

TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN

Faseroptische Szintillationslichtmessung zur Monitorierung von Flüssigkeitsbestrahlung

Bachelor-Arbeit

zur Erlangung des Hochschulgrades

Bachelor of Science

im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Henrike von der Gönna

Institut für Kern- und Teilchenphysik

Fakultät Physik

Bereich Mathematik und Naturwissenschaften

Technische Universität Dresden

2023

Eingereicht am 25. Juli 2023

1. Gutachter: Prof. Dr. Arno Straessner
 2. Gutachter: Prof. Dr. Kai Zuber
- Betreuer: Dr. Thomas Kormoll

Zusammenfassung

Ein Messsystem mit potentiellm Einsatz zur Überwachung von Flüssigkeitsbestrahlung wird untersucht. Das Messprinzip basiert auf der Szintillationslichtmessung eines organischen Szintillators über einen Einzelphotonensensor. Die Lichtleitung erfolgt mittels einer optischen Faser. Die Konstanz des Signals dieses Messsystems wird in verschiedenen Strahlungsqualitäten untersucht. Während der Bestrahlung mit Elektronen aus einer ^{90}Sr -Radionuklidquelle kann eine konstante Photonenzählrate gemessen und diese in eine Dosisleistung umgerechnet werden. Bei Messungen im Strahlungsfeld einer Röntgenröhre wird ein deutliches Abfallen der Zählrate während der Bestrahlung beobachtet. Ein zweites Messsystem der gleichen Bauart zeigt ebenfalls dieses Verhalten. Der Photosensor wird als Ursache des Effekts ausgeschlossen. Strahlungsbedingte Änderungen im Absorptionsspektrum des Szintillators werden gefunden. Die Eignung des Systems in der jetzigen Form zur Überwachung der Konstanz von Flüssigkeitsbestrahlung ist aufgrund der schwer korrigierbaren Abnahme des Messsignals in Photonenfeldern nicht gegeben. Verschiedene Einflussfaktoren werden diskutiert.

Abstract

A measuring system with a potential use for monitoring the irradiation of liquids is evaluated. The principle of measurement is based on counting scintillation photons from an organic scintillator using a single photon detector. The light is guided via an optical fibre. The consistency of the measuring signal is examined in different radiation fields. The photon counting rate measured in the field of an electron emitting ^{90}Sr radionuclide source is constant and can be translated into a dose rate. While measuring in the radiation field of an X-ray tube, the signal drops over time. The photon sensor can be ruled out as cause of this behaviour. Differences in the absorption of the scintillator after irradiation are found. According to these evaluations, the measuring system is by now not applicable for monitoring the consistency of the irradiation of liquids, since the drop of the measured signal in photon fields cannot be corrected. Different contributing factors are discussed.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Relevante Größen	3
2.1.1	Dosis	3
2.1.2	Kerma	3
2.2	β^- -Umwandlung von ^{90}Sr	4
2.3	Das Bremsvermögen von Elektronen	5
2.4	Funktionsweise einer Röntgenröhre	7
2.5	Wirkungsquerschnitt	8
2.6	Wechselwirkungen von Photonen mit Materie	8
2.6.1	Kohärente Streuung	9
2.6.2	Inkohärente Streuung	9
2.6.3	Photoelektrischer Effekt	10
2.6.4	Paarerzeugung	11
2.7	Szintillationslichtmessung	11
2.7.1	Szintillation	11
2.7.2	Organische Szintillatoren	11
2.7.3	Photosekundärelektronenvervielfacher	13
3	Material und Methoden	15
3.1	Die Messsonde	16
3.2	Die Auswerteeinheit mit Einzelphotonensensor	18
4	Messungen	21
4.1	Überprüfen des Photosensors auf Switch-On-Effekt	21
4.2	Konstanzprüfung mittels Radionuklidquelle $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	23
4.3	Kontrolle der dosimetrischen Kalibrierung	25
4.4	Konstanzprüfung mittels Röntgenanlage	26
4.5	Absorptionsspektrum vor und nach Röntgenbestrahlung	30
4.6	Vergleich beider Sonden und Messgeräte	31

5	Diskussion der Ergebnisse	35
6	Zusammenfassung und Ausblick	39
	Abbildungsverzeichnis	41
	Literatur	45

1 Einleitung

Die Metallgewinnung aus Erzen, aber insbesondere aus Abfällen und Abraumhalden ist mit zunehmender Erschöpfung der Rohstoffvorkommen ein immer wichtigeres Thema. Beim sogenannten Biomining wird der natürliche Prozess der Biolaugung zur Wertmetallgewinnung genutzt. Biolaugung beschreibt die Umwandlung unlöslicher in wasserlösliche Metallverbindungen durch Mikroorganismen. Die Bakterien, die hierbei eine große Rolle spielen, sind aerobe und azidophile Arten, die Eisen(II)- und Schwefelverbindungen oxidieren. Die Erzminerale von Kupfer, Nickel, Kobalt und Zink liegen in der Natur überwiegend als Metallsulfide vor [1]. Es wird an Möglichkeiten zur Erhöhung der Ausbeute des Biominnings geforscht.

Das Fraunhofer-Institut für Organische Elektronik, Elektronenstrahl- und Plasmatechnik (FEP) in Dresden beschäftigt sich mit Prozessen zur Veredelung von Oberflächen und organischer Elektronik. Ein Projekt beinhaltet die Entwicklung einer Bioreaktorkleinanlage mit integrierter niederenergetischer Elektronenstrahlquelle als Demonstrator [2]. Dieses Projekt bildet ein mögliches neues Verfahren zur Steigerung der mikrobiellen Erzlaugung, der Biolaugung, das ressourcensparender ist als die herkömmlichen Methoden.

Am FEP wurde in Versuchen herausgefunden, dass die Ausbeute bei diesem Prozess erhöht werden kann, wenn die Bakterien mit Elektronen stimuliert werden. Die Stimulation bzw. Bestrahlung mit Elektronen soll im entwickelten Bioreaktor mit einer Elektronenenergie von etwa 100 keV und einer Leistung im kW-Bereich stattfinden. Wichtig dafür ist eine konstante Bestrahlung und eine dauerhafte Überwachung der Konstanz und der eingebrachten Energiedosis.

In der AG Strahlungsphysik am Institut für Kern- und Teilchenphysik (IKTP) der TU Dresden sollte ein Messgerät für die Monitorierung der Bestrahlung von Flüssigkeiten in einem solchen Aufbau gefertigt werden. Das entwickelte Messsystem, bestehend aus einer Sonde und dem Messgerät, bei dem die wichtigsten Elemente ein organischer Szintillator und ein Einzelphotonensensor sind, wurde an der Anlage am FEP getestet. Dort wurde bei konstanten Strahleinstellungen ein Abfall der vom Gerät angezeigten Dosisleistung festgestellt.

Im Rahmen dieser Arbeit sollte das Verhalten des Messsystems in verschiedenen Strahlungsqualitäten und -stärken untersucht werden. Zur Überprüfung der Komponenten und um zu untersuchen, ob ein gewisses Einstrahlverhalten einer vollständig unbestrahlten Messsonde zu beobachten ist, wurde ein zweites baugleiches Gerät gefertigt und eine annähernd gleiche zweite Sonde gebaut. Es sollte geklärt werden, ob sich das besprochene Messsystem für die

Monitorierung von Flüssigkeitsbestrahlungen mit Elektronen eignet. Zudem wurde nach einer Ursache für das beobachtete Abfallen des Signals bei Benutzung am FEP gesucht und nach einer Möglichkeit, diesen Effekt zu korrigieren.

In dieser Arbeit werden zunächst die theoretischen Grundlagen für die Szintillationslichtmessung erklärt. Zudem werden die für die durchgeführten Messungen verwendeten Strahlungsquellen kurz beleuchtet. Anschließend werden das untersuchte Messsystem und dessen Komponenten beschrieben. Weiterhin werden die Ergebnisse der Untersuchung eines Einzelphotonsensors und der Konstanzprüfung des Messsystems mit Hilfe einer Radionuklidquelle und einer Röntgenanlage dargestellt und ausgewertet. Abschließend wird bewertet, inwiefern sich das Messsystem für die beabsichtigte Anwendung eignet.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Relevante Größen

Das entwickelte Messsystem soll die Konstanz der Bestrahlung überwachen. Durch die Bestrahlung im Bioreaktor soll eine gleichmäßige Menge an Energie an die Flüssigkeit abgegeben werden. Die entsprechende zu überwachende Größe ist die Dosisleistung [3], [4, S. 319].

2.1.1 Dosis

Die Energiedosis berechnet sich aus dem Erwartungswert der durch ionisierende Strahlung von einem Medium mit der Dichte ρ lokal absorbierten Energie dE_{abs} pro Masse dm des bestrahlten Volumenelements dV

$$D = \frac{dE_{abs}}{dm} = \frac{dE_{abs}}{\rho \cdot dV}. \quad (2.1)$$

Die Dosisleistung beschreibt die zeitliche Änderung der Dosis dD in einem Zeitintervall dt

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt}. \quad (2.2)$$

Die Einheit der Energiedosis ist Gray; $1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$, seltener wird Rad verwendet; $1 \text{ rd} = 0,01 \text{ Gy}$. Die Dosisleistung wird in $\frac{\text{Gy}}{\text{s}}$ angegeben. Beide Größen sind abhängig vom atomaren Aufbau des Absorbers.

2.1.2 Kerma

Für eine spätere Messung mit dem gefertigten Messgerät wurde die Bestrahlung zusätzlich mit einer Ionisationskammer überwacht, die Kerma misst. Kerma ist ein Akronym und ist kurz für "*kinetic energy released in matter*". Diese Größe beschreibt die durch indirekt ionisierende Strahlung (Photonen und Neutronen) in einem Medium auf geladene Sekundärteilchen (Hüllenelektronen, Kernprotonen) der ersten Generation übertragene Bewegungsenergie pro Masse dm des bestrahlten Volumenelements dV

$$K = \frac{dE_{kin}}{dm} = \frac{dE_{kin}}{\rho \cdot dV}. \quad (2.3)$$

Analog zu Dosis und Dosisleistung ist die Kermaleistung der Differentialquotient aus Kerma und Zeit

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt}. \quad (2.4)$$

Kerma und Kermaleistung werden ebenfalls in Gy bzw. $\frac{\text{Gy}}{\text{s}}$ angegeben.

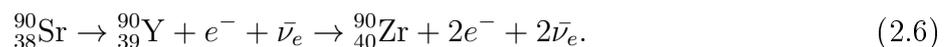
2.2 β^- -Umwandlung von ^{90}Sr

In den in dieser Arbeit besprochenen Versuchen wurde unter anderem eine ^{90}Sr -Radionuklidquelle als Elektronenquelle verwendet. Aufgrund der stattfindenden β^- -Umwandlung werden Elektronen mit einem kontinuierlichen Energiespektrum emittiert. Diese Umwandlung ist eine Art der Kernumwandlung. Besitzt ein Radionuklid einen isobaren Nachbarn mit einer geringeren Energie, so findet mit großer Wahrscheinlichkeit eine β^- -Umwandlung statt. Isobar bedeutet, dass die Massezahl und somit die Anzahl der Nukleonen der Nuklide gleich ist. Bei der β^- -Umwandlung wird im Kern ein Neutron über die schwache Wechselwirkung in ein Proton umgewandelt, wobei jedoch die erwähnte Wechselwirkung genau genommen auf Quarkenebene definiert ist. Dabei wird außerdem ein Antielektronenneutrino frei



Die freiwerdende Energie berechnet sich aus der Massendifferenz der beiden Kerne und stellt damit den Betrag der Summe der kinetischen Energie der Produkte dar. Da jedes der Umwandlungsprodukte einen Teil dieser freiwerdenden Energie trägt, ist insbesondere das Energiespektrum des Elektrons kontinuierlich mit einer maximalen kinetischen Energie von exakt diesem Massenunterschied.

Das verwendete ^{90}Sr wird unter Elektronenemission in ^{90}Y umgewandelt. Die maximale Energie des entstehenden Elektrons, die Endpunktenergie, ist 545,9 keV und im Durchschnitt haben die Elektronen eine Energie von 195,7 keV. Der Yttriumkern ist auch nicht stabil und ebenfalls ein β^- -Strahler. Er wird umgewandelt in das stabile ^{90}Zr -Nuklid. Die dabei entstehenden Elektronen haben eine Endpunktenergie von 2278,5 keV und die durchschnittliche Energie beträgt 932,4 keV [5]. Die gesamten Umwandlungen sind also



Die Emission von Gammastrahlung dieser Radionuklidquelle ist vernachlässigbar. Das macht sie zu einem fast reinen β^- -Strahler und deshalb geeignet zur Untersuchung des in der Arbeit evaluierten Messsystems im Elektronenfeld ohne Beitrag anderer Strahlung.

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung der Quelle ist die Aktivität A . Sie gibt den Erwartungswert für die Anzahl an Umwandlungen dN , die in einem Zeitintervall dt stattfinden, an.

Die Einheit der Aktivität ist Becquerel $[A] = 1 \text{ Bq} = 1 \text{ s}^{-1}$. Sie berechnet sich mittels

$$A = -\frac{dN}{dt} \quad (2.7)$$

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t}. \quad (2.8)$$

Über dieses Zerfallsgesetz (2.8) kann man die Aktivität $A(t)$ in Abhängigkeit von der Zeit t berechnen. Die die Abhängigkeit charakterisierenden Größen sind die Zerfallskonstante λ bzw. die Halbwertszeit $T_{1/2}$, die die mittlere Zeit angibt, in der sich erwartungsgemäß die Zahl der vorliegenden Nuklide und die Aktivität halbiert hat. A_0 ist die Aktivität zum Zeitpunkt $t_0 = 0$. Für ^{90}Sr ist die Halbwertszeit $T_{1/2} = 28,90 \text{ a}$ und für ^{90}Y : $T_{1/2} = 64,05 \text{ h}$ [5]. Die langsamere erste Umwandlung von ^{90}Sr bestimmt somit die Aktivität. Die Radionuklidquelle wurde zur Konstanzprüfung des Messsystems verwendet. Voraussetzung dafür ist, dass sich die Aktivität der Strahlungsquelle während der Messung nicht wesentlich ändert. Mit den genannten Werten für die Halbwertszeit ergibt sich mit Gleichung (2.8) nach vier Stunden Messzeit eine Abnahme der Aktivität von $1,1 \cdot 10^{-5}$. Somit ist die Änderung vernachlässigbar und die verwendete Radionuklidquelle eignet sich für die Konstanzprüfung des Messsystems.

2.3 Das Bremsvermögen von Elektronen

Energieverluste geladener Teilchen in Materie entstehen durch Stoßbremsung oder Strahlungsbremsung. Das Stoßbremsvermögen S_{col} (von engl. *collision*) beschreibt die durch Stöße abgegebene Energie dE pro Wegstrecke im Medium dx

$$S_{\text{col}} = - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{col}}. \quad (2.9)$$

Bewegte Elektronen stoßen an die Hüllelektronen des Absorbermaterials. Da Elektronen ununterscheidbar sind, kann nach einem Stoß nicht zugeordnet werden, welches das zuvor betrachtete Elektron ist. Als Konvention wird das mit der höheren Energie nach dem Stoß als ursprüngliches betrachtet. Dadurch kann maximal die Hälfte der kinetischen Energie beim Stoß abgegeben werden. Im Vergleich zu anderen geladenen Teilchen sind Elektronen sehr leicht und müssen relativistisch betrachtet werden. Das Stoßbremsvermögen berechnet sich über [6]

$$S_{\text{col}} = \rho \cdot 4\pi \cdot \alpha^2 \cdot \frac{\hbar^2}{m_e c^2} \cdot N_A \cdot \frac{Z}{A} \cdot z^2 \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot L(\beta). \quad (2.10)$$

Dabei ist ρ die Dichte des Mediums, α die Feinstrukturkonstante, $m_e c^2$ die Ruheenergie eines Elektrons, N_A die Avogadrokonstante, Z und A die Kernladungszahl und Nukleonenzahl des Mediums, z die Ladungszahl des geladenen Teilchens, also im Fall des Elektrons $z = 1$, $\beta = v/c$ das Verhältnis der Teilchengeschwindigkeit v zur Lichtgeschwindigkeit c und die Korrektur-

funktion $L(\beta)$ ein Tabellenwert.

Zudem wird ein Teil der Energie geladener Teilchen, die sich im Coulombfeld eines Atomkerns oder anderer geladener Teilchen, wie Hüllelektronen, bewegen, in Photonenstrahlung umgewandelt. Diese Strahlung wird Bremsstrahlung genannt. Für Elektronen kann das Strahlungsbremsvermögen S_{rad} wie folgt berechnet werden [6]

$$S_{\text{rad}} = - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} = \rho \cdot N_A \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot \alpha^3 \cdot \frac{\hbar^2}{(m_e c^2)^2} \cdot E_{\text{tot}} \cdot \Phi_{\text{rad}}^{(n)} \left(1 + (1/Z) \frac{\Phi_{\text{rad}}^{(e)}}{\Phi_{\text{rad}}^{(n)}} \right). \quad (2.11)$$

$E_{\text{tot}} = E_0 + E_{\text{kin}}$ ist die Gesamtenergie des Elektrons und die Restfunktionen $\Phi_{\text{rad}}^{(n)}$ für die Abstrahlung aufgrund des Coulombpotentials des Kerns und $\Phi_{\text{rad}}^{(e)}$ für die Elektronenhülle sind Tabellenwerte. Das Verhältnis $\Phi_{\text{rad}}^{(e)}/\Phi_{\text{rad}}^{(n)}$ ist energieabhängig. Bei hohen Energien einiger MeV ist es etwas größer als 1, bei 700 keV etwa 0,5 und verschwindet bei niedrigen Energien weniger keV [6]. Man kann über das Verhältnis von Strahlungsbremsvermögen zu Stoßbremsvermögen

$$\frac{S_{\text{rad}}}{S_{\text{col}}} \approx \frac{Z \cdot E}{800 \text{ MeV}} \quad (2.12)$$

erkennen, dass das Stoßbremsvermögen besonders für niedrige Elektronenenergien E und Absorbermaterial mit kleiner Kernladungszahl Z deutlich überwiegt. In Abbildung 2.1 ist das totale Bremsvermögen und Strahlungs- und Stoßbremsvermögen in Wasser in Abhängigkeit der Elektronenenergie dargestellt. Man kann erkennen, dass bei einer Energie von $100 \text{ keV} = 0,1 \text{ MeV}$ das Stoßbremsvermögen etwa drei Größenordnungen größer ist als das Strahlungsbremsvermögen.

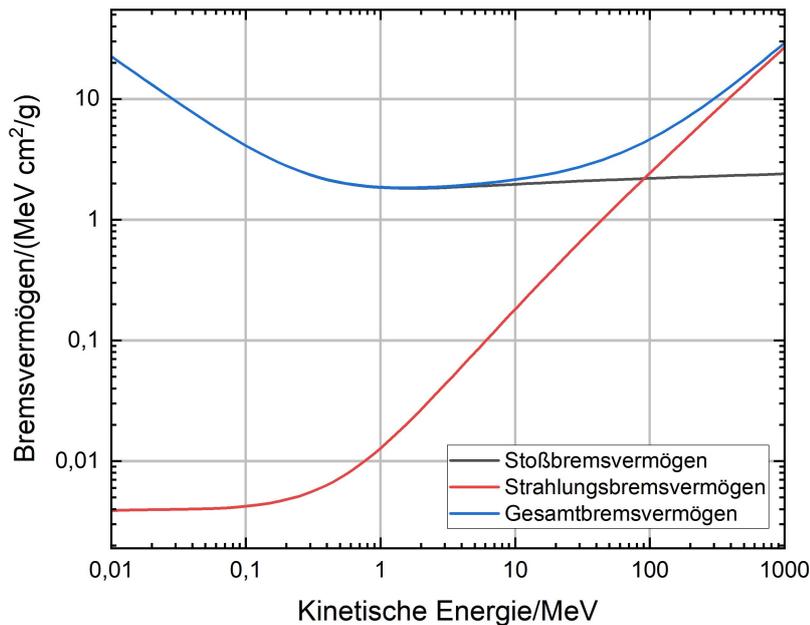


Abbildung 2.1: Strahlungs- und Stoßbremsvermögen und resultierendes Gesamtbremsvermögen für Elektronen in Wasser über der kinetischen Energie der Elektronen [7].

Die durch die Stoßbremsung gegebene ionisierende Eigenschaft der Elektronen soll im Bioreaktor zur Stimulation der Bakterien genutzt werden. Die in geringem Maße entstehende Bremsstrahlung soll für die Konstanzüberwachung genutzt werden. Die Bremsstrahlungspotonen haben eine ausreichende Reichweite, um sie außerhalb des Strahls im Bioreaktor messen zu können und darüber die Konstanz der Bestrahlung überwachen zu können.

2.4 Funktionsweise einer Röntgenröhre

In Röntgenröhren wird das Strahlungsbremsvermögen von Elektronen ausgenutzt. Es werden Elektronen mit einer bestimmten Spannung (einige 10 keV bis wenige 100 kV) auf eine feste Energie beschleunigt. Wenn sie im Absorbermaterial abgebremst werden, entsteht das kontinuierliche Bremsstrahlungsspektrum mit einer maximalen Photonenenergie, die gleich der kinetischen Energie der zuvor beschleunigten Elektronen ist. Wie in Gleichung (2.11) ausgedrückt, skaliert das Strahlungsbremsvermögen mit Z^2 des Absorbermaterials. Deshalb sind die in solchen Anlagen verwendeten Anoden meist aus schweren Metallen wie Kupfer, Molybdän oder Wolfram. Neben den Bremsstrahlungspotonen, deren Energiebereich durch Filter zusätzlich eingeschränkt werden kann, sind im Röntgenspektrum einer solchen Anlage für das Anodenmaterial charakteristische Röntgenstrahlen sichtbar. Diese entstehen, wenn im Absorbermaterial Hüllelektronen der kernnahen Schalen angeregt oder aus dem Atom gelöst werden. Das ist nur möglich, wenn die Anregungsenergie größer als die Bindungsenergie des Elektrons in seiner Schale ist. Durch das Relaxieren vom angeregten in einen niedrigeren Zustand wird wieder Energie frei, die exakt dem Energieunterschied dieser Niveaus entspricht. Da der Energiegewinn durch Abregung in den Grundzustand am größten ist, ist das der häufigste Prozess. Bei ausreichend hoher Beschleunigungsspannung bzw. Photonenenergie sind somit die $K\alpha$ - und $K\beta$ -Linien die intensivsten. Sie entsprechen einer Abregung von der L- bzw. M-Schale in den Grundzustand, die K-Schale.

Für Versuche für diese Arbeit wurde im Strahlungsfeld einer Röntgenröhre mit Wolfram-Anode gemessen. In Tabelle 2.1 sind einige mögliche charakteristische Röntgenenergien für Wolfram dargestellt. Da im durchgeführten Experiment, besprochen in Abschnitt 4.4, die Röhre mit einer Spannung von 50 kV betrieben wurde, sind 50 keV die maximal mögliche Energie der Bremsstrahlungspotonen. Deshalb sind die K-Linien mit größeren Energien nicht im verwendeten Spektrum enthalten. Die Größe der relativen Intensität, die in der Tabelle angegeben ist, entspricht der Normierung auf die stärkste Linie für jede Schale.

Tabelle 2.1: Ausgewählte Röntgenübergänge für Wolfram [8].

E/keV	Übergang	Relative Intensität
1,7754	M α_1	100
8,3352	L α_2	11
8,3976	L α_1	100
9,6724	L β_1	67
9,9615	L β_2	21
11,2859	L γ_1	13
57,9817	K α_2	58
59,3182	K α_1	100
67,2443	K β_1	22

2.5 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt σ ist definiert als die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen \bar{N} mit einem atomaren oder molekularen Target, wenn das Target einer Teilchenfluenz Φ ausgesetzt ist [9]

$$\sigma = \frac{\bar{N}}{\Phi}. \quad (2.13)$$

Die Teilchenfluenz Φ berechnet sich als Zeitintegral der Flussdichte φ

$$\Phi = \frac{dN}{dA_{\perp}} = \int_{dt} \varphi(t) dt, \quad (2.14)$$

die wiederum definiert ist als Menge an Teilchen dN pro Großkreisfläche dA_{\perp} senkrecht zur Bewegungsrichtung der Teilchen und pro Zeit dt

$$\varphi(\vec{r}, t) = \frac{d^2N}{dA_{\perp} dt}. \quad (2.15)$$

Je größer der Wirkungsquerschnitt für eine Art von Wechselwirkung ist, umso wahrscheinlicher findet sie statt.

2.6 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie

Da das Messgerät in der geplanten Anwendung die Konstanz der Bremsstrahlungsphotonen messen soll, werden die möglichen Wechselwirkungen von Photonen mit Materie betrachtet und in welchen Energiebereichen diese relevant sind. Die dominierenden Wechselwirkungen bei verschiedenen Energien in Abhängigkeit von der Kernladungszahl des Mediums sind in

Abbildung 2.2 dargestellt. Im folgenden Abschnitt sind die Wechselwirkungen kurz beschrieben [10, S. 49 ff], [4, S. 167 ff].

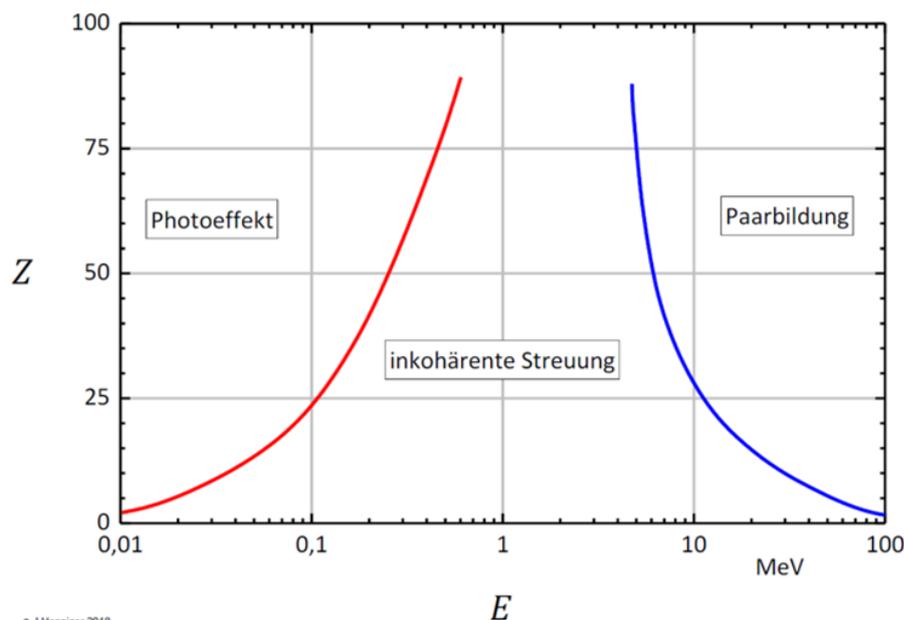


Abbildung 2.2: Abhängigkeit der vorherrschenden Photonenwechselwirkungen von Kernladungszahl Z des Materials und der Photonenenergie E [3, Vorlesung 3, Folie 10].

2.6.1 Kohärente Streuung

Kohärente Streuung oder Rayleighstreuung bezeichnet die energie- und phasengleiche Abstrahlung eines eintreffenden Photons. Es findet keine Anregung oder Ionisation des Atoms statt, an dem gestreut wurde. Lediglich die Richtung des Photons ändert sich. Der Winkel, unter dem gestreut wird, ist abhängig von der Energie des eintreffenden Photons und wird geringer, je höher diese ist. Die kohärente Streuung ist besonders für niederenergetische Photonen von Bedeutung, da diese durch Richtungsänderung womöglich nicht mehr in den potentiellen Detektor gelangen. Jedoch wird durch die kohärente Streuung keine Energie im Detektor deponiert, sie lässt sich somit nicht direkt messen.

2.6.2 Inkohärente Streuung

Der Comptoneffekt ist ein Fall von inkohärenter Streuung eines Photons an einem Elektron. Das Photon trifft auf ein quasifreies Hüllelektron. Ein Teil der Energie und des Impulses werden auf das Elektron übertragen. Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung ändert sich die Richtung und Energie des Photons. Das gestreute Photon wird mit einem Winkel θ zur Einfallsrichtung abgestrahlt. Die Energie des Photons E nach dem Stoß lässt sich berechnen

mittels folgender Relation [3]

$$E = E' \cdot \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + E'(1 - \mu)} = \frac{E'}{1 + \kappa(1 - \mu)} \quad (2.16)$$

$$\kappa = \frac{E'}{m_e c^2}. \quad (2.17)$$

Dabei ist E' die anfängliche Photonenenergie, $\mu = \cos(\theta)$ der Richtungskosinus des Streuwinkels θ , m_e die Ruhemasse des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit. Die kinetische Energie des Elektrons lässt sich dann berechnen mittels $E_e = E' - E$. Mehrfachstreuung ist möglich. Der Wirkungsquerschnitt, also die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung wächst hier proportional zu Z , der Anzahl an Hüllelektronen des Streukörpers. In der Realität sind die Elektronen nicht frei, weshalb die genaue Dynamik komplexer ist. Die inkohärente Streuung dominiert für Photonenenergien einiger 10 keV bis mehreren MeV in Materialien mit geringer Kernladungszahl Z .

Für den Energiebereich der für das in der Arbeit besprochene Projekt genutzten Photonen ist dies die relevante genutzte Wechselwirkung. Aufgrund des Energieübertrags an Elektronen des Szintillatormaterials emittiert dieses szintillatorspezifische Strahlung, die wiederum Aussagen über die anfängliche Photonenenergie liefert. Genauer ist der Prozess in Abschnitt 2.7.1 besprochen.

2.6.3 Photoelektrischer Effekt

Beim Photoeffekt überträgt das Photon seine gesamte Energie auf ein Atom. Die absorbierte Energie wird an ein Hüllelektron abgegeben und dieses aus der Hülle herausgelöst. Seine kinetische Energie E_e ist die Differenz der Photonenenergie E_γ , die bestimmt wird über das Produkt aus dessen Frequenz ν und dem Planckschen Wirkungsquantum h , und der Bindungsenergie E_B des Elektrons in seiner entsprechenden Schale

$$E_e = E_\gamma - E_B = h\nu - E_B. \quad (2.18)$$

Der Wirkungsquerschnitt sinkt mit der wachsenden Photonenenergie und steigt mit $Z^{4...5}$ [3]. Die Wahrscheinlichkeit für das Herauslösen ist für stark gebundene Elektronen am größten. Es findet also am wahrscheinlichsten der Prozess statt, bei dem die Photonenenergie nur knapp größer ist als die Bindungsenergie des Elektrons. Die Lücken auf den inneren Schalen werden mit Elektronen aus den energetisch höheren Schalen gefüllt. Dabei wird Energie in Form von Photonen frei oder auf Elektronen, die Auger-Elektronen, übertragen. Diese haben aufgrund der diskreten Energieniveaus feste Energien.

2.6.4 Paarerzeugung

Energiereiche Photonen können in einem Coulombfeld Elektron-Positron-Paare erzeugen. Dafür muss die Energie des Photons mindestens gleich der Summe aus der doppelten Ruheenergie $m_e (= 511 \text{ keV})$ eines Elektrons und der übertragenen Rückstoßenergie sein. Aus diesem Grund ist Paarerzeugung im Coulombfeld des Atomkerns ab einer Photonenenergie von 1022 keV möglich, in der Hülle erst ab 2044 keV. Nach Abgabe eines Großteils der kinetischen Energie des Positrons annihiliert es mit einem Hüllelektron, und es kommt zur Emission von zwei Annihilationsphotonen, die eine charakteristische Energie von jeweils $E_\gamma = 511 \text{ keV}$ tragen. Die Mindestenergie für die Paarerzeugung ist weit größer als der Energiebereich der Photonen, die für die Anwendung des untersuchten Messsystems relevant sind.

2.7 Szintillationslichtmessung

Die für diese Arbeit untersuchte Messsonde enthält als wichtigste Komponente einen organischen Szintillator. Durch Messung des Szintillationslichts kann auf die in der Sonde deponierte Energie und somit die Dosis geschlossen werden. Im folgenden Kapitel wird das Funktionsprinzip beschrieben [11, S. 498 ff], [10, S. 219 ff].

2.7.1 Szintillation

Der Begriff Szintillation beschreibt die Erzeugung von sichtbarem Licht mit einem charakteristischen Spektrum durch Energiedeposition aufgrund von ionisierender Strahlung. Bei einfallender Photonenstrahlung findet die Energiedeposition über Sekundärelektronen statt, die durch Wechselwirkungen wie inkohärente Streuung der Photonen aus dem Elektronenverbund des Szintillatormaterials gelöst wurden. Der exakte Mechanismus ist abhängig von der Art des Szintillatormaterials. Allgemein jedoch führt die Absorption von Energie zu einer Anregung von Zuständen, bei deren Abregung ein Photon emittiert wird. Wenn die über das Photon abgegebene Energie der zuvor absorbierten entspricht, kann das Lichtquant wieder absorbiert werden. Da das ein großer Nachteil für die Messung wäre, wird eine große Verschiebung von Absorptions- und Emissionswellenlängen angestrebt. Der sogenannte Stokes-Shift wird erreicht durch eine gezielte Wahl von Dotanden, die Zwischenniveaus für die Abregung einbringen, so dass die Energie in kleineren Schritten abgegeben wird.

Szintillatoren können organische Materialien, Polymere, Flüssigkeiten oder Lösungen, anorganische Kristalle oder Gläser sein.

2.7.2 Organische Szintillatoren

Bei organischen Szintillatoren beruht das Wirkungsprinzip hauptsächlich auf dem weitreichenden π -Elektronensystem, das sich über die großen Moleküle erstreckt. Die Energieabsorp-

tion führt zu einer Anregung der Elektronenkonfiguration. Die Abregung erfolgt schrittweise. Von den höchsten angeregten Vibrationszuständen findet zuerst eine strahlungsfreie Abregung statt. Diese befindet sich zeitlich im ps-Bereich. Anschließend geht das Elektron von einem niedrigeren angeregten Zustand in den Grundzustand über und emittiert dabei sichtbares Licht. Die Dauer dieses Vorgangs liegt im ns-Bereich.

Ein großer Vorteil organischer szintillierender Stoffe ist, dass man sie gelöst in einem Lösungsmittel gut polymerisieren kann. Solche Plastiksintillatoren können einfach geformt und hergestellt werden. Grundlage für einen Plastiksintillator bildet ein Polymer wie Polyvinyltoluol (PVT), Polystyrol (PS) oder Polymethylmethacrylat (PMMA). Man nennt diese Grundsubstanz "Matrix". Die Matrix wird durch Energiedeposition durch ionisierende Strahlung angeregt. Selbst kann sie unter Aussendung eines UV- oder blauen Photons in den Grundzustand übergehen. Die Abregung erfolgt über Zwischenniveaus. Das führt dazu, dass die entstehenden Photonen nicht exakt die Energiedifferenz von Grundzustand und angeregtem Zustand haben. Der Stokes-Shift führt dazu, dass die emittierten Photonen nicht vollständig wieder von der Matrix absorbiert werden. Um eine große Lichtausbeute zu erzielen, reicht das allerdings meistens nicht aus. Eine bessere Effizienz eines Szintillators wird durch die Beimischung weiterer Zusätze erreicht. Über Dipol-Dipol-Wechselwirkungen (exakter: Förster-Resonanzenergietransfer FRET [12, S. 5]) wird die Energie von der angeregten Matrix strahlungsfrei an benachbarte effizient szintillierende Moleküle weitergegeben. Das optimale Mischverhältnis für diese Primärzusätze wird bestimmt durch den mittleren Abstand, bei dem der FRET optimal ist. Eine übliche Konzentration des Primärzusatzes etwa 1%. Die Verschiebung von Absorption und Emission des Szintillators, die besonders groß sein soll, kann zusätzlich beeinflusst werden durch die Zugabe eines Wellenlängenschiebers als Sekundärzusatz. Die Abregung verläuft über weitere Energieniveaus, bis die Emission des Lichts bei Abregung in den Grundzustand unter Aussendung eines Photons geringerer Energie und größerer Wellenlänge stattfindet. Die Energieübergänge sind vereinfacht in Abbildung 2.3 dargestellt.

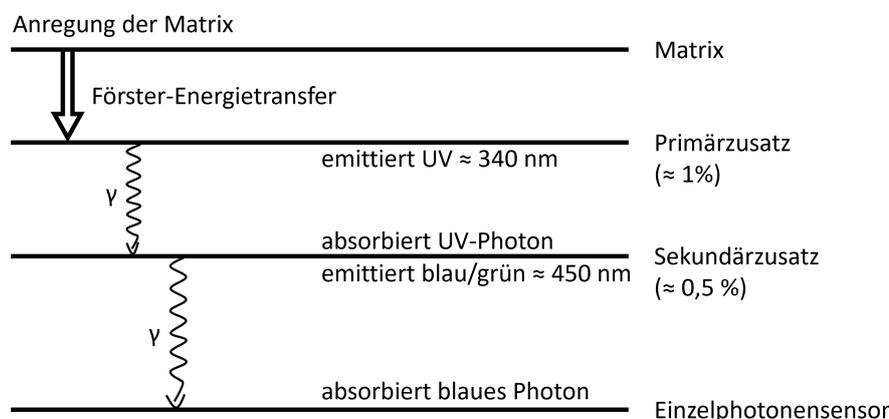


Abbildung 2.3: Funktionsprinzip eines Plastiksintillators mit Energieübergängen nach Anregung der Matrix. Für die Zusätze sind typische Massenanteile am gesamten Szintillator angegeben (nach [13]).

Plastiksintillatoren können Alterungseffekte aufweisen. Bei viel aufgestrahlter Dosis ($\approx 10^5 \text{ Gy}$), sehr hohen Dosisleistungen, wie zum Beispiel in Teilchendetektoren [14], und Lagerung in Anwesenheit von Sauerstoff und Luftfeuchtigkeit [15] wurde ein Sinken der Lichtausbeute beobachtet. Zu den Ursachen gehört das Schädigen der fluoreszierenden Komponenten und das Abfallen der Transmission durch die Entstehung von optischen Absorptionszentren [16], [17].

2.7.3 Photosekundärelektronenvervielfacher

Um die Szintillationsphotonen in ein elektrisches Signal umzuwandeln, werden Photodetektoren mit verbautem Photosekundärelektronenvervielfacher (PSEV), engl. *photomultiplier tube*, verwendet. Sie bestehen aus einer Photokathode und einer Reihe von „Prallanoden“, auch Dynoden genannt, an denen Hochspannung anliegt. Bei Auftreffen des Photons auf die Photokathode wird durch den Photoeffekt ein Elektron herausgelöst. Dieses wird zur ersten Anode hin auf ca. 100 eV beschleunigt. Die primären Elektronen stoßen dann auf die Dynode und lösen dadurch weitere Elektronen aus dem Material heraus. Zur nächsten Dynode werden diese wiederum mit einer Spannung von 100 V beschleunigt. Durch eine Aneinanderreihung von Dynoden lässt sich eine Gesamtverstärkung von etwa 10^6 erzielen. Der Aufbau ist in Abbildung 2.4 veranschaulicht. Die an der letzten Anode gesammelte Ladung wird über einen Arbeitswiderstand in einen Spannungspuls gewandelt, der über einen Kondensator in die weitere Auswertelektronik geleitet wird. Im Anschluss kann ein Mikrocontroller das Signal zählen und somit eine Photonenzählrate gemessen werden.

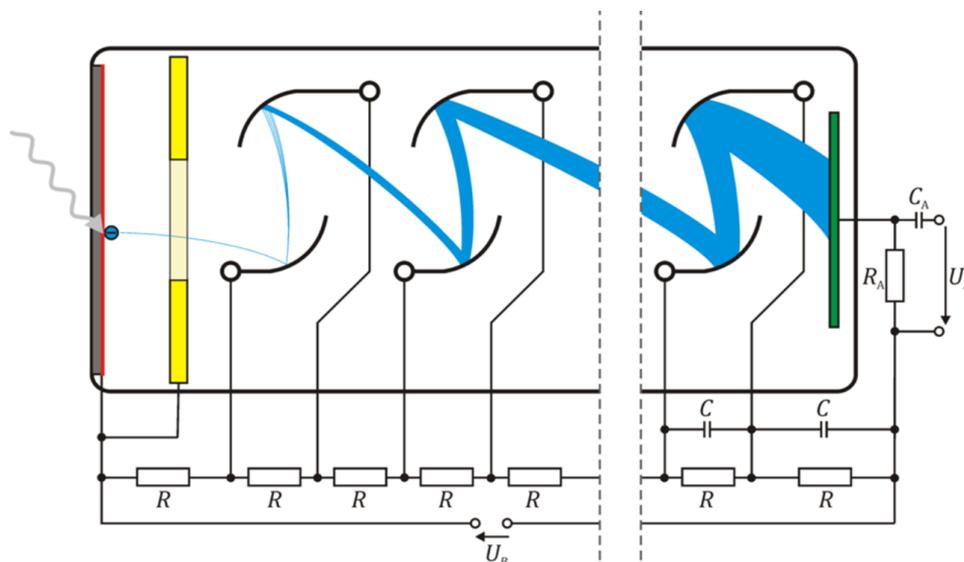


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines PSEVs und für die Messtechnik relevante Schaltungen. Ein Photon trifft links auf die Photokathode (rot). Das herausgelöste Elektron wird über die Dynoden vervielfacht. Die Kaskade (blau) trifft am Ende auf die Anode (grün). Anschließend wird der Strom über die Diskriminatorschaltung in ein zählbares Signal gewandelt [3, Vorlesung 12, Folie 29].

3 Material und Methoden

Das am IKTP entwickelte Messsystem besteht aus einer Messsonde mit einem organischen Szintillator in einer Aluminiumhülle, der gekoppelt ist an eine Lichtleitfaser aus Silikatglas, und einer Auswerteeinheit, die das Szintillationslicht in eine Dosisleistung umrechnet und über eine USB-Schnittstelle eine zeitliche Ausgabe der Daten ermöglicht. Die Komponenten, die in Abbildung 3.1 zu sehen sind, werden im folgenden Abschnitt genauer besprochen.

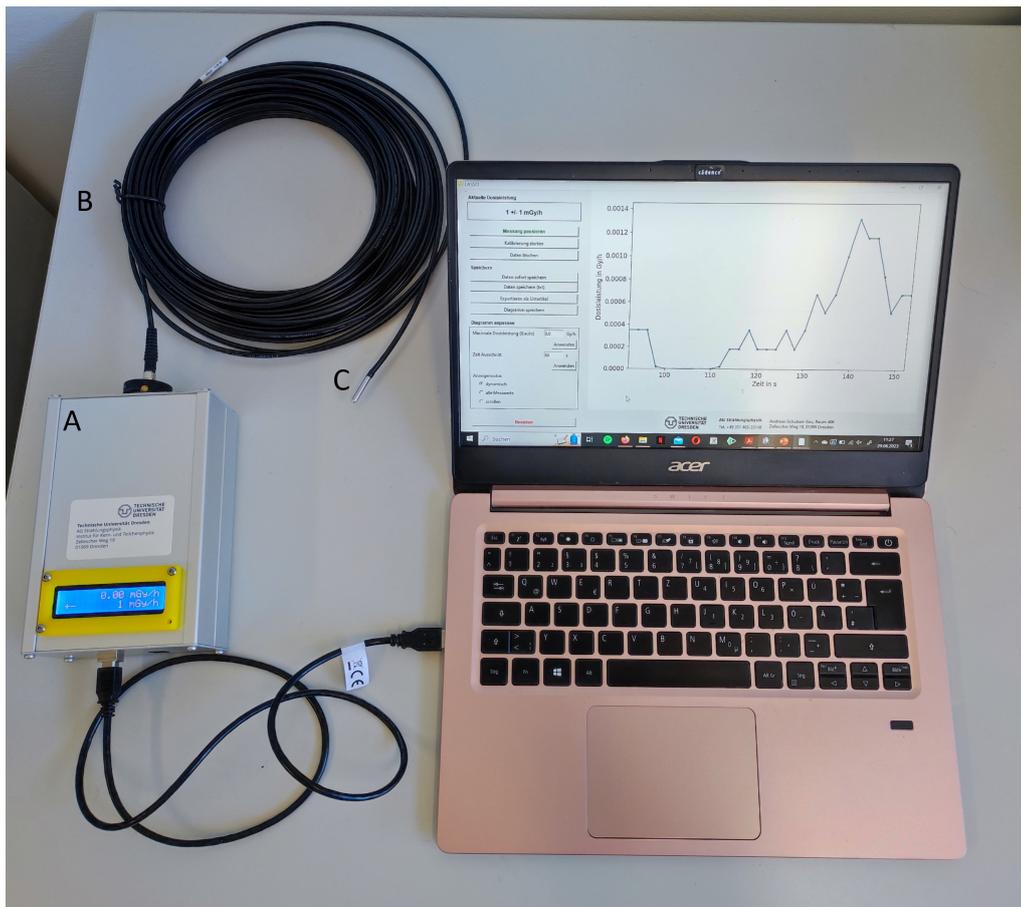


Abbildung 3.1: Alle Komponenten des Messsystems bestehend aus Messgerät (A) mit Displayanzeige von Dosisleistung und Messungenauigkeit und via Lichtleitfaser (B) verbundener Messkopf (C) der Sonde. Über die USB-Schnittstelle ist die Aufzeichnung und Speicherung der Messwerte möglich.

3.1 Die Messsonde

Für die Anfertigung der Arbeit wurden zwei fast baugleiche Sonden untersucht. Es wurde ein organischer Szintillator (EJ-260, Eljen Technologies, Sweetwater, USA) mit einer Basis aus Polvinyltoluol (PVT) verwendet. Dessen maximale Emission hat eine Wellenlänge von 490 nm, was grünem Licht entspricht. Der Szintillator emittiert 9200 Photonen pro MeV. Angeregte Zustände haben eine Zerfallszeit von 9,2 ns [18]. Der genutzte Szintillator ist zylindrisch mit einem Durchmesser von 2,95 mm und einer Länge von 12,00 mm.

Das Material der für die Sonden verwendeten Lichtleitfasern hat die Eigenschaft, bei Anwesenheit ionisierender Strahlung ebenfalls Licht zu emittieren, das blau bis ultraviolett ist. Da in der Silikatglasfaser entstehendes Licht die Messung verfälschen würde, sind zwei optische Filter verbaut, die blaues Licht herausfiltern. Abbildung 3.2 zeigt schematisch, wie neben dem Szintillationslicht (b) zusätzlich das durch die ionisierende Strahlung (a) in der Glasfaser entstehende blaue Licht (c) sowohl direkt in den Photonensensor (C) gelangt, als auch in den Szintillator (A) geleitet wird, wo es in grünes Licht gewandelt wird und anschließend ebenfalls im Sensor detektiert wird.

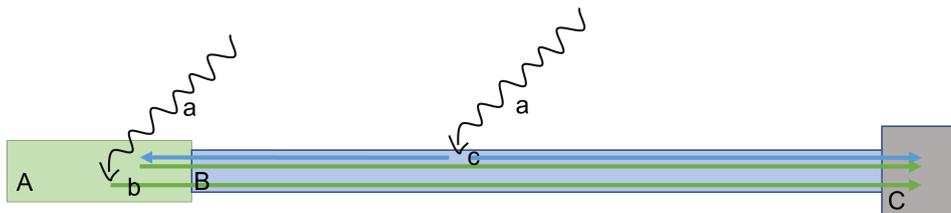


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau der Sonde ohne optische Filter mit entstehendem Licht (b), (c) in Szintillator (A) und Glasfaser (B). (C) ist der Einzelphotonensensor und (a) stellt ionisierende Strahlung dar.

Wird zwischen Glasfaser und Photonensensor ein optischer Filter, der kein blaues Licht transmittiert, montiert, kann dem Einfluss des Faserlichts nicht vollständig entgegengewirkt werden. Wie in Abbildung 3.3 zu sehen, kann weiterhin das in der Faser entstehende Licht, das durch den Wellenlängenschieber im Szintillator nun grün ist, den Filter (D) vor dem Sensor passieren.

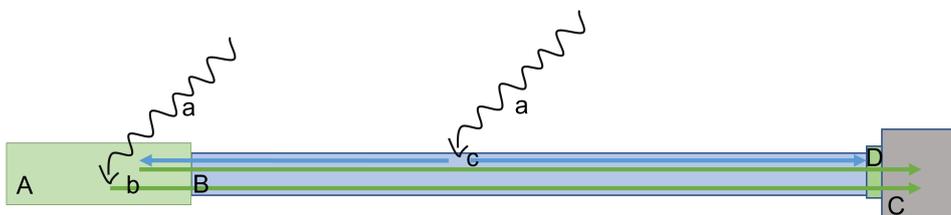


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der Sonde mit einem optischen Filter (D) mit entstehendem Licht (b), (c) in Szintillator (A) und Glasfaser (B). (C) ist der Einzelphotonensensor und (a) stellt ionisierende Strahlung dar.

Deshalb wird zusätzlich zwischen Szintillator und Lichtleiter ein solcher Filter eingesetzt. Somit

kann kein blaues Licht mehr aus der Faser in den Szintillator transmittieren. Im Photonensensor wird mit diesem Aufbau nur das Szintillationslicht gemessen. Die finale Konstruktion mit beiden Filtern ist schematisch in Abbildung 3.4 dargestellt.

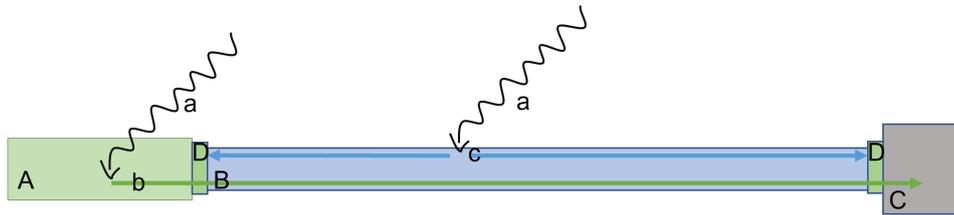


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau der Sonde mit zwei optischen Filtern (D) mit entstehendem Licht (b), (c) in Szintillator (A) und Glasfaser (B). (C) ist der Einzelphotonensensor und (a) stellt ionisierende Strahlung dar.

Die verwendeten optischen Filter sind Langpassfilter (GG495, Schott AG, Mainz, Deutschland). Das Transmissionsmaximum liegt bei 560 nm, bei einer Wellenlänge von 495 nm liegt der Transmissionsgrad bei 0,5 und unterhalb von 430 nm ist $T < 0,0001$ [19]. Das Emissionsspektrum des Szintillators mit der Filterkante eingezeichnet bei 495 nm ist in Abbildung 3.5 zu sehen.

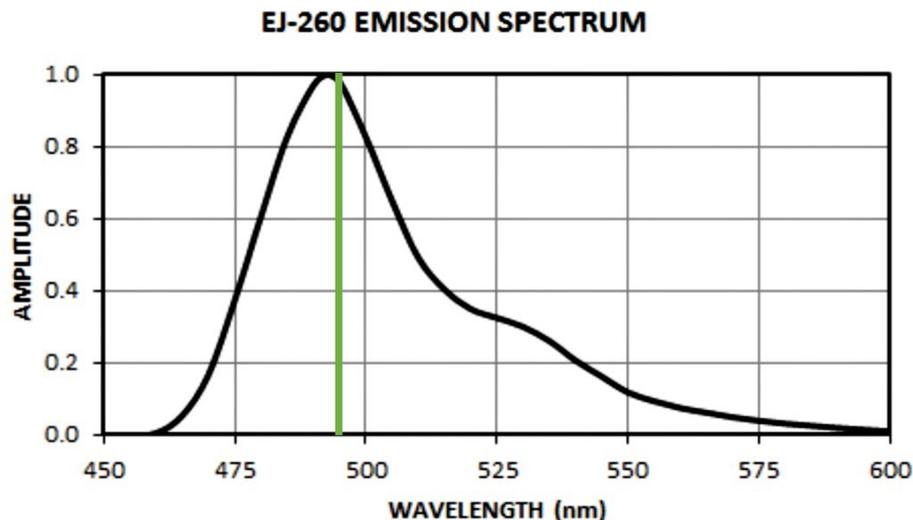


Abbildung 3.5: Emissionsspektrum des Szintillators EJ-260 mit T-0,5-Grenze des Filters GG495 [18].

Am Filter ist die Glasfaser mit lichtleitendem Epoxidharz angekoppelt. Der Szintillator, der Filter und das Ende der Faser sind bei der ersten Sonde von einer Aluminiumhülle umgeben. Zur Fixierung und für den Lichtabschluss wurde ein lichtdichter Übergang zwischen Hülle und Faser durch den Einsatz von schwarzem Epoxidharz erreicht. Bei der zweiten Version der Sonde, die im Rahmen dieser Arbeit gebaut wurde, ist die Hülle aus einem anderen Material. Es wurde eine Hülle aus Kunststoff im 3D-Drucker gefertigt. Das Material ist wegen der geringen Atommasse von Vorteil. In wasserähnlichen Flüssigkeiten wird das Strahlungsfeld nicht

einschlägig gestört. Der Kunststoff ist jedoch im Vergleich zum Aluminium wesentlich instabiler und spröder. Für eine ausreichende Sicherheit der Sonde gegen Fallen und Stöße musste die Hülle mit einer ausreichenden Wandstärke gedruckt werden. Die Plastikhülle und damit auch der Messkopf der zweiten Sonde sind deutlich größer als bei der ersten (Hülle 1: Aluminium, Wandstärke 0,4 mm, Außendurchmesser 4,0 mm, Länge: 22,0 mm; Hülle 2: Kunststoff, Wandstärke 1,25 mm, Außendurchmesser 7,5 mm, Länge 23,7 mm).

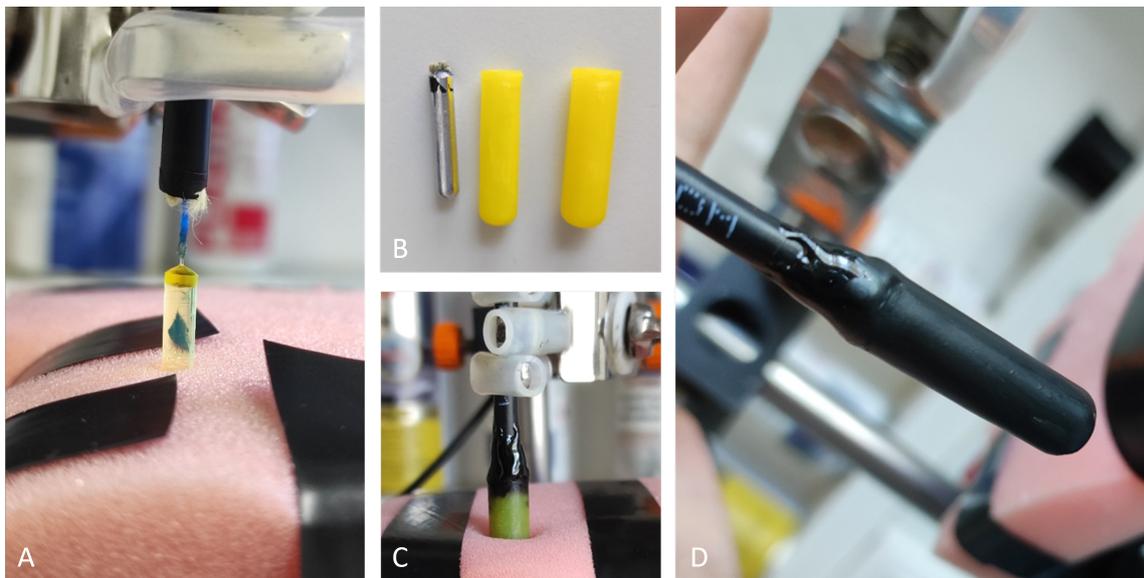


Abbildung 3.6: Fertigungsschritte der zweiten Sonde. A - Koppeln des Szintillators an Filter und Glasfaser mit transparentem Epoxidharz; B - Vergleich der verwendeten Kunststoffhülle (ganz rechts) mit Aluminiumhülle der ersten Sonde; C - Verkleben der Komponenten aus A in Hülle mit schwarzem Epoxidharz; D - lichtdichter Kopf der zweiten Sonde.

Zudem ist das Druckmaterial gelb und lichtdurchlässig, weshalb es mit zwei Schichten schwarzer Lackfarbe vor der ersten Nutzung abgedichtet werden musste. In Abbildung 3.6 ist der Prozess des Baus der zweiten Sonde dargestellt.

3.2 Die Auswerteeinheit mit Einzelphotonensensor

Die Silikatglasfaser der Sonde wird zur Benutzung an das Messgerät angekoppelt. Dort befindet sich als erste Komponente eine Blende, die zum Schutz des Photosensors dient. Würde Umgebungslicht auf den Photonenzählkopf treffen, solange dieser an der Spannungsversorgung ist, würde er beschädigt und nicht mehr verwendbar. Vor dem Zählkopf befindet sich zudem der bereits diskutierte zweite optische Grünfilter. Die Szintillationsphotonen treffen auf den Einzelphotonensensor (H10682-210, Hamamatsu Photonics, Hamamatsu, Japan; Pulsbreite 10 ns [20]) und werden dort in ein elektrisches Signal gewandelt. Ein Mikrocontroller (Arduino Uno SMD, Arduino SA, Chiasso, Schweiz) zählt die Pulse. Das Zählergebnis wird für Intervalle der Länge 2 s ausgegeben.

Das Gerät kann verbunden mit einem Computer mit der entsprechenden Software betrieben werden, wobei die berechnete über vier Sekunden gemittelte Dosisleistung über der Messzeit angezeigt wird. Um die gemessene Zählrate in eine Dosisleistung übersetzen zu können, muss einmalig eine Kalibrierung für die Sonde durchgeführt werden. Das Gerät verfügt zusätzlich über ein Display, auf dem die momentane Dosisleistung und deren Unsicherheit angezeigt wird. Dieser Betriebsmodus benötigt lediglich eine Spannungsversorgung.

4 Messungen

Während der ersten Verwendung des Messsystems am FEP wurde ein kontinuierliches Absinken der gemessenen Dosisleistung bei scheinbar konstanter Bestrahlung und auch anderweitig konstanten Bedingungen festgestellt. In verschiedenen Dosisleistungen trat dieses Verhalten auf. Bei einer wiederholten Messung mit gleichen Einstellungen wurde nicht derselbe Ausgangswert für die gemessene Dosisleistung erreicht. Die detektierte Zählrate nahm ab. Um diese Beobachtung weiter zu untersuchen, wurde im Rahmen dieser Arbeit der Photosensor der Auswerteeinheit auf Konstanz geprüft, das Messsystem in verschiedenen Strahlungsqualitäten und -stärken untersucht und mit einem baugleichen Gerät und dazugehöriger Sonde verglichen.

4.1 Überprüfen des Photosensors auf Switch-On-Effekt

Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) können einen Switch-On-Effekt aufweisen. Wenn sie eine Zeit von der Spannungsversorgung getrennt sind, kann es nach erneutem Einschalten zu einer Abnahme des Zählsignals kommen. Erst nach mehreren Stunden mit Hochspannungsversorgung würde sich die Zählrate wieder stabilisieren [21].

Da bei der ersten Messung am FEP mit diesem Messsystem ein Abfallen der Zählrate beobachtet wurde, sollte zunächst der Einzelphotonensensor im Messgerät als Ursache dieser Beobachtung ausgeschlossen werden. Dafür wurde folgender Messaufbau gewählt: Auf einer optischen Bank wurde eine Ulbricht-Kugel befestigt, in der als Lichtquelle eine über eine optische Faser gekoppelte LED diente. Die Hohlkugel hat im Inneren eine diffus reflektierende Oberfläche und streut deshalb das Licht gleichmäßig in alle Raumwinkel, sodass an den weiteren Ausgängen eine annähernd konstante Strahlungsleistung und Photonenzählrate gemessen werden kann [22, S. 163]. An einen Ausgang wurde ein Optometer zur Überwachung angekopfelt und auf den anderen das Messgerät ohne Sonde aufgeschraubt. Der Messaufbau ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Mit einem Strom von 1 mA und einer Spannung von 3,2 V wurde mit der LED eine Zählrate vergleichbar mit der bei den Messungen in der Röntgenröhre, besprochen in Abschnitt 4.4, erreicht.

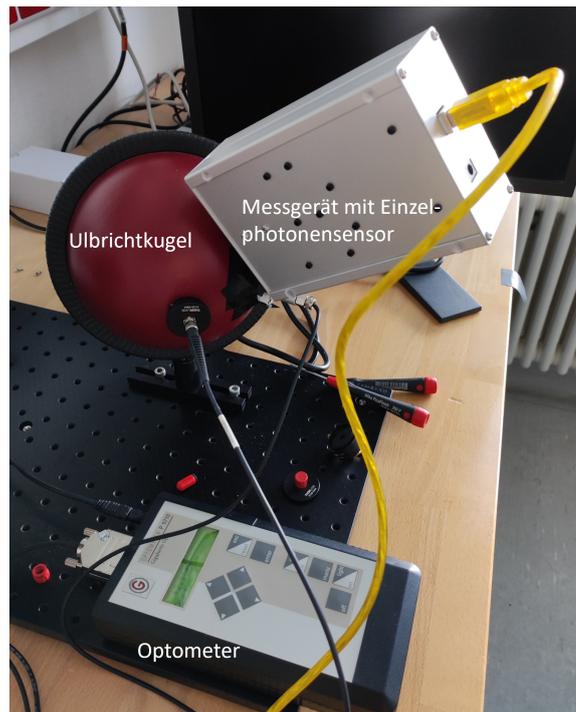


Abbildung 4.1: Messaufbau zur Untersuchung des SEV auf Switch-On-Effekt mit einer Ulbrichtkugel. Lichtquelle war eine über eine Faser gekoppelte LED.

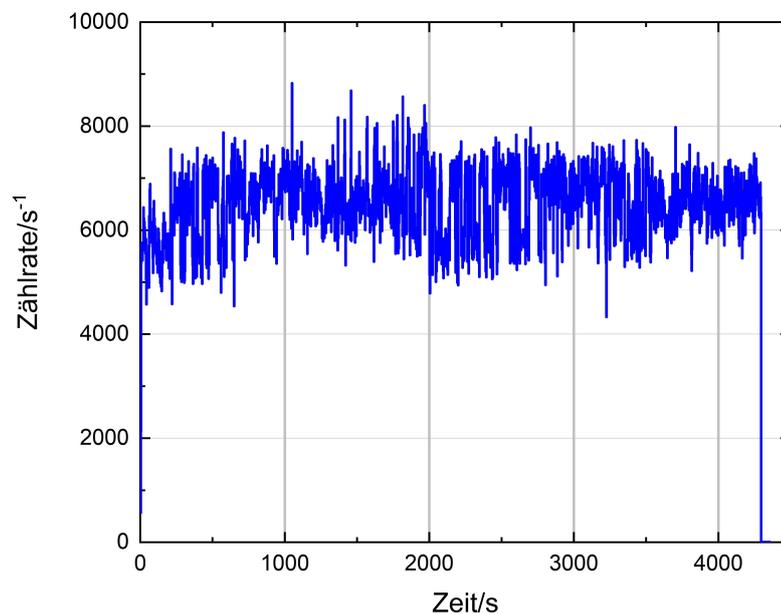


Abbildung 4.2: Zeitlicher Verlauf der Zählrate bei Nutzung des Geräts ohne Sonde. Die Zählinheit ist direkt an der Ulbrichtkugel angebracht.

Im Signal der Messung über ca. 75 min, zu sehen in Abbildung 4.2, kann man kein Abfallen der Zählrate beobachten. Die Messwerte schwankten, da die Stromstärke an der LED sehr gering war und vom Versorgungsgerät nicht exakt konstant gehalten werden konnte. Bereits eine kleine Variation der Stromstärke hatte große Auswirkungen auf die Zählrate. Zudem ist

der Aufbau empfindlich gegenüber dem Umgebungslicht, was zu zusätzlichen Schwankungen führte. Der Mittelwert, um den die Messwerte lagen, ist konstant.

Bei verschiedenen Stromstärken an der LED und somit verschiedenen gemessenen Zählraten wurde immer ein Signal mit einem konstanten Mittelwert gemessen. Der Switch-On-Effekt konnte bei diesem Messgerät somit nicht gefunden werden und die unterbrochene Stromversorgung zwischen Messungen war nicht Ursache für das beobachtete Verhalten.

4.2 Konstanzprüfung mittels Radionuklidquelle $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$

Nun sollte die Konstanz der Zählrate der Szintillationsphotonen geprüft werden. Zunächst wurde die Dunkelzählrate ermittelt, indem über eine Zeit von etwa 20 min ohne Strahlungsquelle gemessen wurde. Es ergab sich eine Untergrundzählrate von ca. 1 s^{-1} .

Anschließend wurde die Sonde fixiert im Strahlungsfeld einer $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle mit einer Aktivität von 80 MBq über mehrere Stunden bestrahlt. Um die Konstanz des Messsignals bei verschiedenen Dosisleistungen zu prüfen, wurden zwei Messungen mit unterschiedlichen Entfernungen zur Quelle durchgeführt. Position 1 hatte ca. 5 cm Abstand zur Quelle und Position 2 ca. 1 cm. Wegen des sehr inhomogenen Strahlungsfeldes war durch diesen geringen Unterschied der Abstände die Untersuchung bei zwei verschiedenen Dosisleistungen möglich. Der Aufbau ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

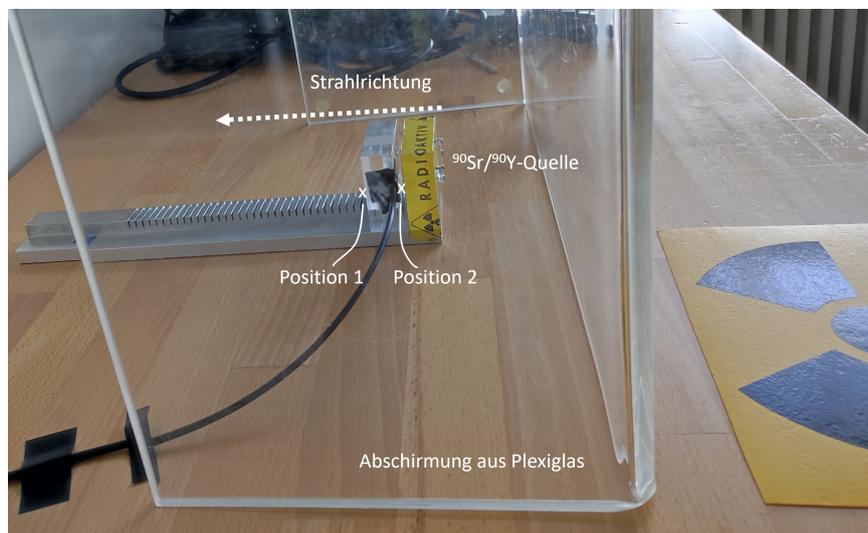


Abbildung 4.3: Platzierung der Messsonde vor der Radionuklidquelle.

Die verwendete Radionuklidquelle hat ein zeitlich konstantes Strahlungsfeld und ist deshalb für diese Kontrolle geeignet. Sie ist ein nahezu reiner β^- -Strahler mit einer Endpunktenergie von 545,9 keV bzw. 2278,5 keV des Tochterkerns.

Beim Start der Bestrahlung wurde nach 4 s eine konstante Zählrate detektiert. Die vom Gerät angezeigte Dosisleistung war erst nach etwa 8 s auf einem konstanten Wert, da bei der

internen Umrechnung mit einer zeitlichen Mittelung gearbeitet wird. In Abbildung 4.4 ist der Anstieg der Zählrate innerhalb von zwei Messpunkten zu erkennen. Danach änderte sie sich nicht mehr. Die vorhandenen Schwankungen sind statistische Abweichungen aufgrund der zugrundeliegenden Zählstatistik.

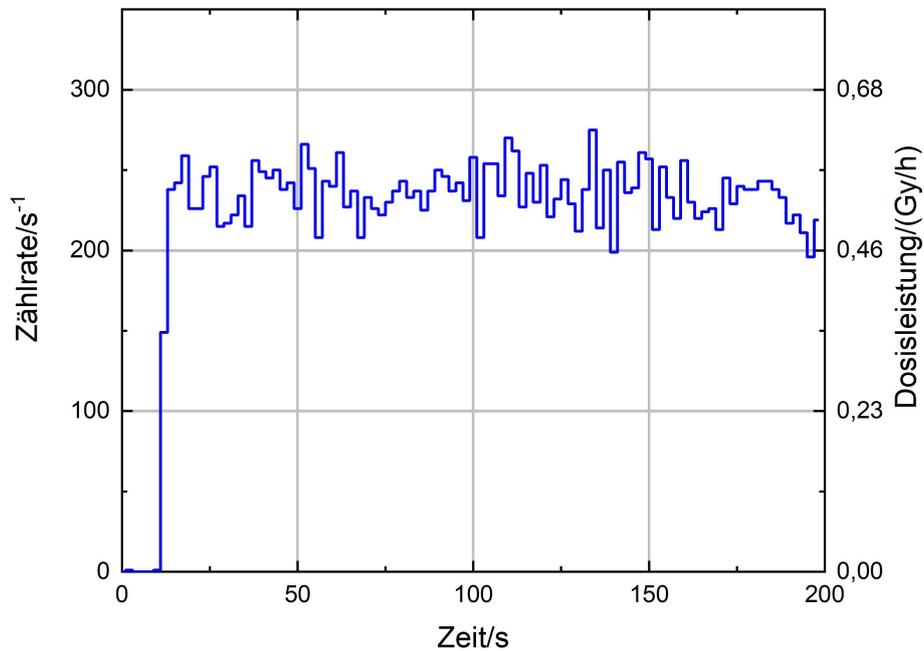


Abbildung 4.4: Messwerte der Photonenzählrate vor und unmittelbar nach Entfernen der Abschirmung ($t = 10\text{ s}$) zwischen ^{90}Sr -Quelle und Messsonde an Position 1.

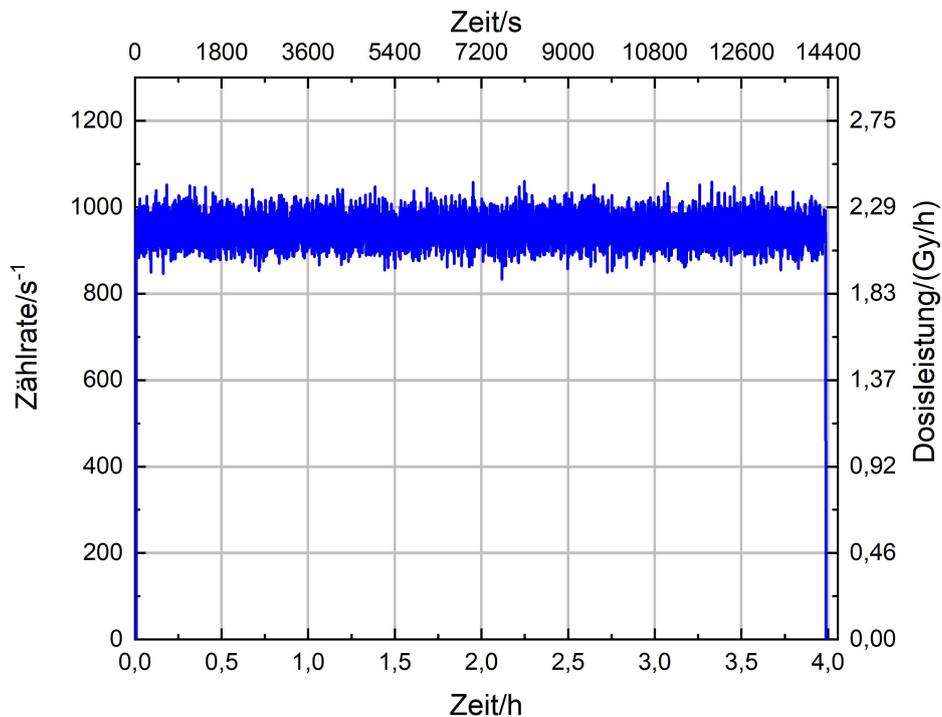


Abbildung 4.5: Zeitlicher Verlauf der Photonenzählrate bei Bestrahlung mit der ^{90}Sr -Quelle in ca. 1 cm Entfernung (Position 2).

Die Messwerte für die zweite Position wurden über drei Stunden aufgezeichnet. Dabei konnte keine Änderung der ermittelten Dosisleistung festgestellt werden. Der zeitliche Verlauf ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

Um den Mittelwert über die Zeit zu kontrollieren, wurden Histogramme für jeweils 10 min in gleichmäßigen Abständen berechnet und sind in Abbildung 4.6 zu sehen. Die jeweiligen Mittelwerte liegen übereinander, und die Breite der Verteilung und damit auch die Standardabweichung korrespondieren sehr gut mit der vermuteten Poissonverteilung der Zählereignisse. Die Messabweichung kann so also ausgerechnet und vom Gerät angegeben werden. Einflüsse durch die Verarbeitung im Gerät oder am PC zeigten sich nicht.

Die an den unterschiedlichen Positionen gemessenen Zählraten waren verschieden. Das war zu erwarten. An beiden Positionen konnte die vermutete Poissonstatistik bestätigt werden, indem für mehrere Zeitintervalle der Messung Mittelwert und Standardabweichung der Zählrate ermittelt wurden.

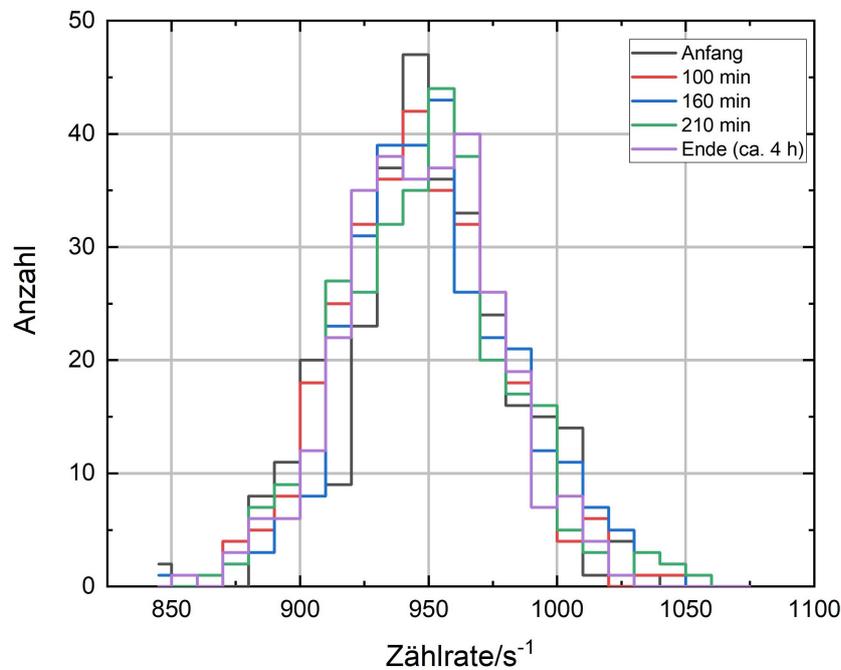


Abbildung 4.6: Histogramme der Zählraten während Bestrahlung mit der ^{90}Sr -Quelle für 10-min-Intervalle mit einer Binbreite von 10 s^{-1} .

4.3 Kontrolle der dosimetrischen Kalibrierung

Das Messsystem wurde vor der ersten Verwendung am IKTP kalibriert. Dafür wurde sie ionisierender Strahlung einer bekannten Dosisleistung ausgesetzt. Über die gemessene Zählrate, die proportional zur Dosisleistung ist, wurde so der Umrechnungsfaktor bestimmt und für die zukünftigen Anwendungen gespeichert. Zur Überprüfung dieser Kalibrierung nach den bisher durchgeführten Experimenten wurde die Sonde im Strahlungsfeld einer ^{137}Cs -Quelle an einer Position platziert, an der die Dosisleistung von $30,21\text{ mGy/h}$ erreicht wird. Die Werte

dieser Messung sind in Abbildung 4.7 dargestellt. In einer Messzeit von fünf Minuten wurde festgestellt, dass der Mittelwert der durch das Messgerät ermittelten Dosisleistung um 14,4 % niedriger ist als die tatsächliche (25,85 mGy/h statt 30,21 mGy/h).

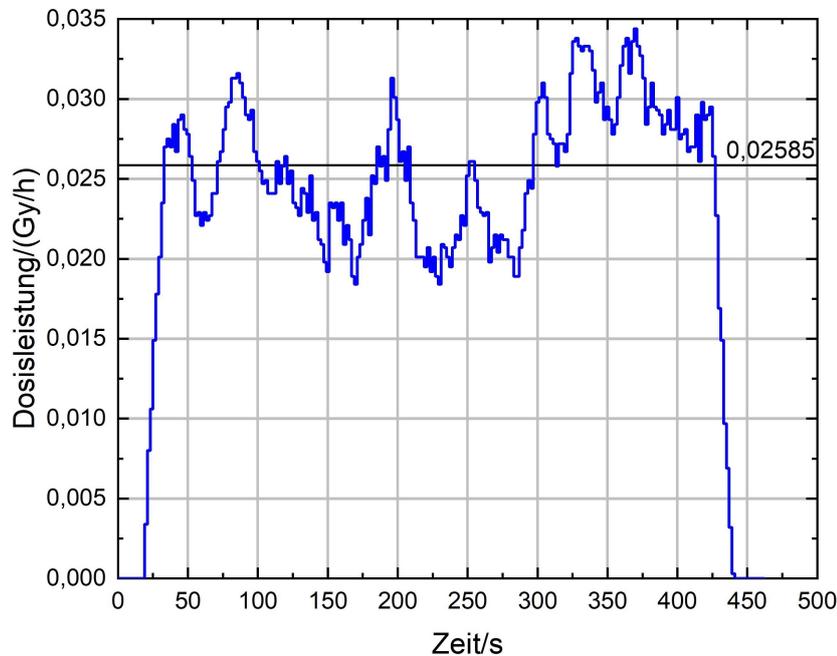


Abbildung 4.7: Verlauf der vom Messgerät angezeigten Dosisleistung bei Bestrahlung der Sonde in bekanntem Feld einer ^{137}Cs -Quelle mit Mittelwert über die Zeit, in der die Sonde tatsächlich Strahlung gesehen hat.

Die Platzierung der Sonde vor der Quelle vertikal zur Strahlrichtung war wegen des Aufbaus nur auf etwa 1 cm genau möglich. Die beobachtete Unterschätzung der Dosisleistung ist jedoch unabhängig von der Positionierungsungenauigkeit. In einer zweiten Messung nach Verschieben der Messsonde um einen Zentimeter vor dem Strahl lag der Mittelwert der gemessenen Dosisleistung mit 25,51 Gy/h 15,6 % unter dem erwarteten und wich somit im gleichen Maße ab.

4.4 Konstanzprüfung mittels Röntgenanlage

Das Messsystem sollte mit Photonen im keV-Bereich erprobt werden, da die im geplanten Messaufbau im Bioreaktor zu detektierenden Bremsstrahlungsphotonen auch in etwa diese Energie haben. Dafür wurde eine Röntgenröhre mit Wolfram-Anode und Vanadiumfilter verwendet (ID3003, FK 61-20, Rich. Seifert & Co., Ahrensburg, Deutschland). Zur Monitorierung der Anlage wurde eine sphärische Kerma-Ionisationskammer (TK-30 32005, PTW Freiburg, Freiburg, Deutschland) verwendet. Über ein UNIDOS-Messgerät (webline, PTW Freiburg) wurde während der Messungen mit der Sonde die Kermaleistung erfasst. So konnten im An-

schluss die Zählraten auf die Kermaleistung normiert und der Einfluss eventueller Schwankungen in der Röhre minimiert werden. In Abbildung 4.8 ist die Anordnung in der Röntgenanlage zu sehen. Die Sonde wurde vor der Ionisationskammer im Strahl fixiert und befand sich ca. 57 cm vor dem Austrittsfenster.



Abbildung 4.8: Messaufbau in der Röntgenröhre. Die Glasfaser der Messsonde und das Kabel der Ionisationskammer wurden nach außen geführt und dort mit den entsprechenden Messgeräten und Computern für die Datenaufnahme verbunden.

Nach einigen Vorversuchen bei verschiedenen Spannungen und Stromstärken wurde für die folgenden Messungen die Einstellung 50 kV, 50 mA festgelegt. Anschließend wurde die Sonde ca. 2,5 h lang bestrahlt. Wie in Abbildung 4.9 gezeigt, nahm die Zählrate mit der Zeit immer weiter ab.

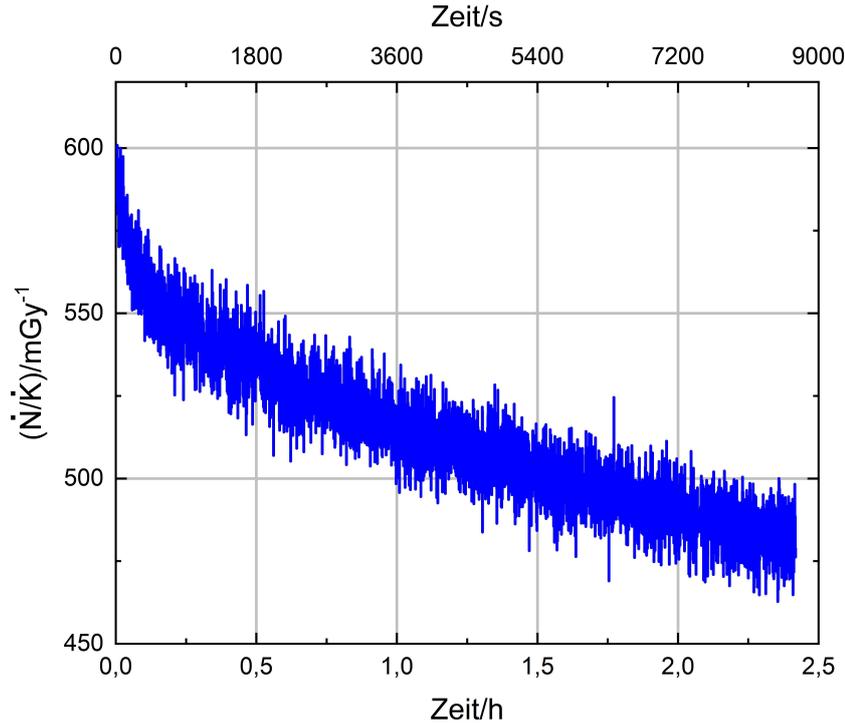


Abbildung 4.9: Zeitlicher Verlauf der gemessenen Zählrate, normiert auf die Kermaleistung, während des Betriebs der Röntgenröhre bei 50 kV, 50 mA.

Am nächsten Tag wurde die Messung mit Sonde und Ionisationskammer an exakt denselben Positionen wiederholt. Dabei konnte festgestellt werden, dass eine Art Erholung der Zählrate in der Strahlpause erfolgte. Das Abfallen des Signals war erneut zu beobachten. Es wurden im Anschluss noch zwei weitere längere Messungen mit jeweils verschiedenen Pausenzeiten während der Bestrahlung in der Röntgenanlage durchgeführt. Um die einzelnen Messungen miteinander vergleichen zu können, wurden in Abbildung 4.10 die normierten Zählraten über der akkumulierten Dosis bzw. der aus den Daten der Ionisationskammer berechneten Kerma aufgetragen. Es zeigt sich, dass jede einzelne der Kurven abfällt. Nach einer bestrahlungsfreien Zeit beginnen die Kurven oberhalb des Endwertes der Kurve der letzten Bestrahlung. Zudem scheint der Abfall der Zählrate nicht linear zu sein. Im ersten (pink) und vierten Graph (gelb) kann man einen Wechsel der Geschwindigkeit des Fallens erahnen. Es wurden die Messkurven mit einem exponentiellen Ansatz genähert, der die zwei beobachteten Anteile beinhaltet. Als Näherungsfunktion wurde

$$\frac{\dot{N}}{\dot{K}} = A_1 \cdot e^{-\frac{K}{\tau_1}} + A_2 \cdot e^{-\frac{K}{\tau_2}} + abs \quad (4.1)$$

verwendet. A_1 und A_2 stellen die Anteile der Exponentialterme am gesamten Abfall der Zählrate dar; τ_1 und τ_2 beschreiben die Geschwindigkeit des Abfallens.

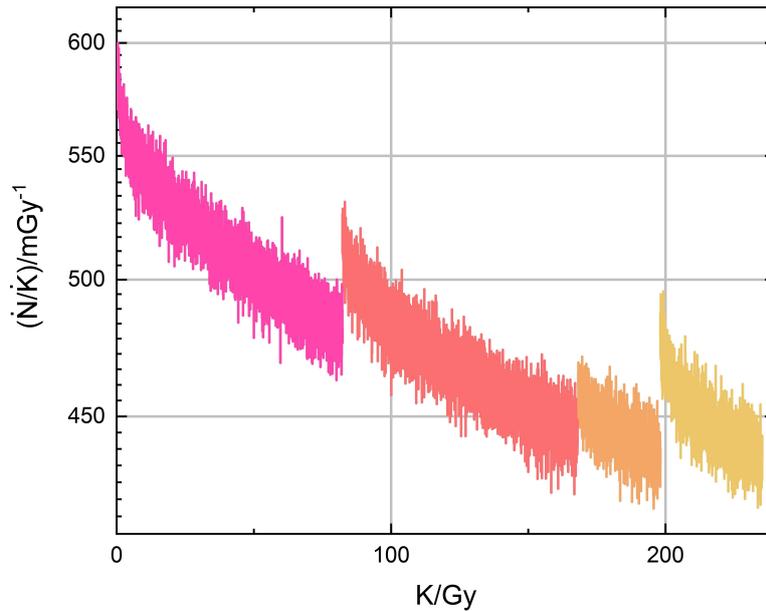


Abbildung 4.10: Verschiedene Messungen mit der Sonde während des Betriebs der Röntgenröhre bei 50 kV, 50 mA. Zählrate normiert auf Kermaleistung über der akkumulierten Kerma, bestimmt mit Ionisationskammer.

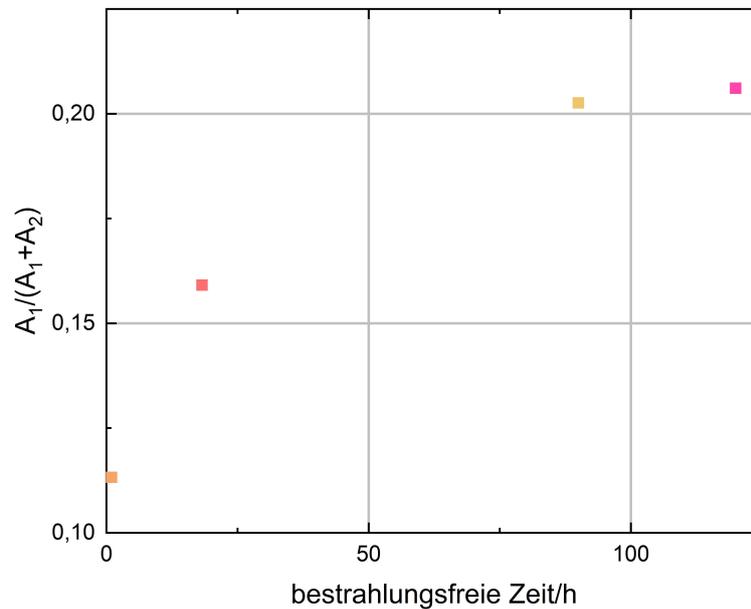


Abbildung 4.11: Der Anteil A_1 des schnelleren Abfalls mit Konstante τ_1 am Gesamtabfall der normierten Zählrate abhängig von der bestrahlungsfreien Zeit. Die verschiedenfarbigen Punkte ergeben sich aus den Fitdaten der gleichfarbigen Plots in Abbildung 4.10.

Die Pausenzeiten waren 120 h vor der ersten Kurve in Abbildung 4.10, danach ca. 18 h, anschließend war nur eine Stunde keine Bestrahlung und vor der letzten Messung wurde die Anlage mit der Messsonde etwa 90 h nicht betrieben. Es wird ein Zusammenhang zwischen dem Grad der Erholung der Zählrate und der Dauer der Strahlpause vermutet. Außerdem überwiegt nach

langen Pausenzeiten der schnell fallende Anteil der Zählrate. Mit den vorliegenden Daten lässt sich die Vermutung äußern, dass bei großen Pausenzeiten für diesen schnellen Anteil eine Sättigung eintritt, wie in Abbildung 4.11 erkennbar ist.

Für eine genauere Untersuchung der exakten Abhängigkeiten müssten wesentlich mehr Datenpunkte aufgenommen werden. Es müsste systematisch zum einen die Bestrahlungsdauer bzw. aufgebrauchte Dosis und zum anderen die bestrahlungsfreie Zeit variiert werden.

4.5 Absorptionsspektrum vor und nach Röntgenbestrahlung

Zur Ursachensuche für das beobachtete Abfallen der Zählrate in der Röntgenröhre wurde ein weiterer Versuch durchgeführt. Von einem zylindrischen Stück (Durchmesser 20 mm, Höhe 10 mm) des Szintillatormaterials wurde mit einem UV-Vis Spektrometer (Cary 50, Varian, Palo Alto, USA) das Absorptionsspektrum für Wellenlängen von 200-800 nm gemessen. Anschließend wurde die Probe in der Röntgenanlage nah am Austrittsfenster fixiert, um dort eine höhere Dosisleistung nutzen zu können, und ca. eine Stunde lang bei 50 kV, 50 mA bestrahlt. Danach erfolgte erneut eine Absorptionsmessung. Da das Strahlungsfeld so nah am Austrittsfenster nicht homogen ist, wurden bei der zweiten Messung vier verschieden rotierte Positionen des Szintillators vermessen. Anschließend wurden die Messkurven vom bestrahlten Szintillator gemittelt und mit dem Ergebnis des unbestrahlten Szintillators verglichen.

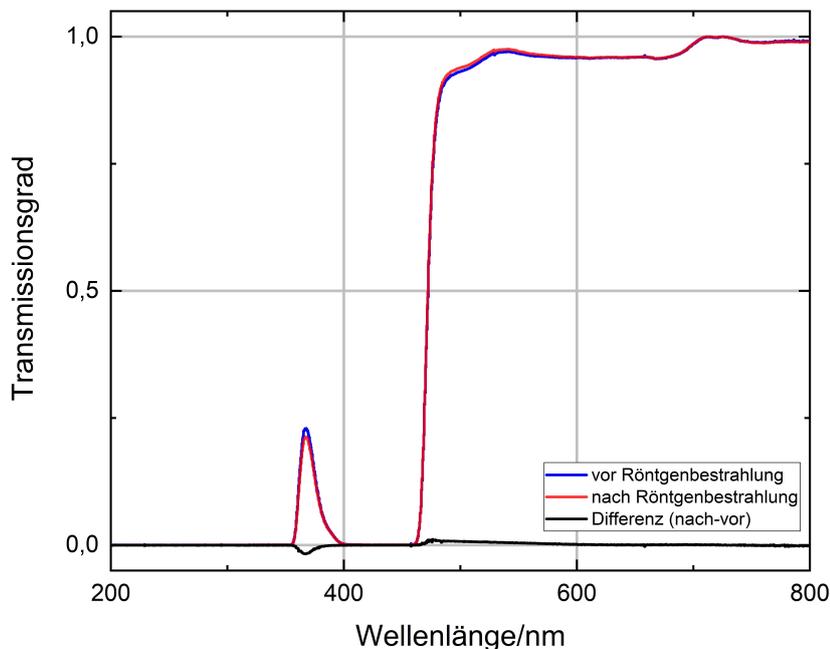


Abbildung 4.12: Der Transmissionsgrad des Szintillators vor und nach Bestrahlung in der Röntgenröhre. Die rote Kurve ist der Mittelwert von vier Messungen mit unterschiedlich rotierter Platzierung im Spektrometer. Zusätzlich ist die Differenz zwischen nach und vor der Bestrahlung eingezeichnet.

In Abbildung 4.12 sind beide Absorptionsspektren zu sehen. Zusätzlich ist die Differenz der Kurven eingezeichnet. Man kann erkennen, dass die Kurven sehr exakt übereinander liegen. Es gibt nur zwei Bereiche im Spektrum, an denen die Differenz etwas von Null abweicht. Die erste liegt bei rund 370 nm, wo die Transmission nach der Bestrahlung etwa 0,017 unterhalb des vor der Bestrahlung erreichten Wertes liegt. Das entspricht einer relativen Abweichung von rund 7%. Im Wellenlängenbereich von 470-550 nm ist die gemessene Transmission nach der Röntgenbestrahlung etwas höher als davor. Diese Abweichung beträgt ca. 1%. Aufgrund der Filterung wird Licht erst ab einer Wellenlänge von ca. 495 nm detektiert. Die vorliegenden Änderungen in diesem Bereich sind zu gering, um die Zählrate im beobachteten Maße zu verändern. Die niedrigere Transmission bei 370 nm könnte mit einer höheren Selbstabsorption im Szintillator zusammenhängen. Der Einfluss der gemessenen Abnahme der Transmission auf das Szintillationslicht lässt sich erst mit einer Messung des Emissionsspektrums genauer einschätzen.

4.6 Vergleich beider Sonden und Messgeräte

Die zweite, von der Bauart der ersten gleichende Auswerteeinheit mit Einzelphotonensensor, die im Folgenden als Messgerät bezeichnet wird, wurde auf Funktionsfähigkeit geprüft und mit dem ersten Gerät verglichen. Für diese Untersuchungen wurde ausschließlich die erste Sonde verwendet. Da bei Bestrahlung der Messsonde mit der Radionuklidquelle ein konstantes Zählsignal zu erwarten ist, wurde erneut der in Abschnitt 4.2 beschriebene Aufbau mit der Sonde, fixiert vor der $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle, gewählt. Mit dem ersten Messgerät wurde über eine Zeit von etwa 20 min gemessen. Anschließend wurde die Sonde an das zweite Gerät angekoppelt, ohne die Fixierung des Sondenkopfes vor der Quelle zu lösen, und mit diesem ebenfalls eine halbe Stunde lang gemessen. Es wurde mit beiden Geräten eine konstante Zählrate detektiert. Da die Platzierung der Sonde vor der Quelle nicht verändert wurde, erfuhr die Sonde bei beiden Messungen die gleiche Dosisleistung. Unterschiede sind somit durch die Messgeräte verursacht. Aus dem Mittelwert der Zählraten über die Zeit der Bestrahlung wurde der Faktor, um den sich die Geräte unterscheiden, ermittelt. Dieser berechnet sich zu $1,4398 \pm 0,0021$. Es wurde erneut die Poissonstatistik überprüft und bei beiden Geräten mit der ersten Sonde die Dunkelzählrate gemessen, die bei ca. 1 s^{-1} lag. Da sich die Messgeräte bis auf den ermittelten Übersetzungsfaktor gleichen, können bei gleichzeitiger Messung mit beiden Systemen aus Messgerät und Sonde auch die beiden Messsonden miteinander verglichen werden.

In Abbildung 4.13 ist die erstmalige Bestrahlung der neuen Sonde vor der Radionuklidquelle zu sehen. Aufgrund des größeren Sondenkopfes ließ sie sich anfangs nicht ausreichend fixieren. Zwischen den klar erkennbaren Umpositionierungen blieb das Signal allerdings konstant. Es wurden keine Einstrahlungseffekte beobachtet.

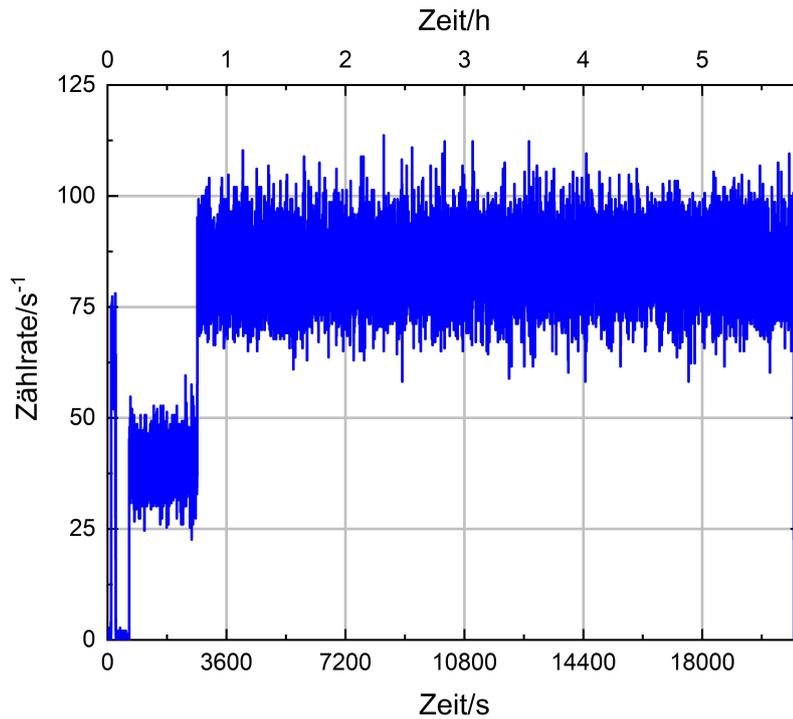


Abbildung 4.13: Zählrate über der Zeit bei Bestrahlung der zweiten Sonde vor Sr-Quelle. Die Sprünge sind verursacht durch Positionsänderungen wegen Optimierung des Aufbaus.

Als weitere Vergleichsmessung wurden beide Sonden nebeneinander vor der Ionisationskammer in der Röntgenanlage fixiert. In der gewählten Entfernung von ca. 57 cm wird das Strahlungsfeld als so homogen angenommen, dass beide Sonden in etwa die gleiche Dosisleistung erfahren.

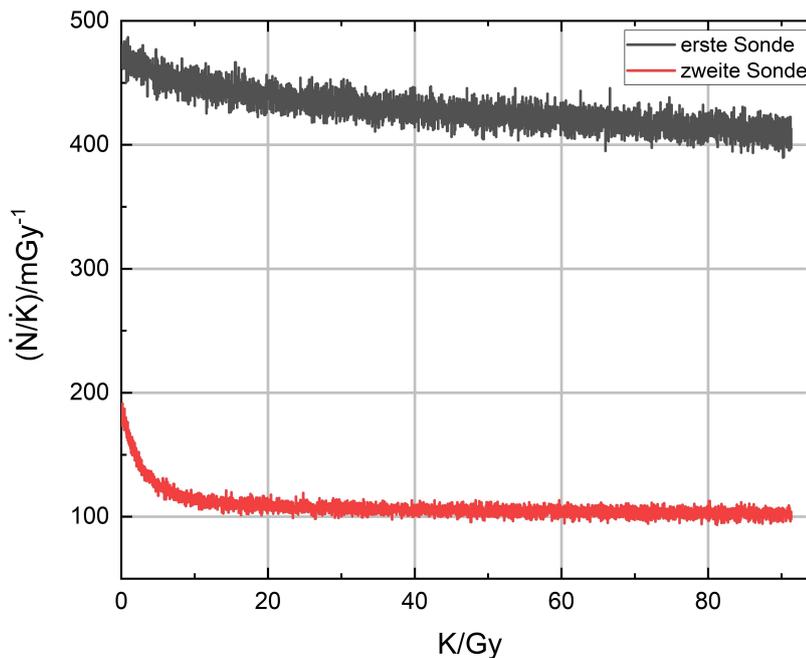


Abbildung 4.14: Auf Kermaleistung normierte Zählraten über der akkumulierten Kerma. Die Messwerte, aufgenommen mit dem zweiten Gerät, wurden auf das erste korrigiert.

In Abbildung 4.14 ist der Verlauf der normierten Zählraten bei dieser Messung dargestellt. Man kann erkennen, dass die Zählrate beider Messsonden mit zunehmender Dosis abnehmen. Bei der zweiten Sonde ist außerdem ein sehr starker Abfall zu Anfang zu sehen, der später flacher wird. Diese Beobachtung bestärkt die Vermutung auf ein erstes schnelles Sinken der Zählrate und einen zweiten langsamer fallenden Anteil des Zählsignals, wie in Abschnitt 4.4 besprochen. Da die zweite Sonde eine unendliche strahlungsfreie Zeit vor dieser Messung hatte, ist der Hypothese nach der Anteil des starken Fallens am größten. Mit der Grafik scheint das vereinbar.

Um den relativen Verlust der Zählrate zu untersuchen, wurde das Verhältnis der Messsignale berechnet und über der akkumulierten Kerma aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.15 dargestellt.

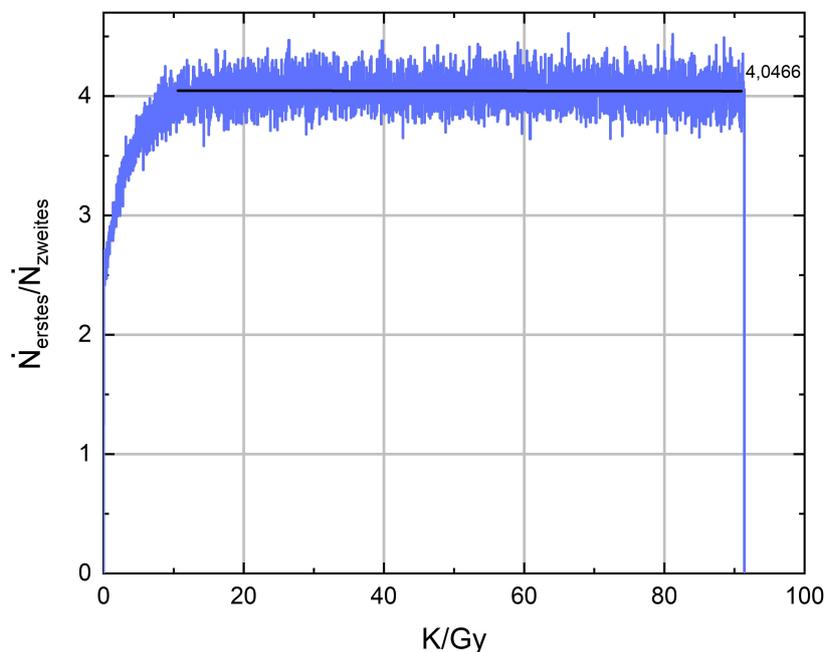


Abbildung 4.15: Das Verhältnis der Zählraten gemessen mit der ersten und der zweiten Sonde über der akkumulierten Kerma. Die Messwerte aufgenommen mit dem zweiten Gerät wurden auf das erste korrigiert.

Bemerkenswert ist, dass das Verhältnis der Zählraten nach einem ersten Einstrahlen der zweiten Sonde konstant ist. Das relative Abfallen in der Röntgenröhre, wie es in Abbildung 4.14 zu sehen ist, war für beide Sonden gleich. Der Unterschied der Zählraten um einen Faktor von ca. vier wird vermutlich verursacht durch die optische Kopplung des Szintillators und Filters an die Faser, eine größere Menge an Hülsenmaterial an der zweiten Sonde und nicht absolute Homogenität des Strahlungsfeldes.

5 Diskussion der Ergebnisse

Das untersuchte Messsystem liefert bei Verwendung im Strahlungsfeld einer Elektronenquelle ein konstantes Messsignal. Die detektierte Photonenzählrate kann mit vorheriger Kalibrierung in eine Dosisleistung umgerechnet werden. Über die zugrundeliegende Poissonstatistik kann eine Unsicherheit für die gemessene Dosisleistung berechnet werden.

Im Vergleich der verwendeten Messsonden ist ein Unterschied in der detektierten Zählrate aufgefallen. Das Material der den Szintillator umgebenden Hülse ist bei der ersten Sonde Aluminium mit einer Wanddicke von 0,4 mm und bei der zweiten Kunststoff der Dicke 1,25 mm. Aufgrund der Materialeigenschaften musste die Wandstärke der Kunststoffhülse wesentlich größer gewählt werden als für die Aluminiumhülse. Geringe Unterschiede bei der optischen Kopplung und die größere Menge an Material um den Szintillator der zweiten Sonde führen zu einer im Vergleich zur Messung mit der ersten Sonde geringeren Zählrate. In der Röntgenröhre konnte ein Faktor von etwa vier bestimmt werden. Das Feld der ^{90}Sr -Quelle ist zu inhomogen, um die Messungen mit den verschiedenen Sonden vergleichen zu können. Das Messsignal vor der β^- -Quelle blieb mit beiden Sonden konstant über die gesamte Messzeit.

Das Messsystem soll bei Photonenstrahlung mit einer Energie von bis zu 100 keV eingesetzt werden, wie sie annähernd bei den Versuchen in der Röntgenröhre genutzt wurde. Dort sank die Zählrate bei konstanter Bestrahlung. Das korrespondiert mit den Beobachtungen vom ersten Nutzen am FEP. Einflüsse von Dosisleistung und strahlungsfreier Zeit auf die Abnahme und beobachtete Erholung der Zählrate ließen sich nicht quantifizieren, was eine direkte Korrektur des Messsignals nicht möglich macht. Das spricht aktuell gegen eine Eignung zur Konstanzprüfung in diesem Strahlungsfeld. Mögliche Ursachen für das Verhalten des Signals werden im Folgenden diskutiert.

Der Photosensor konnte als Grund der sinkenden Zählrate ausgeschlossen werden. Das Messsignal mit diffus gestreutem Licht einer LED blieb konstant. Somit müssen andere Komponenten des Messsystems zur Abnahme der Zählrate bei Röntgenbestrahlung führen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, dass Photonenstrahlen und Elektronen den Szintillator verschieden beeinflussen. Elektronenbestrahlung führte zu einem konstanten Messsignal, die Photonenstrahlung mit niedrigerer Energie jedoch zu einer starken Veränderung der Zählrate. Es kommt zu einer strahlungsbedingten Veränderung bestimmter Eigenschaften des Szintillators. Mögliche Reaktionen hängen von der Art der Strahlung ab. Durch die Photonenstrahlung können im Polymer Radikale gebildet werden, die in einer Kettenreaktion die C-H-Bindungen

aufspalten, und so durch das Polymer migrieren. Das kann die Fähigkeit der Matrix, Energie zu absorbieren und an den effektiv szintillierenden Primärzusatz weiterzugeben, stören. Zudem absorbieren Radikale UV-Licht. Das führt dazu, dass die UV-Photonen absorbiert werden, ohne den Wellenlängenschieber anzuregen. Ein Teil des Szintillationslichts verlässt das Material nicht [13].

In Untersuchungen anderer Einrichtungen, die sich mit Strahlenschädigungen organischer Szintillatoren befassten, wurden signifikante Unterschiede im Absorptionsspektrum durch Strahlung gefunden. Die Transmission nahm dort nach Bestrahlung mit einer hohen Energiedosis in Strahlungsfeldern mit hoher Dosisleistung ($\approx 100 \text{ kGy}, 1 \text{ Gy/s}$) deutlich ab [17]. Bei den Experimenten waren häufig Protonen oder hochenergetische Photonen im MeV-Bereich als ionisierende Strahlung Ursache der Schäden. In anderen Untersuchungen [23] wurde beobachtet, dass es durch Bestrahlung zu einer Erhöhung der Absorption niedriger Wellenlängen kam und besonders die Ausbeute blauen Lichts beeinflusst wurde. Anwesender Sauerstoff hat einen Einfluss auf den Grad und Geschwindigkeit der Schädigung, dieser ist jedoch stark von der Dosisleistung [24], [23], [14] und dem Szintillatormaterial abhängig [17].

Eine Abnahme der Transmission des organischen Szintillators durch Röntgenbestrahlung konnte in den im Rahmen der Arbeit durchgeführten Experimenten bei etwa 370 nm beobachtet werden. Obwohl die Abweichungen gering waren, könnte eine höhere Absorption in diesem Bereich dazu führen, dass ein Teil der Szintillationsphotonen absorbiert wird und dadurch den Wellenlängenschieber nicht erreicht und somit nicht ins grüne detektierbare Licht gewandelt wird. Das könnte eine Ursache des sinkenden Signals bei Röntgenbestrahlung ausmachen.

Die strahlungsbedingte Bildung von Farbzentren, die für eine erhöhte Absorption verantwortlich sind, ist eine reversible Reaktion [16], weshalb häufig eine gewisse Erholung des geschädigten Materials eintritt [17]. Bei den mit dem Messsystem durchgeführten Experimenten konnte eine solche Erholung in Strahlpausen ebenfalls beobachtet werden. Die Faktoren, die Geschwindigkeit und Grad der Erholung bestimmen, sind nicht bekannt.

Eine weitere zu untersuchende Erklärungsmöglichkeit ist, dass das Emissionsspektrum des Szintillators durch die Bestrahlung verschoben wird. Eine solche Verschiebung kann durch die besondere Konstruktion der in der Arbeit besprochenen Messsonde wegen doppelter Filterung einen großen Einfluss auf die Messung haben. Dadurch, dass das Emissionsspektrum des Szintillators in einem Wellenlängenbereich gefiltert wird, in dem sich die Amplitude der Emission stark ändert (siehe Abbildung 3.5), kann eine geringe Verschiebung der emittierten Wellenlängen das Ergebnis stark beeinflussen. Die einzigartige Filterung an der Messsonde könnte auch Ursache dafür sein, dass der beobachtete Effekt in dieser Ausprägung nicht in anderen Veröffentlichungen zu finden ist. Durch die Wahl eines anderen optischen Filters, der das Szintillationslicht an einem flacheren Teil des Emissionsspektrums abschneidet, könnte die Sensitivität auf Veränderungen der Emission verringert werden. Weiterhin ist der Photosensor für Photonen verschiedener Wellenlängen unterschiedlich sensitiv [20], wodurch mit einem

verschobenen Emissionsspektrum ebenfalls die detektierte Zählrate verändert werden könnte. Eine andere bisher nicht untersuchte Möglichkeit ist, dass das verwendete Epoxidharz oder der optische Filter durch die Strahlung geschädigt werden. Ähnliche Reaktionen wie im Szintillatormaterial könnten auch bei diesen Komponenten zu einer erhöhten Absorption führen. Dadurch würde die Lichtleitung vom Szintillator in die Faser oder die Filterung verändert und zu einer Änderung der Zählrate führen. Dahingehend müssen weitere Versuche durchgeführt werden. Mit diesen Ergebnissen kann an einer Anpassung der Messsonde gearbeitet werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das im Rahmen der Arbeit untersuchte Messsystem, von dem zwei Ausführungen existieren, erfasst bei Bestrahlung der Sonde mit Elektronen einer $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Radionuklidquelle eine konstante Photonenzählrate des Szintillationslichts. Bei mehreren Messungen über jeweils etwa vier Stunden war der Mittelwert der Messwerte konstant bei konstanter Dosisleistung. Mit einer zuvor durchgeführten Kalibrierung kann so die Dosisleistung verlässlich bestimmt werden. Die vom Messgerät angegebene Messunsicherheit wird auf Grundlage der Poissonstatistik bestimmt. Diese Verteilung von Zählereignissen konnte in allen Versuchen des Messsystems mit der Radionuklidquelle bestätigt werden.

Da am FEP bei der Monitorierung von Bremsstrahlungsphotonen ein Abfallen der ermittelten Dosisleistung festgestellt wurde, sollte das Messsystem im Strahlungsfeld einer Röntgenröhre untersucht werden. Während dieser Messungen zeigten beide untersuchten Sonden mit den Messgeräten ein Abfallen der detektierten Zählrate. Das lässt eine strahlungsbedingte Schädigung des Materials der Sonde vermuten. Es kommt zu einer gewissen Erholung in der strahlungsfreien Zeit. Dieser nicht quantifizierte Prozess macht es schwierig, das Signal zu korrigieren.

Eine mögliche Änderung der Absorption von Filter oder Epoxidharz durch die Röntgenbestrahlung wäre noch zu untersuchen. Sollte die Transmission des Epoxidharzes sinken, ist über ein anderes Material oder anderweitige Kopplung innerhalb der Sonde nachzudenken.

Zusätzlich sollte der Einfluss der Strahlung auf das Emissionsspektrum des Szintillators vermessen werden. Eine in bereits durchgeführten Messungen beobachtete geringe Zunahme der Absorption des Szintillators bei etwa 370 nm könnte zu einer erhöhten Selbstabsorption führen und eine verminderte Emission bewirken.

Durch die Verwendung optischer Filter in der Sonde ist die Lichtmessung sehr sensitiv auf mögliche Verschiebungen der Emissionswellenlängen. Mit den Ergebnissen der Emissionsuntersuchungen könnte durch die entsprechende Wahl eines anderen Filters oder eines anderen Szintillators eine Nutzung zur Konstanzüberwachung im Photonenfeld realisiert werden.

Aktuell eignet sich das Messsystem wegen des beobachteten Verhaltens bei Versuchen in der Röntgenanlage nicht für die Anwendung am FEP. Im Bioreaktor soll die Konstanz von Photonenstrahlung im Energiebereich einiger bis 100 keV überwacht werden. Dafür ist die Konstanz des Messsignals bei konstanten Bedingungen die wichtige Voraussetzung, die, nachgewiesen in den besprochenen Experimenten, mit dem derzeitigen Messsystem nicht gegeben ist.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Strahlungs- und Stoßbremsvermögen und resultierendes Gesamtbremsvermögen für Elektronen in Wasser über der kinetischen Energie der Elektronen [7].	6
2.2	Abhängigkeit der vorherrschenden Photonenwechselwirkungen von Kernladungszahl Z des Materials und der Photonenenergie E [3, Vorlesung 3, Folie 10].	9
2.3	Funktionsprinzip eines Plastiksintillators mit Energieübergängen nach Anregung der Matrix. Für die Zusätze sind typische Massenanteile am gesamten Szintillator angegeben (nach [13]).	12
2.4	Schematische Darstellung der Funktionsweise eines PSEVs und für die Messtechnik relevante Schaltungen. Ein Photon trifft links auf die Photokathode (rot). Das herausgelöste Elektron wird über die Dynoden vervielfacht. Die Kaskade (blau) trifft am Ende auf die Anode (grün). Anschließend wird der Strom über die Diskriminatorschaltung in ein zählbares Signal gewandelt [3, Vorlesung 12, Folie 29].	13
3.1	Alle Komponenten des Messsystems bestehend aus Messgerät (A) mit Displayanzeige von Dosisleistung und Messungenauigkeit und via Lichtleitfaser (B) verbundener Messkopf (C) der Sonde. Über die USB-Schnittstelle ist die Aufzeichnung und Speicherung der Messwerte möglich.	15
3.2	Schematischer Aufbau der Sonde ohne optische Filter mit entstehendem Licht (b), (c) in Szintillator (A) und Glasfaser (B). (C) ist der Einzelphotonensensor und (a) stellt ionisierende Strahlung dar.	16
3.3	Schematischer Aufbau der Sonde mit einem optischen Filter (D) mit entstehendem Licht (b), (c) in Szintillator (A) und Glasfaser (B). (C) ist der Einzelphotonensensor und (a) stellt ionisierende Strahlung dar.	16
3.4	Schematischer Aufbau der Sonde mit zwei optischen Filtern (D) mit entstehendem Licht (b), (c) in Szintillator (A) und Glasfaser (B). (C) ist der Einzelphotonensensor und (a) stellt ionisierende Strahlung dar.	17
3.5	Emissionsspektrum des Szintillators EJ-260 mit T-0,5-Grenze des Filters GG495 [18]. 17	

3.6	Fertigungsschritte der zweiten Sonde. A - Koppeln des Szintillators an Filter und Glasfaser mit transparentem Epoxidharz; B - Vergleich der verwendeten Kunststoffhülse (ganz rechts) mit Aluminiumhülse der ersten Sonde; C - Verkleben der Komponenten aus A in Hülse mit schwarzem Epoxidharz; D - lichtdichter Kopf der zweiten Sonde.	18
4.1	Messaufbau zur Untersuchung des SEV auf Switch-On-Effekt mit einer Ulbrichtkugel. Lichtquelle war eine über eine Faser gekoppelte LED.	22
4.2	Zeitlicher Verlauf der Zählrate bei Nutzung des Geräts ohne Sonde. Die Zählleinheit ist direkt an der Ulbrichtkugel angebracht.	22
4.3	Platzierung der Messsonde vor der Radionuklidquelle.	23
4.4	Messwerte der Photonenzählrate vor und unmittelbar nach Entfernen der Abschirmung ($t = 10$ s) zwischen ^{90}Sr -Quelle und Messsonde an Position 1.	24
4.5	Zeitlicher Verlauf der Photonenzählrate bei Bestrahlung mit der ^{90}Sr -Quelle in ca. 1 cm Entfernung (Position 2).	24
4.6	Histogramme der Zählraten während Bestrahlung mit der ^{90}Sr -Quelle für 10-min-Intervalle mit einer Binbreite von 10 s^{-1}	25
4.7	Verlauf der vom Messgerät angezeigten Dosisleistung bei Bestrahlung der Sonde in bekanntem Feld einer ^{137}Cs -Quelle mit Mittelwert über die Zeit, in der die Sonde tatsächlich Strahlung gesehen hat.	26
4.8	Messaufbau in der Röntgenröhre. Die Glasfaser der Messsonde und das Kabel der Ionisationskammer wurden nach außen geführt und dort mit den entsprechenden Messgeräten und Computern für die Datenaufnahme verbunden.	27
4.9	Zeitlicher Verlauf der gemessenen Zählrate, normiert auf die Kermaleistung, während des Betriebs der Röntgenröhre bei 50 kV, 50 mA.	28
4.10	Verschiedene Messungen mit der Sonde während des Betriebs der Röntgenröhre bei 50 kV, 50 mA. Zählrate normiert auf Kermaleistung über der akkumulierten Kerma, bestimmt mit Ionisationskammer.	29
4.11	Der Anteil A_1 des schnelleren Abfalls mit Konstante τ_1 am Gesamtabfallen der normierten Zählrate abhängig von der bestrahlungsfreien Zeit. Die verschiedenfarbigen Punkte ergeben sich aus den Fitdaten der gleichgefärbten Plots in Abbildung 4.10.	29
4.12	Der Transmissionsgrad des Szintillators vor und nach Bestrahlung in der Röntgenröhre. Die rote Kurve ist der Mittelwert von vier Messungen mit unterschiedlich rotierter Platzierung im Spektrometer. Zusätzlich ist die Differenz zwischen nach und vor der Bestrahlung eingezeichnet.	30
4.13	Zählrate über der Zeit bei Bestrahlung der zweiten Sonde vor Sr-Quelle. Die Sprünge sind verursacht durch Positionsänderungen wegen Optimierung des Aufbaus.	32
4.14	Auf Kermaleistung normierte Zählraten über der akkumulierten Kerma. Die Messwerte, aufgenommen mit dem zweiten Gerät, wurden auf das erste korrigiert.	32

4.15 Das Verhältnis der Zählraten gemessen mit der ersten und der zweiten Sonde über der akkumulierten Kerma. Die Messwerte aufgenommen mit dem zweiten Gerät wurden auf das erste korrigiert.	33
--	----

Literatur

- [1] A. Schippers, *Metall-Biolaugung (Biomining)*, Website, zuletzt eingesehen am 28.06.2023. Adresse: https://www.bgr.bund.de/DE/Themen/Min_rohstoffe/Biomining/biomining_node.html.
- [2] “Effektive Metallgewinnung mit elektronenstimulierten Mikroorganismen durch Biolaugung. Pressemitteilung des Fraunhofer FEP vom 12.07.2022”, Adresse: https://www.fep.fraunhofer.de/content/dam/fep/de/documents/Presse_Medien_JB/2022/Pressemitteilung_06_2022_DE.pdf.
- [3] T. Kormoll und A. Straessner, *Detectors for Radiation and Particle Physics*, Vorlesung. Technische Universität Dresden. Material, Sommersemester 2023.
- [4] H. Krieger, *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*, 6. Aufl. Berlin: Springer Spektrum, 2019, ISBN: 9783662605844.
- [5] *NuDat3 database. National Nuclear Data Center*, zuletzt eingesehen am 11.07.2023. Adresse: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>.
- [6] International Commission on Radiation Units and Measurements, “Report 37: Stopping powers for electrons and positrons”, Okt. 1984.
- [7] M. Berger, J. Coursey und M. Zucker, *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 2.0.1)*, Juli 2017.
- [8] D. Attwood, E. Gullikson, M. Howells u. a., *X-ray Data Booklet*. Berkeley, CA: Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California, Okt. 2009. Adresse: <https://xdb.lbl.gov/>.
- [9] International Commission on Radiation Units and Measurements, “Report 85: Fundamental quantities and units for ionizing radiation”, Apr. 2011.
- [10] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, 3. Aufl. New York, NY: Wiley, 2000, ISBN: 9780471073383.
- [11] H. Kolanoski und N. Wermes, *Teilchendetektoren*. Springer Berlin Heidelberg, 2016. DOI: 10.1007/978-3-662-45350-6.
- [12] A. Pla-Dalmau, “Design of Fluorescent Compounds for Scintillation Detection”, Diss., Northern Illinois U., 1990. DOI: 10.2172/1426712.

- [13] A. Belloni, *Radiation Effects on Plastic Scintillators for Current and Future HEP Experiments*. University of Maryland. Research Techniques Seminar Fermi National Accelerator Laboratory, Nov. 2018.
- [14] V. Khachatryan et al, “Dose rate effects in the radiation damage of the plastic scintillators of the CMS hadron endcap calorimeter”, *Journal of Instrumentation*, Jg. 11, Nr. 10, T10004, Okt. 2016. DOI: 10.1088/1748-0221/11/10/T10004.
- [15] R. J. Cameron, B. G. Fritz, C. Hurlbut, R. T. Kouzes, A. Ramey und R. Smola, “Fogging in Polyvinyl Toluene Scintillators”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Jg. 62, Nr. 1, S. 368–371, 2015. DOI: 10.1109/TNS.2015.2390076.
- [16] W. Busjan, K. Wick und T. Zoufal, “Shortlived absorption centers in plastic scintillators and their influence on the fluorescence light yield”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Jg. 152, Nr. 1, S. 89–104, 1999, ISSN: 0168-583X. DOI: 10.1016/S0168-583X(98)00974-4.
- [17] Y. N. Kharzheev, “Radiation Hardness of Scintillation Detectors Based on Organic Plastic Scintillators and Optical Fibers”, *Physics of Particles and Nuclei*, Jg. 50, Nr. 1, S. 42–76, Jan. 2019, ISSN: 1531-8559. DOI: 10.1134/S1063779619010027.
- [18] *Green Emitting Plastic Scintillator*, EJ-260, EJ-262, zuletzt eingesehen am 22.06.2023, Eljen Technology, Juli 2021. Adresse: https://eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-260_EJ-262.pdf.
- [19] *Optische Filtergläser. Datenblätter*, zuletzt eingesehen am 26.06.2023, Schott, Juni 2017. Adresse: <https://www.schott.com/de-de/products/optical-filter-glass-p1000266/downloads>.
- [20] *Photon Counting Heads*, H10682 Series, zuletzt eingesehen am 26.06.2023, Hamamatsu, Juni 2022. Adresse: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/H10682_TPM01075E.pdf.
- [21] Z. Köllö, “Studies on a plastic scintillator detector for activity measurement of tritiated water”, 31.03.01; LK 01, Diss., 2015. DOI: 10.5445/IR/1000049424.
- [22] E. Hering und R. Martin, *Optik für Ingenieure und Naturwissenschaftler Grundlagen und Anwendungen: mit zahlreichen Bildern, Tabellen, Beispielen*. Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, 2017, ISBN: 3446442812.
- [23] C. Zorn, B. Kross, S. Majewski, R. Wojcik und K. Johnson, “Results of a low dose rate irradiation of selected plastic scintillating fibers”, in *Conference Record of the 1991 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, 1991, 1498–1504 vol.3. DOI: 10.1109/NSSMIC.1991.259159.

-
- [24] Y. Sirois und R. Wigmans, “Effects of long-term low-level exposure to radiation as observed in acrylic scintillator: cause and prevention of radiation disease in uranium calorimeters”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, Jg. 240, S. 262–274, 1985. DOI: 10.1016/0168-9002(85)90634-5.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Henrike von der Gönna
Dresden, 25. Juli 2023