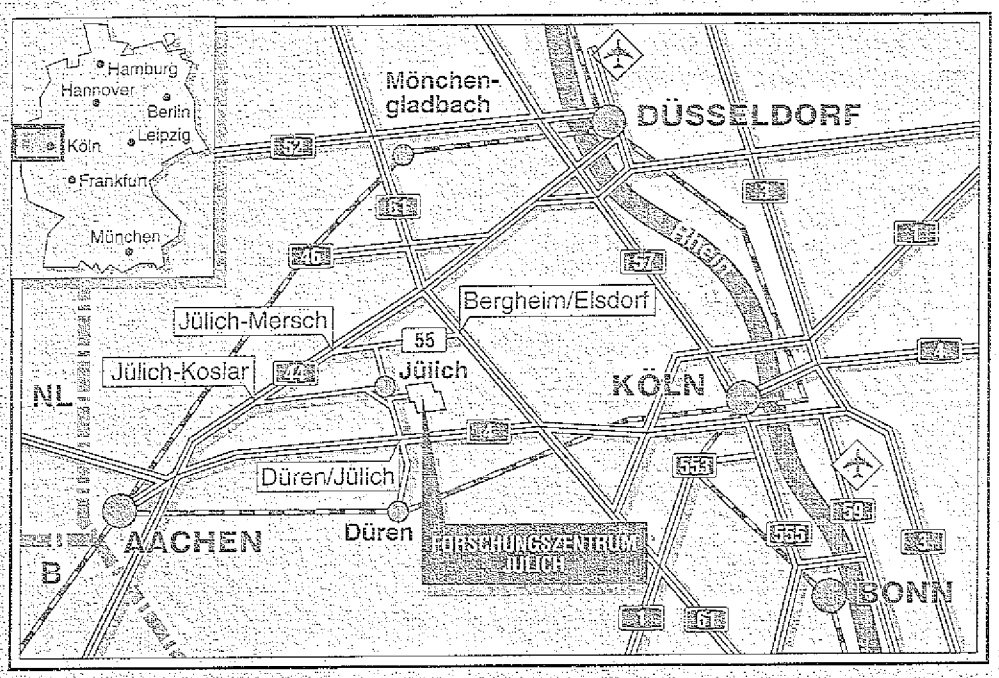
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH KFA

Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik

Entwicklung und Bau einer Tomographieanlage für Routinemessungen an radioaktiven Abfallfässern zur Qualitätskontrolle

Peter Eifler



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3164
ISSN 0944-2952
Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik Jül-3164
D 82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Entwicklung und Bau einer Tomographie-anlage für Routinemessungen an radio-aktiven Abfallfässern zur Qualitätskontrolle

Peter Eifler

Abstract

Development and Construction of a Tomography Assay System for Routine Operation to Quality Control Radioactive Waste Drums

Governmental regulations require to specify the radioisotopic inventory of radioactive waste containers to be disposed of in a repository. Therefore, a need emerges to thoroughly examine the containers' contents. This paper describes the work performed at the Forschungszentrum Jülich (KFA) to quality control radioactive waste drums by applying tomography techniques. In particular, a tomography assay system is built which is designed to analyze Low-Level-Waste (LLW) contained in 200 liter drums of a maximum surface dose rate of 2 mSv/h.

Prior to determining the nuclide inventory of a radioactive waste drum, the measurement of the density distribution by a technique called Transmission Computerized Tomography (TCT) is applied. In TCT, the drum's attenuation of a γ-beam radiated by an external source is measured by one or more detectors. The density throughout an observed plane of the drum is then visualized by a density image. Generally, the internal attenuation of the emitted radiation by the sources contained in the drum, cannot be neglected. For this reason, the attenuation coefficients obtained from the transmission measurements, are applied to correct the emission data of the internal sources. Finally, the analysis and visualization of the activity distribution within the drum is carried out by applying the technique of Emission Computerized Tomography (ECT).

The setup of the tomography assay system is of the translation-rotational type. Vertical moving tracks are installed in order to examine different horizontal cross sections of the drum. Due to the rather high density of cemented radioactive waste a strong external γ-source of 259 GBq ^{60}Co installed within the tomography assay system, is used for transmission measurements (TCT). High count rate measurements of 4 partly attenuated γ-beams radiated by the ^{60}Co-source, are accomplished by the use of 4 fast plastic scintillator detectors. The measurement of the comparatively low-active internal radioisotopes contained in the drum, is carried out by 3 Ge-detectors of relatively low count rates, but with high energy resolution for spectroscopic evaluations. The visualization software enables the operator to quantitatively determine the density and activity distribution of the drum's contents by calibrated scales.

Reducing the time of measurement is an important aspect to be considered when designing an assay system for routine operation. One major goal of this paper is, therefore, to perform TCT and ECT simultaneously to save costly assay time. Here, a Monte-Carlo-simulation has proven that the detector shielding is adequate to sufficiently keep the scattered TCT γ-rays from contributing to the ECT detector readings. In addition, the paper describes software improvements on the ECT reconstruction algorithm allowing for quantitative analysis of the radioisotopes. Test measurements on radioactive point and volume sources and on LLW-drums confirm that the mobile tomography assay system has the potential to be a useful tool in nuclear waste management.

Inhaltsübersicht

Einleitung und Aufgabenstellung

Aufgrund der ihnen eigenen Gefahren müssen radioaktive Abfälle sachgerecht entsorgt werden. Hierbei muß - neben den an das betrachtete Endlager gestellten Anforderungen - auch der *Kontrolle des radioaktiven Produkts* eine große Bedeutung beigemessen werden. Die vorliegende, am Forschungszentrum Jülich (KFA) durchgeführte Arbeit soll zur *Qualitätskontrolle* von radioaktiven Abfällen einen Beitrag leisten, indem eine Anlage zur tomographischen Analyse dieser Abfälle entwickelt und aufgebaut wird. Ein Großteil des radioaktiven Abfalls, insbesondere des in der Vergangenheit angefallenen *Altabfalls*, wird bzw. wurde in Fässern mit einem Fassungsvermögen von 200 Liter verpackt. Die in dieser Arbeit beschriebene Faß-Tomographieanlage ist daher für die Untersuchung von 200-l-Fässern konzipiert, wobei ausschließlich schwach-aktive Abfallgebinde (LLW, Low-Level-Waste) mit einer maximalen Oberflächendosisleistung von 2 mSv/h betrachtet werden.

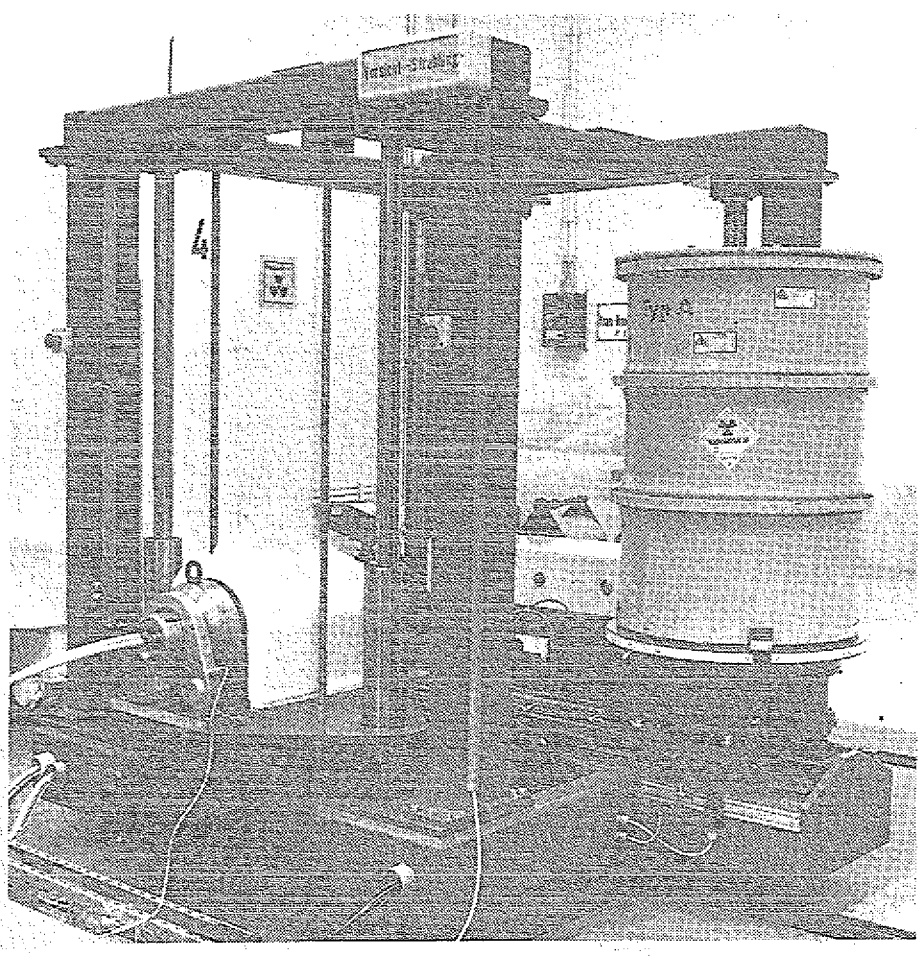
Die Anlage ist im Rahmen eines EU-Verbund-Forschungsvorhabens entwickelt und aufgebaut worden. Ein Bestandteil dieses Vorhabens, das Forschungsprojekt mit dem Titel „Construction and Testing of a Computer-Tomography Assembly for Routine Operation", bildet die Grundlage dieser Arbeit, wobei die Arbeit von der EU, der GNS (Gesellschaft für Nuklear-Service mbH) und aus Mitteln der KFA finanziert worden ist.

Die Anlage besteht im wesentlichen aus einer Strahlungsquelle, einem Detektorsystem und einer Mechanik zur Handhabung des zu untersuchenden Fasses. Mit ihr ist die Anwendung zweier grundsätzlich verschiedener tomographischer Methoden möglich: der Transmissions- (TCT) und der Emissions-Computer-Tomographie (ECT). Bei der TCT durchdringt die von der Strahlungsquelle emittierte Strahlung das Faß, während gleichzeitig das hinter dem Faß befindliche, planare Detektorsystem die vom Faß geschwächte Strahlung mißt. Die auf diese Weise und für verschiedene Faßpositionen erzeugten Transmissionsdaten werden nach Abschluß der Messung zur Rekonstruktion eines Bildes benutzt, das die *Dichteverteilung* eines durch das stehende Faß horizontal gelegten Schnittes darstellt. Im Gegensatz zur TCT wird bei der ECT nicht die Strahlung einer externen Strahlungsquelle, sondern lediglich die Eigenstrahlung des radioaktiven Fasses gemessen. In diesem Fall ist die interessierende und darzustellende Größe die *Aktivitätsverteilung* im untersuchten Faßquerschnitt. Zusätzlich zu diesen beiden bildgebenden Verfahren gestattet die Anlage durch Anwendung der Digitalen Radiographie (DR) auch, ein „Schattenbild" des gesamten Fasses darzustellen.

Viele der in den letzten Jahren von verschiedenen Prüfstellen und Forschungseinrichtungen entwickelten Apparate bedienen sich ausschließlich der TCT-Methode, so daß mit ihnen eine für die Abfallcharakterisierung relevante Bestimmung des Nuklidinventars nicht möglich ist. Wenige andere Entwicklungsarbeiten, die sich mit Emissionsmessungen befassen, basieren auf Vorversuchen mit einfachen Laboraufbauten, die keine systematische, quantitative Analyse der in den Fässern befindlichen Radionuklide erlauben. Bei weiteren, einzelnen Arbeiten zur Bestimmung der Aktivitätsinventarien der Fässer handelt es

sich wiederum nicht um ernsthafte Bestrebungen zur Aufnahme von Tomogrammen, so daß dem Anwender die Verteilung der Radionuklide nicht in Form von Bildern vorliegt.

Die Aufgabe dieser Arbeit ist es, eine mobile Faß-Tomographieanlage für die Untersuchung γ-emittierender Nuklearabfälle zu entwickeln und aufzubauen, die den von Prüfstellen gestellten Anforderungen eines routinemäßigen Betriebes genügt. Dabei soll insbesondere auf die für den Routineeinsatz bedeutsame Inspektionsdauer am Faß geachtet werden. Durch eine spezielle Anordnung zweier Detektortypen und durch eine geeignete Vorkollimation der externen Strahlungsquelle soll eine simultane Messung der Transmissions- und Emissionsstrahlung ermöglicht werden. Die gleichzeitige Erfassung der TCT- und ECT-Meßdaten bildet dabei einen Schwerpunkt dieser Arbeit. Hierbei unterstützt eine der Fertigung der Anlage vorangestellte Monte-Carlo-Simulation maßgeblich die technische Auslegung des Simultankonzepts. Sowohl die Transmissions- als auch die Emissionstomogramme sollen quantitativ rekonstruiert werden, wodurch speziell im Emissionsfall die Aktivitäten aller γ-spektroskopisch nachweisbaren Nuklide des Faßinventars zahlenmäßig erfaßt werden können. Viele physikalische, die Datenerfassung beeinflussende Faktoren sind hierzu zu berücksichtigen und Modifikationen des ECT-Rekonstruktionsalgorithmus zu diskutieren. Die Tomogramme sollen mit einer



Gesamtansicht der Faß-Tomographieanlage

für die Abfallcharakterisierung hinreichend hohen Bildauflösung dargestellt werden, so daß eventuell unvermeidliche, der Tomographieprüfung nachfolgende destruktive Analysen am Faß positionsgenau eingesetzt werden können. Durch abschließende Messungen soll festgestellt werden, ob die Auslegungsspezifikationen der Anlage eingehalten werden können. Hierzu müssen einige für die Abfallgebinde charakteristischen Testobjekte und für die Prüfung radioaktiver Abfälle relevanten Schlüsselnuklide eingesetzt werden. Die Emissionsmessungen sollen sowohl an radioaktiven Punkt- als auch an Volumenquellen vorgenommen werden. Mit der Bestimmung der Bildgüte (Dichte-, Aktivitäts- und Ortsauflösung), Nachweisgrenzen und Fehler sollen die technischen Daten des industriellen Prototypen reproduzierbar festgehalten werden.

Nach einem in **Kap. 1** dargestellten kurzen Einblick in die Aufgaben der Produktkontrolle im Rahmen der nuklearen Abfallentsorgung werden in **Kap. 2** die Grundlagen und Rekonstruktionsverfahren der Tomographie beschrieben. Der Stand der Technik bezüglich tomographischer Untersuchungsmethoden und -apparate zur Charakterisierung radioaktiver Abfälle wird ebenfalls in diesem Kapitel behandelt. Zur Beurteilung von Tomographiegeräten werden in **Kap. 3** zwei wichtige, die Qualität der erzeugten Tomogramme bestimmende Gütekriterien vorgestellt. In **Kap. 4** werden die im Auswerterechner der Faß-Tomographieanlage implementierten Rekonstruktionsalgorithmen beschrieben. Die Konzeption der Anlage sowie eine in der Planungs- und Entwicklungsphase durchgeführte Monte-Carlo-Simulation werden in **Kap. 5** vorgestellt. Mit abschließenden Messungen in **Kap. 6** wird die Funktion der Faß-Tomographieanlage, einschließlich der Leistungsfähigkeit der Rekonstruktionssoftware, geprüft.

„Im Grund kann man sagen, daß die Technologie der Entsorgung von Müll sich mit jener zu seiner Herstellung noch lange nicht messen kann."

Al Gore 1992

1. Produktkontrolle in der nuklearen Abfallentsorgung

Die in der nuklearen Technik anfallenden Abfälle unterscheiden sich von den Abfällen der „konventionellen" Industrie durch die in ihnen enthaltenen radioaktiven Stoffe. Die Herkunft des radioaktiven Abfalls ist dabei breit gefächert, was auf die sehr unterschiedliche Nutzung der nuklearen Technik zurückzuführen ist. So sind zwar die Entstehungsorte von radioaktiven Abfällen in erster Linie Kernkraftwerke und Industriebereiche des Kernbrennstoffkreislaufes, aber auch Krankenhäuser, Forschungseinrichtungen, Universitäten und viele Industriebetriebe sind Verursacher für die Entstehung radioaktiven Abfalls. Weiterhin fallen radioaktive Abfälle bei der Stillegung und der Demontage von Kernkraftwerken an. Aufgrund der ihnen eigenen Gefahren bedürfen diese Abfälle einer besonderen Behandlung und müssen, wie andere industrielle Abfälle auch, sachgerecht entsorgt werden. Hierzu werden die radioaktiven Rohabfälle bezüglich ihrer Beschaffenheit und ihrer späteren Behandlung in Abfallgruppen unterteilt. Anschließend werden sie zur Erfüllung fest vorgeschriebener Grundanforderungen (fester Aggregatzustand, kein Faulen oder Gären, keine selbstentzündlichen oder explosiven Stoffe usw.) einer speziellen Behandlung unterzogen. Die Behandlung kann dabei aus sehr unterschiedlichen Arbeitsschritten bestehen und dient zur Herstellung von Abfallgebinden mit vorgeschriebenen, endlagergerechten Eigenschaften. Das Bundesamt für Strahlenschutz (BfS) nennt hierzu das Verpacken von Rohabfall, das Schmelzen metallischer Abfälle, das Kompaktieren und Fixieren sowie das Trocknen flüssiger Abfälle. In diesem Kontext bedeutet der Begriff *Konditionieren* die Überführung von radioaktivem Abfall in eine endlagergerechte Form. Bei der Verarbeitung von radioaktivem Abfall durch Fixieren werden i.d.R. Fixierungsmittel wie Zement, Beton, Bitumen und Kunststoff eingesetzt. Reaktionen zwischen dem radioaktiven Abfall und dem Fixierungsmittel müssen dabei von den Konditionierern nachweislich ausgeschlossen werden. Um den Resthohlraum der Abfallbehälter zu minimieren, müssen sie möglichst vollständig und ohne Überdruck befüllt werden. Für die Verpackung der Abfälle werden häufig 200- und 400-l-Fässer verwendet, die zu mehreren gruppiert als Innenbehälter in große Container eingebracht werden.

Aufgrund des oft über Jahrtausende anhaltenden Gefahrenpotentials einiger Radionuklide, die eine lange, für ihren radioaktiven Zerfall charakteristische Halbwertszeit aufweisen, spielt die unterirdische Endlagerung konditionierter Abfälle im Rahmen umweltpolitischer Diskussionen eine zentrale Rolle. „Das Ziel der Endlagerung radioaktiver Abfälle ist der langfristige Schutz von Mensch und Umwelt vor der Schädigung durch ionisierende Strahlung der in den Abfällen

enthaltenen Radionuklide" */Brennecke S. 6/*. Dabei muß auch unter Berücksichtigung von Störfällen sichergestellt werden, daß Schadstoffe nicht in einer für Organismen schädlichen Konzentration in die Biosphäre gelangen. Die Abwesenheit von Grundwasser, das Fehlen von Rissen und Klüften im Gestein und geringe seismische Aktivität in den geologischen Formationen sind nur einige Anforderungen, die an eine für die Endlagerung vorgesehene Lagerstätte gestellt werden */Volkmer/*. „Gemäß der gemeinsamen Stellungnahme der Reaktorsicherheitskommission (RSK) und der Strahlenschutzkommission (SSK) muß für die Endlagerung radioaktiver Abfälle in Bergwerken ... erreicht werden, daß in einem Nachweiszeitraum von etwa 10 000 Jahren keine Individualdosen auftreten, die die Schwankungsbreite der natürlichen Strahlenexposition überschreiten" */Brennecke S. 8/*. Hier kommt - neben den an das betrachtete Endlager gestellten Anforderungen, deren Einhaltung in aufwendigen sicherheitsanalytischen Untersuchungen geprüft werden muß - insbesondere der Kontrolle des radioaktiven Produkts eine Schlüsselstellung zu. Unter *Produktkontrolle* wird in diesem Zusammenhang der Nachweis der Einhaltung der Endlagerbedingungen von Abfallgebinden verstanden. Um hierfür die Voraussetzungen zu schaffen, wurde die Produktkontrollstelle (PKS) des Forschungszentrums Jülich (KFA) gegründet. Ihr wurden folgende Arbeitsgebiete vom Bundesamt für Strahlenschutz (BfS) übertragen:

- Entwicklung und Auswahl von Prüfverfahren
- Aufbau apparativer Prüfeinrichtungen
- Prüfungen an Abfallgebinden
- Qualifizierung und Inspektion von Konditionierungsverfahren

Insbesondere die ersten drei der aufgeführten Arbeitsgebiete werden durch die in dieser Arbeit beschriebenen Ergebnisse direkt berührt. Im Rahmen der von der Produktkontrollstelle durchgeführten Prüfungen sind Abweichungen bezüglich der von den Abfallverursachern bzw. Konditionierern deklarierten Werte (Datenblätter, Lieferscheine etc.) zu ermitteln und gegebenenfalls anzuzeigen. Dabei werden solche Prüfverfahren (Meß-, Rechen- und Schätzverfahren) als Nachweis anerkannt, die dem Stand der Technik entsprechen. In der Regel werden die Prüfungen stichprobenartig durchgeführt. Eine Prüfung der in das Endlager einzulagernden großen Container ist aus Kostengründen nicht vorgesehen. Lediglich deren Innenbehälter (200-l-Fässer bzw. 400-l-Fässer) sind vor der Einbringung in die Container zu prüfen.

Viele Fässer sind mit sogenanntem *Altabfall* befüllt. Aufgrund von Versäumnissen in der Vergangenheit bezüglich Konditionierungsvorschriften und Deklarationspflichten ist durch den Altabfall eine besondere Problematik entstanden. Die überwiegende Zahl der Fässer, die nach heutigen Anforderungen ungenügend deklarierten Altabfall enthalten, hat ein Fassungsvermögen von 200 Liter. Hiervon existieren heute in der BRD bereits ca. 60 - 80 000 Stück (400-l-Fässer ca. 15 000 St.). Die in dieser Arbeit beschriebene Faß-Tomographieanlage ist daher für die Untersuchung von 200-l-Fässern konzipiert. Die Abmessungen dieses Faßtyps sind der Abb. 1.1 zu entnehmen */Kugel et al., S. 35/*.

Die zu prüfenden endlagerrelevanten Eigenschaften werden laut BfS durch Kenngrößen spezifiziert */Martens/*. Die nachfolgende (nicht vollständige) Übersicht

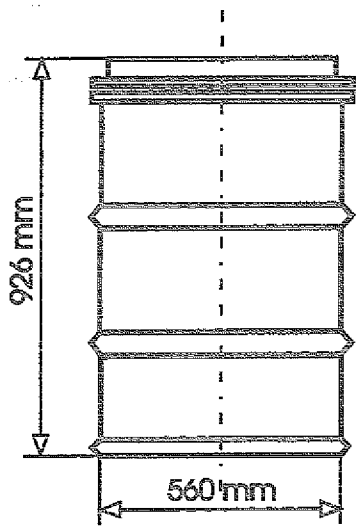


Abb. 1.1: 200-l-Faß, nicht wiederverwendbarer Behälter

dieser Kenngrößen spezifiziert in gewissem Maße auch das jeweils einzusetzende Prüfverfahren:

- Gesamtaktivität des Abfallgebindes
- Aktivität relevanter Radionuklide
- Ortsdosisleistung
- Oberflächenkontamination des Abfallgebindes
- Zusammensetzung des Rohabfalls
- Durchmischung
- Wassergehalt bzw. Restfeuchte
- Thermisches Verhalten

Viele dieser Kenngrößen können mit fortgeschrittenen bildgebenden Prüfverfahren bestimmt werden. Doch bevor die bildgebenden Verfahren der hier beschriebenen Faß-Tomographieanlage, die bei den Verantwortlichen in der nuklearen Entsorgung bisher häufig aus Zeit- und Kostengründen nur zögerlichen Zuspruch gefunden haben, vorgestellt werden, soll im nächsten Abschnitt kurz auf die heute gebräuchlichen Meßverfahren eingegangen werden.

1.1 Prüfverfahren im Routineeinsatz

Wie oben bereits angedeutet, ist die sichere Entsorgung der radioaktiven Abfälle von besonderer Bedeutung. Vor diesem Hintergrund ist eine Vielzahl physikalischer und chemischer Prüfmethoden zur Charakterisierung der Abfälle entwickelt worden, die von den zuständigen Prüfstellen routinemäßig eingesetzt werden. Grundsätzlich wird zwischen zerstörungsfreien und zerstörenden Methoden unterschieden. Die zerstörungsfreien Untersuchungen beinhalten i.d.R. folgende Prüfschritte */KFA 94/*:

- visuelle Inspektion des Fasses und des Faßinhaltes
- Messung von Dosisleistung und Oberflächenkontamination

- Messung des Innendrucks und gaschromatographische Analyse von Gasproben
- Ermittlung des Aktivitätsinventars durch γ-Scanning

Radioaktive Strahler, die sich aufgrund schwacher, fehlender oder in einem meßtechnisch ungünstigen Energiebereich liegender γ-Linien nicht zerstörungsfrei nachweisen lassen, können - falls sie denn für die Abfallcharakterisierung herangezogen werden sollen - zerstörend durch Probenentnahme bestimmt werden. Hierzu sind einige Kernbohranlagen entwickelt worden, die zur Zeit routinemäßig eingesetzt werden. Aufgrund der hierbei zu treffenden Sicherheitsvorkehrungen, der zeitraubenden Arbeitsschritte sowie der erhöhten Strahlenbelastung, aber auch aufgrund der Kontaminationsgefahr des Personals werden zerstörende Prüfverfahren nach Möglichkeit vermieden. Die Ermittlung des Aktivitätsinventars radioaktiver Abfallfässer durch das γ-Scanverfahren wird daher den zerstörenden Verfahren oft vorgezogen. Häufig werden auch Neutronendetektionssysteme zur Bestimmung des

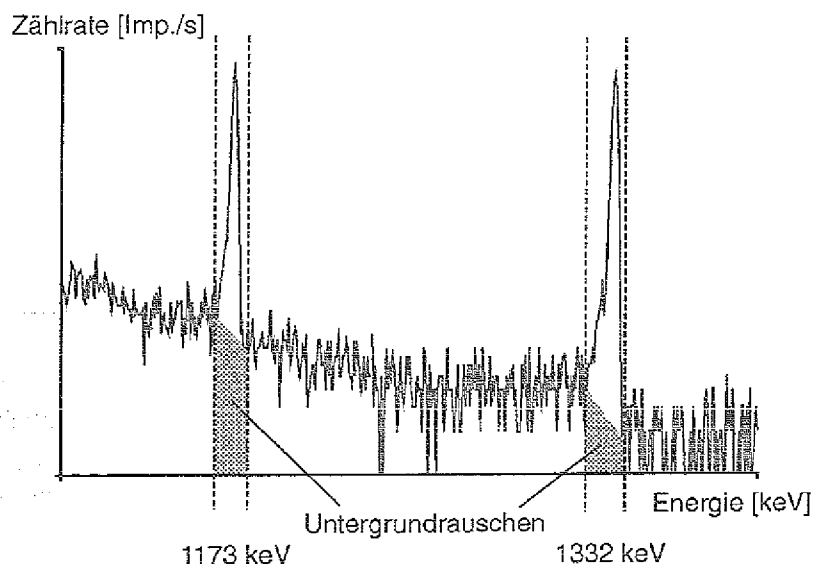


Abb. 1.1.1: Ausschnitt aus einem ^{60}Co-Spektrum von 1000 bis 1400 keV

Spaltstoffinventars nuklearer Abfälle eingesetzt */Filß et al., 1994/*. Das γ-Scanning hat sich in den letzten Jahren zu einer weit verbreiteten Prüfmethode entwickelt. Es gestattet, den radioaktiven Abfall zerstörungsfrei und in verhältnismäßig kurzer Zeit zu charakterisieren. Beim γ-Scanning wird i.d.R. ein Ge-Detektor mit hoher Energieauflösung auf ein radioaktives Abfallfaß gerichtet, wobei sein lokaler Meßbereich durch einen vorgeschalteten, meist aus Blei bestehenden Kollimator eingeengt wird. Der sich hierbei ergebende Raumwinkel beschreibt ein kollimiertes Kegelvolumen, das ein definiertes Meßvolumen aus der Faßgeometrie ausschneidet. Der Ge-Detektor registriert alle γ-spektroskopisch nachweisbaren und in dem Meßvolumen enthaltenen Radionuklide. Die energiespezifischen Zählimpulse des Detektors werden mit einer geeigneten Nuklearelektronik ausgewertet und in Form eines energiebezogenen Spektrums sichtbar gemacht (z.B. Abb. 1.1.1 für das Nuklid ^{60}Co). In diesem Spektrum hinterläßt jedes γ-emittierende Radioisotop einen charakteristischen und mit anderen Isotopen unverwechselbaren „Fingerabdruck",

der durch die Lage und Größenverhältnisse der im Spektrum enthaltenen Peaks bestimmt wird. Jedes Spektrum enthält außerdem einen sogenannten *Untergrund*, welcher sich aus der natürlichen Strahlung der Umgebung und dem Compton-Untergrund energetisch höher liegender Peaks zusammensetzt. Die Nettoflächen bzw. Nettozählraten der Peaks ergeben sich durch Subtraktion mit dem Untergrund und sind ein Maß für die Aktivität des betrachteten Nuklids. Das Hauptanliegen bei der Anwendung des γ-Scanverfahrens ist die Berechnung des Nuklidinventars des Fasses aus den Nettozählraten der im Spektrum enthaltenen Peaks. Unter der Annahme einer homogenen Dichteverteilung im gesamten Faßvolumen kann hierzu eine Berechnungsformel geschlossen hergeleitet werden */Filß 1989/*. Bei Inhomogenitäten, wie sie häufig in der Praxis anzutreffen sind (geringer Füllgrad, Hohlräume, Innenbehälter usw.), müssen Korrekturen an der Berechnungsformel durch Verwendung spezieller Faktoren vorgenommen werden. Bei unbekanntem Faßinhalt ist es allerdings schwierig, die Korrekturfaktoren sicher zu bestimmen. Die Charakterisierung der Gebinde bleibt dann oft unzureichend. Um das Problem zu entschärfen, kann das γ-Scanning jedoch durch bildgebende Verfahren ergänzt werden.

1.2 Bildgebende Systeme

Bei der Entwicklung bildgebender Prüfverfahren für die Abfallcharakterisierung wird das Ziel verfolgt, die aufwendigen, heute zum Teil unvermeidlichen, zerstörenden Prüfungen erheblich zu reduzieren. Eine Entscheidung über den zukünftigen praktischen Einsatz dieser Verfahren setzt allerdings die Klärung der wirtschaftlichen und prüftechnischen Aspekte voraus. Investitionskosten, laufende Betriebskosten, Anforderungen an das Bedienungspersonal sowie Meßzeiten und Genauigkeit der Ergebnisse sind hierbei besonders zu berücksichtigen und sorgfältig gegeneinander abzuwägen. Betrachtet man die Vorteile bildgebender Verfahren und vergleicht sie mit denen des γ-Scannings, so zeigt sich ein beachtlicher Vorteil dieser modernen Verfahren: die räumliche Verteilung des Abfalls wird ermittelt und dem Anwender in Form von Bildern sichtbar gemacht. Je nach Methode sind bildgebende Verfahren in der Lage, sowohl die räumliche *Dichteverteilung* als auch die *Verteilung der Radioaktivität* im Faßvolumen darzustellen. Die Dichteverteilung gibt Auskunft über Art und Beschaffenheit des Abfalls und der Verfestigungsmatrix, z.B. Füllgrad, mittlere und lokale Dichte, Hohlräume, Einschlüsse von freien Flüssigkeiten, Innenbehälter, überdeckende Zementkappen oder andere abschirmende Strukturen. Die Aktivitätsverteilung liefert Informationen über Art und Form der radioaktiven Abfallbestandteile, z.B. homogen aktives Produkt, aktivierte bzw. kontaminierte Bauteile in einer inaktiven, abschirmenden Matrix, lokale radioaktive Quellen usw..

Zur Zeit werden unterschiedliche Formen bildgebender Systeme für die nukleare Entsorgung entwickelt und in einigen Prüfeinrichtungen erprobt. Zu nennen sind hier die digitale Radiographie und die Tomographie. Beide Verfahren können jeweils in einer passiven und in einer aktiven Variante eingesetzt werden. Während die passiven Verfahren lediglich die Eigenstrahlung des Fasses aufzeichnen, um dessen Aktivität räumlich darzustellen, wird bei den aktiven Methoden eine externe Strahlungsquelle (Röntgenquelle, radioaktiver Strahler, Linearbeschleuniger o.ä.) zur Transmission durch das Faß eingesetzt, d.h. die ortsvariablen

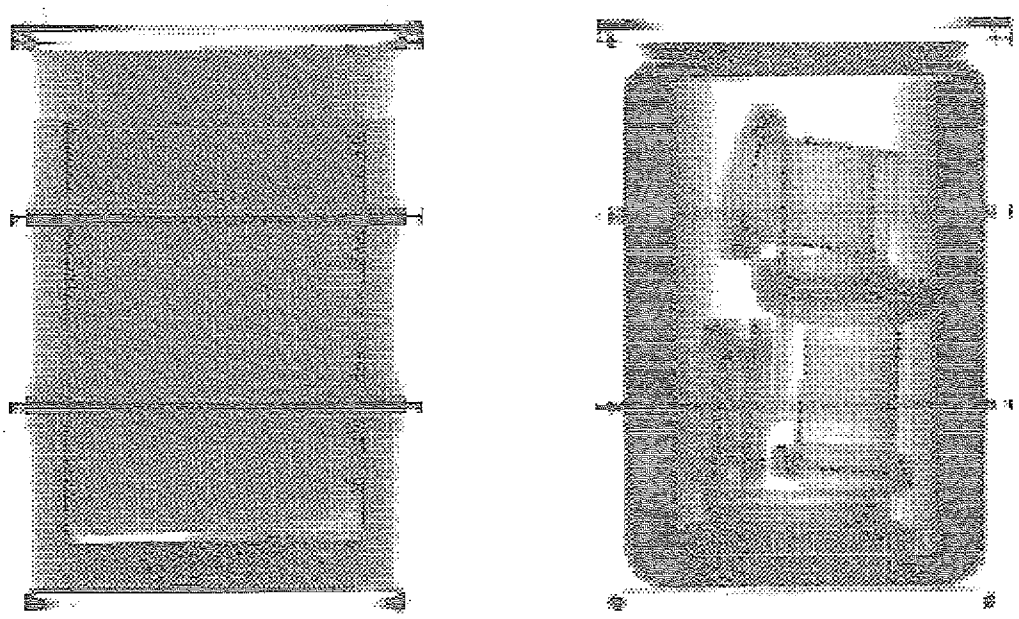


Abb. 1.2.1: Digitale Radiographien zweier 200-l-Fässer

Absorptionseigenschaften des Fasses werden registriert und aus ihnen Dichteverteilungen bestimmt.

Das Prinzip der (aktiven) digitalen Radiographie ist identisch mit der in der medizinischen Diagnostik und in der Materialprüfung eingesetzten Röntgenbildaufnahmetechnik. Das Faß wird mit einer starken, den Absorptionseigenschaften des Fasses entsprechend ausgelegten Strahlungsquelle durchleuchtet und sein Schattenbild sichtbar gemacht. Der Unterschied zur konventionellen Röntgenbildaufnahme liegt lediglich in der meßtechnischen Realisierung begründet, mit der die durch das Faß geschwächte Strahlung registriert und aufgezeichnet wird. Bei der digitalen Radiographie wird der Röntgenfilm durch Verwendung eines oder mehrerer Detektoren ersetzt, die das Strahlenfeld hinter dem Faß digital und Punkt für Punkt (diskret) abtasten. Abb. 1.2.1 stellt die digitalen Radiographien zweier 200-l-Fässer dar, welche mit der in dieser Arbeit beschriebenen Faß-Tomographieanlage erzeugt worden sind. Die linke Radiographie zeigt, daß das Faß einen, mit vermutlich radioaktivem Material befüllten, Innenbehälter enthält. Das in der Abbildung rechts dargestellte Faß nimmt einen großen Gußbehälter auf, der mehrere zylinderförmige Flanschelemente enthält.

Die Tomographie ist - wie bereits angesprochen - ebenfalls ein bildgebendes Verfahren, welches Aktivitäts- und Dichteverteilungen sichtbar darstellt. Im Vergleich zur digitalen Radiographie besitzt sie aber einen höheren Informationsgehalt. Auch sie gehört bis zum heutigen Zeitpunkt nicht zu den Standardverfahren der nuklearen Abfallprüfung, und es bleibt abzuwarten, ob und wann eine Entscheidung von den zuständigen Behörden zugunsten eines zukünftigen

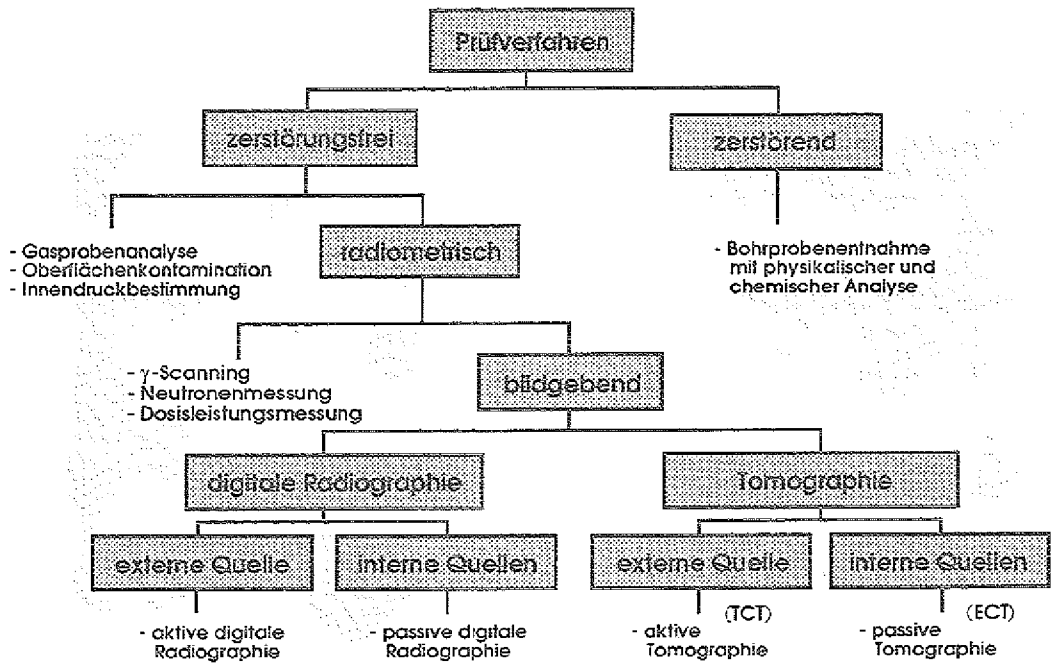


Abb. 1.2.2: Zerstörende und zerstörungsfreie Prüfverfahren

Routineeinsatzes getroffen wird. (Die Tomographie soll nicht in diesem, sondern erst im 2. Kapitel beschrieben werden.)

In diesem Kapitel sind zerstörende und zerstörungsfreie Prüfverfahren mit unterschiedlicher Gewichtung behandelt worden. Zur besseren Übersicht sollen sie in Form eines Schaubildes (Abb. 1.2.2) systematisch aufgezeigt werden.

2. Prinzipien der Tomographie

Nach einem kurzen Einblick in die Grundlagen der Tomographie werden in diesem Kapitel zunächst einige häufig anzutreffende tomographische Rekonstruktionsverfahren vorgestellt. Anschließend wird ein Überblick über den Stand der Technik der Tomographie im Rahmen der nuklearen Abfallprüfung gegeben. Danach werden die mit den Rekonstruktionsverfahren verbundenen Vor- und Nachteile diskutiert und ein für das hier behandelte Problem der Abfallcharakterisierung geeignetes Verfahren ausgewählt. Auf eine ausführliche Darstellung der geschichtlichen Entwicklung der Tomographie wird in dieser Arbeit verzichtet, und statt dessen auf die einschlägige Literatur verwiesen */Herman 1980/, /Krestel 1980/.*

2.1 Grundlagen der Tomographie

Die Tomographie (gr. *tomos*=Schnitt, *graphein*=zeichnen) ist ein zerstörungsfreies und bildgebendes Verfahren, das Schnittbilder des zu untersuchenden Objektes erzeugt. Hierzu wird das Meßobjekt äußerlich mit geeigneten Sensoren abgetastet und aus den gewonnenen Meßdaten ein Abbild rekonstruiert. Entscheidend dabei ist, daß das Meßobjekt die von einer Strahlungsquelle emittierte Strahlung in der Weise beeinflußt, daß die Sensoren Meßwerte registrieren, aus denen die Erzeugung des Abbildes möglich ist.

Obwohl erste Ansätze der Tomographie bereits in den fünfziger Jahren in der radioastronomischen Forschung entwickelt worden sind */Bracewell et al./*, gilt der englische Physiker G. N. HOUNSFIELD als Erfinder der Tomographie. Im Jahre 1972 baute er den ersten kommerziellen Röntgentomographen und erhielt für diese Leistung 1978, zusammen mit A. M. CORMACK, den Nobelpreis für Medizin. Angesichts der in den 70er und 80er Jahren rasch einsetzenden stürmischen Entwicklung der Tomographie, einschließlich der Fertigung industrieller Apparate, ist es um so erstaunlicher, daß der Mathematiker J. RADON bereits 1917 die Gleichungen für die Bildrekonstruktion entwickelt hatte */Radon/*. Ihm zu Ehren wird die bei der Durchstrahlung des Objektes erfolgende Transformation der zweidimensionalen Objektebene auf ihre Projektionen als Radontransformation bezeichnet.

Wie bereits in Kap. 1.2 angedeutet, existieren zwei grundsätzlich verschiedene tomographische Methoden, die sich über die Lage der Strahlungsquelle definieren lassen. Während bei der Transmissions-Computer-Tomographie (TCT, aktive Methode) eine externe Strahlungsquelle eingesetzt wird, um das Objekt zu durchstrahlen, wird bei der Emissions-Computer-Tomographie (ECT, passive Methode) lediglich die Eigenstrahlung des Untersuchungsobjektes gemessen (interne Strahlungsquellen). Die TCT liefert somit Schnittbilder von strahlungsschwächenden Objekten, wobei als Bildgrößen die in der untersuchten Schnittebene verteilten Schwächungskoeffizienten dargestellt werden. Bei der ECT liegt der Fall anders. Hier ist die interessierende und darzustellende Größe die Aktivitätsverteilung innerhalb der Schnittfläche des Objektes. Bei dieser Methode repräsentieren die

Bildpunkte des erzeugten Schnittbildes die örtlichen Aktivitäten in der untersuchten Objektebene.

Zum besseren Verständnis soll in diesem Abschnitt nur auf die Transmissionstomographie eingegangen werden, während die Emissionstomographie später behandelt wird.

Gemäß dem Lambert'schen Gesetz läßt sich die Schwächung monoenergetischer γ-Strahlung in einem Medium mit dem örtlichen Absorptionskoeffizienten μ durch das Exponentialgesetz

$$I = I_0 \cdot e^{-\int_s \mu \, ds}$$

beschreiben. I_0 bezeichnet die Strahlintensität (Zählrate der γ-Quanten des Detektors) des freien Strahls ohne Schwächung. Unter I ist die Strahlintensität mit Schwächung in Strahlrichtung entlang des Weges s zu verstehen. Wird ein Körper mit der besagten Strahlung durchstrahlt, entsteht hinter diesem ein ortsvariables Intensitätsmuster der transmittierten, geschwächten Strahlung. Dieses Muster kann durch eine geeignete Aufnahmetechnik sichtbar gemacht werden und entspricht bildlich gesprochen einem „Schattenbild" (siehe auch Kap. 1.2). In den folgenden Abschnitten soll allerdings nicht von einem „Schattenbild" gesprochen werden, sondern von einer *Projektion* des Objektes.

Die Projektion P soll gemäß einer einfachen Umformung des Lambert'schen Gesetzes wie folgt definiert werden:

$$P = \ln\frac{I_0}{I} = \int_s \mu \, ds \qquad \textit{(Gl. 2.1.1)}$$

An dieser Stelle ist festzuhalten, daß die Projektion eines Objektes keine eindeutige Information über die strahlenschwächenden Inhomogenitäten im Innern des Objektes liefert. Der „Blick in die Tiefe" geht offensichtlich durch die Integralbeziehung der Gl. 2.1.1 verloren. Um das Problem dennoch zu lösen, kommt genau hier das Prinzip der Tomographie ins Spiel. Die Tomographie ist in der Lage, die Integralgleichung aufzulösen und den Integranden isoliert darzustellen. Dabei ist es allerdings erforderlich, eine Vielzahl von Projektionen aus unterschiedlichen Richtungen zu bilden. Der zu ermittelnde ortsvariable Integrand μ ist ein direktes Abbild des Meßobjektes und stellt somit dessen Beschaffenheit dar. Das Lösen der Integralgleichung wird als tomographische Rekonstruktion bezeichnet. Hierzu wurden in der Vergangenheit etliche Rekonstruktionsalgorithmen entwickelt. Die Modifikationen dieser Verfahren sind vielfältig, die Lösungsansätze unübersichtlich, und die Auswahl eines geeigneten Verfahrens ist oft schwierig */Herman 1980/, /Brooks et al. 1975/ und /Censor 1983/.*

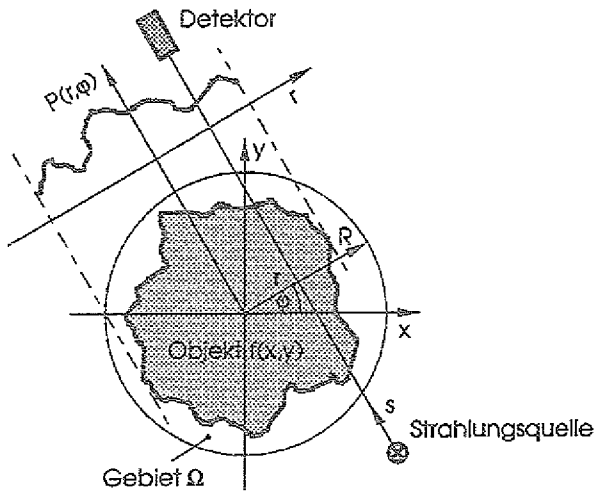


Abb. 2.2.1.1: Geometrie eines Linearscanners

2.2 Rekonstruktionsverfahren

Bei den tomographischen Rekonstruktionsverfahren ist grundsätzlich zwischen den analytischen und den algebraischen Verfahren zu unterscheiden. Als analytische Verfahren werden sowohl die zweidimensionale Fourier-Rekonstruktion (direkte Fourier-Rekonstruktion), als auch die gefilterte Rückprojektion behandelt. Als algebraisches Verfahren, auch iteratives Verfahren genannt, wird die ART-Rekonstruktion (Algebraic-Reconstruction-Technique) beschrieben. Die Beschreibung der Verfahren dient nicht nur zur späteren Auswahl eines geeigneten Rekonstruktionsalgorithmus, sondern vornehmlich zum allgemeinen Verständnis der Tomographie. Insbesondere die in den nachstehenden Abschnitten dargestellte Mathematik bildet eine solide Grundlage für die in Kapitel 3 vorgestellten Methoden zur Beurteilung von Tomographiegeräten.

2.2.1 Die zweidimensionale Fourier-Rekonstruktion

Ein Objekt, welches sich in dem tomographisch zu untersuchenden Gebiet Ω befindet, kann durch die zweidimensionale skalare Funktion $f(x,y)$ beschrieben werden. Meßtechnisch werden die Projektionen durch radiale und angulare Abtastung des Objekts gebildet. Die Geometrie eines einfachen Linearscanners ist der Abb. 2.2.1.1 zu entnehmen. Die einzelnen Meßwerte, aus denen die Projektionen diskret aufgebaut sind, werden in Abhängigkeit des Winkels φ und des Abstandes r vom Drehmittelpunkt aufgenommen. Die Projektion $P(r,\varphi)$ unter dem Winkel φ wird dabei durch das Linienintegral

$$P(r,\varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)\ ds$$

mit

$$r = x\cos\varphi + y\sin\varphi \qquad x = r\cos\varphi - s\sin\varphi$$
$$s = -x\sin\varphi + y\cos\varphi \qquad y = r\sin\varphi + s\cos\varphi$$

bestimmt (vgl. Gl. 2.1.1). Die Integration über ein Gebiet unendlicher Ausdehnung ist zulässig, da $f(x,y)$ außerhalb des Gebietes Ω mit null angenommen wird. Die Gesamtheit der Projektionen $P(r,\varphi)$ für alle Winkel φ wird als Radontransformierte $R(f)$ bezeichnet:

$$R(f) = P(r,\varphi)$$

Den analytischen Rekonstruktionsmethoden ist gemein, daß sie die Radontransformierte durch Rücktransformation auswerten, um ein Bild $\tilde{f}(x,y)$ des Objekts zu erhalten. Hierzu werden bei Anwendung der direkten Fourier-Rekonstruktion die Projektionen zunächst in den Frequenzbereich transformiert */Bracewell/*:

$$F_P'(\omega_r,\varphi) = F'\{P(r,\varphi)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} P(r,\varphi)\, e^{-i\omega_r r}\, dr \qquad \textit{(Gl. 2.2.1.1)}$$

Durch Substitution von $P(r,\varphi)$ durch obiges Linienintegral ergibt sich:

$$F_P'(\omega_r,\varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)\, e^{-i\omega_r r}\, ds dr$$

Da die Funktionaldeterminate (Determinante der Jacobi-Matrix) dieses Flächenintegrals gleich eins ist, erhält man nach einer Variablentransformation in ein kartesisches Koordinatensystem folgende Beziehung */Bronstein S. 334/*:

$$F_P'(\omega_r,\varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)\, e^{-i\omega_r (x\cos\varphi + y\sin\varphi)}\, dxdy \qquad \textit{(Gl. 2.2.1.2)}$$

Mit den Beziehungen

$$\omega_x = \omega_r \cos\varphi \quad \text{und} \quad \omega_y = \omega_r \sin\varphi$$

läßt sich dies umschreiben zu:

$$F_P'(\omega_r,\varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)\, e^{-i(\omega_x x + \omega_y y)}\, dxdy$$

Wie sich zeigt, ist die rechte Seite dieser Gleichung die zweidimensionale Fouriertransformierte der Funktion $f(x,y)$. Somit gilt:

$$F_P'(\omega_r,\varphi) = F'\{P(r,\varphi)\} = F''\{f(x,y)\} = F_f''(\omega_x,\omega_y)$$

Dieser Zusammenhang ist in der Literatur als *Projection-Slice Theorem* (Zentralschnitttheorem) bekannt. Es besagt, daß die eindimensionale Fouriertransformierte einer Projektion unter dem Winkel φ einem ebenfalls unter dem Projektionswinkel φ gelegten zentralen Schnitt durch die zweidimensionale Fouriertransformierte der Funktion $f(x,y)$ entspricht. Das Verfahren der direkten Fourier-Rekonstruktion basiert auf eben diesem Zusammenhang. Unter der Annahme, daß die Radontransformierte in kontinuierlicher Form vorliegt, kann durch eindimensionale Fouriertransformation der Projektionen das zweidimensionale Spektrum der Funktion $f(x,y)$ ermittelt werden.

Bem.: Unter dem Spektrum einer Funktion f wird allgemein die Fouriertransformierte von f verstanden /Stearns et al., S. 51/.

Mit Hilfe der zweidimensionalen inversen Fouriertransformation wird anschließend aus diesem Spektrum die gesuchte Funktion $\tilde{f}(x,y)$ ermittelt:

$$\tilde{f}(x,y) = F''^{-1}\left\{F''_f(\omega_x,\omega_y)\right\} = \frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} F''_f(\omega_x,\omega_y)\, e^{i(\omega_x x+\omega_y y)}\, d\omega_x d\omega_y$$

Obwohl dieses Verfahren auf den ersten Blick verhältnismäßig einfach erscheint, stößt man bei der praktischen Umsetzung auf einige Schwierigkeiten. Dies liegt zum einen daran, daß die Radontransformierte, also die Gesamtheit aller Projektionen, nur diskret gemessen werden kann, und zum anderen daran, daß das daraus erzeugte zweidimensionale Spektrum zunächst nur in Form eines polaren Rasters vorliegt, dessen Stützstellen auf ein kartesisches Raster interpoliert werden müssen. Die Stützstellen repräsentieren dabei die Fourierkoeffizienten des Spektrums der Funktion $f(x,y)$ in der Frequenzdomäne. Erst wenn die Stützstellen des Spektrums als Kreuzungspunkte eines regelmäßigen und rechtwinkligen Rasters vorliegen, kann eine schnelle zweidimensionale inverse Fouriertransformation (FFT) in den Ortsbereich vorgenommen werden, um die gesuchte Funktion $\tilde{f}(x,y)$ zu erhalten.

Wie bereits angedeutet, muß bei der numerischen Realisierung der direkten Fourier-Rekonstruktion die in integraler Form vorliegende Fouriertransformierte der Projektionen diskretisiert werden. Die zugehörige Rechenvorschrift läßt sich aus obiger Gleichung 2.2.1.1 leicht herleiten, indem die in ihr enthaltenen kontinuierlichen Variablen durch diskrete Werte ersetzt werden */Schrüfer S.148/*:

r	durch	$n\Delta r$
$P(r,\varphi)$	durch	$P(n\Delta r,\varphi)$
$e^{-i\omega_r r}$	durch	$e^{-i\omega_r n\Delta r}$

Δr bezeichnet das Abtastintervall, mit dem die Funktion $f(x,y)$ bzw. das Objekt radial und äquidistant abgetastet wird. Folglich legt das Produkt $n\Delta r$ den konkreten Abtastpunkt in der Ortsdomäne von $f(x,y)$ fest. n läuft von 0 bis N-1, wobei N die Anzahl aller Abtastpunkte unter dem Projektionswinkel φ ist. Die Länge des gesamten Abtastbereichs bzgl. φ ist somit:

$$R = N\Delta r$$

Weiterhin ist das Integral von Gl. 2.2.1.1 durch eine Summe zu approximieren. Man erhält schließlich:

$$F'_{P,diskret}(\omega_r,\varphi) = \Delta r \sum_{n=0}^{N-1} P(n\Delta r,\varphi)\, e^{-i\omega_r n\Delta r}$$

Der Exponent $(-i\omega_r n\Delta r)$ des Exponentialterms dieser Gleichung verdeutlicht, daß das diskrete Fourierspektrum $F'_{P,diskret}$ mit der Periode $2\pi/\Delta r$ über ω_r periodisch ist. Weiterhin besitzt die Fouriertransformierte die Eigenschaft, daß die Paare $F'_P(\omega_r,\varphi)$ und $F'_P(-\omega_r,\varphi)$ konjugiert komplex sind, d.h. ihre Amplituden sind symmetrisch zum Ursprung. Hieraus ergibt sich der in Abb. 2.2.1.2 skizzierte periodische Verlauf der diskreten Fouriertransformierten.

Aus den genannten Eigenschaften läßt sich eine wichtige Forderung an die noch zu diskretisierende Kreisfrequenz ω_r ableiten */Schrüfer S.150/*. Die diskreten Werte $\omega_{r,k}$

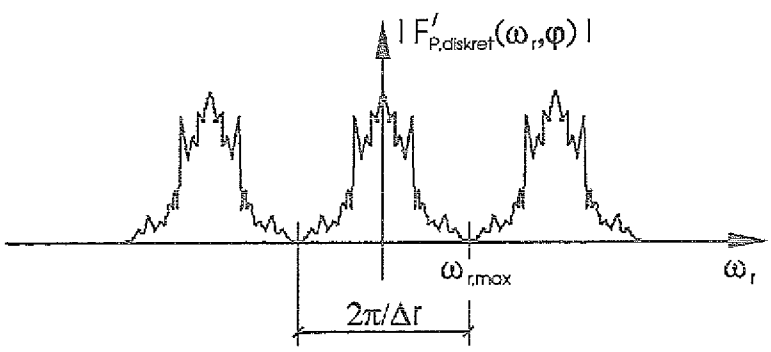


Abb. 2.2.1.2: Periodischer Verlauf der diskreten Fouriertransformierten

(k = 0,1,2...) sind so zu wählen, daß sich die wiederholenden Spektren von $F'_{P,diskret}$ nicht durch Überlappung verfälschen. Offensichtlich wird ein Aliasing (Spektrenverfälschung durch Überlappung) vermieden, wenn für die höchste Kreisfrequenz $\omega_{r,\max}$ ein Wert kleiner als die Hälfte der Periode gewählt wird (siehe Abb. 2.2.1.2):

$$\omega_{r,\max} < \frac{\pi}{\Delta r} \qquad \text{bzw.} \qquad \Delta r < \frac{1}{2 f_{r,\max}}$$

Diese Beziehung wird als Abtasttheorem bezeichnet. Es besagt, daß das Abtastintervall Δr kleiner als die Hälfte der im Signal enthaltenen reziproken Frequenz sein muß. Die zum Abtastintervall Δr korrespondierende Frequenz $f_{r,\max}$ wird auch *Nyquistfrequenz* genannt. Sie ist die höchste Frequenz, die noch eindeutig übertragen werden kann. Festzuhalten ist, daß durch die Diskretisierung aufgrund

der endlichen Abtastung am Objekt die Fouriertransformierte der Projektion *bandbegrenzt* ist.

Nachdem nun feststeht, in welchem Frequenzintervall die diskreten Werte $\omega_{r,k}$ liegen, soll nun die Frage geklärt werden, wie viele dieser diskreten Werte verlangt werden und in welchem äquidistanten Abstand sie zueinander stehen. Hierzu folgende Überlegung: Die Spektralfunktion $F'_{P,diskret}(\omega_r,\varphi)$ ist eine komplexe Funktion mit Real- und Imaginärteil, bzw. Betrag und Phase, d.h. eine Spektrallinie wird durch zwei Werte festgelegt. Aus N ortsbezogenen Abtastpunkten (Messungen am Objekt) können $N/2$ Spektrallinien bestimmt werden, die aufgrund der konjugiert komplexen Eigenschaft des Spektrums im Intervall $[0,\pi/\Delta r]$ liegen. Dieses Intervall wird also in $N/2$ Teilintervalle geteilt, wobei die spektrale Auflösung sich berechnet gemäß:

$$\Delta\omega_r = \frac{2}{N}\cdot\frac{\pi}{\Delta r} \qquad \text{bzw.} \qquad \Delta f = \frac{1}{N\Delta r}$$

Die Trennschärfe, bzw. die spektrale Auflösung der Messung, ist somit gleich dem Kehrwert des gesamten Abtastbereichs $R=N\Delta r$.

2.2.2 Die gefilterte Rückprojektion

Der heute am häufigsten anzutreffende Lösungsweg zur Berechnung der Bildverteilung ist die Rekonstruktion nach der gefilterten Rückprojektion. Ausgehend von der zweidimensionalen inversen Fouriertransformation soll sie im folgenden hergeleitet werden:

$$\tilde{f}(x,y) \;=\; F''^{-1}\left\{F''_f(\omega_x,\omega_y)\right\} \;=\; \frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} F''_f(\omega_x,\omega_y)\, e^{i(\omega_x x+\omega_y y)}\, d\omega_x d\omega_y$$

Mit $\omega_x = \omega_r\cos\varphi$ und $\omega_y = \omega_r\sin\varphi$ berechnet sich die Funktionaldeterminante zu:

$$\begin{vmatrix} \dfrac{\partial\omega_x}{\partial\omega_r} & \dfrac{\partial\omega_y}{\partial\omega_r} \\ \dfrac{\partial\omega_x}{\partial\varphi} & \dfrac{\partial\omega_y}{\partial\varphi} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\omega_r\sin\varphi & \omega_r\cos\varphi \end{vmatrix} = \omega_r(\cos^2\varphi+\sin^2\varphi) = \omega_r$$

Eine Koordinatentransformation des obigen Flächenintegrals in Polarkoordinaten resultiert somit in:

$$\begin{aligned}\tilde{f}(x,y) &= \frac{1}{4\pi^2}\int_0^{2\pi}\int_0^{+\infty} F_f''(\omega_r,\varphi)\, e^{i\omega_r(x\cos\varphi+y\sin\varphi)}\omega_r\, d\omega_r d\varphi \\ &= \frac{1}{4\pi^2}\left\{\int_0^{\pi}\int_0^{+\infty} F_f''(\omega_r,\varphi)\, e^{i\omega_r(x\cos\varphi+y\sin\varphi)}\omega_r\, d\omega_r d\varphi \right. \\ &\quad \left. + \int_0^{\pi}\int_0^{+\infty} F_f''(\omega_r,\varphi+\pi)\, e^{i\omega_r(x\cos(\varphi+\pi)+y\sin(\varphi+\pi))}\omega_r\, d\omega_r d\varphi\right\}\end{aligned}$$

Unter Anwendung des Zentralschnitttheorems $F_P' = F_f''$ auf Gl. 2.2.1.2 und wegen

$$i\omega_r(x\cos(\varphi+\pi)+y\sin(\varphi+\pi)) = -i\omega_r(x\cos\varphi+y\sin\varphi) = -i\omega_r r$$

gilt $F_f''(\omega_r,\varphi+\pi) = F_f''(-\omega_r,\varphi)$.

Durch Einsetzen erhält man:

$$\begin{aligned}\tilde{f}(x,y) &= \frac{1}{4\pi^2}\left\{\int_0^{\pi}\int_0^{+\infty} F_f''(\omega_r,\varphi)\, e^{i\omega_r r}\omega_r\, d\omega_r d\varphi + \int_0^{\pi}\int_0^{+\infty} F_f''(-\omega_r,\varphi)\, e^{-i\omega_r r}\omega_r\, d\omega_r d\varphi\right\} \\ &= \frac{1}{4\pi^2}\int_0^{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} |\omega_r|\, F_f''(\omega_r,\varphi)\, e^{i\omega_r r}\, d\omega_r d\varphi\end{aligned}$$

Das Projection-Slice Theorem liefert schließlich:

$$\tilde{f}(x,y) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi}\left[\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} |\omega_r|\, F_P'(\omega_r,\varphi)\, e^{i\omega_r r}\, d\omega_r\right] d\varphi \qquad \textit{(Gl. 2.2.1.3)}$$

Da $\quad P(r,\varphi) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} F_P'(\omega_r,\varphi)\, e^{i\omega_r r}\, d\omega_r = F'^{-1}\{F_P'(\omega_r,\varphi)\}$

die inverse Fouriertransformation von F_P' darstellt, kann der in Klammern stehende Ausdruck der Gl. 2.2.1.3 als die mit der Betragsfunktion $|\omega_r|$ im Spektralbereich gefilterte Projektion $P(r,\varphi)$ aufgefaßt werden.

Bem.: Mit der im Spektralbereich gefilterten Projektion

$$P^*(r,\varphi) = F'^{-1}\{|\omega_r|\cdot F'\{P(r,\varphi)\}\}$$

ergibt sich für die Funktion $\tilde{f}(x,y)$*:*

$$\tilde{f}(x,y) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi} P^*(r,\varphi)\,d\varphi$$

Die gefilterte Rückprojektion beinhaltet also zwei Teilschritte: Die Projektionen werden zunächst gefiltert und anschließend rückprojiziert, das Ergebnis ist die gesuchte Funktion $\tilde{f}(x,y)$.

Die Filterung der Projektionen kann auch als Faltung mit der Impulsantwort

$$h(r) = F'^{-1}\{|\omega_r|\} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} |\omega_r|\, e^{i\omega_r r}\, d\omega_r$$

aufgefaßt werden. Folgende Umformungen machen diese Sichtweise deutlich:

$$\begin{aligned}
P^*(r,\varphi) &= F'^{-1}\left\{|\omega_r|\cdot\int_{-\infty}^{+\infty} P(r,\varphi)\, e^{-i\omega_r r}\, dr\right\} \\
&= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[|\omega_r|\cdot\int_{-\infty}^{+\infty} P(\rho,\varphi)\, e^{-i\omega_r \rho}\, d\rho\right] e^{i\omega_r r}\, d\omega_r \\
&= \int_{-\infty}^{+\infty} P(\rho,\varphi)\cdot\left[\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} |\omega_r|\, e^{i\omega_r (r-\rho)}\, d\omega_r\right] d\rho \\
&= \int_{-\infty}^{+\infty} P(\rho,\varphi)\cdot h(r-\rho)\, d\rho \\
&= P(r,\varphi) * h(r)
\end{aligned}$$

Mit dem Hinweis, daß die Faltungsoperation „*“ äquivalent zu einer Multiplikation im Frequenzbereich ist, wird dieser Zusammenhang unmittelbar ersichtlich */Stearns et al., S. 61/*. Die Tatsache, daß die gefilterte Rückprojektion auch als Faltungsmethode bezeichnet wird, wird durch diese etwas andere Formulierung unter Verwendung des Faltungsprodukts verständlich.

Die bisherige Herleitung der Filtergleichung (Gl. 2.2.1.3) wurde in einem kontinuierlichen Orts- und Frequenzraum vorgenommen. Bei der numerischen Realisierung ist - wie bereits angesprochen - eine bandbegrenzende Diskretisierung erforderlich, so daß der Filterkern $|\omega_r|$ in ein Produkt aus einer Betragsfunktion und einer bandbegrenzenden Fensterfunktion übergeht. Hierbei zeigt sich, daß die diskrete Filterfunktion eine Möglichkeit zur Bildmanipulation durch Verwendung unterschiedlicher Filterkerne bietet */Schultz S.13/*. Durch Einsatz einer gemäß obiger Herleitung naheliegenden Rechteckfunktion als bandbegrenzende Fensterfunktion treten endliche Unstetigkeitsstellen an den Rändern des Filterkerns auf. Die Approximation dieser Eigenschaft durch eine begrenzte (diskrete) Zahl von Termen äußert sich in einer Überhöhung der Welligkeit in der unmittelbaren Umgebung der Sprungstellen. Dieser Effekt ist als *Gibbs'sches Phänomen* bekannt */Johnson S. 273/*. Er hat zur Folge, daß in umliegenden Bereichen von scharfen Kanten häufig

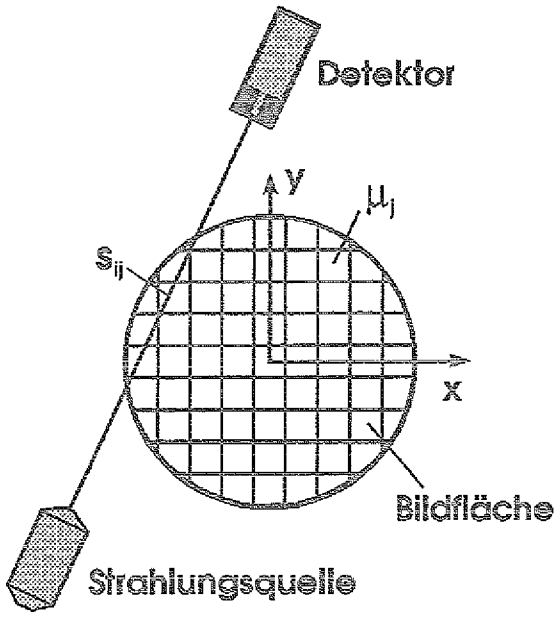


Abb. 2.2.3.1: Diskrete Bildfläche für die ART-Rekonstruktion

Abbildungsschwächen in den rekonstruierten Tomogrammen erkennbar werden. Aus diesem Grund werden andere, weniger abrupt gegen null gehende Filterkerne wie Sinc-, Cosinus- oder Hammingfunktionen eingesetzt. Mit ihnen können auch gewisse Eigenschaften der Tomogramme (Auflösung, Kontrast) gezielt beeinflußt werden.

2.2.3 Die ART-Rekonstruktion

Die ART-Rekonstruktion (Algebraic Reconstruction Technique) ist ein iteratives Verfahren, welches ausgehend von einem Schätzwert für die Bildfunktion $\tilde{f}(x,y)$ solange Korrekturen an dieser vornimmt, bis sie den vorliegenden Meßwerten genügt. Grundsätzlich ist unter der ART-Methode kein bestimmtes Rekonstruktionsverfahren zu verstehen, sondern die Bezeichnung „ART" beinhaltet eine ganze Klasse verschiedenartiger, iterativer Lösungsvorschriften. Das Verfahren ist von den bisher behandelten analytischen Methoden insbesondere deswegen zu unterscheiden, weil hier die Radontransformation selbst als lineare, diskrete Abbildung aufgefaßt wird. Wie bereits gezeigt worden ist, werden bei den analytischen Methoden die Transformationsvorschriften lediglich aus numerischen Gründen diskretisiert. Bei der ART-Methode kommt eine ganz andere Vorstellung zum Zuge: Die Diskretisierung findet unmittelbar zu Beginn aller weiteren Betrachtungen statt. Dazu denkt man sich die Rekonstruktionsebene aufgeteilt in eine Vielzahl einzelner Bildquadrate, sogenannter *Pixel* (picture elements). Innerhalb eines jeden Bildelements wird ein konstanter Pixelwert angenommen. Ausgehend von der diskretisierten Form der Gleichung 2.1.1 lassen sich nun die Projektionswerte durch die Summe gewichteter Pixelwerte beschreiben. Die diskrete Radontransformierte kann dann durch ein System von Linearkombinationen formuliert werden:

$$
\begin{aligned}
P_1 &= \mu_1 s_{11} + \mu_2 s_{12} + \ldots + \mu_N s_{1N} \\
P_2 &= \mu_1 s_{21} + \mu_2 s_{22} + \ldots + \mu_N s_{2N} \\
&\;\;\vdots \\
P_M &= \mu_1 s_{M1} + \mu_2 s_{M2} + \ldots + \mu_N s_{MN}
\end{aligned}
\qquad \textit{(Gl. 2.2.3.1)}
$$

M ist die Anzahl der Projektionen, N stellt die Anzahl der Bildelemente μ_j dar. Die durch diese Formulierung neu hervorgegangenen Gewichtungsfaktoren s_{ij} werden in der Regel gemäß ihres physikalischen Ursprungs (Lambert'sches Gesetz) gleich der von Pixel μ_j ausgeschnittenen Strahllänge gesetzt (siehe Abb. 2.2.3.1). Aufgrund einer endlichen Breite des Strahls kann auch näherungsweise die vom Strahl überdeckte Fläche des Bildelements genommen werden. Es wird sich im Fortgang dieser Arbeit zeigen, daß bei der Emissionstomographie diese Gewichtungsfaktoren von vielen Größen abhängen.

Das obige lineare Gleichungssystem verdeutlicht, daß sich das Problem der Rekonstruktion auf das Lösen einer Matrixgleichung reduziert hat. Die Berechnung der Lösung kann jedoch nicht als einfaches Problem der linearen Algebra (Matrixinversion, Gauß-Seidel-Verfahren) aufgefaßt werden. Folgende Gründe sprechen dagegen:

1. Die Zahl der Matrixelemente wird durch das Produkt $M \cdot N$ bestimmt. Bei einer Bildmatrix von z.B. 100x100 Bildpunkten und 1000 Projektionen ergibt sich eine Matrixgröße von 10 Millionen Elementen, eine Zahl, die mit konventioneller Algebra trotz moderner Rechner nur mit enormem Zeitaufwand zu bewältigen ist. Aufgrund der geometrischen Verhältnisse von Strahl und Objekt ist die Matrix allerdings schwach besetzt, so daß sich die Größe der Matrix reduzieren läßt */Pissanetzky/*. Doch die Nutzung dieses Vorteils ist für die Erfordernisse der heutigen Tomographie nur unzureichend.

2. Oft ist die Anzahl der Projektionen kleiner als die Zahl der Bildpunkte, das System ist unterbestimmt. In diesem Fall kann eine Lösung nur durch Approximation gewonnen werden.

3. Die Projektionsdaten P_i werden meßtechnisch ermittelt, unterliegen damit einer durch Meßungenauigkeiten verursachten Streuung. Eine exakte Lösung ist daher nicht zu erwarten.

Aufgrund der geschilderten Problematik bedient man sich bei der ART-Rekonstruktion eines Iterationsverfahrens, welches von M. S. KACZMARZ zur angenäherten Auflösung von Systemen linearer Gleichungen entwickelt worden ist */Kaczmarz/*. Das Verfahren beginnt mit einer Initialisierung, in der ein beliebiger Schätzwert für die Schwächungskoeffizienten μ^0_j (Bildmatrix) angenommen wird (Oft wird dieser Schätzwert der Einfachheit halber zu null gesetzt.):

$$\mu^0_j = \text{„Schätzwert“}$$

Die Verteilung μ^0_j entspricht der nullten Iteration. Analog wird mit μ^m_j die Verteilung der m-ten Iteration bezeichnet. Ausgehend von der ersten bzw. m-ten

Bildmatrix werden gemäß Gl. 2.2.3.1 vorläufige, im Laufe der Iterationen sich ständig ändernde Projektionswerte berechnet:

$$\tilde{P}_i^m = \sum_{j=1}^{N} \mu_j^m s_{ij} \qquad \text{mit } i = (m \bmod M) + 1$$

Im nun folgenden Schritt wird der berechnete Projektionswert mit dem tatsächlichen, gemessenen Projektionswert verglichen. In der Regel geschieht dies, indem die Differenz der beiden Werte gebildet wird:

$$\Delta P_i^m = P_i - \tilde{P}_i^m \qquad \textit{(Gl. 2.2.3.2)}$$

ΔP_i^m ist ein Maß dafür, wie stark das m-te Objektbild vom tatsächlichen Objekt abweicht. Auf diesem Zusammenhang beruht die nun folgende Korrektur der Bildmatrix. Mit einer geeigneten Korrekturfunktion $\Re$, in die die Differenz ΔP_i^m einfließt, wird die Verteilung $\mu^m{}_j$ in Richtung einer Verbesserung des Objektbildes modifiziert:

$$\mu_j^{m+1} = \Re\,(\Delta P_i^m, \mu_j^m)$$

Mit diesem Schritt ist die m-te Iteration abgeschlossen; die nun folgende wird mit der (m+1)-ten Bildmatrix eingeleitet. Um Mißverständnissen vorzubeugen: m bezeichnet die auf die Einzelprojektion bezogene Iteration. Die m-te Iteration ist nicht mit der in der Literatur gebräuchlichen Iteration des Gesamtzykluses zu verwechseln, in der alle M Projektionen „abgearbeitet" werden. Dort werden M Einzeliterationen zu einem Gesamtzyklus zusammengefaßt. In der Regel reichen 5 bis 10 dieser Gesamtiterationen aus, um einen Zustand zu erreichen, in dem die Bildmatrix nur noch marginalen Veränderungen unterworfen ist. Weitere Iterationen lohnen sich dann nicht mehr, und die ART-Rekonstruktion kann abgebrochen werden.

Wie bereits erwähnt, bezeichnet ART nicht ein bestimmtes Verfahren, sondern eine Klasse verschiedener Iterationsvorschriften. Die oben eingeführte Korrekturfunktion $\Re$ ist dabei oft als das „Geheimnis" der jeweiligen ART-Variante anzusehen. Die Rekonstruktionsvorschriften differieren in der Verwendung additiver und multiplikativer Terme, dem Einsatz von Nebenbedingungen und unterschiedlicher Gewichtungsfaktoren */Brooks et al. 1975/*. Gelegentlich sind Nebenbedingungen anzutreffen, die eine Entropiemaximierung der Bildmatrix fordern */Gull et al./, /Erlander/, /Minerbo/*. Später wird sich zeigen, daß die in dieser Arbeit für die Transmissionstomographie verwendete Korrekturfunktion bei der Emissionstomographie versagt und keine zufriedenstellenden Resultate liefert. Es ist daher eine Aufgabe dieser Arbeit, eine brauchbare Modifikation dieser Funktion zu finden.

2.3 Stand der Technik

Die in der medizinischen Diagnostik eingesetzte Emissionstomographie (*Szintigraphie*: jede Art der bildlichen Darstellung der räumlichen Verteilung eines Radionuklids) weist zu den Verfahren zur Analyse der Nuklidinventarien radioaktiver Abfallfässer einige signifikante Unterschiede auf:

1. Bei nuklearmedizinischen Emissionsuntersuchungen werden dem Patienten genau definierte Aktivitätsmengen eines ausgesuchten Nuklids verabreicht. Dabei wird ein Radionuklid gewählt, das unter Berücksichtigung seiner physikalischen und biologischen Halbwertszeit (Strahlenbelastung) γ-spektroskopisch leicht nachgewiesen werden kann. Meßtechnische Verfälschungen durch andere Nuklide treten nicht auf. Das nukleare Abfallgebinde enthält dagegen i.d.R. eine Mixtur verschiedenster Isotope, deren radioaktive Strahlung die spektrale Auswertung einzelner Nuklide durch Streuungseffekte und Überlagerungen im Spektrum erschweren.

2. Der zu untersuchende menschliche Körper hat nicht zuletzt aufgrund seines hohen Wassergehaltes von ca. 65% eine mittlere Dichte von etwa 1 g/cm^3. Lokal treten nur geringe Abweichungen von dieser mittleren Dichte auf, so daß der menschliche Körper für (im Innern des Körpers emittierte) γ-Strahlung nicht nur geringe, sondern auch mit guter Näherung örtlich invariante Absorptionseigenschaften aufweist. Die in der medizinischen Diagnostik somit berechtigte Annahme der konstanten Dichteverteilung vereinfacht die tomographische ECT-Rekonstruktion erheblich. Sie trifft bei der Untersuchung der in der Verfestigungsmatrix eingeschlossenen Nuklide der Abfallfässer jedoch nicht zu (siehe Abschnitt 2.4, 2. Pkt.), so daß lokal veränderliche Absorptionseigenschaften berücksichtigt werden müssen.

3. Die Körperform sowie die Lage und Größe der inneren Körperstrukturen der Patienten (Knochen, Organe) variieren in nur sehr engen Grenzen und sind darüber hinaus dem diagnostizierenden Arzt bekannt. Bei der bereits angesprochenen Problematik des sogenannten „Altabfalls" ist ein a-priori-Wissen über Abschirm-, Verfestigungs- und Aktivitätsstrukturen im Innern der Behälter nicht vorhanden.

In den letzten Jahren sind einige Anstrengungen verschiedener Prüfstellen und Forschungseinrichtungen unternommen worden, radioaktiven Abfall unter Zuhilfenahme tomographischer Verfahren zu charakterisieren. Diese oft auf internationaler Ebene durchgeführten Arbeiten sind zum größten Teil noch nicht abgeschlossen.

Die aufwendigste in der BRD installierte Tomographieanlage ist von der Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM) entwickelt worden und wird von ihr zur Prüfung verschiedenster Objekte aus allen Bereichen der Industrie eingesetzt. Die Prüfung radioaktiver Abfälle stellt dabei nur einen kleinen Ausschnitt aus einer breiten Anwendungspalette dar, wobei entsprechende Prüfverfahren zur Abfallcharakterisierung sich zum Teil noch in der Entwicklungsphase befinden. Kennzeichnend für die Anlage ist die Möglichkeit, unterschiedliche

Transmissionsquellen einzusetzen, wobei eine 2.4 TBq ^{60}Co-Strahlungsquelle, eine 400 kV Röntgenquelle und ein Linearbeschleuniger mit einer maximalen Photonenenergie von 12 MeV zur Auswahl stehen */Reimers 1994, S. 338/*. Durch Einsatz von 9 $CdWO_4$-Szintillatordetektoren und einer schnellen Nuklearelektronik (100 MHz) findet die TCT-Datenerfassung je nach eingestellter Auflösung innerhalb kürzester Meßzeiten statt. Aufgrund der aufwendigen mechanischen Konstruktion, die es gestattet, Objekte einer Masse von bis zu 1 t exakt zu positionieren, ist die Anlage an einen festen Standort gebunden und für den mobilen Einsatz nicht vorgesehen. Eine routinemäßige Faßprüfung vor Ort, z.B. in einem Kernkraftwerk oder in einem Zwischenlager, ist mit ihr nicht möglich. Obwohl die BAM in erster Linie an den Materialeigenschaften der zu untersuchenden Prüflinge (Dichte, Festigkeit, Strukturbeschaffenheit) interessiert ist, sind neuerdings auch erste ECT-Messungen an einem radioaktiven Abfallfaß vorgenommen worden */Reimers 1995, S. 5/*. Das stark radioaktiv strahlende 200-l-Faß enthielt einen 50-l-Innenbehälter, welcher sehr hohe ^{60}Co- (3.9 GBq) und ^{137}Cs-Aktivitäten (68.9 GBq) aufnahm. Die Cs-Aktivität wurde mit maximalen Zählraten von ca. 8000 Impulsen pro Sekunde im Detektor registriert. Für die tomographische Rekonstruktion wurde die Methode der gefilterten Rückprojektion gewählt, wobei ein speziell entwickelter Entfaltungsalgorithmus der (für die ECT typischen) divergenten Strahlgeometrie Rechnung trägt. Auf eine Absorptionskorrektur aufgrund der Selbstabsorption innerhalb des Verfestigungsgebindes oder durch andere abschirmende Strukturen wurde verzichtet. Die BAM weist jedoch darauf hin, daß eine Absorptionskorrektur durch Anwendung des CHANG-Algorithmusses möglich ist und daß bei Annahme einer homogenen Schwächungsverteilung auch der Algorithmus nach KIM zur Schwächungskorrektur eingesetzt werden kann */Reimers 1992, S. 14/, /Chang/, /Kim et al./*. Hierbei wird allerdings eingeräumt, daß eine gleichzeitige Berücksichtigung der divergenten Strahlgeometrie und der Selbstabsorption im Faßinnern nur mit iterativen Algorithmen erreicht werden kann */Reimers 1995, S. 7/*.

Eine ebenfalls sehr aufwendige und durchaus mit der Vorrichtung der BAM vergleichbare Tomographieanlage ist an der Technischen Universität München (TUM) installiert worden. Durch Verwendung einer ^{60}Co-Strahlungsquelle mit einer Aktivität von ca. 7.5 TBq, 30 in Fächerstrahlgeometrie angeordnete Plastik-Szintillatordetektoren und einer leistungsfähigen Nuklearelektronik (100 MHz) können tomographische Bilder mit hoher Auflösung in kürzester Zeit erzeugt werden */Lierse 1994, S. 5/*. Die Anlage ist konzipiert, Objekte mit einer Masse von maximal 15 t, einer Höhe bis zu 2 m und einem Durchmesser von maximal 1.4 m zu untersuchen. Aufgrund der hiermit verbundenen großen Abmessungen der Anlage sowie der durch die sehr starke Strahlungsquelle verursachten Streustrahlung, ist die Anlage in einem abgeschirmten Raum ortsfest montiert worden, wobei ein mobiler Einsatz nicht vorgesehen ist. Die Anlage wurde vor einigen Jahren von der Fa. Isotopentechnik Sauerwein, Haan entwickelt und von ihr an der TUM aufgebaut, um radioaktive Behälter durch Einsatz aktiver Durchstrahlungsmethoden (digitale Radiographie, Transmissionstomographie) zu untersuchen. Zur Charakterisierung von radioaktiven Abfällen mittels der Emissionstomographie wurde die Anlage bisher noch nicht eingesetzt.

Viel Entwicklungsarbeit zur tomographischen Untersuchung von radioaktiven Abfällen wurde vor einigen Jahren am Forschungszentrum Jülich geleistet */Duwe and Jansen/*. Hierzu wurde eine einfache Versuchsanlage aufgebaut, mit der sowohl

TCT- als auch ECT-Messungen an radioaktiven Fässern durchgeführt wurden. Die tomographische Rekonstruktion basierte auf einem ART-Verfahren, wobei der Strahl als mathematische Linie mit paralleler Strahlgeometrie angenommen wurde. Auf den von der BAM verfolgten Lösungsansatz zur Entfaltung des im Detektor divergent einfallenden Strahlenbündels wurde verzichtet. Obwohl mit der damaligen Anordnung eindrucksvolle TCT- und ECT-Bilder erzeugt wurden, fehlte den Bildern die quantitative Eigenschaft. Da die Arbeiten vor einigen Jahren eingestellt wurden, konnte das für die Abfallcharakterisierung entscheidende Ziel der quantitativen Analyse der Radionuklide nicht weiter verfolgt werden.

Zu den in der BRD behandelten Ansätzen zur Entwicklung tomographischer Prüfverfahren für die Charakterisierung radioaktiver Abfälle gehören auch die vor kurzem ebenfalls eingestellten Arbeiten der Fa. Dornier, Friedrichshafen */Sanden/*. Im Rahmen des vom BfS finanzierten Vorhabens entstand ein Gamma-Scanner, der zerstörungsfreie Strukturanalysen des Faßinhalts mittels der Transmissionstomographie ermöglichte. Neben einigen passiven Untersuchungsverfahren mit einem Ge-Detektor können mit dieser, derzeit vom BfS betriebenen Anlage Abschwächungsverteilungen und Dichteunterschiede im Faß durch Einsatz einer ^{60}Co-Strahlungsquelle (ca. 100 GBq) ermittelt werden. Durch den modulartigen Aufbau ist eine hohe Mobilität der Anlage gewährleistet und sie ist mit einer Aufbauzeit von ca. 3-4 Stunden praktisch an jedem Ort einsetzbar. Tomographische Emissionsmessungen wurden mit der Anlage nicht durchgeführt.

Zu den im europäischen Ausland verfolgten Arbeiten zur zerstörungsfreien Prüfung radioaktiver Abfälle sind die Entwicklungsarbeiten der Fa. KEMA, Arnheim, Niederlande, zu nennen */Tanke et al./*. Auch hier wurde ein Tomograph aufgebaut, der mit einer ^{60}Co-Strahlungsquelle (ca. 110 GBq) und einem hochauflösenden Ge-Detektor Meßdaten an einem 100-l-Faß aufnahm. Mit einem ART-Rekonstruktionsverfahren wurde aus diesen Meßdaten die Schwächungsverteilung im Faß bezüglich der 1173 keV γ-Linie der externen Strahlungsquelle quantitativ berechnet. Über Emissionsmessungen an dem radioaktiven Abfallfaß wurde jedoch nicht berichtet.

Ausführliche Vorstudien zur Quantifizierung der Nuklide in radioaktiven Fässern wurden am Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) in den USA durchgeführt */Martz et al./*. Neben einigen Computersimulationen wurde ein kleiner Behälter (Durchmesser 11 cm) mit unterschiedlichen Materialien verschiedener Dichte (maximale lokale Dichte 2.7 g/cm^3) befüllt und Emissionsdaten an einer im Behälter plazierten Punktquelle aufgenommen. Als Punktquellen wurden die Nuklide ^{133}Ba und ^{228}Th gewählt, da diese Photonen mit Energien emittieren, die in der Nähe des Fotopeaks der extern eingesetzten ^{192}Ir-Strahlungsquelle liegen. Hierdurch konnten die durch TCT ermittelten Schwächungskoeffizienten direkt zur ECT-Absorptionskorrektur eingesetzt werden und mußten nicht einer der Korrektur vorausgehenden, energieabhängigen Transformation unterzogen werden. Zur tomographischen Rekonstruktion wurde ein iteratives Verfahren eingesetzt, wobei Parallelstrahlung für die Detektorgeometrie angenommen wurde. Das Abstandsgesetz, nach dem die Intensität radioaktiver Strahlung mit dem Quadrat der Entfernung abnimmt, wurde in den Algorithmus nicht implementiert. Aufbauend auf den gewonnenen Erfahrungen der Vorversuche wird die Konstruktion eines verbesserten Tomographiescanners am LLNL angestrebt, mit dem künftig die in

Beziehung stehenden Variablen Ortsauflösung, Dichteauflösung, Energieabhängigkeit und Meßzeit näher untersucht werden sollen.

Am Los Alamos National Laboratory (LANL) wurde an einem Ein-Detektor-System das γ-Scanverfahren durch Einsatz einer Transmissions-/Emissionstomographiemethode mit niedriger Auflösung ergänzt */Estep et al./*. Mit einer vergleichsweise schwachen externen ^{133}Ba-Quelle (18.5 MBq), der Verwendung eines Blei-Kollimators mit entsprechend weiter Öffnung (ca. 7 cm) und einer Meßdatenerfassung, die sich auf 15 angulare Faßpositionen à 10 Abtastpunkte beschränkte, konnten gemessen an dem sehr groben Bildraster von 10x10 Bildelementen recht gute Ergebnisse in Form von Bildern erzielt werden. Hierzu wurden sowohl Transmissions- als auch Emissionsmessungen an verschiedenen Fässern unterschiedlicher Dichte, die eine ^{239}Pu-Punktquelle enthielten, durchgeführt. Ernsthafte Bestrebungen zur Aufnahme von Tomogrammen wurden jedoch nicht vorgenommen. Das grobe Bildraster erlaubt es nicht, die in den Fässern enthaltenen radioaktiven Quellen exakt zu lokalisieren. Die Darstellung der Abbildungseigenschaften des Systems z.B. in Form der in Kap. 3.1 vorgestellten Modulations-Transfer-Funktion sowie die Bestimmung der Dichte-, Aktivitäts- und Ortsauflösung sind aufgrund der geringen Bildauflösung praktisch nicht möglich; eventuell aus den Tomogrammen erzeugte Histogramme wären ebenfalls wenig aussagekräftig. Zur Rekonstruktion der Transmissionsbilder wurde ein ART-Verfahren gewählt. Die Emissionstomogramme wurden mit einem sogenannten „Maximum-Likelihood"-Algorithmus erzeugt, der ein für die Rekonstruktion gebildetes konvexes Optimierungsproblem löst */Prettyman et al./*.

Eine sehr aufwendige, industriell einsetzbare und gegenwärtig auf dem US-amerikanischen Markt käufliche Tomographieanlage wurde von der Firma Scientific Measurement Systems (SMS) in den USA entwickelt */Steude et al./*. Die Anlage wurde für die zerstörungsfreie Prüfung von großen Komponenten der Automobil- und Luftfahrtindustrie konzipiert. Es wurden bisher mehrere Exemplare dieser Anlage hergestellt und verkauft. Aufgrund eines Erwerbs der Anlage durch das US-Ministerium für Energie (DOE) wird sie neuerdings auch zur Inspektion radioaktiver Abfallfässer eingesetzt. Die Anlage ist mit einer 420 kV Röntgenröhre (optional mit einem 2.5, 6, 9 MeV Linearbeschleuniger) ausgestattet und erlaubt - durch Einsatz der Methoden der digitalen Radiographie und der Transmissionstomographie - radioaktive Abfallbehälter in nur wenigen Minuten zu untersuchen. Eine Abfallcharakterisierung bezüglich des Nuklidinventars der Behälter ist mit der Anlage jedoch nicht möglich.

Weitere Entwicklungsarbeiten zur tomographischen Charakterisierung radioaktiver Abfälle wurden in Japan durchgeführt. In dem Energy Research Laboratory der Fa. Hitachi wurde ein tomographischer Versuchsstand aufgebaut, der mit 20 (ECT: unkollimierten) NaJ-Detektoren und einer externen ^{137}Cs-Strahlungsquelle (3.7 GBq) ausgestattet war */Kawasaki et al./*. Mit dieser Anlage wurden sowohl TCT-Messungen an Prüfkörpern als auch ECT-Messungen an in Prüfkörpern plazierten Punktquellen vorgenommen. Da man sich mit einer Bildmatrix von 6x6 Bildelementen zufrieden gab und außerdem die Testobjekte nicht translatorisch bewegt wurden, konnte das Rekonstruktionsproblem aufgrund der geringen Datenmenge mathematisch exakt gelöst werden. Hierzu wurde eine quadratische (konvexe) Zielfunktion formuliert und mit Methoden der quadratischen

Programmierung unter Zuhilfenahme der Kuhn-Tucker-Bedingungen */Zimmermann S. 157/* eine exakte Lösung berechnet. Obwohl etwa zwei Jahre später ein fast identischer Ansatz zur Bestimmung der Radioaktivität von Abfallfässern von der ebenfalls in Japan ansässigen Fa. Toshiba vorgestellt wurde, konnten in deren Veröffentlichung im Jahre 1992 keine Verweise auf die Arbeiten der Fa. Hitachi entnommen werden */Goto et al./*. Auch hier wurden eine ^{137}Cs-Strahlungsquelle (7.4 GBq) und NaJ-Detektoren (Anzahl 5) eingesetzt. Zur Darstellung der TCT- und ECT-Ergebnisse wurde eine ebenfalls sehr grobe Bildauflösung von 10x10 Pixel gewählt und die Faßbewegung war, wie bei der Versuchsanlage von Hitachi, ausschließlich rotatorisch. Zu den mit dem groben Bildraster einhergehenden Nachteilen sind die bereits weiter oben aufgeführten zu nennen.

2.4 Auswahl des Rekonstruktionsverfahrens

Im folgenden werden die Vor- und Nachteile der oben behandelten Rekonstruktionsverfahren aufgezeigt und ein geeignetes Verfahren für die Belange der Produktkontrolle radioaktiver Abfälle ausgewählt.

Es besteht kein Zweifel, daß bei der mathematischen Auswertung der Meßprojektionen, also der tomographischen Rekonstruktion, die analytischen Methoden schneller sind als ihre algebraischen Analoga */Brooks et al. 1975/*. Sie konstruieren das Objektabbild ungefähr in der Zeit, die die algebraischen Verfahren für einen einzigen Iterationszyklus benötigen. Ferner unterliegen die direkte Fourier-Rekonstruktion und die gefilterte Rückprojektion nicht dem sog. „Pipelineprinzip", d.h. die Rekonstruktion kann bereits aufgenommen werden, sobald die erste Projektion vorliegt. Die Transformation in den Fourierraum bzw. die Filterung der Projektionen kann hier nacheinander, dem Meßablauf schrittweise folgend, für jede Projektion einzeln vorgenommen werden. Messung und Rekonstruktion laufen damit praktisch simultan. Gerade für die medizinische Diagnostik, bei der es wünschenswert ist, den Patienten im On-Line-Modus zu untersuchen, ist dies von entscheidendem Vorteil. Unter diesem Aspekt sind die ART-Verfahren im Nachteil. Sie benötigen den kompletten Datensatz, um das während der Iterationen entstehende Bild durch Korrekturen sinnvoll zu bearbeiten. Nachteile der analytischen Methoden liegen hauptsächlich in der Diskretisierung begründet, welche bei der numerischen Realisierung erforderlich wird. Hier ist zum einen der Verlust hoher Ortsfrequenzen durch die unvermeidliche, in Abschnitt 2.2.2 angesprochene Bandbegrenzung zu nennen. Dies äußert sich häufig in Abbildungsschwächen im umliegenden Bereich von scharfen Kanten */Krestel S. 312/*. Zum anderen treten bei der direkten Fourier-Rekonstruktion Interpolationsfehler beim Übergang von Polarkoordinaten in das kartesische System auf.

Für das in dieser Arbeit vorliegende Problem der quantitativen Analyse von radioaktiven Abfallfässern wurde die ART-Methode eingesetzt und zwar aus folgenden Gründen:

1. Die Rekonstruktionsgeschwindigkeit spielt nur eine untergeordnete Rolle. Viel wichtiger als diese ist die Geschwindigkeit der Messung selbst zu sehen, insbesondere bei routinemäßigem Einsatz der Prüfvorrichtung. Sofort

einleuchtend ist die Tatsache, daß der Meßablauf erheblich beschleunigt werden kann, indem schlicht weniger gemessen wird. Doch dies führt zu einer geringeren Anzahl von Meßpunkten und bei weniger als $\pi/4 \cdot n$ Meßwerten ist das zu lösende Problem unterbestimmt (n = Anzahl der Bildpunkte auf dem Durchmesser einer kreisförmig unterstellten Bildfläche) */Reimers et al. 1984, S. 12/*. Gerade hier weisen analytische Verfahren große Probleme auf. Sie reagieren äußerst sensibel auf unvollständige Datensätze. Demgegenüber haben sich ART-Verfahren diesbezüglich als äußerst robust erwiesen und liefern trotz knapper Daten gute Ergebnisse */Herman 1980, S. 204/*.

2. Das Meßobjekt ist ein radioaktives Abfallfaß. Sein Inhalt ist je nach Konditionierungstechnik ein zementiertes Gebinde, besteht aus hochverpreßtem Abfall (sog. Pellets) oder nimmt innere Abschirmbehälter hoher Dichte auf. Im allgemeinen muß mit einer mittleren Faßdichte von bis 4 g/cm^3 gerechnet werden. Lokale Dichten liegen weit darüber, z.B. Stahlteile oder Gußbehälter mit 7.9 g/cm^3 oder auch Bleiabschirmungen mit über 11 g/cm^3. Bei einem genormten Faßdurchmesser von 56 cm wird der transmittierende Strahl beträchtlich geschwächt, wodurch der Einsatz einer sehr starken Strahlungsquelle unumgänglich wird. Bei stark abschirmenden Fässern wird ein hohes Rauschen der Meßdaten trotzdem nicht zu verhindern sein. Insbesondere wenn die unter 1. angesprochenen Meßzeiten niedrig gehalten werden sollen und auf einen begrenzten Datensatz zurückgegriffen werden muß, werden statistische Fluktuationen merklich in Erscheinung treten. Auch unter diesem Aspekt sind ART-Verfahren den analytischen überlegen, denn durch ihren iterativen Charakter nähern sie sich von einer Gleichverteilung ausgehend dem endgültigen Bild, wobei auf dem Wege dorthin der Algorithmus auf statistisch verursachte Fehler ausgleichend wirkt.

3. Ein wesentlicher Vorteil, den die ART-Methode bietet, ist die einfache Anpassung an die Abtastgeometrie und an das zugrundeliegende physikalische Modell */Censor/*. Die gegenüber der Parallelstrahlgeometrie eines einfachen Linearscanners (Abb. 2.2.1.1) kompliziertere Fächerstrahlgeometrie läßt sich durch entsprechende Berechnung der Gewichtungsfaktoren s_{ij} leicht realisieren. Aber der entscheidende Vorteil liegt in der einfachen Implementierung des physikalischen Modells, welches sich bei der Emissionstomographie anspruchsvoller gestaltet als im Falle der Transmission. Hier müssen innere Absorptionseffekte, Abstandsgesetze, Volumen- oder lokale Punktquellen sowie die Meßwertaufnahme innerhalb eines kegelförmigen Meßvolumens berücksichtigt werden. Diese Faktoren können ebenfalls durch einfache Berechnung der Abbildungsmatrix bzw. deren Elemente s_{ij} in den Algorithmus implementiert werden.

Trotz der genannten Vorzüge sind ART-Verfahren generell nicht davor gefeit, daß im Laufe des Iterationsprozesses plötzlich Konvergenzprobleme auftreten und das Rekonstruktionsbild sich nicht in Richtung des Zielbildes bewegt, sondern von diesem „davonläuft" */Herman et al. 1973/*. Dieses Phänomen konnte im Verlauf dieser Arbeit allerdings nicht beobachtet werden.

3. Kriterien zur Bestimmung der Bildgüte eines abbildenden Systems

Die im Rahmen dieser Arbeit erstellte Anlage ist eine Vorrichtung zur Wiedergabe der inneren Strukturen radioaktiver Abfallfässer in Form von Bildern. Die Qualität der rekonstruierten Schnittbilder (Bildgüte) ist dabei eine entscheidende Kenngröße zur Beurteilung der Anlage. Der gesamte bilderzeugende Ablauf, ausgehend von der Meßdatenerfassung am Objekt, über die digitalisierte Speicherung der Daten, der mathematischen Rekonstruktion, bis hin zur abschließenden Visualisierung des Ergebnisses, macht deutlich, daß die Anlage im physikalisch-technischen Sinne ein *Abbildungssystem* darstellt. Viele Faktoren haben einen verfälschenden Einfluß auf diesen Vorgang, so daß die abzubildenden Strukturelemente durch das Abbildungssystem eine Veränderung erfahren. Einflußfaktoren sind beispielsweise mechanische Toleranzen, statistische Fluktuationen bei der Meßwertaufnahme, endliche Anzahl von Meßdaten, Auflösungsvermögen des Bildrasters und Unzulänglichkeiten der Rekonstruktionssoftware. Das erzeugte Bild ist somit lediglich ein mehr oder weniger verfälschtes Abbild des Objekts. Zur Beurteilung der Qualität der Bilder müssen Kriterien herangezogen werden, die die Bildgüte objektiv und standardisiert und damit reproduzierbar definieren. Allgemein sind zwei besonders wichtige, primär die Qualität der Tomogramme bestimmende Gütemerkmale in der Literatur bekannt: die *Ortsauflösung* und die *Dichteauflösung* /*Krestel*/. Die Kennzeichnung der Bildqualität über die Dichteauflösung hat ihren Ursprung in der breiten Anwendung der aktiven tomographischen Methoden (TCT), die die Absorptionseigenschaften bzw. die Dichtewerte des Untersuchungsobjektes ermitteln. Bei der hier zusätzlich behandelten Emissionstomographie muß aufgrund der darzustellenden Emissionseigenschaften bzw. Aktivitätsverteilung des Objektes das zur Dichteauflösung analoge Bildgütemerkmal *Aktivitätsauflösung* eingeführt werden. Um die Voraussetzungen für die Auswertung der Meßergebnisse (siehe 6. Kapitel) zu schaffen, sollen die Beurteilungskriterien zur Bestimmung der Bildgüte in den nun folgenden Abschnitten näher erläutert werden.

3.1 Ortsauflösung

Unter dem räumlichen Auflösungsvermögen bzw. der Ortsauflösung eines Abbildungssystems wird das Trennungsvermögen zweier eng benachbarter, im Objekt enthaltener Strukturelemente verstanden. Üblicherweise wird die Ortsauflösung als charakteristische Übertragungsfrequenz des Abbildungssystems aufgefaßt und in reziproken Längeneinheiten gemessen. Die der Ortsauflösung gleichwertige Bezeichnung *Ortsfrequenz* wird dadurch verständlich. Die Ortsauflösung (Ortsfrequenz) ist durch einen oberen festen Wert begrenzt, der durch die bereits in Abschnitt 2.2.1 eingeführten Nyquistfrequenz bestimmt wird:

$$f_{r,\max} = \frac{1}{2\Delta r}$$

Das Abtastintervall Δr hat somit offensichtlich einen großen Einfluß auf das Auflösungsvermögen einer technischen Anlage. Eine prägnante und sehr gebräuchliche Form, die Ortsauflösung eines Abbildungssystems darzustellen, ist die Verwendung der sogenannten Modulations-Transfer-Funktion (kurz: MTF). Sie stimmt mit dem Betrag der fouriertransformierten Punktbildfunktion überein, die sich durch Abbildung eines punktförmigen Objekts (Dirac-Impuls) ergibt. Die Verwendung der MTF zur Beschreibung der Ortsauflösung setzt dabei drei Anforderungen an das Abbildungssystems */Krestel S. 46/*:

- isotropes System (rotationssymmetrische Punktbildfunktion)
- ortsinvariantes System (Die Punktbildfunktion ist unabhängig von ihrer Lage in der Objektebene.)
- lineares System (Das Bild zweier addierter Objektverteilungen ist gleich der Summe der Einzelbilder der Objektverteilungen.)

Die Gestalt der Punktbildfunktion liefert bereits einen guten Eindruck vom Auflösungsvermögen des betrachteten Abbildungssystems. Aussagekräftiger ist jedoch die aus ihr berechnete MTF. Sie beschreibt die Kontrastwiedergabe des Tomogramms bei der Abbildung eines geradlinigen, sinusförmigen Objektrasters der Periode $1/f$, gemessen in Einheiten der Ortsdomäne */Keil/*. Es gibt unterschiedliche Methoden, die MTF einer technischen Anlage experimentell zu ermitteln. Die einfachste ist sicherlich über die Bestimmung der Punktbildfunktion gegeben, indem Projektionsmeßdaten an einem sehr dünnen Draht aufgenommen werden und aus ihnen die Punktbildfunktion rekonstruiert wird. In der Regel hat die zweidimensionale Punktbildfunktion eine glockenförmige Gestalt. Ein durch sie geführter zentraler Schnitt kann näherungsweise durch die eindimensionale Kurve einer Gauß'schen Normalverteilung approximiert werden. Bei einer auf „1" normierten Punktbildfunktion PBF, die durch Verschiebung im Ortsraum auf den Erwartungswert „0" der Gaußverteilung angepaßt worden ist, ergibt sich dann für die Verteilung:

$$\mathrm{PBF}(r) = e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}$$

σ bezeichnet dabei die Standardabweichung der Verteilung. Nach Fouriertransformation der obigen Gleichung und entsprechender Normierung berechnet sich die Modulations-Transfer-Funktion zu */Bronstein S. 622/*:

$$\mathrm{MTF}(f) = e^{-\frac{1}{2}\sigma^2 \cdot (2\pi f)^2} \qquad \text{(Gl. 3.1.1)}$$

Zur Bestimmung der MTF geht man nun wie folgt vor:

1. Experimentelle Ermittlung der Punktbildfunktion PBF
2. Bestimmung der Halbwertsbreite HWB aus der Kurve des Profilschnitts der PBF
3. Berechnung der Varianz σ^2 gemäß

$$\sigma^2 = \frac{HWB^2}{8\ln 2}$$

4. Berechnung der MTF nach Gl. 3.1.1

Im 6. Kapitel soll auf diese Vorgehensweise zur Bestimmung der MTF zurückgegriffen werden. Dort werden die Ortsauflösungen sowohl der Dichte- als auch der Emissionstomogramme experimentell untersucht. Zur Bestimmung der MTF bezüglich der Aktivitätsverteilung werden Messungen, statt an einem dünnen Draht, an radioaktiven Punktquellen vorgenommen. Zur Diskussion des räumlichen Auflösungsvermögens des Systems bezüglich der TCT und der ECT wird der in der Literatur gebräuchliche 10%-Wert der MTF herangezogen */Engelke S. 53/*. Die Ortsauflösung läßt sich dann direkt aus der HWB berechnen:

$$f \cong \frac{0{,}804}{HWB} \qquad \textit{(Gl. 3.1.2)}$$

3.2 Dichte- bzw. Aktivitätsauflösung

Die für die Rekonstruktion des Tomogramms benötigten Projektionsdaten werden von einem Detektor gemessen. Dabei werden die durch γ-Strahlung verursachten quantenmechanischen Effekte im Detektor ausgenutzt, um nach entsprechender Auswertung mittels einer geeigneten Nuklearelektronik verwertbare Meßimpulse zu erhalten. Prinzipiell dient der Detektor einschließlich der ihm nachgeschalteten Nuklearelektronik als Zählvorrichtung, um die Quantendichte im Strahlenfeld zu bestimmen. Dabei werden die im Detektor eintreffenden γ-Quanten zunächst ihrer Energie entsprechend in diskrete Energiesegmente eingeteilt und anschließend in ihren jeweiligen Segmenten zahlenmäßig erfaßt. Die diskrete Messung der gequantelten Strahlung sowie die Poisson-statistische Natur der Strahlung führen bei geringen Strahlungsintensitäten oft zu unerwünscht hohen statistischen Fluktuationen der gemessenen Projektionsdaten. Anders als bei lichtfotographischen Aufnahmen, bei denen statistische Fluktuationen aufgrund der sehr hohen Photonendichte praktisch keine Rolle für die Bildqualität spielen, wird die von einer Röntgenquelle bzw. von einer radioaktiven Strahlungsquelle emittierte Strahlung oft in einem so hohen Maße von dem Untersuchungsobjekt geschwächt, daß nur noch wenige Photonen detektiert werden. Da es technisch sehr aufwendig ist, hohe Quantenflüsse zu erzeugen, und es bei medizinischen Anwendungen zwingend erforderlich ist, die Strahlendosis für den Patienten niedrig zu halten, werden die mit einer geringen Strahlungsintensität einhergehenden Nachteile i.d.R. jedoch in Kauf genommen */Fuhrmann/*.

Das rekonstruierte Tomogramm leitet sich unmittelbar aus den gemessenen Projektionsdaten ab und unterliegt damit ebenfalls dem sogenannten Poissonrauschen. Es ist somit naheliegend, die Bildgüte mit Mitteln der Statistik zu beurteilen. Hierzu soll im folgenden ein von BROOKS und DI CHIRO vorgestellter Zusammenhang aufgezeigt werden, der die statistischen Fluktuationen des

detektierten Signals mit dem statistischen Rauschen des rekonstruierten Bildes in Beziehung setzt /*Brooks et al., 1976*/.

Ausgangspunkt sind die im Detektor registrierten Quanten, wobei die gemessene Anzahl der Quanten einer Poisson-Verteilung unterliegt, die jedoch mit guter Näherung als eine Normalverteilung mit der Standardabweichung

$$\sigma(N_P) = \sqrt{N_P}$$

angenommen werden kann. N_P bezeichnet die mittlere Anzahl der detektierten Photonen der Einzelprojektion. Unter Verwendung der Gl. 2.1.1 berechnet sich die Standardabweichung der Projektion zu:

$$\sigma(P) = \left|\frac{dP}{dN_P}\right| \sigma(N_P) = \frac{1}{\sqrt{N_P}}$$

Wie in Kap. 2.2.3 gezeigt, lassen sich die Projektionswerte als Summe gewichteter Pixelwerte beschreiben. Die Pixelwerte μ_j können dabei als unabhängige Zufallsgrößen angesehen werden, und es soll gefordert werden, daß sie alle annähernd gleich groß sind ($\mu_j = \mu$, für alle j). Dies ist bei einer unterstellten homogenen Objektverteilung der Fall. Unter der vereinfachenden, aber durchaus erlaubten Annahme[1], daß die Gewichtungsfaktoren für alle Pixelwerte identisch und gleich dem Abtastintervall Δr sind, ergibt sich für den Zentralstrahl:

$$P = n\mu\Delta r \qquad \textit{(Gl. 3.2.1)}$$

wobei n die Anzahl der Pixel bezeichnet, die auf dem Durchmesser eines kreisförmig begrenzten Untersuchungsgebietes liegen. Da die Varianz einer Summe unabhängiger Zufallsgrößen gleich der Summe der Varianzen ist /*Bronstein S. 673*/, läßt sich der gesuchte Zusammenhang zwischen der Standardabweichung der Projektion und der mittleren Standardabweichung der Pixelwerte formulieren. Hierzu muß allerdings berücksichtigt werden, daß die einzelnen Projektionen gemäß Gl. 3.2.1 im Mittel aus weniger als n Pixelwerten berechnet werden, da das kreisförmige Gebiet von den weiter außen liegenden Projektionsstrahlen nicht in dem Maße erfaßt wird wie im Falle eines Zentralstrahls. BROOKS und DI CHIRO haben gezeigt, daß im Mittel $3/\pi \cdot n$ Pixelwerte einen Einfluß auf die Standardabweichung $\sigma(P)$ haben. Somit erhält man:

$$\sigma^2(P) = \frac{3}{\pi} n\,\Delta r^2\,\sigma^2(\mu) \qquad \text{bzw.} \qquad \sigma^2(\mu) = \frac{\pi}{3\,n\,\Delta r^2\,N_P}\,\sigma^2(P)$$

Liegen so viele Projektionen vor, daß bei gegebener Pixelzahl das System exakt bestimmt ist ($M = \pi/4 \cdot n$, vgl. Kap. 2.4), ergibt sich nach wenigen Umformungen:

[1] Bei einem unendlich dünn angenommenen Projektionsstrahl und einer Abtastrate, die der Pixelkantenlänge entspricht, sind die Gewichtungsfaktoren gleich dem Abtastintervall Δr.

$$\sigma(\mu) = \pi \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{f_{r,\max}^{3} D}{N_{tot}}} \qquad (Gl.\ 3.2.2)$$

wobei $D = \Delta r \cdot n$: Durchmesser der untersuchten Bildfläche bzw. des Objekts

$N_{tot} = N_P \cdot M$: Summe aller gemessenen Photonen, die durch die untersuchte Bildfläche bzw. durch das Objekt gingen

Die Gleichung ist aufgrund statistischer und mathematischer Überlegungen entwickelt worden. Sie basiert auf einem bestimmten Rekonstruktionsproblem, das genau so viele Projektionsdaten fordert, wie zu seiner Lösung notwendig sind. Mit ihr kann - unter vorgegebenen Parametern wie Abtastrate, Meßzeit, Dosis usw. - die theoretisch beste Standardabweichung der rekonstruierten Pixelwerte berechnet werden. Die durch sie bestimmte Standardabweichung stellt für experimentell ermittelte Streuungen eine nicht unterschreitbare untere Grenze dar und erlaubt, technische Anlagen theoretisch fundiert zu beurteilen. Auf sie soll daher im 6. Kapitel zur Beurteilung der mit der Faß-Tomographieanlage erzielten Meßergebnisse zurückgegriffen werden. Dort wird zu beachten sein, daß die Gleichung aufgrund der obigen Forderung der annähernd gleich großen Pixelwerte nur für den Fall eines homogenen zylindrischen Körpers gilt. Neben den hier beschriebenen statistischen Fehlern, die sich insbesondere bei kurzen Meßzeiten (Kap. 5.1) bemerkbar machen, wird die Dichteauflösung auch von systematischen Fehlern beeinträchtigt (vgl. Kap. 6.1, Versuch II). Systematische Fehler beruhen beispielsweise auf mechanische Toleranzen oder auf eine instabile Nuklearelektronik, werden aber hauptsächlich von der Abtastrate, Strahlbreite und Bildauflösung bestimmt. Sie treten häufig als *Artefakte* (periodisch wiederkehrende Abbildungsschwächen in Form von Dichteschwankungen) in den Tomogrammen auf.

Die bis hier geführten Betrachtungen basierten auf einem Kriterium zur Beurteilung der *Dichteauflösung* gegebener Tomogramme. Leider lassen sich ähnliche Überlegungen nicht so leicht auf den Fall der Beurteilung der *Aktivitätsauflösung* übertragen. Dies liegt hauptsächlich in den zur Bildung der Projektionswerte verwendeten Gewichtungsfaktoren begründet. Der oben gestellten Forderung, daß die Gewichtungsfaktoren identisch oder zumindest gleiche Größenordnungen aufweisen, kann im Falle der Emissionstomographie nicht stattgegeben werden (vgl. Gl. 3.2.1). In Kapitel 2.4 wurde darauf hingewiesen, daß gerade diese Gewichtungsfaktoren von vielen Einflußgrößen abhängen und aufgrund strahlenphysikalischer Gesetzmäßigkeiten sehr unterschiedlich ausfallen. Auf die Herleitung einer theoretisch idealen Aktivitätsauflösung wird daher an dieser Stelle verzichtet. Die experimentelle Bewertung erzeugter Emissionstomogramme bezüglich der Aktivitätsauflösung soll im 6. Kapitel dennoch vorgenommen werden. Dort kommen sogenannte Histogramme zum Einsatz, mit deren Hilfe sowohl die Dichte- als auch die Aktivitätsauflösung bestimmt werden können.

4. Verwendete Rekonstruktionsalgorithmen

In diesem Kapitel sollen die im Auswerterechner der Faß-Tomographieanlage implementierten Rekonstruktionsalgorithmen sowohl für die Transmissions- (TCT) als auch für die Emissionstomographie (ECT) beschrieben werden. Beide Verfahren bedienen sich der im 2. Kapitel vorgestellten ART-Methode. Bei der quantitativen Rekonstruktion der Aktivitätsverteilung der im Faß enthaltenen Radionuklide sind aufgrund der in der Verfestigungsmatrix auftretenden Selbstabsorption die ortsvariablen Schwächungskoeffizienten der Matrix zu berücksichtigen. Diese müssen durch eine der ECT vorausgehende Transmissionsmessung (TCT) am Faß ermittelt werden.

Beide Algorithmen stützen sich auf ähnliche Geometrien, die durch die Lage des Fasses zur Detektorposition, der Pixelaufteilung des Bildes und der mechanischen Faßbewegung definiert werden. Die Geometrie, die beiden Tomographieverfahren gemeinsam zugrundeliegt, ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die linke Seite der Abb. 4.1 zeigt ein ortsfestes Koordinatensystem (x_{fix}, y_{fix}), dessen Ursprung im Drehzentrum des in Ruheposition ($x = 0$) befindlichen Fasses liegt. Die Achsen des rechtwinkligen Systems sind so ausgerichtet, daß die Abszisse in Richtung zur positiv translatorischen Faßbewegung weist und die Ordinate mit dem zwischen Strahlungsquelle und Detektor liegenden Strahlengang deckungsgleich ist. Die Position der Strahlungsquelle sowie des Detektors sind sowohl hier bei der geometrischen Formulierung als auch bei der später beschriebenen Anlage (5. Kapitel) in horizontaler Ebene örtlich nicht veränderlich. Eine vertikal-simultane Bewegung der beiden Komponenten erlaubt jedoch, unterschiedliche horizontale Faßquerschnitte verschiedener Höhe zu untersuchen. Das Faß wird auf der Abszisse translatorisch (x) bewegt und unter dem Winkel φ im mathematisch positiven Sinne

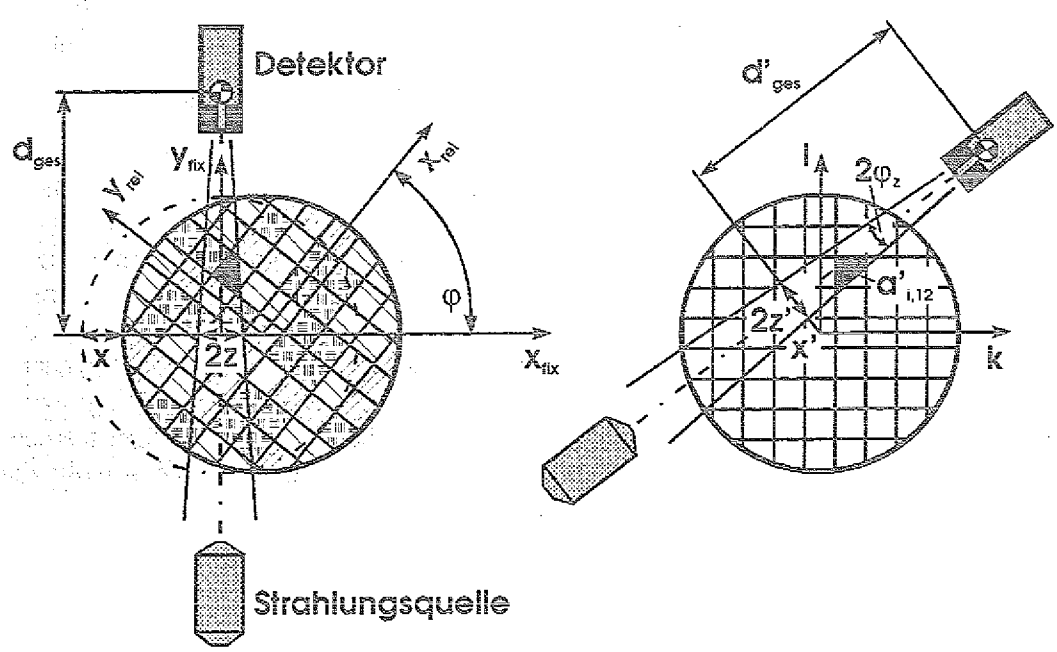


Abb. 4.1: TCT- und ECT-Geometrie

gedreht. Die Lage des in Abb. 4.1 skizzierten Relativsystems (x_{rel}, y_{rel}) ist hierdurch festgelegt. Die aus einer Vielzahl quadratischer Bildelemente zusammengesetzte Bildfläche ist bezüglich des Relativsystems in Ruhe, und die diskreten Pixelkoordinaten ergeben sich gemäß (siehe rechte Seite der Abb. 4.1):

$$k = \frac{x_{rel}}{p} \quad \text{und} \quad l = \frac{y_{rel}}{p} \quad \text{, wobei } -\frac{n-1}{2} \leq k, l \leq \frac{n-1}{2}$$

mit p : Pixelkantenlänge
n : Anzahl der auf dem Durchmesser der Bildfläche liegenden Pixel

Bei der quantitativen Emissionstomographie ist eine Modellierung des Meßkegels des kollimierten Detektors im dreidimensionalen Raum zweckmäßig, da alle im Kegelvolumen befindlichen Aktivitäten zum Meßspektrum des Detektors beitragen. Der kollimierte Kegel, dessen Spitze auf der Detektorseite, aber nicht notwendigerweise im Detektor liegt, wird durch seinen Öffnungswinkel $2\varphi_z$ und seinen auf der Abszisse des ortsfesten Systems liegenden Durchmesser $2z_{koll}$ beschrieben. Durch die Faßbewegung während der Meßdatenerfassung überstreicht der divergente Strahl an dieser Stelle die Weglänge $2z$. Der Abstand des Detektors zur translatorischen Bewegungsachse ist mit der Bezeichnung d_{ges} definiert. Viele im ortsfesten System relevante Größen treten im Relativsystem ebenfalls auf, jedoch werden sie dort in Einheiten der Pixelkantenlänge gemessen (gleiche Bezeichnung wie im ortsfesten System, jedoch „einfach gestrichen").

Die Berechnung der in Kap. 2.2.3 eingeführten Gewichtungsfaktoren kann neben der Bestimmung der Korrekturfunktion als eines der Kernprobleme bei der Entwicklung eines ART-Verfahrens aufgefaßt werden. Für den Algorithmus der Transmissionstomographie sollen als Gewichtungsfaktoren die vom divergenten Strahlengang überdeckten Pixelflächen herangezogen werden. Bei dieser Vorgehensweise geht die quantitative Rekonstruktion der (Dichte-) Pixelwerte zwar zunächst verloren, doch die physikalische Interpretation des Lambert'schen Gesetzes wird durch praktischen Unzulänglichkeiten (Beamhardening bei nicht monoenergetischer Strahlung, endliche Strahlbreite, Streuungseffekte, geringe Energieauflösung der TCT-Detektoren) ohnehin unscharf, so daß die Gewichtung nach Pixelflächen durchaus gerechtfertigt ist. Die Pixelwerte müssen nach der Rekonstruktion dann jedoch mit einem noch festzulegendem Faktor multipliziert werden, um das erzeugte Tomogramm auf eine quantitative Skala zu kalibrieren. Da die Pixelflächen nicht nur in die TCT-Gewichtungsfaktoren einfließen, sondern auch wesentlich zu den ECT-Gewichtungsfaktoren beitragen, soll ihre Berechnung im folgenden kurz vorgestellt werden.

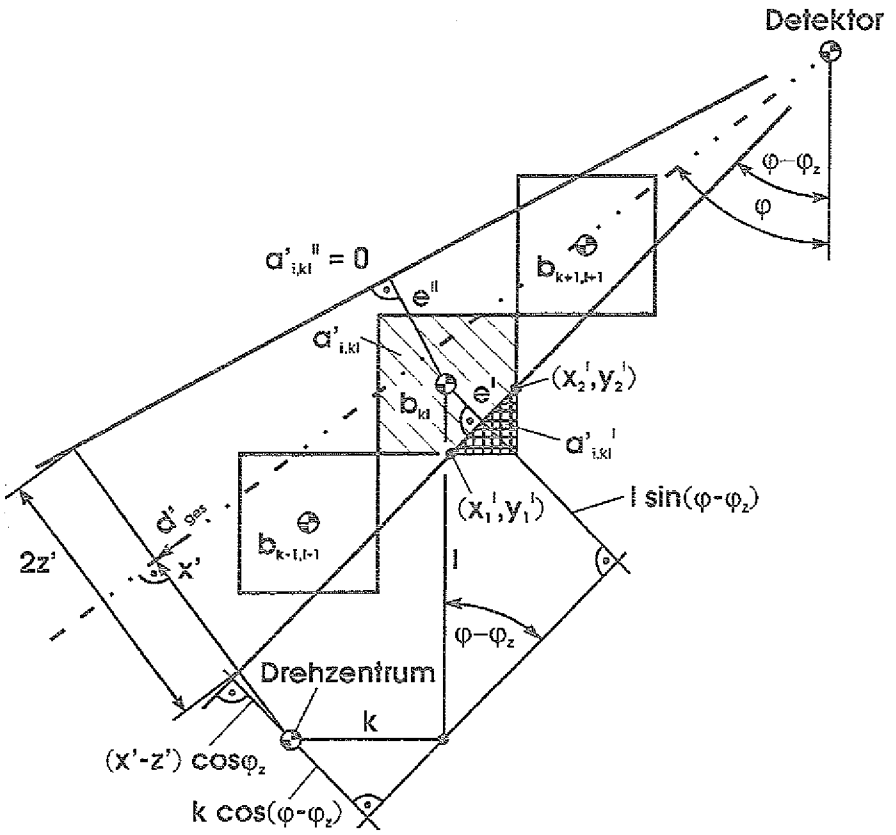


Abb. 4.2: Geometrie zur Berechnung der Pixelfläche

Abb. 4.2 zeigt alle geometrischen Zusammenhänge, die zur Berechnung der von einem divergenten Strahl überdeckten Pixelfläche notwendig sind. Betrachtet wird das Bildelement b_{kl}. Die Abstände der Geraden zum Pixelschwerpunkt, die den Strahl zu beiden Seiten begrenzen, berechnen sich nach:

$$\begin{aligned} e^{I} &= k\cos(\varphi-\varphi_z) - l\sin(\varphi-\varphi_z) + (x'-z')\cos\varphi_z \\ e^{II} &= k\cos(\varphi+\varphi_z) - l\sin(\varphi+\varphi_z) + (x'+z')\cos\varphi_z \end{aligned} \qquad \textit{(Gl. 4.1)}$$

Bem.: Die Abstände e^{I} und e^{II} haben ein unterschiedliches Vorzeichen, wenn das Pixelzentrum sich innerhalb der strahlbegrenzenden Geraden befindet.

Die beiden Geraden bilden mit den Pixelkanten maximal zwei Schnittpunkte, deren Koordinaten durch folgende Beziehungen gegeben sind:

$$x_1^I = \max\left\{ \frac{-\frac{1}{2}\sin|\varphi-\varphi_z| - e^I}{\cos|\varphi-\varphi_z|}, -\frac{1}{2} \right\} \qquad y_1^I = \max\left\{ \frac{e^I - \frac{1}{2}\cos|\varphi-\varphi_z|}{\sin|\varphi-\varphi_z|}, -\frac{1}{2} \right\}$$

$$x_2^I = \min\left\{ \frac{\frac{1}{2}\sin|\varphi-\varphi_z| - e^I}{\cos|\varphi-\varphi_z|}, +\frac{1}{2} \right\} \qquad y_2^I = \min\left\{ \frac{e^I + \frac{1}{2}\cos|\varphi-\varphi_z|}{\sin|\varphi-\varphi_z|}, +\frac{1}{2} \right\}$$

$x_1^{II}, y_1^{II}, x_2^{II}, y_2^{II}$ entsprechend mit e^{II} statt e^I und $\varphi + \varphi_z$ statt $\varphi - \varphi_z$.

Die <u>außerhalb</u> des Strahlengebietes befindlichen Pixelflächen ergeben sich zu:

$$a'^{I}_{i,kl} = \frac{1}{2}\left(1 + y_1^I\left(x_1^I + x_2^I + 1\right) - y_2^I\left(x_1^I + x_2^I - 1\right)\right)$$

$$a'^{II}_{i,kl} = \frac{1}{2}\left(1 - y_1^{II}\left(x_1^{II} + x_2^{II} + 1\right) + y_2^{II}\left(x_1^{II} + x_2^{II} - 1\right)\right)$$

Der Index i bezieht sich dabei auf den i-ten Projektionsstrahl mit $i = 1,2, ..., M$. Die vom divergenten Strahl überdeckte (auf p^2 bezogene) Fläche des Pixels b_{kl} berechnet sich schließlich zu:

$$a'_{i,kl} = 1 - a'^{I}_{i,kl} - a'^{II}_{i,kl}$$

Bem.: In Abb. 4.2 ist $a'^{II}_{i,kl} = 0$, *wegen* $x_1^{II} = -1/2$, $x_2^{II} = -1/2$, $y_1^{II} = 1/2$, $y_2^{II} = 1/2$. *Die Flächen der Pixel, die vom Projektionsstrahl vollständig erfaßt werden, sind wegen* $a'^{I}_{i,kl} = a'^{II}_{i,kl} = 0$ *gleich* 1.

4.1 TCT-Algorithmus

Wie im vorhergehenden Abschnitt dargestellt, sollen die vom Projektionsstrahl i überdeckten Pixelflächen $a'_{i,kl}$ zur Berechnung der Gewichtungsfaktoren s_{ij} herangezogen werden. Damit die quantitative Eigenschaft der erzeugten Tomogramme unabhängig von der gewählten Bildauflösung ist, werden die Pixelflächen mit dem Quadrat der Bildauflösung ($p/D = n$) multipliziert (D bezeichnet den Durchmesser der untersuchten, kreisförmig unterstellten Objektfläche.). Hierdurch wird erreicht, daß bei unterschiedlicher Wahl der Bildauflösung keine neue Kalibrierung des Tomogramms notwendig wird. Für die Gewichtungsfaktoren bezüglich des Projektionsstrahls i gilt somit:

$$s_{ij} = a'_{i,kl} \cdot \frac{p^2}{D^2}$$

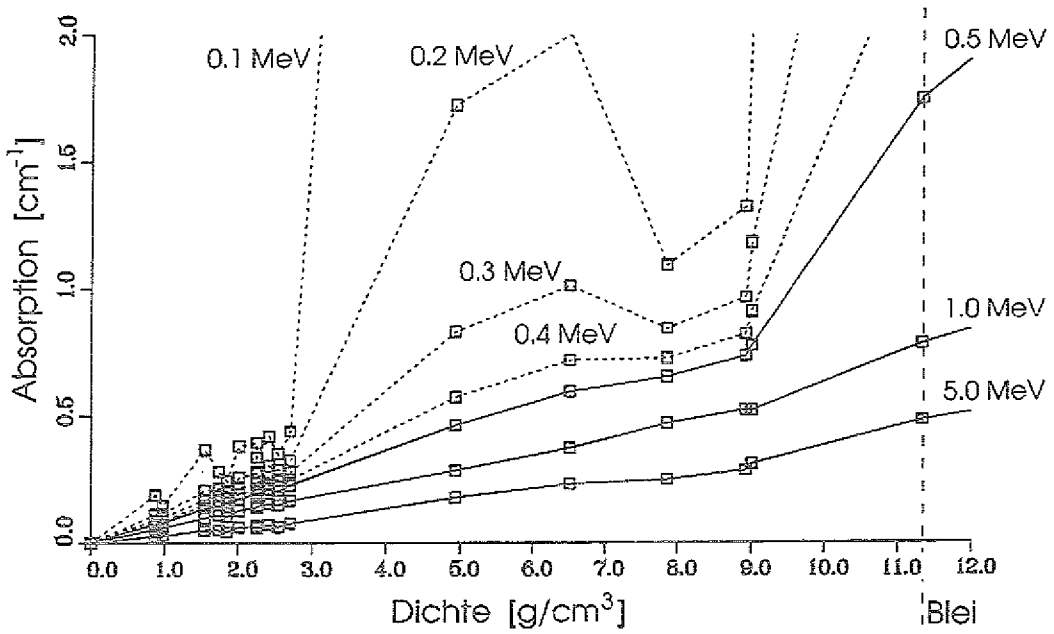


Abb. 4.1.1: Zusammenhang zwischen Absorption, Dichte und Energie

Bem.: Die kartesische Indizierung kl bezeichnet ein bestimmtes Bildelement innerhalb der Bildfläche. Sie entspricht dem eindimensionalen Index j mit j = 1,2, ..., N, wobei unter N die Anzahl aller Bildelemente verstanden wird.

Mit der Definition $\Delta P_i^m = P_i - \tilde{P}_i^m$ (siehe Gl. 2.2.3.2) wurde für die Korrekturfunktion $\Re$ folgende Rechenvorschrift gewählt (vgl. Kap. 2.2.3):

$$\mu_j^{m+1} = \max\left\{ 0, \mu_j^m + \lambda \cdot \frac{\Delta P_i^m}{\sum_{j=1}^{N} s_{ij}^2} \cdot s_{ij} \right\} \qquad (Gl. 4.1.1)$$

Der Relaxationsfaktor λ dämpft das iterative Rekonstruktionsverfahren, indem er ein Überschwingen der neu berechneten Bildwerte verhindert. Er hat einen wesentlichen Einfluß auf das Konvergenzverhalten der Rekonstruktion und wurde in dieser Arbeit mit guten Resultaten auf 0.2 gesetzt. Die obige Rechenvorschrift zeigt, daß berechnete negative Bildwerte auf null gesetzt werden. Dies ist berechtigt, da negative Absorptionskoeffizienten physikalisch nicht sinnvoll sind. Nachdem die Rekonstruktion nach einer gewissen Anzahl von Iterationen (ca. 5-10) abgebrochen wird, liegt ein vorläufiges Objektabbild vor. Dieses wird - wie bereits angesprochen - unter Verwendung eines Kalibrierungsfaktors η_{TCT} linear kalibriert, um ein Tomogramm mit quantitativer Eigenschaft zu erhalten:

$$\tilde{\mu}_j = \eta_{TCT} \cdot \mu_j \qquad (Gl. 4.1.2)$$

Das nun berechnete und kalibrierte Tomogramm besteht aus einer Vielzahl von Bildelementen, die die ortsvariablen Absorptionskoeffizienten der untersuchten

Querschnittsfläche des Objekts wiedergeben. Für den Bediener der Faß-Tomographieanlage sind statt der Absorptionskoeffizienten jedoch die lokalen Dichtewerte des untersuchten Objekts interessanter. Es ist leichter, bestimmte Stoffe eher mit Dichteinformationen als mit Schwächungseigenschaften zu assoziieren, und es wird dem Bediener i.d.R. möglich sein - unter Zuhilfenahme von a-priori-Wissen - die Abfallstoffe, einschließlich der Konditionierungsmaterialien, zu identifizieren. Abb. 4.1.1 zeigt den energieabhängigen Zusammenhang zwischen der Dichte und dem Absorptionskoeffizienten für ausgewählte Energien von 0.1 bis 5.0 MeV. Das Diagramm stützt sich auf die von HUBBELL durchgeführten Absorptionsmessungen an homogenen Materialien verschiedener Elemente der Ordnungszahlen 1 (Wasserstoff) bis 82 (Blei) */Hubbell/*. Die in der Literatur sonst übliche (analoge) Darstellung, bei der die materialspezifischen Schwächungskoeffizienten gegenüber der Variablen „Energie" aufgetragen werden, ist in dieser Arbeit nicht verwendet worden, da die (für die ECT notwendige) Transformation der bei der TCT-Energie ermittelten Schwächungskoeffizienten in solche, die der ECT-Energie entsprechen, durch die hier gewählte Darstellungsform besser illustriert werden kann (vgl. Abb. 4.1.2).

Bem.: Die gewählte Darstellung der Schwächungskoeffizienten in Form der Abb. 4.1.1 ist allerdings nur als eine erste Näherung zu betrachten, da die energieabhängigen Absorptionseigenschaften materialspezifisch sind und nicht direkt von der Dichte abhängen. Der Dichtebereich von 0 *bis* 12 *g/cm³ wurde gewählt, weil Blei mit einer Dichte von* 11.4 *g/cm³ das erwartungsgemäß dichteste, im nuklearen Abfall anzutreffende Material ist.*

Besonders auffällig ist, daß in tieferen Energiebereichen unterhalb von ca. 0.5 MeV (bei Dichtewerten oberhalb von etwa 3 g/cm³) eine Korrelation zwischen Dichte und Absorption nicht mehr möglich ist. Im Fortgang dieser Arbeit wird zu beachten sein, daß dieser Sachverhalt beträchtliche Konsequenzen für den Gültigkeitsbereich der quantitativen Emissionstomographie hat. Die bei der Transmissionstomographie eingesetzte Strahlungsquelle der Anlage besteht aus dem Radionuklid ^{60}Co, welches γ-Quanten der Energien 1.173 und 1.332 MeV emittiert. Für diese Energien ist eine eindeutige Korrelation zwischen Dichte und Schwächungskoeffizient gegeben, so daß eine Umrechnung der Absorptionskoeffizienten der Pixel in Dichtewerte zulässig ist. Bei der numerischen Implementierung ist es erforderlich, die in Abb. 4.1.1 dargestellten Meßpunkte in Form einer mathematischen Gleichung dreier Veränderlicher (Absorption μ, Dichte ρ, Energie ν) zu approximieren. Eine Approximation der μ-ρ-ν-Beziehung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ergab - mit einer für die Abfallcharakterisierung akzeptablen Genauigkeit - folgende Beziehung:

$$\mu = G(\rho,\nu) = A\rho + Be^{C\cdot\rho} \qquad \textit{(Gl. 4.1.3)}$$

wobei A, B und C energieabhängige Funktionen sind mit:

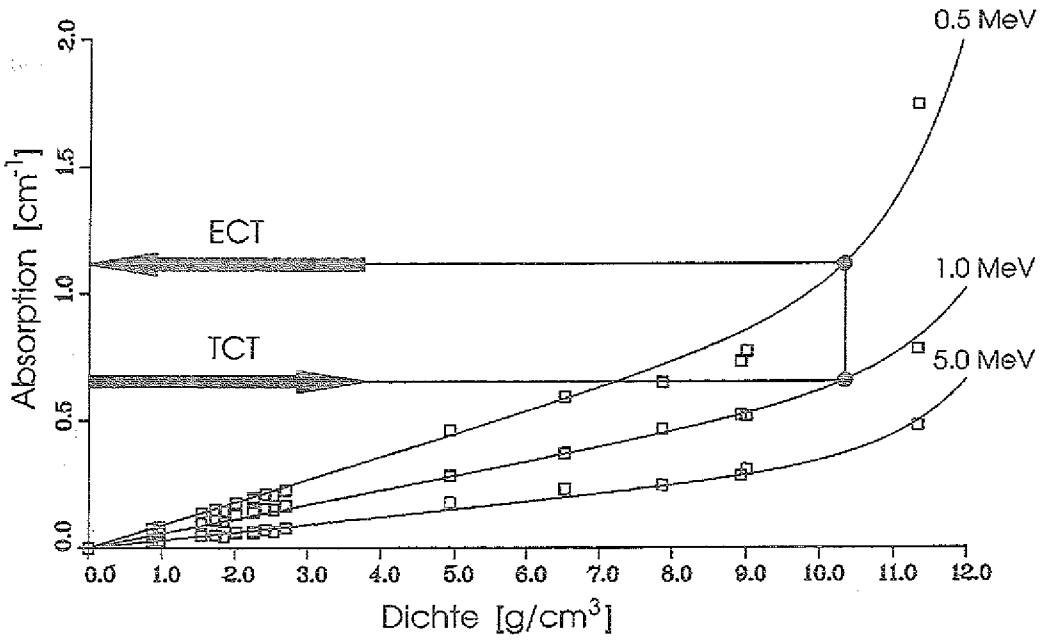


Abb. 4.1.2: Approximation der Absorption-Dichte-Energie-Beziehung

$A = A_1 + A_2/\nu$	$B = B_1 + B_2/\nu$	$C = C_1 + C_2\nu + C_3\nu^2$
$A_1 = 0.0238$	$B_1 = 1.44\text{x}10\text{-}6$	$C_1 = 1.02$
$A_2 = 0.0328$	$B_2 = 3.78\text{x}10\text{-}6$	$C_2 = -0.117$
		$C_3 = 0.0221$

μ in cm^{-1}, ρ in g/cm^3, ν in MeV ;
Definitionsbereich: $0 \leq \rho \leq 11.4\ g/cm^3$ und $0.5\ MeV \leq \nu \leq 5\ MeV$.

Die Qualität der Anpassung an die durch Messung ermittelten Stützstellen kann der Abb. 4.1.2 entnommen werden. Mit der Umkehrfunktion von G bezüglich μ und ρ läßt sich nun ein quantitatives Dichtetomogramm berechnen:

$$\tilde{\rho}_j = G^{-1}(\tilde{\mu}_j, \nu)$$

Ein Histogramm eines solchen Dichtetomogramms ist in Abb. 4.1.3 dargestellt. Es wurde aus Transmissionsdaten eines Objekts erzeugt, welches allein die Materialien Wasser, Aluminium, Eisen und Blei enthält (Abb. 4.1.4). Aus dem Histogramm können die experimentell gemessenen, tomographisch rekonstruierten Dichtewerte der vier Materialien abgelesen werden. Der Vergleich mit den tatsächlichen Dichten der Materialien in Tab. 4.1.1 gibt einen guten Eindruck von der Qualität der TCT-Kalibrierung.

	exp. Dichte [g/cm³]	tat. Dichte [g/cm³]	rel. Fehler [%]
Wasser	1.15	1.00	+ 15.0
Aluminium	2.75	2.70	+ 1.9
Eisen	7.95	7.86	+ 1.1
Blei	10.80	11.40	- 5.3

Tab. 4.1.1: Dichtevergleich zur TCT-Kalibrierung

Die auffällig hohe Überschätzung der Dichte beim Material H_2O läßt sich über die überdurchschnittlich hohe massenspezifische Elektronendichte des Wassers erklären. Wasser hat einen hohen Gehalt an Wasserstoff, der hinsichtlich der Schwächung von γ-Strahlung eine Sonderrolle spielt. Wasserstoff hat mit 1 Elektron/Nukleon als einziges Element eine ungewöhnlich hohe spezifische Elektronendichte, während alle anderen eine Elektronendichte von höchstens 0.5 Elektron/Nukleon aufweisen. Generell hebt eine hohe Elektronendichte die Absorptionswirkung des im mittleren Energiebereich (0.1 bis 10 MeV) gegenüber dem Foto- und Paarbildungseffekt dominierenden Compton-Effekts zu einem gewissen Grad an (zum Compton-Effekt siehe Kap. 5.2). Dies hat zur Folge, daß die Absorption des Wassers größer ist als diejenige, die bei alleiniger Betrachtung der Dichte zu erwarten wäre. Die erhöhte Absorption führt bei der tomographischen Rekonstruktion letztendlich zu einer Überbewertung der Dichte (siehe auch *Bemerkung* zu Abb. 4.1.1).

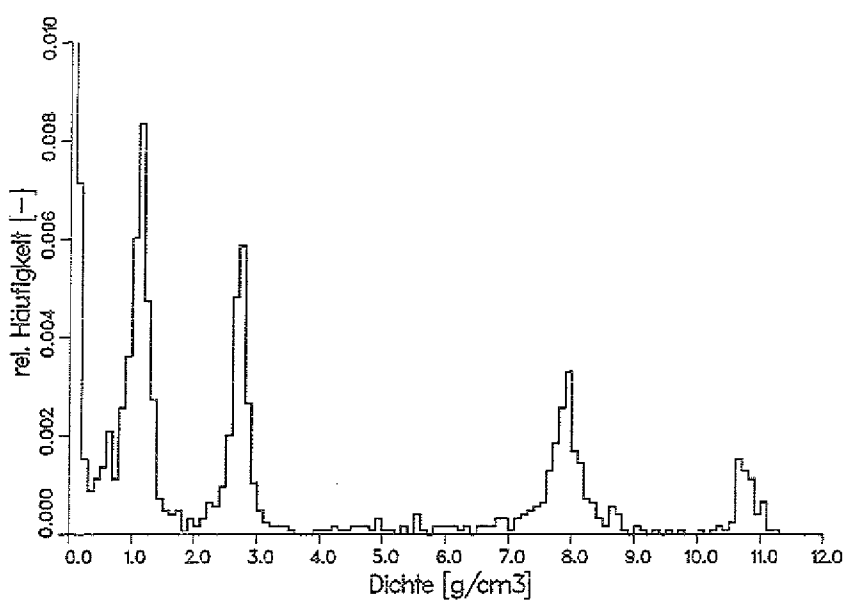


Abb. 4.1.3: Histogramm eines Dichtetomogramms

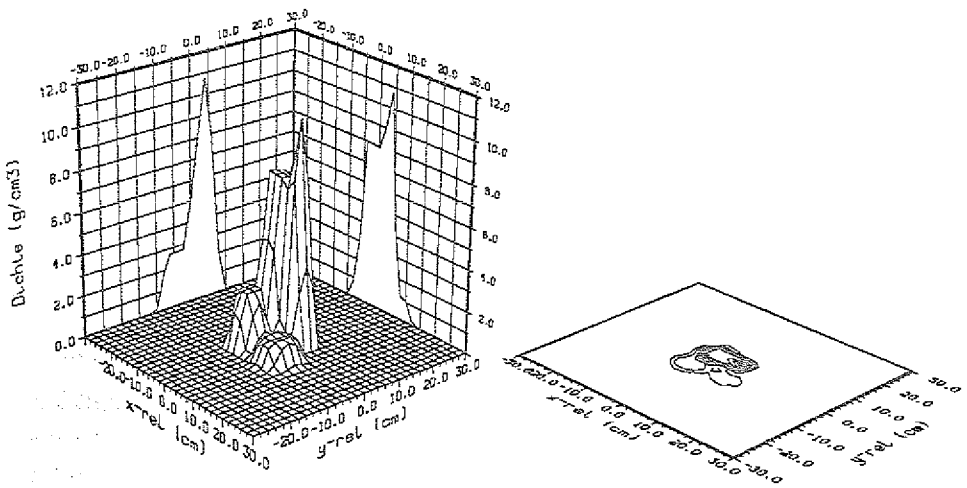


Abb. 4.1.4: Dichtetomogramm von vier Objekten der Materialien Wasser, Aluminium, Eisen und Blei

4.2 ECT-Algorithmus

Analog zur Herleitung des TCT-Algorithmus müssen bei der Emissionstomographie zunächst die Gewichtungsfaktoren bestimmt werden. Hierzu ist ein mathematisches Modell zu entwickeln, welches die physikalische Realität möglichst getreu abbildet. Das Modell soll alle wesentlichen Einflußfaktoren enthalten, die die im Detektor registrierte Zählrate maßgeblich bestimmen. Der hier entwickelte ECT-Algorithmus berücksichtigt vier Einflußfaktoren:

- Selbstabsorption in der Verfestigungsmatrix
- Abstandsgesetz
- Meßwertaufnahme innerhalb eines kegelförmigen Volumens
- Faßbewegung während der Meßdatenerfassung

Die Berechnung der Selbstabsorption soll durch die in Abb. 4.2.1 dargestellte Geometrie veranschaulicht werden. Betrachtet wird das Bildelement b_{kl} , dessen Schwerpunkt radioaktive Strahlung emittiert. Diese Strahlung wird vom Detektor unter dem Winkel ψ registriert:

$$\psi = \arctan\frac{k_s - k}{l_s - l} \qquad \text{mit} \qquad l_s = d'_{ges}\cos\varphi + x'\sin\varphi$$

$$k_s = \frac{l_s \sin\varphi - x'}{\cos\varphi}$$

Der Abstand der Verbindungsgeraden des strahlungsemittierenden Pixels und des Detektors zum Drehzentrum berechnet sich zu:

$$x_s = \frac{\frac{l}{l_s}k_s - k}{\left(1 - \frac{l}{l_s}\right)\cos\psi}$$

Alle auf dieser Geraden, zwischen Bildelement b_{kl} und Detektor liegenden Pixel $b_{k'l'}$ tragen zur Absorption in der Verfestigungsmatrix bei. Entscheidend dabei ist die von dem Strahl i zurückgelegte Weglänge $\delta'^{kl'}_{i,kl}$ innerhalb eines jeden strahlungsschwächenden Pixels $b_{k'l'}$. Gemäß Abb. 4.2.1 ergibt sich:

$$\delta'^{kl'}_{i,kl} = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}$$

mit

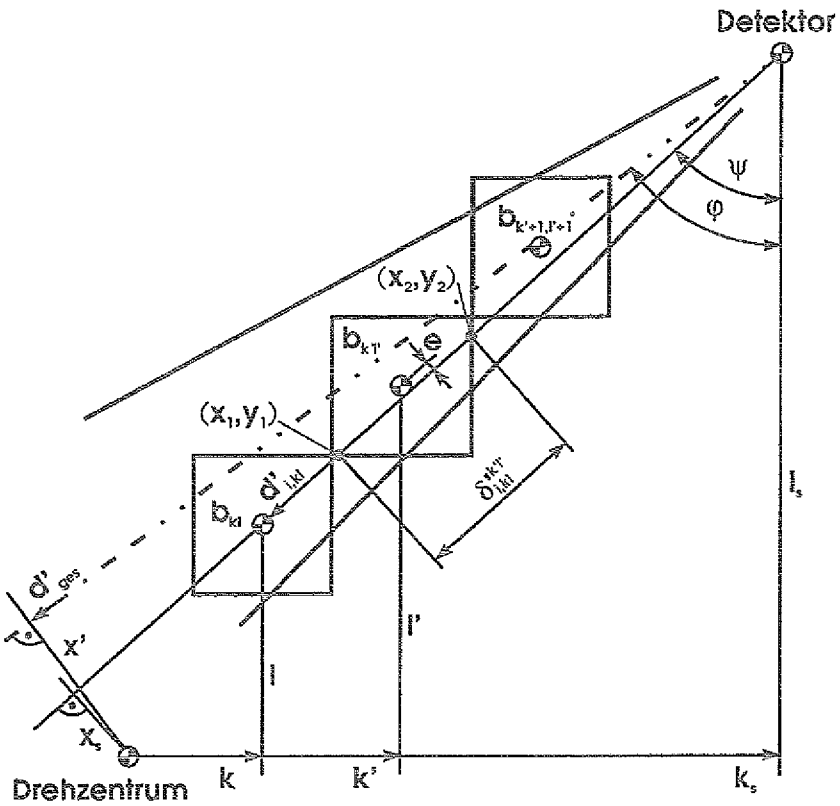


Abb. 4.2.1: Geometrie zur Berechnung der Selbstabsorption

$$x_1 = \max\left\{ \frac{-\frac{1}{2}\sin|\psi| - e}{\cos|\psi|}, -\frac{1}{2} \right\} \qquad y_1 = \max\left\{ \frac{e - \frac{1}{2}\cos|\psi|}{\sin|\psi|}, -\frac{1}{2} \right\}$$

$$x_2 = \min\left\{ \frac{\frac{1}{2}\sin|\psi| - e}{\cos|\psi|}, +\frac{1}{2} \right\} \qquad y_2 = \min\left\{ \frac{e + \frac{1}{2}\cos|\psi|}{\sin|\psi|}, +\frac{1}{2} \right\}$$

wobei

$$e = k'\cos\psi - l'\sin\psi + x_s$$

Der zu den Gewichtungsfaktoren s_{ij} beitragende Einflußfaktor bezüglich der Selbstabsorption läßt sich nun durch folgenden exponentiellen Term formulieren:

$$e^{-p \sum\limits_{k'l' \in Strahl\ i} \tilde{\mu}_{kl}\, \delta'^{k'l'}_{i,kl}}$$

Die ortsvariablen Schwächungskoeffizienten $\tilde{\mu}_{kl}$ werden durch eine der ECT vorausgehende Transmissionsmessung (TCT) bestimmt (siehe Gl. 4.1.2). Hierzu ist ihre Energieabhängigkeit gemäß Gl. 4.1.3 zu berücksichtigen, denn die Energie der vom zu untersuchenden Nuklid emittierten Strahlung wird i.d.R. nicht mit der Energie der externen Strahlungsquelle übereinstimmen. Wie oben bereits dargelegt,

ist für die Transformation der bei der TCT-Energie ermittelten Schwächungskoeffizienten in solche, die der ECT-Energie entsprechen, eine eindeutige Korrelation zwischen Dichte und Schwächungskoeffizient notwendig (vgl. Abb. 4.1.1 und Abb. 4.1.2). Sollen Radionuklide untersucht werden, die γ-Quanten mit Energien oberhalb von ca. 0.5 MeV emittieren, ist diese Korrelation (auch für hohe Dichten bis 11.4 g/cm^3) gegeben, und die Rekonstruktion der Nuklidverteilung ist problemlos. Bei der Rekonstruktion anderer Nuklide, die im γ-Spektrum nur mit Energien unterhalb von 0.5 MeV registriert werden können, muß sichergestellt werden, daß die Verfestigungsmatrix im Faß keine Materialien mit einer Dichte von über 3 g/cm^3 aufweist (Prüfung durch TCT). Sind solche Materialien nicht vorhanden, liegt eine eindeutige Korrelation von Dichte und Schwächungskoeffizient auch unterhalb von 0.5 MeV, jedoch oberhalb von ca. 0.2 MeV, vor. Radionuklide, deren Fotopeaks in diesem tieferen Energiebereich liegen, können dann ebenfalls untersucht werden. Hervorzuheben ist, daß die für die Abfallcharakterisierung häufig herangezogenen Schlüsselnuklide ^{60}Co und ^{137}Cs γ-Quanten mit Energien oberhalb von 0.5 MeV emittieren (s.u.), so daß die Beschaffenheit der Verfestigungsmatrix für diese Nuklide irrelevant ist.

Der für das quadratische Abstandsgesetz relevante Abstand des Detektors zum Pixel b_{kl} bezüglich des i-ten Meßwerts beträgt (siehe Abb. 4.2.1):

$$d'_{i,kl} = \frac{l_s - l}{\cos\psi}$$

Zur Berücksichtigung der Meßwertaufnahme innerhalb eines kegelförmigen Volumens und der Faßbewegung während der Meßdatenerfassung soll die in Abb. 4.2.2 dargestellte Geometrie herangezogen werden. Im Gegensatz zum Transmissionsfall sollen bei der ECT die Pixel nicht als Flächenelemente, sondern als radioaktive Volumenquellen aufgefaßt werden. Hierzu soll angenommen werden,

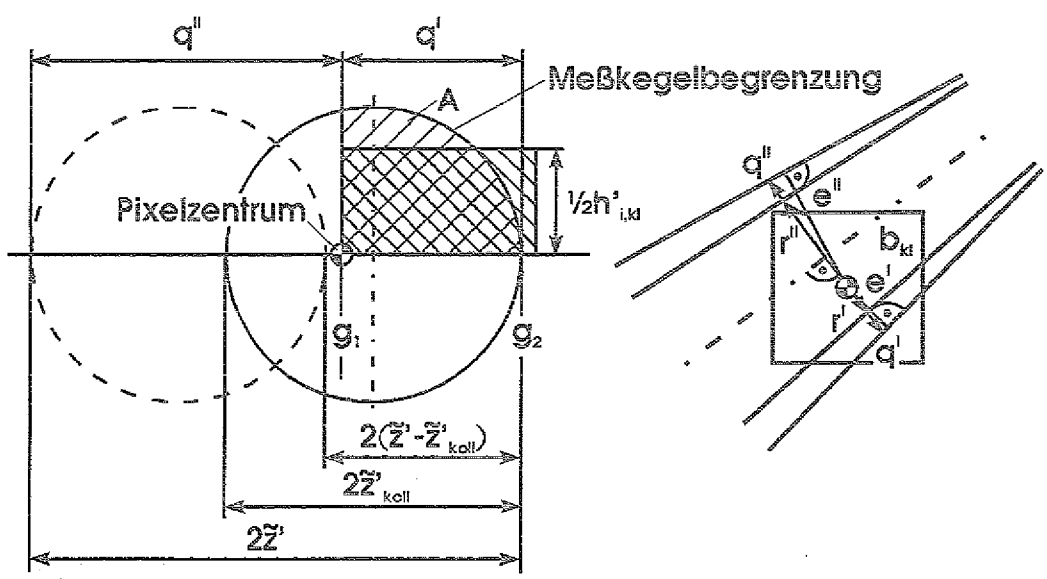


Abb. 4.2.2: Geometrie zur Berücksichtigung des kegelförmigen Meßvolumens und der Faßbewegung

daß die Verteilung der Radioaktivität im Faß innerhalb des Meßvolumens des Detektors in vertikaler Richtung konstant ist. Dadurch wird eine homogene Aktivitätsverteilung auch innerhalb der Pixelvolumina sichergestellt. Je nach ihrer örtlichen Lage innerhalb des Meßkegels weisen die Pixelvolumina variierende geometrische Höhenabmessungen auf, so daß sie - allein durch diesen Aspekt - einen unterschiedlichen Beitrag zur gemessenen Zählrate leisten. Im folgenden soll die für die Zählrate relevante Höhe der Pixel berechnet werden, wobei hierin auch die Faßbewegung während der Meßdatenerfassung eine Berücksichtigung finden soll. Festzuhalten ist, daß die zu berechnenden Pixelaktivitäten des betrachteten Radionuklids *Aktivitätskonzentrationen* darstellen, die in dieser Arbeit in Einheiten [Bq/cm^3] gemessen werden.

Betrachtet wird das Bildelement b_{kl}, welches vom sich (bezüglich des Pixelzentrums) relativ bewegenden Meßkegel erfaßt wird. Dabei überstreicht der Meßkegel die Strecke:

$$2\tilde{z}' = \left| q^I - q^{II} \right| \qquad \text{wobei } q^I = \frac{e^I}{\cos\varphi_z} \text{ und } q^{II} = \frac{e^{II}}{\cos\varphi_z}$$

mit e^I und e^{II} aus Gl. 4.1

Bem.: Die Abstände q^I und q^{II} bzw. r^I und r^{II} (s.u.) haben ein unterschiedliches Vorzeichen, wenn das Pixelzentrum sich innerhalb der strahlbegrenzenden Geraden befindet.

Das kollimierte, kegelförmige Meßvolumen hat an dieser Stelle einen Durchmesser von:

$$2\tilde{z}'_{koll} = \left| r^I - r^{II} \right| \qquad \text{mit } r^I = q^I + z' - z'_{koll}, \quad r^{II} = q^{II} - z' + z'_{koll}$$

Hierbei entspricht z'_{koll} dem Durchmesser des kollimierten Meßkegels auf der Abszisse des ortsfesten Systems (vgl. Abb. 4.1). Die sich durch die Faßbewegung ergebende mittlere Höhe des volumenmäßig gewichteten Pixels des i-ten Meßwerts berechnet sich dann zu (siehe Abb. 4.2.2):

$$h'_{i,kl} = \frac{A}{\tilde{z}' - \tilde{z}'_{koll}} \qquad \text{mit } A = \int_{g_1}^{g_2} \sqrt{\tilde{z}'^2_{koll} - \xi^2}\, d\xi$$

$$\text{wobei } g_1 = \max\{ \tilde{z}'_{koll} - q_{\min}, -\tilde{z}'_{koll} \}, \quad g_2 = \min\{ -\tilde{z}'_{koll} + q_{\max}, \tilde{z}'_{koll} \}$$

$$\text{mit } q_{\min} = \min\{ |q^I|, |q^{II}| \}, \quad q_{\max} = \max\{ |q^I|, |q^{II}| \}$$

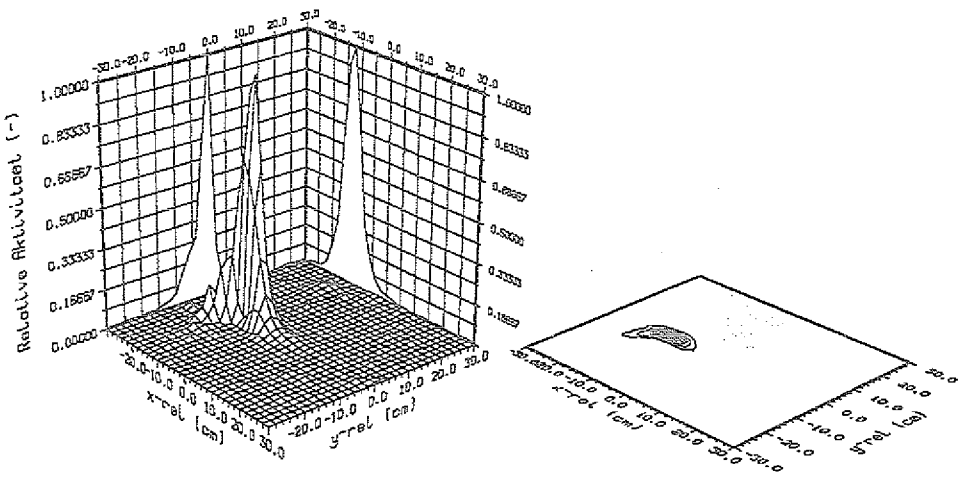


Abb. 4.2.3: ECT-Rekonstruktion einer Punktquelle mit der TCT-Korrekturfunktion

Bem.: Bei der Rekonstruktion der Radioaktivität von Punktquellen ist es nicht sinnvoll, die Höhe des Pixelvolumens zu berücksichtigen. In diesem besonderen Fall wird $A = g_2 - g_1$ gesetzt und die Aktivitätskonzentration in Bq/cm^2 gemessen.

Alle hier berücksichtigten Faktoren, die die im Detektor registrierte Zählrate maßgeblich beeinflussen, sind nun festgelegt. Die ECT-Gewichtungsfaktoren bezüglich des i-ten Meßstrahls werden aus den Einflußfaktoren wie folgt berechnet:

$$s_{ij} = \frac{a'_{i,kl} \cdot h'_{i,kl}}{d'^{\,2}_{i,kl}} \cdot \frac{p}{D} \cdot e^{-p \sum\limits_{k'l' \in Strahl\ i} \tilde{\mu}_{kl'} \delta^{k'l'}_{i,kl}}$$

Bem.: Die kartesische Indizierung kl bezeichnet ein bestimmtes Bildelement innerhalb der Bildfläche. Sie entspricht dem eindimensionalen Index j mit j = 1,2, ..., N, wobei unter N die Anzahl aller Bildelemente verstanden wird.

Die Multiplikation mit der Bildauflösung p/D stellt wie im Transmissionsfall sicher, daß bei unterschiedlicher Wahl der Bildauflösung keine neue Kalibrierung des quantitativen ECT-Tomogramms notwendig wird.

Bei der Bestimmung der algebraischen Korrekturfunktion für die ECT-Rekonstruktion ist es zunächst naheliegend, die Korrekturfunktion der TCT-Rekonstruktion zu verwenden (Gl. 4.1.1). Abb. 4.2.3 stellt die mit der TCT-Korrekturfunktion durchgeführte Rekonstruktion einer in einer Zementmatrix (siehe Abb. 6.1.1) befindlichen ^{137}Cs-Punktquelle dar. Die Punktquelle wird verzerrt im Tomogramm wiedergegeben. Wesentlich bessere Ergebnisse lassen sich mit einer leicht modifizierten Korrekturfunktion zur Berechnung der lokalen Aktivitäten α_j erzielen:

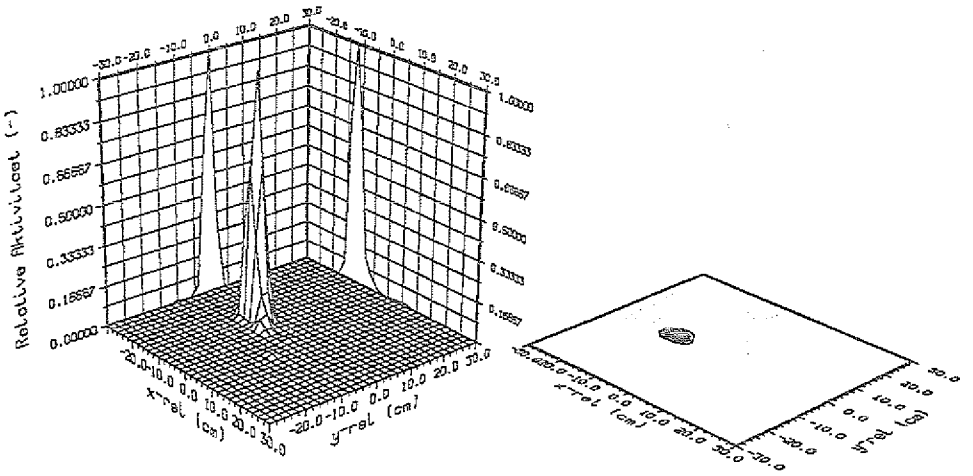


Abb. 4.2.4: ECT-Rekonstruktion einer Punktquelle mit modifizierter Korrekturfunktion

$$\alpha_j^{m+1} = \max\left\{ 0, \alpha_j^m + \lambda \cdot \frac{\Delta P_i^m}{\sum_{j=1}^{N} s_{ij}} \right\}$$

Das entsprechende Tomogramm ist in Abb. 4.2.4 dargestellt. Die Gestalt der im Tomogramm in 3-dimensionaler Darstellung abgebildeten radioaktiven Quelle entspricht erwartungsgemäß einer Punktquelle. Die Rechenvorschrift zur ECT-Rekonstruktion zeigt, daß - wie im Transmissionsfall - berechnete negative Bildwerte auf null gesetzt werden. Der Relaxationsfaktor λ wurde mit guten Resultaten auf 0.2 gesetzt.

Bei mehreren im Faß befindlichen Punktquellen ist die Schwächung der emittierten Strahlung aufgrund der unterschiedlichen örtlichen Position der Quellen in der Verfestigungsmatrix i.d.R. sehr verschieden. Bei üblichen Verfestigungsgebinden und gebräuchlichen Detektor-Faß-Geometrien können die gemessenen Zählraten zweier ^{137}Cs-Punktquellen (662 keV) sich um mehr als zwei Zehnerpotenzen unterscheiden. In solchen Fällen reagiert der ECT-Algorithmus mit einer Unterbewertung der schwächer registrierten Punktquellen. Abb. 4.2.5 stellt ein ECT-Tomogramm der zu Testzwecken hergestellten Zementscheibe (siehe Abb. 6.1.1) dar, in der 4 identische ^{137}Cs-Quellen plaziert worden sind. Die Aktivitäten der weiter außen liegenden Punktquellen werden aufgrund der geringeren Absorption in der Zementscheibe und des kleineren Abstandes zum Detektor besser rekonstruiert als die Aktivitäten der im „tiefen Innern" des Testkörpers befindlichen Quellen. Es ist daher notwendig, die Rekonstruktion nach einer gewissen Iterationszahl (Anzahl 5) abzubrechen, das vorläufige ECT-Tomogramm mit einem abstands- und absorptionsabhängigen Filter zu multiplizieren und anschließend das gefilterte Bild durch weitere Iterationen (Anzahl 5) nochmals zu bearbeiten. Da die

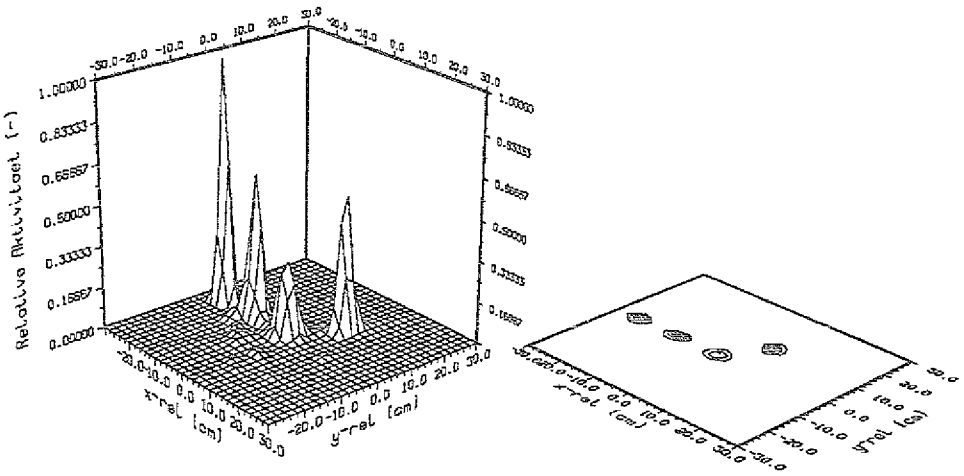


Abb. 4.2.5: ECT-Rekonstruktion von 4 Punktquellen ohne Verwendung des Filters

Gewichtungsfaktoren s_{ij} ein gutes Maß für die Abstands- und Absorptionsverhältnisse jedes einzelnen Bildelementes darstellen, sollen sie zur Filterung der Bildmatrix herangezogen werden:

$$\alpha_j\Big|_{gefiltert} = \left[\frac{\bar{s}}{\bar{s}_j}\right]^{\kappa} \cdot \alpha_j$$

$\bar{s}$ bezeichnet den Mittelwert aller Gewichtungsfaktoren über alle N Bildelemente und alle M Strahlen, $\bar{s}_j$ stellt den Mittelwert der Gewichtungsfaktoren des Pixels j über alle M Strahlen dar:

$$\bar{s} = \frac{\sum_{i=1}^{M}\sum_{j=1}^{N} s_{ij}}{\sum_{i=1}^{M}\sum_{j=1}^{N} \delta_{j \in Strahl\ i}} \quad \text{und} \quad \bar{s}_j = \frac{\sum_{i=1}^{M} s_{ij}}{\sum_{i=1}^{M} \delta_{j \in Strahl\ i}}$$

δ ist die Deltafunktion. Sie ist gleich 1, falls der Strahl i das Bildelement mit dem Index j trifft, ansonsten ist sie gleich 0. Die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente unter Verwendung verschiedener Abschirmmaterialien, Geometrien und Radionuklide haben gezeigt, daß mit einem Wert von 0.5 für den Exponenten κ gute Ergebnisse erzielt werden. Außerdem konnte festgestellt werden, daß die erzeugten Tomogramme nicht merklich von einem um den Wert 0.5 variierenden Exponenten abhängen, so daß eine exakte Bestimmung des Exponenten κ nicht erforderlich ist. Dies liegt maßgeblich darin begründet, daß nach der Filterung die Anpassung an die Meßwerte durch die fortgesetzte Rekonstruktion wieder aufgenommen wird.

Durch die Filterung des Bildes ist die gesamte Bildmatrix, deren Bildelemente Aktivitäten des betrachteten Nuklids darstellen, verändert worden. Bevor die

Rekonstruktion mit weiteren Iterationen fortgesetzt wird, müssen alle Bildelemente mit einem noch zu bestimmenden Inkrement $\Delta\alpha$ addiert werden, um das durch die Filterung veränderte „Aktivitätsniveau" der Bildmatrix den Meßwerten entsprechend wieder zurückzusetzen:

$$\alpha_j \Big|_{inkrementiert} = \alpha_j + \Delta\alpha$$

Das Inkrement $\Delta\alpha$ ist dabei so zu wählen, daß die Summe der Fehlerquadrate aller Projektionswerte P_i

$$\sum_{i=1}^{M} \Delta P_i(\Delta\alpha)^2$$

minimal wird. Hierbei ist $\Delta P_i(\Delta\alpha)$ wie folgt definiert:

$$\Delta P_i(\Delta\alpha) = P_i - \sum_{j=1}^{N} (\alpha_j + \Delta\alpha) \cdot s_{ij}$$

Zur Lösung dieses Ausgleichsproblems mit der Unbekannten $\Delta\alpha$ wird die Normalgleichung des Problems aufgestellt */Jeltsch S. 6.11/*:

$$\sum_{i=1}^{M} \Delta P_i(\Delta\alpha) \cdot \frac{d\Delta P_i(\Delta\alpha)}{d\Delta\alpha} = 0$$

bzw. $$\sum_{i=1}^{M} \left[\left(P_i - \sum_{j=1}^{N} (\alpha_j + \Delta\alpha) \cdot s_{ij} \right) \cdot V_i \right] = 0 \quad \text{mit} \quad V_i = \sum_{j=1}^{N} s_{ij} \quad \textit{(Gl. 4.2.1)}$$

Die Lösung der Normalgleichung ist das gesuchte Inkrement und lautet:

$$\Delta\alpha = \frac{1}{W} \cdot \sum_{i=1}^{M} \left[\left(P_i - \sum_{j=1}^{N} \alpha_j \, s_{ij} \right) \cdot V_i \right] \quad \text{mit} \quad W = \sum_{i=1}^{M} V_i^2 \quad \textit{(Gl. 4.2.2)}$$

Beweis: Die Normalgleichung (Gl. 4.2.1) stellt ein Nullstellenproblem dar, das mit dem Banach'schen Fixpunktsatz gelöst werden kann /Jeltsch S. 2.7/. Hierzu wird entsprechend der Normalgleichung eine iterative Fixpunktgleichung gebildet:

$$\Delta\alpha = F(\Delta\alpha) = \Delta\alpha + \frac{1}{W} \cdot \sum_{i=1}^{M} \left[\left(P_i - \sum_{j=1}^{N} (\alpha_j + \Delta\alpha) \cdot s_{ij} \right) \cdot V_i \right] \quad \textit{(Gl. 4.2.3)}$$

Betrachtet wird nun das Konvergenzverhalten von $F(\Delta\alpha)$. Der Fixpunkt $\Delta\alpha$ ist anziehend, wenn der Betrag der nach $\Delta\alpha$ differenzierten Fixpunktgleichung kleiner 1 ist:

$$|F'(\Delta\alpha)| \;<\; 1$$

Je kleiner dieser Betrag ist, desto schneller konvergiert das iterative Fixpunktverfahren gegen die gesuchte Lösung $\Delta\alpha$. Der Betrag der Ableitung kann berechnet werden, indem Gl. 4.2.3 differenziert wird:

$$F'(\Delta\alpha) \;=\; 1+\frac{1}{W}\cdot\sum_{i=1}^{M}\left[-V_i\cdot\sum_{j=1}^{N}s_{ij}\right] \;=\; 1-1 \;=\; 0$$

Es liegt somit optimale Konvergenz vor, so daß von einem beliebigen Startwert ausgehend ein einziger Iterationsschritt genügt, um die gesuchte Lösung zu erhalten. Der Startwert wird in Gl. 4.2.3 auf null gesetzt ($\Delta\alpha = 0$) und man erhält die Gl. 4.2.2.

Nach der Filterung der Bildmatrix wird die ART-Rekonstruktion fortgesetzt und nach etwa 5 Iterationen abgebrochen. Ein hiernach erzeugtes ECT-Tomogramm ist in Abb. 4.2.6 dargestellt. Es gibt die bereits in Abb. 4.2.5 gezeigten Aktivitäten der vier ^{137}Cs-Punktquellen wieder. Deutlich erkennbar ist die verbesserte Rekonstruktion der Aktivitäten im Innern des Testobjekts. Obwohl die Höhe der in 3-dimensionaler Darstellung abgebildeten Aktivitäten zwar in geringerem Grade, aber dennoch unterschiedlich ausfällt, entsprechen die kumulierten Pixelaktivitäten jeder einzelnen Punktquelle in etwa der Einzelaktivität der vier ^{137}Cs-Quellen (vgl. Contourlinien). Diese Feststellung wird im 6. Kapitel quantitativ untersucht.

Wie im Transmissionsfall wird das erzeugte ECT-Tomogramm mit einem Kalibrierungsfaktor linear kalibriert, um ein Tomogramm mit quantitativer Eigenschaft zu erhalten:

$$\tilde{\alpha}_j \;=\; \eta_{ECT}\cdot\alpha_j$$

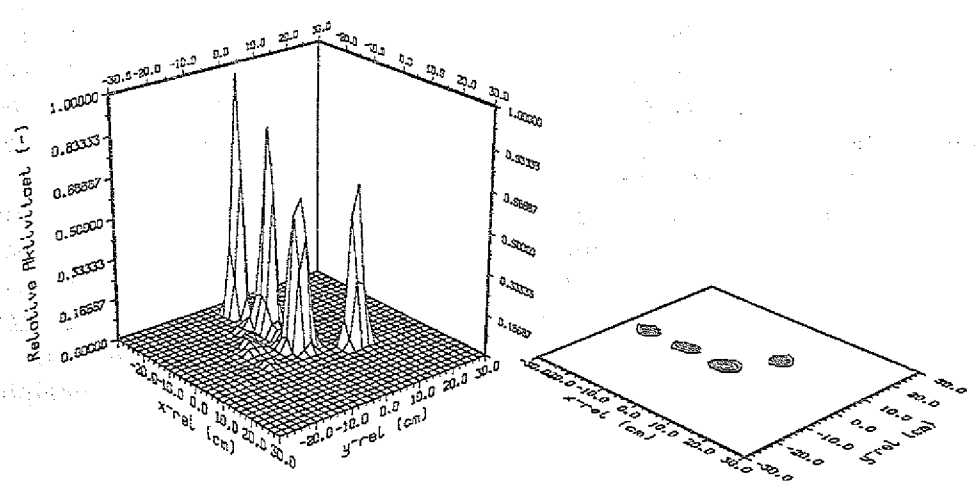


Abb. 4.2.6: ECT-Rekonstruktion von 4 Punktquellen mit Verwendung des Filters

Ein erster Anhaltswert für die gesamte, im Faß enthaltene Aktivität (gemessen in Bq) ergibt sich nach:

$$\alpha_{ges} = p^2 h \cdot \sum_{j=1}^{N} \tilde{\alpha}_j \qquad (Gl.\ 4.2.4)$$

wobei h die Faßhöhe bezeichnet. Selbstverständlich ist diese Berechnungsformel nur eine grobe Näherung, denn sie setzt eine in vertikaler Richtung konstante Aktivitätskonzentration im Faß voraus. Für eine genauere Bestimmung der Faßaktivität müssen mehrere tomographische Schnitte auf unterschiedlichen vertikalen Faßpositionen gelegt werden. Die Aktivität des betrachteten Nuklids im Faß wird dann durch Bildung des arithmetischen Mittelwerts der Einzelaktivitäten α_{ges} berechnet.

Die bis hier geführten Betrachtungen haben sich allein auf den Rekonstruktionsalgorithmus bezogen, mit dem die Aktivitäten der Radioisotope aus den Meßwerten rekonstruiert werden. Auf die Ermittlung der Meßwerte, die von den nuklidspezifischen Übergangswahrscheinlichkeiten und vom energieabhängigen Ansprechverhalten der Detektoren abhängen, wurde dabei nicht eingegangen. Da diese beiden Effekte die Berechnung der (für die Rekonstruktion relevanten) Meßwerte aus den vom Detektor registrierten Zählraten bestimmen, sollen sie im folgenden näher erläutert werden.

Der Zerfall des Atomkerns eines radioaktiven Elements kann unter Verwendung eines *Umwandlungsschemas* sehr anschaulich dargestellt werden. Abb. 4.2.7 zeigt zwei vereinfachte Umwandlungsschemata für die Radionuklide ^{60}Co und ^{137}Cs */Lederer et al./*. Da die Nuklide ^{60}Co und ^{137}Cs verstärkt in radioaktiven Abfällen anzutreffen und darüber hinaus auch γ-spektroskopisch leicht nachzuweisen sind, spielen sie bei der nuklearen Abfallcharakterisierung eine zentrale Rolle. Sie werden oft *Schlüsselnuklide* genannt, weil sie häufig unter bestimmten Annahmen und unter Zugrundelegung bekannter Korrelationen (*Nuklidschlüssel*) zur Berechnung der Aktivitäten anderer, schwer nachweisbarer Radioisotope herangezogen werden */Wolf/, /Gründler et al./*. Beim Umwandlungsschema geben die waagerechten Linien die Energieniveaus an, die der instabile Atomkern beim radioaktiven Zerfall annimmt. Bei jedem Übergang von einem zu einem anderen (tieferliegenden) Energieniveau emittiert der Kern ein Photon oder Teilchen (Alpha-, Betateilchen, Neutron o.ä.) aus, wodurch er eine definierte Energieportion abgibt. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein bestimmter Übergang - unter eventuell mehreren möglichen - eintritt, wird *Übergangswahrscheinlichkeit* genannt. Sie ist im Umwandlungsschema für alle Übergänge eingetragen. Da die Aktivität eines Radionuklids als die Anzahl der Zerfälle des Ausgangsprodukts pro Zeiteinheit (1 Zerfall pro Sekunde = 1 Bq) definiert ist, muß sie mit der Übergangswahrscheinlichkeit des im Detektor registrierten Übergangs multipliziert werden, um der vom Detektor gemessenen Zählrate zu entsprechen.

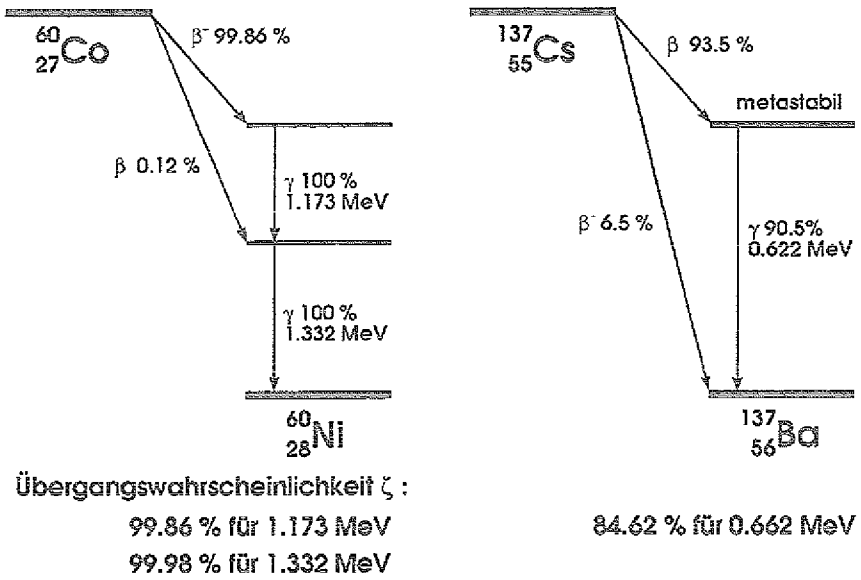


Abb. 4.2.7: Umwandlungsschemata für die Nuklide ^{60}Co und ^{137}Cs

Ebenfalls entscheidend für die richtige Interpretation der gemessenen Zählrate ist die Berücksichtigung der energieabhängigen *Ausbeute* des Detektors. Sie ist ein Maß dafür, wie viele von einem Radionuklid emittierten γ-Quanten, ohne durch Streuung Energie verloren zu haben, vom Detektor tatsächlich registriert werden. Die Ausbeute hängt dabei entscheidend von der Geometrie des Detektorkristalls und des Kollimators ab. Abb. 4.2.8 zeigt einen typischen Verlauf einer „relativen Ausbeute", die auf die Ausbeute des Detektors bei einer Energie von 1 MeV bezogen wurde. Bei einem mehr-Detektor-System hat sich die Verwendung einer „relativen Ausbeute" für alle Detektoren als vorteilhaft erwiesen, weil hierdurch die aufwendige quantitative Bestimmung der absoluten Ausbeute jedes einzelnen Detektors vermieden wird. Lediglich das unterschiedliche Ansprechverhalten der Detektoren bezüglich eines (Referenz-) Detektors muß durch Vergleichsmessungen an einer radioaktiven Probe bestimmt und durch einen detektorspezifischen Faktor χ berücksichtigt werden. Die Quantifizierung der Aktivitätsverteilung wird - wie oben bereits beschrieben - im Anschluß an die Rekonstruktion durch eine Kalibrierung des Tomogramms erreicht. Da die „relative Ausbeute" ε_{rel} der Detektoren energieabhängig ist, und es ermöglicht werden soll, die Aktivitäten verschiedener Nuklide quantitativ zu untersuchen, werden die für die Rekonstruktion relevanten Meßdaten P_i aus den vom Detektor registrierten Zählraten $\dot{Z}_i$ unter Berücksichtigung der Übergangswahrscheinlichkeit ζ wie folgt berechnet (Zählrate des Untergrunds $\dot{Z}_{i,0}$):

$$P_i = \frac{\dot{Z}_i - \dot{Z}_{i,0}}{\zeta \, \chi \, \varepsilon_{rel}}$$

ζ	:	nuklidabhängig
χ	:	detektorabhängig
ε_{rel}	:	energieabhängig

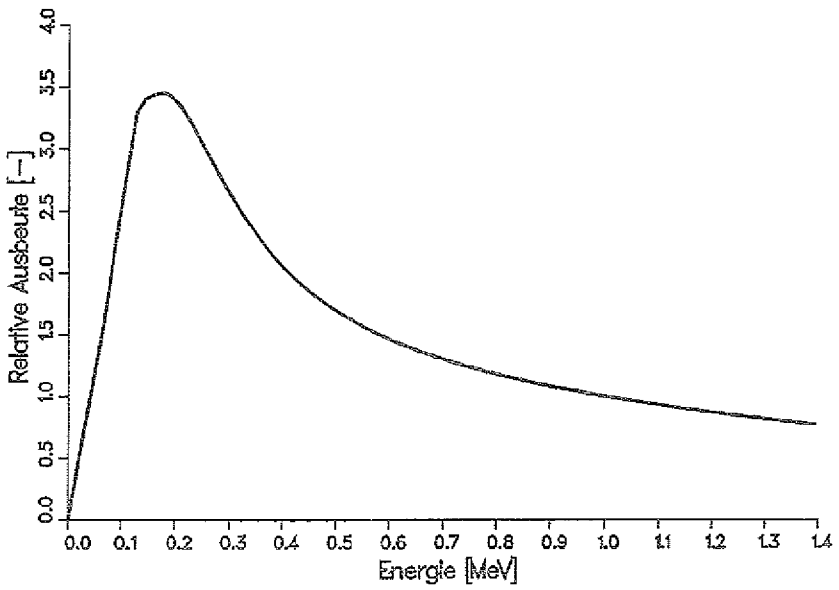


Abb. 4.2.8: Typischer Verlauf der Ausbeutekurve eines Detektors

Die Zählrate $\dot{Z}_i$ der i-ten Messung wird dabei aus der Nettofläche des betrachteten Peaks des i-ten Spektrums ermittelt (vgl. Kap. 1.1).

5. Konzeption der Anlage für den Routineeinsatz

Der Einsatz der Tomographie zur Prüfung radioaktiver Abfälle muß wirtschaftlich vertretbar sein, d.h. viele, zum Teil gegensätzliche Aspekte müssen bei der Konzipierung einer technischen Anlage berücksichtigt werden:

- Qualität der Tomogramme (Bildgüte)
- Meßzeit (Inspektionsdauer am Faß)
- flexible Einsatzmöglichkeiten (Integration anderer radiometrischer Methoden wie γ-Scanning, digitale Radiographie usw.)
- Mobilität (Einsatz vor Ort in einem Kernkraftwerk oder Zwischenlager)
- finanzielle Gesichtspunkte (Investitionskosten, laufende Betriebskosten)
- Anforderungen an das Bedienungspersonal

In der Planungs- und Entwicklungsphase der Faß-Tomographieanlage sind die aufgeführten Aspekte eingehend diskutiert worden. In diesem Kapitel soll insbesondere die für einen Routineeinsatz maßgebliche Meßzeit einen Schwerpunkt bilden. Hierbei ergeben sich für die Konzeption der Anlage wichtige Details, deren Funktion mit einer (dem Bau der Anlage vorausgehenden) Monte-Carlo-Simulation geprüft werden soll. Anschließend wird der technische Aufbau der Anlage beschrieben.

5.1 Meßzeit

Die gesamte Meßzeit, die für eine tomographische Analyse des Fasses erforderlich ist, hängt von folgenden Faktoren ab:

1. Anzahl der Faßpositionen einer Messung (Bildauflösung)
2. Einzelmeßzeit pro Faßposition (Statistik der Meßdaten)
3. Aktivität und Energie der externen Strahlungsquelle und Zählraten der Detektoren (nur für die TCT und digitale Radiographie relevant)
4. Anzahl der Detektoren
5. Simultane TCT- und ECT-Meßdatenerfassung

Während die ersten beiden Punkte frei einstellbare Meßparameter darstellen, haben die Strahlungsquelle (Abschirmproblematik), die Detektoranzahl sowie die simultane TCT-ECT-Meßdatenerfassung einen direkten Einfluß auf das Anlagenkonzept.

Als externe Strahlungsquelle stehen zunächst die Radionuklide ^{192}Ir und ^{60}Co zur Auswahl, da diese auf dem deutschen Markt (auch mit hoher Aktivität) leicht erhältlich sind. Man wird sich jedoch für das hier vorliegende Anforderungsprofil schnell für das Nuklid ^{60}Co entscheiden, denn unter Zugrundelegung eines zementierten Fasses (Durchmesser d = 56 cm) und einer ^{192}Ir-Energie von 0.468 MeV (μ_{Ir} = 0.23 cm^{-1}, Übergangswahrscheinlichkeit ζ_{Ir} = 52%) ergibt sich mit der

^{60}Co-Energie von 1.332 MeV ($\mu_{Co} = 0.12$ cm^{-1}, Übergangswahrscheinlichkeit ζ_{Co} = 100%) ein Intensitätsverhältnis bezüglich der Strahlung beider Nuklide hinter dem Faß von:

$$\frac{I_{Co}}{I_{Ir}} = \frac{\zeta_{Co}}{\zeta_{Ir}} \cdot e^{d(\mu_{Ir}-\mu_{Co})} \cong 910$$

D.h. die Intensität eines ^{60}Co-Strahlers ist hinter dem Faß um den Faktor 910 größer als die Intensität eines ^{192}Ir-Strahlers gleicher Aktivität. Da außerdem das Nuklid ^{60}Co radioaktive Strahlung mit einer weiteren Energie von 1.173 MeV (Übergangswahrscheinlichkeit fast 100%) emittiert und seine Halbwertszeit von 5.3 Jahren günstiger ist als diejenige des Nuklids ^{192}Ir (74 d), ist die Faß-Tomographieanlage mit einer ^{60}Co-Strahlungsquelle ausgestattet worden. Die Verwendung einer Röntgenquelle ist aufgrund ihrer energieärmeren Strahlung nicht sinnvoll, der Einsatz eines Linearbeschleunigers aus Kosten- und Mobilitätsgründen für eine industrielle Anlage nicht zweckmäßig.

Unter Berücksichtigung der finanziellen Rahmenbedingungen ist die Faß-Tomographieanlage als 7-Detektorsystem konzipiert worden. Da die Anlage als integriertes TCT-ECT-System eingesetzt werden soll, sind für die TCT-Detektoren vier Plastik-Szintillatordetektoren (hohe Zählrate, geringe Energieauflösung) und für die ECT-Detektoren drei Ge-Detektoren (geringe Zählrate, hohe Energieauflösung) gewählt worden. Abb. 5.1.1 zeigt eine in der Planungsphase erstellte Prinzipsskizze der kombinierten TCT-ECT-Anlage. Durch eine Vorkollimation der externen ^{60}Co-Strahlungsquelle und einer speziellen Anordnung der beiden Detektortypen soll mit der Anlage eine simultane TCT-ECT-Meßdatenerfassung ermöglicht werden. Der sowohl aus solidem Wolfram als auch aus gesintertem Wolframpulver bestehende

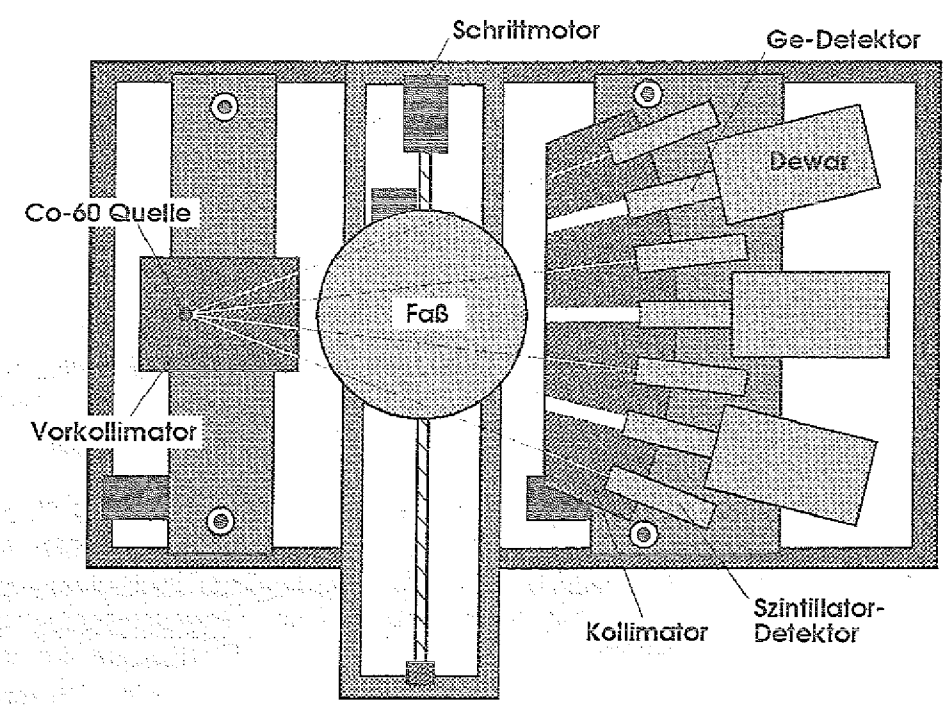


Abb. 5.1.1: Prinzipsskizze der kombinierten TCT-ECT-Anlage

Vorkollimator erzeugt zusammen mit der externen ^{60}Co-Strahlungsquelle (259 GBq am 08.09.1993) vier, ausschließlich auf die TCT-Szintillatordetektoren gerichtete Strahlenbündel. Diese weisen hinter dem Faß je nach Faßposition und Beschaffenheit des Abfallgebindes hohe Strahlungsintensitäten auf, die mit den sehr schnellen TCT-Plastik-Szintillatordetektoren problemlos gemessen werden können. Die zwischen den Szintillatordetektoren installierten Ge-Detektoren nehmen simultan die ECT-Eigenstrahlung der im Faß befindlichen Radionuklide auf. Dabei wird es nicht zu verhindern sein, daß viele, im Faß gestreute TCT-γ-Quanten von den ECT-Ge-Detektoren registriert werden und hierdurch die ECT-Meßdaten verfälschen. Ob und inwieweit sich die im Faß befindlichen Radionuklide trotz dieses negativen Effektes noch nachweisen lassen, soll unter Zuhilfenahme der im folgenden Abschnitt vorgestellten Monte-Carlo-Simulation geklärt werden.

5.2 Monte-Carlo-Simulation

Für den in Abb. 5.1.1 dargestellten Auslegungsfall soll mit einer Monte-Carlo-Simulation geprüft werden, ob die Strahlung der in der Verfestigungsmatrix der Fässer eingeschlossenen Radionuklide (mit vergleichsweise geringer Aktivität) trotz einer simultanen TCT-Bestrahlung mit der starken externen ^{60}Co-Strahlungsquelle registriert werden kann. Hierzu wird die in Abb. 5.2.1 gezeigte kombinierte TCT-ECT-Geometrie betrachtet. Eine schwach strahlende ^{137}Cs-Probe (370 kBq = 10 µCi) befindet sich im Abfallgebinde auf der zentralen Achse des Fasses und der Symmetrieachse des kollimierten Meßkegels eines ausgewählten ECT-Ge-Detektors. Gleichzeitig werden die TCT-Detektoren mit der oben beschriebenen vorkollimierten ^{60}Co-Strahlungsquelle (259 GBq = 7 Ci) bestrahlt. Unter Zugrundelegung dieser Geometrie wird das im ECT-Ge-Detektor aufgenommene Energiespektrum mit der Monte-Carlo-Simulation berechnet.

Für die Simulation ist das „Monte Carlo N-Particle Transport Code System" (kurz: MCNP) des Los Alamos National Laboratory (LANL) gewählt worden. Mit MCNP

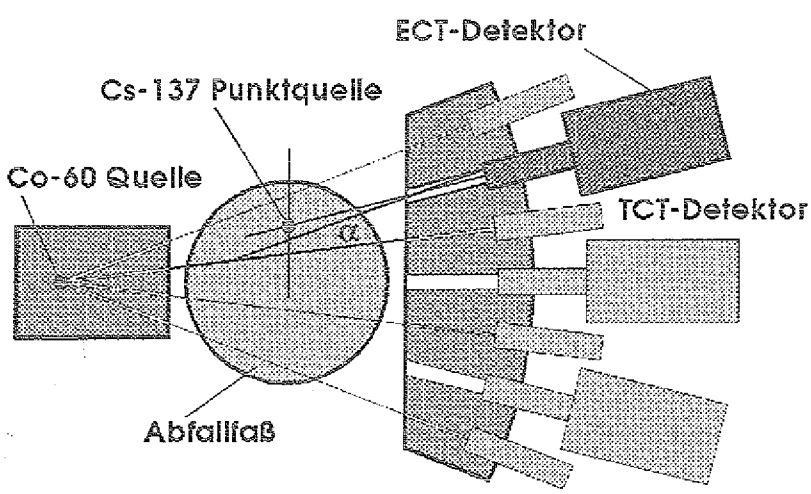


Abb. 5.2.1: Kombinierte TCT-ECT-Geometrie für die Monte-Carlo-Simulation

können gekoppelte Neutron-Photon-Elektron-Transportvorgänge in beliebigen, vom Benutzer definierten 3D-Geometrien in einem kontinuierlichen Energiebereich (1 keV - 1 GeV) berechnet werden. MCNP hat seinen Ursprung in den Arbeiten von Los Alamos, New Mexico, USA während des 2. Weltkrieges. Allgemein wird die Erfindung von MCNP den Forschern FERMI, VON NEUMANN, ULAM, METROPOLIS und RICHTMYER zugeschrieben. Mittlerweile beinhaltet die heutige MCNP-Version (Version 4A) eine Entwicklungsarbeit von 400 Mann-Jahren */Briesmeister S. iii/*.

Als Verfestigungsmatrix des Fasses wird Zement mit einer Dichte von 2 g/cm^3 angenommen. Zement besteht näherungsweise aus 88 Mass.-% SiO_2 und 12 Mass.-% H_2O. Die sich hieraus ergebenden Stoffmengenanteile von 23% Si, 20% H und 57% O werden zur Definition des Abfallgebindes für die Simulation eingesetzt.

Die Kollimatoröffnung des Ge-Detektors beträgt bei der Simulation 40 mm.

Die Monte-Carlo-Simulation ist mit dem im Rechenzentrum des Forschungszentrums Jülich installierten KFA-CRAY-Rechner durchgeführt worden. Dabei sind die Transportvorgänge von insgesamt 1×10^9 (von der ^{60}Co-Strahlungsquelle emittierten) Photonen mit MCNP berechnet worden.

Das Resultat der Simulation in Form eines vom ECT-Ge-Detektor registrierten Spektrums ist der Abb. 5.2.2 zu entnehmen. Das Spektrum besteht aus 50, im Energiebereich von 0.4 bis 1.4 MeV äquidistant verteilten Stützstellen, die die energiespezifischen Zählraten des Ge-Detektors wiedergeben. Anzumerken ist jedoch, daß die Skalierung der Ordinate einen nur qualitativen Informationsgehalt für die berechneten Zählraten besitzt, da die Detektorgeometrie nicht modelliert worden ist. Die Zählraten sind von MCNP mit einer Genauigkeit von ca. 10% berechnet worden. Auffällig sind zunächst die beiden, zu geringeren Energien versetzten, sehr breiten „^{60}Co-Peaks", deren Lage im Spektrum sich leicht über eine im Abfallgebinde

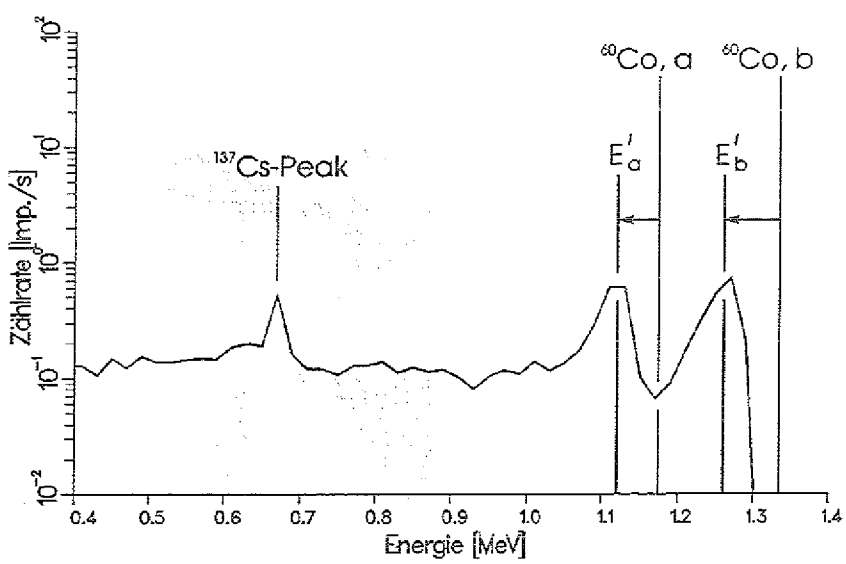


Abb. 5.2.2: Monte-Carlo-Simulation des Spektrums unter Verwendung einer ^{137}Cs-Punktquelle (370 kBq)

stattfindende Compton-Streuung erklären läßt. Bei der Compton-Streuung wird die Flugrichtung eines Photons (γ-Quant) durch Wechselwirkungseffekte mit einem Elektron um einen bestimmten Winkel abgelenkt. Das Photon verliert dabei einen von diesem Winkel abhängigen Energieanteil, so daß es mit einer geringeren Energie vom Detektor registriert wird. Der für die Monte-Carlo-Simulation relevante Ablenkungswinkel α kann näherungsweise aus der TCT-ECT-Geometrie der Abb. 5.2.1 bestimmt werden:

$$\alpha \cong 12°$$

Ein von der externen ^{60}Co-Strahlungsquelle emittiertes Photon, welches zunächst z.B. die Energie E_b des oberen ^{60}Co-Peaks von 1.332 MeV besitzt, wird vom ECT-Detektor nach einer Compton-Streuung näherungsweise mit der Energie E_b' registriert /*Knoll S. 53*/:

$$E_b' = \frac{E_b}{1+\frac{E_b}{m_0c^2}(1-\cos\alpha)} = 1.26 \text{ MeV}$$

mit $m_0c^2 = 0.511$ MeV ($E_a' = 1.12$ MeV). Das Ergebnis wird durch das simulierte, in Abb. 5.2.2 dargestellte Spektrum bestätigt, denn bei der Energie E_b' sind höhere Zählraten zu verzeichnen.

Die entscheidende Frage, ob die in der Verfestigungsmatrix plazierte ^{137}Cs-Probe vom Detektor registriert wird, kann ebenfalls über das simulierte Spektrum positiv beantwortet werden. Der im Spektrum enthaltene ^{137}Cs-Peak bei 0.662 MeV hebt sich von dem durch die TCT-Streuung verursachten Untergrund deutlich ab. Die Nettofläche bzw. Nettozählrate des Peaks kann somit durch Subtraktion des

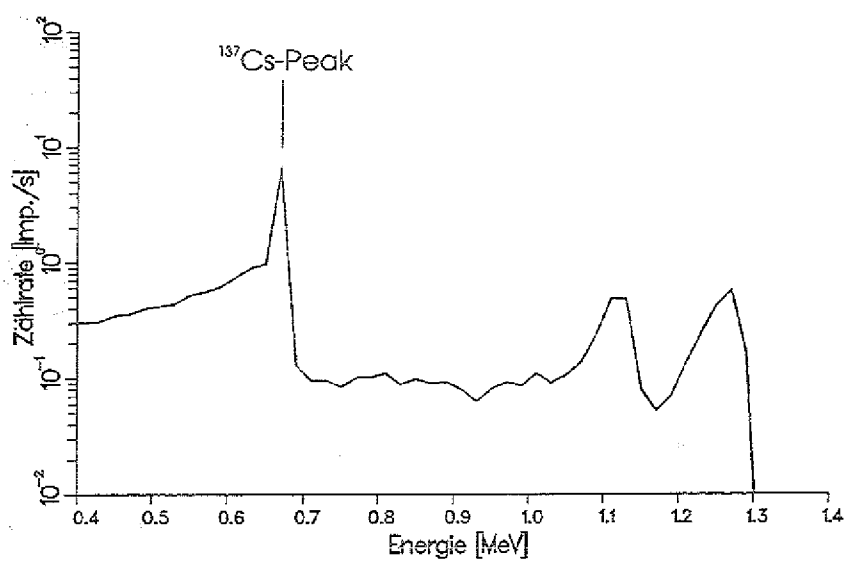


Abb. 5.2.3: Monte-Carlo-Simulation des Spektrums unter Verwendung einer ^{137}Cs-Punktquelle (29.9 MBq)

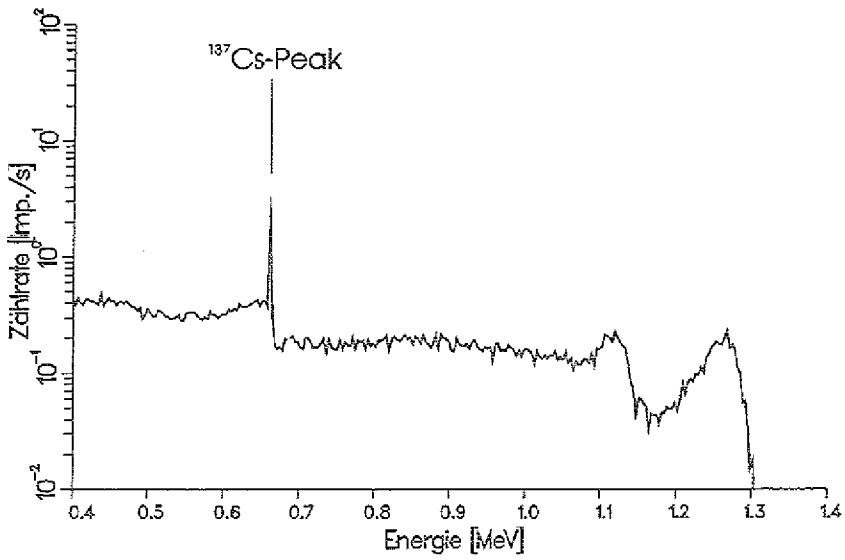


Abb. 5.2.4: Experimentell ermitteltes Spektrum der kombinierten TCT-ECT-Geometrie (Ge-Detektor)

Untergrunds ermittelt und als Maß für die Aktivität der ^{137}Cs-Probe herangezogen werden (vgl. Kap. 1.1).

Da die kleinste, im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung stehende ^{137}Cs-Punktquelle eine Aktivität von 29.9 MBq (03.06.1995) hat, wird ein weiteres simuliertes Spektrum für diese Punktquelle - unter Berücksichtigung der geometrischen Verhältnisse der in Abb. 6.1.1 dargestellten Zementscheibe (Loch-Nr. 2) - berechnet. Zum Zeitpunkt dieser zweiten Simulation hat die externe ^{60}Co-Strahlungsquelle eine Aktivität von 206 GBq (03.06.1995). Abb. 5.2.3 zeigt das entsprechend erzeugte Spektrum der Monte-Carlo-Simulation. Nach Fertigstellung der Faß-Tomographieanlage ist die von der ^{137}Cs-Punktquelle emittierte Strahlung unter gleichen Bedingungen vom Detektor gemessen und als Spektrum (512 Kanäle) dargestellt worden (Abb. 5.2.4). Das simulierte Spektrum der Abb. 5.2.3 weist eine sehr gute Übereinstimmung mit dem experimentell ermittelten Spektrum der Abb. 5.2.4 auf. Auch bei dieser Simulation ist anzumerken, daß die Skalierung der Ordinate des simulierten Spektrums entsprechend angepaßt werden mußte, weil die Ausbeute bzw. Geometrie des Detektorkristalls bei der Simulation unbekannt gewesen ist.

Da die Simulationsergebnisse des kombinierten TCT-ECT-Konzepts vielversprechend erscheinen (siehe Abb. 5.2.2), ist entschieden worden, die Faß-Tomographieanlage nach der in Abb. 5.1.1 dargestellten Geometrie zu bauen.

5.3 Aufbau der Simultananlage

Der konstruktive Aufbau der Faß-Tomographieanlage ist der Abb. 5.3.1 zu entnehmen. Die Anlage besteht aus den folgenden Hauptkomponenten:

- ^{60}Co-Strahlungsquelle mit Fernbedienung

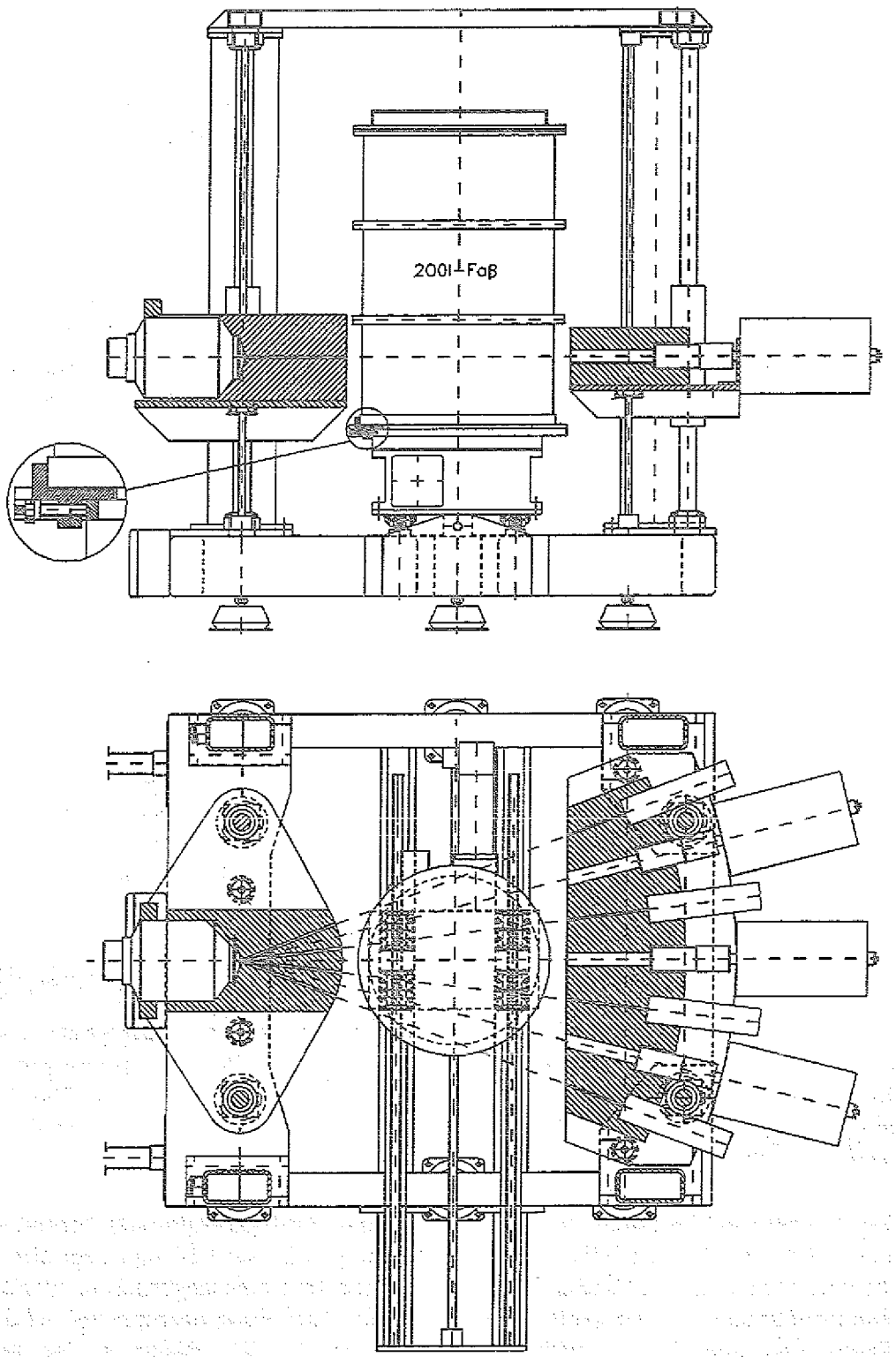


Abb. 5.3.1: Technische Zeichnung der Simultananlage (zur Verfügung gestellt von MEC)

- Wolfram-Vorkollimator
- 4 Plastik-Szintillatordetektoren und 3 Ge-Detektoren
- Blei-Fächerkollimatorblock
- Dreh-Schubtisch zur Aufnahme von 200-l-Fässern
- 2 synchron angetriebene Hubvorrichtungen für Strahlungsquelle und Detektoren
- 4-Achsen-Schrittmotorsteuerung für die Dreh-, Schub- und Hubvorrichtungen
- Nuklearelektronik zur simultanen Meßdatenerfassung der 7 Detektoren
- Computer für Motorsteuerung, Meßdatenerfassung, Rekonstruktion und Visualisierung

Die ^{60}Co-Strahlungsquelle hat eine Aktivität von 259 GBq (08.09.1993), befindet sich in einem Transportbehälter und kann, fernbedient, auf Anschlag in den Fokus des fächerförmigen Wolfram-Vorkollimators gefahren werden. Die Abschirmung des Transportbehälters Typ B(U) besteht aus 81.7 kg abgereichertem Uran. Vier fächerförmig angeordnete 8-mm-Bohrungen (Länge 30 cm) in dem sowohl aus solidem Wolfram als auch aus gesintertem Wolframpulver bestehenden Vorkollimator erzeugen 4 eng kollimierte Strahlenbündel, die paarweise einen Winkel von 14° einschließen. Während des Betriebszustandes (Quelle ausgefahren) wird die Oberflächendosisleistung der seitlich zur Strahlerachse austretenden radioaktiven Strahlung von dem soliden Wolfram-Block auf maximal 0.5 mSv/h begrenzt. Bei Betätigung eines Schalterkontaktes einer fest installierten Sicherheitssperre wird die Quelle automatisch in den Ruhezustand gefahren. Bei Netzausfall sorgt eine angeschlossene Pufferbatterie für den gleichen Vorgang.

Die vier Plastik-Szintillatordetektoren können Zählraten von bis zu 10 MHz linear verarbeiten. Sie werden mit einer Hochspannung von -1600 V versorgt. Die drei Reinst-Germanium-(coaxial)-Detektoren haben bei 1.33 MeV eine relative Nachweiswahrscheinlichkeit (Ausbeute) von ca. 20% und werden mit einer Hochspannung von etwa +3000 V betrieben. Drei 7-l-Dewar-Gefäße, die mit flüssigem Stickstoff befüllt werden, dienen zur Kühlung der Ge-Detektoren.

Der aus Hartblei ($PbSb_4$) bestehende Fächerkollimatorblock (ca. 650 kg) nimmt beide Detektortypen auf. Die Längsachsen zweier benachbarter Detektoren schließen dabei einen Winkel von 7° ein. Die Kollimation der Szintillatordetektoren erfolgt über vier, gemeinsam auf die Strahlungsquelle ausgerichtete 6-mm-Bohrungen. Die Kollimation der Ge-Detektoren ist, je nach Größe von drei in den Blei-Block eingeschobenen Messing-Kollimatoren, variabel. Es stehen 10-, 20- und 30-mm-Messingkollimatoren zur Verfügung.

Der Verfahrweg des Dreh-Schub-Tisches, der das 200-l-Faß aufnimmt, beträgt +300 mm/-990 mm. Die Scanhöhe der Hubvorrichtungen ist auf 920 mm begrenzt. Alle Bewegungen in den 4 Achsen werden von Schrittmotoren angetrieben, wobei das Fahrprogramm von einer intelligenten Schrittmotorsteuerung übernommen wird. Die Dreh- und Schubbewegungen sind drehüberwacht. Die Motoren der beiden Hubvorrichtungen sind aufgrund der zu bewegenden, großen Massen mit Blockiererkennungen und Haltebremsen ausgestattet.

Die Verschaltung der Nuklearelektronik ist in der Abb. 5.3.2 dargestellt. Sie besteht grundsätzlich aus zwei Hauptsträngen, einer TCT- und einer ECT-

Meßdatenerfassung, die dem Computer getrennt zugeführt sind. Aufgrund der sehr unterschiedlichen Anforderungen der kombinierten TCT-ECT-Anlage an die Nuklearelektronik ist eine separate Verarbeitung der TCT- und ECT-Signale mit getrennten Meß-, Zähl- und Auswertekomponenten unerläßlich.

Die TCT erfordert die Verarbeitung extrem hoher Zählraten in einem darüber hinaus von Faßposition und Abfallgebinde abhängigen, sehr dynamischen Zählratenbereich. Anforderungen an eine energiespezifische Erfassung der Transmissionsstrahlung sind jedoch nicht gegeben. Die TCT-Nuklearelektronik besteht daher aus einer energieunabhängigen, sehr schnellen Zählvorrichtung, mit der die von den Szintillatordetektoren registrierten γ-Quanten zahlenmäßig erfaßt werden können. Dies wird durch Einsatz eines 4-fach-Diskriminators (200 MHz) und eines 4-fach-Zählers (100 MHz) realisiert. Die Information über die Anzahl der gemessenen Quanten ist jedoch erst dann für die weitere Verarbeitung nutzbar, wenn auch das Zeitfenster, in dem die Zählung stattgefunden hat, exakt bestimmt werden kann. Hierzu ist ein weiterer Zähler (100 MHz) dem 4-fach-Zähler über ein sogenanntes *Gate* zugeschaltet. Das Gate gewährleistet ein bezüglich des 4-fach-Zählers zeitgleiches Meßintervall für den zugeschalteten Zähler. Der zugeschaltete Zähler wird von einem fortdauernd in Betrieb befindlichen Pulser gespeist, der eine hohe (z.B. 1 MHz) und konstante Zählrate liefert. (Bei einer Pulsfrequenz von beispielsweise 1 MHz hat die Zeitmessung eine Genauigkeit von 1 µs.) Der Meßwert P_i einer Faßposition wird dann wie folgt bestimmt (vgl. Gl. 2.1.1):

$$P_i = \ln \frac{Z_0 / Z_{0,Pulser}}{Z_i / Z_{i,Pulser}}$$

Z_0 ist der Zählerstand des Detektorzählers nach einer Referenzmessung eines

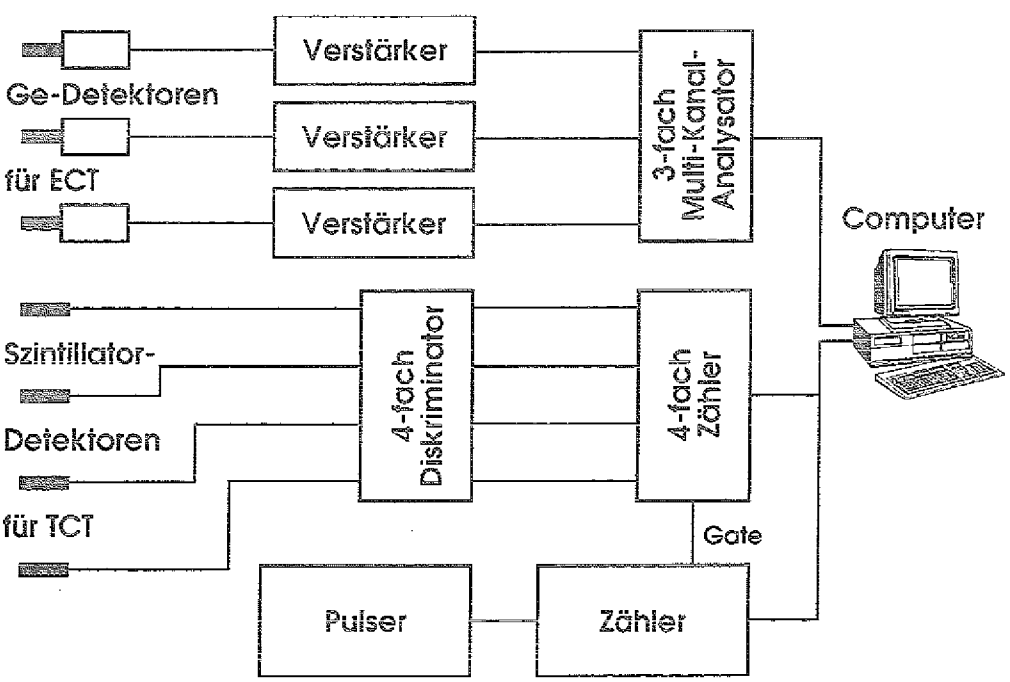


Abb. 5.3.2: Verschaltung der Nuklearelektronik

ungeschwächten, von der externen Strahlungsquelle emittierten Strahls. $Z_{0,Pulser}$ bezeichnet den im selben Zeitfenster gemessenen Zählerstand des Pulserzählers. Z_i und $Z_{i,Pulser}$ stellen die Zählerstände des Detektorzählers und des Pulserzählers dar, die unmittelbar nach der i-ten Faßmessung festgestellt und dem Computer zur Berechnung des Meßwerts nach obiger Rechenvorschrift übertragen werden. Die zunächst aufwendig erscheinende Zeitmessung über den Pulserzähler ist erforderlich, weil die Ablaufsteuerung der Mechanik die Dauer der Meßintervalle (entsprechend den aktuellen Faßpositionen) vorgibt, wobei diese aufgrund mechanischer Toleranzen als eine variable Größe angenommen werden muß.

Mit der ECT-Nuklearelektronik muß - im Gegensatz zur Transmissionsmessung - eine aufwendige γ-spektroskopische Analyse der im Abfall enthaltenen Radionuklide ermöglicht werden. Es sind somit hohe Anforderungen an die Energieauflösung des ECT-Systems zu stellen. Das ECT-Meßdatenerfassungssystem enthält daher einen 3-fach multigeplexten Vielkanalanalysator, der simultan drei Energiespektren à 16 000 Kanäle verarbeiten und speichern kann. Die Spektren können dabei zu jeder beliebigen Zeit vom Computer abgerufen werden. Hohe Zählraten sind aufgrund der schwach radioaktiv strahlenden LLW-Fässer (Oberflächendosisleistung < 2 mSv/h) nicht zu erwarten.

Der Computer (handelsüblicher PC-486, 50 MHz) wird zur Kommunikation mit der Motorsteuerung und der Nuklearelektronik sowie zur Rekonstruktion und Visualisierung der Tomogramme eingesetzt.

Im folgenden werden insgesamt 5 Fotographien der Faß-Tomographie gezeigt (Abb. 5.3.3 - 5.3.7).

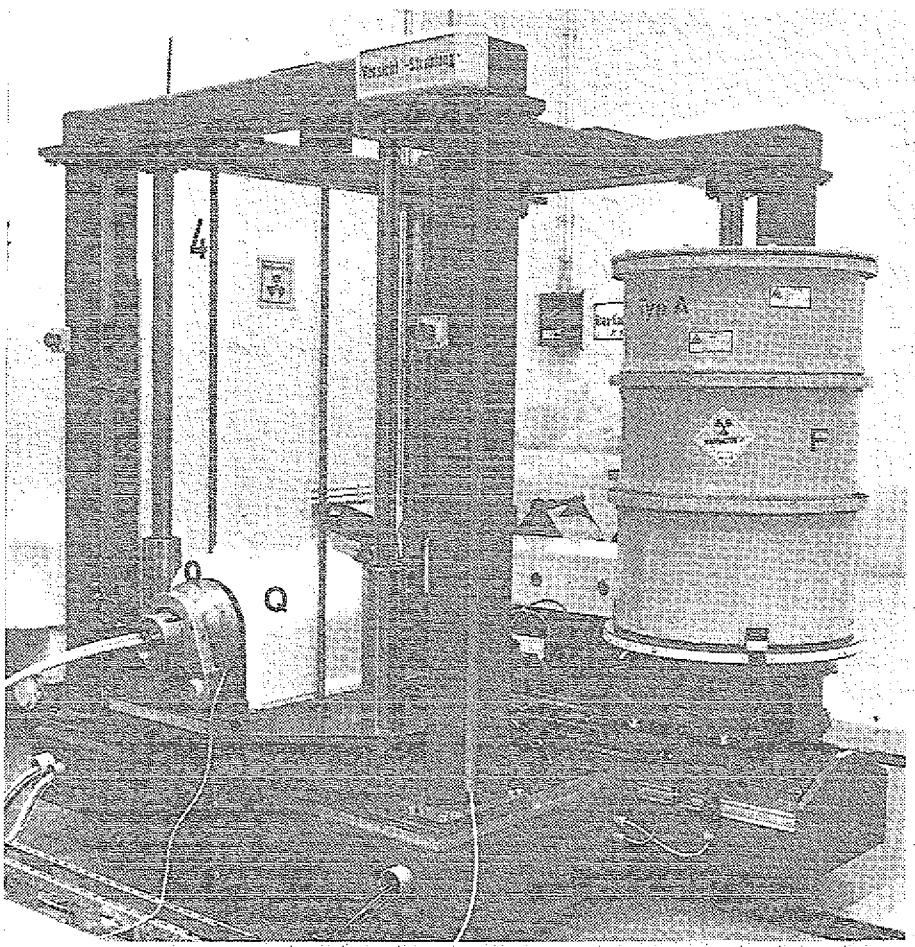


Abb. 5.3.3: Gesamtansicht der Faß-Tomographieanlage

F: 200-l-Faß
Q: Strahlungsquelle

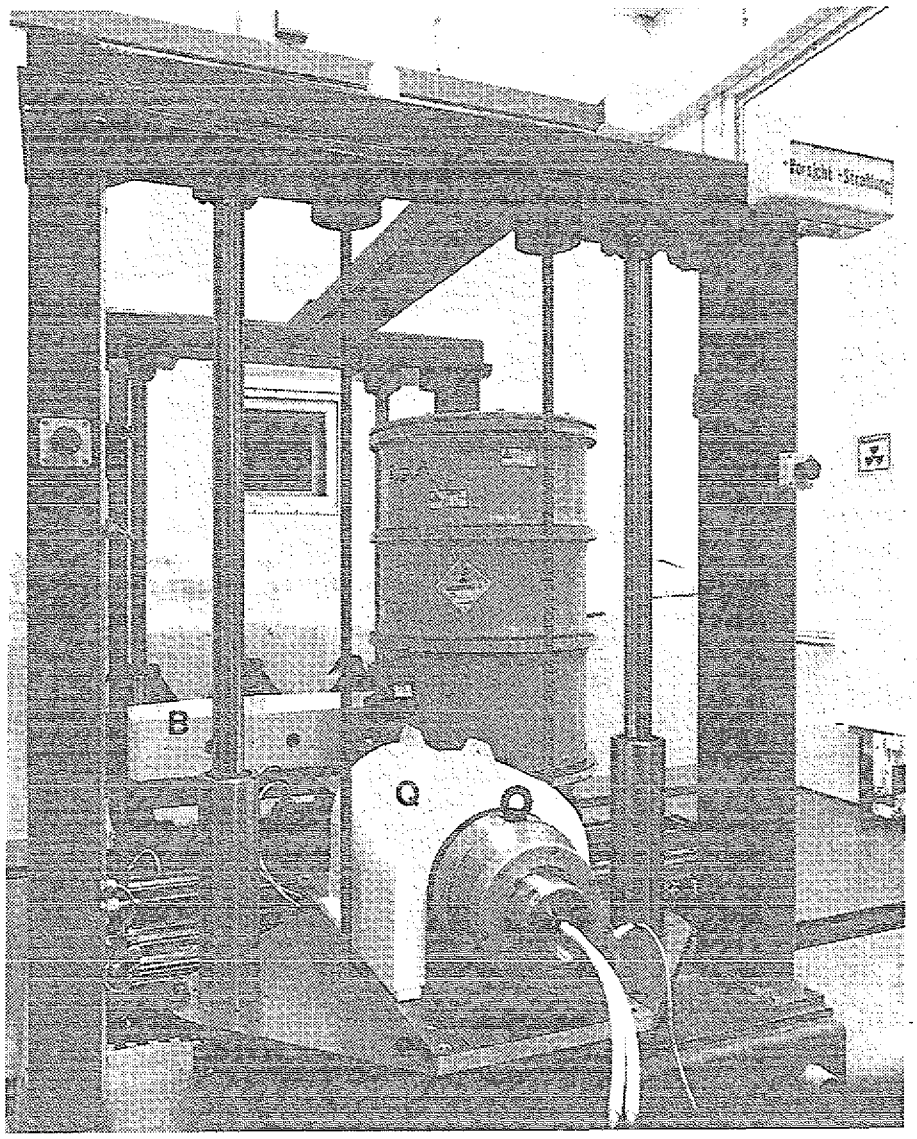


Abb. 5.3.4: Vorderansicht der Anlage; ^{60}Co-Transmissionsquelle (vorn) und Blei-Fächerkollimatorblock (hinten)

B: Blei-Kollimator
Q: Strahlungsquelle

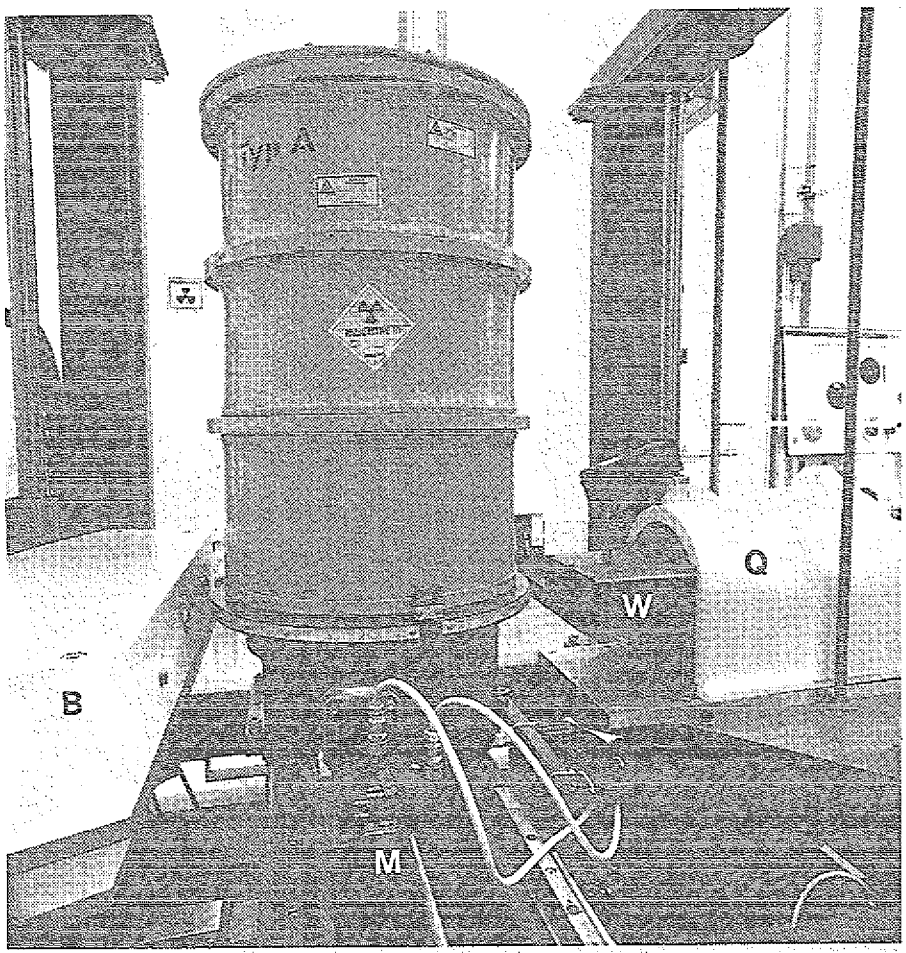


Abb. 5.3.5: *Seitenansicht der Anlage; radioaktives 200-l-Faß zwischen Detektor- (links) und Quellenkollimator (rechts)*

B: *Blei-Kollimator*
M: *Schrittmotor*
Q: *Strahlungsquelle*
W: *Wolfram-Vorkollimator*

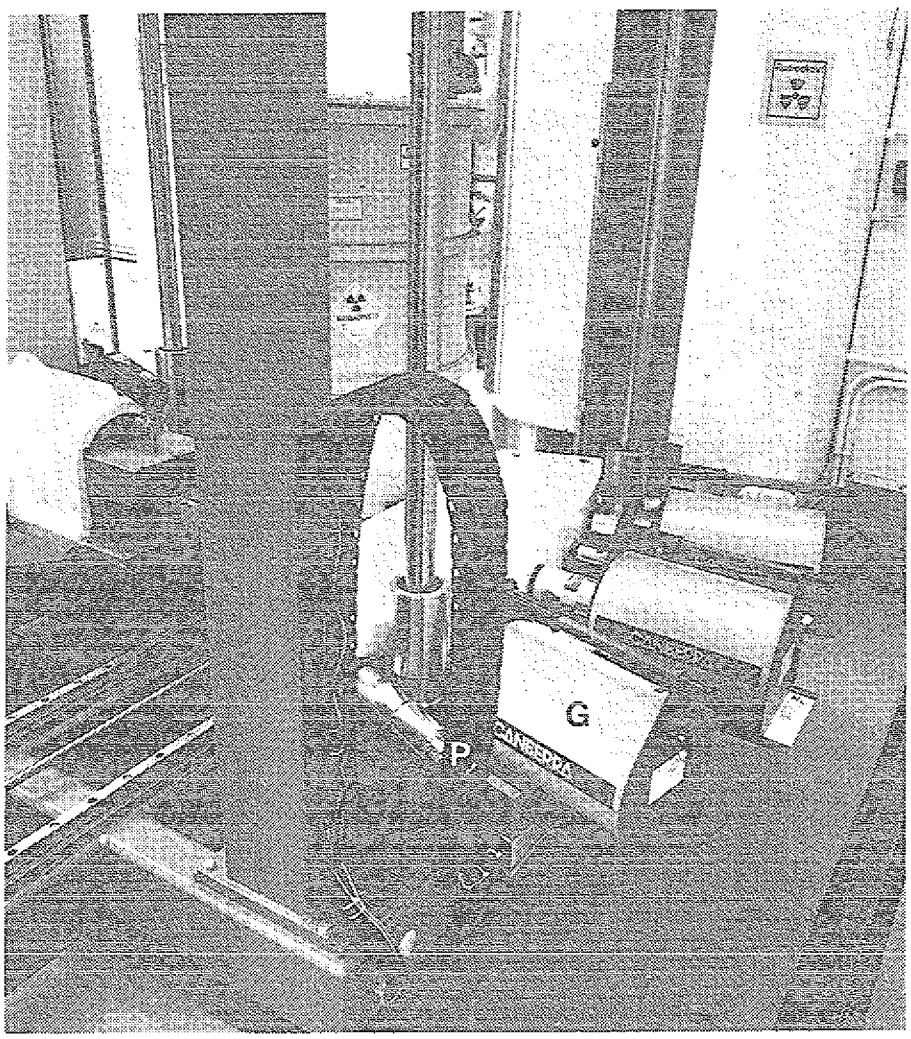


Abb. 5.3.6: *Rückansicht der Anlage; Anordnung der 4 Plastik-Szintillatordetektoren und der 3 dazwischenliegenden Ge-Detektoren*

G: *Ge-Detektor*
P: *Plastik-Szintillatordetektor*

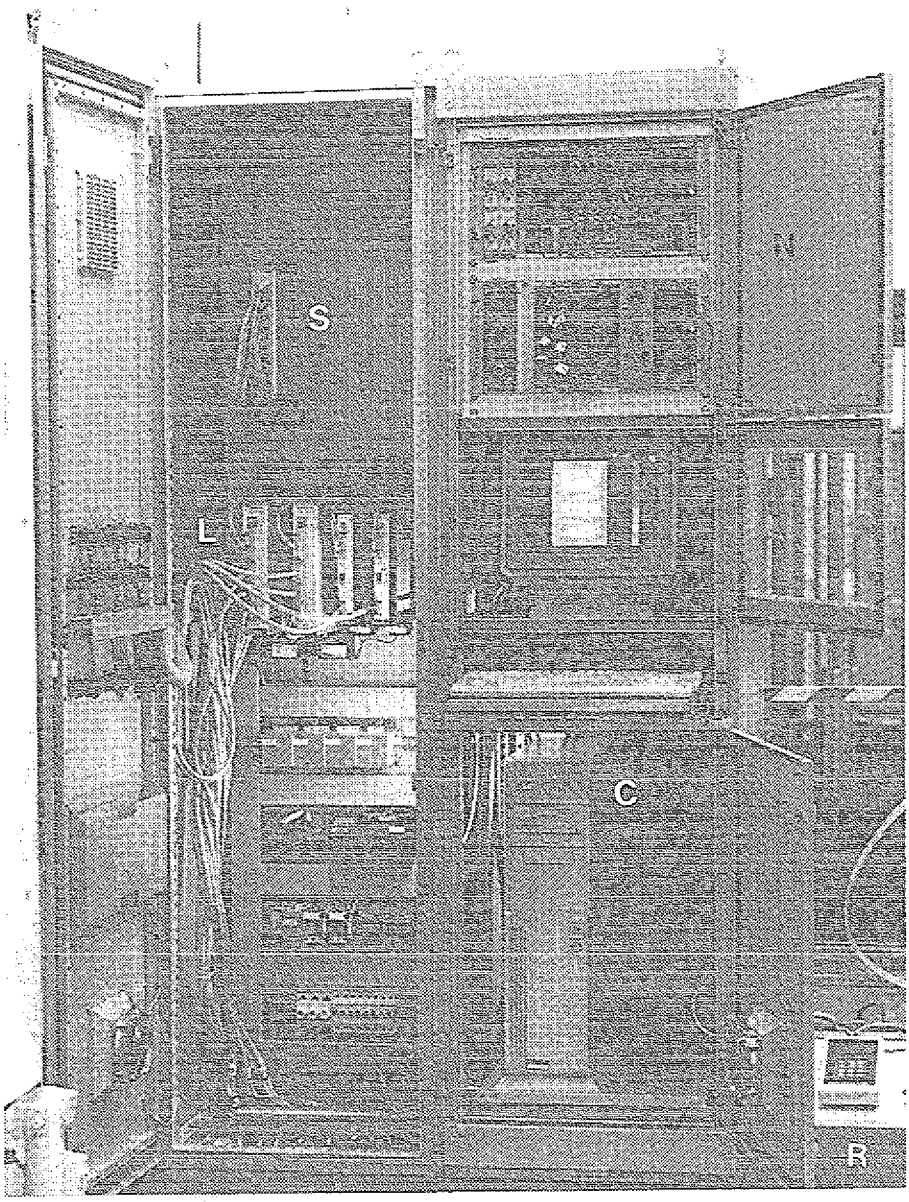


Abb. 5.3.7: *Aufbau des Schaltschranks; links: Stromversorgung und Steuerung der 4 Schrittmotoren, rechts: Nuklearelektronik und Auswerterechner*

C: *Computer*
L: *Leistungsteile der 4 Schrittmotoren*
N: *Nuklearelektronik*
R: *Fernbedienung für die Strahlungsquelle*
S: *4-Achsen-Schrittmotorsteuerung*

6. Meßergebnisse

Die Funktion der im 5. Kapitel beschriebenen Faß-Tomographieanlage, einschließlich der Leistungsfähigkeit der Rekonstruktionssoftware (4. Kapitel), wird in diesem Kapitel geprüft. Hierzu sind Messungen sowohl an definierten Prüfkörpern als auch an realen Abfallgebinden erforderlich und hinsichtlich der Transmissions- und Emissionstomographie auszuwerten.

6.1 Messungen an Prüfkörpern

In der nachstehenden Gliederung werden die eingesetzten Prüfkörper mit den jeweils durchgeführten Experimenten aufgeführt:

1. Stahlstifte mit verschiedenem Durchmesser (∅ 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 mm)

- TCT-Ortsauflösung über die MTF — I

2. Bleizylinder (∅ 10 cm, Höhe 20 cm)

- Dichteauflösung (TCT) — II

3. Zementscheibe mit Punktquellen à ^{137}**Cs : 29.9 MBq**, ^{60}**Co : 10.9 MBq**

- ECT-Ortsauflösung über die MTF [^{137}Cs] — III
- Aktivitätsberechnung von Punktquellen [^{137}Cs, ^{60}Co] — VI
- Bedeutung der Absorptionskorrektur für die ECT [^{137}Cs] — VII

4. Zementscheibe ohne radioaktive Quellen

- Compton-Streuung bei TCT-ECT-Simultanmessung — V

5. Volumenquellen der Dichten 1, 2, 3 g/cm³ à (∅ 20 cm, Höhe 25 cm) ^{137}**Cs : 2.69 kBq/cm³**, ^{60}**Co : 0.48 kBq/cm³**

- Aktivitätsauflösung (ECT) [^{137}Cs] — IV
- Aktivitätsberechnung von Volumenquellen [^{137}Cs, ^{60}Co] — VIII

Bem.: Die Indizierung mit römischen Zahlen bezeichnet die Versuchsnummer.

Folgende Meßparameter sind bei allen in diesem Kapitel vorgestellten Messungen an den aufgeführten Prüfkörpern gewählt worden:

	TCT	ECT
angulare Faßpositionen	60 (0° - 360°)	60 (0° - 360°)
lineare Faßpositionen	30 à 4 Messungen	15 à 3 Messungen
Meßzeit pro Position	2 s	4 s
Anzahl der Messungen	7200	2700
Gesamte Meßzeit	**1 h**	**1 h**

Die Synchronisation der TCT- und ECT-Meßabläufe wird erreicht, indem die TCT-Meßzeit gegenüber derjenigen der ECT (bei doppelter Anzahl von linearen TCT-Faßpositionen) halbiert wird. Alle am Schlüsselnuklid ^{137}Cs durchgeführten Emissionsmessungen basieren auf TCT-ECT-Simultanmessungen. Am Schlüsselnuklid ^{60}Co wurden keine Simultanmessungen durchgeführt.

Für die TCT werden die fest montierten 6-mm-Kollimatoren verwendet; für die ECT stehen 10-, 20- und 30-mm-Messingkollimatoren zur Verfügung.

Die Aktivitäten aller eingesetzten Punkt- und Volumenquellen sind vom Hersteller mit einer Toleranz von ca. 10% angegeben worden.

Alle im Kap. 6.1 gezeigten TCT- und ECT-Tomogramme werden mit einer Bildauflösung von 127x127 Bildelementen rekonstruiert.

Die den erzeugten Tomogrammen zugrundeliegenden und fest eingestellten Kalibrierungsfaktoren η_{TCT} bzw. η_{ECT} (vgl. Kap. 4.1 bzw. 4.2) sind gleich den Mittelwerten vieler, einzelner TCT- bzw. ECT-Kalibrierungsfaktoren verschiedener Messungen an unterschiedlichen Materialien, Geometrien und Radionukliden gesetzt worden.

Die Zementscheibe (70 kg) enthält verschiedene Einsätze aus unterschiedlichen Materialien (Blei, Stahl, Kunststoff). Da die Maße der Scheibe sowie die gewählten Materialien einem zementierten 200-l-Faß entsprechen, ist der Testkörper gut geeignet, die Absorptionsverhältnisse eines realen Abfallfasses zu simulieren, und gestattet damit eine realitätsnahe Überprüfung der Anlage. Abb. 6.1.1 zeigt den Aufbau der Testscheibe und Abb. 6.1.2 stellt die gemessene bzw. rekonstruierte Dichteverteilung des Phantoms dar. Für die Belange der nuklearen Abfallcharakterisierung ist die gewählte Auflösung des TCT-Tomogramms ausreichend. Um die Eigenstrahlung der Fässer zu simulieren, werden 6 radioaktive ^{137}Cs-Proben in die Löcher des Testphantoms (Nr.: 1, 2, 3, 4, 5, 7) plaziert. Abb. 6.1.3 zeigt die entsprechende rekonstruierte ^{137}Cs-Verteilung innerhalb der Testscheibe. Auch hier ist die Rekonstruktion für die Erfordernisse der Abfallprüfung ausreichend. Bei eventuell nachfolgenden destruktiven Faßprüfungen können die radioaktiven Quellen positionsgenau angebohrt werden. Die schwache Scheinaktivität im zentralen Bereich der umliegenden Punktquellen (Nr.: 2, 3, 5, 7) ist vermutlich auf deren Störeinwirkungen auf die Rekonstruktion in diesem Bereich zurückzuführen.

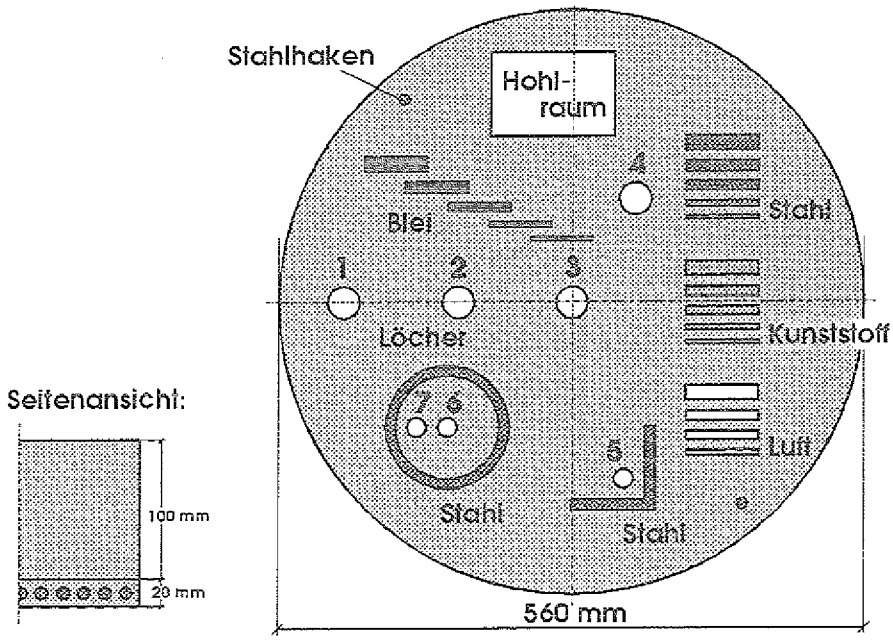


Abb. 6.1.1: Testscheibe aus Zement mit verschiedenen Einsätzen unterschiedlicher Materialien

Im folgenden werden 8 Experimente und deren Ergebnisse vorgestellt, um die Eigenschaften der Faß-Tomographieanlage quantitativ und reproduzierbar festzuhalten. Daran anschließend werden die Ergebnisse diskutiert.

I. TCT-Ortsauflösung über die MTF

Zur Bestimmung der Ortsauflösung soll auf die in Kap. 3.1 beschriebene Methode zurückgegriffen werden. Hierzu wird ein Transmissionstomogramm eines aus Stahlstiften unterschiedlichen Durchmessers bestehenden Rasters erzeugt. Ein durch das Raster, in das Tomogramm gelegter Schnitt stellt dann näherungsweise die entsprechenden Profilschnitte der Punktbildfunktionen (PBF) dar (Abb. 6.1.4). Die Halbwertsbreiten (HWB) nähern sich bei kleiner werdendem Durchmesser einer Länge von ca. 10 mm an, so daß die Halbwertsbreite der PBF des Abbildungssystems mit 1.0 cm angenommen wird.

Bem.: Für nicht allzu ungewöhnliche PBF entspricht der Kehrwert der Nyquistfrequenz ungefähr der Halbwertsbreite der PBF /Keil, S. 6/:

$$\frac{1}{f_{r,max}} = 2\Delta r = 1.1\,cm$$

mit der TCT-Abtastrate $\Delta r = 0.565\ cm$.

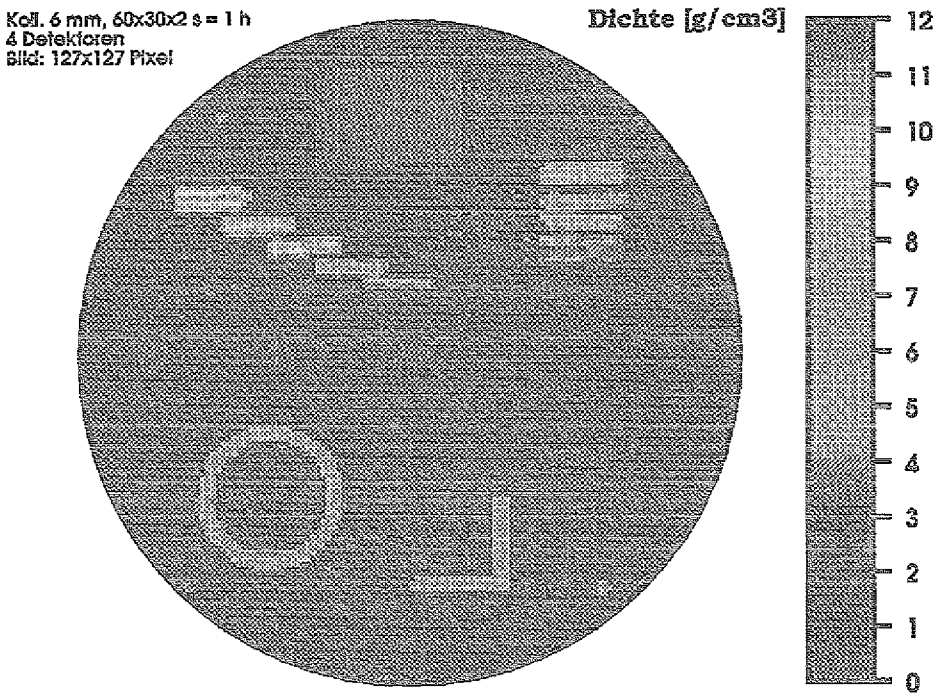


Abb. 6.1.2: TCT-Rekonstruktion der Testscheibe (60x30x2 s = 1 h)

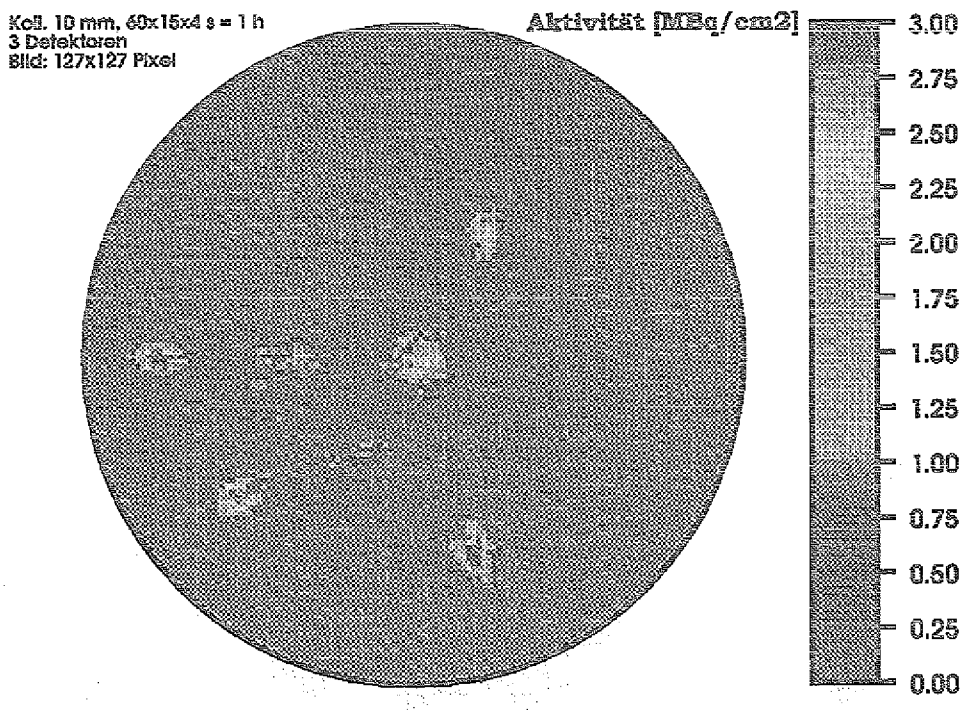


Abb. 6.1.3: ECT-Rekonstruktion der Testscheibe mit 6 ^{137}Cs-Punktquellen à 29.9 MBq, Koll. 10 mm (60x15x4 s = 1 h)

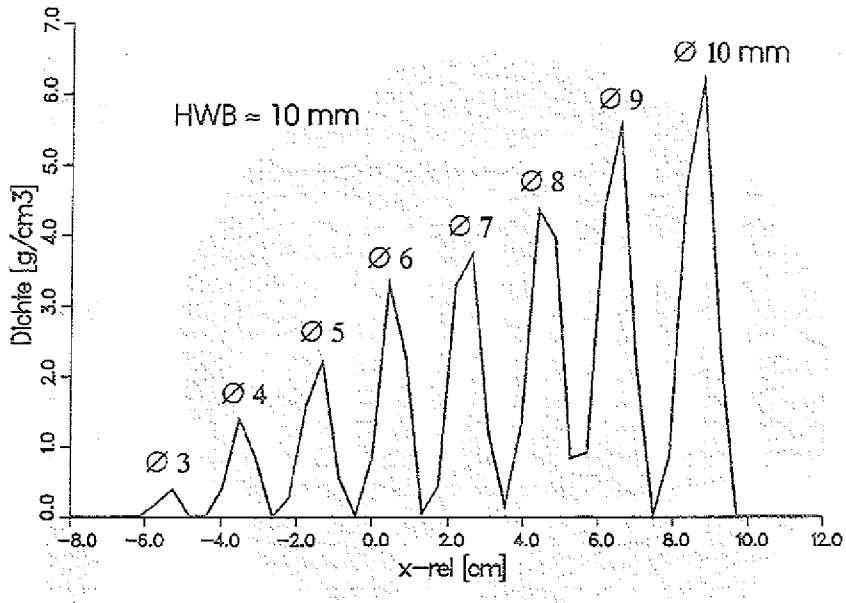


Abb. 6.1.4: Schnitt durch ein TCT-Tomogramm von Stahlstiften mit verschiedenem Durchmesser (Dichte von Stahl: 7.86 g/cm³)

Die hieraus (σ = 0.1803 cm²) und nach Gl. 3.1.1 berechnete Modulations-Transfer-Funktion MTF ist der Abb. 6.1.5 zu entnehmen. Nach der gebräuchlichen Definition der Ortsauflösung über den 10%-Wert der MTF ergibt sich ein TCT-Auflösungsvermögen von (Gl. 3.1.2):

$$f_{TCT} = 0.80\ \mathrm{cm}^{-1}$$

II. Dichteauflösung (TCT)

Bevor die Dichteauflösung der Anlage experimentell ermittelt wird, soll zunächst die

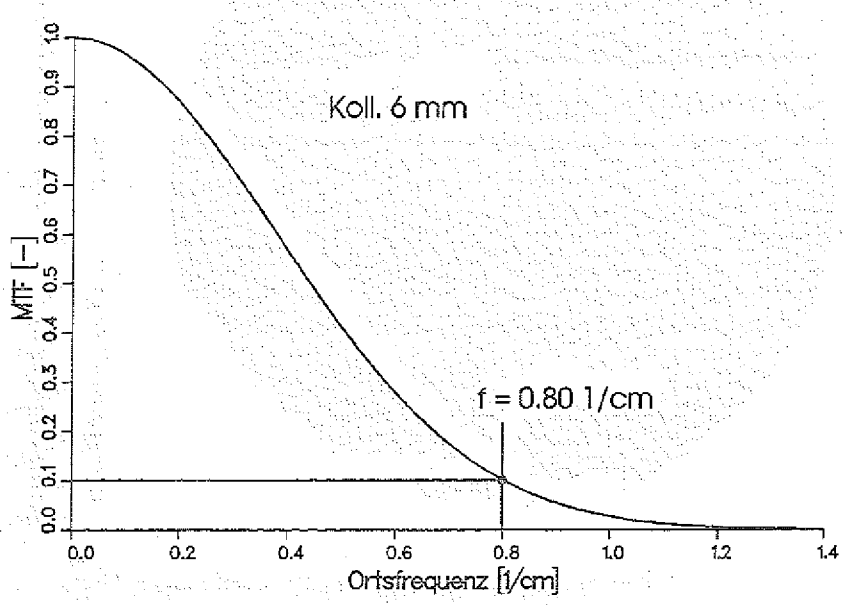


Abb. 6.1.5: Modulations-Transfer-Funktion der TCT

in Kap. 3.2 beschriebene Vorgehensweise zur Berechnung einer theoretisch fundierten unteren Grenze für die Standardabweichung der Schwächungskoeffizienten herangezogen werden. Hierzu werden Transmissionsmessungen an einem soliden Bleizylinder (Ø 10 cm, Höhe 20 cm) vorgenommen und die Summe aller gemessenen Photonen, die den Vollzylinder durchqueren, gebildet:

$$N_{tot} = 9.9 \times 10^6$$

Mit der Nyquistfrequenz $f_{r,max} = 0.885\ \mathrm{cm}^{-1}$ (Abtastrate $\Delta r = 0.565$ cm) und einem Objektdurchmesser D = 10 cm ergibt sich nach Gl. 3.2.2 eine Standardabweichung für die Schwächungskoeffizienten von:

$$\sigma(\mu) = \pi \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{f_{r,max}^{\ 3} D}{N_{tot}}} = 0.00215\ \mathrm{cm}^{-1} \qquad (Gl.\ 6.1.1)$$

Dies entspricht einer Halbwertsbreite der Schwächungsverteilung von:

$$\mathrm{HWB} = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma = 0.0051\ \mathrm{cm}^{-1}$$

Die berechnete HWB stellt für experimentell ermittelte Streuungen eine nicht unterschreitbare untere Grenze dar.

Zur experimentellen Ermittlung der HWB wird ein Tomogramm, welches die örtlichen Schwächungskoeffizienten des Bleizylinders wiedergibt, berechnet und die Verteilung der Schwächungskoeffizienten in Form eines Histogramms dargestellt (Abb. 6.1.6). Die Halbwertsbreite der Schwächungsverteilung im Histogramm

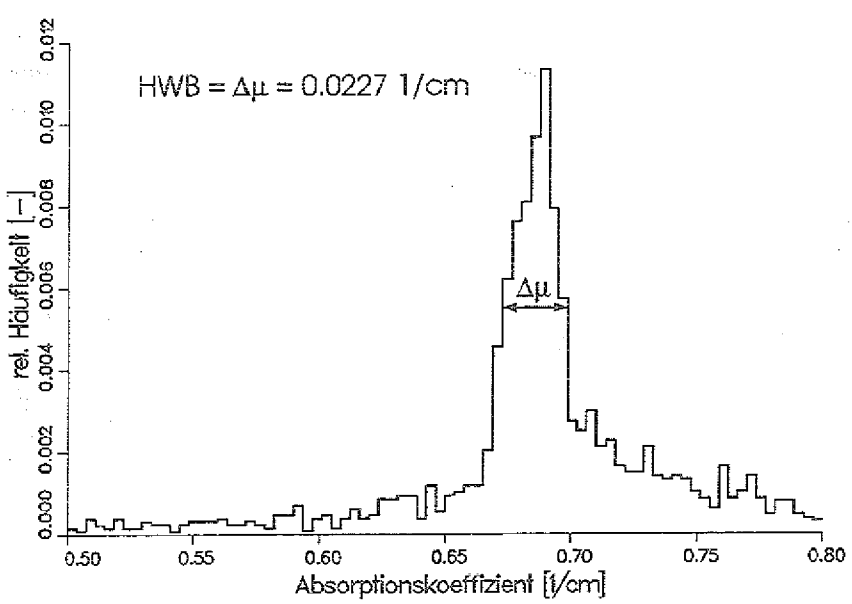


Abb. 6.1.6: Histogramm der rekonstruierten Absorptionskoeffizienten des Bleizylinders

beträgt:

$$\text{HWB} = \Delta\mu = 0.0227\ \text{cm}^{-1}$$

Die große Abweichung der experimentell ermittelten von der theoretisch berechneten HWB ist dadurch zu erklären, daß die systematisch verursachten Fehler (vgl. Kap. 3.2) einen wesentlich größeren Einfluß auf die Dichteauflösung haben als die von statistischen Fluktuationen hervorgerufenen Fehler. Bei einer Meßzeit von 2 s pro Faßposition spielen statistische Fehler gegenüber systematischen Fehlern für die Qualität der Tomogramme eine offenbar nur untergeordnete Rolle. Vergleichsmessungen mit kurzen, teilweise unterhalb von 0.5 s liegenden Meßzeiten haben gleichwertige Tomogramme hervorgebracht und bestätigen diesen Sachverhalt. Kurze TCT-Meßzeiten sind mit langen ECT-Meßzeiten bei einer Simultanmessung jedoch kaum zu vereinbaren, so daß die Wahl der halben ECT-Meßzeit (4 s) für die TCT-Meßzeit (2 s) ihre Berechtigung findet. Generell fällt Gl. 6.1.1 erst dann in einen interessanten Bereich, wenn statistische Fluktuationen aufgrund kurzer Meßzeiten einen spürbaren Einfluß auf die rekonstruierten Tomogramme zeigen, oder wenn die systematischen Fehler soweit reduziert werden können, daß die Dichteauflösung der Tomogramme in der Nähe des theoretisch erreichbaren Limits liegt.

Die Dichteauflösung der Faß-Tomographieanlage berechnet sich mit $\rho_{Blei} = 11.34$ g/cm^3 und $\mu_{Blei} = 0.68$ cm^{-1} bei 1.25 MeV (Mittelwert der beiden ^{60}Co-Energien der externen TCT-Quelle) zu:

$$\Delta\rho = \frac{\rho_{Blei}}{\mu_{Blei}} \cdot \Delta\mu = 0.38\ \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$$

III. ECT-Ortsauflösung über die MTF

Analog zur Bestimmung der TCT-Ortsauflösung (Versuch I) wird die ECT-Ortsauflösung über die Berechnung der MTF bezüglich der Aktivitätsverteilung ermittelt (siehe Kap. 3.1). Hierzu werden Emissionsmessungen an einer in dem Zementphantom plazierten radioaktiven Punktquelle (Nuklid: ^{137}Cs, Pos.-Nr.: 2) vorgenommen, Aktivitätstomogramme rekonstruiert und aus den Tomogrammen die Halbwertsbreiten der Punktbildfunktionen bestimmt. Dies ist für alle verfügbaren Kollimatorgrößen durchgeführt worden. Die kollimatorspezifische ECT-Ortsauflösung f_{ECT} (10%-Wert der MTF) ergibt sich dann wie folgt (Gl. 3.1.2):

Koll.-Ø [mm]	HWB [cm]	Varianz σ^2 [cm^2]	f_{ECT} [cm^{-1}]
10	2.7	1.315	0.30
20	3.6	2.337	0.22
30	4.2	3.181	0.19

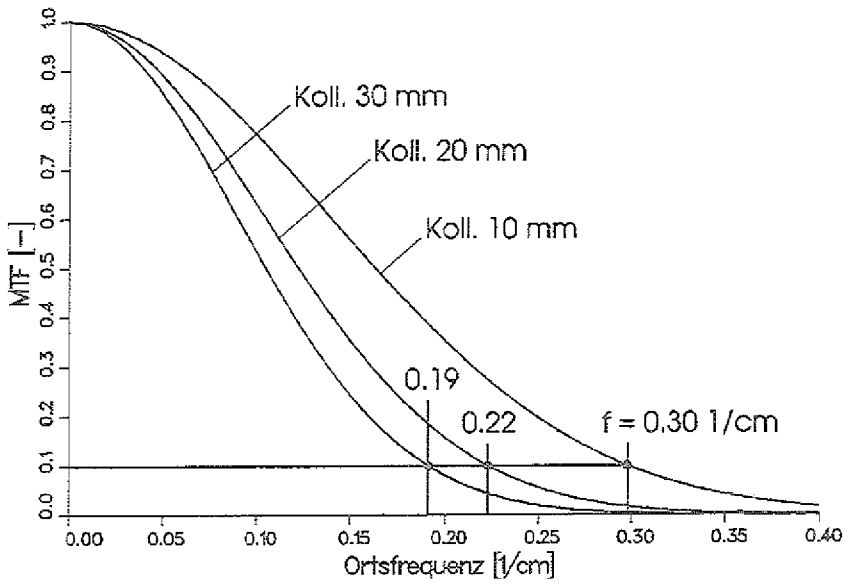


Abb. 6.1.7: Modulations-Transfer-Funktionen der ECT für verschiedene Kollimatoren

Der Verlauf der jeweiligen Modulations-Transfer-Funktion ist der Abb. 6.1.7 zu entnehmen.

IV. Aktivitätsauflösung (ECT)

Zur experimentellen Ermittlung der Aktivitätsauflösung werden Emissionsmessungen an einer Volumenquelle vorgenommen, ein entsprechendes Aktivitätstomogramm rekonstruiert, die Pixelaktivitäten in einem Histogramm aufgetragen und im

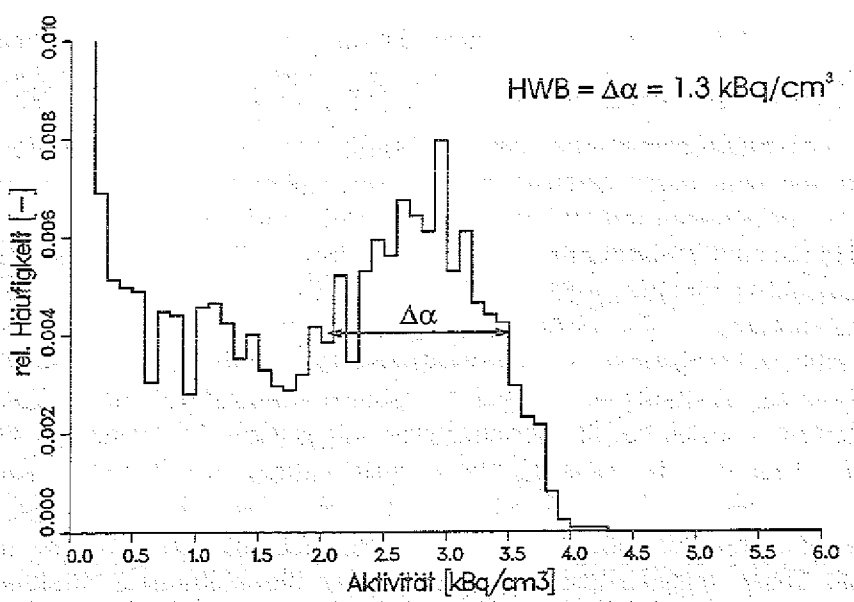


Abb. 6.1.8: Histogramm der Aktivitäten einer ^{137}Cs-Volumenquelle, Koll. 30 mm

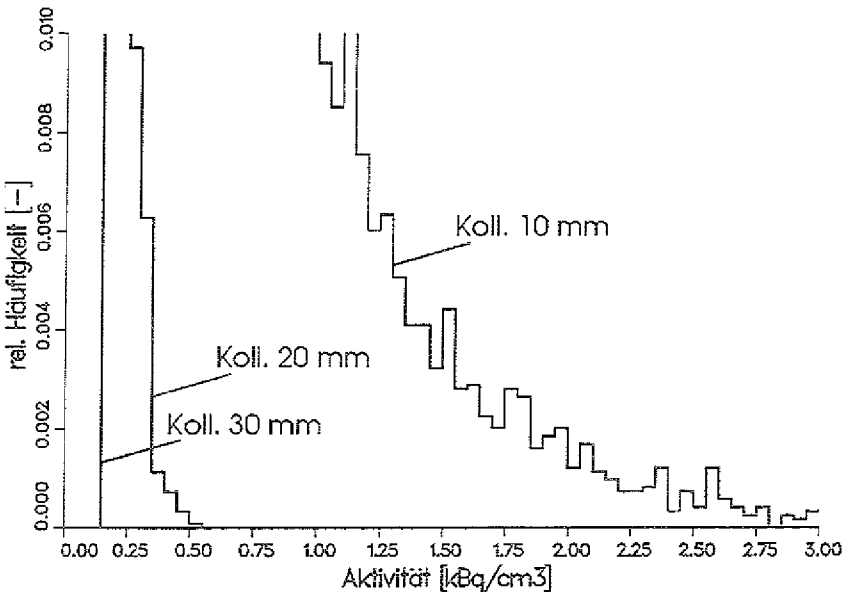


Abb. 6.1.9: ^{137}Cs-Aktivitätshistogramme der aktivitätsfreien Testscheibe bei externer TCT-^{60}Co-Strahlung

Histogramm die Halbwertsbreite HWB der Aktivitätsverteilung bestimmt. Dies ist an einer ^{137}Cs-Volumenquelle (∅ 20 cm, Höhe 25 cm) mit einer Aktivitätskonzentration von 2.69 kBq/cm^3 unter Verwendung der 30-mm-Kollimatoren durchgeführt worden (Abb. 6.1.8). Es ergibt sich eine Aktivitätsauflösung der Faß-Tomographieanlage von:

$$\Delta\alpha = \text{HWB} = 1.3\ \text{kBq/cm}^3$$

V. Compton-Streuung bei TCT-ECT-Simultanmessung

In Kap. 5.2 ist darauf hingewiesen worden, daß die im Faß gestreuten γ-Quanten der vorkollimierten, externen ^{60}Co-Quelle zu einem gewissen Teil auch zur gemessenen Zählrate der ECT-Detektoren beitragen. An dieser Stelle kommt die Frage auf, ab welcher Aktivitätskonzentration des Abfallgebindes sich die effektiven ECT-Meßdaten von dem durch Streustrahlung verursachten TCT-Untergrund abheben, d.h. welche Aktivitätskonzentrationen im Faß noch eindeutig nachgewiesen werden können. Hierzu sind Emissionsmeßdaten an der aktivitätsfreien Zementscheibe (ohne interne radioaktive Quellen, jedoch mit externer ^{60}Co-Strahlung) aufgenommen und die dazugehörigen ^{137}Cs-Aktivitätstomogramme und Histogramme berechnet worden. Abb. 6.1.9 stellt drei dieser Histogramme für die 10-, 20-, und 30-mm-Kollimatoren dar. Auffällig ist, daß bei den kleinen Kollimatoren die Pixelaktivitäten weiter gestreut sind als bei den Kollimatoren mit großem Durchmesser. Dies liegt zum einen daran, daß die Messung der im Faß emittierten γ-Strahlung bei kleinen Kollimatoren stärker dem Poisson-Rauschen unterworfen ist, und zum anderen daran, daß die iterative Rückverteilung bei der Rekonstruktion um so mehr auf statistische Fehler ausgleichend wirkt, je größer die kollimierte Strahlbreite ist. Durch Bildung des arithmetischen Mittelwertes aller Pixelaktivitäten der jeweiligen ECT-Tomogramme erhält man die durch die TCT-Streuung verursachten volumenspezifischen „Scheinaktivitäten" (^{137}Cs) der ECT-Tomogramme:

Koll.-Ø [mm]	„Scheinaktivität" [kBq/cm³]
10	0.473
20	0.062
30	0.026

Um bei der TCT-ECT-Simultanmessung die Aktivitäten der Abfallgebinde sicher zu registrieren, müssen die Aktivitätskonzentrationen der Fässer oberhalb dieser Grenzwerte liegen. Eine quantitative Untersuchung der in dieser Arbeit zur Verfügung stehenden ^{137}Cs-Volumenquellen sollte demnach nur mit den 20- und 30-mm-Kollimatoren vorgenommen werden, da mit diesen eine geringe (durch Streustrahlung verursachte) Verfälschung der berechneten Aktivitäten zu erwarten

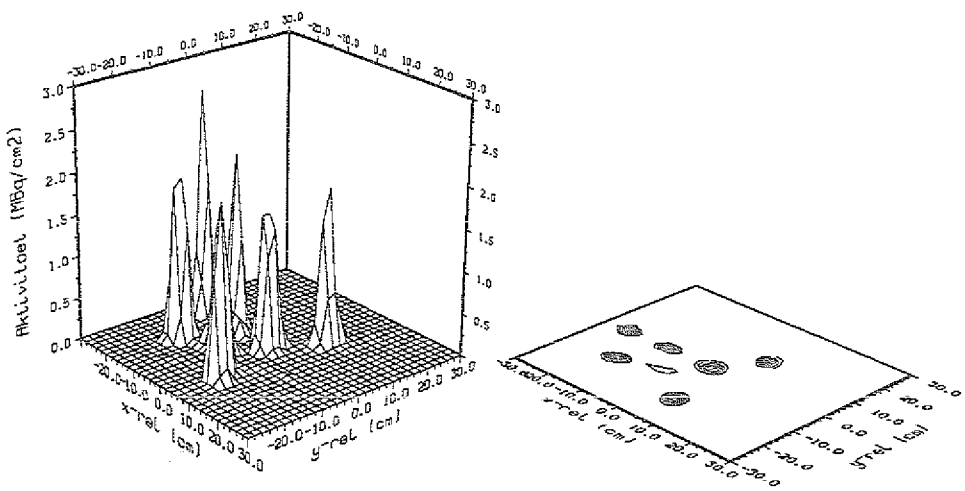


Abb. 6.1.10: ECT-Tomogramm der Aktivitäten von 6 ^{137}Cs-Punktquellen, Koll. 10 mm

ist (Versuch IV und VIII).

VI. Aktivitätsberechnung von Punktquellen

Zur Berechnung der Aktivitäten von Punktquellen werden zunächst 6 ^{137}Cs-Punktquellen (29.9 MBq) in die Löcher der Zementscheibe (Nr.: 1, 2, 3, 4, 5, 7) plaziert und an ihnen - unter Verwendung der 10-, 20- und 30-mm-Kollimatoren - Emissionsmessungen durchgeführt. Abb. 6.1.10 zeigt in 3-dimensionaler Darstellung die entsprechende rekonstruierte ^{137}Cs-Verteilung innerhalb des Testphantoms (s. a. Abb. 6.1.3). Die gezeigte Verteilung basiert auf Meßdaten, die mit den 10-mm-Kollimatoren aufgenommen worden sind. Die Einzelaktivitäten der radioaktiven Quellen können durch Summation der im Bereich der Punktquellen befindlichen Pixelwerte berechnet werden. Diese und ihre Abweichungen von der „Sollaktivität" (29.9 MBq) in Form des relativen Fehlers ergeben sich dann wie folgt:

Pos.-Nr.	Aktivität [MBq]	rel. Fehler [%]
1	23.0	-23.1
2	21.7	-27.4
3	29.9	0.0
4	19.2	-35.8
5	29.3	-2.0
7	28.0	-6.4

Die verhältnismäßig große Abweichung, die bei der Berechnung der Aktivität der Punktquelle in Position Nr. 4 auftritt, ist vermutlich auf die von den Stahl- und Bleiplatten verursachten Artefakte im TCT-Tomogramm zurückzuführen (vgl. Abb. 6.1.2). Da die Artefakte in diesem Bereich die Absorptionsverhältnisse dieser Punktquelle verfälschen, ist die bei der ECT-Rekonstruktion vorgenommene Absorptionskorrektur in diesem Bereich mit Fehlern behaftet. Die Folge ist eine fehlerhafte Berechnung der Aktivität der Punktquelle. Anzumerken ist jedoch, daß das Material „Blei" bzw. Materialien mit vergleichbarer Dichte äußerst selten in radioaktiven Abfallgebinden anzutreffen sind, so daß mit Fehlern der obigen Größenordnung i.d.R. nicht zu rechnen ist. Auf die Bedeutung der TCT-ECT-Absorptionskorrektur wird in Versuch VII näher eingegangen.

Die Integration der ECT-Tomogramme über alle Bildelemente ergibt die Gesamtaktivität der 6 ^{137}Cs-Quellen („Sollaktivität": 179.4 MBq):

Koll.-Ø [mm]	Gesamtaktivität [MBq]	rel. Fehler [%]
10	165.3	-7.9
20	157.2	-12.4
30	152.9	-14.8

Die Berechnung der Aktivitäten einer ^{137}Cs-Punktquelle (29.9 MBq, Pos.-Nr. 7) und einer ^{60}Co-Punktquelle (10.9 MBq, Pos.-Nr. 6), die sich innerhalb des Stahlzylinders (Wandstärke 10 mm) befinden, ergibt die folgenden Resultate:

Koll.-Ø [mm]	^{137}Cs [MBq]	Fehler [%]	^{60}Co [MBq]	Fehler [%]
10	30.7	+2.7	11.6	+6.4
20	29.6	-1.0	12.3	+12.8
30	31.0	+3.7	13.2	+21.1

Allgemein läßt sich festhalten, daß Kollimatoren mit kleinerem Durchmesser eine präzisere Bestimmung der Aktivitäten erlauben. Dies ist jedoch nur dann der Fall, wenn die untersuchten Aktivitäten groß genug sind und nicht durch die oben erläuterte Compton-Streuung der TCT überlagert werden (Versuch V).

VII. Bedeutung der Absorptionskorrektur

Die Selbstabsorption in der Verfestigungsmatrix der Abfallfässer hat einen wesentlichen Einfluß auf die Berechnung der Aktivität der in der Matrix enthaltenen

radioaktiven Stoffe. Um die Bedeutung der Absorptionskorrektur, die auf einer vorhergehenden TCT-Rekonstruktion beruht, näher zu untersuchen, sind an einer in den Stahlzylinder (Wandstärke 10 mm) plazierten (Pos.-Nr. 7) ^{137}Cs-Punktquelle (29.9 MBq) Emissionsmessungen durchgeführt worden (Koll. 10 mm). Wird eine homogene Dichteverteilung innerhalb der Zementscheibe zugrundegelegt (dies entspricht einem Absorptionskoeffizienten $\mu = 0.171\ cm^{-1}$ bei 662 keV für alle TCT-Bildelemente) und ein ECT-Tomogramm rekonstruiert, ergibt sich eine berechnete Aktivität der radioaktiven Punktquelle von:

$$\alpha_{homogen} = 23.9\,MBq \quad \text{(rel. Fehler: -20.1\%)}$$

Werden dagegen die durch die TCT-Rekonstruktion erhaltenen lokalen Schwächungskoeffizienten für die ECT-Absorptionskorrektur herangezogen (übliche Vorgehensweise in dieser Arbeit), berechnet sich die Aktivität wie folgt:

$$\alpha_{inhomogen} = 30.7\,MBq \quad \text{(rel. Fehler: +2.7\%)}$$

Als Ergebnis dieser Betrachtung ist festzuhalten, daß die ortsvariablen Schwächungskoeffizienten einen erheblichen Einfluß auf die Quantifizierung der Aktivitäten der in der Verfestigungsmatrix enthaltenen radioaktiven Quellen haben. Die oft beim γ-Scanverfahren zur Vereinfachung der Aktivitätsberechnung getroffene Annahme einer homogenen Dichteverteilung (Kap. 1.1) ist bei heterogenen Gebinden in Anbetracht der großen Fehler i.d.R. nicht zulässig.

VIII. Aktivitätsberechnung von Volumenquellen

Die homogene Aktivitätsverteilung von Volumenquellen entspricht häufig in guter Näherung der Verteilung der radioaktiven Inhaltsstoffe nuklearer Abfallfässer. Punktquellen, die in inaktiven Gebinden plaziert worden sind, sind dabei eher als

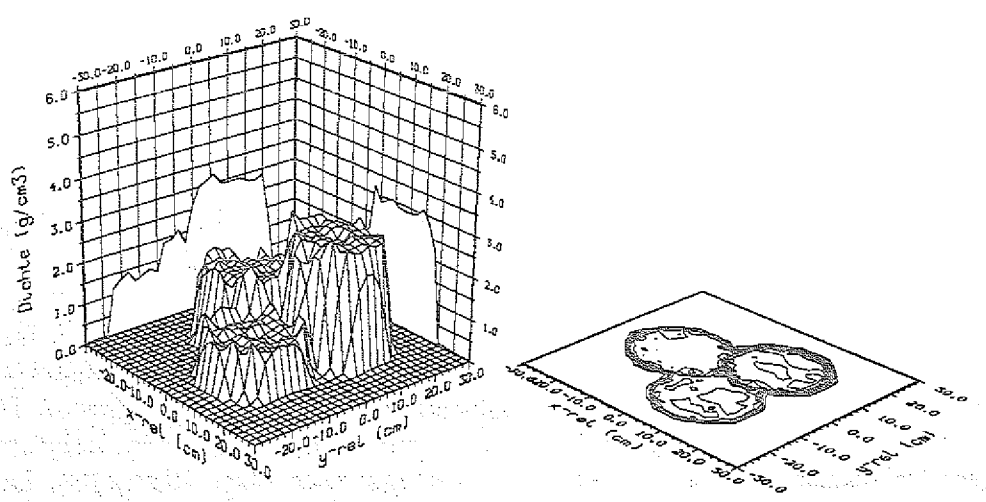


Abb. 6.1.11: Dichtetomogramm dreier Volumenquellen gleicher Aktivität, jedoch unterschiedlicher Dichte

Ausnahme zu betrachten. Es war daher eine Aufgabe dieser Arbeit, die Aktivitäten von mehreren Volumenquellen unterschiedlicher Dichte quantitativ zu bestimmen. Abb. 6.1.11 zeigt ein Dichtetomogramm dreier Volumenquellen mit gleicher Aktivität (^{137}Cs: 2.69 kBq/cm^3 und ^{60}Co: 0.48 kBq/cm^3), jedoch mit unterschiedlicher Dichte (1, 2 und 3 g/cm^3). Die Berechnung der volumenspezifischen Aktivität der 2-g/cm^3-Volumenquelle für die 20- und 30-mm-Kollimatoren und die Bestimmung der jeweiligen relativen Fehler hat ergeben:

Koll.-Ø [mm]	^{137}Cs [kBq/cm^3]	Fehler [%]	^{60}Co [kBq/cm^3]	Fehler [%]
20	2.50	-7.1	0.51	+6.3
30	2.79	+3.7	0.44	-8.3

Wie die Zahlenwerte zeigen, kann keine signifikante Abhängigkeit des berechneten Fehlers von der Kollimatorgröße festgestellt werden.

Mit den nun folgenden Emissionsmessungen soll die Gesamtaktivität der drei Volumenquellen bestimmt werden. Hierzu sind TCT- und ECT-Messungen an der in Abb. 6.1.11 dargestellten Anordnung vorgenommen worden. Die Gesamtaktivität (Sollwert) der jeweiligen in den drei Volumenquellen enthaltenen Nuklide berechnet sich zu:

^{137}Cs: 3x $\pi/4 \times d^2 \times h \times 2.69$ kBq/cm^3 = **63.4 MBq**

^{60}Co: 3x $\pi/4 \times d^2 \times h \times 0.48$ kBq/cm^3 = **11.3 MBq**

Folgende Gesamtaktivitäten sind mit Gl. 4.2.4 zur Berechnung des Faßinventars ausgewählter Nuklide tomographisch ermittelt worden:

Koll.-Ø [mm]	^{137}Cs [MBq]	Fehler [%]	^{60}Co [MBq]	Fehler [%]
20	55.9	-11.8	12.5	+10.6
30	59.6	-6.0	12.1	+7.1

Abb. 6.1.12 zeigt das entsprechende ECT-Tomogramm der ^{137}Cs-Verteilung unter Verwendung der 30-mm-Kollimatoren.

Zusammenfassung der Ergebnisse

Die ermittelte TCT-Ortsauflösung und die kollimatorspezifische ECT-Ortsauflösung sind für die Erfordernisse der nuklearen Abfallcharakterisierung ausreichend. Sie erlauben sowohl die Struktur und Dichteinhalte der Abfallgebinde als auch die Position bzw. Verteilung der Nuklidinventarien zu bestimmen (**Versuche I, II, III und IV**). In Übereinstimmung mit der in Kap. 5.2 vorgestellten Monte-Carlo-Simulation zeigt **Versuch V**, daß eine gleichzeitige und damit zeitsparende TCT-ECT-Meßdatenerfassung möglich ist. Bei der simultanen Messung wird lediglich die untere Nachweisgrenze der Aktivitäten geringfügig nach oben verschoben. Durch Wahl unterschiedlicher TCT- und ECT-Abtastraten können beide Verfahren zeitlich aufeinander abgestimmt werden. Bei der Quantifizierung der Aktivitäten von Punktquellen innerhalb sehr heterogener Abschirmstrukturen mit teils hohen lokalen

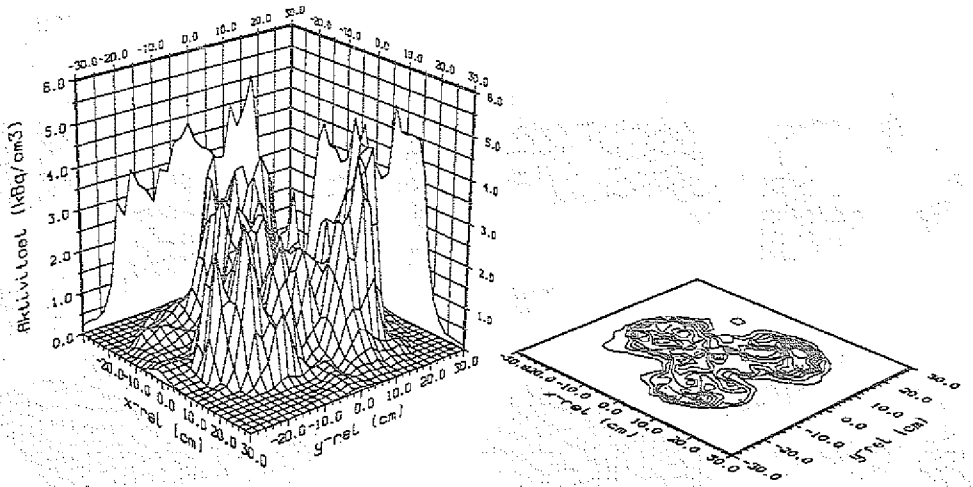


Abb. 6.1.12: ECT-Tomogramm der ^{137}Cs-Aktivitäten der drei Volumenquellen, Koll. 30 mm

Dichten muß mit Fehlern von bis zu 36% gerechnet werden (**Versuch VI**). Hier hat **Versuch VII** gezeigt, daß die Absorptionskorrektur über eine vorhergehende TCT einen wesentlichen Einfluß auf die quantitative Bestimmung des Nuklidinventars der Fässer hat. Insbesondere bei heterogenen Dichte- und Aktivitätsstrukturen sind große Fehler durch geringe Unstimmigkeiten bei der Absorptionsberechnung (vgl. Kap. 4.1) zu erklären. Anzumerken ist jedoch, daß die in dieser Arbeit eingesetzte Zementscheibe aufgrund ihrer komplizierten inneren Abschirmgeometrien nicht repräsentativ für die üblichen Abfallgebinde ist. Da außerdem radioaktive Punktquellen äußerst selten in nuklearen Abfallfässern anzutreffen sind, ist mit Fehlern der obigen Größenordnung i.d.R. nicht zu rechnen. Es ist daher zu erwarten, daß die homogenen Aktivitätsverteilungen von Volumenquellen mit geringeren Fehlern quantifiziert werden können. **Versuch VIII** bestätigt dies, denn der im Rahmen von 8 Einzelmessungen an drei verschiedenen Volumenquellen ermittelte maximale Fehler liegt hier unter 12%.

6.2 Messungen an Abfallgebinden

Die in diesem Abschnitt gezeigten Tomogramme sind während der Planungs- und Entwicklungsphase der Faß-Tomographieanlage unter Einsatz eines einfachen Experimentiertomographen entstanden. Mit dem Ein-Detektorsystem konnte wichtiges Know-how gesammelt und viele, für die Konzeption der fortgeschrittenen Anlage relevante Details ausgearbeitet werden. Abb. 6.2.1 zeigt den Aufbau der Versuchsanlage. In der Abbildung ist unter anderem auch die auf dem Drehteller ruhende, in Kap. 6.1.1 beschriebene Zementscheibe zu erkennen.

Es werden sowohl TCT- als auch ECT-Tomogramme von zwei radioaktiven 200-l-Abfallfässer gezeigt:

Abb. 6.2.1: Aufbau des Experimentiertomographen

- **Faß A:** Masse: **429 kg** , max. Oberflächendosisleistung: **0.44 mSv/h**

- **Faß B:** Masse: **801 kg** , max. Oberflächendosisleistung: **0.25 mSv/h**

Die TCT- und ECT-Meßdatenerfassung sind nicht simultan durchgeführt worden.

Ein Dichtetomogramm des Fasses A ist in Abb. 6.2.2 dargestellt. Es zeigt ein zementiertes Abfallgebinde, welches im Innern eine sehr heterogene Struktur aufweist. Es ist zu vermuten, daß der äußerlich einzementierte Ring lediglich zur Abschirmung der im Innern befindlichen radioaktiven Stoffe dient. Eine Bohrung (∅ 6 cm) in der Nähe des Faßzentrums, die bei einer der TCT vorausgegangenen destruktiven Analyse entstanden ist, ist ebenfalls zu erkennen. Das Tomogramm beruht auf Meßdaten, die von einem Detektor bei 80 angularen und 100 linearen Faßpositionen aufgenommen worden sind (Koll.-∅ 6 mm, Meßzeit 5 s). Dies entspricht einer gesamten Meßdauer von ca. 11.1 h. Mit der fortgeschrittenen Faß-Tomographieanlage (4 TCT-Detektoren) ist bei einer Meßzeit von 0.5 s pro Faßposition (schnelle Nuklearelektronik) eine gesamte Meßdauer von weniger als 20 min zu erwarten, um ein Tomogramm gleicher Qualität zu erhalten. Eine in gleicher Faßhöhe vorgenommene ECT-Untersuchung liefert das in Abb. 6.2.3 dargestellte ^{60}Co-Aktivitätstomogramm. Es bestätigt die obige Vermutung, daß die γ-Strahlen emittierenden Inhaltsstoffe sich innerhalb einer inaktiven Zementabschirmung befinden. Die aktivitätsfreie Bohrung ist ebenfalls gut zu erkennen. Die Qualität des ECT-Tomogramms ist sehr hoch und konnte nur erreicht werden, indem mit einem 10-mm-Kollimator 80 angulare und 50 lineare Faßpositionen mit einer Einzelmeßzeit von 60 s abgetastet wurden. In Anbetracht der hierbei notwendigen langen Meßzeit von 2.8 d ist eine weitere Messung mit identischem Meßablauf, jedoch mit einer

Abtastzeit von nur 1 s durchgeführt worden. Hierdurch konnte die Meßzeit am Faß erheblich reduziert werden (gesamte Meßzeit: 1.1 h bei einem Detektor). Das rekonstruierte Ergebnis, welches in Abb. 6.2.4 dargestellt ist, könnte mit der fortgeschrittenen Anlage (3 ECT-Detektoren) innerhalb von 25 min erzeugt werden. Hervorzuheben ist, daß die obigen, auf dem ersten Tomogramm beruhenden Aussagen über die Aktivitätsverteilung in gleicher Weise auch mit diesem Tomogramm gemacht werden können. Das „Aktivitätsloch" ist allerdings nur sehr schwer im Tomogramm wiederzuerkennen.

Ein Dichtetomogramm des Fasses B ist in Abb. 6.2.5 dargestellt. Auch hier können dem Tomogramm viele Merkmale des Fasses entnommen werden: Ein dickwandiger, im Faß befindlicher Gußeisenbehälter (Wandstärke: 8 cm) schirmt einen kleineren Innenbehälter (Durchmesser: 30 cm), der vermutlich radioaktiv strahlende Substanzen enthält, nach außen hin ab. Die sehr hohe Masse des Fasses von 801 kg wird hierdurch verständlich. Aus der leicht erhöhten Dichte am Außenrand des Innenbehälters kann geschlossen werden, daß es sich um einen dünnwandigen Blechbehälter handelt. Weiterhin sind einige im Innenbehälter befindliche Stahlteile zu erkennen. Aufgrund der durch den Gußbehälter verursachten, sehr hohen Absorption der externen ^{60}Co-Strahlung werden die TCT-Meßdaten erheblich von der ^{60}Co-Eigenstrahlung des Fasses überlagert und verfälscht. Die Qualität des Tomogramms kann hier wesentlich verbessert werden, indem die Eigenstrahlung durch eine Emissionsmessung registriert und anschließend von den TCT-Meßdaten subtrahiert wird. Ein aus diesen korrigierten Meßdaten rekonstruiertes Dichtetomogramm ist der Abb. 6.2.6 zu entnehmen. Der Luftspalt zwischen Guß- und Innenbehälter wird dort nahezu störungsfrei wiedergegeben. Das auf gleicher Faßhöhe gemessene bzw. rekonstruierte ^{60}Co-Aktivitätstomogramm ist in Abb. 6.2.7 dargestellt. Es bestätigt die Vermutung, daß die radioaktiven Stoffe sich im Innenbehälter befinden.

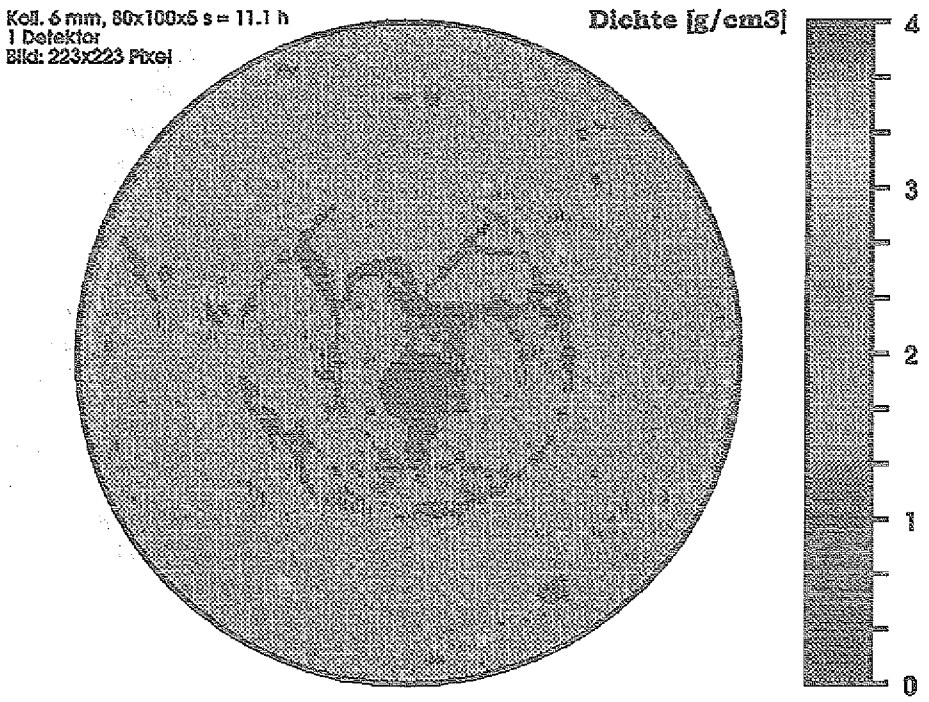


Abb. 6.2.2: Dichtetomogramm des Abfallfasses A

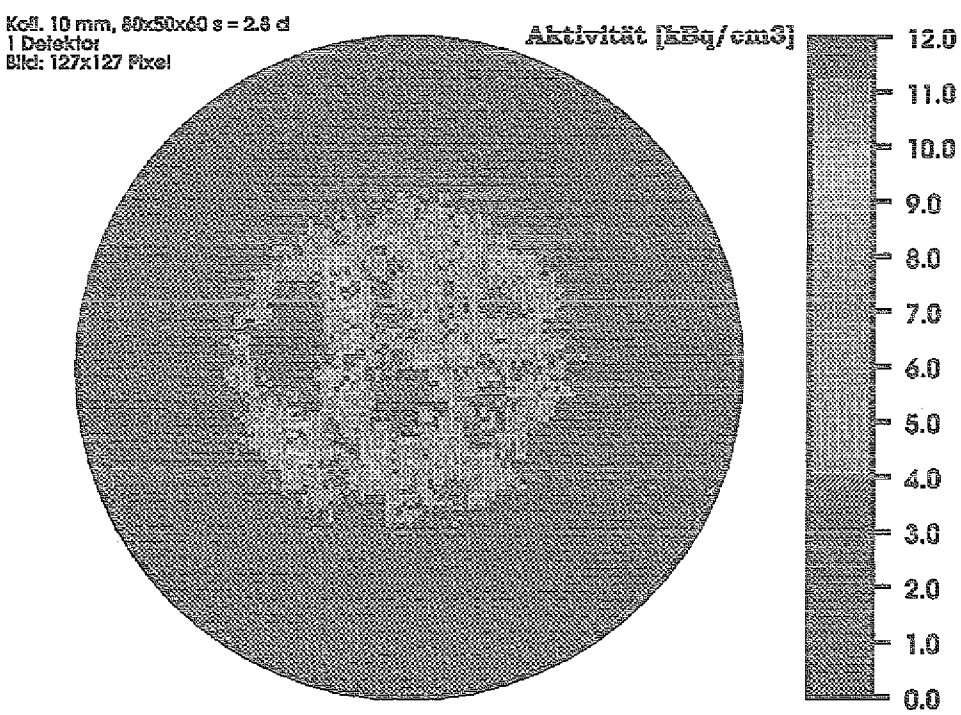


Abb. 6.2.3: ^{60}Co-Aktivitätstomogramm des Abfallfasses A

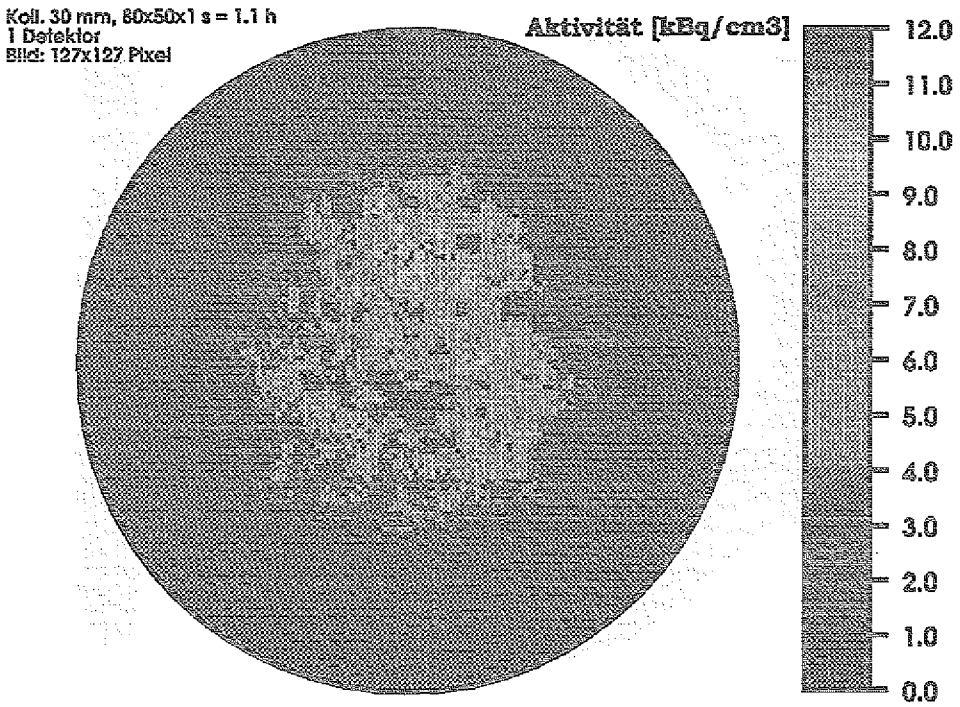


Abb. 6.2.4: *^{60}Co-Aktivitätstomogramm des Abfallfasses A basierend auf einer kurzen Meßzeit (1 s)*

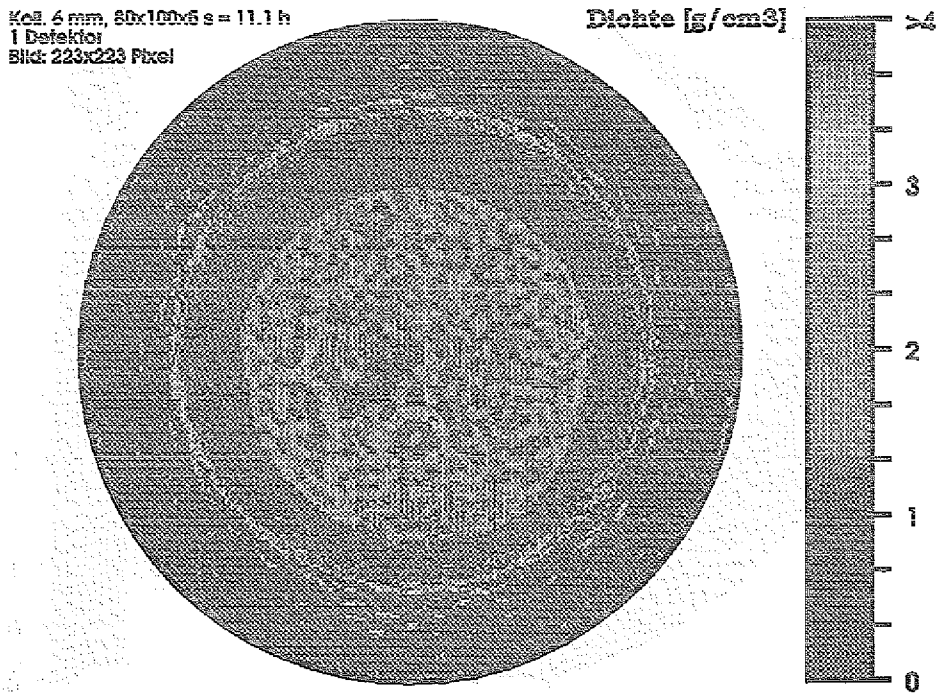


Abb. 6.2.5: *Dichtetomogramm des Abfallfasses B ohne Subtraktion der Eigenstrahlung*

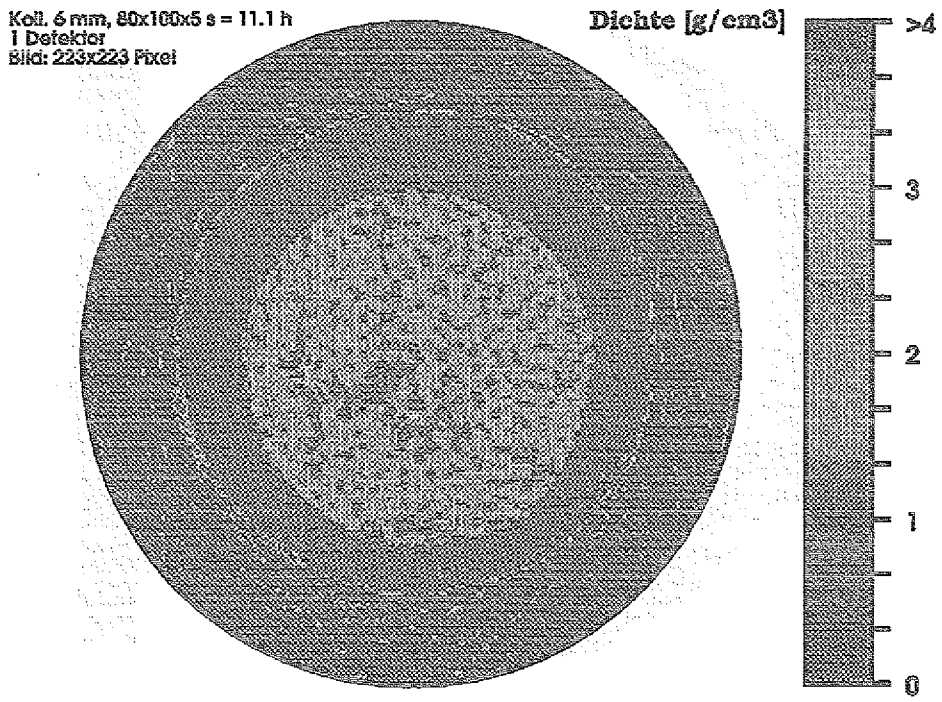


Abb. 6.2.6: Dichtetomogramm des Abfallfasses B mit Subtraktion der Eigenstrahlung

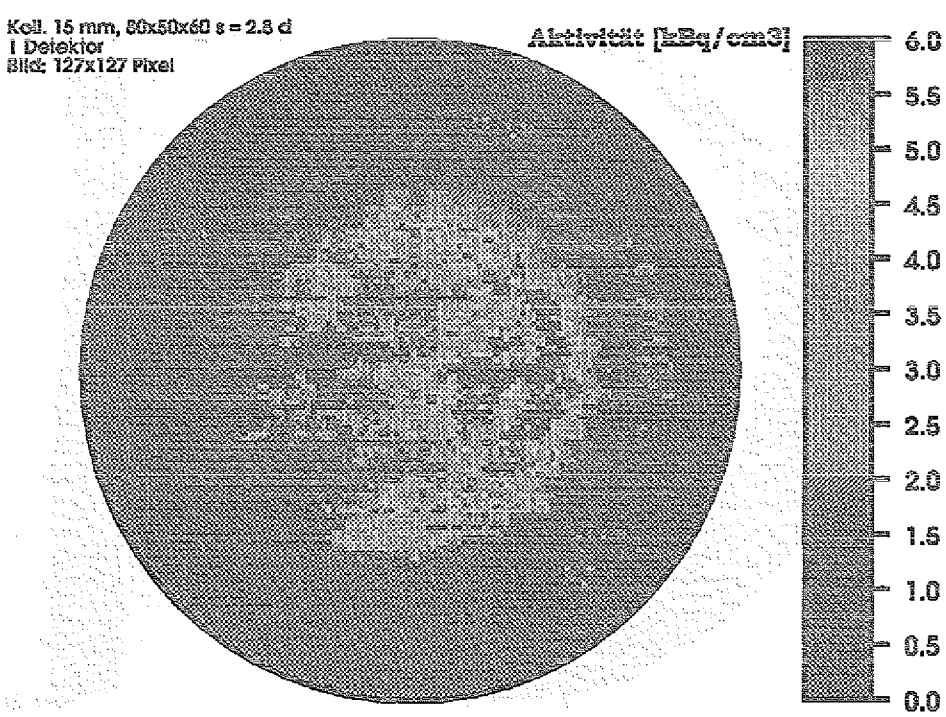


Abb. 6.2.7: ^{60}Co-Aktivitätstomogramm des Abfallfasses B

7. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit ist eine mobile Faß-Tomographieanlage zur Untersuchung γ-emittierender Nuklearabfälle entwickelt und aufgebaut worden. Die Anlage ist konzipiert, um schwach-aktive 200-l-Fässer (LLW, Low-Level-Waste) mit einer maximalen Oberflächendosisleistung von 2 mSv/h zu prüfen. Die Fässer können sowohl auf ihre Transmissions- (Dichte-) als auch auf ihre Emissions- (Aktivitäts-) Eigenschaften untersucht werden. Hierzu werden entsprechende, im Verlauf der Arbeit entwickelte Rekonstruktionsalgorithmen für die Transmissions- (TCT) und Emissions-Computer-Tomographie (ECT) eingesetzt. Beide Algorithmen basieren auf ähnlichen ART-Methoden (Algebraic Reconstruction Technique), wobei für die genaue Darstellung der Radioaktivitäten im Faß verschiedene Modifikationen des ECT-Algorithmus entwickelt, untersucht und verbessert werden mußten. Die erzeugten Tomogramme stellen die Dichte- bzw. Aktivitätsverteilung des Faßinventars quantitativ dar. Speziell im Emissionsfall wird eine quantitative Aktivitätsanalyse erreicht, indem die Selbstabsorption in der Verfestigungsmatrix, das quadratische Abstandsgesetz, das kegelförmig kollimierte Meßvolumen des Detektors und die Faßbewegung während der Meßdatenerfassung berücksichtigt werden. Durch eine der ECT vorausgehenden Transmissionsmessung (TCT) werden die ortsvariablen Schwächungskoeffizienten der Abfallmatrix ermittelt und zur ECT-Absorptionskorrektur eingesetzt. Hierbei ist zu beachten, daß die gegenseitige Abhängigkeit der drei Parameter Dichte, Schwächungskoeffizient und Energie den Gültigkeitsbereich des quantitativen, absorptionskorrigierten TCT-ECT-Verfahrens bestimmt. Demnach können die Aktivitäten aller γ-spektroskopisch nachweisbaren Nuklide oberhalb von ca. 0.2 MeV (oberhalb von ca. 0.5 MeV, falls Materialien mit einer Dichte von über 3 g/cm^3 vorhanden sind) quantitativ erfaßt werden.

Bei der Anlagenauslegung ist insbesondere auf kurze Inspektionsmeßzeiten am Faß geachtet worden, so daß den von den Prüfstellen gestellten Anforderungen eines routinemäßigen Betriebes entsprochen werden kann. Das Anlagekonzept zur Reduzierung der Meßzeit ist durch eine fächerförmige Anordnung zweier Detektortypen und eine entsprechende Vorkollimation der externen Strahlungsquelle gekennzeichnet, wodurch eine zeitsparende simultane Messung der Transmissions- und Emissionsstrahlung ermöglicht wird. Die technische Auslegung des Simultankonzepts ist durch eine der Fertigung der Anlage vorausgegangene Monte-Carlo-Simulation unterstützt worden. Diese hat gezeigt, daß die radioaktive Strahlung, die von den in der Verfestigungsmatrix eingeschlossenen Radionukliden (mit vergleichsweise geringer Aktivität) emittiert wird, trotz einer TCT-Bestrahlung des Fasses (mit einer starken externen ^{60}Co-Strahlungsquelle) registriert werden kann.

Die durch abschließende Messungen ermittelte TCT- (0.80 cm^{-1}) bzw. kollimatorabhängige ECT-Ortsauflösung (Koll.-∅ 10 mm: 0.30 cm^{-1}, ∅ 20 mm: 0.22 cm^{-1}, ∅ 30 mm: 0.19 cm^{-1}) sowie die Dichte- (0.38 g/cm^3) bzw. Aktivitätsauflösung (1.3 kBq/cm^3) sind für die Erfordernisse der nuklearen Abfallcharakterisierung ausreichend. Die Messungen haben - in Übereinstimmung mit der Monte-Carlo-Simulation - bestätigt, daß eine gleichzeitige und damit zeitsparende TCT-ECT-Meßdatenerfassung möglich ist. Durch Wahl

unterschiedlicher TCT- und ECT-Abtastraten können beide Verfahren zeitlich aufeinander abgestimmt werden. Weiterhin ist gezeigt worden, daß die Faß-Tomographieanlage die Radioaktivität üblicher γ-emittierender Abfallgebinde mit einer Genauigkeit von etwa 10% bestimmt. Lediglich bei i.d.R. selten anzutreffenden, in der Verfestigungsmatrix eingeschlossenen Punktquellen, die sich zudem innerhalb komplizierter Abschirmgeometrien hoher Dichte befinden, können größere Fehler auftreten. Angaben zu den erforderlichen Meßzeiten lassen sich nur schwer machen und müssen immer in Relation mit der gewünschten Bildqualität und Aktivität des Fasses betrachtet werden. Bei vielen Fässern (Oberflächendosisleistung $\approx$ 0.3 mSv/h) lassen sich gute ECT-Bilder mit Meßzeiten von etwa 1 bis 2 h erzeugen. Dichteschnittbilder der TCT können entweder mit hoher Auflösung ECT-simultan unter Zugrundelegung der ECT-Meßzeiten (also mit den ebengenannten 1 bis 2 h) oder mit niedriger Auflösung ohne gleichzeitige Emissionsmessung in weniger als 30 bis 60 min. erzeugt werden.

Nach Abschluß dieser Arbeit ist die Faß-Tomographieanlage einem Bedienungspersonal am Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik (ISR) der KFA übergeben worden und wird seitdem im Rahmen von Prüfaufträgen zur Qualitätskontrolle von radioaktiven Abfallfässern im Routinebetrieb eingesetzt.

Verzeichnis der Formelzeichen

$a_{i,kl}$	:	vom i-ten Strahl überdeckte Fläche des Pixels der Position k, l
$a_{i,kl}^{I}$, $a_{i,kl}^{II}$	:	außerhalb des i-ten Strahls liegende Pixelflächen
A, A_1, A_2	:	Funktion und Koeffizienten für die Absorptionsapproximation
b_{kl}	:	Wert des Bildelements der Position k, l
B, B_1, B_2	:	Funktion und Koeffizienten für die Absorptionsapproximation
c	:	Lichtgeschwindigkeit
C, C_1, C_2, C_3	:	Funktion und Koeffizienten für die Absorptionsapproximation
d	:	Durchmesser
d_{ges}	:	Abstand des Detektors zur translatorischen Achse
$d_{i,kl}$	:	Abstand des Detektors zum Pixel b_{kl} bzgl. des i-ten Meßwerts
D	:	Durchmesser der Bildfläche
e, e^{I}, e^{II}	:	Abstände der Strahlgeraden zum Pixelschwerpunkt
E, E'	:	Energie eines Photons vor bzw. nach der Compton-Streuung
f	:	Ortsfrequenz (Ortsauflösung)
$f_{r,\max}$	:	Nyquistfrequenz
$f(x,y)$	:	Funktion der Obektebene
$\tilde{f}(x,y)$	:	Funktion des Objektabbilds
Δf	:	spektrale Auflösung
$F'_P(\omega_r,\varphi)$	:	eindimensionale Fouriertransformierte der Projektion
$F'_{P,diskret}$	:	diskrete eindimensionale Fouriertransformierte der Projektion
$F''_f(\omega_x,\omega_y)$	:	zweidimensionale Fouriertransformierte der Objektfunktion
$F(\Delta\alpha)$	:	Fixpunktfunktion zur Berechnung des Aktivitätsinkrements
g_1, g_2	:	Integrationsgrenzen zur Bestimmung der Pixelhöhe
$G(\rho,\nu)$	:	Absorption-Dichte-Energie-Funktion
h	:	Faßhöhe
$h(r)$	:	Impulsantwort
$h_{i,kl}$	:	Höhe des Bildelements
HWB	:	Halbwertsbreite
i	:	Index des Strahls $i = 1, 2 \ldots M$
I	:	Strahlintensität mit Schwächung
I_0	:	Strahlintensität ohne Schwächung
j	:	Index des Bildelements $j = 1, 2 \ldots N$
k	:	Index der diskreten Kreisfrequenzen; 1. Index des Bildelements in 2-dimensionaler Notation
k_s	:	Abszissenabstand des Detektors zum Drehzentrum
l	:	2. Index des Bildelements in 2-dimensionaler Notation
l_s	:	Ordinatenabstand des Detektors zum Drehzentrum
m	:	Index der aktuellen Iteration
m_0	:	Ruhemasse eines Elektrons
M	:	Anzahl der Meßwerte
MTF(f)	:	Modulation-Transfer-Funktion
n	:	Index des aktuellen Abtastpunkts der Projektion; Anzahl der auf dem Durchmesser d. Bildfläche liegenden Pixel
N	:	Anzahl der Abtastpunkte einer Projektion; Anzahl der Bildelemente

N_P	:	Anzahl der detektierten Photonen
N_{tot}	:	Summe aller gemessenen Photonen, die durch Objekt gingen
p	:	Pixelkantenlänge
P, $P(r,\varphi)$	:	Projektionswert (Meßwert) bzw. Projektionsfunktion
$P^*(r,\varphi)$	:	im Spektralbereich gefilterte Projektionsfunktion
P_i	:	i-ter Meßwert
$\tilde{P}_i$	:	i-ter berechneter Meßwert
PBF(r)	:	Punktbildfunktion
ΔP_i	:	Differenz zwischen Meßwert und berechneten Meßwert
q^I, q^{II}	:	Abstände des Pixelzentrums zu den äußeren Strahlgeraden
$q_{\min}$, $q_{\max}$	:	Minimum bzw. Maximum der Beträge von q^I und q^{II}
r	:	Abstand des Projektionsstrahls vom Drehmittelpunkt
r^I, r^{II}	:	Abstände des Pixelzentrums zu den inneren Strahlgeraden
Δr	:	Abtastintervall in der Ortsdomäne
R	:	Länge des Abtastbereichs
$R(f)$	:	Radontransformierte
s	:	Weglänge der Strahlschwächung
s_{ij}	:	Gewichtungsfaktor des i-ten Strahls und des j-ten Pixels
$\bar{s}_j$	:	Mittelwert der Gewichtungsfaktoren des j-ten Pixels
$\bar{s}$	:	Mittelwert aller Gewichtungsfaktoren
V_i	:	Summe der Gewichtungsfaktoren des i-ten Meßwerts
W	:	Summe aller Gewichtungsfaktoren
x	:	1. Koordinate der Objektfunktion; lineare Faßposition
x_s	:	Abstand der Strahlungsgeraden zum Drehzentrum
x_1, x_2	:	x-Koord. d. Schnittpunkte d. Strahlgeraden mit Pixelkanten
x_{fix}	:	x-Koordinate im ortsfesten System
x_{rel}	:	x-Koordinate im Relativsystem
y	:	2. Koordinate der Objektfunktion
y_1, y_2	:	y-Koord. d. Schnittpunkte d. Strahlgeraden mit Pixelkanten
y_{fix}	:	y-Koordinate im ortsfesten System
y_{rel}	:	y-Koordinate im Relativsystem
z	:	halbe überstrichene Weglänge des Strahls im Ursprung
$\tilde{z}$	:	halbe überstrichene Weglänge des Strahls auf Pixelposition
z_{koll}	:	halber Meßkegeldurchmesser im Ursprung d. ortsfest. Systems
$\tilde{z}_{koll}$	:	halber Meßkegeldurchmesser auf Pixelposition
Z_0, $Z_{0,Pulser}$	:	Referenzzählerstand des Detektor- und Pulserzählers
Z_i, $Z_{i,Pulser}$	:	i-ter Zählerstand des Detektor- und Pulserzählers
$\dot{Z}_i$	:	Zählrate des i-ten Meßwerts
$\dot{Z}_{i,0}$	:	Zählrate des Untergrunds
α	:	Ablenkungswinkel bei der Compton-Streuung
α_j	:	Aktivität des j-ten Pixels
$\tilde{\alpha}_j$	:	kalibrierte Aktivität des j-ten Pixels
α_{ges}	:	gesamte im Faß enthaltene Aktivität
$\Delta\alpha$	:	Aktivitätsinkrement
χ	:	detektorspezifischer Faktor für die Ausbeute
δ	:	Deltafunktion

$\delta_{i,kl}^{kT'}$	:	Weglänge des Strahls im Pixel
ε_{rel}	:	relative Ausbeute für alle Detektoren
η_{TCT}	:	TCT-Kalibrationsfaktor
η_{ECT}	:	ECT-Kalibrationsfaktor
φ	:	Winkelposition des Fasses
φ_z	:	halber Öffnungswinkel des Kollimators
κ	:	Exponent zur Bildfilterung
λ	:	Relaxationsfaktor
μ	:	Schwächungskoeffizient
μ_j	:	Schwächungskoeffizient des *j*-ten Pixels
$\tilde{\mu}_j$	:	kalibrierter Schwächungskoeffizient des *j*-ten Pixels
ν	:	Energie
ρ	:	Dichte
ρ_j	:	Dichte des *j*-ten Pixels
$\tilde{\rho}_j$	:	kalibrierte Dichte des *j*-ten Pixels
σ	:	Standardabweichung;
ω_r	:	Kreisfrequenz als radiale Polarkoordinate im Fourierraum
$\omega_{r,k}$	:	diskrete Kreisfrequenz
$\omega_{r,\max}$	:	höchste übertragbare Kreisfrequenz
ω_x, ω_y	:	Kreisfrequenzen als kartesische Koordinaten im Fourierraum
$\Delta\omega_r$	:	spektrale Auflösung bzgl. der Kreisfrequenz
ψ	:	Winkel des vom Bildelement emittierten Strahls
ζ	:	Übergangswahrscheinlichkeit
Ω	:	tomographisch zu untersuchendes Gebiet
$\Re$	:	Korrekturfunktion der ART-Rekonstruktion

Bem.: Viele in der Arbeit zusätzlich „einfach gestrichene" Formelzeichen sind auf die Pixelkantenlänge p bezogen.

Literaturverzeichnis

Bracewell, R., The Fourier Transforms and Its Applications, McGraw-Hill Book Company, 1965.

Bracewell, R. N., Riddle, A. C., Inversion of Fan-Beam Scans in Radio Astronomy, *Astrophysical Journal*, Vol. **150**, 1967, pp. 427-434.

Brennecke, P., Aufbau und Struktur der vorläufigen Endlagerungsbedingungen, in: Endlagerungsbedingungen und Produktkontrolle, Bundesamt für Strahlenschutz, ISSN 0937-4434, 1991, pp. 4-41.

Briesmeister, J. F., MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4A, LA-12625-M Manual, Los Alamos National Laboratory, Nov. 1993.

Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A., Taschenbuch der Mathematik, Teubner Verlag, ISBN 3-87144-492-8, 22. Auflage, 1985.

Brooks, R. A., Di Chiro, G., Theory of Image Reconstruction in Computed Tomography, *Radiology* **117**, Dec. 1975, pp. 561-572.

Brooks, R. A., Di Chiro, G., Statistical Limitations in X-Ray Reconstructive Tomography, *Medical Physics*, Vol. **3**, No. 4, 1976, pp. 237-240.

Censor, Y., Finite Series-Expansion Reconstruction Methods, *Proceedings of the IEEE*, Vol. **71**, No. 3, March 1983, pp. 409-419.

Chang, L.-T., A Method for Attenuation Correction in Radionuclide Computed Tomography, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. **NS-25**, No. 1, Feb. 1978, pp. 638-643.

Duwe, R., Jansen, P., Computer tomography of barrels with radioactive contents, *Nuclear Engineering and Design* **130**, 1991, pp. 89-102.

Engelke, K., Mikrotomographie mit Synchrotronstrahlung zur quantitativen Darstellung des Mineralgehaltes in Knochen, Dissertation an der Universität Hamburg, Fachbereich Physik, 1989.

Erlander, S., Entropy in Linear Programs, *Mathematical Programming* **21**, 1981, pp. 137-151.

Estep, R. J., Prettyman, T. H., Sheppard, G. A., Tomographic Gamma Scanning to Assay Heterogeneous Radioactive Waste, *Nuclear Science and Engineering* **118**, 1994, pp. 145-152.

Filß, P., Specific Activity of Large-Volume Sources Determined by a Collimated External Gamma Detector, *Kerntechnik* **54**, Carl Hanser Verlag, 1989, pp. 198-201.

Filß, P., Kühne, J., Odoj, R., Determination of Fissile Material by Neutron Transport Interrogation, in: Community's research and development programme on radioactive waste management and storage, Annual progress report 93, Commission of the European Communities, EUR 15853 EN, 1994.

Fuhrmann, G., Entwicklung eines Mikrotomographiesystems als Zusatz für Rasterelektronenmikroskope, D 82 (Diss. RWTH Aachen), Forschungszentrum Jülich, ISSN 0366-0885, 1992.

Goto, T., Kato, H., A Radioactivity Assay Method Using Computed Tomography, *Nuclear Technology*, Vol. **100**, Dec. 1992, pp. 322-330.

Gründler, D., Pfeiffer, F., Wurtinger, W., Bestimmung des Aktivitätsinventars in KKW-Abfällen über Schlüsselnuklide, Gesellschaft für Reaktorsicherheit (GRS), GRS-A-1635, Dez. 1991.

Gull, S. F., Daniell, G. J., Image reconstruction from incomplete and noisy data, *Nature*, Vol. **272**, Apr. 1978, pp. 686-690.

Herman, G. T., Lent, A., Rowland, S. W., ART: Mathematics and Applications, *J. theor. Biol.* **42**, 1973, pp. 1-32.

Herman, G. T., Image Reconstruction from Projections - The Fundamentals of Computerized Tomography, Academic Press, ISBN 0-12-342050-4, 1980.

Hubbell, J. H., Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients, and Energy Absorption Coefficients from 10 keV to 100 GeV, *Nat. Stand. Ref. Data. Ser., Nat. Bur. Stand. (US)* **29**, 1969.

Jeltsch, R., Vorlesung Numerische Mathematik I, Teil A und B, Institut für Geometrie und Praktische Mathematik, RWTH Aachen, 3. Auflage, 1985.

Johnson, J. R., Digitale Signalverarbeitung, Hanser Verlag, ISBN 3-446-15890-1, 1991.

Kaczmarz, M. S., Angenäherte Auflösung von Systemen linearer Gleichungen, *Bulletin international de l'Academie Polonaise des Sciences et des Lettres* A, 1937, pp. 355-357.

Kawasaki, S., Kondo, M., Izumi, S., Kikuchi, M., Radioactivity Measurement of Drum Package Waste by a Computed-tomography Technique, *Appl. Radiat. Isot.*, Vol. **41**, No. 10/11, 1990, pp. 983-987.

Keil, P., Fortschritte auf dem Gebiet der Röntgen-Computer-Tomographie, *Physikalische Blätter* **39**, Nr.1, 1983, pp. 2-8.

KFA 94, Allgemeine Kerntechnische Entsorgung, Jahresbericht 94 des Forschungszentrums Jülich, Kap. 17.32.0, 1995.

Kim, K. I., Tewarson, R. P., Bizais, Y., Inversion for the Attenuated Radon Transform with Constant Attenuation, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. **NS-31, 1**, 1984, pp. 755-762.

Knoll, G. F., Radiation Detection and Measurement, 2th Edition, John Wiley & Sons, 1989.

Krestel, E., Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik, Verlag: Siemens AG, ISBN 3-8009-1300-3, 1980.

Kugel, K., Noack, W., Bard, C., Giller, H., Martens, B.-R., Brennecke, P., Anforderungen an endzulagernde radioaktive Abfälle und Maßnahmen zur Produktkontrolle radioaktiver Abfälle, Bundesamt für Strahlenschutz, ISSN 0937-4434, 1993.

Lederer, C. M., Hollander, J. M., Perlman, I., Tables of Isotopes, 6th Edition, John Wiley & Sons, 1967.

Lierse, C., Non-Destructive Examination of Nuclear Waste Packages by Advanced Radiometric Methods, Interner Bericht für den Annual Progress Report 93 der EU, Commission of the European Communities, EUR 15853 EN, 1994.

Martens, B.-R., Ermittlung von Daten zum Nachweis der Einhaltung der Endlagerungsbedingungen (Kenngrößen und Prüfkriterien der Produktkontrolle, in: Endlagerungsbedingungen und Produktkontrolle, Bundesamt für Strahlenschutz, ISSN 0937-4434, 1991, pp. 64-86.

Martz, H. E., Roberson, G. P., Robert-Coutant, C., Schneberk, D. J., Camp, D. C., Quantitative Waste Assay Using Gamma-Ray Spectroscopy and Computed Tomography, *Proc. 14th Annual Mtg. Salamanca Spain*, May 1992, pp. 273-280.

Minerbo, G., Maximum Entropy Reconstruction from Cone-Beam Projection Data, *Comput. Biol. Med.*, Vol. **9**, pp. 29-37.

Pissanetzky, S., Sparse Matrix Technology, Academic Press, 1984.

Prettyman, T. H., Cole, R. A., Estep. R. J., Sheppard, G. A., A maximum-likelihood reconstruction algorithm for tomographic gamma-ray nondestructive assay, *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research* A **356**, 1995, pp. 470-475.

Radon, J., Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten, *Ber. Verb. Saechs. Akad. Wiss., Leipzig, Math. Phys. Kl.* **69**, 1917, pp. 262-277.

Reimers, P., Goebbels, J., Heidt, H., Weise, H.-P., Wilding, K., Röntgen- und Gammastrahlen Computer-Tomographie, Bundesanstalt für Materialprüfung Berlin, Forschungsbericht 101, ISBN 3-88314-327-8, 1984.

Reimers, P., Quality Assurance of Radioactive Waste Packages by Computerized Tomography, Commission of the European Communities, EUR 13879 EN, 1992.

Reimers, P., Nondestructive Examination of Nuclear Waste Packages by Advanced Radiometric Methods, in: Community's research and development programme on radioactive waste management and storage, Annual progress report 93, Commission of the European Communities, EUR 15853 EN, 1994.

Reimers, P., Nondestructive Examination of Nuclear Waste Packages by Advanced Radiometric Methods, in: Community's research and development programme on radioactive waste management and storage, Annual progress report 94, Commission of the European Communities, EUR-Nummer noch nicht vergeben, 1995.

Sanden, H.-J., Entwicklung und Erprobung eines mobilen Gamma-Scanners zur Vor-Ort-Untersuchung von radioaktiven Abfallgebinden, in: Umweltradioaktivität Radioökologie Strahlenwirkungen, Band 1, 25. Jahrestagung des Fachverbands für Strahlenschutz e.V., ISSN 1013-4506, 1993.

Schrüfer, E., Signalverarbeitung - Numerische Verarbeitung digitaler Signale, Carl Hanser Verlag, ISBN 3-446-16563-0, 2. Auflage,1992.

Schultz, E., Computertomographieverfahren - Transmissions-, Emissions-, Magnet-Resonanz-CT - Physik, Technik und medizinische Perspektiven, Georg Thieme Verlag, ISBN 3-13-661701-0, 1985.

Stearns, S. D., Hush D. R., Digitale Verarbeitung analoger Signale, R. Oldenbourg Verlag, 6. Auflage, 1994.

Steude, J., Strickland, E., Anders, J., Radioactive Waste Drum Inspection Using Computed Tomography and Digital Radiography, *WM'93 Conference Proceedings*, Tucson, AZ, 1993.

Tanke, R. H. J., Jaspers, J. E., Gaalman, P. A. M., Killian, D., Applications of tomography in nuclear research, *Kerntechnik* **56**, No. 5, 1991, pp. 283-290.

Volkmer, M., Kernenergie - Basiswissen, Hamburgische Electricitäts-Werke AG, ISBN 3-925986-09-X, 1994.

Volkmer, M., Kernenergie - Radioaktivität und Strahlenschutz, Hamburgische Electricitäts-Werke AG, ISBN 3-925986-06-5, 1994.

Wolf, J., Nuklidschlüssel für die Beurteilung von Aktivitätsangaben bei KKW-Abfällen aus LWR, Forschungszentrum Jülich, Produktkontrollstelle für radioaktive Abfälle (PKS), KFA-ICT-IB-542/93, 1993.

Zimmermann, H.-J., Operations Research Methoden und Modelle, 2. Auflage, ISBN 3-528-18917-7, Verlag Vieweg, 1992.

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-3164
Dezember 1995
ISSN 0944-2952