



Bachelorarbeit

Dosimetrie gemischter Röntgen- und Elektronenstrahlungsfelder mit dem Dosepix Detektor

Sarah Ritzer

Betreuer: Dr. Martin Rongen

Abgabedatum: Abgabedatum: 25.08.2026

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theoretische Grundlagen	6
2.1	Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie	6
2.2	Radioaktiver Zerfall	11
2.3	Dosimetrische Größen	14
2.4	Der Dosepix Detektor	16
3	Entwicklung der Methode zur Dosisrekonstruktion gemischter Strahlungsfelder	20
3.1	Die Dosepix-Ausleseplatine und allgemeine Messeinstellungen	22
3.2	Allgemeine Messeinstellungen	23
3.3	Bestimmen des Konversionsfaktors für Elektronen	25
3.4	Untersuchung der Energiedepositionsspektren von ^{90}Sr / ^{90}Y und ^{241}Am	31
3.5	Einfluss der Quellenposition auf die Transmissionskoeffizienten . . .	38
4	Validierung der Methode zur Dosisrekonstruktion gemischter Strahlungsfelder	40
4.1	Messungen mit ^{90}Sr / ^{90}Y und ^{241}Am	40
4.2	Messungen mit ^{90}Sr / ^{90}Y und ^{133}Ba	47
5	Zusammenfassung	52
6	Anhang	55
6.1	Neue Konversionsfaktoren zu Kapitel 3.2	55
6.2	Energiedepositionsspektren zu 14	57
6.3	Fehlerrechnung zu Kapitel 3	58
6.4	Gemischte Energiedepositionsspektren zu 4.1	60
7	Literatur	62

1 Einleitung

Astronautinnen und Astronauten sind aufgrund der fehlenden atmosphärischen und geomagnetischen Abschirmung im Weltall einer wesentlich höheren Strahlenexposition als auf der Erdoberfläche ausgesetzt [1]. Ionisierende Strahlung kann zu erheblichen Zellschäden führen und stellt dadurch eine gesundheitliche Gefahr für die Raumfahrtbesatzung dar. Diese umfasst das elektromagnetische Spektrum und eine Mischung hochenergetischer geladener Teilchen [9]. Um die gesundheitlichen Risiken einzuschätzen, ist es essentiell, die Strahlenexposition zu überwachen. Eine besondere Anwendung stellt dabei die Weltraumdosimetrie dar, da Astronauten einem komplexen Strahlungsfeld aus unterschiedlichen Strahlungsarten ausgesetzt sind [25].

Um Strahlenexposition zu quantifizieren, werden im Strahlenschutz standardisierte Dosisgrößen verwendet, die mithilfe von Dosimetern bestimmt werden. Dabei geben aktive Dosimeter die Dosis in Echtzeit der Strahlenexposition an [15]. Eine Möglichkeit zur Echtzeiterfassung ionisierender Strahlung bieten aktive, pixelierte Siliziumdetektoren. Da Siliziumdetektoren nicht die deponierte Dosis im menschlichen Gewebe direkt messen, ist eine Umrechnung der Messdaten notwendig [1]. Aufgrund der unterschiedlichen Wechselwirkungsmechanismen der verschiedenen Strahlungsarten mit Materie müssen die jeweiligen Strahlungsbeiträge dabei separat berücksichtigt werden. Ein Beispiel für einen aktiven, pixelierten Siliziumdetektor ist der Dosepix, der am CERN in Zusammenarbeit mit dem ECAP entwickelt wurde [26]. Mit diesem ist es möglich, die äquivalente Personendosis bei einfallender Photonenstrahlung bis zu 1250 keV zu bestimmen [10]. Der Detektor kann nicht direkt zwischen den verschiedenen Arten ionisierender Strahlung unterscheiden [26]. Eine Bestimmung der Dosis in gemischten Strahlungsfeldern stellt daher eine Herausforderung dar.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde eine Methode entwickelt, mit der das von drei Dosepix Detektoren gemessene Energiedepositionsspektrum eines gemischten Strahlungsfeldes nach den einzelnen Beiträgen der Strahlungsarten getrennt werden kann. Das gemischte Strahlungsfeld setzt sich dabei aus einer bekannten Elektronenquelle und einer beliebigen Photonenquelle zusammen. Dafür wurden zunächst die Energiedepositionsspektren einer $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle und einer ^{241}Am -Quelle mit Dosepix Detektoren charakterisiert. Dabei wurde das gemessene Energiedepositionsspektrum eines Detektors mit aufgesetzter Aluminiumfilterkappe, eines freien Detektors und eines Detektors mit Zinnfilterkappe untersucht. In diesem Zusammenhang wurden die Transmissionskoeffizienten der Filterkappen sowie die mittlere spektrale Verteilung des Energiedepositionsspektrums der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle bestimmt. Auf Grundlage dieser Ergebnisse wurde die Methode zur Trennung der Beiträge der einzelnen Strahlungsquellen entwickelt. Um das entwickelte Verfahren anzuwenden, ist es notwendig, dass die Transmissionskoeffizienten beider Strahlungsquellen im Voraus bekannt sind. Anschließend wurde anhand eines gemischten Strahlungsfeldes aus $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ - und ^{241}Am -Strahlung das Verfahren validiert. Um zu untersuchen, ob die entwickelte Methode auf weitere Photonenquellen übertragbar ist, wurde diese auf ein gemischtes Strahlungsfeld unter Verwendung einer ^{133}Ba -Quelle angewandt.

2 Theoretische Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen, welche im Rahmen dieser Arbeit relevant sind, behandelt. Dazu wird zunächst die Wechselwirkung von hochenergetischen Elektronen und Photonen beschrieben. Zudem werden die in dieser Arbeit relevanten radioaktiven Zerfälle vorgestellt. Danach werden die in dieser Arbeit verwendeten dosimetrischen Größen definiert. Anschließend wird die grundlegende Funktionsweise des Dosepixmapdetektors beschrieben.

2.1 Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie

Unter ionisierender Strahlung versteht man elektromagnetische Strahlung, die genügend Energie besitzt, um gebundene Elektronen aus Atomen oder Molekülen herauszulösen und dadurch Ionen zu erzeugen. Durch die Energieübertragung der ionisierenden Strahlung entstehen in Detektorsystemen messbare Signale, die zum Nachweis der Strahlung genutzt werden [15]. Daher ist ein grundlegendes Verständnis der verschiedenen Wechselwirkungsmechanismen ionisierender Strahlung mit Materie relevant. In dieser Arbeit werden die Wechselwirkungen von Elektronen und Photonen mit Materie untersucht.

2.1.1 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Ionisierende Photonenstrahlung liegt typischerweise im Energiebereich von etwa 10 keV bis 50 MeV. Die wichtigen Wechselwirkungen sind der Photoeffekt, Comptoneffekt und die Paarbildung. Die Paarbildung findet bei einer Energie ab $E_\gamma = 1.022 \text{ MeV}$ statt [17]. Die in dieser Arbeit verwendeten Präparate emittieren ausschließlich Strahlung mit Energien unterhalb der für die Paarbildung erforderlichen Energie. Daher sind sowohl die Paarbildung nicht relevant.

Photoelektrischer Effekt Beim Photoeffekt wechselwirkt das einfallende Photon mit einem gebundenen Elektron einer inneren Atomschale. Dabei wird die Energie des Photons vollständig an das Elektron übertragen, sodass das Photon absorbiert wird. Ist die Energie des einfallenden Photons höher als die Bindungsenergie des Elektrons an das Photon, wird das Elektron aus der Atomhülle herausgelöst. Seine kinetische Energie entspricht der Differenz zwischen der Energie des einfallenden Photons und der Austrittsarbeit des Material. Durch das Herauslösen eines Elektrons entsteht ein Elektronenloch. Ein Elektron, welches sich auf einem höher energetischen Niveau befindet, geht in den unbesetzten Zustand über, da dieser energetisch günstiger ist. Dabei wird die Differenzenergie als charakteristische Röntgenstrahlung oder als Augerelektron emittiert. Diese tertiäre Strahlung ist besonders bei Materialien mit hoher Ordnungszahl relevant. Die Austrittsarbeit von Silizium liegt bei $W_A = 4.85 \text{ eV}$ bei Raumtemperatur. Deshalb entspricht die Photonenenergie der kinetischen Energie eines Sekundärelektrons in Silizium näherungsweise [15].

Comptoneffekt Beim Comptoneffekt, auch inkohärente Streuung bezeichnet, handelt es sich um eine inelastische Streuung eines einfallenden Photons mit dem Valenzelektron eines Materials. Im Gegensatz zum Photoeffekt, wird nur ein Teil der Energie und des Impulses des Photons an das Elektron übertragen, welches daraufhin ionisiert wird. Bei diesem Prozess wird das Photon am Elektron gestreut. Es wird am Valenzelektron gestreut. Die restliche Energie des einfallenden Photons E_γ hängt von seiner Primärenergie E_γ und dem Photonenstreuwinkel ϕ ab:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} \cdot (1 - \cos \phi)} \quad (1)$$

Da die Bindungsenergie des Valenzelektrons gering ist, gilt für die kinetische Energie des Elektrons:

$$E_{\text{kin}} = E_\gamma - E'_\gamma \quad (2)$$

Folglich ist die kinetische Energie des Comptonelektrons bei einem Photonenstreuwinkel von $\phi = 180^\circ$ maximal [15].

Paarbildung Bei der Paarbildung wird ein Photon im Coulombfeld eines Atomkerns oder eines gebundenen Elektrons in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt. Die Anwesenheit eines Stoßpartners ist erforderlich, damit der Impuls erhalten bleibt. Voraussetzung für diesen Prozess ist, dass die Energie des Photons mindestens der doppelten Ruheenergie eines Elektrons entspricht 1.022 MeV [15].

Lambert-beersche Gesetz Das Lambert-beersche Gesetz beschreibt die mittlere Intensität, die bei der Propagation von monochromatischer Photonenstrahlung durch ein Material mit der Dicke x und der Dichte ρ erhalten bleibt. Dabei bezeichnet μ^* den Massenabsorptionskoeffizienten, welcher abhängig von der Energie des einfallenden Photons und dem Absorbermaterial ist [15]. Es gilt:

$$I = I_0 \cdot \exp(-\mu^* x \rho) \quad (3)$$

Der Absorptionskoeffizient setzt sich additiv aus den Koeffizienten der verschiedenen Wechselwirkungsprozessen zusammen.

$$\mu = \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Paar}} \quad (4)$$

Es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem Wechselwirkungsquerschnitt σ und dem Absorptionskoeffizient μ mit der Dichte der Streuzentren.

$$\mu = \sigma \cdot n \quad (5)$$

Welcher Wechselwirkungsprozess dominiert, hängt von der Photonenenergie E_γ und der Ordnungszahl Z des Absorbermaterials ab. Abhängigkeiten der einzelnen Wechselwirkungsprozesse sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

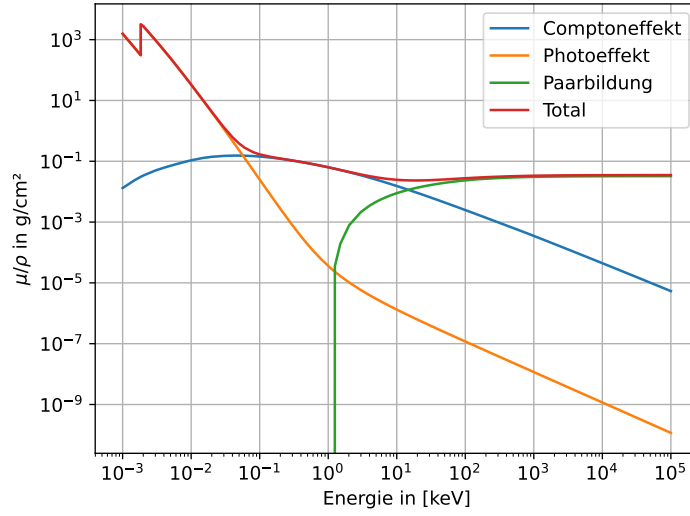


Abbildung 1: Masseschwächungskoeffizient $\frac{\mu}{\rho}$ für Silizium in Abhängigkeit der Photonenenergie. Die Daten sind entnommen aus [19]

Prozess	Abhängigkeit von E und Z
Comptoneffekt	$\sigma \propto \frac{Z^{4-5}}{E^{3.5}}$
Photoeffekt	$\sigma \propto Z \cdot \frac{\ln(E)}{E}$
Paarbildung	$\sigma \propto Z^2 \cdot \ln(E)$

Tabelle 1: Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte σ der relevanten Wechselwirkungsprozesse von der Energie E und der Ordnungszahl Z [15].

In Abbildung 1 ist der Massenabsorptionskoeffizient für Silizium in Abhängigkeit von verschiedenen Energien dargestellt. Die Daten sind aus [19] entnommen. Der Photoeffekt dominiert bis zu einer Photonenenergie von $E_\gamma = 60 \text{ keV}$.

2.1.2 Wechselwirkung von Elektronen mit Materie

Im Gegensatz zu Photonen wechselwirken geladene Teilchen bei der Propagation durch Materie mit hoher Wahrscheinlichkeit mit den Atomen des Materials. Dabei kommt es zu verschiedenen Wechselwirkungsprozessen, durch die das Teilchen kontinuierlich Energie verliert und schließlich vollständig abgebremst wird. Dabei unterscheidet sich die Energiedeposition von Elektronen nicht grundlegend von der von schweren geladenen Teilchen. Allerdings werden Elektronen aufgrund der geringen Masse im Vergleich zu den Atomen des Absorbers stärker gestreut [14]. Der mittlere Energieverlust geladener Teilchen pro Weglänge dx wird durch das sogenannte Bremsvermögen S_{total} beschrieben:

$$S_{\text{total}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{total}} \quad (6)$$

Das Bremsvermögen setzt sich aus dem Stoßbremsvermögen und dem Strahlungsbremsvermögen zusammen.

$$S_{\text{total}} = S_{\text{col}} + S_{\text{rad}} \quad (7)$$

Beim Stoßbremsvermögen wechselwirkt das einfallende Elektron mit den Hüllenelektronen des Materials. Dabei wird ein Hüllenelektron ionisiert. Bei der Ionisation erhält das aus dem Atom gelöste Elektron die Differenz zwischen der übertragenen Energie des Primärelektrons und seiner Bindungsenergie als kinetische Energie. Aufgrund der Ununterscheidbarkeit der beiden Elektronen nach dem Stoß, kann ein Elektron maximal etwa die Hälfte der kinetischen Energie des Primärelektrons haben. Bei der Propagation der Elektronen durch das Material wechselwirken Elektronen mit dem Coulombfeld eines Atomkerns oder anderen elektrisch geladenen Teilchen und werden abgelenkt. Durch die Änderung ihrer Bewegungsrichtung verlieren die Elektronen einen Teil ihrer kinetischen Energie in Form von Photonenstrahlung. Dieser Energieverlust wird durch das Strahlungsbremsvermögen beschrieben. [17] In Abbildung 2 ist der mittlere Energieverlust der Elektronen, bezogen auf ihre jeweilige Primärenergie, dargestellt. Die Daten sind entnommen aus [18].

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine β -Quelle verwendet, deren Strahlung maximal eine Energie von 2.2 MeV emittiert. Es ist zu erkennen, dass das Strahlungsbremsvermögen in diesem Energiebereich nur einen geringen Anteil am gesamten Energieverlust der Elektronen ausmacht. Zudem zeigt die Abbildung, dass ab einer bestimmten Primärenergie die deponierte Energie näherungsweise unabhängig von der Primärenergie ist.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der deponierten Energie von geladenen Teilchen in dünnen Materialien folgt näherungsweise einer Landauverteilung (siehe Abbildung 3). Diese ist durch ein Maximum charakterisiert, welches dem wahrscheinlichsten Energieverlust der deponierten Energie entspricht. Zudem besitzt die Verteilung einen langen Tail zu hohen Energieverlusten. Diese resultieren aus Kollisionen, bei denen mit einer geringen Wahrscheinlichkeit eine relativ hohe Energie übertragen wird [12].

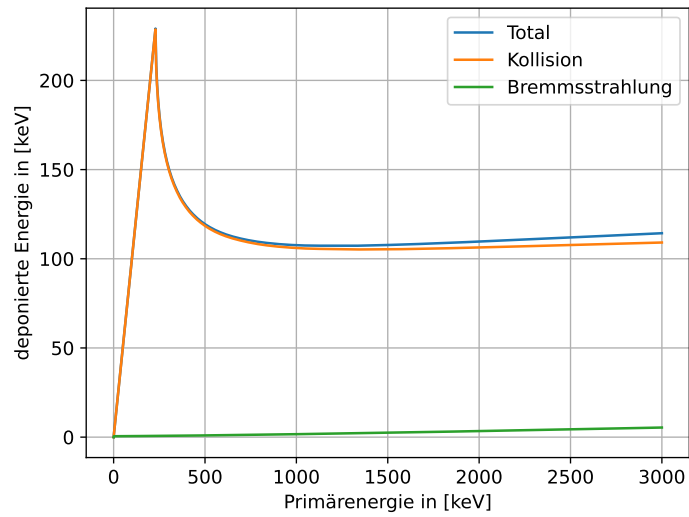


Abbildung 2: Deponierte Energie in $300\,\mu\text{m}$ Silizium in Abhängigkeit von der Primärenergie. Die Daten sind entnommen aus [18]

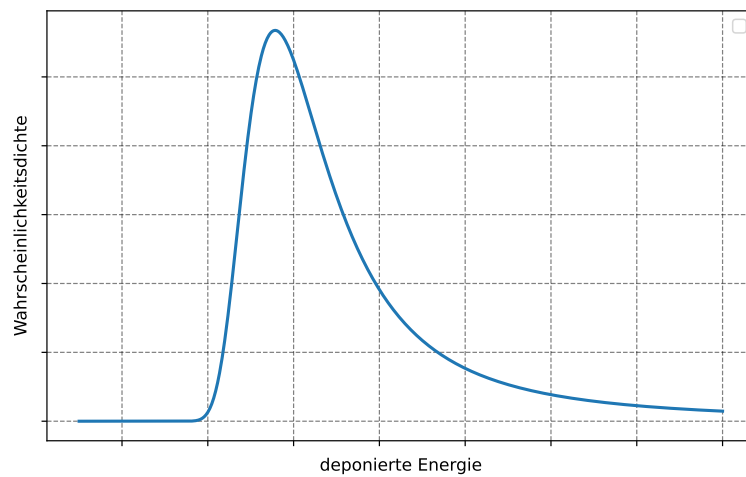


Abbildung 3: Qualitative Darstellung einer Landauverteilung

2.2 Radioaktiver Zerfall

Als radioaktiver Zerfall wird der Prozess bezeichnet, bei welchem instabile Atomkerne durch spontane Emission von Strahlung, bei der es sich um Teilchenstrahlung oder elektromagnetischer Strahlung handeln kann, zerfallen. Dadurch nehmen die Atomkerne, welche nach dem Zerfall als Tochterkerne bezeichnet werden, einen energetisch stabileren Zustand ein. Bei radioaktiven Zerfällen handelt es sich um einen statistischen Prozess. Entsprechend lassen sich nur Vorhersagen über makroskopische Systeme machen. Eine wichtige charakteristische Größe ist die Halbwertszeit $T_{1/2}$ eines Isotops. Sie gibt die Zeit an, die ein Isotop benötigt, bis die Hälfte aller Atomkerne zerfallen sind. Die Halbwertszeit ist eng mit der Aktivität $A(t)$ einer Probe verknüpft. Sie gibt die Anzahl der Zerfälle eines Isotops pro Zeiteinheit an[5]:

$$A(t) = A_0 e^{\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} \quad (8)$$

Dabei bezeichnet A_0 die anfängliche Aktivität und t die vergangene Zeit. Diese wird in der Einheit Becquerel mit $1 \text{ Bq} = 1 \frac{1}{\text{s}}$ angegeben. Im Folgenden werden vier Arten des radioaktiven Zerfalls behandelt, die im Rahmen dieser Arbeit relevant sind.

α -Zerfall Beim α -Zerfall zerfällt ein radioaktives Nuklid in ein Tochternuklid und emittiert dabei ein Helium-4-Atom, ein sogenanntes α -Teilchen. Die Zerfallskette lautet:



Die Zerfallsenergie Q , welche der Massendifferenz des ursprünglichen Nuklids und der Zerfallsprodukte entspricht, wird aufgrund der Impulserhaltung überwiegend in die kinetische Energie des α -Teilchens umgewandelt. Da die Zustände des Nuklids diskret sind, ist die kinetische Energie des α -Teilchens ebenfalls diskret.[5]

β -Zerfall Beim β -Zerfall wandelt sich ein Nukleon unter der Emission von geladenen Teilchen um. Es wird dabei zwischen dem β^+ - und dem β^- -Zerfall unterschieden. Beim β^- -Zerfall wird ein Neutron in ein Proton umgesetzt unter der Emission eines Elektrons und eines Antineutrinos. Die Zerfallsgleichung lautet:



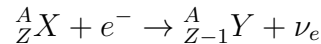
Beim β^+ -Zerfall wird ein Proton in ein Neutron umgesetzt unter der Emission eines Positrons und eines Neutrinos. Die Reaktionsgleichung ist gegeben durch:



Da sich drei Teilchen im Endzustand befinden, wird die kinetische Energie entsprechend der Impulserhaltung auf diese verteilt. [5]

Elektroneneinfang Beim Elektroneneinfang wird ebenso wie beim β^+ -Zerfall ein Proton in ein Neutron umgewandelt. Dabei wird ein Elektron vom Atomkern

eingefangen. Als Zerfallsprodukte entstehen ein Tochternuklid und ein Elektron-Neutrino. Das Tochternuklid ist aufgrund des Elektroneneinfangs in einen angeregten Zustand, da durch den Einfang eine Vakanz in einer inneren Elektronenschale entsteht. Diese Vakanz wird durch ein Elektron aus einem höheren Energieniveau aufgefüllt. Die dabei freiwerdende Energie kann in Form charakteristischer Röntgenstrahlung oder durch die Emission eines Auger-Elektrons abgegeben werden. [5]

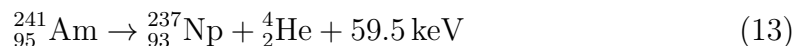


γ -Zerfall Nach einem β - oder α -Zerfall befindet sich das Tochternuklid häufig in einem angeregten Zustand. Beim γ -Zerfall geht das angeregte Nuklid in einen niederenergetischen Zustand unter der Emission von γ -Strahlung, welche die Zerfallsenergie Q hat. Da die Energiezustände in einem Nuklid diskret sind, sind die emittierten γ -Linien ebenfalls diskret. Die Reaktionsgleichung lautet:



[5]

Im Rahmen dieser Arbeit werden die radioaktiven Quellen ${}^{90}\text{Sr} / {}^{90}\text{Y}$, ${}^{241}\text{Am}$ und ${}^{133}\text{Ba}$ verwendet. Die folgenden Kenngrößen sind aus [6] übernommen. Das ${}^{241}\text{Am}$ -Isotop, welches eine Halbwertszeit von $T_{1/2} = 432.6 \text{ a}$ besitzt, zerfällt über einen α -Zerfall in das ${}^{237}\text{Np}$ -Isotop. Das im Rahmen der Messungen verwendete Präparat hat eine Aktivität von $A_{\text{Am}} = 1.1 \text{ GBq}$ und ist verkapselt. Die α -Teilchen werden abgeschirmt. Die Zerfallsgleichung für den wahrscheinlichsten Zerfall lautet:

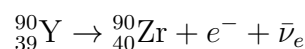


Des Weiteren wird als Elektronenquelle ein ${}^{90}\text{Sr} / {}^{90}\text{Y}$ -Präparat verwendet, welches ebenfalls verkapselt ist und eine Aktivität von $A_{\text{Sr}} = 0.600 \text{ MBq}$ besitzt. Da das Datenblatt der Quelle nicht mehr verfügbar ist und die Aktivität lediglich auf einer Aufschrift eines Klebebandes, welches am Behälter der Quelle angebracht ist, basiert, ist dieser Wert möglicherweise nicht verlässlich.

${}^{90}\text{Sr}$ zerfällt mit einer Halbwertszeit $T_{1/2} = 28.9 \text{ a}$ in ${}^{90}\text{Y}$ über einen β^- -Zerfall. Die Zerfallsenergie beträgt dabei $Q = 0.546 \text{ MeV}$



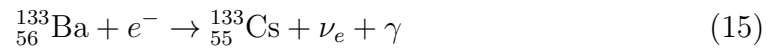
${}^{90}\text{Y}$ zerfällt über β^- -Zerfall in das stabile Isotop ${}^{90}\text{Zr}$ mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 64.1 \text{ h}$. Die Zerfallsenergie beträgt dabei $Q = 2.28 \text{ MeV}$



Da die Halbwertszeit des ${}^{90}\text{Sr}$ -Isotops sehr viel größer ist als die des ${}^{90}\text{Y}$ -Isotops, nähern sich die Aktivitäten der beiden Isotope an. Sie befinden sich im radioaktiven Gleichgewicht.[15]

Zudem wurde noch ein ${}^{133}\text{Ba}$ -Präparat verwendet, welches eine Aktivität von $A_{\text{Ba}} = 0.248 \text{ MBq}$ besitzt. Das ${}^{133}\text{Ba}$ -Isotop zerfällt über einen Elektronenein-

fang in das angeregte Isotop ^{133}Cs . Dieses regt sich über die Emission von γ -Strahlung ab. Der wahrscheinlichste Zerfallskanal besitzt zwei γ -Linien bei Energien von $E = 356.0 \text{ keV}$ und $E = 81.1 \text{ keV}$.



2.3 Dosimetrische Größen

Ionisierende Strahlung kann zu Schäden in Zellen und Geweben führen. Diese Schäden hängen von der Strahlenart, dem bestrahlten Gewebe und der absorbierten Menge ab. Um das verursachte Ausmaß dieser Schäden quantitativ zu beurteilen, werden standardisierte Dosisgrößen im Strahlenschutz verwendet. Die Definitionen sind aus [16] entnommen.

Grundlage der Dosisgrößen im Strahlenschutz ist die Energiedosis. Sie gibt die deponierte Energie dE pro Massenelement dm in einem Material an.

$$D = \frac{dE}{dV} = \frac{dE}{dV} \cdot \rho \quad (16)$$

Die Energiedosis hängt von dem Material des Absorbers und der Energie der einfallenden Strahlung ab. Die SI-Einheit der Energiedosis ist das Gray. Ein Gray entspricht einer absorbierten Energie von einem Joule pro Kilogramm Masse $1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$.

Da die verschiedenen Arten ionisierender Strahlung unterschiedliche biologische Wirkungen hervorrufen und die biologische Wirkung zudem von der Art des bestrahlten Gewebes abhängt, sind weitere Dosisgrößen notwendig.

Die Äquivalentdosis besteht aus dem Produkt der Energiedosis und des Strahlungswichtungsfaktors Q . Der Strahlenwichtungsfaktor berücksichtigt, dass unterschiedliche Strahlungsarten bei gleicher absorbierten Energie unterschiedliche Schäden in organischen Materialien verursachen. Für Photonen und Elektronen gilt ein Strahlenwichtungsfaktor von $Q = 1$.

$$H = D \cdot Q \quad (17)$$

Die Einheit wird in Sievert angegeben, welche definiert ist als $1 \text{ Sv} = \frac{\text{J}}{\text{kg}}$. Liegen mehrere Strahlungsarten vor, ergibt sich die Organdosis H_T , die Äquivalentdosis eines bestrahlten Gewebes, zu:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \quad (18)$$

Dabei entspricht w_R dem Strahlungswichtungsfaktor. Um die stochastischen Schäden in einem Gewebe einzuschätzen, wird die effektive Dosis E verwendet, welche aus der Organdosis und einem Gewebewichtungsfaktor w_T berechnet wird.

$$E = \sum_T w_T H_T \quad (19)$$

Zur praktischen Messung der Strahlenexposition werden operative Dosisgrößen verwendet. Im Rahmen dieser Arbeit wird die äquivalente Personendosis $H_p(d)$ verwendet. Diese gibt die Äquivalentdosis in der Körpertiefe d an, welche an einer repräsentativen Stelle am Körper mit einem Personendosimeter gemessen wird. Die Tiefendosis $H_p(10)$ dient zur Einschätzung der Dosis in 10 mm Gewebetiefe. Um die Dosis auf der Hautoberfläche abzuschätzen, wird die äquivalente Oberflächendosis $H_p(0.07)$ verwendet, welche die Dosis in 0.07 mm Gewebetiefe angibt.

Des Weiteren gibt es noch die Augenlinsendosis $H_p(3)$. Diese wird im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet.[3] Die Konformitätsbewertung von aktiven Personendosimetern erfolgt durch die in der IEC-61526-Norm festgelegten meteorologischen Anforderungen. In der werden Einflussgrößen der Typen S und F definiert. Einflussgrößen des Typs S führen zu einem Offset des Messwertes eines Dosimeters. Dagegen verursachen Einflussgrößen des Typs F eine relative Abweichung des Messwertes. Der zulässige Bereich ist mit dem normalisierten Ansprechvermögen R_{Norm} und der minimalen bzw. maximalen Unsicherheit f_{min} und f_{max} definiert. Die normalisierte Response ist der Quotient aus dem Wert der Messgröße R_x und dem tatsächlichen Wert $R_{x,\text{ref}}$.

$$R_{\text{Norm}} = \frac{R_x}{R_{x,\text{ref}}} \quad (20)$$

Mit der Unsicherheit folgt der zulässige Bereich der Response des Dosimeters:

$$f_{\text{min}} + 1 \leq R_{\text{Norm}} \leq f_{\text{max}} + 1 \quad (21)$$

[7]

2.4 Der Dosepix Detektor

Der Dosepix Detektor ist ein hybrider Halbleiterdetektor, welcher zur Messung ionisierender Strahlung konzipiert wurde. Er ermöglicht die Zählung einzelner Photonen und deren Energieauflösung. Die Messung ionisierender Strahlung konzipiert wurde. Dieser wurde vom CERN in einer Kooperation mit dem ECAP (Friedrich-Alexander-Universität) und der IBA Doseimetry entwickelt [26].

2.4.1 Sensor Layout

Die pixelierte Sensorschicht besteht aus einer $300\text{ }\mu\text{m}$ dicken p-n-dotierten Siliziumschicht. Die Pixelmatrix umfasst 16×16 Pixel (siehe Abbildung 4). Die Pixel der ersten beiden sowie der letzten beiden Reihen besitzen eine Kantenlänge von $55\text{ }\mu\text{m}$. Die übrigen Pixel haben eine Kantenlänge von $220\text{ }\mu\text{m}$. In pn-dotierten Silizium besteht ein Konzentrationsgradient der Ladungsträger aufgrund der unterschiedlichen Dotierung. Dadurch diffundieren Elektronen von der n-dotierten zur p-dotierten Seite. Die Löcher wandern entgegengesetzt im Material. Durch diese Diffusion rekombinieren Elektronen und Löcher in der Grenzschicht, sodass geladene Ionen zurückbleiben. Diese bilden in der Verarmungszone ein elektrisches Feld aus, welches dem Diffusionsstrom entgegenwirkt. Der Dosepixdetektor wird in Sperrrichtung betrieben. Dadurch vergrößert sich die Verarmungszone, welche das gesamte Sensorvolumen einnimmt. Fällt eine ionisierende Strahlung auf die Sensoroberfläche, interagiert sie gemäß den beschriebenen Wechselwirkungsprozessen. Die aus dem Prozess einsteigenden Primärelektronen ionisieren bzw. regen sekundäre Elektronen im Material an. Es entstehen Elektronen-Loch-Paare. Die Anzahl der Elektron-Loch-Paare n ist proportional zur deponierten Energie des Primärelektrons E_{dep} mit der mittleren Ionisationsenergie ϵ . Diese beträgt in Silizium $\epsilon = 3.62\text{ eV}$ bei Raumtemperatur.

$$n = \frac{E_{\text{absorbed}}}{\epsilon} \quad (22)$$

Aufgrund des elektrischen Feldes werden die Elektronen-Lochpaare getrennt und driften jeweils zur Anode bzw. Kathode. Die generierten Löcher induzieren ein Signal am Eingang des ASICs des jeweiligen Pixels. Das Signal wird anschließend über die Bonds an die Ausleseelektronik weitergeleitet. [26]

Während die Ladungsträger durch die Sensorschicht zu den Elektroden driften, kann es zur Ladungsteilung (Charge Sharing) kommen. Dabei breitet sich die erzeugte Ladungswolke aufgrund von Diffusion entgegengesetzt zur Driftbewegung aus, sodass Ladungsträger auf benachbarte Pixel verteilt werden können. Des Weiteren können Fluoreszenzphotonen entstehen und primäre Elektronen die Pixelgrenzen überschreiten. Dadurch werden Ereignisse als mehrere niederenergetische Ereignisse registriert [26].

2.4.2 Signalverarbeitung

Das Signal wird zunächst über einen Vorverstärker verstärkt (siehe Abbildung 5). Die Amplitude des Signals ist proportional zur deponierten Energie im Pixel. An-

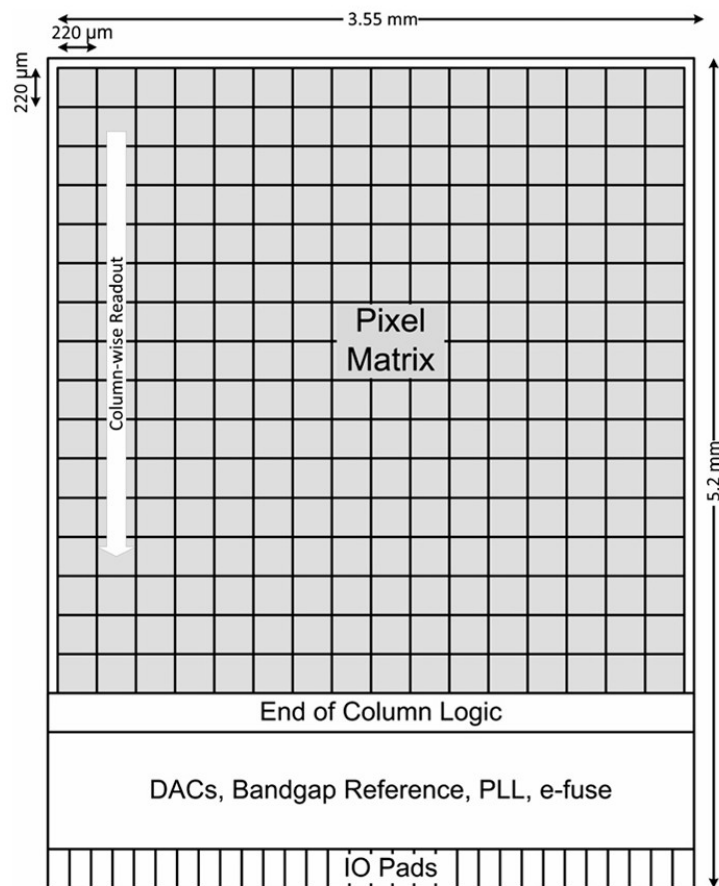


Abbildung 4: Aufbau der ASIC-Pixelmatrix mit 16×16 Pixeln und einer Pixelgröße von $220 \mu\text{m}$. Schematische Darstellung eines Sensorlayouts, welches nur große Pixel enthält. Entnommen aus [26]

schließend wird das Signal an einen Diskrimminator übergeben. Dieser vergleicht die Amplitude mit einem festgelegten Schwellenwert, um Rauschen zu minimieren. Überschreitet die Signalamplitude den Schwellenwert, wird vom Diskrimminator ein hohes Ausgangssignal erzeugt. Die Länge des Signals ist proportional zur deponierten Energie bei hohen Energien. Eine digitale Uhr zählt die Taktzyklen des Signals mit einer Frequenz von 100 MHz. Die Anzahl an Taktzyklen oberhalb des Schwellenwertes wird als time-over-threshold (ToT) bezeichnet.[26]

Der Dosepix-Detektor verfügt über verschiedene Betriebsmodi. Für die Kalibrierung wurde in dieser Arbeit der ToT-Modus verwendet. Alle übrigen Messungen wurden ausschließlich im Energie-Binning-Modus durchgeführt.

Im

ToT-Mode wird für jedes Ereignis der ToT-Wert gemessen und in einem Register abgespeichert. Wird ein weiteres Ereignis detektiert, bevor die Messung ausgelesen wurde, so werden die ToT-Werte des vorherigen Ereignisses überschrieben.

Im

Photon-Counting-Mode wird die Anzahl der gemessenen Ereignisse oberhalb des Schwellenwertes gezählt und gespeichert. Jegliche Information über die Energie der detektierten Ereignisse geht dabei verloren.

Im

Integration-Mode werden die ToT-Werte eines Pixels innerhalb eines Auslesezyklus aufsummiert und gespeichert. Die Energieauflösung einzelner Events ist in diesem Modus nicht möglich.

Im

Energie-Binning-Mode auch Dosi-Mode genannt, wird zunächst die ToT-Werte eines Ereignisses erfasst, und anschließend in ein Energiehistogramm mit 16 individuell einstellbaren Energieschwellen einsortiert und gespeichert. Die Energieschwellen können für jedes Pixel einzeln gewählt werden. Die Auslese basiert auf der Rolling-Shutter-Methode. Bei dieser werden die Pixeldaten spaltenweise ausgelesen. Dadurch ist nur $\frac{1}{16}$ der Sensorfläche von der Totzeit betroffen. Durch diese Minimierung der Totzeit eignet sich dieser Modus besonders gut für die Dosimetrie, da weniger Ereignisse verloren gehen und die gemessene Dosis dadurch weniger systematisch unterschätzt wird. Die Dosisrekonstruktion basiert auf sogenannten Konversionsfaktoren $k_i^\gamma(d)$, welche den detektierten Ereignissen in jedem Energiebin N_i eine Gewichtung zuordnen, sodass die äquivalente Personendosis in der Personentiefe d berechnet wird. Die äquivalente Personendosis ergibt sich somit gemessen mit einem Detektorsystem, welches aus einem Detektor besteht, zu [22]:

$$H^\gamma(d) = \sum_{i=1}^{16} k_i^\gamma(d) \cdot N_i \quad (23)$$

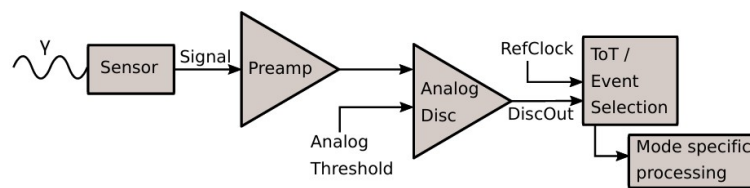


Abbildung 5: Schematische Darstellung der Signalverarbeitung im Dosepix-Detektor. Entnommen aus [11]

3 Entwicklung der Methode zur Dosisrekonstruktion gemischter Strahlungsfelder

In diesem Kapitel wird die in dieser Arbeit untersuchte Methode zur Rekonstruktion der Dosis eines Strahlungsfeldes, welches aus einer bekannten Elektronenquelle und einer beliebigen Photonenquelle besteht, entwickelt.

Im Folgenden bezeichnet der Begriff „gemischtes Strahlungsfeld“ ein Strahlungsfeld, das sich aus Elektronen und Photonen zusammensetzt. Das zugrunde liegende Problem bei der Dosisrekonstruktion besteht darin, dass sich die durch ionisierende Strahlung im Detektor deponierte Energie von der entsprechenden Energiedeposition im menschlichen Gewebe unterscheidet [1]. Um aus den gemessenen Energiedepositionsspektren eines gemischten Strahlungsfeldes die Äquivalentdosis bestimmen zu können, werden die einzelnen Ereignisse entsprechend mit den Konversionsfaktoren der jeweiligen Strahlungsart separat gewichtet. Das ist notwendig, da Elektronen und Photonen aufgrund ihrer unterschiedlichen Wechselwirkungen mit Materie unterschiedlich stark zur Dosis beitragen und folglich unterschiedliche Konversionsfaktoren besitzen [10]. Die Signale im Sensormaterial entstehen durch ionisierte Ladungsträger. Eine Unterscheidung hinsichtlich der primären Strahlung erfolgt dabei nicht. Ob das Signal durch direkte Elektronen oder durch Sekundärelektronen infolge von Photonwechselwirkungen ausgelöst wird, lässt sich anhand des Energiedepositionsspektrums daher nicht unterscheiden [26]. Deshalb ist es erforderlich, die jeweiligen Anteile der einzelnen Strahlungsarten im Energiedepositionsspektrum korrekt zu identifizieren und die Dosisbeiträge getrennt zu berechnen. Die äquivalente Hautdosis $H_p(0.07)$ ergibt sich aus der Summe der Beiträge der Elektronen- und Photonenstrahlung:

$$H_p(0.07) = H_p^e(0.07) + H_p^\gamma(0.07) \quad (24)$$

Da Elektronen aufgrund ihrer geringen Eindringtiefe als nicht penetrierende Strahlung betrachtet werden, tragen nur die Photonen zur äquivalenten Organdosis $H_p(10)$ bei [3]:

$$H_p(10) = H_p^\gamma(10) \quad (25)$$

In diesem Kapitel werden zunächst der allgemeine Messaufbau und die allgemeinen Messeinstellungen erläutert. In diesem Zusammenhang werden die Zinn- und die Aluminiumfilterkappe eingeführt und ihre Funktion beschrieben. Für die Photonen sind die Konversionsfaktoren für jeden Energie-Bin bereits vorhanden. Zusätzlich wurde der Konversionsfaktor für die Elektronenstrahlung aus den Messungen mit dem $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Präparat bestimmt. Im Anschluss daran wurden jeweils die Energiedepositionsspektren von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und Am^{241} charakterisiert und das Transmissionsverhalten der emittierten Strahlung durch die Aluminium- und Zinnfilterkappe untersucht. In diesem Zusammenhang wurden die Transmissionskoeffizienten für beide Strahlungen experimentell für die Aluminiumfilterkappe ermittelt. Die beiden Transmissionskoeffizienten sind erforderlich, um das gemischte Spektrum nach der Strahlungsart im späteren Verlauf voneinander trennen

zu können. Im Rahmen dieser Arbeit ist die Entwicklung der Methode auf eine bekannte Elektronenquelle beschränkt. Diese Einschränkung wurde aufgrund des Umfangs der Arbeit sowie der Verfügbarkeit von nur einer Elektronenquelle getroffen. Die entwickelte Methode setzt voraus, dass die spektrale Verteilung des Energiedepositionsspektrums von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ bekannt ist. Zu diesem Zweck wurde das normierte mittlere Energiepositionsspektrum von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ ermittelt. Auf Grundlage dieser Ergebnisse wird anschließend die Methode zur Rekonstruktion der Dosis vorgestellt. Dabei wird zunächst die Anzahl der Elektronenereignisse im gemischten Spektrum mithilfe der experimentellen Transmissionskoeffizienten abgeschätzt. Das rekonstruierte normierte Energiedepositionsspektrum der Elektronen wird entsprechend skaliert und vom gemischten Spektrum abgezogen. Dadurch wird das verbleibende Photonenspektrum abgeschätzt. Abschließend wurde die Winkelabhängigkeit der gemessenen Transmissionskoeffizienten untersucht.

3.1 Die Dosepix-Ausleseplatine und allgemeine Messeinstellungen

Die Dosepix-Ausleseplatine besteht aus drei Dosepix Detektoren, die gemeinsam aneinandergereiht auf einer Leiterplatte angebracht sind, welche auch als Readout-board bezeichnet wird. Mit dem verwendeten Readout-Board können die Messungen mit allen Detektoren gleichzeitig durchgeführt werden. Die Detektoren mit den Nummern 1001, 122 und 100 sind jeweils auf den Steckplätzen (Slots) 1, 2 und 3 befestigt (siehe Abbildung 7 und 6).

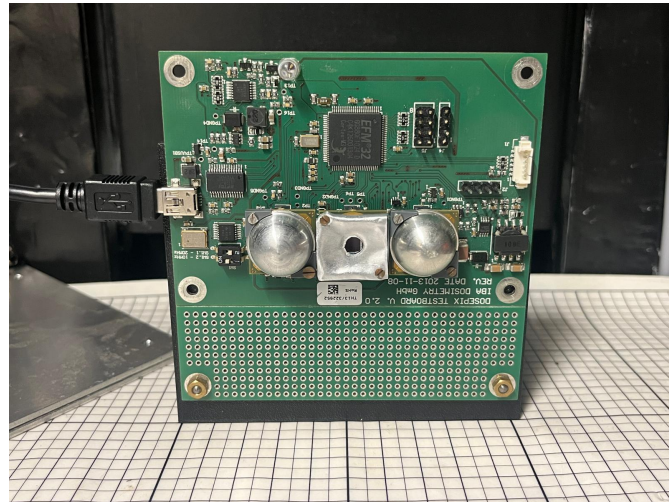


Abbildung 6: Dosepix-Ausleseplatine. Von links nach rechts: Detektor mit Aluminiumfilterkappe, freier Detektor und Detektor mit Zinnfilterkappe.

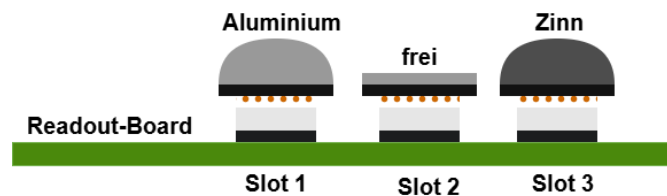


Abbildung 7: Schematische Darstellung der Dosepix-Ausleseplatine. Darstellung inspiriert von [10].

Die Bezeichnungen 1001, 122 und 100 sind interne Kennzeichnungen der Detektoren und besitzen für die weitere Auswertung keine Bedeutung. Auf die Detektoren sind verschiedene Filterkappen aus unterschiedlichen Materialien montiert. Auf Slot 1 ist eine halbkugelförmige Filterkappe aus Aluminium mit einer Dicke von 2 mm angebracht. Der Detektor auf Slot 2 ist mit einer 0.25 mm dicken Aluminiumfilterkappe ausgestattet, die in ihrer Mitte eine kreisförmige Öffnung besitzt. Dadurch bleibt die pixelierte Oberfläche des Detektors frei und die einfallende Strahlung kann ungefiltert gemessen werden. Auf dem Detektor auf Slot 3 befindet sich eine halbkugelförmige Filterkappe aus Zinn mit einer Dicke von 1 mm. Aufgrund der halbkugelförmigen Geometrie der Filter wird die einfallende Strahlung annähernd unabhängig vom Einfallswinkel abgeschwächt.

Das Grundkonzept der Filterkappen besteht darin, dass ab einer Primärenergie von $E_\gamma = 60 \text{ keV}$ der Compton-Effekt in Silizium dominiert. Dadurch geht die spektrale Information des einfallenden Photons verloren. Aus diesem Grund werden die Filterkappen verwendet. Für Photonen einer bestimmten Energie weisen die einzelnen Filterkappen unterschiedliche Transmissionskoeffizienten auf, wodurch sich jeweils unterschiedliche Energiedepositionsspektren ergeben. Dadurch wird die spektrale Information der einfallenden Photonen erhöht [10].

Jeder Detektor verfügt über einen eigenen Satz von sechzehn Konversionsfaktoren, jeweils für die großen und kleinen Pixel. Mithilfe der detektorspezifischen Konversionsfaktoren werden die gemessenen Ereignisse in den einzelnen Energiebins so gewichtet, dass die entsprechende äquivalente Personendosis aus der Kombination der drei Detektoren bestimmt wird. Das Dosepixsystem, ist bis zu einer Photonenenergie von $E = 1250 \text{ keV}$ für die Dosisrekonstruktion geeignet. Die Konversionsfaktoren wurden in der Dissertation von Sebastian Schmitt [22] auf Basis simulierter Spektren im Dosi-Mode bestimmt, indem die Konversionsfaktoren mittels eines Least-Squares-Fits so angepasst wurden, dass das Ansprechvermögen bezogen auf die simulierte Referenzdosis möglichst bei eins lag [22]. Auf Grundlage dieser Konversionsfaktoren wurden in der Dissertation von Dennis Haag die Konversionsfaktoren anhand von Messungen im Dosi-Mode bei verschiedenen Photonenenergien und einer bekannten Referenzdosis optimiert. [10]. Die Bestimmung der äquivalenten Personendosis für Photonen $H_p(d)^\gamma$ erfolgt mithilfe der Konversionsfaktoren $k_{\text{Filter},i}(d)$ und der für jeden Detektor sowie jedes Bin gemessenen Ereignisanzahl $N_{\text{Filter},i}^\gamma$ [22]:

$$H_p(d)^\gamma = \sum_{i=1}^{16} [N_{\text{frei},i}^\gamma \cdot k_{\text{frei},i}(d) + N_{\text{Sn},i}^\gamma \cdot k_{\text{Sn},i}(d) + N_{\text{Al},i}^\gamma \cdot k_{\text{Al},i}(d)] \quad (26)$$

Für die statistischen Schwankungen der gemessenen Ereignisse N wird eine Poisson-Verteilung angenommen, sodass sich die Standardabweichung zu $\Delta N = \sqrt{N}$ ergibt. Entsprechend ergibt sich die Standardabweichung $\Delta H_p(d)^\gamma$ mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung zu [22] :

$$\Delta H_p(d)^\gamma = \left\{ \sum_{i=1}^{16} \left[(k_{\text{frei},i}(d) \Delta N_{\text{frei},i}^\gamma)^2 + (k_{\text{Al},i}(d) \Delta N_{\text{Al},i}^\gamma)^2 + (k_{\text{Sn},i}(d) \Delta N_{\text{Sn},i}^\gamma)^2 \right] \right\}^{1/2}. \quad (27)$$

3.2 Allgemeine Messeinstellungen

Zur Messung der Personendosis wurde der Dosi-Mode verwendet. Im Dosi-Mode werden die Energieschwellen individuell eingestellt [26]. Für alle großen Pixel wurden auf allen drei Detektoren identische Bin-Grenzen festgelegt, um die gemessenen Energiespektren direkt miteinander vergleichen zu können.

Dafür wurde der Energiebereich von 0 bis 290 keV in 16 gleich große Energie-Bins unterteilt. Die kleinen Pixel der Detektoren 122 und 100 wurden von der Auswertung ausgeschlossen. Der Detektor 1001 verfügt über keine kleinen Pixel. Da

die Spektren im weiteren Verlauf miteinander verglichen wurden, wurden die zugehörigen Pixel in den Reihen 0, 1 sowie 14 und 15 des Detektors 1001 ebenfalls ausgeschlossen. Ferner wurden identifizierte Rauschpixel sowie die positionsgleichen Pixel der Detektoren aus der Auswertung entfernt. Die Konversionsfaktoren für Photonen für die verschiedenen Filterkappen wurden bereits in der Dissertation von Dennis Haag bestimmt [10] (siehe Abbildung 8). Da in der vorliegenden Arbeit abweichende Bin-Grenzen verwendet werden, wurden die Konversionsfaktoren mithilfe einer linearen Interpolation an die gewählten Energieintervalle angepasst. Die daraus resultierenden Konversionsfaktoren sind für jeden Energiebin in Abbildung 9 dargestellt. Alle Messreihen finden innerhalb einer Bleikammer statt, die externe Strahlung abschirmt.

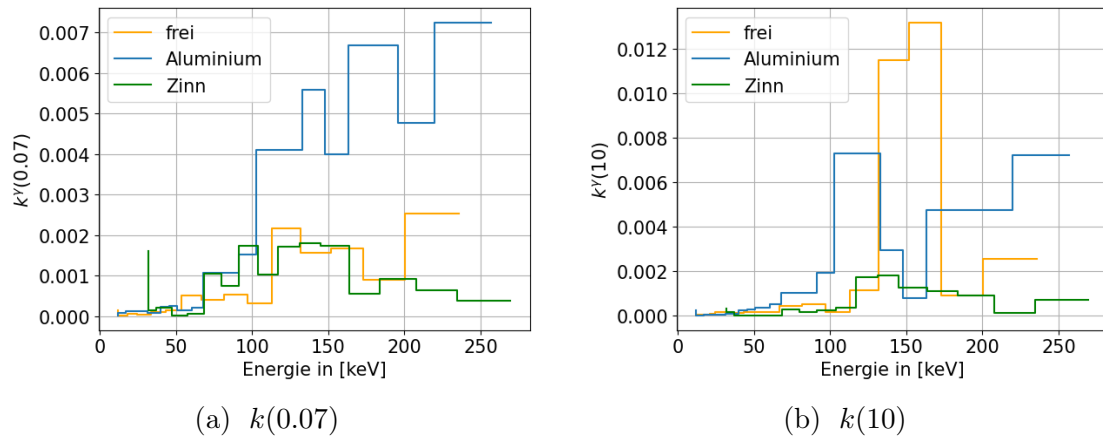


Abbildung 8: Konversionsfaktoren der großen Pixel für die äquivalenten Personendosisgrößen $H_p(0.07)$ und $H_p(10)$ für die ursprünglichen Energieschwellenwerte. Entnommen aus der Dissertation von Dennis Haag [10]

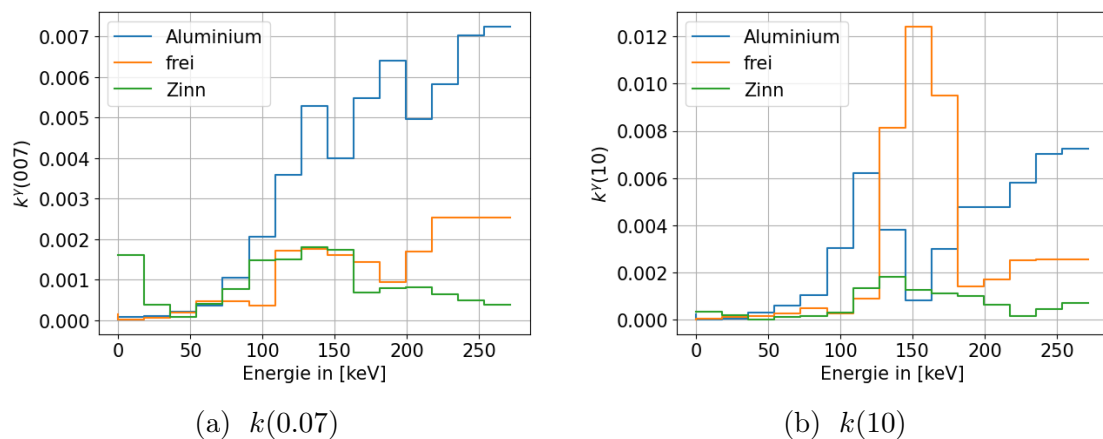


Abbildung 9: Konversionsfaktoren der großen Pixel für die äquivalenten Personendosisgrößen $H_p(0.07)$ und $H_p(10)$ für die neuen Energieschwellenwerte. Die ursprünglichen Konversionsfaktoren wurden entnommen aus der Dissertation von Dennis Haag [10]

3.3 Bestimmen des Konversionsfaktors für Elektronen

Im folgenden Abschnitt wird das verwendete Verfahren zur Bestimmung des Konversionsfaktors für das β -Strahlungsfeld von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ für die Personendosis $H_p(0.07)$ beschrieben. Da in dieser Arbeit nur eine β -Quelle zu Kalibrationszwecken zur Verfügung steht, kann dementsprechend nur ein linearer Konversionsfaktor bestimmt werden. Die Personendosis kann anschließend mithilfe des ermittelten Konversionsfaktors k^ϵ und der Anzahl der im jeweiligen Bin gemessenen Ereignisse $N_{i,\text{frei}}^\epsilon$, die den Elektronen zugeordnet werden, berechnet werden. Hierbei beschreibt $N_{i,\text{frei}}^\epsilon$ die Anzahl der Ereignisse, die mit dem freien Detektor detektiert wurden.

$$H_p^\epsilon(0.07) = k^\epsilon \cdot \sum_{i=1}^{16} N_{i,\text{frei}}^\epsilon \quad (28)$$

3.3.1 Bestimmung der Referenzdosis

Der Grundgedanke besteht darin, den Konversionsfaktor aus einem simulierten Energiedepositionsspektrum in Wasser zu ermitteln. Als Targetmaterial wurde Wasser gewählt, da menschliches Weichteilgewebe zu einem großen Teil aus Wasser besteht. Dazu wurde eine Monte-Carlo-Simulation von Florian Beißer mithilfe des Programms , Allpix² ‘ausgeführt. [24] Als Strahlungsquelle wurde $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ simuliert.

Hierzu wurden $N_{\text{sim}} = 10^6$ Elektronen von der simulierten β -Quelle emittiert, welche gebündelt auf das Target treffen, welches ein Wasserwürfel mit einer Kantenlänge von 10 cm und einen Abstand von 10 cm zur Strahlungsquelle hat. Zur Bestimmung der Oberflächendosis wurde die gesamte deponierte Energie zwischen $60 \mu\text{m}$ und $80 \mu\text{m}$ Tiefe ausgewertet (siehe Abbildung 10).

Anschließend wurde die mittlere Personenäquivalenzdosis eines Elektrons bestimmt. Dafür wurde die gesamte deponierte Energie von $E_{\text{Dep}} = 5176 \text{ MeV}$ einem Volumen zugeordnet, das sich aus der Gesamtfläche der in der Auswertung berücksichtigten Pixel und der Schichtdicke ergibt. Die Gesamtfläche beträgt $A_{\text{Det}} = 0.075 \text{ cm}^2$, während die Schichtdicke $d = 20 \mu\text{m}$ beträgt. Der Ausdruck für die mittlere Personenäquivalenzdosis eines Elektrons, welches von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ emittiert wird, ergibt sich folglich mit den Gleichung 16 und 17 zu:

$$H_{\text{ref}} = \frac{E_{\text{dep}}}{N_{\text{sim}}} \cdot \frac{1}{\rho_{\text{Wasser}} \cdot A_{\text{Det}} \cdot d} \quad (29)$$

Dabei entspricht ρ_{Wasser} der Dichte von Wasser. Aus Gleichung 29 folgt der mittlere Wert der Personendosis eines Elektrons:

$$H_{\text{ref}} = 5.4 \cdot 10^{-3} \mu\text{Sv} \quad (30)$$

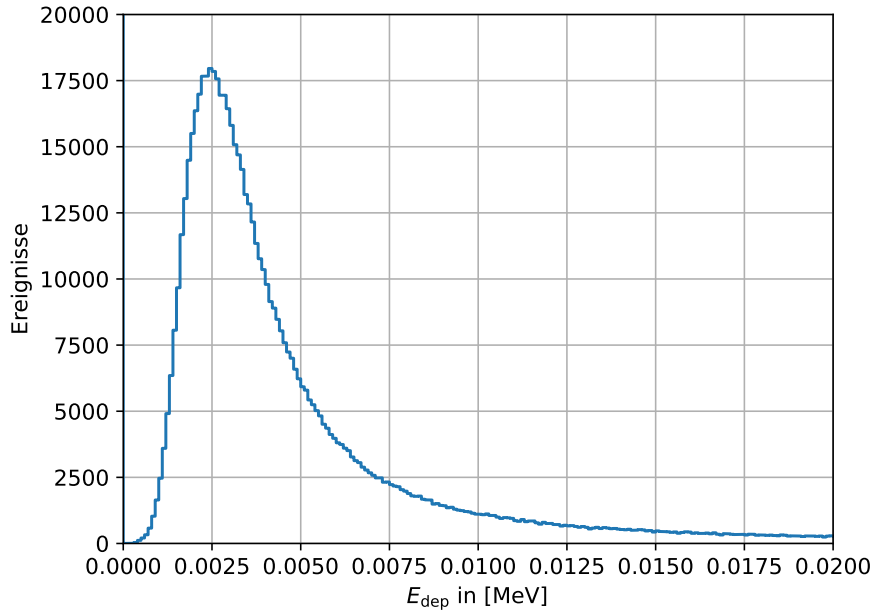


Abbildung 10: Simuliertes Energiedepositionsspektrum in Wasser für die von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ emittierten Elektronen zwischen der Tiefe von $60 \mu\text{m}$ und $80 \mu\text{m}$

3.3.2 Untersuchung der Anzahl gemessener Ereignisse

Aufgrund des Charge-Sharings kann ein Elektron, welches durch den Sensor propagiert, mehrere Ereignisse im Detektor verursachen. [26]. Dementsprechend kann nicht davon ausgegangen werden, dass die Anzahl der Primärelektronen der Anzahl der gemessenen Ereignisse entspricht. Die Referenzdosis pro Elektron wurde jedoch auf Grundlage der in der Simulation verwendeten Anzahl an Primärelektronen bestimmt. Daher wurde mithilfe der Abstandsmessung der Zusammenhang zwischen der Anzahl der gemessenen Ereignisse und der theoretischen Anzahl der auf den Sensor auftreffenden Elektronen untersucht.

Dazu wurde das Energiedepositionsspektrum einer $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle im Dosi-Mode für verschiedene Quellenabstände zwischen 10 cm und 50 cm mit einer Messzeit von $t = 120 \text{ s}$ aufgenommen. Der Quellenabstand bezeichnet den Abstand zwischen der Strahlungsquelle und der Sensoroberfläche des freien Detektors auf Slot 2. Um eine möglichst reproduzierbare Positionierung der Quelle sicherzustellen, wurde diese auf einem Aluminiumblock platziert, sodass sie sich auf derselben Höhe wie der Detektor befand. Die Quelle wurde hierzu in einer Kunststoffhalterung fixiert, die mit Klebeband auf dem Aluminiumblock befestigt war (siehe Abbildung 11).

In Abbildung 13b ist die Gesamtanzahl der detektierten Ereignisse für jeden Quellenabstand dargestellt. Zur Überprüfung des Abstandsquadratgesetzes wurde die Funktion $f(d) = \frac{A_{\text{Fit}}}{d^2 \cdot 4\pi}$ mittels der Funktion `curve_fit` aus dem Modul `scipy.optimize` angepasst [23]. Dabei entspricht d dem Detektorabstand und A_{Fit} dem

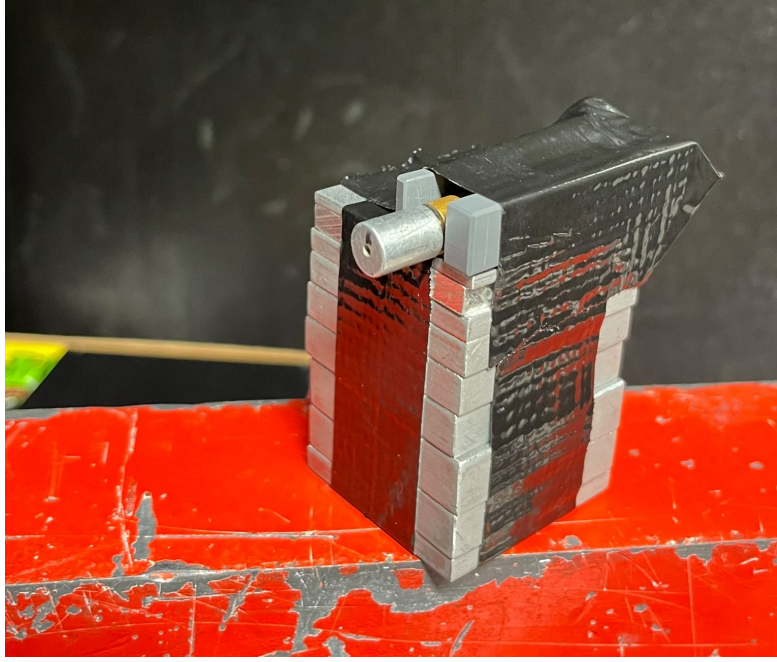


Abbildung 11: Halterung des $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Präparats

freien Parameter der Funktion. A_{Fit} ergibt sich mit Standardabweichung zu:

$$A_{\text{Fit}} = (3751 \pm 12) \cdot 10^4 \text{ cm}^2 \quad (31)$$

Die Standardabweichung von A_{Fit} ergibt sich aus der Wurzel der Kovarianzmatrix. Um die Güte der angepassten Funktion zu bestimmen, wurde als Maß das reduzierte χ_{red}^2 berechnet.

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{1}{N - p} \cdot \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_i - f(x_i)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (32)$$

Dabei entspricht N der Anzahl an Datenpunkten und p der Anzahl an Freiheitsgraden der angepassten Funktion. Aus Gleichung 32 ergibt sich $\chi_{\text{red}}^2 = 255$. (13b)

Der hohe Wert χ_{red}^2 zeigt, dass die Abweichung der Messwerte von der angepassten Funktion, nicht alleine auf die Standardabweichung des Zähl experiments zurückgeführt werden kann. Wie aus Abbildung 13 hervorgeht, nehmen die Messwerte mit zunehmendem Abstand stärker ab als nach dem Abstandsquadratgesetz zu erwarten wäre. Dieses Verhalten ist auf die Absorption der Elektronen in der Luft zurückzuführen.

Die Anzahl der Primärelektronen N_{Theo} , die theoretisch auf dem Detektor auftreten würde, wurde mithilfe der Aktivität der Quelle $A_{^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}} = 0.600 \text{ MBq}$, der Messzeit t und der aktiven Detektorfläche abgeschätzt (siehe Abbildung 13b). Die Gleichung basiert auf der in [2] entnommenen Gleichung.

$$N_{\text{Theo}} = \frac{A_{\text{Det}} \cdot A_{^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}} \cdot t}{4 \cdot \pi \cdot d^2} \quad (33)$$

Das Verhältnis k_{Ereignis} zwischen den theoretischen N_{Theo} und den gemessenen Ereignissen N_{meas} ergibt sich zu:

$$k_{\text{Ereignis}} = \frac{N_{\text{Theo}}}{N_{\text{meas}}} \quad (34)$$

Diese sind in Abbildung 12 zu erkennen. Es ist deutlich erkennbar, dass die experimentellen Datenpunkte keiner Geraden folgen, sondern ansteigen. Dies bestätigt, dass die Elektronen von der Luft absorbiert werden. Daraus folgt, dass der wahre Wert des Konversionsfaktors nicht konstant über die Quellenabstände bis 50 cm ist.

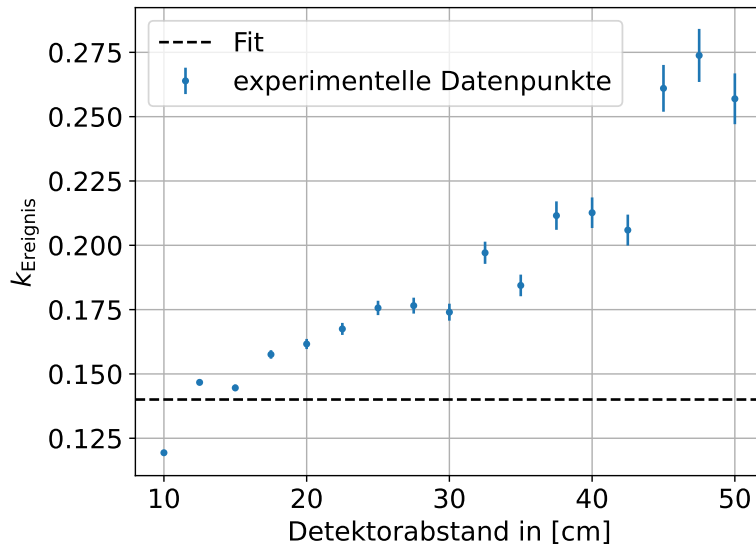


Abbildung 12: Das Verhältnis zwischen der theoretisch auf den Sensor auftreffenden Anzahl an Elektronen und der gemessenen Anzahl an Elektronenereignissen $k_{\text{Ereignisse}}$ mit Standardabweichung und inklusive Geradenfit .

Für die weitere Auswertung wird dennoch ein konstanter Wert festgelegt, um zumindest eine Abschätzung der Größenordnung der resultierenden Dosis zu ermöglichen. Diese Annahme stellt eine starke Vereinfachung dar und ist aufgrund der nachgewiesenen Abhängigkeit vom Quellenabstand physikalisch nicht gerechtfertigt. Zur Bestimmung von k_{Ereignis} wurde eine konstante Gerade an die Messwerte angepasst. Wie aus Abbildung 12 hervorgeht, werden die experimentellen Datenpunkte bei kleinen Quellenabständen aufgrund ihrer geringeren Standardabweichung im Rahmen der gewichteten Anpassung stärker berücksichtigt. Mithilfe von Gleichung 34 folgt der Wert für k_{Ereignis}

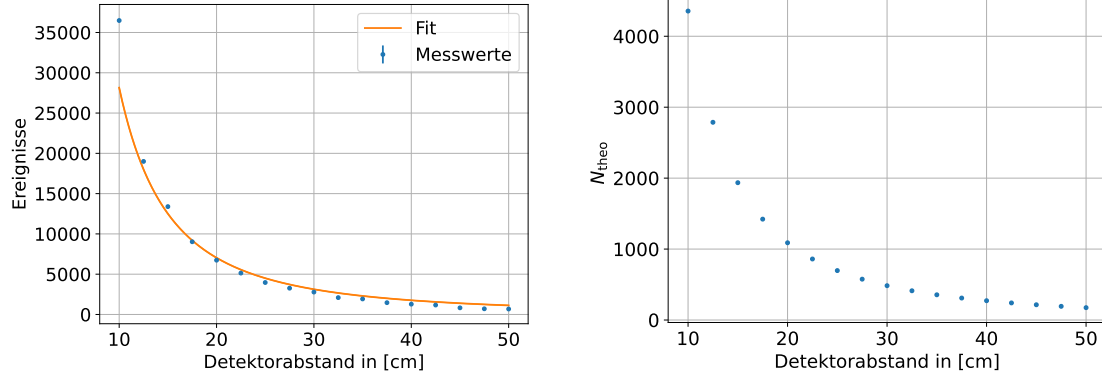
$$k_{\text{Ereignis}} = 0.14005 \pm 0.0005 \quad (35)$$

Aus Gleichung 29 und 34 lässt sich der Konversionsfaktor k^e für $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ ableiten:

$$k^e = k_{\text{Ereignis}} \cdot H_{\text{ref}} \quad (36)$$

Hieraus resultiert der Elektronenkonversionsfaktor:

$$k^\epsilon = (7.6565 \pm 0.0243) \cdot 10^{-4} \mu\text{Sv} \quad (37)$$



- (a) Theoretische Anzahl an Elektronen, die innerhalb eines Zeitintervalls von $t = 120\text{ s}$ von der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle auf die Detektoroberfläche auftreffen würden.
- (b) Gesamtanzahl gemessener Ereignisse mit dem freien Detektor und deren Standardabweichung.

Abbildung 13: Anzahl der gesamten Ereignisse über den Detektorabstand aufgetragen

Neben möglichen spektralen Abweichungen der emittierten Strahlung bestehen erhebliche weitere Fehlerquellen im Verfahren zur Bestimmung des Konversionsfaktors. Die Berechnung der theoretischen Anzahl an Ereignissen basiert auf der angegebenen Aktivität der Quelle. Da jedoch nicht bekannt ist, in welchem Maß das Präparat verkapselt ist, kann die Anzahl der emittierten Elektronen nicht bestimmt werden. Daraus folgt, dass die Größe der Unsicherheit des Konversionsfaktors nicht abzuschätzen ist und daher keinen verlässlichen Wert darstellt. Dies stellt einen weiteren Grund dafür dar, dass der aus der Elektronendosis bestimmte Wert nicht als zuverlässig angesehen werden kann.

Es zeigt sich, dass k_{Ereignis} deutlich kleiner als eins ist. Daraus ergibt sich, dass die mittlere Anzahl an Ereignissen, die ein Elektron verursacht, 6.890 beträgt. Entsprechend beträgt die Summe der Seitenlänge der Pixel, in denen ein Elektron ein Ereignis auslöst und die somit ein Cluster bilden, $1508\mu\text{m}$. Es wurde gezeigt, dass Elektronen einer $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle mehrere Millimeter durch den Sensor mit einer Dicke von $300\mu\text{m}$ zurücklegen und dabei eine Vielzahl von Pixeln durchqueren können[13]. Aus der Arbeit von [8] geht hervor, in welcher das $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Spektrum mit einem Timepix-Detektor und einem $300\mu\text{m}$ dicken Sensor gemessen wurde, dass die mittlere Clusterlänge der Pixel $346.5\mu\text{m}$ bei einem Schwellenwert von 3.1 keV beträgt. Da weder die Aktivität einen verlässlichen Wert darstellt noch die Verkapselung bekannt ist, dient dieser Wert nicht als di-

rekter Vergleichswert. Entsprechend dem Literaturwert weicht der ermittelte Wert um eine Größenordnung ab. Das deutet darauf hin, dass der Konversionsfaktor in etwa eine plausible Größenordnung aufweist. Allerdings ist die physikalische Aussagekraft wegen der unbekannten systematischen Fehlerquellen nicht gegeben.

3.4 Untersuchung der Energiedepositionsspektren von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{241}Am

Um die Spektren der Strahlungsquellen $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{241}Am im gemischten Energiedepositionsspektrum später voneinander trennen zu können, wurden die Energiedepositionsspektren zunächst separat untersucht. Hierzu wurden die Spektren der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle sowie der ^{241}Am -Quelle mit dem Dosepix-System im Dosi-Mode bei verschiedenen Quellenabständen aufgenommen.

Für die Messungen mit $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ wurden die bereits in Kapitel 3.3 beschriebenen Messdaten verwendet, die in diesem Kapitel erneut ausgewertet wurden. Die Messungen mit ^{241}Am wurden nach demselben Prinzip mit einer Messzeit von $t = 60\text{ s}$ durchgeführt.

3.4.1 Charakterisierung der Spektren

In Abbildung 14 sind die gemessenen Energiedepositionsspektren der Quellen $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{241}Am für alle drei Detektoren dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass das Energiedepositionsspektrum der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle näherungsweise die charakteristischen Merkmale einer Landauverteilung aufweist. Die gemessene Verteilung entspricht den Erwartungen, wonach die Energie der Elektronen überwiegend nicht vollständig im Detektor deponiert wird und der Energieverlust überwiegend durch viele niederenergetische Stöße erfolgt. Den größten Beitrag zur Anzahl der detektierten Ereignisse liefert der niedrigste Energiebin bei einer Mittelpunktsenergie von $E = 9\text{ keV}$. Diese niederenergetischen Ereignisse könnten möglicherweise unter anderem durch Charge-Sharing sowie rückgestreute Elektronen verursacht werden. Die Abbildung zeigt außerdem, dass Elektronen ab einer bestimmten Energie nahezu eine konstante Energie Des Weiteren ist im fünften Energiebin mit einer Mittelpunktsenergie von 81.6 keV ein schwach ausgeprägter Peak zu erkennen, der dem wahrscheinlichsten Energieverlust zugeordnet werden kann. Die Position dieses Peaks stimmt mit den Ergebnissen vorheriger Messungen überein. [4]. Dieses Maximum ist in den Messungen nur teilweise erkennbar (siehe Anhang). Dies lässt sich möglicherweise dadurch erklären, dass sich das Maximum in der Nähe einer Bingrenze befindet. Zudem zeigen sich wenige Ereignisse in den höherenergetischen Bins, deren Anzahl mit zunehmender Energie abnimmt. Diese können dem charakteristischen Landau-Tail zugeordnet werden.

Die Energiedepositionsspektren der Detektoren mit Filterkappen weisen im Vergleich zum Spektrum des freien Detektors eine wesentlich geringere Intensität auf. Sowohl im Energiedepositionsspektrum des freien Detektors als auch des Detektors mit Aluminiumfilterkappe ist ein deutliches Maximum im vierten Energiebin bei einer Mittelpunktsenergie von $E = 63.4\text{ keV}$ zu erkennen. Dieser kann dem Photopeak der charakteristischen γ -Strahlung des Tochternuklids ^{237}Np von ^{241}Am bei $E = 59.54\text{ keV}$ zugeordnet werden, welche durch die Abregung des Nuklids emittiert wird [6]. Zusätzlich treten Ereignisse in den niederenergetischen Bins auf. Diese können unter anderem durch Compton-Streuung, Rückstreueereignisse und Charge-Sharing verursacht werden. Im Vergleich zu den Spektren des freien Detektors und des Detektors mit Aluminiumfilterkappe lässt sich im Spektrum der

Zinnfilterkappe kein entsprechendes Maximum erkennen. Zudem ist die Ereignisanzahl deutlich reduziert. Das ist darauf zurückzuführen, dass Photonen in Zinn mit $Z = 50$ im Vergleich zu Aluminium mit $Z = 13$ aufgrund der höheren Ordnungszahl eine wesentlich höhere Wechselwirkungswahrscheinlichkeit besitzen.[21]

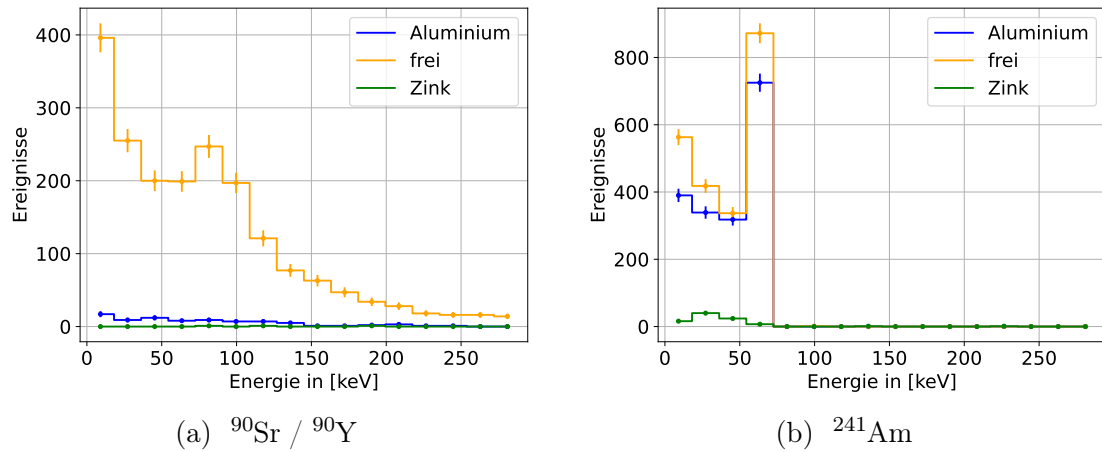


Abbildung 14: Energiedepositionsspektrum für die jeweiligen Quellen gemessen mit dem Dosepixsystem mit verschiedenen Filterkappen bei einem Detektorabstand von $d = 35$ cm

3.4.2 Bestimmung der Transmissionskoeffizienten

Zur Untersuchung der Transmission von jeweils $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{241}Am wurde der Transmissionskoeffizient über die verschiedenen Quellenabstände bestimmt. Der experimentelle Transmissionskoeffizient beschreibt dabei das Verhältnis der mit aufgesetzter Filterkappe detektierten Ereignisse N_{Filter} zu den Ereignissen des freien Detektors N_{frei} :

$$r_{\text{Filter}} = \frac{N_{\text{Filter}}}{N_{\text{frei}}}. \quad (38)$$

Die Standardabweichung für r_{Filter} ergibt sich mit gaußscher Fehlerfortpflanzung aus den Standardabweichungen ΔN_{Filter} und ΔN_{frei} :

$$\Delta r_{\text{Filter}} = r_{\text{Filter}} \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{\text{Filter}}}{N_{\text{Filter}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\text{frei}}}{N_{\text{frei}}}\right)^2} \quad (39)$$

In Abbildung 15, 16 sind die experimentellen Transmissionskoeffizienten für verschiedene Quellenabstände dargestellt. Es ist in Abbildung 15 zu erkennen, dass die Transmissionskoeffizienten bis zu einem Abstand von $d = 10\text{ cm}$ ansteigen und danach einen annähernd konstanten Verlauf aufweisen. Das ist darauf zurückzuführen, dass zwischen dem freien Detektor und dem Detektor mit Aluminiumfilterkappe ein Abstand von 2 cm liegt.

Für isotrope Strahlungsquellen ist die Intensität der emittierten Strahlung direkt proportional zu dem von der Quelle überdeckten Raumwinkel [16]. Der Raumwinkel, welcher die Detektorfläche A überdeckt, ist definiert als:

$$\Omega = \int_A \frac{\cos \phi}{d^2} dA \quad (40)$$

Dabei entspricht d dem Abstand zwischen Detektorfläche und Quelle, dA dem Flächenelement und ϕ dem Winkel zwischen der Flächennormale und der Richtung von d [14]. Da die Seitenlänge $\sqrt{A}$ des Dosepix-Detektors sehr viel kleiner als die Detektorabstände d ist, gilt $\Omega \approx \frac{A \cos \phi}{d^2}$. Entsprechend der Gleichung 40 ist der von der Strahlung überdeckte Raumwinkel für die seitlich versetzten Detektoren geringer als für den freien Detektor. Der Unterschied in der Intensität ist insbesondere bei kleinen Abständen zur Dosepix-Ausleseplatine ausgeprägt, da bei abnehmendem Abstand der relative Unterschied der Raumwinkel zwischen freiem und seitlich versetztem Detektor wächst. Folglich ist der gemessene Transmissionskoeffizient geringer.

Aus Abbildung 16b geht hervor, dass die gemessenen Transmissionskoeffizienten der Zinnfilterkappe für $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ überwiegend unterhalb von 0.5% liegen. Aufgrund dieser Beobachtung wird der Beitrag der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Strahlung zum gemessenen Spektrum des Dosepix mit Zinnfilterkappe im weiteren Verlauf der Arbeit vernachlässigt.

Des Weiteren wurden die mittleren experimentellen Transmissionsfaktoren für die Aluminiumfilterkappe über die Quellenabstände bestimmt. Die entwickelte Methode zur Separation der Strahlungsfelder setzt voraus, dass Transmissionsfaktoren konstant sind. Um die mittleren Transmissionskoeffizienten zu bestimmen,

wurde eine konstante Funktion mithilfe der Funktion `curve_fit` aus dem Modul `scipy.optimize` an die experimentellen Datenpunkte angepasst [23]. Aus den Berechnungen wurden die Datenpunkte bis zu $d = 12.5\text{ cm}$ ausgeschlossen. Daraus folgt, dass etwa ein Mindestabstand von $d = 12.5\text{ cm}$ zum Detektor bei der Anwendung des entwickelten Verfahrens möglicherweise vorteilhaft ist.

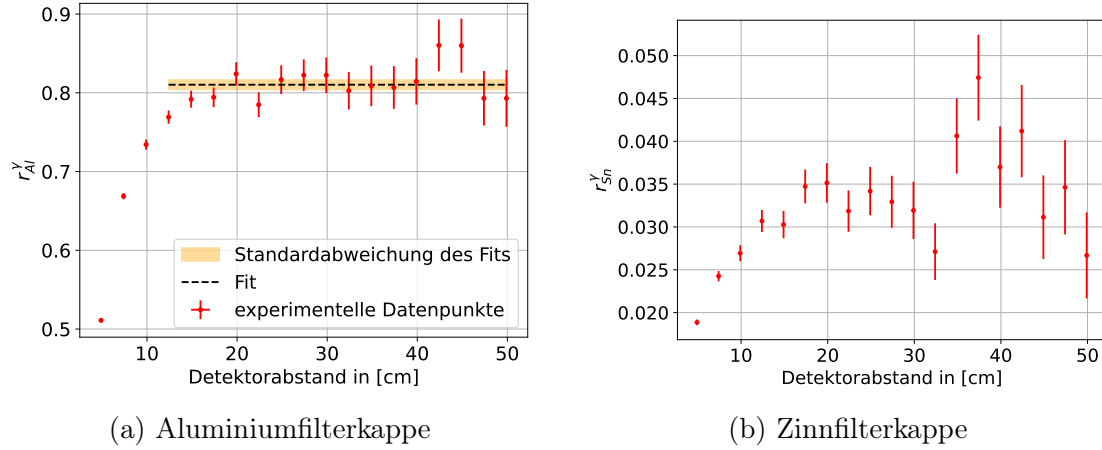


Abbildung 15: gemessene Transmissionskoeffizienten der Filterkappen für die emittierte Strahlung von ^{241}Am gegen den Detektorabstand

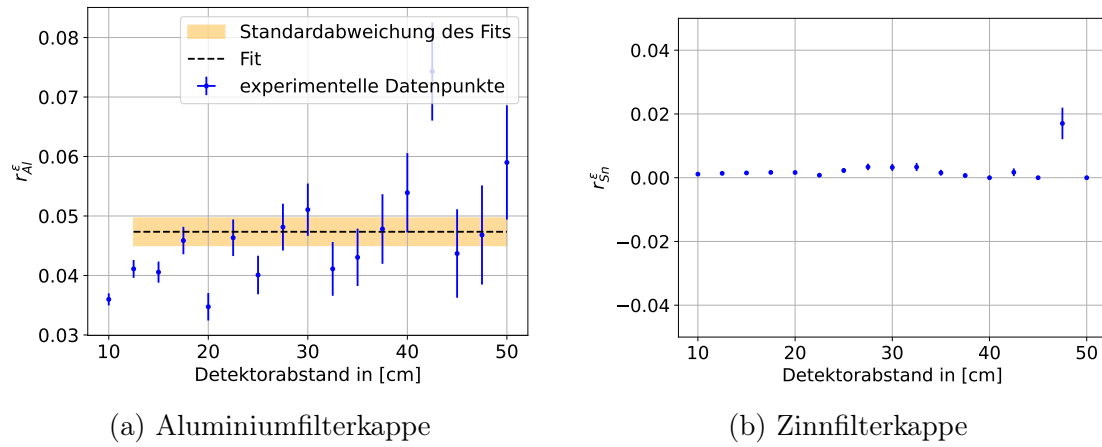


Abbildung 16: gemessene Transmissionskoeffizienten der Filterkappen für die emittierte Strahlung von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ gegen den Detektorabstand

Die Ergebnisse der mittleren Transmissionskoeffizienten ergeben sich zu:

$$r_{\text{Al}}^{\text{Am}} = 0.810 \pm 0.007 \quad r_{\text{Al}}^{\epsilon} = 0.0473 \pm 0.0023 \quad (41)$$

3.4.3 Bestimmung des mittleren normierten Spektrums von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$

Die entwickelte Methode zur Separation eines gemischten Strahlungsfeldes basiert darauf, dass die spektrale Verteilung der Elektronenquelle bekannt ist. Diese wurde aus den Energiedepositionsspektren von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$, welche mit dem freien Detektor über verschiedene Quellenabstände gemessen wurden, bestimmt. Dazu wurden zunächst alle Ereignisse $N_{i,j}$ des i -ten Bins über alle Messungen aufsummiert. Dabei bezeichnet j den Index der Messung. Anschließend wurde das resultierende Spektrum mit der Gesamtzahl aller Ereignisse über alle Messungen normiert:

$$N_{\text{norm},i} = \frac{\sum_j N_{i,j}}{\sum_i \sum_j N_{i,j}} \quad (42)$$

Die Standardabweichung folgt aus der Standardabweichung von $\Delta N_{i,j}$ mittels gaußscher Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta N_{\text{norm},i} = \frac{\sqrt{\sum_j N_{i,j}}}{\sum_i \sum_j N_{i,j}} \quad (43)$$

Da die Anzahl der detektierten Ereignisse bei geringen Abständen deutlich höher ist, werden die entsprechenden Spektren bei der Aufsummierung stärker gewichtet. Folglich tragen diese stärker zum normierten Spektrum bei. Aus den Ergebnissen aus Abschnitt 3.3.2 ergeben sich Hinweise darauf, dass Elektronen in der Luft absorbiert werden. Daraus kann geschlossen werden, dass sich die spektrale Verteilung der Elektronen ändert, die auf den Detektor treffen. Würde sich das Energiedepositionsspektrum ändern, wäre es sinnvoll, dieses bei geringen Abständen für dosimetrische Zwecke möglichst präzise zu bestimmen. In Abbildung 17 ist das normierte Energiespektrum dargestellt. Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Standardabweichungen des experimentell bestimmten Spektrums an, sind aber so klein, dass sie nicht erkennbar sind. Im normierten Spektrum ist ebenfalls der charakteristische Landautail, das Maximum des wahrscheinlichsten Energieverlustes, vorhanden.

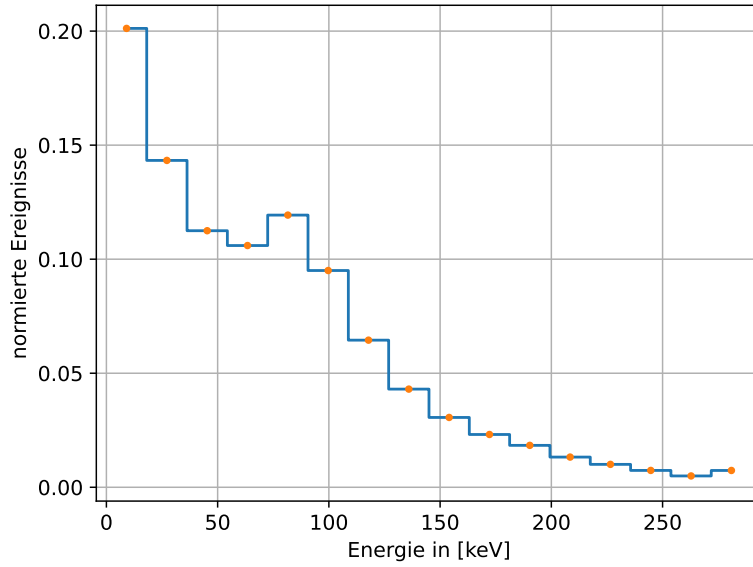


Abbildung 17: Normiertes Energiedepositionsspektrum von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ mit der Standardabweichung der normierten Ereignisse in den einzelnen Energiebins. Das Spektrum wurde aus der Summe mehrerer gemessener Energiedepositionsspektren bestimmt, die bei verschiedenen Quellenabständen aufgenommen wurden.

3.4.4 Methode zur Dosisrekonstruktion gemischter Strahlungsfelder

Im folgenden Abschnitt werden die Berechnungen zur Dosisrekonstruktion eines gemischten Strahlungsfeldes mit bekannter Elektronenquelle hergeleitet.

Das grundlegende Konzept besteht darin, das gemischte Energiedepositionsspektrum mithilfe der gemessenen Transmissionskoeffizienten für die Photonen- und die Elektronenquelle zu separieren. Diese Koeffizienten wurden in Abschnitt 3.4.2 für die $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle und die ^{241}Am -Quelle bestimmt. Voraussetzung für ihre Anwendung ist, dass sie konstante Werte aufweisen und somit unabhängig von der Position der Quelle sind. Diese Annahme wurde im Abschnitt 3.5 überprüft. Im Zinnfilter wird die β -Strahlung nahezu vollständig absorbiert, sodass das mit dem Detektor auf Slot 3 gemessene Spektrum als reines Photonenspektrum betrachtet wird.

Sind sowohl die Gesamtzahl der mit dem freien Detektor als auch die mit dem Detektor mit Aluminiumfilterkappe gemessenen Ereignisse sowie die experimentellen Transmissionskoeffizienten bekannt, lässt sich die Anzahl der Elektronen- und Photonenergebnisse abschätzen.

Die Gesamtzahl der mit dem freien Detektor detektierten Ereignisse N_{frei} ergibt sich aus den Beiträgen der Elektronenstrahlung N_{frei}^e und der Photonenstrahlung N_{frei}^γ :

$$N_{\text{frei}} = N_{\text{frei}}^e + N_{\text{frei}}^\gamma \quad (44)$$

Mithilfe der bekannten Transmissionskoeffizienten für Aluminium r_{Al}^γ und r_{Al}^e lässt sich der Ausdruck für die Gesamtzahl der Ereignisse N_{Al} herleiten, die mit

dem Detektor mit Aluminiumfilterkappe gemessen wurden:

$$N_{\text{Al}} = r_{\text{Al}}^{\epsilon} N_{\text{frei}}^{\epsilon} + r_{\text{Al}}^{\gamma} N_{\text{frei}}^{\gamma}. \quad (45)$$

Aus Gleichung 45 und 44 lässt sich die Gesamtzahl der Elektronen, welche mit dem freien Detektor gemessen wurden, abschätzen:

$$N_{\text{frei}}^{\epsilon} = \frac{N_{\text{Al}} - r_{\text{Al}}^{\gamma} N_{\text{frei}}^{\gamma}}{r_{\text{Al}}^{\epsilon} - r_{\text{Al}}^{\gamma}} \quad (46)$$

Folglich kann das Elektronenspektrum ermittelt werden, indem das normierte Energiedepositionsspektrum von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ mit dem berechneten $N_{\text{frei}}^{\epsilon}$ skaliert wird.

Die Ereignisanzahl im i -ten Bin des Elektronenspektrums kann mithilfe des i -ten Eintrags des normierten Spektrums und der berechneten Elektronenanzahl $N_{\epsilon}^{\text{frei}}$ für den freien Detektor bestimmt werden:

$$N_{\text{frei},i}^{\epsilon} = N_{\text{norm},i}^{\epsilon} \cdot N_{\text{frei}}^{\epsilon} \quad (47)$$

Des Weiteren lässt sich das abgeschätzte Elektronenspektrum des Detektors mit Aluminiumfilterkappe mithilfe von r_{Al}^{ϵ} bestimmen.

$$N_{\text{Al},i}^{\epsilon} = N_{\text{norm},i}^{\epsilon} \cdot N_{\text{frei}}^{\epsilon} \cdot r_{\text{Al}}^{\epsilon} \quad (48)$$

Das wesentliche Prinzip besteht darin, das abgeschätzte Elektronenspektrum vom gemischten Spektrum zu subtrahieren und dadurch das Elektronen- und das Photonspektrum voneinander zu trennen. Mithilfe der Konversionsfaktoren lässt sich anschließend die Dosis bestimmen.

Die äquivalente Personendosis für Photonen $H_p(d)^{\gamma}$ in der Hauttiefe d ergibt sich aus 65, 67 und 69:

$$H_p(d)^{\gamma} = \sum_{i=1}^{16} \left[(N_{\text{frei},i} - N_{\text{frei},i}^{\epsilon}) k_{\text{frei},i}(d) + N_{\text{Sn},i}^{\gamma} k_{\text{Sn},i}(d) + (N_{\text{Al},i} - N_{\text{Al},i}^{\epsilon}) k_{\text{Al},i}(d) \right]. \quad (49)$$

Die Berechnung der Personenäquivalenzdosis der Elektronen erfolgt mithilfe des in Abschnitt 3.3 bestimmten Konversionsfaktors k^{ϵ} :

$$H_p^{\epsilon}(0.07) = k^{\epsilon} \cdot N_{\text{frei}}^{\epsilon} \quad (50)$$

Die Fehler der berechneten Größen ergeben sich mittels gaußscher Fehlerfortpflanzung aus den Standardabweichungen der Messgrößen N_{frei} und N_{Al} und den experimentell ermittelten Werten r_{Al}^{γ} , r_{Al}^{ϵ} und k^{ϵ} . Die Fehlerfortpflanzung ist im Anhang beschrieben.

3.5 Einfluss der Quellenposition auf die Transmissionskoeffizienten

Die Methode zur Separation des Elektronen- und Photonenspektrums basiert auf der Annahme, dass die Transmissionskoeffizienten r_{Al}^{Am} , r_{Al}^e über alle Messungen hinweg konstant bleiben. Der Abstand zwischen dem Aluminiumdetektor und dem freien Detektor beträgt ca. 2 cm. Folglich kann die horizontale Position der Quelle die Transmissionskoeffizienten der beiden Detektoren beeinflussen. Zusätzlich wird der von der Strahlung überdeckte Raumwinkel möglicherweise durch die Verkapselfung, in welcher sich die Quellen befinden, bestimmt. Um die Homogenität der Strahlungsfelder der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ - und ^{241}Am -Quellen innerhalb des vom Dosepix-System erfassten Raumwinkels zu untersuchen, wurde die Winkelabhängigkeit der Intensitäten beider Quellen analysiert.

Dafür wurden die Quellen an einen festen Quellenabstand positioniert und ihre Position in horizontaler Richtung wurde schrittweise zum Detektorsystem variiert. Aus vorherigen Testmessungen wurde vermutet, dass die $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle stärker kollimiert ist als die ^{241}Am -Quelle. Deshalb wurden als Quellenabstände $d_{Am} = 10\text{ cm}$ und $d_{Sr} = 25\text{ cm}$ gewählt. Die Messzeit betrug $t = 120\text{ s}$, wobei die Messung im Dosi-Mode durchgeführt wurde. Der Winkel α zwischen dem Mittelpunkt des freien Detektors und der Quelle folgt aus der horizontalen Position a und dem Quellenabstand d .

$$\alpha = \arctan \frac{a}{d} \quad (51)$$

Als Ursprung des Koordinatensystems wurde die Sensorposition in Slot 2 des Detektors festgelegt, sodass a relativ zu dieser Position bestimmt wird (siehe Abbildung 18).

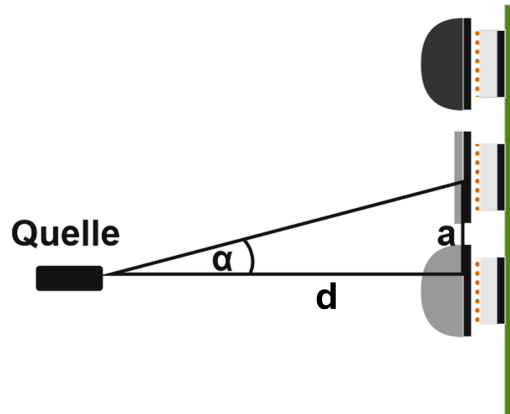


Abbildung 18: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

In den Abbildungen 19a und 19b ist die normierte Gesamtanzahl aller detektierten Ereignisse in Abhängigkeit vom Winkel, gemessen mit dem freien Detektor, dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Intensität mit dem Winkel α stärker bei der Messung mit der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle abnimmt als bei der Messung mit der ^{241}Am -Quelle. Daraus resultiert, dass das $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Präparat stärker kollimiert ist als das ^{241}Am -Präparat.

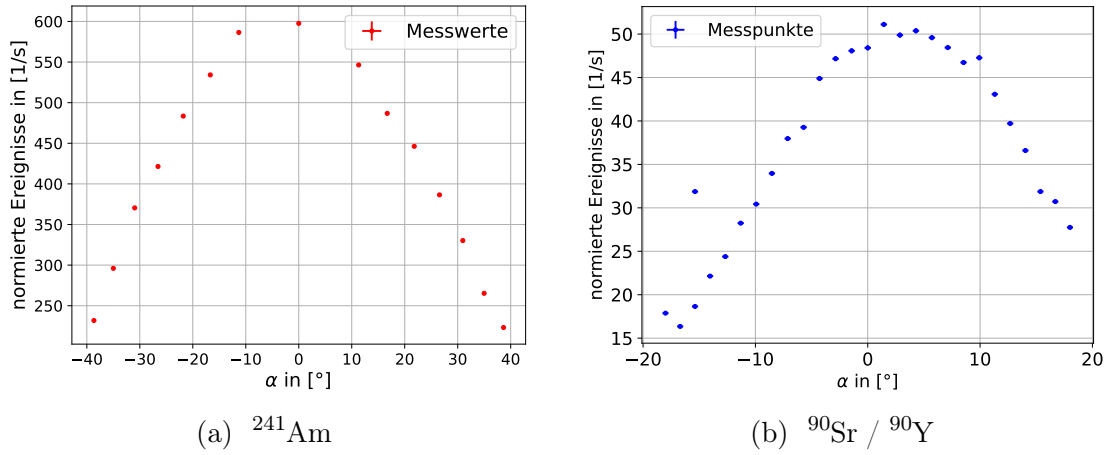


Abbildung 19: Anzahl gemessener Ereignisse gegen den Winkel α

In den Abbildungen 20a und 20b sind die gemessenen Transmissionskoeffizienten $r_{\text{Al}}^{\text{Am}}$ und r_{Al}^{ϵ} dargestellt. Erwartungsgemäß nimmt r_{Al} zu, wenn die Quelle nach links verschoben wird, da sich der Detektor mit Aluminiumfilterkappe links des freien Detektors befindet. Wird die Quelle dagegen nach rechts verschoben, nimmt r_{Al} ab. Im Bereich der maximalen Intensität weisen sowohl $r_{\text{Al}}^{\text{Am}}$ als auch r_{Al}^{ϵ} einen annähernd linearen Verlauf auf. Aus den Abbildungen 20a und 20b ist ersichtlich, dass der Winkel α sowohl auf $r_{\text{Al}}^{\text{Am}}$ als auch auf r_{Al}^{ϵ} einen Einfluss hat.

Eine relative Änderung des Winkels wirkt sich jedoch deutlich stärker auf r_{Al}^{ϵ} aus als auf $r_{\text{Al}}^{\text{Am}}$ aufgrund der stärkeren Kollimation. Es kann geschlussfolgert werden, dass die horizontale Position der Quelle einen Einfluss auf die Transmissionskoeffizienten, insbesondere für die $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle, hat. Daher ist der Transmissionskoeffizient, welcher in Abschnitt 3.4 ermittelt wurde, nur gültig für eine Quellenposition bei $\alpha = 0^\circ$. Da die entwickelte Methode darauf basiert, dass der Transmissionskoeffizient konstant ist, ist bei der Messung gemischter Strahlungsfelder zu beachten, dass die Quellen möglichst auf den Detektor auf Slot 2 ausgerichtet sind.

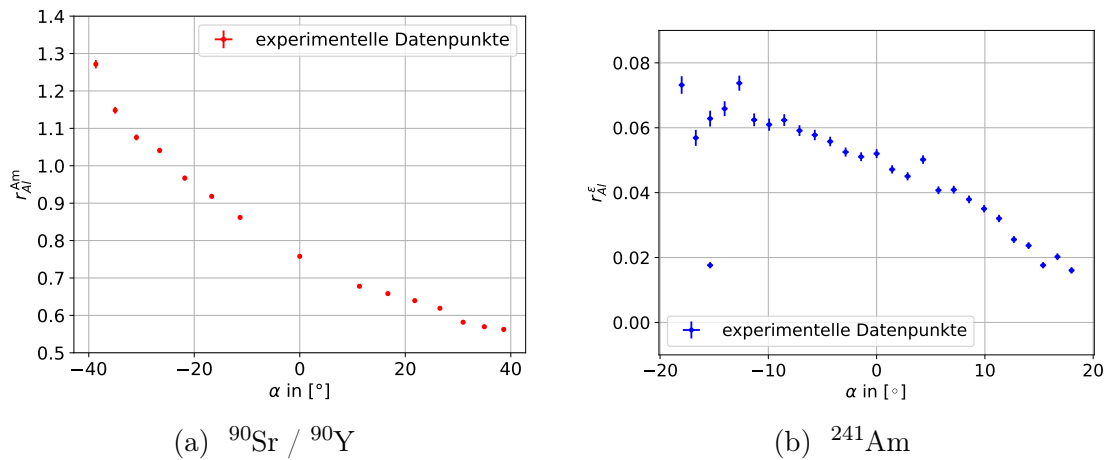


Abbildung 20: Transmissionskoeffizienten r_{Al}^{ϵ} und $r_{\text{Al}}^{\text{Am}}$ gegen den Winkel α

4 Validierung der Methode zur Dosisrekonstruktion gemischter Strahlungsfelder

Zur Validierung der entwickelten Methode zur Dosisrekonstruktion gemischter Strahlungsfelder wurden Messungen mit der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle und einer Photonenquelle für unterschiedliche Quellenabstände durchgeführt. Hierzu wurden zunächst gemischte Energiedepositionsspektren im Dosi-Mode aufgenommen. Anschließend wurden die Spektren mithilfe des entwickelten Verfahrens ausgewertet und die Beiträge der einzelnen Strahlungsfelder zum Energiedepositionsspektrum rekonstruiert.

Daraufhin wurden die gemessenen gemischten Energiedepositionsspektren mit den rekonstruierten β -Spektren verglichen. Anschließend wurden die entsprechenden äquivalenten Personendosisgrößen bestimmt. Die rekonstruierten Dosiswerte wurden anhand der relativen Grenzwerte des Ansprechvermögens gemäß IEC-61526 mittels einer Referenzmessung des Strahlungsfeldes, bestehend aus nur einer Strahlungsart, ausgewertet [7]. Dabei basieren die ermittelten Dosiswerte der Referenzmessung auf dem Elektronenkonversionsfaktor, welcher in Abschnitt 3.3 bestimmt wurde. Dieser stellt keinen zuverlässigen Wert dar. Unter der Annahme, dass dieser Konversionsfaktor für die Messungen korrekt ist, wurde die Auswertung exemplarisch durchgeführt. Entsprechend haben die Resultate keine Aussagekraft über den tatsächlichen Wert der Dosis und ob diese Grenzwerte eingehalten werden.

Die Validierung wurde zunächst für gemischte Strahlungsfelder aus $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{241}Am durchgeführt. Darüber hinaus wurde das Verfahren auf Messungen mit $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{133}Ba angewendet, um zu untersuchen, ob die Methode auf eine weitere Photonenquelle übertragbar ist.

4.1 Messungen mit $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{241}Am

Zur Validierung der Methode mit $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{241}Am wurden Messreihen durchgeführt, bei denen der Detektorabstand des $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Präparates variiert wurde und die ^{241}Am -Quelle bei einem festen Abstand von $d = 20\text{ cm}$ positioniert war. Die Messung fand im Dosi-Mode statt und die Messzeit betrug pro Einzelmessung 1800 s . Für diese Messreihe wurden sowohl die $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle als auch die Doxepix-Ausleseplatine um ca. 6 cm erhöht positioniert, um eine Abschirmung der emittierten $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Strahlung durch das Gehäuse der ^{241}Am -Quelle zu verhindern. Die Quellen wurden in beiden Messreihen möglichst zentriert auf den Sensor des freien Detektors auf Slot 2 ausgerichtet. Zudem wurde als Referenzspektrum das Energiedepositionsspektrum von ^{241}Am bei gleichem Abstand und gleicher Messzeit aufgenommen.

Abbildung 21 zeigt das gemischte Energiedepositionsspektrum des freien Detektors, während in Abbildung 22 das entsprechende Spektrum des Detektors mit aufgesetzter Aluminiumfilterkappe dargestellt ist. In den gemischten Energiedepositionsspektren (orange) ist ein deutliches Maximum bei der Mittelpunktenergie

von $E = 63 \text{ keV}$ erkennbar, das dem Photopeak von ^{241}Am zugeordnet werden kann.

Messungen, bei denen ausschließlich ^{241}Am als Strahlungsquelle verwendet wurde (vgl. Abschnitt 3.4.1), zeigen, dass bei den in dieser Arbeit gewählten Bingrenzen ab dem fünften Energiebin keine weiteren Ereignisse im Energiedepositionsspektrum detektiert wurden. Beim Vergleich der Energiedepositionsspektren des freien Detektors und des Detektors mit aufgesetzter Aluminiumfilterkappe zeigt sich, dass die Anzahl der Ereignisse im gefilterten Spektrum ab dem fünften Energiebin deutlich abnimmt. Das dem ^{241}Am Photopeak zugeordnete Maximum bleibt auch im Energiedepositionsspektrum des gefilterten Detektors erhalten. Das lässt sich durch das unterschiedliche Transmissionverhalten der Aluminiumfilterkappe der von den beiden Quellen emittierten Strahlung erklären. Wie die Beobachtungen in Abschnitt 3.4.2 zeigen, weist die von ^{241}Am emittierte Strahlung einen deutlich höheren gemessenen Transmissionskoeffizienten auf als die von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ emittierte Strahlung.

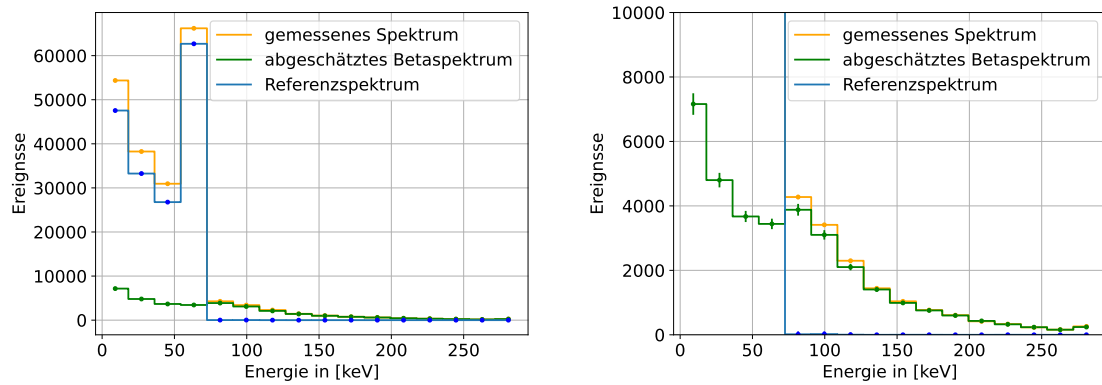


Abbildung 21: Gemischtes Energiedepositionsspektrum von der emittierten Strahlung von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{241}Am bei den Abständen $d_{\text{Sr}} = 30 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$ gemessen mit dem freien Detektor, einschließlich des rekonstruierten Spektrums und des Referenzspektrums.

In den Abbildungen 21 und 22 sind in Grün das abgeschätzte $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Spektrum und in Blau das gemessene Referenzspektrum der γ -Quelle dargestellt. Es ist zu beobachten, dass das rekonstruierte $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Spektrum ab dem fünften Energiebin, in dem die detektierten Ereignisse auf die β -Strahlung zurückgeführt werden können, einen annähernd gleichen Verlauf wie das gemischte Spektrum aufweist. Diese Beobachtung zeigt sich sowohl für das Energiedepositionsspektrum des freien Detektors als auch für den Detektor mit aufgesetzter Aluminiumfilterkappe. Diese Übereinstimmung ab dem fünften Energiebin gibt einen Hinweis darauf, dass das $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Spektrum näherungsweise korrekt abgeschätzt wurde.

Sowohl das mit dem ungefilterten Detektor als auch das mit der Aluminiumfilterkappe gemessene Energiedepositionsspektrum weisen eine etwas höhere Intensität als das rekonstruierte β -Spektrum auf. Möglicherweise wurden die Präparate leicht versetzt auf den Sensor auf Slot 2 ausgerichtet. Wie Abschnitt 3.5 zeigt, führt das möglicherweise zu einer Abweichung der Transmissionsfaktoren. Aus der Berechnung des experimentellen Transmissionsfaktors ergibt sich für die Messung

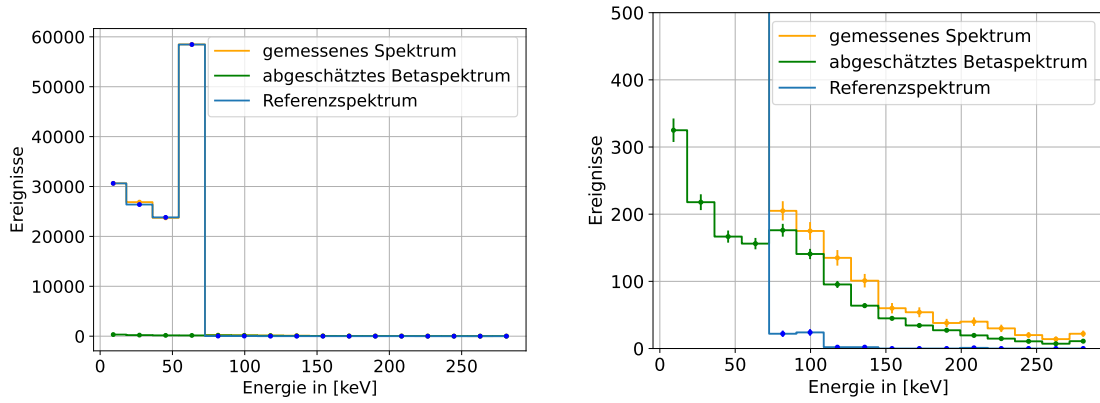


Abbildung 22: Gemischtes Energiedepositionsspektrum von der emittierten Strahlung von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{241}Am bei den Abständen $d_{\text{Sr}} = 30 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$ gemessen mit dem Detektor mit aufgesetzter Aluminiumfilterkappe, einschließlich des rekonstruierten Spektrums und des Referenzspektrums.

des Referenzspektrums ein Wert von $r_{\text{Al,ref}}^{\text{Am}} = 0.818 \pm 0.003 \%$. Im Vergleich dazu beträgt der Transmissionskoeffizient, welcher zur Berechnung des rekonstruierten β -Spektrums verwendet wurde $r_{\text{Al,ref}}^{\text{Am}} = 0.810 \pm 0.007 \%$. Möglicherweise weicht $r_{\text{Al,meas}}^{\epsilon}$ von $r_{\text{Al,ref}}^{\epsilon}$ ab. Die geschätzte Gesamtzahl der Elektronenereignisse für den freien Detektor $N_{\epsilon}^{\text{frei}}$ entspricht dem Skalierungsfaktor des rekonstruierten β -Spektrums. Unter der Voraussetzung, dass nur der Transmissionskoeffizient $r_{\text{Al,ref}}^{\epsilon}$ vom tatsächlichen Wert abweicht und alle übrigen Größen korrekt bestimmt wurden, ist $N_{\epsilon}^{\text{frei}}$ direkt proportional zu $\frac{1}{r_{\text{Al}}^{\epsilon} - r_{\text{Al}}^{\gamma}}$. Das folgt aus der Gleichung 46. Ist somit der tatsächliche Wert des Transmissionskoeffizienten niedriger als der in der Berechnung verwendete Wert, so wird der Skalierungsfaktor $N_{\epsilon}^{\text{frei}}$ unterschätzt und liegt somit unterhalb der tatsächlichen Anzahl der mit dem freien Detektor detektierten Elektronen. Aus der Gleichung 67 folgt, dass die Intensität der einzelnen Energiebins für das rekonstruierte $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Spektrum des Detektors mit Aluminiumfilterkappe proportional zu $N_{\text{Al,i}}^{\epsilon} \propto \frac{r_{\text{Al}}^{\epsilon}}{r_{\text{Al}}^{\epsilon} - r_{\text{Al}}^{\gamma}}$ ist. Dies würde dazu führen, dass das rekonstruierte β -Spektrum des Detektors mit Aluminiumfilterkappe aufgrund eines zu hoch angesetzten Transmissionsfaktors überschätzt werden würde. Im Gegensatz dazu zeigt sich in den Messergebnissen, dass das rekonstruierte β -Spektrum sowohl für das Spektrum mit Aluminiumfilterkappe als auch für das des freien Detektors leicht unterschätzt wurde.

Anhand dieser Überlegungen kann die Abweichung dementsprechend nicht nur auf die Abweichung von $r_{\text{Al,ref}}^{\epsilon}$ zurückgeführt werden.

Des Weiteren wurden die äquivalenten Dosisgrößen $H_{\text{p}}^{\epsilon}(0.07)$, $H_{\text{p}}^{\gamma}(0.07)$ und $H_{\text{p}}^{\gamma}(10)$ berechnet. Die Referenzdosis $H_{\text{p}}^{\epsilon}(0.07)_{\text{ref}}$ folgt aus Gleichung 52. Dabei ist zu beachten, dass die für die Elektronen berechneten Dosisgrößen $H_{\text{p}}^{\epsilon}(0.07)$ und $H_{\text{p}}^{\epsilon}(0.07)_{\text{ref}}$ nicht den tatsächlichen Dosisgrößen entsprechen.

Die durch die Strahlung der ^{241}Am -Quelle verursachte Personenäquivalenzdosis wurde mit Hilfe der Gleichung 69 berechnet. Auf Grundlage des gemessenen Referenzspektrums der ^{241}Am -Quelle und des gemessenen gemischten Spektrums wur-

de die Referenzdosis der emittierten Strahlung der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle bestimmt. Die Referenzdosis $H_p^\epsilon(0.07)_{\text{ref}}$ ergibt sich aus der Differenz der Ereignisanzahlen im i -ten Energiebin des gemessenen Spektrums N_i^{meas} und des Referenzspektrums der ^{241}Am -Quelle $N_{i,\text{ref}}^\gamma$. Unter Berücksichtigung des Konversionsfaktors k^ϵ ergibt sich:

$$H_p^\epsilon(0.07)_{\text{ref}} = k^\epsilon \sum_{i=1}^{16} N_{i,\text{meas}} - N_{i,\text{ref}}^\gamma \quad (52)$$

Die Standardabweichung $\Delta H_p^\epsilon(0.07)_{\text{ref}}$ folgt aus der Standardabweichung der Messgrößen $N_{i,\text{ref}}^\gamma$ und N_i^{meas} und der Standardabweichung der experimentell ermittelten Größe k^ϵ mittels gaußscher Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta H_p^\epsilon(0.07)_{\text{ref}} = \sqrt{\left[\left(\sum_{i=1}^{16} N_i^{\text{meas}} - N_{i,\text{ref}}^\gamma \right) \Delta k^\epsilon \right]^2 + \left[k^\epsilon \sqrt{\sum_{i=1}^{16} (\Delta N_i^{\text{meas}})^2 + (\Delta N_{i,\text{ref}}^\gamma)^2} \right]^2}. \quad (53)$$

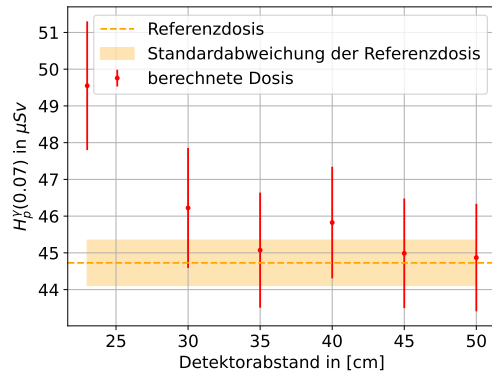
In den Abbildungen 23a und 23b sind die rekonstruierten Dosisgrößen $H_p^\gamma(0.07)$ und $H_p^\gamma(10)$ dargestellt. Zudem ist der Dosiswert der Referenzmessung eingezeichnet.

Es zeigt sich, dass der Wert der Referenzmessung vorwiegend innerhalb des ersten σ -Intervalls der rekonstruierten Werte der äquivalenten Personendosis liegt. Dagegen liegen die Werte für die äquivalente Personendosis $H_p^\epsilon(0.07)$ unterhalb der Referenzwerte (siehe Abbildung 23c). Diese liegen nur teilweise innerhalb des ersten σ -Intervalls.

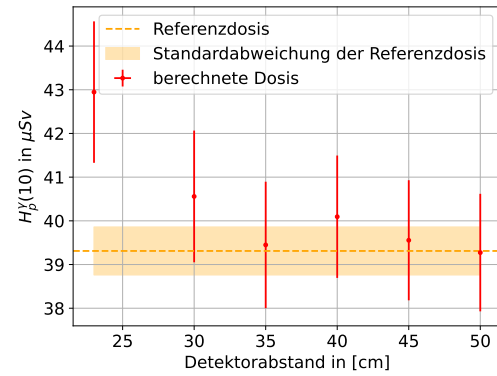
Es kann nicht festgestellt werden, ob die beobachteten Abweichungen auf einen systematischen Fehler bei der Trennung des Spektrums oder auf die Abweichung des verwendeten Referenzspektrums vom tatsächlichen Spektrum zurückzuführen sind. Obwohl die Position der Quelle bei der Messung des Referenzspektrums nicht verändert wurde, könnte das tatsächliche Spektrum im gemischten Spektrum vom Referenzspektrum abweichen. Das ist damit zu begründen, dass die abgeschätzte Standardabweichung des Referenzspektrums nur die statistische Unsicherheit eines Zählexperimentes miteinbezieht. Allerdings könnten darüber hinaus weitere Beiträge zur Unsicherheit eine Rolle spielen. Als mögliche Ursachen kommen dabei insbesondere die durch die Elektronik verursachte Unsicherheit in Betracht. Die elektronische Unsicherheit entsteht durch Schwankungen in den elektronischen Bauelementen, die sich auf die ToT-Werte (Time-over-Threshold) und infolgedessen auf die Bestimmung der deponierten Energie auswirken [4].

Des Weiteren wurden die Abweichungen der ermittelten Dosiswerte relativ zu den entsprechenden Dosiswerten des Referenzspektrums berechnet. Das Dosisverhältnis, setzt sich für $H_p(0.07)$ aus den Beiträgen der ermittelten Personendosisgrößen der Photonen und Elektronen sowie den zugehörigen Referenzwerten zusammen:

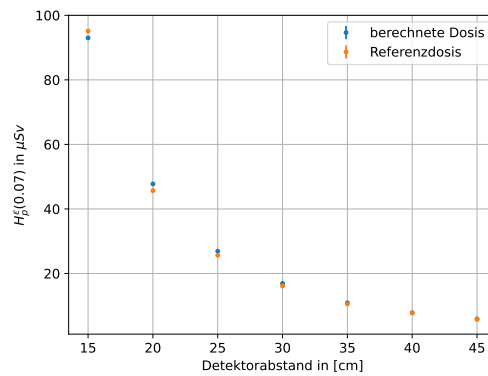
$$R(0.07) = \frac{H_p^\epsilon(0.07) + H_p^\gamma(0.07)}{H_p^\epsilon(0.07)_{\text{ref}} + H_p^\gamma(0.07)_{\text{ref}}} \quad (54)$$



(a) $H_p^\gamma(0.07)$



(b) $H_p^\gamma(10)$



(c) $H_p^\epsilon(0.07)$

Abbildung 23: Rekonstruierte Personendosis im gemischten Strahlungsfeld der Quellen $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{241}Am in Abhängigkeit vom Abstand des $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Präparats, einschließlich der Referenzdosis von der ^{241}Am

Die Größen $H_p^\epsilon(0.07)_{\text{ref}}$ und $H_p^\gamma(0.07)_{\text{ref}}$ sind die entsprechenden Referenzdosiswerte. Die angegebene Standardabweichung ergibt sich aus den Standardabweichungen der experimentellen Größen $\Delta H_p^\epsilon(0.07)$, $\Delta H_p^\gamma(0.07)$, $\Delta H_p^\epsilon(0.07)_{\text{ref}}$ und $\Delta H_p^\gamma(0.07)_{\text{ref}}$ mittels gaußscher Fehlerfortpflanzung.

$$\begin{aligned} \Delta R(0.07) = & \left\{ \left(\frac{\Delta H_p^\epsilon(0.07)}{H_p^\epsilon(0.07)_{\text{ref}} + H_p^\gamma(0.07)_{\text{ref}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta H_p^\gamma(0.07)}{H_p^\epsilon(0.07)_{\text{ref}} + H_p^\gamma(0.07)_{\text{ref}}} \right)^2 \right. \\ & + \left(\frac{H_p^\epsilon(0.07) + H_p^\gamma(0.07)}{(H_p^\epsilon(0.07)_{\text{ref}} + H_p^\gamma(0.07)_{\text{ref}})^2} \Delta H_p^\epsilon(0.07)_{\text{ref}} \right)^2 \\ & \left. + \left(\frac{H_p^\epsilon(0.07) + H_p^\gamma(0.07)}{(H_p^\epsilon(0.07)_{\text{ref}} + H_p^\gamma(0.07)_{\text{ref}})^2} \Delta H_p^\gamma(0.07)_{\text{ref}} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (55)$$

Das Dosisverhältnis für die äquivalente Organdosis $H_p^\gamma(10)$ ergibt sich zu:

$$R(10) = \frac{H_p^\gamma(10)}{H_p^\gamma(10)_{\text{ref}}} \quad (56)$$

Auch hier folgt die angegebene Standardabweichung aus der gaußschen Fehlerfortpflanzung der Standardabweichungen $\Delta H_p^\gamma(10)_{\text{ref}}$ und $\Delta H_p^\gamma(10)$ der experimentell ermittelten Größen:

$$\Delta R(10) = R(10) \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta H_p^\gamma(10)_{\text{ref}}}{H_p^\gamma(10)_{\text{ref}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta H_p^\gamma(10)}{H_p^\gamma(10)} \right)^2} \quad (57)$$

Laut der IEC 61526-Norm [7] sind die relativen zulässigen Grenzwerte mit $f_{\text{min}} = -0.13$ als untere und $f_{\text{max}} = 0.18$ als obere Grenze für die Messgrößen $H_p(0.07)$ und $H_p(10)$ definiert. Diese Werte gelten sowohl für Röntgen-, Gamma- als auch für Betastrahlung.

Die Abbildung 24a zeigt die Dosisverhältnisse $R(0.07)$ und $R(10)$ in Abhängigkeit vom variierten Detektorabstand vom $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Präparat. In Grün ist der zulässige Bereich der relativen Abweichung eingezeichnet. Wie aus den Abbildungen zu entnehmen ist, liegen alle ermittelten Dosiswerte innerhalb dieses Bereiches.

Aus der Übereinstimmung des Verlaufs des gemischten Spektrums und des rekonstruierten Spektrums kann geschlussfolgert werden, dass die Trennung der Spektren auf Grundlage der ermittelten Transmissionskoeffizienten nach den Komponenten der Strahlungsart näherungsweise gut funktioniert hat. Dies kann damit erklärt werden, dass die spektrale Verteilung des Energiedepositionsspektrums von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ über mehrere Messungen hinweg näherungsweise konstant bleibt. Es zeigt sich allerdings, dass die Intensität der rekonstruierten β -Spektren leicht unterschätzt wurde. Eine mögliche Ursache für diese Abweichung könnte eine Variation der Transmissionskoeffizienten aufgrund unterschiedlicher Ausrichtungen

der Quellen sein. Die genaue Ursache der beobachteten Abweichung konnte jedoch nicht eindeutig bestimmt werden. Da der für die Elektronen verwendete Konversionsfaktor mit erheblichen Unsicherheiten behaftet ist, sind auch die daraus bestimmten Werte des Dosisverhältnisses nicht aussagekräftig. Grundsätzlich wäre zur Bestimmung einer Referenzdosis die Verwendung eines kalibrierten Dosimeters, welches sowohl für die Dosisbestimmung von β - als auch Röntgenstrahlung geeignet ist, sinnvoll gewesen.

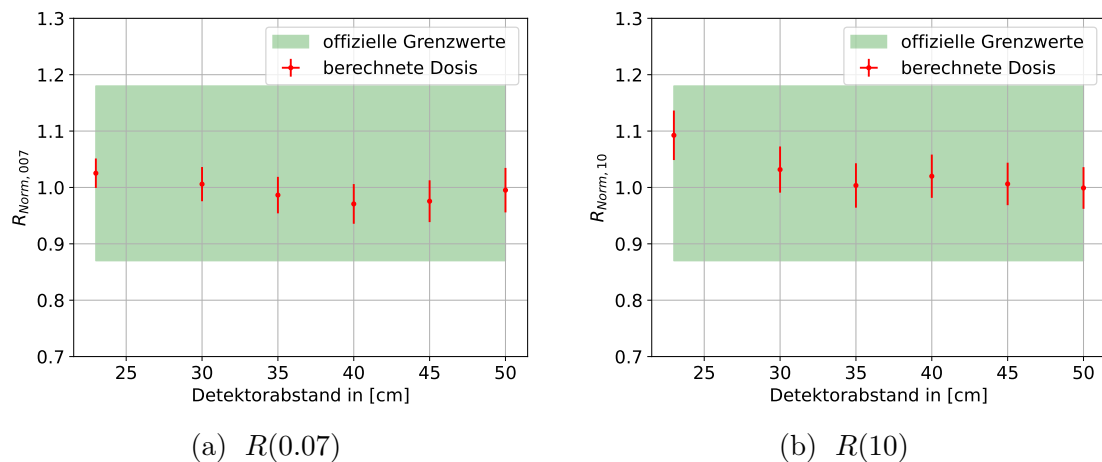


Abbildung 24: Dosisverhältnisse für die äquivalenten Personendosiswerte des gemischten Strahlungsfeldes aus den Strahlungen der Quellen $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{241}Am in Abhängigkeit vom Abstand des $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Präparats.

4.2 Messungen mit ^{90}Sr / ^{90}Y und ^{133}Ba

Um zu überprüfen, ob die entwickelte Methode auch auf andere Photonenquellen übertragbar ist, wurden das Messverfahren und die Auswertung mit ^{90}Sr / ^{90}Y und ^{133}Ba analog zu Abschnitt 4.1 durchgeführt.

4.2.1 Bestimmung des experimentellen Transmissionskoeffizienten für ^{133}Ba

Die Methode zur Trennung der Spektren erfordert, dass der Wert des experimentellen Transmissionskoeffizienten für beide Quellen bekannt ist. Deshalb wurde im folgenden Abschnitt der Transmissionskoeffizient der Aluminiumfilterkappe für die emittierte Strahlung der ^{133}Ba -Quelle bestimmt. Zudem wurde das Energiedepositionsspektrum charakterisiert, um die spektrale Verteilung der gemischten Energiedepositionsspektren später mit dem Verlauf des Spektrums der Strahlung von ^{133}Ba zu vergleichen.

Dazu wurde das Energiedepositionsspektrum der ^{133}Ba -Quelle im Dosi-Mode für verschiedene Quellenabstände zwischen 5 cm und 50 cm mit einer Messzeit von $t = 120\text{ s}$ aufgenommen. Die ^{133}Ba -Quelle wurde auf den Sensor des freien Detektors auf Slot 2 ausgerichtet. Damit sich die Quelle auf derselben Höhe wie der Detektor befindet, wurde das Präparat in Polystyrol gesteckt und dieses auf einer Box platziert (siehe Abbildung 25). Abbildung 26 zeigt die gemessenen Energiede-

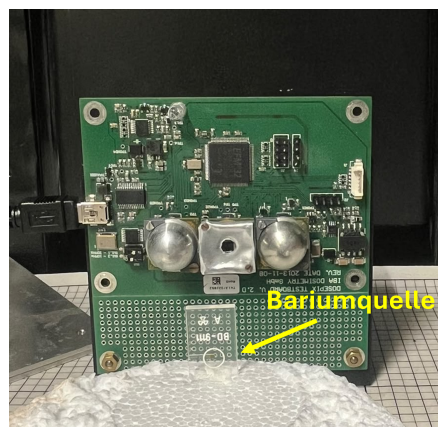


Abbildung 25: Versuchsaufbau für die Messung des Transmissionskoeffizienten $r_{\text{Al}}^{\text{Ba}}$. Von links nach rechts: Detektor mit Aluminiumfilterkappe, freier Detektor und Detektor mit Zinnfilterkappe.

positionsspektren. Es ist ein eindeutiger Peak im Energiebereich mit einer Mittelpunktsenergie $E = 28\text{ keV}$ des Spektrums des freien Detektors und des mit Aluminiumfilterkappe zu erkennen. Dieser Peak ist den K_{α} -Linien und K_{β} -Linien des Tochternuklids ^{133}Cs zuzuordnen. Diese entstehen, wenn ein Elektron aus einer höheren Schale mit der Vakanz in der K-Schale, welche aus dem Elektroneneinfang resultiert, rekombiniert [20]. Zudem sind weitere Ereignisse in höher energetischen Energiebins erkennbar. Diese lassen sich weiteren γ -Linien von ^{133}Cs zuordnen. Die Anzahl der detektierten Ereignisse ist im Spektrum, gemessen mit dem Detektor mit aufgesetzter Zinnfilterkappe, deutlich reduziert. Es zeigt sich, dass

die Anzahl der gemessenen Ereignisse mit dem Detektor mit Zinnfilterkappe erwartungsgemäß deutlich reduziert ist.

Gemäß Gleichung 38 wurde anschließend das Verhältnis der Gesamtereignisse des Detektors mit aufgesetzter Aluminiumfilterkappe zu den Ereignissen des freien Detektors für jeden Quellenabstand berechnet (siehe Abbildung 27).

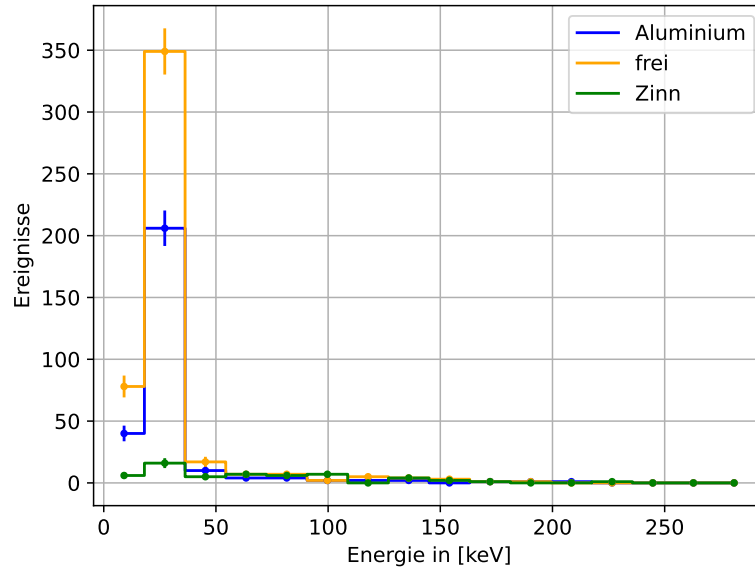


Abbildung 26: Energiedepositionsspektrum der emittierten Strahlung der ^{133}Ba -Quelle gemessen mit dem Dosepixsystem mit verschiedenen Filterkappen

Anschließend wurde eine Gerade an die experimentellen Datenpunkte mithilfe der Python-Funktion `curve_fit` angepasst. Aus den Berechnungen wurden die Datenpunkte bis zu $d = 12.5\text{ cm}$ aufgrund der geometrischen Einschränkung der Dosepix-Ausleseplatte ausgeschlossen. Dies ist bereits in Abschnitt 3.4.2 diskutiert. Der daraus resultierende experimentelle Transmissionskoeffizient der Aluminiumfilterkappe für die emittierte Strahlung ^{133}Ba ergibt sich zu:

$$r_{\text{Al}}^{\text{Ba}} = 0.621 \pm 0.012 \quad (58)$$

Dabei entspricht die angegebene Standardabweichung der Wurzel der Kovarianzmatrix.

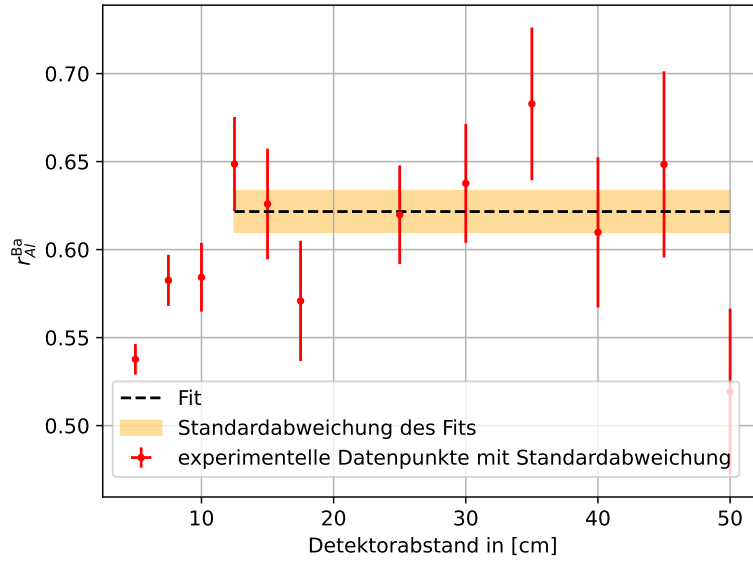


Abbildung 27: Gemessenes Verhältnis der Gesamtereignisse vom Detektor mit Aluminiumfilterkappe und dem freien Detektor. Die Standardabweichungen der experimentellen Datenpunkte folgen aus den Unsicherheiten der Gesamtereignisse.

4.2.2 Messungen mit $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{133}Ba

Um zu überprüfen, ob das entwickelte Verfahren auch auf andere Photonenquellen übertragbar ist, wurde eine Messung des Energiedepositionsspektrums eines gemischten Strahlungsfeldes, bestehend aus der emittierten Strahlung von ^{133}Ba und $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$. Dabei betrug der Abstand des $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Präparates $d_{\text{Sr}} = 25 \text{ cm}$ und des ^{133}Ba -Präparates $d_{\text{Ba}} = 15 \text{ cm}$ (siehe Abbildung 28). Die Messung fand im Dosi-Mode bei einer Messzeit von $t = 1800 \text{ s}$ statt. Zusätzlich wurde ein Referenzspektrum aufgenommen, das ausschließlich mit der ^{133}Ba -Quelle bei identischem Detektorabstand und gleicher Messzeit gemessen wurde.

Abbildung 29 zeigt die gemischten Energiedepositionsspektren der emittierten Strahlung von ^{133}Ba und $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$. Im zweiten Energiebin bei einer Mittelpunktenenergie von $E = 28 \text{ keV}$ ist im gemischten Spektrum ein deutlicher Peak zu erkennen, der der emittierten Strahlung der ^{133}Ba -Quelle zugeordnet werden kann. Es zeigt sich, dass das rekonstruierte β -Spektrum für alle Messreihen dem Verlauf des gemessenen Spektrums mit Ausnahme des zweiten Energiebins näherungsweise folgt. Da außerhalb dieses Bins nur eine geringe Anzahl an detektierten Ereignissen erwartet wird, die auf die ^{133}Ba -Quelle zurückzuführen sind, kann gefolgert werden, dass das β -Spektrum insgesamt gut abgeschätzt wurde.

In Blau ist das Referenzspektrum von ^{133}Ba dargestellt. Visuell entspricht die Differenz der im zweiten Energiebin detektierten Ereignisse zwischen dem gemischten und dem rekonstruierten Spektrum näherungsweise der Höhe des Peaks des Referenzspektrums. Das deutet ebenfalls darauf hin, dass die Rekonstruktion des β -Spektrums für diese Messdaten des freien Detektors näherungsweise funktioniert hat.

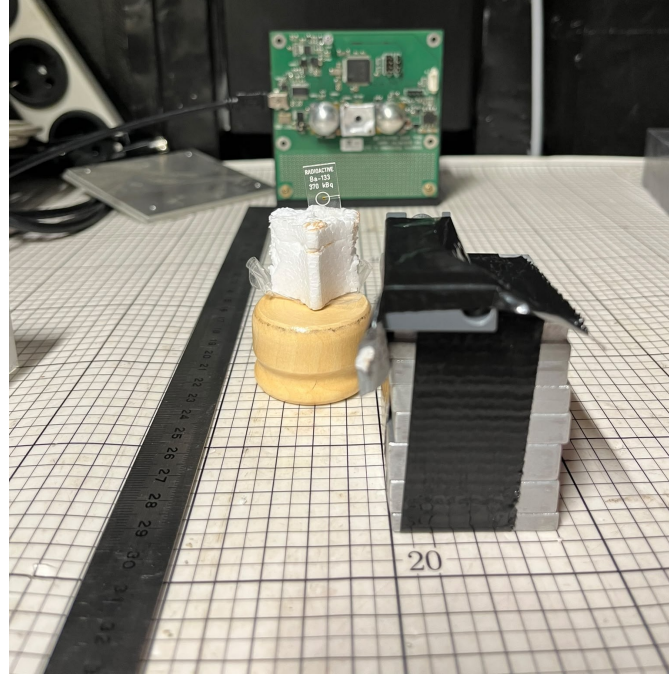


Abbildung 28: Versuchsaufbau für die Messung gemischter Energiedepositiosspek-
tren. Links: ^{133}Ba -Quelle, Rechts: ^{90}Sr / ^{90}Y -Quelle

Ursprünglich war vorgesehen, das Verfahren unabhängig von der verwendeten Photonenquelle zu entwickeln. Die Berechnung ist jedoch vom Transmissionskoeffizienten der Aluminiumfilterkappe abhängig, der wiederum von der Energie der von der jeweiligen Photonenquelle emittierten Strahlung bestimmt wird. Entsprechend ist das Verfahren nicht unabhängig von der Photonenquelle. Um zu überprüfen, ob die Methode auch unter Verwendung des in 3.4.2 bestimmten Konversionsfaktors angewendet werden kann, wurde die Berechnung exemplarisch mit diesem durchgeführt. Die resultierenden Spektren sind Abbildung 30 dargestellt.

Es zeigt sich, dass das mit dem Transmissionskoeffizienten $r_{\text{Al,ref}}^{\text{Am}}$ rekonstruierte β -Spektrum visuell keinen wesentlichen Unterschied zu dem mit $r_{\text{Al}}^{\text{Ba}}$ rekonstruierten β -Spektrum aufweist. Daraus lässt sich schließen, dass das Berechnungsverfahren gegenüber einer Variation von $r_{\text{Al,ref}}^{\gamma}$ bei dieser Messung eine gewisse Robustheit aufweist. Allerdings kann daraus keine allgemeingültige Aussage getroffen werden. Die Änderung des Skalierungsfaktors $N_{\text{frei}}^{\epsilon}$ und damit auch die Intensität des rekonstruierten β -Spektrums aufgrund einer Variation von $r_{\text{Al,ref}}^{\gamma}$ hängen auch vom Verhältnis der Anzahl der detektierten Photonen- zu Elektrone-
nereignisse ab.

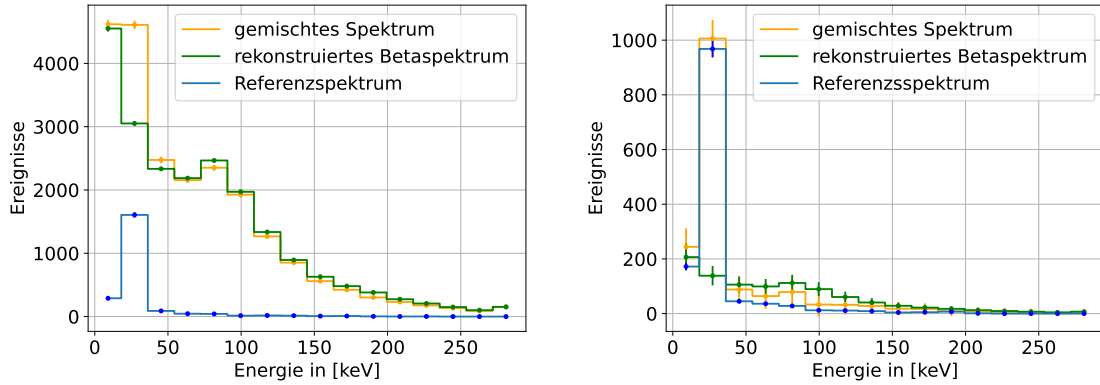


Abbildung 29: Gemischtes Energiedepositionsspektrum von der emittierten Strahlung von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{133}Ba bei den Abständen $d_{\text{Sr}} = 20 \text{ cm}$ und $d_{\text{Ba}} = 15 \text{ cm}$ gemessen mit dem Detektor mit aufgesetzter Aluminiumfilterkappe, einschließlich des rekonstruierten Spektrums und des Referenzspektrums.

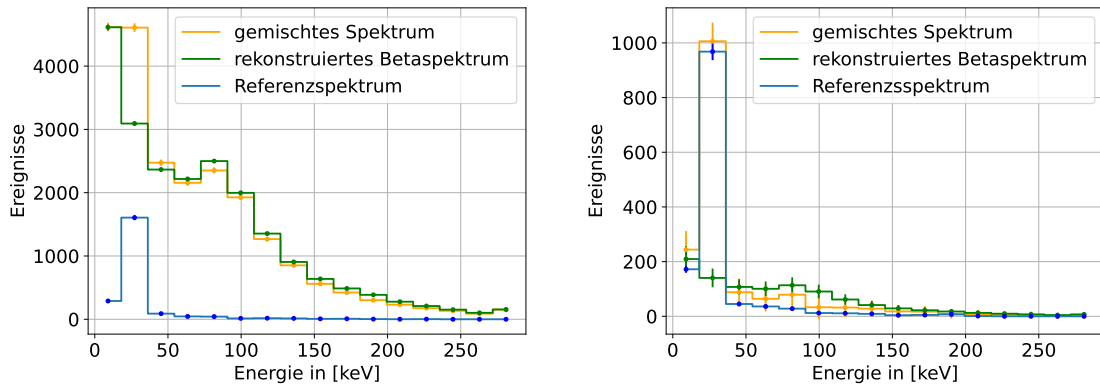


Abbildung 30: Gemischtes Energiedepositionsspektrum von der emittierten Strahlung von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{133}Ba bei den Abständen $d_{\text{Sr}} = 20 \text{ cm}$ und $d_{\text{Ba}} = 15 \text{ cm}$ gemessen mit dem Detektor mit aufgesetzter Aluminiumfilterkappe, einschließlich des rekonstruierten Spektrums und des Referenzspektrums. Das rekonstruierte Spektrum wurde mit $r_{\text{Al,ref}}^{\text{Am}}$ bestimmt.

5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde eine Methode entwickelt, mit welcher das Energiedepositionsspektrum eines gemischten Strahlungsfeldes nach den einzelnen Beiträgen der Strahlungsarten getrennt werden kann. Das ist notwendig um die Äquivalenzdosis möglichst präzise zu bestimmen. Hierzu wurden drei Dosepix-Detektoren mit unterschiedlichen Filterkappen eingesetzt. Es wurden ein ungefilterter Detektor, ein Detektor mit Zinnfilterkappe und einer mit Aluminiumfilterkappe verwendet. Das untersuchte gemischte Strahlungsfeld setzt sich dabei aus einer bekannten β -Quelle und einer beliebigen Photonenquelle zusammen. Beliebig bedeutet, dass das Verfahren auf unterschiedlichen Photonenquellen anwendbar ist. Allerdings muss der Transmissionskoeffizient der Aluminiumfilterkappe für die jeweilige Photonenquelle bekannt sein.

Dafür wurde als β -Quelle ein $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Präparat gewählt.

Es wurde zunächst ein Konversionsfaktor für die Elektronen, mit dem die Gesamtzahl der detektierten Elektronenereignisse in die Personendosis $H_p(0.07)$ umgerechnet werden kann, ermittelt. Dieser wurde auf Basis einer Simulation und einer Abstandsmessung mit der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle bestimmt. Die Berechnung des Konversionsfaktors basierte auf der Rate der von der Quelle emittierten Elektronen. Da jedoch das Maß der Verkapselung der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle nicht bekannt ist, ist der Konversionsfaktor nicht verlässlich genug, um damit den tatsächlichen Wert der Dosis zu berechnen. Er dient daher lediglich dazu, die Größenordnung der zu erwartenden Personendosis abzuschätzen. Grundsätzlich wären weiterführende Untersuchungen zu den Eigenschaften der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle sinnvoll gewesen.

Des Weiteren wurde jeweils das Spektrum der emittierten Strahlung von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ - und ^{241}Am -Quellen untersucht und in diesem Zusammenhang die Transmissionskoeffizienten der Filterkappen bestimmt. Zudem wurde die spektrale Verteilung des Energiedepositionsspektrums von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ bestimmt. Mithilfe der bekannten Transmissionskoeffizienten wurde die Gesamtzahl der Elektronenereignisse abgeschätzt und mit der bekannten spektralen Verteilung das β -Spektrum rekonstruiert.

Um das Verfahren zu überprüfen, wurde es zunächst auf ein gemischtes Strahlungsfeld, bestehend aus der emittierten Strahlung der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ - und ^{241}Am -Quelle, angewandt. Anschließend wurde untersucht, ob sich das Verfahren auf weitere Photonenquellen übertragen lässt, indem ein gemischtes Strahlungsfeld unter Verwendung einer ^{133}Ba -Quelle analysiert wurde. Bei allen Messungen zeigte sich, dass das rekonstruierte β -Spektrum näherungsweise dem im gemischten Spektrum enthaltenen β -Spektrum entspricht. Aus den Ergebnissen wurde geschlussfolgert, dass eine Trennung eines gemischten Energiedepositionsspektrums aus der Strahlung der $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ -Quelle und einer Photonenquelle nach der Strahlungsart mithilfe der entwickelten Methode grundsätzlich möglich ist. Allerdings lässt sich aus den Ergebnissen nicht ableiten, ob die relativen Grenzwerte nach IEC-61526-Standards aufgrund einer fehlenden zuverlässigen Referenzmessung tatsächlich eingehalten wurden.

Eine mögliche Weiterführung der vorliegenden Untersuchungen wäre die Bestimmung von Elektronenkonversionsfaktoren für ein Detektorsystem mit unterschiedlichen Filterkappen auf Grundlage zusätzlicher Simulationen und Messungen. Auf dieser Grundlage könnte untersucht werden, ob anschließend das Spektrum eines Strahlungsfeldes in die Photonen- und Elektronenanteile separiert werden kann und dadurch die Dosis bestimmt werden kann.

6 Anhang

6.1 Neue Konversionsfaktoren zu Kapitel 3.2

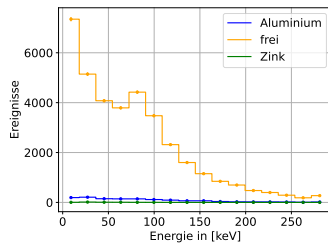
Binmittelpunkt in [keV]	Aluminium	frei	Zinn
9	7.2426e-03	2.5439e-03	3.8654e-04
28	7.0251e-03	2.5439e-03	5.0197e-04
45	5.8120e-03	2.5266e-03	6.3480e-04
63	4.9648e-03	1.6882e-03	8.1624e-04
81	6.4045e-03	9.3323e-04	7.9381e-04
100	5.4741e-03	1.4373e-03	6.8473e-04
118	4.0014e-03	1.6160e-03	1.7415e-03
136	5.2916e-03	1.7586e-03	1.7977e-03
154	3.5907e-03	1.7130e-03	1.5127e-03
172	2.0547e-03	3.7129e-04	1.4731e-03
190	1.0582e-03	4.7967e-04	7.7145e-04
208	3.7298e-04	4.7222e-04	4.1000e-04
227	2.2166e-04	1.8227e-04	8.6498e-05
245	1.0068e-04	6.2218e-05	3.7641e-04
263	8.3074e-05	2.4794e-05	1.6152e-03
281	2.1008e-05	1.5446e-04	1.6152e-03

Tabelle 2: Konversionsfaktoren der großen Pixel für die äquivalenten Personendosisgröße $H_p(0.07)$ für die neuen Energieschwellenwerte. Die ursprünglichen Konversionsfaktoren wurden entnommen aus der Dissertation von Dennis Haag [10]

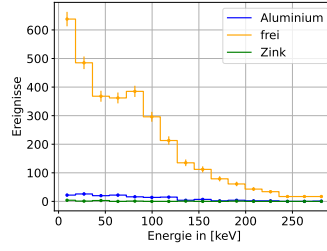
Binmittelpunkt in [keV]	Aluminium	frei	Zinn
9	7.2426e-03	2.5439e-03	7.2019e-04
28	7.0251e-03	2.5439e-03	4.5748e-04
45	5.8120e-03	2.5266e-03	1.5515e-04
63	4.7656e-03	1.6882e-03	6.2859e-04
81	4.7613e-03	1.4050e-03	9.8481e-04
100	2.9896e-03	9.5099e-03	1.1323e-03
118	8.1339e-04	1.2417e-02	1.2790e-03
136	3.8073e-03	8.1283e-03	1.8142e-03
154	6.2149e-03	8.8953e-04	1.3184e-03
172	3.0255e-03	2.5473e-04	2.8776e-04
190	1.0299e-03	4.9483e-04	1.6005e-04
208	5.9842e-04	2.6997e-04	1.0832e-04
227	2.9163e-04	1.5793e-04	1.1501e-05
245	5.4561e-05	1.3142e-04	1.8276e-04
263	9.0739e-06	3.6521e-05	3.2420e-04
281	2.3866e-04	1.2393e-05	3.2420e-04

Tabelle 3: Konversionsfaktoren der großen Pixel für die äquivalenten Personendosisgröße und $H_p(10)$ für die neuen Energieschwellenwerte. Die ursprünglichen Konversionsfaktoren wurden entnommen aus der Dissertation von Dennis Haag [10]

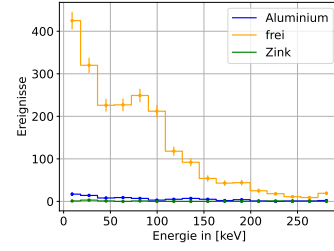
6.2 Energiedepositionsspektren zu 14



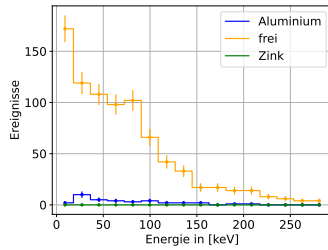
(a) $d = 10$ cm



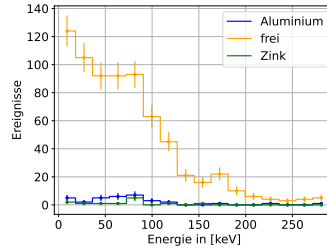
(b) $d = 27.5$ cm



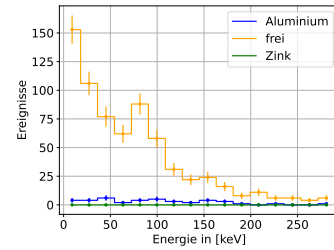
(c) $d = 32.5$ cm



(d) $d = 45$ cm



(e) $d = 47.5$ cm



(f) $d = 50$ cm

Abbildung 31: Energiedepositionsspektrum für die $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ gemessen mit dem Dosepixsystem mit verschiedenen Filterkappen bei verschiedenen Quellenabständen

6.3 Fehlerrechnung zu Kapitel 3

Die Berechnung von N_{frei}^ϵ erfolgt gemäß der Gleichung:

$$N_{\epsilon}^{\text{frei}} = \frac{N_{\text{Al}} - r_{\text{Al}}^{\gamma} N_{\text{frei}}}{r_{\text{Al}}^{\epsilon} - r_{\text{Al}}^{\gamma}} \quad (59)$$

Der Standardabweichung für N_{frei}^ϵ folgt aus gaußscher Fehlerfortpflanzung aus den Standardabweichungen der fehlerbehafteten Größen N_{frei} , N_{Al} , r_{Al}^{γ} und r_{Al}^{ϵ} . Mithilfe von $A = \frac{1}{r_{\text{Al}}^{\epsilon} - r_{\text{Al}}^{\gamma}}$ ergeben sich die Ableitungen nach diesen Größen:

$$\frac{\partial N_{\text{frei}}^\epsilon}{\partial N_{\text{Al}}} = A \quad (60)$$

$$\frac{\partial N_{\text{frei}}^\epsilon}{\partial N_{\text{Al}}} = A \cdot r_{\text{Al}}^{\gamma} \quad (61)$$

$$\frac{\partial N_{\text{frei}}^\epsilon}{\partial r_{\text{Al}}^{\epsilon}} = (N_{\text{Al}} - r_{\text{Al}}^{\gamma} \cdot N_{\text{frei}}) \cdot A^2 \quad (62)$$

$$\frac{\partial N_{\text{frei}}^\epsilon}{\partial r_{\text{Al}}^{\gamma}} = (N_{\text{Al}} - r_{\text{Al}}^{\epsilon} \cdot N_{\text{frei}}) \cdot A^2 \quad (63)$$

Die Standardabweichung $\Delta N_{\text{frei}}^\epsilon$ ergibt sich folglich zu:

$$\Delta N_{\text{frei}}^\epsilon = \sqrt{\left(\frac{\partial N_{\text{frei}}^\epsilon}{\partial N_{\text{Al}}} \Delta N_{\text{Al}}\right)^2 + \left(\frac{\partial N_{\text{frei}}^\epsilon}{\partial r_{\text{Al}}^{\epsilon}} \Delta r_{\text{Al}}^{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\partial N_{\text{frei}}^\epsilon}{\partial r_{\text{Al}}^{\gamma}} \Delta r_{\text{Al}}^{\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\partial N_{\text{frei}}^\epsilon}{\partial N_{\text{frei}}} \Delta N_{\text{frei}}\right)^2}. \quad (64)$$

Der Standardabweichung für den i-ten Bin des abgeschätzten Elektronenspektrums des freien Detektors, welcher mit der Gleichung

$$N_{\text{frei},i}^\epsilon = N_{\text{norm},i}^\epsilon \cdot N_{\text{frei}}^\epsilon \quad (65)$$

berechnet wird, ergibt sich zu:

$$\Delta N_{\text{frei},i}^\epsilon = \sqrt{(N_{\text{frei}}^\epsilon \Delta N_{\text{norm},i}^\epsilon)^2 + (N_{\text{norm},i}^\epsilon \Delta N_{\text{frei}}^\epsilon)^2}. \quad (66)$$

Analog dazu ergibt sich die Standardabweichung des i-ten Bins des abgeschätzten Spektrums des Detektors mit Aluminiumfilterkappe. Das abgeschätzte Spektrum wird gemäß durch

$$N_{\text{Al},i}^\epsilon = N_{\text{norm},i}^\epsilon \cdot N_{\text{frei}}^\epsilon \cdot r_{\text{Al}}^\epsilon \quad (67)$$

bestimmt. Die Fehlerfortpflanzung ergibt sich zu:

$$\Delta N_{\text{i,Al}}^\epsilon = \sqrt{(N_{\text{frei}}^\epsilon r_{\text{Al}}^\epsilon \Delta N_{\text{norm},i}^\epsilon)^2 + (N_{\text{norm},i}^\epsilon r_{\text{Al}}^\epsilon \Delta N_{\text{frei}}^\epsilon)^2 + (N_{\text{norm},i}^\epsilon N_{\text{frei}}^\epsilon \Delta r_{\text{Al}}^\epsilon)^2}. \quad (68)$$

Die Berechnung der rekonstruierten Äquivalenzdosis für Photonen folgt gemäß

$$H_p(d)^\gamma = \sum_{i=1}^{16} \left[(N_{\text{frei},i} - N_{\text{frei},i}^\epsilon) k_{\text{frei},i}(d) + N_{\text{Sn},i}^\gamma k_{\text{Sn},i}(d) + (N_{\text{Al},i} - N_{\text{Al},i}^\epsilon) k_{\text{Al},i}(d) \right]. \quad (69)$$

Für die Standardabweichung $\Delta H_p(d)^\gamma$ ergibt sich damit:

$$\Delta H_p(d)^\gamma = \left\{ \sum_{i=1}^{16} \left[(k_{\text{frei},i}(d) \Delta N_{\text{frei},i})^2 + (k_{\text{frei},i}(d) \Delta N_{\text{frei},i}^\epsilon)^2 + (k_{\text{Sn},i}(d) \Delta N_{\text{Sn},i}^\gamma)^2 + (k_{\text{Al},i}(d) \Delta N_{\text{Al},i})^2 + (k_{\text{Al},i}(d) \Delta N_{\text{Al},i}^\epsilon)^2 \right] \right\}^{1/2}. \quad (70)$$

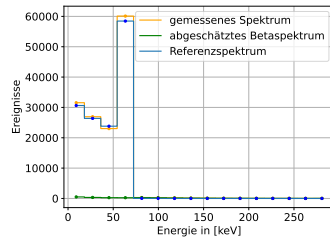
Die Personenäquivalentdosis der Elektronenkomponente wird gemäß

$$H_p^\epsilon(0.07) = k^\epsilon \cdot N_{\text{frei}}^\epsilon \quad (71)$$

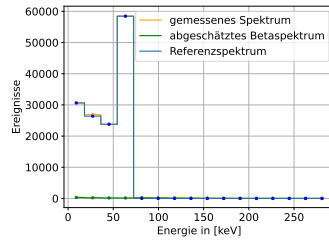
berechnet. Die Standardabweichung $\Delta H_p^\epsilon(0.07)$ ergibt sich zu:

$$\Delta H_p^\epsilon(0.07) = \sqrt{(k^\epsilon \Delta N_{\text{frei}}^\epsilon)^2 + (N_{\text{frei}}^\epsilon \Delta k^\epsilon)^2} \quad (72)$$

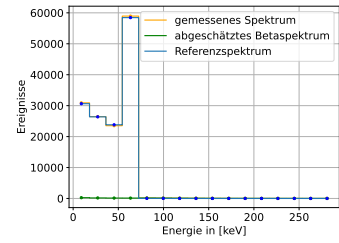
6.4 Gemischte Energiedepositionsspektren zu 4.1



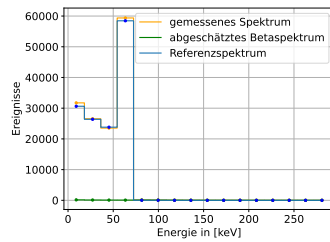
(a) $d_{\text{Sr}} = 23 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$



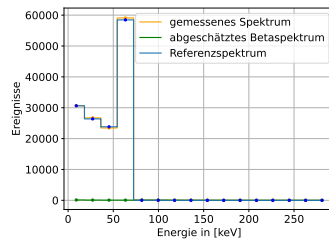
(b) $d_{\text{Sr}} = 30 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$



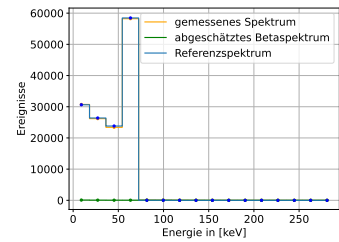
(c) $d_{\text{Sr}} = 35 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$



(d) $d_{\text{Sr}} = 40 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$

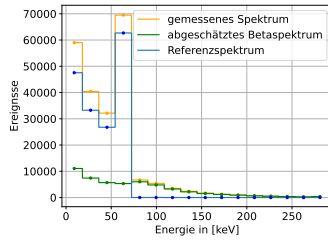


(e) $d_{\text{Sr}} = 45 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$

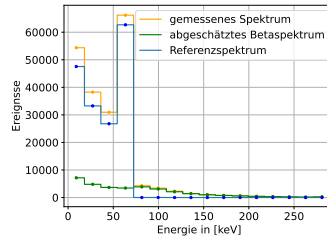


(f) $d_{\text{Sr}} = 50 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$

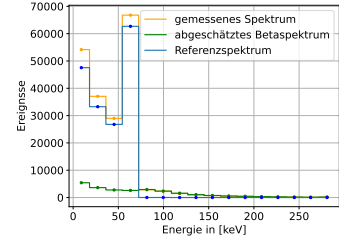
Abbildung 32: Gemischtes Energiedepositionsspektrum von der emittierten Strahlung von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{241}Am bei verschiedenen Abständen $d_{\text{Sr}} = 30 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$ gemessen mit dem Detektor mit aufgesetzter Aluminiumfilterkappe, einschließlich des rekonstruierten Spektrums und des Referenzspektrums.



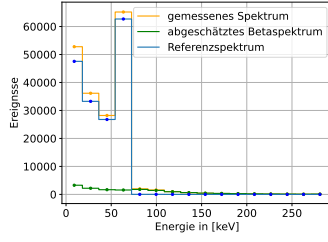
(a) $d_{\text{Sr}} = 23 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$



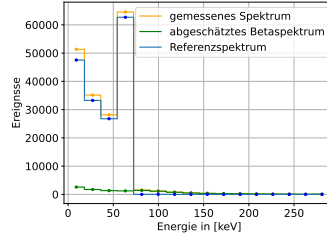
(b) $d_{\text{Sr}} = 30 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$



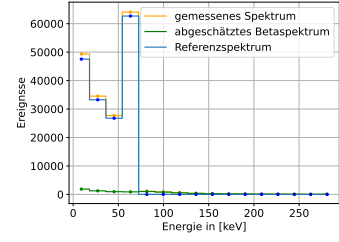
(c) $d_{\text{Sr}} = 35 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$



(d) $d_{\text{Sr}} = 40 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$



(e) $d_{\text{Sr}} = 45 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$



(f) $d_{\text{Sr}} = 50 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$

Abbildung 33: Gemischtes Energiedepositionsspektrum von der emittierten Strahlung von $^{90}\text{Sr} / ^{90}\text{Y}$ und ^{241}Am bei verschiedenen Abständen $d_{\text{Sr}} = 30 \text{ cm}$ und $d_{\text{Am}} = 20 \text{ cm}$ gemessen mit dem freien Detektor, einschließlich des rekonstruierten Spektrums und des Referenzspektrums.

7 Literatur

- [1] Martin Kroupa et al. „A semiconductor radiation imaging pixel detector for space radiation dosimetry“. In: *Life Sciences in Space Research* 6 (2015), S. 69–78. ISSN: 2214-5524. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.lssr.2015.06.006>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214552415000620>.
- [2] W. Geist et al. „Nondestructive Assay of Nuclear Materials for Safeguards and Security“. In: 2. Aufl. Springer Nature Switzerland AG, 2010. Kap. Geometric Effects, S. 131. ISBN: 9783031582769.
- [3] W. G. Alberts u. a. *Neue Dosis-Meßgrößen im Strahlenschutz*. Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), 1994. DOI: 10.7795/110.2020417DE.
- [4] F. Beißer. „Spectrometry, Eye Lens Dosimetry Studies, and Electron Beam Monitoring with the Dosepix Detector“. Diss. Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg, 2026.
- [5] Klaus Bethge u. a. *Kernphysik – Eine Einführung*. 3. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2008. ISBN: 9783540745679.
- [6] Brookhaven National Laboratory. *National Nuclear Data Center (NNDC)*. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/> (besucht am 20.08.2026).
- [7] DIN IEC 61526 (VDE 0492-1):2020-08. *Strahlenschutz-Messgeräte: Messung der Tiefen- und der Oberflächen-Personendosis Hp(10), Hp(3) und Hp(0,07) für Röntgen-, Gamma-, Neutronen- und Betastrahlung – Direkt ablesbare Personendosimeter (IEC 45B/960/CD:2020)*. Norm. Aug. 2020.
- [8] M. Esposito u. a. „Energy sensitive Timepix silicon detector for electron imaging“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 652.1 (2011). Symposium on Radiation Measurements and Applications (SORMA) XII 2010, S. 458–461. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.01.148>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211002506>.
- [9] Ramona Gaza u. a. „The importance of time-resolved personal Dosimetry in space: The ISS Crew Active Dosimeter“. In: *Life Sciences in Space Research* 39 (2023). Radiation in human space exploration: Detectors and measurements, today and tomorrow, S. 95–105. ISSN: 2214-5524. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.lssr.2023.08.004>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214552423000627>.
- [10] D. Haag. „Radiation protection dosimetry and X-ray polarimetry with hybridpixel detectors“. Diss. Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg, 2022.
- [11] Dennis Haag. „Active personal dosimetry with the hybrid pixelated DO-SEPIX detector“. Master’s thesis. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), 2018.

- [12] Norbert Wermes Hermann Kolanoski. „Wechselwirkung von Teilchen mit Materie“. In: *Teilchendetektoren*. 2026. Aufl. Springer Spektrum Berlin, Heidelberg, 1998. ISBN: 9783662730683.
- [13] T. Holy u. a. „Pattern recognition of tracks induced by individual quanta of ionizing radiation in Medipix2 silicon detector“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 591.1 (2008). Radiation Imaging Detectors 2007, S. 287–290. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.03.074>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208004592>.
- [14] G. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 4. Aufl. John Wiley Sons, 2010. ISBN: 978-0-470-13148-0.
- [15] H. Krieger. *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. 4. Aufl. Springer Spektrum, 2012. ISBN: 9783834818157.
- [16] H. Krieger. *Strahlungsmessung und Dosimetrie*. 3. Aufl. Springer Spektrum, 2011. ISBN: ISBN 978-3-658-33388-1.
- [17] Hanno Krieger. „Wechselwirkung von Elektronenstrahlung mit Materie“. In: *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz: Band 1 Grundlagen*. Vieweg+Teubner Verlag, 1998. ISBN: 9783663115342.
- [18] National Institute of Standards and Technology. *Estar Database*. 2017. URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html> (besucht am 19.08.2026).
- [19] National Institute of Standards and Technology. *XCOM Database*. 2004. URL: <https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients> (besucht am 19.08.2026).
- [20] Dušan Novković u. a. „Coincidence summing of X- and gamma rays of ^{133}Ba “. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 582.2 (2007), S. 592–602. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.09.010>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207019523>.
- [21] *Periodic Table of Elements*. URL: <https://iupac.org/what-we-do/periodic-table-of-elements/> (besucht am 19.08.2026).
- [22] S. Schmitt. „Dosimetry and X-ray spectroscopy with the photon counting pixel detector Dosepix“. Diss. Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg, 2021.
- [23] SciPy Developers. *scipy.optimize.curve_fit — SciPy Documentation*. 2026. URL: https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.curve_fit.html (besucht am 24.08.2026).

- [24] S. Spannagel und P. Schütze. „Allpix² — silicon detector Monte Carlo simulations for particle physics and beyond“. In: *Journal of Instrumentation* 17.09 (2022), S. C09024. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/17/09/c09024. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/17/09/C09024>.
- [25] Walter Schimmerling. *Space Radiation Dosimetry*. URL: <https://three.jsc.nasa.gov/articles/dosimetryposted3.pdf> (besucht am 20.08.2026).
- [26] W. Wong. „A Hybrid Pixel Detector ASIC with Energy Binning for Real-Time, Spectroscopic Dose Measurement“. Diss. Diss. Sundsvall, Sweden: Mid Sweden University, Department of Information Technology und Media, Electronics Design Division, 2012.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, Sarah Ritzer (23125940), die vorgelegte Arbeit selbstständig und ohne unzulässige Hilfe Dritter sowie ohne die Hinzuziehung nicht offengelegter und insbesondere nicht zugelassener Hilfsmittel angefertigt zu haben. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen und wurde auch von keiner anderen Prüfungsbehörde bereits als Teil einer Prüfung angenommen.

Die Stellen der Arbeit, die anderen Quellen im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen wurden, sind durch Angaben der Herkunft kenntlich gemacht. Dies gilt auch für Zeichnungen, Skizzen, bildliche Darstellungen sowie für Quellen aus dem Internet.

Mir ist insbesondere bewusst, dass die Nutzung künstlicher Intelligenz verboten ist, sofern diese nicht ausdrücklich als Hilfsmittel von dem Prüfungsleiter bzw. der Prüfungsleiterin zugelassen wurde. Dies gilt insbesondere für Chatbots (insbesondere ChatGPT) bzw. allgemein solche Programme, die anstelle meiner Person die Aufgabenstellung der Prüfung bzw. Teile derselben bearbeiten könnten.

Verstöße gegen die o.g. Regeln sind als Täuschung bzw. Täuschungsversuch zu qualifizieren und führen zu einer Bewertung der Prüfung mit „nicht bestanden“.

Ort, Datum

Unterschrift