

PET – Positronen–Emissions–Tomographie

Fortgeschrittenen-Praktikumsversuch

Institut für Kern- und Teilchenphysik (IKTP), TU Dresden

1. Einleitung

Die Positronen-Emissions-Tomographie (PET) ist ein bildgebendes Verfahren in der Nuklearmedizin zur qualitativen und quantitativen *in vivo*-Bestimmung von Stoffwechselforgängen und regionalen Blutflüssen. Dazu wird dem Patienten eine radioaktiv markierte Substanz (Tracer) verabreicht, die je nach Art des Tracers einen bestimmten Stoffwechselforgang im Körper begleitet und sich in bestimmten Strukturen anreichert. Die Verteilung des Tracers kann anhand der gemessenen Aktivität bestimmt werden. Über Bildrekonstruktionsverfahren der Computer-Tomographie (CT) wird die dreidimensionale Aktivitätsverteilung im Körper errechnet und in Schichtbildern dargestellt (tomographisches Verfahren). Durch die Abbildung von bestimmten Stoffwechselforgängen können funktionelle Informationen über interessierende Gewebestrukturen komplementär zu den Aussagen von morphologischen bildgebenden Verfahren wie z.B. der Computer-Tomographie erhalten werden. Die PET hat ihre klinische Bedeutung vor allem in der Onkologie (Tumordiagnostik und Bewertung des Therapieverlaufs), wird aber auch in der Neurologie (Diagnose von neurologischen Erkrankungen wie Epilepsie oder Demenz vom Alzheimer-Typ), Kardiologie (Diagnose von Herzerkrankungen) und klinischen Pharmakologie (*in vivo*-Untersuchung der Wirksamkeit neuer Medikamente) eingesetzt.

Die bei der PET eingesetzten Tracer sind Positronenstrahler, d.h. chemische (i. Allg. künstlich erzeugte) Elemente, deren Atomkerne einen Überschuss an Protonen besitzen und über einen β^+ -Zerfall Positronen (e^+) und Neutrinos (ν) emittieren. Das Neutrino verlässt die umgebende Materie praktisch ohne weitere Wechselwirkungen. Das Positron hingegen wird in der umgebenden Materie innerhalb weniger Millimeter abgebremst und zerstrahlt anschließend mit einem Hüllenelektron. Die beiden dabei entstehenden antiparallelen Annihilationsphotonen können von den Detektorsegmenten des PET-Tomographen registriert werden. Der Zerstrahlungsort des Positrons liegt auf der Verbindungslinie der beiden in Koinzidenz nachgewiesenen Annihilationphotonen. Somit ist im Gegensatz zur CT keine weitere mechanische Kollimation erforderlich.

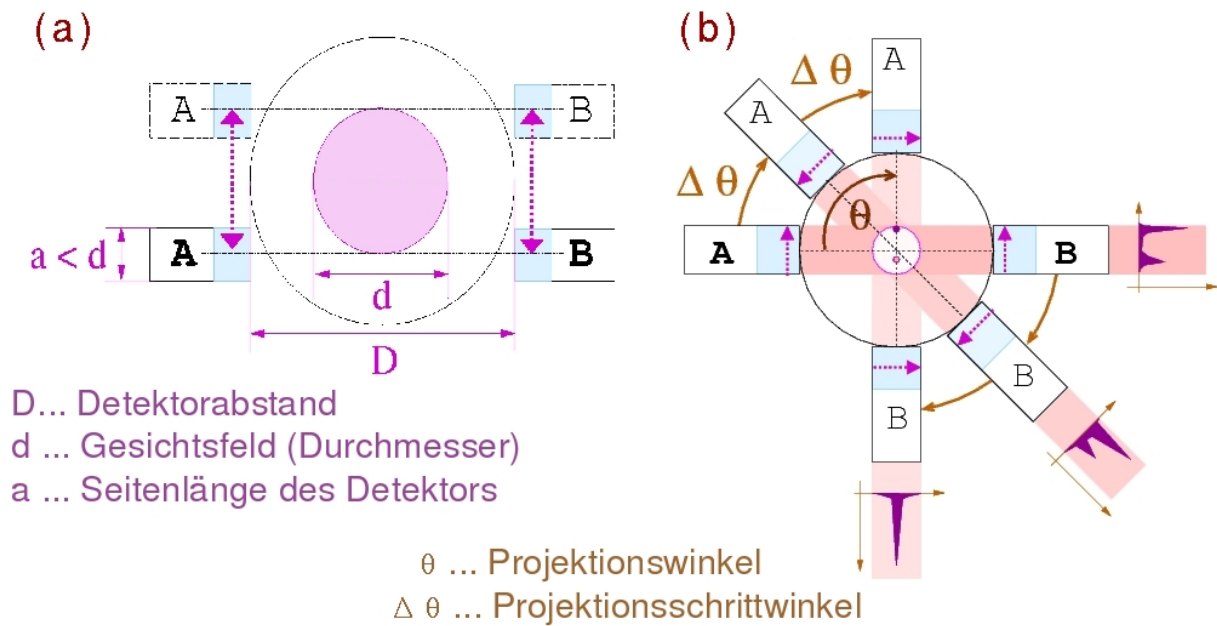
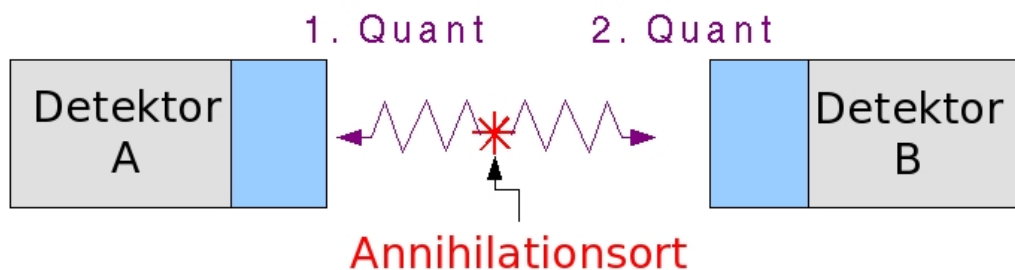


Abb. 1: Schematische Darstellung der Funktionsweise des PET-Ausbildungstomographen: Zur Aufnahme der 1D-Projektion fahren die Detektoren über das Gesichtsfeld (a), anschließend wird auf den nächsten Projektionswinkel rotiert (b)

Aus der Aufnahme von mehreren eindimensionalen Projektionen der Aktivitätsverteilung unter verschiedenen Winkeln kann mit Hilfe von Bildrekonstruktionsmethoden deren Verteilung für eine zweidimensionale Ebene berechnet werden. Die Aufnahmen erfolgen beim Ausbildungs-Tomographen mit zwei gegenüberliegenden Detektoren, die entlang des Gesichtsfeldes verfahren werden. Die Projektionsaufnahmen unter verschiedenen Winkeln werden durch eine Rotation des Detektorsystems realisiert. In herkömmlichen PET-Systemen entfällt die Rotation durch die ringförmige Anordnung der Detektoren.



Maximaler Laufzeitunterschied: $\Delta t = D / c$ D ... Detektorabstand
 c ... Lichtgeschwindigkeit

Abb. 2: Schematische Darstellung des Koinzidenzmessung für die PET

2. Physikalische Grundlagen

2.1 β^+ -Zerfall

Beim β^+ -Zerfall wird ein Proton p im Kern in ein Neutron n umgewandelt. Dabei entstehen ein Positron e^+ , welches die Ladung fortträgt sowie ein Neutrino ν . Die frei werdende Energie verteilt sich auf diese beiden Teilchen.



Der Zerfall tritt bei protonenreichen Isotopen auf. Beim Zerfall des Isotops X in das Isotop Y verringert sich somit die Kernladungszahl Z um eine Elementarladung, die Massezahl A bleibt unverändert.



Stichworte:

Beta-Spektrum, PET relevante Positronen-Emitter, Herstellung von Positronen-Emittern

2.2 e^+e^- -Annihilation

Das Positron als Antiteilchen des Elektrons besitzt dieselbe Ruhemasse ($m_e = 511 \text{ keV}/c^2$) wie das Elektron. Befindet sich keine zusätzliche kinetische Energie im Elektron-Positron-System wird bei der Zerstrahlung dessen gesamte Ruhemasse von $1022 \text{ keV}/c^2$ gemäß der Einsteinschen Relationen ($E = mc^2 = h\nu$) in elektromagnetische Strahlung umgewandelt. In Abhängigkeit des Gesamtspins ist ein Zerfall in 2 oder 3 Photonen möglich. Letzterer ist jedoch ein Prozess höherer Ordnung, womit die 3-Photonen-Zerstrahlung für die PET praktisch vernachlässigbar ist. Aufgrund des Energie- und Impulserhaltungssatzes ist nur die Abstrahlung zweier identischer Photonen unter einem Winkel von 180° zulässig.

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2 \quad [3]$$

$$E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = m_e c^2 = 511 \text{ keV} \quad [4]$$

$$\sphericalangle(\gamma_1, \gamma_2) = 180^\circ \quad [5]$$

Stichworte:

Ungebundene/Gebundene Systeme, Zwei-/Drei-Quanten-Zerfall, Winkelabweichung

2.3 Wechselwirkung von Positronen und Photonen in Materie

Stichworte:

Bremsvermögen, Reichweite, Compton-Effekt, Photoeffekt

2.4 Koinzidenzzählrate

In der PET müssen die beiden zeitgleich emittierten (also zeitlich korrelierten) Photonen in zwei verschiedenen Detektoren nachgewiesen werden. Neben den physikalisch korrelierten Ereignissen, den wahren Koinzidenzen, kann es auch zum Nachweis unkorrelierter Ereignisse (zufällige Koinzidenzen) kommen. Deren Anzahl steigt mit zunehmender Quellaktivität A , kann aber durch eine gute Koinzidenzauflösungszeit τ minimiert werden.

Die Zählrate der wahren Koinzidenzen \dot{N}_K ergibt sich aus der Quellaktivität, der intrinsischen Nachweiseffektivität ϵ_1 und ϵ_2 der beiden Detektoren für den betreffenden Energiebereich sowie dem Raumwinkelement Ω_{min} des Detektors, der am weitesten von der Quelle entfernt ist:

$$\dot{N}_K = \left(\frac{\Omega_{min}}{2\pi} \right) \cdot P_\beta \cdot A \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \quad [6]$$

Dabei gibt P_β die Zerfallswahrscheinlichkeit des Nuklids für den β^+ -Zerfall an. Das Raumwinkelement ergibt sich aus der effektiven Detektorfläche A_{eff} und dem Abstand des Detektors d_{max} zur Quelle:

$$\Omega_{min} = \frac{A_{eff}}{d_{max}^2} \quad [7]$$

In die Zählrate zufälliger Koinzidenzen \dot{N}_Z geht zusätzlich die Koinzidenzauflösungszeit ein:

$$\dot{N}_Z = \left[4\tau \cdot A \cdot \left(\frac{\Omega_{min}}{2\pi} \right) \right] \cdot \dot{N}_K \quad [8]$$

Stichworte:

Physikalisch korrelierte Ereignisse, Koinzidenzmessung, Laufzeitunterschied, Untergrund zufälliger Koinzidenzen, Koinzidenzauflösungszeit, Koinzidenzzeitfenster

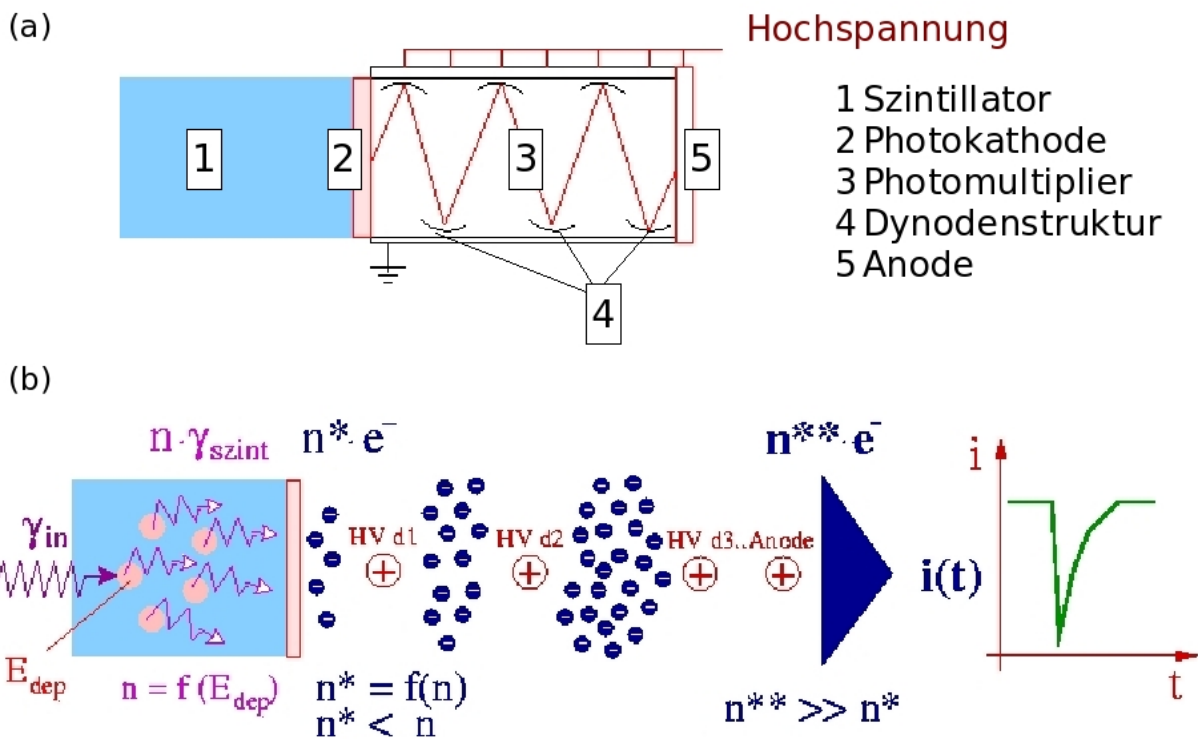


Abb. 3: Schematischer Aufbau (a) und Funktionsweise (b) eines Szintillationsdetektors[1]

2.5 Modifiziertes Anger-Prinzip

Für die PET werden Szintillationsdetektoren verwendet. Diese bestehen aus einem geeigneten Kristall als Szintillator sowie einem angekoppelten Photonendetektor zur Auswertung des erzeugten Lichts. Werden zur Registrierung der erzeugten Lichtmenge Photomultiplier (PMT) eingesetzt, wird das örtliche Auflösungsvermögen bei einer 1:1-Kopplung von Kristall und PMT von der Größe der PMT begrenzt. Deren technische Miniaturisierung genügt jedoch nicht den Ansprüchen der PET, weshalb es zum Einsatz von Blockdetektoren kommt.

Beim Blockdetektor werden einzelne Kristalle mit einem dahinter befindlichen Lichtleiter kombiniert, an welchem die Photomultiplier angebracht sind (modifiziertes Anger-Prinzip). Bei den im Versuch eingesetzten Blockdetektoren wird durch unterschiedlich tiefe Einschnitte an der Kristalloberfläche eine 8 x 8 -Kristallmatrix realisiert, die von vier PMTs ausgelesen wird. Dabei dient das Kristall gleichzeitig als Lichtleiter.

Die Summe der einzelnen Amplituden A_i bzw. B_i ist proportional zu der im Szintillator deponierten Energie E_A und E_B des einfallenden Photons in Detektor A bzw. B:

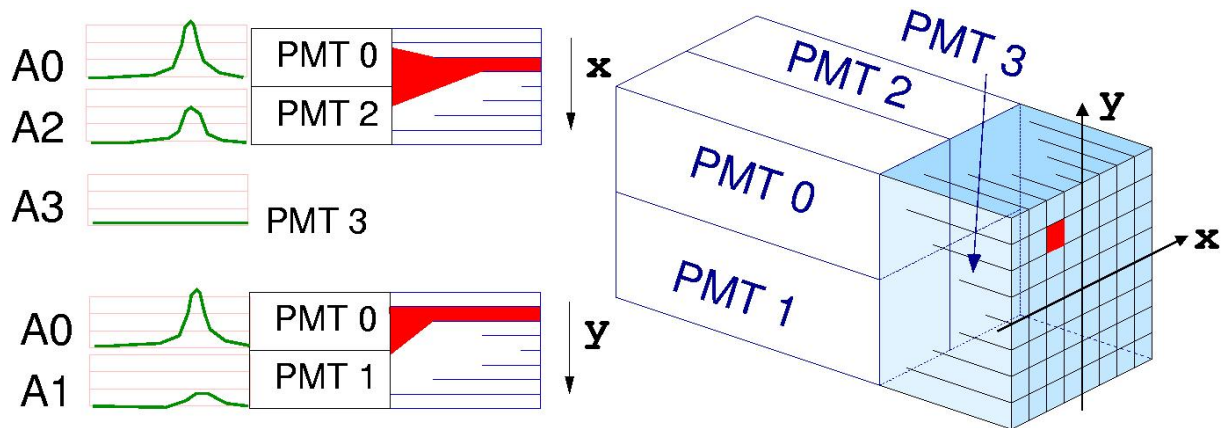


Abb. 4 Schematische Darstellung eines Blockdetektors (rechts). Durch die unterschiedlichen Einschnitttiefen an der Frontfläche wird eine Modifikation des erzeugten Szintillationslichts im Kristall erreicht, welches von vier dahinter liegenden Photomultipliern (PMT) ausgewertet wird (modifiziertes Anger-Prinzip). Aus den Signalamplituden A_0 bis A_3 kann sowohl auf die Energie wie auch auf den Ort des einfallenden Teilchens geschlossen werden [2].

$$E_A \propto A_T = \sum_{i=0}^3 A_i \quad \text{bzw.} \quad E_B \propto B_T = \sum_{i=0}^3 B_i \quad [9]$$

Durch eine Schwerpunktsbildung der einzelnen Amplituden kann der Wechselwirkungsort des Photons mit dem Detektormaterial zweidimensional bestimmt werden [5]:

$$x_A = \frac{(A_2 + A_3) - (A_0 + A_1)}{A_T} ; \quad y_A = \frac{(A_0 + A_2) - (A_1 + A_3)}{A_T} \quad [10]$$

Für Detektor B gelten die Beziehungen entsprechend.

Die sich ergebenden Werte sind kontinuierlich zwischen -1 und $+1$ verteilt. Durch eine Kalibrierung kann für jedes Element der Detektor-Kristallmatrix eine Festlegung von Wertebereichen für die ermittelten Koordinaten (x_A, y_A) bzw. (x_B, y_B) erfolgen. Dadurch ist eine Zuordnung zu den diskreten Kristallmittelpunkten möglich, die eine absolute Ortsangabe erlaubt.

Stichworte:

Photonendetektor, Szintillatoren, Spezifische Detektoranforderungen für die PET

3. Mathematische Grundlagen der Tomographie

Ziel der tomographischen Bildrekonstruktion ist die Berechnung einer unbekanntes n -dimensionalen Funktion aus deren bei verschiedenen Winkeln gemessenen $(n-1)$ -dimensionalen Projektionen. In den praktischen Anwendungsfällen der Tomographie nimmt n die Werte zwei und drei an. Im Rahmen des Praktikums ist es ausreichend, sich auf die Betrachtung der zweidimensionalen Ebene zu beschränken.

3.1 Radon-Transformation

Bei der Radon-Transformation wird die unbekanntes zweidimensionale Funktion $f_I(x, y)$ parallel auf eine Gerade s projiziert, welche durch den Koordinatenursprung in der Mitte des Gesichtsfeldes verläuft und mit der x -Achse den Winkel θ einschließt. Dazu werden für jeden Punkt s_i auf der Geraden die Funktionswerte entlang der Normalen t_{s_i} aufsummiert. In den beiden um den Projektionswinkel θ gedrehten Koordinatensystemen (x, y) und (s, t) gelten folgende Beziehungen:

$$s = x \cdot \cos \theta + y \cdot \sin \theta \quad [11]$$

$$x = s \cdot \cos \theta - t \cdot \sin \theta \quad [12]$$

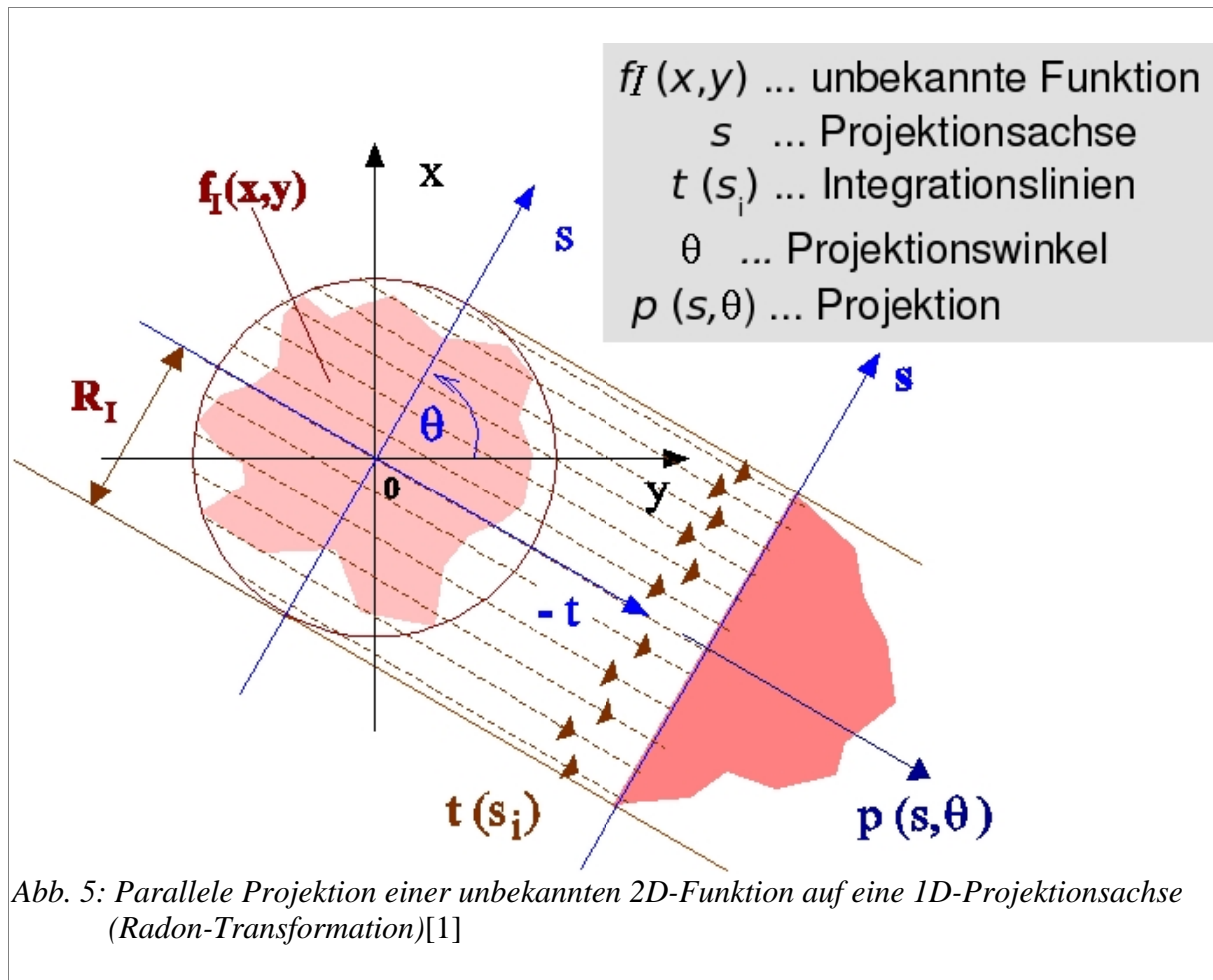
$$y = s \cdot \sin \theta + t \cdot \cos \theta \quad [13]$$

Durch die beschriebene Projektion wird den Punkten auf der Projektionsgeraden ein Linienintegral $p(s, \theta)$ zugeordnet. Unter Verwendung obiger Gleichungen ergibt:

$$p(s, \theta) = \int_{-R_I}^{+R_I} dt f_I(s \cdot \cos \theta - t \cdot \sin \theta, s \cdot \sin \theta + t \cdot \cos \theta) \quad [14]$$

Dabei bezeichnet $R_I = \sqrt{x^2 + y^2}$ den Radius, außerhalb dessen alle Funktionswerte Null sind.

Die zweidimensionale Darstellung der Funktion $p(s, \theta)$ wird als Sinogramm bezeichnet. Die Radon-Transformation ist sowohl translations- als auch rotationsinvariant. Durch die Invarianz gegenüber Verschiebungen kann sowohl auf $f_I(x, y)$ als auch auf $p(s, \theta)$ die Fouriertransformation angewendet werden.



Stichworte:

Parallele Projektion, Linienintegral, 2D/3D-Betrachtung

3.2 Projektionssatz

Der Zusammenhang zwischen der unbekanntes Funktion $f_I(x,y)$ und den gemessenen Projektionen $p(s,\theta)$ wird durch den Projektionssatz (Fourier-Scheiben-Theorem) hergestellt. Demnach entspricht die bezüglich der radialen Variablen s durchgeführte 1D-Fourier-Transformation $FT_1 [p(s,\theta_0)] = P(S,\theta_0)$ für die Projektion unter dem Winkel θ_0 im Frequenzraum der 2D-Fourier transformierten unbekanntes Funktion $FT_2 [f_I(x,y)] = F_I(k_x,k_y)$ einem Radialstrahles S , welcher den gleichen Anstieg wie die Gerade s im Ortsraum aufweist und durch den Nullpunkt geht. Das bedeutet, dass der mit der k_x -Achse eingeschlossene Winkel mit dem Projektionswinkel übereinstimmt. Explizit kann das in wenigen Schritten gezeigt werden:

$$\begin{aligned}
 P(S, \theta_0) &= \int ds \, p(s, \theta_0) \cdot e^{-2\pi i S s} \\
 &= \iint ds \, dt \, f_I(s \cdot \cos \theta_0 - t \cdot \sin \theta_0, s \cdot \sin \theta_0 + t \cdot \cos \theta_0) \cdot e^{-2\pi i S s} \\
 &= \iint dx \, dy \, f_I(x, y) \cdot e^{-2\pi i S(x \cdot \cos \theta_0 + y \cdot \sin \theta_0)} \quad [15] \\
 &= \iint dx \, dy \, f_I(x, y) \cdot e^{-2\pi i S(x \cdot \cos \theta_0)} \cdot e^{-2\pi i S(y \cdot \sin \theta_0)} \\
 &= F_I(S \cdot \cos \theta_0, S \cdot \sin \theta_0)
 \end{aligned}$$

3.3 Rückprojektion

Durch die Menge aller Projektionen $p_\theta(s, 0 \leq \theta \leq \pi)$ wird jeder Punkt im Frequenzraum der unbekannt Funktion $f_I(x, y)$ bestimmt. Diese kann dann formal durch eine inverse 2D-Fourier-Transformation $(FT_2)^{-1}$ rekonstruiert werden:

$$\begin{aligned}
 f_I(x, y) &= (FT_2)^{-1} [F_I(k_x, k_y)] \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y \, F_I(k_x, k_y) \cdot e^{2\pi i(x k_x + y k_y)} \quad [16]
 \end{aligned}$$

Unter Ausnutzung des Projektionssatzes folgt daraus:

$$\begin{aligned}
 f_I(x, y) &= (FT_2)^{-1} [F_I(S \cdot \cos \theta, S \cdot \sin \theta)] \\
 &= (FT_2)^{-1} [P(S, \theta)] \quad [17] \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} dS \, |S| \int_0^\pi d\theta \, P(S, \theta) \cdot e^{2\pi i(x \cdot S \cos \theta + y \cdot S \sin \theta)} \\
 &\quad \text{mit } |S| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}
 \end{aligned}$$

Dabei wurde von kartesischen Koordinaten (k_x, k_y) in Zylinderkoordinaten (S, θ) übergegangen. Unter Vertauschung der Integrationsreihenfolge ergibt sich:

$$f_I(x, y) = \int_0^\pi d\theta \int_{-\infty}^{+\infty} dS \, P(S, \theta) \cdot |S| \cdot e^{2\pi i S(x \cdot \cos \theta + y \cdot \sin \theta)} \quad [18]$$

Die äquivalente Formulierung im Ortsraum (Faltungstheorem) lautet:

$$f_I(x, y) = \int_0^\pi d\theta \left[p(s, \theta) * \int_{-\infty}^{+\infty} dS \, |S| \cdot e^{2\pi i S s} \right] \quad [19]$$

Die Gleichungen [18] und [19] entsprechen der inversen Radon-Transformation. In beiden Fällen werden die Projektionsdaten, entweder im Frequenzraum als punktweises Produkt mit der Funktion $|S|$ oder im Ortsraum durch Faltung mit der inversen Fourier-Transformierten von $|S|$, modifiziert. Die inverse Radon-Transformation hat keine Lösung, weil das Integral über dS divergiert und somit keine Fourier-Transformierte der Betragsfunktion $|S|$ existiert.

Zur (näherungsweise) Lösung wird eine Fensterfunktion $A(S)$ eingeführt, die mit der Betragsfunktion multipliziert effektiv eine Begrenzung des Integrationsbereiches bewirkt. Die Grenzfrequenz k_{gr} (Nyquist-Frequenz) ergibt sich aus der gewählten Abtastung Δs (d.h., der Intervallbreite) auf der Projektionsachse:

$$k_{gr} = \frac{1}{2 \cdot \Delta s} \quad [20]$$

Somit werden im Fourierraum alle Bereiche mit $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} > k_{gr}$ unterdrückt. Das Produkt von Betragsfunktion und Fensterfunktion wird als Filter $H(S)$ bezeichnet.

$$H(S) = A(S) \cdot |S| \quad [21]$$

Im einfachsten Fall entspricht die Fensterfunktion einer Rechteckfunktion, welche im Produkt ein Frequenzband begrenztes Rampenfilter erzeugt. Zur Faltung mit den Projektionsdaten muss der Kern des Filters $h(s)$ im Ortsraum berechnet werden.

$$h(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} dS A(S) \cdot |S| \cdot e^{2\pi i S s} \quad [22]$$

Damit ergeben sich die gefilterten Projektionsdaten $p_F(s, \theta)$:

$$\begin{aligned} p_F(s, \theta) &= p(s, \theta) * h(s) \\ &= \int_0^{s'_{MAX}} ds' p(s', \theta) \cdot h(s - s') \end{aligned} \quad [23]$$

Daraus ergibt sich die zur Berechnung der unbekanntenen Funktion aus den gefilterten Projektionsdaten (gefilterten Rückprojektion):



Abb. 6: Schematische Darstellung der einfachen und gefilterten Rückprojektion [1]

$$f_I(x, y) \simeq \int_0^{\pi} d\theta \, p_F(s, \theta) \quad [24]$$

Im Falle der einfachen Rückprojektion werden die ungefilterten Projektionsdaten verwendet. In beiden Fällen handelt es sich nur um Näherungslösungen. Während bei der Verwendung der gefilterten Projektionsdaten die Bildfunktion jedoch relativ gut angenähert wird, kommt es bei der einfachen Rückprojektion zu stärkeren Abweichungen ($1/r$ Abfall an scharfen Kanten). Die Berechnung des Bildpunktes an der Stelle (x', y') ergibt sich nach Gleichung [24] aus der Summierung aller Projektionswerte $p_F(s', \theta)$ für die gilt:

$$s' = x' \cdot \cos \theta + y' \cdot \sin \theta \quad [25]$$

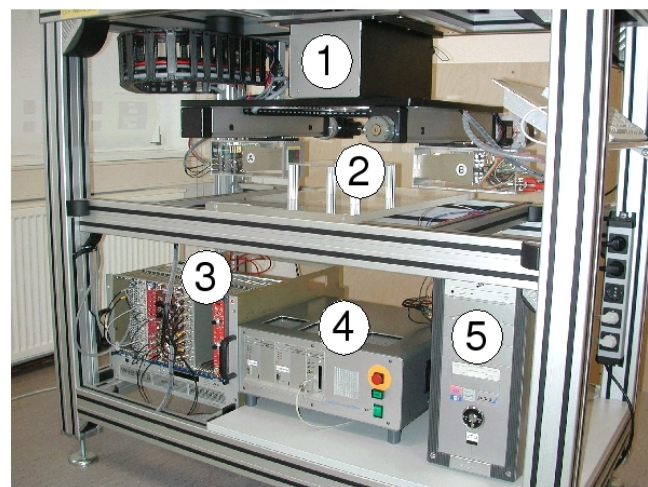
Durch die endlichen Schrittweiten Δs und $\Delta \theta$ muss für die Integralgleichungen eine diskrete Implementierung durchgeführt werden. Dies gilt sowohl für die gefilterten Projektionsdaten als auch für die Rückprojektion, in der sich das erzeugte Bild in Pixel

unterteilt. Im Normalfall werden dabei quadratische Bildpunkte gewählt. Da die diskreten Punkte im gefilterten Sinogramm nicht automatisch in die Zentren der Bildmatrixpunkte projiziert werden, wird in den meisten Fällen eine lineare Interpolation durchgeführt.

Stichworte:

Faltung, Filter, Diskrete Implementierung

4. Aufbau des PET-Scanners



- ① Detektor-Bewegungssystem
- ② Objektisch
- ③ NIM-Crate
- ④ Schrittmotor-Steuerung
- ⑤ Rechner

Bild: Quelle [2]

5. Signalverarbeitung und Datenerfassung

Für ein Koinzidenzereignis, d.h. den Nachweis der beiden Annihilationsphotonen in den gegenüberliegenden Detektoren, müssen für jeden Detektor vier Signale verarbeitet werden. Die Summe der einzelnen Amplituden ist proportional zu der im Szintillator deponierten Energie des einfallenden Photons im Detektor. Durch eine Schwerpunktbildung der einzelnen Amplituden kann der Wechselwirkungsort des Photons mit dem Detektormaterial bestimmt werden.

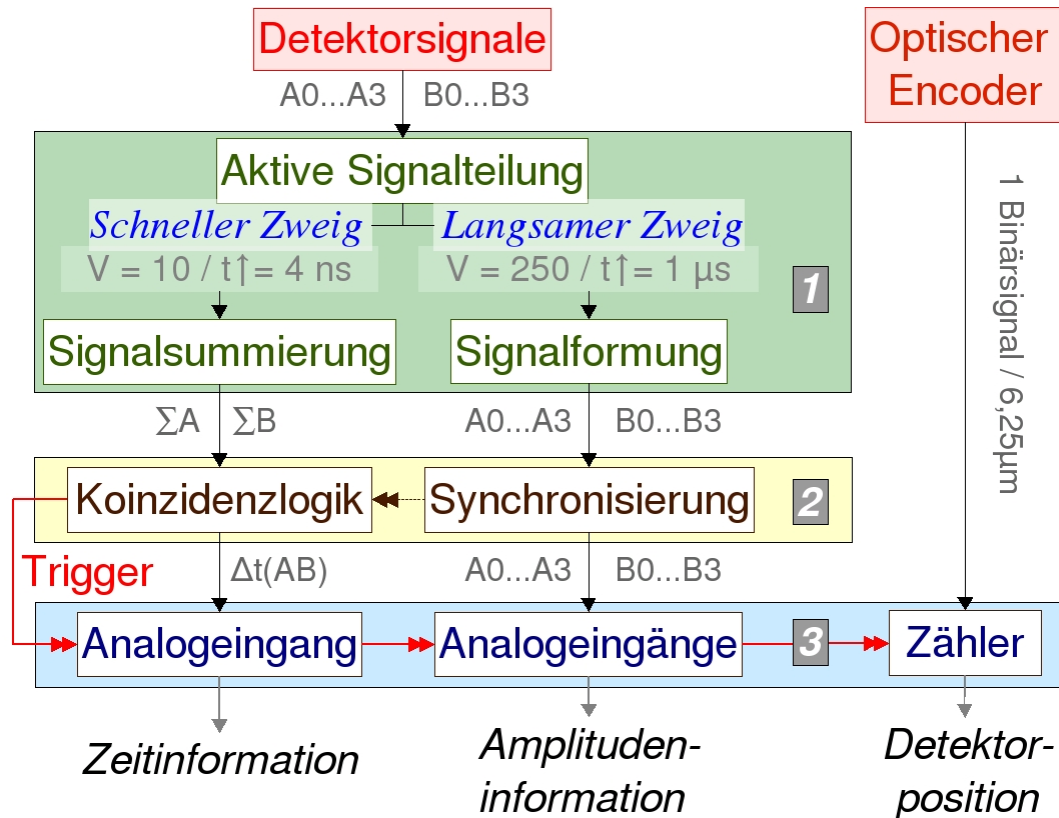


Abb. 7: Schematische Darstellung der Signalverarbeitung mit: 1 - Vorverstärker, 2 - Kommerzielle NIM-Module, 3 - Datenerfassungskarten [2]

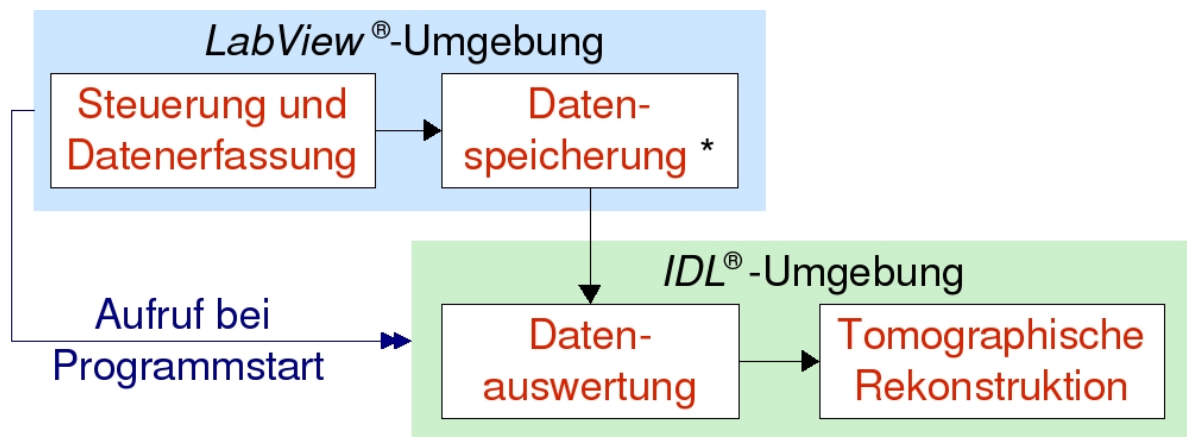
Parallel zur Amplitudenauswertung muss die Zeitdifferenz zwischen der Registrierung der Annihilationsphotonen in den Detektoren bestimmt werden, um wahre Koinzidenzereignisse von unkorrelierten (zufälligen) Ereignissen zu unterscheiden. Zur vollständigen Gewinnung aller Informationen ist deshalb eine Aufteilung der Signalverarbeitung in einen schnellen Zweig für die Koinzidenzlogik und einen langsamen Zweig zur Auswertung der Signalamplituden notwendig.

Die Datenerfassung erfolgt gleichzeitig mit der linearen Fahrbewegung der Detektoren. Für jedes registrierte Koinzidenzereignis müssen neun Analogsignale ausgewertet werden. Dabei handelt es sich um die geformten Signale der acht Photomultiplier und ein Signal des Koinzidenzzweig, das die Zeitinformation enthält. Zusätzlich dazu wird der aktuelle Wert des Scalers ausgelesen, der die ausgegebenen Signale des optischen Encoder auswertet. Die Speicherung der zehn zu einem Koinzidenzereignis gehörenden Parameter erfolgt im „List-mode“. Die Speicherung der Messdaten erfolgt für jede Projektion in eine separate Binärdatei.

Stichworte:

Fast-Slow-Elektronik, Digitalisierung, Signalformung, Koinzidenzlogik, Simultane Datenerfassung, „List-mode“-Speicherung

6. Software



Datenformat (1 Ereignis = 1 Zeile):

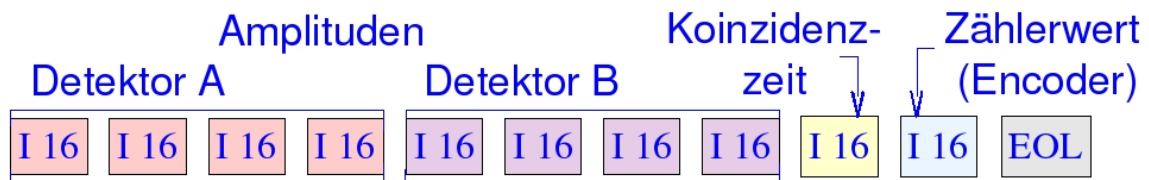


Abb. 8: Schematische Darstellung der für die Durchführung einer Messung erstellten Software (oben). Im unteren Teil ist die Reihenfolge der abgespeicherten Parameter dargestellt. Die Daten werden als 16 Bit-Wort (I16) gespeichert. [2]

Stichworte:

Online-Datenerfassung und -auswertung

6. Datenverarbeitung

Für die eingelesenen Daten einer Projektion wird zuerst die in den Detektoren deponierte Energie der beiden Annihilationsphotonen berechnet, bevor die Einhaltung der voreingestellten Energie- und Koinzidenzeitfenster überprüft wird. Ereignisse, die diese Bedingungen nicht erfüllen, werden verworfen. Somit werden wahre von zufälligen Koinzidenzereignissen unterschieden und zusätzlich Compton gestreute Ereignisse aussortiert. Als nächstes erfolgen die Kristallzuordnung sowie die Bestimmung der Position auf der Projektionsachse. Im letzten Schritt werden für die tomographische Rekonstruktion nur solche Ereignisse ausgewählt, bei denen die beiden Annihilationsphotonen in einander gegenüberliegenden Kristallspalten registriert worden sind (Bedingung der parallelen Projektion). Aus diesen Ereignissen wird das eindimensionale Intensitätsprofil (Projektion)

berechnet. Anschließend erfolgt die Einordnung der Projektionsdaten ins Sinogramm (zweidimensionale Darstellung der Intensitätsprofile in Abhängigkeit des Projektionswinkels) und die einfache Rückprojektion des Bildes aus allen bereits aufgenommenen Projektionen [4]. Zur Durchführung der gefilterten Rückprojektion wird zuerst das gewählte Filter im Ortsraum berechnet und mit den Projektionsdaten gefaltet. Für die Rückberechnung des tomographischen Bildes werden dann die gefilterten Projektionsdaten verwendet.

Stichworte:

Diskriminierung von Ereignissen, Intervalleinordnung, Tomographische Rekonstruktion

Quellen:

- [1] T. Würschig; *Aufbau eines Versuchsplatzes für die Positronen-Emissions-Tomographie*; Wissenschaftlich-Technische Berichte / Forschungszentrum Rossendorf; FZR-445(2006)
- [2] T. Würschig, T. Kluge, K. Heidel, M. Sobiella, W. Enghardt; *Ein Positronen-Emissions-Tomograph für die Ausbildung*; Z..Med.Phys. 17(2007)212-217

7. Praktikumsinhalte

- Durchführung von Kalibrierungsmessungen

Bei der Kalibrierungsmessung werden die Detektoren nicht bewegt. Die Quelle wird zwischen den Detektoren platziert. Die Anzahl zu registrierender Ereignisse wird vorgegeben. Als Quellen werden ^{22}Na -Punktquellen verwendet.

Aufgaben:

- Bestimmung der Koinzidenznachweiseffektivität des Detektorsystems
- Aktivitätsbestimmung der für die tomographischen Messungen ausgewählten Quellen
- Qualitative Auswertung der Schwerpunktsdiagramme (Pattern) und Überprüfung der eingestellten Kristallzuordnung
- Auswertung der Koinzidenzspektren für verschiedene Quellenpositionen und daraus Bestimmung des Detektorabstandes
- Qualitative Auswertung der Energiespektren für verschiedene Quellenpositionen
- Festlegung von Energie- und Koinzidenzzeitfenstern

- Durchführung von tomographischen Messungen

Die tomographische Messung erfolgt wie in der Einleitung beschrieben. Als Quellen werden ^{22}Na -Punktquellen verwendet. Die Online-Rekonstruktion wird **ohne** voreingestellte Energie- und Koinzidenzzeitfenster durchgeführt. Die auf dem Bildschirm ausgegebenen Resultate werden nach jeder Projektion aktualisiert.

Aufgaben:

- Messung einer Quellkonfiguration in einem Streukörper
- Dokumentation der Bildentstehung während der Messung
- Messung einer Punktquelle in einem Streukörper mit homogener und inhomogener Dichteverteilung

– Offline-Rekonstruktion der aus den tomographischen Messungen gewonnenen Daten

Die in der Messung gewonnenen Daten werden in Dateien abgespeichert und liegen somit auch nach der Messung vor. Damit kann eine erneute tomographische Rekonstruktion erfolgen, bei der verschiedene Einstellungen für die Bildverarbeitung geändert werden können.

Aufgaben:

- Tomographische Rekonstruktion mit den ausgewählten Fenstern unter Verwendung verschiedener Filter
- Vergleich der rekonstruierten Bilder für die einfache und gefilterte Rückprojektion
- Vergleich der rekonstruierten Bilder bei der Verwendung verschiedener Filter
- Auswertung eines ausgewählten rekonstruierten Bildes für die gefilterte Rückprojektion bezüglich der Quellenposition, des Auflösungsvermögens und der Quellenaktivität
- Untersuchung des Einflusses einer inhomogenen Dichteverteilung

– Berechnung einer tomographischen Rückprojektion anhand eines einfachen Beispiels

An Hand der beiliegenden Dokumentation zur Datenverarbeitung soll eine tomographische Rekonstruktion für eine Bildmatrix berechnet werden.

– Zusätzlich für das Protokoll ...

- Kurze Darlegung der physikalischen Grundlagen
- Schematische Darstellung und kurze Erläuterung der Signalverarbeitung
- Zusammenfassende Darstellung der Datenverarbeitung