

5 Computertomographie mit Halo-Effekt

5.1 Der Halo-Effekt – Idee und zugrunde liegende Physik

In der Computertomographie wird normalerweise nur die Strahlung hinter dem Objekt detektiert, die mit der Eingangsenergie E_0 hindurchtritt (\rightarrow Kapitel 4.1). Die entsprechenden Röntgen- bzw. Gammaquanten haben das Untersuchungsobjekt ohne Wechselwirkung passiert. Dieser ungestreute Strahlungsanteil nimmt exponentiell mit wachsender Dicke des Objekts und steigender Kernladungszahl Z ab (Gleichung 2.5, Lambert-Beersches Gesetz). Die exponentielle Schwächung der Strahlungsintensität wird in Grauwerte bzw. Falschfarben des Objektschnittbilds umgerechnet.

Bei der *CT mit Halo-Effekt* werden gegenüber der Standard-Tomographie bei Energie E_0 zusätzlich auch die Gammaquanten tomographiert, die nach einer Comptonstreuung mit geringerer Energie E'_0 austreten. Der Vorteil gegenüber den kombinierten Verfahren von Kapitel 4.6 ist die geometrische Einfachheit und die Möglichkeit, alle Energien gleichzeitig durch einfache Kollimatorrotation anzuwählen.

In analoger Weise zur Standard-Durchstrahlungs-CT (die in Abb. 3.1, S. 12 skizziert ist), werden die sekundären (Halo -) Strahlen als parallele Strahlen einer Quasiquelle aufgefaßt.

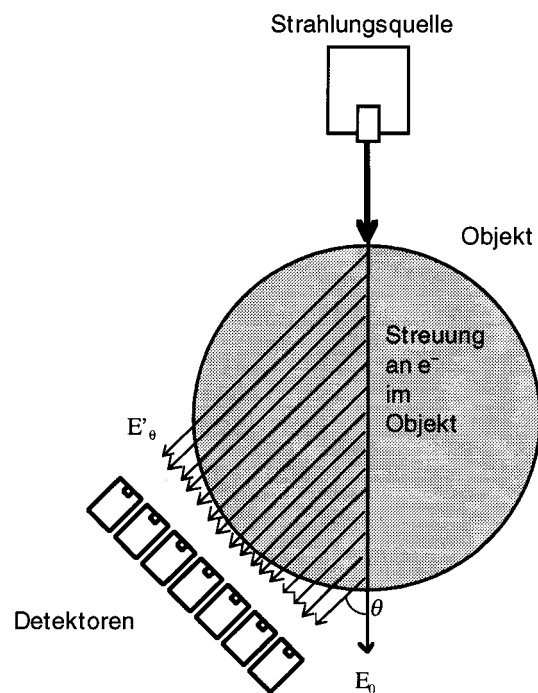


Abbildung 5.1 Elastische (Compton-)Streuung an den Elektronen im Objektmaterial.

Eine normalerweise benötigte Translation von Quelle und Objekt zueinander erübrigt sich, da von Haus aus ein Bündel paralleler Strahlen zur Verfügung steht. Analog zur Standard-CT werden alle parallelen Strahlen aus dem Objektbereich mit einem linear verschiebbaren Detektor oder mit einer Detektorbank gemessen.

Die Beobachtung unter einem festen Winkel θ ergibt somit die Messung einer Durchleuchtung unter einer eindeutig definierten Streu-Energie E'_{θ} . Diese kann durch die Beobachtung unter einem anderen Winkel leicht verändert werden, was einen wesentlichen Fortschritt gegenüber der Streustrahlungs-CT ([Pre93]) bedeutet.

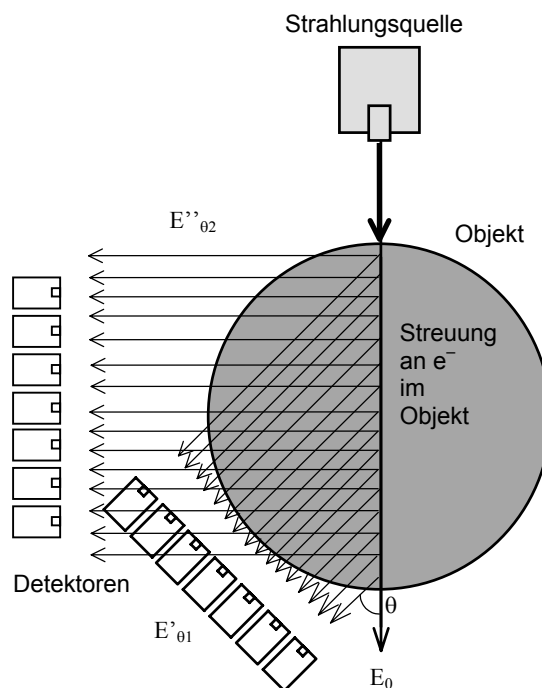


Abbildung 5.2 CT mit Halo-Effekt: Beobachtung unter verschiedenen Winkeln ermöglicht die Auswertung der CT-Information verschiedener Energiebereiche.

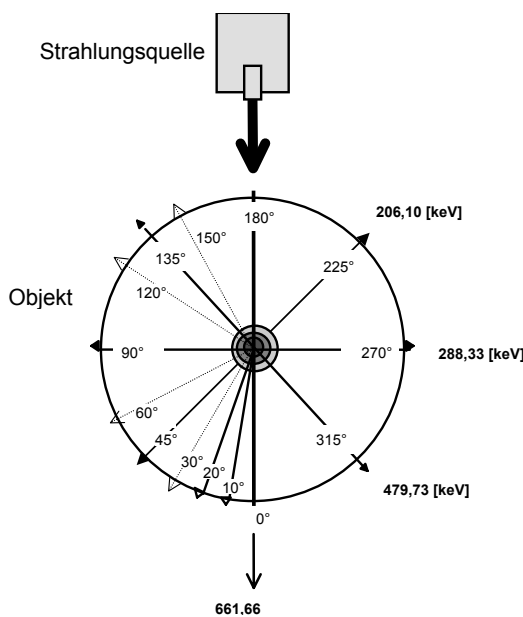
Die Elektronen entlang des Gammastrahls innerhalb des Objekts wirken als Comptonstreuungszentren, um die sich ein Strahlungs-Halo analog zum optischen Halo-Effekt bildet. Die Folge ist eine Gesamtdurchstrahlung des Objekts mit gestreuten Quanten, auch ohne eine Relativbewegung bzw. Translation von Quelle und Objekt.

Man erhält daher bei Ausnutzen des Halo-Effekts mit einem einzigen Strahl Information aus dem gesamten Objektinneren.

Als Resultat erhält man durch Rekonstruktion, etwa nach der Methode der gefilterten Rückprojektion (siehe Kapitel 3.6), ein geometrisches Bild der Quasiquellenverteilung.

Für die abgelenkten Strahlen besteht durch die Comptonstreuformel (Gl. (4.1), S. 46) eine feste Beziehung zwischen ihrer Energie und dem Ablenkungswinkel. Jeder Energie $E'_\theta < E_0$ ist ein fester Winkel θ zugeordnet, unter dem die zugehörigen Gammaquanten nachgewiesen werden können:

$$\frac{E'}{E_0} = \frac{1}{1 + \frac{E_0}{m_0 \cdot c^2} \cdot (1 - \cos\theta)} \tag{5.1}$$



Streu- winkel	Energie [keV]
0°	661,6603
1°	661,53
2°	661,14
3°	660,49
4°	659,58
5°	658,42
10°	648,90
15°	633,70
20°	613,73
30°	563,85
40°	507,82
45°	479,73
60°	401,63
90°	288,33
120°	224,88
135°	206,10
150°	193,68
180°	184,32

Tabelle 5.1 Energie einfach gestreuter Gammaquanten in Abhängigkeit vom Streuwinkel.

Der maximale Energieübertrag und damit der größtmögliche Energieverlust für das einfallende Gammaquant liegt für 180°-Rückstreuung vor. In diesem Fall wird Gleichung (5.1) wegen $(\cos\theta = \cos 180^\circ = -1)$ zu:

$$180^\circ\text{-Rückstreuung: } \frac{E_{180^\circ}}{E_0} = \frac{1}{1 + \frac{2 \cdot E_0}{m_0 \cdot c^2}} \tag{5.2}$$

Für Gammaquanten des radioaktiven Isotops ^{137}Cs mit $E_0 = 661,660$ [keV] sind unter der Voraussetzung nur einer Streuung demnach Halo-Quanten bis zu einer unteren Grenze von 184,32 [keV] möglich:

$$^{137}\text{Cs} (661,66 \text{ keV}): \quad E_{180^\circ} (^{137}\text{Cs}) = \frac{661,66}{1 + \frac{2 \cdot 661,66}{511}} \text{ keV} \approx 184,32 \text{ keV} \tag{5.3}$$

Die Halo-Tomographie kann daher in einfacher Weise für mehrere Streuenergiefenster durchgeführt werden. Diese Energiefenster können durch Rotation der Detektoreinheit bzw. Änderung des Winkels θ der Detektionseinrichtung zum Gammastrahl eingestellt werden.

Die Messung des Halo kann nicht nur in der Transmissions-Computer-Tomographie (TCT) sondern auch in der Emissions-Computer-Tomographie (ECT) verwendet werden und bringt auch dort zusätzliche Information über das zu untersuchende Objekt.

Die Methode bietet auch dort eine einfache Möglichkeit, ohne zusätzliche Strahlungsquellen verschiedene Frequenzen auszunutzen.

Als praktische Anwendung der TCT-Anordnung kann man an ein Bild der Art von Abbildung 5.3 a denken, wo die Strahlungsquelle gegenüber der Detektorbank gedreht wurde.

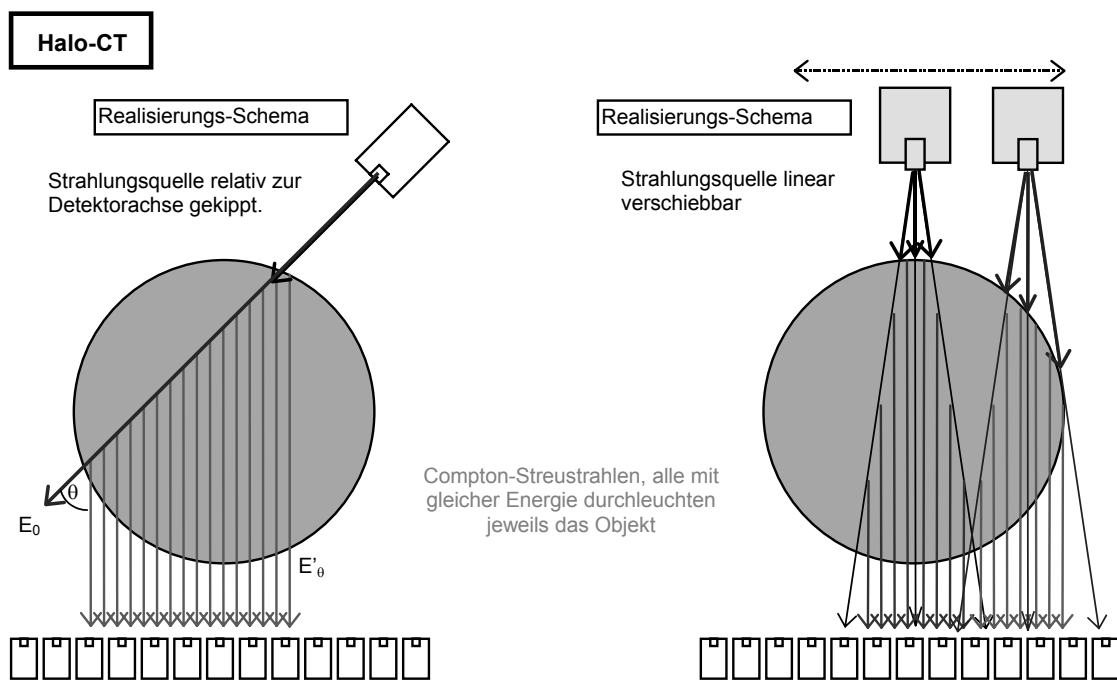


Abbildung 5.3 CT mit Halo-Effekt: Zwei Realisierungsmöglichkeiten für die Computertomographie mit Halo-Photonen.

Da in den meisten praktischen Anwendungen ein gefächerter Strahl verwendet wird, überlegt man sich leicht, daß ein Öffnungswinkel von ca. 15° zu einer maximalen Energiespanne von $\Delta E = 30$ [keV] führt (siehe Tabelle 5.1), welche praktisch ohne Bedeutung ist (siehe Abbildung 5.3 b). Daher ist der Realisierung 5.3 a) der Vorzug zu geben.

5.2 Aussagen durch Ausnutzen der Schwächungskoeffizienten bei ECT

Der Schwächungskoeffizient eines Materials für Gammastrahlung hängt vom Material selbst und von der Energie der Gammastrahlung ab. Dasselbe Material, z. B. Blei ($^{207,201}_{82}\text{Pb}$, Koeffizientenverlauf siehe Abbildung 2.2, Seite 8) schwächt Gammaquanten der Energie 1000 keV anders als solche mit nur 200 keV.

Ermittelt werden die Schwächungskoeffizienten des Objektmaterials durch ein Transmissions-Computer-Tomogramm (TCT). Bei der CT-Anlage in Garching wird dies mit Hilfe der ^{60}Co -Strahlungsquelle im Energiebereich 1,17 bis 1,33 MeV aufgenommen. Anhand des TCTs, also der Messung nur in einem Energiebereich werden die Materialien im Untersuchungsobjekt soweit wie möglich identifiziert.

Ein Problem entsteht, wenn die Materialzusammensetzung im Untersuchungsobjekt aufgrund der Ähnlichkeit bestimmter Materialien in diesem Energiebereich falsch identifiziert wurde. Dann wird die falsche Schwächungskoeffizientenkurve extrapoliert. Dies hat insbesondere Auswirkung auf die Bestimmung der Aktivität eingeschlossener Radionuklidverteilungen bei der Emissionstomographie.

Die Methode der *CT mit Halo-Effekt* ermöglicht eine deutliche Verbesserung der Computertomographie für verschiedene technische Anwendungen, insbesondere der Materialanalyse sowie der Aktivitätsbestimmung in der Kerntechnik.

Im Idealfall erfolgt die Messung an niedrigeren Energien E_0 simultan zur Messung der Quell-Energie E_0 , jedoch über den Umweg einer Comptonstreuung unter dem Winkel θ . Zur Aufnahme aller parallelen Strahlen aus dem Objektbereich wird ein Einzeldetektor linear verfahren (= Translation) bzw. eine Detektorbank (Abb. 5.2 und folgende) verwendet.

Die Intensitätsverteilung entlang der Detektorbank berechnet sich aus der geometrischen Anordnung von Abb. 5.4. Dabei reduziert sich die Intensität eines Strahles entlang seines Weges durch die in Kapitel 2 beschriebenen Wechselwirkungs-effekte gemäß den dort angegebenen Schwächungskoeffizienten $\mu(s)$ (Attenuationen). Allerdings ist zu berücksichtigen, daß diese Schwächungskoeffizienten von der Energie abhängen und man daher unterscheiden muß, welcher Teil des Weges mit der Ausgangs-Energie E_0 und welcher mit der Streuenergie E'_0 zurückgelegt wird.

Diese Intensitätsverteilung (entlang der Detektorbank bzw. entlang des Translationsweges des Detektors) hat dann etwa die Gestalt der Projektionskurven in Abbildung 5.4.

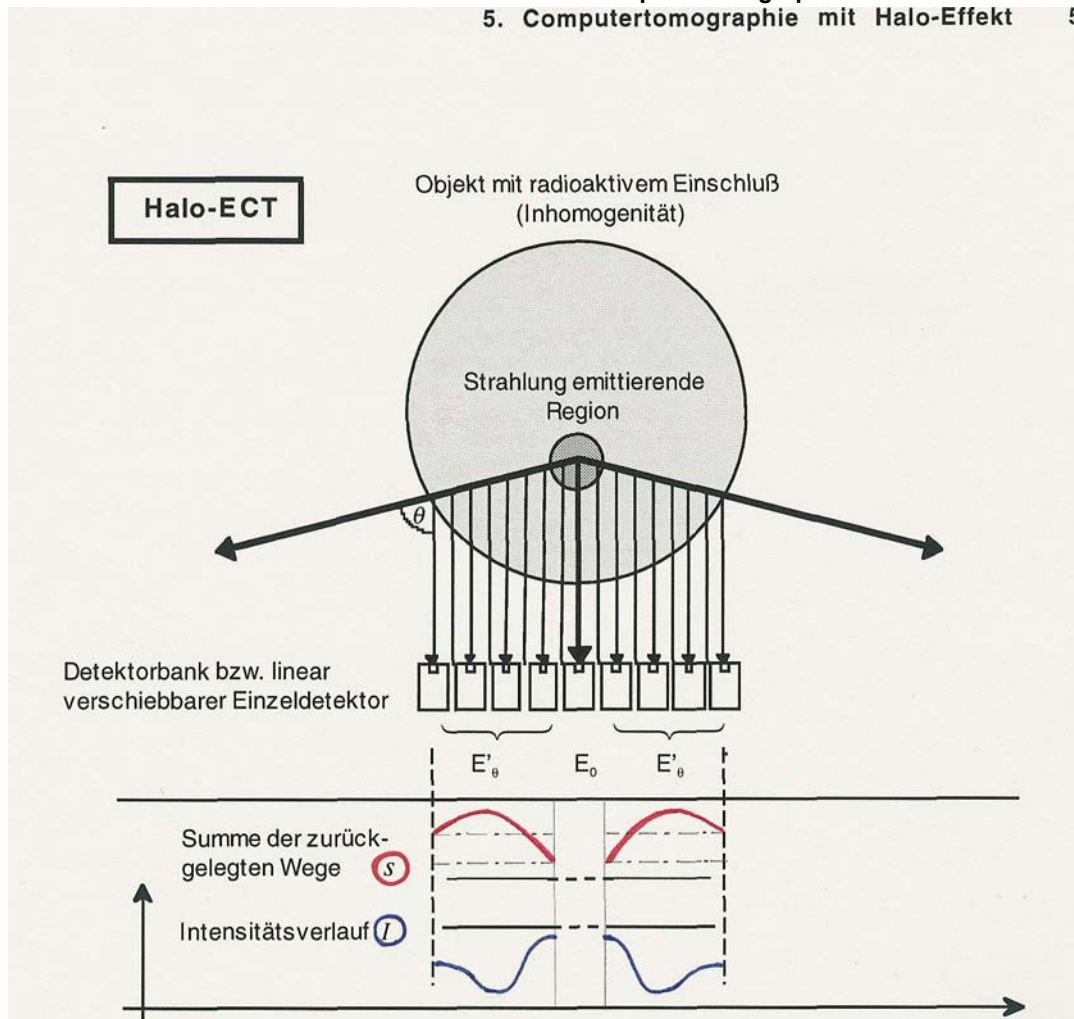


Abbildung 5.4 CT mit Halo-Effekt : Erwartete Intensitätsverteilung bei der Halo-Tomographie. Aufsicht von oben entlang der vertikalen Gerätedrehachse.

Diese Intensitätsverteilung (entlang der Detektorbank bzw. entlang des Translationsweges des Detektors) hat dann etwa die Gestalt der Projektionskurven in Abbildung 5.4. Offensichtlich hat der kombinierte Strahlungsweg s zwischendurch ein Maximum, das sich als Minimum im skizzierten Intensitätsverlauf I von Abbildung 5.4 zeigt.

Die Detektoreinheit in Bild 5.4 kann um eine auf der Bildebene senkrechte Geräteachse gedreht werden. Die Anordnung im Bild sei die Stellung beim Gerätedrehwinkel $\Phi = 270^\circ$. Das detektierte Signal bzw. die nachweisbare Intensität I hängt umgekehrt exponentiell von der im Objekt zurückgelegten Weglänge s ab, entsprechend dem Lambert-

Beerschen Gesetz ((2.5), Seite 6): $I = I_0 \cdot e^{-\int \mu(s) \cdot ds}$.

5.3 ECT mit Halo-Effekt – Intensitätsverteilungen

Gegeben sei eine vom Objektmittelpunkt entlang der positiven x-Achse zum rechten Rand hin verschobene Inhomogenität bzw. Compton-Streustrahlungsquelle (bei $\Phi=0^\circ$ bzw. 360°).

Dies führt zu der in Abbildung 5.5 a) gezeigten Erwartung über das Aussehen der Intensitätsverteilung. Eine Superposition der Intensitätsverteilungen aller Blickrichtungen zurück in das Objekt ergibt dabei die in Abbildung 5.5 b) gezeigte Intensitätsdarstellung.

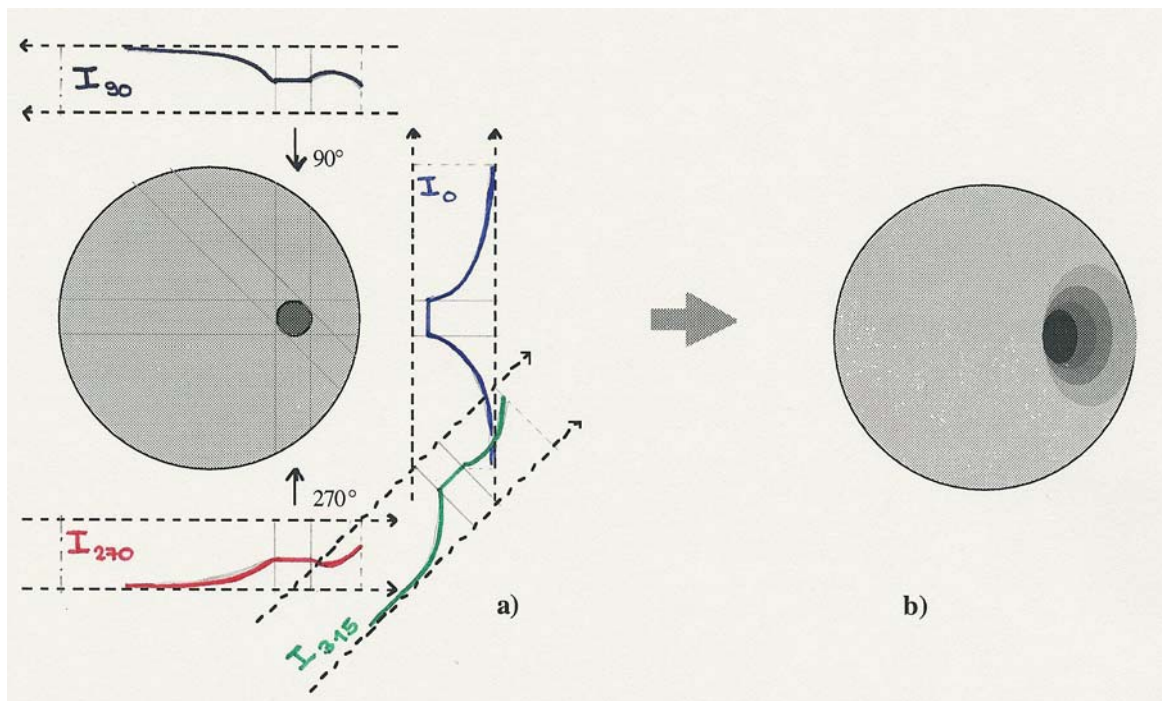


Abbildung 5.5 Erwartete Intensitätsverteilung bei Compton-Einfachstreuung in einem Objekt mit abgesehen von der Strahlungsquelle homogener Materialverteilung. Die exakten Kurven für diese Winkelprojektionen werden später in Abb. 5.8 dargestellt. Beispiele für Superpositionen findet man in Abbildung 7.6.

Die Abbildung 5.6 auf der nächsten Seite zeigt die Verhältnisse bei der Datenaufnahme sowie darunter in Abbildung 5.7 die gemessenen Intensitätsverteilungen entlang der Translationswege (engl. „Scans“) für verschiedene Winkelpositionen, hier in 45° -Schritten dargestellt.

Diese Intensitätsverteilungen in bestimmten Richtungen werden auch als ‘Projektionen’ bzw. ‘Winkel-Projektionen’ bezeichnet.

Man sieht deutlich, daß die ungestreuten Gammaquanten begrenzt auf wenige Scanschritte austreten. Dies entspricht genau der radialen Ausbreitung der Strahlen von der

eng begrenzten Inhomogenität bzw. Strahlungsquelle her unter dem zusätzlichen Einfluß der Detektor-Kollimation, die nur Strahlen annähernd parallel zur Detektorlängsachse

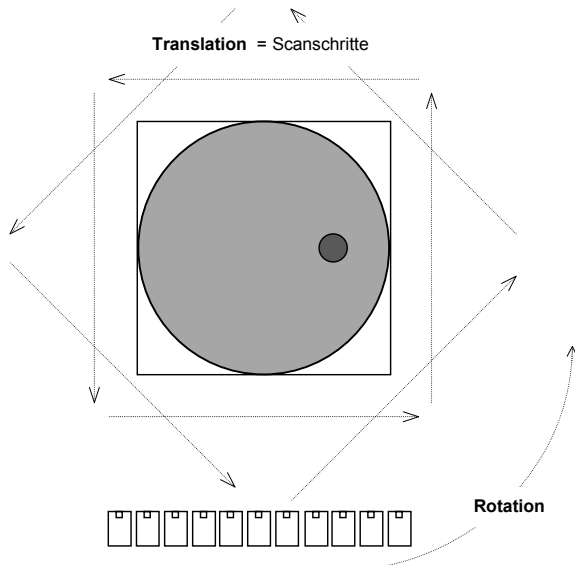


Abbildung 5.6
Skizze des Objekts mit den umlaufenden, hier nur alle 45° dargestellten Translationen (engl. Scans genannt).

Die Inhomogenität bzw. Compton-Streustrahlungsquelle liegt vom Objektmittelpunkt aus rechts (= bei $\Phi=0^\circ/360^\circ$) näher am Objekttrand.

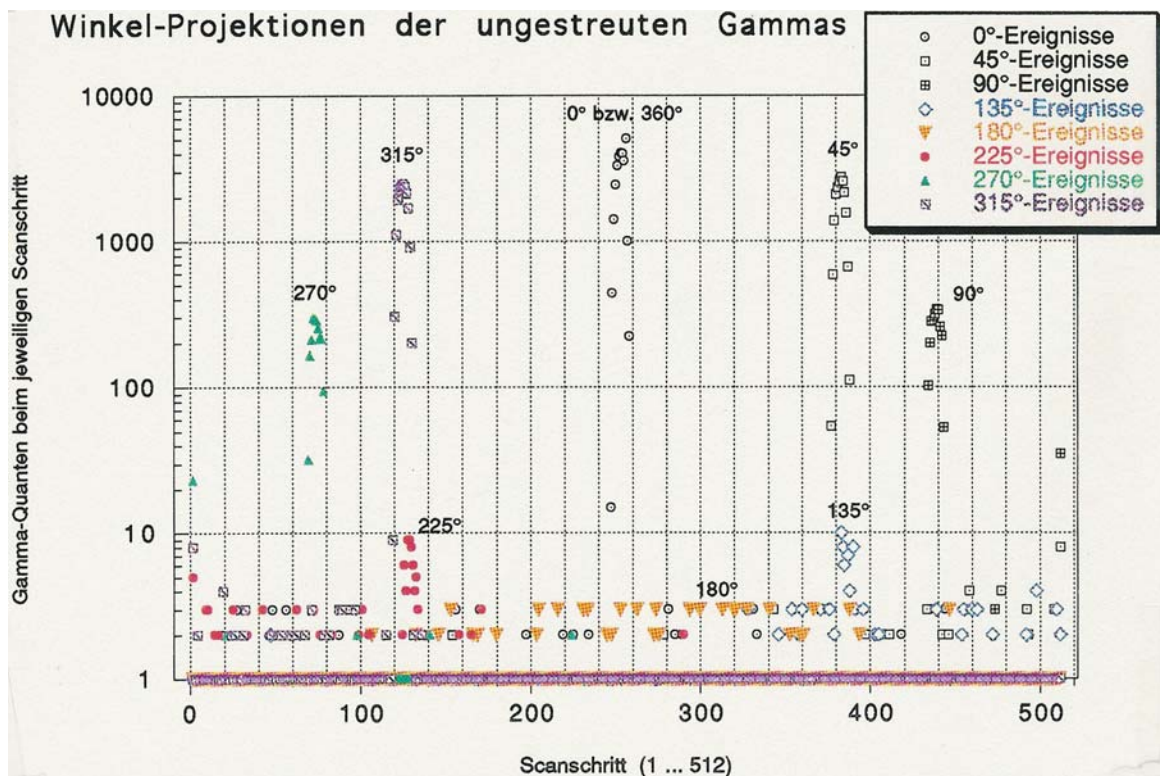


Abbildung 5.7 Winkel-Projektionen der ungestreuten Gammaquanten. Dargestellt sind nur die in 45°-Schritten aufgenommenen Daten, entsprechend dem hierüber in Abb. 5.6 gezeigten Meßverfahren.

einläßt. Die Verteilung der detektierten Ereignisse ist um so weniger begrenzt, je weiter die Quelle vom Objektrand entfernt ist. Hier liegt die Quelle bei 360° näher am Rand. Durch die elastischen Kleinwinkelstreuungen mit vernachlässigbarem Energieübertrag, die vermehrt auftreten, je mehr Materie im Strahlweg liegt, ist die Verteilung bei 180° am breitesten verschmiert und bei 360° am schärfsten.

Winkel-Projektionen der 400-500 [keV] Gammas (Halo-Photonen)

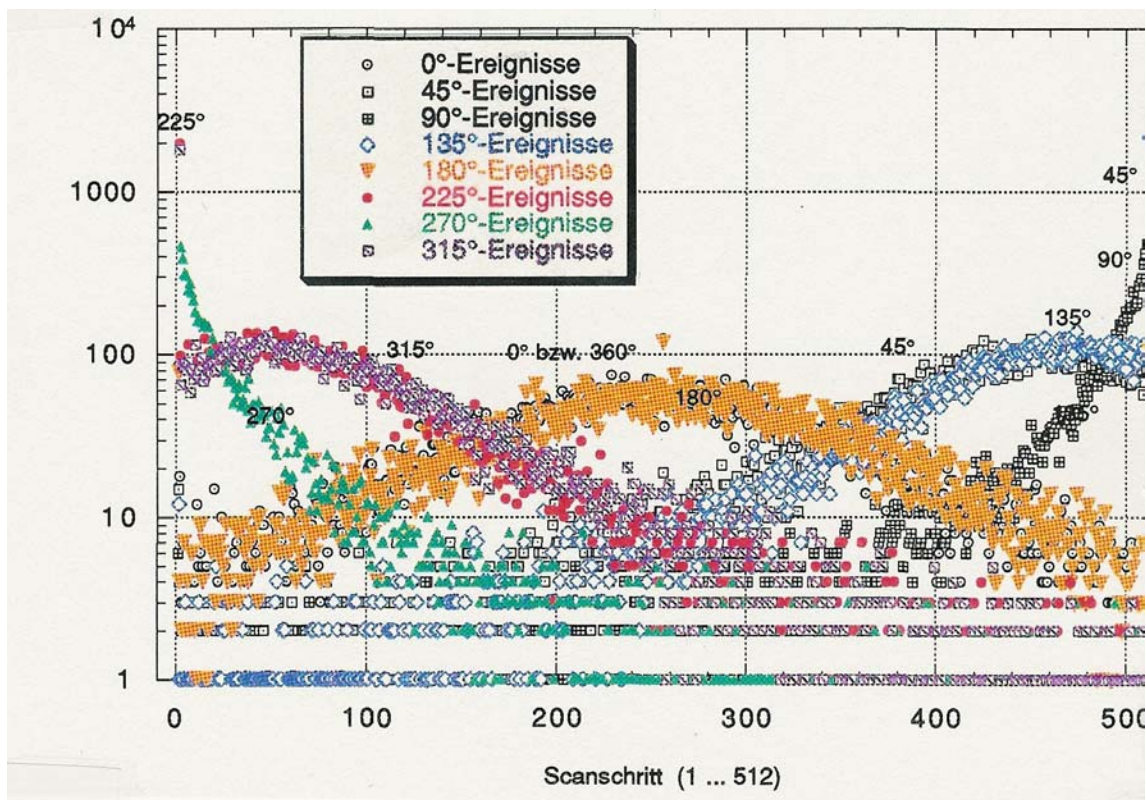


Abbildung 5.8 Winkel-Projektionen einfach gestreuter Gammaquanten, dargestellt in 45° -Schritten. Energiebereich der Gammaquanten 400 – 500 [keV]. Dies entspricht einem Comptonstreuwinkel von ca. 40° - 60° .

Die Winkel-Projektionen für Gammaquanten nach einer Streuung (= Halo-Photonen) sind zum Vergleich ebenso in 45° -Schritten in Abbildung 5.8 dargestellt. Diese Gammaquanten werden für alle Winkel über einen viel breiteren Bereich von Scanschritten nachgewiesen.

Die Gesamtheit aller Winkelprojektionen für alle Winkel $0^\circ \leq \Phi < 360^\circ$ kann in Form eines (Φ, s) -Diagramms (Winkel über Scanschritte) dargestellt werden. Es entsteht eine als Sinogramm bezeichnete Matrix der Rohdaten (Beispiel siehe Abb. 3.12, Seite 28).

Der große Vorteil der CT mit Halo-Effekt ist nun die Möglichkeit, beliebige andere Meß-energie-Fenster auswählen zu können. Dies wird erreicht, indem geeignete Strahlungsfiler verwendet bzw. nur bestimmte Energiefenster aus den aufgenommenen Energiespektren untersucht werden. Die Energien entsprechen wegen der Winkelabhängigkeit der Comptonstreuung anderen Streuwinkeln θ aus der Abb. 5.4.

Solche unterschiedlichen Energiefenster ergeben in einem Sinogramm ähnliche Kurven, die allerdings verschieden aufgeweitete Intensitätsverteilungen haben. Die Abb. 5.9 auf der nächsten Seite zeigt eine Übersicht von acht Sinogrammen bei linear abnehmender Energie von 662 - 40 [keV].

Offensichtlich ist die Flexibilität dieses Verfahrens in der Verwendung aller möglichen Streuwinkel begründet.

5.4 ECT mit Halo-Effekt

Für die Emissions-Tomographie von Radionukliden in den zu untersuchenden Objekten sind es die Emissionsquanten der Radionuklidquellen, die die entsprechenden Comptonstreustrahlen erzeugen. Es ist für diese Methode daher notwendig, zunächst die Emissionslinien der vorhandenen Radionuklide zu ermitteln. Dies geschieht zweckmäßigerweise mit dem unter 3.4 beschriebenen Gamma-Scanning, welches ein wie Abb. 6.3 exemplarisch gezeigtes Meß-Spektrum ergibt.

Wie in Kapitel 3.5 angedeutet, sind umständliche Korrekturen bei der ECT notwendig, wenn die durchstrahlten Materialien nicht genau bekannt sind. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, wird im folgenden eine ECT mit Halo-Effekt vorgeschlagen.

Die Auswertung des Streu-Halos erlaubt es, die Materialien auch dann zu unterscheiden, wenn die Standard-Computer-Tomographie aus anwendungsbezogenen Gründen bei einer Durchstrahlungs-Energie E_0 vorgenommen wurde, bei welcher die Schwächungskurven ununterscheidbar übereinander liegen ($E_0 = 662$ [keV] mit ^{137}Cs bzw. 1,3 [MeV] mit ^{60}Co , gemessen mit Szintillationsdetektoren. Hierzu siehe auch Abb. 4.1, S. 37).

5. Computertomographie mit Halo-Effekt

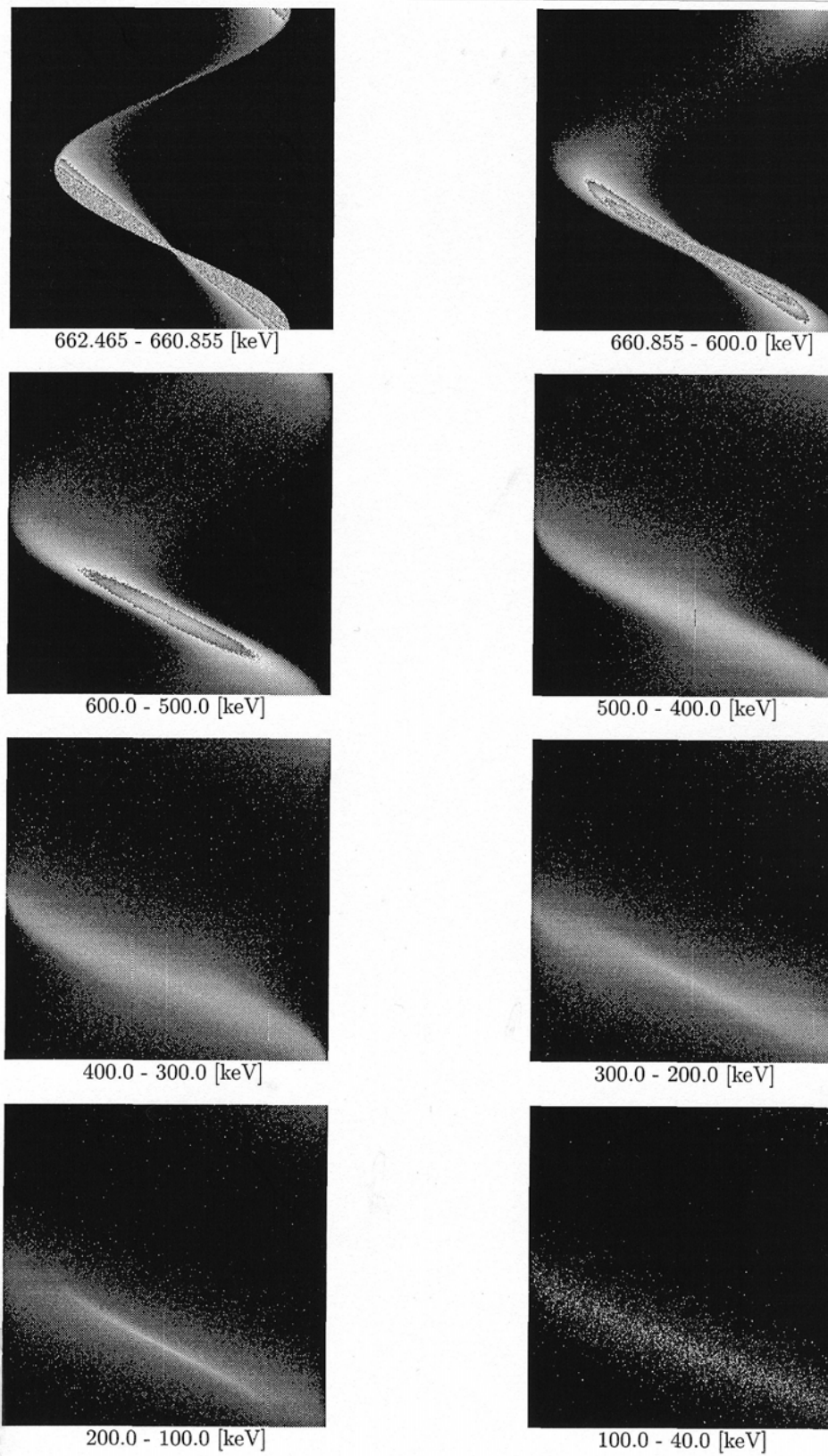


Abbildung 5.9 Sinogramme (= Rohdatensätze vor der Rekonstruktion) für acht verschiedene Energiefenster von 40 bis 661,66 [keV].

Vergleicht man die Kurven der Massenschwächungskoeffizienten für verschiedene Materialien, so sieht man, daß eine Unterscheidung im Bereich 600 - 1300 [keV] am ungünstigsten zu treffen ist. Für Energien unter 400 [keV] sind die Schwächungskurven schon leicht getrennt. Allerdings nimmt mit abnehmender Energie (350 → 40 [keV]) auch die Quantenrate immer mehr ab.

Bei 300 - 200 [keV] = 90° - 135°-Seitwärts-Streuung ist die Unterscheidbarkeit schon gut. Man hat dort auch noch gute Detektoreigenschaften.

Unter 100 [keV] gewinnt der Photoeffekt, der für die Materialunterscheidung ausschlaggebend ist, zwar immer mehr an Bedeutung, es gibt aber nur noch wenige Gammaquanten und demzufolge eine zu schlechte Statistik innerhalb akzeptabler Meßzeiten.

Meßtechnisch und vom Ergebnis her am besten geeignet ist der Bereich 200 - 100 [keV].

Motivation einer ECT mit Halo-Effekt – Aktivitätsquantifizierung

Für eine absolute Quantifizierung der enthaltenen Aktivität nach Messung der bisherigen Emissions-Computertomographie mit Relativwerten muß für die Durchstrahlungsenergie anhand der TCT-Daten respektive der mittels TCT bestimmten Dichteverteilung eine (absolute) Abschirmungskorrektur durchgeführt werden.

Geschieht die Durchstrahlung mit ^{60}Co , so kann die im Objekt enthaltene ^{60}Co -Aktivität direkt berechnet werden, da man die abschirmende Wirkung des Objektmaterials in alle Richtungen (Translationen & Winkel) für die ^{60}Co -Strahlung genau kennt.

Die eingeschlossene Aktivität aller anderen Radionuklide außer ^{60}Co , d. h. etwa der Isotope im niederenergetischen Bereich kann nicht direkt unter Verwendung der im TCT gemessenen Abschwächungsdaten berechnet werden. Hier muß von der γ -Energie des ^{60}Co (1,173 & 1,332 [MeV]) zu der interessierenden Energie herunter-extrapoliert werden.

Die CT mit Halo-Effekt bietet sich hier als aussagekräftigeres Verfahren an, da nicht nur die Gammaquanten der Hauptenergie E_0 , sondern auch die Streuquanten, die das Objektmaterial ebenfalls durchdrungen haben, erfaßt und ausgewertet werden.

5.5 Aufbau der Referenzanordnung

5.5.1 Technische Beschreibung

Auf dem vorhandenen Transmissions-Computer-Tomographen (siehe auch Kapitel 3.3) wurde ein Reinst-Germanium-Detektor mit einer relativen Effektivität von 75%¹⁰ (HPGe-75) mit Flüssigstickstofftank, Positioniertisch, Bleiabschirmung und Wolframkollimator installiert und in Betrieb genommen. Abbildung 5.10 zeigt ein Foto der erweiterten CT-Anlage mit dem HPGe-Detektor für Gamma-Scanning, Emissions- und Halo-CT.

Links oben sieht man den Flüssigstickstoffbehälter (LN₂-Dewar) zur Kühlung des Reinst-Germanium-Detektors für die Gamma-Messungen. Unterhalb des Positioniertischs mit LN₂-Dewar befindet sich der Detektorfächer mit 30 Plastikszintillatoren zur



Abbildung 5.10 Foto der CT-Anlage nach Erweiterung für Emissions - und Streustrahlungsmessung. Links oben im Bild der Flüssigstickstofftank des HPGe-75 Detektor. Darunter der Plastikszintillatorfächer; rechts innerhalb des Säulenportals die ⁶⁰Co-Strahlungsquelle für Transmissions-CT und Digitale Radiographie.

¹⁰ 75% bezogen auf einen NaI:TI-Detektor mit 1x1 Zoll Kristall- bzw. Detektorfläche

schnellen Signalverarbeitung bei Transmissions-CT. Der CT-Drehtisch, beladen mit einer verlorenen Betonabschirmung befindet sich in Meßposition. Rechts von der Betonabschirmung im rechten Säulenportal der CT-Anlage die Co^{60} -Quelle zur Durchstrahlung bei TCT.

Der Detektorkörper wurde gegen elektromagnetische Störungen mittels einer Polyethylenschicht vollständig elektrisch isoliert. Alle elektrischen Zuführungen wurden innerhalb einer einseitig auf Masse gelegten Kupferummantelung verlegt und so zusätzlich gegen äußere Störeinflüsse abgeschirmt.

Eine Schnittzeichnung des für die Emissions- und Halo-CT genutzten HPGe-75-Detektortischs in Seiten- und Frontansicht zeigt Abbildung 5.11:

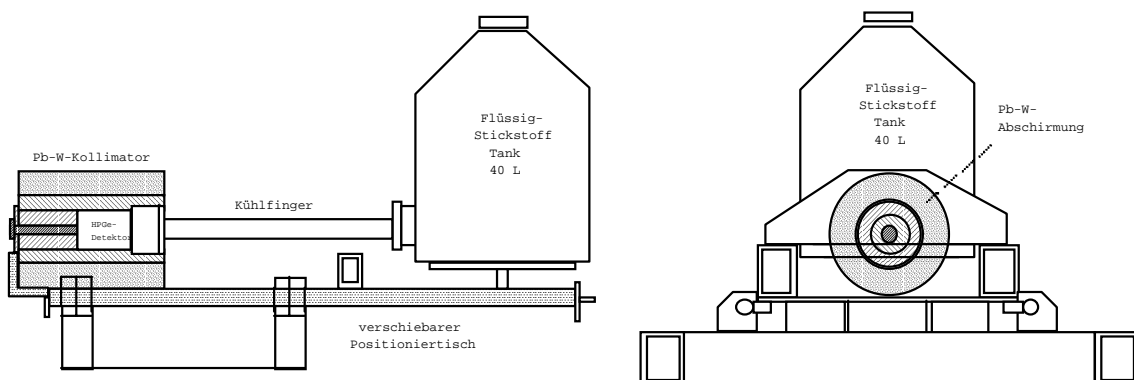


Abbildung 5.11 Schnittzeichnung des HPGe-75 Detektortischs für die Emissionsmessungen.

5.5.2 Meßdatenaufnahme und Auswerteverfahren

Die Steuerungsprogramme für eine automatische tomographische Streustrahlungsaufnahme wurden im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und getestet. Im einzelnen wird die Halo-CT-Messung durch drei Programme kontrolliert:

- Steuerungsprogramm für den PDP-11 Rechner zur automatischen Positionierung des Prüfobjekts und des HPGe-75% Detektors (Anfahren aller gewünschten Meßpositionen bzw. aller Achsen der CT-Anlage)

- PC-Programm (IBM-kompatibler 386) zur automatischen Aufnahme und Speicherung der Gammaskpektren oder der Zählraten ausgewählter Nuklide bei jeder Meßposition
- Elektronische Kommunikation („hand-shake“) von PDP-11 und 386-PC, so daß das Erreichen einer Meßposition von der PDP-11 automatisch die Datenaufnahme auf dem 386-PC startet (TTL-Signal +5 V) und dieser nach dem Speichern der zugehörigen Daten (TTL-Signal -5 V) das Erreichen der nächsten Meßposition abwartet.

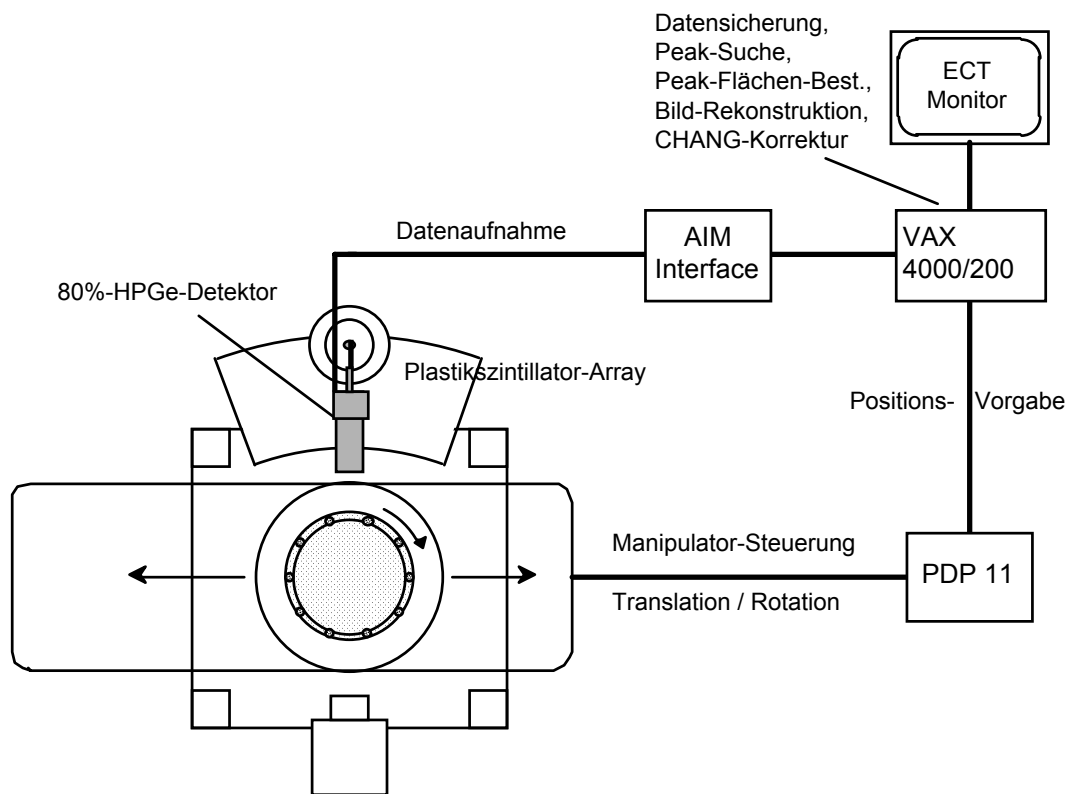


Abbildung 5.12 Prinzipskizze der CT-Anlage nach Umbau für ECT und Streustrahlungstomographie.

Das 386er-Programm für die Meßdatenaufnahme wartet jeweils auf das TTL-Trigger-Signal der PDP-11 und startet dann für die Dauer der Einzelmeßzeit - meist 30 sec. bis 1 Minute je nach Experiment - die Strahlungsmessung mittels HPGe-75%. Der 386-PC kontrolliert dabei die Gammaskpektroskopie-Einheit 92X SPECTRUM MASTER von EG&G ORTEC mit Verstärker, Detektor-Hochspannungsabschaltung, Hochgeschwin-

digkeits-ADC, Vielkanal-Datenspeicher mit 16 834 Kanälen von jeweils $2^{31} - 1$ Kanaltiefe ($= 2,147 483 647 \times 10^9$) und I/O-Port zur externen Steuerung mittels TTL-Signal.

Bei der Aufnahme der Gammazählraten wird eine Vielkanal-Emulationssoftware mit 8192 Kanälen zu je 4 Byte Breite eingesetzt. Ein einzelnes, der je nach Meßauflösung üblicherweise 1440 bis 5760 Meßpositionsspektren besitzt demzufolge eine Größe von $4 \times 8192 = 32 768$ Byte. Dies ergibt 47 MByte bis 189 MByte Speicherplatzbedarf für eine Halo-CT-Messung über den Energiebereich 40 keV bis 1405 keV. Allerdings läßt sich die zu speichernde Datenmenge reduzieren, wenn statt der 8192 Kanäle des gesamten Energiebereichs nur die Energiefenster ausgewählter Gammalinien gespeichert werden.

Die Peak-Suche und Auswertung der Peak-Flächen erfolgt automatisch nach der Methode von Mariscotti. Bei diesem Verfahren wird angenommen, daß sowohl das Spektrum $N(E_i)$ als auch der Untergrund in der Umgebung eines Peaks kontinuierlich (monoton und stetig differenzierbar) sind, was i. d. R. der Realität entspricht. Mariscotti weist daraufhin, daß die zweite Ableitung $N''(E_i)$ des Spektrums (anschaulich ist dies die Änderungsgeschwindigkeit der Zählrate) zwischen zwei Kanälen im Bereich des Untergrunds praktisch gleich Null und für Peakregionen ungleich Null ist. Dieses Kriterium wird bei der Peak-Identifizierung automatisch für das gesamte Spektrum überprüft. Die ermittelten Peak-Regionen werden gespeichert.

5.5.3 Detektoröffnung und Abtastschrittweite

Zur Beurteilung der günstigsten Kollimatoröffnung des Detektors wurden die Durchstrahlungsbilder eines 200-L-Rollreifenfassens, welches einen einzementierten Innenbehälter enthält, mit verschiedenen Öffnungsweiten und Abtastschrittweiten aufgenommen.

Meßtechnisch günstig und für industrielle Prüfzwecke vorteilhaft ist ein großer Kollimator zur schnellen Abtastung des Gesamtobjekts. Dies führt jedoch zu einer schlechteren Ortsauflösung, weil das Objekt grober betrachtet wurde und der Detektor die Strahlung aus einem größeren Raumwinkel erfaßt.

Abbildung 5.13 auf der folgenden Seite zeigt die vergleichende Gegenüberstellung von vier Durchstrahlungsbildern mit steigender Kollimatoröffnung bzw. entsprechend großer Abtastschrittweite.

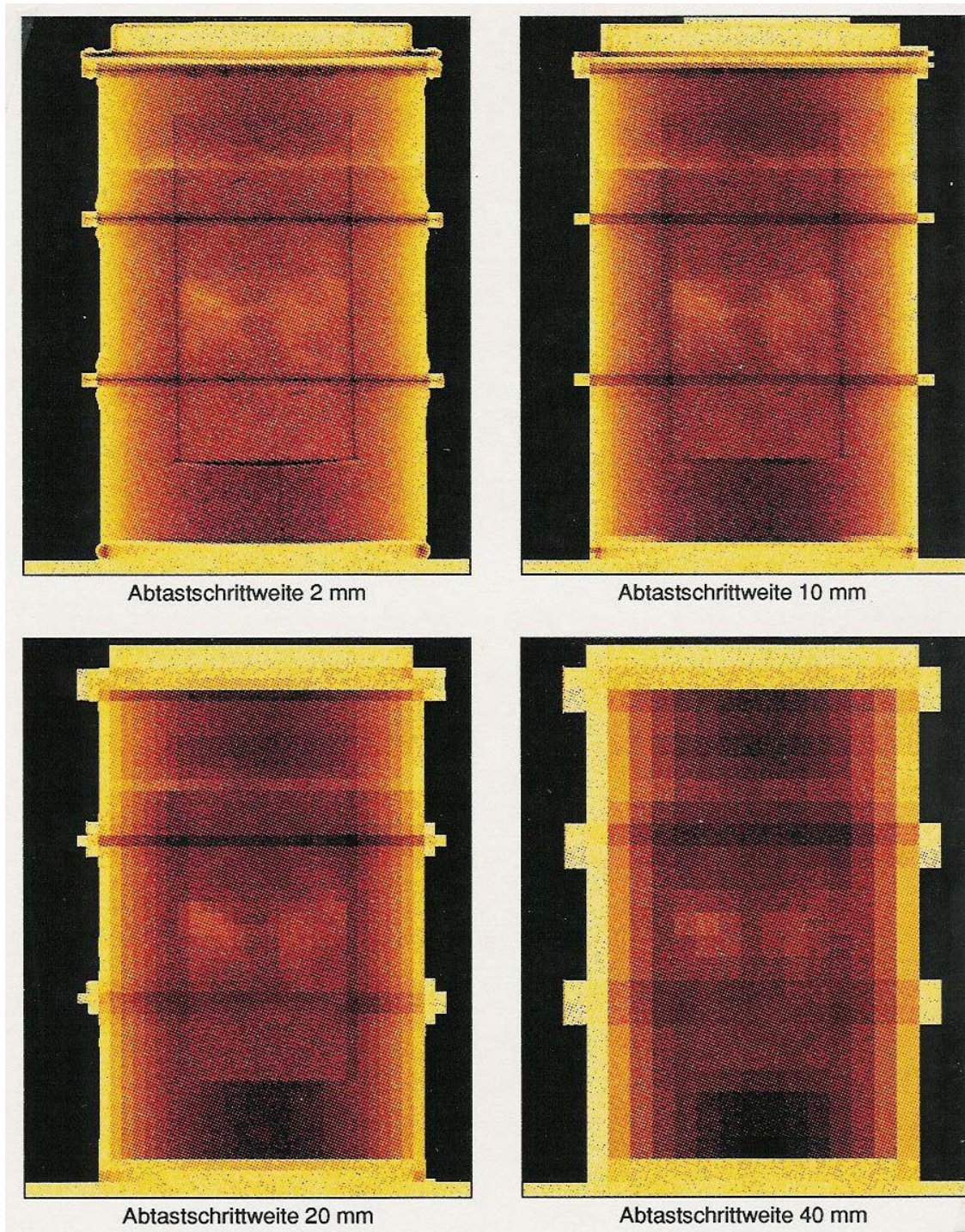


Abbildung 5.13 Digitale Radiographien des gleichen Objekts mit steigender Kollimatoröffnung und Abtastschrittweite zur Beurteilung der bestmöglichen Meßparameter.

Als Ergebnis ist festzuhalten, daß eine kleine Kollimatoröffnung und eine kurze Abtastschrittweite wünschenswert sind. Man muß allerdings im jeweiligen Fall die Detektoröffnung der zu erwartenden Strahlungsstärke anpassen. Bei sehr geringen Streustrahlungszählraten kann die Messung nur mit einem größeren Detektor in angemessener Zeit durchgeführt werden.

Aufgrund der Untersuchungen ergibt sich als guter Wert für die kleinste noch vertretbare Kollimatoröffnungsweite dK in [cm] die angestrebte Gesamtmeßzeit $t_{meß}$ in Minuten geteilt durch die Anzahl aller Meßpunkte (Winkel \times Translationspositionen) mal π mal 10^4 :

$$\text{Kleinste Kollimatoröffnung: } dK/[\text{cm}] = \frac{t_{meß}/[\text{min}]}{(n \cdot m)} \cdot \pi \cdot 10^4 \quad (5.4)$$

(meßtechnisch noch sinnvoll)

mit

n : Anzahl von Winkelpositionen

m : Anzahl von Translationspositionen

Die Entwicklung der *CT mit Halo-Effekt* wird in dieser Arbeit durch die gleichzeitige Modellierung des Strahlungsuntergrunds mit einem Monte Carlo Programm überprüft. Das Programm dient einerseits dazu, zu zeigen, daß die Methode überhaupt zuverlässig funktioniert. Andererseits kann das MC-Programm auch für die Meßauswertung verwendet werden, da direkt Modellergebnisse für verschiedene in Frage kommende Konfigurationen berechnet werden können. Entsprechende Messungen, die um Größenordnungen zeitaufwendiger sind, können dadurch evtl. eingespart werden.

Bei der Monte Carlo Simulation werden parallel zur Messung die zu erwartenden Winkelprojektionen der Meßdaten für verschiedene Materialzusammensetzungen im Objekt errechnet und in einem zweiten Schritt auch zu einem Schätzungs-CT rekonstruiert. Dies ermöglicht die physikalische Beurteilung des Streuuntergrunds und erlaubt zuverlässigere Rückschlüsse auf das Objektinnere.

6 Modellierung mit einem Monte Carlo Programm

6.1 Sinn der Monte Carlo Rechnungen

Die Entwicklung von CT-Methoden und deren Überprüfung erfolgt zweckmäßigerweise nicht durch zeitraubende Experimente, sondern durch entsprechende Modellrechnungen mit Monte Carlo-Methoden.

Monte Carlo-Methoden sind in völliger Übereinstimmung mit der statistischen Natur der zugrunde liegenden Quantenphänomene. Jede Streuung erfolgt bekanntlich nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit an einem definierten Ort zu einer definierten Zeit unter einem definierten Winkel. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung wird bei den Modellrechnungen durch statistisch entsprechend verteilte Zufallszahlen nachvollzogen. Der Ausdruck 'Zufallszahl' ist mißverständlich. Gemeint ist eine Variable, deren Wert nicht determiniert ist, sondern die mal, diesen mal jenen Wert aus einem gegebenen Wertebereich annehmen kann. Allerdings geschieht dies nicht völlig zufällig, sondern die Wahrscheinlichkeiten für die jeweiligen Werte des Wertebereichs werden entsprechend den physikalischen Gesetzen gewichtet.

Allgemein werden Monte Carlo Programme immer da eingesetzt, wo Effekte berechnet werden sollen, die nicht deterministisch sind, sondern nur bestimmten Wahrscheinlichkeiten unterliegen und deren analytische Berechnung vom Aufwand her nicht möglich bzw. grundsätzlich unmöglich ist.

Der Namenszusatz „Monte Carlo“ in Anlehnung an die dort befindliche Spielbank deutet auf die Verwendung von Zufallszahlen für die Gewichtung wahrscheinlichkeitsabhängiger Ereignisse innerhalb des Programms hin.

Tatsache ist, daß bei vielen Phänomenen in der Natur eine analytische Lösung nicht möglich ist. Bei Quanteneffekten etwa läßt sich oft nur sehr schwer berechnen, welches von zwei Ereignissen eintreten wird.

Bei Computerberechnungen zur Verifikation von Meßergebnissen oder zu deren Interpretation läßt sich der Ausgang solcher Ereignisse am besten durch Verwendung von 'Zufallszahlen' wiedergeben, die über den gewünschten Wertebereich verteilt sind.

Bei der Ausbreitung einzelner Gammaquanten z. B. ist es nicht möglich, für einen Wechselwirkungsprozeß exakt anzugeben, wohin das Quant weiterfliegen wird. Für Comptonstreuung kann zwar ein bestimmter Streuwinkel in Abhängigkeit von der

Energie angegeben werden, der dreidimensional einem bestimmten Raumwinkel entspricht. Auf diesem Streukegel kommen alle Flugrichtungen aber gleichhäufig vor.

Es ist daher zulässig, die jeweilige Flugrichtung des einzelnen Gammaquants auf dem Compton-Streukegel mit Hilfe einer Zufallszahl aus dem Wertebereich aller Richtungen zu 'würfeln'. Da sehr viele Quantenschicksale modelliert werden, kommen wie in der Realität alle Flugrichtungen auf dem Streukegel gleichverteilt vor.

Ebenso sinnvoll ist die Verwendung einer Zufallszahl bei der Auswahl der Startrichtung vom Zerfallskern aus. Alle Raumrichtungen und alle Startorte innerhalb der Quellverteilung des Nuklids sind hier gleichwahrscheinlich. Für die Raumrichtung kann der Azimutwinkel φ im Bereich $[0^\circ, 360^\circ]$ 'gewürfelt' werden, sowie der Polarwinkel θ im Bereich $[0^\circ, 180^\circ]$.

6.2 Das entwickelte Monte Carlo Streuprogramm

Die Methode der CT mit Halo-Effekt bietet gegenüber der bisherigen Streutomographie den Vorteil, daß neben der besonderen Art der Streudatenaufnahme das zu erwartende Ergebnis nach den physikalischen Gesetzmäßigkeiten vorausberechnet wird. Die Modellrechnung geschieht vor oder parallel zur Messung und kann für verschiedene in Frage kommende Materialkonfigurationen durchgeführt werden.

Für Aluminium wurde in den Modellrechnungen 100% isotopenreines ^{13}Al angenommen.

Stoffname	Chemische Zusammensetzung	Z_{eff}	Dichte in $[\text{g}/\text{cm}^3]$
Wasser	H ₂ O: H: 11,19% O:88,81%	6,6	1,0
Holz	C: 49,3% O:43,5% H: 7,2%	6,1	0,4 - 0,7
Quarzsand	O:53,26% Si: 46,74%	10,8	2,3
Erdreich	O: 54%, Si: 32%, Na+Al: 7%, Ca: 3,5%, Fe: 2,5% H: 1%	11,1	1,35
Normalbeton	O+C: 54%, Ca: 22%, Si: 20%, Al: 4%, H ₂ O: 4,5%	11,0	2,2 - 2,4
Limonitbeton	Fe: 55%, O+C: 33%, H ₂ O: 13,5%, Si: 8%, Ca: 4%	17,0	2,6 - 2,7
Magnetitbeton	Fe: 55%, O+C: 33%, Si: 8%, Ca: 4%, H ₂ O: 2,7%	18,2	3,5 - 3,7
Barytbeton	Ba: 50%, O+C: 31%, S: 12%, Si+Al: 5%, Ca: 3%, H ₂ O: 3%	30,5	3,2 - 3,8

Tabelle 6.1 Chemische Zusammensetzung verschiedener Naturstoffe und Betonsorten.

Element	Symbol	Z	A _{mass}	Gewichts-%
Wasserstoff	H	1	1,0079	0,4532
Sauerstoff	O	8	15,9940	51,2597
Natrium	Na	11	22,9898	1,1553
Magnesium	Mg	12	24,3050	0,3866
Aluminium	Al	13	26,9815	3,5548
Silicium	Si	14	28,0855	36,0364
Kalium	K	19	39,0983	1,4219
Calcium	Ca	20	40,0800	4,3546
Eisen	Fe	26	55,8470	1,3775
Mittelwert	„Ze“	14,138	22,7133	100,0000 %

Tabelle 6.2 Chemische Zusammensetzung des Zements in den Modellrechnungen.

Die meisten industriell verwendeten Al-Legierungen enthalten bis zu 10% Blei sowie Zusätze anderer Metalle zur besseren Spanbarkeit und Verarbeitung. Dieser Anteil kann in die Modellierung miteinbezogen werden.

In den Rechnungen wurde Aluminium als $_{13}\text{Al}$ festgelegt und die Zementzusammensetzung so gewählt, daß beide Materialien dieselbe Elektronendichte von $7,834 \times 10^{23}$ [e^-/cm^3] aufwiesen. Die Tabelle 6.2 hier oben auf der Seite zeigt die chemische Zusammensetzung des Zements.

Auf der nächsten Seite ist in Abbildung 6.1 die Standard-Geometrie des für das Monte Carlo Programm hauptsächlich verwendeten Testobjekts gezeigt. Es handelt sich um ein für die Untersuchung angefertigtes 200-L-Rollreifenfaß wie es typisch in der Kerntechnik zum Einsatz kommt.

Berechnet werden die in jeder Meßposition auftretenden Zählraten für alle interessierenden Energiebereiche. Anschließend werden aus den Modelldaten die zu erwartenden Tomogramme der Energiebereiche rekonstruiert.

Als Ergebnis eines Programmlaufs stehen zur Verfügung:

- 1.) Das Gammaspektrum außerhalb des Fasses
- 2.) Die Winkelverteilung der Strahlung um das Faß herum
- 3.) Die lineare Strahlungsverteilung für verschiedene Detektorbewegungen zur Beurteilung der Tomographie-Eingabedaten
- 4.) Die Tomographie-Rohdaten für die Rekonstruktion der Strahlungsverteilungen innerhalb des Fasses innerhalb auswählbarer Energiefenster

- 5.) Die Emissionsraten innerhalb auswählbarer Energiefenster
- 6.) Tabellarische Übersicht und Statistik aller Ereignisse und Quantenschicksale

Neben den Tomographie-Rohdaten wird zuerst das Energiespektrum aller aus dem Objekt ausgetretenen Gammaquanten gespeichert, d. h. die Anzahl der nachgewiesenen Photonen über der jeweiligen Energie. Dabei wird die im Experiment verwendete Vielkanalemulation mit 8192 Kanälen simuliert, in die der Energiebereich unterteilt ist.

Die Energiedifferenzierung zwischen zwei Quanten ist deshalb $dE = \Delta E / 8192$, im Beispiel hier: $dE = 800 \text{ [keV]} / 8192 = 97,7 \text{ [eV]}$.

800 [keV] wurde als Obergrenze gewählt, weil ^{137}Cs mit seiner 661,66 [keV]-Linie und deren Streu-Untergrund betrachtet wurde.

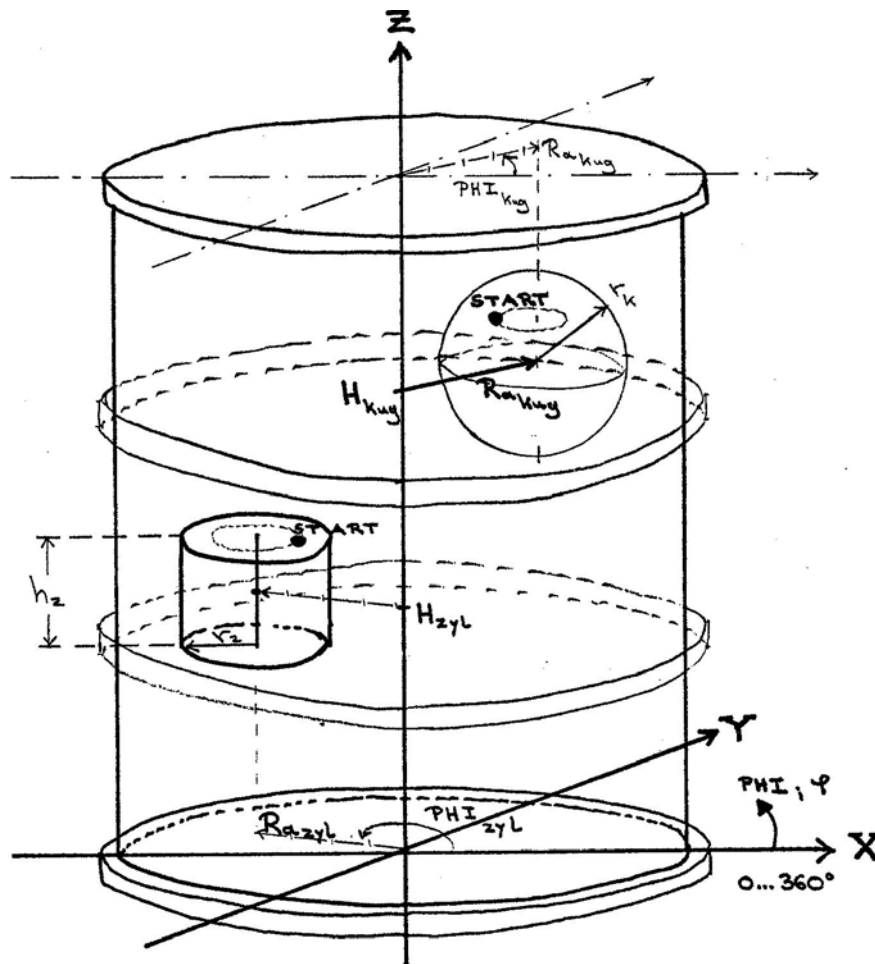


Abbildung 6.1 Geometrieskizze des 200-L-Rollreifensfasses wie es bei den Berechnungen zur Emissionstomographie modelliert wurde.

Eigenschaften des entwickelten Monte Carlo Programms:

Das entwickelte Monte Carlo Programm berechnet die Strahlungsausbreitung von Gammaquanten innerhalb eines Objekts durch Modellierung von Einzelschicksalen. Die Gammaquanten werden vom Ort der Quellverteilung gleichförmig in alle Raumrichtungen gestartet. Für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit und die vorherige freie Flugstrecke gilt entsprechend dem Lambert-Beer'schen Gesetz (2.5):

$$\left(\frac{N}{N_0}\right) = e^{-\int_0^l \sigma \cdot dl}$$

$$\Leftrightarrow \left(\frac{N}{N_0}\right) = -(e^{-\sigma \cdot l} - e^0)$$

$$\Leftrightarrow e^{-\sigma \cdot l} = \left(1 - \frac{N}{N_0}\right)$$

$$\Leftrightarrow \sigma \cdot l = -\ln\left(1 - \frac{N}{N_0}\right)$$

$$\Leftrightarrow \text{Mittlere freie Flugstrecke 'mfs'}^{11}: \boxed{l = -\frac{\ln\left(1 - \frac{N}{N_0}\right)}{\sigma}} ; \left(\frac{N}{N_0}\right) \in [0,1] \quad (6.1)$$

Programmcode: mfs = -LOG(1.-random)/σ ; random ∈ [0,1]
--

Das Programm erwürfelt bei jedem Quantenflug eine Zufallszahl 'random' zwischen Null und Eins, entsprechend dem Bruchteil (N/N_0) der nach einer bestimmten Flugstrecke noch ungestreuten Gammaquanten. Alle Bruchteile zwischen 0 und 1 sind gleichwahrscheinlich. Die zugeordneten Fluglängen sind aber entsprechend den Formeln unter (6.1) exponentiell unterschiedlich lang, bzw. die längeren freien Flugstrecken sind exponentiell seltener.

Für ein einzelnes Quant ergibt sich aus dem gewürfelten Bruchteil (N/N_0) $\in [0,1]$ die Länge seiner freien (= ungestreuten) Flugstrecke und damit auch der Ort der nächsten Wechselwirkung.

¹¹ 'mfs' für „mittlere freie Flugstrecke“ in Analogie zur mittleren freien Weglänge: engl. 'mean free path'

Für die Gesamtheit der Gammaquanten ergibt sich die logarithmische Verteilung ($-\ln x$) der Flugstrecken und damit der Wechselwirkungshäufigkeiten im Objekt.

Die Länge der freien Flugstrecke 'mfs' wird nach der Formel (6.1) anhand des jeweiligen Wirkungsquerschnitts σ des Materials berechnet, der sich aus Gleichung 6.2 ergibt.

Liegt der Endpunkt der freien Flugstrecke noch innerhalb des Objekts, so findet die Wechselwirkung statt.

Bei Photoeffekt wird das Quant absorbiert, es „stirbt“. Im Falle des Comptoneffekts ändert das Gammaquant seine Energie und seine Flugrichtung. Die Daten werden anhand der Compton-Streuformel (4.1) neu berechnet und das gestreute Quant fliegt so lange weiter, bis es entweder das Objekt mit einer niedrigeren Energie verläßt, oder im Objekt absorbiert wird. Liegt das Ende einer freien Flugstrecke, d. h. der Wechselwirkungspunkt außerhalb des Objekts, so verläßt das Gammaquant das Objekt und wird mit seiner letzten Energie und Richtung gespeichert.

Für den Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung wurde die Formel von Kai Siegbahn [Sie65] verwendet:

$$\sigma_{Compton-total} = 2 \cdot \pi \cdot r_0^2 \cdot \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \cdot \left[\frac{2 \cdot (1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \cdot \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \cdot \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\} \quad (6.2)$$

mit
$$\varepsilon = \frac{h \cdot \nu}{m_0 \cdot c^2}$$

Programmcode:	E	=	$E_{kin}/0.511$
	S1	=	$2 \cdot (1+E) / (1+2 \cdot E)$
	S2	=	$ALOG(1+2 \cdot E) / E$
	SIG1	=	$((1+E) / (E \cdot E)) \cdot (S1-S2)$
	SIG2	=	$S2/2.$
	SIG3	=	$(1+3 \cdot E) / ((1+2 \cdot E) \cdot (1+2 \cdot E))$
	SIG	=	$SIG1 + SIG2 + SIG3$

Für den Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt bzw. Photoabsorption wurde die Formel von Heitler [Hei54] bzw. Siegbahn [Sie65] verwendet:

$$\sigma_{Photo} = Konst \cdot Z^5 \cdot \frac{N_A \cdot \rho}{A_{mass}} \cdot E^{-\frac{7}{2}} \quad (6.3)$$

mit
$$Konst. = \frac{8}{3} \cdot \sqrt{2^5} \cdot \pi \cdot r_0^2 \cdot \alpha^4 \quad \alpha = 1/137$$

Bei den verschiedenen Programmläufen wurden jeweils 10^7 bis 10^9 Einzelschicksale modelliert. Es können beliebige Gammastrahlungsquellen im Energiebereich 40 bis 1500 [keV] in beliebiger Abschirmung berechnet werden. Für das Gesamtobjekt wird standardmäßig eine Zylinderform angenommen, entsprechend einem 200-L-Faß wie es in der Kerntechnik für radioaktive Abfälle verwendet wird (Durchmesser 62 [cm], Höhe 91 [cm]), siehe Abbildungen 6.1, Seite 70 und 3.9, Seite 21.

Die Rechenzeit für einen Programmlauf betrug in Abhängigkeit von der gewünschten Statistik zwischen 2 und 36 Stunden auf einer DECstation 5000/240¹².

Die Abbildung 6.2 zeigt ein Übersichtsdiagramm des Monte Carlo Streuprogramms:

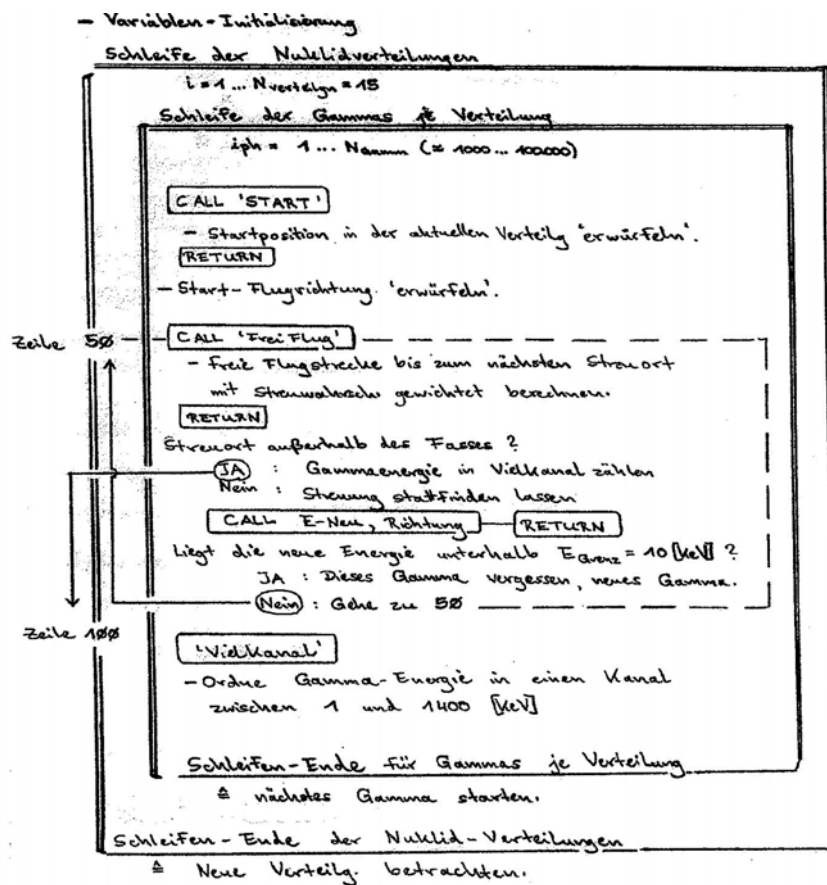


Abbildung 6.2 Schema des entwickelten Monte-Carlo Streuprogramms zur Modellierung der Gammaquantenausbreitung und Berechnung von 1. Gesamt-Energiespektrum, 2. Winkelspektren, 3. Tomographie-Rohdaten (analog zu Meßdaten) 4. Streudaten (Art & Anzahl der Prozesse) etc.

Damit liegen innerhalb einer weitaus kürzeren Zeit als eine Messung mit gleicher Statistik erfordern würde physikalisch sinnvolle und zuverlässige Modelldaten für die in Frage kommenden Materialkonfigurationen im Objekt vor. Die Beurteilung und Benennung des Objektinventars ist somit schneller und exakter möglich.

¹² UNIX / ULTRIX-Rechner von digital / DEC mit 128 MB Hauptspeicher und 100 Mhz Taktrate.

6.3 Verifizierung des Monte Carlo Streuprogramms

6.3.1 Vergleich berechneter und gemessener Werte

Aufgabe des Monte Carlo Programms ist die zuverlässige Modellierung der Strahlungsausbreitung innerhalb von Materie.

Zu überprüfen ist einerseits, ob die austretende Strahlung hinsichtlich ihrer Intensität korrekt vorhergesagt (= Quantität der Emission) und ob die austretende Strahlung bezüglich ihrer räumlichen Verteilung korrekt modelliert wurde (= Qualität der Emission). Beides jeweils für alle relevanten Energien. - Die korrekte Modellierung der Strahlungsabsorption in Materie ist Voraussetzung für ein richtiges Monte-Carlo-Ergebnis.

Ein gemessenes Energiespektrum einer Probe mit mehreren Strahlungsnukliden wurde mit dem Monte Carlo Programm für dieselben Nuklide nachgerechnet und verglichen.

Die Abbildung 6.3 auf der nächsten Seite zeigt das Meßspektrum, in dem verschiedene auch in der Materialprüfung eingesetzte Radionuklide enthalten sind. Das berechnete Monte Carlo Spektrum ist zum Vergleich in Abbildung 6.4 darunter dargestellt.

Um die Monte Carlo Ergebnisse mit CT-Meßwerten vergleichen zu können, wurden drei zylindrische Testkörper gleicher Größe aus unterschiedlichen Materialien hergestellt. Als Materialien wurden Aluminium mit 2% Pb-Anteil (Industrie-Al), Kupfer und Eisen ausgewählt. Alle drei sind mehr oder weniger elementrein und absorbieren die Gammastrahlung auch noch bei Wandstärken im Zentimeterbereich deutlich. Die Probekörper wurden zylindrisch mit einer Genauigkeit von $1/100$ mm hergestellt. Ihre Abmessungen und die Volumina sind daher genau bekannt. Keiner der Testkörper wies innere Einschlüsse oder Fehlstellen auf. Ein Durchleuchtungsbild der drei Testkörper ist in Abbildung 6.5 auf der übernächsten Seite gezeigt.

Die Dichte ihres Materials ließ sich durch wiegen der Testkörper mittels einer Präzisionswaage unabhängig vom Literaturwert sehr gut ermitteln.

Anhand ihrer Abschwächung der CT-Gammastrahlung (^{60}Co) wurde anschließend die Dichte der Testkörper bestimmt.

Hierzu wurden jeweils sechs Digitale Radiographien (DR) sowie fünf Tomogramme jedes Testkörpers aufgenommen. Die Meßzeit bei den DR betrug einmal vier sowie fünfmal acht Stunden um eine möglichst gute Statistik zu gewährleisten. Die Meßwerte von DR und TCT wurden dann mit den Ergebnissen einer Monte Carlo Rechnung für dieselben Testkörper verglichen. Der Vergleich der Meßwerte mit den Monte Carlo Berechnungen ist in Tabelle 6.3 dargestellt. Die drei Dichtewerte in der mittleren Spalte von Tabelle 6.3 aus der CT-Messung sind die Mittelwerte der Ergebnisse aus allen 6 DR und fünf CTs.

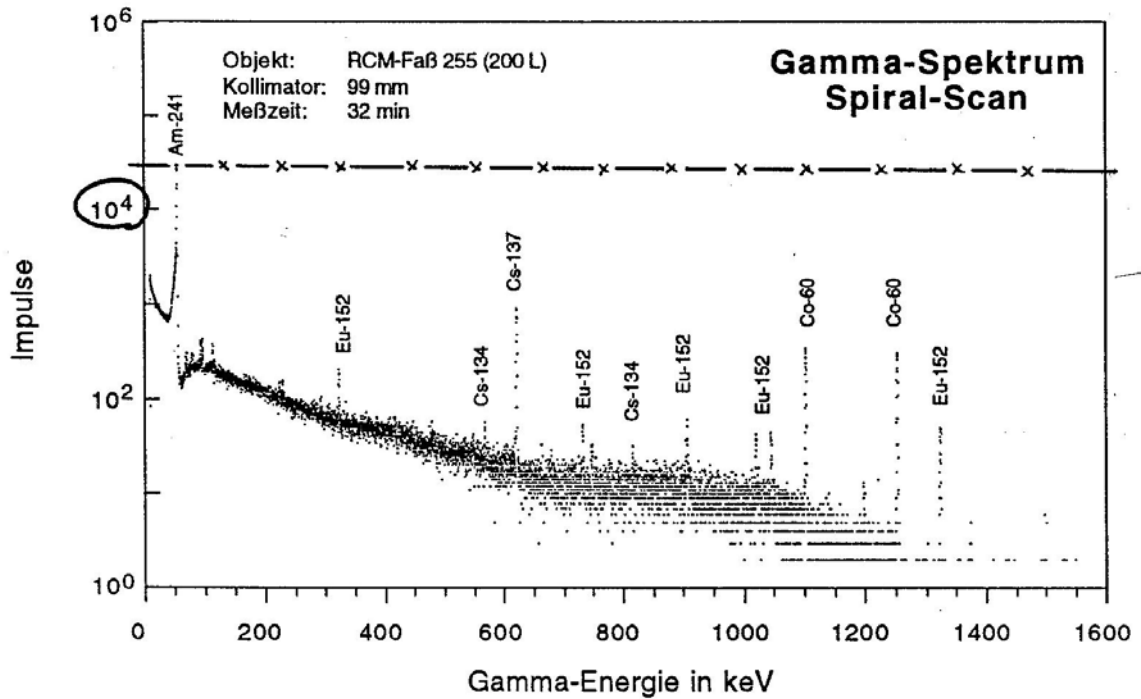


Abbildung 6.3 Gamma-Meßspektrum verschiedener Radionuklide, u. a. ¹³⁴Cs, ¹³⁷Cs und ⁶⁰Co.

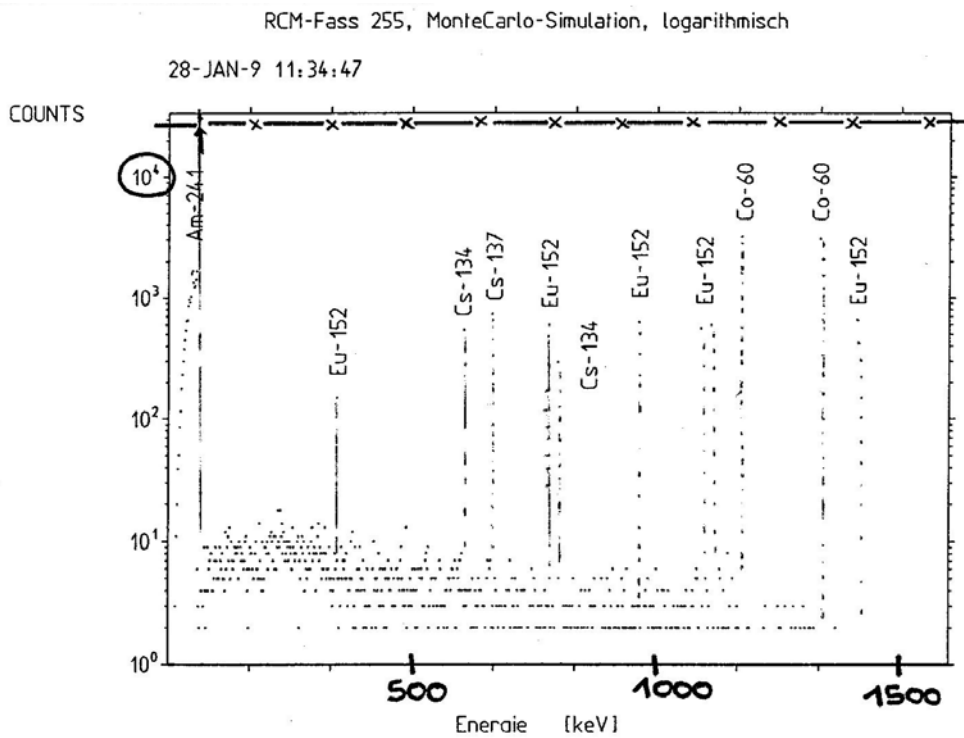


Abbildung 6.4 Mit dem Monte Carlo Programm errechnetes Gammaskpektrum zu Abbildung 6.3 .

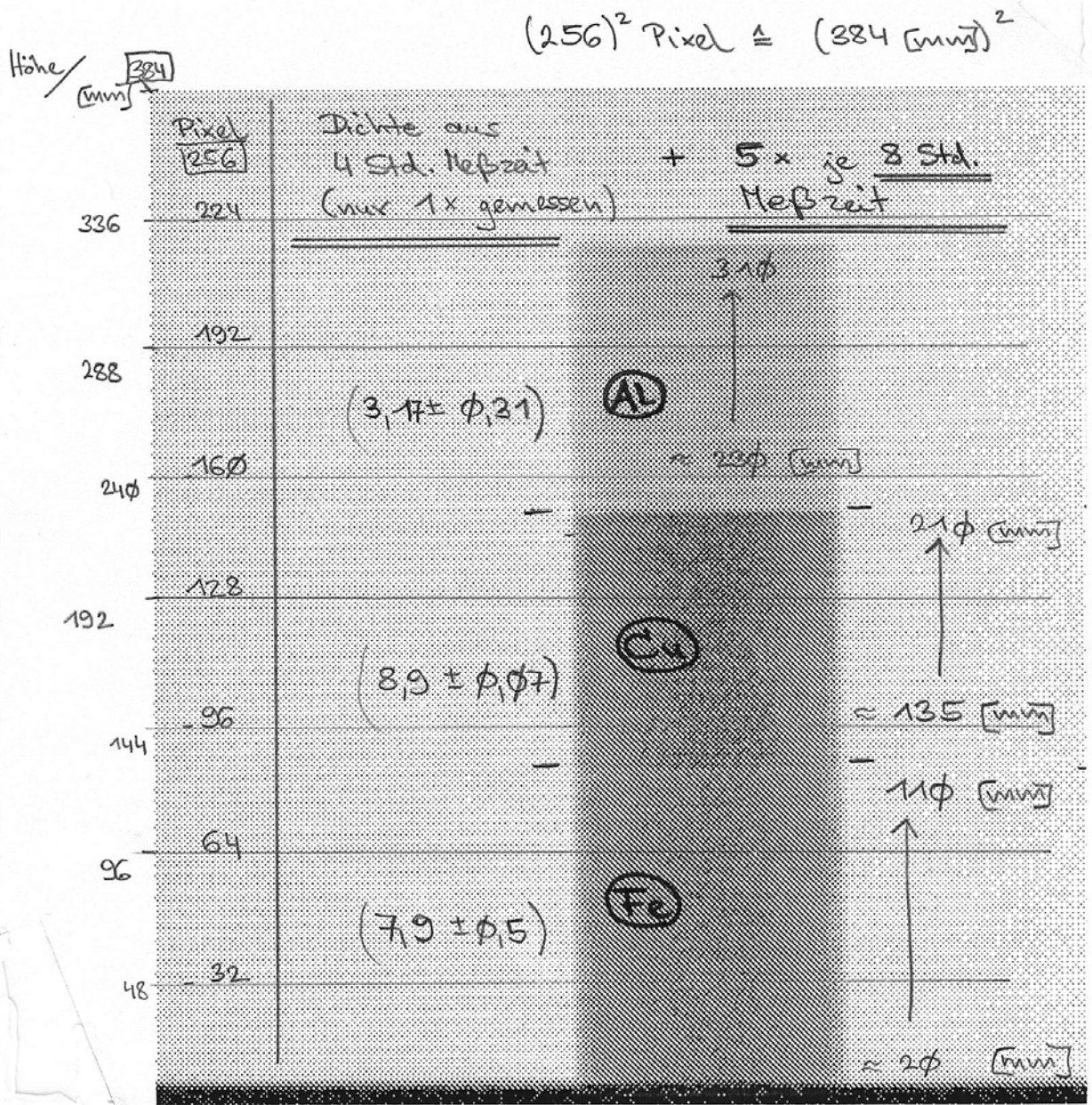


Abbildung 6.5 Digitale Radiographie der drei Probekörper zur Überprüfung der Zuverlässigkeit einer Materialmodellierung durch das entwickelte Monte-Carlo Streuprogramm.

Material des Testkörpers	Dichte [g/cm ³]	Dichte [g/cm ³]	Dichte [g/cm ³]	$\Delta\rho/\rho$ in % CT-Mess.	Abweichung Monte Carlo
	Wägung+Geometrie	CT-Messung	Monte Carlo		
^{26,982} ₁₃ Al: ^{207,201} ₈₂ Pb	3,170 ± 0,0006	3,18 ± 0,03	3,170 ± 0,008	0,95 %	0,25 %
^{63,546} ₂₉ Cu	8,920 ± 0,001	8,95 ± 0,07	8,930 ± 0,015	0,79 %	0,17 %
^{55,847} ₂₆ Fe	7,840 ± 0,001	7,88 ± 0,05	7,840 ± 0,014	0,64 %	0,18 %

Tabelle 6.3 Überprüfung des Monte Carlo Programms: Vergleich der gemessenen Dichtewerte dreier Testkörper mit entsprechenden Rechenergebnissen des Monte Carlo Programms.

Die Meßwerte stimmten mit den durch Wägung ermittelten Werten auf besser als 1% überein. Dies entspricht der für diese CT-Anlage spezifizierten Dichteauflösung von ca. 1%. Die Werte der Monte Carlo Rechnung besitzen einen noch geringeren Fehler von jeweils unter 0,3%.

Ein Vergleich der gemessenen Schwächungskurven aller drei Probekörper mit den theoretischen Rechnungen des Monte Carlo Programms ist in Abb. 6.6 gezeigt. Die Übereinstimmung lag bei < 1% und damit im Rahmen der Meßgenauigkeit der CT-Anlage.

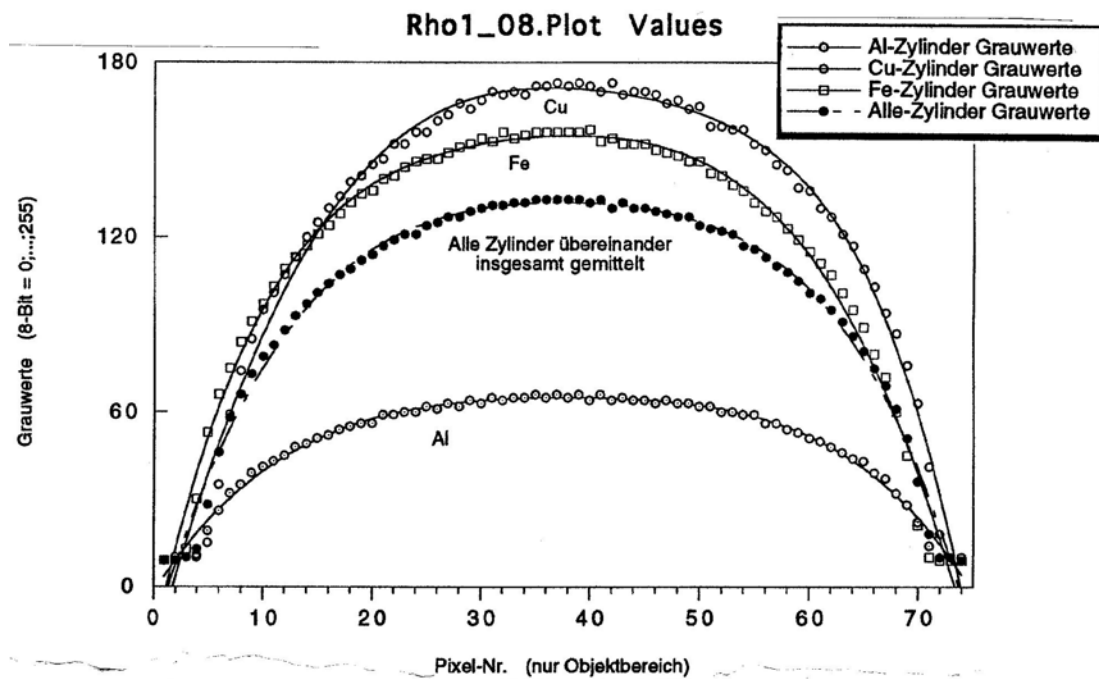


Abbildung 6.6 CT-Meßwerte und theoretischer Kurvenverlauf nach Monte-Carlo Rechnung für die drei Probekörper aus Al:Pb, Cu und Fe (oben).

Die Abbildung 6.7 zeigt dazu die Grauwerte, die die Digitalen Radiographien der drei Testkörper haben müßten, berechnet aus den Absorptionswerten des Monte Carlo Programmlaufs. Auch hier liegt die Übereinstimmung von Rechnung und Experiment unter 1%.

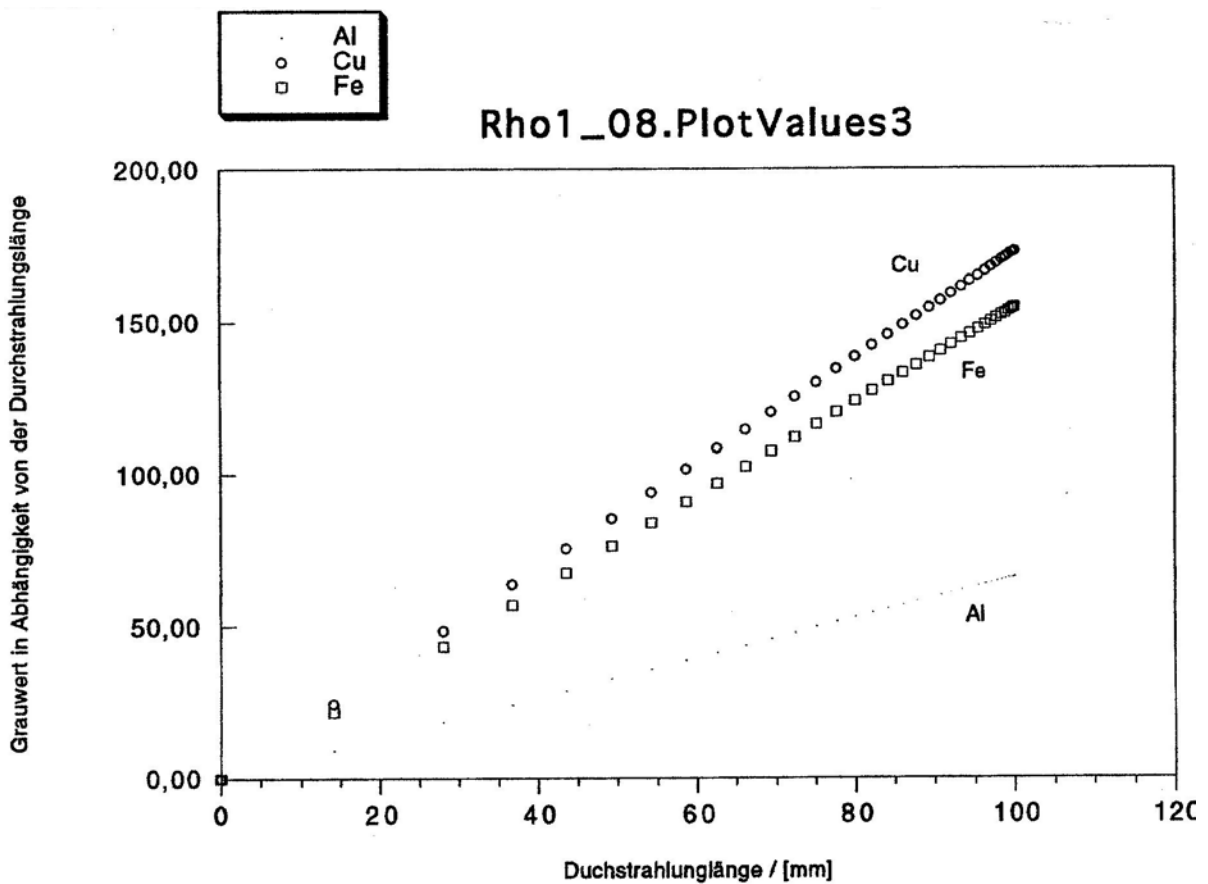


Abbildung 6.7 Berechnete Grauwerte aus Absorptionswerten der Monte-Carlo Rechnung für die drei Probekörper aus Al:Pb, Fe und Cu (oben) im Verhältnis zur Durchstrahlungslänge.

Man sieht sehr gut bestätigt, daß der Grauwert GW linear von der Dichte bzw. dem Massenschwächungskoeffizient μ und der Durchstrahlungslänge s abhängt (Formel 2.3): $GW \sim \Delta I / I = \mu \cdot s$.

6.3.2 Überprüfung anhand der Haupt-Gammalinie von ^{137}Cs

Es wurde auch die Monte Carlo Modellierung von Linienform und Zählrate bei der charakteristischen Hauptgammalinie eines Nuklids nach dem Durchtritt durch verschiedene Dicken von Luft, Aluminium, Eisen, Kupfer und Blei überprüft.

Aufgrund seiner Verbreitung in der Kerntechnik und der zerstörungsfreien Prüfung wurde ^{137}Cs für die Messungen und die Monte Carlo Rechnungen ausgewählt.

Die Abbildung 6.8 zeigt den Vergleich von experimenteller Messung und Monte Carlo-Modellierung für die Gammazählrate bei der ^{137}Cs -Hauptlinie hinter einer 10 cm dicken Aluminiumschicht.

Auf den ersten Blick scheint der Fehler des Monte Carlo Programms bei ca. 12% zu liegen, da die berechnete Kurve so viel über der gemessenen liegt. Das Programm bzw. die Modellrechnung der Gammaausbreitung scheint demzufolge nur bedingt zuverlässig.

Der speziell hier bei Aluminium relativ große Fehler konnte durch eine Information der Techniker des Instituts geklärt werden. Für Aluminium wurde in den Modellrechnungen 100% isotopenreines ^{13}Al angenommen. Die meisten industriell verwendeten Al-Legierungen – so auch der für diese Vergleichsmessungen verwendete Testkörper

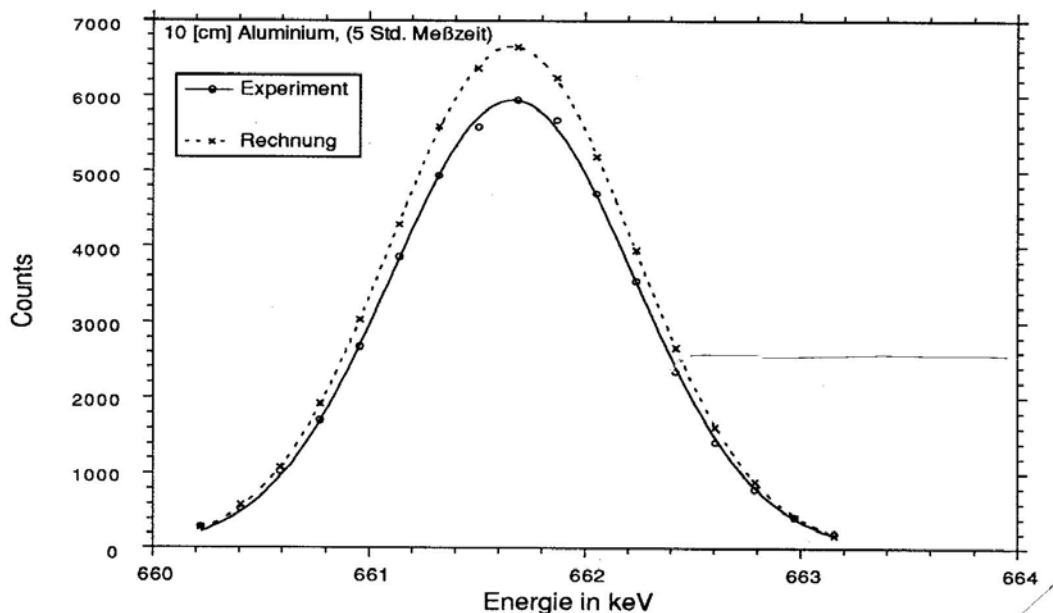


Abbildung 6.8 Überprüfung von Experiment und Monte Carlo Rechnung für die ^{137}Cs -Line. Der Unterschied kommt daher, daß sich die Rechnung auf Reinst-Aluminium bezog, das im Experiment verwendete Al aber ca. 10% Blei zu besserer Spanbarkeit (auf d. Drehbank) enthält. Das Gemessene Al:Pb streut und absorbiert daher stärker als das in der Rechnung angenommene Reinst-Al, → Meßkurve niedriger als berechnete Kurve.

enthalten aber bis zu 10% Blei sowie Spuren anderer Metalle zur besseren Spanbarkeit und Verarbeitung. Dies wurde in die Monte Carlo Rechnung anfangs nicht miteinbezogen. Abbildung 6.9 unten zeigt zwei übereinander dargestellte Energiespektren für die gleiche Strahlungs-Rechnung, nur einmal mit Aluminium als Objektmaterial und ein anderes Mal für Zement gleicher Elektronendichte [e^-/cm^3].

Im Zement treten mehr Streuungen auf, was man deutlich an dem gegenüber Al höheren Streuuntergrund sehen kann. Grund dafür ist, wie bereits unter 4.1, S. 37 erwähnt, die mittlere Ordnungszahl des Zements, nach Mittelung aus allen Komponenten, die mit $\langle Z \rangle = 14,14$ etwas über $Z = 13$ von Aluminium liegt. Dies bedingt mehr Compton-Streuprozesse, eine schnellere Abbremsung der Quanten auf derselben Weglänge und schließlich mehr Gammaverluste durch Photoabsorptionen.

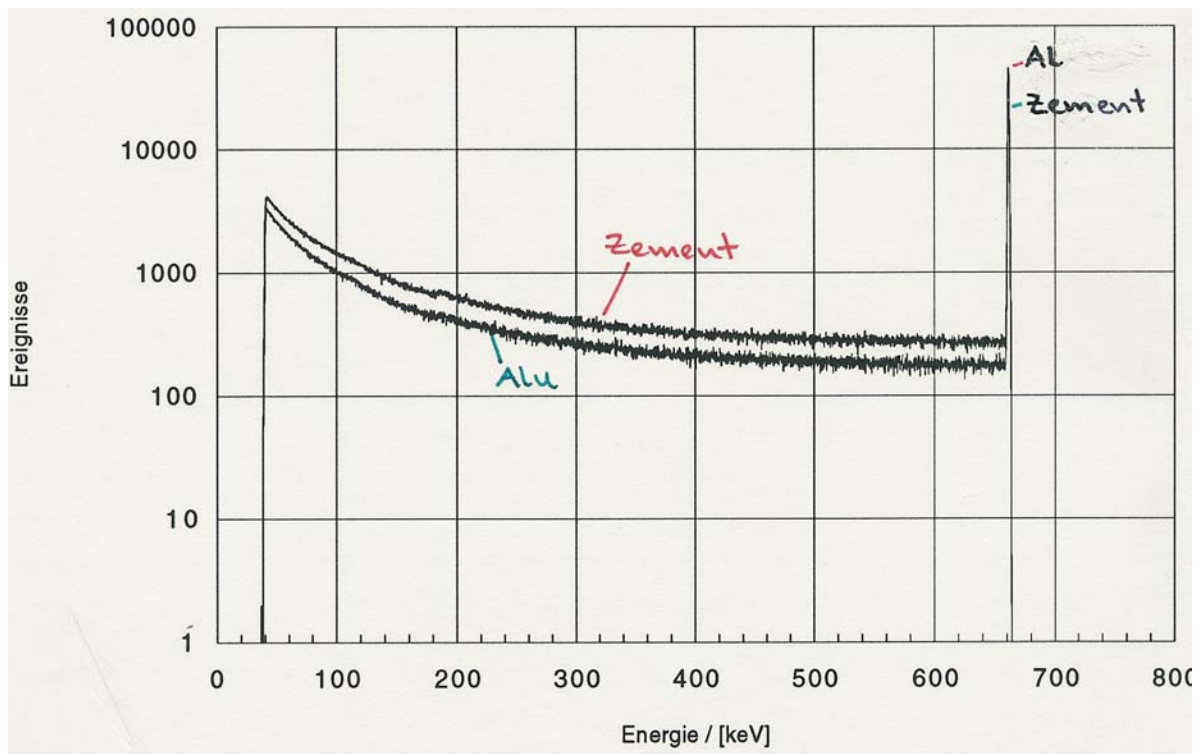


Abbildung 6.9 Ergebnisse der Monte Carlo-Rechnungen: Energiespektren für die austretenden Gammaquanten von ^{137}Cs nach Ausbreitung in Aluminium und Zement, errechnet mit dem Monte Carlo Programm. Der Streu-Untergrund ist für Zement wie erwartet höher, da die mittlere Ordnungszahl des betrachteten Abschirm-Zements mit $Z(\text{Ze}) = 14,14$ etwas größer als $Z(\text{Al}) = 13,0$.

6.3.3 Vergleich mit dem MCNP-Code von Los Alamos

Zur Überprüfung der eigenen Rechenergebnisse wurden parallel Modellrechnungen mit einem im Forschungsbereich etablierten amerikanischen Monte Carlo Programm, dem MCNP-Code durchgeführt.

Der Monte-Carlo-Neutron-Photon Code „MCNP“ ist eines der verbreitetsten professionellen Rechenprogramme zur Modellierung von Neutronen- und Photonentransport [Bri86]. Das Programm wurde im Los Alamos National Laboratory (LANL) entwickelt und wird fortwährend aktualisiert. Alle Programmversionen werden im LANL für ca. 100 Stunden im Monat auf einem CRAY-Vektorrechner eingesetzt und sind daher intensiv getestet.

Die Quantenausbreitung MCNP wird nach der Monte-Carlo Methode stochastisch modelliert. Die Photonentransportmodellierung beinhaltet kohärente und inkohärente Streuung, Paarbildung sowie Röntgenfluoreszenz. Das Hauptanwendungsgebiet für Photonentransportrechnungen mit MCNP sind Abschirmungsberechnungen im Bereich des Strahlenschutzes, etwa bei der Auslegung von Meßplätzen, Labors und Meßgeräten.

Die Ergebnisse des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Monte Carlo Programms wurden mit den Werten eines entsprechenden MCNP-Programmlaufs verglichen und stimmen in allen Energiebereichen auf besser als 3% überein.

7 Ergebnisse

7.1 Ergebnisse der Modellrechnungen

7.1.1 Monte Carlo Ergebnisdaten

Mit dem unter 6.2 beschriebenen Monte Carlo Programm zur Ausbreitung von Gammastrahlung in Materie wurden die Ergebnisdaten von Strahlungsverteilungen in unterschiedlichen Materialumhüllungen berechnet. Von besonderem Interesse waren Materialumhüllungen, die bei der Durchstrahlung im Bereich der Comptonstreuung, also bei 400 bis 1300 [keV] gleiche Bilder bzw. Ergebnisse lieferten. Die Ergebnisse für Aluminium und Zement sowie für Kupfer als Vergleichselement mit deutlich höherer Massendichte sind im Folgenden dargestellt.

Die Eingabewerte waren für die hier gegenübergestellten Programmläufe für Aluminium, Zement und Kupfer bis auf die elementspezifischen Daten genau gleich. Es wurden jeweils 3×10^7 Gammaquanten mit 661,6603 [keV] (= Gammazerfalls-Energie von ^{137}Cs) gestartet und deren Schicksale berechnet.

Eine Unterscheidung der in der Standard-Computertomographie gleichen Materialien Al und Ze ist durch den Photoeffekt im Energiebereich 100 - 200 [keV] möglich, wenn auch der Anteil des Photoeffekts dort noch bei nur knapp 10% liegt. (Im Mittel ist das Photo- zu Comptonverhältnis in Al - bzw. Zement gleich 6% bei 100 - 200 [keV] und 50% bei 10 - 100 [keV] – dort, d. h. unter 100 [keV] ist aber die Quantenrate zu gering.)

Man erwartet auf Grundlage der Formel für den Photoeffekt nach Heitler und Siegbahn (Gl. 6.3) einen Unterschied zwischen den Al- und Zement-Daten proportional zum Verhältnis der Ordnungszahlen hoch fünf: $\Delta(\text{Al}/\text{Ze}) = (Z(\text{Al})/Z(\text{Ze}))^5$. Konkret in ‘Prozent’:

$$\frac{Z(\text{Al})}{Z(\text{Al})+Z(\text{Ze})} = \frac{13^5}{(13^5+14,14^5)} = 0,3966 \quad (7.1a)$$

$$\frac{Z(\text{Ze})}{Z(\text{Al})+Z(\text{Ze})} = \frac{14,14^5}{(13^5+14,14^5)} = 0,6034 \quad (7.2a) = 1-(7.1a)$$

Ein Ausschnitt aus den Ergebnisdaten ist auf der nächsten Seite in Abb. 7.1 für Al und Zement zu sehen. Gezeigt ist ein Vergleich der berechneten Daten für die Strahlungsausbreitung in Aluminium und in Zement. Charakteristisch für das jeweilige Material ist zum einen das Photo- zu Compton-Verhältnis in der CT-Schicht. Dieser Wert liegt mit 0,0117 in Zement um den Faktor 1,56 höher als in Aluminium gleicher Elektronendichte wo der Wert 0,0075 beträgt.

Ermittelt man zum anderen aus den mit dem Monte Carlo Programm berechneten „Anteilen an Photo-Absorptionen in der CT-Schicht“ für Zement und für Aluminium deren Relativ-Werte entsprechend Gleichung (7.1a) so ergibt sich:

$$Z(\text{Al}) / (Z(\text{Al}) + Z(\text{Ze})) = 107 / (107 + 166) = 0,3919 \quad (7.1b)$$

$$Z(\text{Ze}) / (Z(\text{Al}) + Z(\text{Ze})) = 166 / (273) = 0,6081 \quad (7.2b) = 1 - (7.1b)$$

Die Abweichung der relativen Anteile am Photoeffekt von 0,3919 (Programmberechnet) zum ($\sim Z^5$ -) erwarteten Wert von 0,3966 der Vorseite liegt neben der statistischen Schwankung auch darin begründet, daß die Formel für den Photo-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{Photo}} \sim Z^5$ (Gl. 6.3) um so ungenauer wird, je weiter man von der Energie der K-Schale $E_K(\text{Al}) = 2,301$ [keV] entfernt ist.

Die Übereinstimmung der anhand der Literaturangaben erwarteten Werte mit den mittels Monte Carlo Programm berechneten Ergebnissen ist im Rahmen der Statistik sehr gut.

```

--- Allgemeine Daten der Energiefenster und Aktivitaets-Verteilungen ---
Programm : ME22_5 fuer Zement Datum : . .1995
-----
E_0 : 661.660 [keV] Nuklid : Cs-137
Photo-Peak (3-Sigma-Breite) von: 660.855 bis 662.465 [keV]
(fuer Detektor HPGe-75%)
Comptonkante in 13-Al bei : 184,32 [keV]

Wiederholungsschleife KLM : Ze 3 Al 3
Bisher gestartete Gammas : 30000000 30000000
Die CT-Schicht vertikal verlassen haben : 26268870 26430030
Ungestreuete Gammas aus CT-Schicht : 1906879 1909411
Gestreute Gammas aus CT-Schicht : 392100 401461
Photo-Effekte (Absorptionen) in CT-Schicht : 497290 320705
Gammas, die unter 40 keV fielen in CT : 0 4
ERROR-Gammas : 0 0
Compton-Effekte (Streuungen) in CT-Schicht : 42395065 42645652
Photo- / Compton-Verhaeltnis in CT-Schicht : 0.0117 0.0075
Anteil an Gammas ausserhalb der CT-Schicht : 0.8756 0.8810
Anteil ungestreuter Gammas in CT-Schicht : 0.0636 0.0636
Anteil gestreuter Gammas in CT-Schicht : 0.1036 0.1037
Anteil an Photo-Absorptionen in CT-Schicht : 0.0166 0.0107
Anteil an Gammas < 40 keV in CT-Schicht : 0.0000 0.0000
Anteil an Error-Gammas : 0.0000 0.0000

```

Abbildung 7.1 Ergebnisdaten für Al und Zement im Vergleich.

Demzufolge sollte eine Unterscheidung von Aluminium und Zement nach der Theorie und nach der Monte Carlo Rechnung im Bereich 100 – 200[keV] möglich sein.

Der Unterschied sollte ca. $1,56 : 1 = 30\%$ ($=0,61/0,39$) betragen, um den die Quantenraten aus Aluminium in diesem Energiebereich höher sind. Dies aufgrund der in Zement höheren Photoabsorption. Die zugehörigen Emissionsspektren sind nachfolgend gezeigt.

7.1.2 Monte Carlo Diagramme

Die Abbildung 7.2 zeigt die modellierte Winkelverteilung der ungestreuten und der nur unter kleinem Winkel gestreuten Gammaquanten (Energie $E_{\gamma 0} = 650 - 662$ [keV])

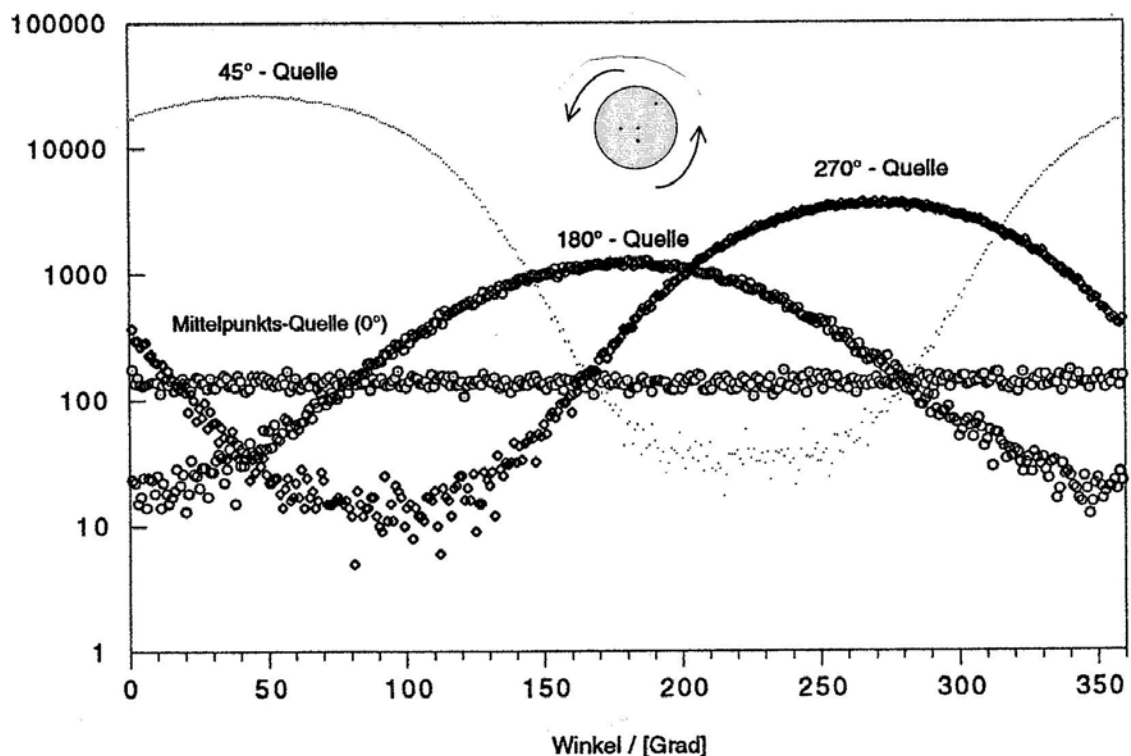


Abbildung 7.2 Erwartete Winkelverteilung der ungestreuten Gammaquanten des mit 7 Quellen bestückten 200-L-Fasses von Abb. 3.10, S. 23 für Al und Zement.

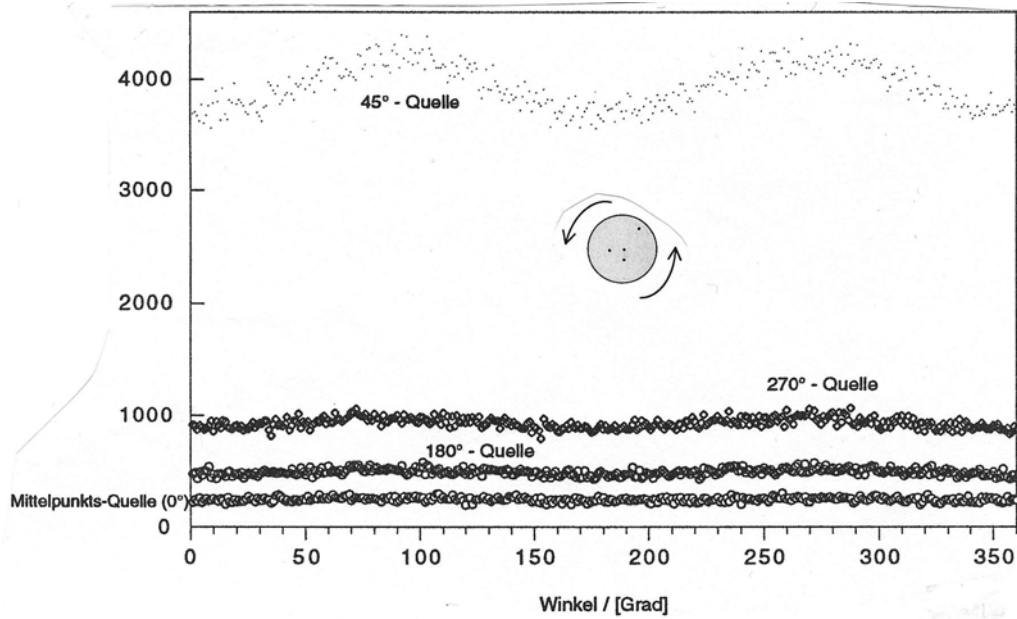


Abbildung 7.3 Erwartete Winkelverteilung für in $^{26,98}\text{Al}_{13}$ -Füllung mehrfach gestreute Gammaquanten des mit 7 Quellen bestückten 200-L-Fasses von Abb. 3.10, S. 23.

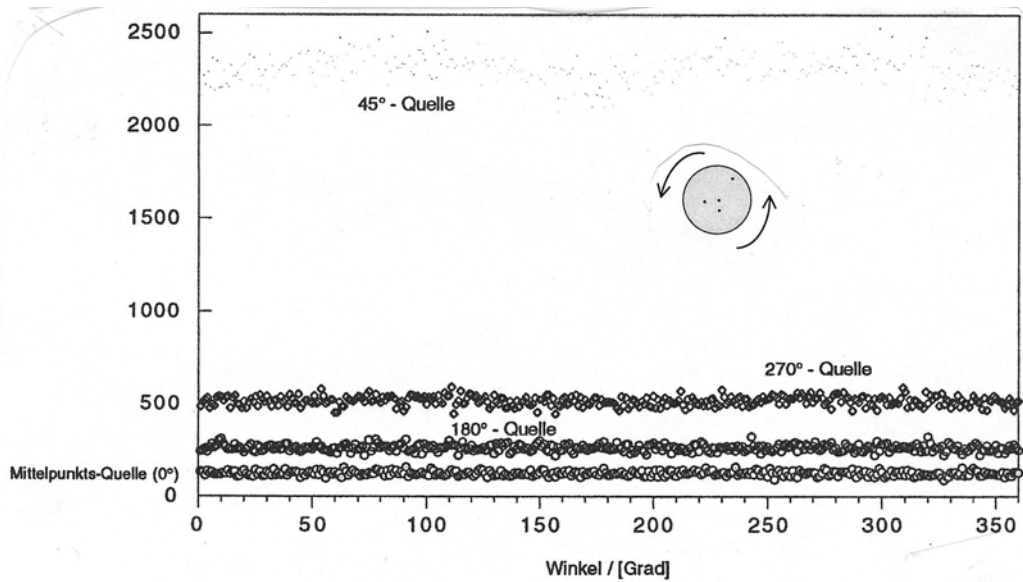


Abbildung 7.4 Erwartete Winkelverteilung für in $^{29,34}\text{Zement}_{14,14}$ mehrfach gestreute Gammaquanten des mit 7 Quellen bestückten 200-L-Fasses von Abb. 3.10, Seite 23.
Die Gammarraten sind wie erwartet um 30% kleiner als für Al_{13} in der vorhergehenden Abbildung 7.10., da die größere mittlere Ordnungszahl von Zement mehr Streuung im Objekt und schließlich mehr Photoabsorptionen bedingt.

für das 200-L-Fass, wie es in der Abbildung 3.10, Seite 23 gezeigt ist; hier sind jedoch alle sieben Bohrungen mit Strahlern befüllt.

Nach mindestens zwei Streuungen sehen die Winkelverteilungen so aus wie in Abb. 7.3 für Aluminium $^{26,98}\text{Al}_{13}$ und wie in Abb. 7.4 für $^{29,34}\text{Zement}_{\langle 14,14 \rangle}$, jeweils im Energiebereich 200–100 [keV] dargestellt.

Die ungestreuten Winkelverteilungen sind nach dieser für die Halo-CT durchgeführten Modellrechnung für Aluminium und Zement gleicher Elektronendichte [e^-/cm^3] bei der Hauptenergie $E_0 = 661,660$ [keV] ununterscheidbar gleich.

Die Streuwinkelverteilungen allerdings unterscheiden sich signifikant schon ab dem Bereich 250 [keV].

Die Form der Kurven in Abb. 7.3 und Abb. 7.4 ist zwar gleich, die Absolutwerte für die Anzahl ausgetretener Gammaquanten sind aber um ca. 30% verschieden (siehe hierzu die Skalen an den y-Achsen).

Die Ordinatenwerte bzw. die Maximalwerte der schließlich noch entkommenen Streuquanten sind in Zement kleiner. Dies ist physikalisch sinnvoll, trotz bzw. gerade wegen des höheren Streuuntergrunds, der in Abbildung 6.9 auf Seite 80 gezeigt wurde.

Da der Zement – (Abschirmungszement mit höherem Anteil an Metallen zur Umschließung radioaktiver Abfälle – Zusammensetzung siehe Tabellen 6.1 und 6.2, S. 68 und 69) – nach Mittelung aller Komponenten mit $\langle Z \rangle = 14,14$ eine etwas höhere Ordnungszahl hat als Aluminium mit $Z = 13,00$. Im Zement werden dementsprechend etwas mehr Gammaquanten zu niedrigeren Energien gestreut und dadurch mehr durch den Photoeffekt absorbiert als in Aluminium.

7.2 Ergebnisse der experimentellen Messungen

7.2.1 Halo-CT Meßergebnisse – Testobjekt

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zuerst mehrere Test-Tomogramme eines mit Bohrlöchern versehenen Aluminiumzylinders angefertigt (Abb. 4.3, S. 40). Der Zylinder hat einen Durchmesser von 30 cm bei einer Höhe von 15 cm. Sieben Bohrlöcher mit je 1 cm Durchmesser sind in verschiedenen Abständen vom Mittelpunkt angebracht.

Für die Bildrekonstruktion wurde im Rahmen dieser Arbeit das in Kapitel 3.7 beschriebene Verfahren der gefilterten Rückprojektion verwandt. Die Methode hat den Vorteil, daß die Meßdaten bereits während der Messung, jeweils nach Abschluß einer Winkel-

stellung rekonstruiert werden können. Zudem hat man über die Wahl der Filter eine Vielzahl an Möglichkeiten, die jeweils interessierenden Bildkriterien hervorzuheben.

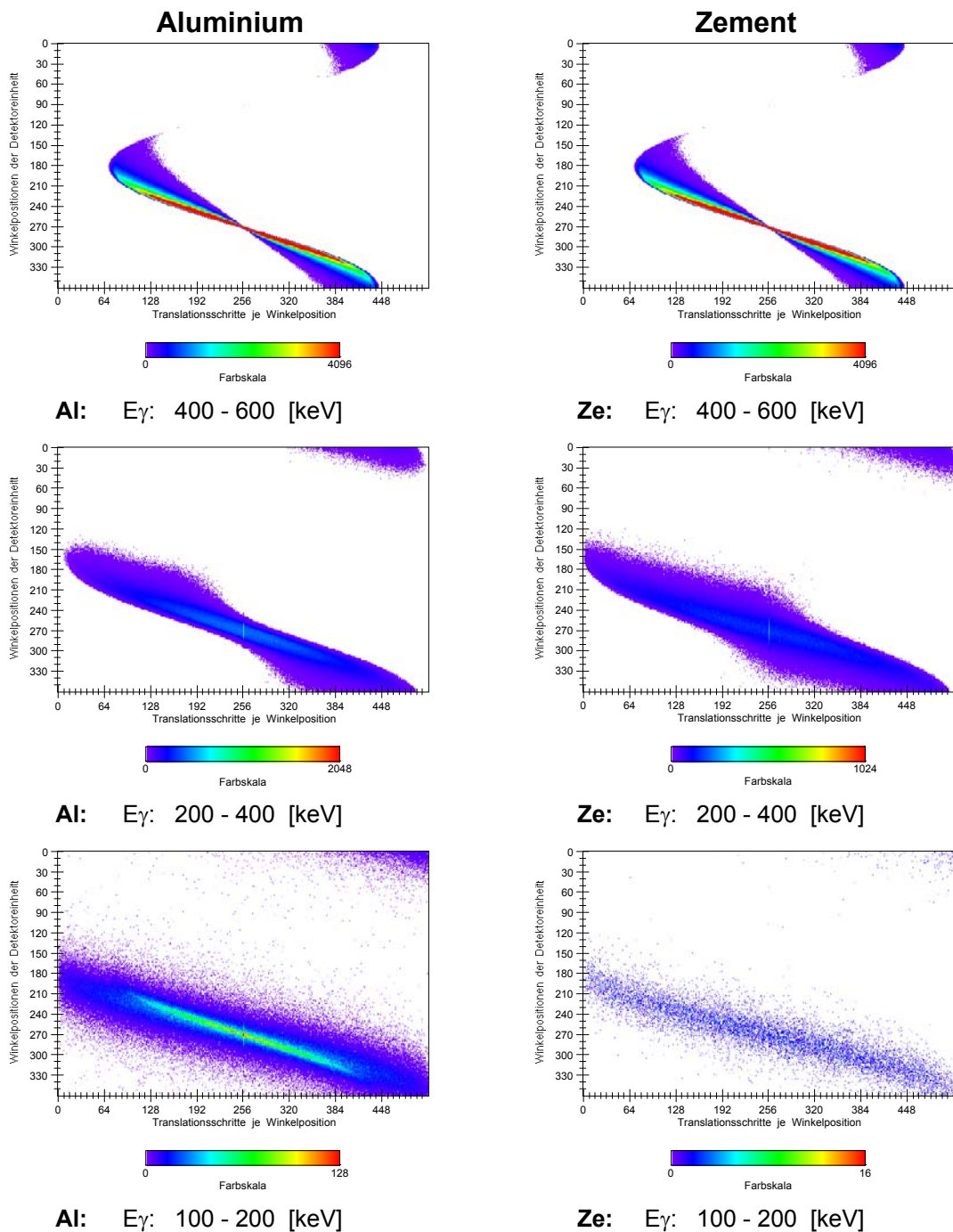


Abbildung 7.5 Rohdatenbilder („Sinogramme“) der mit der Referenzanordnung aufgenommenen Meßdaten; linke Spalte für Aluminium, rechte Spalte für Zement. Die obersten beiden Bilder zeigen die Meßdaten von 0 - 1 x gestreuten Photonen, die mittleren beiden 2 x gestreute Photonen und die unteren beiden zeigen die Meßdaten für Photonen nach 3 und mehr Streuprozessen.

Es wurde ein eigener Filter speziell für die Halo-CT entwickelt auf der Grundlage gängiger Filtertypen und deren Ergebnis für die Tomographie mit Halo-Effekt. Der Filter ist in Kapitel 3.7, Tabelle 3.3, Seite 32 tabelliert.

Die in 7.5 abgebildeten ‘Rohdaten’ (= unrekonstruierte Meßdaten) geben durch die Verteilung der Ereignisse im Bild Auskunft über ihre Streuhistorie. Die Daten ungestreuter Photonen zeigen schmale S-Kurven, genauer gesagt senkrecht stehende Sinuskurven mit mehr oder weniger ausgeprägter Amplitude. Ein senkrechter Strich ergibt sich bei einer exakt in der Mitte des Untersuchungsobjekts befindlichen Inhomogenität.

Haben die Photonen dann eine Streuung erfahren, so zeigt die Zurückverfolgung ihres letzten Flugwegs nicht mehr auf ihren Ursprungsort, sondern auf den leicht versetzt liegenden Ort der Streuung. Der Detektor registriert ein solches Photon nicht mehr dann, wenn er genau auf dessen Entstehungsort gerichtet ist, sondern einige Translationschritte versetzt dazu.

Dies führt zu der gezeigten Verbreiterung der Sinuskurven. Diese Verbreiterung ist um so stärker, je mehr Streuungen ein Photon erlebt hat und je größer der Streuwinkel ist.

In den Bildern von Abb. 7.5 auf der Vorseite ist diese Kurvenverbreiterung mit abnehmender Energie deutlich zu sehen.

Charakteristisch für das Material ist hier die ‘Schwärzung’ bzw. Punktzahl im jeweiligen Bild, d. h. die Anzahl der nachgewiesenen Quanten. Wie in 7.1 ausführlich diskutiert, kommen aus Zement weniger Quanten heraus, da hier mehr Absorptionen als in Al stattfinden.

Die Bilder in Abb. 7.5 bestätigen das. Der quantitative Unterschied Al / Zement läßt sich nicht ablesen, da hier eine Farbskala in Graustufen umgewandelt wurde. Aufgrund der gegenüber der Quantenrate geringeren Grauwertspreizung anhalten die weißen Übergangsbereiche neben den Sinuskurven noch detektierte Signale, die nicht mehr dargestellt werden.

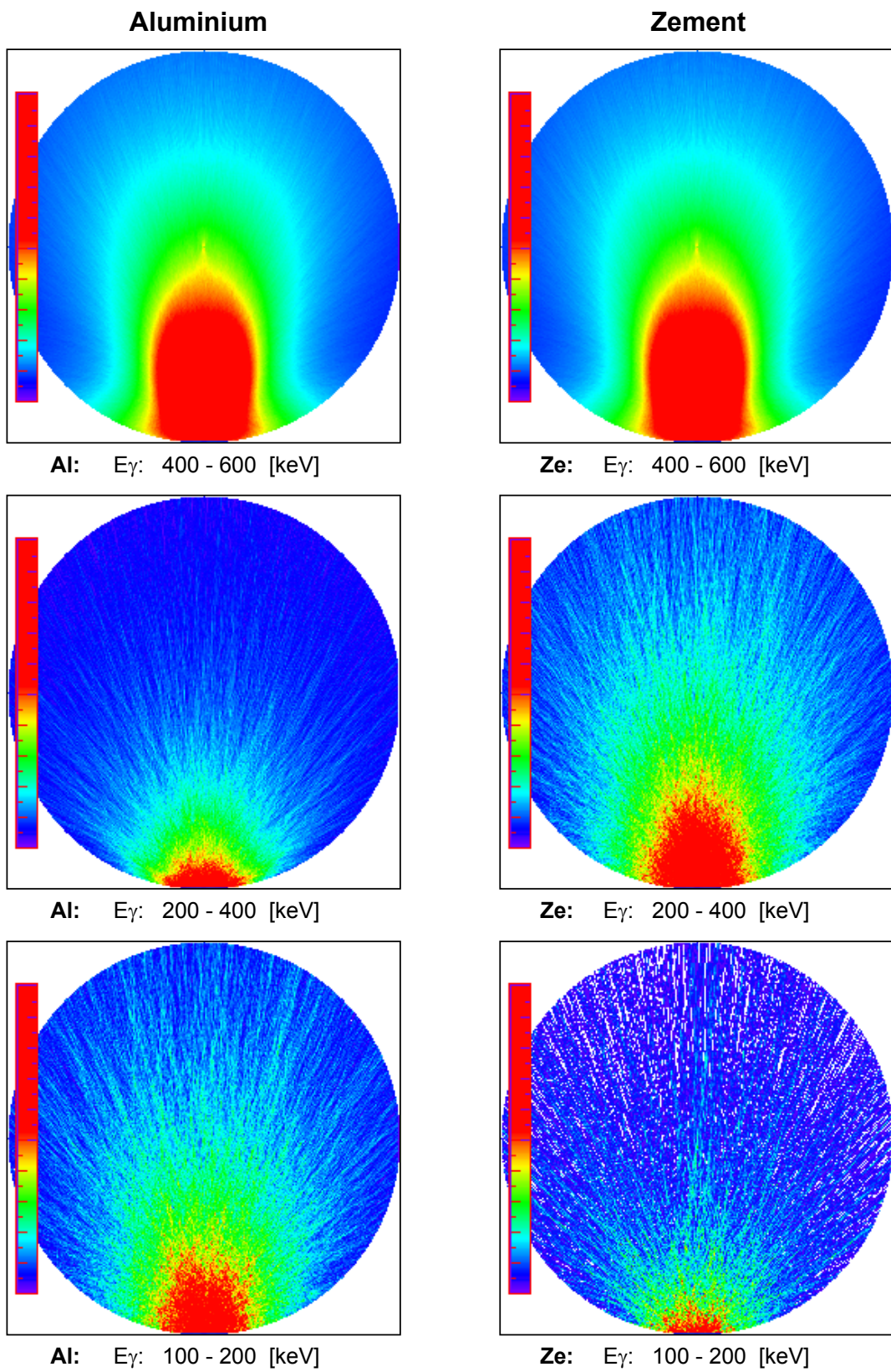


Abbildung 7.6 Computer-Tomogramme der aufgenommenen Meßdaten, links Al, re. Zement. Die Bilder bestätigen sehr schön die in Zement geringere Quantenausbeute.

Die Tomogramme in Abbildung 7.6 auf der Vorseite zeigen ebenso wie die Rohdaten-Sinogramme von Abb. 7.5 die Gleichheit im nahen Haupt-Energiebereich 400 - 600 [keV] und das unterschiedliche Aussehen bei 100 - 200 [keV].

Eine Materialunterscheidung kann daher nur eindeutig getroffen werden, wenn der Halo-CT-Bereich wie hier mit in Betracht gezogen wird.

Beachtenswert im Rahmen der Material-Differenzierung ist auch das Auseinanderlaufen bzw. 'Verschmieren' der Quelle aufgrund von Streuungen, die bei der Rekonstruktion zurückprojiziert werden.

In den Bildern für Zement rechts verbreitert sich die Quelle schneller, was den häufigeren Streuungen entspricht. Die mittleren freien Weglängen liegen bei den betrachteten Energien bei 5,1 - 2,6 cm (u. abnehmend). Die Quellverteilung bleibt daher in etwa im ursprünglichen Bereich lokalisiert, sie läuft aber mit zunehmender Streuung mehr und mehr auseinander ('verschmiert' mehr und mehr).

Dies kann auch in die Materialidentifikation miteinbezogen werden.

7.2.2 Meßergebnisse realer Objekte aus der industriellen Anwendung

Ergänzend zu den Ergebnissen der für die Untersuchungen hergestellten Testkörper sind hier noch die Halo-CT-Ergebnisse zweier mit mittel-radioaktiven Abfällen befüllten Behälter aus der Kerntechnik dargestellt. Es handelt sich in beiden Fällen um 200-L-Rollreifenfässer des gleichen Typs wie in Abbildung 3.9, S. 21 gezeigt.

Der Inhalt besteht im einen Fall aus einem einzementierten Innenbehälter, welcher mit in Zement eingerührtem ^{137}Cs gefüllt ist (Abb. 7.6). Im anderen Fall (Abb. 7.7) enthält

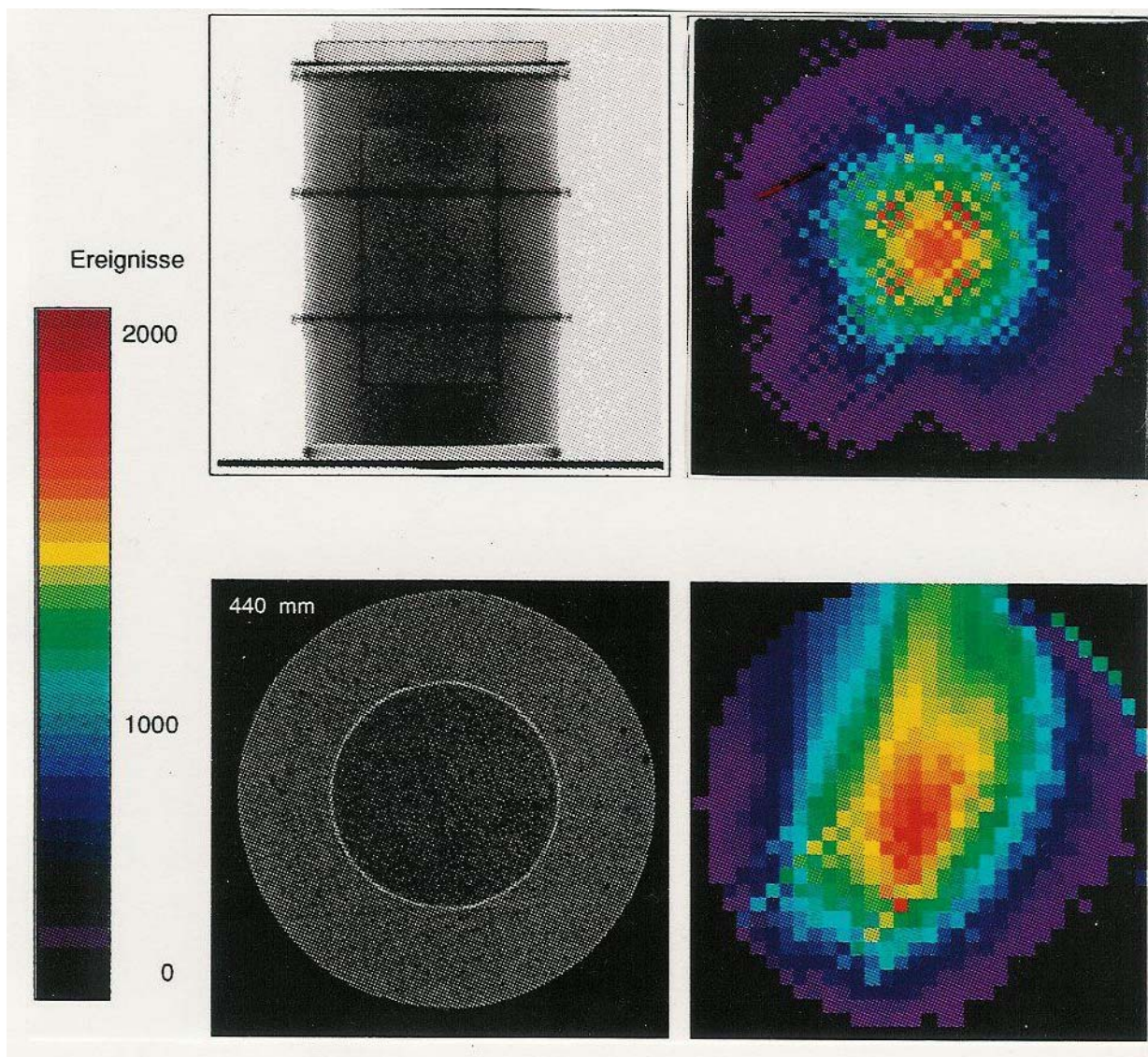


Abbildung 7.7 Halo-CT-Messung eines realen 200-L-Fasses. Von links nach rechts: DR und ECT für ^{137}Cs ($E_\gamma = 661$ [keV]), sowie TCT mit ^{60}Co und Halo-CT bei 100 - 200 [keV].

das Faß aufrecht stehende Filterschläuche, die mit Zement umgeben wurden und die aus einem Forschungslabor stammten. Die Schläuche sind mit gammaaktivem ^{233}Pa verunreinigt, dessen hier relevante Gammalinien bei 340-, 312- und 301 [keV] liegen.

Es wurden jeweils eine Digitale Radiographie (im Bild links oben), ein Transmissions-CT (li. unten), ein Emissions-CT bei der Haupt-Energie E_0 (re. oben) und ein Halo-CT bei 100 - 200 [keV] (re. unten) aufgenommen.

Für die ECT und Halo-CT wurde das gesamte Energiespektrum an insgesamt 36 (Winkel) \times 48 (Translationen) = 1728 Meßpositionen aufgenommen, dies sind die beiden farbigen Bilder in den Abbildungen 7.6 und 7.7.

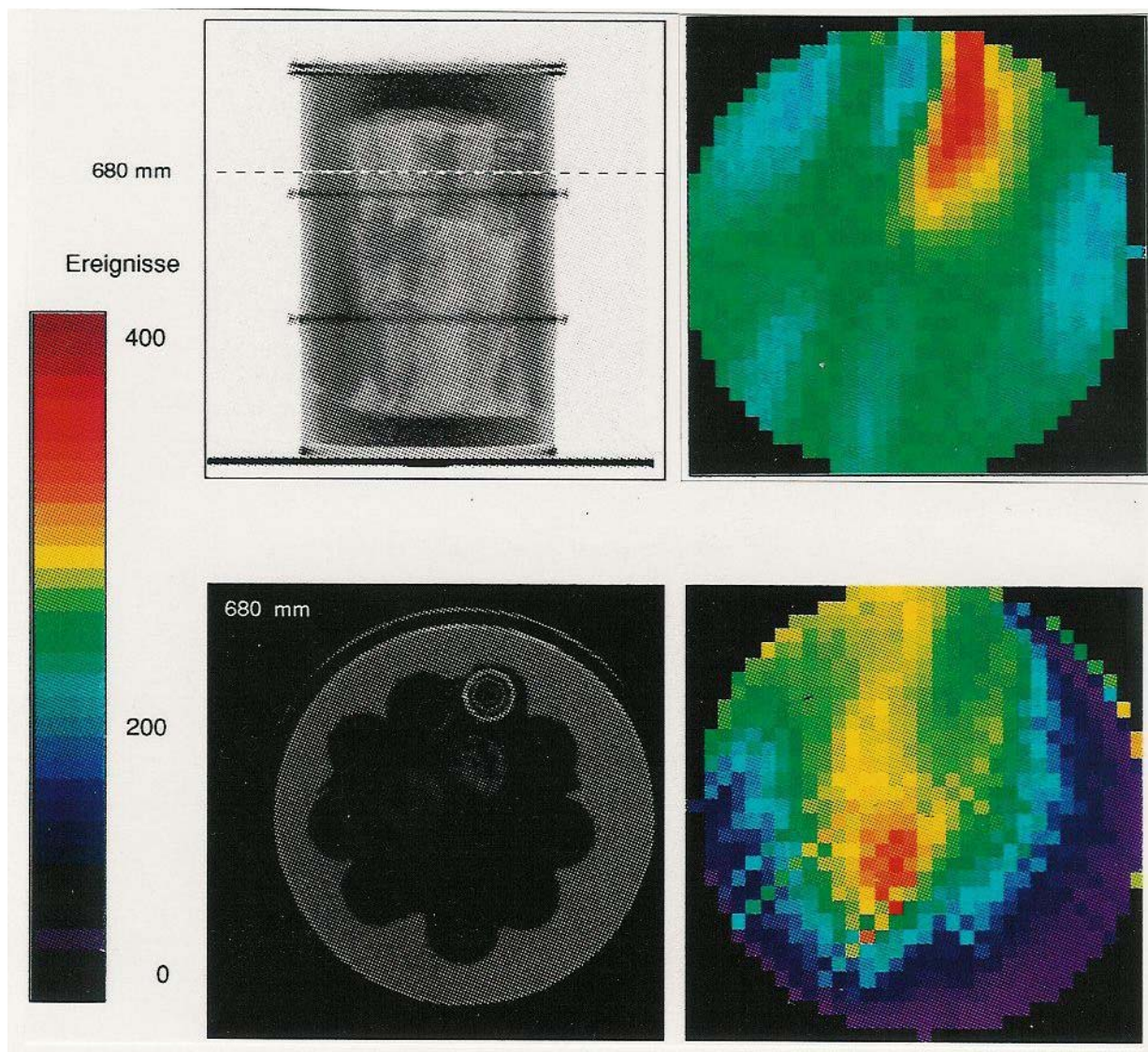


Abbildung 7.8 Halo-CT-Messung, zweites reales 200-L-Fass. Von links nach rechts: DR und ECT für ^{233}Pa ($E_\gamma = 301, 312, 340$ [keV]), sowie TCT mit ^{60}Co und Halo-ECT bei 100 - 200 [keV].

7.3 Signifikanz der Materialidentifikation – Statistik

Aufgrund der sehr großen Zahl von berechneten Gamma-Schicksalen (3×10^8) geht die Bernoulli-Verteilung – „Gammaquant tritt in der tomographischen Schnittebene aus / ... tritt nicht aus“ – sehr gut in die Gauß-Verteilung über. Die Wahrscheinlichkeit, daß Zement zufällig genau das gleiche Ergebnis wie Aluminium zeigt, ist außerordentlich gering (deutlich kleiner als $3 \cdot \sigma = 0,997$). Die Verhältnisse zeigt Tabelle 7.2:

Energiebereich 100 - 200 [keV]	^{26,98} Al ₁₃	^{<29,34>} Zement _{<14,14>}
Anzahl n der bei 100 - 200 [keV] ausgetretenen Gammaquanten:	$3,9295 \cdot 10^7$	$2,5829 \cdot 10^7$
Anzahl n der in der tomographischen Schnittebene ausgetretenen Gammas: = Erwartungswert $\langle x \rangle = (n \cdot p)$	$3,2812 \cdot 10^3$	$2,1568 \cdot 10^3$
Wahrscheinlichkeit p für Austritt in der tomographischen Schnittebene:	$\frac{328120}{39.294.559} \approx 8,35 \times 10^{-3}$	$\frac{215683}{25829442} \approx 8,3503 \times 10^{-3}$
Standardabweichung $\sigma_x = \sqrt{np(1-p)}$:	$\approx 570,4$	$\approx 462,5$
Erwartungswert $\pm 3\sigma_x$:	$\approx 328120 \pm 1711$	$\approx 215683 \pm 1387$
<input type="checkbox"/> Vertrauensbereich von 99,7%:	= [326409 , 329831]	= [214296 , 217070]

Tabelle 7.2 Statistik der Modellrechnungen.

Das Ergebnis für Zement, die Zahl der in der tomographischen Schnittebene ausgetretenen Gammas ist 215683 und liegt somit deutlich außerhalb des Vertrauensbereichs von Aluminium. Ein Ergebnis kann als signifikant bezeichnet werden, wenn seine Zufallswahrscheinlichkeit weniger als 5% beträgt, bzw. hochsignifikant, wenn seine Zufallswahrscheinlichkeit weniger als 1% beträgt [Tay88].

Aluminium und Zement sind im Energiebereich 100 - 200 [keV] klar unterscheidbar. Dieser Energiebereich erwies sich als am besten geeignet, da hier einerseits der Photoeffekt an Bedeutung gewinnt, andererseits ist die Statistik noch sehr gut (um den Faktor 116 besser als im Energiebereich 40 - 100 [keV]).

7.4 Zusammenfassende Beurteilung – Diskussion

Die beschriebene Methode der Computertomographie mit Halo-Effekt ist ein praktikabler Weg zu verbesserten tomografischen Untersuchung unbekannter Objekte. Insbesondere hat die Methode den Vorteil, daß das bisher ungenutzte Streuenergiespektrum zusätzlich und gleichzeitig zur Hauptmessung aufgenommen und anhand paralleler Modellrechnungen physikalisch beurteilt wird.

Die Methode nutzt den vorhandenen Streustrahlungsuntergrund und wertet die darin enthaltene Information speziell im niederenergetischen Bereich bei ca. 100 bis 200 keV aus.

Aufgrund der bei der Abbremsung bis zu dieser Energie erfolgten elastischen Comptonstöße und der damit verbundenen Richtungsänderungen beinhaltet das Halo-Computertomogramm fast keine Ortsinformation mehr, die sowieso bei Einlagerung von sekundärer Bedeutung ist.

Die Photonen im niederenergetischen Bereich ermöglichen aber eine genauere Identifikation von Materialien, die in der herkömmlichen Computertomographie nur schwer oder gar nicht zu unterscheiden sind (z. B. Aluminium und Zement).

Dadurch kann eine Inventar-Zusammensetzung aus ähnlich dichten Materialien besser charakterisiert werden. Besonders bei der Klassifizierung radioaktiver Behälter in Forschung und Kerntechnik kann das Aktivitätsinventar aufgrund der verbesserten Identifizierung aller abschirmenden Materialien zuverlässiger bestimmt werden. Eine zehnmal teurere Endlagerung nicht eindeutig identifizierter Abfälle in Untertage-Deponien kann mit dieser Methode der CT mit Halo-Effekt sicherer beurteilt werden. Umgekehrt können stark strahlende Substanzen und deren Aktivität, die vielleicht mehrdeutig abgeschirmt wurde, genauer quantifiziert werden.

Die Methode der Computer-Tomographie mit Halo-Effekt ermöglicht daher eine deutliche Verbesserung der Computertomographie zur Materialidentifikation.

8 Anhang

8.1 Literaturverzeichnis

- [Bab77] Baba, Muarata, *Filtering for image reconstruction from projections*, J.Opt.Soc.Am., vol.67, 1977, 662
- [BAM91] Vorträge des 2. Seminars Computertomographie, München 1991, DGZerstörungsfreie Prüfung Berichtsband 22, Ausschuß Durchstrahlungsprüfung und Strahlenschutz
- [Bra56] Bracewell R.N., *Strip integration in radioastronomy*, Aust.J.Phys., vol.9, 1956, 198-217
- [Bra67] Bracewell R.N., Riddle A.C., *Inversion of fan-beam scans in radio astronomy*, Astro.Phys.J., vol.150, no.2, 1967
- [Bri86] Briesmaster J. F. (ed.), LANL report LA-7396-M, ref.2, 1986
- [Bro76] Brooks R.A., DiChiro G., *Principles of Computer Assisted Tomography*, Phys.Med.Biol., vol.21, 1976, 689-732
- [Bud74] Budinger T.F., Gullberg G.T., *Three dimensional reconstruction in nuclear medicine emission imaging*, IEEE Trans.Nuc.Sci., vol.NS-21, no.1, June 1974
- [Cha74] Chang L.T., *A method for attenuation correction in radionuclide computed tomography*, IEEE Trans.Nuc.Sci., vol.NS-21, no.1, June 1974
- [Cho74] Cho Z.H., Ahn I.S., Tsai C.M., *Computer algorithms and detector electronics for the transmission x-ray tomography*, IEEE Trans.Nuc.Sci., vol.NS-21, no.1, June 1974
- [Cor63] Cormack A.M., *Representation of a function by its line integrals, with some radiological applications I*, J.Appl.Phys., vol.34, no.9, 1963, 2722-2727
- [Cor73] Cormack A.M., *Reconstruction of densities from their projections with applications to radiological physics*, Phys.Med.Biol., vol.18, 1973, 195-207
- [Dav65] Davisson C.M., in Siegbahn K. (ed.), *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Vol.1*, North-Holland, 1965, 38-39
- [Dev82] Devaney A.J., *A filtered backprojection algorithm for diffraction tomography*, Ultrasonic Imaging, vol.4, 1982, 336-350

- [Kak88] Kak A.C., Slaney M., *Principles of Computerized Tomography Imaging*, IEEE Press New York, 1988
- [Eva55] Evans R.D., *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill Book Company New York Toronto London, 1955
- [Fil64] Filler A.S., *Apodization and Interpolation in Fourier-Transform-Spectroscopy*, J.Opt.Soc.Am., vol.54, no.6, 1964
- [Fri72] Frieden R., *Restoring with Maximum Likelihood and Maximum Entropy*, J.Opt.Soc.Am., vol.62, no.4, 1972, 511-518
- [Fri78] Frieden R., Wells D., *Restoring with Maximum Entropy III.: Poisson sources and backgrounds*, J.Opt.Soc.Am., vol.68, no.1, 1978, 93-103
- [Gor75] Gordon R., Herrmann G.T., Johnson S.A., *Image reconstruction from projections*, J.Opt.Sci.Am., vol.233, 1975, 56-68
- [Har89] Harding G., Kosanetzky J., *Scattered X-ray beam nondestructive testing*, Nucl.Inst.Meth., vol.A280, 1989, 517-528
- [Hef85] Heffernan P.B., Robb R.A., *Difference image reconstruction for non-destructive material inspection*, Appl.Opt., vol.24, no.23, 1985, 4105-4110
- [Hei54] Heitler W., *The Quantum Theory of Radiation*, Clarenton Press, Oxford, 1954, 207-208
- [Hou72] Hounsfield G.N., *A method of an apparatus for examination of a body by radiation such as X-ray or gamma radiation*, The Patent Office London, Patent specification 1-283-915, 1972
- [Jon79] Jones A.F., Misell D.L., *The problem of error in deconvolution*, J.Phys.A, vol.3, 1979
- [Kak88] Kak A.C., Slaney M., *Principles of Computerized Tomography Imaging*, IEEE Press New York, 1988
- [Kap87] Kapur J.N., Kesavan H.K., *The generalized maximum entropy principle (with applications)*, University of Waterloo, Kanada, 1987
- [Kei83] Keil P., *Fortschritte auf dem Gebiet der Röntgen-Computer-Tomographie*, Phys.Bl., vol.39, no.1, 1983, 2-8
- [Kik77] Kikucchi R., Soffer B.H., *Maximum entropy image restoration I: The entropy expression*, J.Opt.Soc.Am., vol.67, no.12, 1977, 1656-1665

- [Kim84] Kim K.I., Tewarson R.P., Bizais Y., *Inversion for the attenuated Radon Transform with constant Attenuation*, IEEE Trans.Nuc.Sci., vol.NS-31, no.1, February 1984
- [Kno83] Knoll G.F., *Single-photon emission computed tomography*, Proc.IEEE., vol.71, no.3, 1983
- [Kuh63] Kuhl D.E., Edwards R.Q., *Image separation radioisotope scanning*, Radiology, vol.80, 1963, 653-661
- [Led90] Ledermann W. (ed.), *Handbook of applicable mathematics, Vol.3: Numerical methods*, John Wiley and Sons Ltd., 1990
- [Mue71] Muehllehner G., Wetzel R. A., J.Nuc.Med., vol.12, 1971, 76-84
- [Old61] Oldendorf W. H., *Isolated flying spot detection of radiodensity discontinuities displaying the internal structure pattern of a complex object*, IRE Trans.Biomed.Elec., vol.BME-8, 1961, 68-72
- [Pes85] Peschmann K.R. et al., *Highspeed computed tomography: systems and performance*, Appl.Opt., vol.24, no.23, 1985, 4052-4060
- [Pet81] Peters T.M., *Algorithms for fast back- and reprojections in computed tomography*, IEEE Trans.Nucl.Sci., vol.NS-28, no.4, 1981, 3641-3647
- [Pon84] Ponman T.J., *Maximum Entropy methods*, Nucl.Inst.Meth., vol.221, 1984, 72-76
- [Pre93] Prettyman T.H., Gardner R.P., Russ J.C., Verghese K., *A Combined Transmission and Scattering Tomographic Approach to Composition and Density Imaging*, Appl.Radiat.Isot., vol.44, no.10/11, 1993, 1327-1341
- [Rad17] Radon J., *Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Manigfaltigkeiten*, Berichte der Sächsischen Akademie der Wissenschaften, vol.69, 1917, 262-277
- [Ram71] Ramachandran G.N., Lakshminarayanan A.V., *Three-dimensional reconstruction from Radiographs and Electron Micrographs: Application of convolution instead of Fourier Transforms*, Proceedings of the Nat.Acad.Sci. USA, vol.68, no.9, 1971, 2236-2240
- [Ros68] De Rosier D.J., Klug A., *Reconstruction of three-dimensional structures from electron micrographs*, Nature, vol.217, 1968, 130-134
- [Rot85] Rothwell W.P., *Nuclear magnetic resonance imaging*, Appl.Opt., vol.24, no.23, 1985

- [Row79] Rowland S.W., *Computer Implementation of Image Reconstruction Formulas*, in: G.T. Herman (ed.), *Image reconstruction from projections: Implementation and Applications*, Springer Verlag, 1979
- [San93] Sanden H.J., *DORNIER GAMMA-SCANNER*, Interner Bericht, Dornier GmbH Deutsche Aerospace, Feb. 1993
- [Sch90] Schrüfer E., *Signalverarbeitung - Numerische Verarbeitung digitaler Signale*, Carl Hanser Verlag München Wien 1990
- [She74] Shepp L.A., Logan B.F., *The fourier reconstruction of a head section*, IEEE Trans.Nucl.Sci., vol.NS-21, no.1, June 1974
- [Sie65] Siegbahn K. (ed.), *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Vol.1*, North-Holland, 1965
- [Ski84] Skilling J., Bryan R.K., *Maximum entropy image reconstruction: general algorithm*, Mon.Not.R.Astr.Soc., vol.211, 1984, 111-124
- [Tay88] Taylor J.R., *Fehleranalyse*, VCH Verlagsgesellschaft mbH Weinheim 1988

Danksagung

Besonders danken möchte ich meinem Doktorvater, Herrn Privatdozent Dr. Armin Dietmar Karpf, für seine Betreuung dieser Arbeit!

Ohne seine ermutigende und konstruktive Unterstützung und seine kompetente Hilfestellung wann immer ich an ihn herantrat, wäre diese Arbeit nicht durchführbar gewesen.

Außerdem danke ich allen Mitarbeitern und Freunden am Institut für Radiochemie der Technischen Universität München sowie am Bayerischen Forschungsinstitut für wissenschaftsbasierte Systeme (FORWISS) für ihre Anteilnahme, ihre Unterstützung und alle interessanten Diskussionen im Rahmen meiner Tätigkeiten.

Insbesondere sei hier Herrn Prof. Dr. Franz Baumgärtner, dem früheren Leiter des Instituts für Radiochemie, für sein fortwährendes Interesse und seine Unterstützung gedankt.

Zum Schluß möchte ich meiner Frau Maria Yvonne und meinen Kindern Michal-Hanna, Samuel und Tabitha für ihr Verständnis und die Liebe danken, die sie mir trotz zeitweiliger 'Abwesenheit' für die Arbeit entgegengebracht haben!