

Untersuchung der Reproduzierbarkeit von Dosismessung mit dem Dosepix-Detektor

Bachelorarbeit aus der Physik

vorgelegt von
Linda Pfohlmann
01.08.2024

ECAP – Erlangen Centre for Astroparticle Physics
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuer: PD Dr. Thilo Michel

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Begriffe der Dosimetrie	2
2.2	Größen aus dem Strahlenschutz	2
2.3	Wechselwirkung von Photonenstrahlung mit Materie	3
2.3.1	Compton-Effekt	4
2.3.2	Photoelektrischer Effekt	5
2.3.3	Paarbildung	6
2.3.4	Massenschwächungskoeffizient	6
2.3.5	Absorption von Röntgenstrahlung	8
2.4	Erzeugung von Röntgenstrahlung	8
2.5	Strahlungsqualitäten	10
3	Dosepix-Detektor	11
3.1	Aufbau	11
3.2	Signalverarbeitung	12
4	Berechnung der $H_p(3)$ und des Variationskoeffizienten	15
5	Durchführung	16
5.1	Messaufbau	16
5.2	Referenzmessungen zur Ermittlung der Strahlungsleistung	17
5.3	Messungen für 2, 3, 5 und 50 mSv	19
5.4	Anfangspeak-Reduzierung	23
5.5	Mittelung der Werte	25
5.6	50 mSv Messung	26
5.7	Vergleich mit den Theoriefehlern	30
5.8	Americium-241-Messung	32
5.9	Strontium-90-Messung	38
6	Zusammenfassung und Ausblick	42
7	Anhang	44
7.1	Bin-Grenzen	44
7.2	Tatsächliche Filterungen der verschiedenen Serien	44
7.3	Messzeiten für die 2, 3, 5 und 50 mSv Messungen	45

1 Einführung

Seit dem 01.01.2019 gibt es ein neues Strahlenschutzgesetz. Dieses reduziert den jährlichen Grenzwert der Augenlinsendosis bei beruflich exponierten Personen gemittelt über 5 a von 150 mSv auf 20 mSv. Es darf jedoch niemals eine jährliche Dosis von 50 mSv überschritten werden [1],[2],[3]. Das hängt damit zusammen, dass die Augenlinse deutlich sensibler auf Strahlung reagiert, als zuvor angenommen. Deterministische Schäden, also Schäden, die mit zunehmender Dosis schwerer werden, treten schon bei viel geringeren Dosiswerten auf [1],[2],[3]. Zu diesen Schäden zählen vor allem Katarakte, besser bekannt als grauer Star, und Durchblutungsstörungen. Bei diesen Krankheiten kommt es zu einem nachlassenden Sehvermögen, was nach und nach zu einer Erblindung führen kann [3],[4]. Nach der ICRP wird nun angenommen, dass sich ein grauer Star ab einer Dosis von ungefähr 0.8 Gy ausbildet [3],[4]. Um die Dosis, die die Augenlinse bei beruflich exponiertem Personal erfährt, genauer messen zu können, wird an einem neuen Augenlinsendosimeter geforscht, das den Dosepix-Detektor zur Bestimmung der Dosis für die Augenlinse verwendet [5]. Zusätzlich wurde eine weitere Körperdosisgröße erschaffen. Augenlinsendosimetrie ist besonders an Interventionsplätzen und bei Hochdosisanwendungen, etwa in der Kardiologie, Gefäßchirurgie, Urologie, Orthopädie, Endoskopie und Gastroenterologie, sinnvoll. In Bereichen wie zum Beispiel der konventionellen Röntgendiagnostik sind in der Regel bauliche Abschirmungen ausreichender Schutz [4].

Die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse ist ein wichtiger Faktor in der Dosimetrie, da sie sicherstellt, dass wiederholte Messungen unter den selben Bedingungen konsistente Ergebnisse liefern. Dies ist besonders wichtig in der beruflichen Strahlendosimetrie, wo genaue und zuverlässige Daten erforderlich sind, um die Einhaltung von Strahlenschutzvorschriften zu gewährleisten und das Risiko strahlenbedingter Gesundheitsschäden zu minimieren [6]. Der Vorteil der Verwendung eines aktiven Dosimeters wie dem Augenlinsendosimeter mit dem Dosepix-Detektor, ist dass dieses ermöglicht, die Daten in Echtzeit auszulesen und bei Überschreitung einer kritischen Dosis eine sofortige Reaktion darauf ermöglicht [6].

In diesem Zusammenhang ist das Ziel dieser Arbeit herauszufinden, wie gut die Reproduzierbarkeit des im Augenlinsendosimeter verbauten Dosepix-Detektors ist. Dazu wird unter anderem der Zusammenhang zu verschiedenen Strahlungsqualitäten untersucht. Diese zeichnen sich durch unterschiedliche Energie und Filterung der Strahlung aus. Außerdem wird für die Strahlung mit der geringsten Variation, die H'-Serie, weiter untersucht, ob zusätzlich die Dauer und somit die eingestrahlte Dosis einen Einfluss auf die Reproduzierbarkeit hat. Einzelmessungen wurden sowohl durch Wiederholung als auch durch Zerteilen einzelner langer Messungen erzeugt und die Ergebnisse beider Methoden in Bezug auf Reproduzierbarkeit verglichen. Es wurde weiterhin untersucht, inwiefern die Art der Strahlung die Ergebnisse beeinflusst. Dazu werden zwei radioaktive Quellen, ^{241}Am als Photonenstrahler und ^{90}Sr als Elektronenstrahler, verwendet und anhand derer Messwerte zusätzlich unter Abhängigkeit der Dauer der Teilmessungen die Reproduzierbarkeit überprüft.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Begriffe der Dosimetrie

Die **Energiedosis** ist eine Basisgröße der Dosimetrie, um die schädliche Wirkung ionisierender Strahlung abschätzen zu können. Sie beschreibt, wie viel Energie durch ionisierende Strahlung auf ein beliebiges Absorbermaterial, bezogen auf dessen Masse, übertragen wird [7]:

$$D_{\text{med}} = \frac{dE_{\text{abs}}}{dm_{\text{med}}} = \frac{dE_{\text{abs}}}{\rho_{\text{med}} \cdot dV} \quad (1)$$

Dabei ist E_{abs} die vom Material der Dichte ρ_{med} und des Volumenelements dV absorbierte Energie. D_{med} besitzt die Einheit $[1 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 1 \text{ Gy}]$.

Kerma bezeichnet die kinetische Energie E_{trans} , die von indirekt ionisierender Strahlung auf geladene Sekundärteilchen erster Generation auf ein Massenelement dm_{med} übertragen wird [7]:

$$K_{\text{med}} = \frac{dE_{\text{trans}}}{dm_{\text{med}}} = \frac{dE_{\text{trans}}}{\rho_{\text{med}} \cdot dV} \quad (2)$$

Auch hier ist die Einheit $[1 \text{ Gy}]$. Bei Photonenstrahlung sind die Sekundärteilchen Elektronen oder Positronen. Dabei ist es unbedingt notwendig, dass die Gleichgewichtsbedingungen für die Sekundärteilchen beachtet werden. Diese unterscheiden sich je nach Medium der Energieübertragung, weshalb dieses auch immer angegeben werden muss. Häufig wird das Medium Luft und deswegen die Größe Luftkerma K_{a} verwendet [7].

Die **Dosisleistung** gibt an, welche Dosis über einen bestimmten Zeitraum aufgenommen wurde:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (3)$$

Anhand dieser Größe kann man also erkennen, über welchen Zeitraum eine bestimmte Dosis aufgenommen wurde. Das ist in der Strahlentherapie oder im Strahlenschutz von Bedeutung, da es einen Unterschied für die biologische Wirksamkeit macht [7].

2.2 Größen aus dem Strahlenschutz

Im Strahlenschutz wird zwischen zwei Kategorien unterschieden:

- **Operative Dosismessgrößen:** für Orts- und Personendosimetrie
- **Körperdosisgrößen:** beschreiben den Zusammenhang einer Dosis zu den stochastischen Risiken einer Strahlenexposition des Menschen

Die Basisgröße für operative Dosismessgrößen ist die Äquivalentdosis H . Sie ist das Produkt aus der von einem Gewebe pro Masse absorbierten Energie und einem Wichtungsfaktor für die Strahlung. Mit ihr können weitere operative Dosisgrößen experimentell bestimmt werden. All diese Größen besitzen die Einheit $[1 \text{ Sv}]$ [8].

Die **Personendosis** ist eine Messgröße, die sich darauf bezieht, in welcher Gewebetiefe die Äquivalentdosis bestimmt wird. Um geeignete Schätzwerte für die Äquivalentdosis zu erhalten, gibt es von der ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements) definierte Weichteilgewebe bzw. Phantome, welche auch zur Kalibrierung von Personendosimetern verwendet werden. Das Zylinder-Phantom mit 30 cm Durchmesser stellt den menschlichen Kopf richtig hinsichtlich seines Strahlverhaltens dar [8]. Die auf diese Weise definierten Messgrößen sind unabhängig von der Art der Strahlung, jedoch sind sie immer im Zusammenhang mit diesem Phantom definiert. So wird die Endringtiefe von 10 mm in ein ICRU-Weichteilgewebe durch die Größe $H_p(10)$ beschrieben. Zur Abschätzung der Hautdosis wird die Äquivalentdosis $H_p(0,07)$ für eine Tiefe von 0.07 mm verwendet. In dieser Arbeit ist die Größe $H_p(3)$ für die Augenlinse von Relevanz [8].

Zur **Körperdosis** zählen die Größen Organ-Äquivalentdosis H_T und die effektive Dosis E . Die **Organdosis** H_T beschreibt, welche mittlere Energiedosis D_T , auf eine bestimmte Körperpartie übertragen wird. Dabei wird der dimensionslose Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R für die Strahlungsqualität R berücksichtigt:

$$H_T = w_R \cdot D_T \quad (4)$$

Für Photonenstrahlung gilt $w_R = 1$. Entsteht die Strahlendosis durch verschiedene Strahlungsquellen, so wird für das betrachtete Gewebe T über die Strahlungsqualitäten summiert. Die Organdosis wird dann als die gewichtete Summe der Organ-Energiedosen berechnet [8]:

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \quad (5)$$

Die **effektive Dosis** dient als Größe zur Abschätzung des Strahlenrisikos. Sie kann nicht direkt gemessen werden, sondern wird aus den verschiedenen Organdosen berechnet. Dabei wird über alle relevanten Organ-Äquivalentdosen H_T mit dazugehörigem Gewebewichtungsfaktor summiert [8]:

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T \quad (6)$$

Ist das Strahlungsfeld gemischt, so muss zusätzlich über die jeweiligen Teilchensorten summiert werden [8]:

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T = \sum_T w_T \cdot \left(\sum_R w_R \cdot D_{T,R} \right) \quad (7)$$

2.3 Wechselwirkung von Photonenstrahlung mit Materie

Röntgenstrahlung oder Photonenstrahlung wird durch den Durchgang durch Materie geschwächt. Es gibt fünf verschiedene Effekte, die auf unterschiedliche Weise und in unterschiedlichen Energiebereichen dazu beitragen [9], [10]:

- **Klassische Streuung:** Wechselwirkung mit der Atomhülle; kein Energieübertrag; im Energiebereich von Photonenenergie $E_\gamma < 10 \text{ keV}$
- **Compton-Effekt:** Hüllenwechselwirkung; wirksam bis $E_\gamma > 35 \text{ keV}$
- **Photoelektrischer Effekt:** Hüllenwechselwirkung; wirksam ab $E_\gamma < 150 \text{ keV}$
- **Paarbildung:** Wechselwirkung mit elektromagnetischen Feldern, $E_\gamma > 1 \text{ MeV}$
- **Kernphotoeffekt:** Wechselwirkung mit Atomkern oder einzelnen Nukleonen, $E_\gamma > 15 \text{ MeV}$

Die wichtigsten Prozesse für die Photonen-Wechselwirkung im für diese Arbeit relevanten Energiebereich sind der Compton-Effekt, der Photoeffekt und die Paarbildung. Da im Bereich der Röntgendiagnostik die Photonenenergien zwischen 25 keV und 150 keV liegt, sind hier hauptsächlich der Compton-Effekt und der Photoeffekt relevant.

2.3.1 Compton-Effekt

Der Compton-Effekt beschreibt die Vergrößerung der Wellenlänge eines Photons, zu der es bei einem inelastischen Stoß mit einem quasi-freien Hüllenelektron kommt, weil das Photon dabei Energie an das Teilchen abgibt. Zusätzlich ändert das Photon seine Richtung und das Elektron wird aus dem Atom des Absorbers gelöst. Das führt zu einer Ionisation des Atoms und es kann zur Erzeugung von Bremsstrahlung kommen. Die Energie des Photons nach dem Stoß wird wie folgt berechnet [9]:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 \cdot c^2} \cdot (1 - \cos(\phi))} \quad (8)$$

Mit Hilfe der Gleichung (18) kann daraus die Wellenlänge nach der Streuung berechnet werden. Schematisch ist der Compton-Effekt in Abbildung 1 skizziert. Die Wahrscheinlichkeit, dass der Compton-Effekt auftritt, wird durch den Compton-Wechselwirkungs-Querschnitt σ_c beschrieben. Häufig wird dieser Koeffizient in σ_{streu} für das inkohärent gestreute Photon und σ_{tr} für den Energietransport des Ausgangsphotons auf das Comptonelektron aufgeteilt [9]:

$$\sigma_c = \sigma_{\text{streu}} + \sigma_{\text{tr}} \quad (9)$$

Diese Aufteilung ist besonders von Vorteil, wenn dosimetrische Größen oder das Streustrahlungsfeld der Photonen beschrieben werden sollen. Der Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung ist etwa proportional zu dem Verhältnis aus der Ordnungszahl Z und der Massenzahl A des Absorbermaterials [9]:

$$\sigma_c \sim \frac{Z}{A} \quad (10)$$

Jedoch entspricht bei den meisten stabilen leichten Elementen die Anzahl der Neutronen N ungefähr der Ordnungszahl, weshalb $\frac{Z}{A} \sim \frac{1}{2}$ gilt. Für sehr schwere Nuklide sinkt

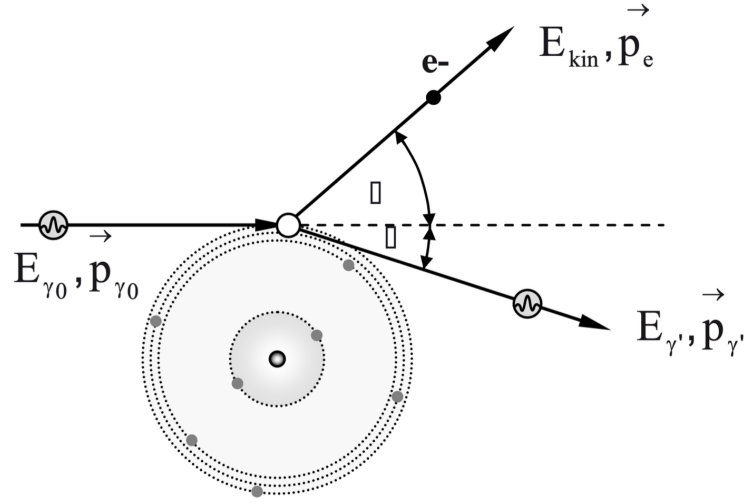


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Comptoneffekts als Stoßprozess des einfallenden Photons mit einem schwach gebundenen äußeren Hüllenelektron. Sowohl Impuls p als auch Photonenenergie E_γ werden in Abhängigkeit vom Photonen-Streuwinkel ϕ auf das Comptonelektron und das gestreute Photon verteilt. Das Atom wird durch eine Compton-Wechselwirkung einfach ionisiert. [9]

dieses Verhältnis auf Werte um 0.4 ab. Abgesehen davon ist der Wechselwirkungsquerschnitt von der Dichte ρ des Aborbermaterials abhängig. Eine genaue mathematische Beschreibung der Abhängigkeit von der Photonenenergie ist sehr schwer, weshalb sie für Photonenenergien von 0.2 - 10 MeV, der Bereich in dem der Compton-Effekt für die meisten Materialien vorliegt, mit einem Potenzausdruck beschrieben wird:

$$\sigma_c \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{E_\gamma^n} \quad (11)$$

Dabei ist n ($n = 0.5$ bis 1) der Ordnungszahlexponent [9].

2.3.2 Photoelektrischer Effekt

Beim photoelektrischen Effekt übergibt das einfallende Photon seine gesamte Energie an ein Elektron aus einer der inneren Schalen eines Atoms. Das Elektron verlässt das Atom, was zu dessen Ionisation führt. Wird diese entstandene Lücke durch ein Elektron einer äußeren Schale aufgefüllt, so wird eine charakteristische Röntgenfluoreszenzstrahlung freigesetzt [10]. Die Wahrscheinlichkeit einer photoelektrischen Wechselwirkung wird vom Photoabsorptionskoeffizienten τ beschrieben. Dessen Abhängigkeit von der Dichte, Ordnungs- und Massenzahl wird durch folgende Proportionalität beschrieben [9]:

$$\tau \propto \rho \cdot \frac{Z^n}{A} \approx \rho \cdot \frac{Z^{4-4.5}}{A} \quad (12)$$

Für leichte Elemente hat der Ordnungszahlindex n ungefähr den Wert 4.5 und für schwere Elemente ungefähr 4. Auch hier gilt, dass $\frac{Z}{A} \approx \frac{1}{2}$. Der Photoabsorptionskoeffizient ist aber auch zusätzlich noch von der Energie der Photonen abhängig. Es gibt ein lokales Maximum für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit, wenn die Photonenenergie exakt mit der Bindungsenergie der Elektronenschale übereinstimmt. Für den Verlauf der Wahrscheinlichkeit ist es auch von Bedeutung, ob die Photonenenergie ober- oder unterhalb der Ruheenergie eines Elektrons ist. Dieser Verlauf, zusammen mit den vorher beschriebenen Abhängigkeiten, ergibt den Koeffizienten [9]:

$$\tau \propto \rho \cdot \frac{Z^n}{A \cdot E_\gamma^3} \approx \rho \cdot \frac{Z^{n-1}}{E_\gamma^3} \quad (E_\gamma \ll 511 \text{ keV}) \quad (13)$$

$$\tau \propto \rho \cdot \frac{Z^n}{A \cdot E_\gamma} \approx \rho \cdot \frac{Z^{n-1}}{E_\gamma} \quad (E_\gamma \gg 511 \text{ keV}) \quad (14)$$

2.3.3 Paarbildung

Übersteigt die Energie eines Photons das Energie-Massen-Äquivalent zweier Elektronen, also $2 \cdot 511 \text{ keV} = 1022 \text{ keV}$, kann in einem starken Coulombfeld ein Elektron-Positron-Paar erzeugt werden. Wird nicht die gesamte Energie des Photons zur Erzeugung des Paares benötigt, wird die restliche Energie zufällig zwischen den beiden Teilchen als kinetische Energie aufgeteilt. Das Photon selbst wird bei dem Prozess vollständig vernichtet. Im Mittel erhält das Positron eine geringfügig höhere kinetische Energie als das Elektron, was mit der positiven Ladung des Atomkerns zusammenhängt. Die Wahrscheinlichkeit der Paarbildung nimmt logarithmisch mit der Photonenenergie über 1022 keV zu und für leichte oder mittelschwere Elemente proportional zu $\frac{Z^2}{A} \approx Z$. Für den Paarbildungskoeffizienten κ gilt also der Zusammenhang [9]:

$$\kappa_{\text{paar}} \propto Z \cdot \rho \cdot \log E_\gamma \quad (15)$$

Dabei muss $E_\gamma > 1022 \text{ keV}$ sein. Auf die Paarbildung folgt immer eine Paarvernichtung, sobald die Teilchen durch Stöße mit umliegenden Teilchen ihre Bewegungsenergie abgegeben haben. Dabei entsteht Vernichtungsstrahlung.

In seltenen Fällen kann eine Elektron-Positron-Bildung auch im Feld eines Elektrons entstehen. Alle drei Teilchen verlassen nach dem Prozess das Atom und geben wieder nach und nach ihre Energie an den Absorber ab. Aufgrund der Beteiligung von drei Teilchen wird dieser Prozess als Triplettbildung bezeichnet und ist wegen Energie- und Impulserhaltung erst ab einer Photonenenergie von über der vierfachen Ruheenergie eines Elektrons möglich, also $E_\gamma > 4 \cdot 511 \text{ keV}$. Der Triplettbildungskoeffizient wird als κ_{tripl} bezeichnet [9].

2.3.4 Massenschwächungskoeffizient

Der Massenschwächungskoeffizient $\frac{\mu}{\rho}$ ist ein gewebespezifischer Parameter, der zur Berechnung der Schwächung von Röntgenstrahlung beim Durchgang durch Materie dient.

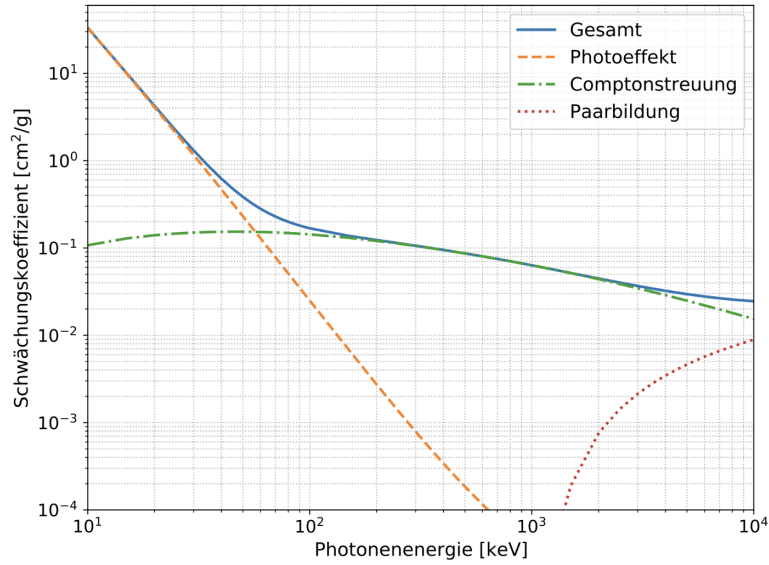


Abbildung 2: Massenschwächungskoeffizient für Silizium in Abhängigkeit von der Photonenenergie für die verschiedenen Wechselwirkungseffekte. [11]

Er ist als der Quotient aus dem Schwächungskoeffizienten μ und der Dichte ρ definiert. Dabei wird der Schwächungskoeffizient durch folgende Gleichung bestimmt [9]:

$$\mu = \tau + \sigma_c + \sigma_k + \kappa_{\text{paar}} + \kappa_{\text{tripl}} \quad (16)$$

Dabei ist σ_k der Koeffizient für kohärente Strahlung. Der Vorteil des Massenschwächungskoeffizienten im Vergleich zum Schwächungskoeffizienten ist, dass dieser unabhängig von Änderungen der Dichte, sondern lediglich abhängig von der Energie der einfallenden Strahlung ist. So dominiert der Photoelektrische Effekt für niedrigere Energien der Photonenstrahlung. Wird eine gewisse Photonenenergie, die von der Kernladungszahl des absorbierenden Materials abhängt, überschritten, so überwiegt die Compton-Streuung [9],[10]. Silizium hat einen indirekten Bandübergang bei 1.1 eV und zwei direkte Bandübergänge bei 3.4 eV und 4.2 eV [12]. Der Effekt der Paarbildung wird erst für deutlich höhere Strahlenenergien oder hohe Ordnungszahlen relevant [9],[10]. Der Verlauf der dominierenden Wechselwirkungsprozesse für Silizium ist in Abbildung 2 dargestellt. Eine zusammenfassende Übersicht über die vereinfachten Abhängigkeiten der Photonen-Wechselwirkungskoeffizienten ist in Tabelle 1 zu sehen.

Wechselwirkung	f(Z,A)	f(E_γ)	Sekundärteilchen
Photoeffekt	$\frac{Z^{4-4.5}}{A}$	$\frac{1}{E^{3.5}} (E_\gamma \ll 511 \text{ keV})$ $\frac{1}{E} (E_\gamma \gg 511 \text{ keV})$	e^- , Röntgen- + UV-Strahlung, Auger- Elektronen
Compton-Effekt	Z/A	$1/E^{0.5}$ bis $1/E$	γ, e^-
Paarbildung	Z^2/A	$\log E_\gamma (E_\gamma > 1022 \text{ keV})$	e^-, e^+

Tabelle 1: Vereinfachte Abhängigkeiten der Wechselwirkungskoeffizienten von der Ordnungs- und Massezahl, wie auch von der Energie und den bei der Wechselwirkung beteiligten Sekundärteilchen [9]

2.3.5 Absorption von Röntgenstrahlung

Bei der Propagation von elektromagnetischer Strahlung durch Materie fällt die Intensität der γ -Strahlung exponentiell mit der Dicke d des Absorbers ab. Beschreibt I_0 die initiale Intensität der Strahlung, so ist die Intensität nach Durchqueren der Dicke d durch folgenden Zusammenhang beschrieben [10]:

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \quad (17)$$

Dabei ist μ der Absorptions- oder Schwächungskoeffizient, wie zuvor beschrieben. Er gibt an, welcher Anteil der Strahlung noch vorhanden ist, nachdem diese einen Meter des Absorbermaterials durchdrungen hat [10].

2.4 Erzeugung von Röntgenstrahlung

Die Röntgenstrahlung gehört zu den elektromagnetischen Strahlungen, welche Energie durch Photonen überträgt. Röntgenstrahlung hat eine Wellenlänge im Bereich von 10^{-9} m bis 10^{-11} m [10].

In der Röntgendiagnostik mit bildgebenden Verfahren wird Strahlung im Energiebereich von ca 25 keV - 150 keV verwendet [9]. Der Zusammenhang zwischen der Wellenlänge und der Energie der Strahlung wird durch die Formel

$$E = h \cdot f = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (18)$$

beschrieben. Dabei ist E die Energie, h das Plancksche Wirkungsquantum, f die Frequenz, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und λ die Wellenlänge. Da diese Art von Strahlung genug Energie hat, um Elektronen aus ihren Atomhüllen zu lösen und damit positiv geladene Atome hinterlässt, wird sie auch als ionisierende Strahlung bezeichnet. Entsteht eine solche Strahlung aufgrund von Radioaktivität, egal ob natürlich oder künstlich, wird sie als Gammastrahlung bezeichnet. Der Begriff der Röntgenstrahlung bezieht sich auf die durch Röntgenröhren künstlich erzeugte Bremsstrahlung [10].

Bremsstrahlung entsteht dadurch, dass Elektronen auf eine Anode auftreffen. Die Beschleunigung der Elektronen erfolgt durch das Anlegen einer Spannung von einigen Kilovolt an zwei Elektroden, der Kathode und der Anode, im Vakuum. Je mehr sich

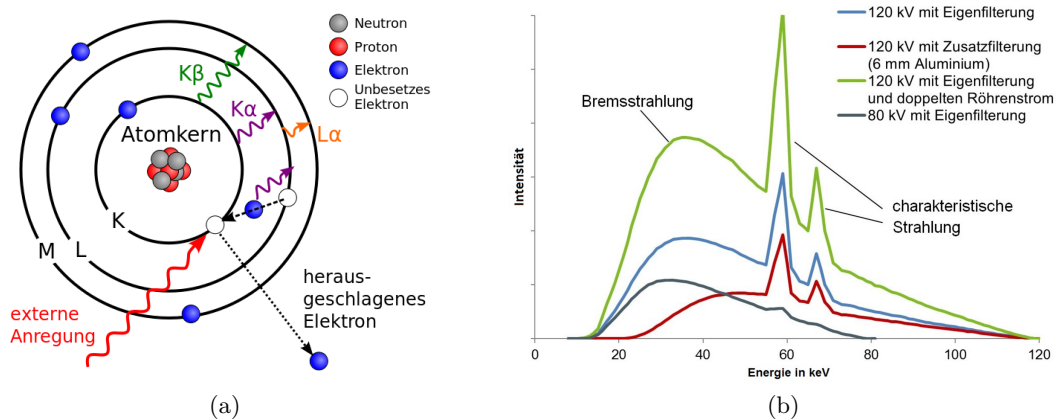


Abbildung 3: (a): Entstehung der charakteristischen Röntgenstrahlung [13] und (b): Röntgenspektren mit jeweils geänderter Röhrenspannung, Röhrenstrom und Filterung. Die Bremsstrahlung und charakteristische Strahlung sind im grünen Kurvenverlauf bezeichnet. [15]

die Elektronen den positiv geladenen Atomkernen des Anodenmaterials nähern, desto mehr werden sie aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung abgebremst. Dabei wird hauptsächlich Wärmeenergie freigesetzt. Nur ein sehr geringer Anteil ist Bremsstrahlung. Die Energie der erzeugten Bremsstrahlung hängt von der Entfernung der Elektronen zum Atomkern des Anodenmaterials ab, was dazu führt, dass alle Frequenzen bis zu einer Grenzfrequenz in unterschiedlicher Intensität erzeugt werden. Die dabei emittierten Photonen haben also als Energie die Energiedifferenz der Elektronen vor und nach der Ablenkung. Die zuvor genannte Grenzfrequenz ist von der angelegten Röhrenspannung abhängig. Somit entspricht auch die maximale Photonenenergie der angelegten Röhrenspannung. Das Anodenmaterial und der Röhrenstrom haben keinen Einfluss auf die Grenzenergie, aber auf die Intensität der Strahlung [10].

Charakteristische Strahlung entsteht durch die Wechselwirkung zwischen den einfallenden freien Elektronen und den Hüllenelektronen des Anodenmaterials. Hierbei werden Elektronen aus den einzelnen Schalen des Atoms gelöst und dieses so ionisiert beziehungsweise angeregt. Die dabei entstehenden Lücken in den Schalen werden durch Elektronen höherer Niveaus aufgefüllt, wobei Röntgenstrahlung emittiert wird. Dies ist zur Verdeutlichung in Abbildung 3 (a) skizziert. Das dadurch entstandene Spektrum ist diskret und abhängig vom Anodenmaterial. Eine schematische Darstellung von Röntgenspektren für unterschiedliche Röhrenspannungen und Filterungen ist in Abbildung 3 (b) gezeigt [10]. Außerdem ist zu erkennen, dass die Intensität der Bremsstrahlung, wie auch die Intensitäten der Peaks der charakteristischen Strahlung von der angelegten Spannung, sowie von der Filterung abhängen. In der medizinischen Anwendung hat der Einsatz von metallischen Filtern den Hintergrund, die Strahlenbelastung des Patienten zu verringern. Niederenergetische Photonen würden vom Körper komplett aufgenommen werden und

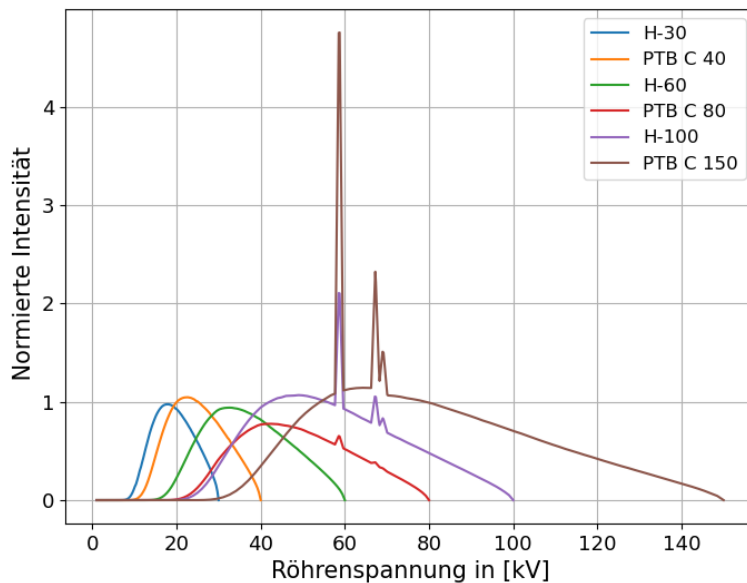


Abbildung 4: Spektrum der verschiedenen Strahlungsqualitäten der H- und PTB C-Serie. Erstellt mit xpecgen [14]

können nicht zur Bildgebung beitragen. Treffen Photonen auf Materie, können diese unter anderem durch die zuvor genannten Prozesse wechselwirken.

2.5 Strahlungsqualitäten

Um herauszufinden, ob Strahlenschutz-Messgeräte richtig messen, werden genormte Referenzstrahlungen verwendet. Das Verwenden genormter Strahlungsfelder hat den Vorteil, dass Messungen leicht reproduzierbar und vergleichbar sind. Sie können Informationen über Serien aus Spektren ähnlicher Eigenschaften liefern. Für diese Referenzstrahlungsfelder für Röntgen- und Gammastrahlung gibt es nach der Norm ISO 4037-1 [16] eine Übersicht, die die Eigenschaften der Spektren angibt und beschreibt, wie man diese Felder erzeugen kann. Dazu gehört das Material und die Dicke der Metallfilter vor der Strahlungsquelle und die verwendete Röhrenspannung. Die verwendeten Filter sind Kombinationen aus Aluminium, Kupfer, Zinn und Blei mit einer Dicke zwischen 0.1 mm und 10 mm. Die für diese Arbeit verwendete Röntgenröhre ist nur für Spannungen bis 160 kV ausgelegt, weshalb hier Blei nicht verwendet wird. Die Strahlungsfelder sind in schmale (N-Serie), breite (W-Serie) Röntgenspektren und hohe Luftkermarate (H-Serie) unterteilt. Anhand Abbildung 4 ist zu erkennen, wie sich das Spektrum einer Serie, in diesem Fall der H- und PTB C-Serie [17], durch die verschiedenen Röhrenspannungen und Filterungen ändert [16].

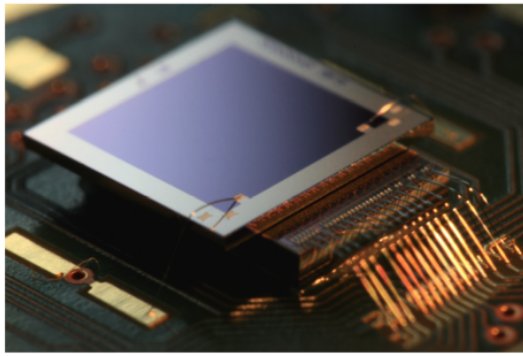


Abbildung 5: Dosepix-Detektor Nahaufnahme [18]

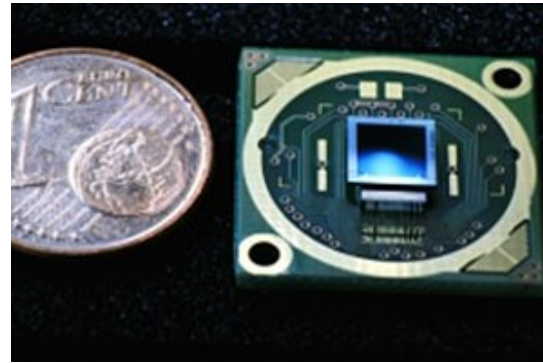


Abbildung 6: Größenvergleich mit einer 1ct Münze [18]

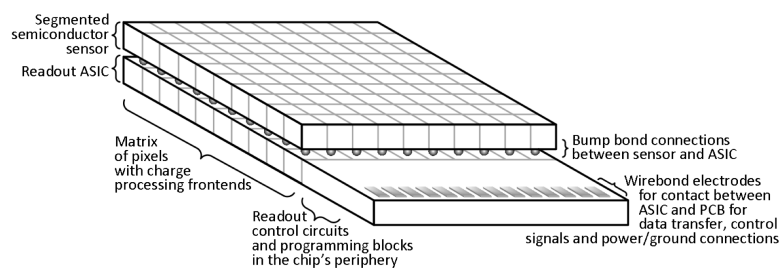


Abbildung 7: Darstellung des hybriden Designs des Detektors. Zu sehen ist die in Pixel aufgeteilte Sensorschicht und die mit Bump-Bonds verbundene Ausleseelektronik. [19]

3 Dosepix-Detektor

3.1 Aufbau

Der Dosepix-Detektor ist ein hybrider, photonenzählender Detektor [19]. Der Detektor ist in Abbildung 5 dargestellt. Um einen besseren Größenvergleich zu bekommen, ist er in Abbildung 6 neben einer 1 ct - Münze zu sehen. Hybrid bedeutet, dass er aus einem Halbleitersensor besteht, der über Lötverbindungen, den sogenannten Bump-Bonds, mit der Ausleseelektronik verbunden ist. Beide sind also eigenständige Komponenten. Der Auslesechip besteht aus einem ASIC (application-specific integrated circuit), der in 16×16 gleich große Pixel mit einem Abstand von $220 \mu\text{m}$ aufgeteilt ist. Diese sind einzeln mit den Pixeln der Sensorschicht verbunden [19]. Der Aufbau der verschiedenen Bauelemente wird in Abbildung 7 dargestellt. Der Sensor des Dosepix, der in dieser Arbeit verwendet wird, besteht aus einer $300 \mu\text{m}$ p-in-n dotierten Siliziumschicht. Diese Schicht ist in 16×16 Pixel unterteilt. Die Pixel der obersten wie auch die der untersten zwei Reihen haben eine Kantenlänge von $55 \mu\text{m}$, während die der restlichen 12 Reihen eine Kantenlänge von $220 \mu\text{m}$ haben [19]. Das ist schematisch in Abbildung 8 zu sehen. Die

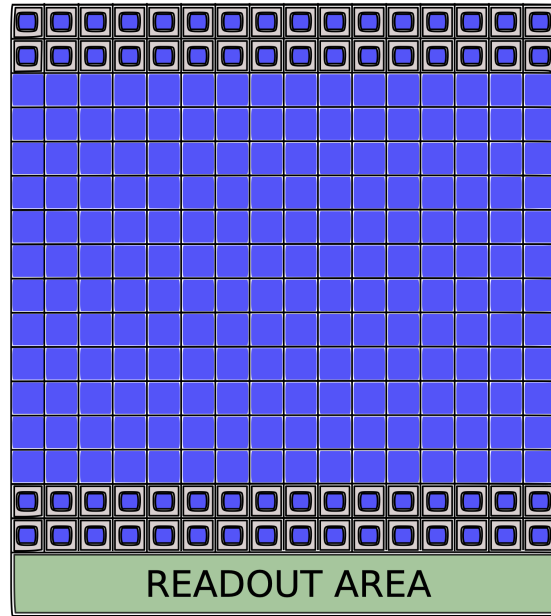


Abbildung 8: Schematische Darstellung des Dosepix-Detektors. Die oberen, wie auch die unteren zwei Pixelreihen zeichnen sich durch kleinere Pixel aus. [20]

gesamte Oberfläche des Sensors beträgt also 12.25 mm^2 [19]. Da dieser Detektor also sehr klein ist, ist er gut geeignet, um ihn in einem Augenlinsendosimeter zu verbauen. Abbildung 9 zeigt den Prototypen des Augenlinsendosimeters und dessen inneren Aufbau. Der innere Aufbau besteht aus der Auslese-Hardware und einem Dosepix-Detektor, der vor der Hardware platziert ist. Um die inneren Bestandteile ist eine 2 mm dicke Hülle aus Acrylnitril-Butadien-Styrol-Copolymer [21]. Der Dosepix-Detektor ist 2.5 mm hinter der Wand platziert und wird durch einen PMMA-Ring an dieser Stelle stabilisiert, um zu vermeiden, dass dieser frontal an die Wand gedrückt wird. Der Detektor wird durch ein Flachkabel mit dem Hauptteil der Hardware verbunden, welche aus einem Microcontroller besteht, der die Strom- und Spannungszufuhr verwaltet und für die Kommunikation mit dem PC zuständig ist [21]. Das Augenlinsendosimeter kann durch ein Stirnband seitlich am Kopf platziert werden.

3.2 Signalverarbeitung

Trifft ein Photon auf die Halbleiter-Sensorschicht, deponiert es in dieser Energie und kann durch Compton-Streuung oder Photoelektrischen-Effekt mit dieser interagieren. Das Photon überträgt Energie auf ein Elektron, welches daraufhin seine Umgebung ionisiert. Es entstehen Elektron-Loch-Paare, die durch eine angelegte Vorspannung in entgegengesetzte Richtungen gelenkt werden. Wie viele dieser Paare erzeugt werden, hängt von dem Sensormaterial und dessen Art der Dotierung ab, sowie von der deponierten Energie [19], [22].

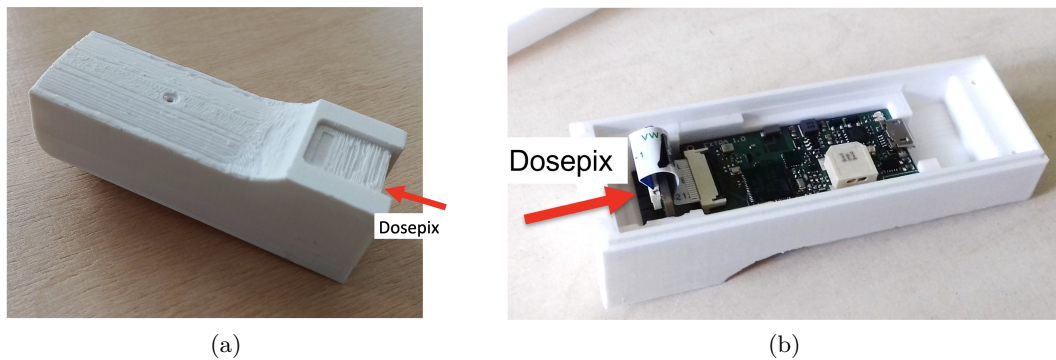


Abbildung 9: Prototyp des Augenlinsendosimeters von außen (a) und dessen innerer Aufbau (b) [21]

Zu Fehlern bei der Signalverarbeitung kann es zum Beispiel durch das Charge Sharing kommen. Das entstandene Elektron-Loch-Paar erzeugt eine dreidimensionale Ladungswolke, welche teilweise zu einem benachbarten Pixel diffundieren kann. Bei Halbleitersensoren kann das dazu führen, dass der benachbarte Pixel dieses Ereignis fälschlicherweise detektiert und das Signal des richtigen Pixels verschlechtert wird [19]. Dieser Effekt nimmt zu, je kleiner die Stärke des elektrischen Feldes ist und je länger die Ladungsträgersammelzeit ist. Zum anderen kann der pile-up-Effekt dafür sorgen, dass zwei oder mehr Photonen als ein Photon mit höherer Energie detektiert wird. Das passiert, wenn ein zweites Photon auf den Sensor trifft, bevor die Energie des vorherigen Photons wieder unter dem Schwellenwert ist [19]. Dass es zwei verschiedene Pixelgrößen gibt, hängt also damit zusammen, dass die Ereignisrate bei konstantem Photonenfluss von deren Pixelvolumen abhängt. Je kleiner die Pixel werden, desto kleiner wird die Ereignisrate und deshalb können größere Dosisleistungen erfasst werden. Dadurch sind sie besser für hohe Photonenflussdichten geeignet. Der Nachteil dabei ist jedoch, dass die Wahrscheinlichkeit des Charge-Sharings größer wird, je kleiner die Pixel werden [19]. Um das zu vermeiden ist es also sinnvoll, größere Pixel zu verwenden. Diese sind eher für kleinere Flussdichten geeignet, da sie anfälliger für Sättigungs- und pile-up-Effekte sind. Durch die Aufteilung des Detektors in einzelne Pixel wird auch der Photonenfluss aufgeteilt, was zu einer geringeren Detektionsrate pro Pixel führt. Somit kann der Detektor bei größeren Flussdichten verwendet werden [19].

Der durch die Elektron-Loch-Paare erzeugte Strom wird durch einen Vorverstärker im ASIC verstärkt und in ein Spannungssignal umgewandelt. Außerdem reagiert der Vorverstärker auf den temperaturabhängigen Leckstrom mit einem Strom I_{Krum} . Die Amplitude des vorverstärkten Signals, wie auch die Zeit, in der das Signal über einem analogen Schwellenwert (ToT: Time Over Threshold) ist, hängen mit der deponierten Energie zusammen [19], [22]. Aus diesem Grund kann der TOT-Wert als Maß für die deponierte Energie genutzt werden. Es werden allerdings erst Photonen ab einer Energie von 10 keV erfasst. Ein Diskriminator vergleicht das Signal mit dem Schwellenwert und gibt

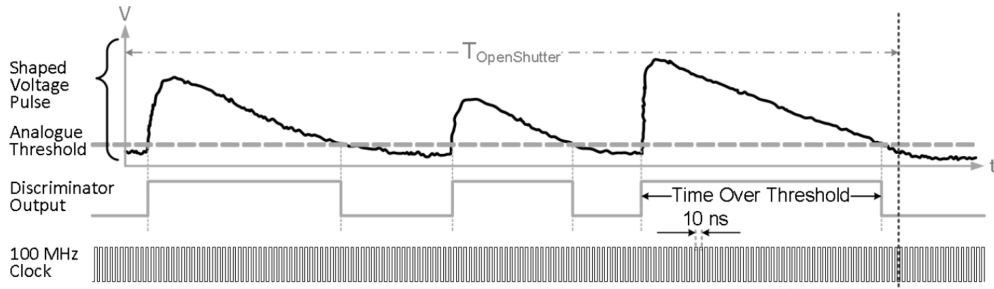


Abbildung 10: Funktionsweise des Time over Threshold (ToT) - Prinzips [19]. Der Diskriminator gibt einen digitalen Impuls der Länge des Spannungssignals über dem ToT-Wert. Diese Länge wird durch den 100 MHz Referenztakt abgeschätzt.

als Output einen digitalen Impuls, der die Länge der Zeit über diesen Wert hat. Ein Schwellenwert-DAC (digital to analogue converter) korrigiert auf Pixelebene Unterschiede, die bei den Offsets am Eingang des Diskriminators entstehen. Die Zeit über dem Schwellenwert wird über die Taktzyklen eines 100 MHz Referenztakts abgeschätzt [19], [22]. Das ist zur Verdeutlichung in Abbildung 10 zu sehen.

Zur Verarbeitung der Daten stehen vier verschiedene Modi zur Auswahl.

Der **TOT-Modus** speichert den ToT-Wert in einem Register bis ein neues Ereignis, also ein einfallendes Photon registriert wird. Der vorherige Wert wird dann durch den neuen Wert überschrieben. Dieser Modus ist besonders für Energiekalibrationen geeignet [19]. Ein weiterer Modus ist der **Photon-Counting-Modus**. Dieser Modus enthält keine Informationen über die Energie. Es wird lediglich die Anzahl der Photonen gezählt, die in einem gewissen Zeitraum den Schwellenwert überschritten haben [19].

Der **Integrations-Modus** überschreibt bei neuen Ergebnissen nicht den vorherigen ToT-Wert, sondern summiert diese. Man erhält am Ende der Messung eine Summe der ToT-Werte für jeden Pixel [19].

Der **Dosi-Modus** speichert die deponierte Energie, die durch die ToT-Werte bestimmt werden kann, pixelweise in 16 verschiedenen Histogramm-Bins. Jeder der 16 Bins hat einen anderen Schwellenwert, weshalb die Ereignisse der Energie nach geordnet gespeichert werden können. Die Schwellenwerte dienen also als Bin-Grenzen. Der erste Bin beginnt bei 12 keV und die untere Grenze des letzten Bins liegt bei 150 keV und alle Photonen höherer Energie werden in diesem Bin gespeichert. Alle Grenzen der 16 Bins sind im Anhang (7.1) zu finden. Das Auslesen der Daten erfolgt durch das „rolling-shutter“-Verfahren. Dabei wird eine Spalte nach der anderen ausgelesen. Während eine Spalte ausgelesen wird, können die restlichen 15 Spalten weiterhin messen, was dazu führt dass der Detektor keine Tot-Zeit hat. Das ist besonders wichtig für dosimetrische Messungen. Dieser Modus wird auch in dieser Arbeit zur Dosisbestimmung verwendet [19].

4 Berechnung der $H_p(3)$ und des Variationskoeffizienten

Eine wichtige Eigenschaft, die ein Dosimeter erfüllen muss, ist das richtige Ansprechvermögen auf verschiedene Parameter, wie zum Beispiel der Photonenenergie. Das Ansprechvermögen ist definiert als der Quotient aus der vom Dosimeter gemessenen Dosis und der tatsächlichen Dosis [23]. In Florian Beißers Masterarbeit [24] ist dafür eine Kalibrierung zu finden, aufgrund derer angenommen werden kann, dass dieser Quotient in einem Energiebereich von 12 keV-250 keV näherungsweise gleich 1 ist. Ein Wert über bzw. unter 1 würde bedeuten, dass die Dosis über- bzw. unterschätzt wird.

Das Messen der Dosis erfolgt, wie zuvor erwähnt, über den Dosi-Modus. Dabei werden große und kleine Pixel getrennt voneinander betrachtet. Es gibt also für beide Pixelgrößen ein Ereignis-Histogramm. Um daraus auf die Dosis zu kommen, muss über alle Bins und alle Pixel gleichen Typs summiert werden. Es ist zu beachten, dass es für jeden Bin einen eigenen Konversionsfaktor k_i gibt, der in der Summe mit einzubeziehen ist:

$$H_p(3) = \sum_{i=1}^{16} k_i \cdot N_i \quad (19)$$

Dabei ist N_i die Anzahl der Counts für den jeweiligen Bin. Kleine und große Pixel haben verschiedene Konversionsfaktoren. Außerdem sind diese Faktoren nur für die $H_p(3)$ gültig. $H_p(0.07)$ und $H_p(10)$ benötigen andere Faktoren. Die in dieser Arbeit verwendeten Konversionsfaktoren sind die, die in [24] bestimmt wurden.

Die für die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse relevante Größe ist der Variationskoeffizient V . Er ist das Verhältnis von der Standardabweichung σ und dem Mittelwert μ der $H_p(3)$ der verschiedenen Messungen:

$$V = \frac{\sigma}{\mu} \quad (20)$$

Um den Fehler des Variationskoeffizienten berechnen zu können, wird zuerst die statistische Unsicherheit der Standardabweichung benötigt. Diese wird wie folgt berechnet:

$$\sigma_\sigma = \frac{\sigma}{n-1} \quad (21)$$

Dabei ist n die Anzahl der Messungen. Für die Bessel-Korrektur wird $n-1$ verwendet. Die Fehler der Koeffizienten werden nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet:

$$\sigma_V = \sqrt{\left(\frac{\partial V}{\partial \sigma} \cdot \sigma_\sigma\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial \mu} \cdot \sigma_\mu\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{1}{\mu} \cdot \sigma_\sigma\right)^2 + \left(-\frac{\sigma}{\mu^2} \cdot \sigma_\mu\right)^2} \quad (22)$$

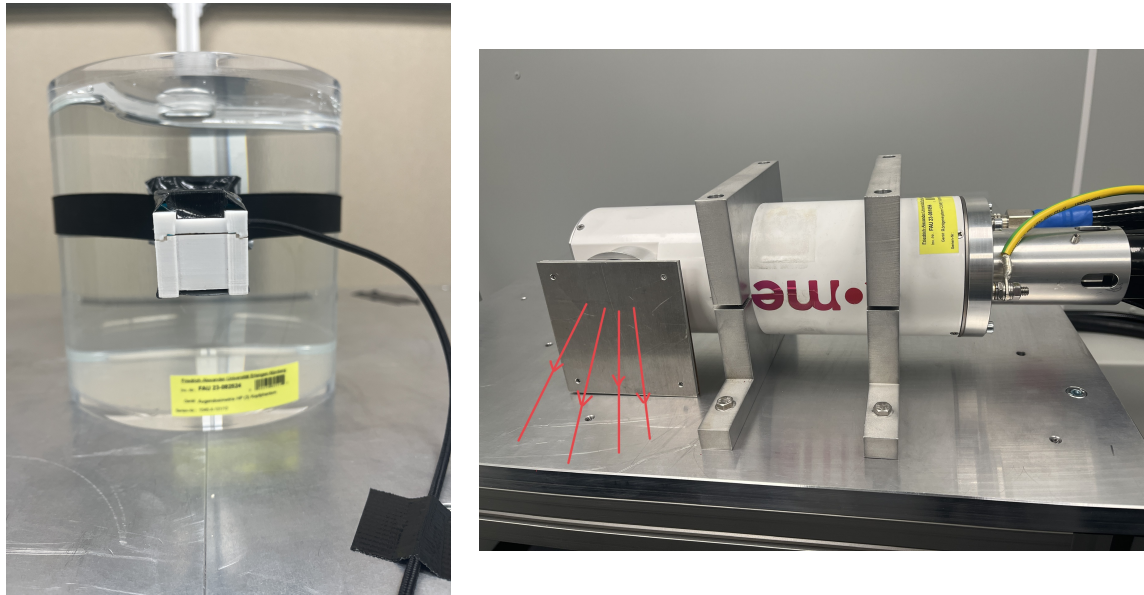


Abbildung 11: (a): Zylinderphantom und Augenlinsendosimeter auf mittlerer Höhe des Phantoms; (b): Röntgensystem COMET iXRS-160/4.5 mit einem Aluminium-Filter vor dem Austrittsfenster und eingezeichneter Strahlrichtung

5 Durchführung

Das Ziel der Messungen ist herauszufinden, wie die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse von unterschiedlichen Einflussfaktoren, wie der Länge der Messung abhängt. Untersucht wird die Abhängigkeit von den verschiedenen Strahlungsqualitäten nach dem ISO 4037-1 Code [16]. Jedoch konnten mit den vorhandenen Filtern nicht immer die richtigen Dicken erreicht werden. Eine Übersicht über die tatsächlich verwendeten Filter ist im Anhang (7.2) zu finden.

5.1 Messaufbau

Der Messaufbau besteht aus einer Comet-Röntgenröhre (Röntgensystem COMET iXRS-160/4.5 [25]), einem nach der Norm ISO 4037-3 [26] definierten Zylinderphantom, das den menschlichen Kopf mit richtigem Strahlverhalten darstellen soll und dem Augenlinsendosimeter, das auf Höhe der Mitte des Zylinderphantoms platziert ist. Das Phantom und die Position des Augenlinsendosimeters sind in Abbildung 11 (a) zu sehen. Abbildung 11 (b) zeigt die Röntgenröhre mit zwei Aluminium-Filtern.

Der Detektor steht 210 cm von der Röhre entfernt. Außerdem werden die entsprechenden Metall-Filter vor die Röhre gestellt, um die verschiedenen Strahlungsqualitäten erzeugen zu können. Diese stimmen, wie zuvor erwähnt, nicht immer komplett mit der Norm überein.

Die Einstellungen des Dosepix-Detektors werden wie folgt gewählt:

Der Strom zur Leckstromkompensation I_{Kurm} wird auf 6.6 nA gesetzt. Die Frame-zeit, also die Zeit, nach der der Detektor ausliest und die Zeit, die er zum Auslesen braucht, beträgt 2.9 - 3 s. Die Bin-Grenzen, nach denen die Ereignisse den Bins zugeordnet werden sind wie zuvor erwähnt im Anhang (7.1) zu finden. Diese Grenzen, genauso wie die Konversionsfaktoren, die zur Berechnung der $H_p(3)$ verwendet werden, werden aus [24] entnommen.

5.2 Referenzmessungen zur Ermittlung der Strahlungsleistung

Als erstes werden alle Strahlungsqualitäten für die gleiche Bestrahlungsdauer gemessen, um aus diesen Messungen bestimmen zu können, wie lange die einzelnen Qualitäten für 2, 3, 5 und 50 mSv eingestrahlt werden müssen. Außerdem kann so überprüft werden, wie sich der Variationskoeffizient mit den Serien verändert.

Der Röntgenstrom wird bei diesen Messungen auf 1 mA eingestellt und die Bestrahlungsdauer beträgt immer 300 s. Um die Variationskoeffizienten zu erhalten, wird jede Messung für jede Qualität zehn Mal durchgeführt. Die einzelnen Messungen werden anschließend in Python eingelesen und aus den Energiehistogrammen die $H_p(3)$ berechnet. Um aus den $H_p(3)$ -Werten der einzelnen Messungen auf die Variationskoeffizienten zu kommen, wird zuerst die mittlere $H_p(3)$ und die Standardabweichung der zehn Messungen für jede Qualität berechnet. Für die Standardabweichung wird die Funktion `numpy.std()` [27] verwendet. Dabei werden Mittelwert und Standardabweichung für kleine und große Pixel getrennt voneinander berechnet. Der Variationskoeffizient wird wie in Gleichung 20 berechnet und deren statistische Unsicherheiten nach Gleichung 22. Es fällt auf, dass bei den kleinen Pixeln ein Wert deutlich größer ist, als alle anderen. Bei näherer Betrachtung der Dosiswerte für die einzelnen Messungen der N⁷-15 Qualität ist zu erkennen, dass ein Wert heraus sticht. Während die neun anderen Messungen im Durchschnitt eine Dosis von $\approx 153.0 \pm 1.4 \mu\text{Sv}$ gemessen haben, war es bei einer $\approx 1099.0 \mu\text{Sv}$. Diese große Differenz ist vermutlich auf Pixelrauschen zurückzuführen. Um das zu verdeutlichen, ist in Abbildung 12 eine beispielhafte Messung, in der es kein Pixelrauschen gibt und die Messung mit Pixelrauschen zu sehen. Dabei ist die Anzahl der gemessenen Ereignisse gegenüber der Energie, also den 16 Bins dargestellt.

Da unter allen Messungen nur ein einziges Mal ein Pixelrauschen beobachtet werden konnte, wird dieser Wert vernachlässigt. Der so entstandene neue Variationskoeffizient ist in Abbildung 13 (a) zu erkennen. Die Variationskoeffizienten für große Pixel sind in Abbildung 13 (b) zu sehen. Zusätzlich ist in diesen Abbildungen der Grenzwert für Strahlenschutz-Messgeräte der IEC (International Electrotechnical Commission) zu sehen.

Es ist jedoch anzumerken, dass ein Pixelrauschen zwar sehr selten vorkommt, aber wie hier zu sehen dennoch auftreten kann. Nach der Vernachlässigung des einen Wertes, erhält man für die drei Strahlungsqualitäts-Serien für große und kleine Pixel die in Tabelle 2 zu sehenden mittleren Variationskoeffizienten. Anhand der Dosiswerte und den Messzeiten wird für jede Qualität die Strahlleistung berechnet, um die Messzeit an die gewünschte Dosis anpassen zu können.

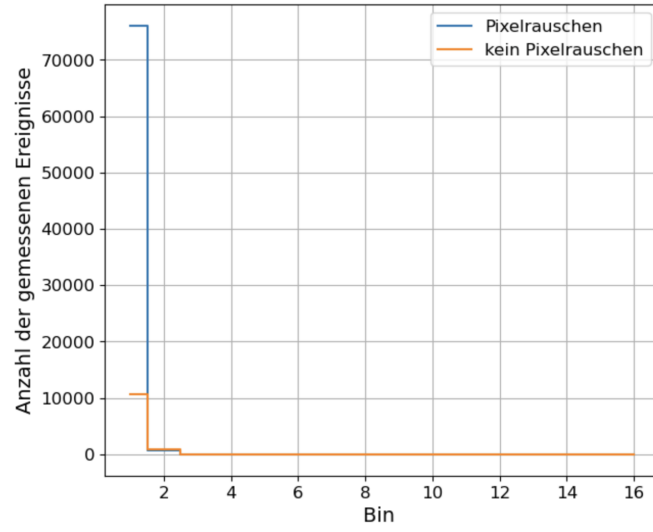


Abbildung 12: Das gemessene Spektrum der N'-15 Qualität für eine beispielhafte Messung ohne Pixelrauschen und für die Messung, in der ein Pixelrauschen zu beobachten ist

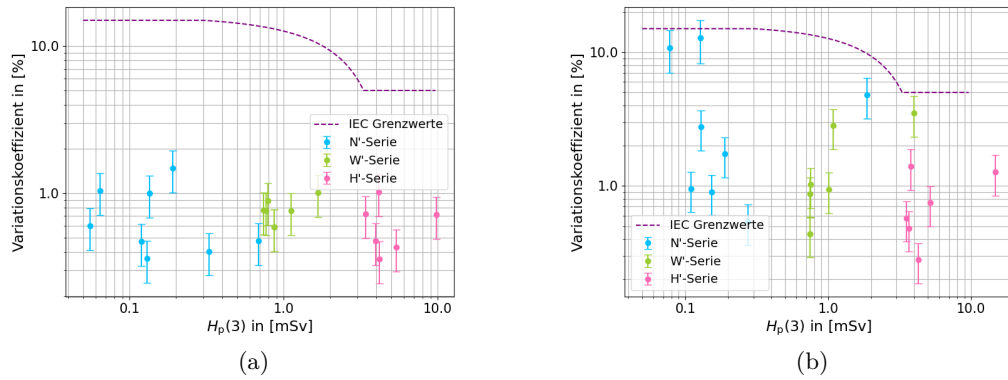


Abbildung 13: Variationskoeffizient für (a) große Pixel und für (b) kleine Pixel, nach Vernachlässigung des Pixelrauschens über die $H_p(3)$

	N'-Serie	W'-Serie	H'-Serie
große Pixel [%]	0.77 ± 0.22	0.73 ± 0.24	0.60 ± 0.19
kleine Pixel [%]	4.35 ± 1.53	1.09 ± 0.48	0.70 ± 0.26

Tabelle 2: Durchschnittliche Variationskoeffizienten für kleine und große Pixel für die verschiedenen Serien der Strahlungsqualitäten

5.3 Messungen für 2, 3, 5 und 50 mSv

Nun wird untersucht, inwieweit der Variationskoeffizient der vom Dosepix-Detektor rekonstruierten Dosis von der eingestrahlten $H_p(3)$ abhängt. Aufgrund geringerer Messzeiten wird die high-Kerma-rate-Serie gewählt. Messungen ohne Filter wären zwar noch schneller, jedoch würden niederenergetischere Anteile nicht herausgefiltert werden. Das hätte den Nachteil, dass aufgrund der hohen Sensibilität des Detektors sehr viele Events in diesem Energiebereich detektiert werden würden, diese Ereignisse aber nur geringfügig zur $H_p(3)$ beitragen würden. Dadurch, dass so viele Ereignisse in kurzer Zeit erfasst werden würden, könnten mehrere kleine Pile-up-Effekte entstehen und das Ergebnis verschlechtern [28]. Um die Messzeiten noch weiter zu senken, wird der Röhrenstrom ab sofort auf 5 mA eingestellt. Das verringert die zuvor berechneten Messzeiten um einen Faktor fünf. Auch hier wird die Messung für jede Qualität der H'-Serie und jede Dosis zehn Mal wiederholt. Wie lange die jeweiligen Messungen waren, ist im Anhang (7.3) zu finden. Zu erst wurden die 2, 3 und 5 mSv-Messungen durchgeführt. Nach diesen Messungen ist vermutlich die Auslese-Hardware des Augenlinsendosimeters, mit dem alle bisherigen Messungen durchgeführt wurden, kaputt gegangen und es musste auf einen anderen nahezu baugleichen Augenlinsendosimeterprototypen gewechselt werden. Es ist zudem danach aufgefallen, dass eine der 10 Messungen für die H'-80-Qualität für 5 mSv keine Einträge enthält und eigentlich wiederholt werden müsste, was aber nicht möglich war aufgrund dessen, dass der verwendete Prototyp nicht mehr funktioniert hat. Für diese Qualität für 5 mSv sind also nur 9 Messungen vorhanden. Alle weiteren Messungen, also auch die 50 mSv-Messungen, sind mit dem gleichen anderen Augenlinsendosimeter entstanden. Für diesen Detektor wird zusätzlich ein Korrekturfaktor benötigt, um auf eine vergleichbare $H_p(3)$ zu kommen, da dieser bei gleichen Einstellungen eine höhere $H_p(3)$ misst. Dieser Faktor wurde aus dem Paper „Active Personal Eye Lens Dosimetry with the Hybrid Pixelated Dosepix Detector“ entnommen [21]. Die aus diesen Messungen entstandenen Variationskoeffizienten sind in Abbildung 14 über die Dosis aufgetragen und in Abbildung 15 über die mittlere Photonenenergie. In Tabelle 3 sind die Variationskoeffizienten für große und kleine Pixel für die verschiedenen $H_p(3)$ gemittelt.

Es ist zu erkennen, dass für große Pixel die Variation mit der $H_p(3)$ zunimmt. Es wäre jedoch zu erwarten gewesen, dass mit höherer Dosis, also mit längerer Bestrahlungsdauer, die Variation geringer wird, weil das relative Poisson-Rauschen mit der Energie runtergeht. Für die über die mittlere Photonenenergie dargestellten Variationskoeffizienten hingegen wäre zu erwarten gewesen, dass die Variation mit zunehmender mittlerer

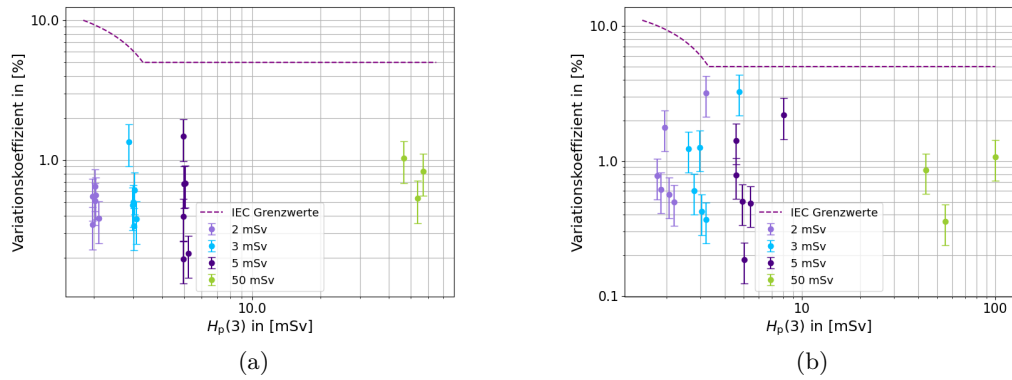


Abbildung 14: Variationskoeffizienten für (a) große und (b) kleine Pixel aufgetragen gegen die eingestrahlte $H_p(3)$

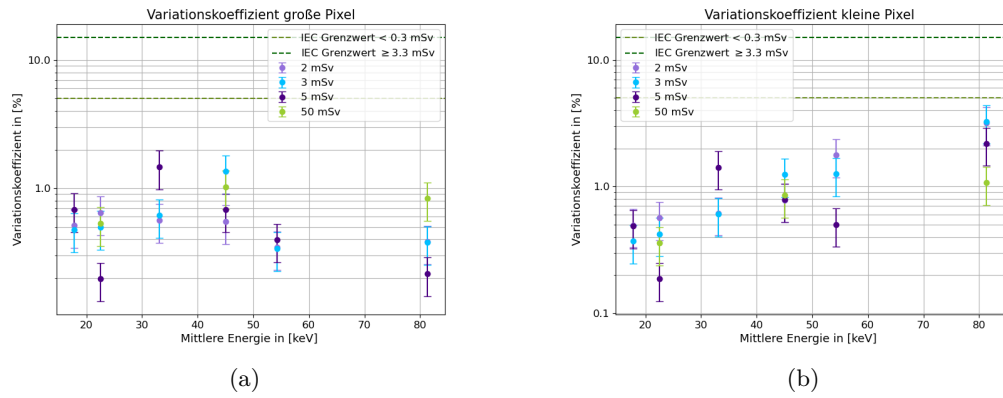


Abbildung 15: Variationskoeffizient für (a) große und (b) kleine Pixel aufgetragen gegen die mittlere Photonenenergie

	2 mSv	3 mSv	5 mSv	50 mSv
große Pixel [%]	0.50 ± 0.17	0.61 ± 0.20	0.61 ± 0.20	0.80 ± 0.27
kleine Pixel [%]	1.24 ± 0.41	1.93 ± 0.40	0.93 ± 0.31	0.76 ± 0.25

Tabelle 3: Gemittelte Variationskoeffizienten für 2, 3, 5 und 50 mSv für kleine und große Pixel

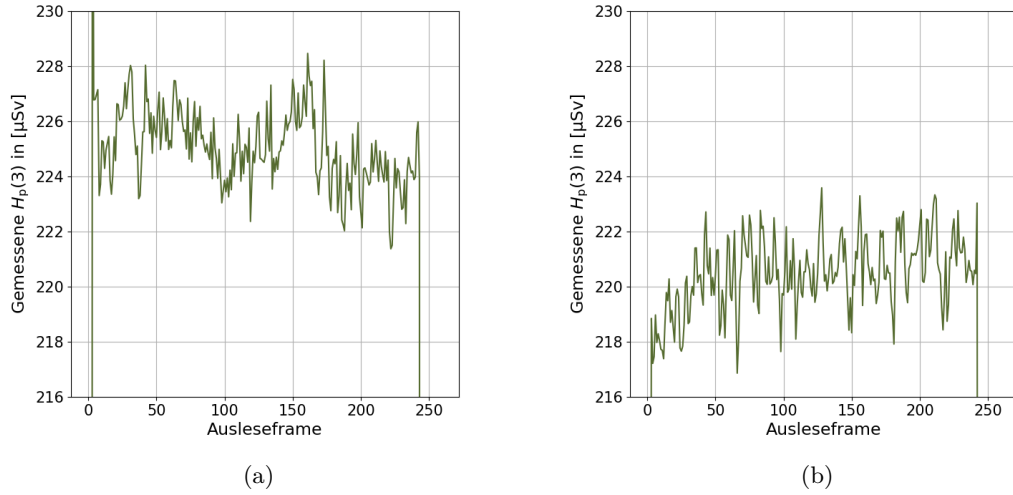
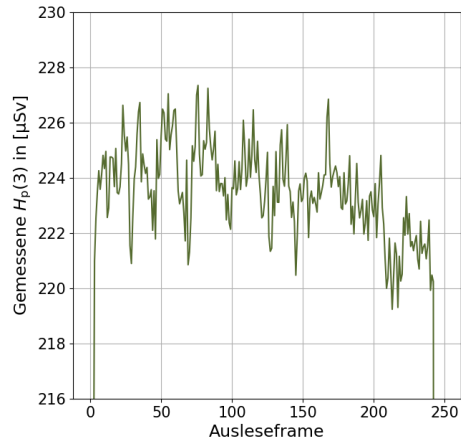


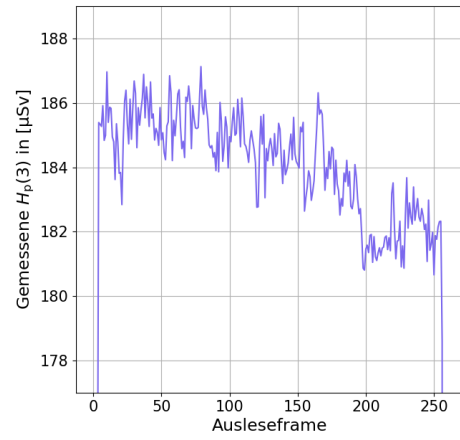
Abbildung 16: Zwei Messungen der H'-40-Qualität für die 50 mSv-Messung, deren gemessene $H_p(3)$ in μSv gegenüber der Frames dargestellt ist

Energie ebenfalls zunimmt, da Charge-sharing-Effekte aufgrund der höheren mittleren freien Weglänge der Photonen wahrscheinlicher werden und vor allem weil mit zunehmender Photonenenergie, aber gleichbleibender $H_p(3)$ die Anzahl der Photonen sinkt. Es ist jedoch zu erkennen, dass es keinen klaren Verlauf gibt, der dem entspricht. Um diese Verläufe besser verstehen zu können, werden die einzelnen Messungen genauer betrachtet. Dazu sind einzelne Verläufe der $H_p(3)$ bezüglich der Zeit der H'-40- und H'-80-Qualität in den Abbildungen 16, 17 und 18 für die 50 mSv-Messungen zu sehen.

Zur besseren Erkennbarkeit und Vergleichbarkeit wurde der relevante Bereich vergrößert. Für Verläufe der gleichen Qualität ist die obere wie auch die untere Grenze der y-Achse stets gleich. Anhand der Abbildungen 16 und 18 ist gut zu erkennen, dass selbst bei gleichen Einstellungen von der Röhrenspannung und den verwendeten Filtern die mittlere pro Frame eingestrahlte Dosis über längeren Zeitraum voneinander abweicht. So ist für die H'-40 Qualität in Abbildung 16 (a) zu erkennen, dass sich die pro Frame gemessene $H_p(3)$ fast ausschließlich über einem Wert von $222 \mu\text{Sv}$ befindet, während die in Abbildung 16 (b) gezeigte Messung meistens darunter liegt. Das gleiche Verhalten ist ebenso in Abbildung 18 für die H'-80-Qualität zu erkennen. Eine derartige Abweichung über einen Zeitraum von etwa 12 min führt zu deutlich bemerkbaren Differenzen in der schlussendlich erfassten $H_p(3)$. Diese Differenz lässt sich mit großer Wahrscheinlichkeit auf Schwankungen der Röntgenröhre zurückführen, die im Verlauf der Arbeit noch weiter untersucht werden. Da die Berechnungen des Variationskoeffizienten für den Detektor jedoch auf die mittlere gemessene $H_p(3)$ und die Standardabweichung jeder Messung davon für jede Qualität beruht, wirken sich solche Schwankungen auf die Variation aus. Es ist also nicht mehr möglich, eine klare Aussage darüber zu treffen, wie viel der Variation vom Detektor stammt und wie viel von der Röntgenröhre. Auch die Verläufe

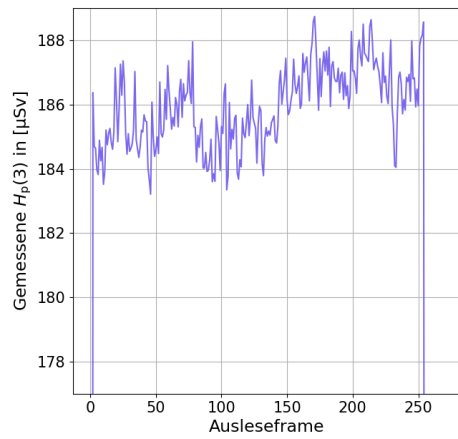


(a)

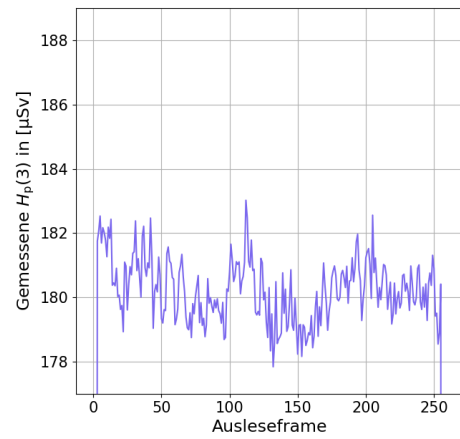


(b)

Abbildung 17: (a): eine weitere Messung der H'-40-Qualität und (b): eine Messung der H'-80-Qualität. Beide sind 50 mSv-Messungen. Die gemessene $H_p(3)$ in μSv ist über die Frames aufgetragen



(a)



(b)

Abbildung 18: Zwei weitere Messungen der H'-80-Qualität für 50 mSv. Die gemessene $H_p(3)$ ist gegenüber der Ausleseframes dargestellt

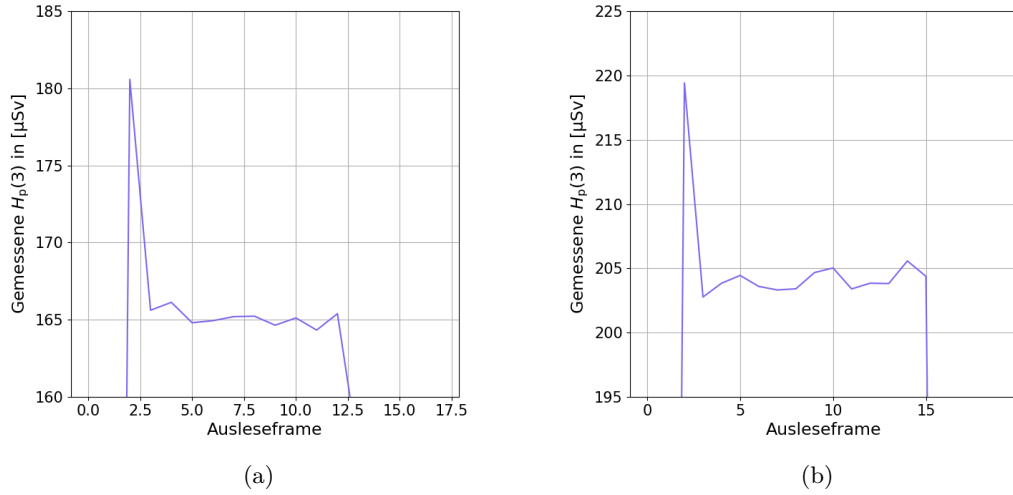


Abbildung 19: Gemessene $H_p(3)$ über die Ausleseframes für (a): eine der 10 Messungen der H'-30-Qualität für die 2 mSv-Messungen. (b): eine der 10 Messungen der H'-40-Qualität für die 3 mSv-Messungen. Es ist in beiden Fällen ein starker Ausschlag für das dritte Frame zu erkennen.

in Abbildung 17 lassen vermuten, dass die Röhre Schwierigkeiten beim Erzeugen einer konstanten Strahlung hat.

Für kleine Pixel ist nicht zu erkennen, dass der Variationskoeffizient mit der Dosis größer wird. Das lässt sich dadurch erklären, dass der Variationskoeffizient für kleinere $H_p(3)$ schon deutlich größer ist, als der der großen Pixel und beide für 50 mSv nahezu gleich sind. Für kleine Pixel macht sich das Rauschen anderer Quellen dadurch weniger bemerkbar. Für die kleinen Pixel ist eine Zunahme der Variation für steigende mittlere Photonenenergie zu erkennen, was genauso begründet werden kann.

5.4 Anfangspeak-Reduzierung

Bei näherer Betrachtung des Zeit-Dosis-Verlaufs ist zu erkennen, dass es innerhalb der ersten Frames einer Messung gehäuft zu einem Ausschlag der gemessenen $H_p(3)$ kommt. Durch das Anschauen des Verlaufs jeder Messung, ist festzustellen, dass dies spätestens im vierten Frame einer Messung vorkommt. In Abbildung 19 ist dieser Ausschlag für zwei Messungen zu sehen. Diese Überhöhung der Dosis lässt sich durch ein unpräzises Einstellen des Röhrenstroms erklären. Da es aber nicht immer einen derartigen Ausschlag gibt und dieser verschieden stark ausfällt, nimmt dies Einfluss auf die letztendlich gemessene $H_p(3)$ und somit auf den Variationskoeffizienten. Die Überlegung der Anfangspeak-Reduzierungs-Funktion ist also, die ersten drei Frames zu vernachlässigen, um derartige Röhrenschwankungen in weiteren $H_p(3)$ - und Variationskoeffizientberechnungen nicht mit einzubeziehen. Alle Messungen und Berechnungen entsprechen denen

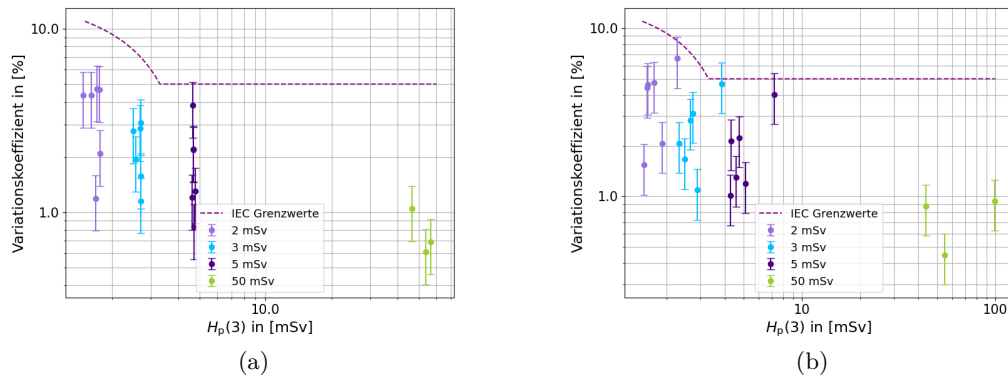
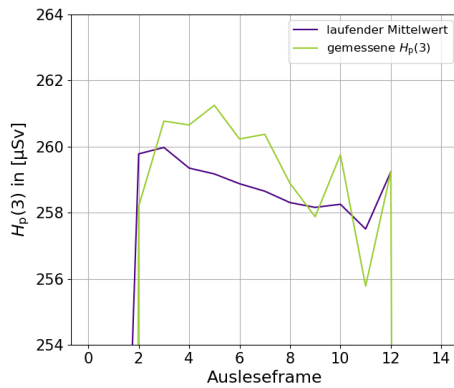


Abbildung 20: Variationskoeffizienten über die $H_p(3)$ nach Anwendung der Anfangspeak-Reduzierungs-Funktion für (a): große und (b): kleine Pixel.

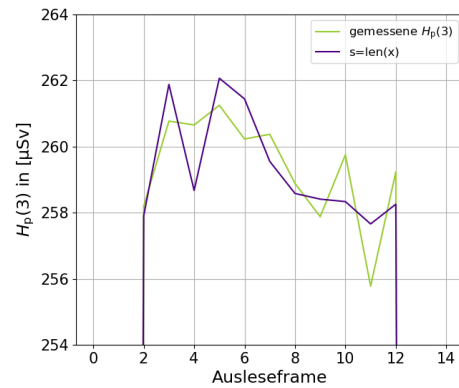
	2 mSv	3 mSv	5 mSv	50 mSv
große Pixel [%]	3.56 ± 1.94	2.23 ± 0.75	1.93 ± 0.65	0.78 ± 0.26
kleine Pixel [%]	4.00 ± 1.35	2.58 ± 0.86	1.98 ± 0.66	0.75 ± 0.25

Tabelle 4: Gemittelte Variationskoeffizienten für 2, 3, 5 und 50 mSv für kleine und große Pixel

aus Abschnitt (5.3). Die durch den Einsatz der Anfangspeak-Reduzierungs-Funktion neuen Variationskoeffizienten sind in Abbildung 4 zu sehen. Dabei fällt auf, dass sich die Variationskoeffizienten, anders als erwartet, verschlechtert haben. Vor allem bei geringeren $H_p(3)$ -Werten macht sich das besonders bemerkbar. Das kann dadurch erklärt werden, dass für geringere $H_p(3)$ -Werte die Messzeiten sehr kurz sind und damit auch über wenige Frames gemessen wird. So sind die 2 mSv-Messungen für die H'-150-Qualität nur etwas über 4 Frames lang. Diese beginnen zwar alle erst ab dem 2. Frame, was aber trotzdem bedeutet, dass fast die Hälfte der Messung vernachlässigt wird. Das ist für statistische Betrachtungen schlecht, da sich so jede kleine Schwankung stark auswirkt. Das gleiche Problem ist auch für 3 und 5 mSv zu beobachten. Die Variationskoeffizienten, die nach Anwendung dieser Funktion berechnet wurden, sind in Tabelle 4 zu sehen. Anhand dieser Tabelle ist zu erkennen, dass sich lediglich die Koeffizienten für die 50 mSv-Messungen verbessert haben könnten. Jedoch ist der Unterschied nur sehr gering und nicht statistisch signifikant. In Anbetracht dessen, dass die Schwankungen wie in (5.3) beschrieben, deutlich mehr Auswirkungen haben, wäre dieser Ansatz also eher zur Feinarbeit für längere Messungen zu gebrauchen. Für kürzere Messzeiten ist dieser Ansatz unbrauchbar. Aus diesem Grund wird diese Funktion in dieser Arbeit nicht weiter verwendet.



(a) Laufender Mittelwert



(b) scipy.spline()

Abbildung 21: In beiden Abbildungen ist der Verlauf der gemessenen $H_p(3)$ über die Ausleseframes für die gleiche Messung der H'-100-Qualität für 3 mSv zu sehen. In (a) ist zusätzlich der laufende Mittelwert gezeigt und in (b) die Splines-Funktion.

5.5 Mittelung der Werte

Wie in Abschnitt (5.3) erklärt, schwankt die Röhre nicht nur bei der durchschnittlichen pro Frame eingestrahlt Dosis, sondern erzeugt auch einen Anstieg oder Abfall der durchschnittlichen Dosis innerhalb einer Messung. Diese Schwankungen wirken sich fälschlicherweise auf den Variationskoeffizienten des Dosepix-Detektors aus. Um das zu reduzieren, wäre ein weiterer Ansatz einen laufenden Mittelwert zu erzeugen, von welchem aus man die kleineren Abweichungen betrachten könnte. Der laufende Mittelwert würde anschließend vom gemessenen Verlauf subtrahiert werden, was im Durchschnitt eine $H_p(3)$ von 0 mSv ergeben würde, aber mit den Abweichungen nach oben und unten von deren Differenz. Die Berechnung des Variationskoeffizienten könnte so also nicht mehr wie zuvor über die $H_p(3)$ der einzelnen Messungen berechnet werden. Ein Ansatz wäre, die Standardabweichung der berechneten Differenz vom Mittelwert zu verwenden. Schon die andere Art der Berechnung des Koeffizienten würde zu einer schlechteren Vergleichbarkeit führen. Das größere Problem dabei ist allerdings, dass das nicht für alle Messungen gleich gut funktioniert, beziehungsweise für manche Messungen den Variationskoeffizienten verfälschen würde. Die gleiche Idee wurde ebenso versucht, mit der `scipy.spline()`-Funktion über die gesamte Länge einer Messung umzusetzen [29]. Jedoch konnten dabei ähnliche Probleme beobachtet werden. Zur Veranschaulichung dieses Problems sind dadurch entstandene Verläufe der $H_p(3)$ über die Ausleseframes in den Abbildungen 21 und 22 gezeigt. Anhand Abbildung 21 ist zu erkennen, dass der laufende Mittelwert, wie auch die splines-Funktion wahrscheinlich neue oder größere Variation erzeugt und zusätzlich Variation vernachlässigt, die vom Detektor kommen könnte. Es ist schließlich nicht sicher, wie der reale Dosis-Verlauf der Röntgenröhre aussieht. Beide

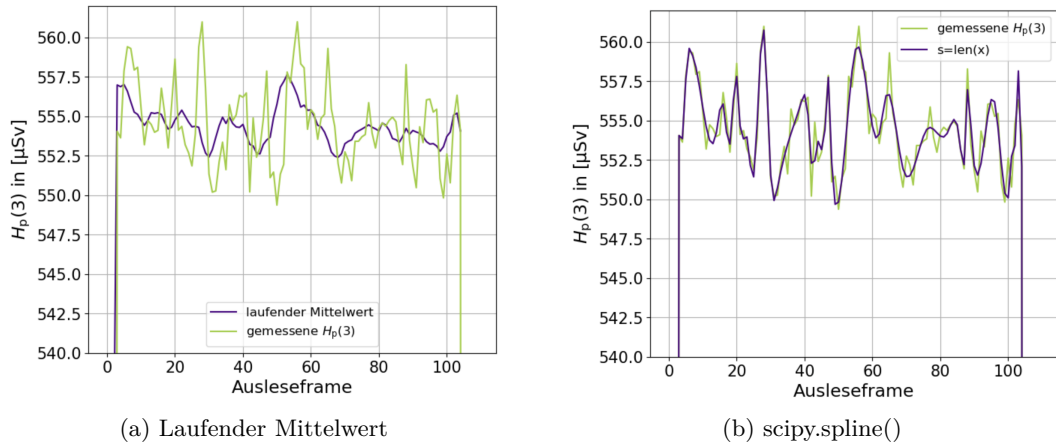


Abbildung 22: In beiden Abbildungen ist der Verlauf der gemessenen $H_p(3)$ über die Ausleseframes für die gleiche Messung der H'-150-Qualität für 50 mSv zu sehen. In (a) ist zusätzlich der laufende Mittelwert gezeigt und in (b) die `scipy.splines()`-Funktion.

Funktionen würden Ergebnisse erzeugen, die nicht realistisch sind. In Abbildung 22 ist gut zu sehen, dass bei längeren Messungen beide Funktionen viel zu nahe am gemessenen Verlauf sind und so nahezu jede Variation heraus nehmen würden. Die spline-Funktion ist in diesem Fall kaum vom gemessenen Verlauf zu unterscheiden. Es gibt zwar auch Qualitäten, bei denen diese Funktion etwas besser funktioniert, aber dennoch ist der Ansatz nicht brauchbar, wenn er nur für bestimmte Messungen eventuell anwendbar wäre. Eine Anwendung des Verfahrens bei nur einem ausgewählten Teil der Messungen würde zudem die Vergleichbarkeit der Ergebnisse verringern. Somit sind also beide Ansätze nicht brauchbar, um die Unterschiede der Strahlleistung der Röhre von Messung zu Messung herauszubekommen. Derartige Ansätze würden die Ergebnisse in jedem Fall verfälschen, da nie sicher gesagt werden kann, welche Schwankungen von der Röhre und welche vom Detektor kommen. Um die Schwankungen des Detektors genauer untersuchen zu können, benötigt es also eine Röhre, die eine konstantere Strahlung erzeugen kann oder einen verlässlichen Referenzdetektor.

5.6 50 mSv Messung

Ein weiterer Ansatz, um die Schwankungen der Röhre weniger in den Variationskoeffizienten mit einzubeziehen ist, eine 50 mSv-Messung in gleich große, etwa 5 mSv, Teilmessungen aufzuteilen. Die Aufteilung erfolgt für jede Strahlungsqualität anhand jeweils immer gleich großer Frameanzahl. Damit wirken sich Unterschiede zwischen verschiedenen Messungen, wie in den Abbildungen 16 und 18 weniger auf den Variationskoeffizienten aus. Schwankungen innerhalb einer Messung, wie in Abbildung 17, können dadurch allerdings nicht herausgerechnet werden.

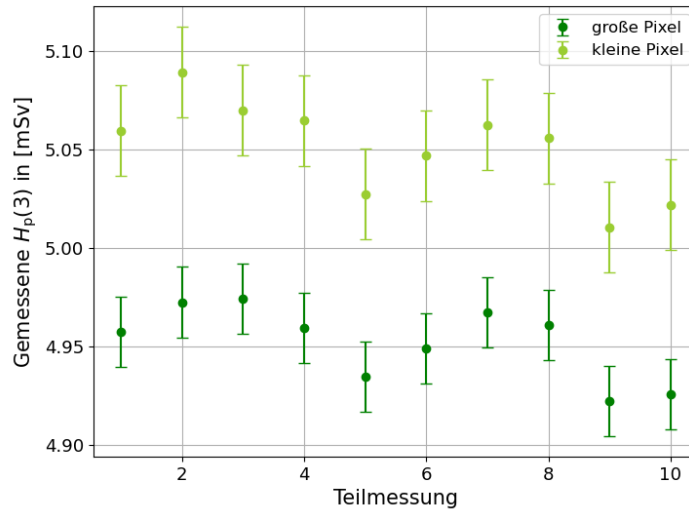


Abbildung 23: Eine der 10 Messungen der H'-40 - Qualität für die 50 mSv Messungen, aufgeteilt in 10 Teilmessungen mit einer $H_p(3)$ von etwa 5 mSv. Die Fehlerbalken sind die Standardabweichung dieser Messung.

Da die Berechnungen zur benötigten Einstrahldauer für die 50 mSv-Messungen noch auf den ersten Detektor bezogen sind, weichen die am Ende gemessenen $H_p(3)$ -Werte etwas von den 50 mSv ab. Trotz Einbezug des in Abschnitt (5.3) vorgestellten Korrekturfaktors für den zweiten Detektor hat dieser stets eine etwas höhere $H_p(3)$ gemessen als der vorherige Detektor. Zusätzlich machen sich Ungenauigkeiten durch Rundungen in den Messungen bemerkbar. So können die Messungen der H'-40-Qualität in 10 etwa 5 mSv große Teilmessungen geteilt werden, die Messungen der H'-80-Qualität in nur 9 Teilmessungen und die Messungen der H'-150-Qualität sogar in 11 Teilmessungen. Die meisten Messungen beginnen erst zwischen dem 2. und 4. Frame, weshalb zur Vereinheitlichung generell die ersten 4 Frames vernachlässigt werden. Zusätzlich bleiben am Ende Frames übrig, da die Aufteilung in 5 mSv Teilmessungen einer Messungen keine glatte Anzahl ergibt. Das ist in Abbildung 24 zu erkennen. Diese Frames werden ebenfalls vernachlässigt. Aus den Teilmessungen wird dann wie für alle Messungen zuvor der Mittelwert und die Standardabweichung gebildet und daraus der Variationskoeffizient berechnet. Das wird für jede der 10 Messwiederholungen einer Qualität durchgeführt. Man erhält also pro Qualität 10 Variationskoeffizienten, die anschließend gemittelt werden und mittels Standardabweichung deren Fehler berechnet wird. Zur Veranschaulichung des Verlaufs der Teilmessungen sind in den Abbildungen 23, 24 und 25 für jede der 3 Strahlungsqualitäten eine beispielhafte Messung gezeigt. Anhand dieser Abbildungen ist auch zu sehen, dass die Konversionsfaktoren der kleinen Pixel einen anderen Verlauf haben als die der großen Pixel, da die kleinen Pixel qualitätsabhängig mehr oder weniger $H_p(3)$ als die großen Pixel detektiert haben. Außerdem schwanken diese deutlich mehr als die großen

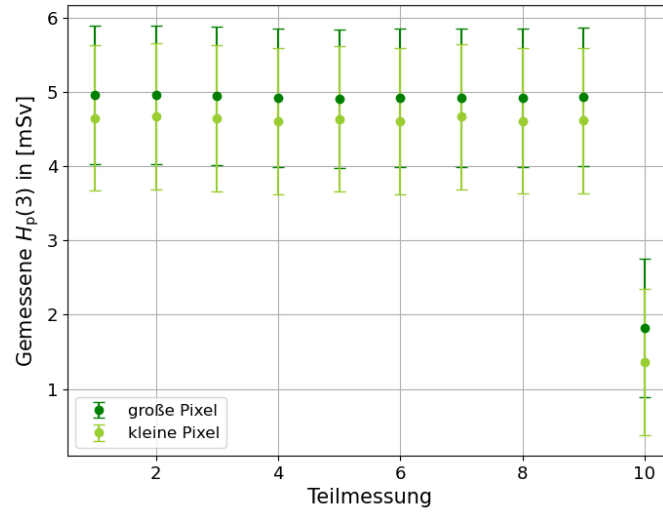


Abbildung 24: Eine der 10 Messungen der H'-80 - Qualität für die 50 mSv Messungen, aufgeteilt in 10 Teilmessungen mit einer $H_p(3)$ von etwa 5 mSv. Die Fehlerbalken sind die Standardabweichung dieser Messung.

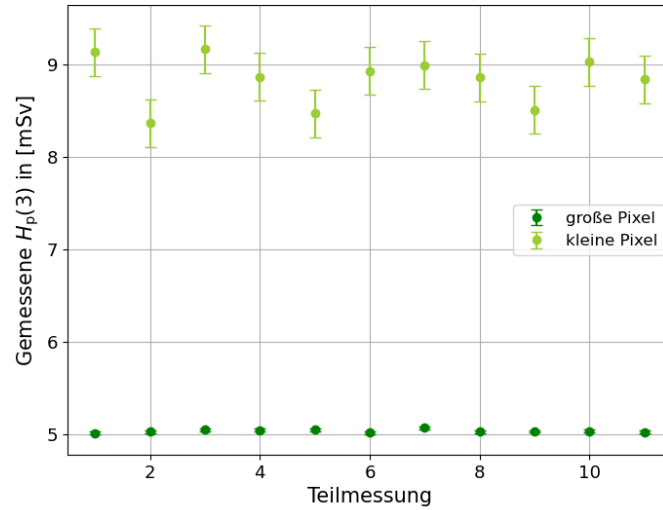


Abbildung 25: Eine der 10 Messungen der H'-150 - Qualität für die 50 mSv Messungen, aufgeteilt in 10 Teilmessungen mit einer $H_p(3)$ von etwa 5 mSv. Die Fehlerbalken sind die Standardabweichung dieser Messung.

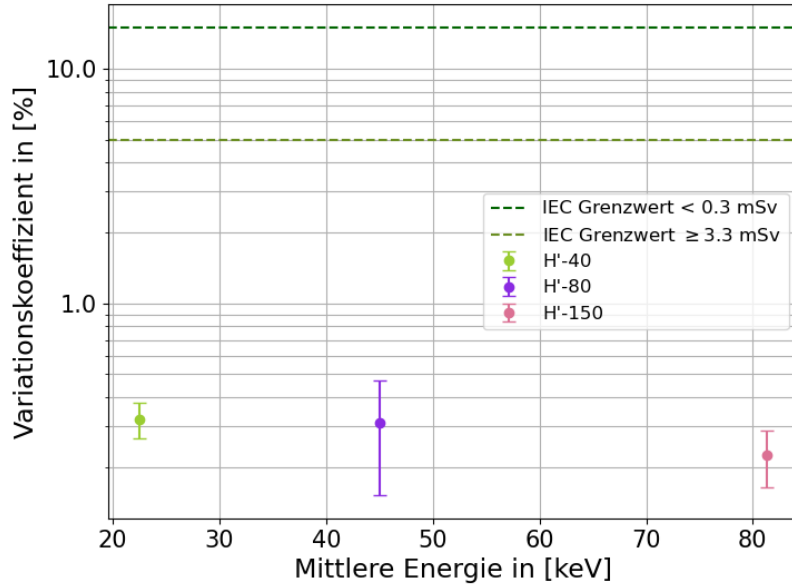


Abbildung 26: Variationskoeffizient der aufgeteilten 50 mSv-Messungen für große Pixel dargestellt über die mittlere Photonenenergie

	H'-40	H'-80	H'-150
große Pixel [%]	0.32 ± 0.05	0.31 ± 0.16	0.23 ± 0.06
kleine Pixel [%]	0.35 ± 0.08	0.57 ± 0.15	3.00 ± 1.86

Tabelle 5: Gemittelte Variationskoeffizienten für Aufteilung in Teilmessungen der 50 mSv-Messungen der H'-40-, H'-80- und H'-150-Strahlungsqualitäten.

Pixel. Die wie oben beschrieben berechneten Variationskoeffizienten sind in der Abbildung 26 für große Pixel zu sehen und in der Abbildung 27 für kleine Pixel. Zusätzlich sind diese in Tabelle 5 aufgelistet.

Anhand dieser Tabelle, sowie anhand Abbildung 26 ist zu erkennen, dass die Variationskoeffizienten für große Pixel keinen Verlauf mit der $H_p(3)$ zeigen. In der Theorie sollten diese jedoch mit zunehmender Energie ebenfalls zunehmen. Da die theoretischen Variationskoeffizienten sehr klein sind, dominieren andere Einflussfaktoren mit anderem Energiegang. Zusätzlich fällt auf, dass diese Koeffizienten kleiner sind, als die in Abschnitt (5.3) für die 5 mSv berechneten Variationskoeffizienten. Für die kleinen Pixel ist im Vergleich zu den Koeffizienten aus Abschnitt (5.3) ebenfalls eine Verbesserung zu erkennen. Für kleine Pixel steigt der Variationskoeffizient allerdings mit zunehmender mittlerer Energie, wie in Abbildung 27 zu sehen. Das ist auch der erwartete Verlauf.

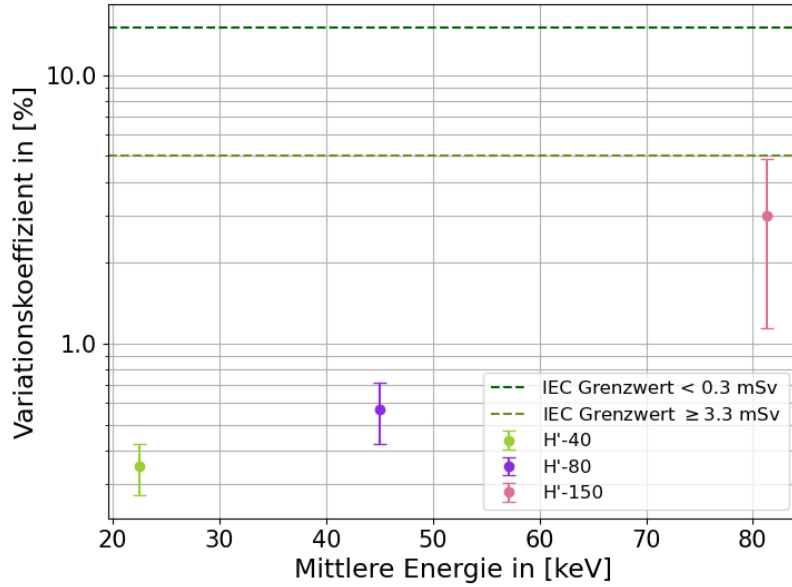


Abbildung 27: Variationskoeffizient der aufgeteilten 50 mSv-Messungen für kleine Pixel dargestellt über die mittlere Photonenenergie

5.7 Vergleich mit den Theoriefehlern

Zum Vergleich mit den Theorie-Fehlern nach Poisson-Statistik wird folgende Gleichung verwendet:

$$\sigma_{\text{poisson}}^{\text{theorie}} = \sqrt{\sum_{i=1}^{16} k_i^2 \cdot N_i} \quad (23)$$

Es wurden die gleichen Konversionsfaktoren verwendet wie in den Berechnungen zuvor. Diese Berechnung erfolgt für jede Messung, sowie für kleine und große Pixel einzeln. Für jede Strahlungsqualität passiert dies also 10 mal. Daraus wird für jede Qualität der Mittelwert gebildet. Für die Berechnung des Variationskoeffizienten werden die in Abschnitt (5.3) berechneten Mittelwerte verwendet. Die Fehler des Koeffizienten werden wieder durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung berechnet. Die sich daraus ergebenden theoretischen Variationskoeffizienten sind in Abbildung 28 für große Pixel und in Abbildung 29 für kleine Pixel zu sehen. Daraus ergeben sich die in Tabelle 6 angegebenen gemittelten Variationskoeffizienten. Es ist zu erkennen, dass die theoretischen Variationskoeffizienten wie erwartet für große Pixel mit zunehmender $H_p(3)$ abnehmen. Wie zuvor erwähnt, steigen die in Abschnitt (5.3) aus den Messungen bestimmten Variationskoeffizienten stattdessen. Zudem ist der niedrigste Variationskoeffizient aus (5.3), der der 2 mSv-Messungen, fast um einen Faktor 10 größer und kein einziger Wert ist noch im Bereich des Fehlers der theoretischen Variationskoeffizienten. Das lässt sich zum Teil

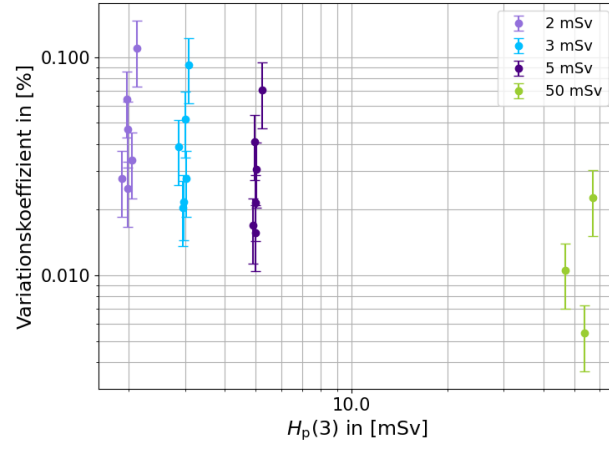


Abbildung 28: Theoretische Variationskoeffizienten nach Poisson für große Pixel dargestellt über die $H_p(3)$

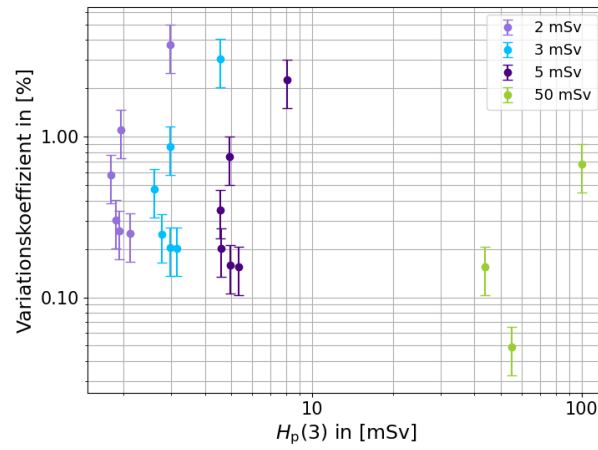


Abbildung 29: Theoretische Variationskoeffizienten nach Poisson für kleine Pixel dargestellt über die $H_p(3)$

	2 mSv	3 mSv	5 mSv	50 mSv
große Pixel [%]	0.051 ± 0.017	0.042 ± 0.014	0.033 ± 0.011	0.013 ± 0.004
kleine Pixel [%]	1.038 ± 0.347	0.840 ± 0.281	0.644 ± 0.215	0.292 ± 0.097

Tabelle 6: Theoretische gemittelte Variationskoeffizienten nach Poisson-Statistik für kleine und große Pixel für die $H_p(3)$ -Werte 2, 3, 5 und 50 mSv

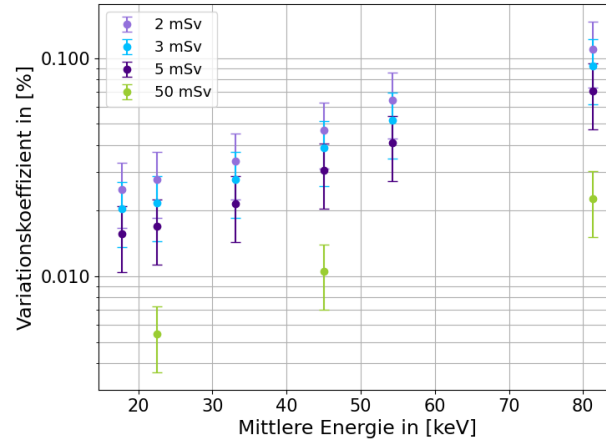


Abbildung 30: Theoretische Variationskoeffizienten für große Pixel nach Poisson-Statistik dargestellt über die mittlere Photonenenergie

auf die Röhrenschwankungen zurückführen. Wie viel von der Variation wirklich vom Detektor kommt, ist wie zuvor erwähnt schwer zu beurteilen.

Für die kleinen Pixel ist ebenfalls zu erkennen, dass der theoretische Variationskoeffizient mit zunehmender $H_p(3)$ abnimmt. Das ist auch in den Messungen aus Abschnitt (5.3) zu sehen. Für die Messungen für 2 und für 5 mSv sind die Variationskoeffizienten mit deren Fehlern im Bereich des Fehlers des theoretischen Variationskoeffizienten. Da die kleinen Pixel schon von sich aus mehr schwanken, ist auch der theoretische Variationskoeffizient deutlich größer, als der der großen Pixel. Dadurch fallen weitere Schwankungen weniger ins Gewicht.

Die Verläufe der theoretischen Koeffizienten für die mittlere Energie der verschiedenen Strahlungsqualitäten sind in den Abbildungen 30 und 31 zu sehen. Es ist zu erkennen, dass für große, wie auch für kleine Pixel die Variation mit zunehmender mittlerer Energie ansteigt, da wie zuvor erwähnt bei gleichbleibender Dosis, aber höherer mittlerer Energie der Photonen die mittlere freie Weglänge der Photonen zunimmt und der Effekt des Charge-Sharings zunimmt.

5.8 Americium-241-Messung

Um den Variationskoeffizienten des Dosepix-Detektors ohne Einfüsse von Röhrenschwankungen bestimmen zu können, wurden zusätzlich Messungen mit radioaktiven Präparaten durchgeführt. ^{241}Am ist ein künstlich erzeugtes radioaktives Isotop mit einer Halbwertszeit von 432.6 a. Beim Zerfall emittiert ^{241}Am neben seiner charakteristischen α -Strahlung auch γ -Strahlung [30], [31]. Letztere wird in diesem Messaufbau zur Berechnung des Variationskoeffizienten des Dosepix-Detektors gemessen. Der Messaufbau besteht aus dem Augenlinsendosimeter und der ^{241}Am -Quelle, welche 10 cm vom Detektor entfernt platziert ist. Dieser Versuchsaufbau ist in Abbildung 32 zu sehen. Um eine gute

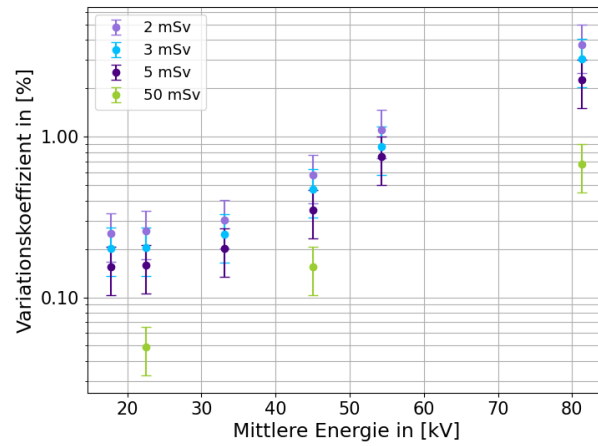


Abbildung 31: Theoretische Variationskoeffizienten für kleine Pixel nach Poisson-Statistik dargestellt über die mittlere Photonenenergie

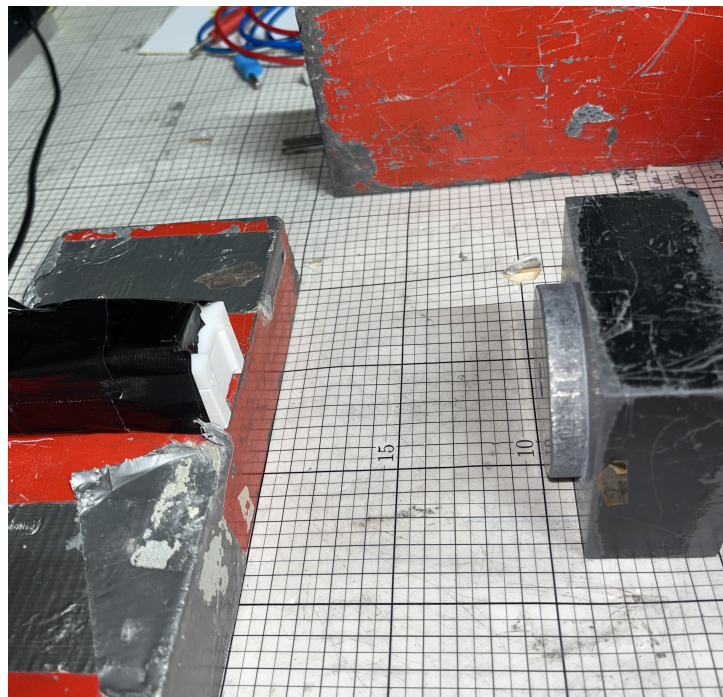


Abbildung 32: Versuchsaufbau der Americium-241-Messung, bestehend aus dem Augenlinsendosimeter und dem ^{241}Am -Präparat mit einem Abstand von 10 cm

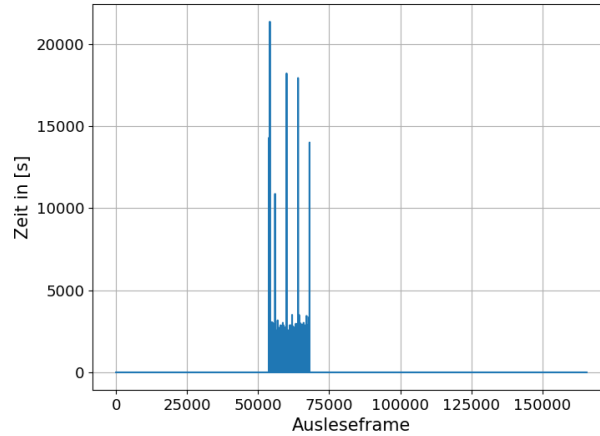


Abbildung 33: Zeit pro Frame, die zum Messen und Auslesen benötigt wurden für die Americium-241-Messung

Vergleichbarkeit mit den anderen Ergebnissen erzielen zu können, soll der Detektor so lange messen, bis er eine $H_p(3)$ von etwa 50 mSv gemessen hat. Um die nötige Messdauer zu bestimmen, wurde zuvor anhand einer etwa 150 s langen Messung die Dosisleistung der Quelle ermittelt. Dadurch ergab sich eine Messzeit von etwa $0.49 \cdot 10^6 \text{ s} = 137 \text{ h}$. Jedoch war die Messung nach dieser Zeit nicht abgeschlossen da der Laptop, mit dem gemessen wurde, nach einer gewissen Zeit in den Ruhezustand gegangen ist und nicht mehr regelmäßig ausgelesen hat. Die Zeit pro Frame ist in Abbildung 33 über die Ausleseframes gezeigt. Hierbei ist zu erkennen, dass es einen Zeitraum gibt, in dem die Auslesezeit deutlich länger war. In dem gleichen Zeitraum ist auch die pro Frame gemessene $H_p(3)$ deutlich größer. Aus diesem Grund wird dieser Abschnitt der Messung vernachlässigt. Die nach dieser Vernachlässigung gesamt gemessene $H_p(3)$ beträgt 43.7 mSv.

Um einen zu den bisher berechneten Variationskoeffizienten vergleichbaren Wert zu erhalten, wird diese Messung in 10 Teile mit einer $H_p(3)$ von etwa 4.4 mSv aufgeteilt und anhand deren Mittelwert und Standardabweichung der Variationskoeffizient berechnet. Der Verlauf der $H_p(3)$ der einzelnen Teilmessungen ist in Abbildung 34 zu sehen. Auch hier ist zu erkennen, dass die kleinen Pixel deutlich mehr Schwankungen aufweisen als die großen Pixel. Zusätzlich wird die Messung in jeweils gleich große Teilmessungen für eine $H_p(3)$ von 2, 3 und 5 mSv geteilt. Bei diesen Aufteilungen bleiben wieder Frames übrig, die vernachlässigt werden müssen, weil die Aufteilungen jeweils keine glatte Anzahl an Teilmessungen ergeben. Ob dabei die ersten oder letzten Frames vernachlässigt werden, ändert jeweils den Variationskoeffizient etwas, was anhand der folgenden Abbildungen 35, 36 und 37, 38 und den Tabellen 7, 8 zu erkennen ist. Um diesen Effekt vermeiden zu können, bräuchte es noch deutlich mehr Messpunkte. In den Abbildungen 35 sowie 36 und in Tabelle 7 sind die Variationskoeffizienten für die Vernachlässigung der letzten Frames zu sehen.

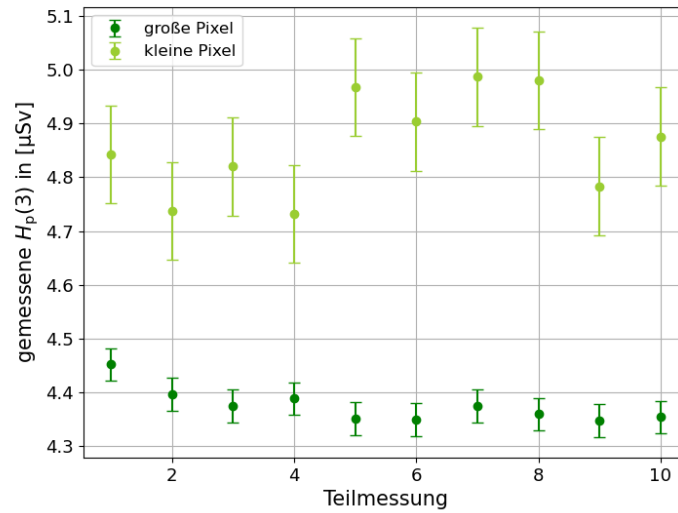


Abbildung 34: Gemessene $H_p(3)$ der einzelnen Teilmessungen der Americium-241-Messung für große und für kleine Pixel für eine Aufteilung in 10 gleich große Messungen. Die Fehlerbalken sind die Standardabweichung dieser Messung.

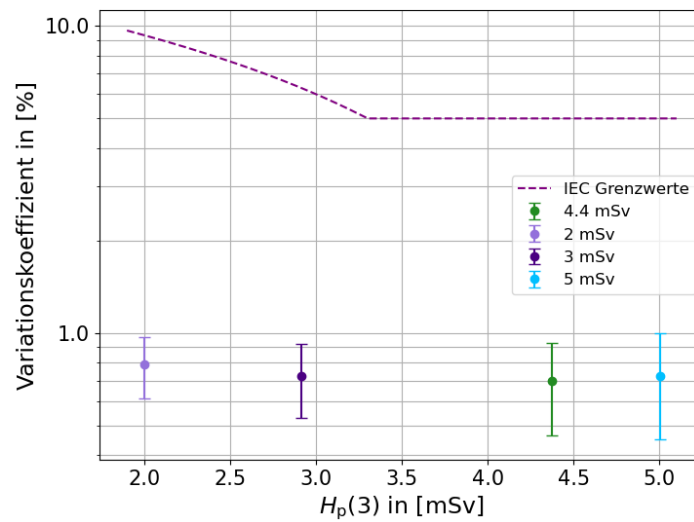


Abbildung 35: Variationskoeffizienten der Americium-241-Messung für große Pixel für die Aufteilung in Teilmessungen unterschiedlicher $H_p(3)$ - Werte. Übrig gebliebene Frames wurden am Ende der Messung vernachlässigt

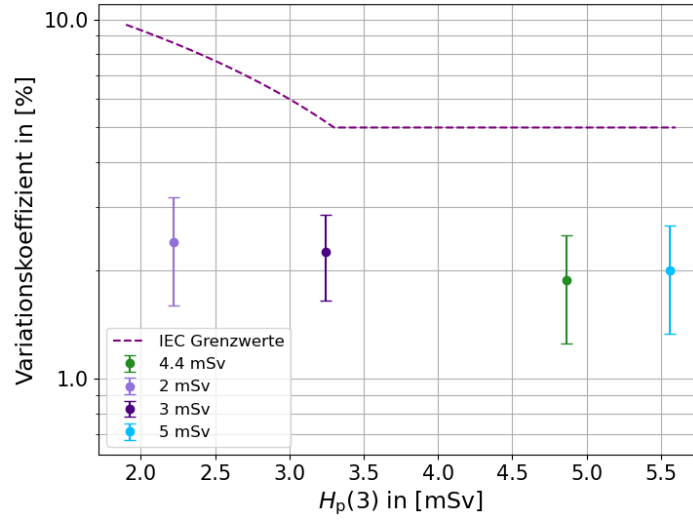


Abbildung 36: Variationskoeffizienten der Americium-241-Messung für kleine Pixel für die Aufteilung in Teilmessungen unterschiedlicher $H_p(3)$ - Werte. Übrig gebliebene Frames wurden am Ende der Messung vernachlässigt

	2 mSv	3 mSv	4.4 mSv	5 mSv
große Pixel [%]	0.79 ± 0.18	0.73 ± 0.19	0.70 ± 0.23	0.72 ± 0.27
kleine Pixel [%]	2.39 ± 0.80	2.25 ± 0.60	1.88 ± 0.63	2.00 ± 0.67

Tabelle 7: Variationskoeffizienten der Americium-241-Messung für große und kleine Pixel für die Aufteilung in Teilmessungen unterschiedlicher $H_p(3)$ - Werte. Übrig gebliebene Frames wurden am Ende der Messung vernachlässigt

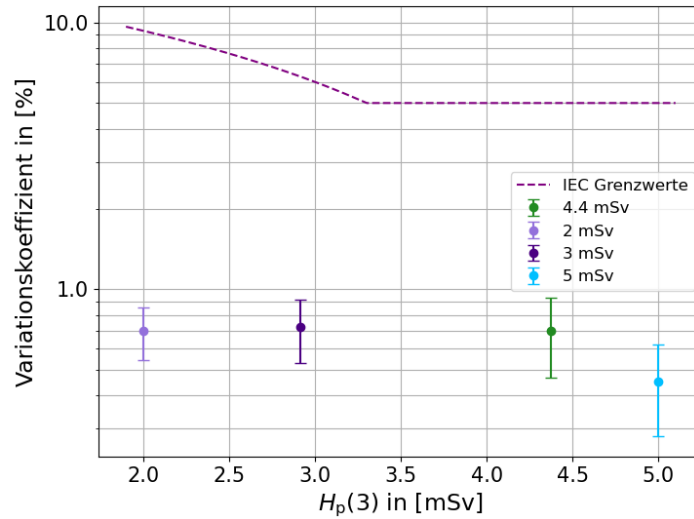


Abbildung 37: Variationskoeffizienten der Americium-241-Messung für große Pixel für die Aufteilung in Teilmessungen unterschiedlicher $H_p(3)$ - Werte. Übrig gebliebene Frames wurden am Anfang der Messung vernachlässigt

	2 mSv	3 mSv	4.4 mSv	5 mSv
große Pixel [%]	0.70 ± 0.16	0.72 ± 0.19	0.70 ± 0.23	0.45 ± 0.17
kleine Pixel [%]	2.81 ± 0.94	2.31 ± 0.62	1.88 ± 0.63	1.76 ± 0.59

Tabelle 8: Variationskoeffizienten der Americium-Messung für große und kleine Pixel für die Aufteilung in Teilmessungen unterschiedlicher $H_p(3)$ - Werte. Übrig gebliebene Frames wurden am Anfang der Messung vernachlässigt

Dabei fällt auf, dass der Variationskoeffizient für beide Pixelgrößen gegenüber der $H_p(3)$ nahezu konstant ist. Für kleine Pixel ist zu beobachten, dass die Variationskoeffizienten im Vergleich zu denen aus Abschnitt (5.3) höher geworden sind. Da die ^{241}Am -Quelle jedoch relativ schwach strahlt, kommt es hier zu mehr Variation, da weniger Ereignisse erfasst werden können.

Werden anstatt der letzten Frames die ersten vernachlässigt, ergeben sich andere Variationskoeffizienten. Diese sind in der Abbildung 37 für große Pixel und in Abbildung 38 für kleine Pixel zu finden und in Tabelle 8 für beide Pixelgrößen.

Es fällt auf, dass diese für große Pixel kleiner sind als die vorherigen Variationskoeffizienten, während die der kleinen Pixel, bis auf für 5 mSv, größer geworden sind. Das ist jedoch auch nicht signifikant. Um den Koeffizienten genauer bestimmen zu können, würden wie zuvor erwähnt deutlich mehr Messpunkte benötigt werden. So ist anzunehmen, dass sich die tatsächlichen Koeffizienten für die verschiedenen $H_p(3)$ irgendwo dazwischen befinden.

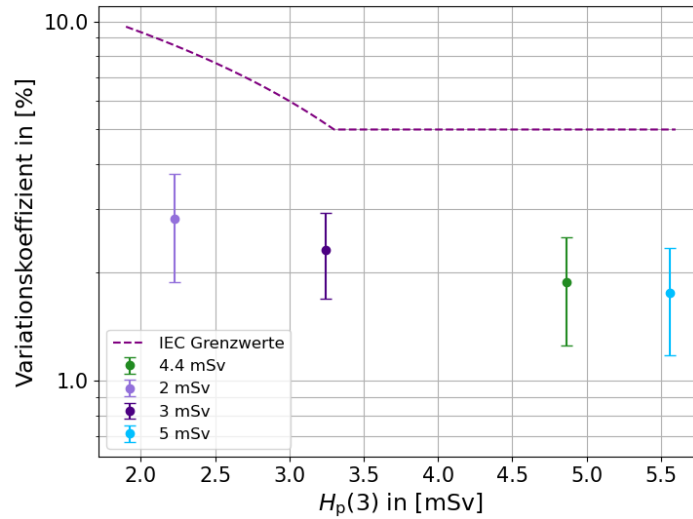


Abbildung 38: Variationskoeffizienten der Americium-241-Messung für kleine Pixel für die Aufteilung in Teilmessungen unterschiedlicher $H_p(3)$ - Werte. Übrig gebliebene Frames wurden am Anfang der Messung vernachlässigt

5.9 Strontium-90-Messung

Auch bei diesem Messaufbau, der in Abbildung 9 zu sehen ist, wird eine radioaktive Quelle zur Berechnung des Variationskoeffizienten verwendet, welche 10 cm vom Augensensordosimeter entfernt steht. In diesem Fall wird das radioaktive Isotop ^{90}Sr verwendet. Es zerfällt mit einer Halbwertszeit von 28.78 a durch Emission von β -Strahlung [32]. Hier liegt also, anders als bei allen bisherigen Messungen, keine Photonenstrahlung, sondern eine Elektronenstrahlung vor. Das hat den Effekt, dass die Berechnung der $H_p(3)$, wie sie bisher erfolgte nicht mehr zutreffend ist, da für die Elektronenstrahlung andere Konversionsfaktoren benötigt werden würden. Trifft ein Elektron den Sensor des Detektors, so breitet sich seine Ladung aufgrund der höheren mittleren Weglänge auf mehrere Pixel aus. Somit sind die gemessenen Ereignisse der einzelnen Pixel nicht mehr unabhängig voneinander. Um trotzdem einen Variationskoeffizienten berechnen zu können, wird mit den gleichen Konversionsfaktoren weiter gerechnet. Es ist dabei aber zu beachten, dass aufgrund dessen der Wert wahrscheinlich nicht ganz der Realität entspricht. Für die ^{90}Sr -Messung wurde ein Messzeitraum von etwa $149 \cdot 10^3 \text{ s} = 41.4 \text{ h}$ ausgewählt. Mit den Konversionsfaktoren für Photonenstrahlung ergibt das eine $H_p(3)$ von etwa 109.9 mSv. Wie auch bei der ^{241}Am -Messung, wird die ^{90}Sr -Messung in 10 Teilmessungen geteilt, um daraus einen Variationskoeffizienten berechnen zu können. Der Verlauf der $H_p(3)$ dieser 10 Teilmessungen ist in Abbildung 40 zu sehen. Auch anhand dieser Abbildung ist zu erkennen, dass die kleinen Pixel mehr schwanken und aufgrund des anderen Verlaufs der Variationskoeffizienten deutlich mehr $H_p(3)$ messen, als die großen Pixel. Die gesamte Messung wird ebenfalls für die $H_p(3)$ -Werte von 2, 3, 5 und 10 mSv in Teilmessungen

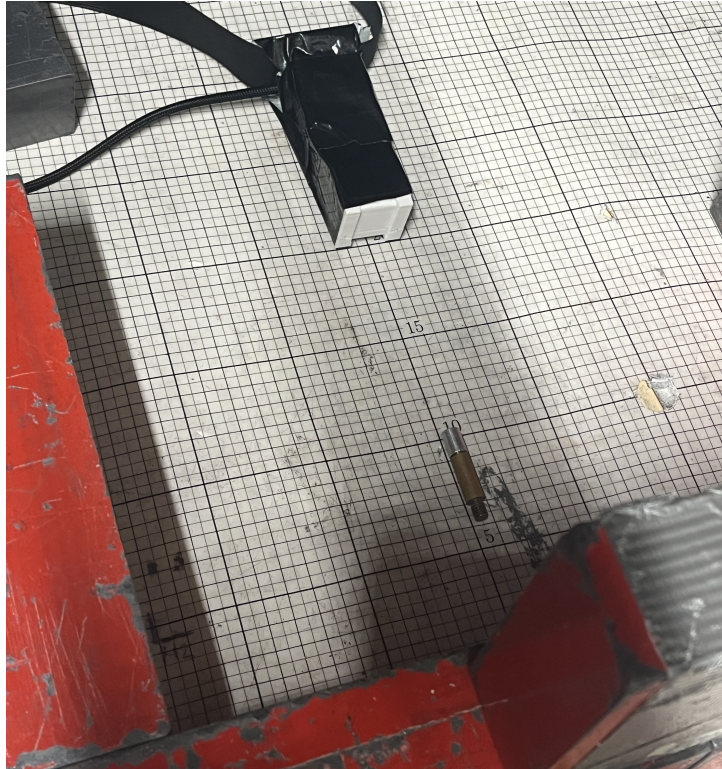


Abbildung 39: Versuchsaufbau der Strontium-90-Messung, bestehend aus dem Augenlinsendosimeter und dem ^{90}Sr -Präparat mit einem Abstand von 10 cm

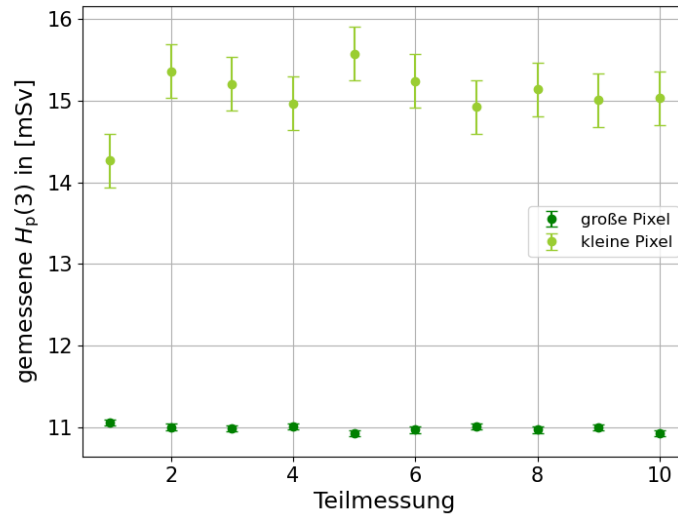


Abbildung 40: Gemessene $H_p(3)$ für große und kleine Pixel pro Teilmessung für eine Aufteilung der Strontium-Messung in 10 gleich große Teile. Die Fehlerbalken sind die Standardabweichung dieser Messung.

	2 mSv	3 mSv	5 mSv	10 mSv	11 mSv
große Pixel [%]	0.55 ± 0.08	0.52 ± 0.09	0.41 ± 0.09	0.26 ± 0.09	0.34 ± 0.11
kleine Pixel [%]	8.72 ± 1.20	5.31 ± 0.90	3.97 ± 0.89	2.48 ± 0.83	2.18 ± 0.73

Tabelle 9: Variationskoeffizienten der Strontium-90-Messung für große und kleine Pixel für die Aufteilung in Teilmessungen unterschiedlicher $H_p(3)$ -Werte. Übrig gebliebene Frames wurden am Ende der Messung vernachlässigt

sungen geteilt. Auch hier gibt es das Problem, dass sich dabei keine ganzen Anzahlen an Teilmessungen ergeben und Frames am Anfang oder Ende der Messung vernachlässigt werden müssen. Die Variationskoeffizienten, die sich durch Vernachlässigung der letzten Frames ergeben, sind in den Abbildungen 41 und 42 und in der Tabelle 9 zu sehen. Anhand der Abbildungen ist zu erkennen, dass hier die Variationskoeffizienten mit zunehmender $H_p(3)$ abnehmen. Bei den großen Pixeln ist allerdings der Variationskoeffizient für 11 mSv höher als der für 10 mSv, wenn auch nicht signifikant, was sich darauf zurückführen lässt, dass wie zuvor erwähnt für die Aufteilung in 10 mSv-Teilmessungen Frames übrig bleiben, die vernachlässigt werden mussten. Da für die Aufteilung in 11 mSv-Abschnitte die gesamte Messung in 10 gleich große Teilmessungen geteilt wurden, bleiben hier keine Frames übrig. Wie anhand Abschnitt (5.8) gezeigt wurde, hat dies einen Einfluss auf den Variationskoeffizienten. Für die kleinen Pixel ist zu sehen, dass für die $H_p(3)$ -Werte von 2 mSv und 3 mSv die Variationskoeffizienten über den Grenzwerten der IEC sind.

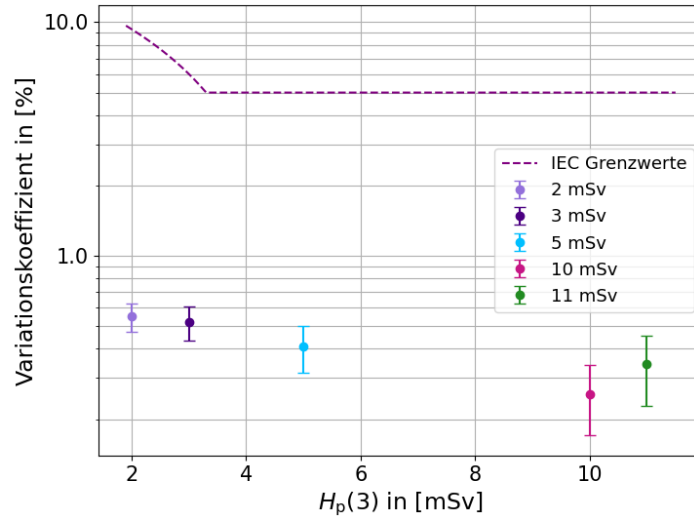


Abbildung 41: Variationskoeffizienten der Strontium-90-Messung für große Pixel für die Aufteilung in Teilmessungen unterschiedlicher $H_p(3)$ - Werte. Übrig gebliebene Frames wurden am Ende der Messung vernachlässigt

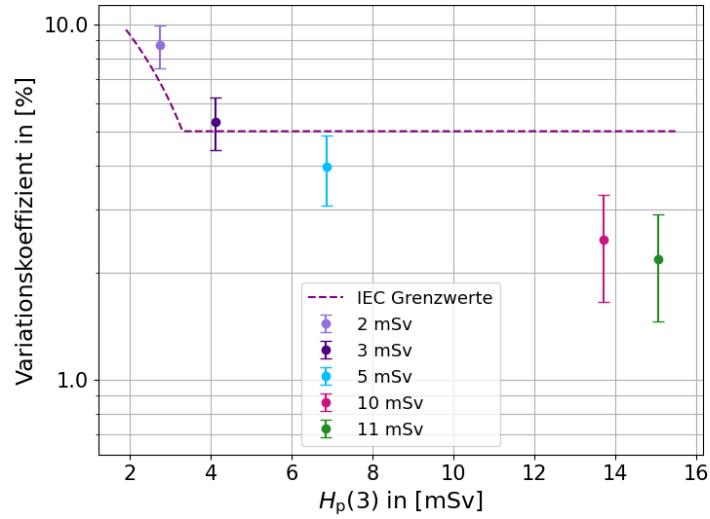


Abbildung 42: Variationskoeffizienten der Strontium-90-Messung für kleine Pixel für die Aufteilung in Teilmessungen unterschiedlicher $H_p(3)$ - Werte. Übrig gebliebene Frames wurden am Ende der Messung vernachlässigt

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit ist es, herauszufinden wie stark der Variationskoeffizient von verschiedenen Faktoren, wie zum Beispiel der Länge der Messung, abhängt und wo die intrinsische Grenze der Variation des Dosepix-Detektors liegt.

Dazu wurden zu erst die N'-, W'- und H'-Serie für die gleichen Messzeiten untersucht, wobei aufgefallen ist, dass die Schwankungen bei der H'-Serie am geringsten sind, weshalb diese weiter untersucht wurde. Als nächstes galt es herauszufinden, inwiefern die Variation mit der Dauer der Messung und somit mit der eingestrahlten $H_p(3)$ zusammenhängt. Dazu wurden für jede Strahlungsqualität dieser Serie für 2, 3, 5 und 50 mSv jeweils 10 Messungen durchgeführt. Anders als erwartet wurde dabei festgestellt, dass die Variationskoeffizienten für große Pixel mit zunehmender $H_p(3)$ ebenfalls zunehmen. Das liegt daran, dass ein gewisser Anteil der gemessenen statistischen Unsicherheit auf Instabilitäten der Röntgenröhre zurückzuführen ist. Aus diesem Grund wurden mehrere Ansätze zur Verringerung der Röhrenschwankungen durchgeführt. In einem ersten Ansatz wurden Leistungsspitzen der Röntgenröhre kurz nach Einschalten der Strahlung für die weitere Auswertung vernachlässigt. Dabei wurden generell die ersten 4 Frames nicht berücksichtigt. Bei der Durchführung ist allerdings aufgefallen, dass diese Methode auf diese Art nicht zielführend ist. Ein solches Verfahren wäre aber gerade für geringere $H_p(3)$ -Werte relevant, da sich für diese ein solcher Peak bei einzelnen Messungen stärker auf die Variation auswirkt. Eine möglicher Ansatz wäre, anstatt Vernachlässigung der ersten Frames, an der Stelle des Peaks das Frame auf den Mittelwert der restlichen Messung zu setzen. Jedoch würde dies vermutlich auch zu einer leichten Verfälschung führen. Ein weiterer Ansatz, um Schwankungen der Röhre während einer Messung oder zwischen mehreren Messungen zu verringern, ist die Differenz jedes einzelnen Messpunktes zum Mittelwert der ihn umgebenden zehn Punkte zu betrachten. Dabei ist allerdings aufgefallen, dass die Ergebnisse am Ende nicht mehr aussagekräftig sind, da so viele Fehler durch falsche Mittelungen entstehen können. Um diese Röhrenschwankungen weniger in die Berechnungen des Variationskoeffizienten einfließen zu lassen, würde entweder ein zuverlässiger Referenzdetektor oder eine Röntgenröhre benötigt werden, die eine konstantere Strahlung erzeugen kann. Um Schwankungen der Röntgenröhre zwischen einzelnen Schüssen nicht in die Ergebnisse einfließen zu lassen, wurden einzelne lange Messungen mit jeweils insgesamt eingestrahlter $H_p(3)$ von 50 mSv in je 10 Teilmessungen aufgeteilt. Aus diesen wurde anschließend der Variationskoeffizient mit den vorgestellten Methoden bestimmt. Dadurch konnten die Variationskoeffizienten deutlich verringert werden. Röhrenschwankungen innerhalb einer Messung können sich so dennoch auf die Ergebnisse auswirken. Anschließend werden die Variationskoeffizienten noch mit den theoretischen Koeffizienten verglichen, wobei auffällt, dass diese größtenteils deutlich kleiner sind als die Koeffizienten, die durch die Messungen bestimmt wurden. Das lässt vermuten, dass der reale Variationskoeffizient von anderen Einflussfaktoren dominiert wird. Anschließend wurde anhand der radioaktiven Präparate, ^{241}Am und ^{90}Sr , der Variationskoeffizient berechnet, um damit Röhrenschwankungen als Einflussfaktor ausschließen zu können. Dafür wurde jeweils die komplette Messung in Teilmessungen verschiedener $H_p(3)$ -Werte aufgeteilt, um zusätzlich deren Einfluss auf den Koeffizienten zu untersuchen. Für ^{241}Am konnte

ein nahezu konstanter Verlauf des Variationskoeffizienten gegenüber der $H_p(3)$ festgestellt werden. Die Werte des Koeffizienten sind vergleichbar mit denen der Messungen für die H'-Serie. Außerdem ist dabei aufgefallen, dass für eine noch genauere Aussage über den Variationskoeffizienten deutlich längere Messzeiten nötig wären. Für die ^{90}Sr -Messung konnte beobachtet werden, dass die Variationskoeffizienten mit zunehmender $H_p(3)$ sinken und im Vergleich zu den Messungen der H'-Serie geringere Werte aufweisen. Dabei ist allerdings zu beachten, dass in diesem Fall eine Elektronenstrahlung wie eine Photonenstrahlung behandelt werden musste.

Anhand der Messungen in dieser Arbeit konnten die Variationskoeffizienten des Dosepix-Detektors genauer bestimmt werden. Für eine noch bessere Untersuchung würde jedoch entweder eine Röntgenröhre, die eine konstante Strahlung erzeugen kann, oder ein zuverlässiger Referenzdetektor benötigt werden. Zusätzlich könnten längere Messungen zu einer genaueren Bestimmung beitragen. Da die Variationskoeffizienten, bis auf die der kleinen Pixel für die ^{90}Sr -Messung, unter den Grenzwerten der IEC liegen, sind genauere Untersuchungen allerdings nur von akademischen Interesse. Anhand dieser Arbeit ist zu erkennen, dass die Variation für kleine Pixel größer ist als die der großen, weshalb in Zukunft eine einheitliche Pixelgröße, die zwischen den großen und den kleinen Pixel liegt, untersucht werden könnte. Das Interesse einer dazwischen liegenden Pixelgröße liegt darin, dass damit höhere Dosisleistungen erfasst werden können. Zusätzlich könnte der Einfluss der Anzahl der verwendeten Pixel auf den Variationskoeffizienten erforscht werden.

7 Anhang

7.1 Bin-Grenzen

Bin	untere Grenze [keV]	obere Grenze [keV]
1	12	15
2	15	20
3	20	25
4	25	30
5	30	35
6	35	40
7	40	50
8	50	60
9	60	70
10	70	80
11	80	90
12	90	100
13	100	110
14	110	130
15	130	150
16	150	-

7.2 Tatsächliche Filterungen der verschiedenen Serien

ISO 4037 code	mm Al	mm Cu	mm Sn
N-10	0,1		
N-15	0,5		
N-30	4,0		
N-40	4,0	0,2	
N-60	4,0	0,6	
N-80	4,0	2,0	
N-100	4,0	5,0	
N-120	4,0	5,0	1,0
N-150	4,0		2,0

ISO 4037 code	mm Al	mm Cu	mm Sn
W-30	2,0		
W-40	4,0		
W-60	4,0	0,2	
W-80	4,0	0,6	
W-110	4,0	2,0	
W-150	4,0		1,0

ISO 4037 code	mm Al	mm Cu	mm Sn
H-30	0,5		
PTB C 40	1,0		
H-60	3,0		
PTB C 80	7,1		
H-100	4,0	0,2	
PTB C 150	4,0	0,6	

7.3 Messzeiten für die 2, 3, 5 und 50 mSv Messungen

Strahlungsqualität	2 mSv	3 mSv	5 mSv	50 mSv
H-30	36 s	53 s	90 s	
PTB C 40	29 s	43 s	72 s	719 s
H-60	29 s	43 s	72 s	
H-80	29 s	43 s	75 s	756 s
H-100	22 s	34 s	56 s	
PTB C 150	12 s	18 s	31 s	306 s

Literatur

- [1] Karlsruher Institut für Technologie (KIT) - Augenlinsendosimeter https://doris.bfs.de/jspui/bitstream/urn:nbn:de:0221-2017112214449/3/BfS_2017_3613S40011.pdf
- [2] Hans-Christian Apelman - Strahlenbelastung der Augenlinse durch radiologische Bildgebungsverfahren am OP-Arbeitsplatz bei unfallchirurgischen Eingriffen <https://www.zhb.uni-luebeck.de/epubs/ediss2437.pdf>
- [3] Strahlenschutzkommission - Strahleninduzierte Katarakte <https://www.unimedizin-mainz.de/fileadmin/kliniken/betriebsarzt/Dokumente/ssk0907.pdf>
- [4] Strahleninduzierte Katarakte - Strahlenschutzkommission <https://www.unimedizin-mainz.de/fileadmin/kliniken/betriebsarzt/Dokumente/ssk0907.pdf>
- [5] Dosepix-Detektor - PTB https://www.ptb.de/cms/en/service-seiten/events/event.html?tx_news_pi1%5Bnews%5D=12614&tx_news_pi1%5Bcontroller%5D=News&tx_news_pi1%5Baction%5D=detail&tx_news_pi1%5Bday%5D=21&tx_news_pi1%5Bmonth%5D=3&tx_news_pi1%5Byear%5D=2023&cHash=cdb5f7ec7c9bc70e80825b16b4b7509d
- [6] Aktives Dosimeter - Fuji Electric <https://www.fujielectric.fr/de/blog/aktives-dosimeter/>
- [7] Hanno Krieger - „Strahlungsmessung und Dosimetrie“ 2011, 2013
- [8] PTB-Bericht Dos-23 <https://oar.ptb.de/files/download/110.20200417DE.pdf>
- [9] Hanno Krieger - Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes, 4. Auflage
- [10] Jens-Holger Grunert - Strahlenschutz für Röntgendiagnostik und Computertomographie
- [11] Leonie Ullmann - Untersuchung und Analyse der Bias-Spannungs-Abhängigkeit des hybriden, photonenzählenden Pixeldetektors Dosepix https://ecap.nat.fau.de/wp-content/uploads/2022/03/2021_Ullmann_Bachelor-1.pdf
- [12] Silizium - Mineralienatlas <https://www.mineralienatlas.de/lexikon/index.php/Mineralienportrait/Quarz/Silizium%20und%20Siliziumdioxid>
- [13] Charakteristische Röntgenstrahlung - medizinphysik.wiki <https://medizinphysik.wiki/roentgendiagnostik/roentgenroehre/>
- [14] xpecgen - pypi.org <https://pypi.org/project/xpecgen/>

- [15] Technische Hochschule Mittelhessen - Röntgenröhre <https://www.thm.de/mni/forschung/institute-gruppen/imps/imps-strahlung-information/radiologie/grundlagen/erzeugung-von-roentgenstrahlung.html>
- [16] DIN ISO 4037-1 - VDE Verlag <https://www.vde-verlag.de/normen/0400347/din-iso-4037-1-vde-0412-4037-1-2019-11.html>
- [17] DIN 6818-1 - Strahlenschutzdosimeter
- [18] Thomas Gabor. „Simulation und Experimente zur Anwendung eines neuartigen spektroskopischen Pixeldetektors in der Personendosimetrie“. 2012.
- [19] W. Wong. „A Hybrid Pixel Detector ASIC with Energy Binning for Real-Time, Spectroscopic Dose Measurements“. Diss. Jan. 2012
- [20] D. Haag. Active personal dosimetry with the hybrid pixelated DOSEPIX detector. Nov. 2018
- [21] Active Personal Eye Lens Dosimetry with the Hybrid Pixelated Dosepix Detector <https://arxiv.org/pdf/2305.05470>
- [22] The Dosepix detector—an energy-resolving photon-counting pixel detector for spectrometric measurements <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/10/04/C04015/pdf>
- [23] W. G. Alberts, P. Ambrosi, J. Böhm, G. Dietze, K. Hohlfeld and W. Will: PTB-Reports Dosimetrie (Dos): PTB-Dos-23(e): New dose quantities in radiation protection, 1995
- [24] Florian Beißer - Eye Lens Dosimetry with the Hybrid Photon-Counting Pixel Detector Dosepix
- [25] IXRS HP 160 kV - xray.comet.tech <https://xray.comet.tech/en/products/ixrs-hp-160-kv>
- [26] DIN EN ISO 4037-3 <https://www.vde-verlag.de/normen/0400451/din-en-iso-4037-3-vde-0412-4037-3-2021-07.html>
- [27] numpy.std() - numpy.org <https://numpy.org/doc/stable/reference/generated/numpy.std.html>
- [28] Sebastian Schmidt - Dosimetry and X-ray spectroscopy with the photon counting pixel detector Dosepix
- [29] spline - scipy.org https://docs.scipy.org/doc/scipy/tutorial/interpolate/smoothing_splines.html
- [30] Americium - Friedrich-Schiller-Universität Jena <https://www.chemgeo.uni-jena.de/chegemedia/6760/radioaktivitaet-am.pdf>

- [31] Americium - Messanleitungen für die „Überwachung radioaktiver Stoffe in der Umwelt und externer Strahlung“ https://www.bmu.de/fileadmin/Daten_BMU/Download_PDF/Strahlenschutz/strlsch_messungen_gamma_interf_bf.pdf
- [32] Strontium - Internetchemie.info <https://www.internetchemie.info/isotop.php?Kern=Sr-90>

Danksagungen

Ich möchte mich bei folgenden Personen für ihre Unterstützung und Hilfe bedanken:

PD Dr. Thilo Michel danke für die Bereitstellung dieses Themas, sowie für die äußerst freundliche Betreuung und Ratschläge für weitere Messungen. Fachliche Diskussionen haben dazu beigetragen, dass ich einiges besser verstehen konnte.

Florian Beißer als Hauptansprechpartner und größte Hilfe bei all meinen Fragen. Egal welche Fragen ich hatte und selbst wenn diese zum zweiten Mal kamen, konnte ich immer zu ihm gehen und habe auch immer sehr freundliche und sehr gute Hilfe bekommen. Er war quasi mein persönlicher ChatGP-Flo. Dazu hat er mit interessanten und lustigen Gesprächen für einen angenehmen Arbeitsalltag gesorgt. Ich hätte mir keine bessere Betreuung vorstellen können.

Analyse Labor danke an Leonie, Luca und Sebastian für die angenehme Arbeitsatmosphäre, die guten Gespräche und für die super Hilfe, wenn meine Formatierung mal wieder nicht so wollte, wie ich.

Rolf Behrens danke für die sehr schnelle und ausführliche Antwort auf meine Frage zur Americium-241-Messung. Diese hat mir sehr geholfen und hat Klarheit geschaffen.

Freunde und Familie danke an Helena Leicht, Margarita Kurgankov und Jürgen Pfohlmann für das Korrekturlesen meiner Arbeit. Dank eurer Hilfe konnten einige Tippfehler und ähnliches beseitigt werden.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, Linda Pfohlmann (22862366), 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.

Ort, Datum

Unterschrift