

Vorwort zum Nachdruck* des Artikels
'Longitudinale Emissionscomputertomographie:
Berücksichtigung der Streuung in der
iterativen Bildrekonstruktion'

Das im Artikel geschilderte Verfahren der longitudinalen Emissionscomputertomographie mithilfe eines 'Slanhole'-Kollimators ist heute Vergangenheit. Die Technik der Halterung schwerer Aufnahmeeinheiten einer Gammakamera ist so fortgeschritten, dass eine präzise Führung um die Längsachse des Körpers möglich ist (axiale Tomographie), auch mit mehreren Aufnahmeeinheiten. Dadurch entfällt eine schwerwiegende Einschränkung der Slanhole-Technik: Das erfasste Körpervolumen nimmt mit der Tiefe kegelförmig ab.

Das ändert aber nichts an der Notwendigkeit, die Streuung der Gammastrahlen bei der Bildrekonstruktion zu berücksichtigen, wie es dieser Artikel behandelt.

Bei der redaktionellen Überarbeitung wurde die neue deutsche Rechtschreibung berücksichtigt.

* Nuc Compact 12 (1981) 98-104

Longitudinale Emissionscomputertomographie: Berücksichtigung der Streuung in der iterativen Bildrekonstruktion

Longitudinal Emission Computer Tomography: Correction for Scattering for Iterative Image Reconstruction

H. Kuni, M. Wössner^{*) **)}

Bei der **Single Photon Emission Computer Tomography** (SPECT) werden ausnahmslos Rekonstruktionsalgorithmen eingesetzt, die ursprünglich für die **Transmissions Computer Tomography** (TCT) entwickelt wurden. Die Überlegenheit der **Simultaneous Iterative Reconstruction Technique** (SIRT) bei der Verarbeitung statistisch stark verrauschter Daten [2,3,5,6,9,10], wie sie für die in vivo Diagnostik der Nuklearmedizin nun einmal typisch sind, weist aber darauf hin, dass bei aller Analogie des Rekonstruktionsproblems bei der SPECT besondere Gesetzmäßigkeiten zu berücksichtigen sind. Statt der Verteilung von Absorptionskoeffizienten muss hier die Aktivitätsverteilung im Objekt rekonstruiert werden, wodurch eine Korrektur auf die Schwächung der ermittelten Quanten im Organ selbst und seiner Umgebung unabdingbar wird. Soweit über die Deduktion einer Korrektur auf Abschwächung berichtet wurde, findet man die Verwendung eines konstanten Faktors für alle Tiefen [1,11]. Da bei der SPECT im Gegensatz zur TCT die Quanten das Objekt nicht primär gerichtet durchsetzen, sondern (überwiegend) in andere Richtungen als zum Detektor hin emittiert werden, sollte aufgrund von Streuung eine beachtliche geometrische Abhängigkeit der Abschwächung von der Tiefe der Quelle zu vermuten sein.

Methodik

Die Aufnahmen wurden mit einer Anger-Kamera 3124 PHO/Gamma durchgeführt., die mit dem Kollimator des Tomosystems ausgerüstet war [12]. Dieser Parallellochkollimator besitzt Öffnungen, die in einer Richtung von 20° gegen die zentrale Achse geneigt sind (Slant-hole). Statt der ursprünglichen kontinuierlichen Drehung durch einen Motor konnte der Kollimator zur Aufnahme in einer von 18 Positionen einrasten, mit denen wir den Vollkreis gleichmäßig unterteilt hatten. Zur SPECT wurden vom Objekt jeweils 18 Aufnahmen nach Drehung des Kollimators um je 20° um die zentrale Achse aufgenommen und mit Hilfe des MED II von Nuclear Data als 64x64 Matrix auf Magnetband abgespeichert.

Als Phantom diente ein Plexiglaszylinder mit 18 cm Ø und 18 cm Höhe. Durch eine Deckelöffnung konnte an einem Plexiglasarm eine Punkt- oder Linienquelle in reproduzierbare Positionen gebracht

^{*)} Poliklinik für Nuklearmedizin im Radiologiezentrum der Philipps-Universität Marburg/Lahn

^{**)} Herrn Prof. Dr. Dr. E. H. Graul zum 60. Geburtstag gewidmet

werden. Durch seine Füllung mit inaktiver Flüssigkeit konnten im Phantom, das dazu mit radioaktiver Flüssigkeit gefüllt wurde, Speicherdefekte verschiedener Größe simuliert werden. Das Phantom wurde mit dem Zylindermantel zum Detektor positioniert. Als Radionuklid diente ^{99m}Tc . Wir arbeiteten mit einer Spektrometer-Fensterbreite von 20% (also $\pm 10\%$) bezogen auf die 140 keV-Linie.

Durch Messung einer Punktquelle in Luft und Wasser in Abständen von 1 bis 18 cm von der Phantommenseite wurde der Einfluss von Absorption und Streuung experimentell überprüft. Durch Messung einer Linienquelle in den gleichen Positionen wurde der Einfluss auf die FWHM^{***} festgestellt.

Die weitere Verarbeitung der Daten erfolgte auf dem Großrechner TR 440 des Universitätsrechenzentrums im wesentlichen mit Fortran-Programmen. Wir verwendeten ausschließlich die SIRT. Nicht nur die einleitend zitierten Experimente, sondern auch theoretische Überlegungen gaben ihr den Vorzug: Da bei der Rekonstruktion durch simultane Mittlung aus allen Projektionen der Wert für die Bildrekonstruktion ermittelt wird, konnten wir bei 18 Projektionen eine Verringerung des statistischen Rauschens um 4,24 erwarten. Die Aufnahmen in den verschiedenen Projektionen lieferten also zweidimensionale Pixelmatrizen, aus denen Schicht für Schicht vom Kollimator in das Objekt fortschreitend die dreidimensionale Aktivitätsverteilung im Objekt (die Voxelmatrizen) rekonstruiert wurden, also Longitudinale Tomographie. Die Geometrie entsprach damit exakt der, die COLSHER mit fiktiven Pixelmatrizen bearbeitete [2] und ähnelt der von JORDAN, FRIEL und GETTNER et al. [8].

Ergebnisse und Diskussion

Absorption und Streuung von ^{99m}Tc in Wasser

Einschlägigen Diagrammen kann für ^{99m}Tc in Wasser ein Schwächungskoeffizient von $0,15 \text{ cm}^{-1}$ entnommen werden. In Tabelle 1 wurden der sich daraus theoretisch berechneten Abschwächung die experimentell ermittelten Werte gegenübergestellt. In einer Tiefe von 18 cm liefert die Punktquelle ca. doppelt so viele Impulse wie berechnet. Der von GREEN [4] verwendete Schwächungskoeffizient von $\mu_y = 0,11 \text{ cm}^{-1}$ (wenn auch nicht zur SPECT) kommt den wahren Verhältnissen zwar deutlich näher als das sonst verwendete $\mu_y = 0,15 \text{ cm}^{-1}$. Es ist aber evident, dass ein tiefenabhängig variabler Abschwächungskoeffizient den realen Verhältnissen besser gerecht wird. Der Vorschlag von BUDINGER und GELBERG [1], wie KUHL et al. durch Phantommessungen gewonnene Korrekturmatrizen zur empirischen Abschwächungskorrektur zu verwenden, kann bei einem Rechenverfahren nicht befriedigen. Wir haben deshalb versucht, die experimentellen Ergebnisse durch einen ableitbaren Algorithmus zu beschreiben.

140 keV γ -Quanten verlieren erst bei einer Streuung von mehr als 54° soviel Energie, dass ihre Messung von der unteren Spektrometerschwelle unterdrückt wird. Die Wahrscheinlichkeit e einer Streuung in Abhängigkeit vom Winkel Theta kann nach KLEIN-NISHINA in erster Näherung wie folgt berechnet werden:

***) FWHM: Full Width at Half Maximum = Halbwertsbreite

$$e = \pi r_0^2 \left[\frac{\ln x}{\alpha} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2x^2} + \frac{2}{\alpha^2} - \frac{2(1+\alpha)\ln x}{\alpha^3} + \frac{x}{\alpha^3} - \frac{1+2\alpha}{\alpha^3 x} \right] \frac{\text{cm}^2}{\text{electron}}$$

wobei

$$x = 1 + (1 - \cos \Theta)$$

$$r_0^2 = 79,41 \cdot 10^{-27} \frac{\text{cm}^2}{\text{electron} \cdot \text{steradian}}$$

$$\alpha = \frac{h \cdot n y_0}{m_0 c^2} = 0,27$$

$$m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV}$$

Eine Integration bis $\Theta = 54^\circ$ ergibt $e = 153,29 \times 10^{-27} \text{cm}^2/\text{electron}$, über 180° $e = 452,08 \times 10^{-27} \text{cm}^2/\text{electron}$, d. h. im Bereich bis 54° ist ein Anteil von 33,9% der gesamten Streuung zu erwarten. Also erleidet ca. ein Drittel aller einfach gestreuten Quanten einen so geringen Energieverlust, dass sie im (wie allgemein üblich) gewählten Spektrometer-Fenster miterfasst werden.

Weiterhin haben wir vereinfachend angenommen, dass die gesamte Abschwächung durch Streuung erfolgt, also den Anteil des Photoeffekts von ca. 1% vernachlässigt, und nur die erste Streuung berücksichtigt. Die folgende Formel zur Berechnung der Schwächung S in Abhängigkeit von der Tiefe der tomographischen Ebene n bei einer Schichtdicke d geht davon aus, dass sich zu dem aus der theoretischen Abschwächung von $my = 0,15 \text{cm}^{-1}$ verbleibende Rest der Anteil von Proz. (=33,9%) addiert der durch die vorangehende Schicht erzeugten Streustrahlung sowie der nach zusätzlicher Schwächung mit my verbleibende Rest der schon in dieser Schicht vorhandenen (also in früheren Schichten erzeugten) Streustrahlung.

$$\begin{aligned} & \text{Primärstrahlung} \\ & \downarrow \\ \text{1. Schicht} & \quad e^{-my \cdot d} + (1 - e^{-my \cdot d}) \cdot \text{Proz.} \\ & \downarrow \quad \downarrow \\ \text{2. Schicht} & \quad (e^{-my \cdot d})^2 + (1 - e^{-my \cdot d}) \cdot \text{Proz.} \cdot (e^{-my \cdot d}) \\ & \quad \quad \quad \downarrow \\ & \quad \quad \quad (1 - e^{-my \cdot d}) \cdot \text{Proz.} \cdot (e^{-my \cdot d}) \\ S & = (e^{-my \cdot d})^n + n \cdot (1 - e^{-my \cdot d}) \cdot (e^{-my \cdot d})^{n-1} \cdot \text{Proz.} \end{aligned}$$

Tab. 1: Schwächung von 140keV Photonen (^{99m}Tc) in Wasser in Abhängigkeit von der Tiefe einer Strahlungsquelle, dargestellt als verbleibende Intensität (Ausgangswert 1), und die zugehörigen Schwächungskoeffizienten my in cm⁻¹.

- 1: Theoretische Abschwächung mit $my = 0,15 \text{ cm}^{-1}$
- 2: Experimentelle Ergebnisse
- 3: Theoretische Werte mit der abgeleiteten Formel, die die erste Streuung berücksichtigt bei einem 20%
Energiefenster
- 4: Theoretische Werte für ein 57-Punkte-Filter
- 5: my aus Spalte 2
- 6: my aus Spalte 3
- 7: my aus Spalte 4

Tab.1 : Attenuation of 140 keV photons (^{99m}Tc) in water depending on the depth of the source presented as residual intensity (source value 1) and the attenuation coefficients μ_{y} in cm^{-1} .

1: Theoretical values with $\mu_{\text{y}} = 0.15 \text{ cm}^{-1}$

2: Experimental results

3: Theoretical values with the derived formula allowing for the primary Compton scattering in an energy window of 20%.

4: Theoretical values of column 3, only in a digital filter of 57 points.

5: μ_{y} from column 2

6: μ_{y} from column 3

7: μ_{y} from column 4

Tiefe / depth cm	1	2	3	4	5	6	7
1	0,8607	0,9212	0,9079	0,9158	0,0820	0,0966	0,0879
2	0,7408	0,8315	0,8221	0,8040	0,0923	0,0979	0,1091
3	0,6376	0,7463	0,7425	0,7172	0,0975	0,0922	0,1108
4	0,5488	0,6796	0,6692	0,6430	0,0965	0,1004	0,1104
5	0,4723	0,6042	0,6019	0,5326	0,1007	0,1015	0,1260
6	0,4065	0,5252	0,5404	0,4556	0,1073	0,1026	0,1368
7	0,3449	0,4734	0,4643	0,4073	0,1068	0,1036	0,1283
8	0,3012	0,4200	0,4334	0,3456	0,1084	0,1045	0,1328
9	0,2592	0,3704	0,3872	0,2996	0,1103	0,1054	0,1339
10	0,2231	0,3319	0,3455	0,2561	0,1103	0,1063	0,1362
11	0,1920	0,2971	0,3079	0,2218	0,1103	0,1071	0,1369
12	0,1652	0,2655	0,2741	0,1712	0,1105	0,1078	0,1470
13	0,1423	0,2280	0,2437	0,1460	0,1137	0,1086	0,1480
14	0,1224	0,2014	0,2165	0,1242	0,1145	0,1093	0,1490
15	0,1054	0,1770	0,1921	0,1065	0,1154	0,1099	0,1490
16	0,0907	0,1543	0,1703	0,0914	0,1168	0,1106	0,1490
17	0,0780	0,1333	0,1509	0,0786	0,1185	0,1112	0,1490
18	0,0672	0,1138	0,1336	0,0677	0,1207	0,1175	0,1500

Tab. 2: Impulsintegrale in verschiedenen Entfernungen um das Zentrum einer Punktquelle in Wasser (normiert auf 100%).

- a: Berechnet
- b: Experimentell ermittelt

Tab. 2: Integral activity in different rings around the centre of a point source in water (normalized to 100%).

- a: calculated
- b: measured

Filterring	Distanz Quelle-Kollimator cm distance source-collimator cm					
	1		8		16	
	a	b	a	b	a	b
centrum	15,89	15,35	9,246	9,058	5,141	4,9928
1	38,98	37,77	27,70	26,04	17,65	16,50
2	31,94	30,42	32,80	31,34	26,34	25,10
3	10,32	11,02	17,72	18,08	19,21	19,73
4	2,67	3,44	1,12	10,66	20,16	22,24
5	0,39	0,92	2,4	2,8	10,98	11,64

Berechnet man die Schwächung nach dieser Formel (Tab. 1, Spalte 3) ergeben sich Werte, die dem Experiment wesentlich näher kommen als die Werte ohne Berücksichtigung der Streustrahlung (Spalte 1).

Bei den bisher beschriebenen Messungen war die gesamte Bildmatrix ausgewertet worden. Bei tomographischen Rechnungen muss aber die Intensität der Streustrahlung in Abhängigkeit von ihrer Richtungsverteilung zusätzlich berücksichtigt werden. Die FWHM zeigte in Luft und Wasser keinen wesentlichen Unterschied. Ihre Abhängigkeit von der Distanz zum Kollimator x konnte nach GREEN [4] aus den experimentellen Werten mit folgendem Polynom berechnet werden:

$$FWHM(x) = 0,3488 + 0,0333x + 0,005x^2$$

Aus der so für jede Entfernung ermittelten FWHM wurde nach HUNT et al. [7] das Integral über die Gaußsche Verteilungskurve für verschiedenen Filtergrößen von 1, 5, 13, 21, 37 und 57 Punkten in den für digitale Filter üblichen Muster berechnet.

Die berechneten Integrale stimmen mit den experimentellen Ergebnissen gut überein (Tab. 2). Das 57 Punktefilter erfasste im größten Abstand Quelle-Kollimator bei Messung im wassergefüllten Phantom nur 44% der Impulse, die die gesamte Bildmatrix enthielt. Eine weitere Vergrößerung des Filters erbrachte keinen wesentlichen Zuwachs, da die übrigen Impulse offenbar ohne verwertbare Richtungsinformation über die gesamte Bildmatrix gestreut waren. Man beachte, dass dem Zentrum des Filters der geringste Anteil der Aktivität zuzuordnen ist. Seine Umgebung enthält trotz wesentlich niedriger Impulsbeladung pro Pixel aufgrund des größeren Flächenanteils einen bedeutend größeren Anteil an der Gesamtaktivität.

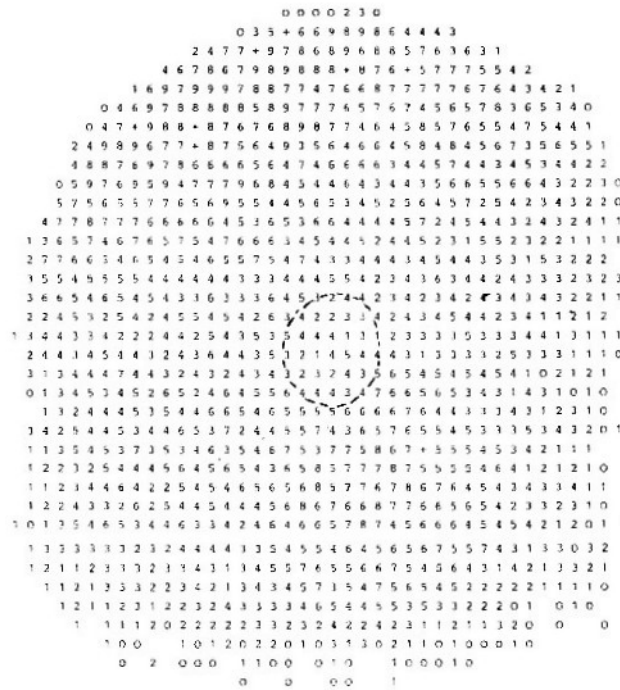


Abb. 1: Beispiel einer Originalaufnahme (Pixelmatrix) des Defektes von 3 cm Ø in 9 cm Tiefe in einer der 18 Projektionen. Der Defekt ist nicht erkennbar. Jedes Zeichen repräsentiert ein Pixel. Ab 80 Impulse (Klasse 0) bedeutet die nächsthöhere Ziffer einen Zuwachs von 10 Impulsen. Die höchste Klasse: +

Fig. 1: Example of an original picture (pixelmatrix) of the lesion of 3 cm Ø in a depth of 9 cm in one of the 18 projection angles. The lesion cannot be recognized. Each sign represents one pixel. From 10 impulses load of pixel (class 0) each ascending number means an increase of 10 impulses. Highest class: +

Berücksichtigt man für die Korrektur der Streuung nur die vom 57-Punkte-Filter erfassbaren Impulse, ergeben sich höhere Schwächungskoeffizienten (s. Tab. 1), die sich in der größten Entfernung dem Wert $0,15\text{cm}^{-1}$ nähern. Dennoch ergibt sich für die aufnahmetechnisch relevanten Nahbereiche ein Koeffizient, der erheblich unter dem Wert $0,15\text{cm}^{-1}$ liegt. Wir haben seine Abhängigkeit von der Entfernung Quelle-Kollimator x durch das Polynom

$$m(x) = 1,29971 - 0,1544x + 0,00469x^2$$

angenähert.

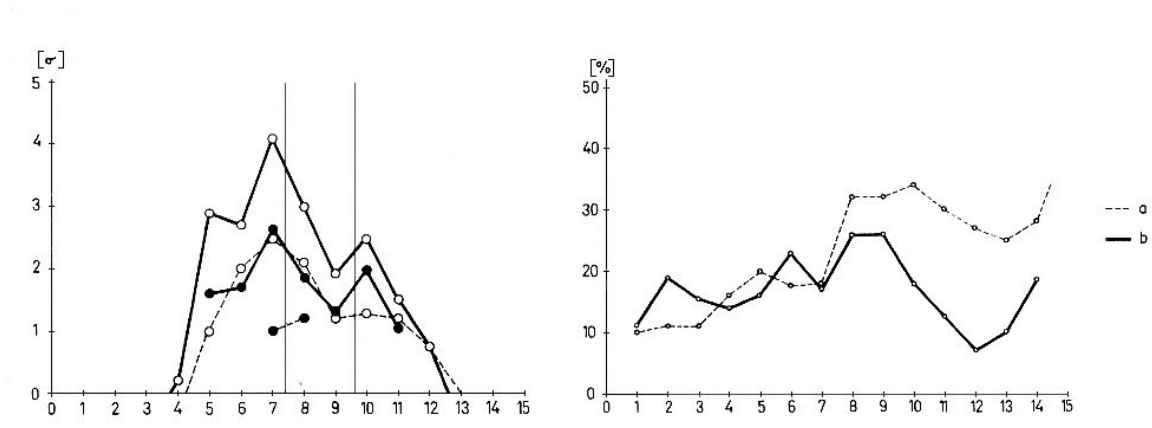


Abb. 2a: 3 verschiedene Qualitätsmaßzahlen für die Bildrekonstruktion in Abhängigkeit von der Tiefe (Abszisse: Ebenennummer). Die Grenzen des Speicherdefektes (4 cm Ø in 9cm Tiefe) sind als senkrechte Linien eingezeichnet. Berechnungen ohne Berücksichtigung der geringeren Dichte außerhalb des Phantoms unter Berücksichtigung der gesamten Streuung.

- M_z Voxel-Mittelwert in den 16 zentralen Voxels (in einigen Ebenen Defekt)
- M_u Voxel-Mittelwert in der Umgebung
- σ_u Streuung der Voxelwerte in der Umgebung

Minimax-Linie: Sie verbindet die Voxels, die beiden Verteilungen M_z, σ_z und M_u, σ_u mit gleicher Wahrscheinlichkeit zuzurechnen sind.

$\frac{\sigma_u}{M_u} \cdot 100$ [%]-Rauschen

- ii.: $\circ - \circ - \circ$ $\frac{M_u - M_z}{\sigma_u}$ soweit größer 0, mit Filterung, 16 Iterationen
- $\circ \cdots \circ \cdots \circ$ $\frac{M_u - M_z}{\sigma_u}$ soweit größer 0, ohne Filterung, 30 Iterationen
- $\bullet - \bullet - \bullet$ Abstand der Minimax-Linie von den Mittelwerten in Vielfachem des gemeinsamen σ soweit größer 1; mit Filterung, 16 Iterationen

FiltergröÙe: Ebenen 1 – 4 : 13 Punkte
 Ebenen 5 – 8 : 21 Punkte
 Ebenen 9 – 12: 37 Punkte
 Ebenen 13 – 15: 57 Punkte

- re.: $\circ \cdots \circ \cdots \circ$ Rauschen, ohne Filterung, 30 Iterationen
- $\circ - \circ - \circ$ Rauschen, mit Filterung, 16 Iterationen

Fig 2a: 3 different parameters of the quality of reconstruction depending on the depth of the reconstruction plane (abscissa: plane number). Vertical lines: borders of the lesion (4 cm Ø in 9 cm depth). Reconstruction without allowing for the low density outside the phantom cylinder but considering the whole scattering.

- M_z mean of the 16 central voxels (in some planes: lesion)
 - M_u mean of the voxel load in the surrounding
 - σ_u standard deviation of the voxel load in the surrounding
- Minimax line: hits the voxels to attribute to both the distributions $M_z, \sigma_z, M_u, \sigma_u$ with equal probability.

$\frac{\sigma_u}{M_u} \cdot 100$ [%] noise
 left: ○—○—○ $\frac{M_u - M_z}{u}$ if greater 0, with filtering, 16 iterations
 ○---○---○ $\frac{M_u - M_z}{u}$ if greater 0, without filtering, 30 iterations
 ●—●—● Distance of the minimax-line from the means in multiples of the combined standard deviation if greater 1; with filtering, 16 iterations.

Filter size: plane 1–4 : 13 points
 plane 5–8 : 21 points
 plane 9–12: 37 points
 plane 13–15: 57 points

right: ○---○---○ noise, without filtering, 30 iterations
 ○—○—○ noise, with filtering, 16 iterations

Additive vs. multiplikative SIRT

Erste Testläufe ergaben, dass die multiplikative SIRT nur halb so viele Iterationen benötigte, um mit der additiven SIRT vergleichbare Ergebnisse zu liefern, wobei die Rechenzeit pro Iteration nur unwesentlich größer war. Der Unterschied macht sich dann besonders markant bemerkbar, wenn die Voxel eine sehr unterschiedliche Beladung aufweisen, wie dies bei punktförmigen Aktivitätsquellen oder -defekten in der SPECT geradezu bildtypisch ist.

Dieser Befund lässt sich auch theoretisch nachvollziehen. Beiden Verfahren ist gemeinsam, dass in jeder Projektion eine sog. Raysumme gebildet wird, d. h. die Beiträge der Voxel zu jeder Projektion werden aufsummiert. Sodann wird diese Raysumme mit dem tatsächlich gemessenen Pixelwert verglichen und die Abweichung (entweder als Differenz oder Verhältniswert) errechnet. Bei der additiven SIRT wird nun dieser Fehler in gleichen Anteilen den entsprechenden Voxel zugewiesen, während die multiplikative SIRT die Zuweisung proportional zum vorgefundenen Voxelwert vornimmt. Bei der TCT macht sich wegen der allgemein relativ geringen Absorptionsunterschiede der Unterschied im Verfahren nicht so bemerkbar, so dass hier die etwas geringere Rechenzeit der additiven SIRT für die Auswahl den Ausschlag gegeben haben dürfte. Bei der SPECT wird aber eine punktförmige Aktivitätsverteilung durch das additive Verfahren immer wieder in Projektionsrichtung „verschmiert“. Diese Artefakte werden ihrerseits wieder in die Projektionsrichtungen verteilt usw. COLSHER sowie LOTTES und JORDAN haben bei ihrem Einsatz der SIRT in der longitudinalen SPECT ausschließlich die additive Form verwendet. [2,10].

Auswirkungen von Absorption und Streuung auf die Bildrekonstruktion

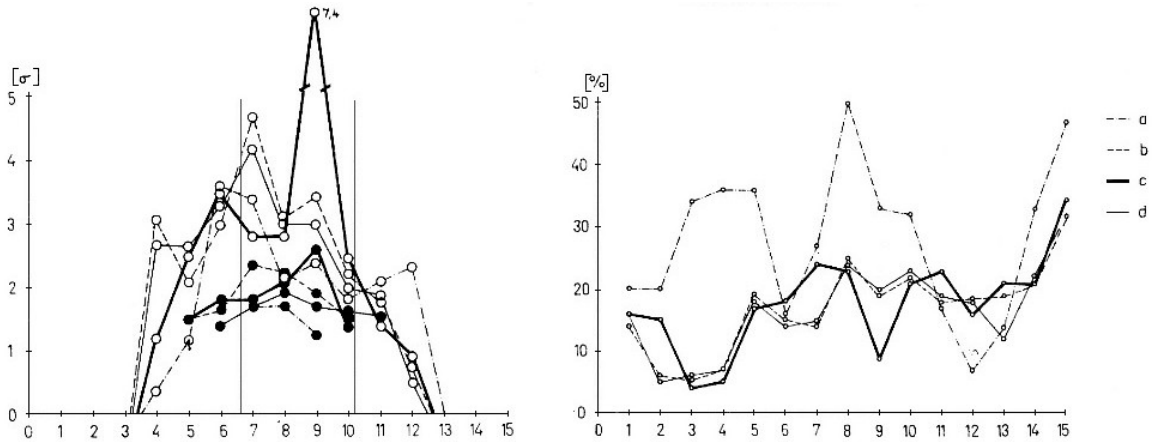


Abb. 2b: 3 verschiedene Qualitätsmaßzahlen für die Bildrekonstruktion in Abhängigkeit eines Defektes von 4 cm in 9cm Tiefe (Abszisse: Ebenennummer). Die Grenzen des Speicherdefektes sind als senkrechte Linien eingezeichnet. Berechnungen mit Vorgabe der geringeren Dichte außerhalb des Phantoms. Alle Berechnungen mit 13 Punkte-Filter

- $\frac{M_U - M_Z}{\sigma_U}$ soweit größer 0, keine Korrektur auf Absorption und Streuung
- $\frac{M_U - M_Z}{\sigma_U}$ soweit größer 0, mit Korrektur auf Absorption ohne Berücksichtigung der Streuung
- $\frac{M_U - M_Z}{\sigma_U}$ soweit größer 0, mit Korrektur auf Absorption und Berücksichtigung der Gesamtstreuung
- $\frac{M_U - M_Z}{\sigma_U}$ soweit größer 0, mit Korrektur auf Absorption und Berücksichtigung der Streuung im 57-Punkte-Bereich
- Abstand der Minimax-Linie von den Mittelwerten in Vielfachem des gemeinsamen σ soweit größer 1; keine Korrektur auf Absorption und Streuung
- Abstand der Minimax-Linie von den Mittelwerten in Vielfachem des gemeinsamen σ soweit größer 1; mit Korrektur auf Absorption, ohne Berücksichtigung der Streuung
- Abstand der Minimax-Linie von den Mittelwerten in Vielfachem des gemeinsamen σ soweit größer 1; mit Korrektur auf Absorption und Berücksichtigung der gesamten Streuung
- Abstand der Minimax-Linie von den Mittelwerten in Vielfachem des gemeinsamen σ soweit größer 1; mit Korrektur auf Absorption und Berücksichtigung der Streuung im 57-Punkte-Bereich

Fig. 2b: 3 different parameters of the quality of reconstruction depending on a lesion of 4 cm Ø in depth of 9 cm (abscissa: plane number). Vertical lines: borders of the lesion. Reconstruction with setting of the low density outside the phantom. All calculations with 13 point-filter.

left: ○ — ○ — ○ — ○ — ○	$\frac{M_U - M_Z}{\sigma_U}$	if greater 0, without correction for absorption and scattering
○ — ○ — ○ — ○	$\frac{M_U - M_Z}{\sigma_U}$	if greater 0, with correction of absorption, but without correction for scattering
○ — ○ — ○ — ○	$\frac{M_U - M_Z}{\sigma_U}$	if greater 0, with correction of absorption and the whole scattering
○ — ○ — ○ — ○	$\frac{M_U - M_Z}{\sigma_U}$	if greater 0, with correction of absorption and the scattering within the 57-Point-filter
● — ● — ● — ●		Distance of the minimax-line from the means in multiples of the combined standard deviation if greater 1; no correction of absorption and scattering
● — ● — ● — ●		Distance of the minimax-line from the means in multiples of the combined standard deviation if greater 1; with correction of absorption, without correction of scattering
● — ● — ● — ●		Distance of the minimax-line from the means in multiples of the combined standard deviation if greater 1; with correction of absorption and the whole scattering
● — ● — ● — ●		distance of the minimax-line from the means in multiples of the combined standard deviation of greater 1; with correction of absorption and the scattering within the 57-point-filter

Ein Vergleich der Gütekriterien in Abb. 2 oben links mit der Originalaufnahme in Abb. 1 zeigt zunächst eindrucksvoll die Leistungsfähigkeit der SPECT auch unter ungünstigen Nachweisbedingungen. Während die Originalaufnahme im Bereich der Defektprojektion keine erkennbaren Unterschiede in der Pixelbeladung gegenüber der Umgebung zeigt, wird ohne Filterung der Defekt immerhin bis zu $2,5\sigma$ gegenüber der Umgebung sichtbar. Eine optimale Filterung verbessert mit wesentlich weniger Iterationen die Nachweisbarkeit bis zu 4σ , auch die Minimallinie erreicht nun mit $2,5\sigma$ einen ausreichend sicheren Wert. Wie Abb. 2 oben rechts zeigt, bewirkt die mit der Ebenentiefe fortschreitende Filtergröße eine zunehmende Homogenisierung der Voxelbeladung, während bei der ungefilterten Berechnung im Gegenteil die Inhomogenität mit der Tiefe stark anwächst. Allerdings wird der Defekt nicht in der exakten Tiefe lokalisiert. Die Ursache dürfte darin liegen, dass hier Absorption und Streuung berücksichtigt wurden, ohne dass die geringe Dichte des Luftvolumens außerhalb des zylindrischen Phantoms berücksichtigt wurde.

Dagegen wurde bei den folgenden Berechnungen für die entsprechenden Voxels die Dichte 0 angenommen. Den Qualitätskriterien ist zunächst zu entnehmen, dass eine Absorptionskorrektur eine deutliche Verbesserung bewirkt. Dies ist in der Literatur heute auch unstrittig. Die zusätzliche Berücksichtigung der gesamten Streuung bewirkt eine markante Steigerung in der Nachweisbarkeit des Defektes. Die für den Bereich des 57-Punkte-Filters ermittelten Abschwächungskoeffizienten sind offensichtlich wirksamer, als die bloße Berücksichtigung der Abschwächung ohne Streuung.

Als weiteres Kriterium für die Richtigkeit der berechneten Voxelbeladung wurde sie mit der Aktivität einer Punktquelle in 9 cm Entfernung vom Kollimator (in Luft) verglichen.

Punktquelle: $3.63 \cdot 10^6$ Bq (98 μ Ci) lieferten im Durchschnitt über 18 Winkeleinstellungen (je 16s Messzeit): 478,27 ips.

Phantom: Ansatz 16:50 Uhr $7,4 \cdot 10^7$ Bq (2 mCi) in 3,053 l H₂O.
1 Voxel (0,22 cm³):

5332,46 Bq

zur Aufnahmezeit 19:30 Uhr	3862,26 Bq
Rekonstruierte Voxelbeladung bei 55s Messzeit (mit Berücksichtigung de gesamten ^ Streuung. Vorgabe der Dichtewerte und Filterung mit 13-Punkte-Filter, Mittelwert über 15 Ebenen):	29,27 Impulse
zu erwarten aus Punktquellenmessung:	29,95 Impulse

Mit Berücksichtigung von Absorption und Streuung scheint also die SPECT den Nuklearmediziner dem Wunschtraum eine absoluten Aktivitätsmessung in Organen näher zu bringen.

Zusammenfassung

Die Abschwächung von ^{99m}Tc - γ -Photonen im Wasser beruht weit überwiegend auf Comptonstreuung. Der Schwächungskoeffizient ist so erheblich von der Schichttiefe abhängig, dass der jeweils tiefenspezifische Wert statt einer Konstanten bei der Bildrekonstruktion in der longitudinalen **Single Photon Emission Computer Tomography** berücksichtigt werden muss. Bei üblichem Spektrometerfenster von 20% relativer Breite liefern gestreute ^{99m}Tc -Photonen bis zu einem Winkel von 55° (ohne Mehrfachstreuung) 33,9% der Streuung und einen Beitrag zum Bildaufbau. Ein aus der Klein-Nishina-Formel abgeleiteter Algorithmus beschreibt die experimentell ermittelte Tiefenabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten hinreichend. Ihre Verwendung steigert die Qualität der Bildrekonstruktion deutlich. Ein digitales Filter, das bei der Rekonstruktion tiefer Schichten eine zunehmende Zahl von Pixel umfasst, verbessert die Nachweisbarkeit von Aktivitätsdefekten und die Homogenität der Voxelbeladung. Die Implementierung des Algorithmus zum Schwächungsausgleich und des digitalen Filters erfolgte mit der **multiplikativen** SIRT, nachdem diese im Vorexperiment deutlich besser konvergiert hatte als die additive.

Karteistichwörter:

Emissionscomputertomographie, Bildrekonstruktion.

Summary

The attenuation of ^{99m}Tc - γ -photons in water is mostly due to Compton-scattering. Our experiments certify the assumption that the attenuation coefficient in longitudinal **single photon emission computer tomography** the values related to depth is used instead of a constant value. ^{99m}Tc -photons scattered until to an angle of 55° (without multiple scattering) are measured with the relative window width of 20% (as usual in scintigraphy). This is 33,9% of the whole scattering. An algorithm developed from the Klein-Nishina-formula describes the experimentally measured dependence of the attenuation coefficient on the depth satisfactorily. A digital filter increasing with depth of the reconstruction plane improves the detectability of lesions and the homogeneity of the voxel load. Correction for attenuation and the digital filter are implemented in die **multiplicative** SIRT because of the better convergence of this technique in comparison to the additive SIRT in preliminary experiments.

Key words:

Emission computer tomography, image reconstruction.

Literatur / References

- [1] BUDINGER, T. F., G. T. GULLBERG: Transverse Section Reconstruction of Gamma-Ray-Emitting Radionuclides in Patients. In: TER-POGOSSIAN, M., M. E. PHELPS, G. L. BROWNELL, J. R. COX Jr., D. O. DAVIS, R. G. EVENS (Hrsg.) Reconstruction Tomography in Diagnostic Radiology and Medicine. Univ. Press, Baltimore 1977
- [2] COLSHER, J.: Iterative Three Dimensional Image Reconstruction from Tomography Projections. Comput. Graphics and Image Process. **5** (1977): 513
- [3] GILBERT, P.: Iterative Methods for the Three Dimensional Reconstruction of an Object from Projections. J. Theor. Biol. **36** (1972): 105
- [4] GREEN, T. O.: A Semiempirical Model Used to Obtain Values for Scintiphoto Contrast Caused by Special Lesions Arbitrarily Located within the Liver. Eur. J. Nucl. Med. **3** (1978): 213
- [5] HERMAN, G. T., A. LENT, S.W. ROWLAND: ART: Mathematics and Applications. J. theor. Biol. **42** (1973): 1
- [6] HERMAN, G. T., S. W. ROWLAND: Three Methods for Reconstructing Objects from X Rays: A Comparative Study. Comput. Graphics and Image Process. **2** (1973): 151
- [7] HUNT, W. A., H. G. MEDER, P. PISTER, G. WALCH, W. J. LORENZ, H. LUIG, P. SCHMIDLIN: Optimum Sample Size in Digital Radioscintigraphy. IBM Technical Report 70.09.004. Wissenschaftliches Zentrum Heidelberg 1970
- [8] JORDAN, K., H.J. FRIEHL, V. GETTNER, E. KAEMPF, S. GEISLER, J. v. HARSDORF, C. NENTWIG: A NEW Concept of an Experimental Tomographic Scanner. First World Congress of Nuclear Medicine, Tokio 1974, Proceed. p. 1274
- [9] LOTTES, G., K. JORDAN: Der Einfluß des statistischen Rauschens auf die Bildrekonstruktion bei der longitudinalen Computer-Emissions-Tomographie. Nuklearmedizin Suppl. **15** (1978): 53
- [10] LOTTES, G., K. JORDAN: Vergleich von verschiedenen Rekonstruktionsalgorithmen bei der longitudinalen Emissions-Tomographie. Nuklearmedizin Suppl. **16** (1979): 57
- [11] LOTTES, G., K. JORDAN: Möglichkeiten zur Absorptionskorrektur bei der longitudinalen Emissions-Tomographie. 18.- Jahresversammlung der Gesellschaft für Nuklearmedizin, Erlangen-Nürnberg, 1980
- [12] MUEHLEHNER, G. A.: Tomographic Scintillation Camera. Phys. Med. Biol. **16** (1971): 87