

# Entwicklung eines Detektors zum empfindlichen Online-Nachweis von Radionukliden ( $\alpha$ , $\beta$ , $\gamma$ ) im (Trink-)Wassernetz

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der KIT-Fakultät für  
Elektrotechnik und Informationstechnik  
des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)  
genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys. Jorrit Reinhold Drinhaus  
geb. in Bonn

Tag der mündlichen Prüfung: 13.04.2022

Hauptreferent: Priv.-Doz. Dr. Bastian Breustedt

Korreferenten: Univ.-Prof. Dr. Clemens Walther (Leibniz Universität Hannover)  
Prof. Dr. Ivan Peric



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
1.1	Radioaktivität . . . . .	1
1.2	Wechselwirkungen mit Materie . . . . .	4
1.2.1	Geladene Teilchen . . . . .	4
1.2.2	Ungeladene Teilchen (Photonen) . . . . .	6
1.3	Biologische Effekte ionisierender Strahlung . . . . .	8
1.3.1	Strahlendosis . . . . .	8
1.3.2	Dosiskoeffizienten . . . . .	9
1.3.3	Deterministische und Stochastische Strahlenschäden . . . . .	11
1.4	Strahlenschutz . . . . .	12
1.4.1	Strahlenexposition . . . . .	12
1.4.2	Institutionen . . . . .	12
1.4.3	Rechtsnormen . . . . .	13
1.4.4	Überwachungsnetz . . . . .	15
1.5	TransAqua . . . . .	15
<b>2</b>	<b>Gefahrenanalyse und Anforderungsdefinition</b>	<b>19</b>
2.1	Arten der Kontamination . . . . .	19
2.1.1	Kontamination mit natürlichen Radionukliden . . . . .	19
2.1.2	Aktive Kontamination des Trinkwassersystems . . . . .	20
2.1.3	Auswirkungen einer Kontamination des Trinkwassers . . . . .	20
2.2	Relevante Radionuklide . . . . .	21
2.3	Detektoren zum Nachweis von Radionukliden in Wasser . . . . .	24
2.3.1	Anforderungen an den Detektor . . . . .	25
2.3.2	Grenzwerte . . . . .	27
2.3.3	Charakteristische Grenzen . . . . .	29
2.3.4	Annahmen bei Berechnung der notwendigen Nachweisgrenzen . . . . .	34
2.3.5	Resultierende notwendige Nachweisgrenzen . . . . .	35
2.4	Positionierung des Detektors im Trinkwassernetz . . . . .	36
<b>3</b>	<b>Strahlungsdetektoren</b>	<b>41</b>
3.1	Szintillationsdetektoren . . . . .	43
3.1.1	Arten von Szintillatoren . . . . .	43
3.1.2	Lichtdetektion . . . . .	48
3.1.3	Szintillatorspektrum . . . . .	50
3.1.4	Entscheidung für Szintillationsdetektion . . . . .	54

3.2	Optische Anbindung . . . . .	56
3.3	Vorüberlegungen zu möglichen Materialien und Geometrien . . . . .	59
3.3.1	Geometrieentscheidung . . . . .	62
<b>4</b>	<b>Monte-Carlo-Simulationen</b>	<b>65</b>
4.1	GAMOS . . . . .	65
4.2	ROOT . . . . .	68
4.3	Automatisierte Simulation und Analyse . . . . .	69
4.4	Validierung . . . . .	70
4.4.1	NaI-Detektor . . . . .	70
4.4.2	Szintillatorplatten . . . . .	74
4.4.3	Kalibrierfaktor . . . . .	85
4.5	Parameteroptimierung . . . . .	88
4.5.1	Radiologische Betrachtung . . . . .	88
4.5.2	Strömungsmechanische Betrachtung . . . . .	94
<b>5</b>	<b>3D-Druck</b>	<b>97</b>
5.1	Konstruktionsprozess . . . . .	98
5.2	Herausforderungen im 3D-Druck . . . . .	101
<b>6</b>	<b>Detektorentwicklung</b>	<b>107</b>
6.1	Prinzipieller Aufbau des Detektors . . . . .	107
6.1.1	Kontaminationstests . . . . .	108
6.1.2	Säureresistenz des optischen Gels . . . . .	109
6.2	Eigenschaften des genutzten Photomultipliers . . . . .	111
6.3	Test-Prototyp . . . . .	115
6.3.1	Aufbau des Test-Prototyps . . . . .	115
6.3.2	Testmessungen . . . . .	118
6.3.3	Ergebnisse . . . . .	121
6.3.4	Messmodus . . . . .	127
6.4	Erste Revision . . . . .	128
6.5	Zweite Revision . . . . .	133
6.5.1	Kühlung . . . . .	133
6.6	Koinzidenzschaltung . . . . .	147
6.6.1	Zeitverteilung von Ereignissen . . . . .	147
6.6.2	Test der Koinzidenzschaltung . . . . .	154
6.7	Verkalkung . . . . .	155
6.8	Probleme bei der Detektorentwicklung . . . . .	157
<b>7</b>	<b>Auslese- und Analysesoftware</b>	<b>159</b>
7.1	Graphical User Interface . . . . .	159
7.1.1	Funktionsumfang . . . . .	160
7.1.2	Mögliche Erweiterungen . . . . .	164
7.2	Datenspeicherung und -analyse . . . . .	164
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>167</b>



<b>Anhang</b>	<b>171</b>
<b>A GAMOS-Plug-Ins</b>	<b>171</b>
A.1 Header-Dateien . . . . .	171
A.2 Quelltext-Dateien . . . . .	172
<b>B Shell-Skripte</b>	<b>179</b>
<b>C Simulationsergebnisse</b>	<b>185</b>
<b>D OpenFOAM-Dateien</b>	<b>191</b>
<b>E Radionuklidlösungen</b>	<b>199</b>
<b>F Validierung des Simulationsmodells</b>	<b>209</b>
<b>G Messparameter des Test-Prototyps</b>	<b>219</b>
<b>H Datenblätter der eingesetzten Materialien und Bauteile</b>	<b>223</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>238</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>247</b>



# Kapitel 1

## Einführung

*Trinkwasser ist lebensnotwendig und kann nicht ersetzt werden.*

Mit diesem zentralen Satz beschreibt die DIN-Norm zur Zentralen Trinkwasserversorgung, DIN 2000, klar und deutlich die herausragende Stellung des Trinkwassers als Lebensmittel [Deu17]. Aus dieser großen Bedeutung für die Bevölkerung ergibt sich die Notwendigkeit des Schutzes der Trinkwasserversorgung. Grundsätzlich besteht für die Trinkwasserversorgung die potenzielle Gefahr einer Kontamination mit radioaktiven Stoffen natürlichen oder anthropogenen Ursprungs. Künstlich hergestellte Radionuklide könnten beispielsweise durch falsche Handhabung oder durch einen terroristischen Anschlag in das Trinkwassersystem eingebracht werden. Diese Arbeit, die sich mit der Entwicklung des Detektorssystems MONIKA<sup>1</sup> zum schnellen Nachweis radioaktiver Stoffe in Trinkwassersystemen befasst, soll einen Beitrag zum Schutz des Trinkwassers leisten, indem sie die frühzeitige Erkennung einer Kontamination und die daraus resultierenden sofortigen Notfallmaßnahmen ermöglicht.

### 1.1 Radioaktivität

Radioaktivität bezeichnet die Umwandlung instabiler Atomkerne unter Aussendung ionisierender Strahlung. Der Zeitpunkt dieser Umwandlung lässt sich für einen einzelnen Atomkern nicht vorhersagen, sehr wohl aber die Wahrscheinlichkeit eines Zerfalls in einem definierten Zeitraum. Für eine große Anzahl radioaktiver Atomkerne beschreibt das Zerfallsgesetz deren exponentielle Abnahme.

Radionuklide, also instabile Atomkerne, kommen sowohl natürlich als auch anthropogen vor. Prominente Vertreter der natürlichen Radionuklide sind zum Beispiel <sup>14</sup>C (genutzt für die Radiokarbondatierung) und <sup>235</sup>U (spaltbares Uran, genutzt zur Energiegewinnung in Kernreaktoren). Es gibt verschiedene Formen der radioaktiven Zerfälle, deren drei für diese Arbeit wichtigste Vertreter im Folgenden erklärt werden. Dabei wird nur auf für das grundlegende Verständnis relevante Aspekte eingegangen, für eine detaillierte Beschreibung sei auf einschlägige Literatur, wie beispielsweise [PRSZ04], verwiesen.

Der  $\alpha$ -Zerfall bezeichnet die Kernumwandlung unter Aussendung eines sogenannten  $\alpha$ -Teilchens. Bei diesem handelt es sich um einen Heliumkern, bestehend aus zwei

---

<sup>1</sup>Monitoring System Karlsruhe

Protonen und zwei Neutronen. Es ist deshalb zweifach positiv geladen und hat eine Masse von 4 u. Die Eindringtiefe von  $\alpha$ -Teilchen in Materie ist aufgrund ihrer Ladung und großen Masse sehr gering. Der  $\alpha$ -Zerfall



eines Atomkerns  $X$  der Massenzahl  $A$  und Ordnungszahl  $Z$  in einen Atomkern  $Y$  ist energetisch möglich, wenn folgende Massenbeziehung erfüllt ist.

$$m(A, Z) > m(A - 4, Z - 2) + m(\alpha) \quad (1.2)$$

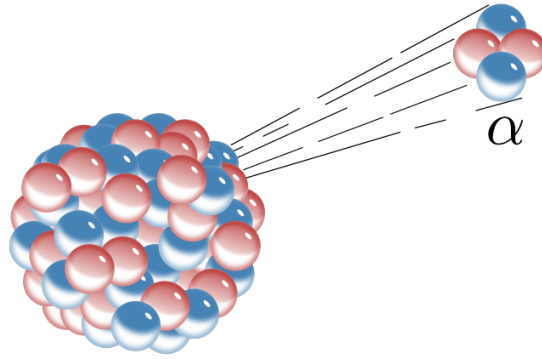


Abbildung 1.1: Grafische Darstellung des  $\alpha$ -Zerfalls.[Ind07a]

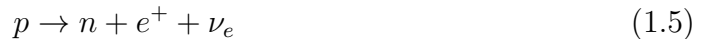
Beim  $\beta$ -**Zerfall** wird der Atomkern unter Aussendung eines Elektrons ( $\beta^-$ ) oder Positrons ( $\beta^+$ ) in den isobaren Kern<sup>2</sup> eines Nebenelements umgewandelt. Da beim  $\beta$ -Zerfall zusätzlich ein (Anti-)Neutrino erzeugt wird, das einen Teil der frei werden- den Energie aufnimmt, verfügen  $\beta$ -Teilchen über ein kontinuierliches Energiespektrum. Für den  $\beta^-$ -Zerfall



gilt die Massenbeziehung

$$m(A, Z) > m(A, Z + 1), \quad (1.4)$$

während für den  $\beta^+$ -Zerfall



zu beachten ist, dass für die Umwandlung des Protons in ein Neutron die Energie einer Elektronenmasse  $m_e$  benötigt wird, und zusätzlich ein Positron erzeugt wird, sodass gilt

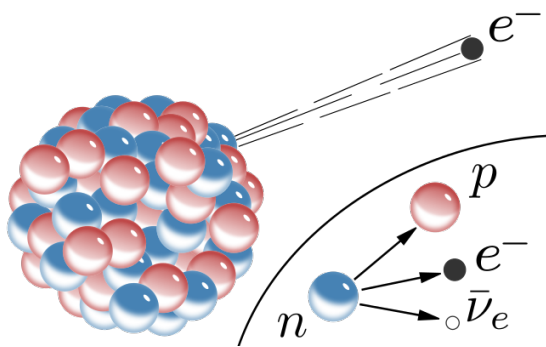
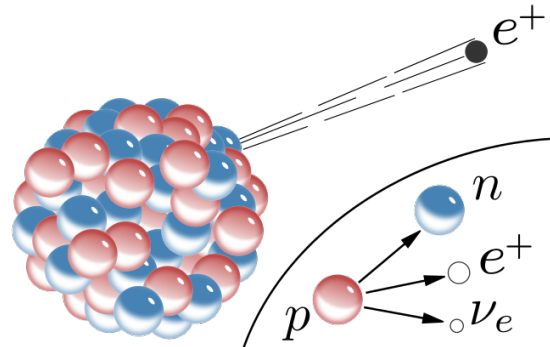
$$m(A, Z) > m(A, Z - 1) + 2m_e. \quad (1.6)$$

Neben dem  $\beta^+$ -Zerfall gibt es mit dem **Elektroneneinfang** (**EC**<sup>3</sup>) eine weitere Umwandlungsmöglichkeit eines Protons in ein Neutron. Auch hier bleibt die Massenzahl unverändert, jedoch gilt beim Elektroneneinfang



<sup>2</sup>Isobare: Kerne unterschiedlicher Elemente, jedoch mit gleicher Massenzahl

<sup>3</sup>Electron Capture

Abbildung 1.2: Grafische Darstellung des  $\beta^-$ -Zerfalls.[Ind07b]Abbildung 1.3: Graphische Veranschaulichung des  $\beta^+$ -Zerfalls.[Mm16]

bei dem ein Proton mittels eines Hüllenelektrons in ein Neutron umgewandelt wird, mit

$$m(A, Z) > m(A, Z - 1) + \varepsilon/c^2 \quad (1.8)$$

eine andere Massenbeziehung, in der  $\varepsilon$  die Anregungsenergie der Atomhülle des Tochterkerns bezeichnet. Da diese Anregungsenergie deutlich kleiner ist als die Elektronenmasse, kann der Elektroneneinfach auch bei Nukliden vorkommen, bei denen der  $\beta^+$ -Zerfall energetisch nicht möglich ist.

Der  $\gamma$ -**Zerfall** bezeichnet strenggenommen keinen Zerfall eines Atomkerns, da sich dessen Bestandteile dabei nicht ändern. Stattdessen bezeichnet er die Aussendung eines Photons die dazu führt, dass der Atomkern von einem angeregten Zustand (typischerweise nach einem  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Zerfall) in den Grundzustand, oder einen anderen energetisch niedrigeren Zustand, übergeht. Meist ist die Lebensdauer des angeregten Zustands sehr kurz, falls der angeregte Zustand jedoch über eine große Lebensdauer (Sekunden oder mehr) verfügt, handelt es sich bei dem metastabilen Zustand des Kerns um ein sogenanntes Kernisomer. In diesem Fall wird die beschriebene Aussendung eines Photons als Isomerieübergang (**IT**<sup>4</sup>) bezeichnet. Möglich ist auch eine Energieabgabe mittels Innerer Konversion (**IC**<sup>5</sup>), bei der die Energie über die Auslösung eines Hüllenelektrons übertragen wird. Anders als  $\beta$ -Elektronen haben diese ausgelösten Elektronen eine (nahezu) konstante Energie, die der Energiedifferenz des jeweiligen Übergangs abzüglich der Bindungsenergie des ausgelösten Elektrons entspricht.

Einen vereinfachten Überblick über die Eigenschaften der bei den vorgestellten Zerfallsarten auftretenden Strahlungsarten bietet Tabelle 1.1.

Bei den beschriebenen radioaktiven Zerfällen handelt es sich um statistische Prozesse. Es lässt sich also nicht vorhersagen, wann ein Atomkern zerfällt. Aufgrund der nuklidspezifischen Zerfallswahrscheinlichkeit innerhalb eines Zeitintervalls ( $\lambda$ , auch Zerfallskonstante genannt) lassen sich jedoch für makroskopische Stoffmengen  $N$  Aussagen über die Abnahme der Menge des Radionuklids treffen. Aus der Aktivität

<sup>4</sup>Isomeric Transition

<sup>5</sup>Internal Conversion

Tabelle 1.1: Überblick über die Eigenschaften der bei den vorgestellten Zerfallsarten auftretenden Strahlungsarten.

	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$
Art der Strahlung	Teilchen (Heliumkern)	Teilchen (Positron/Elektron)	elektromagnetisch (Photon)
Masse	3,73 GeV/c <sup>2</sup>	511 keV/c <sup>2</sup>	0
elektrische Ladung	2 e	±1 e	0
Reichweite	gering	mittel	groß
Abschirmbarkeit	einfach	mittel	schwierig

$A$ , die sich aus Stoffmenge und Zerfallskonstante ergibt, und die Änderung ebendieser Stoffmenge beschreibt, lässt sich das Zerfallsgesetz herleiten.

$$A = -\frac{dN}{dt} \quad (1.9)$$

$$-\lambda N = \frac{dN}{dt} \quad (1.10)$$

Diese homogene lineare Differentialgleichung erster Ordnung lässt sich durch den allgemeinen Ansatz einer Exponentialfunktion lösen. Man erhält damit die Zerfallsgesetze

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.11)$$

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.12)$$

die die zeitabhängigen Werte von Stoffmenge  $N$  und Aktivität  $A$  in Abhängigkeit der Ausgangsgrößen  $N_0$  respektive  $A_0$  beschreiben.

## 1.2 Wechselwirkungen mit Materie

Damit Teilchen- oder Wellenstrahlung Auswirkungen auf einen Körper hat, aber auch um sie detektieren zu können, muss sie mit Materie wechselwirken. Bei ionisierender Strahlung ist dies der Fall. Nachfolgend werden die Wechselwirkungsprozesse, welche für die biologische Wirkung ionisierender Strahlung und die Detektion der für die angestrebte Anwendung zu erwartenden Teilchen am bedeutendsten sind, aufgeführt und erklärt.

### 1.2.1 Geladene Teilchen

#### Inelastische Stöße

Bei der Durchquerung von Materie verlieren geladene Teilchen durch inelastische Stöße mit Elektronen Energie und ionisieren dabei Atome oder regen diese an. Dieser Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{nz^2}{\beta^2} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (1.13)$$

mit

$E$  = Teilchenenergie

$x$  = Weglänge

$m_e$  = Elektronenmasse

$c$  = Lichtgeschwindigkeit

$n$  = Elektronendichte des Materials

$z$  = Ladungszahl des Teilchens

$\beta = v/c$

$v$  = Teilchengeschwindigkeit

$e$  = Elementarladung

$\varepsilon_0$  = Elektrische Feldkonstante

$I$  = mittleres Anregungspotenzial des Materials

Der pro Wegstreckeneinheit erlittene Energieverlust wird auch als Linearer Energietransfer (LET) bezeichnet. Für weitergehende Erläuterungen und später eingeführte Korrekturen zur Bethe-Bloch-Formel sei an dieser Stelle auf [PRSZ04] verwiesen.

### Bremsstrahlung

Ändert sich der Impuls geladener Teilchen, so geben diese Energie in Form von Photonen, der sogenannten Bremsstrahlung, ab. Die Impulsänderung geschieht beim Durchgang durch Materie häufig durch eine Ablenkung im Coulombfeld eines Atomkerns. Die Wahrscheinlichkeit dieser Wechselwirkung ist dabei ungefähr proportional zur Energie und zum Quadrat der Kernladungszahl [PRSZ04].

### Annihilation

Bei der Betrachtung von  $\beta^+$ -Strahlung ist die Annihilation als weiterer Prozess von Bedeutung. Dabei werden das Positron und sein Antiteilchen, ein Elektron aus der umgebenden Materie, in Energie umgewandelt. Die dabei entstehenden zwei Photonen besitzen eine Energie von jeweils 511 keV (entsprechend der Ruheenergie von Elektronen und Positronen) und werden aufgrund der Impulserhaltung im Schwerpunktsystem in exakt entgegengesetzte Richtungen emittiert. Diese besondere Eigenschaft macht sich die Positronen-Emissions-Tomographie (PET) zunutze. Der Vorteil dieses medizinischen bildgebenden Verfahrens gegenüber Verfahren mit Einzelphotonen (SPECT<sup>6</sup>) liegt darin, dass sich bereits aus der Detektion beider gleichzeitig auftretenden Annihilationsphotonen die Position der Annihilation bis auf eine Linie zwischen den beiden Detektionsorten bestimmen lässt. Aus diesem Grund müssen bei der PET keine Kollimatoren genutzt werden um eine Richtungsinformation zu erhalten, wodurch sich die Zählrate und damit die Bildqualität verbessert.[NC00]

### Reichweite

Die Reichweite geladener Teilchen hängt stark von ihrer Masse und ihrer Anfangsenergie ab. Da schwere Teilchen bei Stößen nur wenig abgelenkt werden und deshalb

---

<sup>6</sup>single photon emission computed tomography

eine annähernd geradlinige Bahn verfolgen, kann aus LET und Anfangsenergie sehr gut die tatsächliche Reichweite bestimmt werden (die Reichweite entspricht in etwa dem zurückgelegten Weg). Bei leichten Teilchen ist diese Methode ungenauer, da diese bei ihren Wechselwirkungen im Mittel deutlich stärker abgelenkt werden. Dies wiederum führt dazu, dass die Bahn weniger geradlinig, und die mittlere Reichweite somit deutlich niedriger als die zurückgelegte Wegstrecke ist.

Aus der Bethe-Bloch-Formel (Gleichung 1.13) ist zu erkennen, dass der LET größer wird, je niedriger die relativistische Geschwindigkeit des Teilchens ist. Dieses Verhalten sorgt dafür, dass besonders bei schweren geladenen Teilchen ein überproportionaler Anteil der Energie im Bereich kurz vor der vollständigen Abbremsung deponiert wird. Diese Erhöhung des Energietransfers wird als *Bragg-Peak* bezeichnet und lässt sich beispielsweise in der Strahlentherapie nutzen. So kann dadurch der Bereich der größten Energiedeposition (und damit Gewebeschädigung) eingegrenzt werden, wodurch eine effektive Bestrahlung des Tumorgewebes bei gleichzeitig besserem Schutz des umgebenden gesunden Gewebes ermöglicht wird.

### 1.2.2 Ungeladene Teilchen (Photonen)

Neben den geladenen  $\alpha$ - und  $\beta$ -Teilchen sind die beim  $\gamma$ -Zerfall entstehenden Photonen von hoher Bedeutung. Die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Wechselwirkungsprozesse mit der Umgebung sind abhängig von der Photonenenergie und von der Ordnungszahl des Materials. In Abbildung 1.4 sind die dominierenden Prozesse in Abhängigkeit dieser beiden Parameter zu finden. Neben diesen im Folgenden kurz

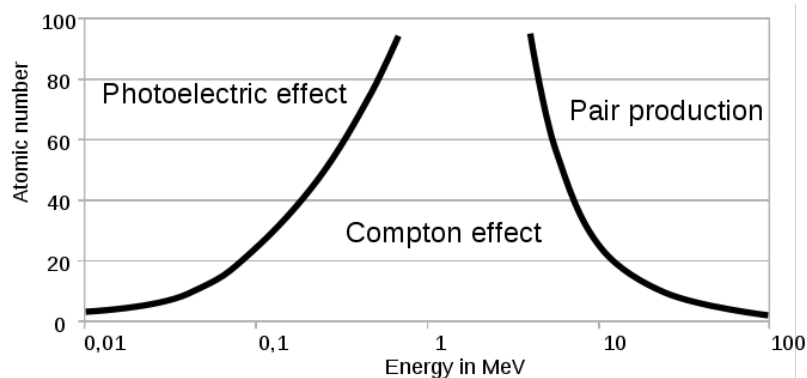


Abbildung 1.4: Dominierende Effekte bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie in Abhängigkeit der Ordnungszahl und Photonenergie. [Ber]

beschriebenen Prozessen gibt es noch weitere Wechselwirkungen, auf die hier jedoch nicht weiter eingegangen wird.

#### Compton-Streuung

Bei der Compton-Streuung gibt ein Photon der Energie  $E_\gamma$  einen Teil seiner Energie an ein (quasi) freies Streuteilchen ab. Da dies die für diese Arbeit relevanten Fälle darstellt, wird im Folgenden davon ausgegangen, dass es sich bei dem Streuteilchen



um ein Hüllenelektron handelt. Die durch den Energieverlust bedingte Zunahme der Wellenlänge  $\lambda$  des Photons ist abhängig vom Streuwinkel  $\phi$  und beträgt

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \phi). \quad (1.14)$$

Aus der Änderung der Wellenlänge ergibt sich für die auf das Elektron übertragene Energie

$$E'_e(\phi) = E_\gamma \left( 1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} \right). \quad (1.15)$$

Daraus folgt für die maximal übertragbare Energie

$$E'_{e,max} = E'_e(180^\circ) = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}}. \quad (1.16)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zur Zahl der möglichen Streuteilchen. Im Fall von Atomen sind dies die Hüllenelektronen, weshalb der Wirkungsquerschnitt proportional zur Kernladungszahl ist.

$$\sigma \propto Z \quad (1.17)$$

### Photoeffekt

Beim Photoeffekt gibt ein Photon seine gesamte Energie an ein Elektron ab. Da das Photon dabei absorbiert wird, bleibt nach der Wechselwirkung nur das Elektron übrig, dessen Energie

$$E'_e = E_\gamma - E_B \quad (1.18)$$

sich aus der Differenz von Photonenenergie  $E_\gamma$  und Bindungsenergie  $E_B$  ergibt. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts weist mit

$$\sigma \propto Z^5 E_\gamma^{7/2} \quad (1.19)$$

eine starke Abhängigkeit von der Kernladungszahl und der Photonenenergie auf.

### Paarbildung

Photonen können auch mit einem Atomkern wechselwirken und dabei ihre Energie vollständig abgeben. Bei diesem als Paarbildung bezeichneten Prozess entsteht ein Teilchen-Antiteilchen-Paar, beispielsweise  $e^+e^-$ . Dieser Fall kann erst auftreten, wenn die Photonenenergie höher ist als die Ruhemasse des erzeugten Teilchenpaares von 1,02 MeV (für  $e^+e^-$ ). Bei den Photonenenergien, die im Bereich der Radioaktivität anzutreffen sind, spielt die Paarbildung im Vergleich zu den anderen Wechselwirkungen nur eine untergeordnete Rolle.

$$\sigma \propto Z^2 \ln E_\gamma \quad (1.20)$$

## Reichweite

Da es sich bei den beschriebenen Wechselwirkungen um statistische Prozesse handelt, lässt sich für Photonen keine Reichweite definieren. Stattdessen kann die exponentielle Abschwächung eines Photonenstrahls mittels der Halbwertsdicke  $d_{1/2}$  beschrieben werden, die sich aus dem von den Materialeigenschaften und der Photonenenergie abhängigen Schwächungskoeffizienten  $\mu$  ergibt. Die Halbwertsdicke gibt an, wie dick eine Materialschicht sein muss, damit die Intensität eines Photonenstrahls  $I(d)$  nach dem Durchqueren des Materials nur noch halb so groß ist wie die Anfangsintensität  $I_0$  beim Eintritt in das Material.

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\mu d} = I_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{d_{1/2}} d} \quad (1.21)$$

$$I(d_{1/2}) = I_0 \cdot e^{-\mu d_{1/2}} = I_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{d_{1/2}} d_{1/2}} \quad (1.22)$$

$$= \frac{1}{2} I_0 \quad (1.23)$$

## 1.3 Biologische Effekte ionisierender Strahlung

Die biologische Wirkung ionisierender Strahlung beruht auf der Ionisation und Anregung von Molekülen durch die in Abschnitt 1.2 beschriebenen Wechselwirkungen. Dadurch können zum Beispiel Teile der DNA direkt beschädigt werden. Aufgrund der höheren Abundanz ist es jedoch deutlich wahrscheinlicher, dass die ionisierende Strahlung mittels Radiolyse des Gewebewassers Radikale erzeugt. Diese Radikale wiederum können dann zu Zellschäden führen, wodurch es sich hierbei um eine indirekte Strahlenwirkung handelt.

Durch die ionisierende Strahlung hervorgerufene DNA-Schäden, beispielsweise Einzel- oder Doppelstrangbrüche, können meist durch körpereigene Reparaturmechanismen behoben werden. Werden Schäden jedoch nicht korrekt repariert, so kann dies zur Mutation oder zum Absterben der Zelle führen.[Bun19b]

### 1.3.1 Strahlendosis

Um die Auswirkungen ionisierender Strahlung auf biologische Systeme messen und quantifizieren zu können, wird das Konzept der Dosis genutzt. Die Energiedosis  $D$  bezeichnet dabei die von der Strahlung an den Absorber abgegebene Energie pro Masse. Aus der Erfahrung ist bekannt, dass gleiche Energiedosen unterschiedliche physiologische Wirkungen in biologischen Systemen haben können. Aus diesem Grund werden die bewerteten Dosisgrößen Organ-Äquivalentdosis  $H_T$  und effektive Dosis  $D_{eff}$  genutzt. Die Organ-Äquivalentdosis

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \quad (1.24)$$

berücksichtigt hierbei mithilfe des Strahlungs-Wichtungsfaktors  $w_R$  (aufgeführt in Tabelle 1.2) die relative biologische Wirksamkeit der Energiedosen  $D_{T,R}$  der Strahlungsarten  $R$  auf das Organ oder Gewebe  $T$ . Dicht ionisierende Strahlung, die ihre Energie auf einer kurzen Strecke abgibt und damit über einen hohen LET verfügt,

verursacht vermehrt schwerer zu reparierende Doppelstrangbrüche, und ist deshalb biologisch wirksamer als locker ionisierende Strahlung.

Neben der unterschiedlichen Wirksamkeit der verschiedenen Strahlenarten spielt auch die unterschiedliche Empfindlichkeit der Organe eine Rolle in der Bestimmung des durch eine Strahlenexposition hervorgerufenen Gesundheitsrisikos. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen wird die effektive Dosis

$$D_{eff} = \sum_T w_T \cdot H_T \quad (1.25)$$

genutzt, die die Summe der mit den Gewebe-Wichtungsfaktoren  $w_T$  (aufgeführt in Tabelle 1.3) gewichteten Äquivalentdosen  $H_T$  der einzelnen Organe und Gewebe  $T$  darstellt. Als die in der Bundesrepublik Deutschland gültigen Strahlungs- und Gewebe-Wichtungsfaktoren wurden die Empfehlungen der ICRP[ICR07] übernommen. Diese beschriebenen Zusammenhänge zwischen Energiedosis, Äquivalentdosis und effektiver Dosis werden in Abbildung 1.5 veranschaulicht.

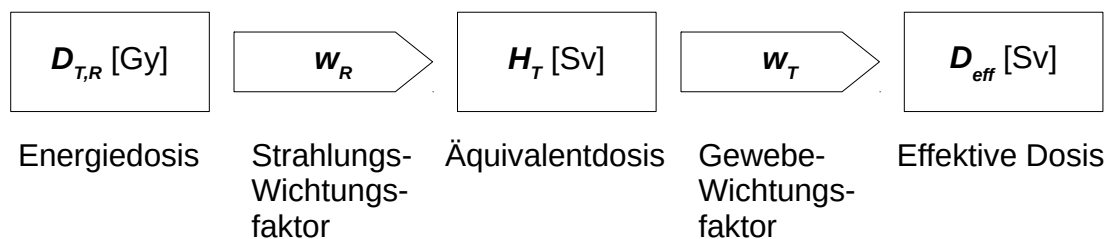


Abbildung 1.5: Zusammenhang zwischen Energiedosis, Äquivalentdosis und effektiver Dosis.

Tabelle 1.2: Strahlungs-Wichtungsfaktoren  $w_R$  wie angegeben in der Strahlenschutzverordnung (StrlSchV).

Strahlungsart	Strahlungs-Wichtungsfaktor $w_R$
Photonen	1
Elektronen und Myonen	1
Protonen und geladene Pionen	2
Alphateilchen, Spaltfragmente, Schwerionen	20
Neutronen, Energie $E_n < 1 \text{ MeV}$	$2,5 + 18,2e^{-[\ln(E_n)]^2/6}$
Neutronen, $1 \text{ MeV} \leq \text{Energie } E_n \leq 50 \text{ MeV}$	$5,0 + 17,0e^{-[\ln(2E_n)]^2/6}$
Neutronen, Energie $E_n > 50 \text{ MeV}$	$2,5 + 3,25e^{-[\ln(0,04E_n)]^2/6}$

### 1.3.2 Dosiskoeffizienten

Um zu bestimmen, welche effektive Dosis eine Inkorporation von Radionukliden nach sich zieht, nutzt man sogenannte Dosiskoeffizienten  $e$ . Diese geben die effektive Dosis (in Sv) pro inkorporierter Aktivität (in Bq) eines bestimmten Radionuklids an. Sie berücksichtigen dabei nicht nur die Art der freigesetzten ionisierenden Strahlung, deren Energie und die physikalische Halbwertszeit, sondern auch die Verteilung des

Tabelle 1.3: Gewebe-Wichtungsfaktoren  $w_T$  wie angegeben in der Strahlenschutzverordnung (StrlSchV).

Gewebe	$w_T$	$w_T$ (Summe)
Knochenmark (rot), Kolon, Lunge, Magen, Brust, Rest	0,12	0,72
Keimdrüsen	0,08	0,08
Blase, Oesophagus, Leber, Schilddrüse	0,04	0,16
Knochenoberfläche, Gehirn, Speicheldrüsen, Haut	0,01	0,04
	Gesamt	1,00

aufgenommenen Elements im Körper. Bei Dosisbetrachtungen ist neben der physikalischen Halbwertszeit, also der Zeit nach der die Hälfte der betrachteten Radionuklide zerfallen ist, auch die biologische Halbwertszeit von Bedeutung. Diese gibt an, wie schnell die Radionuklide vom Körper ausgeschieden werden. Beim physikalischen und biologischen Abbau der nuklidspezifischen Aktivität handelt es sich um parallel ablaufende Prozesse, weshalb die Summe der Abbaugeschwindigkeiten, also der Kehrwerte der Halbwertszeiten, die Gesamtbaugeschwindigkeit ergibt. So ergibt sich aus

$$\frac{1}{HWZ_{eff}} = \frac{1}{HWZ_{phy}} + \frac{1}{HWZ_{bio}} \quad (1.26)$$

die Formel für die effektive Halbwertszeit.

$$HWZ_{eff} = \frac{HWZ_{phy} \times HWZ_{bio}}{HWZ_{phy} + HWZ_{bio}} \quad (1.27)$$

Darüber hinaus werden bei der Bestimmung von Dosiskoeffizienten biokinetische Modelle genutzt, die zusätzlich den Transport und die Einlagerung der Radionuklide und ihrer Tochternuklide in die verschiedenen Körperbestandteile modellieren. Eingesetzt werden dabei Multi-Kompartiment-Modelle, die den menschlichen Körper in beliebig viele für die Biokinetik relevante Kompartimente einteilen. Die Kinetik des zu untersuchenden Stoffs  $q$  wird im Fall eines abgeschlossenen Systems für jedes einzelne Kompartiment  $i$  durch die Differentialgleichung

$$\frac{dq_i(t)}{dt} = -q_i(t) \sum_{j=1}^n k_{i,j} + q_j(t) \sum_{j=1}^n k_{j,i} \quad (1.28)$$

beschrieben, mit  $q_i(t)$  und  $q_j(t)$  als Konzentrationen in den Kompartimenten  $i$  und  $j$  zum Zeitpunkt  $t$ , sowie den Transferkoeffizienten  $k_{i,j}$  des zu untersuchenden Stoffs von Kompartiment  $i$  nach Kompartiment  $j$  und analog  $k_{j,i}$  [IR17]. Dabei muss das Modell aus genügend Kompartimenten bestehen, um dem unterschiedlichen Einfluss der verschiedenen Organe und Gewebe Rechnung zu tragen, sollte gleichzeitig jedoch nicht zu komplex werden, damit der notwendige Rechenaufwand nicht zu groß wird, da die Zahl der zu berechnenden Terme mit  $n^2$  ansteigt. Die Transferkoeffizienten werden dabei so angepasst, dass das Modell die tatsächliche Biokinetik möglichst präzise beschreibt. Solche Modelle werden herangezogen, um mittels der Wichtungsfaktoren  $w_R$  und  $w_T$  die Dosiskoeffizienten verschiedener Radionuklide zu bestimmen. Die Dosiskoeffizienten, also die Wirksamkeit der Aktivität auf den menschlichen Körper, sind somit sowohl von physikalischen Parametern wie Energie der Strahlung und

Strahlungsart als auch von biologischen Parametern wie der Empfindlichkeit der verschiedenen Gewebearten sowie der sich aus der Biokinetik ergebenden Verweildauer im Körper abhängig.

Tabelle 1.4 führt die Dosiskoeffizienten einiger Radionuklide für die Ingestion sowohl für Säuglinge als auch für Erwachsene auf. Es ist zu erkennen, dass sich die Dosiskoeffizienten verschiedener Radionuklide teilweise um mehrere Größenordnungen unterscheiden. Diese großen Unterschiede ergeben sich sowohl aus physikalischen Gründen als auch aus biologischen Gründen. So beeinflusst beispielsweise die physikalische Halbwertszeit, wie schnell die inkorporierte Aktivität im Körper zerfällt. Ebenfalls relevant sind beim Zerfall, wie in Abschnitt 1.3.1 beschrieben, die Höhe der Energie und die Art der beim Zerfall emittierten Strahlung. Ein weiterer physikalischer Einflussfaktor ist die Tatsache, dass einige Radionuklide nicht in stabile Zustände zerfallen sondern in ihrerseits wieder radioaktive Tochternuklide, sodass auch deren Einfluss berücksichtigt werden muss. Zu den biologischen Einflussfaktoren zählen die Verweildauer im Körper und die Tatsache, dass bei einem Einbau in den Körper der Einbauort elementspezifisch ist, was sich darauf auswirkt, wie die unterschiedlichen Gewebe-Wichtungsfaktoren zum Tragen kommen. Diese Vielzahl an Einflussfaktoren führt zu der erkennbar großen Bandbreite der Dosiskoeffizienten. Da sich die biokinetischen Modelle für verschiedene Altersgruppen unterscheiden, werden in dieser Arbeit die sich daraus jeweils ergebenden Dosiskoeffizienten für Erwachsene und für Säuglinge getrennt betrachtet.

Tabelle 1.4: Dosiskoeffizienten für Ingestion ausgewählter Radionuklide für Säuglinge (unter 1 Jahr) und Erwachsene (über 17 Jahre), aus [Bun].

Nuklid	$e_{\text{Säugling}}$ [Sv/Bq]	$e_{\text{Erwachsener}}$ [Sv/Bq]
$^{60}\text{Co}$	5,4E-08	3,4E-09
$^{99\text{m}}\text{Tc}$	2,0E-10	2,2E-11
$^{137}\text{Cs}$	2,1E-08	1,3E-08
$^{238}\text{Pu}$	4,0E-06	2,3E-07
$^{241}\text{Am}$	3,7E-06	2,0E-07

### 1.3.3 Deterministische und Stochastische Strahlenschäden

Bei den gesundheitlichen Auswirkungen ionisierender Strahlen kann zwischen Gewebereaktionen, also deterministischen Strahlenschäden, und stochastischen Strahlenschäden unterschieden werden[Bun19b].

Deterministische Schäden manifestieren sich in Funktionseinschränkungen von Organen aufgrund einer Vielzahl abgetöteter Zellen, die typischerweise in direkter Folge einer hohen Strahlendosis auftreten. Schwellenwerte geben an, ab welcher Dosis sicher vom Auftreten deterministischer Strahlenschäden auszugehen ist, wobei eine höhere Dosis im Allgemeinen zu größeren Schäden führt.

Bei stochastischen Strahlenschäden hingegen handelt es sich um später auftretende Zellschäden aufgrund nicht korrekt reparierter DNA, die sich beispielsweise in Karzinomen manifestieren. Für stochastische Strahlenschäden gibt es keine Schwel-

lenwerte, es wird im Strahlenschutz davon ausgegangen, dass die Auftrittswahrscheinlichkeit linear mit der Strahlendosis steigt (LNT-Modell<sup>7</sup>)[ICR05].

## 1.4 Strahlenschutz

Der Strahlenschutz befasst sich mit dem Schutz von Mensch und Umwelt vor den negativen Auswirkungen ionisierender Strahlung. Dies gilt sowohl für natürliche, als auch für anthropogene Quellen. Ziel ist dabei, deterministische Strahlenschäden gänzlich auszuschließen, und das Risiko von stochastischen Schäden so gering wie vernünftig möglich zu halten. Dies geschieht durch die drei Grundsätze des Strahlenschutzes, die in [Int09] wie folgt definiert werden.

- *Grundsatz der Rechtfertigung:* Jede Entscheidung, die die Strahlenexpositionssituation verändert, soll mehr nutzen als schaden.
- *Grundsatz der Optimierung des Schutzes:* Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Exposition auftritt, die Zahl der exponierten Personen und die Höhe der individuellen Dosen sollen so niedrig gehalten werden wie es unter Berücksichtigung wirtschaftlicher und gesellschaftlicher Faktoren vernünftigerweise erreichbar ist.
- *Grundsatz der Anwendung von Dosisgrenzwerten:* Die Personendosis aus überwachten Quellen bei geplanten Expositionssituationen, außer medizinischen Expositionen, soll die von der Kommission empfohlenen Grenzwerte nicht überschreiten.

### 1.4.1 Strahlenexposition

Die Strahlenexposition eines Menschen lässt sich auftrennen in einen natürlichen und einen zivilisatorischen Anteil. Innerhalb dieser Anteile gibt es wiederum verschiedene Strahlenquellen, die in unterschiedlicher Stärke zur Gesamtexposition beitragen. Die Größe vieler dieser Expositionen ist dabei individuell sehr verschieden. Die Einflüsse der natürlichen Strahlenexpositionen sind zum Beispiel aufgrund der Geologie stark abhängig vom Wohnort. Aber auch der persönliche Lebenswandel (z. B. Tabak) sowie die Inanspruchnahme medizinischer Versorgung (z. B. Röntgen) sorgen für eine große Spreizung innerhalb der individuellen Strahlenexpositionen. Die gemittelten Werte für die Strahlenexposition im Jahr 2015 in Deutschland finden sich in Tabelle 1.5.

### 1.4.2 Institutionen

Es gibt verschiedene internationale und nationale Institutionen, die sich mit dem Strahlenschutz beschäftigen. Nachfolgend sind einige dieser für den Strahlenschutz in Deutschland relevanten Institutionen zur Übersicht mit einer kurzen Erklärung aufgeführt.

---

<sup>7</sup>Linear No-Threshold

Tabelle 1.5: Strahlenexposition in Deutschland. Dargestellt ist hierbei die mittlere effektive Dosis pro Jahr für verschiedene natürliche und zivilisatorische Strahlenquellen im Jahr 2015.[HTSLRP16]

Art der Strahlenquelle	Strahlenquelle	effektive Dosis [mSv]
natürlich	kosmische Strahlung	0,3
	terrestrische Strahlung	0,4
	Nahrung	0,3
	Radon (und Folgeprodukte)	1,1
	<b>Summe</b>	<b>2,1</b>
zivilisatorisch	Röntgendiagnostik	1,6
	Nuklearmedizin	0,1
	Kerntechnische Anlagen	< 0,01
	Forschung, Technik, Haushalt	< 0,01
	Tschernobyl	< 0,01
	Atombomben-Fallout	< 0,01
	<b>Summe</b>	<b>1,7</b>

- Die **Internationale Strahlenschutzkommission** (International Commission on Radiological Protection, **ICRP**) ist eine unabhängige Nichtregierungsorganisation mit dem Ziel, auf wissenschaftlichen Erkenntnissen basierende Empfehlungen und Richtlinien zum Strahlenschutz vor ionisierender Strahlung zur Verfügung zu stellen.[Ges21]
- Die **Europäische Atomgemeinschaft (EURATOM)** ist eine internationale Organisation, die auf europäischer Ebene die Grundlage für nationale gesetzliche Regelungen für den Umgang mit radioaktiven Stoffen bildet. Die von ihr erlassenen Grundnormen, die sich auf (internationale) Empfehlungen der **ICRP** stützen, sind verpflichtend für die Mitgliedsstaaten.[Ges21]
- Die **Strahlenschutzkommission (SSK)** berät das Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und nukleare Sicherheit (BMU, von 2013 bis 2018 BMUB) und spricht Empfehlungen aus. Ihre Mitglieder werden durch das BMU berufen, sind in ihrer Arbeit jedoch unabhängig.
- Das **Bundesamt für Strahlenschutz (BfS)** ist eine deutsche Bundesbehörde, deren Ziel der Schutz des Menschen und der Umwelt vor Schäden durch ionisierende und nichtionisierende Strahlung ist. Zu seinen Aufgaben gehören unter anderem die Überwachung der Umweltradioaktivität, die Inkorporationsüberwachung im beruflichen Strahlenschutz sowie die fachliche Beratung von Politik und Behörden.

### 1.4.3 Rechtsnormen

Die für diese Arbeit relevanten Gesetze und Verordnungen basieren häufig auf Empfehlungen anerkannter Fachkommissionen (siehe Abschnitt 1.4.2). Im Folgenden sind einige dieser Gesetze und (Rechts-)Normen mit einer kurzen Erklärung aufgeführt.

- 2017 wurde mit dem **Strahlenschutzgesetz (StrlSchG)**[Stra] die Richtlinie 2013/59/Euratom in nationales Recht umgesetzt und somit eine neue Rechtsgrundlage für das Notfallmanagement im Strahlenschutz eingeführt. Es ist die Grundlage für das deutsche Strahlenschutzrecht, das zuvor auf dem **Atomgesetz (AtG)**[Ato] und dem **Strahlenschutzvorsorgegesetz (StrVG)**[Strc] basierte.
- Die **Strahlenschutzverordnung (StrlSchV)**[Strb] ist eine auf dem Strahlenschutzgesetz basierende deutsche Bundesrechtsverordnung. Sie regelt die Vorsorge- und Schutzmaßnahmen, die bei der Nutzung ionisierender Strahlung angewendet werden.
- Die **Trinkwasserverordnung (TrinkwV)**[Tri] ist die Bundesrechtsverordnung in der Bundesrepublik Deutschland, die Schutzvorschriften für das Trinkwasser enthält. Eine Erweiterung der Untersuchung und Überwachung des Trinkwassers in Bezug auf radioaktive Belastungen wurde durch die Dritte Verordnung zur Änderung der Trinkwasserverordnung vom 18. November 2015 eingeführt. Jedoch sieht auch diese Änderung keine kontinuierliche Überwachung der Trinkwasserversorgung vor, sondern lediglich regelmäßige Untersuchungen, und auch diese nur für den Fall, dass bei der Erstuntersuchung Parameterwerte für radioaktive Stoffe überschritten wurden.
- Die **Notfall-Dosiswerte-Verordnung (NDWV)**[Not] legt Dosiswerte für Notfälle im Sinne von §5 Abs. 26 StrlSchG fest, die als radiologische Kriterien für die Angemessenheit bestimmter Schutzmaßnahmen dienen. Nach dieser ist eine Aufforderung zum Aufenthalt in Gebäuden angemessen, sofern eine effektive Dosis von 10 mSv, „die betroffene Personen ohne Schutzmaßnahmen bei einem Daueraufenthalt im Freien innerhalb von sieben Tagen erhalten würden“, erreicht wird. Der entsprechende Dosiswert für eine Evakuierung liegt bei 100 mSv.
- Die **Verordnung (Euratom) 2016/52**[Rat] ist die Verordnung des Rates der Europäischen Union „zur Festlegung von Höchstwerten an Radioaktivität in Lebens- und Futtermitteln im Falle eines nuklearen Unfalls oder eines anderen radiologischen Notfalls ...“. Die Basis für die in ihr festgelegten Werte ist ein Referenzwert von 1 mSv pro Jahr für die individuelle effektive Dosis durch Ingestion. Dieser Referenzwert von 1 mSv wird auch für die Bewertung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektorsystems herangezogen, jedoch nicht als Jahresdosis, sondern als Ingestionsdosis, die vor dem erwarteten Inkrafttreten von Schutzmaßnahmen nach einer akut erhöhten Aktivitätskonzentrationen des Trinkwassers auftritt.
- Die **Richtlinie 2013/51/EURATOM**[Rat13] „zur Festlegung von Anforderungen an den Schutz der Gesundheit der Bevölkerung hinsichtlich radioaktiver Stoffe in Wasser für den menschlichen Gebrauch“ legt Parameterwerte für Wasser für den menschlichen Gebrauch fest. Anders als Verordnung (Euratom) 2016/52 ist sie nicht auf radiologische Notfälle ausgelegt, sondern auf den



Allgemeinzustand der Trinkwasserqualität. Die darin in Anhang III vorgegebenen Nachweisgrenzen sind somit für diese Arbeit nicht anzusetzen, da der hier beschriebene Detektor vor der Ingestion von Trinkwasser im Falle eines radiologischen Notfalls schützen soll und nicht für eine regelmäßige Überwachung der allgemeinen Trinkwasserqualität vorgesehen ist.

- Bei den **Empfehlungen der Internationalen Strahlenschutzkommission (ICRP) von 2007**[Int09] handelt es sich nicht um eine Rechtsnorm. Da sich allerdings auch von Euratom erlassene Normen auf Empfehlungen der ICRP stützen, werden sie hier ebenfalls aufgeführt. In diesen Empfehlungen wird der empfohlene Dosisgrenzwert bei geplanten Expositionen für die Bevölkerung mit 1 mSv in einem Jahr angegeben. In Notfallsituationen können Referenzwerte, wenn keine Wiederholung erwartet wird, auf eine akute Exposition bezogen werden, was dem Anwendungsfall des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektorsystems entspricht.

#### 1.4.4 Überwachungsnetz

Zur Überwachung der Umweltradioaktivität gibt es in Deutschland ein Überwachungsnetz, das **Integrierte Mess- und Informationssystem (IMIS)**[Bun12]. Es vereint die Messdaten von bundesweiten Messnetzen, mobilen Einheiten sowie Messlabors der Länder. Somit beinhaltet es sowohl kontinuierliche Messungen wie die der ODL<sup>8</sup>-Messnetze als auch diskontinuierliche Messungen, beispielsweise von Prüflaboren. Für die deutschen Trinkwassersysteme sind bislang keine flächendeckenden Messnetze aufgebaut worden.

### 1.5 TransAqua

Bei dieser Arbeit handelt es sich um das Arbeitspaket 2.1 („Entwicklung eines Detektors zum empfindlichen Online-Nachweis von Radionukliden im (Trink-)Wassernetz“) des vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderten TransAqua-Verbunds<sup>9</sup> [T<sup>+</sup>19]. Ziel dieses Kompetenzverbunds war es, „die Abschätzung von Strahlenexpositionen über aquatische Ökosysteme und die damit einhergehende Dosisermittlung für den Menschen zu verbessern“. Dazu wurden die Kompetenzen der in den einzelnen Teilprojekten vertretenen Institutionen genutzt und an geeigneten Verbindungspunkten verknüpft.

Die Aufteilung geschah in vier Teilprojekte, die sich mit verschiedenen Aspekten des Transfers von Radionukliden beschäftigen (siehe Abbildung 1.6). Die Bandbreite der verschiedenen Arbeitspakete reichte dabei vom Eintrag und Migrationsverhalten von Radionukliden in aquatischen Systemen über deren Nachweis bis hin zur Inkorporation sowie ihrer Wirkung im menschlichen Körper. Neben diesen vier Arbeitspaketen existierte ein fünftes Arbeitspaket, das sich mit der Ausbildung und Nachwuchsförderung beschäftigte. Über dieses Arbeitspaket wurden beispielsweise die Teilnahme an Sommerschulen ermöglicht, ebenso wie ein Forschungsaufenthalt

---

<sup>8</sup>Ortsdosisleistung

<sup>9</sup>Transfer von Radionukliden in **aquatischen** Ökosystemen; Förderkennzeichen 02NUK030

einer Nachwuchswissenschaftlerin des Projektpartners TU München am KIT zur gemeinsamen Arbeit und Nutzung der Laborinfrastruktur der Abteilung Sicherheit und Umwelt.

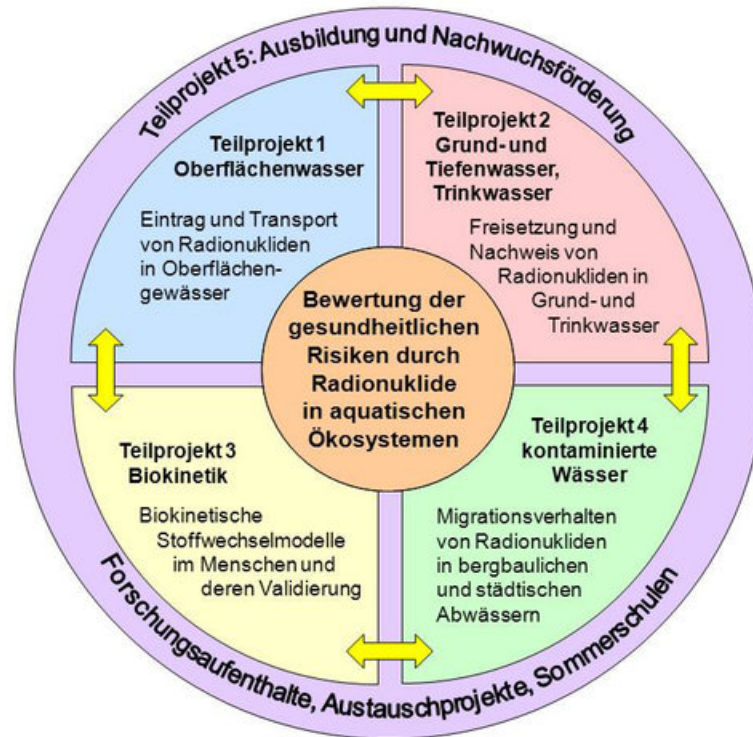


Abbildung 1.6: Die Teilprojekte des TransAqua-Verbunds. Die in dieser Arbeit beschriebene Detektorentwicklung ist in Teilprojekt 2 angesiedelt.[T<sup>+</sup>19]

Der Austausch mit anderen Arbeitspaketen lief zum einen über direkte Zusammenarbeiten, zum anderen über regelmäßige Zusammenkünfte in Form von Workshops und Sommerschulen, bei denen über Fortschritte berichtet und diskutiert wurde. Diese kritische Auseinandersetzung verschiedener Arbeitsbereiche und Fachdisziplinen miteinander hat geholfen, sowohl Probleme als auch Lösungen aufzuzeigen, ebenso wie auch Anwendungsmöglichkeiten von Arbeitsergebnissen in anderen Arbeitsbereichen sowie die dafür zu erfüllenden Anforderungen. Außerhalb des Verbundes wurden die Arbeiten auf nationalen und internationalen Konferenzen einer breiten Fachöffentlichkeit vorgestellt.

Aus dem in dieser Dissertation beschriebenen Arbeitspaket sind folgende Teilveröffentlichungen und Berichte sowie im Rahmen dessen betreute Arbeiten hervorgegangen.

- November 2014, Poster, Workshop TransAqua, Karlsruhe
- März 2015, Poster, DPG<sup>10</sup>-Frühjahrstagung 2015, Wuppertal
- April 2015, Vortrag, Workshop TransAqua, Bremen

<sup>10</sup>Deutsche Physikalische Gesellschaft

- November 2015, Vortrag, Workshop TransAqua, Jena
- März 2016, Vortrag, DPG-Frühjahrstagung 2016, Hamburg
- April 2016, Vortrag, Workshop TransAqua, Dresden
- Juni 2016, Studienarbeit II von Alexander Harstrick, DHBW<sup>11</sup> Karlsruhe
- September 2016, Poster, 7<sup>th</sup> International Conference on Radionuclide Metrology – Low-Level Radioactivity Measurement Techniques, Seattle
- März 2017, Vortrag, DPG-Frühjahrstagung 2017, Münster
- April 2017, Vortrag, Workshop und Sommerschule TransAqua, Lindau
- April 2017, Vortrag, 3. Projektstatusgespräch zur BMBF-geförderten Nuklearen Sicherheitsforschung, Dresden
- September 2016, Bachelorarbeit von Alexander Harstrick, DHBW Karlsruhe[Har]
- August 2018, Abschlussbericht TransAqua Teilprojekt 2, Arbeitspaket 2.1[DB18]
- Januar 2021, Research Article, SN Applied Sciences[DHB21]

Die Abschlussberichte der verschiedenen Teilprojekte sind auf der Website des Projektträgers Karlsruhe [KIT22] einsehbar.

---

<sup>11</sup>Duale Hochschule Baden-Württemberg



# Kapitel 2

## Gefahrenanalyse und Anforderungsdefinition

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektorsystem soll die Möglichkeit des Schutzes der Trinkwasserversorgung durch eine schnelle Detektion etwaiger Kontaminationen bieten. Um die dafür notwendigen Voraussetzungen zu definieren ist es notwendig, sich mit der Gefährdung durch eine Kontamination mit Radionukliden auseinanderzusetzen.

### 2.1 Arten der Kontamination

Für eine Kontamination der Trinkwasserversorgung mit daraus resultierender Gefährdung der Bevölkerung gibt es verschiedene mögliche Szenarien. Dabei ist zwischen der Kontamination mit natürlichen Radionukliden auf der einen Seite, und auf der anderen Seite dem aktiven Eintrag von Radionukliden in das Trinkwassersystem zu unterscheiden.

#### 2.1.1 Kontamination mit natürlichen Radionukliden

Radionuklide sind, aus verschiedenen Gründen, allgegenwärtig. Zum einen sind es primordiale Radionuklide sowie einige ihrer Zerfallsprodukte (radiogene Radionuklide), diese kommen beispielsweise in verschiedenen Gesteinsarten unterschiedlich häufig vor und können in den Aquiferen in das Grundwasser gelangen. Zum anderen werden kontinuierlich neue Radionuklide erzeugt. So werden etwa durch Teilchenreaktionen der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre sogenannte kosmogene Radionuklide mit kürzeren Halbwertszeiten produziert. All diese Nuklide lassen sich in unserer unmittelbaren Umgebung finden und sind auch, abhängig von verschiedenen Eigenschaften wie etwa hydrogeologischen Verhältnissen und Löslichkeiten, in Trinkwasser enthalten. Aufgrund dieser Herkunft der natürlichen Radionuklide in Trinkwasser ist nicht davon auszugehen, dass sich deren Konzentration unerwartet auf kurzen Zeitskalen signifikant verändert. Eine Studie des Bundesamts für Strahlenschutz (BfS) kommt zu dem Schluss, dass natürliche Radionuklide im Trinkwasser im Mittel nur einen geringen Anteil an der mittleren jährlichen Strahlenexposition aus natürlichen Quellen ausmachen. Nicht nur die mittleren, auch die höheren im

Rahmen der Studie gemessenen Aktivitätskonzentrationen stellen laut BfS keine Gefahr für die Bevölkerung dar.[BBGO09]

Die gleichen Überlegungen gelten auch für radioaktives Material, das zwar nicht natürlich entstanden sondern menschlichen Ursprungs ist, jedoch nicht erst jetzt akut in die Umwelt eingebracht wird. Dazu zählen zum Beispiel der Fallout von oberirdischen Kernwaffentests, hauptsächlich aus den 1950er- und 1960er-Jahren, sowie Radionuklide, die etwa infolge von Unfällen wie dem Windscale-Brand 1957 oder dem Super-GAU von Tschernobyl 1986 freigesetzt wurden.[HTSLRP16, Bun19a, Wak07]

### 2.1.2 Aktive Kontamination des Trinkwassersystems

Eine aktive Kontamination des Trinkwassers unterscheidet sich deutlich von einer Kontamination mit natürlichen Radionukliden. Bei der aktiven Kontamination ist davon auszugehen, dass diese einen großen Sprung in der Aktivitätskonzentration zur Folge hat. Eine solche Kontamination kann unbeabsichtigt geschehen, zum Beispiel durch falsche Handhabung radioaktiven Materials, oder aber beabsichtigt, etwa bei einem terroristischen Anschlag.[IAE88, Kö06]

Ein solcher Anschlag könnte so aussehen, dass radioaktives Material beispielsweise aus industriellen oder medizinischen Quellen (siehe Abschnitt 2.2) entwendet und in ein städtisches Trinkwassersystem eingebracht wird. Je nachdem an welcher Stelle es eingebracht wird, wird es unterschiedlich stark verdünnt. Somit ließe sich einstellen, ob die Priorität des Anschlags auf der Kontamination möglichst vieler Menschen, oder der Konzentration auf wenige Menschen, dafür mit Verabreichung einer höheren und damit gefährlicheren Dosis, liegen soll. Ohne eine aktive Überwachung würde ein solcher Anschlag voraussichtlich nicht unmittelbar bemerkt werden, sondern erst durch ein eventuelles Bekenntnis der Verursacher oder durch eine Untersuchung der medizinischen Folgen der Kontamination bekannt werden. Mögliche Auswirkungen eines solchen Anschlags werden im folgenden Abschnitt 2.1.3 dargestellt.

Um nach einer festgestellten Kontamination des Trinkwassersystems (oder eines anderen Wassersystems) fundierte Entscheidungen über zu durchzuführende Maßnahmen zu treffen, kann der Verlauf und die Ausbreitung einer radiologischen Kontamination mithilfe von Simulationssoftware abgeschätzt werden. Die Qualität dieser Simulationen hängt ab von der Qualität der Eingangsparameter. Für eine gute Abschätzung wäre neben den von dem in dieser Arbeit entwickelten Detektorsystem gelieferten Informationen auch eine Probenahme mit anschließender Laboranalyse sinnvoll, um die Nuklidzusammensetzung und die Einzelaktivitäten bestimmen zu können. Darüber hinaus wird für die Simulationen ein Modell des zu untersuchenden Wassersystems benötigt. Einen Einblick in solche Ausbreitungssimulationen gibt der Abschlussbericht des TransAqua-Arbeitspakets 4.2, zu finden in [T<sup>+</sup>19].

### 2.1.3 Auswirkungen einer Kontamination des Trinkwassers

Eine Studie aus dem Jahr 2007 beschäftigt sich mit den finanziellen Auswirkungen eines radiologischen Angriffs durch Terroristen[YML07]. Darin wird zwischen zwei Szenarien unterschieden. Das eine Szenario ist ein System-weiter Angriff auf eine Trinkwasserversorgung, bei dem etwa 100 000 Menschen eine kanzerogene Do-

sis erhalten würden. Im zweiten Szenario, dem LD<sub>50</sub>-Angriff<sup>1</sup>, geschieht die Attacke lokalisierter, um höhere Radionuklidkonzentrationen und damit potentiell tödliche Dosen zu erreichen. Bei diesem Szenario wird von etwa 10 400 betroffenen Personen ausgegangen.

In beiden Szenarien wird davon ausgegangen, dass es keine Online-Überwachung des Trinkwassersystems gibt und deshalb innerhalb der ersten zwei Tage des Angriffs keinerlei Informationen darüber vorliegen. Diese Tatsache ist entscheidend für die Ausmaße der Auswirkungen, da eine rechtzeitige Identifikation zum einen durch entsprechende Maßnahmen wie ein Abschalten der Trinkwasserversorgung den Angriff frühzeitig stoppen kann, zum anderen können die gesundheitlichen Folgen einer Radionuklidaufnahme mit einer schnellen Behandlung gemindert werden. Für eine solche fachgerechte Behandlung ist die Kenntnis über die Kontamination vonnöten, jedoch gleichen die Symptome einer Strahlenkrankheit denen anderer - meist sehr viel naheliegenderen - Krankheiten, sodass eine solche Behandlung ohne externe Informationen nicht frühzeitig zu erwarten ist.

Die Studie beziffert die Kosten für den System-weiten Angriff auf mindestens 84 Mrd. US-Dollar, die des LD<sub>50</sub>-Angriffs auf nicht unter 42 Mrd. US-Dollar. In dieser Kostenschätzung entfallen jeweils 25 Mrd. US-Dollar auf globale Verbesserungen der Sicherheitsvorkehrungen. Der Rest besteht zum Großteil aus medizinischen Kosten und den Kosten für Todesfälle, die ebenfalls beziffert werden. Diese könnten bei einer funktionierenden Überwachung des Trinkwassersystems fast vollständig wegfallen.

Auch wenn gerade die Bewertung von Todesfällen in einen monetären Gegenwert diskutiert werden kann, so gibt diese Studie doch zumindest einen Eindruck von den Ausmaßen, die eine radiologische Attacke haben könnte.

## 2.2 Relevante Radionuklide

Die Auswahl der in der Entwicklung des Detektorsystems verwendeten Radionuklide richtet sich hauptsächlich nach zwei Kriterien. Zum einen bietet es sich an, Nuklide zu nutzen, die besonders relevant sind für die geplanten Einsatzszenarien des Detektors. Somit handelt es sich dabei um solche Nuklide, die am ehesten, sei es bewusst oder unbewusst, in relevanten Mengen ins Trinkwassernetz gelangen könnten. Am wahrscheinlichsten ist solch ein Fall bei Nukliden, die besonders viel genutzt werden, beispielsweise in Industrie oder Medizin, dazu gehören unter anderem <sup>60</sup>Co und <sup>137</sup>Cs [Kö06]. Tabelle 2.1 führt weitere solcher Radionuklide mit ihren Anwendungsbereichen und zusätzlichen Informationen wie Zerfallsart und Halbwertszeit auf.

Für einen möglichen radiologischen Anschlag ist die Logistik entscheidend. Je kürzer die Halbwertszeit des verwendeten Materials, desto schwieriger ist es, eine nennenswerte Aktivität freizusetzen, sofern die Freisetzung nicht unmittelbar nach der Beschaffung des radioaktiven Materials geschehen soll. Dies schränkt die Auswahl der Nuklide vor allem für Anschläge an festen Daten, wie beispielsweise auf Großveranstaltungen oder politische Treffen, ein, da die Materialbeschaffung nur in einem engen Zeitkorridor erfolgen könnte. Zum anderen ist es sinnvoll, die zur Detektorentwicklung genutzten Nuklide so zu wählen, dass ein breites Spektrum abgedeckt

---

<sup>1</sup>mittlere letale Dosis, bei der 50% der Betroffenen sterben

Tabelle 2.1: Übersicht über verschiedene in Industrie und Medizin genutzte Radionuklide, der Q-Wert gibt die beim Zerfall freigesetzte Energie an. Daten aus [Lab20],[Bun]

Nuklid	Zerfallsart	$T_{1/2}$	Q-Wert [MeV]	$e_{Err.}$ [Sv/Bq]	Verwendung
$^{60}\text{Co}$	$\beta^-$	5,27 a	2,823	3,4E-09	Werkstoffprüfung, Dicken- und Dichtemessung, Medizin
$^{90}\text{Sr}$	$\beta^-$	28,8 a	0,546	2,8E-08	Dicken- und Dichtemessung
$^{99\text{m}}\text{Tc}$	IT	6,01 h	0,143	2,2E-11	Medizin
$^{123}\text{I}$	EC	13,2 h	1,234	2,1E-10	Medizin
$^{131}\text{I}$	$\beta^-$	8,02 d	0,971	2,2E-08	Medizin
$^{137}\text{Cs}$	$\beta^-$	30,1 a	1,176	1,3E-08	Dicken- und Dichtemessung, Medizin
$^{147}\text{Pm}$	$\beta^-$	2,62 a	0,224	2,6E-10	Dicken- und Dichtemessung
$^{192}\text{Ir}$	$\beta^-$	73,8 d	1,460	1,4E-09	Werkstoffprüfung
$^{238}\text{Pu}$	$\alpha$	87,7 a	5,593	2,3E-07	Radionuklidbatterien, Neutronenquellen
$^{241}\text{Am}$	$\alpha$	433 a	5,638	2,0E-07	Ionisationsrauchmelder

wird, sowohl was die Art, als auch die jeweilige Energie der Strahlung betrifft. Dies liegt an der davon abhängigen, unterschiedlichen Art und Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung mit sowohl dem Detektor-, als auch eventuellem Absorbermaterial.

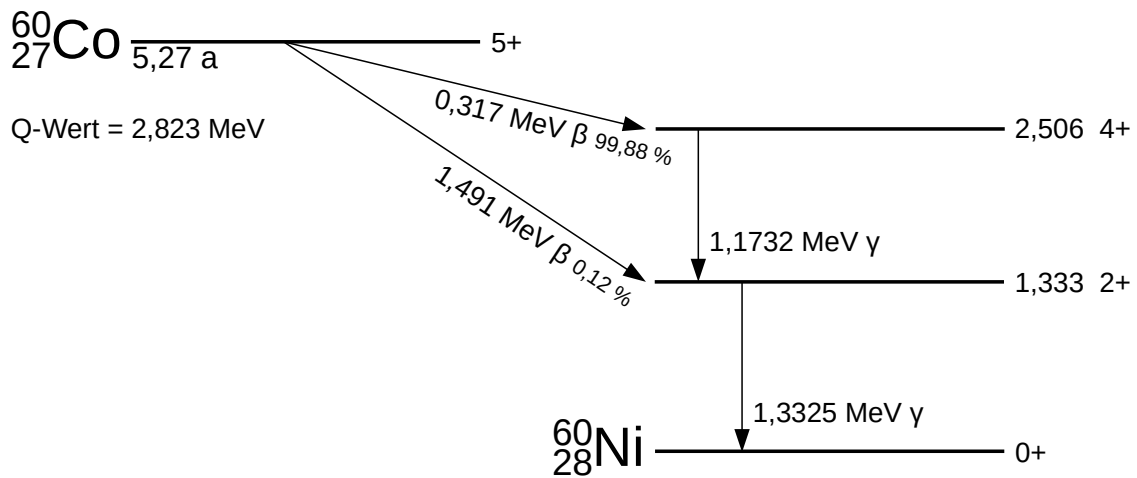
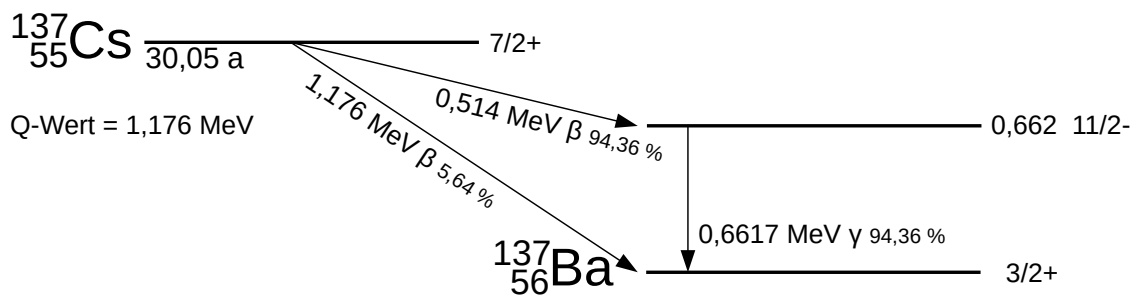
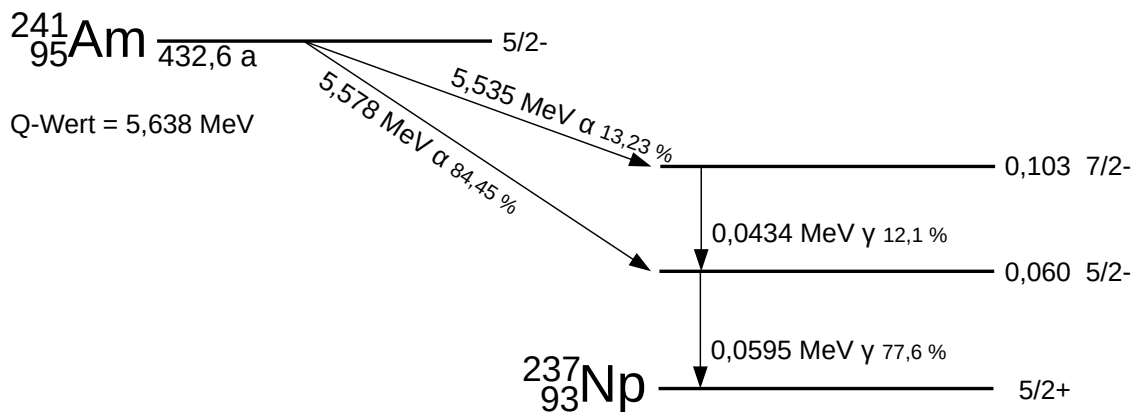
Für die Entwicklung des Detektorsystems wurden aus Tabelle 2.1 die folgenden drei Radionuklide ausgewählt. Die Entscheidung für diese drei Radionuklide fiel zum einen aufgrund ihrer Verfügbarkeit, zum anderen daher, dass sie sowohl verschiedene Zerfallsarten als auch Energiebereiche repräsentieren.

$^{60}\text{Co}$  als Nuklid mit einem relativ niedrigerenergetischen  $\beta$ -Anteil (durchschnittliche Energie  $E_{\text{Avg}} = 96 \text{ keV}$ ) sowie zwei höherenergetischen  $\gamma$ -Linien ( $E = 1,17 \text{ MeV}$  und  $1,33 \text{ MeV}$ ) (siehe Abbildung 2.1). Die Zerfallsenergie wird also hauptsächlich über den  $\gamma$ -Zerfall abgegeben.

$^{137}\text{Cs}$  als Nuklid mit einem etwas höherenergetischen  $\beta$ -Anteil (durchschnittliche Energie  $E_{\text{Avg}} = 174 \text{ keV}$ , der noch höherenergetische Teil mit  $E_{\text{Avg}} = 416 \text{ keV}$  macht nur etwa 5 % der Zerfälle aus) sowie einer Linie bei  $E = 0,66 \text{ MeV}$ , die zu etwa 90 % aus Photonen und zu 10 % aus Konversionselektronen besteht (siehe Abbildung 2.2). Im Vergleich zu  $^{60}\text{Co}$  wird hier also ein deutlich größerer Anteil der Zerfallsenergie über Elektronen abgegeben.

$^{241}\text{Am}$  als Nuklid mit einer  $\alpha$ -Energie von  $E = 5,49 \text{ MeV}$ , eine weitere Linie mit  $E = 5,44 \text{ MeV}$  macht etwa 13 % der Zerfälle aus (siehe Abbildung 2.3). Die Energie des angeregten Tochternuklids  $^{237}\text{Np}$  liegt bei unter  $60 \text{ keV}$ , sodass der daraus resultierende  $\gamma$ -Anteil vernachlässigbar gering ist.



Abbildung 2.1: Zerfallsschema von  $^{60}\text{Co}$ . Daten aus [Lab20].Abbildung 2.2: Zerfallsschema von  $^{137}\text{Cs}$ . Daten aus [Lab20].Abbildung 2.3: Zerfallsschema von  $^{241}\text{Am}$ . Daten aus [Lab20].

## 2.3 Detektoren zum Nachweis von Radionukliden in Wasser

Bevor in Kapitel 3 tiefergehende Informationen zu Strahlungsdetektoren und ihren Wirkungsweisen gegeben werden, soll an dieser Stelle bereits kurz auf Detektoren zum Nachweis von Radionukliden in Wasser eingegangen werden. Der übliche Vorgang ist dabei der Nachweis über die beim radioaktiven Zerfall der Radionuklide emittierte Strahlung. Gut geeignet für einen Nachweis in Wasser ist die Nutzung von Plastiksintillatoren (siehe Abschnitt 3.1.1), deren Szintillationslicht über Photosensoren außerhalb des Wassers detektiert wird. Eine typische Anwendung für Plastiksintillatoren sind Portalmonitore zum Nachweis von  $\gamma$ -Strahlung[Kno89], bei denen quaderförmige Szintillatoren genutzt werden. Doch auch andere Bauformen sind möglich, so hat etwa eine Forschungsgruppe der Universität Barcelona gezeigt, dass Plastiksintillatoren in Form kleiner Kügelchen in Flüssigszintillationszählern (LSC<sup>2</sup>) in ähnlicher Form genutzt werden können wie flüssige Szintillatoren, dabei jedoch den Vorteil der Wiederverwendbarkeit bieten[TGR03, SBTG12]. In Arbeiten in den Radioanalytischen Laboren der Abteilung Sicherheit und Umwelt des Karlsruher Instituts für Technologie wurde gezeigt, dass sich auf Basis solcher Kügelchen auch Durchflusszellen zur Nutzung in einem Standard-LSC entwickeln lassen.

Ein weiteres Projekt zum Nachweis von Radionukliden in Wasser ist das EU-Projekt TAWARA<sup>3</sup>, bei dem mit dem TAWARA\_RT<sup>4</sup> ein Detektorsystem als Kombination dreier einzelner Detektoreinheiten konzipiert wurde[DF<sup>+</sup>17b, Lun17].

- Der EAD<sup>5</sup>, bestehend aus einem NaI:Tl-Detektor für die Detektion von  $\gamma$ -Strahlern.
- Der RTM besteht aus ZnS:Ag-beschichteten Plastiksintillatordetektoren und ist für die Detektion von  $\alpha$ - und  $\beta$ -Aktivität vorgesehen.
- Der SPEC<sup>6</sup> ist ein System zur Aufkonzentrierung und Radionuklididentifikation durch  $\gamma$ -Spektroskopie mittels CeBr<sub>3</sub>-Detektor.

Dieses System ist in der Lage, innerhalb mehrerer zehn Minuten  $\alpha/\beta$ -Gesamtaktivitäten in der Größenordnung von 1 Bq/l nachzuweisen. Die Gestaltung dieses Detektorsystems sorgt für eine Komplexität, die sich sowohl in der Größe, als auch in den zu erwartenden Kosten für die Einzelkomponenten niederschlägt.

Ein Detektorsystem speziell für den Nachweis von  $\alpha$ -Strahlern in Wasser wurde unter anderem in den Radioanalytischen Laboren der Abteilung Sicherheit und Umwelt des Karlsruher Instituts für Technologie entwickelt[HKDWL14]. Es basiert auf der Elektrodeposition der Nuklide auf einem passivierten ionenimplantierten Siliziumhalbleiter (PIPS<sup>7</sup>). Dieses Detektorsystem kann jedoch weder  $\beta$ - noch  $\gamma$ -Strahlung

---

<sup>2</sup>Liquid Scintillation Counter

<sup>3</sup>TAp WAter RAdioactivity

<sup>4</sup>Real Time Monitor

<sup>5</sup>Early Alarm Detector

<sup>6</sup>SPECTroscopy Detector

<sup>7</sup>Passivated Implanted Planar Silicon

nachweisen, auch kann es aufgrund der Elektrodeposition nicht in einem kontinuierlichen Betrieb im Durchflussmodus genutzt werden.

### 2.3.1 Anforderungen an den Detektor

Aus den Gesetzen und Verordnungen gehen keine klaren Anforderungen an ein einzusetzendes Messsystem hervor. Deshalb werden aus ihnen anhand erwartbarer Szenarien eigene Anforderungen abgeleitet.

Ziel dieses Projekts ist es, ein kostengünstiges, einfach einsetzbares Detektorsystem zu entwickeln, welches autonom Messungen durchführt und in Echtzeit das Wasser auf radioaktive Kontaminationen überprüft, um nötigenfalls einen Alarm ausgeben zu können.

An einen solchen Detektor werden verschiedene Anforderungen gestellt, die ihn von anderen Messmethoden unterscheiden.

Zum einen soll er die drei relevanten Strahlungsarten ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ) detektieren können. Aufgrund ihres sehr unterschiedlichen Wechselwirkens mit Materie werden  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung einerseits und  $\gamma$ -Strahlung andererseits, typischerweise mit unterschiedlichen Verfahren gemessen. Es besteht also ein Zielkonflikt, sodass der zu entwickelnde Detektor einen Kompromiss bei der Detektionsmethode eingehen muss, bei der Optimierung auf eine bestimmte Strahlungsart also nicht die anderen außer Acht lassen darf.

Der Detektor hat somit nicht den Anspruch,  $\alpha$ -,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung jeweils optimal zu detektieren, dennoch sollen die zu erreichenden Nachweisgrenzen, also die Aktivitätskonzentrationen ab denen der Detektor eine Kontamination zuverlässig erkennt (siehe Abschnitt 2.3.3), möglichst niedrig liegen. Eine ausführliche Diskussion der zu erreichenden Nachweisgrenzen findet sich in Abschnitt 2.3.2.

Um zuverlässig vor einem radiologischen Störfall oder Anschlag warnen zu können, muss er, im Gegensatz zu einer Überwachung mittels Probenahme, dauerhaft die Aktivitätskonzentration des zu überwachenden Wassers messen. Um ein breites Anwendungsspektrum zu ermöglichen sollten Dimensionen und Kosten möglichst gering gehalten werden. Außerdem muss er, um praktikabel zu sein, möglichst autonom funktionieren und wartungsarm sein.

Da bereits zu erkennen ist, dass eine Nuklididentifikation unter diesen Voraussetzungen schwierig sein wird, sei darauf hingewiesen, dass die Hauptaufgabe des Detektors darin liegt zu erkennen, *dass* eine erhöhte Radioaktivität vorliegt. Das Ziel ist dabei nicht, eine genaue Analyse der Zusammensetzung der Aktivitätskonzentration zu liefern. Eine solche Analyse kann bei Bedarf, also nach Warnung durch den Detektor, mittels Probenahme erfolgen. Um aussagekräftige und verlässliche Messergebnisse zu erhalten ist vor allem die Stabilität der Sensitivität wichtig. Sie sollte möglichst wenig durch äußere Parameter, wie beispielsweise die Transparenz des Wassers, beeinflusst werden.

In Tabelle 2.2 werden die wesentlichen Anforderungen gegenübergestellt und bewertet.

Tabelle 2.2: Anforderungen an das Detektorsystem. Die Bewertungen reichen von + (wichtig) über 0 (bedingt notwendig) bis - (nicht notwendig).

Eigenschaft	Wertung	Erläuterung
Platzbedarf	0	Um vielseitig einsetzbar zu sein, sollte der Platzbedarf des Detektors gering sein.
Kosten	+	Der Fokus dieser Arbeit liegt darauf, ein einfaches und kostengünstiges Detektorsystem zu entwickeln.
Bedien- und Wartungsaufwand	+	Um die Hürden in der Anwendung gering zu halten, sollte der Personalaufwand zum Betrieb des Detektorsystems gering sein, sowohl für allgemeine die Bedienung und Analyse als auch für die Wartung.
Sensitivität	0	Bei Kurzzeitmessungen (im Minutenbereich), die vor einer (einmaligen) Ingestion einer akut erhöhten Aktivitätskonzentration warnen sollen, müssen die Nachweisgrenzen nicht den Höchstwerten für den dauerhaften Verzehr entsprechen (siehe Abschnitt 2.3.2). Diese Nachweisgrenzen können jedoch möglicherweise durch das Zusammenfassen aufeinanderfolgender Messungen erreicht werden können. Somit ist das Erreichen einer gewissen Sensitivität notwendig, nach dem Erreichen dieser Sensitivität ist eine weitere Verbesserung jedoch nicht das primäre Ziel.
Nuklididentifikation	-	Die Aufgabe des Detektorsystems ist die schnelle Detektion einer erhöhten Aktivitätskonzentration. Eine Nuklididentifikation kann anschließend durch Probenahme und Analyse im Labor erfolgen.
Online-Monitoring	+	Um eine schnelle Reaktion auf eine akute Kontamination zu gewährleisten, muss das Detektorsystem ein kontinuierliches Online-Monitoring ermöglichen.

### 2.3.2 Grenzwerte

Auf europäischer Ebene gelten verschiedene Verordnungen bezüglich der Höchstwerte an Radioaktivität in Nahrungsmitteln, zu denen auch Trinkwasser zählt. Nach der Trinkwasserverordnung können Aktivitätskonzentrationen von Radionukliden unter dem Gesichtspunkt des Strahlenschutzes außer Acht gelassen werden, wenn eine Richtdosis von 0,10 mSv/a durch den dauerhaften Verzehr von Trinkwasser (730 L/a) nicht überschritten wird. Sichergestellt werden kann dies, indem durch Messungen die folgende Ungleichung überprüft und erfüllt wird.

$$\sum_{i=1}^n \frac{C_{i(mess)}}{C_{i(ref)}} \leq 1 \quad (2.1)$$

mit

$C_{i(mess)}$  = gemessene Aktivitätskonzentration des Radionuklids  $i$

$C_{i(ref)}$  = Referenz-Aktivitätskonzentration des Radionuklids  $i$

$n$  = Anzahl der nachgewiesenen Radionuklide

Die Referenz-Aktivitätskonzentrationen für die häufigsten natürlichen und künstlichen Radionuklide sind in Tabelle 2.3 aufgeführt. Die jeweilige Referenz-Aktivitätskonzentration lässt sich für jedes Radionuklid  $i$  anhand der Richtdosis von 0,10 mSv/a, dem jeweiligen Dosiskoeffizienten  $e_i$  und der Annahme der jährlichen Aufnahme von 730 L Trinkwasser mittels folgender Formel bestimmen.

$$C_{i(ref)} = \frac{1,0 \cdot 10^{-4} \text{ Sv/a}}{e_i \times 730 \text{ L/a}} \quad (2.2)$$

Tabelle 2.3: Referenz-Aktivitätskonzentrationen für radioaktive Stoffe im Trinkwasser für die häufigsten natürlichen und künstlichen Radionuklide aus der Trinkwasserverordnung.

	Radionuklid	Referenz-Aktivitätskonzentration [Bq/L]
Radionuklide natürlichen Ursprungs	U-238	3,0
	U-234	2,8
	Ra-226	0,5
	Ra-228	0,2
	Pb-210	0,2
	Po-210	0,1
Radionuklide künstlichen Ursprungs	C-14	240
	Sr-90	4,9
	Pu-239/Pu-240	0,6
	Am-241	0,7
	Co-60	40
	Cs-134	7,2
	Cs-137	11
I-131	6,2	

Der Einsatzzweck des Detektorsystems ist jedoch nicht die allgemeine Qualitätskontrolle des Trinkwassers, sondern der Schutz der Bevölkerung vor einer akuten Kontamination mit Radionukliden in einem radiologischen Notfall. Aus diesem Grund orientiert sich die Bewertung der erreichbaren Nachweisgrenzen nicht an der deutschen Trinkwasserverordnung, sondern an der Verordnung (Euratom) 2016/52 zur Festlegung von Höchstwerten an Radioaktivität in Lebens- und Futtermitteln im Falle eines nuklearen Unfalls oder eines anderen radiologischen Notfalls. Hierbei ist zu beachten, dass die darin angegebenen Höchstwerte (aufgeführt in Tabelle 2.4) nicht auf eine einmalige Ingestion ausgelegt sind, sondern für die Unbedenklichkeit bei dauerhaftem Verzehr gelten. Diese Höchstwerte wurden so gewählt, dass unter der Annahme, dass 10 % der konsumierten Nahrung kontaminiert ist, eine effektive Dosis von 1 mSv pro Jahr durch Ingestion nicht überschritten wird. Dies ist der Dosiswert, der auch in den Empfehlungen der Internationalen Strahlenschutzkommission (ICRP) von 2007[ICR07] als empfohlener Dosisgrenzwert bei geplanten Expositionen für die Bevölkerung angegeben wird.

Tabelle 2.4: Höchstwerte an Radioaktivität im Falle eines nuklearen Unfalls oder eines anderen radiologischen Notfalls nach Verordnung (Euratom) 2016/52.

	Höchstwert der Aktivitätskonzentration [Bq/kg]
Summe der Strontium-Isotope, insbesondere Sr-90	125
Summe der Iod-Isotope, insbesondere I-131	500
Summe der Alphateilchen emittierenden Plutonium-Isotope und Transplutonium-Elemente, insbesondere Pu-239 und Am-241	20
Summe aller übrigen Nuklide mit einer Halbwertszeit von mehr als 10 Tagen, insbesondere Cs-134 und Cs-137, außer C-14, H-3 und K-40	1000

Die Aufgabe des in dieser Arbeit entwickelten Detektorsystems soll es jedoch sein, eine schnelle Reaktion zu ermöglichen für den Fall, dass aufgrund einer hohen Aktivitätskonzentration im Trinkwasser bereits eine Einzelexposition eine hohe effektive Dosis mit sich bringen würde. Deshalb wird in dieser Arbeit der Referenzwert von 1 mSv nicht auf die kontinuierliche Aufnahme über ein Jahr bezogen, sondern soll stattdessen als Grenzwert für eine Einzelexposition dienen, so wie auch in [ICR07] als statthaft beschrieben. Da die effektive Dosis proportional zur inkorporierten Aktivität  $A$  ist, liegen die tolerablen Aktivitätskonzentrationen  $A_V$  für eine Einzelexposition aufgrund des niedrigeren inkorporierten Wasservolumens  $V$  höher als für eine kontinuierliche Aufnahme kontaminierten Wassers (siehe Abschnitt 2.3.4).

Im Katastrophenschutz wird nach der Notfall-Dosiswerte-Verordnung eine effektive Dosis von 100 mSv innerhalb von sieben Tagen bei einem Daueraufenthalt im Freien als Richtwert genutzt, wenn es um die Entscheidung geht, nach beispielsweise

se einem kerntechnischen Unfall die Bevölkerung zu evakuieren. Dies entspricht der Empfehlung der ICRP, dass nationale Behörden bei der Entwicklung von Notfallplänen Referenzlevel zwischen 20 mSv und 100 mSv festlegen sollten [ICR09]. In dieser Arbeit wird dennoch die deutlich niedrigere Richtgröße von 1 mSv angestrebt. Dies liegt daran, dass das Detektorsystem lediglich Messdaten zur Verfügung stellen soll, die wiederum von entsprechenden Stellen genutzt werden können, um Entscheidungen über weitere Maßnahmen zu treffen. Eine Evakuierung hingegen ist eine Maßnahme, die einen Eingriff in den Schutzbereich des Artikel 2 Absatz 1 Grundgesetz für die Bundesrepublik Deutschland (GG)[Gru] darstellt. Ein meist mit einer Evakuierung einhergehendes Aufenthaltsverbot bedeutet einen Eingriff in Artikel 11 GG. Diese Eingriffe geschehen im Rahmen von Platzverweisen, deren Voraussetzungen (etwa die Gefahrenabwehr) in den jeweiligen Landespolizeigesetzen festgeschrieben sind. Für eine Evakuierung muss eine Verhältnismäßigkeit zwischen Gefahr und Eingriff in Persönlichkeitsrechte gewahrt werden, weshalb es dafür hohe rechtliche Hürden gibt. Die Nutzung des Detektorsystems an sich stellt jedoch noch keinen Eingriff in Persönlichkeitsrechte dar, sodass der deutlich niedrigere Richtwert von 1 mSv angestrebt wird, um eine möglichst gute Überwachung der Trinkwassersicherheit zu gewährleisten.

### 2.3.3 Charakteristische Grenzen

Um die Empfindlichkeit eines Detektorsystems zu ermitteln, werden seine charakteristischen Grenzen bestimmt, die nachfolgend erklärt werden.

- Die **Erkennungsgrenze**  $y^*$  bestimmt, ob das Messergebnis (mit einer vorher definierten Wahrscheinlichkeit  $1 - \alpha$ , in dieser Arbeit 95 %) einen Beitrag der zu messenden Probe enthält.
- Die **Nachweisgrenze**  $y^\#$  bestimmt, ab welchem Beitrag der zu messenden Probe dieser zuverlässig (mit definierter Wahrscheinlichkeit  $1 - \beta$ , in dieser Arbeit ebenfalls 95 %) erkannt wird.

Abbildung 2.4 zeigt die Interpretation der charakteristischen Grenzen. In blau dargestellt ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Messergebnisses für den Fall, dass es keinen Beitrag der Probe enthält. Im Falle einer Messung ionisierender Strahlung entspricht dies dem Nulleffekt, der durch Umgebungsstrahlung und Detektorrauschen verursacht wird, auch ohne Anwesenheit einer zu messenden Probe. Aufgrund statistischer Effekte ist die Nulleffektzählrate kein fester Wert, sondern entspricht einer Wahrscheinlichkeitsverteilung mit dem Mittelwert  $y_0$ . Die Erkennungsgrenze  $y^*$  ist so definiert, dass genau  $\alpha = 5\%$  der zu erwartenden Messwerte größer sind als dieser Wert. Die Nachweisgrenze  $y^\#$  ist so definiert, dass für einen wahren Wert, der genau der Nachweisgrenze entspricht, genau  $\beta = 5\%$  der Messergebnisse unterhalb der Erkennungsgrenze liegen. Somit ist die Erkennungsgrenze der Wert, bei dem mit einer Sicherheit von  $1 - \alpha = 95\%$  davon ausgegangen werden kann, dass im Messergebnis ein Beitrag der Probe enthalten ist. Gleichzeitig ist die Nachweisgrenze der Wert, den eine Probe haben muss, damit das Messergebnis mit einer Sicherheit von  $1 - \beta = 95\%$  über der Erkennungsgrenze liegt.

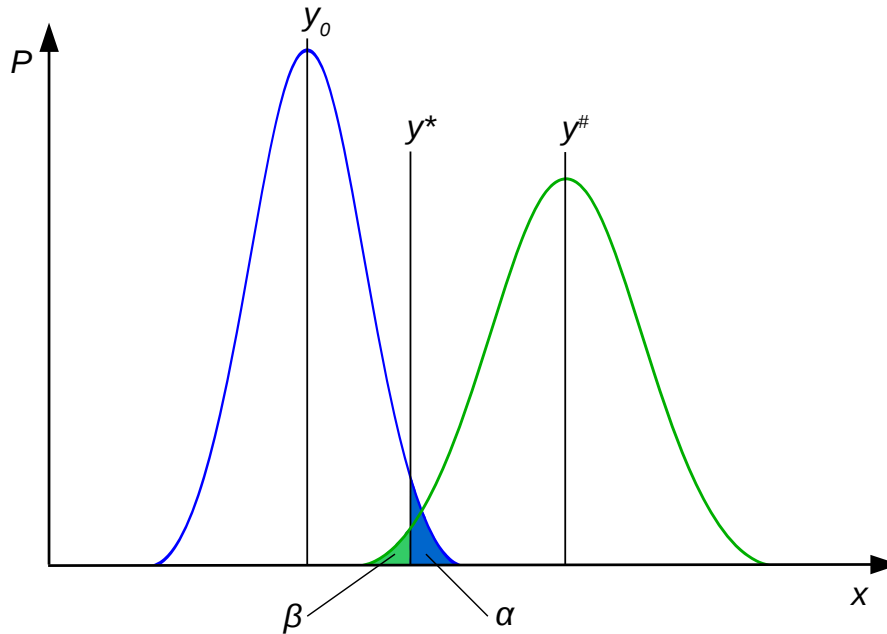


Abbildung 2.4: Visualisierung der charakteristischen Grenzen  $y^*$  und  $y^\#$ . Dargestellt ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung eines Messergebnisses für den wahren Wert  $y_0$  (Nulleffekt, kein Beitrag der Probe) respektive  $y^\#$ . Dabei ist  $\alpha$  die Wahrscheinlichkeit für ein falsch positives,  $\beta$  die Wahrscheinlichkeit für ein falsch negatives Messergebnis. In dieser Darstellung sind  $\alpha$  und  $\beta$  unterschiedlich groß gewählt.

Die angegebenen charakteristischen Grenzen des entwickelten Detektors wurden nach DIN ISO 11929[DKE11] bestimmt, deren Herleitungen sich in [Pet12] finden lassen (siehe auch [DF17a]). Der Detektor entspricht in seiner prinzipiellen Funktionsweise der dort in Kapitel 5.1 vorgestellten „Zählenden Messung mit einem Geiger-Müller-Zählrohr“. Die Erkennungsgrenze  $y^*$  beträgt demnach

$$y^* = k_{1-\alpha} w \sqrt{r_0 \left( \frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_0} \right)} \quad (2.3)$$

mit

$k_{1-\alpha}$ : Quantil der standardisierten Normalverteilung, in dieser Arbeit  $\alpha = 0,05$

$w$ : Kalibrierfaktor  $\left( \frac{a_K}{r_{K,n}} \right)$

$a_K$ : Aktivität des Kalibrierpräparats

$r_{K,n}$ : Nettozählrate des Kalibrierpräparats

$r_0$ : Nulleffektzählrate

$t_g$ : Bruttomesszeit

$t_0$ : Nulleffektmesszeit



### 2.3. DETEKTOREN ZUM NACHWEIS VON RADIONUKLIDEN IN WASSER31

Nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz ergibt sich die Unsicherheit der Erkennungsgrenze aus den Unsicherheiten der einzelnen Messgrößen zu

$$\Delta y^* = k_{1-\alpha} \left[ \left( \sqrt{r_0 \left( \frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_0} \right)} \cdot \Delta w \right)^2 + \left( \frac{w}{2\sqrt{r_0}} \sqrt{\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_0}} \cdot \Delta r_0 \right)^2 + \left( \frac{w r_0}{2t_g^2 \sqrt{r_0 \left( \frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_0} \right)}} \cdot \Delta t_g \right)^2 + \left( \frac{w r_0}{2t_0^2 \sqrt{r_0 \left( \frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_0} \right)}} \cdot \Delta t_0 \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

Gleichung 2.3 beschreibt die absolute Erkennungsgrenze in Becquerel. Die durch den Detektor zu überwachende Messgröße ist jedoch die Aktivitätskonzentration, also die Aktivität pro Volumen  $V$ . Dies führt zur für den Detektor relevanten relativen Erkennungsgrenze

$$y_V^* = \frac{y^*}{V}. \quad (2.5)$$

Es lässt sich direkt erkennen, dass die Erkennungsgrenze zum einen durch längere Messzeiten gesenkt werden kann, zum anderen durch eine Verbesserung der Detektionswahrscheinlichkeit, die sich im Kalibrierfaktor niederschlägt, sowie durch eine Verringerung der Nulleffektrate, beispielsweise durch eine Verringerung des Detektorrauschens. Dazu kommt, dass die relative Erkennungsgrenze durch eine Vergrößerung des Messvolumens verbessert werden kann.

Die Nachweisgrenze ist etwa doppelt so groß wie Erkennungsgrenze, bei gleichen Wahrscheinlichkeiten  $\alpha$  und  $\beta$  folgen gleiche Quantile, sodass sich die Nachweisgrenze  $y^\#$  explizit bestimmen lässt [Pet12]. Es folgt dann für die Nachweisgrenze

$$y^\# = \frac{2y^* + k^2 w / t_g}{1 - k^2 u_{rel}^2(w)}. \quad (2.6)$$

Die Abweichung  $\Delta y^\#$  der Näherung der Nachweisgrenze als doppelte Erkennungsgrenze vom wahren Wert beträgt

$$\Delta y^\# = 2y^* - y^\# \quad (2.7)$$

$$= 2y^* - \frac{2y^* + k^2 w / t_g}{1 - k^2 u_{rel}^2(w)} \quad (2.8)$$

$$= \frac{2y^* - 2y^* k^2 u_{rel}^2(w)}{1 - k^2 u_{rel}^2(w)} - \frac{2y^* + k^2 w / t_g}{1 - k^2 u_{rel}^2(w)} \quad (2.9)$$

$$= \frac{2y^* k^2 u_{rel}^2(w) + k^2 w / t_g}{k^2 u_{rel}^2(w) - 1}. \quad (2.10)$$

Für die relative Abweichung gilt damit

$$\frac{\Delta y^\#}{y^\#} = \frac{2y^* - y^\#}{y^\#} \quad (2.11)$$

$$= \frac{2y^*}{y^\#} - 1 \quad (2.12)$$

$$= \frac{2y^*}{\frac{2y^* + k^2 w / t_g}{1 - k^2 u_{rel}^2(w)}} - 1 \quad (2.13)$$

$$= \frac{2y^*(1 - k^2 u_{rel}^2(w))}{2y^* + k^2 w / t_g} - 1. \quad (2.14)$$

Die relative Abweichung ist in den Abbildungen 2.5, 2.6 und 2.7 graphisch dargestellt. Man erkennt, dass die Abschätzung der Nachweisgrenze als doppelte Erkennungs-

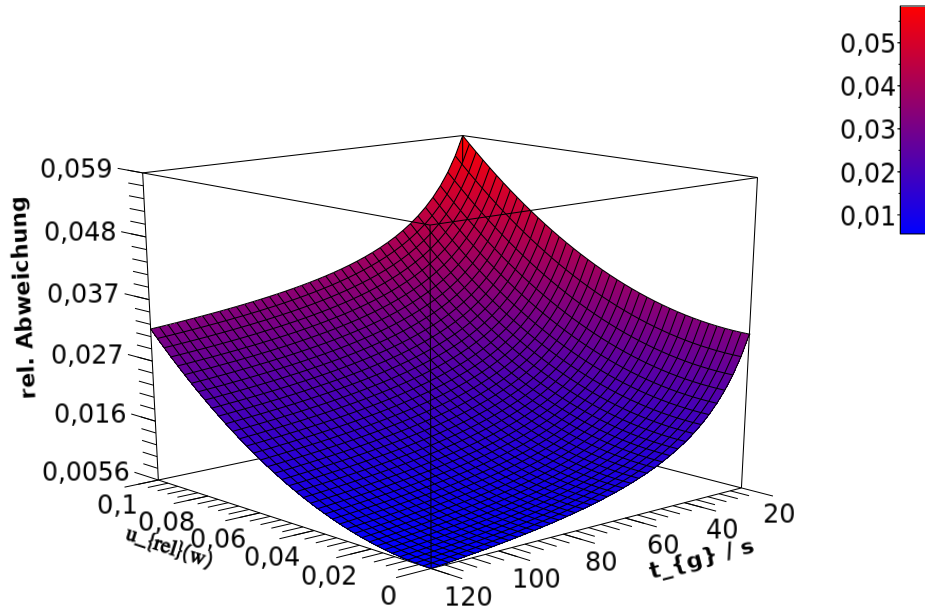


Abbildung 2.5: Relative Abweichung der Näherung  $y^\# \approx 2y^*$  in Abhängigkeit von  $u_{rel}(w)$  und  $t_g$  für  $w = 25 \text{ Bq/s}^{-1}$ .

grenze, besonders bei einem gut bestimmten Kalibrierfaktor  $w$  und vor allem nicht allzu kurzen Messzeiten, mit einer Abweichung im einstelligen Prozentbereich eine gute Näherung darstellt.

Durch die Speicherung der Messdaten können, neben den Ergebnissen jeder Einzelmessung, auch Messergebnisse eines längeren Zeitraums zusammengefasst werden, wodurch eine Reduktion der charakteristischen Grenzen erreicht wird. Somit können die Einzelmessungen für eine sehr schnelle Analyse auf eine Kontamination genutzt werden, während parallel dazu eine Analyse mit niedrigeren Erkennungsgrenzen möglich ist, deren Ergebnis jedoch nicht so schnell vorliegt wie das der schnellen Messung. Um diesen Effekt zu quantifizieren, kann die Formel 2.3 zur Bestimmung der

### 2.3. DETEKTOREN ZUM NACHWEIS VON RADIONUKLIDEN IN WASSER33

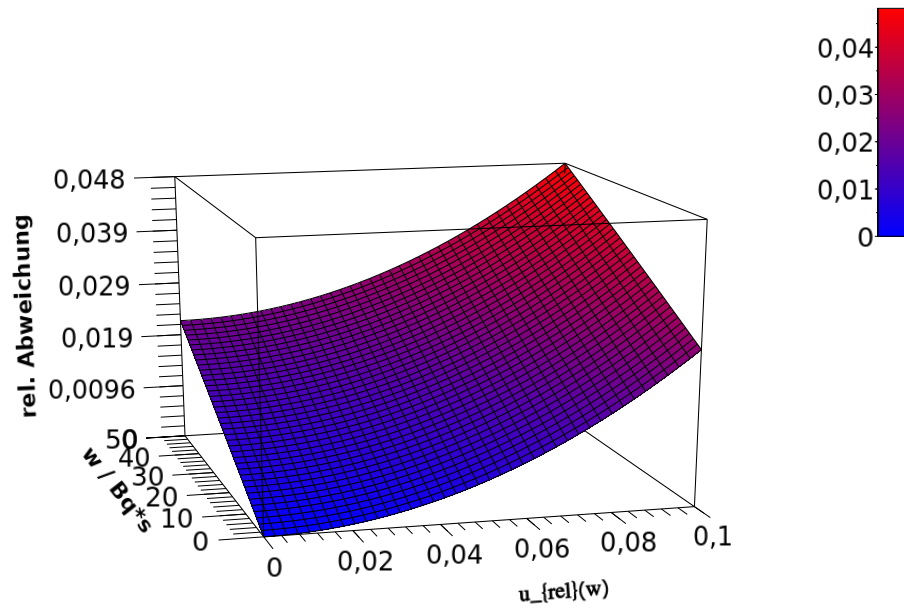


Abbildung 2.6: Relative Abweichung der Näherung  $y^\# \approx 2y^*$  in Abhängigkeit von  $u_{rel}(w)$  und  $w$  für  $t_g = 60 \text{ s}$ .

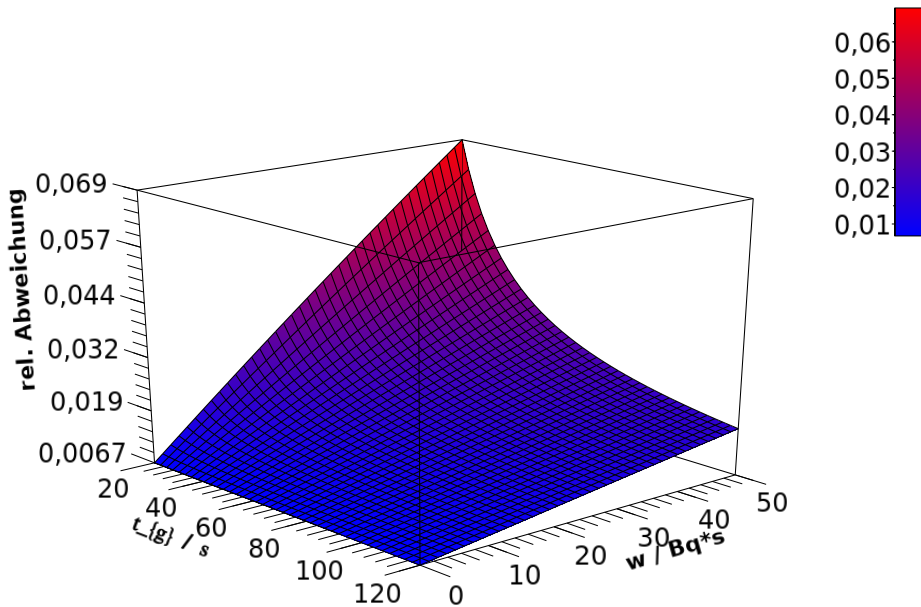


Abbildung 2.7: Relative Abweichung der Näherung  $y^\# \approx 2y^*$  in Abhängigkeit von  $t_g$  und  $w$  für  $u_{rel}(w) = 0,05$ .

Erkennungsgrenze  $y^*$  als Produkt eines messzeitunabhängigen Teils  $k_{1-\alpha}w\sqrt{r_0}$  und einer Funktion  $f(t_g, t_0)$ , die von der Bruttomesszeit  $t_g$  und der Nulleffektmesszeit  $t_0$  abhängt, geschrieben werden:

$$y^* = k_{1-\alpha}w\sqrt{r_0}\sqrt{\left(\frac{1}{t_g} + \frac{1}{t_0}\right)}$$

$$y^* = k_{1-\alpha}w\sqrt{r_0}f(t_g, t_0) \quad (2.15)$$

Diese Funktion  $f(t_g, t_0)$  lässt sich auf die in dieser Arbeit standardmäßig genutzten Messzeiten zur Bestimmung der charakteristischen Grenzen normieren und gibt an, wie sich die Erkennungsgrenze in Abhängigkeit der Messzeiten ändert.

$$f_t(t_g, t_0) = \frac{f(t_g, t_0)}{f(t_g = 60 \text{ s}, t_0 = 100 \text{ s})} \quad (2.16)$$

In Abbildung 2.8 ist der normierte Zeitfaktor  $f_t(t_g, t_0)$  exemplarisch für vier verschiedene Werte von  $t_0$  graphisch dargestellt. So ist  $f_t(t_g = t_0 = 5 \text{ min}) = 0,5$ , bei der Wahl dieser Messzeiten halbiert sich also die Erkennungsgrenze, bei einer Wahl von jeweils 2 h beträgt sie nur noch ein Zehntel der Standarderkennungsgrenze.

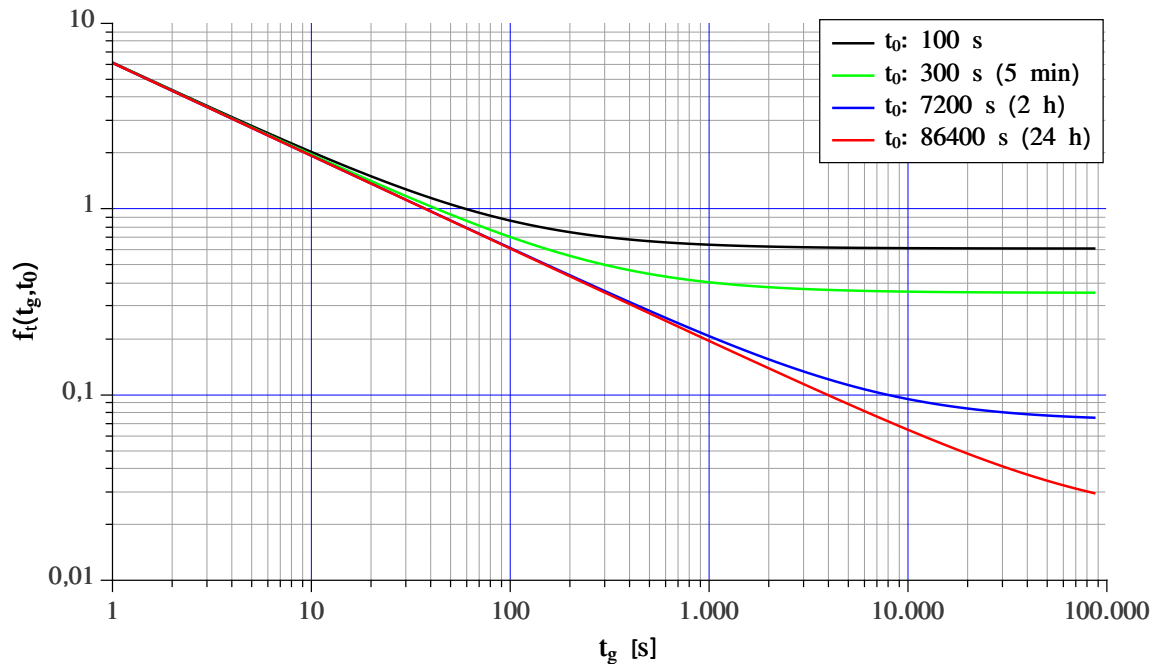


Abbildung 2.8: Normierter Zeitfaktor  $f_t(t_g, t_0)$  in Abhängigkeit der Bruttomesszeit  $t_g$  für vier verschiedene Werte der Nulleffektmesszeit  $t_0$ .

### 2.3.4 Annahmen bei Berechnung der notwendigen Nachweisgrenzen

Wie bereits erwähnt, soll der Detektor kurzfristig auftretende Kontaminationen schnell erkennen, sodass gegebenenfalls zeitnah darauf reagiert werden kann. Um

### 2.3. DETEKTOREN ZUM NACHWEIS VON RADIONUKLIDEN IN WASSER<sup>35</sup>

praktikable Werte für die Nachweisgrenzen zu bestimmen wird im Folgenden angenommen, dass eine erwachsene Person  $V = 2,0\text{ L}$  Trinkwasser konsumieren würde, was nach Anlage 11 der Strahlenschutzverordnung dem doppelten Wert der mittleren Verzehrrate der Referenzperson entspricht, bevor eine Kontamination auffallen und entsprechende Maßnahmen ergriffen würden. Für Säuglinge wird entsprechend ein Wert von  $V = 0,5\text{ L}$  angesetzt. Mittels der Dosiskoeffizienten  $e$ , also der effektiven Dosis pro aufgenommener Aktivität (siehe Abschnitt 1.3.2), kann nun für verschiedene Radionuklide bestimmt werden, ab welcher Aktivitätskonzentration  $A_V$  dieser Konsum eine effektive Dosis von  $D_{eff} = 1\text{ mSv}$  verursachen würde. Diese Werte sollen dann im Folgenden als Richtwerte bei der Beurteilung der Detektorsensitivität dienen und als Nachweisgrenzen bereits in einer kurzen Messdauer erreicht werden, um einen Konsum über mehrere Tage verhindern zu können. Berechnet wird diese Aktivitätskonzentration hierbei mittels

$$A_V = \frac{D_{eff}}{eV}. \quad (2.17)$$

#### 2.3.5 Resultierende notwendige Nachweisgrenzen

Die mittels dieser Annahmen berechneten Aktivitätskonzentrationen sind in Tabelle 2.5 für eine Auswahl an Referenznucliden angegeben (siehe dazu Abschnitt 2.2). Als konservativer Ansatz werden die jeweils niedrigeren resultierenden Konzentrationen im Folgenden als Referenzwerte für die Nachweisgrenzen dienen. Nun muss definiert werden, wie schnell eine solche Kontamination detektiert werden soll. Als Ziel wird im Rahmen dieser Arbeit eine Detektionszeit von 2 Minuten gesetzt. Innerhalb dieser Detektionszeit sollen mindestens zwei voneinander unabhängige Messungen erfolgt sein, sodass eine Messung mit signifikant erhöhter Zählrate durch eine zweite Messung bestätigt werden kann. Daraus folgt, dass die aufgeführten Aktivitätskonzentrationen innerhalb einer Messzeit von einer Minute nachgewiesen werden müssen. Eine deutlich niedrigere Detektionszeit wird nicht als notwendig erachtet, da die auf ein positives Messergebnis folgenden Berichtswege und Entscheidungen und Maßnahmen voraussichtlich eine deutlich längere Zeit benötigen, sodass eine Verringerung der Detektionszeit keine deutlichen Auswirkungen auf die Gesamtreaktionszeit hätte.

Tabelle 2.5: Aktivitätskonzentrationen  $A_V$  verschiedener Radionuklide, die bei einem Verzehr von  $0,5\text{ L}/2\text{ L}$  (Säuglinge/Erwachsene) zu einer effektiven Dosis von  $D_{eff} = 1\text{ mSv}$  führen. Die Dosiskoeffizienten stammen aus [Bun].

Nuklid	$e_{\text{Säugling}}$ [Sv/Bq]	$e_{\text{Erwachsener}}$ [Sv/Bq]	$A_{V,\text{Säug}}(0,5\text{ L})$ [Bq/L]	$A_{V,\text{Erw}}(2\text{ L})$ [Bq/L]
$^{60}\text{Co}$	5,4E-08	3,4E-09	3,70E+04	1,47E+05
$^{137}\text{Cs}$	2,1E-08	1,3E-08	9,52E+04	3,85E+04
$^{241}\text{Am}$	3,7E-06	2,0E-07	5,41E+02	2,50E+03

## 2.4 Positionierung des Detektors im Trinkwassernetz

Neben der technischen Entwicklung des Detektorsystems stellt sich die Frage, wo solche Detektoren in einem Trinkwassernetz optimal platziert werden. Die optimale Platzierung von Detektoren ist allerdings nicht nur abhängig von der Topologie des jeweiligen Trinkwassernetzes, sondern auch davon, welche Kriterien in die Bewertung einfließen sowie von möglichen äußeren Einschränkungen. Nach der Bestimmung der Kriterien (inklusive Wichtung) und der Nebenbedingungen kann eine Pareto-Optimierung durchgeführt werden, also eine Optimierung unter Berücksichtigung mehrerer Kriterien.

Im Folgenden werden einige Kriterien aufgeführt, die in die zu optimierende Zielfunktion aufgenommen werden können und die in Teilen auch etwa im „Battle of the Water Sensor Networks“ [O<sup>+</sup>08], einem Vergleichstest verschiedener Detektorpositionierungen in Wassernetzwerken, genutzt werden.

- Die **Detektionsdauer** ist der Zeitraum zwischen Einbringung der Kontamination in das Trinkwassernetz und Erreichen eines Detektors.
- Die **Anzahl exponierter Personen** bestimmt im Allgemeinen den Gesamtschaden, den ein Kontaminationsereignis verursacht.
- Die **durchschnittliche Exposition** (bestimmt durch Aktivitätskonzentration und genutzte Wassermenge) bestimmt die (durchschnittliche) Schwere der gesundheitlichen Schäden, die durch ein Kontaminationsereignis hervorgerufen werden.
- Die **maximale Exposition Einzelner** (bestimmt durch Aktivitätskonzentration und Wassermenge) berücksichtigt, dass die Bewertung gesundheitlicher Schäden nicht linear geschehen muss.
- Die **Detektoranzahl** (und dadurch Kosten) kann ebenfalls als Kriterium einfließen. Ab einer gewissen Anzahl bietet ein Mehraufwand möglicherweise nur geringe Vorteile bei entsprechend unverhältnismäßigen Kosten.
- Die **Zuverlässigkeit** beschreibt den Anteil der untersuchten Kontaminations-szenarien, der von Detektoren erkannt wird. Im Gegensatz zu den anderen Kriterien soll dieser Parameter in der Optimierung maximiert und nicht minimiert werden.

Diese Kriterien können nicht nur als Optimierungsparameter, sondern ebenfalls für Nebenbedingungen genutzt werden. Ein Beispiel dafür wäre eine maximale Detektoranzahl aufgrund eines begrenzten Budgets. Aber auch zusätzliche Einschränkungen, etwa durch technische Gegebenheiten sind möglich.

Je mehr Kriterien genutzt werden, desto spezifischer ist die Optimierung, jedoch steigt gleichzeitig auch die Komplexität. Dies erschwert nicht nur die Berechnung, sondern auch die Abwägung der Wichtung der einzelnen Kriterien. Bei der Bestimmung der Wichtungsfaktoren sollte auch berücksichtigt werden, dass einige Kriterien korreliert sein können, was sich in der Wichtung niederschlägt.

Zur Modellierung eines Trinkwassernetzes kann beispielsweise EPANET[Ros00], eine von der US-amerikanischen Umweltschutzbehörde EPA<sup>8</sup> entwickelte Software, genutzt werden. Dafür werden topologische und geometrische Informationen über die Komponenten des Trinkwassernetzes benötigt. Dazu gehören Knotenpunkte, Tanks, Reservoirs, Rohre, Pumpen und auch Armaturen. Für eine möglichst reale Modellierung können weitere Informationen über diese physikalischen Komponenten genutzt werden, etwa Kennlinien von Pumpen oder Tankvolumen, aber auch über Zeitmuster im Nutzungsverhalten und über den Betrieb des Systems. Die Weiterentwicklung solcher Modelle - jedoch ohne Betrachtung von Detektorpositionierungen - war Thema des TransAqua-Arbeitspakets 4.2 („Abschätzung der radiologischen Auswirkungen von Nuklearunfällen auf die städtische Trinkwasserversorgung und Stadtentwässerung“), der entsprechende Abschlussbericht findet sich in[T<sup>+</sup>19]. In einem so aufgestellten Modell kann anschließend nach der Detektorpositionierung gesucht werden, die die Zielfunktion optimiert. Für kleine Netzwerke kann sich bei genügend Rechenleistung dafür eine Brute-Force-Methode anbieten, bei der alle potenziellen Lösungen der Funktion berechnet und untereinander verglichen werden. Bei größeren Netzwerken stößt diese Methode jedoch an ihre Grenzen, sodass in solchen Fällen beispielsweise evolutionäre Algorithmen verwendet werden.[AGM10]

Zur Optimierung der Sensorpositionierung mittels solcher Netzwerkmodelle gibt es verschiedene Software, wie etwa TEVA-SPOT<sup>9</sup>[MJH<sup>+</sup>08] oder das Matlab-basierte Toolkit S-PLACE<sup>10</sup>[EKP14] (siehe Abbildung 2.9). In S-PLACE kann ein Wassernetz nach dem Einlesen anhand einer EPANET-Inputdatei auf optimale Detektorpositionierungen untersucht werden. Genutzt werden kann hierbei sowohl eine Brute-Force-Methode als auch ein evolutionärer Algorithmus. Dazu muss unter anderem angegeben werden, welche Punkte als Sensororte sowie als Kontaminationsorte in Frage kommen und wie viele Sensoren zur Verfügung stehen. Die Optimierung berücksichtigt bei S-PLACE die beiden Zielwerte der durchschnittlichen Exposition und der maximalen Exposition. Da nicht notwendigerweise eine Positionierung existiert, die beide Zielwerte optimiert, werden alle Pareto-Optima dieser beiden Zielwerte als Pareto-Front ausgegeben, wie in Abbildung 2.10 sowohl als Diagramm als auch in Textform zu sehen ist. Somit kann nach der Optimierung individuell entschieden werden, wie diese beiden Kriterien gewichtet werden sollen.

Optimierungssoftware wie S-PLACE bietet somit eine Möglichkeit, potenzielle Detektorpositionierungen in Trinkwassernetzen zu analysieren und basierend darauf Entscheidungen für das Überwachungssystem zu treffen.

---

<sup>8</sup>Environmental Protection Agency

<sup>9</sup>Threat Ensemble Vulnerability Assessment and Sensor Placement Optimization Tool

<sup>10</sup>Sensor Placement

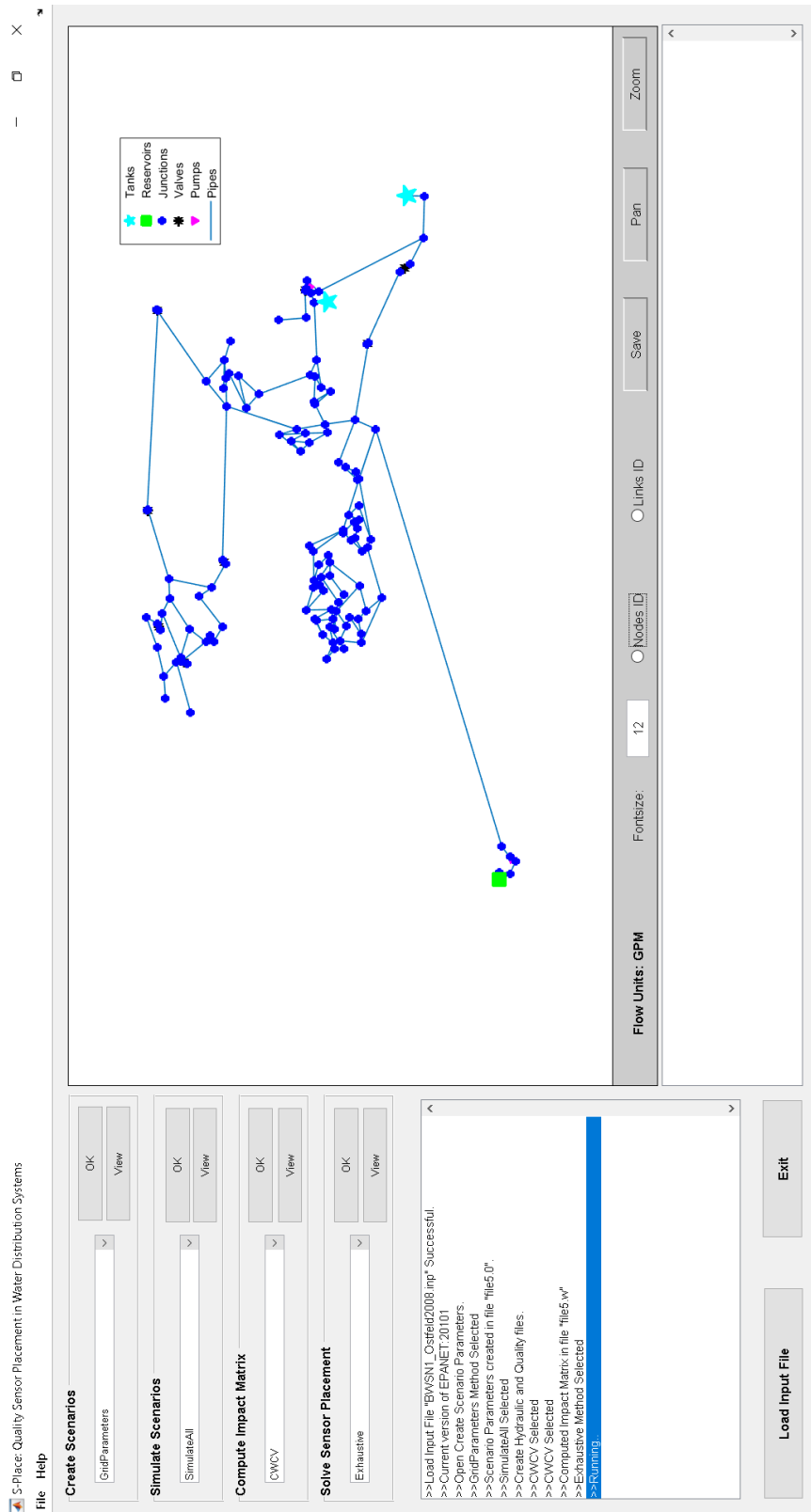


Abbildung 2.9: Hauptfenster des S-PLACE Toolkits mit eingelesenem Beispielwassernetz.



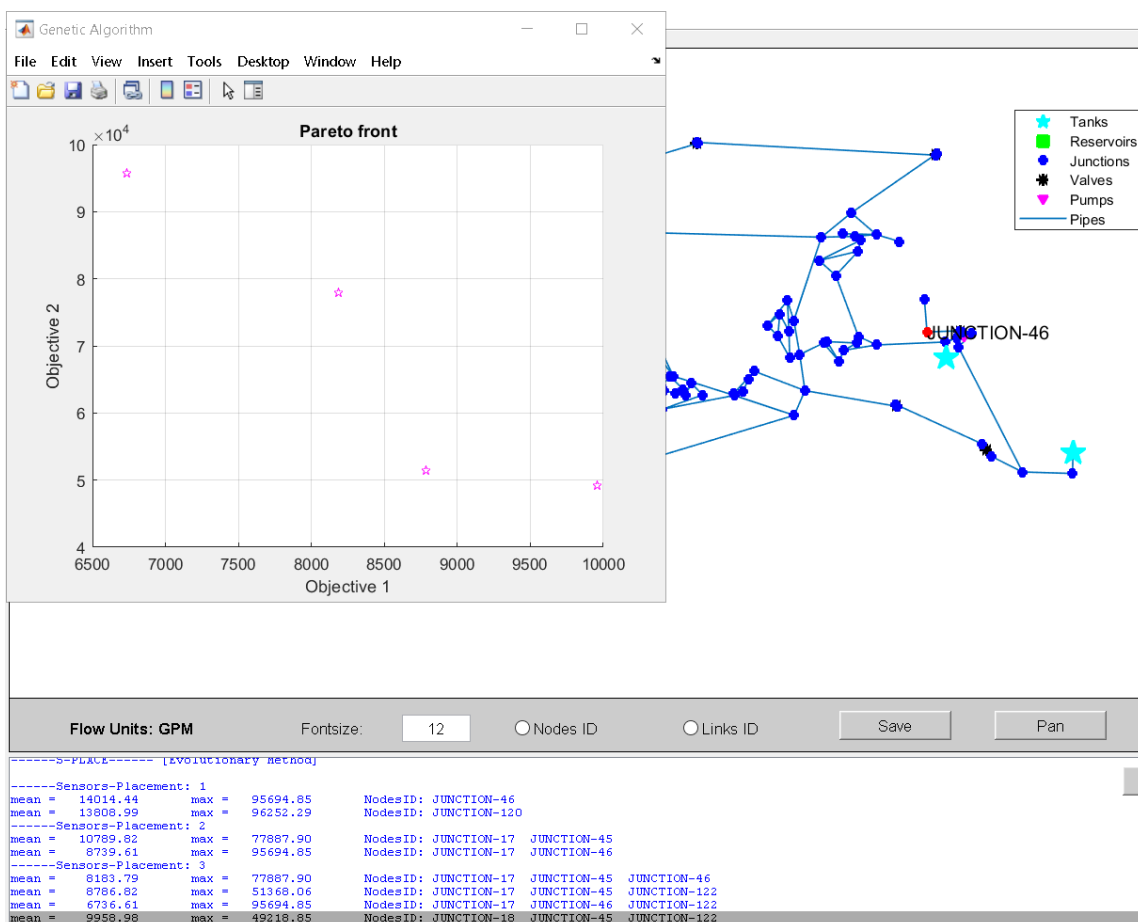


Abbildung 2.10: Visualisierung der Pareto-Front für drei Sensoren mit den beiden Zielwerten „durchschnittliche Exposition“ („mean“ / „Objective 1“) und „maximale Exposition“ („max“ / „Objective 2“). In der unten stehenden Textausgabe sind die Pareto-Optima für ein, zwei und drei verfügbare Sensoren aufgeführt.



# Kapitel 3

## Strahlungsdetektoren

Der Nachweis von Radionukliden kann prinzipiell auf zwei Arten geschehen. Zum einen können die Nuklide direkt nachgewiesen werden, beispielsweise mittels Massenspektrometrie. Bei dieser werden Atome oder Moleküle ionisiert und beschleunigt. Anhand ihrer Ablenkung in einem elektrischen Feld lässt sich ihr Masse-zu-Ladungs-Verhältnis bestimmen, aus dem sich Rückschlüsse auf das Atomgewicht ziehen lassen. Ist, zum Beispiel aufgrund einer chemischen Analyse, bekannt, um welches Element es sich handelt, so kann mithilfe dieser Informationen das Isotop bestimmt werden. In der Stabsstelle Sicherheit und Umwelt des Karlsruher Instituts für Technologie beispielsweise wird ein ICP-MS-System<sup>1</sup> der Firma Agilent verwendet (siehe Abbildung 3.1). Für den allgemeinen Nachweis von Radionukliden ergeben sich bei dieser Methode jedoch unter anderem folgende Probleme.

- Aufgrund der großen Bandbreite möglicher Masse-zu-Ladungs-Verhältnisse und einer begrenzten Auflösung können Massenspektrometer nicht den gesamten Bereich der möglichen Atommassen auf einmal abdecken.
- Da die Teilchenkonzentration bei fester Aktivitätskonzentration antiproportional zur Halbwertszeit des Nuklids ist, wird ein Nachweis von Radionukliden schwieriger, je geringer deren Halbwertszeit ist.
- Ein Massenspektrometer dient, wie der Name bereits sagt, lediglich der Massenbestimmung, nicht aber der Elementerkennung. Isobare<sup>2</sup> werden somit nicht getrennt. Mit Ausnahme der Massenzahlen 5 und 8 kommen jedoch alle Massenzahlen bis 209 auch als stabile Nuklide vor, sodass im Allgemeinen anhand der Massenzahl alleine noch keine Aussage über die Radioaktivität getroffen werden kann. Dazu wäre zusätzlich eine chemische Trennung der verschiedenen Elemente nötig.

Anhand der aufgeführten Punkte lässt sich erkennen, dass die Nutzung eines Massenspektrometers zur allgemeinen Überwachung eines Trinkwassernetzes nicht praktikabel ist.

---

<sup>1</sup>Inductively Coupled Plasma - Mass Spectrometry

<sup>2</sup>Nuklide gleicher Massenzahl

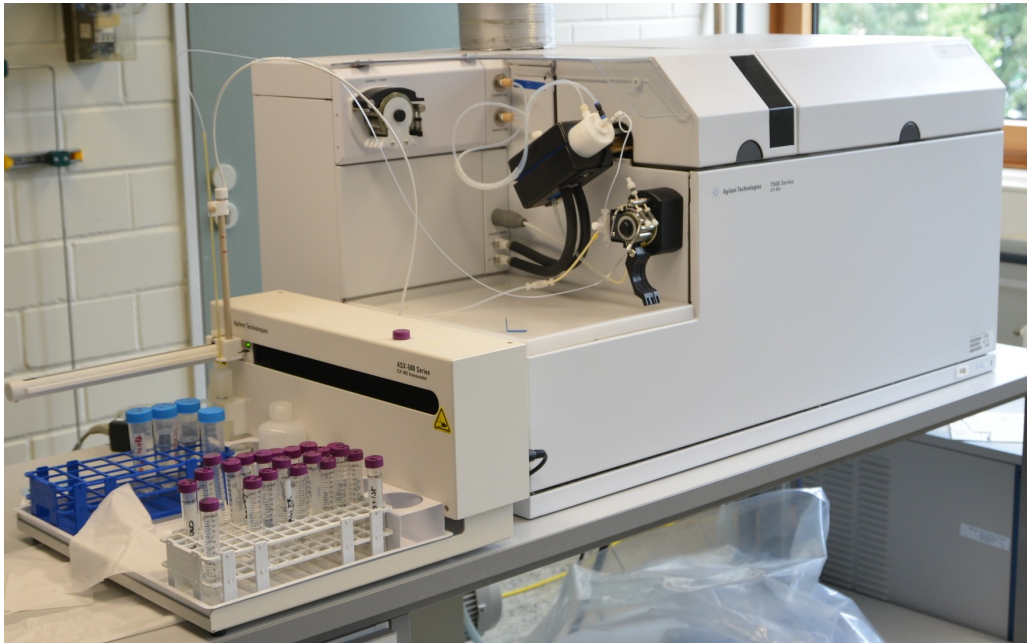


Abbildung 3.1: Massenspektrometer der Firma Agilent (7500 Series ICP-MS).

Neben dem direkten Nachweis lassen sich Radionuklide jedoch auch anhand der von ihnen ausgesandten ionisierenden Strahlung erkennen. Dieser indirekte Nachweis geschieht über Strahlungsdetektoren, die die in Abschnitt 1.2 beschriebenen Wechselwirkungen nutzen, und lässt sich deutlich einfacher realisieren.

Zur Detektion ionisierender Strahlung gibt es verschiedene Arten von Detektoren, die jeweils Vor- und Nachteile gegenüber den anderen haben. Diese Unterschiede fallen je nach Einsatzzweck unterschiedlich ins Gewicht. Für den gewünschten Einsatzzweck einer dauerhaften Überwachung scheidet dabei schon alle Detektionsmethoden aus, die keine direkte Datenauslese ermöglichen. Dazu gehören beispielsweise Fotoplatten, die erst eine chemische Entwicklung benötigen, oder auch Thermolumineszenzdosimeter.

Eine weitere Anforderung an das Detektorsystem ist der Nachweis von sowohl  $\alpha$ -,  $\beta$ - als auch  $\gamma$ -Strahlung. Prinzipiell sind gasgefüllte Zählrohre wie zum Beispiel Geiger-Müller-Zähler dazu in der Lage. Zum Nachweis von  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung aber ist es nötig, dass das Zählrohr über ein Eintrittsfenster verfügt, das aus einer massearmen Folie besteht. Da diese Folie nur sehr dünn sein darf, ist sie entsprechend anfällig für Beschädigungen, was ein Problem für die Nutzung in fließendem Wasser darstellt.

Halbleiterdetektoren erfüllen alle physikalischen Anforderungen an den Detektor. Zwar dürfen auch sie für einen Nachweis kurzreichweitiger Strahlung nur über eine sehr dünne Abschirmung verfügen, aufgrund des dahinterliegenden Festkörpers ist sie jedoch als stabiler anzusehen als die Fensterfolie eines Zählrohrs. Ein großer Vorteil von Halbleiterdetektoren, beispielsweise aus hochreinem Germanium, gegenüber anderen Detektorarten liegt in ihrer feinen Energieauflösung, die sie besonders gut einsetzbar zur Nuklididentifikation macht. Solche hochauflösenden Halbleiterdetektoren benötigen jedoch zum Betrieb eine Kühlung, etwa mit flüssigem Stickstoff oder

elektrischen Kühlern.[Kno89, S. 414f.] Neben den hohen Anschaffungskosten eines solchen Detektorsystems spricht jedoch auch der relativ hohe Betriebsaufwand, beispielsweise zum regelmäßigen Nachfüllen des Stickstoffs, gegen einen Einsatz dieses Detektortyps.

Das Prinzip der Szintillationsdetektion, das für die Nutzung im Detektorsystem besonders interessant ist, wird im folgenden Abschnitt genauer erklärt.

## 3.1 Szintillationsdetektoren

Ein Szintillationsdetektor ist ein Messgerät, das mithilfe eines Szintillators ionisierende Strahlung nachweisen kann. Der Szintillator dient dabei dazu, die Energie der ionisierenden Strahlung in sichtbares Licht umzuwandeln, das wiederum von einem Photosensor (beispielsweise einem Photomultiplier) detektiert werden kann. Ein idealer Szintillator verfügt dabei nach [Kno89] über folgende Eigenschaften.

- Die Energie der zu messenden Teilchen wird mit einer hohen Effizienz in detektierbares Licht umgewandelt.
- Die Effizienz dieser Umwandlung ist über einen großen Energiebereich weitgehend konstant.
- Der Szintillator ist transparent für das von ihm emittierte Licht.
- Die Abklingzeit der für die Umwandlung genutzten Lumineszenz ist kurz, um schnelle Pulse zu ermöglichen. Dies ist bei der Fluoreszenz der Fall (siehe Abschnitt 3.1.1).
- Das Material lässt sich gut für die Nutzung in einem Detektor herstellen.
- Der Brechungsindex liegt nah bei dem von Glas, um eine gute Lichtankopplung an einen Photosensor zu ermöglichen.

Jeder Szintillator erfüllt diese Eigenschaften unterschiedlich gut, sodass für die Wahl des Materials eine auf die spätere Anwendung abgestimmte Priorisierung der Eigenschaften vonnöten ist. Zusätzlich können für die praktische Anwendung noch weitere Kriterien von Relevanz sein, wie etwa die Kosten oder auch Materialeigenschaften wie Hygroskopie oder das aus der Dichte im endgültigen Aufbau resultierende Gewicht.

Das Szintillatormaterial wird, gegen Lichteinfall von außen geschützt, optisch an einen Photosensor angekoppelt. Mittels diesem wird aus dem Lichtsignal des Szintillators ein elektrisches Signal erzeugt, das von einer Ausleseelektronik verarbeitet und gespeichert werden kann. Das Funktionsprinzip ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Funktionsweise eines Photomultipliers als Photosensor wird in Abschnitt 3.1.2 erklärt.

### 3.1.1 Arten von Szintillatoren

Es gibt ein breites Feld verschiedenartiger Szintillatoren, sodass hier nur auf einen Teil eingegangen wird, um einen Überblick darüber zu erhalten, wie sich diese un-

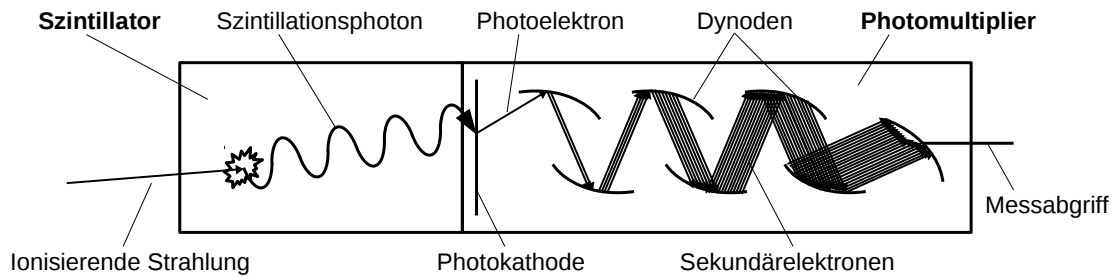


Abbildung 3.2: Funktionsprinzip eines Szintillationsdetektors. Durch Wechselwirkungen ionisierender Strahlung im Szintillator entstandene Szintillationsphotonen erzeugen in einem optisch an den Szintillator gekoppelten Photomultiplier ein elektrisches Signal.

terscheiden. Die erste Charakterisierung wird anhand ihrer chemischen Zusammensetzung und damit auch der Art des Szintillationsmechanismus getroffen. Man unterscheidet dabei zwischen anorganischen und organischen Szintillatoren.

### Anorganische Szintillatoren

Der Szintillationsmechanismus der (kristallinen) anorganischen Szintillatoren basiert auf der durch ihr Kristallgitter hervorgerufenen Bandstruktur. Als Szintillator kommen dabei Isolatoren und Halbleiter infrage, da bei diesen im Bändermodell Valenz- und Leitungsband nicht überlappen, sondern durch eine Bandlücke getrennt sind. Da innerhalb dieser Bandlücke keine von Elektronen besetzbaren Zustände liegen, wird diese auch als *verbotene Zone* bezeichnet. Elektronen können, beispielsweise durch die Absorption ionisierender Strahlung, aus dem besetzten Valenzband in das unbesetzte Leitungsband angehoben werden (siehe Abbildung 3.3). Bei einem reinen Kristall gelangen in das Leitungsband angeregte Elektronen über Aussendung eines Photons wieder ins Valenzband, dieser Prozess wird *Rekombination* genannt. Die Energie dieses Photons beträgt dadurch mindestens die Energielücke zwischen den beiden Bändern, typischerweise im Bereich mehrerer Elektronenvolt. Da die Energie des emittierten Photons für erneute Anregung ausreichen, kann es unmittelbar nach der Emission wieder absorbiert werden, der Szintillator ist deshalb für diese Photonenenergie nicht transparent.

Um für das von ihnen emittierte Licht transparente Szintillatoren zu erhalten, werden diese dotiert. Mittels solch einer Dotierung, also dem Einbringen von Fremdatomen, können Aktivatorzentren erzeugt werden. Durch diese entstehen auch innerhalb der Bandlücke besetzbare Energieniveaus. Angeregte Elektronen, die bei ihrer Bewegung durch den Kristall auf ein Aktivatorzentrum treffen, können durch dieses über die vom Aktivatorzentrum erzeugten Energieniveaus (Aktivatorzustände) rekombinieren. Diese zusätzlichen Energieniveaus in dotierten Kristallen ermöglichen mehr Übergänge, deren Energiedifferenz (und damit Wellenlänge der emittierten Photonen) durch die Art der Dotierung beeinflusst werden kann. Da der Anteil der bei der Dotierung eingebrachten Fremdatome sehr klein ist, ist die Wahrscheinlichkeit, dass die über die Aktivatorzentren emittierten Photonen wieder absorbiert werden, gering. Somit können Szintillatoren hergestellt werden, die eine größere Anzahl Photonen pro deponierter Energie erzeugen, die für das von ihnen emittierte Szintillationslicht

weitgehend transparent sind, und deren emittierte Photonen im sichtbaren Bereich des Wellenlängenspektrums liegen, der von üblichen Photosensoren gut detektiert werden kann.[Kno89] Die Vorteile von anorganischen Szintillatoren liegen vor allem

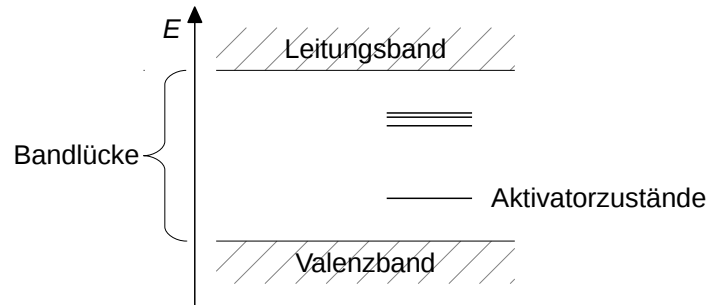


Abbildung 3.3: Bandstruktur eines kristallinen anorganischen Szintillators.

in ihrer hohen Lichtausbeute, also der Anzahl der pro deponierter Energie emittierten Szintillationsphotonen, und der damit einhergehenden guten Energieauflösung. Auch verfügen sie meist über eine hohe Dichte und hohe Kernladungszahlen, was besonders für die Detektion von Photonen hilfreich ist (siehe Abschnitt 1.2). Nachteilig wirkt sich jedoch aus, dass die Produktion der Einkristalle aufwendig und teuer ist. Auch sind einige der Standardszintillatoren, wie beispielsweise NaI, hygroskopisch, was ihre Einsatzmöglichkeiten einschränkt.

### Organische Szintillatoren

Bei organischen Szintillatoren (auch Plastikszintillatoren genannt) ist der Szintillationsmechanismus unabhängig von ihrem Aggregatzustand, da der Prozess auf Molekülebene abläuft. Durch eine elektromagnetische Wechselwirkung wird dabei ein Elektron, im Allgemeinen ausgehend vom Grundzustand, auf ein energetisch höheres Orbital gehoben (Abbildung 3.4). Das Elektron kann daraufhin mittels Emission eines Photons auf einen energetisch niedrigeren Zustand, bis hin zum Grundzustand, wechseln. Die Möglichkeiten für Übergänge zwischen den verschiedenen Zuständen sind dabei durch quantenmechanische Auswahlregeln bestimmt, für deren genauere Beschreibung auf [Hak03] verwiesen sei.

Wichtig für die Nutzbarkeit eines Szintillators ist, dass die Selbstabsorption sehr gering ist, er somit für das von ihm emittierte Licht weitgehend transparent ist. Der Erklärung dafür, dass organische Szintillatoren eine geringe Selbstabsorption aufweisen, liegt in der durch Molekülschwingungen erzeugten Feinstrukturaufspaltung der Energieniveaus. Anregungen geschehen auf die Niveaus<sup>3</sup>  $S_{ij}$ , diese geben jedoch sofort durch strahlungslose Übergänge Energie ab, bis sie das Niveau  $S_{i0}$  erreicht haben. Die im Rahmen der Fluoreszenz geschehende Relaxation kann wieder zu beliebigen Zuständen  $j$  erfolgen. Dies führt dazu, dass, bis auf den Übergang

<sup>3</sup>S bezeichnet den Singulett-Zustand,  $i$  den elektronischen Anregungszustand,  $j$  den Vibrations-Anregungszustand

$S_{10}$ - $S_{00}$ , alle emittierten Photonen eine niedrigere Energie haben, als für eine erneute Anregung notwendig ist. Dieser energetische Unterschied zwischen Absorptions- und Emissionsspektrum, und damit auch der Unterschied in den Wellenlängen, wird *Stokes-Verschiebung* genannt und ist in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt.

Nach den Auswahlregeln sind Übergänge von einem Singulett-Zustand in einen anderen Singulett-Zustand quantenmechanisch erlaubt, das heißt, ihre Übergangswahrscheinlichkeiten sind hoch. Übergänge, bei denen die Multiplizität nicht erhalten wird, wie beispielsweise Übergänge zwischen Singulett- und Triplett-Zuständen (Interkombination genannt), werden als quantenmechanisch verboten bezeichnet. Da ihre Übergangswahrscheinlichkeiten sehr gering sind, laufen diese Prozesse im Vergleich zu erlaubten Übergängen nur langsam ab. Dies erklärt, weshalb es bei Szintillationslicht eine schnelle und eine langsame Komponente gibt, die als Fluoreszenz und Phosphoreszenz bezeichnet werden, wie Abbildung 3.4 zu entnehmen ist.

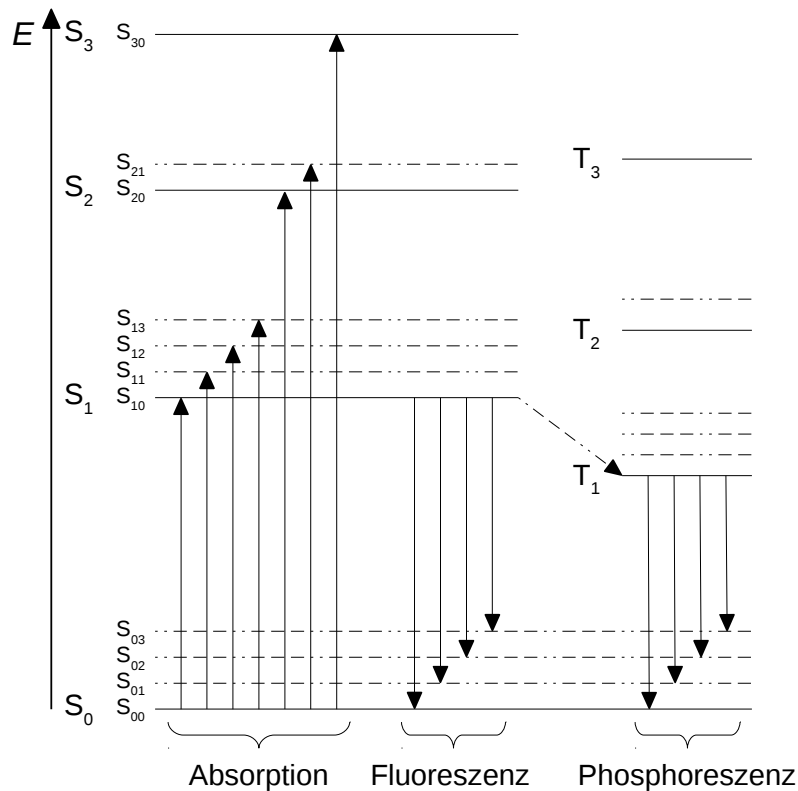


Abbildung 3.4: Feinstrukturaufspaltung der Energieniveaus eines organischen Szintillators.

Aufgrund der niedrigen Kernladungszahlen der Konstituenten sind organische Szintillatoren zur Detektion von Photonen ( $\gamma$ ) weniger gut geeignet als anorganische Szintillatoren (siehe Abschnitt 1.2). Bei der Detektion von geladenen Teilchen ( $\alpha, \beta$ ) wirkt es sich jedoch in der Praxis nicht negativ aus. Organische Szintillatoren gibt es in verschiedenen Erscheinungsformen. Im Gegensatz zu anorganischen Szintillatoren gibt es sie sowohl in kristalliner, als auch in flüssiger Form. Sehr verbreitet ist ihr Einsatz als polymere Festkörper, genannt *Plastiksintillatoren*. Diese zeichnen



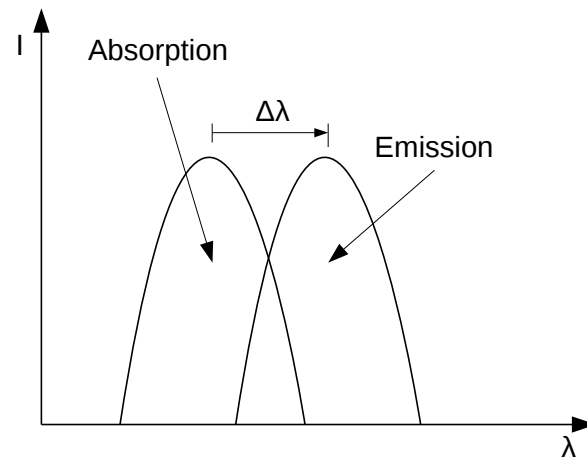


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Stokes-Verschiebung. Aufgrund der niedrigeren mittleren Energie des Emissionsspektrums ergibt sich eine Wellenlängendifferenz  $\Delta\lambda$  zwischen Absorptions- und Emissionsspektrum eines organischen Szintillators.

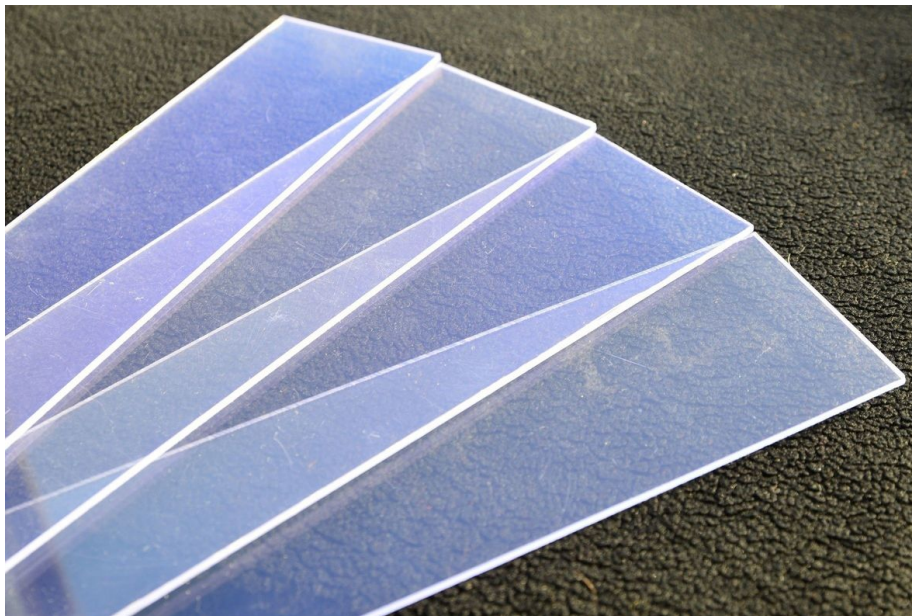


Abbildung 3.6: Plastiksintillator aus Polystyrol.

sich vor allem dadurch aus, dass sie günstig in der Herstellung und gut zu bearbeiten sind. Ihre Lichtausbeute ist typischerweise niedriger als die anorganischer Kristalle, jedoch liefern sie sehr schnelle Signale.

Da der in dieser Arbeit zu entwickelnde Detektor unter anderem kurzreichweitige  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung (die Reichweite von  $\alpha$ -Teilchen mit einer Energie von 5 MeV beträgt in Wasser nur ca. 0,04 mm [CY52]) detektieren soll, ist es nötig, ihn mit einer möglichst großen Oberfläche in direkten Kontakt mit dem zu untersuchenden Wasser zu bringen. Plastiksziintillatoren lassen sich dazu besonders gut einsetzen, da sie gut in unterschiedlichen Formen hergestellt werden können und robust sind. Aufgrund der relativ niedrigen Herstellungskosten lassen sich damit auch größere Volumen oder Oberflächen gut abdecken. Die im Vergleich zu zum Beispiel Halbleiterdetektoren oder auch anorganischen Szintillatoren schlechte Energieauflösung kann unter Berücksichtigung der Vorteile akzeptiert werden, da, wie bereits beschrieben, eine Nuklididentifikation, für die eine hohe Energieauflösung vonnöten wäre, für das zu entwickelnde Detektorsystem keine Priorität hat.

### 3.1.2 Lichtdetektion

Für die Detektion der im Szintillator erzeugten Photonen wird ein Photomultiplier (PMT) genutzt. PMTs erreichen zwar nicht die Quanteneffizienzen beispielsweise einer Avalanche-Photodiode (APD), dafür aber liegt ihre interne Verstärkung deutlich höher (typischerweise mehr als  $10^6$  gegenüber etwa  $10^3$  bei APDs). Dazu kommt, dass sie relativ rauscharm sind und große Frontflächen zur Lichtdetektion bieten. Die Auswahl des Photomultipliers erfolgt unter anderem basierend auf der Übereinstimmung des Sensitivitätsspektrums des Photomultipliers mit dem Emissionsspektrum des verwendeten Szintillators.

Ein Photomultiplier besteht aus einer Photokathode und einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV), schematisch dargestellt in Abbildung 3.7 sowie als Foto in Abbildung 3.8. Auf die Photokathode treffende Photonen lösen aus dieser mittels Photoeffekt Elektronen. Diese werden im elektrischen Feld des nachgeschalteten Sekundärelektronenvervielfachers beschleunigt. Der SEV besteht aus mehreren hintereinandergeschalteten Elektroden, genannt Dynoden, zwischen denen jeweils ein elektrisches Feld angelegt ist. Beim Auftreffen der beschleunigten Elektronen auf eine Dynode lösen diese jeweils mehrere Sekundärelektronen aus der Oberfläche, die wiederum zur darauffolgenden Dynode beschleunigt werden. Dies führt zu einem exponentiellen Wachstum der Elektronenzahl, sodass bis zu der als Abgriff genutzten Anode Verstärkungen von etwa  $10^6$  erreicht werden. Die beim Abfluss über einen Widerstand auftretende Spannung lässt sich als Signal verarbeiten. Die Signalhöhe ist dabei proportional zur Anzahl der eingangs eingestrahlt Photonen. Abhängig von der Verstärkung ist eine Mindestanzahl an Photonen an der Photokathode vonnöten, damit ein messbares Signal registriert werden kann. Diese Schwelle wird im Folgenden als *Photon Threshold* bezeichnet. Aufgrund der mit dem Verstärkungsprozess verbundenen statistischen Schwankungen verbreitern Photomultiplier das zu messende Szintillatorspektrum und haben somit Einfluss auf die Energieauflösung.

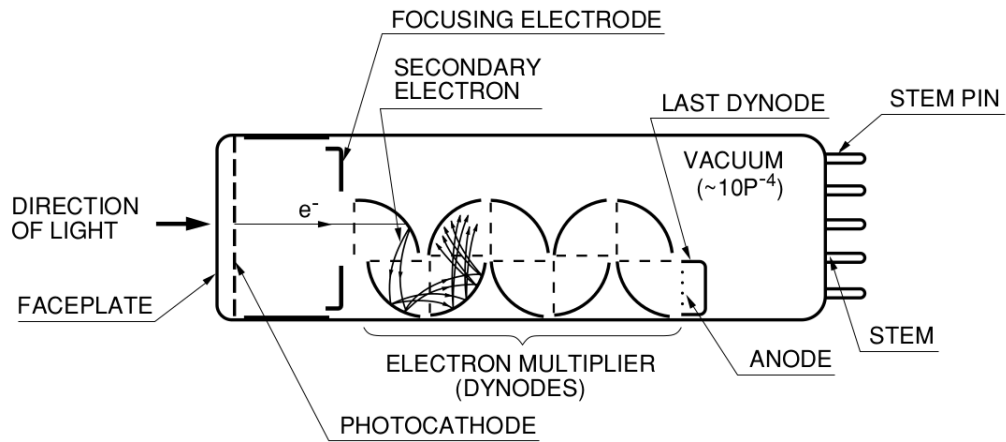


Abbildung 3.7: Aufbau eines Photomultipliers. [Ham07]



Abbildung 3.8: Links: Photomultiplier mit entferntem Glasgehäuse. Rechts: intakter Photomultiplier. Zu erkennen sind neben der Photokathode auch die Dynoden und ihre elektrischen Anschlüsse für die Spannungsversorgung.

Die Verstärkung  $\mu$  eines Photomultipliers bestimmt sich grundsätzlich aus dessen Aufbau und der angelegten Beschleunigungsspannung  $U_{\text{PMT}}$ . Beschrieben wird die Verstärkung durch die Potenzfunktion

$$\mu = AU_{\text{PMT}}^{kn} \quad (3.1)$$

mit der Konstante  $A$ , der Konstante  $k$ , die durch das Material und die Struktur der Dynoden bestimmt ist (typischerweise zwischen 0,7 und 0,8) sowie  $n$ , der Anzahl der Dynoden.[Ham07] Neben der Verstärkung des Photomultipliers steigt auch dessen Anodendunkelstrom, ein maßgeblicher Treiber für die Nulleffektrate, mit der Beschleunigungsspannung an. Diese Spannungsabhängigkeit ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Darin ist der Spannungsbereich mit „b“ markiert, in dem der Anodendunkelstrom maßgeblich durch die thermische Emission von Elektronen aus der Photokathode bestimmt wird. In diesem Spannungsbereich, in dem auch der in dieser Arbeit genutzte Photomultiplier betrieben wird, lässt sich neben der Verstärkung auch der Anodendunkelstrom durch eine Potenzfunktion bestimmen, analog zu Gleichung 3.1.

Somit hängen Rauschen und Verstärkung stark von der Betriebsspannung des Photomultipliers ab. Aufgrund des Rauschens ist eine möglichst geringe Spannung gewünscht, jedoch muss diese gleichzeitig groß genug sein, um die in der Praxis häufig sehr niedrigen Signale zu detektieren. Es muss also ein Kompromiss gefunden werden zwischen Detektionswahrscheinlichkeit und Rauschen. Diese Problematik in der praktischen Anwendung wird in Abschnitt 6.2 beschrieben.

### 3.1.3 Szintillatorspektrum

Zum besseren Verständnis der Vorgänge im Szintillator soll im Folgenden ein Gammaspektrum mit einigen seiner charakteristischen Komponenten erklärt werden. Die Entstehung dieser Komponenten beruht auf den in Abschnitt 1.2 erklärten physikalischen Wechselwirkungen. Diese Effekte werden in Abbildung 3.10 und Abbildung 3.11 visualisiert.

#### Compton-Kontinuum und Compton-Kante

Für den Fall, dass es im Szintillator zu einer Compton-Streuung des Photons kommt und das gestreute Photon den Detektor verlässt, wird lediglich die Energie des Elektrons detektiert. Aufgrund dessen entsteht ein sogenanntes Compton-Kontinuum, das zu hohen Energien bei der sogenannten Comptonkante durch die maximal übertragbare Energie des Compton-Effekts  $E'_{e,max}$  begrenzt ist. Durch mehrfache Compton-Streuung im Szintillator jedoch sind - mit entsprechend geringerer Wahrscheinlichkeit - auch Energien größer als  $E'_{e,max}$  möglich.

#### Photopeak

Im Photopeak (auch Full-Energy Peak genannt) sind diejenigen Ereignisse enthalten, bei denen die gesamte Photonenenergie  $E = hf = h\nu$  im Szintillator absorbiert und in Szintillationslicht umgewandelt wurde. Auch für monoenergetische Photonen

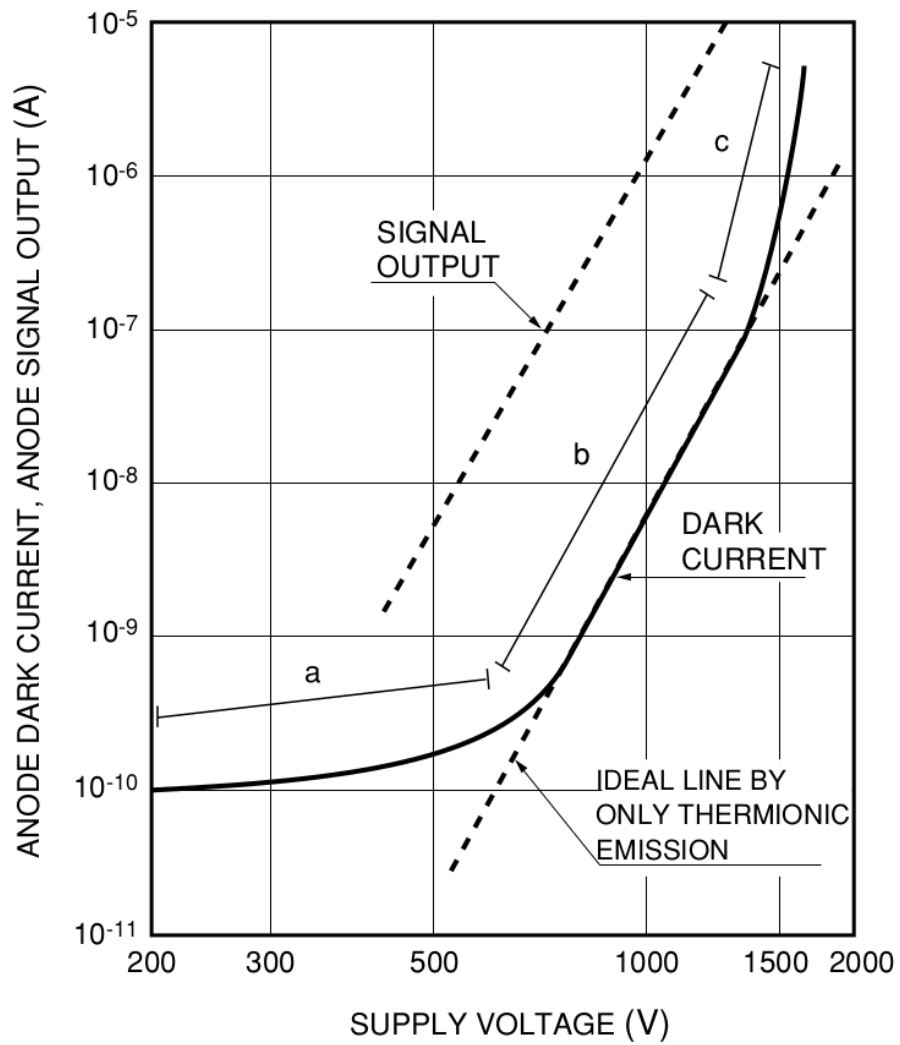


Abbildung 3.9: Spannungsabhängigkeit des Anodendunkelstroms. [Ham07]

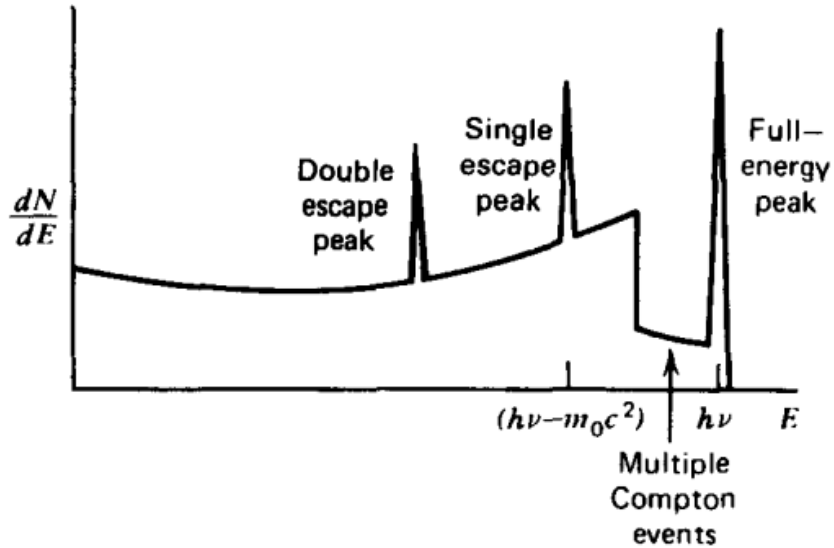


Abbildung 3.10: Durch Wechselwirkungen innerhalb des Szintillators erzeugte Charakteristika eines Szintillatorspektrums. Dargestellt sind die neben Photopeak und Compton-Kontinuum auch die Escape-Peaks. [Kno89]

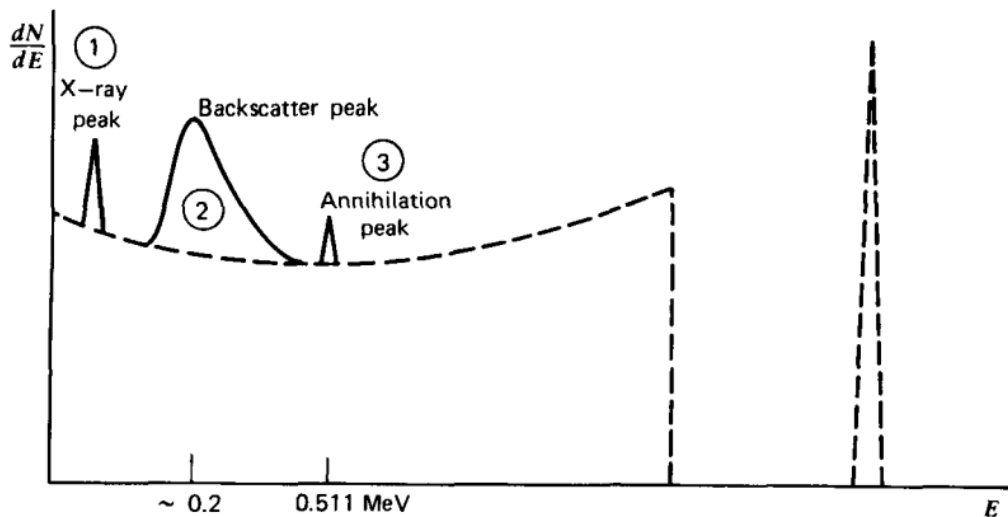


Abbildung 3.11: Durch Wechselwirkungen außerhalb des Szintillators erzeugte Charakteristika eines Szintillatorspektrums. Gestrichelt ist hierbei das durch Photopeak und Compton-Kontinuum erwartete Spektrum dargestellt. Dazu kommen Röntgenpeak (X-ray peak), Rückstreupeak (Backscatter peak) und Annihilationspeak (Annihilation peak). [Kno89]

erhält man keine diskrete Linie als Photopeak, da sie durch verschiedene statistische Prozesse zu einem gaußförmigen Profil verschmiert wird. Statistische Effekte treten hierbei unter anderem in der Photonenerzeugung, der Lichtsammlung und auch in der Elektronenvervielfachung im Photomultiplier auf.

### Escapepeaks

Bei Photonenenergien von mehr als der doppelten Ruheenergie eines Elektrons ist es möglich, dass es im Detektor zu Paarbildung kommt. Während die Energie des Elektrons in weiteren Wechselwirkungen absorbiert wird, bildet das erzeugte Positron mit einem in der Umgebung vorhandenen Elektron ein Positronium. Bei der darauffolgenden Annihilation entsteht die sogenannte Vernichtungsstrahlung, zwei Photonen von je  $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ . Falls nicht beide Photonen im Detektor absorbiert werden, bilden sich zwei weitere Peaks. Wenn lediglich ein Photon den Detektor verlässt, liegt der Eintrag bei der um  $511 \text{ keV}$  reduzierten Photonenenergie (Single Escape Peak), verlassen beide Photonen den Detektor, so liegt er bei  $E - 1022 \text{ keV}$  (Double Escape Peak). Die Ausprägung dieser Peaks hängt zum einen von der Photonenenergie (und dem daraus resultierenden Wirkungsquerschnitt für Paarbildung) ab, zum anderen von der Detektorgröße, da mit zunehmender Szintillatorgröße die Wahrscheinlichkeit abnimmt, dass Photonen den Detektor verlassen.

### Röntgenpeak

Die Absorption ionisierender Strahlung in Materialien mit hoher Kernladungszahl kann zur Emission charakteristischer Röntgenstrahlung führen. Diese kann dann wiederum in den Szintillationsdetektor eintreten und sich Szintillationsspektrum bemerkbar machen. Dies ist beispielsweise dann der Fall, wenn Blei zur Abschirmung genutzt wird.

### Rückstreupeak

Der in Szintillationsspektren beobachtbare Rückstreupeak stammt von  $\gamma$ -Quanten, die vor ihrem Eintritt in den Detektor bereits Energie durch Compton-Streuung verloren haben. Während die Energie der gestreuten Photonen für niedrige Streuwinkel eine deutliche Winkelabhängigkeit aufweist und mit steigendem Winkel abnimmt, ist sie für Streuwinkel über  $110^\circ$  nahezu konstant. Dies führt dazu, dass sich an diesem Minimum eine Überhöhung im Spektrum ausbildet, die sich als verbreiteter Peak bemerkbar machen kann.

### Annihilationspeak

Kommt es außerhalb des Detektors zu Paarbildungsprozessen, so kann die darauf folgende Vernichtungsstrahlung im Szintillator detektiert werden. Der sich dadurch bildende Peak bei  $511 \text{ keV}$  fällt dabei zusammen mit dem, der bei Messung von Positronenquellen gemessen wird, sodass dies bei solchen Messungen berücksichtigt werden muss.

### 3.1.4 Entscheidung für Szintillationsdetektion

Nach einer Gegenüberstellung verschiedener Eigenschaften möglicher Detektionsmethoden wurde durch eine Abwägung der Vor- und Nachteile die Entscheidung getroffen, das Detektorsystem auf Basis eines Szintillationsdetektors zu konstruieren.

Im Folgenden werden diese Vergleiche für die drei Detektortypen Massenspektrometer, Halbleiterdetektoren und Szintillationsdetektor vorgestellt und in Tabelle 3.1 qualitativ zusammengefasst. Neben diesen gibt es noch weitere Detektionsmethoden die prinzipiell infrage kommen, an dieser Stelle soll jedoch nur auf diese drei Detektortypen eingegangen werden, deren Funktionsweise bereits beschrieben wurde.

- Damit der Detektor möglichst universell einsetzbar ist muss der Platzbedarf gering sein. Dies ist sowohl für einen dauerhaften Betrieb an einem festen Ort vorteilhaft, als auch für einen bedarfsorientierten mobilen Einsatz. Die verschiedenen Arten der Massenspektrometrie resultieren in verschieden großen Geräten, die Maße des in Abbildung 3.1 gezeigten Massenspektrometers der Firma Agilent (7500 Series ICP-MS) beispielsweise sind  $110\text{ cm} \times 60\text{ cm} \times 64\text{ cm}$  bei einem Gewicht von 175 kg. Somit benötigt dieses Gerät viel Platz und ist darüber hinaus zu schwer für einen (praktischen) mobilen Einsatz. Halbleiterdetektoren hingegen sind deutlich kompakter mit Maßen von etwa 10 cm Länge und Durchmesser. Zusätzlich zum eigentlichen Detektor bedarf es jedoch hierbei typischerweise noch einer Kühlvorrichtung, wobei beispielsweise ein Dewar zur Lagerung flüssigen Stickstoffs mit 10 L Volumen eine Höhe von etwa 65 cm und einen Durchmesser von etwa 35 cm hat. Szintillationsdetektoren mit Photomultiplerauslese erreichen ähnliche Größen wie Halbleiterdetektoren (ohne Kühlvorrichtung), die letztendliche Größe hängt vor allem von der Anwendung und der daraus resultierenden Szintillatorgeometrie ab.
- Bezüglich des Kostenaufwands lässt sich feststellen, dass die technisch sehr komplexen Massenspektrometer in diesem Vergleich im Allgemeinen am schlechtesten bewertet werden. Im Vergleich zwischen Halbleiterdetektor und Szintillationsdetektor liegt der Vorteil beim Szintillationsdetektor. Dieser ist nicht nur im Betrieb günstiger, auch sind Szintillationsdetektoren, besonders aus organischen Szintillatoren und Photomultipliern, zu geringen Kosten erhältlich.
- Für ein Detektorsystem auf Basis der Massenspektrometrie ist von einem hohen Bedien- und Wartungsaufwand auszugehen. Zwar gibt es automatische Probengeber, die eine Batterie von Proben nacheinander dem Massenspektrometer zuführen, jedoch müssen auch dabei die Probenbehälter gefüllt, verschlossen und einsortiert werden, da im Allgemeinen nur aufeinander folgende Einzelmessungen möglich sind, nicht aber ein Durchflussbetrieb. Sofern dafür kein eigenständiger Apparat entwickelt wird, der jedoch auch regelmäßig mit Probenbehältern bestückt werden müsste, muss dies von Hand geschehen, sodass durchgängig ein Bediener vor Ort notwendig wäre. Szintillationsdetektoren haben den Vorteil, dass sie keine regelmäßigen Arbeiten vor Ort benötigen, da sie keine Verbrauchsmaterialien nutzen. Dementsprechend ist bei ihnen der Bedien- und Wartungsaufwand minimal.



- Eine Nuklidbestimmung ist mit der Massenspektrometrie nur eingeschränkt möglich. Wie bereits beschrieben wird bei dieser die Masse der untersuchten Teilchen bestimmt, nicht aber die Kernladungszahl, die das Element bestimmt und somit auch für die Nuklidbestimmung notwendig ist. Die Auflösung eines Massenspektrometers ist im Allgemeinen nicht ausreichend um Isobare, also Kerne gleicher Massenzahl, anhand ihres unterschiedlichen Massendefekts (bestimmbar mithilfe der Bethe-Weizsäcker-Formel) zu unterscheiden. Für eine Nuklidbestimmung bedarf es also weiterer Informationen über die untersuchten Teilchen, etwa welche Elemente sicher ausgeschlossen werden können oder welche Elemente definitiv enthalten sind. Somit sind sie für eine Nuklidbestimmung nur bedingt geeignet. Gut geeignet für die Nuklidbestimmung sind Halbleiterdetektoren. Aufgrund ihrer feinen Energieauflösung können in den gemessenen Spektren einzelne Radionuklide anhand ihrer charakteristischen Linien identifiziert werden. Da bei Szintillationsdetektoren aufgrund des physikalischen Prinzips eine geringere Anzahl an detektierbaren Teilchen pro MeV absorbiertener Energie erzeugt werden, ist ihre Energieauflösung aus statistischen Gründen schlechter als die von Halbleiterdetektoren [Par20]. Aufgrund der unterschiedlichen Lichtausbeute verschiedener Szintillatoren unterscheidet sich zwischen diesen auch die Energieauflösung. Im Allgemeinen haben anorganische Szintillatoren eine höhere Lichtausbeute und damit eine bessere Energieauflösung als organische Szintillatoren. Jedoch ist auch bei anorganischen Szintillatoren die Halbwertsbreite der Linien bereits so groß, dass nah beieinander liegende Linien nicht sicher getrennt werden können. Als zusätzlich einschränkender Faktor kommt die Lichtsammlungseffizienz des Szintillationsdetektors hinzu, abhängig von der Geometrie kann sich dadurch die statistische Unsicherheit weiter deutlich vergrößern und damit die Energieauflösung verschlechtern, sodass keine Nuklidbestimmung möglich ist.
- Wie bereits aus den Überlegungen zum Bedien- und Wartungsaufwand ersichtlich wird, ist die Massenspektrometrie nur bedingt für ein Online-Monitoring geeignet, da es einer zusätzlichen Apparatur zur Probenvorbereitung bedürfte und generell für jede einzelne Messung Verbrauchsmaterial anfällt. Halbleiterdetektoren und Szintillationsdetektoren hingegen sind gut geeignet für ein Online-Monitoring, da sie keiner Probenvorbereitung bedürfen und Messungen automatisiert oder über eine aktive Steuerung beliebig lange und ohne Unterbrechung nacheinander durchgeführt werden können.

Tabelle 3.1: Einschätzung der Eignung der vorgestellten Arten von Detektoren zum Nachweis radioaktiver Nuklide. Die möglichen Bewertungen in dieser Darstellung sind + (positiv), 0 (neutral) und - (negativ).

Eigenschaft	Massen- spektrometer	Halbleiter- detektor	Szintillations- detektor
Platzbedarf	-	0	+
Kosten	-	0	+
Bedien- und Wartungsaufwand	-	0	+
Nuklidbestimmung	0	+	0/-
Online-Monitoring	-	+	+

## 3.2 Optische Anbindung

Um eine hohe Lichtsammlung zu gewährleisten müssen Reflexionen an der Grenzfläche zwischen Szintillator und PMT bestmöglich vermieden werden. Da bei einem direkten Verbinden auch von polierten Oberflächen eine dazwischen entstehende Luftschicht nicht verhindert werden kann, wird für die Verbindung ein optisches Gel mit einem den anderen Materialien ähnlichen Brechungsindex verwendet. Dieses füllt zwischen den beiden Oberflächen bestehende Lücken und verhindert so einen Lufteinschluss zwischen Szintillator und PMT. Die daraus resultierende Verbesserung der Lichttransmission lässt sich mithilfe der Fresnelschen Formeln erkennen, mit denen sich die Reflexion  $R$  und Transmission  $T$  an ebenen Grenzflächen berechnen lassen.[Dem13] Für den senkrechten Einfall gilt bei dielektrischen Materialien für den Übergang von Medium 1 in Medium 2 mit dem jeweiligen Brechungsindex  $n_i$

$$T = 1 - R = 1 - \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2. \quad (3.2)$$

Bei zwei Übergängen ergibt sich daraus

$$T_g = T_{1,2} \cdot T_{2,3} = (1 - R_{1,2}) \cdot (1 - R_{2,3}) \quad (3.3)$$

$$= \left( 1 - \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \right) \cdot \left( 1 - \left( \frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3} \right)^2 \right). \quad (3.4)$$

Dabei handelt es sich um eine Näherung, da auch die Möglichkeit von Mehrfachreflexionen zwischen den beiden Grenzflächen besteht. Dabei würde ein Teil des an der Grenzfläche 2-3 reflektierten Lichts an der Grenzfläche 2-1 ebenfalls reflektiert, sodass erneut eine Möglichkeit für einen Übergang 2-3 bestände (siehe Abbildung 3.12). Jedoch ist dieser Anteil so gering, dass er für die allgemeine Betrachtung vernachlässigt werden kann. Genauer müsste es heißen

$$T_g = \sum_{i=0}^{N=\infty} T_{1,2} \cdot (R_{2,3} \cdot R_{2,1})^i \cdot T_{2,3}, \quad (3.5)$$

da aber  $R_{i,j} \ll 1$  gilt für Materialien mit einem ähnlichen Brechungsindex, reicht für eine allgemeine Betrachtung die Berücksichtigung des Folgenglieds  $i = 0$ . Abbildung 3.13 zeigt für den Fall des in dieser Arbeit genutzten Szintillators ( $n_{Scint} = 1,58$ )

und Photomultipliers ( $n_{\text{Borosilikatglas}} = 1,47$ ), dass es für einen Zwischenraum mit einem ähnlichen Brechungsindex  $n_2$  keinen signifikanten Unterschied zwischen  $N = 0$ , also der ausschließlichen Betrachtung des Folgenglieds  $i = 0$ , und  $N = 1$ , also der Betrachtung der Summe der Folgenglieder  $i = 0$  und  $i = 1$  gibt. Die Abweichung wird erkennbar im Fall eines Zwischenraums mit einem Brechungsindex der sich deutlich von denen der angrenzenden Materialien unterscheidet. Zu erkennen ist darin außerdem, dass die Transmission bei Nutzung eines optischen Gels mit  $T_g \approx 99,8\%$  deutlich besser ist als für den Fall eines Luftspalts zwischen Szintillator und Photomultiplier ( $T_g \approx 91,6\%$ ).

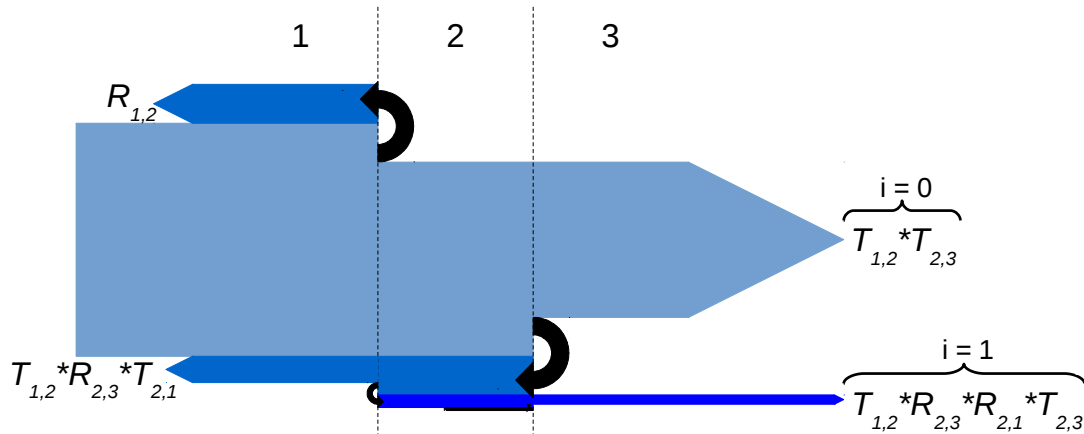


Abbildung 3.12: Schematische Erklärung von Reflexion und Transmission an zwei aufeinander folgenden Grenzflächen.  $R_{i,j}$  bezeichnet den reflektierten Anteil,  $T_{i,j}$  den transmittierten Anteil. Optisch dargestellt werden Reflexionen hierbei durch halbkreisförmige Pfeile. Die Zeichnung visualisiert die ersten zwei Folgenglieder der Gleichung 3.5 ( $N = 1$ ).

Die aufgeführten Berechnungen gelten für den Spezialfall des senkrechten Lichteinfalls zwischen dielektrischen Materialien. Die qualitative Erkenntnis daraus, dass die Transmission bei Nutzung eines optischen Gels besser ist als im Fall eines Luftspalts zwischen Szintillator und Photomultiplier, gilt jedoch auch für den Fall eines Einfallswinkels größer Null.

Für den Fall des nicht senkrechten Lichteinfalls bietet das optische Gel noch einen weiteren Vorteil gegenüber einem Luftspalt. So wird durch das optische Gel der Winkelbereich vergrößert, in dem keine Totalreflexion stattfindet, die den Übergang des Szintillationslichts vom Szintillator in den Photomultiplier verhindern würde. Der Grenzwinkel zwischen Lichtstrahl und Lot  $\theta_c$ , ab dem bei einem Übergang von einem Medium 1 zu einem optisch weniger dichten Medium 2 ( $n_2 < n_1$ ) Totalreflexion auftritt, bestimmt sich nach dem snelliusschen Brechungsgesetz zu

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right). \quad (3.6)$$

In Tabelle 3.2 ist für die Übergänge vom in dieser Arbeit genutzten Plastikszintillator mit einem Brechungsindex von  $n = 1,58$  zu verschiedenen Medien der zugehörige Grenzwinkel  $\theta_c$  aufgeführt. Mit  $\theta_{c, \text{Gel}} = 68,5^\circ$  ist dieser bei Nutzung eines optischen Gels deutlich größer als für den Fall eines Luftspalts zwischen Szintillator und Photomultiplier, bei welchem  $\theta_{c, \text{Luft}} = 39,3^\circ$  beträgt.

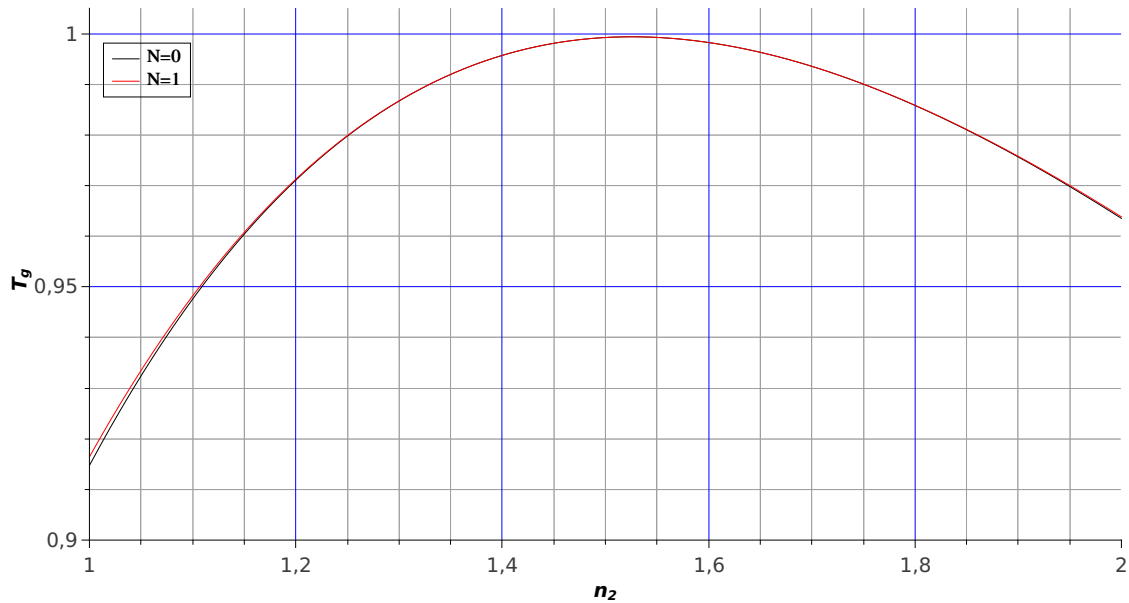


Abbildung 3.13: Transmission zwischen Szintillator ( $n_1 = 1,58$ ) und Photomultiplier ( $n_3 = 1,47$ ) in Abhängigkeit des Brechungsindex des Zwischenraumes  $n_2$ . Der Brechungsindex von Luft beträgt  $n = 1,00$ , der des in dieser Arbeit genutzten optischen Gels  $n = 1,47$  (siehe Abbildung H.4). Die schwarze Kurve ( $N=0$ ) berücksichtigt lediglich das Folgenglied  $i = 0$  von Gleichung 3.5, die rote Kurve ( $N=1$ ) enthält zusätzlich das Folgenglied  $i = 1$ .

Während die Totalreflexion bei der optischen Grenzfläche zwischen Szintillator und Photomultiplier bestmöglich vermieden werden sollte, ist sie an allen anderen Stellen des Szintillators erwünscht, um einen Lichtaustritt zu vermeiden und dadurch die Lichtleitung zum Photomultiplier zu verbessern. Wie Tabelle 3.2 zu entnehmen ist beträgt er für die Grenzfläche zum Wasser in dem der Detektor betrieben werden soll  $\theta_{c, \text{Wasser}} = 57,3^\circ$ , was also im Vergleich zu einem Betrieb in Luft einen Nachteil in der Lichtleitung darstellt, aufgrund der gewünschten Anwendung allerdings unvermeidbar ist.

Tabelle 3.2: Grenzwinkel  $\theta_c$  beim Übergang vom Plastikszintillator der optischen Dichte  $n = 1,58$  zu verschiedenen Medien mit geringerer optischer Dichte.

Medium	$n$	$\theta_c$
Luft	1,00	$39,3^\circ$
Wasser	1,33	$57,3^\circ$
BC-630 (optisches Gel)	1,47	$68,5^\circ$
Borosilikatglas	1,47	$68,5^\circ$

Im Idealfall hätte man einen direkten, durchgängigen Kontakt zwischen Szintillator und Photomultiplier. In der Praxis ist dies jedoch kaum realisierbar, es werden immer Zwischenräume auftreten. Die oben aufgeführten Überlegungen zeigen, dass bei der Kopplung von Szintillator und Photomultiplier ein optisches Gel verwendet werden sollte. So können luftgefüllte Zwischenräume vermieden werden, was wiederum die Transmission des Szintillationslichts erhöht und damit die Lichtsammlung verbessert. Bei der Nutzung des optischen Gels ist darauf zu achten, dass dieses nur

dünn aufgetragen wird. Sein Nutzen besteht lediglich in der Reduzierung der Reflexion, der durch das Gel zurückzulegende Weg für das Szintillationslicht soll möglichst kurz sein, um die Absorption darin möglichst gering zu halten.

### 3.3 Vorüberlegungen zu möglichen Materialien und Geometrien

Für eine zuverlässige Überwachung der Radioaktivität muss dafür gesorgt werden, dass die charakteristischen Grenzen möglichst niedrig liegen (siehe Abschnitt 2.3.3). Diese sind, wie bereits gezeigt, von verschiedenen Faktoren abhängig, die sich zum Teil durch die Detektorgeometrie beeinflussen lassen.

Die Nulleffektrate lässt sich nur in sehr geringem Maße durch die Geometrie beeinflussen. Zum einen wird sie zu einem großen Teil durch das thermische Rauschen des Photomultipliers bestimmt. Zum anderen trägt die natürliche Umgebungsstrahlung zur Nulleffektrate bei. Diese weist jedoch keine allgemeine Vorzugsrichtung auf, sodass keine allgemeingültige Aussage über eine optimale Detektorgeometrie in Bezug auf die Nulleffektrate getroffen werden kann, ohne dass diese gleichzeitig Auswirkungen auf die Sensitivität für die zu messende Strahlung hätte. So ließe sich beispielsweise durch ein möglichst geringes Szintillatortvolumen die Nulleffektrate minimieren, jedoch hätte dies auch direkt einen negativen Einfluss auf die Sensitivität zur Folge. Einen geringen Einfluss auf die Nulleffektrate haben jedoch - als Teil der natürlichen Umgebungsstrahlung - kosmische Myonen, deren Verteilung auf Meereshöhe in etwa proportional zu  $\cos^2\theta$  ist, wobei  $\theta$  den Zenitwinkel bezeichnet und die bei horizontalen Detektoren zu einem Fluss von etwa einem Myon pro  $\text{cm}^2$  pro Minute führen [GS]. Um deren Beitrag zur Nulleffektrate niedrig zu halten bietet es sich deshalb an, die Geometrie so auszulegen, dass die zum Zenit orthogonale Fläche möglichst gering ist.

Da die relative Erkennungsgrenze (bezogen auf die Aktivitätskonzentration) antiproportional zum Volumen ist, lässt sie sich durch eine Vergrößerung des Messvolumens sehr einfach verbessern. Begrenzt wird diese Optimierungsmöglichkeit jedoch unter anderem dadurch, dass der Detektor praktikabel sein soll, was auch eine Beschränkung der Größe nach sich zieht. Ebenfalls sollte bedacht werden, dass mit steigendem Volumen auch die Kosten des Detektors höher werden. Dazu kommt noch eine mögliche Verschlechterung des Kalibrierfaktors, beispielsweise durch eine Verschlechterung des Lichttransports vom Entstehungsort der Szintillationsphotonen zum PMT.

Der Kalibrierfaktor lässt sich unter anderem durch die Winkelabdeckung des Szintillatormaterials beeinflussen. Bei kurzreichweitiger  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung, für die das effektive Volumen<sup>4</sup> durch den Abstand zum Szintillator stark eingeschränkt ist, bedeutet dies, dass vor allem die Kontaktfläche zwischen zu untersuchendem Wasser und Szintillator maximiert werden sollte.

Allgemein lässt sich festhalten, dass, da Änderungen der Geometrie zur Verbesserung eines Faktors gleichzeitig auch eine Verschlechterung der anderen Faktoren mit

---

<sup>4</sup>Volumen, dessen Aktivität mit dem Detektor nachgewiesen werden kann

sich bringen können, bei der Planung der Geometrie auch immer der Einfluss auf die nicht im Fokus der jeweiligen Optimierung stehenden Parameter berücksichtigt werden muss.

In den nachfolgenden Unterabschnitten wird auf vier verschiedene grundsätzliche Geometrien eingegangen, die man für den Szintillationsdetektor nutzen könnte. Eine schematische Darstellung dieser Geometrien zum Vergleich der spezifischen Oberflächen findet sich in Abbildung 3.14.

### Kügelchen

Eine Möglichkeit besteht aus der Nutzung sogenannter Microspheres, szintillierender Kügelchen mit einem Durchmesser im Bereich von  $250\ \mu\text{m}$  bis  $500\ \mu\text{m}$ , die zum Beispiel eine Alternative zur Flüssigszintillationsmethode (LSC) bieten [SBTG12]. Bei dieser Methode werden die Microspheres in das zu untersuchende Wasser gegeben und das entstehende Szintillationslicht von außen über einen PMT detektiert.

Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass, abhängig vom Anteil der Microspheres am Gesamtvolumen, ein sehr geringer mittlerer Abstand zum nächsten Szintillatorkügelchen erreicht wird. Dies drückt sich auch in der bereits als wichtig erkannten großen spezifischen Oberfläche der Microspheres aus, durch die eine große Kontaktfläche zum Wasservolumen entsteht. Dadurch wird erreicht, dass die Wahrscheinlichkeit der Energiedeposition im Szintillator, die für eine Detektion notwendig ist, deutlich erhöht wird.

Die Nutzung von Microspheres hat jedoch gegenüber den beiden anderen vorgestellten Methoden einen erheblichen prinzipiellen Nachteil. Die erzeugten Szintillationsphotonen müssen, um tatsächlich detektiert werden zu können, den Szintillator verlassen und den PMT erreichen. Was bei der Energiedeposition ein Vorteil ist, der geringe Abstand zwischen den Microspheres, erweist sich dabei als großer Nachteil. Dies liegt daran, dass dadurch die Lichtleitung zum PMT erheblich beeinträchtigt wird, da die Photonen auf viele optische Grenzflächen treffen, wodurch sich der Weg verlängert. Dies führt zu einer größeren Wahrscheinlichkeit für Absorption, was somit die Detektion im PMT verhindern kann. Dies macht sich umso mehr bemerkbar, je trüber das Wasser ist. Das Problem der nicht direkten Lichtleitung wird umso gravierender, je größer das Detektorvolumen ist.

Bei einem dauerhaften Einsatz in Leitungswasser ergibt sich außerdem das Problem, dass der Szintillator verkalken kann. Dies ist zwar bei allen vorgestellten Methoden der Fall, wirkt sich jedoch unterschiedlich auf deren Funktionalität aus. Nachteilig wirkt es sich auf alle insofern aus, als die nicht szintillierende Kalkschicht eine zusätzliche Barriere für  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung darstellt, was die Wahrscheinlichkeit der Energiedeposition im Szintillator verringert. Zusätzlich dazu jedoch verschlechtert eine Kalkschicht bei den Microspheres den Austritt der Szintillationsphotonen, der jedoch für die Funktion des Detektors essentiell ist.

Eine weitere Herausforderung ist die Bewegung der Kügelchen im fließenden Wasser. Zum einen muss mithilfe eines feinen Siebes verhindert werden, dass die Kügelchen aus dem Detektor herausgespült werden. Aufgrund des geringen Kugeldurchmessers muss dieses Sieb sehr fein sein. Aufgrund der geringen Porengröße kann sich solch ein Sieb sehr schnell zusetzen, so bewirken bei einer geringen Porengröße bereits

### 3.3. VORÜBERLEGUNGEN ZU MÖGLICHEN MATERIALIEN UND GEOMETRIEN<sup>61</sup>

geringe Kalkablagerungen einen deutlich verminderten Durchfluss bei konstantem Druck. Es ist deshalb zu erwarten, dass ein auf Kügelchen basierender Detektor eine häufigere Reinigung benötigt als andere Detektorgeometrien. Zum anderen sollten die Kügelchen für eine optimale Nutzung der spezifischen Oberfläche und damit für die Maximierung des effektiven Volumens möglichst gleichverteilt im Wasser schweben. Um dies zu ermöglichen ist eine vertikal durchströmte Messkammer nötig, bei einem horizontalen Durchfluss würden sich die Kügelchen, deren Dichte geringfügig höher ist als die von Wasser, am Boden absetzen und nicht ausreichend umströmt. Ist der Auftrieb durch das nach oben strömende Wasser nicht groß genug, so setzen sich die Kügelchen auch im vertikalen Aufbau nahezu am Boden ab. Ist die Fließgeschwindigkeit zu hoch, werden sich die Kügelchen hauptsächlich im oberen Bereich sammeln. Für die Maximierung der Sensitivität wäre also eine optimal eingestellte Durchflussgeschwindigkeit notwendig. Änderungen dieser Geschwindigkeit, beispielsweise durch ein Zusetzen des Filters, hätten somit einen negativen Einfluss auf die Sensitivität. Diese geringe mechanische Stabilität ist als ein Nachteil von szintillierenden Kügelchen zu sehen.

#### **Fasern**

Auch mit Faserbündeln lassen sich große spezifische Oberflächen erreichen. Diese ist zwar nicht so groß wie die bei der Nutzung von Microspheres erreichbare, dafür aber können die Fasern direkt an die Photokathode des Photomultipliers angekoppelt werden, was die Lichtleitung deutlich verbessert. Die Lichtleitung geschieht bei Szintillationsfasern über Totalreflexion der erzeugten Photonen. Um diese interne Reflexion über einen möglichst großen Winkelbereich zu gewährleisten, und damit eine gute Lichtleitung zu erreichen, ist der szintillierende Kern der Fasern im Allgemeinen von einem Mantel, Cladding genannt, umgeben, der einen niedrigeren Brechungsindex aufweist als der Kern. Die Dicke des Mantels ist abhängig vom Faserdurchmesser und beträgt mit typischerweise 3 % etwa für eine 3-mm-Faser des Herstellers Saint-Gobain Crystals 0,09 mm [Saib]. Damit würde der Mantel den szintillierenden Kern der Faser vor  $\alpha$ -Teilchen und auch niederenergetischen  $\beta$ -Teilchen abschirmen.

Von der Idee, spezielle Fasern ohne Cladding zu nutzen, wurde von Herstellerseite abgeraten, da dabei die Lichtleitung zu gering sei [Gra14]. Ein weiterer Nachteil von Fasern ist, dass die mechanische Fixierung eines Faserbündels in fließendem Wasser Probleme bereiten kann, besonders bei größeren Längen.

#### **Platten**

Eine weitere Möglichkeit ist die Nutzung von Platten. Der Vorteil gegenüber Fasern besteht in einer größeren mechanischen Stabilität und einer besseren Lichtleitung als bei Fasern ohne Cladding. Zwar bietet diese Methode im Vergleich zu Fasern und Kügelchen die geringste spezifische Oberfläche, jedoch kann diese durch die Nutzung vieler Platten mit dazwischenliegenden Wasserschichten vergrößert werden. Dabei ist darauf zu achten, dass die Dicke der Wasserschichten groß genug ist, um einen problemlosen Durchfluss zu ermöglichen.

Bei sowohl Platten als auch Fasern ist das Auftreten einer Verschlechterung der Energiedeposition aufgrund von Verkalkung möglich. Die aus der Verkalkung re-

sultierende schlechtere Austrittswahrscheinlichkeit der Photonen, die sich bei den Microspheres negativ auswirkt, sollte bei Fasern und Platten den Effekt eines diffusen Reflektors haben und wäre somit bei Platten, deren Länge die Breite nicht deutlich übersteigt, sogar empfohlen, um eine Verbesserung der Lichtsammlung zu erreichen.

### Block

Die einfachste Geometrie ist ein einzelner Szintillatorblock. Dieser kann zum Beispiel quader- oder zylinderförmig sein. Der Szintillatorblock kann direkt an einen Photosensor angekoppelt werden und ermöglicht durch die einfache Geometrie ein großes Szintillationsvolumen (vorteilhaft für die Detektion von  $\gamma$ -Strahlung) und eine sehr gute Lichtsammlung. Weiterhin verfügt er über eine hohe mechanische Stabilität und kann ohne große Einschränkungen in fließendem Wasser eingesetzt werden. Der negative Aspekt dieser Geometrie ist die geringe spezifische Oberfläche. Diese bedingt, dass die Blockgeometrie für kurzreichweitige Strahlung nur ein geringes effektives Volumen ermöglicht.

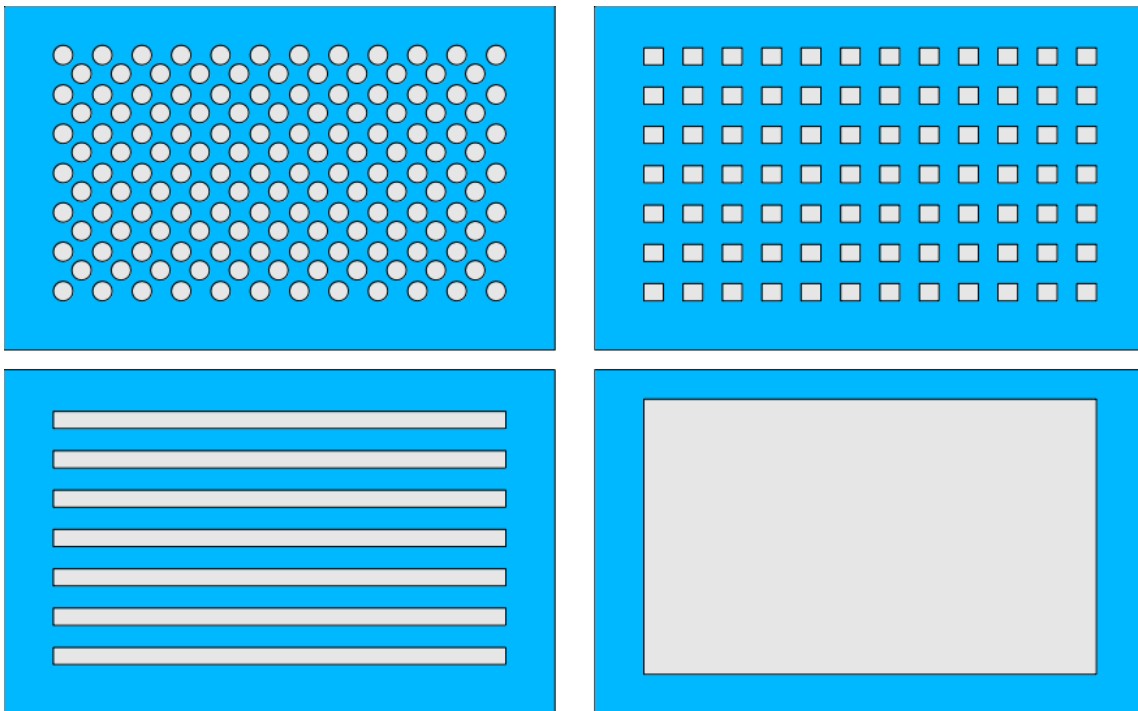


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung verschiedener möglicher Geometrien des Szintillatormaterials mit jeweils abnehmender spezifischer Oberfläche. Oben links: Kügelchen. Oben rechts: Fasern (Aufsicht). Unten links: Platten (Aufsicht). Unten rechts: Block.

### 3.3.1 Geometrieentscheidung

Die Bewertungen der Eigenschaften der verschiedenen Geometrien in Bezug auf ihre Eignung als Detektorgeometrie sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Die größte spezifische Oberfläche, die besonders für die Detektion kurzreichweitiger Strahlung von



### 3.3. VORÜBERLEGUNGEN ZU MÖGLICHEN MATERIALIEN UND GEOMETRIEN 63

Bedeutung ist, bieten die szintillierenden Kügelchen. Jedoch werden bei diesen, wie auch bei den Fasern, die ebenfalls eine hohe spezifische Oberfläche aufweisen, fundamentale Probleme bei einer Anwendung in der Praxis gesehen. Bei der Abwägung von Vor- und Nachteilen, bei der die praktische Anwendbarkeit immer gegeben sein muss, fällt die Entscheidung auf ein Detektorsystem basierend auf szintillierenden Platten.

Mit dieser Entscheidung stehen jedoch noch nicht alle Details der Geometrie fest. Festgelegt werden müssen vor allem zwei Parameter, die Plattendicke und der Plattenabstand. Positiv wirkt sich eine größere Plattendicke auf die Detektion von  $\gamma$ -Quanten und in geringerem Maße auch von  $\beta$ -Teilchen aus, außerdem verbessern sich die Lichtleitung und die mechanische Stabilität. Für dünnere Platten spricht jedoch, dass sich dadurch die spezifische Oberfläche vergrößert. Der Einfluss des Plattenabstands auf die Sensitivität des Detektors unterscheidet sich je nach Reichweite der zu messenden Strahlung. Zu beachten bei der Entscheidung für einen bestimmten Plattenabstand ist auch, dass er ausreichend groß sein muss, um einen ungestörten Durchfluss des zu messenden Wassers zwischen den Platten zu gewährleisten. Um die Einflüsse dieser Parameter zu untersuchen wurden sowohl Monte-Carlo-Simulationen als auch strömungsmechanische Simulationen durchgeführt, deren Ergebnisse bei der Entscheidung berücksichtigt wurden (siehe Abschnitt 4.5).

Tabelle 3.3: Übersicht über die qualitative Bewertung der Eignung der vier vorgestellten Detektorgeometrien. Die möglichen Bewertungen in dieser Darstellung sind + (positiv), 0 (neutral) und - (negativ).

Eigenschaft	Kügelchen	Fasern	Platten	Block
Spezifische Oberfläche	+	+	0	-
Mechanische Stabilität	0	0	+	+
Lichtleitung	-	0	+	+
Eignung für fließendes Wasser	-	0	+	+
Erreichbares effektives Volumen	+	+	+	-



# Kapitel 4

## Monte-Carlo-Simulationen

Zur Planung, Überprüfung, und Verbesserung der verschiedenen im Laufe des Entwicklungsprojekts entwickelten Detektorgeometrien und eingesetzten Materialien wurden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt. Diese Simulationen bieten im Vergleich zu tatsächlichen Messungen den Vorteil, dass Geometrien, Materialien und Strahlungsquellen sehr einfach geändert werden können und diese nicht physisch vorhanden sein müssen. Dies vermindert unter anderem den zeitlichen, den finanziellen und den organisatorischen Aufwand zum Test verschiedener Detektorkonzepte.[DS09]

### 4.1 GAMOS

Genutzt wurde in dieser Arbeit das GEANT4<sup>1</sup>-basierte[A<sup>+</sup>03] Framework GAMOS<sup>2</sup>[A<sup>+</sup>14]. Mit diesem kann das Verhalten ionisierender Strahlung und möglicher Wechselwirkungsprodukte, wie zum Beispiel von Compton-Elektronen oder Szintillationsphotonen, simuliert und dargestellt werden. Der Vorteil von GAMOS liegt darin, dass es eine vereinfachte, Skript-basierte Nutzung der Geant4-Plattform ohne die sonst notwendige Nutzung von C++-Code ermöglicht. Wenn nötig, lässt sich jedoch über C++-basierte Plug-Ins die volle Flexibilität von Geant4 erreichen. Einer der Gründe, weshalb für die Detektorentwicklung mit GAMOS ein Geant4-basiertes System genutzt wurde ist, dass dieses in der Lage ist, neben der Energiedeposition der ionisierenden Strahlung auch die im Szintillatormaterial erzeugten optischen Photonen und deren Transport zu simulieren. Dies unterscheidet Geant4 von anderen Monte-Carlo-Systemen wie der MCNP<sup>3</sup>-Familie[Mon19] oder dem EGS<sup>4</sup>-System[Nat19], die lediglich die Energiedeposition im Detektormaterial simulieren. Da aber für einen effizienten Detektor die Erzeugung der Szintillationsphotonen und deren Leitung zum Photosensor von entscheidender Bedeutung sind, sollten diese in den Simulationen mit berücksichtigt werden. Aufgrund der Benutzerfreundlichkeit bei gleichzeitig großem Funktionsumfang fiel die Wahl für dieses Projekt auf das oben genannte GAMOS-Framework. In Anhang A findet sich das Beispiel eines

---

<sup>1</sup>Geometry and Tracking

<sup>2</sup>Geant4-based Architecture for Medicine-Oriented Simulations

<sup>3</sup>Monte Carlo N-Particle Transport

<sup>4</sup>Electron Gamma Shower

C++-basierten Plug-Ins zur Speicherung von Informationen zur Generierung von Szintillationsphotonen im Szintillator und deren Absorption im Photomultiplier.

Abbildung 4.1 zeigt die Visualisierung einer GAMOS-Simulation. In diesem Fall handelt es sich um die Simulation einer punktförmigen  $^{60}\text{Co}$ -Quelle über einem Stapel Szintillatorplatten (grün), die an beiden Seiten an Photomultiplier angekoppelt sind. Rote Spuren stellen Elektronen dar, bei grünen Spuren handelt es sich um Photonen. Gut zu erkennen ist dabei der Lichttransport innerhalb der Szintillatorplatten. Die Simulationen wurden im Projektverlauf um Plug-Ins zur Analyse der Lichtausbeute erweitert, sodass nicht mehr nur die reine Energiedeposition simuliert werden konnte, sondern dazu auch die Anzahl der den PMT erreichenden optischen Photonen, die letztendlich für die Detektionseffizienz entscheidend ist, ermittelt werden konnte.

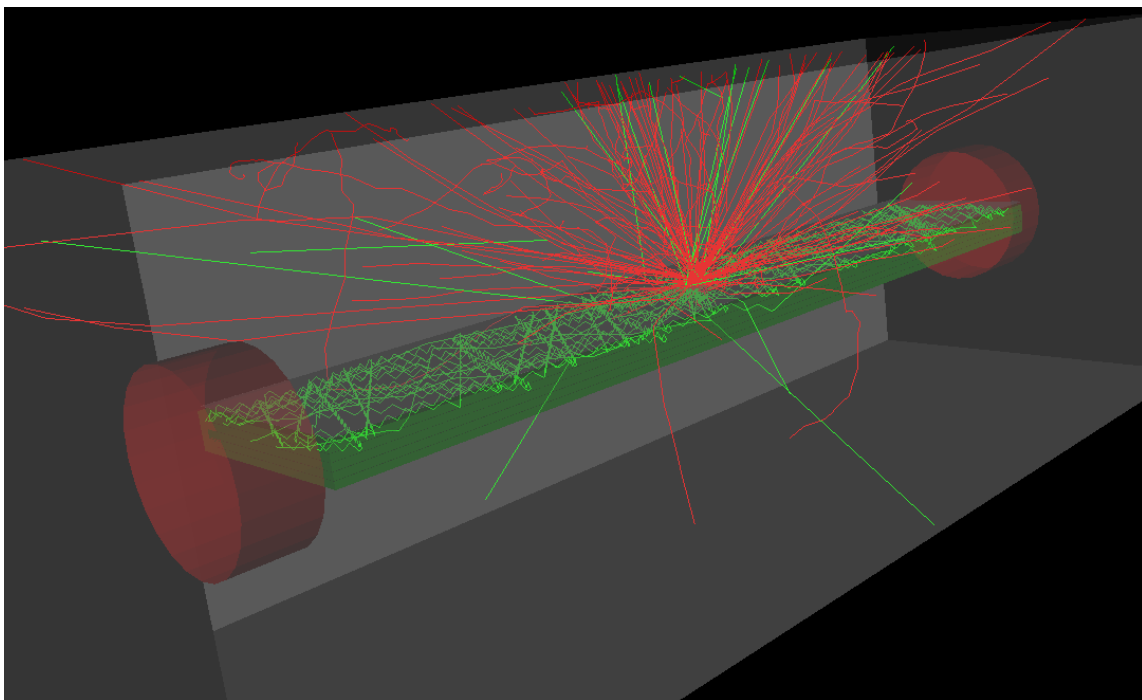


Abbildung 4.1: Visualisierung einer GAMOS-Simulation eines Testaufbaus mit  $\beta$ -Strahler. Zu sehen sind dabei mehrere Szintillatorplatten (grün) zwischen zwei Photomultipliern, die durch rote Zylinder dargestellt werden. Grüne Spuren stehen für Photonen, rote für Elektronen.

Die Simulationen in dieser Arbeit dienen der Konzeptionierung des Detektors und haben nicht den Anspruch, die Realität, und damit die Messergebnisse, exakt vorauszusagen. Dazu ist die Realität zu komplex mit zu vielen Einflussgrößen, die nicht genau bestimmbar sind. Zu diesen zählen zum Beispiel die Inhomogenität von Körpern und Oberflächen, Änderungen der Umgebung, wie beispielsweise Temperaturschwankungen, aber auch leichte Änderungen im Messaufbau bei jedem Umbau, zum Beispiel der Lichtleitung. Die Simulationen sollen vor allem als Hilfestellung dienen bei der Umsetzung von Überlegungen wie etwa zu Raumverteilungen oder Reichweiten. So ist es beispielsweise nicht notwendig, dass die absolute Zahl der den PMT erreichenden Szintillationsphotonen einer Wechselwirkung korrekt bestimmt wird sondern vielmehr, dass ein direkter Vergleich verschiedener Geometrien möglich ist, wofür beispielsweise bereits die relative Anzahl der den PMT erreichenden

Szintillationsphotonen ausreicht. Da es viele Einflussfaktoren auf einmal gibt, ist deren Kombination zu komplex, um die resultierenden Auswirkungen alleine durch theoretische Überlegungen vorherzusehen. Die Simulationen stellen ein geeignetes Werkzeug für die Betrachtung des Einflusses der einzelnen Faktoren dar.

Bei der Bewertung der Simulationsergebnisse ist zu beachten, dass die tatsächliche Umsetzbarkeit von weiteren, nicht in die Simulationen einfließenden Parametern, beeinträchtigt werden kann. So können beispielsweise finanzielle oder mechanische Faktoren dazu führen, dass sich theoretische und in den Simulationen zu erkennende Vorteile als in der Praxis nicht sinnvoll umsetzbar herausstellen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Vielzahl an Simulationen verschiedener Szenarien durchgeführt. Für Szenarien  $S$  mit  $k$  Parametern gilt

$$S = P_1 \otimes P_2 \otimes \dots \otimes P_k, \quad (4.1)$$

die Anzahl der Szenarien ist das Produkt der jeweiligen Anzahl der einzelnen Parameter. Für eine gute statistische Aussagekraft der einzelnen Simulationen wurden von jedem in dieser Arbeit verwendeten Szenario 100 000 Teilchengeschichten („Histories“) von Quellteilchen berechnet. Als Teilchengeschichte wird die Simulation eines Quellteilchens bezeichnet. Dazu werden alle Wechselwirkungen des Teilchens und der während der Teilchengeschichte erzeugten Sekundärteilchen einzeln berechnet. Entscheidungen über den Verlauf der Teilchengeschichte werden anhand statistischer Modelle mithilfe von Zufallszahlen getroffen. Teilchen werden so lang betrachtet, bis sie aus energetischen oder geometrischen Gründen nicht mehr zur Zielgröße der Simulation beitragen. Dies führt alleine für die in Abschnitt 4.5 vorgestellte Optimierung der Plattendicke und des Plattenabstand mittels fünf verschiedener Nuklide zu 48 000 000 Teilchengeschichten verteilt auf 480 Szenarien, resultierend aus der Kombination von drei Parametern (fünf verschiedene Quellen, sechs verschiedene Plattendicken und 16 verschiedene Plattenabständen). Um diese Simulationen in akzeptabler Zeit auf den zur Verfügung stehenden Rechnern durchführen zu können, wurde der Parameter SCINTILLATIONYIELD (Lichtausbeute in Szintillationsphotonen pro deponierter Energie) niedriger eingestellt als für das simulierte Material üblich. Die daraus resultierende deutliche Verringerung der Rechenzeit (aufgrund der Vielzahl an Szintillationsphotonen benötigt deren Simulation in den hier vorgestellten Simulationen auch nach der Reduzierung noch den Großteil der Rechenzeit) bringt jedoch eine Verringerung der Genauigkeit der Simulationen mit sich. So wird die Auflösung eines Szintillationsspektrums in Bezug auf die Anzahl der entstehenden und damit auch der vom Sensor detektierten Szintillationsphotonen verschlechtert, was sich wie folgt erklärt.

Bei einer Poisson-Verteilung, von der für den Fall der simulierten Szintillationsphotonen ausgegangen werden kann, ist die Varianz gleich dem Erwartungswert. Bei Verringerung des SCINTILLATIONYIELD um den Faktor  $n$  ändert sich also die Position eines Peaks von  $N$  zu  $N_n = \frac{N}{n}$  und die Standardabweichung, also absolute

Breite von  $\sigma_N = \sqrt{N}$  zu  $\sigma_n = \sqrt{N_n} = \frac{\sigma_N}{\sqrt{n}}$ . Daraus folgt für den Variationskoeffizienten, also die relative Breite

$$\begin{aligned}
 \sigma_{n,rel} &= \frac{\sigma_n}{N_n} \\
 &= \frac{\sqrt{N_n}}{N_n} \\
 &= \frac{\sigma_N}{\sqrt{n}N_n} \\
 &= \frac{\sigma_{N,rel}N}{\sqrt{n}N_n} \\
 &= \frac{\sigma_{N,rel}nN}{\sqrt{n}N} \\
 \sigma_{n,rel} &= \sqrt{n}\sigma_{N,rel}.
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

Das bedeutet, dass eine Verringerung des SCINTILLATIONYIELD zur Verringerung der Rechenzeit gleichzeitig eine schlechtere Energieauflösung mit sich bringt. Es ist in GAMOS möglich, diese relative Breite über den Parameter RESOLUTIONSCALE zu korrigieren. Dies sorgt jedoch nicht dafür, dass die aufgrund der geringeren Anzahl an simulierten Photonen geringere statistische Genauigkeit erhöht wird sondern nur dafür, dass die die aus der relativen Breite zu erwartende Auflösung in der Realität korrekt eingeschätzt wird. Da die Simulationen in dieser Arbeit jedoch nicht zur Beurteilung der Energieauflösung erstellt werden, sondern zum Vergleich verschiedener Szenarien in Bezug auf die durchschnittlich den Sensor erreichenden Szintillationsphotonen, ist eine Korrektur mittels RESOLUTIONSCALE nicht notwendig.

Um in GAMOS eine Simulation zu starten wird eine Inputdatei ausgeführt. In dieser wird wiederum die gewünschte Geometriedatei eingelesen sowie die initialen Teilchen definiert und positioniert. Bei der Geometriedatei handelt es sich um eine Textdatei, in der der zu simulierende Detektor über Materialeigenschaften und geometrische Formen mittels einer Makrosprache definiert wird. Bei den initialen Teilchen kann es sich sowohl um Elementarteilchen wie Elektronen oder Photonen handeln, als auch um Radionuklide. Weiter wird in der Inputdatei über Plug-Ins angegeben, welche Informationen aus den Simulationen gespeichert werden soll. Genutzt werden können dafür sowohl vordefinierte als auch selbst definierte Plug-Ins. Ein Beispiel für ein selbst definiertes Plug-In zur Speicherung von Informationen über Szintillationsereignisse findet sich in Anhang A. Gespeichert werden diese Informationen in Histogrammen, die über die Software ROOT[BR] ausgewertet werden können (siehe Abschnitt 4.2).

## 4.2 ROOT

ROOT[BR] ist eine am CERN<sup>5</sup>, der Europäischen Organisation für Kernforschung, entstandene Datenanalysesoftware aus dem Bereich der Hochenergiephysik. Die Benutzung kann sowohl über eine grafische Benutzeroberfläche (siehe Abbildung 4.2)

---

<sup>5</sup>Conseil européen pour la recherche nucléaire

als auch über eine Konsole erfolgen. Dies ermöglicht es, Daten über Skripte automatisiert auszuwerten, wodurch eine deutliche Verringerung des Zeitaufwands zur Analyse parametrisierter Simulationsergebnisse erreicht werden kann.

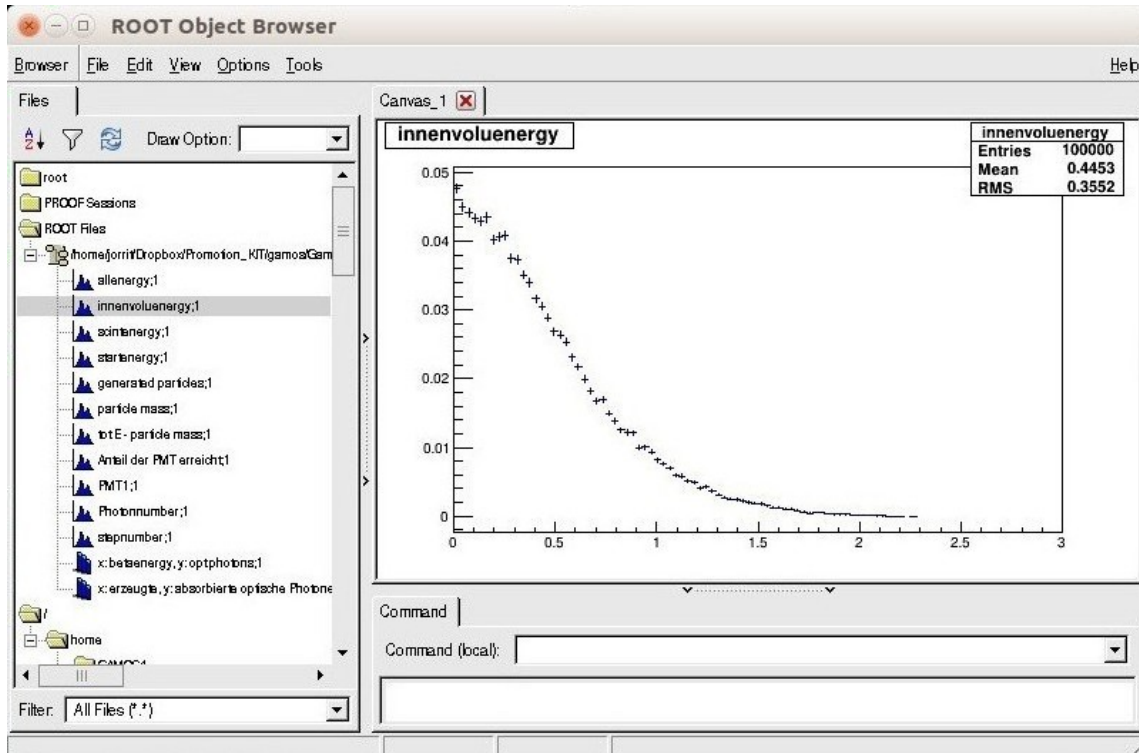


Abbildung 4.2: Grafische Benutzeroberfläche ROOT Object Browser. Darin können in ROOT-Dateien enthaltene Daten in Histogrammen visualisiert und analysiert werden.

### 4.3 Automatisierte Simulation und Analyse

Um eine Vielzahl parametrisierter Simulationen nacheinander durchzuführen und auszuwerten wurden Shell-Skripte geschrieben und genutzt (siehe Anhang B). Dafür wird eine Tabelle mit den gewünschten Parametern erstellt die vom Skript zeilenweise eingelesen und abgearbeitet wird. Dazu ersetzt das Skript die dafür in einer Inputdatei und in einer Geometriedatei enthaltenen Platzhalter durch die jeweils eingelesenen Parameterwerte und startet die Simulation. Nach erfolgreicher Beendigung der Simulation werden die Simulationsergebnisse gespeichert und es wird mit dem nächsten Parametersatz eine weitere Simulation gestartet, bis alle gewünschten Parametersätze simuliert wurden. Nach Beendigung der Simulationen werden die in ROOT-Dateien gespeicherten Simulationsergebnisse ebenfalls durch das Skript ausgewertet und die relevanten Parameter werden in der entsprechenden Zeile der eingelesenen Tabelle gespeichert.

Bei der parametrisierten Simulation des auf Szintillatorplatten basierenden Detektors wurden zum Beispiel folgende Parameter mittels Tabelle variiert.

1. Plattenanzahl

2. Plattenlänge
3. Plattenbreite
4. Plattendicke
5. Plattenabstand
6. Radionuklid

Dadurch konnten mehrere hundert Parametersätze simuliert werden, ohne für jeden Satz einzeln manuell die Parameter anpassen und die Simulation starten zu müssen. Somit konnte nicht nur der Arbeitsaufwand verringert werden, sondern es standen auch die Ergebnisse schneller zur Verfügung, weil Simulationen unmittelbar nacheinander sowie Tag und Nacht durchgeführt wurden.

## 4.4 Validierung

Das GEANT4-Toolkit ist bei vielen Experimenten der Hochenergiephysik erfolgreich im Einsatz, ebenso wie in der Medizinischen Physik und anderen Bereichen, und wird stetig weiterentwickelt [I<sup>+</sup>09, A<sup>+</sup>16]. Trotz dieser weiten Verbreitung und dem damit einhergehenden Vertrauen in die Simulationen, sollte die Zuverlässigkeit der Simulationsergebnisse im Bezug auf die zu untersuchenden physikalischen Parameter überprüft werden. Dies geschieht durch den Vergleich von Messungen und Simulationsergebnissen verschiedener Versuchsaufbauten.

Im ersten Schritt wurden mit einem im Labor vorhandenen NaI(Tl)-Szintillationsdetektor durchgeführte Messungen simuliert und die Ergebnisse von Messungen und Simulationen miteinander verglichen. Dieses diente zur Einrichtung und Test der GAMOS-Simulationsumgebung. Im zweiten Schritt wurden dann verschiedene Aufbauten der Prototypen beginnend mit einfachen auch gemessenen Geometrien simuliert um die in der Simulation gewählten Modelle des Detektors (zum Beispiel Materialeigenschaften wie die Lichtausbeute im Szintillator) zu validieren. Danach konnten die Simulationen genutzt werden um verschiedene Detektor-Designs zu untersuchen und zu optimieren. Die verschiedenen Validierungsgeometrien wurden so gewählt, dass damit verschiedene Aspekte der Simulation überprüft werden können. Durch verschiedene Positionierungen der Quelle direkt an der Oberfläche der Aluminiumumhüllung des Szintillators kann das Entstehungsgebiet der Szintillationsphotonen geändert werden. Dies wirkt sich auch auf die Lichtsammlung aus, sodass mit solchen Test die Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung bezüglich des Lichttransports geprüft werden kann.

### 4.4.1 NaI-Detektor

Für den ersten Schritt wurde eine nahezu punktförmige <sup>60</sup>Co-Quelle, die in einer 2 mm dicken Kunststoffscheibe von 2,5 cm Durchmesser enthalten ist, verwendet. Diese wurde an verschiedenen Positionen gemessen, die in Tabelle 4.1 inklusive Verweis auf Visualisierung von Simulation und Messergebnis beschrieben sind. In der



Modellierung der Messungen mit dem NaI(Tl)-Detektor wurden folgende Elemente berücksichtigt:

- Quelle mit Kunststoffscheibe als Umhüllung
- Umgebungsluft
- NaI-Szintillator
- Aluminiumumhüllung
- Eintrittsfenster des Photomultipliers
- Bleiblock als Abschirmung oder Reflektor (je nach Messaufbau)

Die restliche Umgebung, wie beispielsweise die Tischplatte oder das Innere des Photomultipliers, wurde in den Simulationen nicht modelliert. Die Bewertung der Notwendigkeit der Integration in die Simulationen geschah unter Berücksichtigung von Entfernung, Massenzahlen der Materialien und Gesamtmasse des Materials und des daraus resultierenden erwarteten Einflusses. So wird der Bleiblock auch dann in die Simulation eingebunden, wenn sich die Quelle zwischen diesem und dem Szintillator befindet, da er aufgrund seiner hohen Massenzahl und Gesamtmasse einen nicht zu vernachlässigenden Wirkungsquerschnitt für Wechselwirkungen mit ionisierender Strahlung hat, und damit für diese einen Reflektor darstellt (siehe Abschnitt 1.2).

Tabelle 4.1: Beschreibung der Geometrien der Messungen und Simulationen mit  $^{60}\text{Co}$ -Quelle. Jeweils dazu aufgeführt sind die Abbildungen der Visualisierung der Geometrie sowie der Mess- und Simulationsspektren.

Position	Geometrie	Abbildungen
1	Quelle mittig vor Detektorfront (0,0 cm Abstand)	F.1,F.2
2	Quelle am Rand der Detektorfront (0,0 cm Abstand)	F.3,F.4
3	Quelle seitlich am Detektor (0,0 cm Abstand)	F.5,F.6
4	Quelle seitlich am Detektor (0,0 cm Abstand), Bleiblock als Reflektor vor Detektorfront	F.7,F.8
5	Quelle mittig vor Detektorfront (5,0 cm Abstand), Bleiblock dazwischen als Abschirmung	F.9,F.10
6	Quelle mittig vor Detektorfront (5,0 cm Abstand), Bleiblock hinter Quelle als Reflektor	F.11,F.12
7	Quelle mittig vor Detektorfront (2,5 cm Abstand), Bleiblock hinter Quelle als Reflektor	4.3,4.4, F.13,F.14
8	Quelle mittig vor Detektorfront (0,0 cm Abstand), Bleiblock hinter Quelle als Reflektor	F.15,F.16

Abbildung 4.3 zeigt einen realisierten Messaufbau, Abbildung 4.4 zeigt die Visualisierung der Geometrie der dazugehörigen Monte-Carlo-Simulation. Die nahezu punktförmige  $^{60}\text{Co}$ -Quelle ist in einer 2 mm dicken Kunststoffscheibe von 2,5 cm Durchmesser enthalten. Diese befindet sich in 5 cm Abstand zentriert vor der Stirnfläche des NaI-Detektors. Befestigt ist die  $^{60}\text{Co}$ -Quelle dabei an einem 5 cm dicken

Bleibblock, der in diesem Aufbau als Reflektor dient. Die Spektren von Messung und Simulation sind in Abbildung F.16 dargestellt. Beim gemessenen Spektrum ist die Zählrate gegen die Kanäle aufgetragen, während auf der Abszisse des simulierten Spektrums die Anzahl der den Photomultiplier erreichenden Photonen aufgetragen ist. Um die Spektren von Simulation und Messung miteinander vergleichen zu kön-

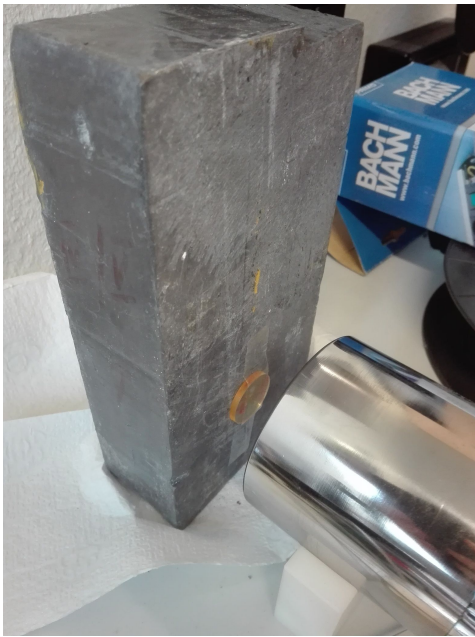


Abbildung 4.3: Messaufbau zur Validierung der Monte-Carlo-Simulationen (Position 7).

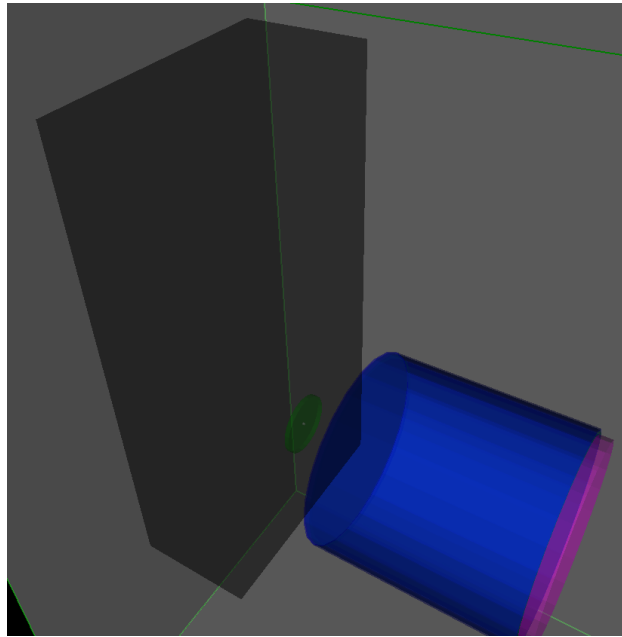


Abbildung 4.4: Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 7).

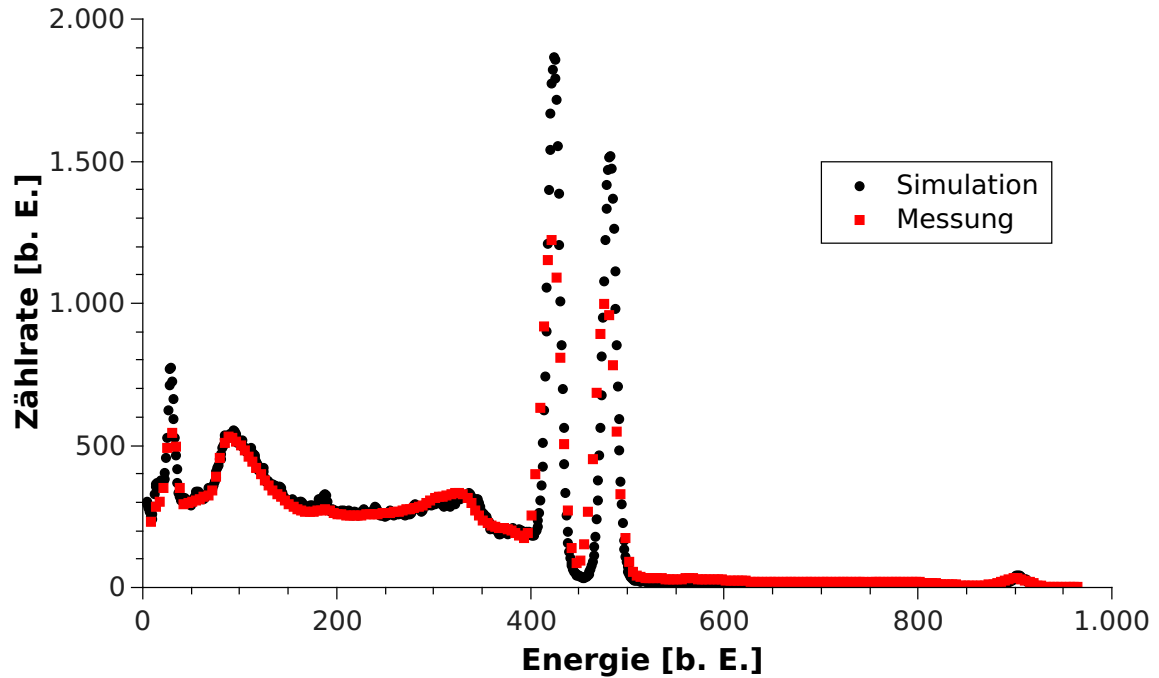
nen, wird für diese eine Energiekalibrierung durchgeführt. Dazu werden die Lagen der zwei prominenten  $^{60}\text{Co}$ -Peaks (1,17 MeV und 1,33 MeV) sowie des Summenpeaks beider Photonen (2,51 MeV) in Simulation und Messung den entsprechenden Energien zugeordnet um somit eine Energiekalibrierung durchzuführen. Daraus ergibt sich die Anzahl der detektierten Photonen in der Simulation respektive Anzahl der Kanäle in der Messung, die einer bestimmten im Szintillator deponierten Energie entsprechen. Somit können beide Spektren auf einer gemeinsamen Abszisse aufgetragen werden. In Tabelle 4.2 sind die zur Bestimmung einer Kalibriergleichung benötigten Lagen der einzelnen Peaks bei einer exemplarischen Quellenposition aufgeführt. Aus diesen lässt sich die Kalibriergleichung

$$Simulation = 4,17 \frac{\text{Photonen}}{\text{Kanal}} \times Messung \quad (4.3)$$

bestimmen. Die damit gemeinsam dargestellten Spektren von Simulation und Messung sind in Abbildung 4.5 aufgeführt. Die Diagramme aller weiteren Quellenposition befinden sich ebenfalls in Anhang F. In diesen lassen sich, abhängig von der Nutzung und Positionierung des Bleibblocks, auch gut die in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen charakteristischen Komponenten des Szintillatorspektrums erkennen, wie beispielsweise Röntgenpeak und Rückstreupeak. Es zeigt sich dabei eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation.

Tabelle 4.2: Lage der Peaks in den Spektren von Simulation und Messung für Position 7.

	Peak 1 (1,17 MeV)	Peak 2 (1,33 MeV)	Peak 3 (2,51 MeV)
<i>Simulation</i> [Photonen]	424	482	903
<i>Messung</i> [Kanal]	102	115	216

Abbildung 4.5: Spektren der  $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 7.

Bei der Analyse der Spektren fällt auf, dass die Höhe der  $^{60}\text{Co}$ -Peaks im Verhältnis zum restlichen Spektrum bei der Simulation größer ist als bei der Messung, gleiches gilt für den Peak der Bleilinie im niederenergetischen Bereich. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Simulation lediglich die den Photomultiplier erreichenden Photonen darstellt, die Messung jedoch die letztendlich von der Messelektronik verarbeiteten Signale wiedergibt. Die Breite der simulierten Peaks enthält deshalb nur statistische Effekte, die bis zum Auftreffen auf den Photomultiplier auftreten, wie beispielsweise bei der Photonenerzeugung. Die Breite der gemessenen Peaks wird jedoch zusätzlich vergrößert durch statistische Prozesse in der Elektronenvervielfachung im Photomultiplier. Dies gilt im Allgemeinen für das Spektrum, nicht nur für die Peaks, jedoch macht sich eine solche „Verschmierung“ nur in Bereichen bemerkbar, in denen deutliche Zählratenunterschiede zwischen benachbarten Kanälen auftreten, wie es bei den relativ scharfen Peaks der Fall ist. Die Peaks des simulierten Spektrums sind deshalb höher, gleichzeitig aber schmaler als die des gemessenen Spektrums. Um diese Erklärung zu überprüfen wurde untersucht, wie groß der Anteil der in einem Peak enthaltenen Ereignisse an der Gesamtzahl der Ereignisse ist, ob also die Peaks von Simulation und Messung flächengleich sind. Wie in Tabelle 4.3 zu erkennen ist, sind die Abweichungen zwischen Simulations- und Messergebnissen für die ersten beiden Peaks mit 0,0 % respektive 2,0 % sehr niedrig. Beim Summenpeak ist die Abweichung mit 26 % deutlich größer, aufgrund der geringen Ausprägung des Summenpeaks fallen hier jedoch bereits geringe Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Peakfläche deutlich ins Gewicht, sodass eine größere Abweichung nicht unplausibel ist. Das allgemeine Verhältnis zwischen Einzelpeaks und Summenpeak ist jedoch in Simulation und Messung sehr ähnlich. In der Gesamtbetrachtung bleibt festzuhalten, dass die Simulation die Messergebnisse gut beschreibt. Es besteht auch die Möglichkeit, über einen Parameter die im Photomultiplier auftretende „Verschmierung“, also das Auflösungsvermögen des Detektors, auch in die Simulation einzubringen. Darauf wurde jedoch in diesem Fall verzichtet, da die Information über die Breite der Peaks in dieser Auswertung nicht benötigt wird. Auch in den anderen geprüften Szenarien konnte eine hinreichend gute Übereinstimmung von Messungen und Simulationen gefunden werden, um die Simulationsumgebung als validiert und damit einsatzfähig anzusehen.

Tabelle 4.3: Anteil der im jeweiligen Peak detektierten Ereignisse an den insgesamt detektierten Ereignissen bei Messung mit  $^{60}\text{Co}$ -Quelle für Position 7.

	1,17 MeV	1,33 MeV	2,51 MeV
Simulation	16,9 %	13,9 %	0,50 %
Messung	16,9 %	14,2 %	0,67 %
rel. Abweichung	0,0 %	2,0 %	26 %

#### 4.4.2 Szintillatorplatten

Neben anorganischen Kristallen wurden auch die für das Detektorsystem eingesetzten Szintillatorplatten aus Polystyrol in Simulationen verwendet. Dafür wurden im nächsten Schritt Validierungen für Simulationen mit Szintillatorplatten durchgeführt. Da-

zu wurden Messungen mit einer an definierten Stellen mit verschiedenen Abständen zum Photomultiplier platzierten  $^{137}\text{Cs}$ -Feststoffquelle durchgeführt sowie Simulationen ebendieser Geometrien erzeugt (siehe Abbildung 4.6).

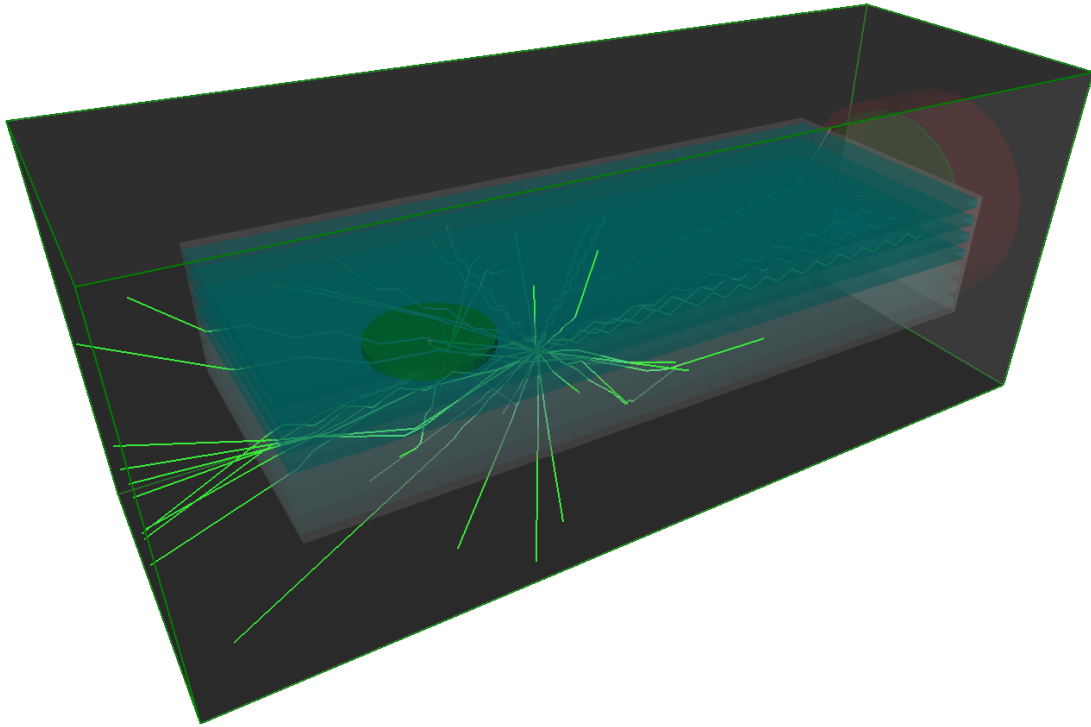


Abbildung 4.6: Visualisierung einer GAMOS-Simulation mit Szintillatorplatten. Zwischen den Platten ist eine Kunststoffscheibe eingebracht, in deren Zentrum sich die Radionuklidquelle befindet, so wie dies auch in den entsprechenden Laborvermessungen der Fall ist.

Beim Vergleich der simulierten Spektren mit den Messergebnissen ist zu beachten, dass es einen sogenannten Photon Threshold gibt, also eine Mindestzahl an Photonen die den Photomultiplier erreichen müssen, damit dieser ein Ereignis detektiert (siehe Abschnitt 3.1.2). Die Berücksichtigung des Photon Thresholds ist in diesem Fall - anders als bei dem in Abschnitt 4.4.1 beschriebenen NaI-Detektor - notwendig, da sowohl die Lichtausbeute als auch die Lichtsammlungseffizienz der hierbei genutzten organischen Szintillatorplatten deutlich niedriger ist als die des anorganischen NaI-Detektors. Aus diesem Grund machen bei der Validierung der Simulationen mittels Szintillatorplatten Ereignisse, bei denen eine geringe Anzahl an Szintillationsphotonen als der Photon Threshold den Photomultiplier erreichen, einen deutlich größeren Anteil aus als im Fall des NaI-Detektors.

Abbildung 4.7 zeigt die in den Simulationen bestimmten relativen Häufigkeiten der Zahl von Szintillationsphotonen die bei einem Ereignis den Photomultiplier erreichen. Zur Glättung wurde hierbei ein gleitender Mittelwert ( $\pm 2$ ) genutzt. Es ist zu erkennen, dass die Spektren bei größerer Entfernung zum Photomultiplier zu niedrigeren Photonenzahlen gestaucht sind. Bei größeren Abständen werden niedrigere maximale Photonenzahlen erreicht, das Spektrum ist somit weniger breit als bei geringeren Abständen. Da in diesem Spektrum die relativen Häufigkeiten, also nor-

mierte Zahlen, der am Photomultiplier detektierten Photonenzahl aufgetragen ist, nimmt mit geringerer Breite gleichzeitig die Höhe des Spektrums zu.

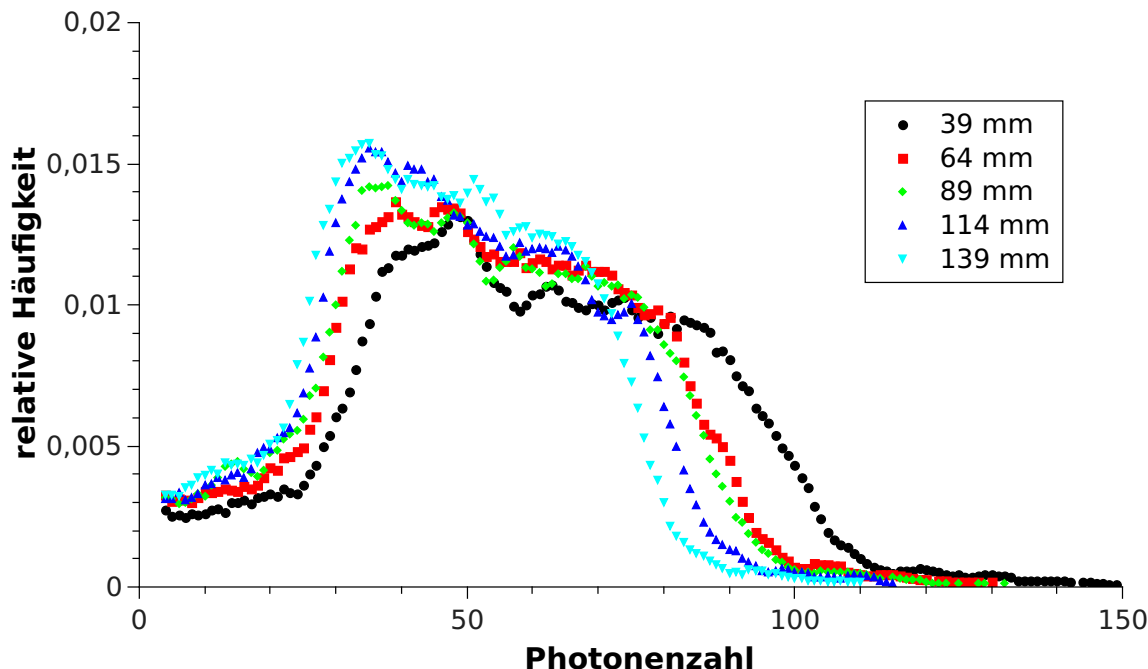


Abbildung 4.7: Gleitender Mittelwert ( $\pm 2$ ) der relativen Häufigkeit der Zahl von Szintillationsphotonen die in der Simulation den Photomultiplier erreichen.

Spektren der Messergebnisse beim größten und beim geringsten Abstand zum Photomultiplier sind in Abbildung 4.8 und Abbildung 4.9 dargestellt. Diese Spektren verdeutlichen die Auswirkungen des Photon Thresholds. Bei höherer Spannung sind die Spektren nicht nur nach rechts zu höheren Kanälen verschoben, auch die Gesamtzählraten und insbesondere die Zählraten in den niedrigsten Kanälen sind deutlich höher. Dies zeigt, dass bei höherer Spannung auch Ereignisse detektiert werden, die bei niedriger Spannung nicht detektiert werden können, da die Zahl der den Photomultiplier erreichenden Szintillationsphotonen unter dem Photon Threshold liegt.

Zur Bestimmung der Photon Thresholds bei den verschiedenen PMT-Spannungen wird für alle fünf Positionen der Verlauf des Anteils der Ereignisse in den Simulationen bestimmt, bei denen die Photonenzahl am PMT oberhalb eines gewissen Photon Thresholds liegt (siehe Abbildung 4.10). Bezeichnet werden diese Anteile als  $A_i$ , wobei der Laufindex  $i$  die Position der Radionuklidquelle angibt. Es ist zu erkennen, dass sich der Anteil  $A_i$  zwischen den verschiedenen Positionen bei niedrigen Photon Thresholds nur wenig unterscheidet, während er sich bei hohen Photon Thresholds um mehr als eine Größenordnung unterscheiden können. In Abbildung 4.11 wird dargestellt, wie sich die Anteile  $A_i$  der verschiedenen Positionen zueinander verhalten, abhängig vom betrachteten Photon Threshold und normiert auf die mittlere Position (89 mm) als Referenzposition. Diese normierten Anteile über dem Photon Threshold werden mit

$$A_{i,n} = \frac{A_i}{A_{89\text{ mm}}} \quad (4.4)$$

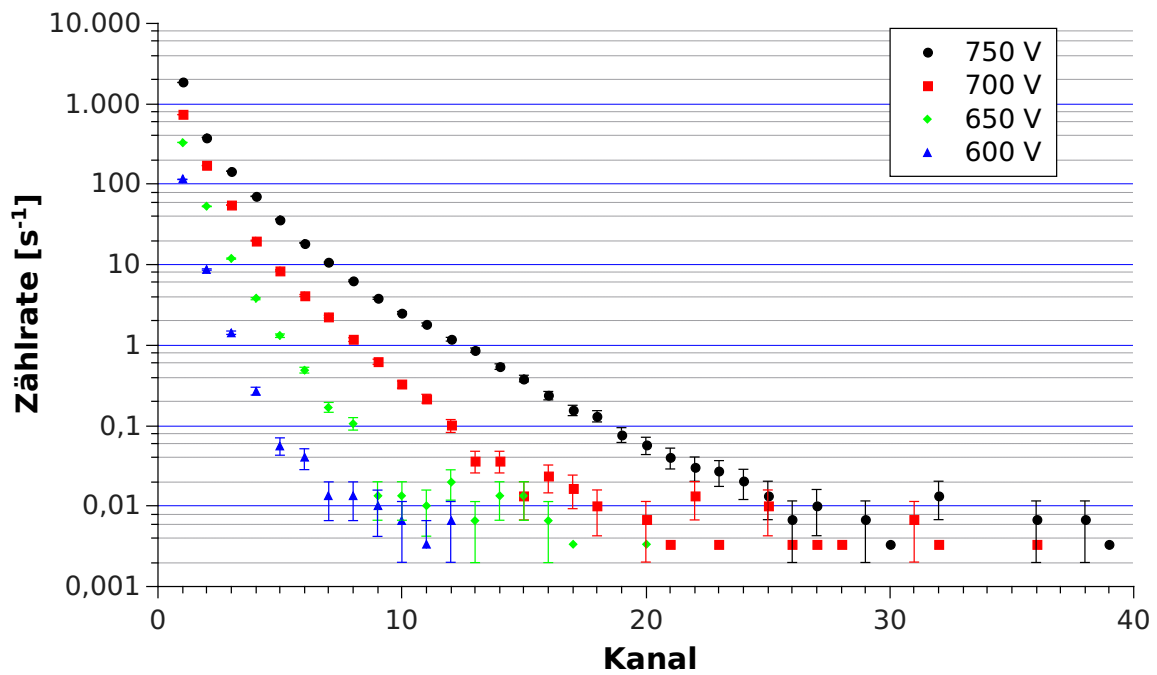


Abbildung 4.8: Logarithmische Darstellung der Messergebnisse bei einem Abstand der  $^{137}\text{Cs}$ -Feststoffquelle zum Photomultiplier von 139 mm.

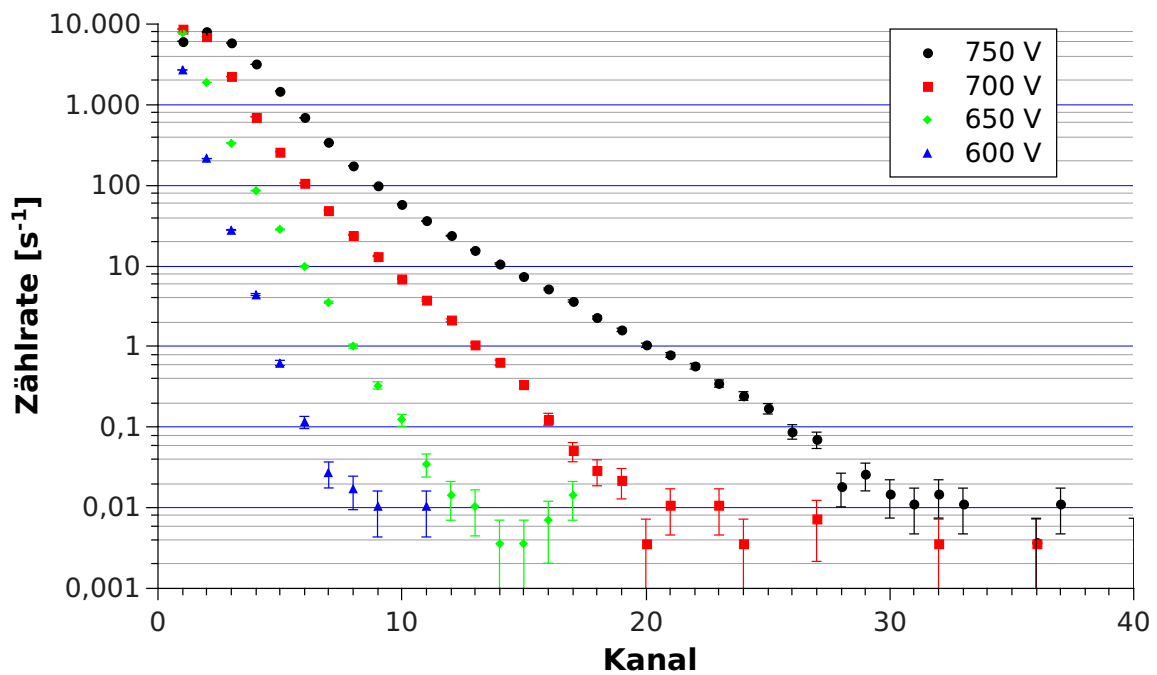


Abbildung 4.9: Logarithmische Darstellung der Messergebnisse bei einem Abstand der  $^{137}\text{Cs}$ -Feststoffquelle zum Photomultiplier von 39 mm.

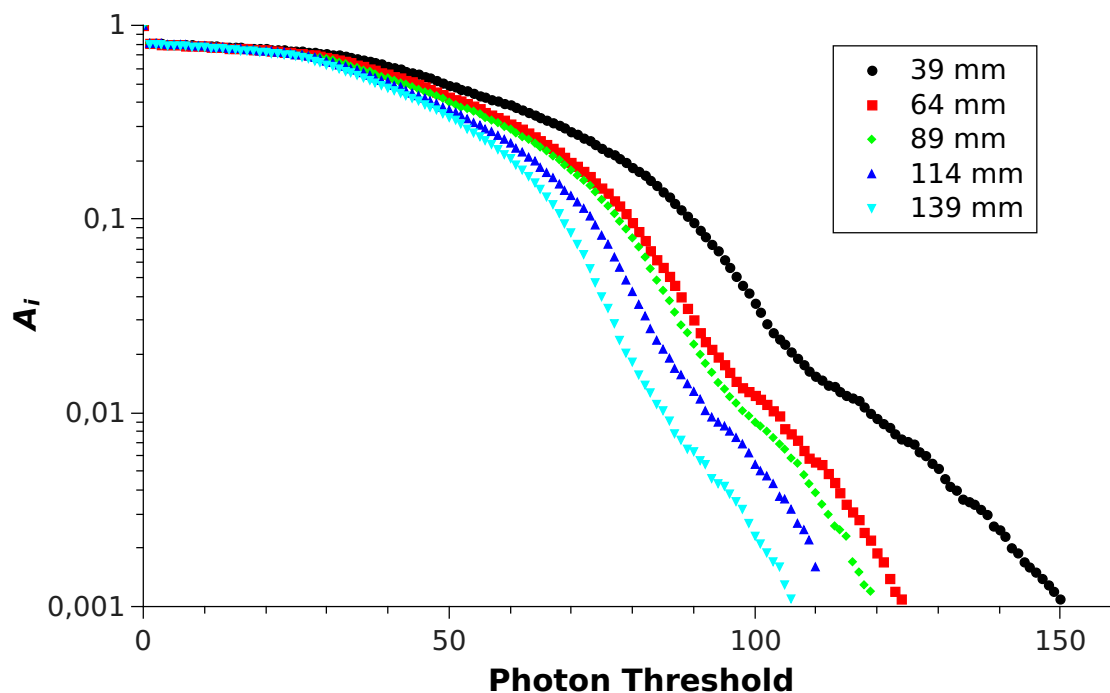


Abbildung 4.10: Logarithmische Darstellung des Anteils  $A_i$  des simulierten Spektrums der oberhalb des betrachteten Photon Thresholds liegt.

bezeichnet. Das bereits beschriebene Verhalten der geringen Unterschiede bei niedrigen Photon Thresholds und des Auseinanderdriftens bei hohen Photon Thresholds ist in dieser Darstellung sehr gut zu erkennen. Die dabei auftretende Struktur der Kurvenverläufe ergibt sich aus dem aufgefächerten Verlauf der dazugehörigen  $A_i$  (siehe Abbildung 4.10). Deren leicht stufenförmiger Verlauf im Bereich hoher Photon Thresholds und stark negativer Steigung sorgt in der normierten Darstellung ( $A_{i,n}$ ) für eine peakförmige Struktur im Bereich des Photon Thresholds, bei dem der erste Wendepunkt des zugehörigen  $A_i$  liegt. Der aufgefächerte Verlauf der  $A_i$  mit den deshalb gegeneinander verschobenen Wendepunkten sorgt so bei Positionen mit geringerem Abstand als die Referenzposition (39 mm, 64 mm) für nach oben gerichtete Peaks, während sie bei Positionen mit einem größeren Abstand (114 mm, 139 mm) invertiert sind.

Um die Photon Thresholds der Messungen mit verschiedenen PMT-Spannungen bestimmen zu können, werden die Zählraten  $r_j$  für jede der vier PMT-Spannungen  $j$  in Abhängigkeit der Position betrachtet (siehe Abbildung 4.12). Es ist zu erkennen, dass die gemessene Zählrate  $r_j$  mit höherer PMT-Spannung zunimmt und bei größerem Abstand der Radionuklidquelle vom PMT abnimmt. Auch hier werden, ebenso wie bei den simulierten  $A_{i,n}$ , die Ergebnisse auf die Referenzposition von 89 mm normiert. Somit erhält man für jede PMT-Spannung  $j$  die normierte Zählrate

$$r_{ij,n} = \frac{r_{ij}}{r_{89\text{mm},j}} \quad (4.5)$$

der jeweiligen Position  $i$  (Abbildung 4.13), die die Ortsabhängigkeit der gemessenen Zählrate ausdrückt. Um einen besseren visuellen Bezug zu den Simulationsergebnissen herzustellen, die gegen den Photon Threshold aufgetragen sind (Abbildung



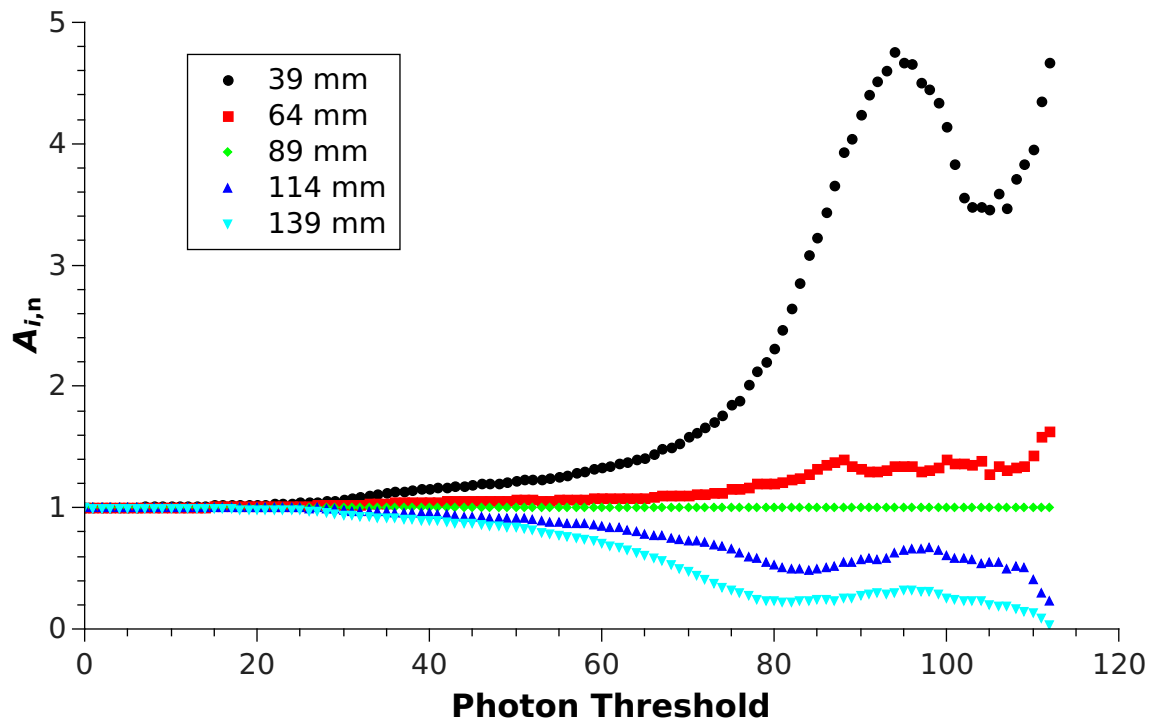


Abbildung 4.11: Normierter Anteil über dem Photon Threshold  $A_{i,n}$  in Abhängigkeit des betrachteten Photon Thresholds der fünf simulierten Quellenpositionen.

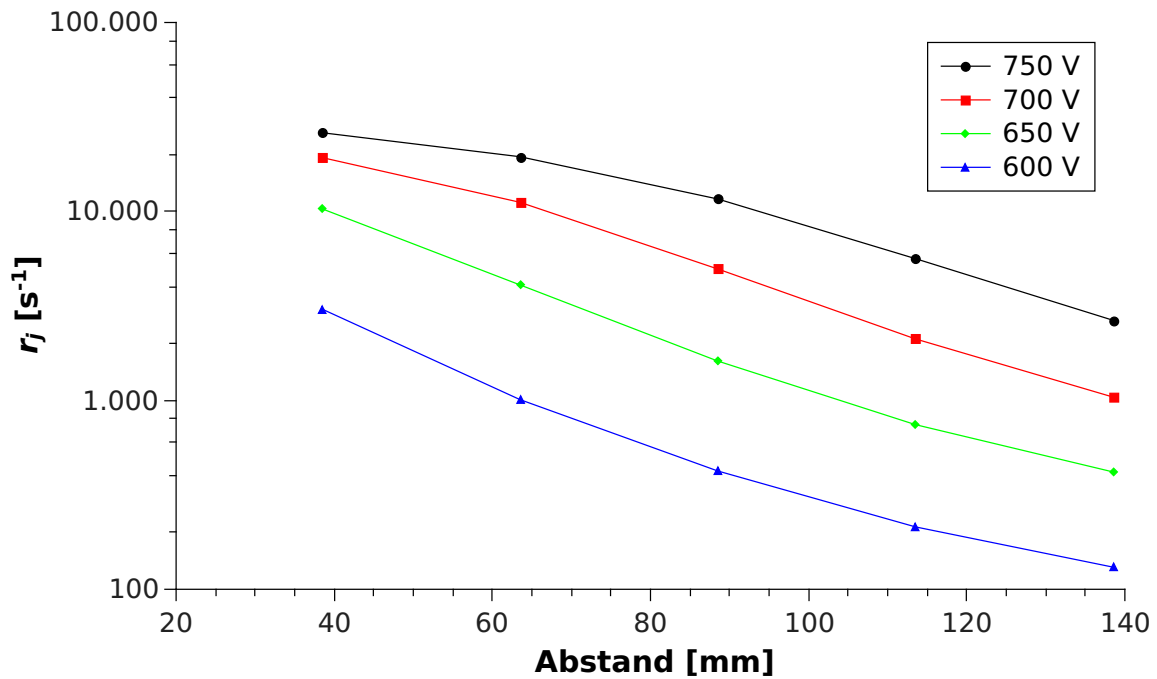


Abbildung 4.12: Zählrate  $r_j$  der Messungen mit den verschiedenen PMT-Spannungen  $j$  in Abhängigkeit der Quellenposition.

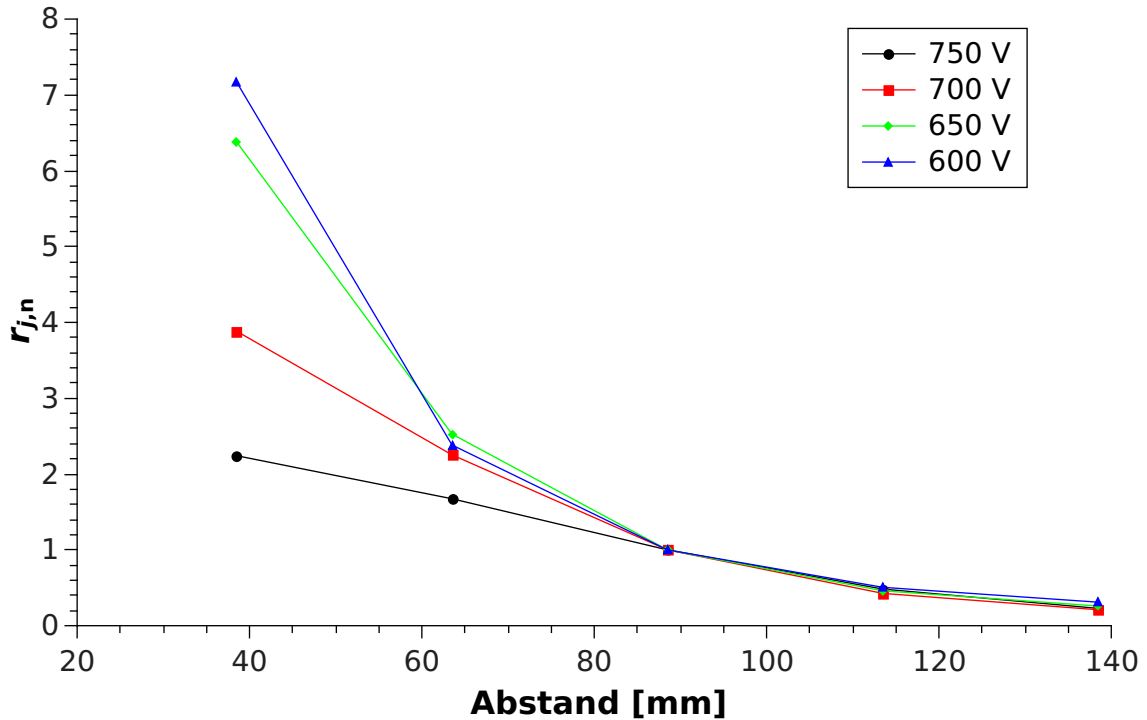


Abbildung 4.13: Normierte Zählrate  $r_{j,n}$  der Messungen mit den verschiedenen PMT-Spannungen  $j$  in Abhängigkeit der Quellenposition.

gen 4.10,4.11), stellen die Abbildungen 4.14,4.15 die Messergebnisse in Abhängigkeit der PMT-Spannungen dar. Da ein hoher Photon Threshold einer niedrigen PMT-Spannung entspricht, wurde die Abszisse in diesen beiden Diagrammen invertiert. Zu beachten ist dabei, dass der genutzte Bereich der PMT-Spannung nur einem Teilbereich der in Abbildungen 4.10,4.11 dargestellten Photon Thresholds entspricht. Wie bei  $A_i$  (Abbildung 4.10) ist auch für  $r_i$  (Abbildung 4.14) eine Auffächerung zwischen den Quellenpositionen zu erkennen, die aufgrund des eingeschränkten Spannungsbereichs jedoch weniger prominent ist. Besser erkennbar wird diese Auffächerung bei Betrachtung der normierten Zählraten  $r_{ij,n}$  (Abbildung 4.15).

$r_{ij,n}$  sollte - bei einem korrekt gewählten Photon Threshold - mit dem entsprechenden normierten Anteil  $A_{i,n}$  über dem dazugehörigen Photon Threshold in den zuvor simulierten Spektren (Abbildung 4.11) übereinstimmen. Es wird nun also für jede PMT-Spannung überprüft, wie der Photon Threshold gewählt werden muss, um eine solche Übereinstimmung zu erreichen. Um die Übereinstimmung zu überprüfen, wird für alle PMT-Spannungen  $j$  zu jedem potenziellen Photon Threshold die normierte Summe

$$D_j = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 \frac{r_{ij,n}}{A_{i,n}} \quad (4.6)$$

über alle fünf betrachteten Quellenpositionen  $i$  bestimmt. Diese ist ein Indiz für die Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation, wobei ein Wert von  $D_j = 1$  auf eine gute Übereinstimmung hindeutet. Die normierte Summe  $D_j$  alleine ist jedoch zur Bewertung nicht ausreichend, da sie keine Information darüber liefert, wie stark die einzelnen  $r_{ij,n}$  und  $A_{i,n}$  jeweils voneinander abweichen. Ein Ergebnis nahe  $D_j = 1$

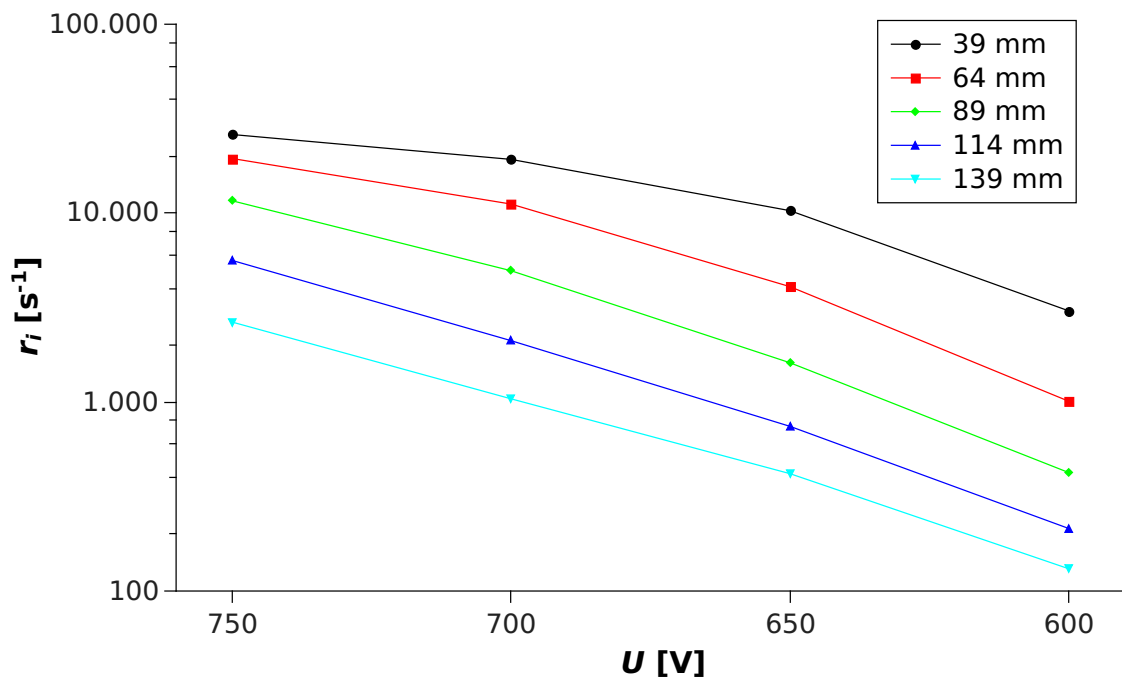


Abbildung 4.14: Zählrate  $r_i$  der Messungen an den verschiedenen Quellenposition  $i$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung.

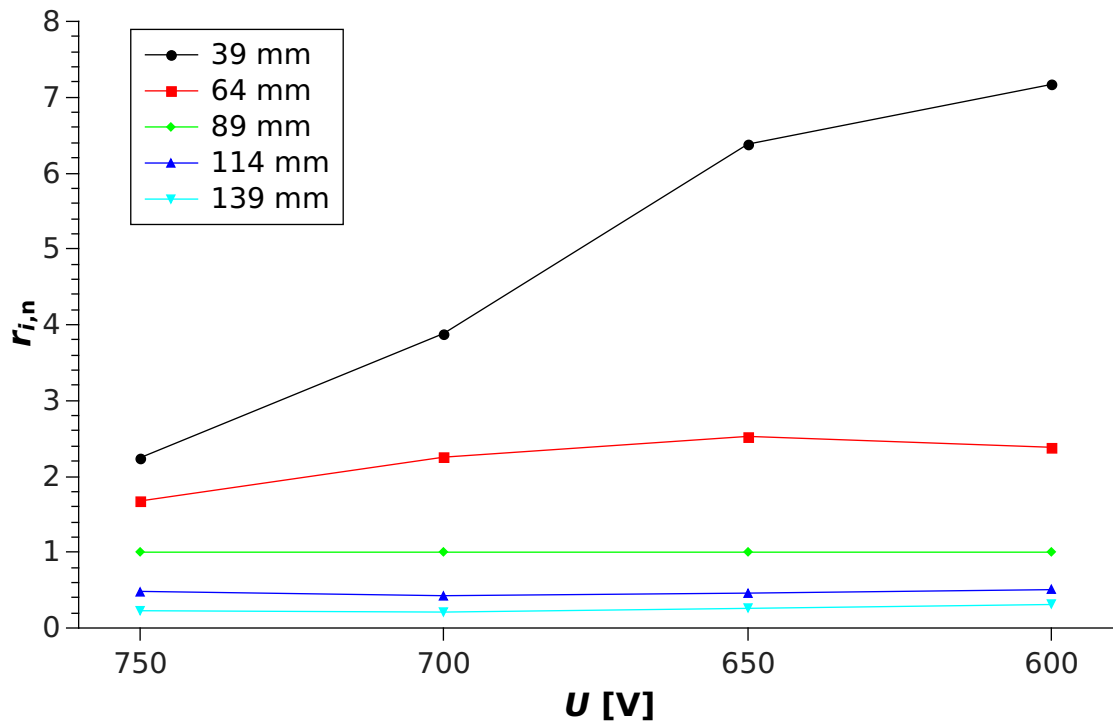


Abbildung 4.15: Normierte Zählrate  $r_{i,n}$  der Messungen an den verschiedenen Quellenposition  $i$  in Abhängigkeit der PMT-Spannungen.

kann auch dann erreicht werden, wenn zwar alle Positionen starke Abweichungen zeigen, diese sich jedoch im Mittel egalalisieren. Aus diesem Grund wird neben  $D_j$  zusätzlich die Standardabweichung  $\sigma_D$  betrachtet. Abbildung 4.16 zeigt für die vier gemessenen PMT-Spannungen die normierte Summe  $D_j$  in Abhängigkeit des potenziellen Photon Thresholds. Die Standardabweichung  $\sigma_D$  ist in diesem Diagramm als Fehlerbalken enthalten, Abbildung 4.17 führt  $\sigma_{D_j}$  zur besseren Veranschaulichung als eigenständige Kurven auf.

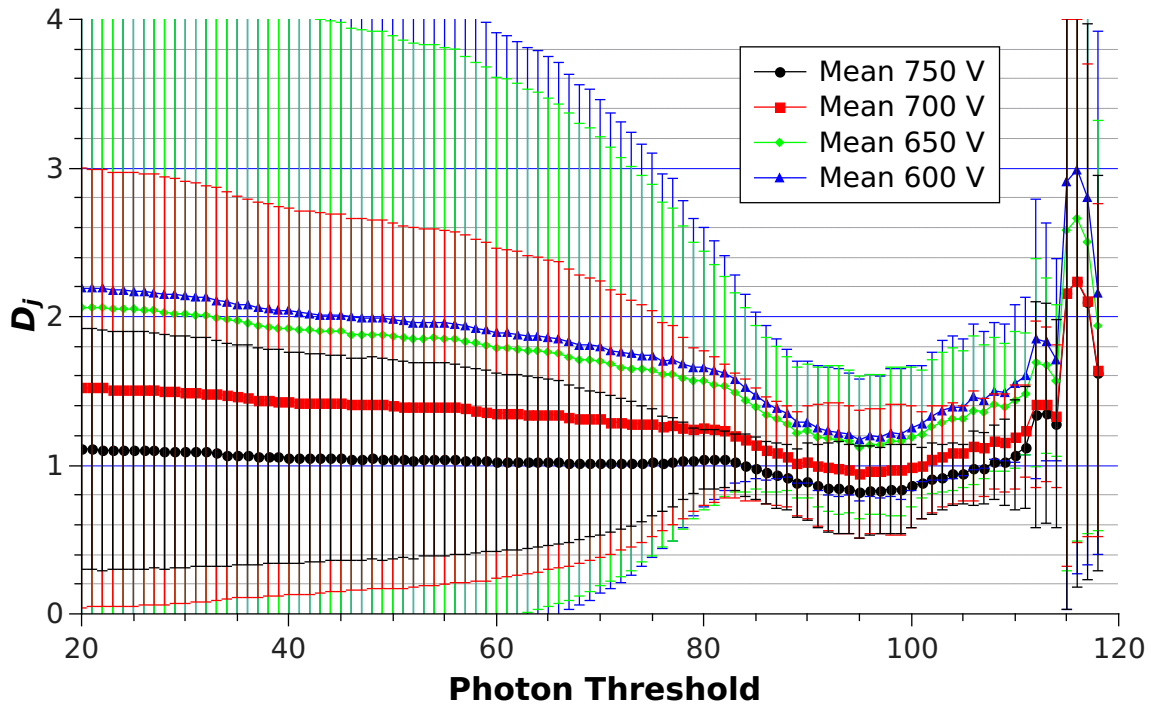


Abbildung 4.16: Normierte Summe  $D_j$  in Abhängigkeit des gewählten Photon Thresholds.

Es ist zu erkennen, dass bei allen vier PMT-Spannungen für niedrige Werte des Photon Thresholds  $D_j$  größer ist als 1 und umso größer, je niedriger die PMT-Spannung ist. Auch die Standardabweichung  $\sigma_D$  ist bei niedrigen Werten des Photon Thresholds am größten und ebenfalls größer, je niedriger die PMT-Spannung ist. Bei der Betrachtung höherer Photon Thresholds nähert sich  $D_j$  bei allen vier PMT-Spannungen einem Wert von 1 an und auch  $\sigma_D$  wird geringer, was bedeutet, dass die Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung steigt. Bei den PMT-Spannungen 750 V und 700 V erreicht  $D_j$  auch Werte unter 1, bevor die Werte wieder ansteigen und sogar größer werden als bei niedrigen Photon Thresholds. Bei den PMT-Spannungen 650 V und 600 V werden für  $D_j$  keine Werte von 1 oder niedriger erreicht, jedoch nähert sich  $D_j$  auch hier dem Wert 1 an, bevor die Werte wieder deutlich ansteigen. Die Bereiche, in denen  $D_j$  den Wert 1 annimmt beziehungsweise diesem Wert am nächsten kommt sind ebenfalls die Bereiche, in denen die Standardabweichung  $\sigma_D$  am geringsten ist. In diesem Bereich liegen alle  $\frac{r_{ij,n}}{A_{i,n}}$  nahe 1, während diese für andere Bereiche des Photon Thresholds sehr unterschiedlich ausfallen. Im niedrigen Bereich sind die Werte für Quellenpositionen mit kleinem Abstand deutlich größer als 1, gleichzeitig sind sie für Quellenpositionen mit großem Abstand niedriger. Im Bereich hoher Photon Thresholds ist dieses Verhältnis umgekehrt, was zu

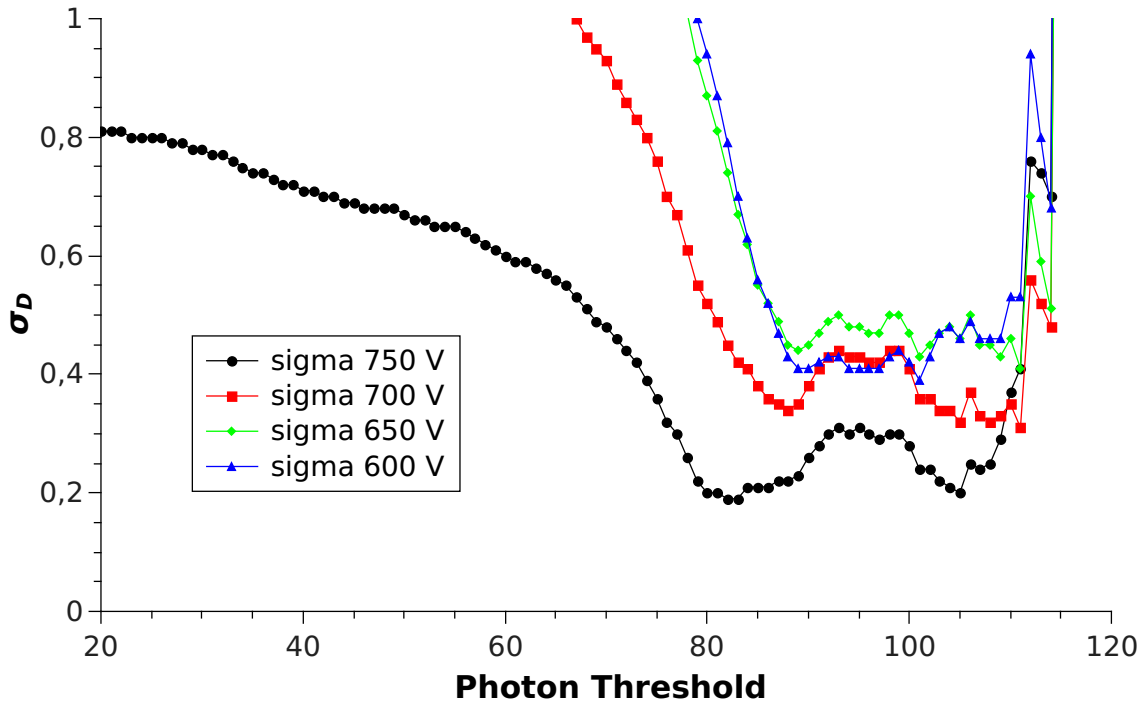


Abbildung 4.17: Standardabweichung  $\sigma_D$  in Abhängigkeit des gewählten Photon Thresholds.

einem erneuten Ansteigen von  $D_j$  führt. Die Tatsache, dass es einen Bereich gibt, in dem  $D_j$  nahe 1 liegt und gleichzeitig  $\sigma_D$  gering ist spricht dafür, dass dort der tatsächliche Photon Threshold der jeweiligen PMT-Spannung liegt. Dabei fällt auf, dass ein Wert von 1 (oder nahe 1) früher erreicht wird, je höher die PMT-Spannung ist. Dies stimmt überein mit der Erwartung, dass mit höherer PMT-Spannung der Photon Threshold sinkt, da aufgrund der höheren Verstärkung weniger Photonen benötigt werden, um ein messbares Signal zu erhalten.

So lässt sich nun für jede PMT-Spannung ein Photon Threshold bestimmen, bei dem Simulation und Messung bestmöglich übereinstimmen. Die für diese Beurteilung genutzten Größen  $D_j$  und  $\sigma_D$  werden für den infrage kommenden Bereich in Tabelle 4.4 aufgeführt. Darin ist zu erkennen, dass es nicht notwendigerweise jeweils exakt einen Photon Threshold gibt, der offensichtlich die Kriterien am besten erfüllt, jedoch lässt sich für alle PMT-Spannungen jeweils ein enger Bereich eingrenzen, in dem die genannten Bedingungen bestmöglich erfüllt werden. In der Tabelle wurde für jede PMT-Spannung jeweils ein Wert markiert, der diesen Bereich repräsentiert. Visuell lässt sich die Übereinstimmung in Abbildung 4.18 überprüfen. In dieser sind  $r_n$  für alle vier PMT-Spannungen und  $A_n$  für den jeweils dazugehörigen Photon Threshold an den fünf betrachteten Positionen aufgeführt. In dieser grafischen Darstellung ist gut zu erkennen, dass an den einzelnen Punkten mitunter deutliche Abweichungen zwischen Messung und Simulation bestehen. Diese Abweichungen können zum einen von Inhomogenitäten im genutzten Material stammen, zum anderen aber auch daher, dass nicht alle in den Simulationen genutzten Parameter exakt mit der Realität übereinstimmen, beispielsweise Absorptions- oder Reflexionskoeffizienten. Neben diesen Abweichungen bleibt jedoch festzustellen, dass das gemessene Verhalten im Gesamten gut von den Simulationen widerspiegelt wird. Es wird aufgrund dieser

Übereinstimmung, auch bei der hier betrachteten komplexeren Geometrie mit mehreren Szintillatorplatten, davon ausgegangen, dass die Simulationen geeignet sind, qualitative Aussagen über die Eignung verschiedener Detektorgeometrien zu treffen.

Tabelle 4.4: Normierte Summe  $D_j$  und deren Standardabweichung  $\sigma_D$  bei den gemessenen PMT-Spannungen für einen ausgewählten Bereich des Photon Thresholds.

Photon Threshold	600 V $D_j$	600 V $\sigma_D$	650 V $D_j$	650 V $\sigma_D$	700 V $D_j$	700 V $\sigma_D$	750 V $D_j$	750 V $\sigma_D$
75	1,74	1,36	1,64	1,25	1,28	0,76	1,02	0,36
76	1,70	1,26	1,61	1,16	1,26	0,70	1,01	0,32
77	1,71	1,22	1,61	1,12	1,27	0,67	1,02	0,30
78	1,68	1,10	1,59	1,02	1,25	0,61	1,03	0,26
79	1,66	1,00	1,57	0,93	1,24	0,55	1,03	0,22
80	1,66	0,94	1,57	0,87	1,25	0,52	1,04	0,20
81	1,64	0,87	1,54	0,81	1,24	0,49	1,04	0,20
82	1,62	0,79	1,53	0,74	1,23	0,45	1,04	0,19
<b>83</b>	1,58	0,70	1,49	0,67	1,20	0,42	<b>1,02</b>	<b>0,19</b>
84	1,52	0,63	1,44	0,62	1,17	0,41	1,00	0,21
85	1,47	0,56	1,39	0,55	1,14	0,38	0,98	0,21
86	1,42	0,52	1,34	0,52	1,10	0,36	0,95	0,21
87	1,38	0,47	1,31	0,49	1,08	0,35	0,93	0,22
<b>88</b>	1,35	0,43	1,28	0,45	<b>1,06</b>	<b>0,34</b>	0,92	0,22
89	1,29	0,41	1,22	0,44	1,01	0,35	0,88	0,23
90	1,29	0,41	1,23	0,45	1,02	0,38	0,89	0,26
91	1,25	0,42	1,19	0,47	1,00	0,41	0,86	0,28
92	1,23	0,43	1,18	0,49	0,99	0,43	0,85	0,30
93	1,22	0,43	1,17	0,50	0,98	0,44	0,85	0,31
94	1,21	0,41	1,16	0,48	0,97	0,43	0,84	0,30
<b>95</b>	1,17	0,41	<b>1,12</b>	<b>0,48</b>	0,94	0,43	0,82	0,31
96	1,20	0,41	1,14	0,47	0,96	0,42	0,83	0,30
<b>97</b>	<b>1,19</b>	<b>0,41</b>	1,14	0,47	0,96	0,42	0,83	0,29
98	1,22	0,43	1,16	0,50	0,97	0,44	0,84	0,30
99	1,21	0,44	1,16	0,50	0,97	0,44	0,84	0,30
100	1,25	0,42	1,19	0,47	0,99	0,41	0,86	0,28

Das Simulationssystem ist also in der Lage die Prozesse in den Szintillatorplatten abzubilden und kann eingesetzt werden, um die Auswirkungen verschiedener Designoptionen auf die Detektionseffizienz zu untersuchen. Im Verlauf des Projekts konnten immer wieder Messungen mit den einzelnen Prototypen simuliert und erfolgreich miteinander verglichen werden. Die Simulationen der Prototypen (und geplanten Modifikationen dieser) erlaubten eine zielgerichtete Untersuchung der Eigenschaften der Prototypen und ihre Optimierung, ohne die Veränderungen direkt im realen Modell durchführen zu müssen. Die im Projektverlauf aufgebauten Prototypen und die damit erzielten Ergebnisse werden in Abschnitt 6 dieser Arbeit beschrieben.

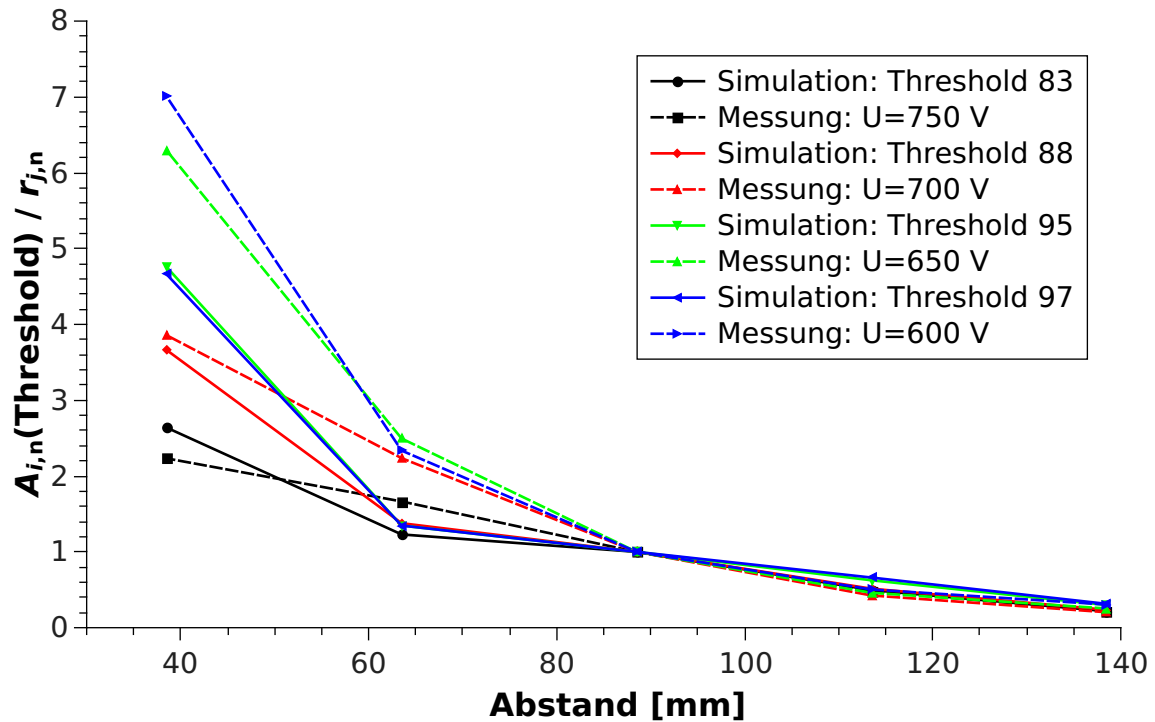


Abbildung 4.18: Vergleich von  $r_{j,n}$  und  $A_{i,n}$  des an die jeweilige PMT-Spannung angepassten Photon Thresholds.

### 4.4.3 Kalibrierfaktor

Zusätzlich wurden Simulationen durchgeführt, um das Verhalten des Kalibrierfaktors (und daraus resultierend der Erkennungsgrenze) des Detektorsystems für  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$  zu vergleichen. Dazu wurden neben vollständigen Simulationen auch solche durchgeführt, in denen jeweils nur ihre  $\beta$ - respektive  $\gamma$ -Anteile simuliert wurden. Zur Auswertung wurde dafür der auf  $^{60}\text{Co}$  normierte Anteil der Ereignisse, bei denen Szintillationsphotonen den Photomultiplier erreichen, gegen den Photon Threshold, also die Schwellanzahl an den Photomultiplier erreichenden Photonen, aufgetragen. Die Ergebnisse der Simulationen sind in den Abbildungen 4.19 bis 4.21 dargestellt. Deutlich zu erkennen sind die Auswirkungen der unterschiedlichen Strahlungsanteile.  $^{137}\text{Cs}$  mit seiner höheren  $\beta$ -Energie hat (ohne Berücksichtigung der mit einem Anteil von 0,12% vernachlässigbaren hochenergetischen  $\beta$ -Komponente von  $^{60}\text{Co}$ ) über den gesamten Energiebereich eine signifikant höhere Detektionswahrscheinlichkeit (Abbildung 4.19). Beim  $\gamma$ -Anteil verhält es sich genau umgekehrt. Hier bewirken die zwei Linien des  $^{60}\text{Co}$  (1,17 MeV und 1,33 MeV) eine Dominanz gegenüber dem  $\gamma$ -Quant (662 keV, < 85%) des  $^{137}\text{Cs}$  (Abbildung 4.20). Aufgrund der unterschiedlichen Energiebereiche (und damit erzeugten Photonenzahlen) der beiden Strahlungsarten, führt dies bei Betrachtung der Nuklide als ganzes (Abbildung 4.21) dazu, dass die Detektionswahrscheinlichkeit bei einem hohen bis mittleren Photon Threshold deutlich größer ist für  $^{60}\text{Co}$  gegenüber  $^{137}\text{Cs}$ , wohingegen aufgrund der höheren  $\beta$ -Energie von  $^{137}\text{Cs}$  dieses im Bereich eines sehr niedrigen Photon Threshold eine höhere Detektionswahrscheinlichkeit aufweist als  $^{60}\text{Co}$ . Dieses Verhalten lässt sich auch in den tatsächlich gemessenen Kalibrierfaktoren und Erkennungsgrenzen

(Abbildungen 6.22,6.23) wiedererkennen. Ein hoher Photon Threshold in der Darstellung bedeutet, dass viele Photonen den Photomultiplier erreichen, sodass die zum Erreichen der Auslöseschwelle des Vielkanalanalysators, und damit zur Detektion, benötigte spannungsabhängige Verstärkung des Photomultipliers geringer ist als bei einem niedrigen Photon Threshold. Somit erklären die soeben beschriebenen Simulationen den Verlauf der Erkennungsgrenzen von  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$ . Bei niedrigen PMT-Spannungen (und somit Verstärkungen) werden lediglich  $\gamma$ -Ereignisse mit einer hohen Photonenzahl detektiert. Aus diesem Grund ist im Bereich niedriger PMT-Spannung die Erkennungsgrenze für  $^{60}\text{Co}$  deutlich besser als die für  $^{137}\text{Cs}$ . Bei höheren PMT-Spannungen nähern sich diese einander an. Für noch höhere PMT-Spannungen ist anhand der Simulationen zu erwarten, dass die Erkennungsgrenze für  $^{137}\text{Cs}$  niedriger liegen wird als die für  $^{60}\text{Co}$ . Dieses Verhalten der Erkennungsgrenzen zeigt somit, dass der Detektor sensitiv auf sowohl  $\beta$ - als auch  $\gamma$ -Strahlung ist.

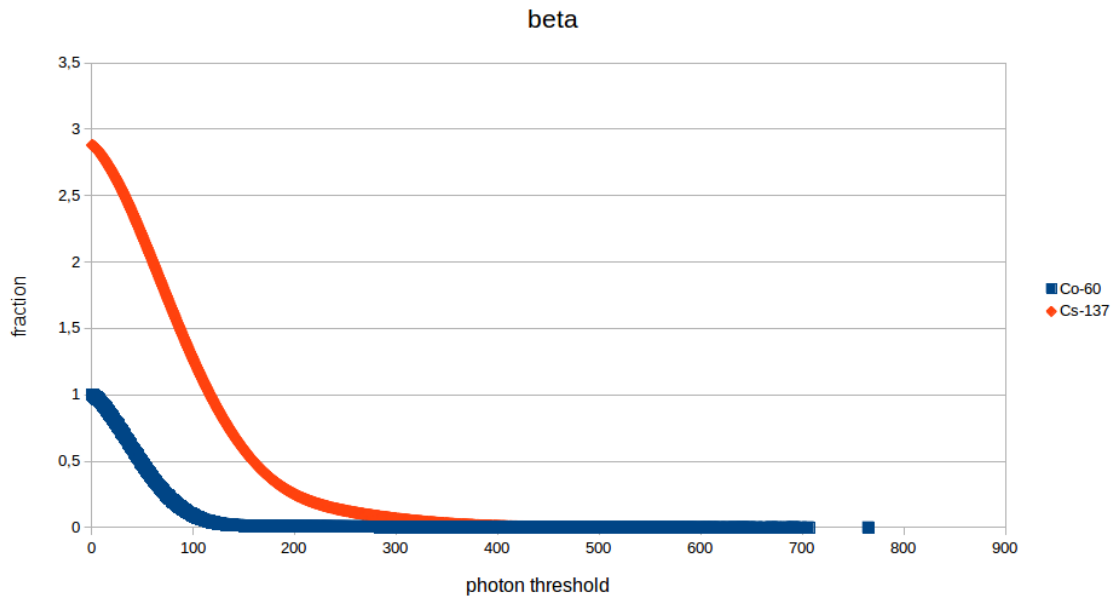


Abbildung 4.19: Vergleich der simulierten Beta-Ereignisse für  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$ . Aufgetragen ist hierbei der auf  $^{60}\text{Co}$  normierte Anteil der Ereignisse, bei denen Szintillationsphotonen den Photomultiplier erreichen, gegen den Photon Threshold.



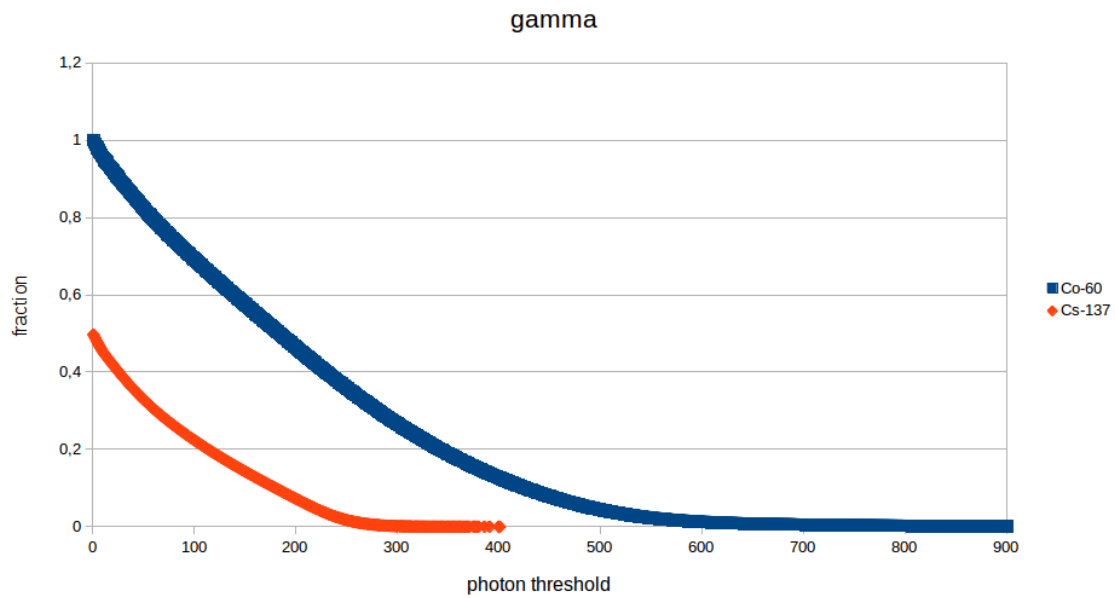


Abbildung 4.20: Vergleich der simulierten Gamma-Ereignisse für  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$ . Aufgetragen ist hierbei der auf  $^{60}\text{Co}$  normierte Anteil der Ereignisse, bei denen Szintillationsphotonen den Photomultiplier erreichen, gegen den Photon Threshold.

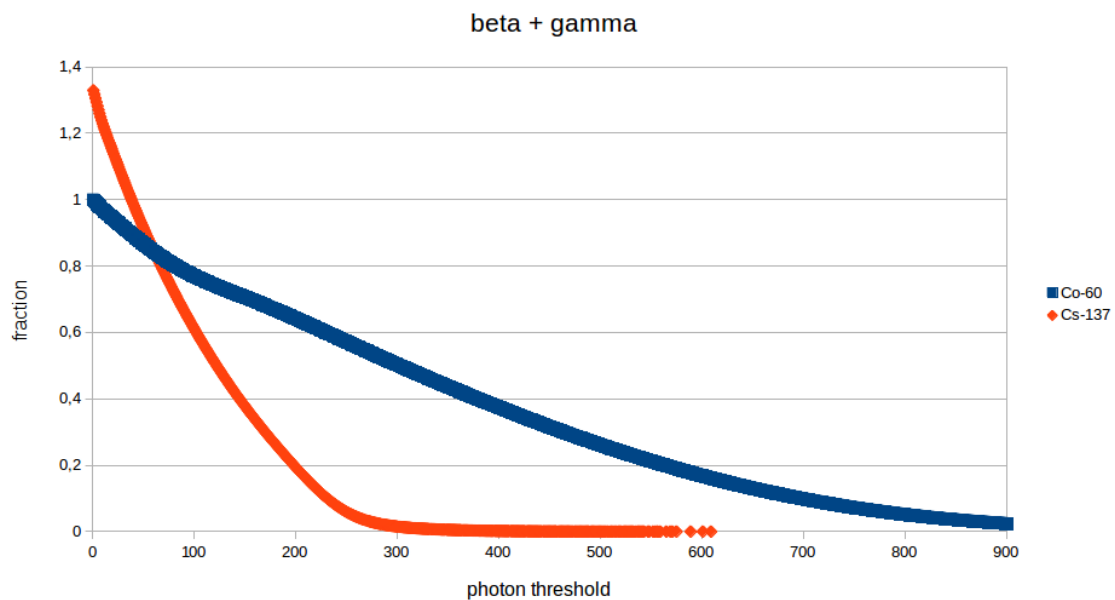


Abbildung 4.21: Vergleich der simulierten Gesamt-Ereignisse für  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$ . Aufgetragen ist hierbei der auf  $^{60}\text{Co}$  normierte Anteil der Ereignisse, bei denen Szintillationsphotonen den Photomultiplier erreichen, gegen den Photon Threshold.

## 4.5 Parameteroptimierung

Wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, wurden Szintillatorplatten als die am besten geeignete Szintillatorform für das Detektorsystem erachtet. Allein auf Basis dieser Vorüberlegungen wurde jedoch noch nicht entschieden, welche Plattendicke und welcher Plattenabstand für diese Anwendung genutzt werden sollte. Deshalb wurden zur radiologischen Betrachtung Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt (Abschnitt 4.5.1), ebenso wie CFD<sup>6</sup>-Simulationen zur Überprüfung der Strömungsmechanik (Abschnitt 4.5.2).

### 4.5.1 Radiologische Betrachtung

Für die radiologische Betrachtung wurden für verschiedene Radionuklide Monte-Carlo-Simulationen mit unterschiedlichen Plattendicken und -abständen durchgeführt. Ein besonderer Fokus bei der Optimierung dieser Parameter liegt auf  $\alpha$ -Strahlern, da diese aufgrund ihrer geringen Reichweite in Wasser nur schwer zu detektieren sind, gleichzeitig aber typischerweise hohe Dosiskoeffizienten und somit eine hohe biologische Wirksamkeit haben.

Simuliert wurden hierbei Zerfälle von fünf beispielhaft ausgewählten Radionukliden:

- <sup>241</sup>Am als Vertreter der Gruppe der kurzreichweitigen  $\alpha$ -Strahler
- <sup>90</sup>Sr als nahezu reiner  $\beta$ -Strahler mit einer Zerfallsenergie von 0,546 MeV
- <sup>90</sup>Y als ebenfalls nahezu reiner  $\beta$ -Strahler und Tochter von <sup>90</sup>Sr mit einer deutlich höheren Zerfallsenergie von 2,28 MeV und damit einer deutlich höheren Reichweite
- <sup>60</sup>Co als gemischter Strahler mit  $\beta$ - und  $\gamma$ -Anteil
- <sup>137</sup>Cs als gemischter Strahler mit  $\beta$ - und  $\gamma$ -Anteil

Bei der Auswahl wurde darauf geachtet, dass die Nuklide sowohl die verschiedenen Strahlungsarten abdecken, als auch eine hohe Verfügbarkeit aufweisen. Dadurch sind sie sowohl mögliche Nuklide in einem Anschlag- oder Unfallszenario, als auch im Labor verfügbar für eine Überprüfung der Simulationsergebnisse (siehe Abschnitt 4.4). <sup>90</sup>Sr und <sup>90</sup>Y waren jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht getrennt verfügbar. Dies liegt daran, dass <sup>90</sup>Y das Tochternuklid von <sup>90</sup>Sr ist und mit einer Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 2,7$  d deutlich schneller zerfällt als <sup>90</sup>Sr ( $T_{1/2} = 28,8$  a). Eine <sup>90</sup>Sr-Quelle bildet deshalb nach einiger Zeit ein säkulares Gleichgewicht mit seinem Tochternuklid <sup>90</sup>Y aus, bei dem beide Nuklide mit der gleichen Aktivität vorhanden sind. Aufgrund seiner kurzen Halbwertszeit stand auch <sup>90</sup>Y nicht separat zur Verfügung, da radioaktive Quellen dieses Nuklids somit nur in einem sehr kurzen Zeitraum nutzbar sind. Dennoch wurden beide Nuklide einzeln simuliert und hier vorgestellt, da der Vergleich der beiden Nuklide als nahezu reine  $\beta$ -Strahler gut den Einfluss unterschiedlicher Zerfallsenergien - und damit unterschiedlicher  $\beta$ -Reichweiten - auf die Detektionseigenschaften zeigt.

---

<sup>6</sup>Computational Fluid Dynamics - numerische Strömungsmechanik

Die Geometrie besteht aus einem Stapel rechteckiger Szintillatorplatten mit variablen Plattendicken und Plattenabständen. Die Anzahl der Platten ist dabei abhängig von Dicke und Abstand, da die Gesamtdicke derart begrenzt ist, dass der Photomultiplier alle Platten ohne zusätzlichen Lichtleiter erfassen kann (siehe Abbildungen 4.22,4.23). Um sicherzustellen, dass die einzelnen Szintillatorplatten eine

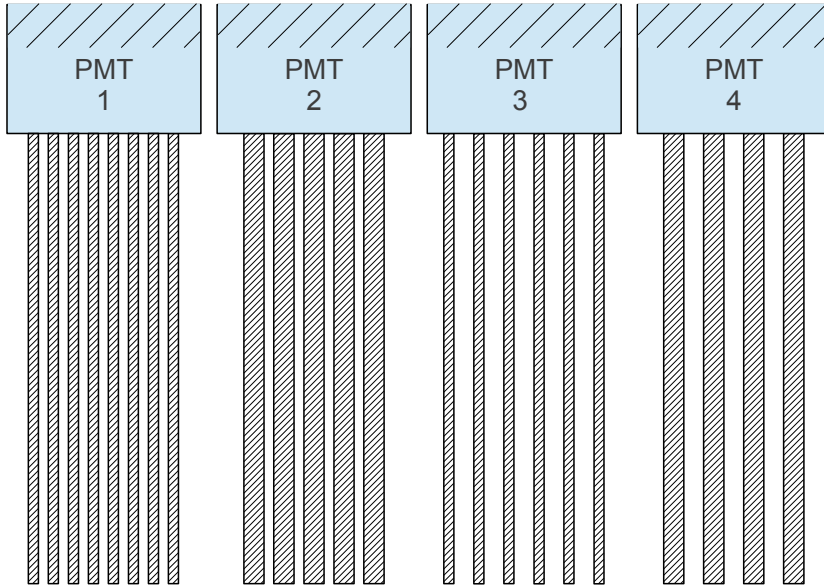


Abbildung 4.22: Darstellung verschiedener Kombinationen von Plattendicken  $x$  und Plattenabständen  $a$ . **1:**  $x = 1, a = 1$ ; **2:**  $x = 2, a = 1$ ; **3:**  $x = 1, a = 2$ ; **4:**  $x = 2, a = 2$  (in beliebigen Einheiten).

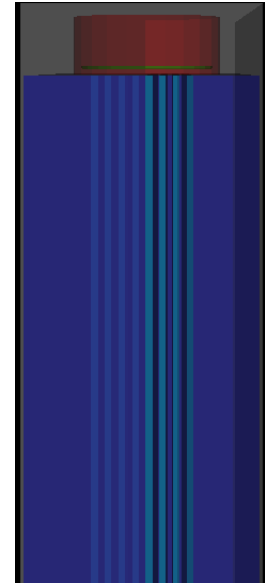


Abbildung 4.23: Ausschnitt der Visualisierung der in GAMOS simulierten Geometrie des ersten Falls aus Abbildung 4.22.

vergleichbare Sensitivität aufweisen, soll auch die Kathodenabdeckung der äußersten Platten mindestens 75 % der maximal möglichen Abdeckung betragen. Dieser Wert wurde als Kompromiss zwischen Vergleichbarkeit der Sensitivität und verfügbarer Breite und damit möglicher Anzahl an Szintillatorplatten gewählt. Wie in Abbildung 4.24 zu erkennen ist, verhält sich die Kathodenabdeckung  $k$  proportional zu  $\sin \alpha$ , die verfügbare Breite von  $2l$  proportional zu  $\cos \alpha$ . Eine Vergrößerung von  $k$  geht also direkt mit einer Verringerung von  $2l$  einher, das Verhältnis der Änderungsraten beträgt hierbei  $\cot \alpha = \frac{2l}{k}$ . Die gewünschte Abdeckung von 75 % entspricht  $\alpha = 41^\circ$ , liegt also nah an  $\alpha = \beta = 45^\circ$  mit  $\cot 45^\circ = 1$ . Aufgrund des Verlaufs von  $\cot \alpha$  würde eine weitere Verringerung der Kathodenabdeckung nur eine unterproportionale Vergrößerung der verfügbaren Breite mit sich bringen, was zur Festlegung auf eine Mindestabdeckung von 75 % geführt hat.

Um diese soeben erklärte Abdeckung von mindestens 75 % (drei Viertel) des Durchmessers der Photokathode ( $d = 46$  mm, siehe Abbildung H.3) zu erreichen gilt nach dem Satz des Pythagoras, wie in Abbildung 4.24 geometrisch dargestellt,

für den maximalen Abstand  $l$  der äußersten Szintillatorplatte vom Kathodenmittelpunkt:

$$l^2 + \left(\frac{3r}{4}\right)^2 = r^2 \quad (4.7)$$

$$l = 0,66r$$

$$l = 15 \text{ mm}$$

Um die Anforderungen an die Vergleichbarkeit der Sensitivität der einzelnen Szintillatorplatten zu erfüllen, darf der gesamte Szintillatorplattenstapel somit eine Breite von  $2l = 30 \text{ mm}$  nicht überschreiten.

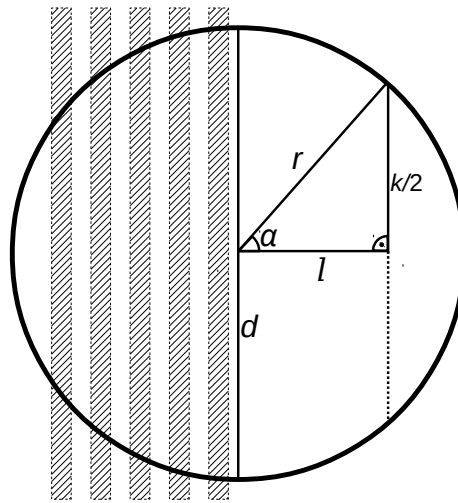


Abbildung 4.24: Grafische Darstellung der Bestimmung des Abstands vom Kathodenmittelpunkt, bei dem 75 % der maximalen Kathodenabdeckung erreicht wird. Auf der linken Seite sind schraffiert hypothetische Positionen von Szintillatorplatten dargestellt. Je weiter außen eine Szintillatorplatte liegt, desto geringer ist die Kathodenabdeckung.

In Tabelle 4.5 sind Simulationsergebnisse zur Abhängigkeit der Detektionseffizienz  $E$ , also der durchschnittlichen Anzahl der pro simuliertem Zerfall detektierten Szintillationsphotonen, vom Plattenabstand aufgeführt. Die Anzahl der simulierten Platten wurde jeweils so bestimmt, dass die Dicke des Szintillatorstapels inklusive Plattenabstände die soeben berechneten 30 mm nicht übersteigt. Wie stark sich der Plattenabstand auf die Detektionseffizienz auswirkt hängt sowohl vom Radionuklid als auch von der Plattendicke ab. Eine größere Plattendicke wirkt sich allgemein positiv auf die Lichtleitung aus. Für langreichweitige  $\gamma$ -Strahlung bietet eine größere Plattendicke außerdem eine größere Strecke, auf der das Photon mit dem Szintillator wechselwirken kann (siehe Abschnitt 1.2, sodass mehr Szintillationsphotonen erzeugt werden können. Für kurzreichweitige Strahlung ist dieser Effekt irrelevant, stattdessen ist für diese eine geringe Plattendicke vorteilhaft, da diese zu einer größeren Anzahl an Platten und damit an Grenzflächen zwischen Wasser und Szintillator führt. Dies sorgt für eine steigende Wahrscheinlichkeit, dass die kurzreichweitige Strahlung in eine Szintillatorplatte eindringen und dort Szintillationsphotonen erzeugen kann.

Die Abhängigkeit vom Radionuklid ist somit zurückzuführen auf deren verschiedene Zerfallsschemata. Für langreichweitige Teilchen wie Photonen hat der mittlere

Abstand zum Szintillator nur einen geringen direkten Einfluss auf die Effizienz. Stärker wirken sich hierbei Änderungen der Raumwinkelabdeckung des Szintillators und der effektiven Szintillatordicke aus. Für Photonen ist die effektive Szintillatordicke mit dem Anteil des Szintillatorvolumens am Gesamtvolumen korreliert, für kurzreichweitige Teilchen ist die effektive Szintillatordicke jedoch nahezu konstant. Neben der Detektionseffizienz für den kleinsten (0,25 mm) und größten Plattenabstand (4 mm) ist außerdem die auf den kleinsten Plattenabstand normierte Detektionseffizienz

$$E_n = \frac{E(4 \text{ mm})}{E(0,25 \text{ mm})} \quad (4.8)$$

aufgeführt. An dieser lässt sich erkennen, dass eine Erhöhung des Plattenabstands von 0,25 mm auf 4 mm für alle überprüften Radionuklide einen negativen Effekt auf die Detektionseffizienz hat, sowie dass dieser Effekt für den  $\alpha$ -Strahler  $^{241}\text{Am}$  und für die geringere Plattendicke von 1 mm am stärksten ausgeprägt ist.

Tabelle 4.5: Detektionseffizienz  $E$  (durchschnittliche Anzahl detektierter Szintillationsphotonen pro simuliertem Zerfall, in counts per decay [cpd]) für verschiedene Plattendicken (1 mm und 2 mm) beim kleinsten (0,25 mm) und größten (4 mm) simulierten Plattenabstand. Weiter aufgeführt ist die normierte Detektionseffizienz  $E_n$ .

Platten- dicke	1 mm			2 mm		
	$E(0,25 \text{ mm})$ [cpd]	$E(4 \text{ mm})$ [cpd]	$E_n$ [%]	$E(0,25 \text{ mm})$ [cpd]	$E(4 \text{ mm})$ [cpd]	$E_n$ [%]
$^{60}\text{Co}$	0,417	0,069	17	0,437	0,141	32
$^{90}\text{Sr}$	0,050	0,007	14	0,040	0,005	13
$^{90}\text{Y}$	1,304	0,207	16	1,324	0,398	30
$^{137}\text{Cs}$	0,122	0,021	17	0,112	0,034	30
$^{241}\text{Am}$	0,776	0,063	8,1	0,668	0,066	9,9

Der gesamte Verlauf der Detektionseffizienz in Abhängigkeit des Plattenabstands ist für eine Plattendicke von 2 mm in Abbildung 4.25 dargestellt. Die in Anhang C aufgeführten Abbildungen C.1 bis C.5 zeigen die Detektionseffizienz der jeweils simulierten Nuklide für verschiedene Plattendicken.

Die Detektionseffizienz alleine reicht jedoch nicht aus, um eine Aussage über den optimalen Plattenabstand zu treffen. Weiterhin ist zu berücksichtigen, dass ein größerer Plattenabstand mit einem größeren Wasseranteil am Gesamtvolumen einhergeht. Eine mit dem Plattenabstand sinkende Detektionseffizienz kann somit möglicherweise durch eine größere in den Detektor eingebrachte Gesamtaktivität ausgeglichen werden. Ein besseres Maß für die zu erwartenden charakteristischen Grenzen des Detektorsystems ist die aus der eingebrachten Aktivität zu erwartende Zählrate, da die charakteristischen Grenzen aus dieser (und der Nulleffektzählrate) bestimmt werden. Die zu erwartende Zählrate ist korreliert mit dem Produkt aus Detektionseffizienz und Wasservolumen  $E_V = EV$ , sodass dieses Produkt zur Beurteilung des optimalen Plattenabstands herangezogen wird.

Eine direkte Proportionalität zu einer daraus in einem Detektor resultierenden Zählrate liegt dabei nicht vor, da die Detektionseffizienz nur die durchschnittliche Anzahl an detektierten Szintillationsphotonen pro Zerfall angibt.  $\alpha$ -Strahler beispielsweise haben aufgrund der geringen Reichweite der  $\alpha$ -Strahlung eine relativ geringe Wahrscheinlichkeit, den Szintillator zu erreichen. Im Fall, dass das  $\alpha$ -Teilchen den Szintillator erreicht, erzeugen sie jedoch aufgrund ihrer typischerweise hohen Energie und der Art der Wechselwirkung eine große Anzahl an Szintillationsphotonen. Photonen hingegen sind kaum durch ihre Reichweite beschränkt, dafür aber sind sie normalerweise weniger energiereich, und geben in vielen Fällen aufgrund der Art der Wechselwirkung nicht ihre gesamte Energie ab, sodass sie relativ wenige Szintillationsphotonen erzeugen. Zur Ereignisdetektion ist jedoch das Erreichen eines Schwellwerts (Photon Threshold) notwendig, der unter anderem abhängig ist von der Spannung, mit der der Photomultiplier betrieben wird (siehe Abschnitt 4.4.3). Da der Photon Threshold jedoch im Vorhinein nicht bestimmt werden kann, muss die Bewertung der Simulationsergebnisse über das genannte Produkt von Detektionseffizienz und Wasservolumen erfolgen. Ein Vergleich zwischen verschiedenen Nukliden ist deshalb nur bedingt aussagekräftig, sehr wohl aber ermöglicht es aber eine Optimierung verschiedener Parameter innerhalb eines spezifischen Nuklids.

Exemplarische Ergebnisse für  $E_V$  zum Vergleich zweier Plattendicken finden sich in Tabelle 4.6. Weiterhin visualisiert Abbildung 4.26 das Ergebnis für eine Plattendicke von 2 mm. Analog zur normierten Detektionseffizienz  $E_n$  wird hier das normierte Produkt aus Detektionseffizienz und Wasservolumen

$$E_{V,n} = \frac{E_V(4 \text{ mm})}{E_V(0,25 \text{ mm})} \quad (4.9)$$

aufgeführt. Wie zuvor bereits beschrieben zeigt sich, dass die mit zunehmendem Plattenabstand sinkende Effizienz durch das steigende Wasservolumen teilweise ausgeglichen werden kann ( $^{241}\text{Am}$ ). Für Nuklide, die einen größeren Teil ihrer Zerfallsenergie über langreichweitige Strahlung abgeben ( $^{137}\text{Cs}$  und  $^{90}\text{Y}$ ) kann der positive Effekt des größeren Wasservolumens sogar den negativen Effekt der sinkenden Effizienz übertreffen. Auch dieser Indikator ist in Anhang C für die verschiedenen simulierten Nuklide einzeln dargestellt (Abbildungen C.6 bis C.10).

Anhand der Simulationen ist zu erkennen, dass für Nuklide mit kurzreichweitischer Strahlung, die für die Parameteroptimierung ausschlaggebend sind, geringe Plattendicken und -abstände zu favorisieren sind. Zusätzlich gibt es jedoch mechanische Einschränkungen für beide Parameter. Aus Stabilitätsgründen wurde die Plattendicke auf 2 mm festgelegt, alleine basierend auf den gezeigten Simulationen wäre eine geringere Plattendicke favorisiert worden. Um einen guten Durchfluss ohne starke Anfälligkeit für Verstopfungen zu erreichen wurde auch der Plattenabstand auf 2 mm festgelegt, womit ebenfalls die Optimierung der Effizienz durch mechanische Eigenschaften beschränkt wurde. Der Einfluss des Plattenabstands auf den Durchfluss zwischen den Szintillatorplatten, der bei dieser Entscheidung berücksichtigt wurde, wird in Abschnitt 4.5.2 genauer betrachtet.

Tabelle 4.6: Produkt von Detektionseffizienz und effektivem Volumen  $E_V$  für verschiedene Plattendicken (1 mm und 2 mm) beim kleinsten (0,25 mm) und größten (4 mm) simulierten Plattenabstand. Weiter aufgeführt ist das normierte Produkt aus Detektionseffizienz und Wasservolumen  $E_{V,n}$ .

Platten- dicke	1 mm			2 mm		
	$E_V(0,25 \text{ mm})$ [L*cpd]	$E_V(4 \text{ mm})$ [L*cpd]	$E_{V,n} [\%]$	$E_V(0,25 \text{ mm})$ [L*cpd]	$E_V(4 \text{ mm})$ [L*cpd]	$E_{V,n} [\%]$
$^{60}\text{Co}$	0,167	0,082	49	0,111	0,146	131
$^{90}\text{Sr}$	0,020	0,008	41	0,010	0,005	53
$^{90}\text{Y}$	0,523	0,245	47	0,337	0,411	122
$^{137}\text{Cs}$	0,049	0,025	51	0,029	0,035	122
$^{241}\text{Am}$	0,311	0,075	24	0,170	0,068	40

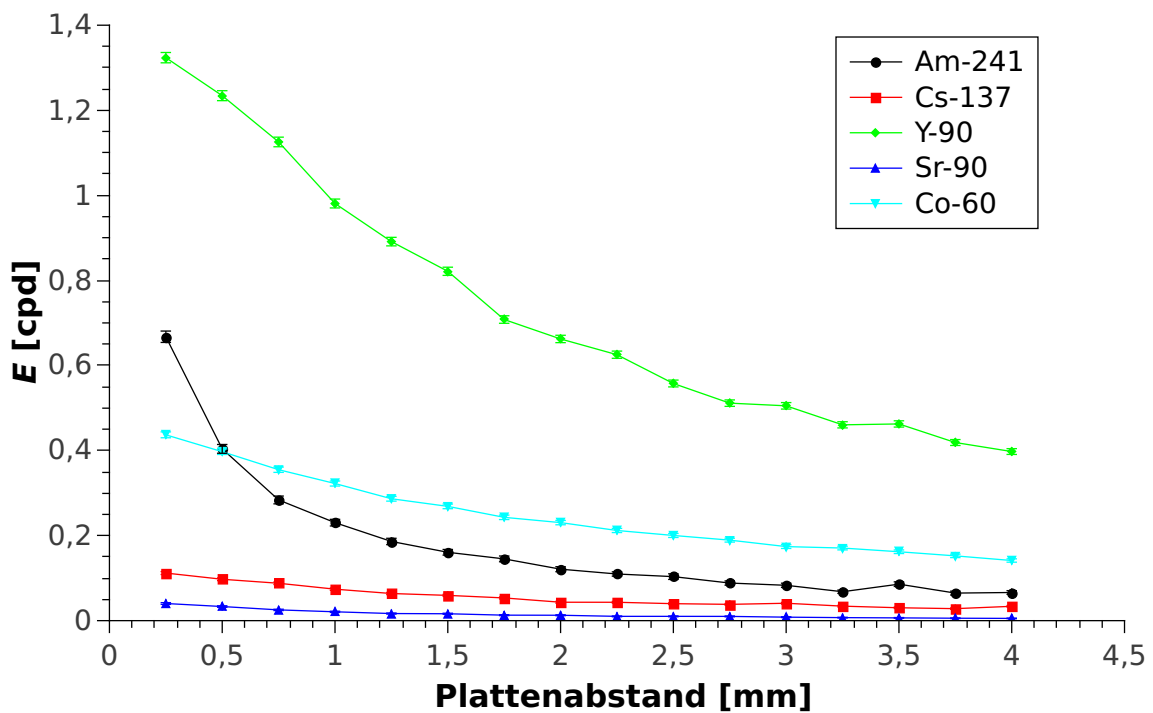


Abbildung 4.25: Simulierte Detektionseffizienz (durchschnittlich detektierte Szintillationsphotonen pro Zerfall) in Abhängigkeit des Plattenabstands für eine Plattendicke von 2 mm.

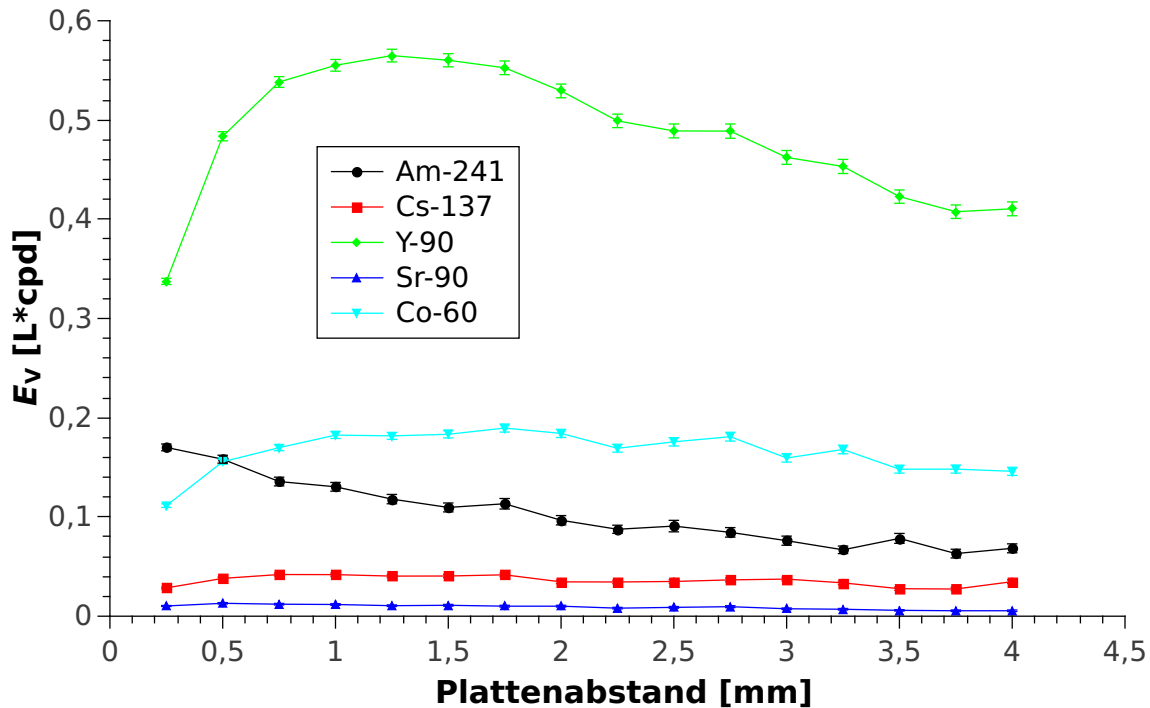


Abbildung 4.26: Simuliertes Produkt aus Effizienz und Wasservolumen in Abhängigkeit des Plattenabstands für eine Plattendicke von 2 mm.

## 4.5.2 Strömungsmechanische Betrachtung

Mithilfe von OPENFOAM<sup>7</sup>, einer freien Software für CFD<sup>8</sup>-Simulationen, wurde der Einfluss des Plattenabstands auf die Durchflussgeschwindigkeit zwischen zwei Platten untersucht. Wie in Abschnitt 4.5.1 gezeigt, ist in Bezug auf die Detektionseffizienz  $E_V$  ein möglichst geringer Plattenabstand zu favorisieren. Allerdings muss dabei garantiert sein, dass das Wasser gut zwischen den Szintillatorplatten hindurch fließen kann, da sonst ein schneller Wasseraustausch, und somit auch eine zuverlässige und schnelle Erkennung einer Kontamination verhindert werden kann.

Hierfür wurde eine Geometrie simuliert, die der im weiteren Verlauf genutzten Detektorgeometrie nahe kommt. In dieser sind vier Platten in geringem Abstand zueinander angebracht, der Abstand der äußeren Platten zu den Außenwänden ist deutlich größer als der Abstand der Platten untereinander, sodass im Außenbereich ein nahezu ungehinderter Durchfluss möglich ist, unabhängig vom Plattenabstand. Dies wird auch im späteren Detektor der Fall sein, zum einen um das effektive Messvolumen für langreichweitige Strahlung zu erhöhen, zum anderen um auch für den unwahrscheinlichen Fall von größeren Verunreinigungen, die nicht zwischen den Szintillatorplatten hindurch passen, einen Abfluss zu ermöglichen und somit Verstopfungen zu vermeiden. Eine Visualisierung der simulierten Strömung durch diese Geometrie findet sich in Abbildung 4.27, die dazugehörige Geometriedatei (blockMesh-Datei) im Anhang als Listing D.1.

<sup>7</sup>Open-source Field Operation And Manipulation

<sup>8</sup>Computational Fluid Dynamics - numerische Strömungsmechanik



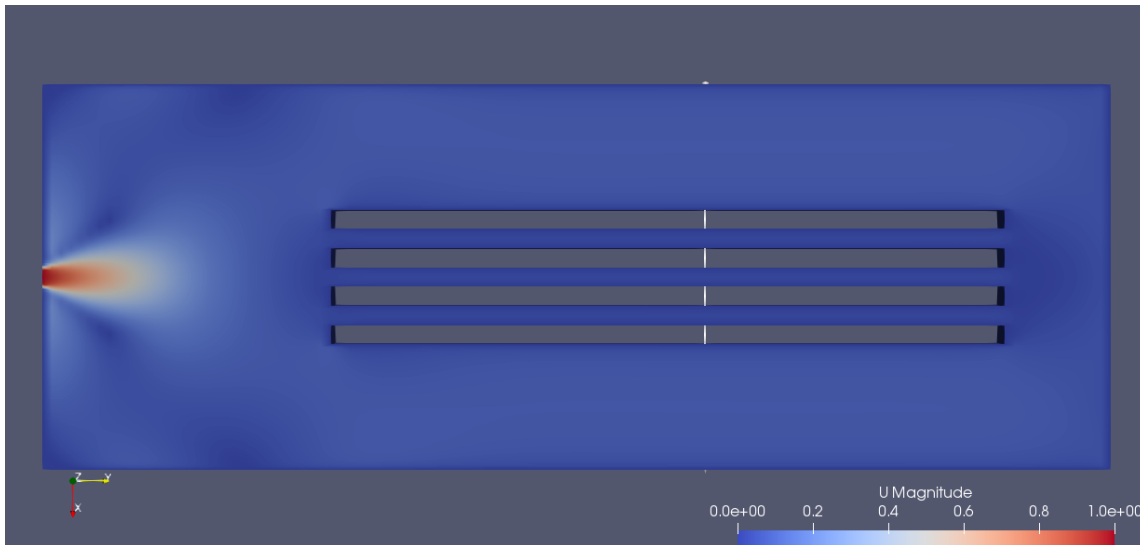


Abbildung 4.27: In OpenFOAM simulierte Strömung für eine Geometrie mit einer Plattendicke von 2 mm und einem Plattenabstand von 2 mm. Die weiße Linie markiert die Schnittfläche, deren Geschwindigkeitsprofil evaluiert wird.

Abbildung 4.28 zeigt das Geschwindigkeitsprofil für die unterschiedlichen Plattenabstände, dessen Positionierung in Abbildung 4.27 zu erkennen ist. Die Geschwindigkeit ist dabei derart normiert, dass sie in Summe aller 1000 Punkte 1 ergibt. Dabei ist zu erkennen, dass die Fließgeschwindigkeit zwischen den Platten beim geringsten Abstand (0,5 mm) nur ein Bruchteil der Geschwindigkeit des unbehinderten Außenbereichs ist, beim größten Abstand (3,0 mm) jedoch bereits eine ähnliche Geschwindigkeit aufweist wie der Außenbereich. Um diesen Effekt besser bewerten zu können, wurde die durchschnittliche Fließgeschwindigkeit zwischen den Platten auf die durchschnittliche Fließgeschwindigkeit durch den gesamten passierbaren Bereich normiert. Diese relative Fließgeschwindigkeit, abhängig vom Plattenabstand, ist in Abbildung 4.29 zu sehen. Mit ihrer Hilfe kann eingeschätzt werden, wie sehr der Wasseraustausch zwischen den Szintillatorplatten verlangsamt wird. So dauert der Wasseraustausch zwischen den Platten bei einer relativen Fließgeschwindigkeit von 0,5 doppelt so lange wie bei einer Berechnung mittels Volumen und Durchfluss für das Gesamtsystem berechnet. In ungefähr diesem Maße kann somit auch die Zeitauflösung des Detektors, zumindest für kurzreichweitige Strahlung, beeinträchtigt werden, abhängig von der gewählten Durchflussgeschwindigkeit und Messdauer.

Wie bereits im vorhergehenden Abschnitt 4.5.1 beschrieben, wurde für den Detektor ein Plattenabstand von 2 mm gewählt. Diese Entscheidung wurde getroffen als Kompromiss zwischen radiologischer Optimierung, also der Detektoreffizienz besonders in Bezug auf kurzreichweitige Strahlung, und strömungsmechanischer Optimierung, die auf eine Vermeidung von Verstopfungen sowie eine gute Zeitauflösung ausgelegt ist.

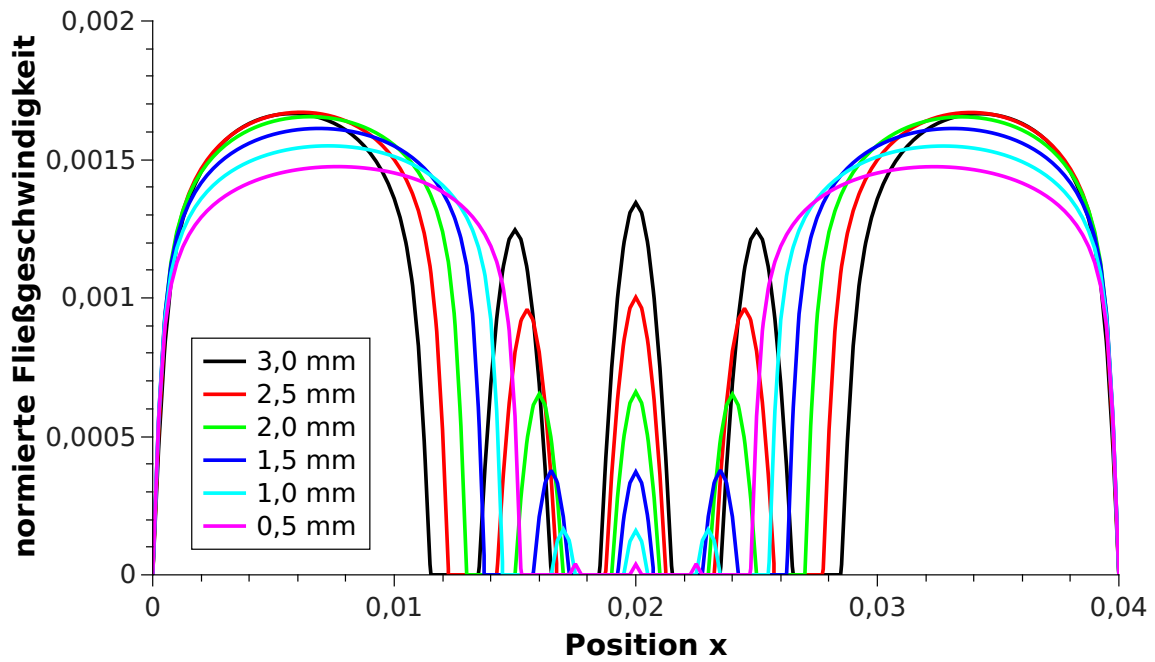


Abbildung 4.28: Geschwindigkeitsprofil für verschiedene Plattenabstände.

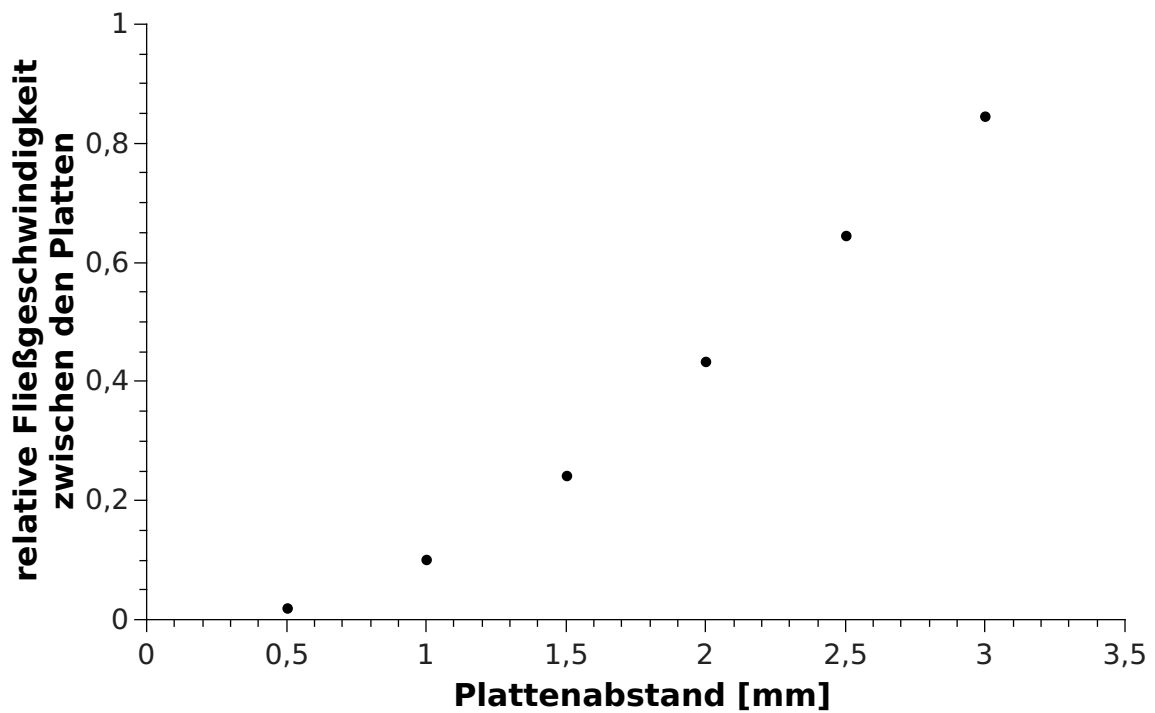


Abbildung 4.29: Relative Fließgeschwindigkeit zwischen den Platten in Abhängigkeit des Plattenabstands.

# Kapitel 5

## 3D-Druck

Der schnelle Fortschritt in der Entwicklung von 3D-Druckern hat dazu geführt, dass ein Markt mit günstigen Modellen für Privatanwender entstanden ist. So war es möglich, im Rahmen dieses Projekts einen 3D-Drucker anzuschaffen, wodurch in der Folge bei der Herstellung von mechanischen Prototypen auf externe Dienstleister verzichtet werden konnte. Dies bedeutete nicht nur eine geringere finanzielle Belastung, sondern ermöglichte vor allem, Änderungen am Design zeitnah zu testen und gegebenenfalls zu überarbeiten, sodass die Prototypentwicklung deutlich flexibler gestaltet werden konnte.

Bei dem genutzten 3D-Drucker handelt es sich um das Modell ULTIMAKER 2 (siehe Abbildung 5.1), der aufgrund seiner Spezifikationen wie Druckabmessungen und -auflösung sowie seines beheizten Druckbetts ausgewählt wurde.[Ult14] Der Drucker

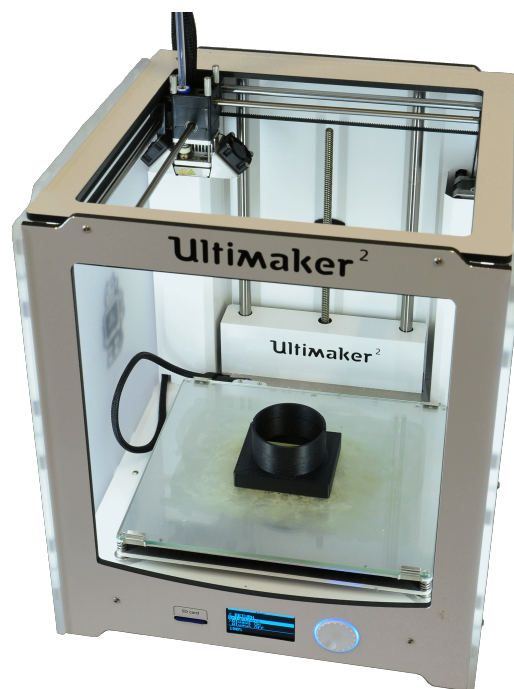


Abbildung 5.1: ULTIMAKER 2 mit gedrucktem Gehäusebauteil.

arbeitet mit dem FDM<sup>1</sup>-Verfahren, bei dem Druckerzeugnisse in Schichten aus geschmolzenem Kunststoff zusammengesetzt werden. Zu den am weitesten verbreiteten Materialien bei diesem Verfahren gehören ABS<sup>2</sup> und PLA<sup>3</sup>. Aufgrund der niedrigeren Schmelztemperatur von PLA wird für den Druck kein beheiztes Druckbett benötigt, außerdem neigt es dadurch weniger zu Warping (siehe Abschnitt 5.2) als ABS. ABS bietet aufgrund seiner physikalischen Eigenschaften den Vorteil, dass es einfacher nachbehandelt werden kann. Zum einen hat es eine höhere Schlagzähigkeit als ABS, was eine mechanische Nachbearbeitung vereinfacht. Zum anderen ermöglicht seine Löslichkeit in Aceton eine spezielle Oberflächenbehandlung zur Verbesserung der Dichtigkeit. Für die Entwicklung der Detektormechanik fiel die Entscheidung deshalb auf die Nutzung von ABS.

## 5.1 Konstruktionsprozess

Die Konzipierung der Bauteile geschieht mit einem CAD<sup>4</sup>-Programm wie beispielsweise AUTOCAD[Aut]. Dieses ermöglicht eine flexible Entwicklung durch schnelle Anpassung oder Erweiterung der technischen Zeichnungen (siehe Abbildung 5.2).

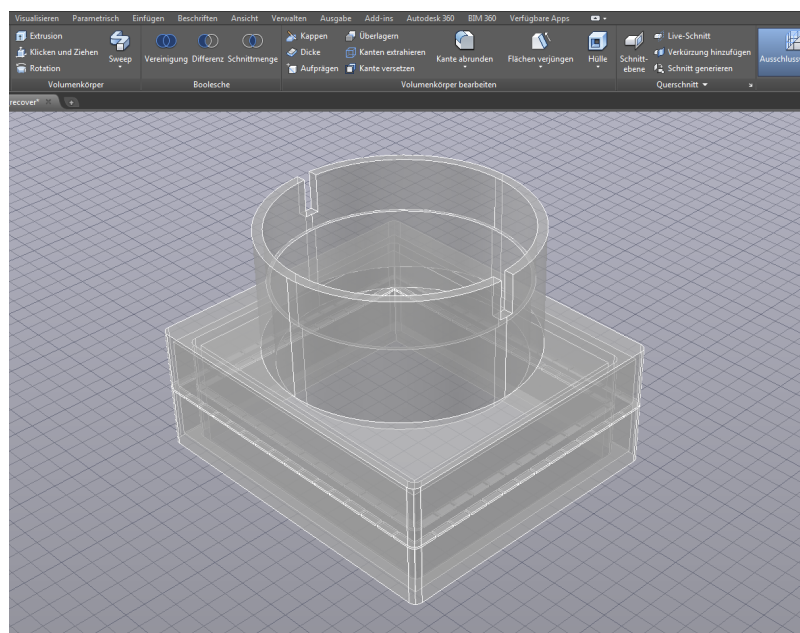


Abbildung 5.2: Bauteilerstellung in AUTOCAD.

Die in AUTOCAD erstellten Bauteile werden über die STL<sup>5</sup>-Schnittstelle exportiert und mit der Open-Source-Software CURA[Ult] weiterverarbeitet. In dieser werden Druckparameter wie beispielsweise Extrudertemperatur, Schichtdicke oder Druckgeschwindigkeit eingestellt, woraufhin eine vom Drucker verarbeitbare *G-Code*-Datei<sup>6</sup> erzeugt wird. Mithilfe von CURA ist es auch möglich, die Planung der einzel-

<sup>1</sup>Fused Deposition Modeling (dt.: Schmelzschichtung)

<sup>2</sup>Acrylnitril-Butadien-Styrol-Copolymer

<sup>3</sup>PolyLactic Acids (dt.: Polymilchsäuren)

<sup>4</sup>Computer-Aided Design (dt.: rechnerunterstütztes Konstruieren)

<sup>6</sup>G-Code: Maschinensprache zur Steuerung von Werkzeugmaschinen

nen Druckschichten zu überprüfen und anhand dieser beispielsweise die Planung von Wandstärken, Fülldichten und Überhängen zu optimieren (siehe Abbildungen 5.3 und 5.4). Die Druckdauer wird maßgeblich bestimmt durch Parameter wie Objekt-

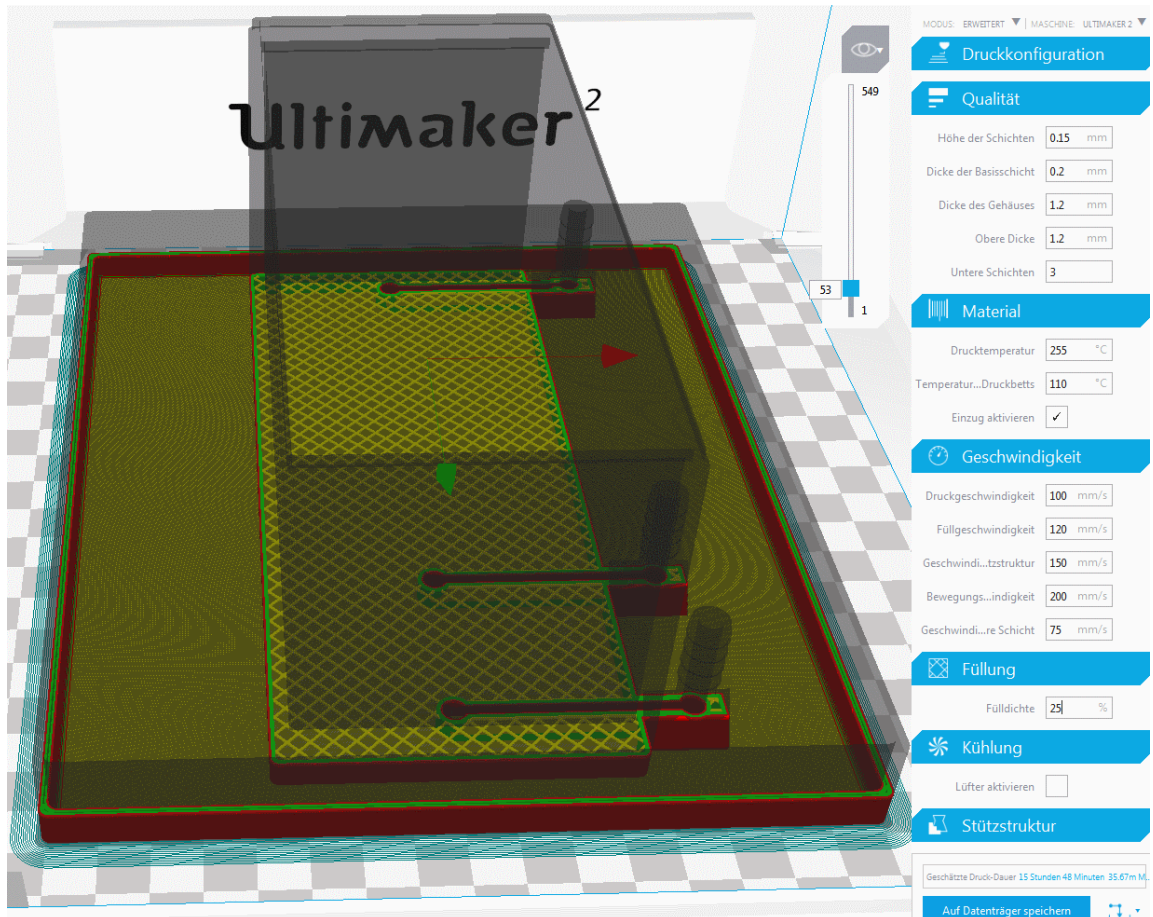


Abbildung 5.3: Einrichtung der Druckparameter in CURA. Das mittig zu erkennende Gittermuster rührt daher, dass das Bauteil nicht massiv gedruckt wird, sondern die Fülldichte des Innenvolumens in diesem Fall 25 % beträgt.

größe, Fülldichte, Schichtdicke, und Druckgeschwindigkeit. Dabei ist zwischen Geschwindigkeit und Präzision abzuwägen, sodass beispielsweise Testobjekte für Machbarkeitsstudien schnell gedruckt werden können, während das endgültige Bauteil aufgrund höherer Anforderungen an Präzision und Belastbarkeit mehrere Stunden in Anspruch nehmen kann. Da die Bauteile für den Detektor sowohl wasser- als auch lichtdicht gefertigt werden müssen, wird deren Oberfläche nach dem Druck mit Aceton behandelt (siehe Abschnitt 5.2).

Das Detektorgehäuse setzt sich aus mehreren gedruckten Bauteilen modular zusammen. Dafür gibt es, neben der Tatsache, dass das Druckvolumen des ULTIMAKER 2 mit 23,0 cm × 22,5 cm × 20,5 cm kleiner ist als das geplante Detektorgehäuse, verschiedene Gründe.

- Die Modularität fördert die Flexibilität in der Entwicklung, da einzelne Bauteile schneller überarbeitet und angepasst werden können. Es ist nicht nötig, bei





Abbildung 5.4: Nur teilweise gedruckte Bodenplatte des Detektorgehäuses analog zur in Abbildung 5.3 dargestellten Visualisierung.

jeder Änderung das gesamte Gehäuse zu drucken, sondern nur die betroffenen Bauteile. Dadurch können Druckkosten und Zeit gespart werden.

- Freischwebende Teile und Überhänge benötigen Stützstrukturen, um korrekt gedruckt zu werden. Diese Stützstrukturen wären teilweise nicht mehr zugänglich, sie könnten also nach dem Druckprozess nicht entfernt werden. Außerdem ist es bei der modularen Bauweise möglich, auf Stützstrukturen zu verzichten, indem Bauteile in unterschiedlichen Orientierungen auf der Druckplatte positioniert werden. Mittlerweile sind auch Drucker wie das Nachfolgemodell ULTIMAKER 3 erhältlich, die zwei Druckköpfe parallel betreiben können. Dies ermöglicht es, die Stützstrukturen aus einem separaten Filament, wie beispielsweise wasserlöslichem PVA<sup>7</sup>, zu drucken. Zugänglichkeit für eine manuelle Entfernung der Stützstrukturen ist bei diesen Druckern somit nicht mehr notwendig, bei der Konzeption der Geometrie ist lediglich darauf zu achten, dass die Stützstrukturen im Nachhinein mithilfe von Wasser aufgelöst und ausgespült werden können.
- Die durch die modulare Bauweise verbesserte Zugänglichkeit von Innenflächen vereinfacht die Überprüfung der Druckqualität und die Nachbehandlung mit Aceton.

## 5.2 Herausforderungen im 3D-Druck

Zwar vereinfacht das Rapid Prototyping mittels 3D-Druck den Entwicklungsprozess deutlich, jedoch können auch verschiedene, nachfolgend beschriebene Probleme auftreten.

### Abweichungen in der gedruckten Größe

Heutige 3D-Drucker wie der ULTIMAKER 2 verfügen über Druckauflösungen im zweistelligen  $\mu\text{m}$ -Bereich. Jedoch kann es beim fertigen Bauteil zu Abweichungen zwischen geplanter und tatsächlicher Größe von mehreren Prozent kommen. Ein Grund hierfür ist die Tatsache, dass die genutzten Kunststoffe beim Abkühlen schrumpfen. Da sich die Abweichungen zwischen Planung und Ergebnis nicht durch einen konstanten Faktor vorhersagen lassen, muss bei fein aufeinander abgestimmten Bauteilen die Größe iterativ nachjustiert werden.

### Warping

Warping bezeichnet den Effekt, dass sich die Ränder am Boden des Druckobjekts aufwölben, wie in Abbildung 5.5 veranschaulicht. Der Grund hierfür liegt in der temperaturabhängigen Schrumpfung des Materials. Köhlen die einzelnen Schichten unterschiedlich schnell ab, so ergeben sich Spannungen im Druckobjekt, die zu Verformungen und zur Ablösung des Kunststoffs von der Druckplatte führen können. Aufgrund dessen größeren Schrumpfungsfaktors tritt dieses Phänomen bei ABS stärker

---

<sup>7</sup>Polyvinylalkohol

auf als bei PLA. Um dieses Problem in den Griff zu bekommen, können verschiedene Maßnahmen getroffen werden.

- Eine Erhöhung der Druckplattentemperatur auf bis zu 110 °C führt dazu, dass die unteren Schichten weniger schnell abkühlen. Somit wird der Entstehung von Spannungen entgegengewirkt und damit das Warming vermindert.
- Um das Warming zu verringern kann auch die Haftung der untersten Schicht an der Druckplatte erhöht werden. Verbreitet sind dafür die Nutzung von Klebestiften oder eines speziellen Klebebands, des sogenannten Blue Tapes. Beide Methoden haben jedoch deutliche Nachteile. So hinterlässt die Nutzung von Klebestiften auf der beheizten Druckplatte Rückstände, während das Klebeband einen weiteren Kostenfaktor darstellt. Als eine günstige und sehr effektive Methode hat sich herausgestellt, vor dem Druck bereits eine dünne Schicht ABS auf der Druckplatte aufzubringen. Dies geschieht, indem zuerst Aceton auf die Druckplatte gegeben und danach mit einem Block aus ABS auf der Platte gerieben wird. Dabei wird ein Teil des Materials im Aceton gelöst und dadurch auf der Platte verteilt. Nach dem Verdampfen des Acetons bleibt es als dünne, gut haftende Schicht auf der Druckplatte zurück. Auf dieser Schicht aus ABS haftet die unterste Schicht des Druckobjekts deutlich besser als auf der unbehandelten Druckplatte.
- Eine weitere Möglichkeit ist es, den gesamten Drucker mit einer Box zu umkleiden. Dadurch wird verhindert, dass kontinuierlich kalte Luft an das Druckobjekt strömt. So wird erreicht, dass die Schichten langsamer und gleichmäßiger abkühlen, was wiederum das Auftreten von Spannungen verringert.

Die Nutzung oben genannter Methoden hat dazu geführt, dass Warming im weiteren Verlauf dieser Arbeit auch bei großen, für Warming besonders anfälligen Bauteilen, kein Problem darstellte.

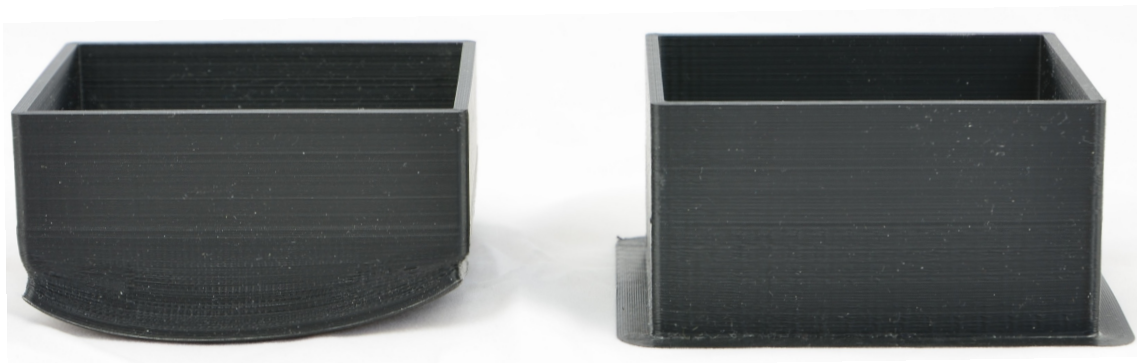


Abbildung 5.5: Warming bei gedrucktem Bauteil (links). Aufgrund von auftretenden Spannungen zwischen den einzelnen Schichten verzieht sich das Bauteil, sodass die Ränder sich aufwölben. Rechts zum Vergleich das korrekt gedruckte Bauteil.

### Dichtigkeit

Beim Druck von Bauteilen kann es zu Undichtigkeiten kommen. Bei einer schlechten Druckqualität können diese erheblich sein und auch optisch zu erkennen sein. Jedoch



gab es auch Fälle, in denen das Bauteil optisch keine Probleme aufwies und auch erste Überprüfungen der Dichtigkeit bestand. Nach längerer Nutzung jedoch kam es zu einem Leck und damit zum Austritt von Flüssigkeit. Der Grund hierfür dürfte in der nicht perfekten Verbindung zweier Druckschichten gelegen haben, durch die sich in der dünnen Wand ein Leck bildete.

Um dieses Problem zu beheben, wurden daraufhin die Oberflächen aller Bauteile an den Stellen, an denen Wasser- oder Lichtdichtigkeit vonnöten ist, mit Aceton behandelt. Dafür wird, wie bereits im Fall des Warpings, die Löslichkeit von ABS in Aceton genutzt. Die Oberfläche wird dabei mit Aceton benetzt, das eine dünne Schicht des Materials löst. Beim Verdampfen des Acetons bleibt eine gleichmäßige versiegelte Oberfläche zurück (siehe Abbildung 5.6). Das Aufbringen geschieht, abhängig von der Bauteilgeometrie, mit einer Spritz- oder einer Zerstäuberflasche.

Bei diesem Vorgang ist auf die richtige Dosierung des Acetons zu achten. Nutzt man zu wenig, wird nicht genug Material gelöst und der gewünschte Effekt bleibt aus. Nutzt man zu viel, so kann das Aceton zu tief in das Material eindringen und zu Verformungen oder Löchern führen. Um diesen Effekten vorzubeugen, wurden die Wanddicken vergrößert. Auch ist es wichtig, behandelte Teile gut auslüften zu lassen, da das eingedrungene Aceton das Bauteil aufweicht. Erst nach dem vollständigen Ausdampfen erhält das Bauteil seine volle Festigkeit.

Die Stabilität des Bauteils wird durch dieses Verfahren ebenfalls verbessert, da es zu einer stoffschlüssigen Verbindung führt. Dadurch wird vermieden, dass sich zwei beim Druckvorgang nicht gut verbundene Schichten unter mechanischer Belastung voneinander lösen.

Für den Fall, dass die Oberfläche nicht bündig gedruckt ist sondern Lücken aufweist bietet es sich an, statt reinen Acetons in Aceton gelöstes ABS aufzutragen. Dadurch wird nicht nur die Oberfläche angelöst und geglättet, auch Lücken im Druckmuster können so geschlossen werden.

## **Druckbare Größe und Geometrie**

Wie in Abschnitt 5.1 beschrieben, kann und soll der Detektor nicht in einem Stück gedruckt werden. Bereits in der Konzeption der Bauteile müssen die limitierten Möglichkeiten des 3D-Drucks in Größe und Geometrie bedacht werden. So können zum Beispiel Überhänge nur bis zu einem gewissen Winkel sauber ohne Stützstrukturen gedruckt werden. Da innenliegende Stützstrukturen aber nicht einfach entfernt werden können, sollten diese bereits in der Planung durch entsprechende Modularisierung und geschickte Positionierung auf dem Druckbett obsolet gemacht werden. Die Verbindung der einzelnen Module geschieht dabei über Wechselfalz- oder Nut-und-Feder-Spundungen (siehe Abbildung 5.7) [Bau]. Diese Verbindungen sorgen für einen Formschluss, der ein Eindringen von Licht weitgehend verhindert. Bei den Verbindungen, die dauerhaft und wasserdicht sein sollen, werden die Spundungen verklebt. Die Nutzung einer mit ABS gesättigten Acetonlösung als Klebematerial für eine stoffschlüssige Verbindung hat sich nicht in allen Fällen als praktikabel herausgestellt. Im Fall der Nut-und-Feder-Spundung gab es aufgrund der Geometrie keinen ausreichenden Luftkontakt, weshalb das Aceton nicht ausdampfen konnte und somit

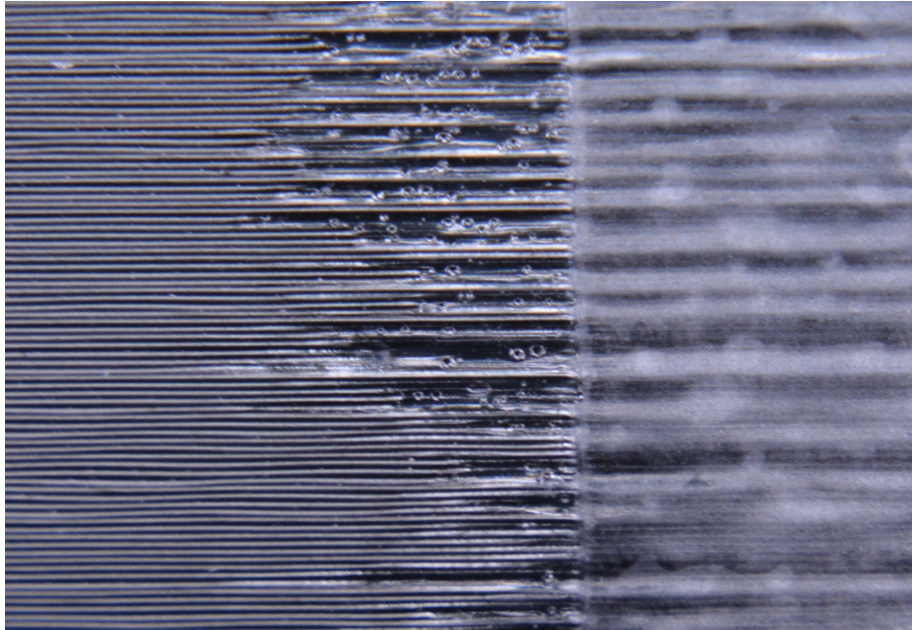


Abbildung 5.6: Gedruckte Oberfläche orthogonal zur Druckebene. Links sind die einzelnen, nicht behandelten Schichten der Dicke 0,15 mm zu erkennen. Der rechte Teil wurde mit Aceton behandelt, sodass die Schichtstruktur verschwindet und eine gleichmäßigere Oberfläche entsteht. Der mittlere Bereich wurde für die Behandlung abgeklebt, durch Kapillareffekte ist jedoch auch dieser Bereich teilweise mit Aceton benetzt worden. Da das Aceton unter dem Klebeband nicht ungehindert verdunsten konnte, sind in diesem Bereich kleine Blasen zu erkennen.

die Verbindung nicht aushärtete. Darüber hinaus konnte bei der Applikation dickerer Schichten der Acetonlösung eine Blasenbildung im Material beobachtet werden.

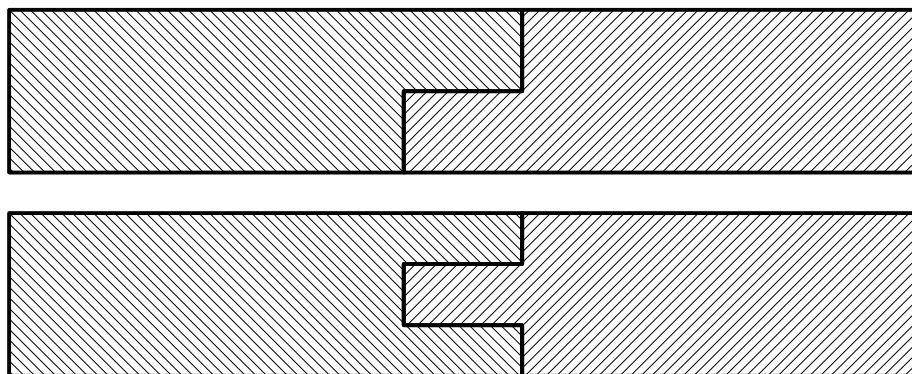


Abbildung 5.7: Wechselfalz-Spundung (oben) und Nut-und-Feder-Spundung (unten).

Die Überlegung, bei diesen Verbindungen Silikon als Klebemittel zu nutzen, wurde verworfen. Da Silikon zum Aushärten Luftfeuchtigkeit benötigt, würde dies in der Spundung zu einem vergleichbaren Problem führen. Stattdessen wurde auf ein Epoxidharz zurückgegriffen. Die Aushärtung des Harzes wird durch die Mischung mit einem Härter eingeleitet und erfordert, anders als bei den beiden vorher beschriebenen Methoden, keinen Luftkontakt. Da sich herausstellte, dass der genutzte Epoxidharzkleber bereits von leicht angesäuertem Wasser angegriffen wurde, wurden die Verbindungen nach der Klebung noch mit einer Schicht gelösten ABSs bedeckt.

### Justierung der Druckplatte

Bei falscher Justierung der Druckplatte können die einzelnen Schichten nicht korrekt aufeinander gedruckt werden. Bei einem zu großen Abstand zwischen Druckkopf und Druckplatte werden sie nicht gut miteinander verbunden, bei einem zu geringen Abstand drückt der Druckkopf auf das bereits gedruckte Bauteil, wodurch Deformationen entstehen. Die Justierung geschieht mittels einer allgemeinen Höheneinstellung und zweier Justierschrauben zur Feinausrichtung der Druckplatte. Durch diese Feinausrichtung muss die Druckplatte so justiert werden, dass sie planparallel zur vom Druckkopf erreichbaren Druckebene liegt, sodass also der Abstand zwischen Druckkopf und Druckplatte in jedem Bereich der Druckplatte gleich ist. Geschieht dies nicht korrekt, treten in den Bereichen mit falschem Abstand Druckfehler auf, während in den anderen Bereichen korrekt gedruckt wird. Ein Beispiel für solch einen Druckfehler ist in Abbildung 5.8 zu sehen.

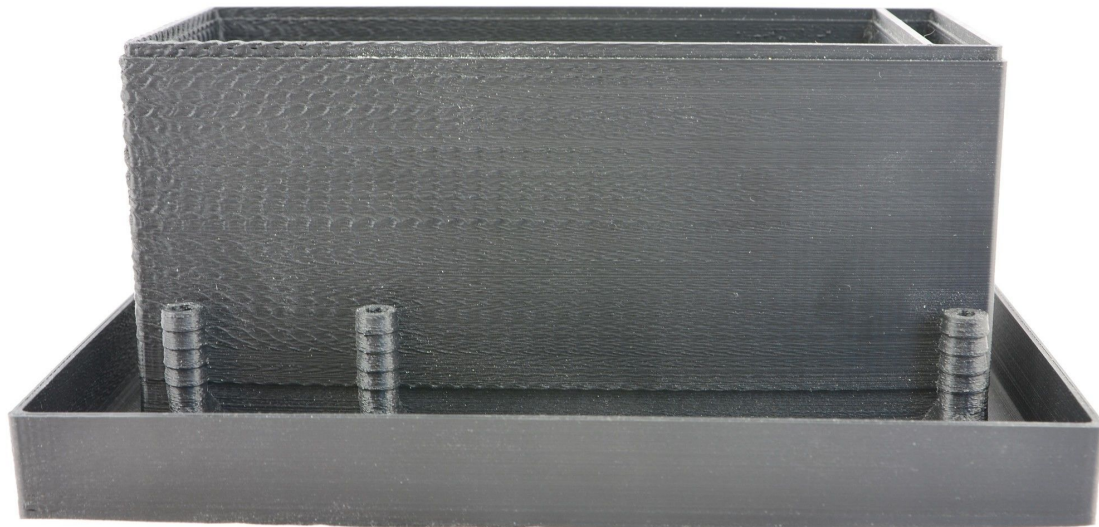


Abbildung 5.8: Druckfehler durch falsche Justierung der Druckplatte. Im linken Bereich ist ein Wellenmuster aufgrund eines zu geringen Abstands zwischen Druckkopf und Druckplatte zu sehen, während die Schichten im rechten Bereich korrekt übereinander gedruckt wurden.



# Kapitel 6

## Detektorentwicklung

Basierend auf den bereits beschriebenen Vorüberlegungen und Monte-Carlo-Studien wurde der Detektorprototyp entwickelt. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der mechanischen Entwicklung und der Abstimmung der einzelnen Bauteile, die Entwicklung der auch bereits für den Prototyp genutzten Auslese- und Analysesoftware wird in Kapitel 7 beschrieben.

### 6.1 Prinzipieller Aufbau des Detektors

Bei dem entwickelten Detektorsystem handelt es sich um einen Szintillationsdetektor. Seine Komponenten und deren Funktionen sollen im Folgenden kurz erklärt werden.

#### Gehäuse

Die Gehäuseteile werden durch einen 3D-Drucker (ULTIMAKER 2) erstellt und bestehen aus ABS (siehe Kapitel 5). Das gedruckte Gehäuse muss dabei verschiedenen Anforderungen genügen. Es muss eine ausreichende mechanische Stabilität aufweisen, um die Detektorkomponenten wie die Szintillatorplatten sowie Photomultiplier und die dazugehörige Spannungsversorgung sicher aufnehmen zu können. Da Szintillationsdetektoren empfindlich auf von außen einfallendes Licht reagieren, muss das Gehäuse möglichst lichtdicht sein. Des Weiteren muss das Gehäuse dort, wo es mit Wasser in Kontakt kommt, wasserdicht sein und eine Oberfläche aufweisen, die nicht anfällig für eine Kontamination mit Radionukliden ist.

#### Szintillatorplatten

Die Szintillatorplatten, in denen die Energie der ionisierenden Strahlung in sichtbares Licht umgewandelt wird, stammen vom Hersteller EPIC CRYSTAL CO.,LTD[Epi], sind nicht hygroskopisch und haben einen Brechungsindex von  $n = 1,58$ . Ihre maximale Emission liegt bei  $\lambda = 415 \text{ nm}$  und ihre Dicke beträgt 2 mm, das zugehörige Produktdatenblatt findet sich in Abbildung H.1. Bei ihrem Einsatz im Detektor wird, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, darauf geachtet, dass die zum Zenitwinkel orthogonale Fläche gering ist. Neben dem verringerten Myonenfluss hat dies den Vorteil, dass sich eventuell absetzendes Material sich nicht auf den Platten sammeln kann.

## Photomultiplier

Beim Photomultiplier, der das Szintillationslicht in elektrische Signale umwandelt, handelt es sich um das Modell R2154-02 der Firma HAMAMATSU PHOTONICS[Ham]. Das Maximum der Quanteneffizienz liegt bei diesem Modell im Wellenlängenbereich der maximalen Emission des genutzten Szintillators, das zugehörige Produktdatenblatt findet sich in den Abbildungen H.2 und H.3.

## Spannungsversorgung / Vielkanalanalysator

Für den Betrieb des Photomultipliers wird das Osprey-System von CANBERRA INDUSTRIES genutzt[Mir]. Dieses kann über USB<sup>1</sup> an einen Computer oder ein Netzteil angeschlossen werden und generiert intern die benötigte Hochspannung für den Photomultiplier. Dazu beinhaltet es einen Vielkanalanalysator, der aus den einzelnen Ereignissen ein Pulshöhenspektrum erstellt, sodass dafür keine separate Hardware benötigt wird.

## Datenauslese und -auswertung

Die Daten des Osprey-Systems können über eine Ethernet- oder eine USB-Verbindung ausgelesen werden. Sollte am Einsatzort also keine Netzwerk- oder Internetverbindung vorhanden sein, über die eine direkte Kommunikation mit dem Detektorsystem stattfinden kann, so könnten die Daten beispielsweise mittels eines Mini-Computers ausgelesen und über ein GSM-Modem<sup>2</sup> weitergeleitet werden.

### 6.1.1 Kontaminationstests

Um zu überprüfen, ob nach Nutzung von Radionuklidlösungen größere Anteile dieser Nuklide in der Detektorwand verbleiben, die die Reproduzierbarkeit der Messungen gefährden könnten, wurden Kontaminationstests durchgeführt. Dazu wurden Testobjekte gedruckt und für 5 h einer <sup>137</sup>Cs-Lösung (Informationen zu den genutzten Radionuklidlösungen finden sich in Anhang E) mit einer Konzentration von 12 kBq/L ausgesetzt, einer Konzentration, die deutlich höher ist als in späteren Testmessungen mit den Detektorprototypen (siehe Abbildung 6.1). Danach wurden sie lediglich unter laufendem Wasser abgespült. Da Boden- und Seitenwände, bedingt durch das Druckverfahren, unterschiedliche Oberflächenstrukturen aufweisen, wurde der Testquader sowohl liegend als auch stehend gedruckt, um dadurch beide Oberflächen getrennt voneinander testen zu können. Dabei wurde jedoch kein signifikanter Unterschied festgestellt. Aus der über  $\gamma$ -Spektrometrie ermittelten Aktivität ergab sich eine daraus resultierende Wandkontamination von weniger als 0,01 Bq/cm<sup>2</sup>. Bei einer zu erwartenden Boden- und Wandoberfläche von ca. 300 cm<sup>2</sup> ergibt sich eine Gesamtkontamination von ungefähr 3 Bq. Dies ist vernachlässigbar gegenüber der Aktivität der Messlösung und stellt somit für die geplanten Testmessungen kein Problem dar. Durch die Nutzung von Aceton zur Glättung und Versiegelung der gedruckten Oberflächen (siehe Kapitel 5) konnte die Kontamination noch verringert werden.

---

<sup>1</sup>Universal Serial Bus: serielles Bussystem

<sup>2</sup>Global System for Mobile Communication: Mobilfunkstandard



Zum Test des Szintillators wurde ein Stück von (HBT)  $40\text{ mm} \times 30\text{ mm} \times 2\text{ mm}$  angefertigt. Für die Wände der gedruckten Messkammer wurde ein Testquader entworfen, dessen Testfläche von  $30\text{ mm} \times 30\text{ mm}$ , abhängig von der Positionierung des Quaders im 3D-Drucker, entweder zum Test der Oberflächenstruktur der Boden- oder der Seitenwände genutzt werden kann. Die Größe der Testkörper ist beschränkt durch die Größe des Germaniumdetektors, der zur Messung der Kontamination genutzt wurde (siehe Abbildung 6.2).

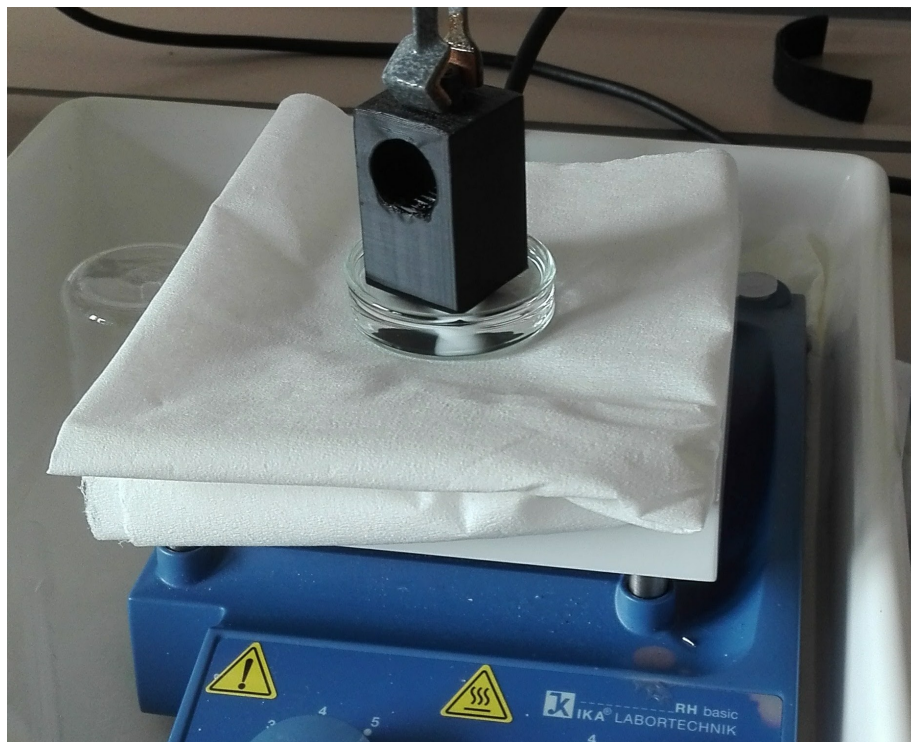


Abbildung 6.1: Testquader in Radionuklidlösung. Die Lösung wird mit einem Magnetrührer kontinuierlich in Bewegung gehalten.

### 6.1.2 Säureresistenz des optischen Gels

Da die genutzten Radionuklidlösungen mit Säure versetzt sind (siehe Anhang E) wurde getestet, ob dies negative Auswirkungen auf das zur optischen Verbindung von Szintillator und PMT verwendete optische Gel SAINT-GOBAIN BC-630 (siehe Abbildung H.4) haben kann. Zu diesem Zweck wurde eine kleine Menge des Gels auf ein Uhrglas aufgebracht und in die Gasphase über einer Mischung von 65 %  $\text{HNO}_3$  und 32 %  $\text{HCl}$  eingebracht, um es auf Änderungen zu überprüfen. Auch nach mehreren Tagen war keine Degradierung des optischen Gels erkennbar, sodass davon ausgegangen werden kann, dass bei den Testmessungen, bei denen die Säurekonzentration um Größenordnungen niedriger ist, keine Probleme zu erwarten sind. Dazu kommt, dass besagte Verbindung zwischen Szintillator und PMT nahezu luftdicht getrennt ist von den eingesetzten Messlösungen.



Abbildung 6.2: Testquader auf Germaniumdetektor zur  $\gamma$ -spektrometrischen Bestimmung der Oberflächenkontamination. Zum Schutz vor einer möglichen Kontamination des Detektors ist der Testquader versiegelt.



## 6.2 Eigenschaften des genutzten Photomultipliers

Wie bereits beschrieben, fiel die Wahl des Photomultipliers auf das Modell R2154-02 der Firma HAMAMATSU PHOTONICS. Bei der Auswahl des Photomultipliers waren verschiedene Kriterien zu berücksichtigen.

- Die spektrale Sensitivität des Photomultipliers muss zum Emissionsspektrum des verwendeten Szintillators passen. Mit einer Sensitivität im Bereich von 300 nm (UV-B) bis 650 nm (Orange/Rot) und einem Sensitivitätsmaximum bei 420 nm (Violett/Blau) (siehe Abbildung H.3) verfügt dieser Photomultiplier über eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Emissionsspektrum des verwendeten Szintillators, dessen Maximum bei 415 nm (siehe Abbildung H.1) liegt.
- Der Anodendunkelstrom, der in der Anwendung einen bedeutenden Einfluss auf die Nulleffektzählrate hat, soll möglichst gering sein. Der genutzte Photomultiplier enthält eine Bialkali-Photokathode, die im Vergleich zu anderen Kathodenmaterialien eine höhere Austrittsarbeit aufweist. Dies schlägt sich zum einen in einer zu kürzeren Wellenlängen verschobenen spektralen Sensitivität nieder, zum anderen aber auch in einem niedrigeren Anodendunkelstrom, da die höhere Austrittsarbeit zu einer geringeren thermischen Emission von Elektronen führt. Der Anodendunkelstrom dieses Modells beträgt (bei 25 °C) 5 nA bis 20 nA.
- Die Basis des Photomultipliers soll kompatibel sein mit dem für die Spannungsversorgung und Datenauslese vorgesehenen Osprey-System. Das Modell R2154-02 verfügt über eine JEDEC<sup>3</sup> No. B14-38 Basis mit 14 Pins, sodass die Kompatibilität gegeben ist.

Andere Faktoren sind in der gewünschten Anwendung weniger von Belang. So ist beispielsweise die Pulsanstiegszeit, eine in manchen Anwendungen essentielle Charakteristik eines Photomultipliers, in diesem Fall ein zu vernachlässigender Punkt, da weder hohe Zählraten erwartet werden, noch eine feine Zeitauflösung vorgesehen ist.

Vor der Nutzung des PMT im Test-Prototyp wurde sein Rauschverhalten bei Raumtemperatur bestimmt. Das aus dem Dunkelstrom resultierende Rauschen eines Photomultipliers wird durch verschiedene Effekte hervorgerufen. Im für den Detektor relevanten Spannungsbereich von 700 V bis 1300 V ist das durch thermische Emission von Elektronen aus der Photokathode verursachte Rauschen der dominierende Effekt (siehe Abbildung 3.9) [Ham07]. Wie bereits in Abschnitt 3.1.2 erwähnt, kann der von der Photomultiplier-Spannung  $U_{PMT}$  abhängige Dunkelstrom  $I_d$  kann in diesem Bereich durch eine Potenzfunktion

$$I_d = aU_{PMT}^b \quad (6.1)$$

mit den für den Photomultiplier charakteristischen Parametern  $a$  und  $b$  beschrieben werden. Dieser Dunkelstrom sorgt im Osprey-System für eine Zählrate, die nicht

---

<sup>3</sup>JEDEC Solid State Technology Association: US-amerikanische Organisation zur Standardisierung von Halbleitern

durch eintretendes Licht, sondern durch interne Effekte des Photomultipliers bedingt ist. Für den Fall, dass andere Einflüsse wie Umgebungsstrahlung vernachlässigbar sind, wird die Nulleffektzählrate durch den Anodendunkelstrom des Photomultipliers bestimmt und kann im betrachteten Spannungsbereich ebenfalls durch eine Potenzfunktion

$$\begin{aligned} r_0 &= cI_d \\ &= caU_{\text{PMT}}^b \end{aligned} \quad (6.2)$$

beschrieben werden, die über die Proportionalitätskonstante  $c$  mit dem Anodendunkelstrom  $I_d$  (Gleichung 6.1) verbunden ist.

Abbildung 6.3 zeigt die Ergebnisse für verschiedene Einstellungen der internen Verstärkung im Osprey-System, wobei das Rauschen als die kumulierte Zählrate über das gesamte gemessene Spektrum bestimmt wird. Die Messungen wurden ohne Kühlung bei Raumtemperatur durchgeführt. Die Photokathode des Photomultipliers wurde mit dem zugehörigen schwarzen Schutzdeckel abgedeckt, zusätzlich wurde der Messaufbau bestehend aus Photomultiplier und Osprey mehrlagig mit lichtdichtem schwarzen Stoff (Bühnenmolton B1, ca.  $300 \text{ g m}^{-2}$  [Mol]) umhüllt, um einen Einfluss von Streulicht auf die Messungen auszuschließen.

Es ist zu erkennen, dass die Nulleffektzählrate ab einer bestimmten Spannung einer Potenzfunktion folgt, was sich in der doppelt logarithmischen Darstellung als eine Gerade darstellt. Sie verhält sich damit wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben. Die Schwellspannung ab der der Verlauf einer Potenzfunktion entspricht ist umso niedriger, je größer die interne Verstärkung des Osprey, der sogenannte *CoarseGain*, ist. Die aus den Kurven bestimmten Parameter der Potenzfunktionen für den jeweiligen *CoarseGain* sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Es fällt auf, dass der Streckungsparameter  $ca$  in der Kurvenanpassung nur sehr ungenau bestimmt werden kann, während für die Unsicherheit des Exponenten  $b$ , der in der doppelt logarithmischen Darstellung die Steigung der resultierenden Gerade bedeutet, Unsicherheiten von unter 5% ausgegeben werden. Anhand dieser Daten ist zu erkennen, dass der Exponent  $b$  mit höheren Verstärkungen ansteigt, die Nulleffektzählrate bei höheren Verstärkungen also sensibler auf Spannungsänderungen ist. Dieses Verhalten hebt sich jedoch unter Berücksichtigung der Unsicherheiten nur geringfügig von einer Konstanten ab. Weiterhin ist zu erkennen, dass der Bereich der Spannungssensitivität, in dem die Nulleffektzählrate durch eine Potenzfunktion beschrieben werden kann, für höhere Verstärkungen bereits bei deutlich niedrigeren Spannungen beginnt.

Tabelle 6.1: Parameter der in Abbildung 6.3 angepassten Potenzfunktionen (Gleichung 6.2).

<i>CoarseGain</i>	$ca$	$\Delta ca$	$b$	$\Delta b$
1	4,0E-36	1,3E-35	1,19E+01	4,5E-01
2	2,6E-35	7,3E-35	1,17E+01	3,9E-01
4	4,0E-37	4,5E-37	1,24E+01	1,5E-01
8	6,3E-38	2,6E-37	1,27E+01	5,6E-01

Aus den vom Hersteller zur Verfügung gestellten Daten (Abbildung H.3) wurde die spannungsabhängige Verstärkung bestimmt. Damit lässt sich das

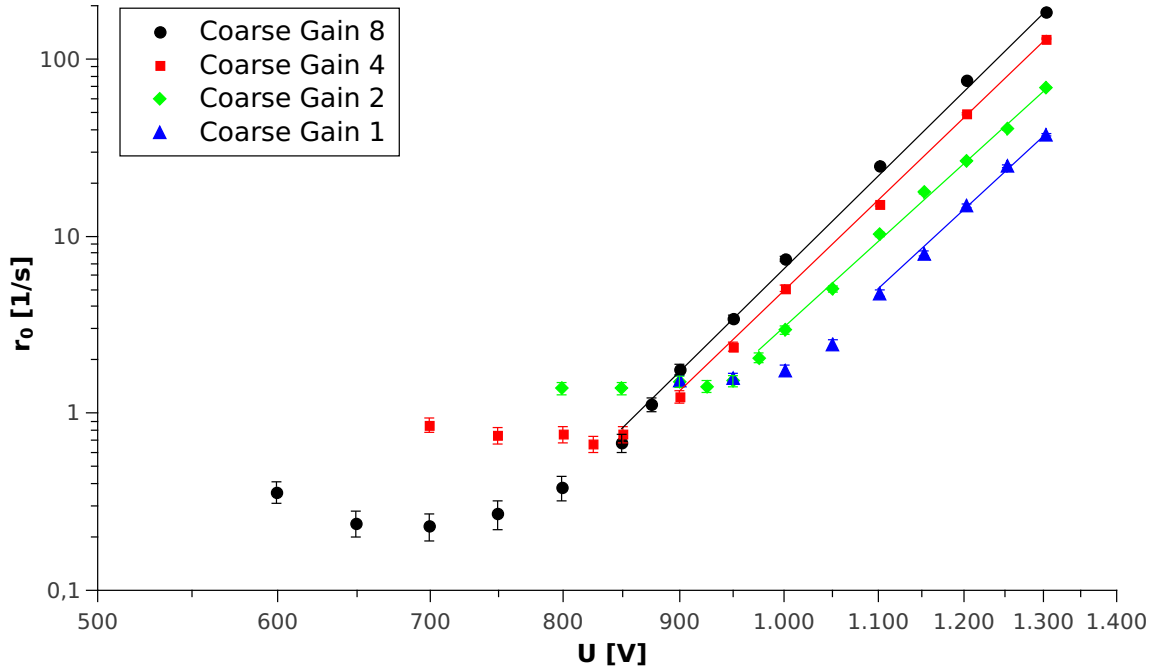


Abbildung 6.3: Spannungsabhängigkeit des PMT-Rauschens bei verschiedenen Einstellungen des *CoarseGain* gemessen bei Raumtemperatur ohne Kühlung. Für die Bereiche höherer Spannung wurde jeweils eine Potenzfunktion (Gleichung 6.2) angepasst. Die Parameter sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Verstärkungs-Rausch-Verhältnis  $GNR^4$  bestimmen. Da die Daten aus dem entsprechenden Diagramm abgelesen werden mussten und nicht direkt gemessen wurden, weisen sie eine erhöhte Unsicherheit auf. Aus diesen Werten wurde die folgende Gleichung für die spannungsabhängige Verstärkung des Photomultipliers bestimmt.

$$\mu_{\text{PMT}}(U) = 1,40 \cdot 10^{-17} U^{7,372} \quad (6.3)$$

Für die aus dieser Gleichung bestimmten Werte wird eine Unsicherheit von 5% angenommen.

Die Gleichung wurde genutzt, um zusammen mit dem *CoarseGain*, also der internen Verstärkung des Osprey, das  $GNR$  in Abhängigkeit der Spannung und des *Coarse Gain* zu bestimmen. Dabei gilt

$$\begin{aligned} GNR(\text{CoarseGain}, U) &= \frac{G(\text{CoarseGain}, U)}{r_0(U)} \\ &= \frac{\text{CoarseGain} \cdot \mu_{\text{PMT}}(U)}{r_0(U)} \end{aligned} \quad (6.4)$$

mit  $G(\text{CoarseGain}, U) = \text{CoarseGain} \cdot \mu_{\text{PMT}}(U)$ .

Abbildung 6.4 zeigt den Verlauf des  $GNR$  aufgetragen gegen die angelegte Spannung. Dem Diagramm ist zu entnehmen, dass das maximal erreichbare  $GNR$  mit steigendem *CoarseGain* zunimmt und, dass die Spannung bei der das maximale  $GNR$  vorliegt niedriger ist, je höher der *CoarseGain* gewählt wird. Nach einer Bestimmung von  $G(\text{CoarseGain}, U)$  ist zu erkennen, dass für alle Einstellungen des *CoarseGain* das maximale  $GNR$  bei einem ähnlichen Wert der Gesamtverstärkung

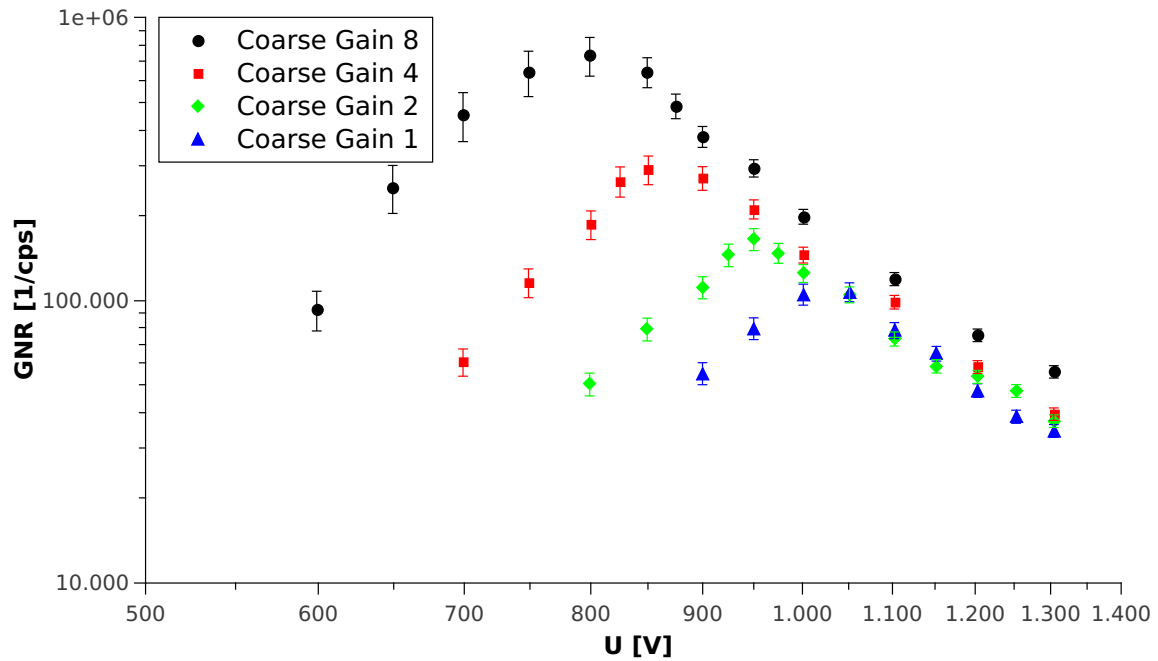


Abbildung 6.4: Spannungsabhängigkeit des Verhältnisses zwischen Gesamtverstärkung und PMT-Rauschen (GNR) bei verschiedenen Einstellungen des *CoarseGain* gemessen bei Raumtemperatur ohne Kühlung.

Tabelle 6.2: Maximales *GNR* für verschiedene Einstellungen des *CoarseGain*. Je höher der *CoarseGain* desto höher auch das maximale *GNR*. Auch die Gesamtverstärkung *G*, bei der das maximale *GNR* erreicht wird, steigt mit dem *CoarseGain*, während die dafür notwendige PMT-Spannung *U* abnimmt.

<i>CoarseGain</i>	$GNR_{\max}$ [1/cps]	<i>U</i> [V]	<i>G</i> @ $GNR_{\max}$
1	110 000	1030	210 000
2	165 000	950	220 000
4	295 000	870	230 000
8	750 000	810	250 000

$G$  erreicht wird, und zwar in einem Bereich von 210 000 bis 250 000. Diese Erkenntnisse sind zusammengefasst in Tabelle 6.2 zu finden.

Das  $GNR$  ist allerdings eine eher theoretische Größe, das maximale  $GNR$  ist im späteren Betrieb nicht notwendigerweise praktikabel. So ist zum Beispiel denkbar, dass bei dieser Einstellung niederenergetische Signale noch zu klein sind um überhaupt detektiert werden zu können, oder aber die Signale unnötig hoch verstärkt werden und stattdessen eine niedrigere Verstärkung mit einem geringeren zugehörigen Rauschen bereits ausreichen würde. Die letztendlich optimalen Einstellungen können somit erst bei Tests mit dem vollständigen Aufbau ermittelt werden. Die hier ermittelten  $GNR$ -Werte können jedoch gut als Startpunkt für eine Optimierung der Betriebsparameter verwendet werden.

## 6.3 Test-Prototyp

Begonnen wurde die Entwicklung mit einem ersten Modell, dessen Ziel noch nicht das Erreichen bestimmter Erkennungs- und Nachweisgrenzen war. Stattdessen sollten anhand dieses Modells die generelle Funktionsfähigkeit der Konstruktion, das Zusammenspiel der einzelnen Komponenten sowie die Monte-Carlo-Simulationen überprüft werden. Ebenso sollten damit zuerst in kleinerem Maßstab Erfahrungen gesammelt werden, welche Herausforderungen in der Konstruktion und der Bedienung auftreten können. Bei diesem Modell besteht noch nicht die Möglichkeit, fließendes Wasser zu verwenden, da es lediglich über eine abgeschlossene Messkammer verfügt.

### 6.3.1 Aufbau des Test-Prototyps

Der Test-Prototyp besteht aus sieben Szintillatorplatten der Dicke  $D = 2$  mm und Länge  $H = 14,6$  cm bei einer Breite von  $B = 5,5$  cm (siehe Abbildung 6.6). Diese sind im Abstand  $a = 2$  mm zueinander angebracht und enden, verbunden über das optische Gel SAINT-GOBAIN BC-630<sup>5</sup> (siehe Abbildung H.4), auf dem Eintrittsfenster des Photomultipliers (HAMAMATSU 2154-02, Datenblatt zu finden in den Abbildungen H.2,H.3).

Das Gehäuse besteht aus vier Teilen (siehe Abbildungen 6.5,6.6,6.7). Teil 1 ist die Halterung der Szintillatorplatten, die gleichzeitig auch den PMT umschließt. Dieses schließt bündig ab mit Teil 2, das die Messkammer, also das Detektorvolumen bildet, in dem sich die Szintillatorplatten befinden. Teil 3 und Teil 4 bilden eine Außenhülle, die zum weiteren Schutz vor Lichteintritt aus der Umgebung die Verbindung von Teil 1 und Teil 2 sowie von Teil 2 und Osprey überdeckt. Die Verbindungsstellen zwischen den Bauteilen und zum Osprey sind bei den Messungen mittels schwarzen Isolierbands optisch abgedichtet.

Die Messkammer (Innenmaße  $15,0$  cm  $\times$   $6,0$  cm  $\times$   $5,0$  cm) des Test-Prototyps kann, in aufrecht stehender Position, mit Wasser oder mit einer Messlösung befüllt werden. Zur Stabilisierung wird der Aufbau an einem Laborstativ fixiert. Aus diesem Aufbau ergibt sich eine Messkammer mit einem Bruttovolumen von  $0,45$  L, in die die Szintillatorplatten mit einer Nettolänge von  $L = 12,8$  cm hineinragen. Unter

---

<sup>5</sup>Brechungsindex  $n = 1,465$



Abbildung 6.5: Test-Prototyp.

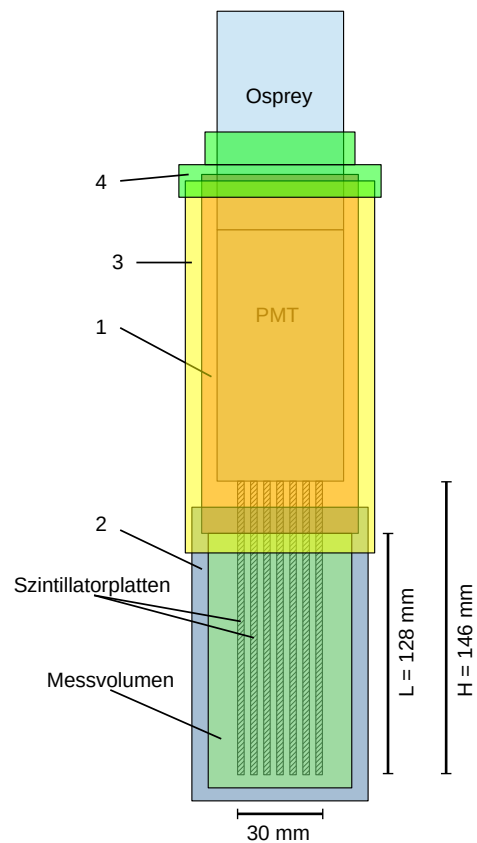


Abbildung 6.6: Schematische Zeichnung des Test-Prototyps. Von der Gesamtlänge  $H = 14,6$  cm der Szintillatorplatten ist eine Länge von  $L = 12,8$  cm in der Messkammer enthalten. Das Zwischenstück wird zur mechanischen Fixierung der Szintillatorplatten genutzt und verhindert gleichzeitig, dass der Photomultiplier mit kontaminierter Flüssigkeit in Berührung kommen kann.



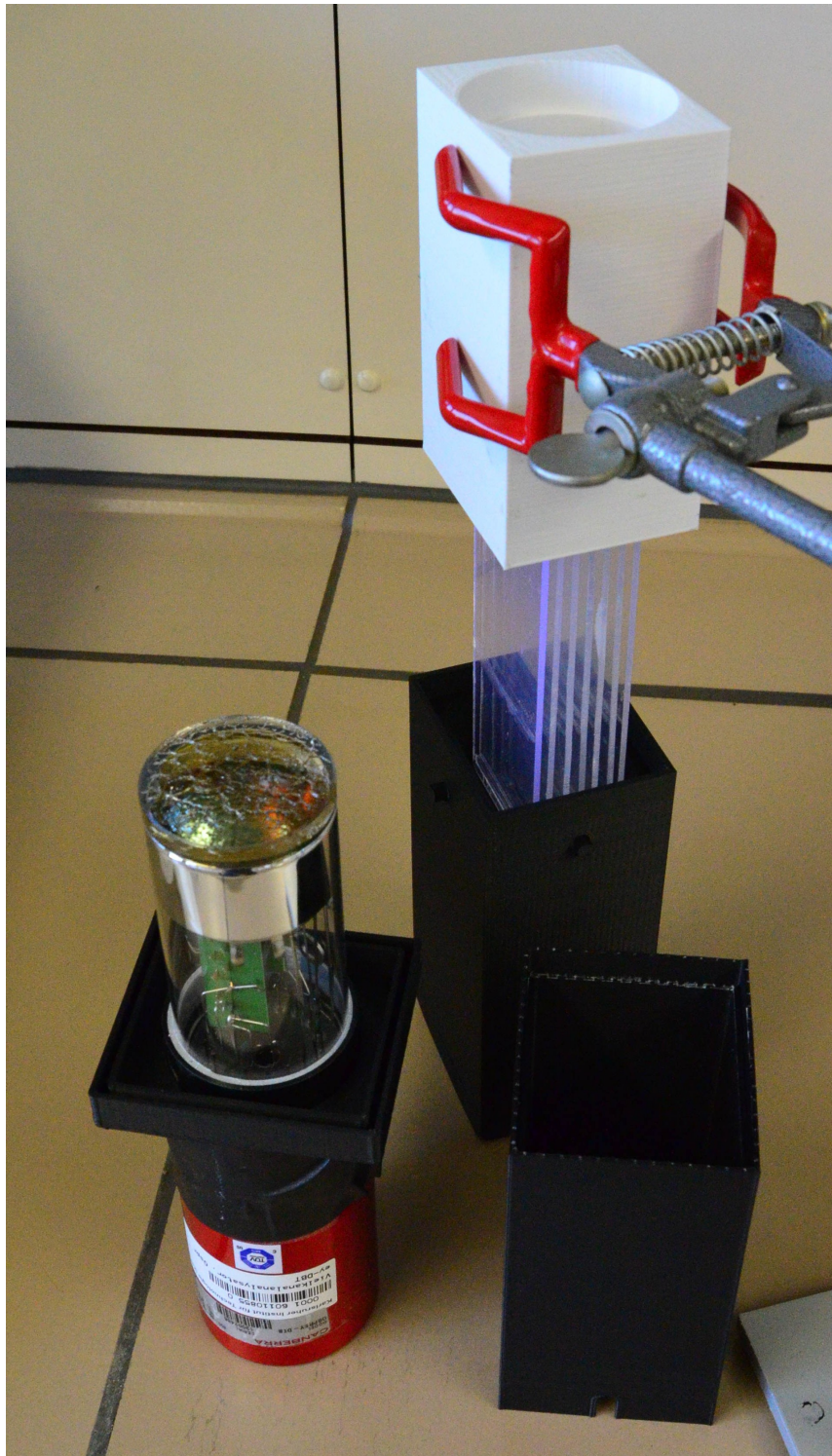


Abbildung 6.7: Komponenten des Test-Prototyps.

Berücksichtigung des Volumens der Szintillatorplatten ergibt sich ein Messvolumen von maximal 0,35 L. In der Praxis werden jedoch nur 0,28 L Messlösung genutzt, sodass das zu messende Wasser nicht die Gehäusedecke berührt. So wird sichergestellt, dass nur gut zu reinigende Oberflächen, wie die Innenseiten der Messkammer und die Szintillatorplatten, mit radioaktiven Lösungen in Berührung kommen. Somit werden Kontaminationen an schwer zugänglichen Stellen wie beispielsweise dem Photomultiplier von vorneherein ausgeschlossen, was nach Messungen möglicherweise notwendige Dekontaminationen erleichtert.

### 6.3.2 Testmessungen

Die Testmessungen mit dem beschriebenen Aufbau wurden mit verschiedenen Radionuklidlösungen durchgeführt, die nach den in Abschnitt 2.2 beschriebenen Überlegungen ausgesucht wurden. Bei den genutzten Radionukliden handelt es sich um die Betastrahler  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$ . Informationen zu den genutzten Lösungen finden sich in Anhang E.

Um die Messergebnisse auswerten zu können, wurden, neben den Messungen mit Radionuklidlösungen, zusätzlich Nulleffektmessungen mit sogenanntem NE-Wasser<sup>6</sup> (siehe Anhang E) durchgeführt. Durch die Messung der Nulleffektrate  $r_0$  kann für die Messungen mit Radionuklidlösungen bestimmt werden, welcher Anteil der Bruttozählrate  $r_g$  nicht auf Zerfälle der zu untersuchenden Radionuklide zurückzuführen ist, sondern beispielsweise durch Untergrundstrahlung oder durch das Rauschen des Photomultipliers verursacht wird. Aus der Differenz beider Messungen lässt sich die Nettozählrate

$$r_n = r_g - r_0 \quad (6.5)$$

berechnen, die auf die Aktivität der untersuchten Radionuklidlösung zurückzuführen ist.

Da der Test-Prototyp nur über eine geschlossene Messkammer ohne Zu- und Ableitungen verfügt, muss zum Befüllen das Detektorgehäuse geöffnet werden. Dabei werden die Szintillatorplatten und die Photokathode des Photomultipliers dem Umgebungslicht ausgesetzt. Diese werden durch das Licht angeregt und geben die gespeicherte Energie über einen längeren Zeitraum durch die Aussendung von Photonen wieder ab. Diese als Phosphoreszenz bezeichnete Form der Lumineszenz sorgt dafür, dass die Zählrate bei einer Messung unmittelbar nach dem Befüllen durch ein Nachleuchten der Detektorkomponenten erhöht ist. Bei der Durchführung und Auswertung der Messungen wurde dies durch entsprechende Standzeiten berücksichtigt. Abbildung 6.8 zeigt die Abnahme der Zählrate in einer Zeitspanne von sieben Stunden bei einem Messbeginn unmittelbar nachdem die Detektorkomponenten Licht ausgesetzt waren. Darin ist zu erkennen, dass die Zählrate  $r_{0,\text{ges}}$  zu Beginn deutlich abnimmt und sich dann einem konstanten Wert annähert, der keine Lumineszenzereignisse enthält,  $r_{0,\text{konst}}$ . Um den Effekt der Lumineszenz genauer zu analysieren, ist

---

<sup>6</sup>Nulleffekt



in Abbildung 6.9 nur der Anteil der Nulleffektrate aufgetragen, der von Lumineszenzereignissen stammt,  $r_{\text{lum}}$ .

$$r_{\text{lum}} = r_{0,\text{ges}} - r_{0,\text{konst}} \quad (6.6)$$

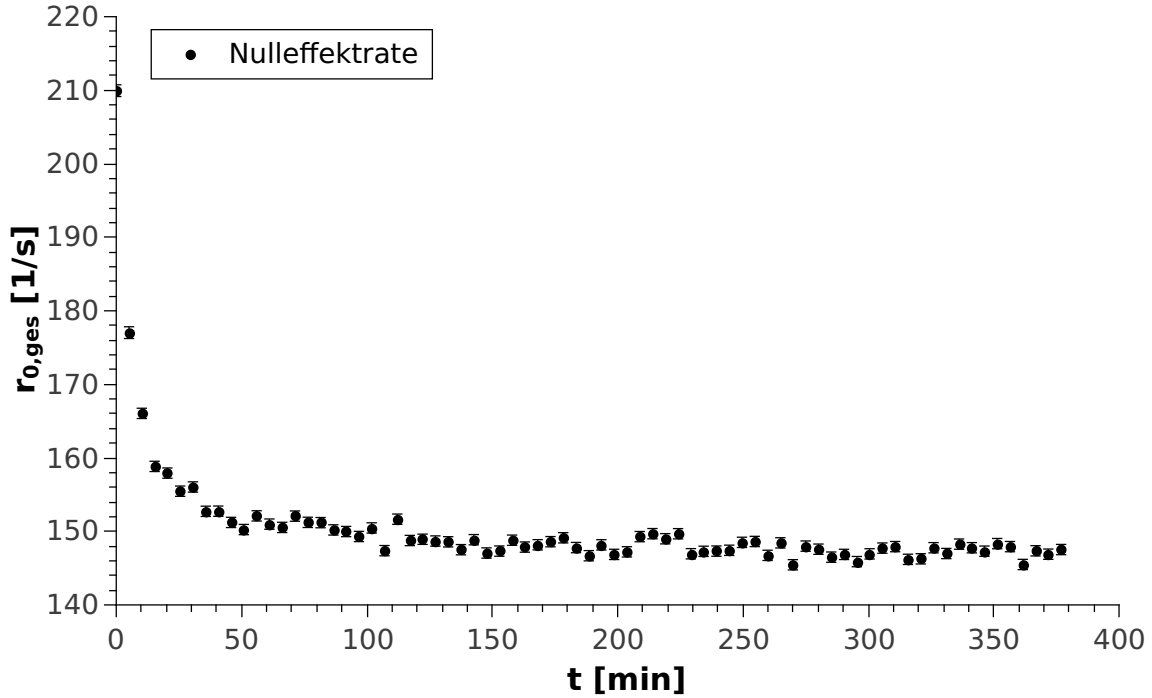


Abbildung 6.8: Zeitlicher Verlauf der Nulleffektrate  $r_{0,\text{ges}}$  nachdem der Detektor geöffnet und Licht ausgesetzt wurde.

In der logarithmischen Darstellung in Abbildung 6.9 ist zu erkennen, dass die Lumineszenzzählrate  $r_{\text{lum}}$  durch einen biexponentiellen Zerfall

$$r_{\text{lum}}(t) = F1 + F2 \quad (6.7)$$

$$r_{\text{lum}}(t) = I_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + I_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right), \quad (6.8)$$

bestehend aus zwei parallel ablaufenden exponentiellen Zerfällen mit verschiedenen Zeitkonstanten  $\tau_i$ , beschrieben werden kann. In diesem Fall bestimmen sich die Parameter zu

$$r_{\text{lum}}(t) = 52,2 \text{ s}^{-1} \exp\left(-\frac{t}{6,22 \text{ min}}\right) + 10,4 \text{ s}^{-1} \exp\left(-\frac{t}{75,0 \text{ min}}\right). \quad (6.9)$$

Während  $I_2$  aufgrund der im Vergleich zur Zeit zwischen Lichtexposition und Messbeginn sowie Dauer je Einzelmessung (5 min) großen Zeitkonstante relativ gut bestimmt ist, liegt der wahre Wert für  $I_1$  deutlich höher als durch die Funktion bestimmt, da zwischen Beendigung der Lichtexposition und erstem Messpunkt bereits Zeit in der Größenordnung der Zeitkonstante vergangen ist. Es ist jedoch sicher zu sagen, dass die Intensität der kurzlebigen Lumineszenzkomponente  $F1$  mit  $\tau_1 = 6,22 \text{ min}$

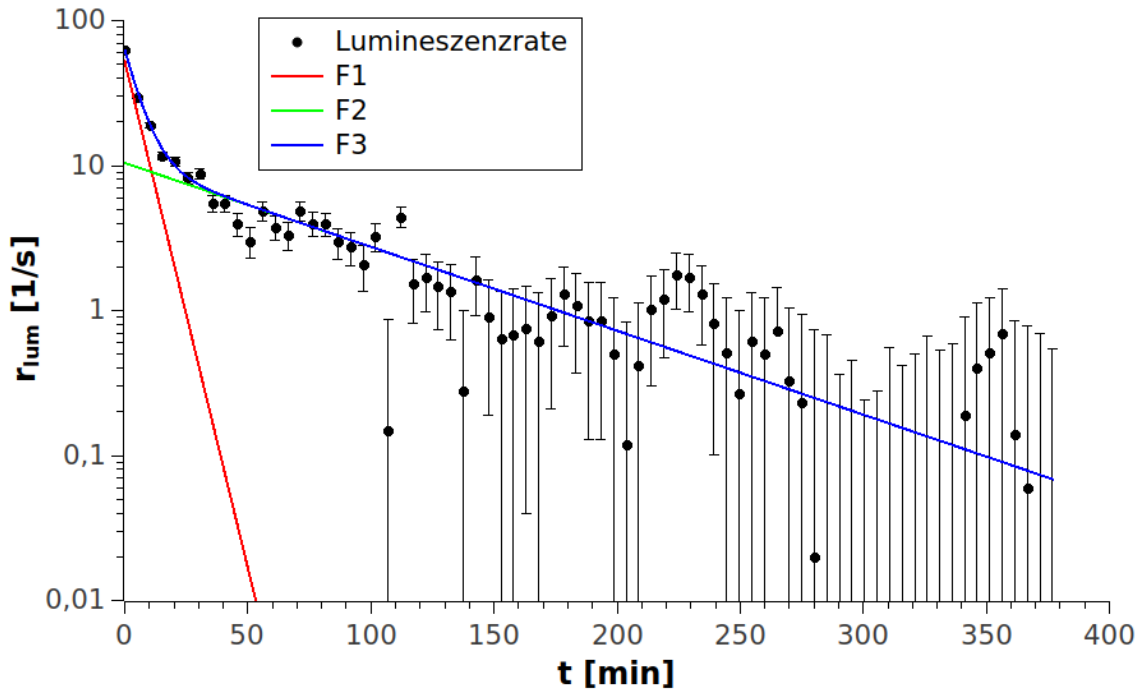


Abbildung 6.9: Durch Lumineszenzeffekte verursachte Zählrate  $r_{\text{lum}}$ . Diese kann beschrieben werden durch einen biexponentiellen Zerfall mit der Funktion F3 als Summe der beiden exponentiellen Zerfälle F1 und F2.

zu Beginn um ein Vielfaches höher ist als die der langlebigen Komponente F2 mit  $\tau_2 = 75,0$  min.

Aufgrund der Einflüsse der Lumineszenz auf die Messungen wurden für die Analyse der Messergebnisse nur Daten verwendet, bei deren Aufnahme der Detektor bereits längere Zeit verschlossen war, sodass in einem zeitaufgelösten Diagramm keine Zählratenabnahme aufgrund von Lumineszenzeffekten mehr zu erkennen war. Typischerweise reichte ein Abklingzeit von 3 h aus, um einen erkennbaren Einfluss der Lumineszenz auf die Zählrate auszuschließen.

Als Dauer der kontinuierlich durchgeführten Einzelmessungen wurden 300 Sekunden gewählt. Dies gewährleistet eine ausreichende Zeitauflösung zur Beobachtung möglicher sich zeitlich ändernder Effekte, wie beispielsweise der beschriebenen Lumineszenz. Zugleich sollte diese Messdauer genügen, um eine ausreichende Anzahl von Ereignissen zu messen und somit die Unsicherheit aufgrund der Zählstatistik zu begrenzen. Wenn nötig oder gewünscht, wäre es auch im Nachhinein möglich, mehrere Messungen zusammenzufassen, um eine bessere Zählstatistik zu erhalten, jedoch unter der Bedingung einer verschlechterten Zeitauflösung. Für einen späteren Einsatz des Detektors stellt die Lumineszenz kein Problem dar, da er im Einsatz dauerhaft lichtdicht eingebaut sein wird. Lediglich bei Testmessungen, für die der Detektor geöffnet wird, ist der Effekt der Lumineszenz zu beachten.

Da der Test-Prototyp nicht für den dauerhaften Einsatz konzipiert wurde, sondern häufig geöffnet wird, ist er selbst nicht komplett lichtdicht. Deshalb wird er mehrlagig mit lichtdichtem schwarzen Stoff (Bühnenmolton B1, ca.  $300 \text{ g m}^{-2}$  [Mol]) umhüllt. Geschieht dies nicht korrekt, kann dies zu einer erhöhten Zählrate aufgrund

Lichteintritts von Außen führen. Für reproduzierbare Ergebnisse und niedrige Nulleffektzählraten ist es deshalb unabdingbar, dass der Detektor einwandfrei umhüllt ist.

### 6.3.3 Ergebnisse

Zur Bestimmung der charakteristischen Grenzen des Test-Prototyps wurden Messungen mit Radionuklidlösungen sowie Nulleffektmessungen mit Wasser ohne zugesetzte Radionuklide durchgeführt. Die Aktivitätskonzentrationen der bei diesen Messungen genutzten  $^{60}\text{Co}$ - und  $^{137}\text{Cs}$ -Lösungen lagen im Bereich zwischen 2 und 5 kBq L<sup>-1</sup>. Aus der Nulleffektzählrate  $r_0$  sowie den aus den Messungen bestimmbaren relativen Kalibrierfaktoren  $w_V = \frac{w}{V}$  lassen sich dann die charakteristischen Grenzen für beliebige Messdauern bestimmen. Aufgeführt sind im Folgenden die relativen Erkennungsgrenzen  $y_V^*$ , die sich für die Parameter  $t_0 = 100\text{ s}$  und  $t_g = 60\text{ s}$  ergeben.

#### Nulleffekt

Die Nulleffektzählrate wurde jeweils unmittelbar vor und nach den Messungen mit Radionuklidlösung bestimmt und zur Berechnung der Nettozählraten genutzt. Abbildung 6.10 zeigt die Abhängigkeit der Nulleffektzählrate von der PMT-Spannung für verschiedene Osprey-Verstärkungsfaktoren. Bei konstanter Temperatur ist die Nulleffektzählrate (im Rahmen der statistischen Schwankungen) konstant. Ergebnisse der Nulleffektmessungen finden sich in Tabelle 6.3. Der gemessene Nulleffekt setzt sich zusammen aus dem Rauschen des PMT sowie dem tatsächlich gemessenen Licht, das entweder durch Umgebungsstrahlung hervorgerufen wurde, oder aber trotz sorgfältiger Abdichtung in den Detektor gelangt ist. In der in Abbildung 6.10 gezeigten doppelt logarithmischen Darstellung ist zu erkennen, dass die Nulleffektzählraten bei den verschiedenen Verstärkungsfaktoren durch jeweils mehrere Geraden verschiedener Steigung dargestellt werden können. Dies bedeutet, dass die Nulleffektzählraten in unterschiedlichen Spannungsbereichen Potenzfunktionen (Gleichung 6.2) mit unterschiedlichen Exponenten folgen. Diese Exponenten als beschreibender Parameter der einzelnen Spannungsbereiche finden sich in Tabelle 6.4. Eine exakte Aufteilung ist dabei nicht unbedingt sicher möglich, allerdings ist deutlich zu erkennen, dass die Kurven durch jeweils eine einzelne Gerade über den gesamten Messbereich nicht korrekt beschrieben würden.

#### Radionuklidlösungen

Ein Auszug der Messergebnisse für den Test-Prototyp findet sich in Tabelle 6.3. Aufgeführt sind darin auch die relativen Erkennungsgrenzen  $y_V^*$ , die sich aus der Nulleffektzählrate  $r_0$  und den relativen Kalibrierfaktoren  $w_V$  für die Parameter  $t_0 = 100\text{ s}$  und  $t_g = 60\text{ s}$  ergeben. Alle Ergebnisse der Messungen sind in Anhang G zusammengestellt.

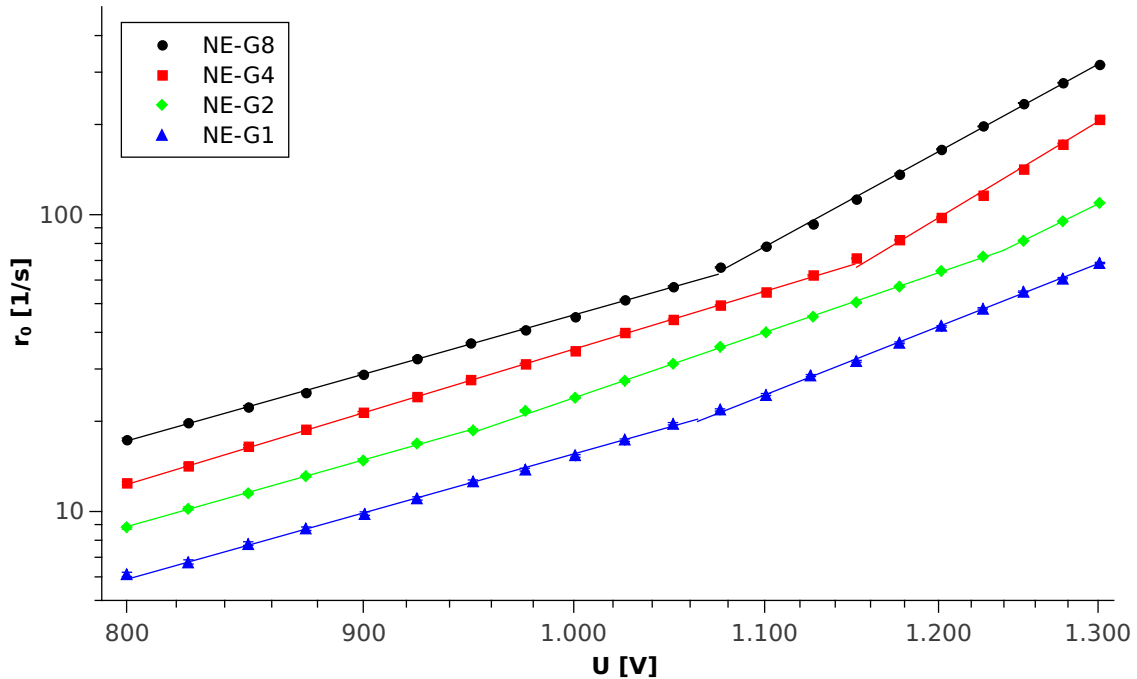


Abbildung 6.10: Doppelt logarithmische Darstellung der Nulleffektrate des Test-Prototyps in Abhängigkeit der PMT-Spannung für verschiedene Verstärkungen.

Tabelle 6.3: Messparameter des Test-Prototyps für  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$  bei der Verstärkung  $G = 8$ . Der Übersichtlichkeit halber sind in der Tabelle nicht die Daten für alle gemessenen Verstärkungen und Spannungen enthalten, für  $^{60}\text{Co}$  finden sich die Daten zu allen Messpunkten in den Tabellen G.1, G.2, G.3. Für die Berechnung der charakteristischen Grenzen wurden die Parameter  $t_0 = 100\text{s}$  und  $t_g = 60\text{s}$  genutzt.

$U$ [V]	$r_0$ [cps]	$w_V(^{60}\text{Co})$ [Bq/L/cps]	$y_V^*(^{60}\text{Co})$ [Bq/L]	$w_V(^{137}\text{Cs})$ [Bq/L/cps]	$y_V^*(^{137}\text{Cs})$ [Bq/L]	Verhältnis $^{137}\text{Cs}/^{60}\text{Co}$
850	22,5	114	145	246	314	2,16
950	36,8	70,2	114	122	199	1,74
1051	57,1	54,5	111	82,0	166	1,50
1152	113	48,8	139	68,4	195	1,40
1252	237	45,7	189	60,4	250	1,32

Tabelle 6.4: Exponent  $b$  der Potenzfunktion (Gleichung 6.2) im jeweiligen Spannungsbereich als Parameter der Steigung in der doppelt logarithmischen Darstellung in Abbildung 6.10 bei den unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren  $G$ .

$G$	$U_{\min}$ [V]	$U_{\max}$ [V]	$b$	$\Delta b$
1	800	1051	4,35E+00	6,6E-02
1	1076	1301	6,11E+00	5,9E-02
2	800	951	4,37E+00	5,9E-02
2	976	1227	5,33E+00	4,0E-02
2	1252	1301	7,62E+00	5,8E-02
4	800	1127	4,70E+00	3,1E-02
4	1152	1301	9,36E+00	2,5E-01
8	800	1051	4,37E+00	3,6E-02
8	1101	1301	8,50E+00	1,1E-01

### $^{60}\text{Co}$

Der aus den Messungen bestimmte relative Kalibrierfaktor  $w_V$  ist in Abbildung 6.11 für die verschiedenen Osprey-Verstärkungsfaktoren dargestellt. Der Kalibrierfaktor sinkt mit zunehmendem Verstärkungsfaktor. Diesem positiven Effekt tritt jedoch der bei höherem Verstärkungsfaktor größere Nulleffekt entgegen (siehe Abbildung 6.10). Mit diesen beiden Größen lässt sich die Erkennungsgrenze bestimmen, die sich in Abbildung 6.12 finden lässt. Beim Vergleich der Kurven der verschiedenen Verstärkungsfaktoren lässt sich erkennen, dass die minimale Erkennungsgrenze sich nur geringfügig unterscheidet. Gut zu erkennen ist dabei, dass die PMT-Spannung, bei der die minimale Erkennungsgrenze erreicht wird, mit steigendem Verstärkungsfaktor abnimmt. Die konvexe Form der Erkennungsgrenze mit einem Minimum lässt sich dadurch erklären, dass für niedrige Spannungen die positiven Auswirkungen einer Spannungserhöhung auf den Kalibrierfaktor gegenüber dem negativen Effekt auf die Nulleffektzählrate dominieren, während sich dies zu hohen Spannungen hin umkehrt (siehe Abbildung 6.13). Die Konvexität ergibt sich aus  $\frac{d^2 r_0}{dU^2} > 0$  und  $\frac{d^2 w_V}{dU^2} > 0$ , die Ausbildung eines Minimums folgt aus  $\frac{dr_0}{dU} > 0$  und  $\frac{dw_V}{dU} < 0$  sowie  $\frac{dy_V^*}{dr_0} > 0$  und  $\frac{dy_V^*}{dw_V} > 0$ .

Wie in Abbildung 6.12 zu erkennen ist, wird bei einem internen Verstärkungsfaktor 8 die beste Erkennungsgrenze erreicht. Ergebnisse der Messungen finden sich ebenfalls in Tabelle 6.3.

### $^{137}\text{Cs}$

Wie bei  $^{60}\text{Co}$  erreicht der Test-Prototyp auch für  $^{137}\text{Cs}$  die beste Erkennungsgrenze beim Verstärkungsfaktor 8. Wie Tabelle 6.3 zu entnehmen ist, ist der Verlauf des Kalibrierfaktors  $w_V$  bei  $^{137}\text{Cs}$  deutlich steiler als bei  $^{60}\text{Co}$ . Die Interpretation der Ergebnisse mit einem Vergleich zu denen von  $^{60}\text{Co}$  findet sich in der nachfolgenden Zusammenfassung.

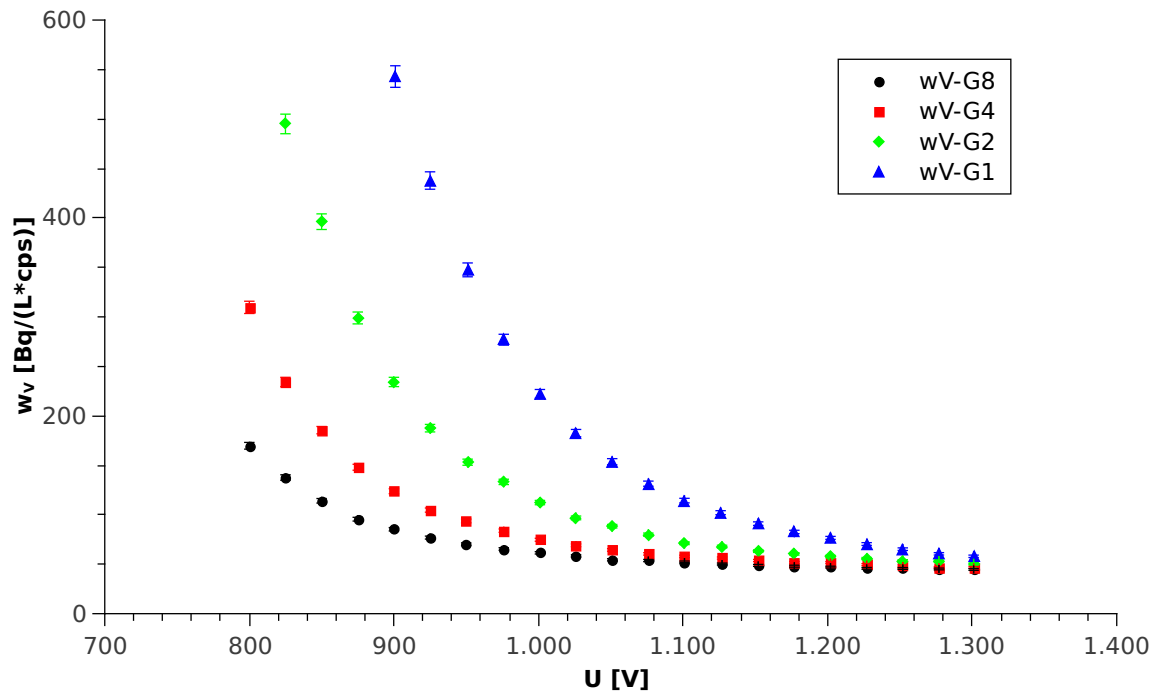


Abbildung 6.11: Relative Kalibrierfaktor  $w_V$  des Test-Prototyps für  $^{60}\text{Co}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für verschiedene Verstärkungen.

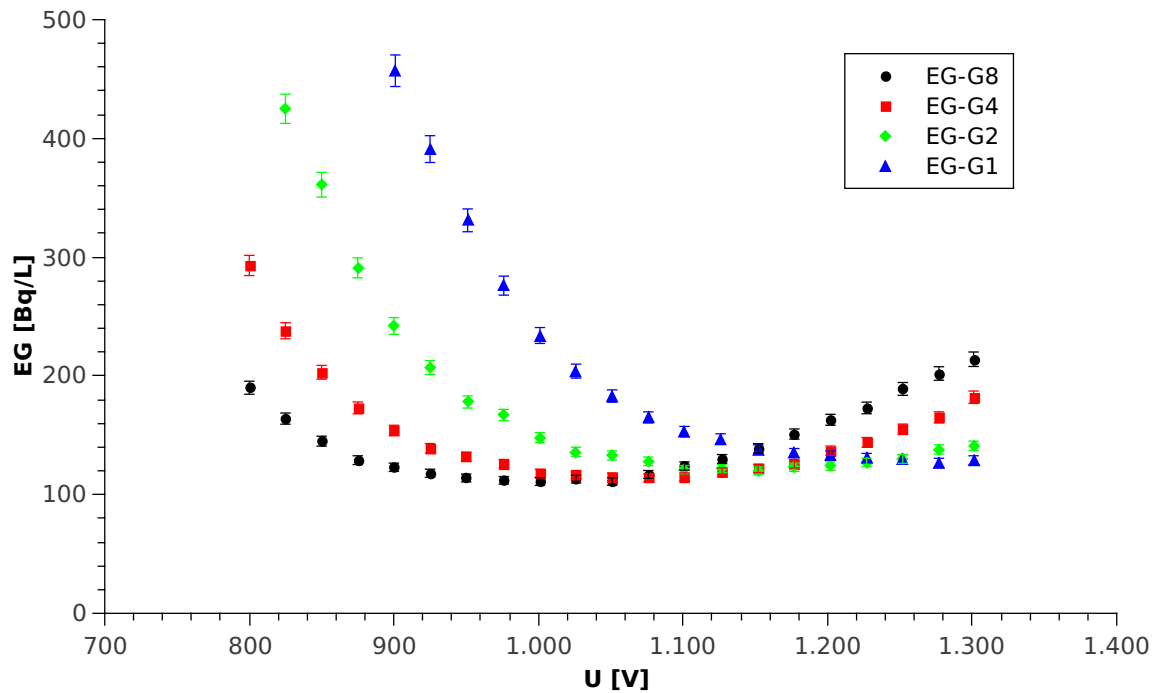


Abbildung 6.12: Relative Erkennungsgrenze  $y_V^*$  des Test-Prototyps für  $^{60}\text{Co}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für verschiedene Verstärkungen.

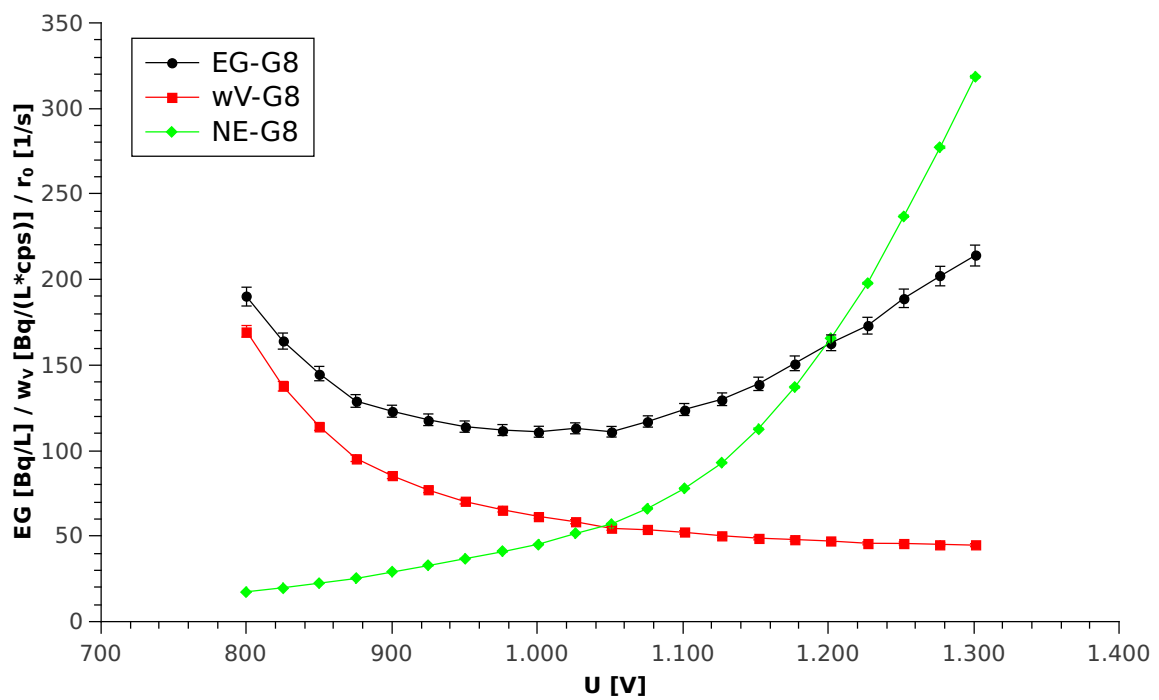


Abbildung 6.13: Gemeinsame Darstellung von Nulleffektzählrate  $r_0$ , relativem Kalibrierfaktor  $w_V$  und relativer Erkennungsgrenze  $y_V^*$  für  $^{60}\text{Co}$  beim Verstärkungsfaktor 8. Bei niedrigen Spannungen sorgt eine Spannungserhöhung für eine Verbesserung der Erkennungsgrenze, da das Absinken des Kalibrierfaktors den Effekt der höheren Nulleffektzählrate überwiegt. Ab etwa 1050 V übersteigt die größer werdende Nulleffektzählrate den positiven Einfluss des Kalibrierfaktors auf die Erkennungsgrenze, sodass diese mit noch höherer Spannung wieder ansteigt.

### Zusammenfassung

Die Messungen mit dem Test-Prototyp liefern gute, vielversprechende Ergebnisse bei den kurzen Messdauern und somit gute Voraussetzungen für den darauf aufbauenden größeren Prototyp mit Durchfluss.

Der Vergleich der Verläufe der Kalibrierfaktoren von  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$  (Abbildung 6.14) verträgt sich mit der in Abschnitt 4.4.3 aufgestellten Erwartung eines bei niedrigen PMT-Spannungen deutlich größeren Kalibrierfaktors für  $^{137}\text{Cs}$  als für  $^{60}\text{Co}$  mit einer Annäherung der beiden Kalibrierfaktoren bei einer höheren PMT-Spannung, die einhergeht mit einer höheren Sensitivität des Photosensors, sodass bereits geringere Photonenzahlen detektiert werden können. Dieses Verhalten kann mithilfe der Zerfallsschemata (Abbildungen 2.1 und 2.2) der beiden Nuklide erklärt werden.  $^{60}\text{Co}$  wird über den  $\beta$ -Zerfall in  $^{60}\text{Ni}$  in einem angeregten Zustand umgewandelt, das sich sofort über die Aussendung von zwei  $\gamma$  abregt in den stabilen Grundzustand.  $^{137}\text{Cs}$  hingegen wird zu 95 % in das metastabile  $^{137\text{m}}\text{Ba}$  umgewandelt, das mit einer Halbwertszeit von 2,55 min in das stabile  $^{137}\text{Ba}$  zerfällt. Somit wird bei  $^{137}\text{Cs}$  in den meisten Fällen der Q-Wert, also die gesamte beim Zerfall freigesetzte Energie, aufgeteilt in zwei zeitlich getrennte Emissionen. Dies führt dazu, dass jede einzelne Emission im Schnitt weniger Szintillationsphotonen erzeugt, es dafür jedoch fast doppelt so viele nicht koinzidente Emissionsereignisse gibt. Dies erklärt, weshalb bei einer niedrigen PMT-Spannung, bei der viele im Szintillator erzeugte optische Photonen zur Detektion benötigt werden (hoher Photon Threshold),  $^{137}\text{Cs}$  über einen deutlich schlechteren Kalibrierfaktor und damit eine schlechtere Erkennungsgrenze verfügt als  $^{60}\text{Co}$ , dieser Unterschied mit steigender PMT-Spannung und damit Empfindlichkeit jedoch geringer wird und bei sehr hoher Empfindlichkeit im Bereich der Einzelphotonerkennung der Kalibrierfaktor von  $^{137}\text{Cs}$  aufgrund der Entkopplung der beiden Einzelzerfälle als besser zu erwarten ist als der von  $^{60}\text{Co}$ . Um auch diesen Bereich abzudecken reicht die Sensitivität des verwendeten Photomultipliers nicht aus, sehr wohl aber lässt sich in Abbildung 6.14 die Annäherung der beiden Kalibrierfaktoren beobachten. So ist Tabelle 6.3 zu entnehmen, dass der Kalibrierfaktor von  $^{137}\text{Cs}$  bei 850 V noch mehr als doppelt so groß ist wie der von  $^{60}\text{Co}$ , er bei 1250 V aber nur noch 32 % größer ist.



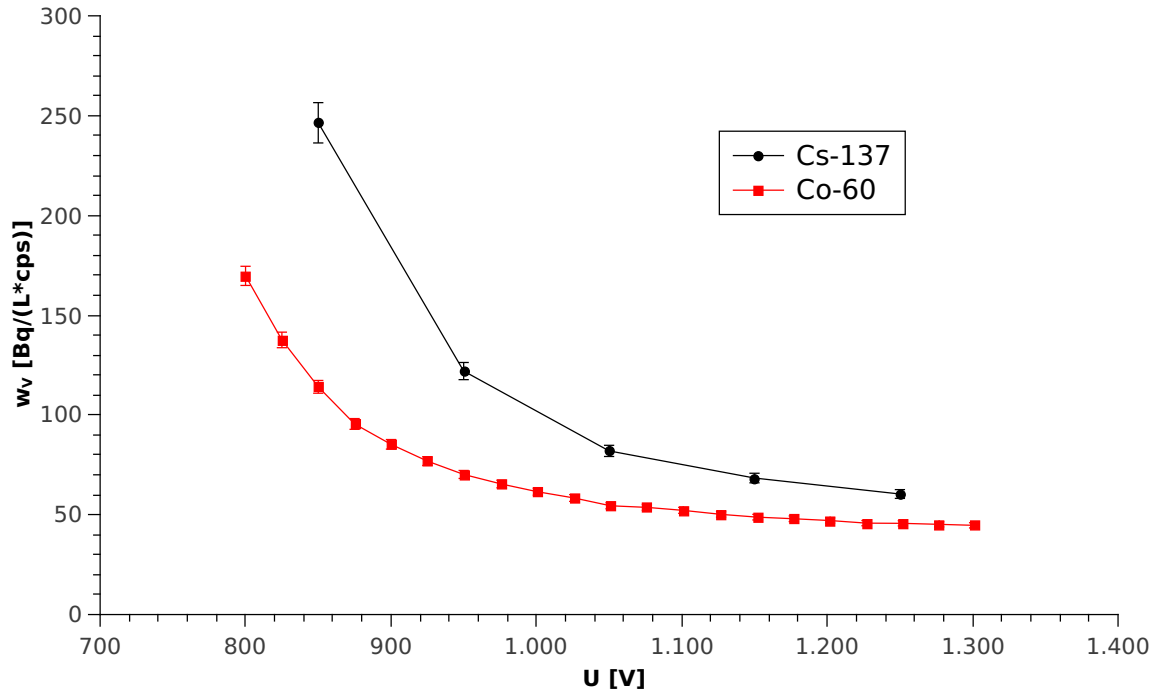


Abbildung 6.14: Kalibrierfaktor  $w_V$  des Test-Prototyps für  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8.

### 6.3.4 Messmodus

Wie bereits beschrieben, verfügt der Test-Prototyp nur über eine abgeschlossene Messkammer, sodass das Wasser diese - anders als beim geplanten Detektorsystem - nicht durchfließen kann. Für die Detektion selbst ist es jedoch irrelevant, ob das Wasser durch den Detektor strömt oder ruht, solange die Aktivitätskonzentration  $A_V$  konstant und homogen verteilt ist ( $\frac{d}{dt}A_V(t) = \frac{d}{dt}w_V(t) = 0$ ). Die detektierten Ereignisse  $E$  im Zeitraum von  $t_0$  bis  $t_1$  ergeben sich generell zu

$$E = \int_{t_0}^{t_1} \frac{A_V(t)}{w_V(t)} dt. \quad (6.10)$$

Die Zeitabhängigkeit ergibt sich aus der räumlichen Ausdehnung des Detektors. Der aus der Detektionswahrscheinlichkeit eines Zerfalls resultierende Kalibrierfaktor ist aufgrund der unterschiedlichen Entfernung zum Szintillator ortsabhängig. Aufgrund der Tatsache, dass das zu messende Wasser sich bewegt, folgt aus dieser Ortsabhängigkeit eine Zeitabhängigkeit. Es ist davon auszugehen, dass sich Radionuklide zwischen ihrem Eintrag ins Wasser und dem Passieren des Detektors aufgrund von Diffusion und Verwirbelung im Wasser verteilen und nicht als singuläre Aktivitätskonzentration den Detektor passieren. Aus diesem Grund kann für Integrationszeiten größer der Durchflussdauer durch den Detektor anstatt des zeitabhängigen Kalibrierfaktors  $w_V(t)$  ein gemittelter Kalibrierfaktor  $w_V$  angenommen werden. Durch die räumliche Ausdehnung des Detektors orthogonal zur Durchflussrichtung wäre dies für singuläre Ereignisse nur bedingt möglich, da dort die Detektionswahrscheinlichkeit abhängig ist vom Weg durch den Detektor, während sie bei einer verteilten Aktivitätskonzentration der gemittelten Detektionswahrscheinlichkeit entspricht. Für

punktförmige Aktivitätskonzentrationen ist eine solche Mittelung ebenfalls möglich, jedoch mit einer deutlich größeren Unsicherheit behaftet.

Für die spätere Praxis, in der der Detektor von Wasser durchströmt wird, stellt sich die Frage nach der optimalen Durchflussgeschwindigkeit. Für eine guten Zeitauflösung ist ein schneller Wasseraustausch notwendig. Für den Fall, dass das in der Messung genutzte Wasser nicht im Trinkwassernetz verbleibt, sondern entsorgt werden muss, sollte allerdings darauf geachtet werden, den Wasserverbrauch möglichst gering zu halten. Ein Durchfluss, bei dem die Verweildauer des Wassers im Detektor deutlich geringer ist als die Dauer der einzelnen Messungen ist nicht sinnvoll, da in diesem Fall durch den hohen Durchfluss keine signifikante Verbesserung der Zeitauflösung erreicht werden kann. Deshalb sollte der Durchfluss an die gewünschte Zeitauflösung angepasst werden. Für eine genaue Bestimmung ist zu berücksichtigen, dass die Fließgeschwindigkeit an Engstellen, wie etwa zwischen den Szintillatorplatten, niedriger ist als an anderen Stellen. Der Wasseraustausch geht dort also langsamer vonstatten, als es durch eine einfache Berechnung anhand von Detektorvolumen und Durchfluss zu erwarten wäre (siehe Abschnitt 4.5.2).

## 6.4 Erste Revision

Basierend auf den Erfahrungen durch den Betrieb des Test-Prototyps wurde ein neuer Detektor entworfen. Die grundlegenden Gedanken dahinter sind identisch mit denen des Test-Prototyps. Zur Verbesserung der charakteristischen Grenzen verfügt diese Revision über ein größeres Messvolumen und größere Szintillatorplatten. Ein funktionaler Unterschied zum Test-Prototyp ist jedoch, dass dieser Detektor mit fließendem Wasser betrieben werden kann. Er verfügt dafür über einen Einlass im Boden und über einen seitlichen Überlauf, der die Füllhöhe begrenzt, sodass das Verbindungsstück zum PMT nicht mit den Radionuklidlösungen in Berührung kommen kann (siehe Abbildungen 6.15,6.16,6.17).

Genutzt wird der gleiche Plastikszintillator wie beim Test-Prototyp, in diesem Fall sind es acht Platten mit einer Länge von  $H = 27,0$  cm und einer Breite von  $B = 14,4$  cm. Die Dicke und der Abstand zwischen den Szintillatorplatten haben sich mit jeweils 2 mm nicht geändert. Die Szintillatorplatten sind in einer Stützstruktur fixiert, die aus mehreren per 3D-Druck hergestellten Teilen besteht (siehe Abbildungen 6.18,6.19,6.20). Der obere Teil dieser Stützstruktur, der über die gesamte Breite der Szintillatorplatten direkt an ebendiesen anliegt, wurde aus weißem Filament gedruckt, um Absorption zu vermeiden und so die Lichtsammlung zu optimieren. Da sich die oberen 2,8 cm der Szintillatorplatten nicht im Wasser befinden, beträgt die effektive Oberfläche  $56,8$  dm<sup>2</sup>. Aus der Grundfläche von  $15,5$  cm  $\times$   $6,8$  cm und der Füllhöhe von  $26,0$  cm ergibt sich ein Netto-Wasservolumen von  $2,2$  L. Über eine Schlauchverbindung wird das Wasser mittels einer Schlauchpumpe (siehe Abbildung 6.21) in die Messkammer geleitet und strömt an den Szintillatorplatten entlang. Über den Überlauf gelangt es in ein Reservoir, von dem aus es wieder abgepumpt wird. Im Labor wird der Detektor im Regelfall in einem Kreislauf mit einer Durchflussrate von  $1,0$  L/min betrieben. Zu- und Ablauf wurden so konzipiert, dass

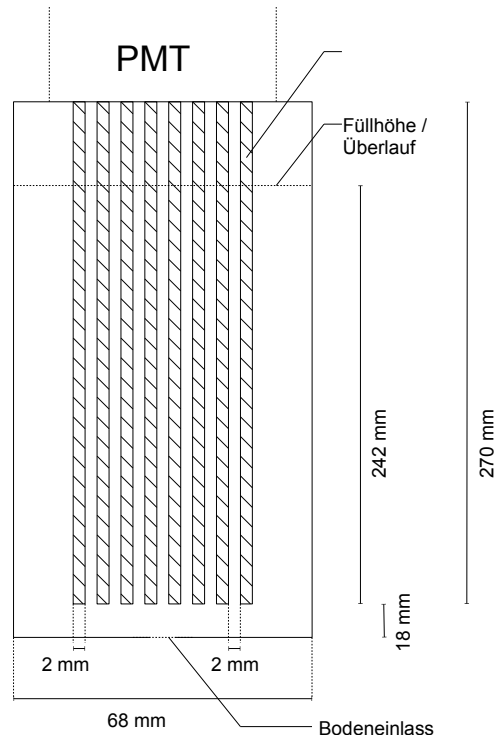


Abbildung 6.15: Schematische Zeichnung der ersten Revision.

zwischen Messkammer und Außenbereich mehrere Kurven liegen, um, unabhängig von den äußeren Bedingungen, ein Eindringen von Licht bestmöglich zu vermeiden. Um diesen Effekt zu unterstützen, werden bei den Testmessungen lichtdichte Schläuche verwendet oder diese lichtdicht verpackt.

Auch für diese erste Revision wurden, ebenso wie für den Test-Prototyp, durch Messungen Nulleffektzählrate und Kalibrierfaktor für verschiedene Photomultiplier-Spannungen bestimmt, mittels derer sich die charakteristischen Grenzen des Detektoraufbaus berechnen lassen. Zusätzlich zu  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$  wurde auch der  $\alpha$ -Strahler  $^{241}\text{Am}$  untersucht. Die Ergebnisse finden sich in Tabelle 6.5 sowie visualisiert in Abbildung 6.22 (Kalibrierfaktor  $w_V$ ) und Abbildung 6.23 (Erkennungsgrenze  $y_V^*$ ). Es ist zu erkennen, dass diese erste Revision bereits deutlich niedrigere Erkennungsgrenzen erreicht als der Test-Prototyp. Diese liegen bei geeigneter Wahl der Photomultiplier-Spannung bereits bei Messzeiten von einer Minute ( $t_0 = 100\text{ s}$  und  $t_g = 60\text{ s}$ ) unterhalb der in Tabelle 2.5 aufgeführten Aktivitätskonzentrationen, die zu einer effektiven Dosis von  $D_{eff} = 1\text{ mSv}$  führen.

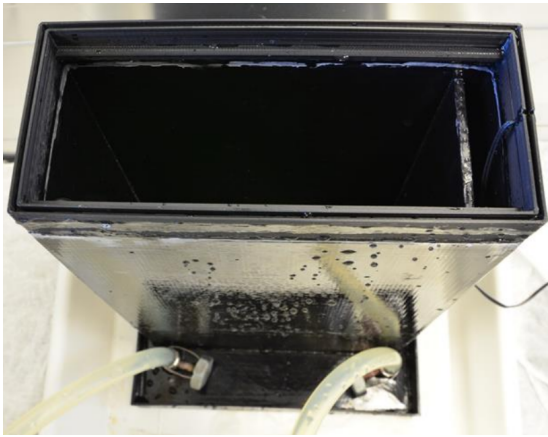


Abbildung 6.16: Blick in die Messkammer der ersten Revision mit Überlauf auf der rechten Seite. Ebenfalls auf der rechten Seite zu sehen ist die Kabeleinführung eines Sensors zur Bestimmung der Temperatur des zu messenden Wassers.

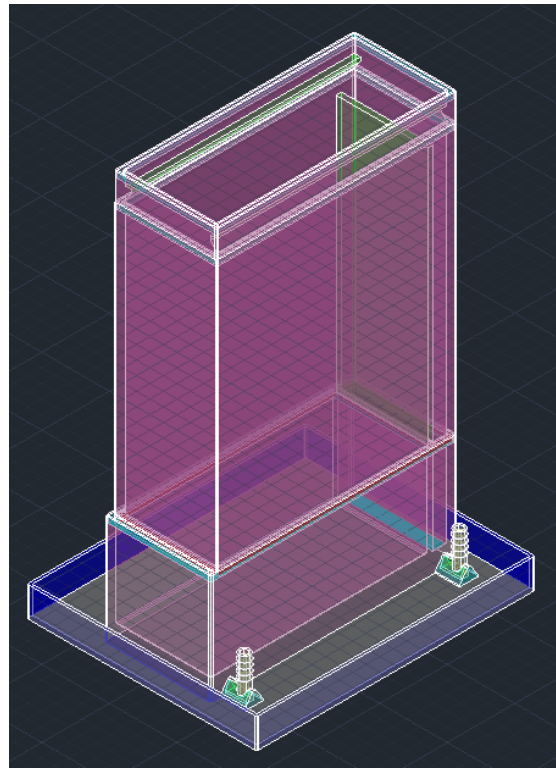


Abbildung 6.17: CAD-Zeichnung zur in Abbildung 6.16 dargestellten Messkammer.

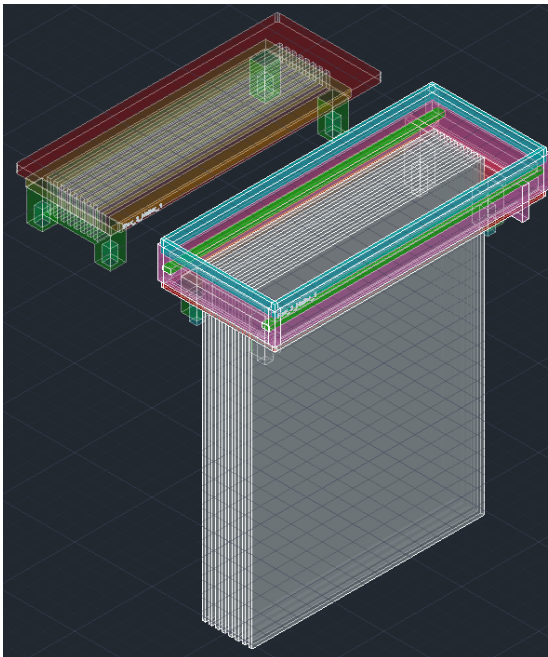


Abbildung 6.18: Steg als Haltestruktur für den Szintillatorkamm.

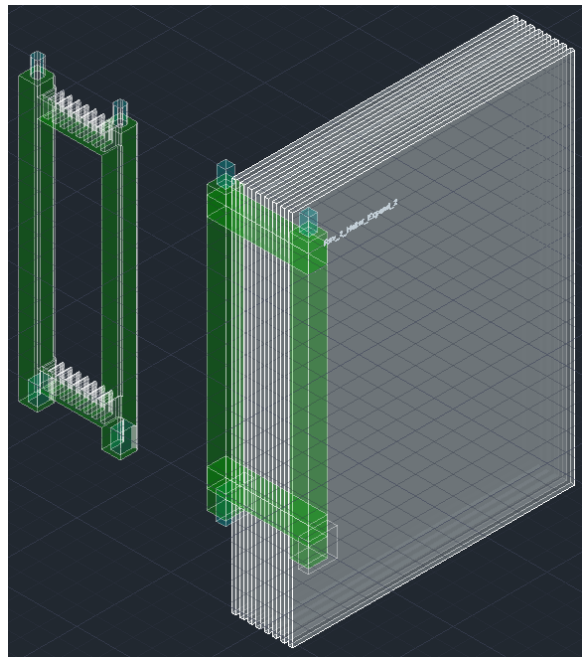


Abbildung 6.19: Seitliche Haltestruktur für den Szintillatorkamm.



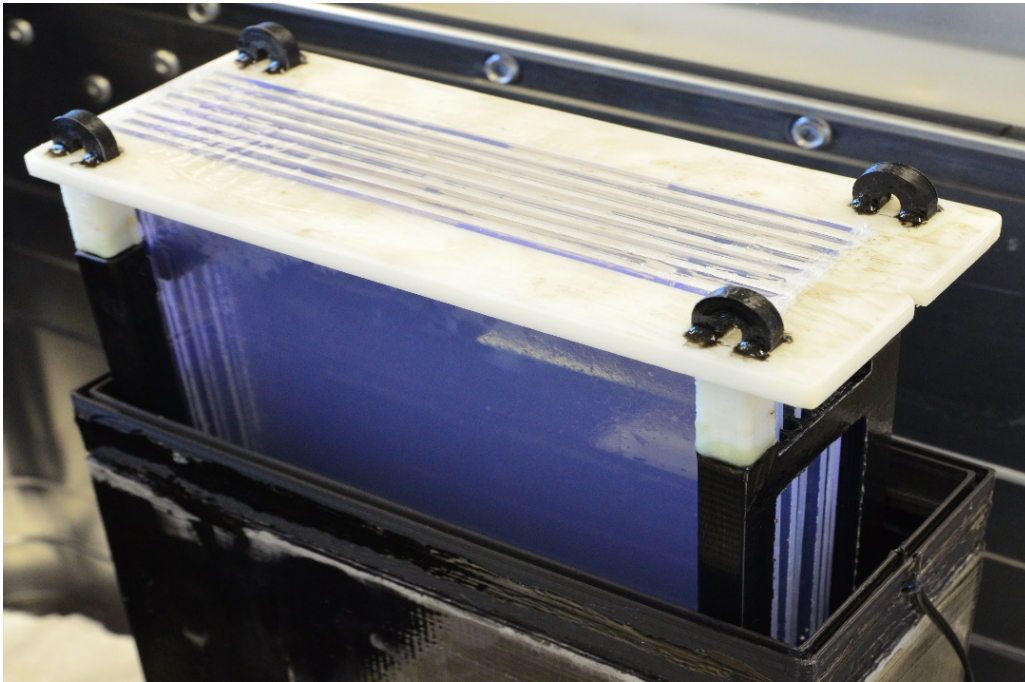


Abbildung 6.20: Messkammer der ersten Revision mit halb eingesetztem Szintillatorkamm. Die auf den weißen Steg aufgesetzten schwarzen Bögen dienen als Griffe zum Einsetzen und Herausheben des Szintillatorkamms.

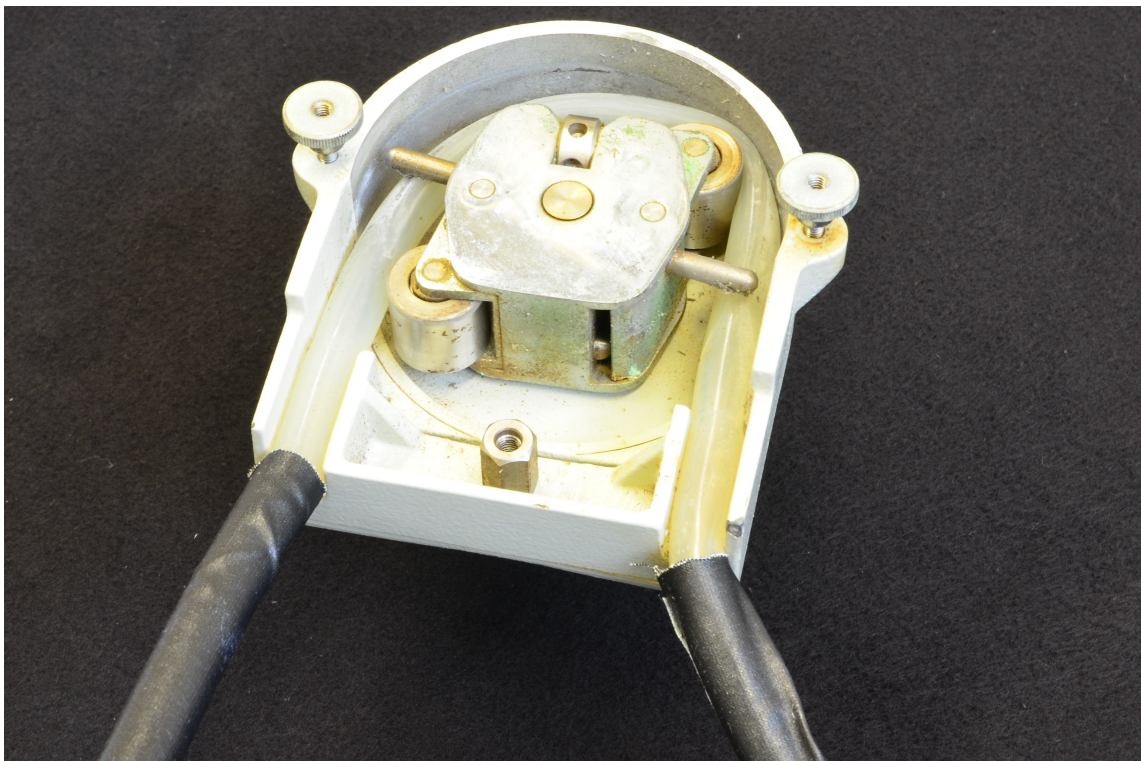


Abbildung 6.21: Rotor der für diese Arbeit genutzten Schlauchpumpe. Bei Rotation klemmen die beiden Rollen einen Teil des Schlauches ab und befördern das vor ihnen befindliche Medium durch Verdrängung in die gewünschte Richtung. Der Teil des Schlauches der im betriebsbereiten Zustand möglicherweise Umgebungslicht ausgesetzt ist wurde lichtdicht abgeklebt, um eine Lichtleitung in den Detektor zu verhindern.

Tabelle 6.5: Messparameter der ersten Revision für  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{241}\text{Am}$ . Für die Berechnung der charakteristischen Grenzen wurden die Parameter  $t_0 = 100\text{ s}$  und  $t_g = 60\text{ s}$  genutzt. Die jeweils niedrigste Erkennungsgrenze ist fett markiert.

U [V]	$r_0$ [cps]	$w_V(^{60}\text{Co})$ [Bq/L/cps]	$y_V^*(^{60}\text{Co})$ [Bq/L]	$w_V(^{137}\text{Cs})$ [Bq/L/cps]	$y_V^*(^{137}\text{Cs})$ [Bq/L]	$w_V(^{241}\text{Am})$ [Bq/L/cps]	$y_V^*(^{241}\text{Am})$ [Bq/L]
900	50,1	9,41	17,9	25,5	48,4	310	589
950	66,1	7,39	16,2	18,2	39,8	293	641
1000	85,8	6,08	15,1	13,9	34,5	215	535
1050	116	5,16	<b>14,9</b>	10,8	31,3	130	377
1100	177	4,56	16,3	8,18	29,2	72,3	258
1150	288	4,13	18,8	6,02	27,4	44,3	202
1200	456	3,82	21,9	4,38	25,1	30,1	<b>173</b>
1250	669	3,59	25,0	3,00	20,8	24,9	<b>173</b>
1300	895	3,49	28,0	2,13	<b>17,1</b>	22,9	184

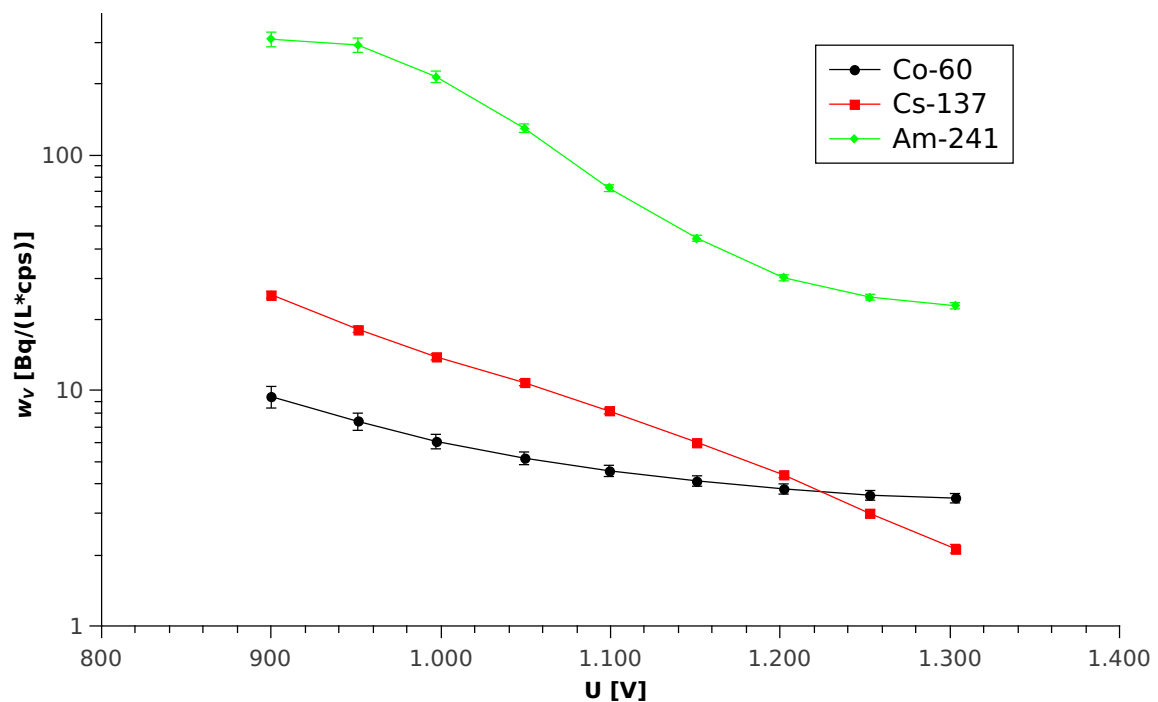


Abbildung 6.22: Kalibrierfaktor  $w_V$  der ersten Revision für  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{241}\text{Am}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8.

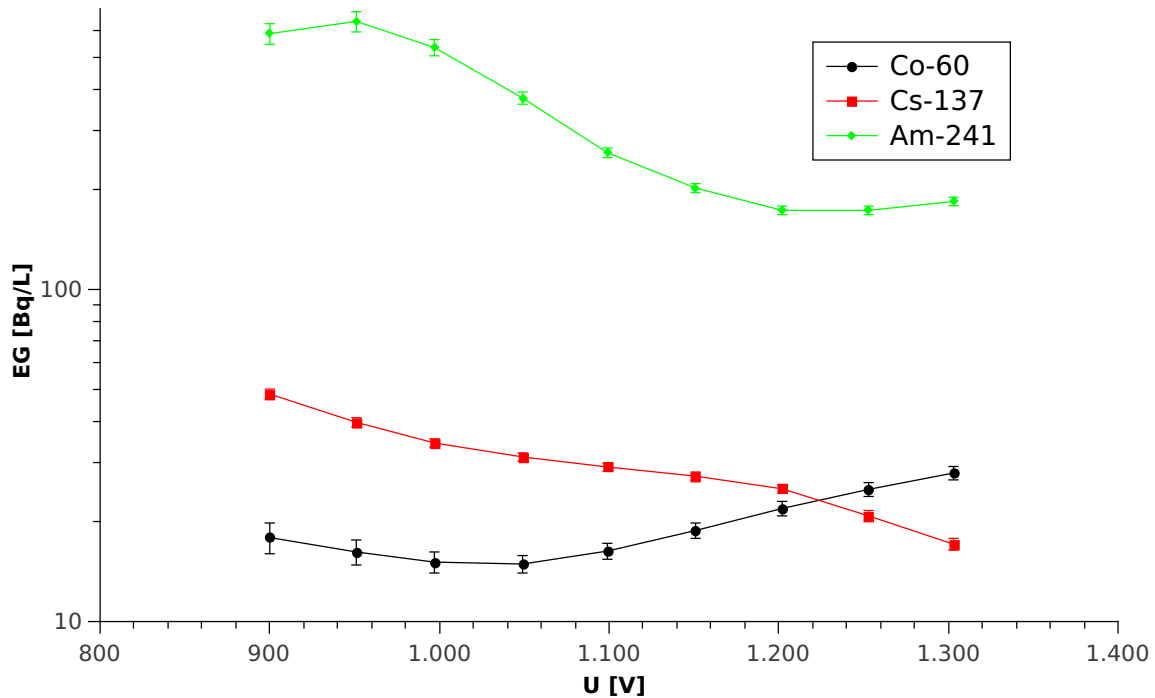


Abbildung 6.23: Erkennungsgrenze  $y_V^*$  der ersten Revision für  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{241}\text{Am}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8.

## 6.5 Zweite Revision

Zwar liefert die erste Revision, wie in Abschnitt 6.4 beschrieben, bereits gute Ergebnisse, dennoch wurden weitere Verbesserungsmöglichkeiten untersucht. In dieser zweiten Revision lag der Fokus dabei nicht auf grundlegenden Änderungen der Detektorgeometrie, sondern vielmehr auf technischen Verbesserungen des Detektorsystems.

### 6.5.1 Kühlung

Bei den Messungen machten sich Änderungen der Umgebungstemperatur deutlich im Nulleffekt bemerkbar (siehe Abschnitt 3.1.2). Dies ist gut zu erkennen in Abbildung 6.24. Aufgetragen sind darin die Temperatur des im Labor aufgebauten Osprey-Systems (gemessen am Gehäuse) und die Nulleffektzählrate des Testdetektors. Gut zu erkennen sind die Tag-/Nacht-Zyklen und die Korrelation zwischen Nulleffektzählrate und der am Gehäuse gemessenen Temperatur. Durch eine systematische Auswertung dieser natürlichen Temperaturschwankungen konnten bereits erste Daten zur Temperaturabhängigkeit bestimmt werden (siehe Abbildung 6.25), wenn auch nur in einem sehr eingeschränkten Temperaturbereich. Diesen Daten ist zu entnehmen, dass sich die Nulleffektzählrate bei einer Reduzierung der Temperatur von  $33^\circ\text{C}$  auf  $28^\circ\text{C}$  um mehr als 40% verringert.

Um die Temperaturabhängigkeit der Nulleffektzählrate über einen größeren Temperaturbereich zu messen, und damit das Potenzial zur Verbesserung der charakteristischen Grenzen des Detektorsystems zu bestimmen, wurde der PMT in einem Kühlschrank abgekühlt. Im Anschluss wurden außerhalb des Kühlschranks Messrei-

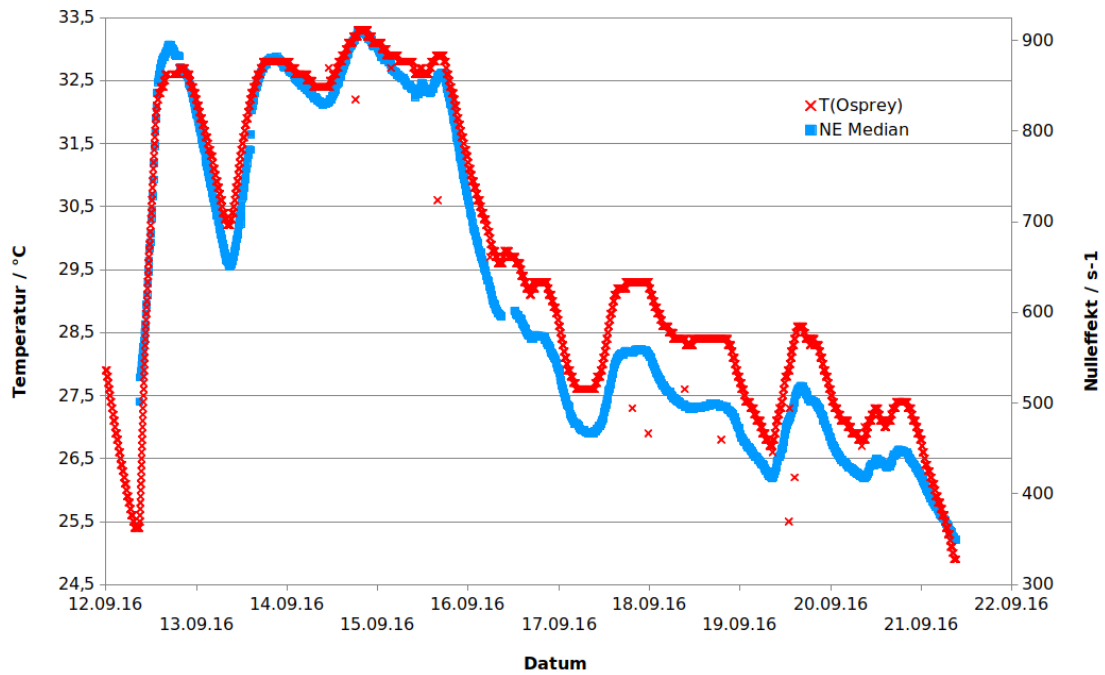


Abbildung 6.24: Nulleffektzählrate und Temperatur des Osprey-Systems im zeitlichen Verlauf über mehrere Tage.

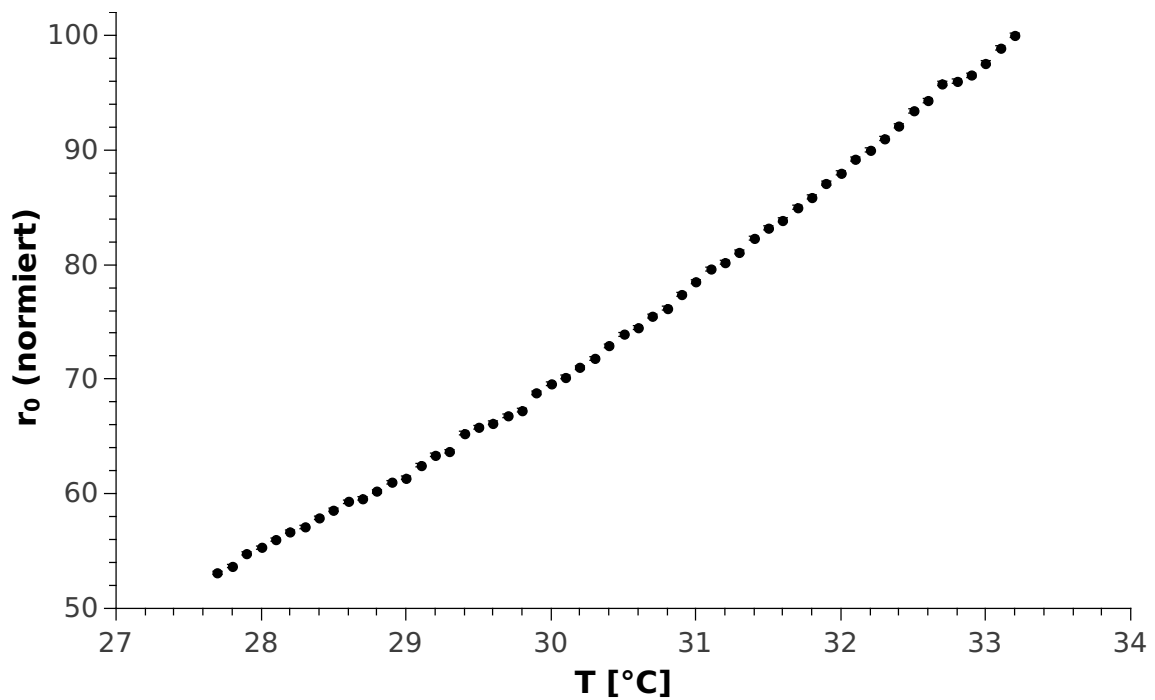


Abbildung 6.25: Nulleffektzählrate normiert auf 100 bei der höchsten gemessenen Temperatur.



hen der Rauschrate aufgenommen. Gut zu erkennen war dabei das Ansteigen der Rauschrate mit der Zeit, in der sich der PMT aufwärmte (Abbildung 6.26). Anhand dieser Daten ließ sich bereits erkennen, dass die Nulleffektrate des Detektors durch eine Kühlung deutlich reduziert werden kann. Dies wird besonders ersichtlich, wenn wie in Abbildung 6.27 die Nulleffektzählrate in Abhängigkeit der PMT-Temperatur betrachtet wird. So liegt die Nulleffektrate bei  $T = 36,5^\circ\text{C}$  ( $r_0 = 703\text{ s}^{-1}$ ) etwa doppelt so hoch wie bei  $T = 30,7^\circ\text{C}$  ( $r_0 = 341\text{ s}^{-1}$ ) und etwa um den Faktor 4 höher als bei  $T = 23,8^\circ\text{C}$  ( $r_0 = 179\text{ s}^{-1}$ ) (siehe Tabelle 6.6).

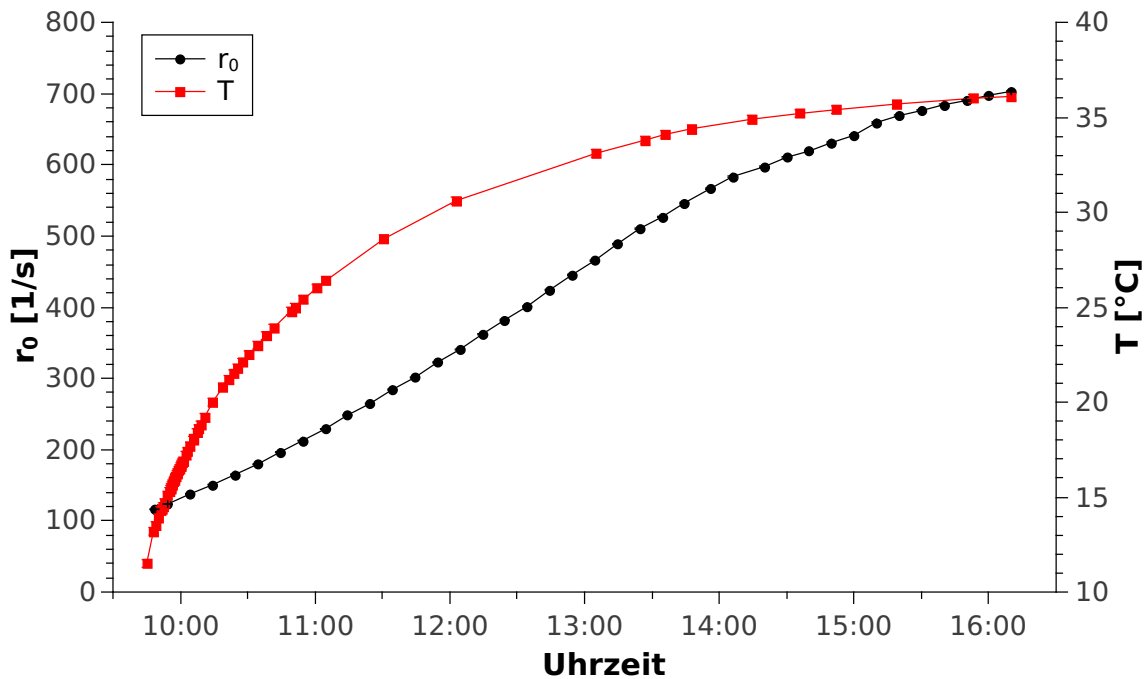


Abbildung 6.26: Zeitlicher Verlauf der Temperatur und der Nulleffektzählrate bei Erwärmung des im Kühlschrank abgekühlten Photomultipliers durch die Umgebungswärme bei einer PMT-Spannung von  $U = 1300\text{ V}$  und einem Verstärkungsfaktor von  $G = 8$ .

Diese Art der Messung ermöglicht jedoch keine aktive Einstellung der Temperatur, sondern nutzt lediglich die Temperaturänderung des Photomultipliers aufgrund der Erwärmung durch die Umgebungswärme. Um die Temperatur einstellen und dauerhaft auf einem festen Wert halten zu können ist eine Kühlvorrichtung notwendig.

Für eine in das Detektorsystem integrierte, kontinuierlich arbeitende Kühlung wurden zwei Methoden betrachtet.

- Eine Methode ist die **Peltier-Kühlung**. Bei dieser wird der Photomultiplier mit einem passgenau ausgefrästen Kupferblock ummantelt. Der Kupferblock wird von außen mittels Peltier-Elementen (Abbildung 6.28) gekühlt. Die dabei erzeugte Wärme auf der Außenseite der Peltier-Elemente muss, beispielsweise mithilfe von Kühlrippen und Ventilatoren, abgeführt werden (Abbildung 6.29).
- Die andere Methode ist eine **Schlauchkühlung**. Dafür wird eine Schlauchwendel helikal um den Photomultiplier gelegt, die von kaltem Wasser durchströmt wird und somit den Detektor kühlt. Für diese Art der Kühlung muss also Kaltwasser zur Verfügung stehen.

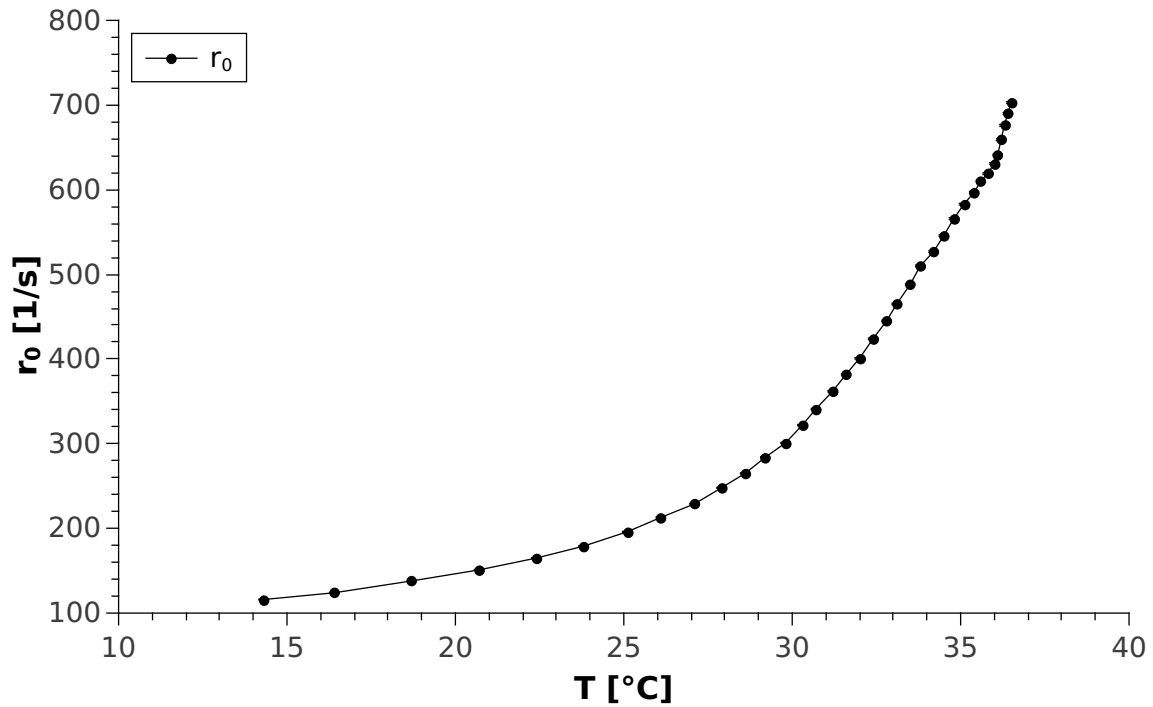


Abbildung 6.27: Temperaturabhängigkeit der Nulleffektzählrate des Photomultipliers bei einer PMT-Spannung von  $U = 1300$  V und einem Verstärkungsfaktor von  $G = 8$ .

Tabelle 6.6: Temperaturabhängigkeit der Nulleffektzählrate des Photomultipliers bei einer PMT-Spannung von  $U = 1300$  V und einem Verstärkungsfaktor von  $G = 8$ .

$T$ [°C]	$r_0$ [cps]	$T$ [°C]	$r_0$ [cps]	$T$ [°C]	$r_0$ [cps]
14,3	116	29,8	301	34,5	546
16,4	124	30,3	322	34,8	566
18,7	138	30,7	341	35,1	583
20,7	151	31,2	362	35,4	597
22,4	165	31,6	382	35,6	610
23,8	179	32,0	401	35,8	619
25,1	196	32,4	424	36,0	631
26,1	213	32,8	445	36,1	641
27,1	229	33,1	465	36,2	659
27,9	248	33,5	488	36,3	676
28,6	265	33,8	510	36,4	690
29,2	284	34,2	527	36,5	703



Abbildung 6.28: Peltier-Element bestehend aus zwei Keramikplatten und dazwischen angebrachten quadratischen Halbleitern. Peltier-Elemente dieser Bauart erreichen typischerweise eine Temperaturdifferenz zwischen den beiden Keramikplatten von bis zu 70 K.

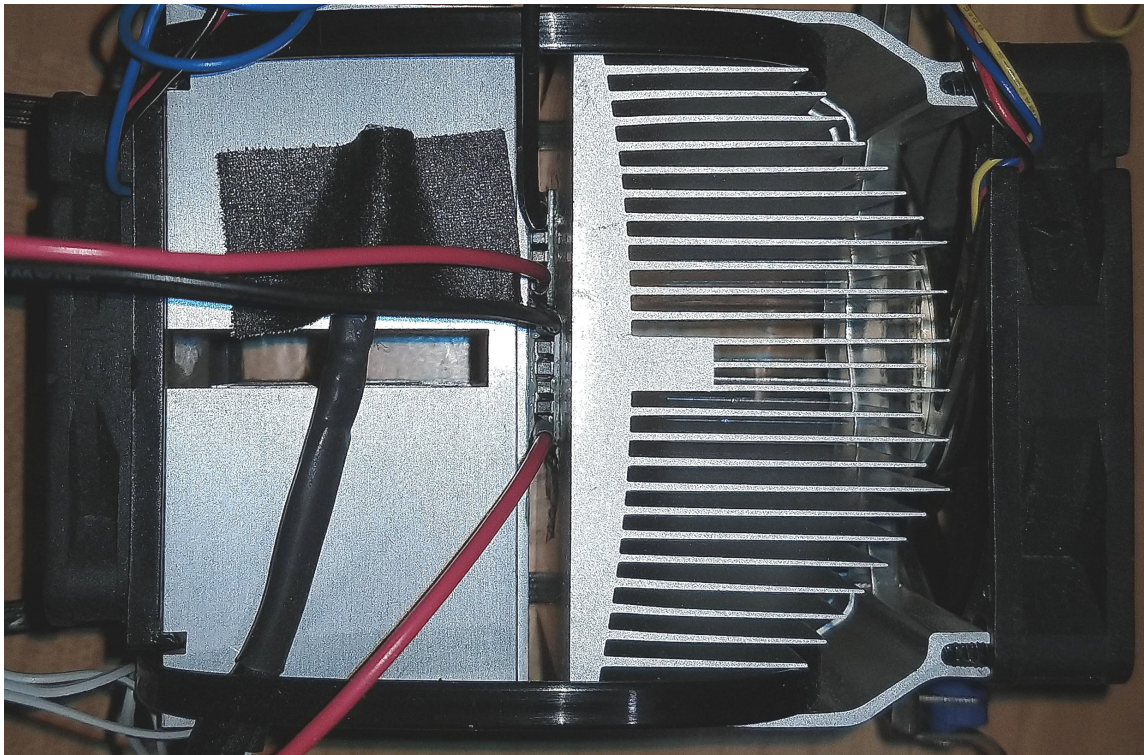


Abbildung 6.29: Versuchsaufbau zum Test der mit den vorhandenen Peltier-Elementen erreichbaren Temperaturdifferenz. Beide Seiten der Peltier-Elemente (Bildmitte) sind mit Wärmeleitpaste thermisch mit jeweils einem CPU-Kühler verbunden. So wird sichergestellt, dass auch bei einer Polaritätsumkehr eine Überhitzung und damit einhergehend eine Beschädigung der Peltier-Elemente ausgeschlossen werden kann. Am linken Kühler ist der angebrachte Temperaturfühler zu erkennen.

Beide Methoden haben Vor- und Nachteile. Die Peltier-Kühlung ermöglicht eine nahezu beliebige Steuerung der PMT-Temperatur. Die große Wärmekapazität des Kupferblocks dient als Puffer gegen Temperaturschwankungen. Jedoch benötigt sie eine eigene Regelung und eine zusätzliche Stromversorgung. Dazu kommt der niedrige Wirkungsgrad von Peltier-Elementen, der dazu führt, dass in Relation zur Kühlleistung eine große Wärmemenge abgeführt werden muss. Falls dies über die Luft geschehen soll, muss eine ausreichende Zirkulation gewährleistet sein.

Der Vorteil der Schlauchkühlung liegt in ihrem einfachen Aufbau. Sofern man auf eine aktive Temperaturregelung verzichtet, werden lediglich eine Versorgung mit Kaltwasser und ein Abfluss benötigt. Im Fall dieses Detektors kann dafür direkt das durch den Detektor zu messende Wasser genutzt werden, das dem Wassersystem entnommen wird. Die schlechte Wärmeübertragung durch den Schlauch kann in Kauf genommen werden, da das Wasser sowieso zur Messung verwendet wird, und keine große Wärmeleistung abgeführt werden muss. Die Schlauchkühlung ist also kostengünstiger, stellt weniger Anforderungen an den Einsatzort (Luftzirkulation, Platz) und ist aufgrund ihres passiven Aufbaus weniger fehleranfällig als eine elektronisch gesteuerte Peltier-Kühlung. Unter der Voraussetzung, dass Testmessungen mit der Schlauchkühlung zufriedenstellende Ergebnisse liefern, sollte diese für den Detektor genutzt werden, da sie aufgrund ihrer Eigenschaften die an den Detektor gestellten Anforderungen gut erfüllt.

Mittels AUTOCAD wurde eine Halterung für den Kühlschlauch entworfen (Abbildung 6.30), um ein dichtes Anliegen des Kühlschlauchs am Photomultiplier auf einer möglichst großen Fläche zu gewährleisten. Die Halterung wurde in zwei Halbschalen aufgeteilt, sodass geringe Abweichungen in der Größe durch eine Anpassung des Abstands der beiden Schalen ausgeglichen werden können. Weiterhin wird dadurch eine Verbesserung der Handhabbarkeit erreicht, da der Kühlschlauch so erst mit der Halbschale mit Ein- und Auslass um den Photomultiplier gelegt, ausgerichtet und festgezogen werden kann, bevor die zweite Schale diesen von der anderen Seite umschließt und damit für eine Fixierung sowie thermische Isolierung sorgt (Abbildung 6.31). Für die Testmessungen wurde das HENDRIK<sup>7</sup> genannte Kühlsystem an ein externes Kühlgerät angeschlossen, um bei verschiedenen Kaltwassertemperaturen Messdaten aufnehmen zu können.

Der Nulleffekt setzt sich zusammen aus einem internen (temperaturabhängigen) und einem externen Anteil (z. B. Störlicht, Hintergrundereignisse). Dies ist gut zu erkennen in Abbildung 6.32. Während eine Änderung der Kaltwassertemperatur von 8 °C auf 42 °C bei einer Photomultiplierspannung von 1310 V eine deutliche Erhöhung des Nulleffekts um etwa 300 % bewirkt, ist diese Erhöhung bei einer Photomultiplier-Spannung von 900 V mit etwa 10 % gering. Der Anteil des thermischen Rauschens des Photomultipliers am Nulleffekt ist in diesem Spannungsbereich also relativ gering, während es bei hohen Spannungen einen starken Einfluss auf den Nulleffekt hat. Gut zu erkennen ist dies in Abbildung 6.33, in der die Kurvenschar der verschiedenen Temperaturen bei 900 V nahezu ein einzelner Punkt ist, sich jedoch zu höheren Spannungen immer weiter auffächert.

Betrachtet man die Nulleffektzählrate in Abhängigkeit der Kaltwassertemperatur (Abbildung 6.32) so ist zu erkennen, dass der Anstieg bei niedrigen Temperaturen

---

<sup>7</sup>Helikale Niederdruck-Infusionskühlung

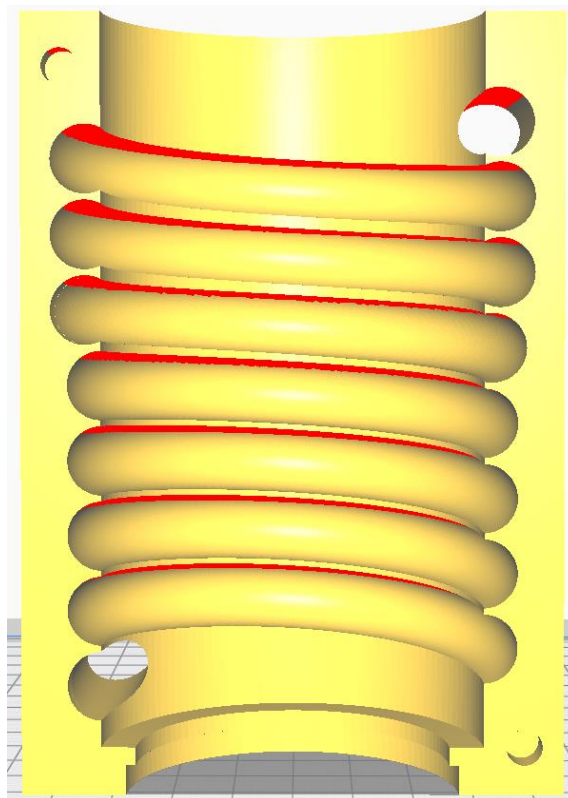


Abbildung 6.30: 3D-Zeichnung einer Schalenhälfte der Kühlvorrichtung HENDRIK. Zwei Hälften führen den Kaltwasserschlauch helikal um den Photomultiplier. Zu erkennen sind die Löcher zur Schlauchein- und -ausführung (links unten und rechts oben) sowie Aussparungen (links oben und rechts unten) für die Stifte des Gegenstücks zur formschlüssigen Verbindung beider Bauteile.



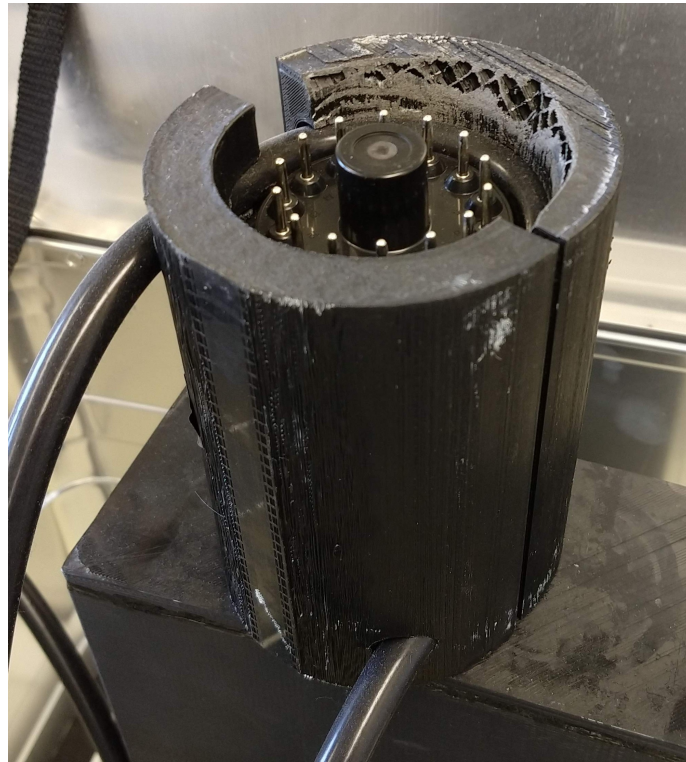


Abbildung 6.31: Kühlvorrichtung HENDRIK. Der das Kaltwasser führende Schlauch ist helikal um den Photomultiplier geführt.

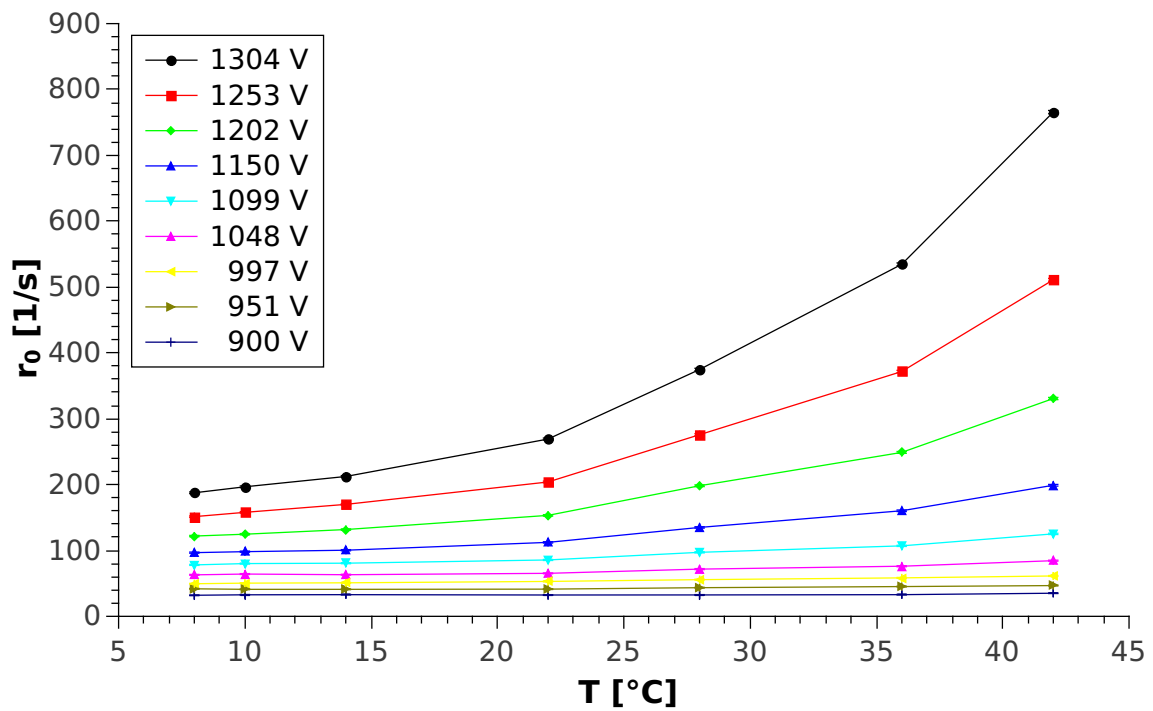


Abbildung 6.32: Nulleffektzählrate in Abhängigkeit der Kaltwassertemperatur für verschiedene Photomultiplier-Spannungen.

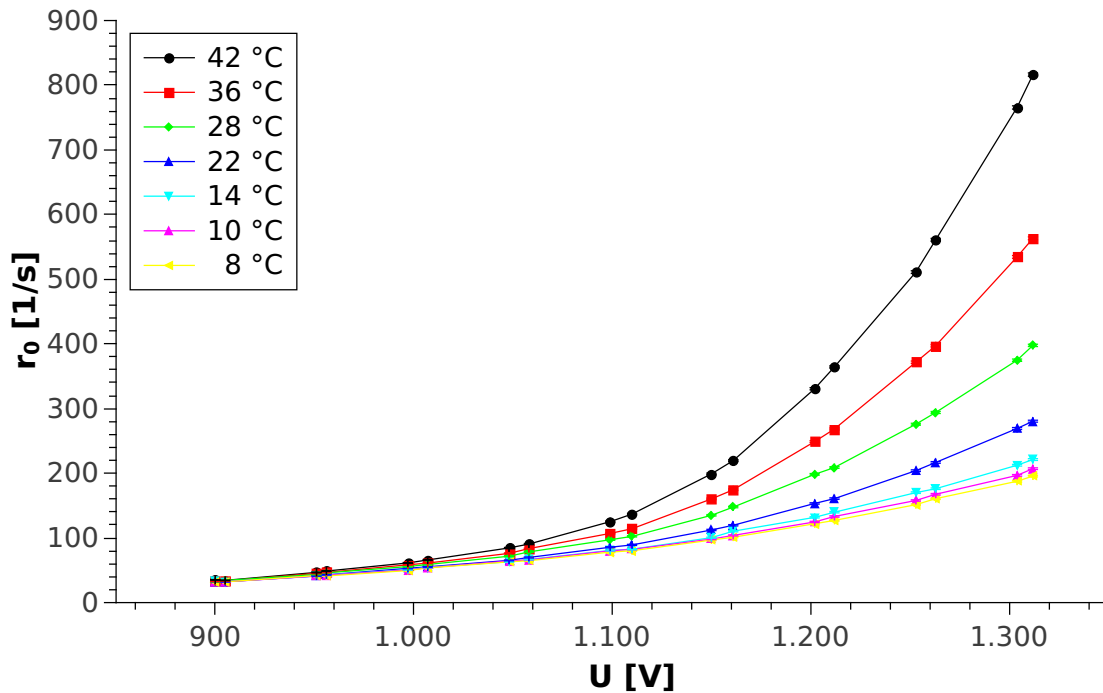


Abbildung 6.33: Nulleffektzählrate in Abhängigkeit der Photomultiplierspannung für verschiedene Kaltwassertemperaturen.

Tabelle 6.7: Nulleffektzählrate in Abhängigkeit der Photomultiplierspannung beim Verstärkungsfaktor 8 für verschiedene Kaltwassertemperaturen.

$U$ [V]	$r_0(8^\circ\text{C})$ [cps]	$r_0(10^\circ\text{C})$ [cps]	$r_0(14^\circ\text{C})$ [cps]	$r_0(22^\circ\text{C})$ [cps]	$r_0(28^\circ\text{C})$ [cps]	$r_0(36^\circ\text{C})$ [cps]	$r_0(42^\circ\text{C})$ [cps]
900	32,0	32,7	32,9	32,4	32,5	32,9	35,1
905	32,1	32,1	32,6	32,2	34,3	33,4	34,4
951	41,8	41,0	41,0	41,3	43,5	45,2	46,7
956	41,2	42,4	42,7	43,0	46,0	46,7	48,8
997	49,5	50,4	50,9	53,0	55,7	58,4	61,3
1007	53,6	54,0	54,5	55,3	58,9	61,1	65,9
1048	63,0	64,2	63,2	65,3	71,7	76,1	84,5
1058	64,8	66,1	66,7	69,8	78,4	83,5	90,5
1099	78,1	80,1	80,7	85,6	97,2	107,0	125,2
1110	80,2	82,3	82,6	89,2	102,4	114,2	136,9
1150	96,7	98,2	100,4	112,3	135,0	160,3	199,0
1161	101,1	103,9	110,4	119,6	147,7	174,5	219,6
1202	121,9	124,7	131,8	153,3	198,3	248,9	330,7
1212	127,1	133,2	139,8	160,8	208,9	268,5	364,5
1253	151,4	157,9	170,0	204,0	275,8	371,7	511,0
1263	160,7	167,5	176,1	216,7	294,0	397,2	560,9
1304	187,6	196,7	212,4	269,2	374,8	534,5	765,6
1312	195,6	207,1	221,2	280,5	397,7	563,3	816,4

unter  $15\text{ }^\circ\text{C}$  relativ gering ist (13% bei einer Erwärmung von  $8\text{ }^\circ\text{C}$  auf  $14\text{ }^\circ\text{C}$ ). Dies spricht für eine passive Schlauchkühlung, bei der das zu messende Leitungswasser auch als Kaltwasser zur Kühlung des Detektors genutzt wird. Die Wassertemperatur in deutschen Trinkwassernetzen liegt in diesem Bereich und ist gewissen saisonalen Schwankungen unterworfen[Dir16]. Wegen der niedrigen Temperaturabhängigkeit im relevanten Temperaturbereich bietet diese Methode also nicht nur kurzzeitig stabile Nulleffektzählraten, auch die daraus resultierenden saisonalen Schwankungen der charakteristischen Grenzen fallen mit einer Erhöhung von 6% bei einer Erwärmung von  $8\text{ }^\circ\text{C}$  auf  $14\text{ }^\circ\text{C}$  nur gering aus und sind für die Anwendung des Detektorsystems akzeptabel. Aufgrund dieser positiven Ergebnisse wurde darauf verzichtet, den Ansatz der komplexeren und potenziell fehleranfälligeren Peltier-Kühlung weiter zu verfolgen.

Zu bedenken ist bei der Nutzung der Kühlung, dass die Temperatur des Kaltwassers unterhalb des Taupunkts<sup>8</sup> liegen kann, der abhängig ist von der Umgebungstemperatur und der relativen Luftfeuchtigkeit. So beträgt der Taupunkt bei einer Umgebungstemperatur von  $20\text{ }^\circ\text{C}$  und einer Luftfeuchtigkeit von 50%  $9\text{ }^\circ\text{C}$ , während er bei einer Luftfeuchtigkeit von 40% bei  $6\text{ }^\circ\text{C}$  liegt (siehe Abbildung 6.34). Die Schlauchwendel der Kühlvorrichtung ist deshalb so angebracht, dass sie nur unterhalb der elektrischen Kontakte des Photomultipliers anliegt, sodass möglicherweise auftretendes Kondenswasser diese nicht erreichen kann, sondern stattdessen seitlich abfließt.

Um ausschließen zu können, dass die Kühlung weitere Auswirkungen auf die charakteristischen Grenzen hat wurde überprüft, ob auch die Kalibrierfaktoren eine Temperaturabhängigkeit aufweisen. Es konnte dabei, wie erwartet, keine Temperaturabhängigkeit festgestellt werden. Somit ergibt sich die Temperaturabhängigkeit der charakteristischen Grenzen direkt aus der Temperaturabhängigkeit der Nulleffektzählrate.

Wie in Tabelle 6.8 dargestellt, wird die Erkennungsgrenze durch den geringeren Nulleffekt signifikant gesenkt. Es ist an den Messergebnissen von  $^{60}\text{Co}$  auch zu erkennen, dass sich dadurch die optimale Spannung ändern kann. Dies ist dadurch zu erklären, dass durch die Kühlung die negativen Auswirkungen einer steigenden Spannung (Erhöhung des Nulleffekts) reduziert werden, sodass diese erst bei einer höheren Spannung die positiven Auswirkungen (Verbesserung des Kalibrierfaktors) überwiegen.

Auch wirkt sich die Verbesserung unterschiedlich auf die charakteristischen Grenzen für die verschiedenen Radionuklide aus. Da der positive Effekt der Rauschreduzierung der Kühlung bei hohen PMT-Spannungen am größten ist, ist auch die Auswirkung auf die charakteristischen Grenzen bei den Radionukliden am größten, die (bei Raumtemperatur) eine hohe PMT-Spannung zur optimalen Detektion benötigen. So ist zum Beispiel zu erkennen, dass sich die Erkennungsgrenze für  $^{60}\text{Co}$  beim Vergleich der beiden Kaltwassertemperaturen  $T = 42\text{ }^\circ\text{C}$  und  $T = 8\text{ }^\circ\text{C}$  um 15% verringert und die optimale PMT-Spannung bei  $T = 8\text{ }^\circ\text{C}$  um 100 V höher liegt als bei  $T = 42\text{ }^\circ\text{C}$  (siehe Abbildung 6.35 und Tabelle 6.9). Für  $^{137}\text{Cs}$ , bei dem bei beiden Temperaturen die maximale PMT-Spannung optimal ist, wird sie sogar um die Hälfte verringert (siehe Abbildung 6.36 und Tabelle 6.10). Auch bei  $^{241}\text{Am}$  liegt die optimale

---

<sup>8</sup>Temperatur, unterhalb derer sich Wasserdampf als Kondenswasser (Tau) abscheiden kann



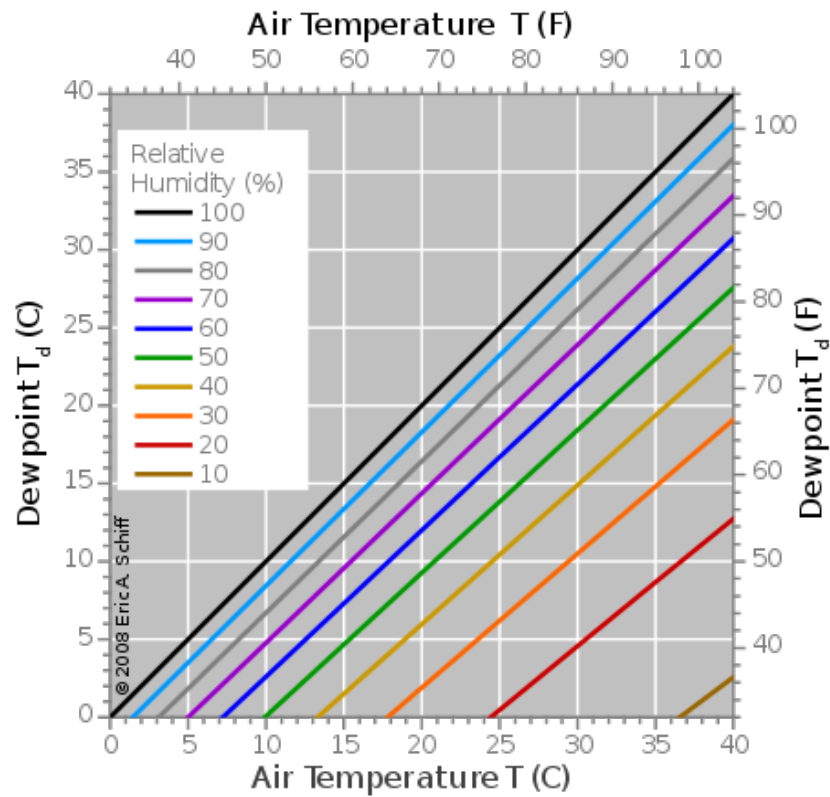


Abbildung 6.34: Taupunkt in Abhängigkeit von Temperatur und Luftfeuchtigkeit.[Eas08]

Tabelle 6.8: Messparameter der zweiten Revision für  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{241}\text{Am}$  bei einer Kaltwassertemperatur von  $10\text{ }^\circ\text{C}$ . Für die Berechnung der charakteristischen Grenzen wurden die Parameter  $t_0 = 100\text{ s}$  und  $t_g = 60\text{ s}$  genutzt. Die jeweils niedrigste Erkennungsgrenze ist fett markiert.

U [V]	$r_0$ [cps]	$w_V(^{60}\text{Co})$ [Bq/L/cps]	$y_V^*(^{60}\text{Co})$ [Bq/L]	$w_V(^{137}\text{Cs})$ [Bq/L/cps]	$y_V^*(^{137}\text{Cs})$ [Bq/L]	$w_V(^{241}\text{Am})$ [Bq/L/cps]	$y_V^*(^{241}\text{Am})$ [Bq/L]
900	32,7	9,41	14,4	25,5	39,1	310	475
950	41,0	7,39	12,7	18,2	31,3	293	504
1000	50,4	6,08	11,6	13,9	26,5	215	410
1050	64,2	5,16	11,1	10,8	23,3	130	280
1100	80,1	4,56	<b>11,0</b>	8,18	19,7	72,3	174
1150	98,2	4,13	<b>11,0</b>	6,02	16,0	44,3	118
1200	125	3,82	11,4	4,38	13,1	30,1	90,4
1250	158	3,59	12,1	3,00	10,1	24,9	<b>84,1</b>
1300	197	3,49	13,1	2,13	<b>8,01</b>	22,9	86,4

PMT-Spannung bereits bei hohen Temperaturen mit 1200 V in einem hohen Bereich, was sich auch in der Erkennungsgrenze zeigt, die mit einer Verringerung von 44 % ebenfalls deutlich gesenkt werden kann (siehe Abbildung 6.37 und Tabelle 6.11). Mittels Kühlung können also die positiven Auswirkungen höherer PMT-Spannungen auf den Kalibrierfaktor länger genutzt werden, bevor der negative Einfluss der steigenden Nulleffektrate dominiert.

Die in dieser zweiten Revision eingeführte passive Kühlung des Photomultipliers sorgt also durch eine Verringerung der Nulleffektzählrate für eine signifikante Absenkung der Erkennungsgrenzen. Sie liegen damit noch deutlicher unter den in Tabelle 2.5 aufgeführten Aktivitätskonzentrationen, die zu einer effektiven Dosis von  $D_{eff} = 1$  mSv führen, als es bereits in der ersten Revision der Fall war. Diese kostengünstige und wenig fehleranfällige Form der Photomultipliekühlung hat somit einen deutlich positiven Effekt auf die Sensitivität des Detektorsystems.

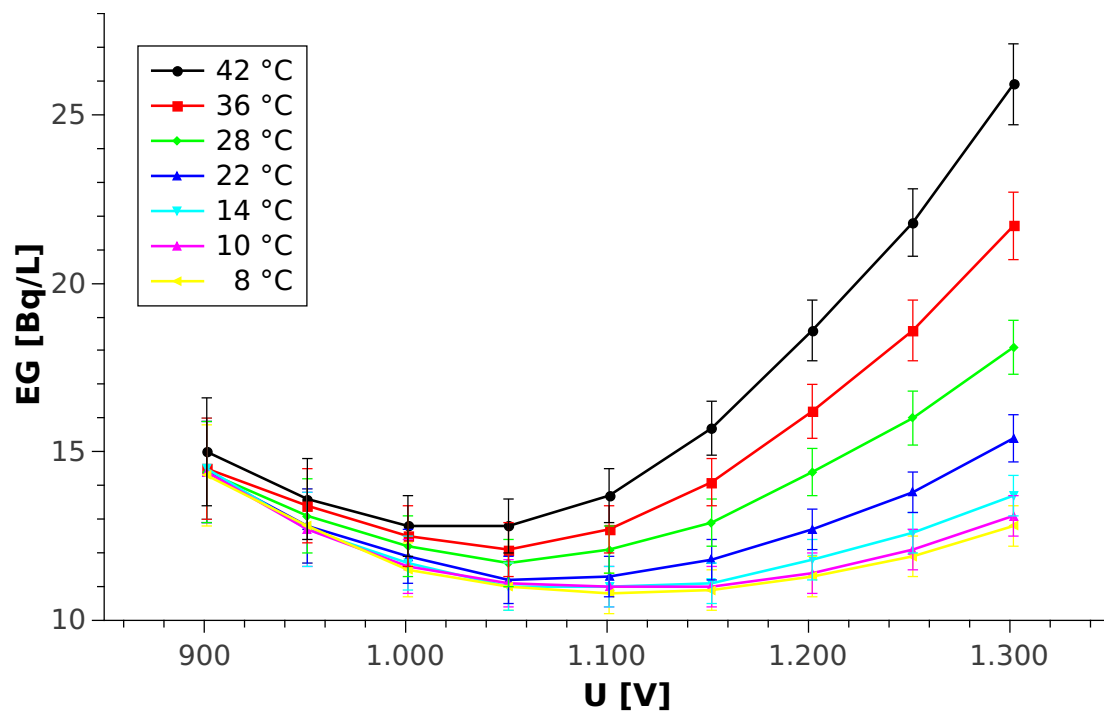


Abbildung 6.35: Erkennungsgrenze der zweiten Revision für  $^{60}\text{Co}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8 bei verschiedenen Kaltwassertemperaturen.

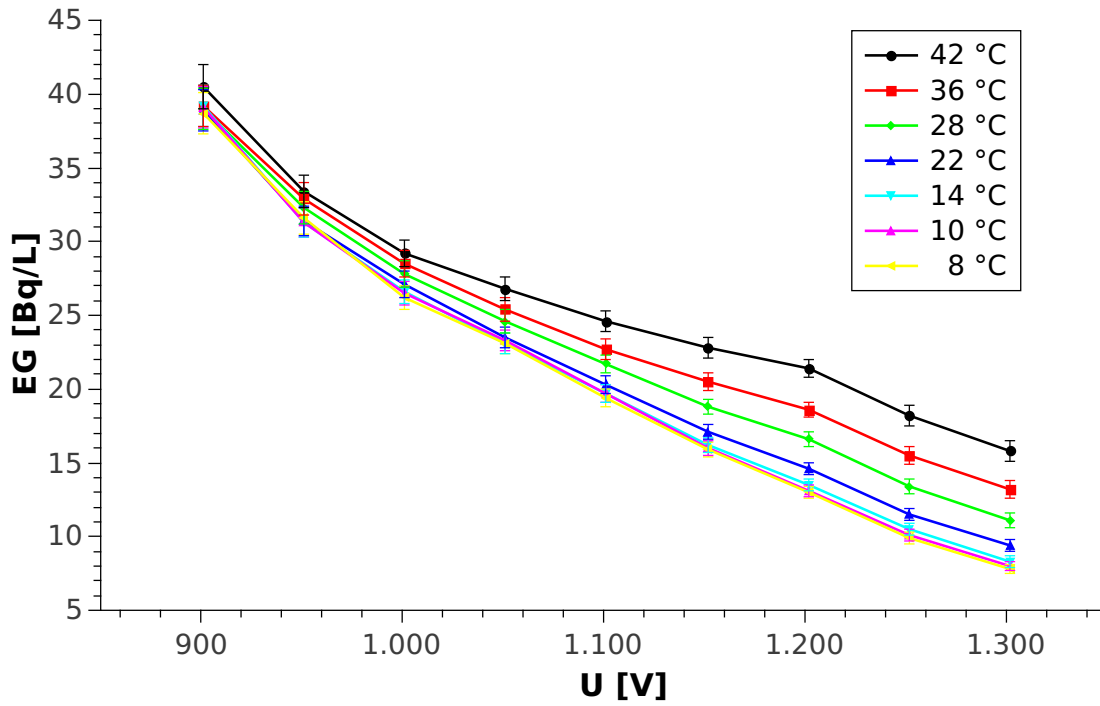


Abbildung 6.36: Erkennungsgrenze der zweiten Revision für  $^{137}\text{Cs}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8 bei verschiedenen Kaltwassertemperaturen.

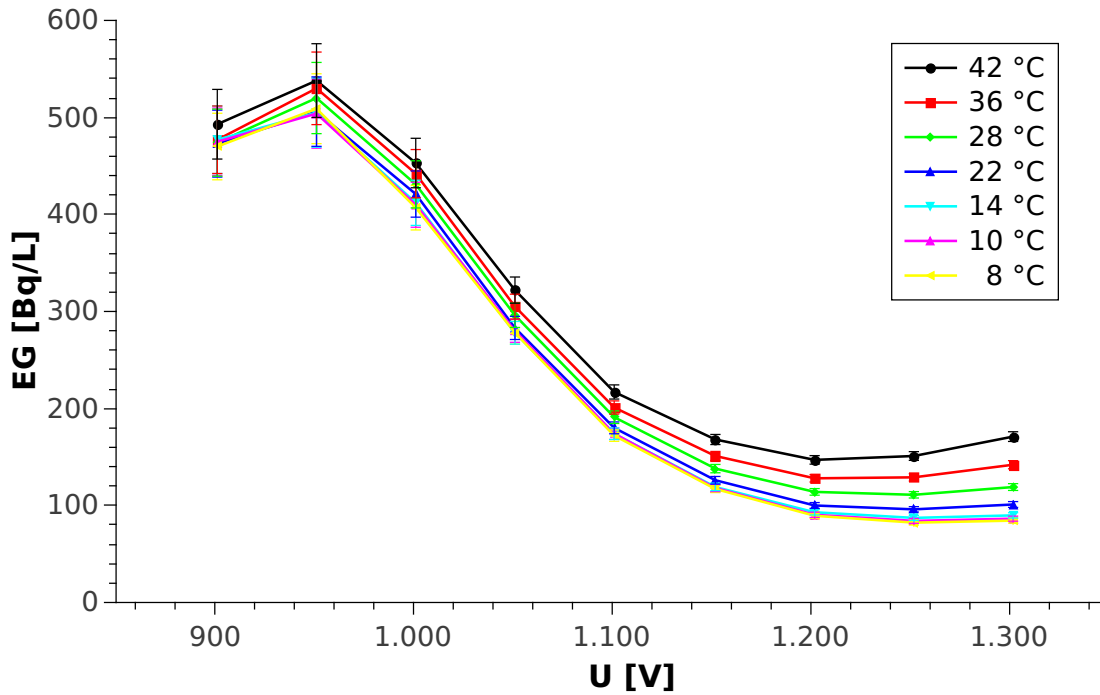


Abbildung 6.37: Erkennungsgrenze der zweiten Revision für  $^{241}\text{Am}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8 bei verschiedenen Kaltwassertemperaturen.

Tabelle 6.9: Erkennungsgrenze der zweiten Revision für  $^{60}\text{Co}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8 bei verschiedenen Kaltwassertemperaturen. Die jeweils niedrigste Erkennungsgrenze ist fett markiert.

$U$ [V]	$y_V^*(8^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(10^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(14^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(22^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(28^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(36^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(42^\circ\text{C})$ [Bq/L]
900	14,3	14,4	14,5	14,4	14,4	14,5	15,0
950	12,8	12,7	12,7	12,8	13,1	13,4	13,6
1000	11,5	11,6	11,7	11,9	12,2	12,5	<b>12,8</b>
1050	11,0	11,1	<b>11,0</b>	<b>11,2</b>	<b>11,7</b>	<b>12,1</b>	<b>12,8</b>
1100	<b>10,8</b>	<b>11,0</b>	<b>11,0</b>	11,3	12,1	12,7	13,7
1150	10,9	<b>11,0</b>	11,1	11,8	12,9	14,1	15,7
1200	11,3	11,4	11,8	12,7	14,4	16,2	18,6
1250	11,9	12,1	12,6	13,8	16,0	18,6	21,8
1300	12,8	13,1	13,7	15,4	18,1	21,7	25,9

Tabelle 6.10: Erkennungsgrenze der zweiten Revision für  $^{137}\text{Cs}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8 bei verschiedenen Kaltwassertemperaturen. Die jeweils niedrigste Erkennungsgrenze ist fett markiert.

$U$ [V]	$y_V^*(8^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(10^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(14^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(22^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(28^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(36^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(42^\circ\text{C})$ [Bq/L]
900	38,7	39,1	39,2	38,9	39,0	39,2	40,5
950	31,6	31,3	31,3	31,4	32,3	32,9	33,4
1000	26,2	26,5	26,6	27,1	27,8	28,5	29,2
1050	23,1	23,3	23,1	23,5	24,6	25,4	26,8
1100	19,4	19,7	19,7	20,3	21,7	22,7	24,6
1150	15,9	16,0	16,2	17,1	18,8	20,5	22,8
1200	13,0	13,1	13,5	14,6	16,6	18,6	21,4
1250	9,91	10,1	10,5	11,5	13,4	15,5	18,2
1300	<b>7,83</b>	<b>8,01</b>	<b>8,33</b>	<b>9,37</b>	<b>11,1</b>	<b>13,2</b>	<b>15,8</b>

Tabelle 6.11: Erkennungsgrenze der zweiten Revision für  $^{241}\text{Am}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8 bei verschiedenen Kaltwassertemperaturen. Die jeweils niedrigste Erkennungsgrenze ist fett markiert.

$U$ [V]	$y_V^*(8^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(10^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(14^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(22^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(28^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(36^\circ\text{C})$ [Bq/L]	$y_V^*(42^\circ\text{C})$ [Bq/L]
900	470	475	477	473	474	477	493
950	509	504	505	506	520	530	538
1000	407	410	412	421	431	442	453
1050	278	280	278	283	296	305	322
1100	172	174	174	180	191	201	217
1150	117	118	119	126	138	151	168
1200	89,4	90,4	93,0	100	114	<b>128</b>	<b>147</b>
1250	<b>82,3</b>	<b>84,1</b>	<b>87,2</b>	<b>95,6</b>	<b>111</b>	129	151
1300	84,4	86,4	89,8	101	119	142	171

## 6.6 Koinzidenzschaltung

Eine weitere Möglichkeit zur Verringerung der charakteristischen Grenzen des Detektorsystems ist die Koinzidenzschaltung. Bei dieser geschieht die Detektion der Szintillationsphotonen über zwei Photomultiplier. Ein Ereignis wird nur dann gewertet, wenn innerhalb eines kurzen Zeitintervalls, der Koinzidenzzeit, in beiden Photomultipliern ein Ereignis registriert wird. Dadurch kann die Nulleffektzählrate, die sich zum Großteil aus dem thermischen Rauschen des Photomultipliers ergibt, wirkungsvoll reduziert werden. Gleichzeitig wird aber auch ein gewisser Anteil der tatsächlichen Ereignisse herausgefiltert, da nicht zwingend bei jedem Ereignis in beiden Photomultipliern der Photon Threshold innerhalb des Koinzidenzintervalls überschritten wird, was zu einer Verschlechterung des Kalibrierfaktors  $w$  führt. Unter welchen Bedingungen eine Verbesserung der Erkennungsgrenze zu erreichen ist, wird im nachfolgenden Abschnitt 6.6.1 erläutert.

Bei der Konzeption der Geometrie gibt es zwei verschiedene Ziele die verfolgt werden können. Zum einen geht es lediglich um eine Reduzierung des Rauschens. In diesem Fall sollte die Geometrie so geplant werden, dass Szintillationsphotonen die im ersten PMT ein Signal auslösen, dies möglichst auch im zweiten PMT tun. Dies wäre beispielsweise dadurch möglich, dass beide PMTs nebeneinander platziert werden (siehe Abbildung 6.38).

Durch eine Koinzidenzschaltung könnte man neben der Verringerung des Rauschens auch eine Verbesserung der Energieauflösung erreichen. Dies geschieht dadurch, dass die Summe beider PMT-Signale ausgewertet wird, welche weniger abhängig vom Ort der Szintillation ist als die Einzelsignale. Möchte man seinen Fokus eher auf eine Verbesserung der Energieauflösung legen, so sollten beide Photomultiplier möglichst an den unterschiedlichen Enden des Szintillators positioniert werden und als Ergebnis jeweils die Summe beider PMT-Signale genutzt werden (siehe Abbildung 6.38). Die Summierung verringert dabei die Ortsabhängigkeit der Lichtleitungseffizienz innerhalb des Szintillators. Der Nachteil dieser Geometrie bei der Verringerung des Rauschens liegt darin, dass es hierbei häufiger auftreten kann, dass (besonders bei Ereignissen mit wenigen erzeugten Szintillationsphotonen) nur einen der beiden Photomultiplier genügend Szintillationsphotonen erreichen um als Ereignis gewertet zu werden. Dies führt dazu, dass die Zahl der detektierten tatsächlichen Ereignisse stärker reduziert wird als bei der zuerst beschriebenen Geometrie.

Die zweite Geometrie sollte also im Vergleich zur ersten in einer stärkeren Verbesserung der Energieauflösung, gleichzeitig aber in einer geringeren Verbesserung der charakteristischen Grenzen resultieren. Da der Fokus dieser Arbeit auf den charakteristischen Grenzen liegt, ist die erste Geometrie in diesem Fall zu bevorzugen.

### 6.6.1 Zeitverteilung von Ereignissen

Die durch den Detektor zu messenden Ereignisse stammen nicht aus einem deterministischen Prozess. Sowohl der Nulleffekt als auch von eingebrachter Radioaktivität stammende Ereignisse basieren auf stochastischen Prozessen. Aus diesem Grund lässt sich, auch bei bekannter vorliegender Aktivität, nicht vorhersagen, wann das nächste Ereignis auftritt. Die Zählrate folgt dabei einer Poisson-Verteilung, der zeitliche Ab-

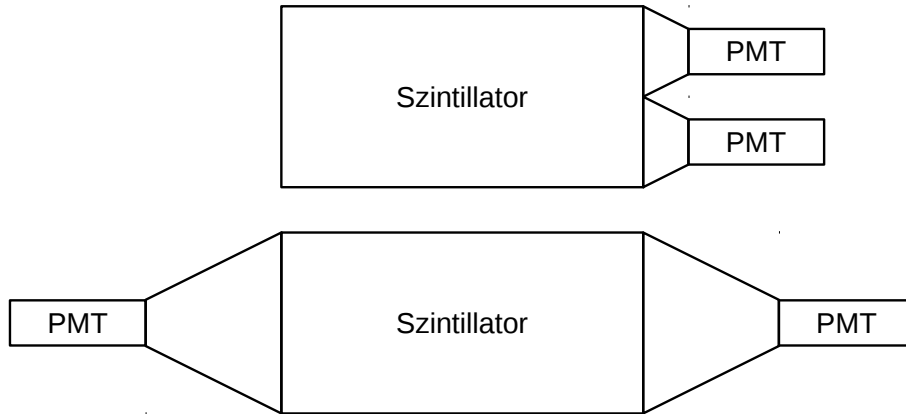


Abbildung 6.38: Verschiedene Geometrien für eine Koinzidenzmessung. Im ersten Fall werden beide PMTs nebeneinander auf der gleichen Seite des Szintillators positioniert. Im zweiten Fall werden die PMTs auf den gegenüberliegenden Seiten positioniert.

stand der gemessenen Einzelereignisse lässt sich mittels einer Exponentialverteilung beschreiben [Kno89]. Die Verteilung des zeitlichen Abstands zwischen zwei detektierten Ereignissen lautet hierbei

$$f(x) = A\lambda e^{-\lambda x} \quad (6.11)$$

mit

$A$ : Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse

$\lambda$ : durchschnittliche Zählrate

$x$ : Zeitintervall.

Die Normierung auf die Gesamtzahl der Ereignisse  $A$  kann wie folgt gezeigt werden.

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} f(x) dx &= [F(x)]_0^{\infty} = [-Ae^{-\lambda x}]_0^{\infty} \\ &= F(\infty) - F(0) = 0 - (-A) \\ &= A \end{aligned} \quad (6.12)$$

Der mittlere Abstand zwischen zwei Ereignissen bestimmt sich dabei zu  $\frac{1}{\lambda}$  [Kno89].

Die Zeitverteilung von Ereignissen wurde mit einem  $\text{LaBr}_3$ -Detektor gemessen, um den Einfluss von Messparametern auf die Parameter der Zeitverteilung der messbaren Ereignisse nach Gleichung 6.11 darzustellen. In den Abbildungen 6.39 und 6.40 sind die Ergebnisse zweier Messungen ohne externe Quelle mit verschiedenen Messdauern visualisiert. Abbildungen 6.41 und 6.42 zeigen zwei Messungen gleicher Messdauer, jedoch aufgrund unterschiedlicher Abstände einer externen  $^{60}\text{Co}$ -Quelle verschiedener Zählraten. Alle Parameter der vier Messungen sind in Tabelle 6.12 aufgeführt. Bei der Interpretation der Ergebnisse ist zu beachten, dass aufgrund der genutzten Intervallgröße von  $20 \mu\text{s}$  in der Darstellung und Analyse der Parameter  $A$ , also die Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse, um den Faktor 20 erhöht ist.

Wie zu erwarten ist zu erkennen, dass eine Variation der Messdauer den Parameter  $\lambda$ , der die durchschnittliche Zählrate angibt, unverändert lässt, wohl aber einen Einfluss auf die Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse hat. In der logarithmischen

Darstellung in den Abbildungen 6.39 und 6.40 zeigt sich dies durch eine identische Steigung und verschiedene Ordinatenabschnitte.

Eine Variation der Radionuklidquelle sowie deren Abstands zum Detektor bewirkt Unterschiede in beiden Parametern,  $A$  und  $\lambda$ . Bei geringerem Abstand ist die Zählrate höher, was sich in einem größeren  $\lambda$  zeigt. Aufgrund der höheren Zählrate ist bei gleicher Messdauer die Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse  $A$  um den gleichen Faktor erhöht. Logarithmisch dargestellt in einem Diagramm (Abbildungen 6.41 und 6.42) wirkt sich dies durch verschiedene Ordinatenabschnitte und verschiedene Steigungen aus.

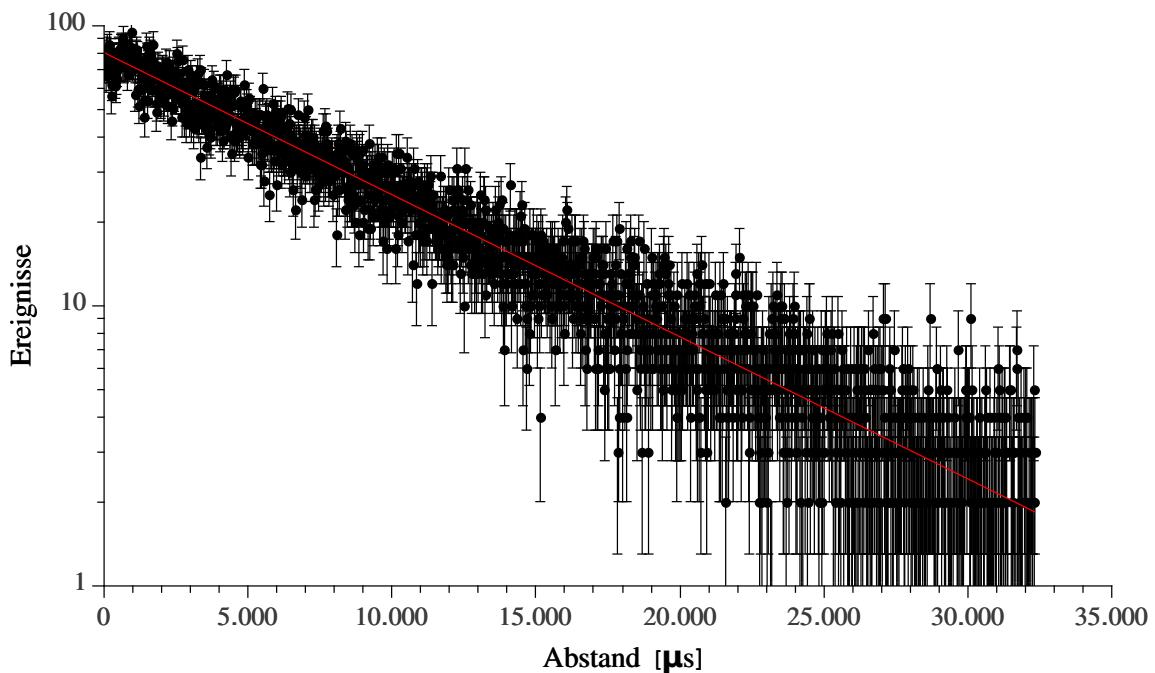


Abbildung 6.39: Anzahl der ohne externe Quelle mit einem  $\text{LaBr}_3$ -Detektor gemessenen Ereignisse (Null-effekt) aufgetragen gegen den zeitlichen Abstand zum vorhergehenden Ereignis mit einer Intervallgröße von  $20\ \mu\text{s}$  und einer Messzeit von  $300\ \text{s}$ .

Tabelle 6.12: Parameter der Messungen zur Zeitverteilung von Ereignissen mit einem  $\text{LaBr}$ -Detektor nach Gleichung 6.11. Aufgrund der genutzten Intervallgröße von  $20\ \mu\text{s}$  ist der Parameter  $A$  um den Faktor 20 erhöht.

Quelle	Abstand [cm]	Messdauer [s]	$A [\times 10^3]$	$\lambda [\mu\text{s}^{-1}]$
-	-	300	687	117
-	-	1000	2318	115
$^{60}\text{Co}$	20	10	110	537
$^{60}\text{Co}$	0	10	1593	7538

Mittels der in Gleichung 6.11 beschriebenen Zeitverteilung kann bestimmt werden, wie effektiv Hintergrundereignisse, beispielsweise aufgrund von Detektorrau-

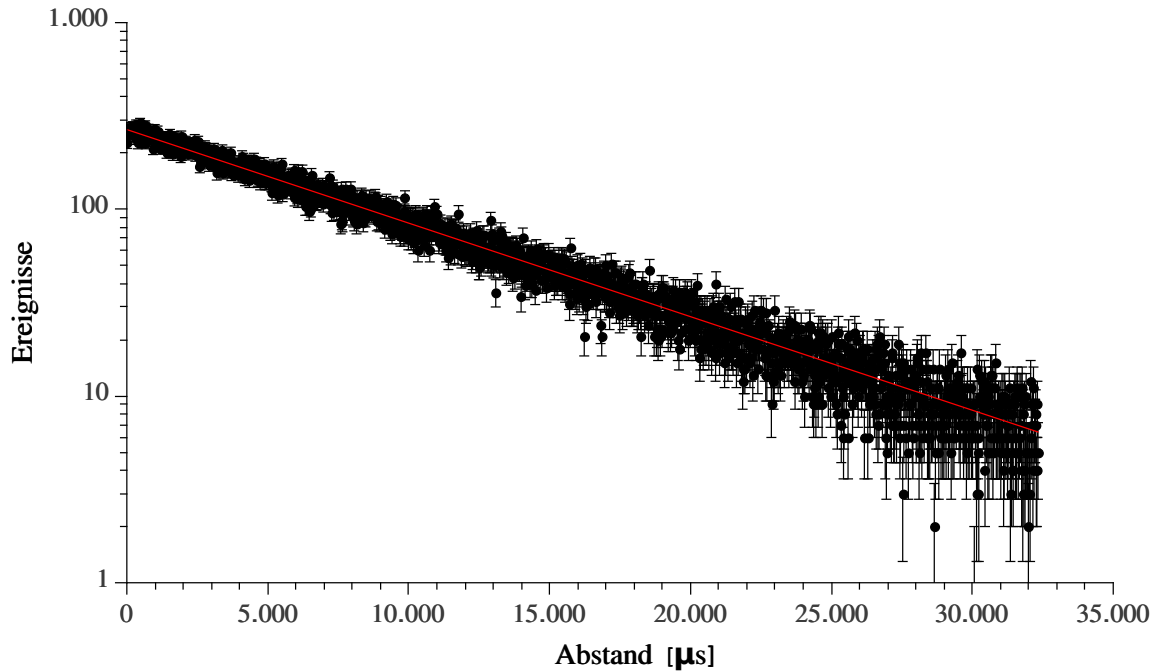


Abbildung 6.40: Anzahl der ohne externe Quelle mit einem  $\text{LaBr}_3$ -Detektor gemessenen Ereignisse (Null-effekt) aufgetragen gegen den zeitlichen Abstand zum vorhergehenden Ereignis mit einer Intervallgröße von  $20 \mu\text{s}$  und einer Messzeit von  $1000 \text{ s}$ .

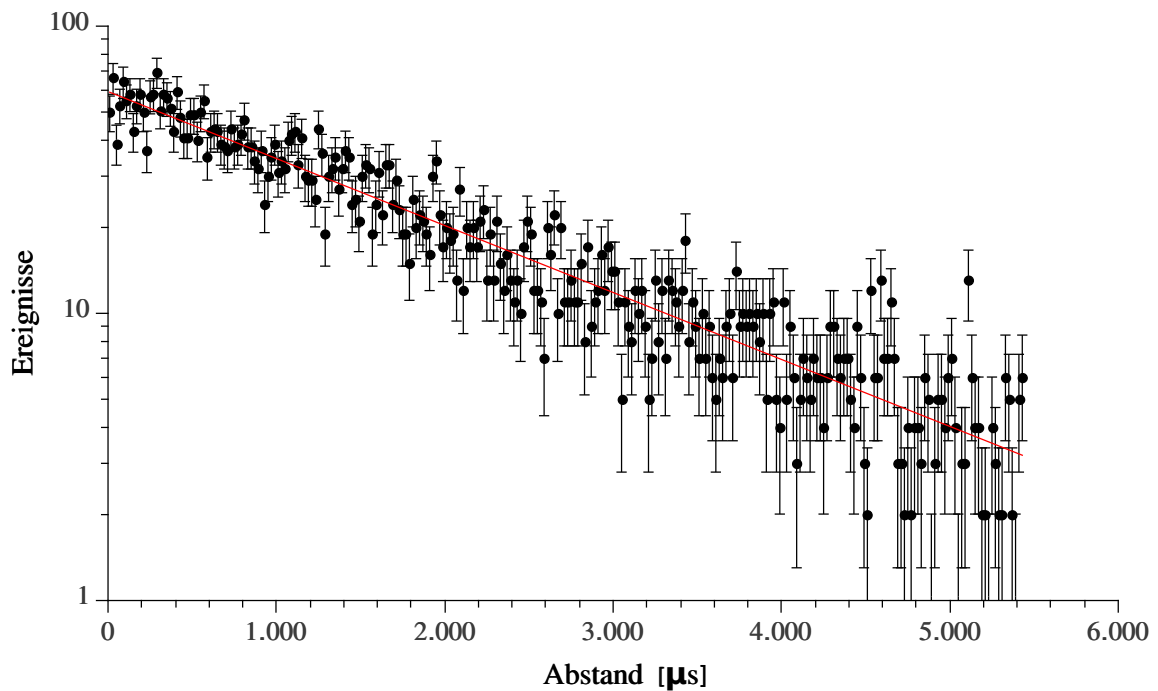


Abbildung 6.41: Anzahl der mit einer  $20 \text{ cm}$  entfernten  $^{60}\text{Co}$ -Quelle mit einem  $\text{LaBr}_3$ -Detektor gemessenen Ereignisse aufgetragen gegen den zeitlichen Abstand zum vorhergehenden Ereignis mit einer Intervallgröße von  $20 \mu\text{s}$  und einer Messzeit von  $10 \text{ s}$ .



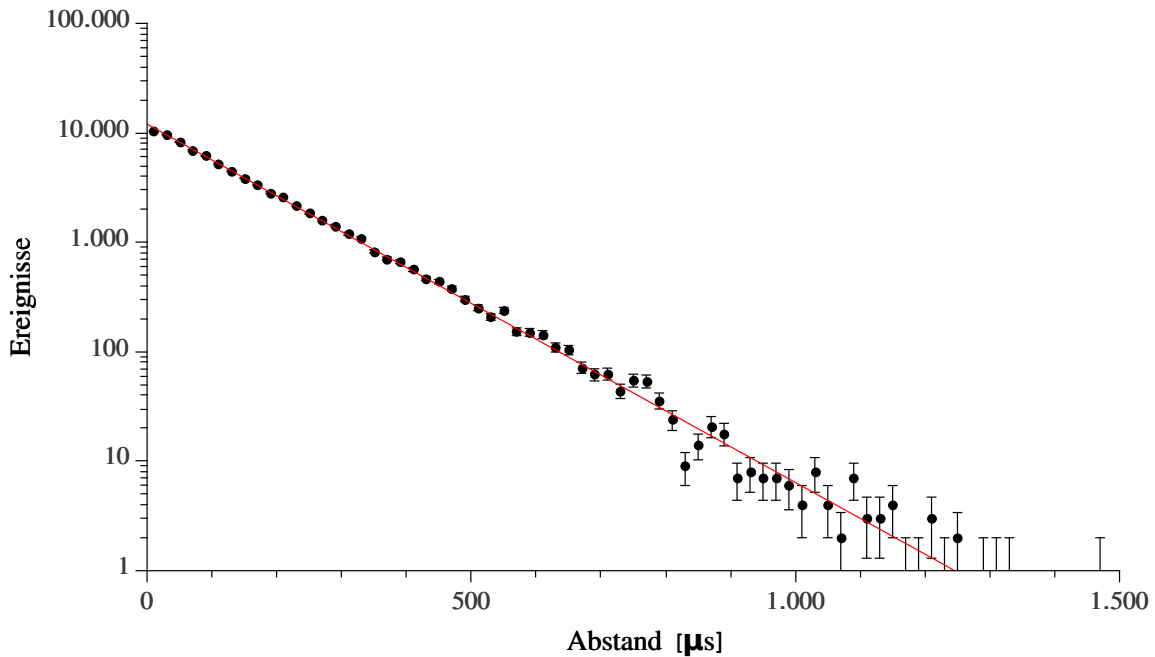


Abbildung 6.42: Anzahl der mit einer direkt anliegenden  $^{60}\text{Co}$ -Quelle (0 cm Entfernung) mit einem  $\text{LaBr}_3$ -Detektor gemessenen Ereignisse aufgetragen gegen den zeitlichen Abstand zum vorhergehenden Ereignis mit einer Intervallgröße von  $20\ \mu\text{s}$  und einer Messzeit von 10 s.

sehen, durch eine Koinzidenzschaltung unterdrückt werden können. Der Anteil der Ereignisse, der unterdrückt werden kann, lässt sich bestimmen durch

$$\begin{aligned}
 e(\lambda, \tau) &= \frac{\int_0^\infty \lambda e^{-\lambda x} dx}{\int_0^\infty \lambda e^{-\lambda x} dx} \\
 &= \frac{0 - (-e^{-\lambda\tau})}{0 - (-1)} \\
 &= e^{-\lambda\tau}, \tag{6.13}
 \end{aligned}$$

wobei  $\tau$  die Koinzidenzzeit angibt. Der Anteil der verbleibenden Koinzidenzen beträgt

$$\begin{aligned}
 r(\lambda, \tau) &= \frac{\int_0^\tau \lambda e^{-\lambda x} dx}{\int_0^\infty \lambda e^{-\lambda x} dx} \\
 &= \frac{-e^{-\lambda\tau} - (-1)}{0 - (-1)} \\
 &= 1 - e^{-\lambda\tau} \\
 &= 1 - e(\lambda, \tau) \tag{6.14}
 \end{aligned}$$

und ist in Abbildung 6.43 für verschiedene Zählraten  $\lambda$  und Koinzidenzzeiten  $\tau$  aufgetragen. Abbildung 6.44 veranschaulicht den Anteil der unterdrückten Ereignisse

$e(\lambda, \tau)$  in Abhängigkeit des Produkts von Nulleffektzählrate und Koinzidenzzeit  $\lambda\tau$ . Dabei ist zu erkennen, dass die Unterdrückung umso besser funktioniert, je niedriger die Nulleffektzählrate ist und je kürzer die Koinzidenzzeit gewählt wird.

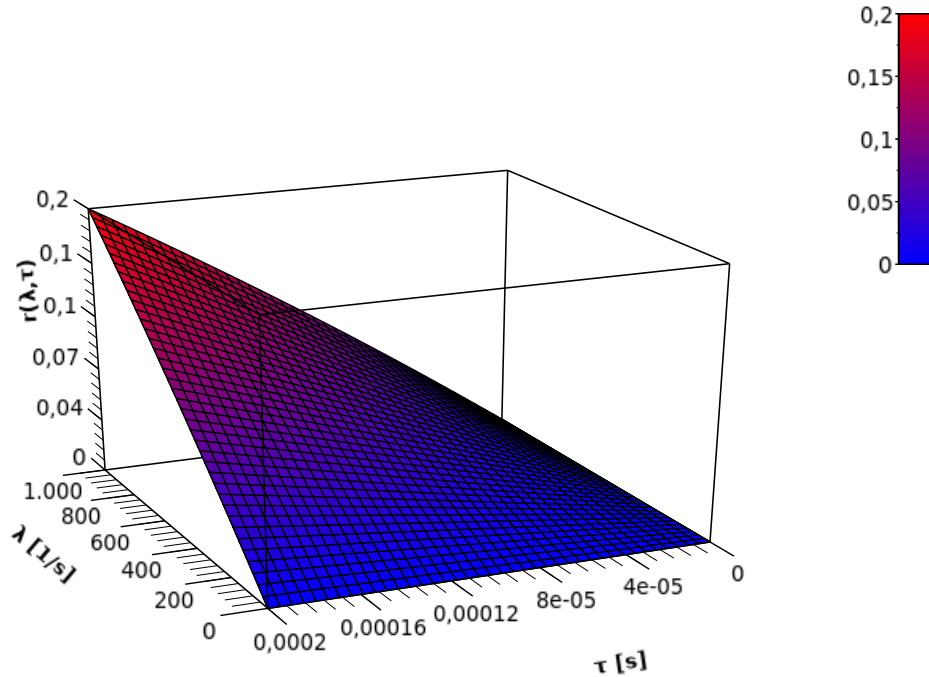


Abbildung 6.43: Anteil verbleibender Koinzidenzen  $r(\lambda, \tau)$  für Zählraten  $\lambda$  bis  $1000 \text{ s}^{-1}$  und Koinzidenzzeiten  $\tau$  bis  $200 \mu\text{s}$ .

Die verbleibende Nulleffektzählrate einer Koinzidenzschaltung zweier Photomultiplier mit den Nulleffektzählraten  $\lambda_1, \lambda_2$ , die beide das Triggersignal für ein Ereignis starten können, kann durch

$$r_{0,2 \text{ PMT}}(\lambda_1, \lambda_2, \tau) = \lambda_1 r(\lambda_2, \tau) + \lambda_2 r(\lambda_1, \tau) \quad (6.15)$$

abgeschätzt werden. Aus Gleichung 6.14 und der Darstellung der Exponentialfunktion als Taylorreihe

$$e^x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} \quad (6.16)$$

ergibt sich für  $\lambda\tau \ll 1$ , also für den Fall, dass die Koinzidenzzeit  $\tau$  deutlich kürzer ist als die durchschnittliche Zeit zwischen zwei Ereignissen  $\frac{1}{\lambda}$ , die Näherung

$$r(\lambda, \tau) = 1 - e^{-\lambda\tau} \approx 1 - (1 - \lambda\tau) = \lambda\tau, \quad (6.17)$$

die genutzt werden kann um Gleichung 6.15 zu vereinfachen zu

$$r_{0,2 \text{ PMT}}(\lambda_1, \lambda_2, \tau) = \lambda_1 \lambda_2 \tau + \lambda_2 \lambda_1 \tau = 2\lambda_1 \lambda_2 \tau. \quad (6.18)$$

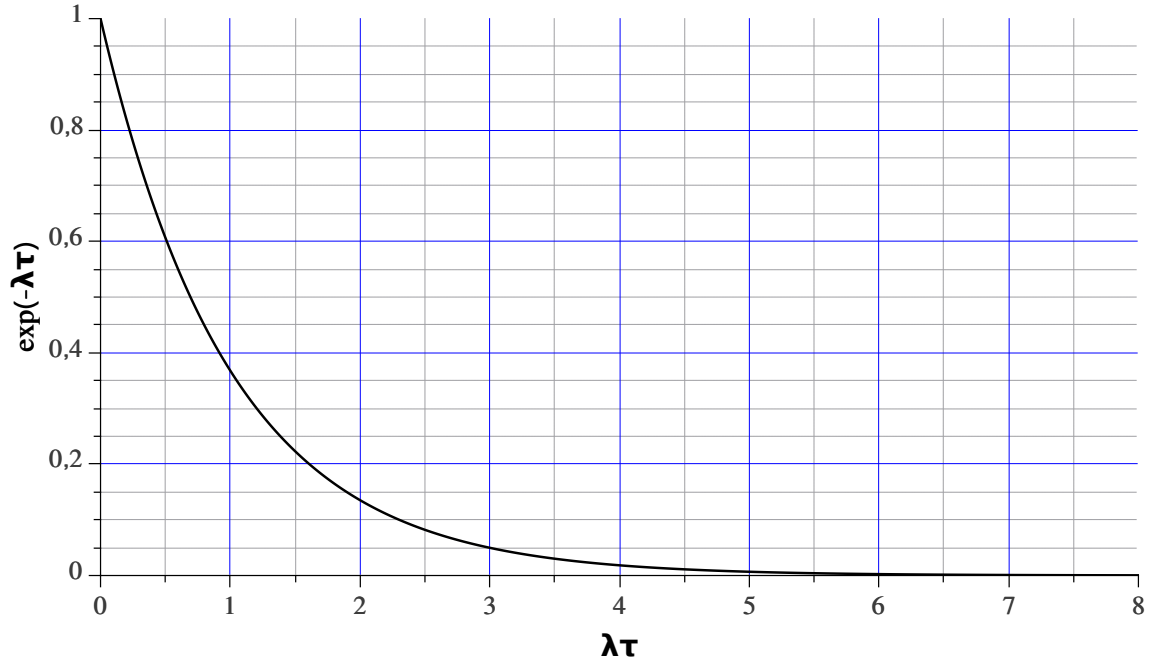


Abbildung 6.44: Anteil der durch die Koinzidenzüberprüfung unterdrückten Ereignisse  $e(\lambda, \tau) = e^{-\lambda\tau}$  in Abhängigkeit des Produkts von Nulleffektzählrate und Koinzidenzzeit  $\lambda\tau$ .

Für den Fall gleicher Nulleffektzählraten  $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$  vereinfacht sich diese Gleichung weiter zu

$$r_{0,2 \text{ PMT}}(\lambda, \tau) = 2\lambda^2\tau \quad (6.19)$$

und für die Effektivität der Koinzidenzschaltung zweier Photomultiplier folgt somit

$$e_{2 \text{ PMT}}(\lambda, \tau) = 1 - \frac{r_{0,2 \text{ PMT}}(\lambda, \tau)}{\lambda} = 1 - 2\lambda\tau. \quad (6.20)$$

Diese Bestimmung der Nulleffektzählrate einer Koinzidenzschaltung gilt jedoch nur für den Anteil, der unabhängig vom jeweils anderen PMT auftritt, beispielsweise durch thermisches Rauschen. Ereignisse, die zum Beispiel durch Umgebungsstrahlung verursacht werden, können so nicht unterdrückt werden, da beide Photomultiplier mit dem gleichen Szintillator verbunden sind. Jedoch wurde in Abschnitt 6.5.1 gezeigt, dass der Hauptanteil des Nulleffekts durch thermisches Rauschen verursacht wird, sodass eine Koinzidenzschaltung den Nulleffekt in diesem Fall signifikant verringern kann.

Die Effizienz steigt somit bei sinkender Koinzidenzzeit. Diese Effizienz sagt aber nur aus, wie gut zufällige Ereignisse herausgefiltert werden. Gleichzeitig sinkt jedoch die Wahrscheinlichkeit, mit der tatsächlich koinzidente Signale auch als solche registriert werden, anstatt fälschlich als zufällig gewertet und somit verworfen zu werden. Unter anderem abhängig vom Zerfallsort und deponiertem Licht gibt es Laufzeitunterschiede zu den beiden Photomultipliern, dazu noch systematische Zeitunterschiede, beispielsweise durch Photomultiplier, Kabel und Elektronik.

Für die Bewertung der Koinzidenzschaltung muss deren Einfluss auf die Erkennungsgrenze, also auf das Produkt aus quadriertem Kalibrierfaktor und Nulleffektzählrate,  $w^2 r_0$ , betrachtet werden (siehe Gleichung 2.3). Solange dieses reduziert

wird, wirkt sich die Koinzidenzbedingung positiv auf die charakteristischen Grenzen aus. Im Idealfall werden sie dadurch minimiert, für eine Optimierung ist jedoch zu beachten, dass, wie bereits beschrieben, durch eine Koinzidenzschaltung auch gewünschte Ereignisse ausgefiltert werden können. Dies ist ebenfalls abhängig von der Koinzidenzzeit  $\tau$  und sorgt dafür, dass der Kalibrierfaktor ansteigt. Es ist also notwendig, die Koinzidenzzeit so zu wählen, dass einerseits die Nulleffektrate gesenkt wird, gleichzeitig aber der Kalibrierfaktor nicht zu sehr ansteigt.

Aus Formel 6.20 lässt sich das Potenzial einer Koinzidenzschaltung in Bezug auf die Reduzierung der Nulleffektzählrate abschätzen. Dies ist in Abbildung 6.45 geschehen für den in Tabelle 6.5 dargestellten Bereich der Nulleffektzählrate der ersten Revision des Detektorsystems. Gut zu erkennen ist dabei, wie das Potenzial der Koinzidenzschaltung im Bereich hoher Nulleffektzählraten absinkt und gleichzeitig stark davon abhängt, wie niedrig die Koinzidenzzeit gewählt werden kann, ohne zu große negative Auswirkungen auf den Kalibrierfaktor zu haben.

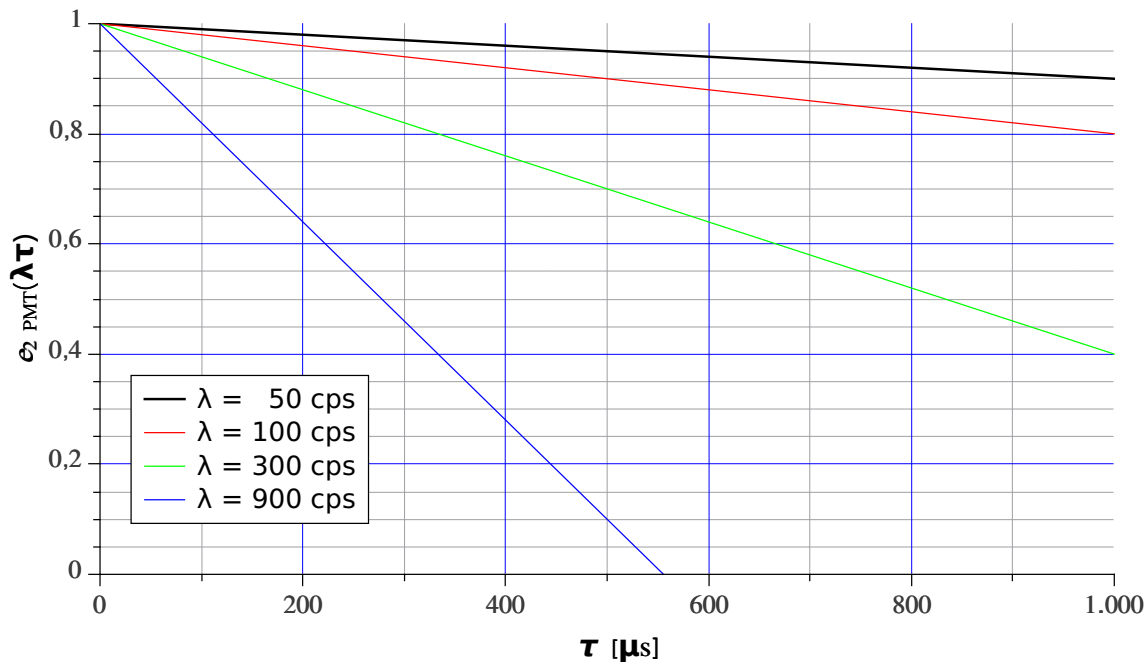


Abbildung 6.45: Theoretische Effektivität der Koinzidenzschaltung zweier Photomultiplier in Abhängigkeit der Koinzidenzzeit  $\tau$  für verschiedene Nulleffektzählraten  $\lambda$ .

### 6.6.2 Test der Koinzidenzschaltung

Parallel zur Detektorkühlung wurde auch an der Implementierung einer solchen Koinzidenzmessung gearbeitet. Dazu wurde ein Testaufbau vorbereitet der auf der Geometrie der ersten Revision basiert, anstatt eines einzelnen Photomultipliers jedoch zwei nebeneinander angebrachte Photomultiplier beinhaltet (siehe Abbildung 6.46). Bei ersten Tests einer im Osprey-System integrierten Koinzidenzmessung mittels der integrierten GPIO-Verbindung zwischen den beiden Photomultipliern konnte keine Verbesserung der charakteristischen Grenzen erreicht werden, da die Verringerung der Nulleffektzählrate nicht den negativen Effekt auf den Kalibrierfaktor übertraf.

Die Möglichkeit, die Zeitinformationen der Messungen beider Photomultiplier auszu-lesen und dann in der internen Datenverarbeitung eine Koinzidenzüberprüfung vorzunehmen war zu diesem Zeitpunkt nicht in das Auslesesystem integriert und müsste erst entwickelt, kalibriert und getestet werden. Eine solche Koinzidenzmessung könnte zu besseren Ergebnissen führen, da bei einer Analyse der Zeitinformationen beider Photomultiplier systematische Asynchronitäten zwischen beiden Photomultipliern erkannt und berücksichtigt werden können, was zu weniger Fehlselektionen und somit einem geringeren Anstieg des Kalibrierfaktors führen würde. Auch wurde in den Tests der im Osprey-System integrierten Koinzidenzschaltung das mögliche Zeitfenster (Koinzidenzzeit) von 0–160  $\mu\text{s}$  nicht vollständig untersucht, möglicherweise wurde in diesen ersten Messungen noch nicht die optimalen Einstellungen gefunden. Da jedoch die parallel entwickelte Kühlvorrichtung bereits eine deutliche Verbesserung der Sensitivität erreichte und die Kühlung, gerade durch Nutzung des vorhandenen Wassers, eine deutlich kostengünstigere Methode im finalen Einsatz darstellt als eine Koinzidenzmessung mit zwei Photosensoren, wurde entschieden, die beschriebene Möglichkeit der Realisierung der Koinzidenzmessung an dieser Stelle nicht weiter zu verfolgen.

## 6.7 Verkalkung

Da der Szintillator für eine Detektion von  $\alpha$ -Strahlung und niederenergetischer  $\beta$ -Strahlung direkten Kontakt zum Wasser haben muss, besteht, wie bereits in Abschnitt 3.3 bemerkt, die Gefahr von Ablagerungen auf der Oberfläche, die eine Barriere für die zu messende Strahlung darstellen können. Um eine möglichst geringe Beeinträchtigung und damit einen wartungsarmen Betrieb zu ermöglichen ist es notwendig, solche Ablagerungen zu verhindern oder, wenn dies nicht möglich ist, möglichst gering zu halten. Eine große Bedeutung kommt hierbei der Verkalkung zu, als welche man die Sedimentation von Calciumcarbonat bezeichnet. Dieses Calciumcarbonat stammt aus dem im Wasser gelösten Calciumhydrogencarbonat, das maßgeblich für die Wasserhärte verantwortlich ist. Im Gleichgewicht mit Kohlenstoffdioxid bleibt das Calciumhydrogencarbonat in Lösung und es kommt nicht zur Verkalkung. Eine Verringerung des gelösten Kohlenstoffdioxids unter den Gleichgewichtszustand jedoch führt zur Ausfällung von Calciumcarbonat und damit zur Entstehung von Kalkablagerungen. Um solchen Ablagerungen vorzubeugen ist es deshalb ratsam, die Löslichkeit von Kohlenstoffdioxid im Bereich des Detektors nicht zu verringern. Da die Löslichkeit in Wasser jeweils mit sinkendem Druck und steigender Temperatur abnimmt [Hen03], sind Änderungen dieser Parameter im Bereich des Detektors möglichst zu vermeiden. Vollständig lassen sich diese Zustandsänderungen jedoch nicht vermeiden, beispielsweise führt die Bauart des Detektors zu einer Reduzierung des Wasserdrucks. Auch aus diesem Grund wurde bei der Konzeption des Detektors darauf geachtet, dass die auf Verkalkung empfindlichen Szintillatorplatten kontinuierlich von Wasser umspült werden sowie senkrecht eingebaut sind, um Kalkablagerungen an diesen zu vermeiden.



Abbildung 6.46: Detektoraufbau mit Aufsatz für zwei Photomultiplier, um eine Koinzidenzmessung zu ermöglichen.



## 6.8 Probleme bei der Detektorentwicklung

Während der Detektorentwicklung lagen die Herausforderungen technischer Natur hauptsächlich im Bereich des 3D-Drucks, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben. Neben der dort beschriebenen Undichtigkeit eines Test-Prototyps gab es einen weiteren Vorfall, bei dem Messwasser ausgetreten ist. Bei diesem gab es ein Leck im Schlauch im Bereich der Schlauchpumpe. Als Ursache für dieses Leck wurden magnetisch am Rotor haftende Metallspäne ausgemacht, die für einen erhöhten Verschleiß gesorgt haben, zu erkennen in Abbildung 6.47. Die Herkunft der Metallspäne konnte nicht geklärt werden. Da der gesamte Aufbau in einer Auffangwanne positioniert war, konnte das gesamte ausgetretene Wasser (ungefähr 1 L) aufgefangen und somit eine unkontrollierte Freisetzung verhindert werden. In der Folge wurde der Schlauch innerhalb der Schlauchpumpe regelmäßig einer Sichtprüfung unterzogen, ein unerwartet hoher Verschleiß wurde dabei jedoch nicht mehr festgestellt.

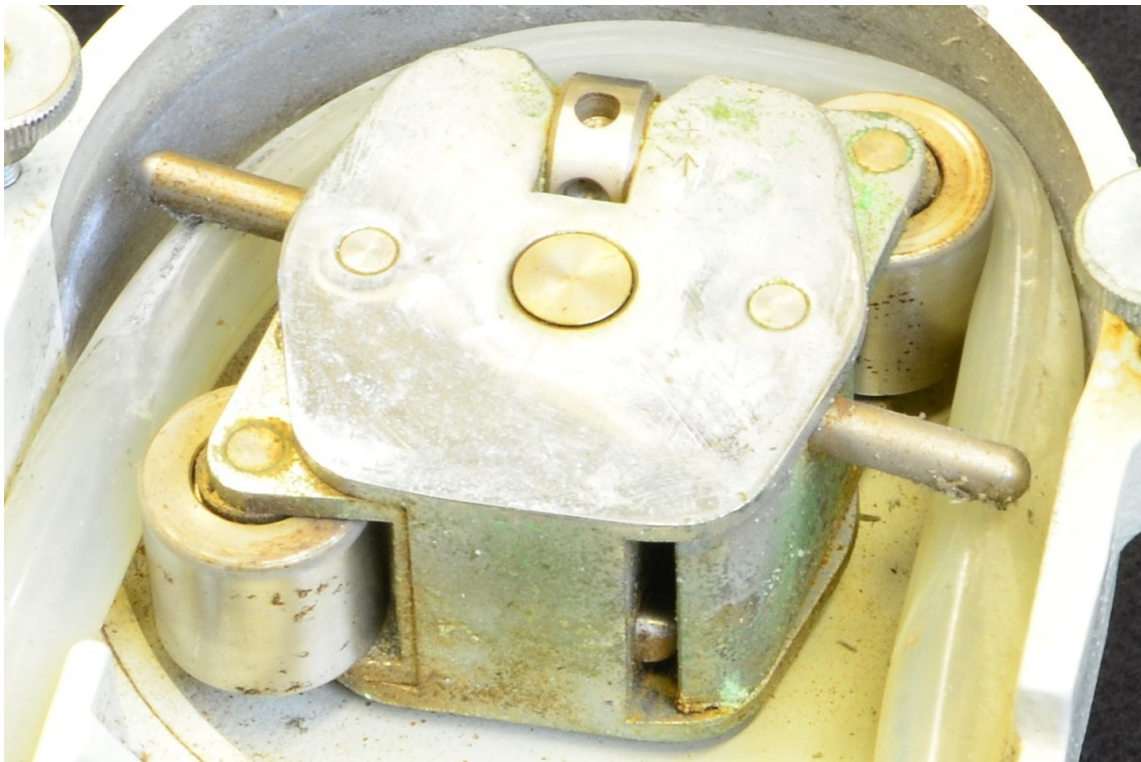


Abbildung 6.47: Verstärkter Verschleiß des Schlauchs in der Schlauchpumpe aufgrund von Metallspänen (oben links).

Eine weitere Herausforderung war die Lichtabschirmung, die bei diesem Aufbau, an dem regelmäßig Veränderungen vorgenommen wurden, nicht vollständig baulich erfolgen konnte. Nach jedem Umbau oder auch Wechsel von Testflüssigkeiten musste der Detektor mit lichtdichtem Stoff bedeckt werden, da der Aufbau nicht in voller Größe in einer lichtdicht verschließbaren Kiste untergebracht werden konnte. Etwaige Ungenauigkeiten in der Abdeckung machten sich in der Nulleffektzählrate bemerkbar und mussten nach Umbauten mehrfach vor dem Beginn neuer Messungen behoben werden. Für eine spätere, dauerhafte Anwendung ist dies jedoch kein Problem, da bei dieser der lichtdichte Verschluss nicht regelmäßig entfernt und wieder angebracht

werden muss. Somit muss er nicht über Stoff geschehen, sondern kann baulich oder etwa durch Isolierband erreicht werden und somit einfach fixiert werden.



# Kapitel 7

## Auslese- und Analysesoftware

Die von CANBERRA, der Herstellerfirma des Osprey-Systems, zur Verfügung gestellte Software GENIE 2000 ist ausgelegt auf die Durchführung und Analyse von Einzelmessungen. Eine dauerhafte, autonome Online-Überwachung ist mit ihr nicht möglich. Ebenfalls zur Verfügung gestellt wird jedoch das mCASDK<sup>1</sup>[Can16, Can10], mit dem eigene Programme zur Kommunikation mit CANBERRA-Produkten wie dem OSPREY-System geschrieben werden können.

Die Anforderungen an die Bedienungs-Software ergeben sich aus den Anforderungen an das Detektorsystem, die in Abschnitt 2.3.1 beschrieben sind. Zusätzlich wurden auch Funktionalitäten implementiert, die zwar im finalen Gebrauch nicht notwendig, in der Entwicklungsphase jedoch hilfreich sind.

- Einstellen der relevanten PMT-/MCA<sup>2</sup>-Parameter wie beispielsweise PMT-Spannung, Verstärkung, Messdauer
- Speichern der Messergebnisse
- Grafische Darstellung der Messergebnisse
- Bestimmung der Baseline anhand vorheriger Messungen
- Automatische Benachrichtigung per E-Mail beim Überschreiten eingestellter Grenzwerte (absolut oder relativ zu Baseline)
- Durchführung von Messreihen mit als Tabelle übergebenen Messparametern
- Speicherung von Temperaturinformationen bei angeschlossenen Temperatursensoren

### 7.1 Graphical User Interface

Für die Entwicklung und Bedienung von MONIKA wurde in der integrierten Entwicklungsumgebung VISUAL STUDIO unter Verwendung der Funktionalität des mcaSDK

---

<sup>1</sup>Multi-Channel Analyzer Software Development Kit

<sup>2</sup>Multi-Channel Analyzer - Vielkanalanalysator

das GUI<sup>3</sup> RuDI<sup>4</sup> entwickelt (Abbildung 7.1). Als Programmiersprache wurde dabei C# verwendet. Um eine Überfrachtung der Benutzeroberfläche zu vermeiden sind darin in der Anwenderansicht standardmäßig nur die für die finale Nutzung benötigten Funktionen enthalten. Über eine Befehlsschaltfläche kann jedoch zur Entwickleransicht gewechselt werden, wodurch alle Funktionalitäten eingeblendet werden (Abbildung 7.2). Dadurch bewahrt die GUI für den allgemeinen Betrieb eine gute Übersichtlichkeit und bietet bei Bedarf volle Funktionalität (auf Kosten der Übersichtlichkeit). Die Entwickleransicht umfasst zusätzliche Funktionen, die in der Entwicklungs- und Testphase benötigt wurden und die auch für Weiterentwicklungen und Tests hilfreich sein können. Bei Bedarf kann die Software um weitere Funktionen erweitert werden.

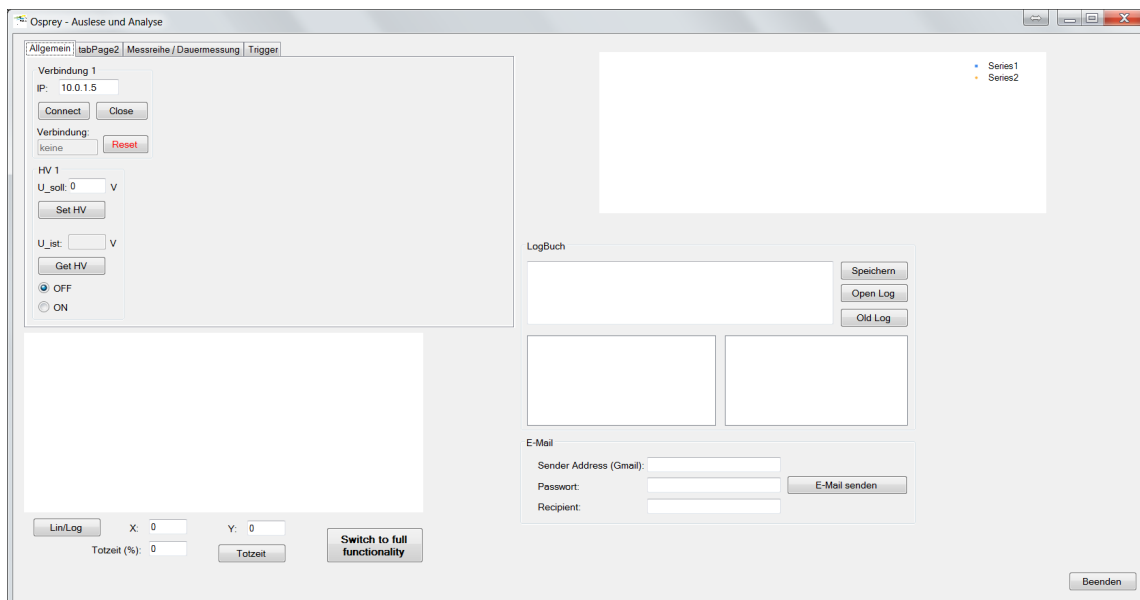


Abbildung 7.1: Hauptfenster der GUI RuDI. Über eine Schaltfläche kann zur Entwickleransicht (Abbildung 7.2) gewechselt werden.

## 7.1.1 Funktionsumfang

### Verbindung

In der aktuellen Version kann RuDI eine Verbindung mit bis zu zwei Ospreys herstellen. Prinzipiell ist auch eine Erweiterung der Anzahl möglich. Die Geräte können dafür sowohl über USB, als auch über ein Ethernet-Netzwerk an den Rechner angeschlossen werden. In beiden Fällen geschieht die Verbindung über eine dem Gerät zugeordnete IP-Adresse.

<sup>3</sup>Graphical User Interface - Grafische Benutzerschnittstelle

<sup>4</sup>Radionuclide Detector Interface

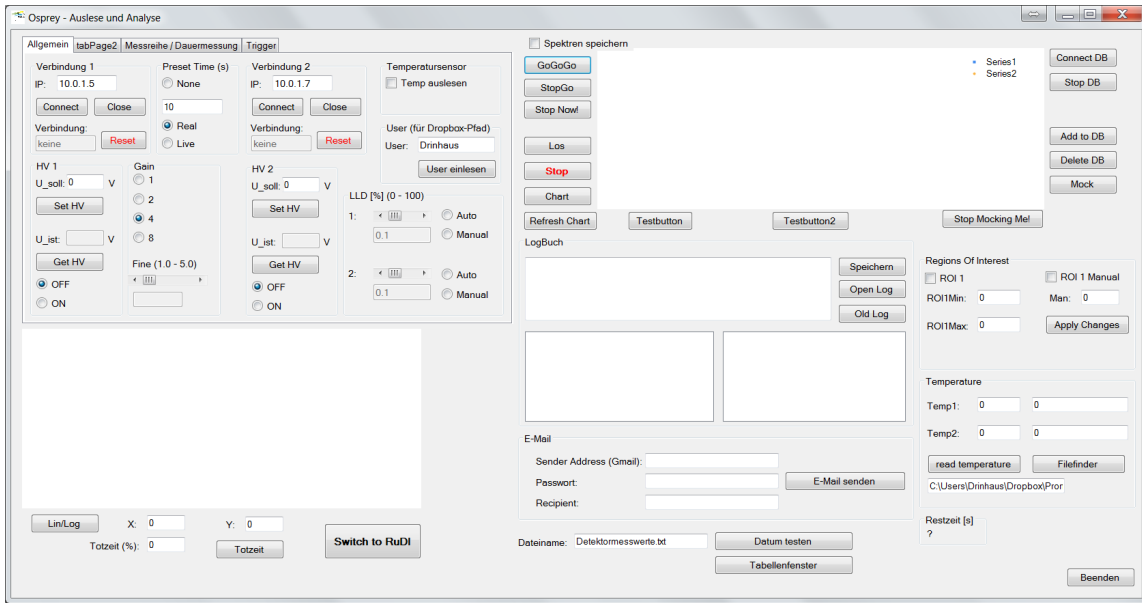


Abbildung 7.2: Hauptfenster der GUI RUDI in der Entwickleransicht.

### Messmethode

Verbundene Ospreys können sowohl einzeln als auch gemeinsam gesteuert werden. Besteht zwischen zwei Ospreys eine GPIO<sup>5</sup>-Verbindung, so können diese im integrierten Koinzidenzmodus betrieben werden.

Im Allgemeinen lässt sich unterscheiden zwischen Einzel- und Mehrfachmessungen. Die Mehrfachmessungen können als sich wiederholende Messung mit einmal festgelegten Parametern geschehen (Dauermessung), oder als eine Reihe von Einzelmessungen, deren Parameter (Verstärkung, PMT-Spannung, Messdauer) über eine Tabelle eingelesen oder manuell eingetragen werden (Abbildungen 7.3,7.4). Dies ist vor allem für parametrisierte Testmessungen hilfreich. Ein kontinuierliches Monitoring geschieht mittels einer Dauermessung.

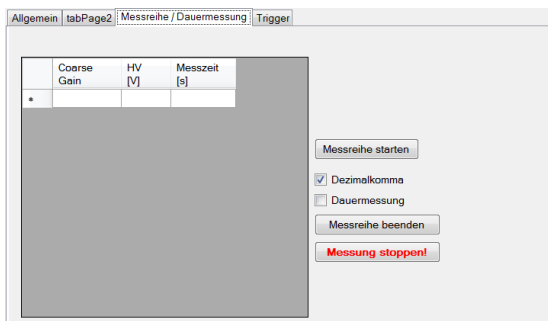


Abbildung 7.3: Eingeschränkte Ansicht in RUDI zur Einrichtung von Messreihen.



Abbildung 7.4: In der Vollansicht können extern erstellte Messtabellen eingelesen und geladen werden.

<sup>5</sup>General Purpose Input Output

## Parameter

Verschiedene zur Bedienung des Osprey nützliche Parameter wurden in das GUI integriert. Dies sind unter anderem

- Grob- und Fein-Verstärkung
- PMT-Spannung
- Messdauer
- Zeitmodus Real oder Live. Live berücksichtigt die Totzeit, verlängert aber bei hohen Zählraten entsprechend die Messdauer. Eine Totzeitkorrektur kann stattdessen auch in der Analyse über die ausgelesenen Daten geschehen.

## Visualisierungen

Es werden sowohl das Spektrum der letzten Messung (links unten), als auch der Verlauf der Zählraten (rechts oben) in jeweils einem Diagramm angezeigt (siehe Abbildung 7.5).

## Logbuch

Über ein Textfeld können vom Bediener frei verfasste Einträge mit Zeitstempel im darunter positionierten Logbuch gespeichert werden (siehe Abbildung 7.5). Ebenso werden auch automatische Eintragungen, beispielsweise zu hergestellten Verbindungen, eingestellten PMT-Spannungen, Ein- und Ausschalten von fundamentalen Funktionen wie Trigger und E-Mail-Warnung gespeichert. Rechts neben den gespeicherten Logbucheinträgen wird eine Historie der vergangenen Messergebnisse angezeigt. Das Logbuch der jeweils aktuellen Session ist in der GUI einsehbar und wird zusätzlich als Textdatei gespeichert, wobei für jeden Tag eine neue Datei angelegt wird.

## Trigger

Um die Bestimmung einer Baseline zu ermöglichen, mit der das jeweils aktuelle Messergebnis verglichen werden kann, werden die letzten 2880 Messungen der aktuellen Session in einem Array gespeichert und in einer Tabelle angezeigt (siehe Abbildung 7.5). Für den Fall von einminütigen Messungen entspricht dies einem Zeitraum von 48 h. Aus diesen Daten wird die für die Triggerbedingung verwendete Baseline  $B$  bestimmt, wobei Länge der Baseline und ihr Abstand zur aktuellen Messung jeweils als Anzahl von Messungen gewählt werden. Sollten die gewählten Parameter von Anzahl und Länge die aktuell vorhandenen Daten überschreiten, werden so lange die ältesten vorliegenden Messergebnisse zur Baseline-Bestimmung verwendet, bis genügend Daten vorliegen, um den gewünschten Zeitraum abzudecken. Um auch Anstiege der Zählrate über einen längeren Zeitraum zu erkennen empfiehlt es sich, einen angemessenen Abstand der Baseline zur aktuellen Messung zu wählen. Je größer die Länge der Baseline gewählt wird, desto stabiler und weniger schwankungsanfällig ist

diese.

Die Triggerschwelle (Threshold)  $T$  (als Zählrate in counts per second) wird bestimmt als Funktion der Baseline:

$$T = aB + b \quad (7.1)$$

Hierbei ist  $a$  eine reelle Zahl mit zwei Dezimalstellen im Intervall  $[0,00;10,00]$  und  $b$  eine natürliche Zahl im Intervall  $[0;5000]$ . Eingestellt werden diese beiden Triggerparameter über Schieberegler.

Damit können sowohl feste, also von der Baseline unabhängige Triggerschwellen eingestellt werden, als auch solche, die sowohl einen relativen als auch absoluten Abstand zur Baseline aufweisen.

Ein- und ausgeschaltet wird der Trigger über ein Auswahlkästchen. Über solch ein Auswahlkästchen kann auch eine automatische Warnung per E-Mail aktiviert werden, die bei Überschreiten der Triggerschwelle per Dateianhang die Messergebnisse der aktuellen Messreihe sowie die Logbuch-Datei des aktuellen Tages versendet. Es kann ein Ruheintervall nach der automatischen Warnung von 0 bis 1440 min (24 h) eingestellt werden. Während dieser Zeit werden keine weiteren E-Mails versendet, um E-Mail-Fluten bei zeitlich dicht aufeinander folgenden Überschreitungen der Triggerschwelle zu vermeiden. Beim Start einer neuen Messreihe oder Änderung an der Triggerbedingung wird ein möglicherweise durch eine vorherige Messung noch aktives Ruheintervall auf Null gesetzt. Unabhängig von einer Warnung per E-Mail erfolgen bei eingeschaltetem Trigger bei Überschreiten der Triggerschwelle eine optische Warnung über eine Rotfärbung des aktuellen Messwerts sowie ein Logbucheintrag.

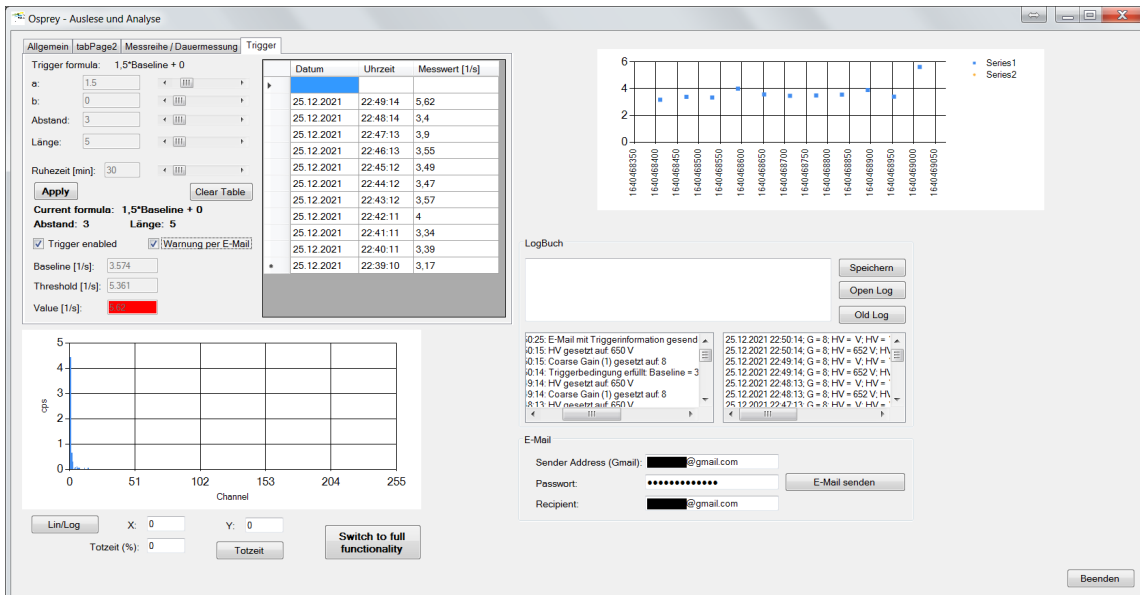


Abbildung 7.5: GUI RuDI nach erfüllter Triggerbedingung und eingeschalteter Warnung mittels E-Mail.

Diese implementierte Form der Triggerbedingung ist leicht zu bedienen, stellt aber auch nur eine sehr einfache Form der Datenauswertung dar. In Abschnitt 7.2 wird auf die Möglichkeit tiefergehender Datenanalysen eingegangen.

### 7.1.2 Mögliche Erweiterungen

Mit RUDI kann bereits in der jetzigen Version eine kontinuierliche Überwachung von fließendem Wasser durchgeführt werden. Jedoch besteht weiterhin Raum für Verbesserungen, unter anderem bei den folgenden Punkten.

- Derzeit muss für jeden Sensor eine separate Programminstanz gestartet werden. Bei einer Nutzung mit mehreren Sensoren sollte die GUI um die Möglichkeit erweitert werden, eine Vielzahl von Sensoren gleichzeitig anzusteuern und mittels dieser separate Messungen durchzuführen.
- RUDI verfügt nicht über eine Ausfallerkennung. Zur Erhöhung der Zuverlässigkeit sollte ein Software-Watchdog implementiert werden.
- Derzeit findet die interne Datenanalyse mittels Triggerbedingung nur anhand der einzelnen letzten Messung statt. Es könnte die Möglichkeit hinzugefügt werden, zusätzlich dazu auch eine Zusammenfassung mehrerer Messungen zu nutzen - wie es bei der Baseline möglich ist - und somit aufgrund der besseren Statistik die Sensitivität zu erhöhen (siehe Abbildung 2.8). Eine solche Analyse ließe sich prinzipiell bis auf den gesamten gespeicherten Zeitraum von 2880 Messungen ausdehnen.

## 7.2 Datenspeicherung und -analyse

Für jede Messung werden neben den Spektreninformationen zusätzlich essentielle Informationen wie Datum und Uhrzeit, Verstärkung, PMT-Spannung und Messdauer gespeichert. Die Datenspeicherung geschieht in Form von Textdateien. Im Falle einer Messreihe wird zusätzlich eine Textdatei für die jeweilige Messreihe erzeugt, in der die essentiellen Daten jeder Einzelmessung ohne Spektreninformationen gespeichert werden. Auf das Anlegen einer Datenbank wurde verzichtet, da dies eine zusätzliche Hürde für eine eventuelle Fortführung und Erweiterung des Projekts durch andere Personen bedeuten würde und eine auf Textdateien basierende Datenarchivierung einfach zugänglich ist. Bei einer Dateigröße von etwa 4 kB kommt man bei einem Messintervall von einer Minute auf ein Datenaufkommen von etwa 2,1 GB pro Jahr. Für heutige Speichermedien stellt der Datenfluss also kein Problem dar. Aus diesem Grund wurde bei der Speicherung der Messergebnisse der Fokus auf Übersichtlichkeit, nicht auf Datenreduzierung gelegt. So werden für das Spektrum der Kanal, die Counts sowie die auf die Messdauer normierten Counts pro Sekunde (Zählrate) gespeichert. Für eine Minimierung der anfallenden Datenmenge hätte man sowohl auf die explizite Nennung des Kanals verzichten können (da dieser bei entsprechender Definition des Dateiformats vorgegeben wäre), als auch auf die Zählrate, da diese sich direkt aus Counts und ebenfalls gespeicherter Messdauer berechnen lässt und somit redundante Information ist. Auf eine solche Datenminimierung wurde jedoch verzichtet, um die gespeicherten Messdaten möglichst einfach zugänglich und verständlich zu machen.

Beim Aufbau eines größeren Überwachungssystems sollte diese Entscheidung jedoch überdacht werden. In diesem Fall wäre es sinnvoll, ein auf die speziellen Anforderungen zugeschnittenes Informationsmanagementsystem (IMS) für die Sammlung,

Bereitstellung und Archivierung der Messdaten zu nutzen. In Verbindung mit einem solchen IMS bietet es sich auch an, kommerzielle Software zur Datenanalyse zu nutzen. Software verschiedener Hersteller bietet heute eine Vielzahl von Analysemöglichkeiten an, die weit über die in RUDI enthaltene Analyse hinausgehen. Advanced Analytics Tools, wie sie unter anderem SEEQ CORPORATION anbietet, ermöglichen Analysen, die etwa Korrelationen zu anderen Messparametern wie beispielsweise der Temperatur beinhalten. Auch können hierbei typische Muster aus der Vergangenheit zur Beurteilung aktueller Messungen herangezogen werden, sodass mittels Machine Learning auf Basis historischer Daten Abweichungen von typischen Mustern erkannt und daraufhin Warnungen generiert werden können.

RUDI hat sich im Laboreinsatz als funktionsfähig erwiesen und bewährt sowie gezeigt, dass es möglich ist, mit dem Detektorsystem eine Online-Überwachung durchzuführen. Die Software ist zudem im Anwendermodus einfach zu bedienen. Für spätere Einsätze kann sie außerdem durch interne oder externe Erweiterungen an das jeweilige Einsatzszenario angepasst und optimiert werden.





# Kapitel 8

## Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit umfasst die Entwicklung des Detektorsystems MONIKA zum Online-Nachweis von Radionukliden in (Trink-)Wassernetzen. Der Fokus lag darauf, ein leicht zu bedienendes, möglichst autarkes, platzsparendes und günstiges Detektorsystem zu entwickeln, das neben  $\gamma$ -Strahlung auch  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung detektieren kann. Nach einer Definition der Anforderungen an das Detektorsystem und der zu erreichenden Nachweisgrenzen, basierend auf einer Richtdosis von 1 mSv, wurden verschiedene Arten von Strahlungsdetektoren diskutiert, woraufhin nach Abwägung von Vor- und Nachteilen die Entscheidung auf einen Szintillationsdetektor fiel. Die Entscheidung für einen Aufbau aus Szintillatorplatten war ein Kompromiss aus erwarteter Sensitivität und Stabilität des Detektorsystems.

Nach dem Aufbau eines Prototyps zur Validierung der prinzipiellen Funktion wurden für die Entwicklung und Bewertung der finalen Geometrie sowohl Monte-Carlo-Simulationen als auch CFD-Simulationen durchgeführt und evaluiert. Änderungen an Aufbauten konnten schnell konstruiert und getestet werden, da der gesamte mechanische Aufbau des Detektorsystems mittels CAD-Zeichnungen in einem 3D-Drucker vor Ort hergestellt werden konnte. Dies bot die Möglichkeit, sehr schnell nahezu beliebige Änderungen am Detektoraufbau zu entwickeln und zu testen. Zur Erhöhung der Sensitivität des Detektorsystems wurden sowohl eine Koinzidenzschaltung als auch eine Kühlvorrichtung untersucht, wobei aufgrund ihres einfachen Aufbaus und der guten Ergebnisse der Kühlvorrichtung HENDRIK der Vorzug gegeben wurde. Mithilfe dieser Schlauchkühlung, die in der Praxis das zu messende Wasser als Kühlmittel nutzen kann, konnten die charakteristischen Grenzen des Detektorsystems im Vergleich zum Betrieb bei Raumtemperatur ohne Kühlung signifikant gesenkt werden.

Zur Bedienung des Detektorsystems wurde eine Auslese- und Analysesoftware entwickelt, die mit der grafischen Benutzeroberfläche RUDI sowohl eine übersichtliche Bedienung für den Dauerbetrieb bietet, als auch eine Entwickleransicht, mittels derer zusätzlich für Wartung und Entwicklung relevante Einstellungen vorgenommen werden können. Damit die kontinuierlich eintreffenden Messergebnisse nicht manuell analysiert werden müssen, wurde eine interne Datenauswertung implementiert, die auf Wunsch eine Warnung bei Erfüllung einer definierten Triggerbedingung ausgibt. Das entwickelte Detektorsystem erreicht für die untersuchten Referenznuclide bereits bei einer Messzeit von 60s die Nachweisgrenzen die notwendig sind um Aktivitäts-

konzentrationen zu erkennen, die bereits bei einmaliger Ingestion zu einer effektiven Dosis von 1 mSv führen würden. Damit erfüllt MONIKA die an das System gestellten Anforderungen für eine günstige und möglichst autonome Online-Überwachung von Trinkwassersystemen. Bei der Nutzung könnten auch mehrere Einheiten des Detektorsystems eingesetzt werden, deren Messergebnisse mittels externer Analysesoftware sowohl individuell als auch kombiniert tiefgehender ausgewertet werden könnten, um so noch aussagekräftigere Informationen zu erhalten als allein durch das in MONIKA integrierte Triggersystem.

Weiterhin gibt es verschiedene Möglichkeiten, wie sich das Detektorsystem, sofern gewünscht, noch weiter verbessern ließe. So könnte, um in einer zukünftigen Weiterentwicklung die Sensitivität des Detektors zu erhöhen, ein Lichtleiter zwischen Szintillatorplatten und Photomultiplier genutzt werden, der die Lichtsammlung verbessert. Möglich wäre auch eine Anordnung der Szintillatorplatten, bei der diese nicht parallel zueinander platziert werden, sondern strahlförmig auf den Photomultiplier zulaufen. So könnte die gesamte Stirnfläche des Photomultipliers genutzt und gleichzeitig ein ausreichender Durchfluss zwischen den Platten ermöglicht werden. Für einen dauerhaften Einsatz mehrerer Detektoren sollte die Auslese- und Analysesoftware erweitert werden, um die individuelle Steuerung mehrerer Detektoren in einer einzelnen Prozessinstanz zu ermöglichen. Außerdem wäre es in diesem Fall vorteilhaft, die Datenverwaltung und -analyse mittels kommerzieller Software zu erweitern. Ebenfalls könnte die Möglichkeit einer Einbindung in andere, bestehende Überwachungssysteme geprüft werden.

# Anhang



# Anhang A

## GAMOS-Plug-Ins

Nachfolgend werden, anhand des Beispiels eines Plug-Ins zur Speicherung von Informationen zur Generierung von Szintillationsphotonen im Szintillator und deren Absorption im Photomultiplier, die zur Erstellung eigener GAMOS-Plug-Ins notwendigen Dateien aufgeführt. Dazu werden eine Header-Datei (Listing A.1) sowie die dazugehörige Quelltext-Datei (Listing A.2) dargestellt.

### A.1 Header-Dateien

Header-Dateien enthalten Deklarationen von in Plug-Ins genutzten Variablen. Für Geant4 erhalten Header-Dateien die Dateiendung *.hh*.

Listing A.1: Beispiel einer Header-Datei

```
1 #ifndef OptPhotons__HH
2 #define OptPhotons__HH
3
4 #include "GamosCore/GamosBase/Base/include/GmAnalysisMgr.
   ↪ hh"
5 #include "GamosCore/GamosUserActionMgr/include/
   ↪ GmUserRunAction.hh"
6 #include "GamosCore/GamosUserActionMgr/include/
   ↪ GmUserEventAction.hh"
7 #include "GamosCore/GamosUserActionMgr/include/
   ↪ GmUserTrackingAction.hh"
8 #include "GamosCore/GamosUserActionMgr/include/
   ↪ GmUserSteppingAction.hh"
9
10 class OptPhotons : public GmUserRunAction, public
   ↪ GmUserEventAction, public GmUserTrackingAction,
   ↪ public GmUserSteppingAction
11 {
12 public:
13     OptPhotons();
14     ~OptPhotons(){};
```

```

15
16     virtual void BeginOfRunAction( const G4Run* );
17     virtual void BeginOfEventAction( const G4Event* );
18     virtual void EndOfEventAction( const G4Event* );
19     virtual void UserSteppingAction(const G4Step* aStep);
20     virtual void EndOfRunAction( const G4Run* );
21
22 private:
23     GmAnalysisMgr* theAnaMgr;
24     G4int test;
25     G4int photonnumber;
26     G4int photonnumber2;
27     G4int photonspmt1;
28     G4double startenergy;
29     G4double scintenergy;
30     G4double boxenergy;
31     G4double allenergy;
32     G4int TrackID;
33     G4int genparticles;
34     G4double particlemass;
35     G4double betaenergy;
36     G4int step;
37     G4double photonnumberdouble;
38     G4double photonspmt1double;
39     G4double anteil;
40     G4double beta_all;
41     G4double beta_inscint;
42     G4double beta_scintillation;
43     G4int stepnumber;
44 };
45
46 #endif

```

## A.2 Quelltext-Dateien

Quelltext-Dateien enthalten den in der jeweiligen Programmiersprache geschriebenen Quellcode der Plug-Ins und binden die jeweils benötigten Header-Dateien ein. Sie beschreiben den durch das Plug-In definierten Programmablauf. Für Geant4 erhalten Quelltext-Dateien die Dateierdung *.hh*.

Listing A.2: Beispiel einer Quelltext-Datei

```

1 // Einbindung der Header-Dateien
2 #include "G4Run.hh"
3 #include "G4Event.hh"
4 #include "OptPhotons.hh"

```

```

5 #include "GamosCore/GamosBase/Base/include/GmParameterMgr
   ↪ .hh"
6 #include "GamosCore/GamosBase/Base/include/GmAnalysisMgr.
   ↪ hh"
7 #include "G4ParticleDefinition.hh"
8 #include "G4ParticleTypes.hh"
9 #include "GamosCore/GamosSD/include/GmHitsEventManager.hh"
10
11 //-----
12 OptPhotons::OptPhotons() : GmUserRunAction(),
   ↪ GmUserEventAction(), GmUserTrackingAction(),
   ↪ GmUserSteppingAction()
13 {
14 }
15
16 //-----
17 void OptPhotons::BeginOfRunAction( const G4Run* )
18 {
19     beta_all = 0;
20     beta_inscint = 0;
21     beta_scintillation = 0;
22     G4double hisMax = GmParameterMgr::GetInstance()->
   ↪ GetNumericValue("OptPhotons:HisMax",200.);
23     G4double hisreleenergy = GmParameterMgr::GetInstance()->
   ↪ GetNumericValue("OptPhotons:HisMax",100.);
24     theAnaMgr = GmAnalysisMgr::GetInstance("opticalphotons"
   ↪ );
25
26     theAnaMgr->CreateHisto1D("Photonnumber"
   ↪ ,1001,-5,10005,2341);
27     theAnaMgr->GetHisto1(2341)->GetXaxis()->SetTitle("
   ↪ erzeugte_optische_Photonen");
28     theAnaMgr->GetHisto1(2341)->GetXaxis()->CenterTitle();
29     theAnaMgr->GetHisto1(2341)->GetYaxis()->SetTitle("rel.
   ↪ Haeufigkeit");
30     theAnaMgr->GetHisto1(2341)->GetYaxis()->CenterTitle();
31
32     theAnaMgr->CreateHisto1D("PMT1",201,-5,2005,1234);
   ↪ // Anzahl der in PMT1 absorbierten
   ↪ optischen Photonen
33     theAnaMgr->GetHisto1(1234)->GetXaxis()->SetTitle("
   ↪ absorbierte_optische_Photonen");
34     theAnaMgr->GetHisto1(1234)->GetXaxis()->CenterTitle();
35     theAnaMgr->GetHisto1(1234)->GetYaxis()->SetTitle("rel.
   ↪ Haeufigkeit");
36     theAnaMgr->GetHisto1(1234)->GetYaxis()->CenterTitle();

```

```

37
38 theAnaMgr->CreateHisto1D("stepnumber"
    ↪ ,201,-0.5,200.5,4123); // Anzahl der Steps des
    ↪ optischen Photons
39
40 theAnaMgr->CreateHisto1D("allenergy",100,0,3,0001);
    ↪ // gesamte deponierte Energie
41
42 theAnaMgr->CreateHisto1D("innenvoluenergy"
    ↪ ,100,0,3,0002); // in mybox ueber Ionisation
    ↪ deponierte Energie
43
44 theAnaMgr->CreateHisto1D("scintenergy",100,0,3,0003);
    ↪ // ueber Szintillation in szintstreifen2
    ↪ deponierte Energie
45
46 theAnaMgr->CreateHisto1D("startenergy",100,0,3,0004);
    ↪ // kinetische Energie zu Beginn
47
48 theAnaMgr->CreateHisto1D("generated_particles"
    ↪ ,31,-0.5,30.5,0006);
49
50 theAnaMgr->CreateHisto1D("particle_mass",1000,0,1,0007)
    ↪ ;
51
52 theAnaMgr->CreateHisto1D("tot_E_particle_mass"
    ↪ ,100,0,3,0010);
53
54 theAnaMgr->CreateHisto2D("x:betaenergy,y:optphotons
    ↪ ",101,-0.01,2.01,1001,-5,10005,0011); //
    ↪ betaenergy: Startenergie des beta-Elektrons
55 theAnaMgr->GetHisto2(0011)->GetXaxis()->SetTitle("beta_
    ↪ energy");
56 theAnaMgr->GetHisto2(0011)->GetXaxis()->CenterTitle();
57 theAnaMgr->GetHisto2(0011)->GetYaxis()->SetTitle("#_opt
    ↪ _photons");
58 theAnaMgr->GetHisto2(0011)->GetYaxis()->CenterTitle();
59
60 theAnaMgr->CreateHisto2D("x:erzeugte,y:absorbierte_
    ↪ optische_Photonen"
    ↪ ,1001,-5,10005,1001,-5,10005,0012);
61 theAnaMgr->GetHisto2(0012)->GetXaxis()->SetTitle("
    ↪ erzeugte_optische_Photonen");
62 theAnaMgr->GetHisto2(0012)->GetXaxis()->CenterTitle();
63 theAnaMgr->GetHisto2(0012)->GetYaxis()->SetTitle("
    ↪ absorbierte_optische_Photonen");

```



```

64   theAnaMgr->GetHisto2(0012)->GetYaxis()->CenterTitle();
65
66   theAnaMgr->CreateHisto1D("Anteil_ der_ PMT_ erreicht"
67     ↪ ,101,-0.005,1.005,0013);
67   theAnaMgr->GetHisto1(0013)->GetXaxis()->SetTitle("
68     ↪ Anteil");
68   theAnaMgr->GetHisto1(0013)->GetXaxis()->CenterTitle();
69   theAnaMgr->GetHisto1(0013)->GetYaxis()->SetTitle("rel.
70     ↪ Haeufigkeit");
70   theAnaMgr->GetHisto1(0013)->GetYaxis()->CenterTitle();
71 }
72
73 //
74     ↪ -----
75     ↪
74 void OptPhotons::BeginOfEventAction( const G4Event* )
75 {
76 //   test = 0;
77   photonnumber = 0;
78   photonnumber2 = 0;
79   photonspmt1 = 0;
80   startenergy = 0.;
81   scintenergy = 0.;
82   boxenergy = 0.;
83   allenergy = 0.;
84   TrackID = 0;
85   genparticles = 0;
86   particlemass = 0.;
87   betaenergy = 0.;
88   anteil = 0;
89   stepnumber = 0;
90 }
91
92 //
93     ↪ -----
94     ↪
93 void OptPhotons::UserSteppingAction(const G4Step* aStep)
94 {
95   stepnumber = aStep->GetTrack()->GetCurrentStepNumber();
96   const G4VProcess* proc = aStep->GetPostStepPoint()->
97     ↪ GetProcessDefinedStep();
97   if( proc == 0 ) {
98     G4cerr << "proc_0" << G4endl;
99     return;
100 }
101

```

```

102   G4String procName = proc->GetProcessName();
103
104   allenergy += aStep->GetTotalEnergyDeposit();
105
106
107   if(aStep->GetTrack()->GetTrackID() != TrackID && aStep
      ↪ ->GetTrack()->GetParentID() == 0 && stepnumber <
      ↪ 2){ // der Track wird manchmal aufgeteilt, so
      ↪ kommen zu viele raus, deshalb noch die stepnumber.
      ↪ da der initstep (0) aber nicht ausgegeben wird,
      ↪ suche ich nach der 1
108     genparticles++;
109   }
110
111   if( aStep->GetTrack()->GetTrackID() != TrackID && aStep
      ↪ ->GetTrack()->GetParentID() == 0 && stepnumber <
      ↪ 2){
112     startenergy = aStep->GetTrack()->GetKineticEnergy();
113     particlemass = aStep->GetTrack()->GetDefinition()->
      ↪ GetPDGMass();
114     theAnaMgr->GetHisto1(0004)->Fill(startenergy);
115     theAnaMgr->GetHisto1(0007)->Fill(particlemass);
116   }
117
118   if( aStep->GetTrack()->GetDefinition()==G4Electron::
      ↪ ElectronDefinition() && aStep->GetTrack()->
      ↪ GetTrackID() != TrackID && aStep->GetTrack()->
      ↪ GetParentID() == 0 && stepnumber < 2){
119 //     wenn es 1. ein Elektron ist und 2. der Track das
      ↪ erste Mal durchsucht wird und 3. es ein
      ↪ Prim rteilchen ist und 4. es der erste Step ist, um
      ↪ nicht mehrfach zu z hlen
120     beta_all++;
121     betaenergy += aStep->GetTrack()->GetKineticEnergy();
122   }
123
124   if( aStep->GetTrack()->GetDefinition()==G4Electron::
      ↪ ElectronDefinition() && aStep->GetTrack()->
      ↪ GetTrackID() != TrackID && aStep->GetTrack()->
      ↪ GetParentID() == 0 && aStep->GetTrack()->GetVolume
      ↪ (->GetName() == "szintstreifen2"){
125 //     wenn es 1. ein Elektron ist und 2. der Track das
      ↪ erste Mal durchsucht wird und 3. es ein
      ↪ Prim rteilchen ist und 4. es sich im Volumen "
      ↪ szintstreifen2" befindet
126     beta_inscint++;

```

```

127 }
128
129 if( procName.find("Scint") != std::string::npos &&
    ↪ aStep->GetTrack()->GetVolume()->GetName() == "
    ↪ szintstreifen2" ){ // std::string::npos als
    ↪ Rueckgabe bedeutet, dass es nicht gefunden wurde
130 // wenn 1. Szintillation stattgefunden hat und 2.
    ↪ diese im Volumen "szintstreifen2" geschehen ist
131     beta_scintillation++;
132     scintenergy += aStep->GetTotalEnergyDeposit();
133 }
134
135 if( aStep->GetTrack()->GetVolume()->GetName() == "
    ↪ innenvolu" ){
136     boxenergy += aStep->GetTotalEnergyDeposit();
137 }
138
139 if( aStep->GetTrack()->GetDefinition()==G4OpticalPhoton
    ↪ ::OpticalPhotonDefinition() && aStep->GetTrack()->
    ↪ GetTrackID() != TrackID ){
140     photonnumber++;
141 }
142
143 if(1){ // um die Steps zu zaehlen
144     photonnumber2++;
145 }
146
147 if( procName.find("OpAbsorption") != std::string::npos
    ↪ && aStep->GetTrack()->GetVolume()->GetName() == "
    ↪ pmt1" ){ // in pmt1 absorbierte optische
    ↪ Photonen
148     photonspmt1++;
149 }
150
151 TrackID = aStep->GetTrack()->GetTrackID();
152 }
153
154 //
    ↪ -----
    ↪
155 void OptPhotons::EndOfEventAction( const G4Event* )
156 {
157     photonnumberdouble = photonnumber;
158     photonspmt1double = photonspmt1;
159     if (photonnumber){
160         anteil = photonspmt1double / photonnumberdouble;

```

```

161     }
162     theAnaMgr->GetHisto1(2341)->Fill(photonnumber);
163     theAnaMgr->GetHisto1(4123)->Fill(photonnumber2);
164     theAnaMgr->GetHisto1(1234)->Fill(photonspmt1);
165     theAnaMgr->GetHisto1(0003)->Fill(scintenergy);
166     theAnaMgr->GetHisto1(0002)->Fill(boxenergy);
167     theAnaMgr->GetHisto1(0001)->Fill(allenergy);
168     theAnaMgr->GetHisto1(0006)->Fill(genparticles);
169     theAnaMgr->GetHisto2(0011)->Fill(betaenergy,
        ↪ photonnumber);
170     theAnaMgr->GetHisto2(0011)->SetOption("colz");
        ↪ // Haeufigkeit farblich mit zusaetzlicher
        ↪ Farbpalette
171     theAnaMgr->GetHisto2(0012)->Fill(photonnumber,
        ↪ photonspmt1);
172     theAnaMgr->GetHisto2(0012)->SetOption("colz");
173     theAnaMgr->GetHisto1(0013)->Fill(anteil);
174 // G4cout << "Event ID " << evt->GetEventID() << "
        ↪ Energy Deposit = " << scintenergy << " #optphotons =
        ↪ " << test << G4endl;
175 }
176
177 //
        ↪ -----
        ↪
178 void OptPhotons::EndOfRunAction( const G4Run* )
179 {
180     G4cout << "beta_all_ = " << beta_all << " _beta_inscint_ =
        ↪ " << beta_inscint << " _beta_scintillation_ = " <<
        ↪ beta_scintillation << G4endl;
181 }

```

# Anhang B

## Shell-Skripte

Listing B.1 zeigt das Beispiel eines Skripts das geschrieben und genutzt wurde, um eine Vielzahl parametrisierter GAMOS-Simulationen nacheinander durchzuführen und auszuwerten.

Listing B.1: Shell-Skript zum Ausführen mehrerer Gamos-Simulationen sowie Speicherung und Auswertung der Ergebnisse

```
1 #!/bin/bash
2 ##### Shell-Script um mehrere Gamos-Simulationen
   ↳ hintereinander auszuführen und die Ergebnisse zu
   ↳ speichern
3 ### Abwandlung vom Script "sendjobs.sh"
4
5 ### verschiedene Geometrie-Dateien erzeugen
6 ### verschiedene Gamos-Dateien erzeugen f r
   ↳ unterschiedliche Quellen
7 ### in Gamos-Datei jeweils den Ausgabenamen der Root-
   ↳ Datei an Geometrie und Quelle anpassen
8 ### vorher csv-Datei erstellen mit variablen Parametern
   ↳ als Tabelle (ueber tabs getrennt), diese dann ber
   ↳ awk auslesen und nach und nach abarbeiten
9
10
11 # TO USE THIS SCRIPT, TYPE, FOR EXAMPLE: ./
   ↳ Gamos_Multi_Script_Quelle.sh Gamos_Multi_Tabelle.csv
   ↳ (NOT "sh ....")
12 # Field delimiter in csv-file has to be '\tab' or ',' (
   ↳ because of "IFS=',, '"; or use "awk -Fx" to declare "x
   ↳ " als field separator)
13 # kein Zeichenkettentrenner (wie z.B. ")
14 # one column (titled "Geometrie") has to contain the base
   ↳ -geometry-file that shall be manipulated
15
16 # to merge root-files, use hadd output.root input_1.root
   ↳ input_2.root ... input_n.root
```

```

17
18
19 cd /home/jorrit/Dropbox/Promotion_KIT/gamos/
    ↪ Gamos_Multi_Script/Gamos_Multi_Test # in den
    ↪ entsprechenden Ordner wechseln
20 source /home/jorrit/gamos/GAMOS.5.0.0/config/configamos.sh
    ↪ # Gamos laden
21 # source /home/jorrit/gamos/GAMOS.5.1.0/config/configamos.
    ↪ sh # Gamos laden, je nach Version
22
23 # IFS variable = delimiter for arrays
24 OIFS=$IFS # save original IFS
25 IFS=', ' # damit csv wirklich comma-separated sein kann,
    ↪ nicht nur ber \tab
26
27
28 ### set the variables read from the command line
29 TABNAME=$1
30 PARAMETER=19
31 SPALTE=1
32 SPEICHER=0
33 NSCINT[0]=1
34 NSCINT[1]=2
35 NSCINT[2]=3
36 NSCINT[3]=4
37 SPALTEN=0 # um spaeter die Anzahl der Spalten
    ↪ auszulesen
38 TITEL=0
39 GEOMETRIE=""
40 GEOBASIS="" # Geometrienamen ohne Dateiendung
41 GEONEU="" # neuer Geometrienamen
42 INPUTFILE=""
43 INPUTBASIS="" # Inputnamen ohne Dateiendung
44 INPUTNEU="" # neuer Inputnamen
45 QUELLE=""
46 ENERGYDIST="#"
47 STARTTIME='date "+%Y_%m_%d_%H_%M_%S"'
48 LOGNAME=$(basename "$TABNAME" .csv)"_log_"$STARTTIME".csv
    ↪ " # Name des logfile
49 UNTERORDNER1="Multisimulationen"
50 mkdir -p $UNTERORDNER1
51 mkdir $UNTERORDNER1/"$STARTTIME
52 TIMESTAMP=""
53 cp $TABNAME $LOGNAME # logfile erstellen, spaeter wird
    ↪ jeweils der timestamp hinzugefuegt
54

```

```

55 ORDNERAUSLESEN="~/Dropbox/Promotion_KIT/gamos/Macros/
    ↳ Script_Ordner_Auslesen_Auto.sh"
56 ORDNERAUSLESEN=${ORDNERAUSLESEN/#~/\$HOME}      # "#\~/
    ↳ \$HOME" ersetzt "~" durch "\$HOME" (noetig, weil "~"
    ↳ in Anführungszeichen nur als normales Zeichen
    ↳ erkannt wird, somit geschieht keine automatische
    ↳ Expansion zum Home-Verzeichnis mehr; es tritt sonst
    ↳ möglicherweise dieser Fehler auf: find: mögliches
    ↳ nicht zitiertes Muster nach Aussage '-name'?
57
58 ZEILEN=$(awk 'END {print NR}' $TABNAME)        # Anzahl
    ↳ der Zeilen rausfinden
59 SPALTEN=$(awk -v SPALTEN=$SPALTEN '{if (NF > SPALTEN
    ↳ ) SPALTEN = NF} END {printf SPALTEN}' $TABNAME))
    ↳ # Anzahl der Spalten rausfinden
60
61 awk '{
62     if (FNR==1) {print $0, "\tTIMESTAMP"}
63     else {print $0, ""}
64     }' $LOGNAME > $LOGNAME"_temp" && mv $LOGNAME"_temp"
    ↳ $LOGNAME
65
66 # fuer logfile zuerst tabelle kopieren ("
    ↳ tabname_log_starttime.csv"), dort dann hinten
    ↳ timestamp als letzte reihe einfüegen
67
68 COUNTER=2 # in der zweiten Zeile beginnen, erste
    ↳ Zeile enthaelt nur den Titel
69 while [ $COUNTER -le $ZEILEN ]; do # Abfrage der
    ↳ Spalten,
70 # Abfrage "if(FNR==COUNTER+1)", da erster Eintrag
71
72 TIMESTAMP='date "+%Y_%m_%d_%H_%M_%S"'
73 awk -v COUNTER=$COUNTER -v TIMESTAMP=$TIMESTAMP '{
74     if (FNR==COUNTER) {print $0, "\t"TIMESTAMP}
75     else {print $0}
76     }' $LOGNAME > $LOGNAME"_temp" && mv $LOGNAME"
    ↳ _temp" $LOGNAME
77
78
79 SPALTE=1 # immer mit der ersten Spalte beginnen
80 while [ $SPALTE -le $SPALTEN ]; do
81     TITEL=$(awk '{if(FNR==1) {printf $'"$SPALTE"
    ↳ '}}' $TABNAME)) # Spaltennamen speichern
82     PARAMETER=$(awk -v PARAMETER=$PARAMETER -v
    ↳ COUNTER=$COUNTER '{if(FNR==COUNTER) {

```

```

      ↪ printf $'"$SPALTE"'}}' $TABNAME))      #
      ↪ Parameter der gewünschten Zeile und
      ↪ Spalte speichern
83  if [ $TITEL == "Geometrie" ]; then
84      GEOMETRIE=$PARAMETER # Dateinamen der
      ↪ Geometriedatei speichern
85      GEOBASIS=$(basename $GEOMETRIE .geom) #
      ↪ entfernt ".geom" vom Dateinamen (allgemein
      ↪ vom String)
86  cp $GEOMETRIE $GOBASIS"_temp_1.geom" #
      ↪ Geometrie-Basisdatei kopieren, um danach die
      ↪ Änderungen einfügen zu können
87  fi
88
89      TITEL=$(awk '{if(FNR==1) {printf $'"$SPALTE"
      ↪ '}}' $TABNAME)) # Spaltennamen speichern
90      PARAMETER=$(awk -v PARAMETER=$PARAMETER -v
      ↪ COUNTER=$COUNTER '{if(FNR==COUNTER) {
      ↪ printf $'"$SPALTE"'}}' $TABNAME))      #
      ↪ Parameter der gewünschten Zeile und
      ↪ Spalte speichern
91  if [ $TITEL == "Input" ]; then
92      INPUTFILE=$PARAMETER # Dateinamen der
      ↪ Inputdatei speichern
93      INPUTBASIS=$(basename "$INPUTFILE" .in) #
      ↪ entfernt ".in" vom Dateinamen (allgemein
      ↪ vom String)
94  cp $INPUTFILE $INPUTBASIS"_temp.in" # Input-
      ↪ Basisdatei kopieren, um danach die
      ↪ Änderungen einfügen zu können
95  fi
96
97      TITEL=$(awk '{if(FNR==1) {printf $'"$SPALTE"
      ↪ '}}' $TABNAME)) # Spaltennamen speichern
98      PARAMETER=$(awk -v PARAMETER=$PARAMETER -v
      ↪ COUNTER=$COUNTER '{if(FNR==COUNTER) {
      ↪ printf $'"$SPALTE"'}}' $TABNAME))      #
      ↪ Parameter der gewünschten Zeile und
      ↪ Spalte speichern
99  if [ $TITEL == "Quelle" ]; then
100     QUELLE=$PARAMETER
101  fi
102
103     TITEL=$(awk '{if(FNR==1) {printf $'"$SPALTE"
      ↪ '}}' $TABNAME)) # Spaltennamen speichern

```



```

104     PARAMETER=$(awk -v PARAMETER=$PARAMETER -v
        ↪ COUNTER=$COUNTER '{if(FNR==COUNTER) {
        ↪ printf $'"$SPALTE"'}}' $TABNAME)) #
        ↪ Parameter der gewuenschten Zeile und
        ↪ Spalte speichern
105     if [ $TITEL == "ENERGYDIST" ]; then
106         ENERGYDIST=$PARAMETER
107     fi
108
109     awk -v TITEL=$TITEL -v PARAMETER=$PARAMETER '{
110         gsub(TITEL,PARAMETER); print
111     }' $GEOBASIS"_temp_1.geom" > $GEOBASIS"_temp_2.
        ↪ geom" && mv $GEOBASIS"_temp_2.geom"
        ↪ $GEOBASIS"_temp_1.geom" # benoetigt
        ↪ temp-file, muss ueber && verknuepft sein
112     let SPALTE=SPALTE+1
113 done # Zeile ist komplett uebernommen worden,
        ↪ jetzt ausfuehren
114
115     GEONEU=$GEOBASIS_"$TIMESTAMP".geom # neuer
        ↪ Dateiname der Geo-Datei
116     mv $GEOBASIS"_temp_1.geom" $GEONEU #
        ↪ temporaere Geo-Datei umbenennen mit Timestamp
117
118     sleep 0.1 # Test
119
120     awk -v GEONEU=$GEONEU -v QUELLE=$QUELLE -v
        ↪ ENERGYDIST=$ENERGYDIST '{
121         gsub("GEO_VAR",GEONEU);gsub("SOURCE_VAR",QUELLE
        ↪ );gsub("#ENERGYDIST",ENERGYDIST); print
122     }' $INPUTFILE > $INPUTBASIS"_temp.in"
123
124     gamos $INPUTBASIS"_temp.in" # log?
125
126
127     sleep 0.1
128     mv $GEONEU $UNTERORDNER1/"$STARTTIME"/"$GEONEU #
        ↪ temporaere Geo-Datei verschieben
129     mv "gamos.log" $UNTERORDNER1/"$STARTTIME"/gamos_"
        ↪ $TIMESTAMP".log"
130     mv "gamos_error.log" $UNTERORDNER1/"$STARTTIME"/
        ↪ gamos_error_"$TIMESTAMP".log"
131     mv "opticalphotons.root" $UNTERORDNER1/"$STARTTIME
        ↪ "/opticalphotons_"$TIMESTAMP".root"
132     mv "gammaSD.root" $UNTERORDNER1/"$STARTTIME"/
        ↪ gammaSD_"$TIMESTAMP".root"

```

```

133     mv "gener.root" $UNTERORDNER1 "/"$STARTTIME"/gener_"
        ↳ $TIMESTAMP".root"
134     mv "hits.root" $UNTERORDNER1 "/"$STARTTIME"/hits_"
        ↳ $TIMESTAMP".root"
135     mv $INPUTBASIS"_temp.in" $UNTERORDNER1 "/"$STARTTIME
        ↳ "/"$INPUTBASIS_"$TIMESTAMP".in"
136
137     let COUNTER=COUNTER+1      # naechste Zeile
138     done
139     mv $LOGNAME $UNTERORDNER1 "/"$STARTTIME"/$LOGNAME      #
        ↳ temporaere Geo-Datei verschieben
140
141 # jetzt alle .root-Dateien im erstellten Ordner auslesen
        ↳ lassen mit "Script_Ordner_Auslesen_Auto.sh"
142     pwd=$(pwd)
143     ZIELORDNER=${pwd}" "/"$UNTERORDNER1 "/"$STARTTIME
144     ZIELORDNER=${ZIELORDNER/#\~/ $HOME} # "#\~/ $HOME"
        ↳ ersetzt "~" durch "$HOME" (noetig, weil "~" in
        ↳ Anführungszeichen nur als normales Zeichen
        ↳ erkannt wird, somit geschieht keine automatische
        ↳ Expansion zum Home-Verzeichnis mehr
145
146     ${ORDNERAUSLESEN} ${ZIELORDNER} ${STARTTIME}      #
        ↳ Script zum Auslesen des Ordners aufrufen, als
        ↳ Parameter werden der Pfad zum Ordner und die
        ↳ Startzeit  begeben

```

# Anhang C

## Simulationsergebnisse

Im Folgenden sind die Ergebnisse der für die in Abschnitt 4.5 beschriebene Parameteroptimierung durchgeführten Simulationen grafisch dargestellt.

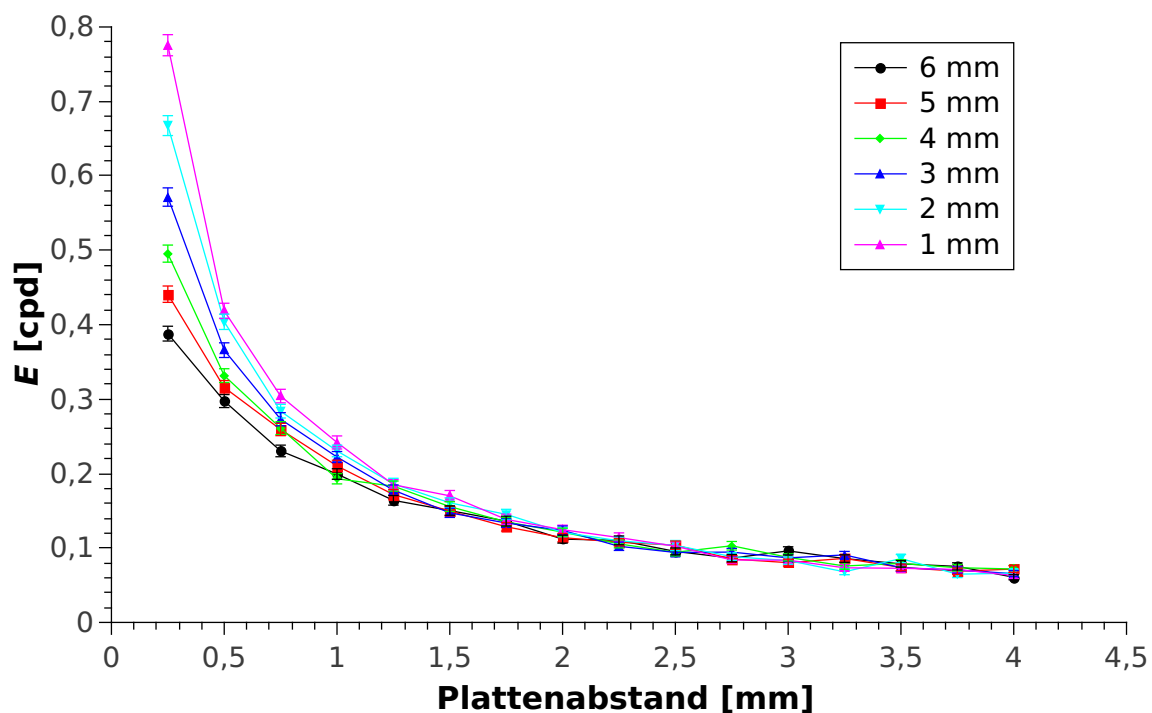


Abbildung C.1: Simulierte Detektionseffizienz (durchschnittlich detektierte Szintillationsphotonen pro Zerfall) in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für  $^{241}\text{Am}$ .

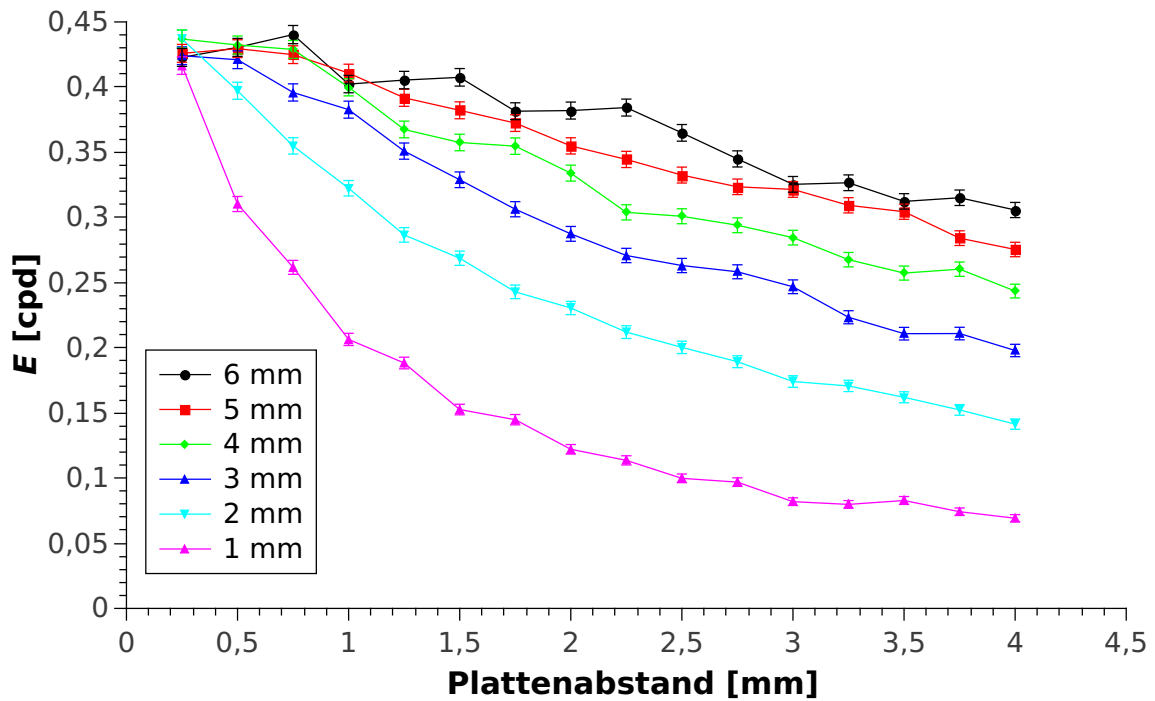


Abbildung C.2: Simulierte Detektionseffizienz (durchschnittlich detektierte Szintillationsphotonen pro Zerfall) in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für  $^{60}\text{Co}$ .

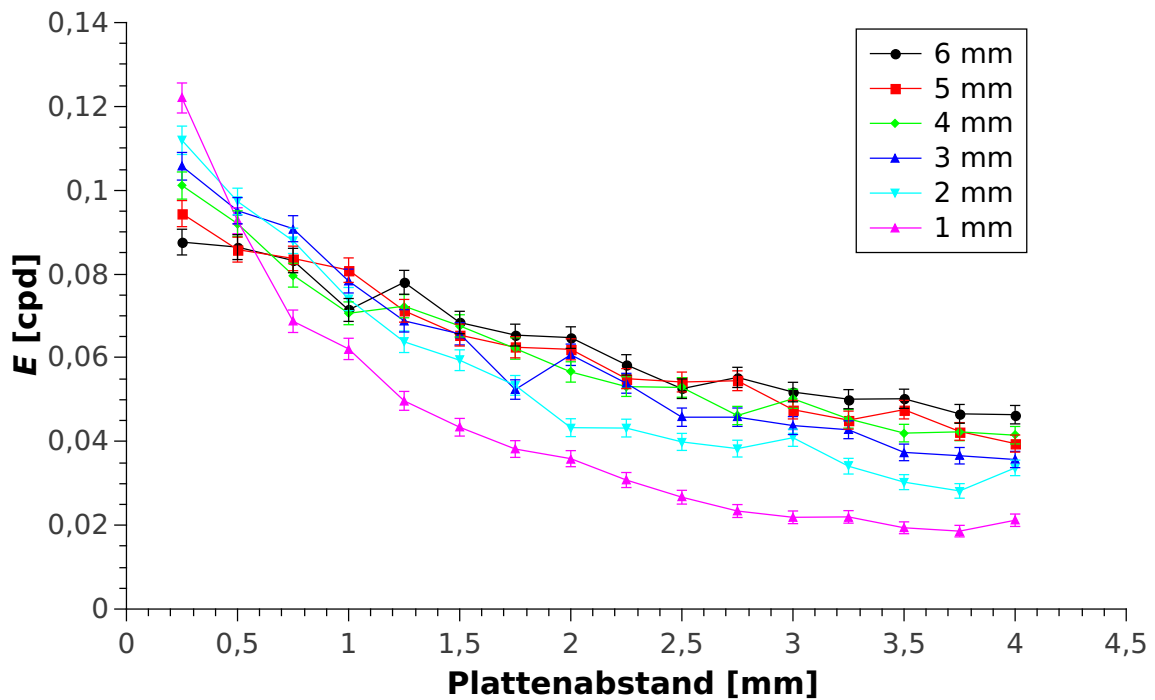


Abbildung C.3: Simulierte Detektionseffizienz (durchschnittlich detektierte Szintillationsphotonen pro Zerfall) in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für  $^{137}\text{Cs}$ .

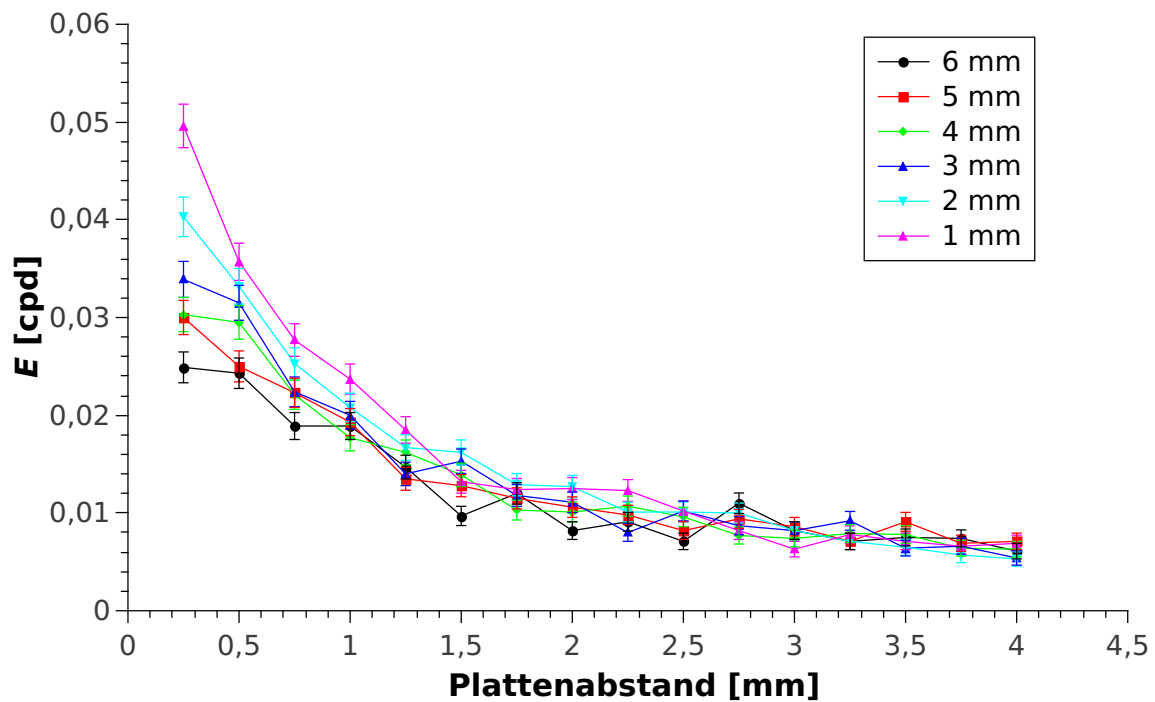


Abbildung C.4: Simulierte Detektionseffizienz (durchschnittlich detektierte Szintillationsphotonen pro Zerfall) in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für  $^{90}\text{Sr}$ .

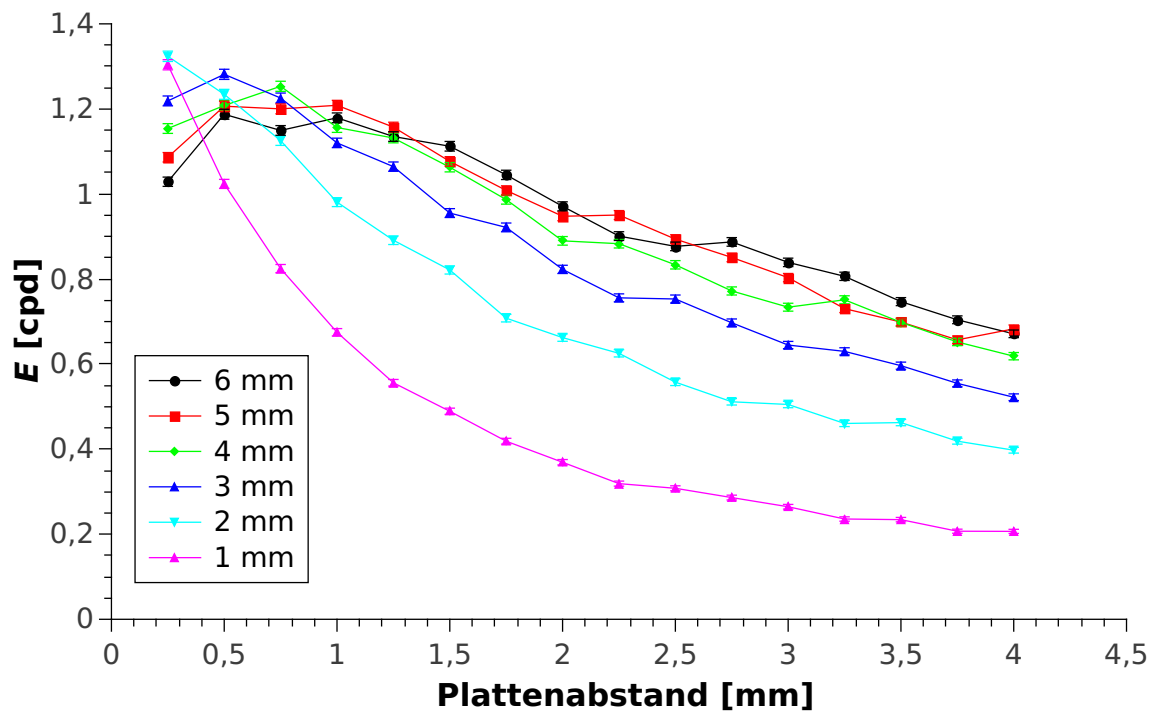


Abbildung C.5: Simulierte Detektionseffizienz (durchschnittlich detektierte Szintillationsphotonen pro Zerfall) in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für  $^{90}\text{Y}$ .

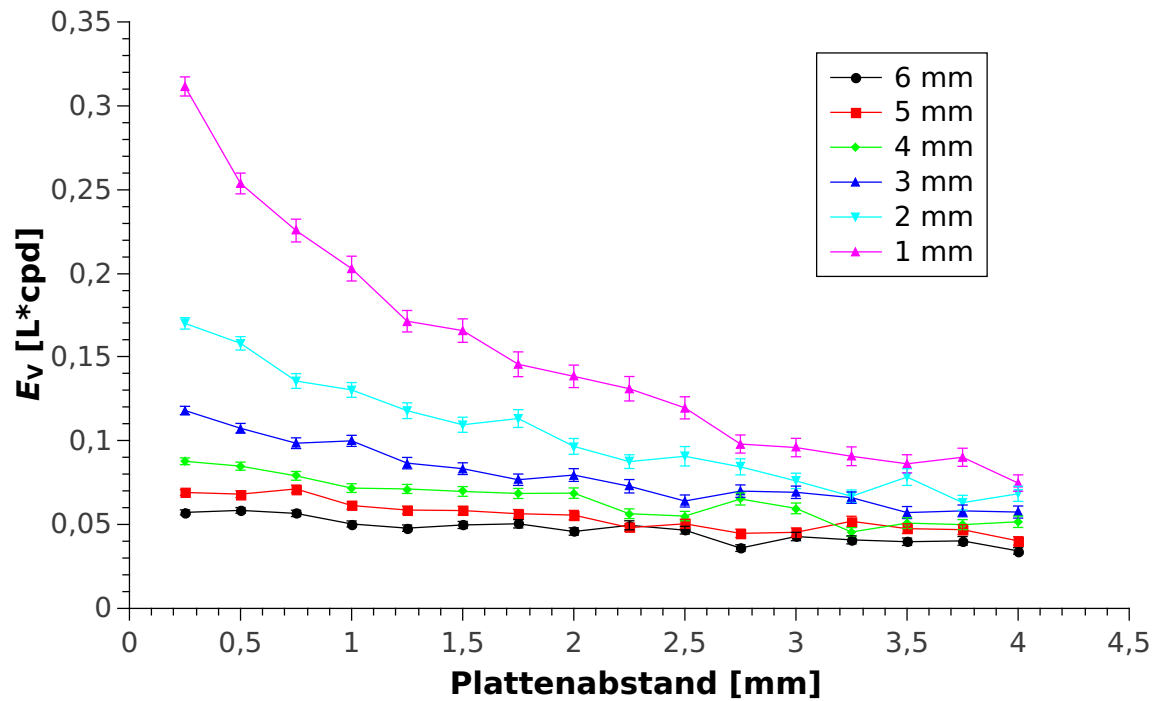


Abbildung C.6: Simuliertes Produkt aus Effizienz und Wasservolumen in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für  $^{241}\text{Am}$ .

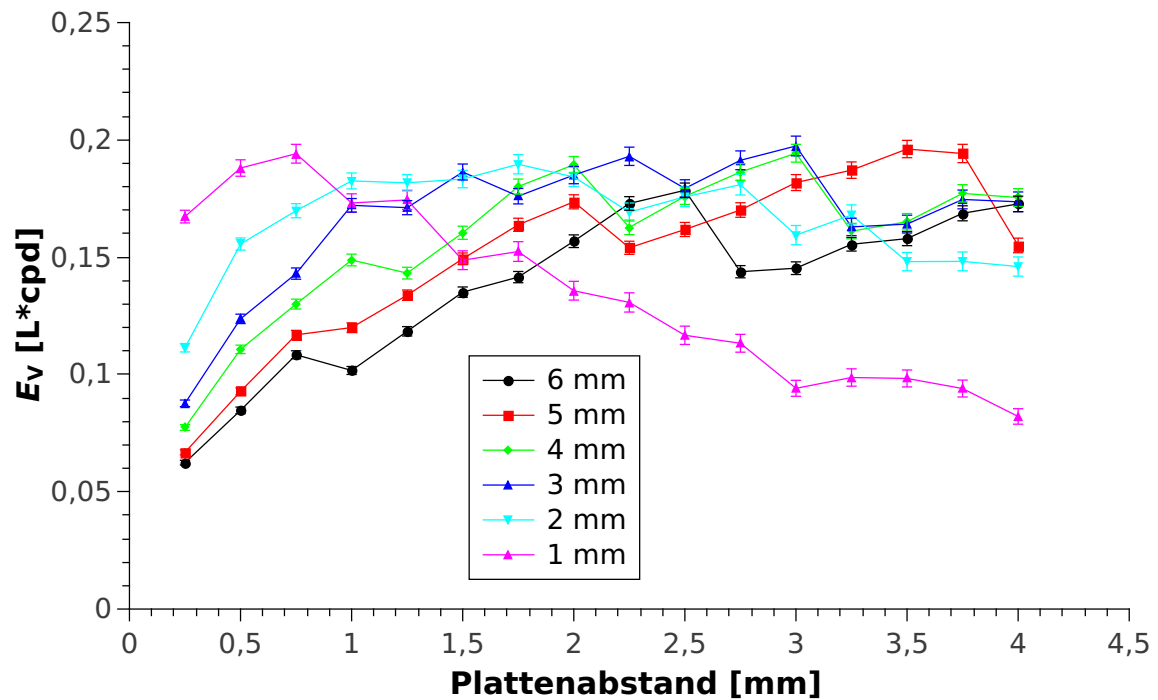


Abbildung C.7: Simuliertes Produkt aus Effizienz und Wasservolumen in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für  $^{60}\text{Co}$ .

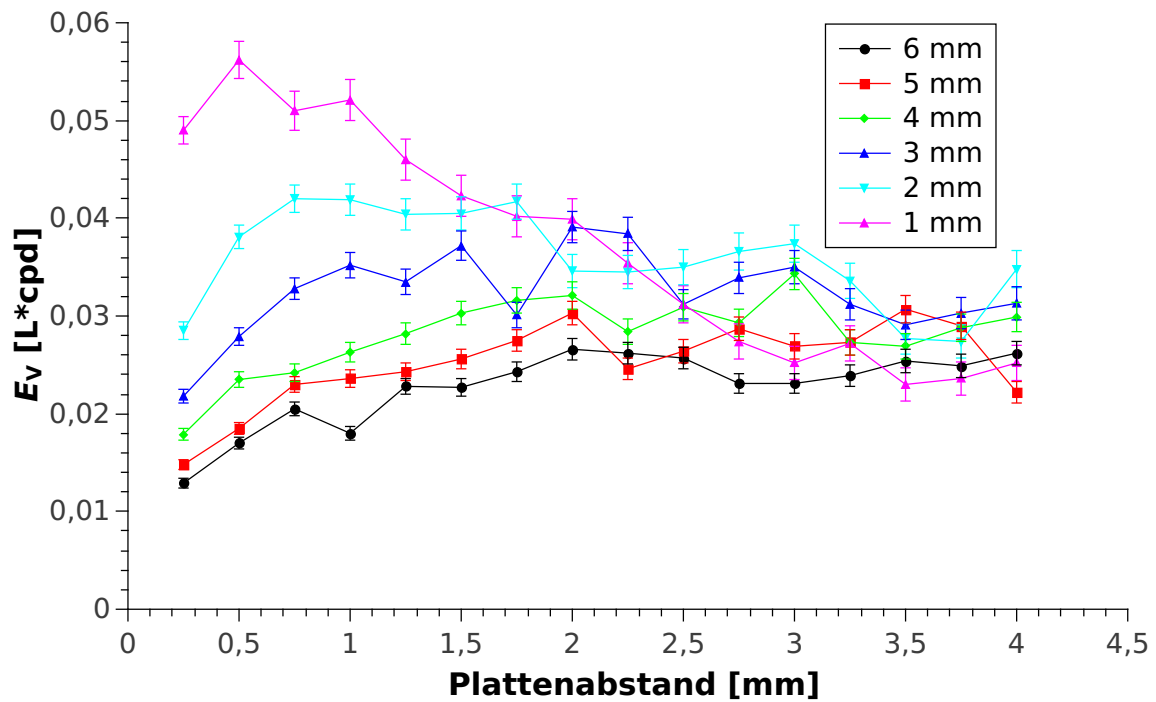


Abbildung C.8: Simuliertes Produkt aus Effizienz und Wasservolumen in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für  $^{137}\text{Cs}$ .

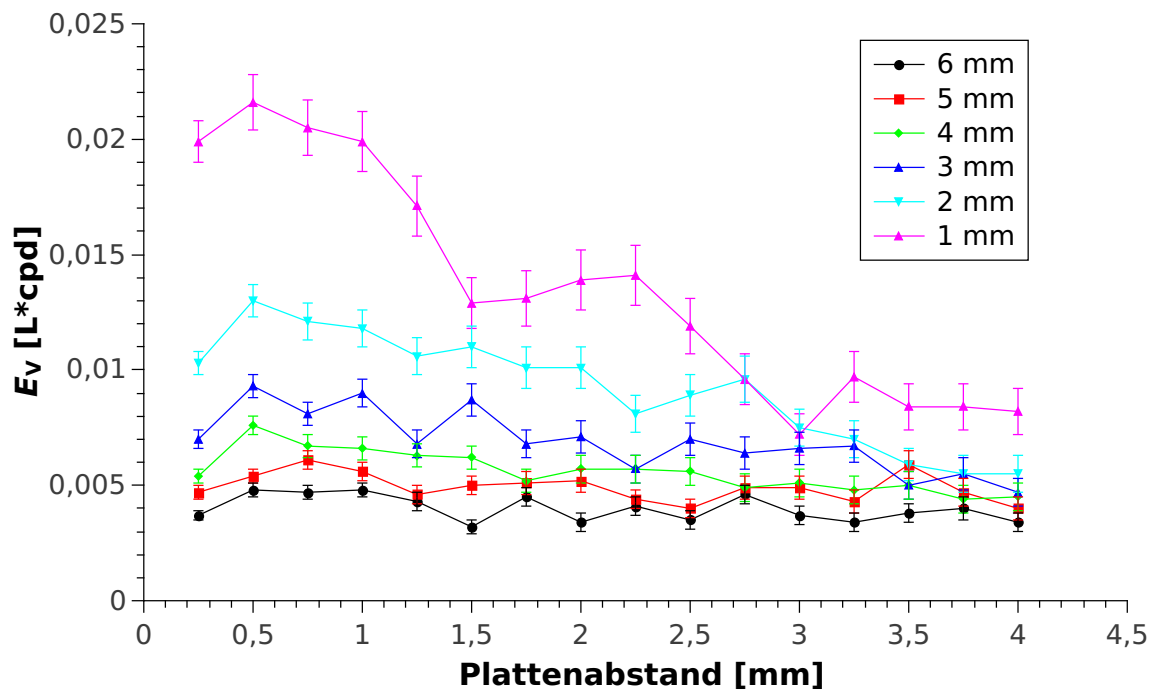


Abbildung C.9: Simuliertes Produkt aus Effizienz und Wasservolumen in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für  $^{90}\text{Sr}$ .

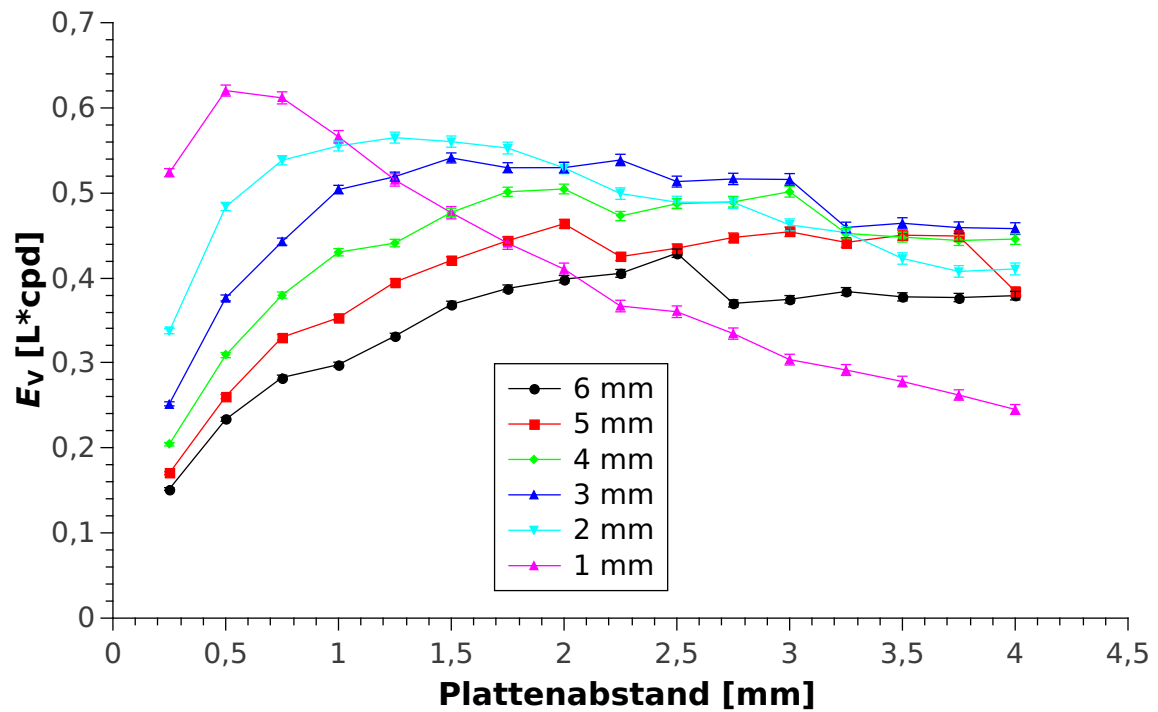


Abbildung C.10: Simuliertes Produkt aus Effizienz und Wasservolumen in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für  $^{90}\text{Y}$ .



# Anhang D

## OpenFOAM-Dateien

In Listing D.1 wird die blockMesh-Datei einer für die Abschnitt 4.5.2 beschriebenen Strömungssimulationen verwendeten Geometrie gezeigt.

Listing D.1: Beispiel einer blockMesh-Datei

```
1  /*-----*- C++
   ↪  -*-----*\
2  ===== |
3  \\      /  F i e l d      | OpenFOAM: The Open Source
   ↪  CFD Toolbox
4  \\      /  O p e r a t i o n      | Website: https://openfoam.
   ↪  org
5  \\      /  A n d      | Version: 8
6  \\//      M a n i p u l a t i o n      |
7  \*-----*\
   ↪  */
8  FoamFile
9  {
10     version      2.0;
11     format        ascii;
12     class         dictionary;
13     object        blockMeshDict;
14 }
15 // * * * * *
   ↪ * * * * * //
16
17
18 convertToMeters 0.001;
19
20 /*
21 a      40.0
22 b      6.0
23 c      2.0      Plattendicke
24 d      2.0      Plattenabstand
25 e      13.0
```

```

26
27
28 k      1.0
29 l      30.0
30 m      70.0
31 n      10.0
32 o      1.0
33 */
34
35 vertices
36 (
37     (17 0 -1 ) // 0
38     (23 0 -1 ) // 1
39     (23 1 -1 ) // 2
40     (17 1 -1 ) // 3
41     (0 1 -1 ) // 4
42     (40 1 -1 ) // 5
43     (40 31 -1 ) // 6
44     (0 31 -1 ) // 7
45     (0 101 -1 ) // 8
46     (40 101 -1 ) // 9
47     (40 111 -1 ) // 10
48     (0 111 -1 ) // 11
49     (13 31 -1 ) // 12
50     (13 101 -1 ) // 13
51     (27 31 -1 ) // 14
52     (27 101 -1 ) // 15
53     (15 31 -1 ) // 16
54     (17 31 -1 ) // 17
55     (17 101 -1 ) // 18
56     (15 101 -1 ) // 19
57     (19 31 -1 ) // 20
58     (21 31 -1 ) // 21
59     (21 101 -1 ) // 22
60     (19 101 -1 ) // 23
61     (23 31 -1 ) // 24
62     (25 31 -1 ) // 25
63     (25 101 -1 ) // 26
64     (23 101 -1 ) // 27
65     (13 1 -1 ) // 28
66     (15 1 -1 ) // 29
67     (19 1 -1 ) // 30
68     (21 1 -1 ) // 31
69     (25 1 -1 ) // 32
70     (27 1 -1 ) // 33
71     (0 112 -1 ) // 34

```

```
72      (40 112 -1 )      // 35
73
74      (17 0 1 )        // 36
75      (23 0 1 )        // 37
76      (23 1 1 )        // 38
77      (17 1 1 )        // 39
78      (0 1 1 )         // 40
79      (40 1 1 )        // 41
80      (40 31 1 )       // 42
81      (0 31 1 )       // 43
82      (0 101 1 )      // 44
83      (40 101 1 )     // 45
84      (40 111 1 )     // 46
85      (0 111 1 )     // 47
86      (13 31 1 )     // 48
87      (13 101 1 )    // 49
88      (27 31 1 )     // 50
89      (27 101 1 )    // 51
90      (15 31 1 )     // 52
91      (17 31 1 )     // 53
92      (17 101 1 )    // 54
93      (15 101 1 )    // 55
94      (19 31 1 )     // 56
95      (21 31 1 )     // 57
96      (21 101 1 )    // 58
97      (19 101 1 )    // 59
98      (23 31 1 )     // 60
99      (25 31 1 )     // 61
100     (25 101 1 )    // 62
101     (23 101 1 )    // 63
102     (13 1 1 )      // 64
103     (15 1 1 )      // 65
104     (19 1 1 )      // 66
105     (21 1 1 )      // 67
106     (25 1 1 )      // 68
107     (27 1 1 )      // 69
108     (0 112 1 )     // 70
109     (40 112 1 )    // 71
110 );
111
112
113
114
115 blocks
116 (
117
```

```
118
119
120
121 hex ( 8 9 10 11 44 45 46 47 ) ( 160 10 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // C
122 hex ( 7 12 13 8 43 48 49 44 ) ( 52 70 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // D
123 hex ( 14 6 9 15 50 42 45 51 ) ( 52 70 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // E
124 hex ( 16 17 18 19 52 53 54 55 ) ( 8 70 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // F
125 hex ( 20 21 22 23 56 57 58 59 ) ( 8 70 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // G
126 hex ( 24 25 26 27 60 61 62 63 ) ( 8 70 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // H
127 hex ( 4 28 12 7 40 64 48 43 ) ( 52 30 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // I
128 hex ( 28 29 16 12 64 65 52 48 ) ( 8 30 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // J
129 hex ( 29 3 17 16 65 39 53 52 ) ( 8 30 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // K
130 hex ( 3 30 20 17 39 66 56 53 ) ( 8 30 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // L
131 hex ( 30 31 21 20 66 67 57 56 ) ( 8 30 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // M
132 hex ( 31 2 24 21 67 38 60 57 ) ( 8 30 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // N
133 hex ( 2 32 25 24 38 68 61 60 ) ( 8 30 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // O
134 hex ( 32 33 14 25 68 69 50 61 ) ( 8 30 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // P
135 hex ( 33 5 6 14 69 41 42 50 ) ( 52 30 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // Q
136 hex ( 11 10 35 34 47 46 71 70 ) ( 160 1 1 )
    ↪ simpleGrading (1 1 1) // R
137 );
138
139 edges
140 (
141 );
142
143 boundary
144 (
145     inlet
146     {
147         type patch;
```

```

148     faces
149     (
150 (30 31 67 66)    // M_bot
151     );
152     }
153     outlet
154     {
155         type patch;
156         faces
157         (
158 (34 35 10 11)    // R
159         );
160     }
161     C_bot
162     {
163         type wall;
164         faces
165         (
166 (8 9 45 44)     // C_bot
167         );
168     }
169     DEFGH_top
170     {
171         type patch;
172         faces
173         (
174 (13 8 44 49)    // D
175 (9 15 51 45)    // E
176 (18 19 55 54)  // F
177 (22 23 59 58)  // G
178 (26 27 63 62)  // H
179         );
180     }
181
182     Wall_top
183     {
184         type wall;
185         faces
186         (
187
188 (16 12 48 52)    // J
189 (20 17 53 56)    // L
190 (24 21 57 60)    // N
191 (14 25 61 50)    // P
192 (35 34 70 71)    // R
193         );

```

```
194     }
195 Wall_bot
196     {
197         type wall;
198         faces
199         (
200
201     (4 28 64 40)    // I
202     (28 29 65 64)  // J
203     (29 3 39 65)   // K
204     (3 30 66 39)   // L
205
206     (31 2 38 67)   // N
207     (2 32 68 38)   // O
208     (32 33 69 68)  // P
209     (33 5 41 69)   // Q
210         );
211     }
212 Wall_left
213     {
214         type wall;
215         faces
216         (
217
218     (7 4 40 43)    // I
219     (11 8 44 47)   // C
220     (8 7 43 44)    // D
221     (15 14 50 51)  // E
222     (19 16 52 55)  // F
223     (23 20 56 59)  // G
224     (27 24 60 63)  // H
225     (34 11 47 70)  // R
226         );
227     }
228 Wall_right
229     {
230         type wall;
231         faces
232         (
233
234     (5 6 42 41)    // Q
235     (9 10 46 45)   // C
236     (12 13 49 48)  // D
237     (6 9 45 42)    // E
238     (17 18 54 53)  // F
239     (21 22 58 57)  // G
```

```
240 (25 26 62 61) // H
241 (10 35 71 46) // R
242 );
243 }
244
245 frontAndBack
246 {
247     type empty;
248     faces
249     (
250
251
252 (11 10 9 8) // C negativ
253 (8 13 12 7) // D negativ
254 (15 9 6 14) // E negativ
255 (19 18 17 16) // F negativ
256 (23 22 21 20) // G negativ
257 (27 26 25 24) // H negativ
258 (7 12 28 4) // I negativ
259 (12 16 29 28) // J negativ
260 (16 17 3 29) // K negativ
261 (17 20 30 3) // L negativ
262 (20 21 31 30) // M negativ
263 (21 24 2 31) // N negativ
264 (24 25 32 2) // O negativ
265 (25 14 33 32) // P negativ
266 (14 6 5 33) // Q negativ
267
268
269
270
271 (44 45 46 47) // C positiv
272 (43 48 49 44) // D positiv
273 (50 42 45 51) // E positiv
274 (52 53 54 55) // F positiv
275 (56 57 58 59) // G positiv
276 (60 61 62 63) // H positiv
277 (40 64 48 43) // I positiv
278 (64 65 52 48) // J positiv
279 (65 39 53 52) // K positiv
280 (39 66 56 53) // L positiv
281 (66 67 57 56) // M positiv
282 (67 38 60 57) // N positiv
283 (38 68 61 60) // O positiv
284 (68 69 50 61) // P positiv
285 (69 41 42 50) // Q positiv
```

```
286 (47 46 71 70) // R positiv
287     );
288     }
289
290 );
291
292
293 mergePatchPairs
294 (
295 (C_bot DEFGH_top) // Pair 1
296 );
297
298
299 //
    ↪ *****
    ↪ //
```



# Anhang E

## Radionuklidlösungen

Für die Messungen wurden verschiedene Lösungen mit Radionukliden verwendet. Abhängig vom Einsatzzweck wurden dafür unterschiedliche Mengen, Radionuklide und Aktivitätskonzentrationen genutzt. Für die in Abschnitt 6.1.1 beschriebenen Kontaminationstests wurden nur geringe Mengen hergestellt, die jedoch über eine deutlich höhere Aktivitätskonzentration verfügten als die für die späteren Kalibrierungsmessungen des Test-Prototyps und der Revisionen genutzten Radionuklidlösungen.

Hergestellt wurden die Lösungen von Alexander Harstrick im Rahmen seiner Bachelorarbeit[Har] unter Verwendung von in den SUM-Labors vorhandenen Tracer-Lösungen. Die genutzte  $^{241}\text{Am}$ -Stammlösung ist eine Lösung ohne Zertifikat, zu den  $^{60}\text{Co}$ - und  $^{137}\text{Cs}$ -Stammlösungen liegt jeweils ein Kalibrierschein der PTB<sup>1</sup> vor (Abbildungen E.1,E.2). Für alle hergestellten Radionuklidlösungen wurde im Vorhinein die resultierende Aktivitätskonzentration berechnet und danach mittels LSC (Abbildungen E.3,E.4,E.5) und  $\gamma$ -Spektrometrie (Abbildungen E.6,E.7,E.8) überprüft. Im weiteren Verlauf wurden jeweils die Ergebnisse der LSC-Messungen genutzt, da diese eine geringere Messunsicherheit aufweisen als die der  $\gamma$ -Spektrometrie. Als Matrix dieser Radionuklidlösungen wurde eine Wassermischung verwendet, bestehend aus 50 % VE-Wasser<sup>2</sup> und 50 % Leitungswasser, da dieses mit 17,8 °dH eine hohe Wasserhärte aufweist. Das zur Bestimmung des Nulleffekts verwendete Wasser (NE-Wasser) besteht ebenfalls aus dieser Wassermischung, enthält jedoch keine zugesetzten Radionuklide.

---

<sup>1</sup>Physikalisch-Technische Bundesanstalt

<sup>2</sup>vollentsalztes Wasser

## Physikalisch-Technische Bundesanstalt



Seite 2 zum Kalibrierschein vom 30.06.2000, Kalibrierzeichen: PTB-6.11-1674  
 Page 2 of calibration certificate 30.06.2000, calibration mark: PTB-6.11-1674

Gegenstand: <i>Object</i>	Aktivitätsnormal
Typ: <i>Type</i>	Wässrige Lösung in Glasampulle
Kennzeichnung: <i>Serial number</i>	1674
Radionuklid: <i>Radionuclide</i>	Cobalt-60
Chemische Zusammensetzung der wässrigen Lösung: <i>Chemical composition of the aqueous solution</i>	HCl      0,1 mol/L CoCl <sub>2</sub> 50 mg/L
Kalibrierverfahren: <i>Method of calibration</i>	Die spezifische Aktivität der Lösung wurde durch Messung der Gammastrahlung mit einer 4π-Ionisationskammer bestimmt. Die 4π-Ionisationskammer ist eine Sekundärnormal-Messeinrichtung, kalibriert mit Aktivitätsnormalen der PTB.
Lösungsmasse: <i>Mass of solution</i>	(2,0126 ± 0,0017) g
Spezifische Aktivität: <i>Specific activity</i>	(159,9 ± 1,6) kBq/g
Bezugszeitpunkt: <i>Reference date</i>	01.01.2000, 00:00 Uhr MEZ
Messunsicherheit: <i>Uncertainty of measurement</i>	Angegeben ist die erweiterte Messunsicherheit, die sich aus der Standardmessunsicherheit durch Multiplikation mit dem Erweiterungsfaktor $k = 2$ ergibt. Sie wurde gemäss dem "Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement" (ISO, 1995) ermittelt. Der Wert der Messgröße liegt im Regelfall mit einer Wahrscheinlichkeit von annähernd 95 % im zugeordneten Werteintervall.



Abbildung E.1: Kalibrierschein der PTB zur verwendeten <sup>60</sup>Co-Stammlösung.[Har]

# Physikalisch-Technische Bundesanstalt



Seite 2 zum Kalibrierschein vom 30.06.2000, Kalibrierzeichen: PTB-6.11-12044  
Page 2 of calibration certificate 30.06.2000, calibration mark: PTB-6.11-12044

Gegenstand: <i>Object</i>	Aktivitätsnormal
Typ: <i>Type</i>	Wässrige Lösung in Glasampulle
Kennzeichnung: <i>Serial number</i>	12044
Radionuklid: <i>Radionuclide</i>	Caesium-137
Chemische Zusammensetzung der wässrigen Lösung: <i>Chemical composition of the aqueous solution</i>	HCl      0,1 mol/L CsCl     50 mg/L
Kalibrierverfahren: <i>Method of calibration</i>	Die spezifische Aktivität der Lösung wurde durch Messung der Gammastrahlung mit einer 4 $\pi$ -Ionisationskammer bestimmt. Die 4 $\pi$ -Ionisationskammer ist eine Sekundärnormal-Messeinrichtung, kalibriert mit Aktivitätsnormalen der PTB.
Lösungsmasse: <i>Mass of solution</i>	(2,0196 $\pm$ 0,0017) g
Spezifische Aktivität: <i>Specific activity</i>	(41,3 $\pm$ 0,5) kBq/g
Bezugszeitpunkt: <i>Reference date</i>	01.01.2000, 00:00 Uhr MEZ
Messunsicherheit: <i>Uncertainty of measurement</i>	Angegeben ist die erweiterte Messunsicherheit, die sich aus der Standardmessunsicherheit durch Multiplikation mit dem Erweiterungsfaktor $k = 2$ ergibt. Sie wurde gemäss dem "Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement" (ISO, 1995) ermittelt. Der Wert der Messgröße liegt im Regelfall mit einer Wahrscheinlichkeit von annähernd 95 % im zugeordneten Werteintervall.



Abbildung E.2: Kalibrierschein der PTB zur verwendeten  $^{137}\text{Cs}$ -Stammlösung.[Har]



Sicherheit und Umwelt  
 Radioanalytische Labore  
 Leiter: Dr. B. Brasch  
 akkreditiert nach DIN EN ISO/IEC 17025:2005

**Ergebnisse der flüssigszintillations-spektrometrischen Analyse**

Internes Protokoll vom 21.07.2016

Nuklid: Am-241  
 Gerät: Packard 5  
 Protokoll-Nr.: 47

Fenster A: 60,0 - 500,0  
 Fenster B: 0,5 - 60,0  
 Fenster C: 0,5 - 2000,0

Probenbezeichnung	Messdatum	Aktivität Bq/l	Unsicherheit %	NWG Bq/l	EG Bq/l	Rack	Pos.	Messzeit min	CPMA	CPMB	CPMC	ISIE	RCM %	EFF %	Hinweise
BA Harstick Am-241 Nr.2	21.7.16 8:58	5,13E+03	2,79	2,98E+01	1,38E+01	3	1	10,00	618	2,44	620	525,95	0	100	

*241 Am-241*

Sind in den Spalten Aktivität und Messunsicherheit keine Werte angegeben, so ist die Aktivität kleiner als die in der letzten Spalte angegebene Erkennungsgrenze. Die Nachweis- und Erkennungsgrenze wurde gemäß DIN ISO 11929 mit  $K(1-\alpha) = 1,645$  und  $K(1-\beta) = 1,645$  berechnet. Die Messunsicherheiten beinhalten neben den zufälligen Unsicherheiten der Zahlstatistik (DIN ISO 11929) alle im Labor erfassbaren zufälligen Unsicherheiten (Kalibrierung, Probenaufbereitung) und sind mit einem  $K(1-\gamma) = 1$  angegeben.  
 Die gemessene Aktivität kann zusätzliche Beiträge anderer  $\beta$ -Strahler enthalten.

Abbildung E.3: Messprotokoll der LSC-Messung zur Validierung einer <sup>241</sup>Am-Lösung. [Har]



Karlsruher Institut für Technologie

Sicherheit und Umwelt  
Radioanalytische Labore  
Leiter: Dr. B. Brunsdorf  
akkreditiert nach DIN EN ISO/IEC 17025:2005

### Ergebnisse der flüssigszintillationspektrometrischen Analyse

Internes Protokoll vom 21.07.2016

Nuklid: Co-60

Gerät: Packard 5

Protokoll-Nr.: 27

Fenster A: 15,0 - 200,0  
Fenster B: 0,5 - 7,0  
Fenster C: 0,5 - 2000,0

Proben- bezeichnung	Messdatum	Aktivität Bq/l	Un- sicherh. %	NWG Bq/l	EG Bq/l	Rack	Pos.	Mess- zeit min	CPMA	CPMB	CPMC	ISIE	RCM	EFF	Hin- weise
BA Harstrock Co-60 Nr.4	21.7.16 9.23	4,89E+03	2,76	4,10E+01	1,91E+01	6	1	10,00	464	39,0	615	524,77	0	79	

Sind in den Spalten Aktivität und Messunsicherheit keine Werte angegeben, so ist die Aktivität kleiner als die in der letzten Spalte angegebene Erkennungsgrenze. Die Nachweis- und Erkennungsgrenze wurde gemäß DIN ISO 11929 mit  $k(1-\alpha) = 1,645$  und  $k(1-\beta) = 1,645$  berechnet. Die Messunsicherheiten beinhalten neben den zufälligen Unsicherheiten der Zählstatistik (DIN ISO 11929) alle im Labor erfassbaren zufälligen Unsicherheiten (Kalibrierung, Probenaufbereitung) und sind mit einem  $k(1-\gamma) = 1$  angegeben.

Die gemessene Aktivität kann zusätzliche Beiträge anderer  $\beta$ -Strahler enthalten.

Abbildung E.4: Messprotokoll der LSC-Messung zur Validierung einer  $^{60}\text{Co}$ -Lösung.[Har]





Karlsruher Institut für Technologie

**Ergebnisse der flüssigszintillationspektrometrischen Analyse**

Internes Protokoll vom 21.07.2016

Nuklid: Cs-137

Gerät: Packard 5

Protokoll-Nr.: 37

Sicherheit und Umwelt  
 Radioanalytische Labore  
 Leiter: Dr. B. Brunstedt  
 akkreditiert nach DIN EN ISO/IEC 17025:2005

Fenster A: 67,0 - 330,0  
 Fenster B: 0,5 - 67,0  
 Fenster C: 0,5 - 2000,0

Probenbezeichnung	Messdatum	Aktivität Bq/l	Un-sicherh. %	NWG Bq/l	EG Bq/l	Rack	Pos.	Messzeit min	CPMA	CPMB	CPMC	tSIE	RCM %	EFF %	Hinweise
BA Harstick Cs-137 Nr.2	21.7.16 9:10	4,75E+03	2,79	3,60E+01	1,64E+01	9	1	10,00	411	246	700	521,89	0	72	

Sind in den Spalten Aktivität und Messunsicherheit keine Werte angegeben, so ist die Aktivität kleiner als die in der letzten Spalte angegebene Erkennungsgrenze. Die Nachweis- und Erkennungsgrenze wurde gemäß DIN ISO 11929 mit  $k(1-\alpha) = 1,645$  und  $k(1-\beta) = 1,645$  berechnet. Die Messunsicherheiten beinhalten neben den zufälligen Unsicherheiten der Zählstatistik (DIN ISO 11929) alle im Labor erfassbaren zufälligen Unsicherheiten (Kalibrierung, Probenaufbereitung) und sind mit einem  $k(1-\gamma) = 1$  angegeben.

Die gemessene Aktivität kann zusätzliche Beiträge anderer  $\beta$ -Strahler enthalten.

Abbildung E.5: Messprotokoll der LSC-Messung zur Validierung einer <sup>137</sup>Cs-Lösung.[Har]

### Ergebnisse der gammaspektrometrischen Analyse

Proben-Titel: BA Harstrick  
 Probenahme: Am-241/50ml  
 Bezugszeitpunkt: 22.07.2016 09:26  
 Messdatum: 22.07.2016

Nuklid	Aktivität Bq/Probe	Messunsicherheit %	Nachweisgrenze Bq/Probe	Erkennungsgrenze Bq/Probe
Am-241	2,62E+02	16,4	1,27E+00	6,33E-01

Sind in den Spalten Aktivität und Messunsicherheit keine Werte angegeben, so ist die Aktivität kleiner als die in der letzten Spalte angegebene Erkennungsgrenze. Die Nachweis- und Erkennungsgrenze wurde gemäß DIN 25482.5 mit  $k(1-\alpha) = 1,645$  und  $k(1-\beta) = 1,645$  berechnet. Die Messunsicherheiten beinhalten neben den zufälligen Unsicherheiten der Zahlstistik (DIN 25482) alle im Labor erfassbaren zufälligen Unsicherheiten (Kalibrierung, Nuklidaten, usw.) und sind mit einem  $k(1-\gamma/2) = 1,98$  angegeben.

 Abbildung E.6: Messprotokoll der  $\gamma$ -Spektrometrie zur Validierung einer  $^{241}\text{Am}$ -Lösung.[Har]



Sicherheit und Umwelt  
Radioanalytische Labore  
Leiter: Dr. B. Breustedt  
akkreditiert nach DIN EN ISO/IEC 17025:2005

### Ergebnisse der gammaspektrometrischen Analyse

Proben-Titel: BA Harstrick  
Probenahme: Co-60/50ml  
Bezugszeitpunkt: 22.07.2016 11:47  
Messdatum: 22.07.2016

Nuklid	Aktivität Bq/Probe	Messunsicherheit %	Nachweisgrenze Bq/Probe	Erkennungsgrenze Bq/Probe
K-40			1,02E+01	5,09E+00
Mn-54			1,99E+00	9,93E-01
Co-60	2,60E+02	10,7	1,65E+00	8,23E-01
Zn-65			4,71E+00	2,36E+00
Nb-95			1,66E+00	8,30E-01
Zr-95			2,90E+00	1,45E+00
Rh-106			1,40E+01	6,98E+00
Ag-110m			1,73E+00	8,66E-01
Sb-125			3,28E+00	1,64E+00
Ba-133			9,44E-01	4,72E-01
Cs-134			1,40E+00	7,02E-01
Cs-137			1,61E+00	8,03E-01
Eu-152			1,18E+00	5,91E-01
Eu-154			7,47E-01	3,74E-01
Tl-208			1,54E+00	7,70E-01
Bi-212			2,39E+01	1,19E+01
Pb-212			1,34E+00	6,70E-01
Bi-214			2,89E+00	1,44E+00
Pb-214			1,93E+00	9,65E-01
Ra-224			1,42E+01	7,08E+00
Ac-228			6,51E+00	3,26E+00
Am-241			6,54E-01	3,27E-01

Sind in den Spalten Aktivität und Messunsicherheit keine Werte angegeben, so ist die Aktivität kleiner als die in der letzten Spalte angegebene Erkennungsgrenze. Die Nachweis- und Erkennungsgrenze wurde gemäß DIN 25482.5 mit  $k(1-\alpha) = 1,645$  und  $k(1-\beta) = 1,645$  berechnet. Die Messunsicherheiten beinhalten neben den zufälligen Unsicherheiten der Zählstatistik (DIN 25482) alle im Labor erfassbaren zufälligen Unsicherheiten (Kalibrierung, Nuklidaten, usw.) und sind mit einem  $k(1-\gamma/2) = 1,96$  angegeben.

Abbildung E.7: Messprotokoll der  $\gamma$ -Spektrometrie zur Validierung einer  $^{60}\text{Co}$ -Lösung. [Har]



### Ergebnisse der gammaspektrometrischen Analyse

Proben-Titel: BA Harstrick  
 Probenahme: C-137/50ml  
 Bezugszeitpunkt: 22.07.2016 09:29  
 Messdatum: 22.07.2016

Nuklid	Aktivität Bq/Probe	Messunsicherheit %	Nachweisgrenze Bq/Probe	Erkennungsgrenze Bq/Probe
K-40			7,42E+00	3,71E+00
Mn-54			2,99E-01	1,49E-01
Co-60			3,57E-01	1,79E-01
Zn-65			7,54E-01	3,77E-01
Nb-95			3,66E-01	1,83E-01
Zr-95			6,29E-01	3,15E-01
Rh-106			6,03E+00	3,02E+00
Ag-110m			6,56E-01	3,28E-01
Sb-125			3,65E+00	1,82E+00
Ba-133			9,41E-01	4,70E-01
Cs-134			4,09E-01	2,04E-01
Cs-137	2,69E+02	12,2	7,39E-01	3,70E-01
Eu-152			1,26E+00	6,28E-01
Eu-154			5,44E-01	2,72E-01
Tl-208			8,39E-01	4,19E-01
Bi-212			5,17E+00	2,58E+00
Pb-212			1,21E+00	6,05E-01
Bi-214			1,31E+00	6,55E-01
Pb-214			2,04E+00	1,02E+00
Ra-224			1,26E+01	6,32E+00
Ac-228			1,39E+00	6,94E-01
Am-241			6,06E-01	3,03E-01

Sind in den Spalten Aktivität und Messunsicherheit keine Werte angegeben, so ist die Aktivität kleiner als die in der letzten Spalte angegebene Erkennungsgrenze. Die Nachweis- und Erkennungsgrenze wurde gemäß DIN 25482.5 mit  $k(1-\alpha) = 1,645$  und  $k(1-\beta) = 1,645$  berechnet. Die Messunsicherheiten beinhalten neben den zufälligen Unsicherheiten der Zählstatistik (DIN 25482) alle im Labor erfassbaren zufälligen Unsicherheiten (Kalibrierung, Nuklidaten, usw.) und sind mit einem  $k(1-\gamma/2) = 1,96$  angegeben.



# Anhang F

## Validierung des Simulationsmodells

Die nachfolgenden Abbildungen visualisieren die verschiedenen, für die in Abschnitt 4.4 beschriebene Validierung des Simulationsmodells simulierten, Geometrien des Messaufbaus sowie die dazugehörigen aus Simulationen und Messungen stammenden Spektren.

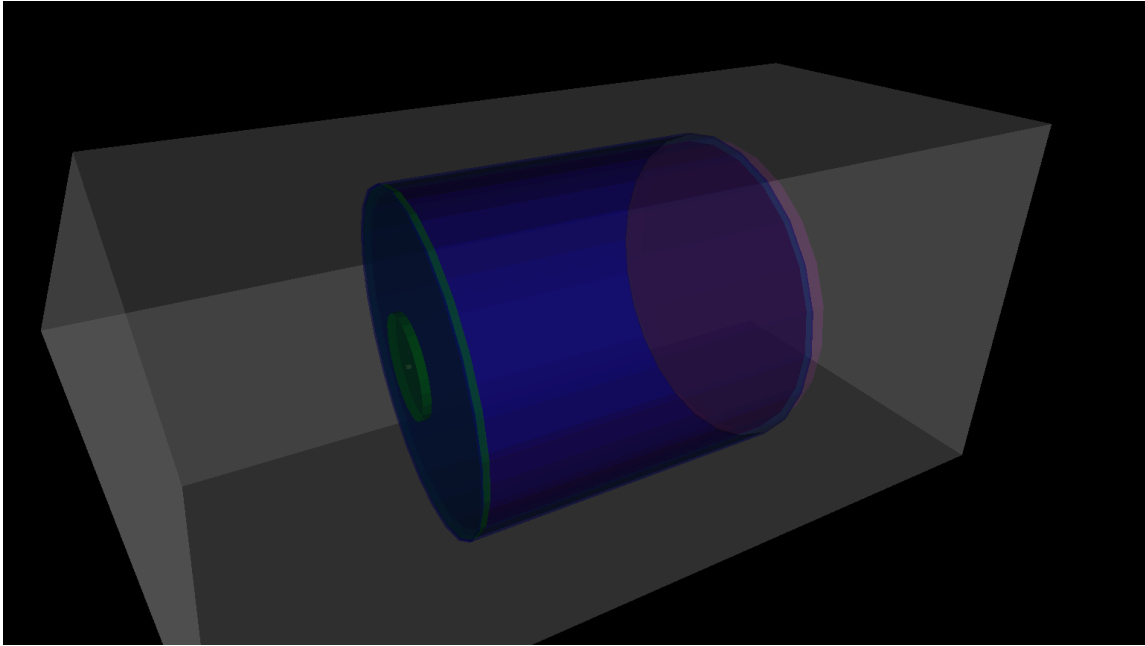


Abbildung F.1: Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 1).

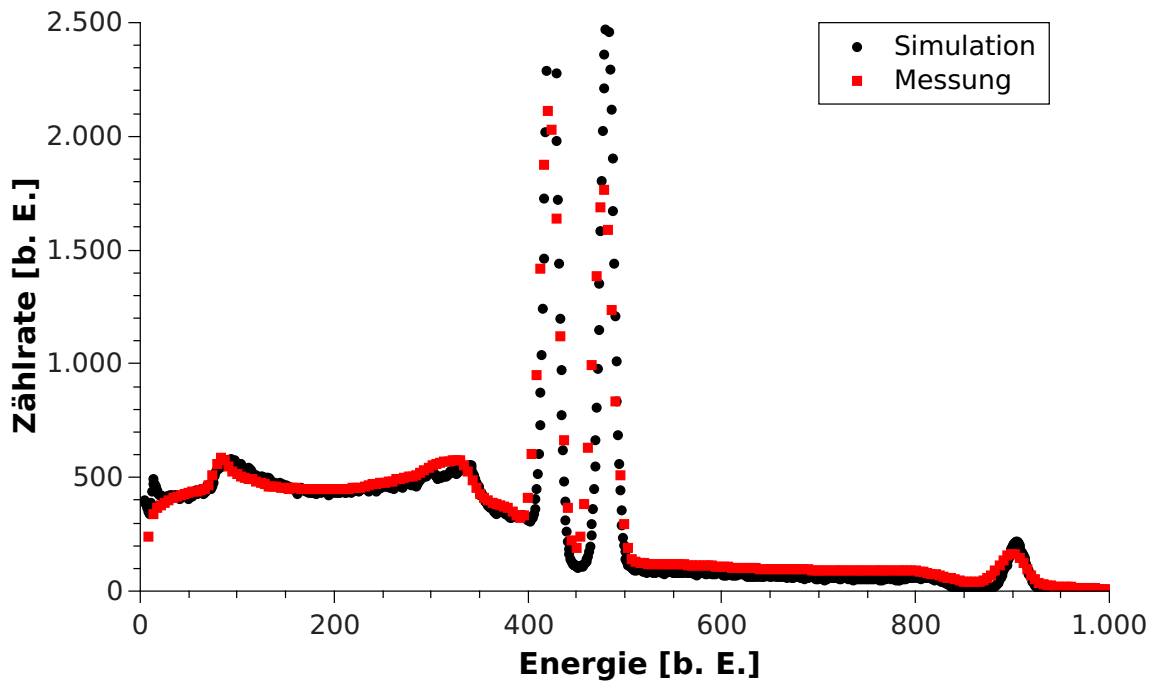


Abbildung F.2: Spektren der  $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 1.

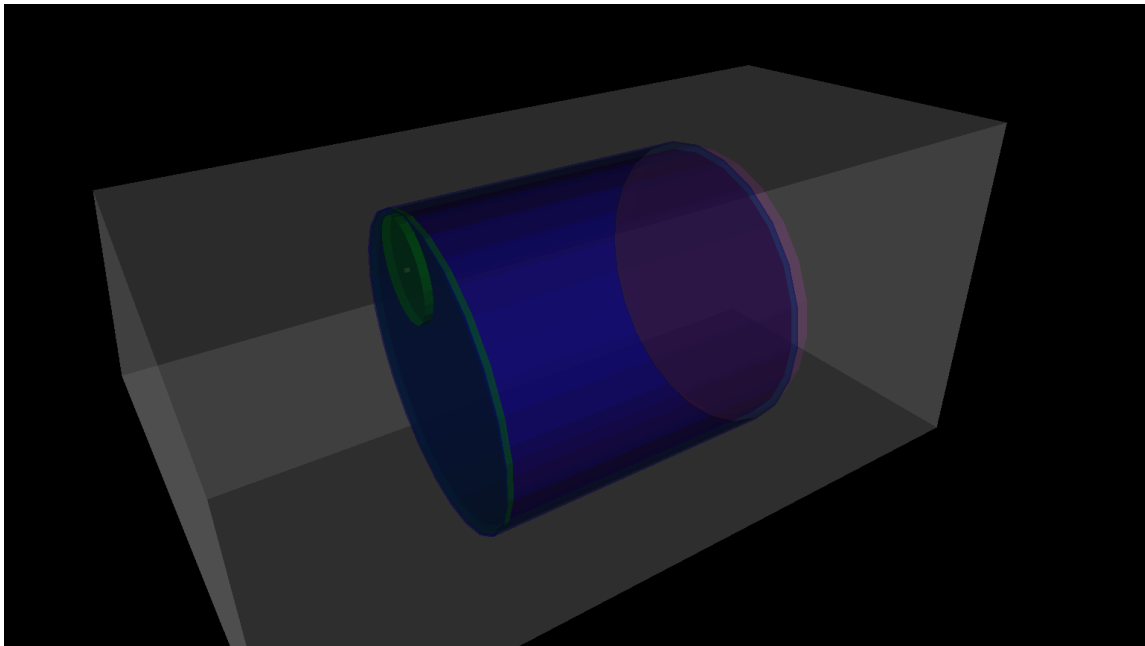


Abbildung F.3: Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 2).

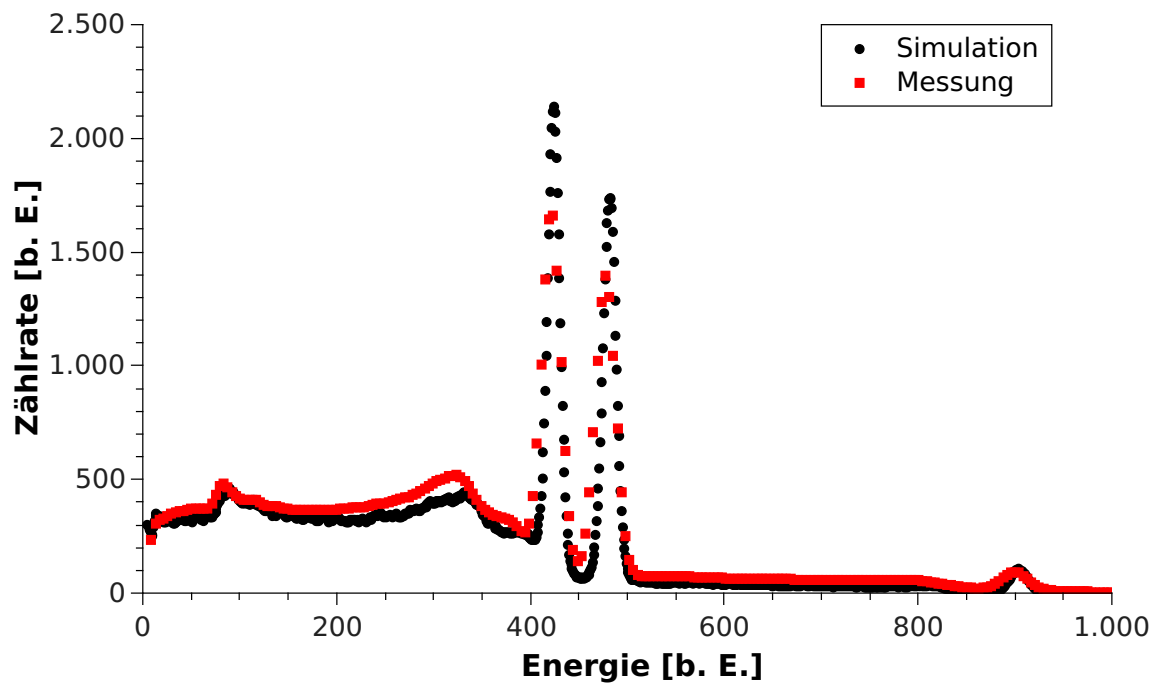


Abbildung F.4: Spektren der  $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 2.

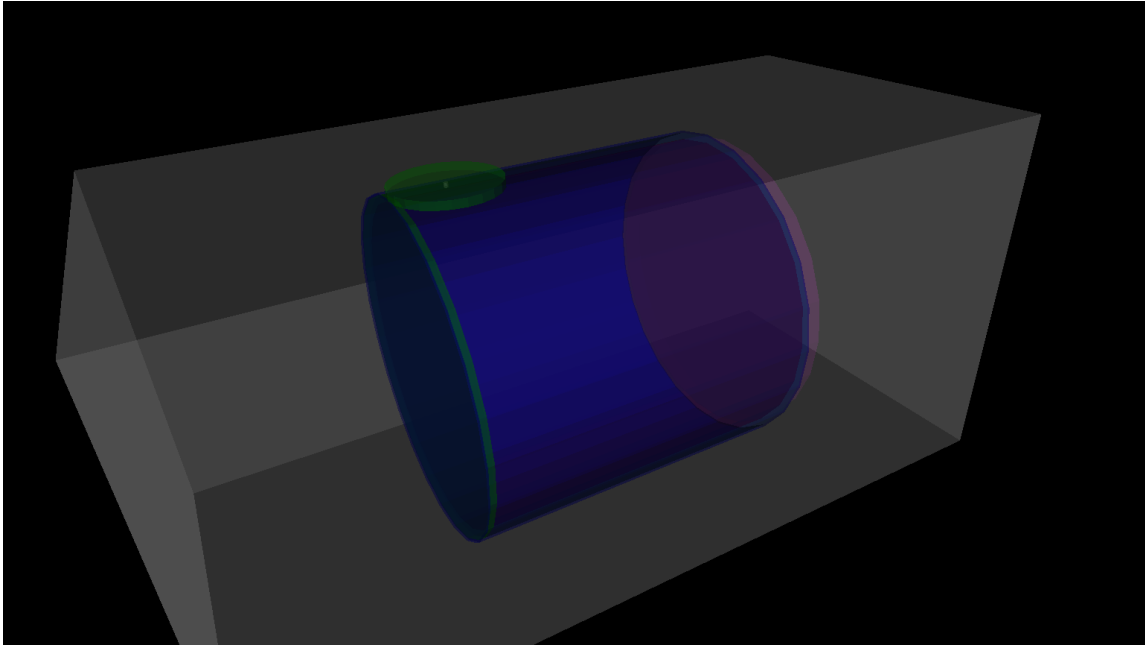


Abbildung F.5: Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 3).

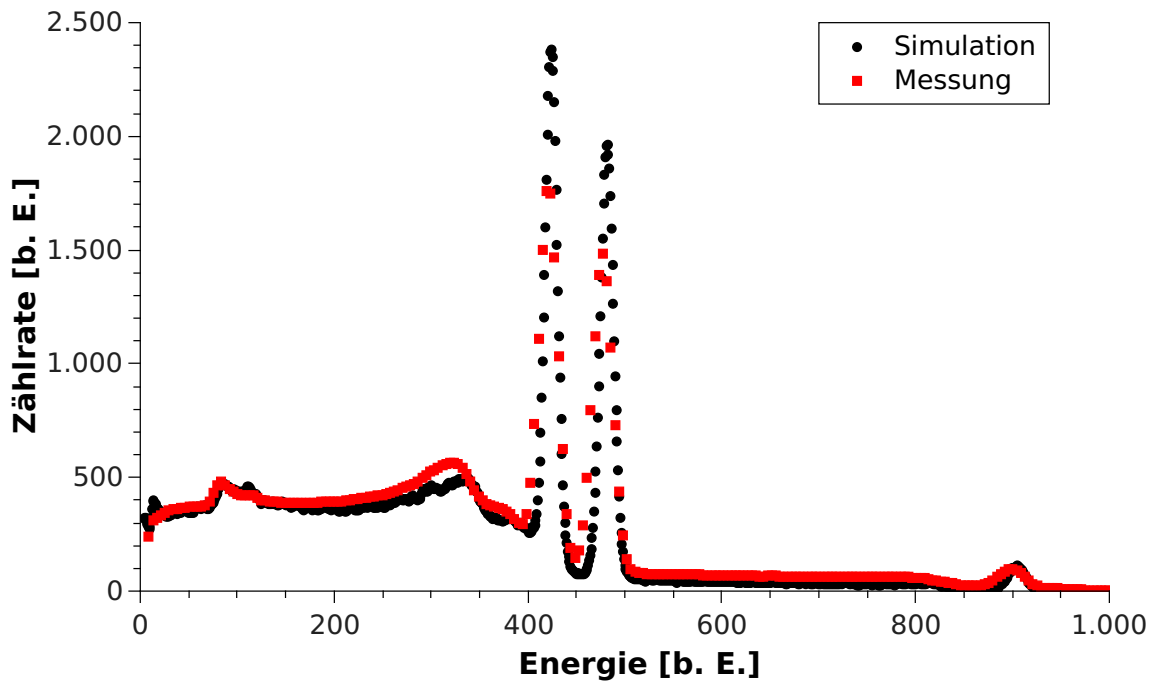


Abbildung F.6: Spektren der  $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 3.

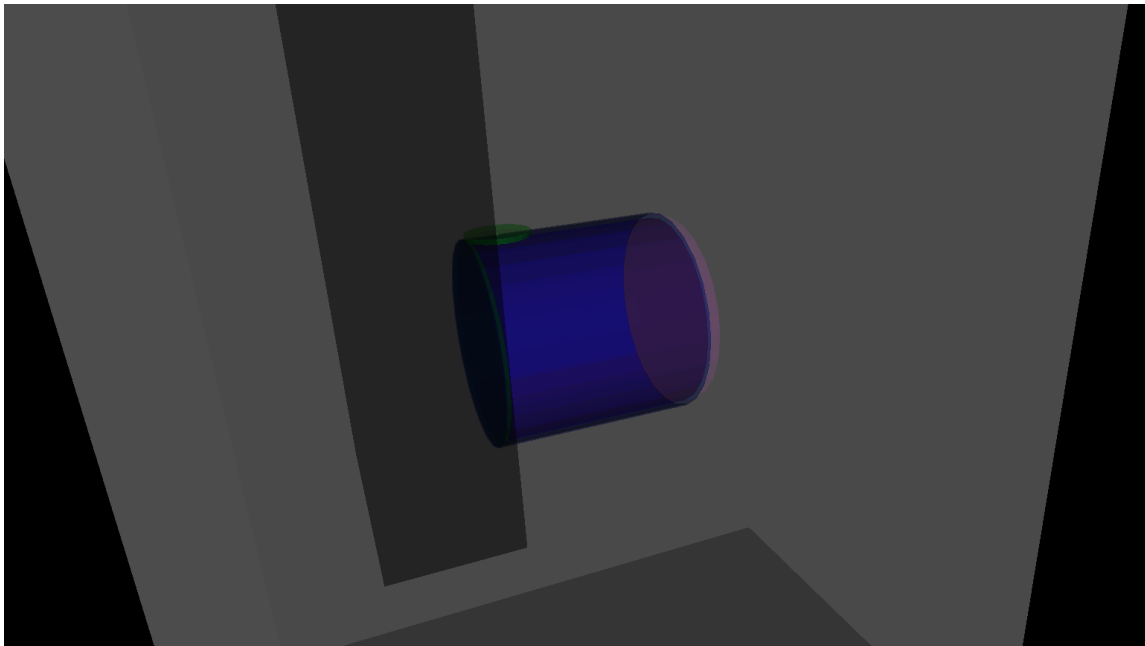


Abbildung F.7: Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 4).

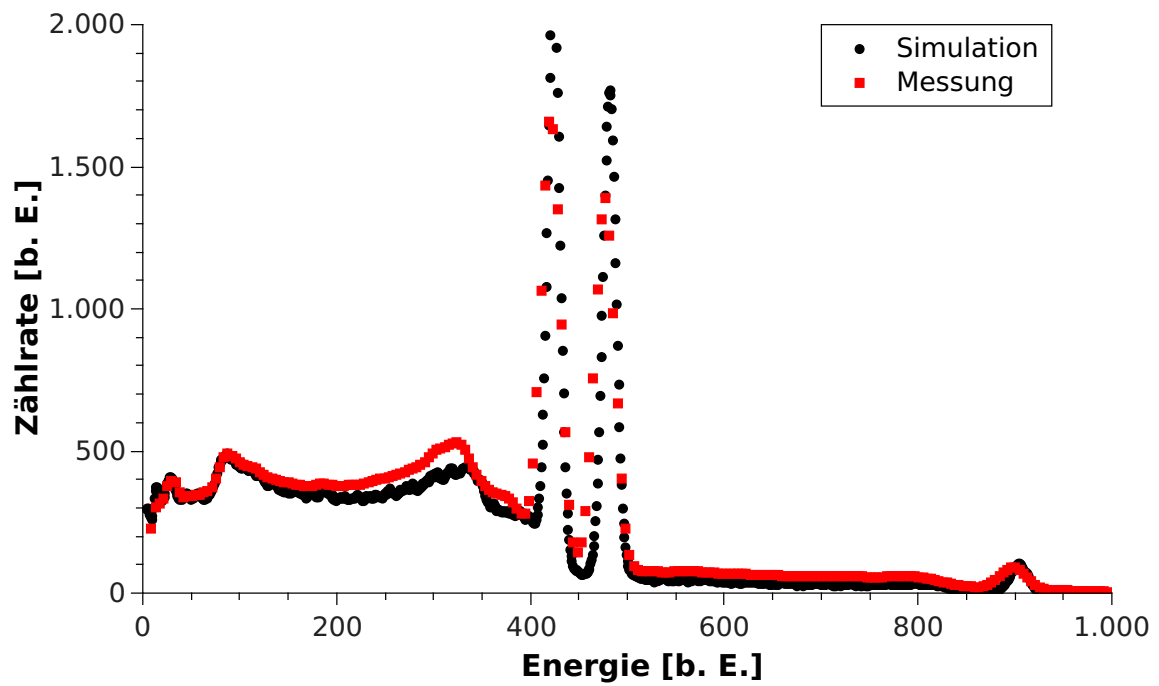


Abbildung F.8: Spektren der  $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 4.

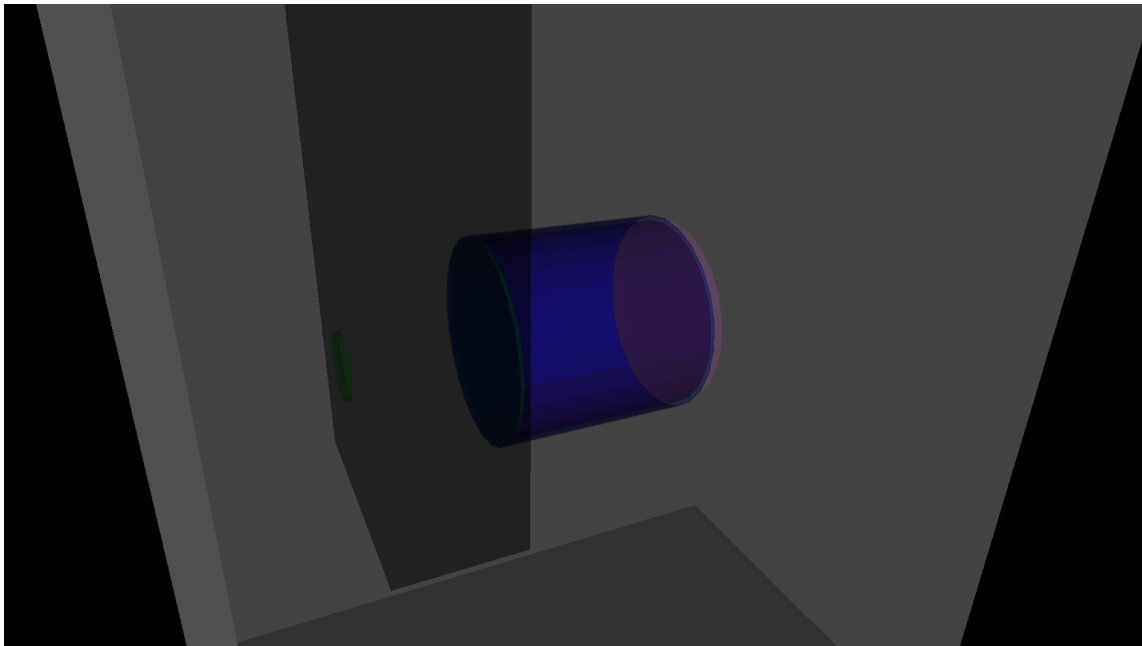


Abbildung F.9: Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 5).

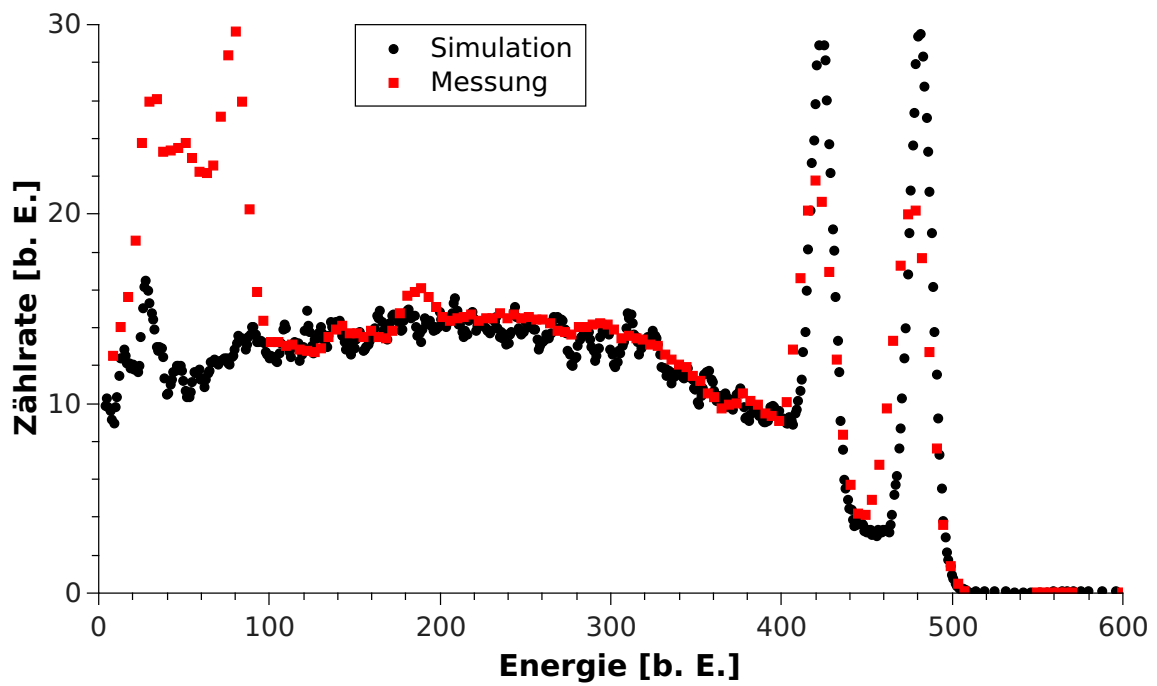


Abbildung F.10: Spektren der  $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 5.



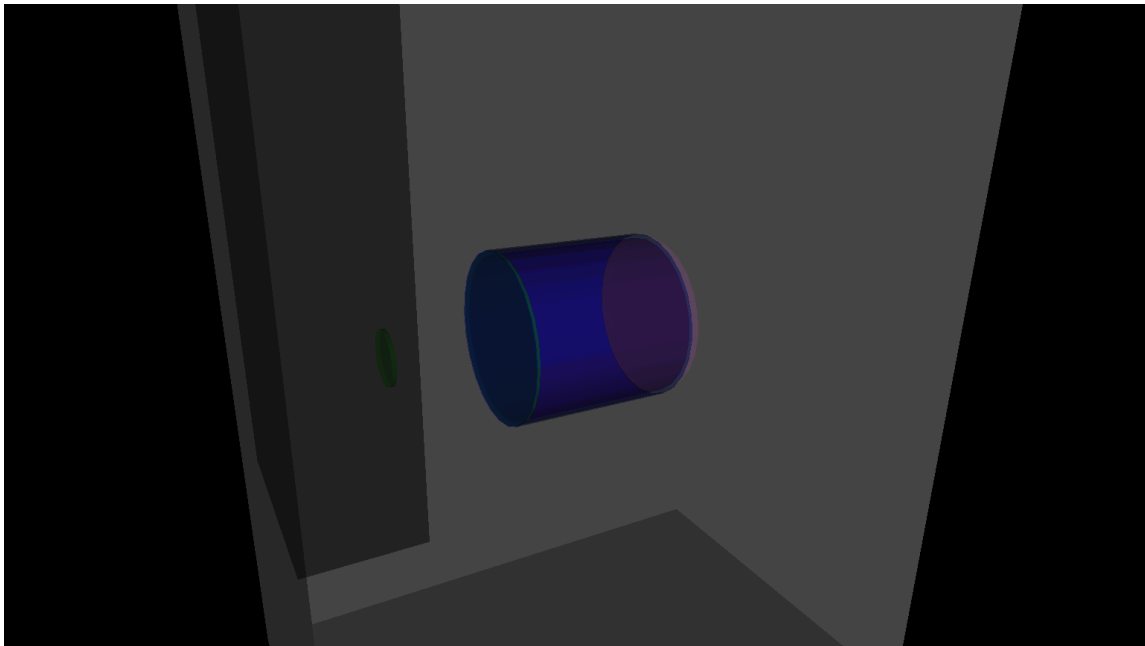


Abbildung F.11: Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 6).

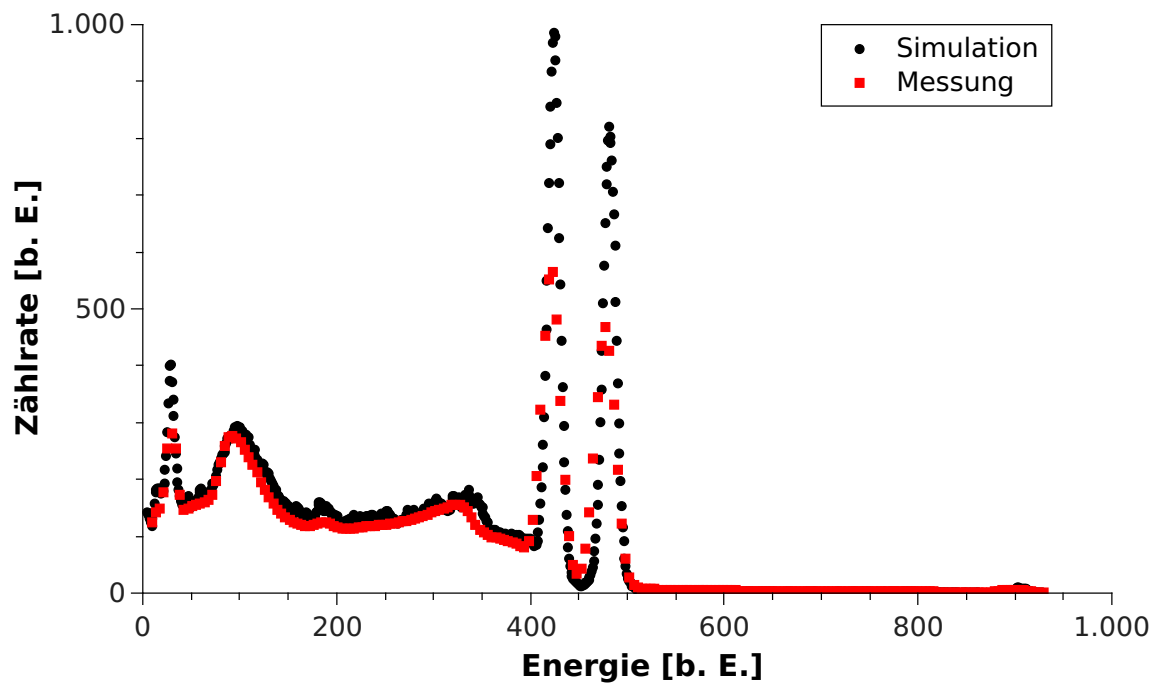


Abbildung F.12: Spektren der  $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 6.

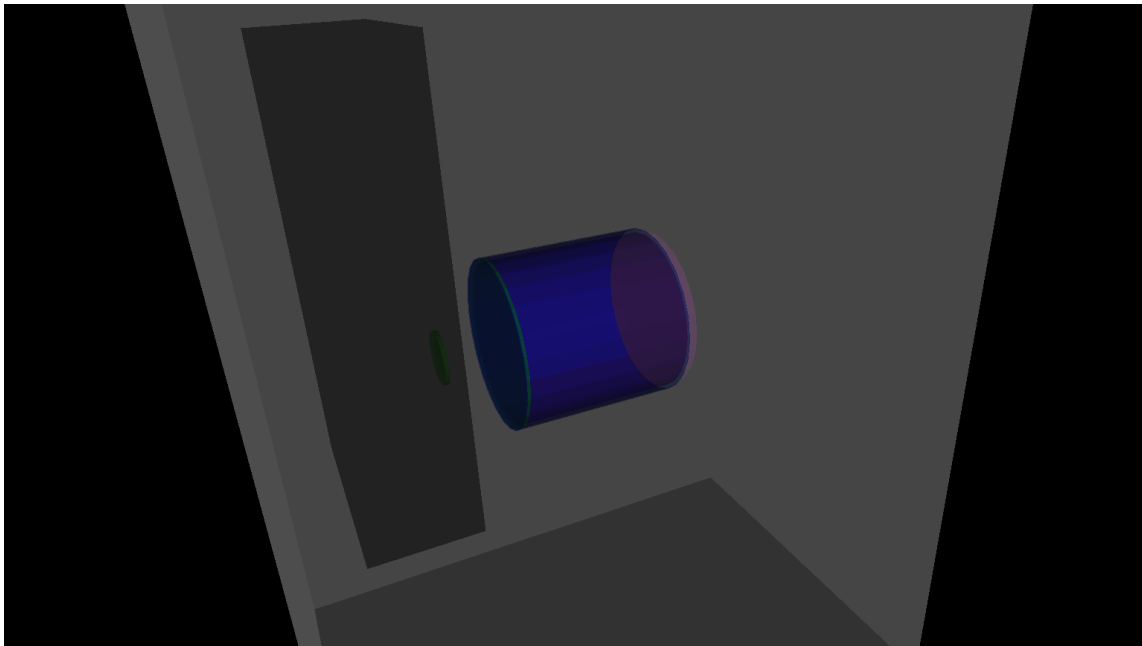


Abbildung F.13: Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 7).

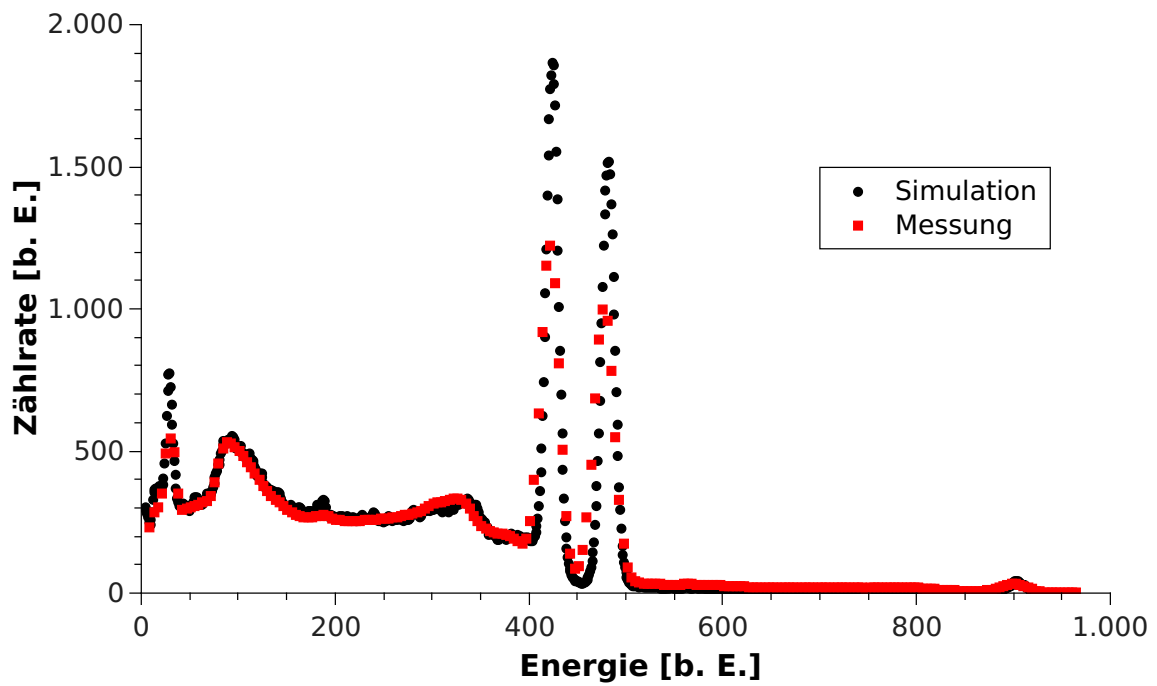


Abbildung F.14: Spektren der  $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 7.

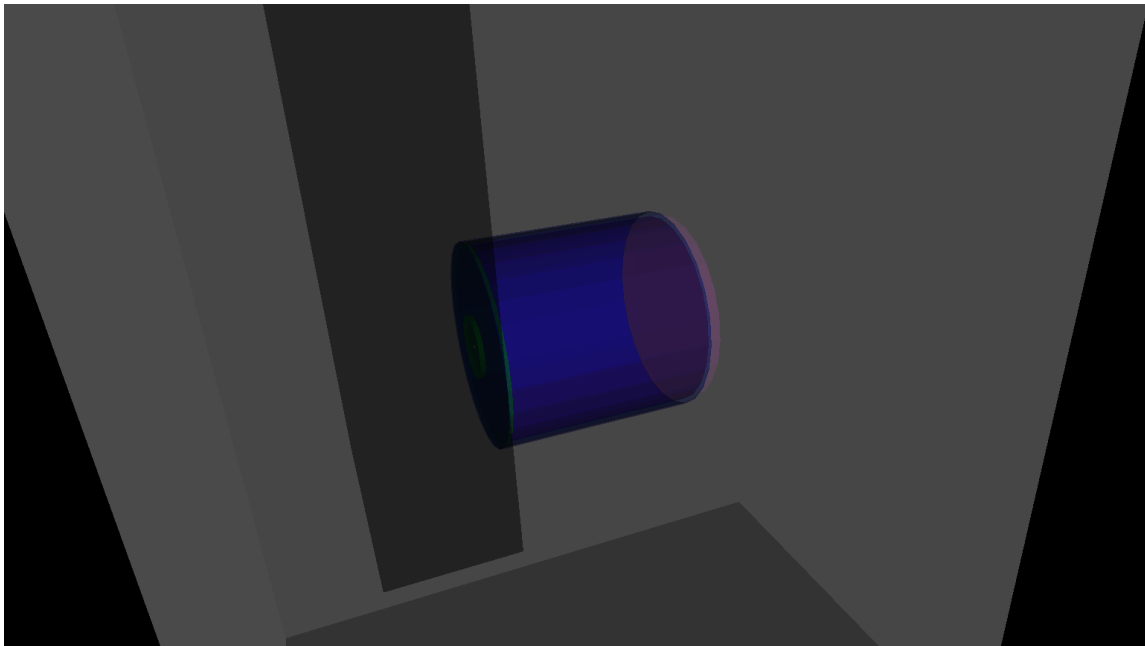


Abbildung F.15: Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 8).

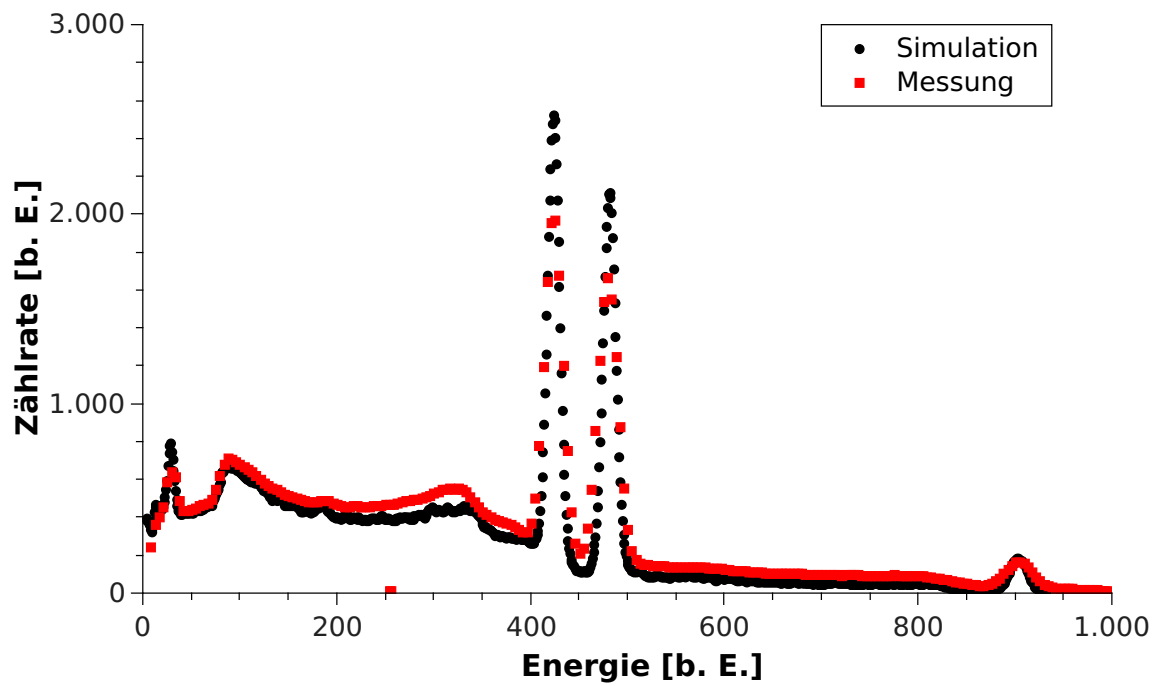


Abbildung F.16: Spektren der  $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 8.



# Anhang G

## Messparameter des Test-Prototyps

Nachfolgend werden die Messparameter des Test-Prototyps für  $^{60}\text{Co}$  der in Abschnitt 6.3.2 beschriebenen Testmessungen vollständig aufgeführt.

Tabelle G.1: Nulleffektzählrate  $r_0$  des Test-Prototyps bei den unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren  $G$ .

U [V]	$r_0(G = 1)$ [cps]	$r_0(G = 2)$ [cps]	$r_0(G = 4)$ [cps]	$r_0(G = 8)$ [cps]
800	6,1	8,8	12,4	17,5
825	6,7	10,2	14,3	19,8
850	7,8	11,5	16,5	22,5
875	8,7	13,1	18,9	25,2
900	9,8	14,8	21,5	29,0
925	11,0	16,9	24,4	32,8
950	12,6	18,8	27,7	36,8
975	13,8	21,8	31,3	40,9
1000	15,3	24,2	34,7	45,3
1025	17,3	27,4	39,8	51,4
1050	19,7	31,4	44,1	57,1
1075	21,9	35,6	49,3	66,2
1100	24,7	40,1	54,7	77,7
1125	28,6	45,2	62,2	92,8
1150	32,0	50,4	71,0	112,7
1175	36,9	57,3	81,9	137,0
1200	41,9	64,2	97,9	165,8
1225	48,2	71,8	116,6	197,7
1250	54,8	81,5	142,0	237,0
1275	60,9	94,6	173,1	277,3
1300	68,5	109,2	209,8	318,5

Tabelle G.2: Kalibrierfaktor  $w_V$  des Test-Prototyps für  $^{60}\text{Co}$  bei den unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren  $G$ .

U [V]	$w_V(G = 1)$ [Bq/L/cps]	$w_V(G = 2)$ [Bq/L/cps]	$w_V(G = 4)$ [Bq/L/cps]	$w_V(G = 8)$ [Bq/L/cps]
800	1851,9	654,5	309,6	169,7
825	1308,9	495,0	234,2	137,6
850	954,2	396,2	185,5	114,1
875	708,2	298,9	148,0	95,5
900	542,9	234,2	123,8	85,3
925	437,8	187,5	104,7	76,9
950	347,5	153,1	93,7	70,2
975	276,9	133,2	83,9	65,4
1000	222,2	112,3	74,7	61,5
1025	182,5	96,8	69,1	58,4
1050	153,6	88,4	64,4	54,5
1075	131,4	79,9	60,4	53,7
1100	114,3	71,2	57,9	52,2
1125	102,1	67,8	56,2	50,2
1150	91,0	63,2	53,7	48,8
1175	82,6	60,4	51,7	48,0
1200	76,6	57,7	51,6	47,1
1225	70,4	55,7	49,6	45,8
1250	65,2	53,5	48,3	45,7
1275	60,5	53,0	46,8	45,2
1300	58,0	50,2	46,8	44,7

Tabelle G.3: Erkennungsgrenze  $y_V^*$  des Test-Prototyps für  $^{60}\text{Co}$  bei den unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren  $G$ . Der jeweils niedrigste Wert ist fett markiert.

U [V]	$y_V^*(G = 1)$ [Bq/L]	$y_V^*(G = 2)$ [Bq/L]	$y_V^*(G = 4)$ [Bq/L]	$y_V^*(G = 8)$ [Bq/L]
800	1230,6	521,5	293,0	190,5
825	912,8	425,1	237,7	164,5
850	714,5	360,6	202,6	145,3
875	561,8	291,0	172,9	128,8
900	456,8	242,3	154,0	123,3
925	390,6	207,2	138,7	118,2
950	331,2	178,2	132,4	114,3
975	276,2	166,9	125,9	112,3
1000	233,8	148,3	118,1	111,2
1025	204,1	136,1	117,2	112,6
1050	183,0	132,9	114,9	<b>110,6</b>
1075	165,3	128,1	<b>113,9</b>	117,5
1100	152,5	121,2	115,0	123,7
1125	146,8	122,4	119,1	129,9
1150	138,1	<b>120,5</b>	121,6	139,3
1175	134,8	122,7	125,6	150,9
1200	133,2	124,1	137,2	163,0
1225	131,2	126,7	143,8	172,8
1250	129,8	129,6	154,6	189,0
1275	<b>126,8</b>	138,4	165,3	202,2
1300	128,9	140,8	182,2	214,2



# Anhang H

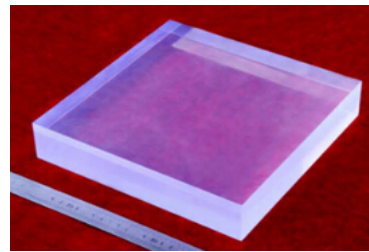
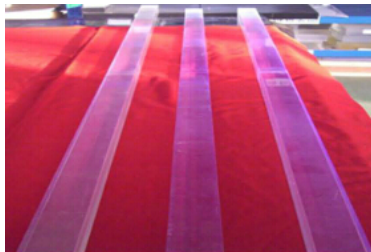
## Datenblätter der eingesetzten Materialien und Bauteile

Nachfolgend werden Datenblätter der eingesetzten Materialien und Bauteile aufgeführt.

### Plastic scintillator of EPIC

Plastic scintillator was a special scintillation material, the main feature are its fast time response, low cost and large area possibility, it is very sensitive for  $\alpha$ ,  $\beta$ -rays and other particles with lower energy range.

We could wrap the aluminum foil and black vinyl as the reflector and light shielding sheet, Also the 0.5 mm plate is available plus the Zinc Sulfide (ZnS:Ag) coating service.



- **Base material: Polystyrene**
- **Growth method: Polymeric**
- **Available items: Monolithic block, cylinder and plate**

Properties of our plastic scintillator	
Base material	Polystyrene
Density(g/cm <sup>3</sup> )	1.05
Refractive Index	1.58
Soften temperature(° C)	75-80
Light output(Anthracene)	50-60%
Decay time(ns)	2.4
Wavelength of emission maximum(nm)	415
H/C ratio	1.1
Hygroscopic	No

Abbildung H.1: Datenblatt des verwendeten Plastiksintillators.[Epi]

**HAMAMATSU**  
PHOTON IS OUR BUSINESS

## PHOTOMULTIPLIER TUBE R2154-02

For Scintillation Counting and High Energy Physics  
51 mm (2 Inch) Diameter, Fast Time Response,  
Bialkali Photocathode, 10-stage, Head-on Type

### GENERAL

Parameter	Description/Value	Unit
Spectral Response	300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response	420	nm
Photocathode	Material	Bialkali
	Minimum Effective Area	φ46
Window Material	Borosilicate glass	—
Dynode	Structure	Linear focused
	Number of Stages	10
Operating Ambient Temperature	-30 to +50	°C
Storage Temperature	-30 to +50	°C
Base	14-pin base JEDEC No. B14-38	—
Suitable Socket	E678-14W (Sold Separately)	—

### MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter	Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	1750
	Between Anode and Last Dynode	350
Average Anode Current	0.1	mA

### CHARACTERISTICS (at 25 °C)

Parameter	Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous (2856 K)	60	90	—
	Blue Sensitivity Index (CS 5-58)	—	10.5	—
	Radiant at 420 nm	—	85	—
	Quantum Efficiency at 420 nm	—	26	—
Anode Sensitivity	Luminous (2856 K)	20	90	—
	Radiant at 420 nm	—	$8.5 \times 10^4$	—
Gain	—	$1.0 \times 10^6$	—	—
Anode Dark Current (after 30 minutes storage in darkness)	—	5	20	nA
Time Response	Anode Pulse Rise Time	—	3.4	—
	Transit Time Spread (FWHM)	—	3.6	—
Pulse Linearity (at ± 2 % Deviation)*	—	150	—	mA

NOTE: Anode characteristics are measured with the voltage distribution ratio "A" except for Pulse Linearity.  
\* Measured with the special voltage distribution ratio "B".

### VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO "A"

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	P
Ratio	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Supply Voltage: 1250 V, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode

### SPECIAL VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO "B" FOR HIGH PULSE LINEARITY

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	P
Ratio	2	1	1	1	1	1	1.2	1.5	2.2	3.6	3	
Capacitors(μF)	—	—	—	—	—	—	0.01	0.01	0.01	0.01	0.02	

Supply Voltage: 1500 V, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode

† Subject to local technical requirements and regulations, availability of products included in this promotional material may vary. Please consult with our sales office.  
‡ Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions. Specifications are subject to change without notice. No patent rights are granted to any of the circuits described herein. ©2010 Hamamatsu Photonics K.K.

Abbildung H.2: Datenblatt des verwendeten PMT-Modells.[Ham22]

## PHOTOMULTIPLIER TUBE R2154-02

Figure 1: Typical Spectral Response

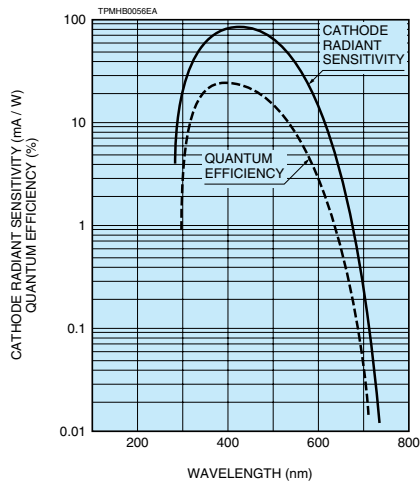


Figure 2: Typical Gain Characteristics

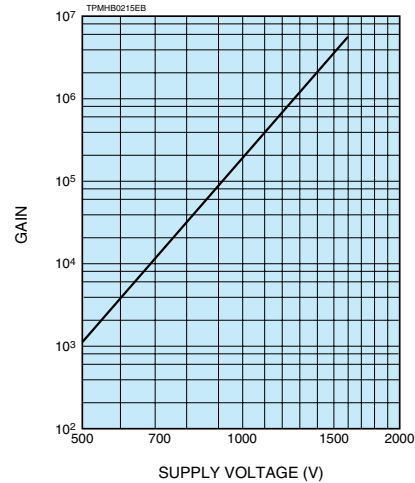
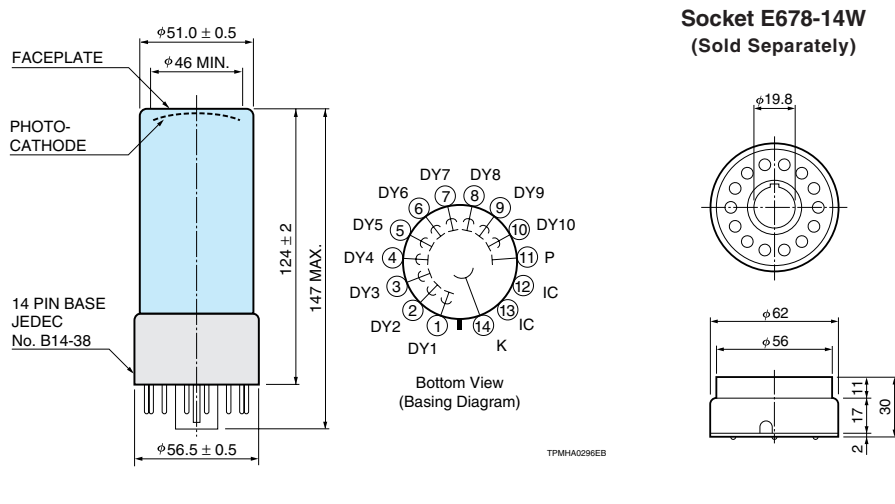


Figure 3: Dimensional Outline and Basing Diagram (Unit: mm)



### HAMAMATSU PHOTONICS K.K. [www.hamamatsu.com](http://www.hamamatsu.com)

**HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Division**  
 314-5, Shimokanzo, Iwata City, Shizuoka Pref., 438-0193, Japan, Telephone: (81)539/62-5248, Fax: (81)539/62-2205

**U.S.A.:** Hamamatsu Corporation, 360 Foothill Road, P. O. Box 6910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A., Telephone: (1)908-231-0960, Fax: (1)908-231-1218 E-mail: [usa@hamamatsu.com](mailto:usa@hamamatsu.com)  
**Germany:** Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, Arzbergstr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-375-0, Fax: (49)8152-2658 E-mail: [info@hamamatsu.de](mailto:info@hamamatsu.de)  
**France:** Hamamatsu Photonics France S.A.R.L.: 19, Rue du Saule Trappu, Parc du Moulin de Massy, 91882 Massy Cedex, France, Telephone: (33)1 69 53 71 00, Fax: (33)1 69 53 71 10 E-mail: [infos@hamamatsu.fr](mailto:infos@hamamatsu.fr)  
**United Kingdom:** Hamamatsu Photonics UK Limited, 2 Howard Court, 10 Tewin Road Welwyn Garden City Hertfordshire AL7 1BW, United Kingdom, Telephone: 44-(0)1707-294888, Fax: 44(0)1707-325777 E-mail: [info@hamamatsu.co.uk](mailto:info@hamamatsu.co.uk)  
**North Europe:** Hamamatsu Photonics Norden AB, Smidesvägen 12, SE-171-41 SOLNA, Sweden, Telephone: (46)8-509-031-00, Fax: (46)8-509-031-01 E-mail: [info@hamamatsu.se](mailto:info@hamamatsu.se)  
**Italy:** Hamamatsu Photonics Italia S.R.L.: Strada della Moia, 1/E, 20020 Aress, (Milano), Italy, Telephone: (39)02-935 81 733, Fax: (39)02-935 81 741 E-mail: [info@hamamatsu.it](mailto:info@hamamatsu.it)

TPMH1089E06  
DEC. 2010 IP

Abbildung H.3: Fortsetzung des Datenblatts des verwendeten PMT-Modells.[Ham22]

**1 BC-600 Optical Cement –**

BC-600 optical cement is a clear epoxy resin which sets at room temperature and has a refractive index close to that of our premium plastic scintillators. It is therefore ideal for optically cementing these scintillators to light pipes or optical windows. It is not recommended for coupling scintillators to photomultiplier tubes. For that application we recommend BC-630.

**2 BC-630 Silicone Optical Grease –**

BC-630 is a clear, colorless, silicone, optical coupling compound which features excellent light transmission and low evaporation and bleed at 25°C. It has a specific gravity of 1.06 and an Index of Refraction of 1.465.

We supply this single-component formulation in 60 ml jars or in 500 ml quantities.

**3 BC-634A Optical Interface –**

BC-634A is an optical interface material which gives you a consistent, reproducible, optical coupling between scintillators and PMTs. It is formulated for use within the temperature range of -10°C to +60°C.

We supply BC-634 as ready-to-use, flexible disks in specified diameters and in thicknesses of 3 and 6 mm. These come in several degrees of softness (flexibility). The standard formulation is the softest (most flexible) — just hard enough to keep you from tearing the interface while handling it.

**BC-637 Optical Coupling –**

BC-637 is a silicone-adhesive, coupling compound formulated specifically for making optically clear bonds between scintillators and photomultiplier tubes (or between non-scintillating light pipes and photomultiplier tubes). We designed it to provide a reliable interface between these components in high temperature applications.

It comes as precast pads and is formulated for temperatures up to 200°C.

**BC-638 Black Wrapping Tape –**

BC-638 is black adhesive tape 50.8 mm wide by .2 mm thick. Wrapping a plastic scintillator in one layer will give you a light-tight seal. We provide BC-638 in 32.9 m rolls.

**BC-640 Plastic Masking Paper –**

This material is an adhesive-backed, masking paper routinely used for protecting the surfaces of plastic scintillator during handling or storage.

We supply BC-640 in rolls 30.4 cm wide x 182.9 m long.

**BC-642 PTFE Reflector Tape –**

BC-642 is a 0.08 mm thick (nominal) Teflon® tape, frequently used as a reflecting material for non-hygroscopic scintillators. Three layers give you optimum reflectivity.

It comes in rolls 50.8 mm wide x 13.7 m long.

## Detector Assembly Material Optical Interface and Wrapping Materials, Reflector Paints



1



2



3



4

**4 BC-620 Reflector Paint for Plastic Scintillators**

BC-620 is a highly efficient reflector employing a special grade of titanium dioxide in a water soluble binder. It is applied directly onto plastic scintillators, acrylic light guides, glass and metals. It is not intended for direct contact with liquid scintillators (for this application, use BC-622A). It is a diffuse reflector and, therefore, should not be applied to sheets of scintillator or light guide material where the length is much longer than the thickness.

It is recommended mainly for all scintillators having emission spectra about 400 nm.

BC-620 is normally supplied in 1 liter containers.

**BC-622A Reflector Paint for Liquid Scintillator Tanks**

BC-622A reflector paint is intended for use with liquid scintillators, and is particularly useful in large, steel or aluminum tanks which require application of the paint at the research site. It is a diffuse reflector and, therefore, should not be used on the major surfaces of long, narrow tanks (total internal reflection should be employed in these).

BC-622A is ideal for use with the benzene based BC-537 liquid scintillators.

BC-622A reflector normally comes in 500 ml and 1 liter quantities. The paint resin and hardener are supplied in separate containers.

Abbildung H.4: Optisches Gel BC-630 im Katalog des Herstellers Saint-Gobain Crystals.[Saia]



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Grafische Darstellung des $\alpha$ -Zerfalls.[Ind07a] . . . . .	2
1.2	Grafische Darstellung des $\beta^-$ -Zerfalls.[Ind07b] . . . . .	3
1.3	Graphische Veranschaulichung des $\beta^+$ -Zerfalls.[Mm16] . . . . .	3
1.4	Dominierende Effekte bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie in Abhängigkeit der Ordnungszahl und Photonenergie. [Ber] . . . . .	6
1.5	Zusammenhang zwischen Energiedosis, Äquivalentdosis und effektiver Dosis. . . . .	9
1.6	Die Teilprojekte des TransAqua-Verbunds. Die in dieser Arbeit beschriebene Detektorentwicklung ist in Teilprojekt 2 angesiedelt.[T <sup>+</sup> 19]	16
2.1	Zerfallsschema von $^{60}\text{Co}$ . Daten aus [Lab20]. . . . .	23
2.2	Zerfallsschema von $^{137}\text{Cs}$ . Daten aus [Lab20]. . . . .	23
2.3	Zerfallsschema von $^{241}\text{Am}$ . Daten aus [Lab20]. . . . .	23
2.4	Visualisierung der charakteristischen Grenzen $y^*$ und $y^\#$ . Dargestellt ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung eines Messergebnisses für den wahren Wert $y_0$ (Nulleffekt, kein Beitrag der Probe) respektive $y^\#$ . Dabei ist $\alpha$ die Wahrscheinlichkeit für ein falsch positives, $\beta$ die Wahrscheinlichkeit für ein falsch negatives Messergebnis. In dieser Darstellung sind $\alpha$ und $\beta$ unterschiedlich groß gewählt. . . . .	30
2.5	Relative Abweichung der Näherung $y^\# \approx 2y^*$ in Abhängigkeit von $u_{rel}(w)$ und $t_g$ für $w = 25 \text{ Bq/s}^{-1}$ . . . . .	32
2.6	Relative Abweichung der Näherung $y^\# \approx 2y^*$ in Abhängigkeit von $u_{rel}(w)$ und $w$ für $t_g = 60 \text{ s}$ . . . . .	33
2.7	Relative Abweichung der Näherung $y^\# \approx 2y^*$ in Abhängigkeit von $t_g$ und $w$ für $u_{rel}(w) = 0,05$ . . . . .	33
2.8	Normierter Zeitfaktor $f_t(t_g, t_0)$ in Abhängigkeit der Bruttomesszeit $t_g$ für vier verschiedene Werte der Nulleffektmesszeit $t_0$ . . . . .	34
2.9	Hauptfenster des S-PLACE Toolkits mit eingelesenem Beispielwassernetz. . . . .	38
2.10	Visualisierung der Pareto-Front für drei Sensoren mit den beiden Zielwerten „durchschnittliche Exposition“ („mean“ / „Objective 1“) und „maximale Exposition“ („max“ / „Objective 2“). In der unten stehenden Textausgabe sind die Pareto-Optima für ein, zwei und drei verfügbare Sensoren aufgeführt. . . . .	39
3.1	Massenspektrometer der Firma Agilent (7500 Series ICP-MS). . . . .	42

3.2	Funktionsprinzip eines Szintillationsdetektors. Durch Wechselwirkungen ionisierender Strahlung im Szintillator entstandene Szintillationsphotonen erzeugen in einem optisch an den Szintillator gekoppelten Photomultiplier ein elektrisches Signal. . . . .	44
3.3	Bandstruktur eines kristallinen anorganischen Szintillators. . . . .	45
3.4	Feinstrukturaufspaltung der Energieniveaus eines organischen Szintillators. . . . .	46
3.5	Schematische Darstellung der Stokes-Verschiebung. Aufgrund der niedrigeren mittleren Energie des Emissionsspektrums ergibt sich eine Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ zwischen Absorptions- und Emissionsspektrum eines organischen Szintillators. . . . .	47
3.6	Plastikszintillator aus Polystyrol. . . . .	47
3.7	Aufbau eines Photomultipliers. [Ham07] . . . . .	49
3.8	Links: Photomultiplier mit entferntem Glasgehäuse. Rechts: intakter Photomultiplier. Zu erkennen sind neben der Photokathode auch die Dynoden und ihre elektrischen Anschlüsse für die Spannungsversorgung. . . . .	49
3.9	Spannungsabhängigkeit des Anodendunkelstroms. [Ham07] . . . . .	51
3.10	Durch Wechselwirkungen innerhalb des Szintillators erzeugte Charakteristika eines Szintillatorspektrums. Dargestellt sind die neben Photopeak und Compton-Kontinuum auch die Escape-Peaks. [Kno89] . . . . .	52
3.11	Durch Wechselwirkungen außerhalb des Szintillators erzeugte Charakteristika eines Szintillatorspektrums. Gestrichelt ist hierbei das durch Photopeak und Compton-Kontinuum erwartete Spektrum dargestellt. Dazu kommen Röntgenpeak (X-ray peak), Rückstreupeak (Backscatter peak) und Annihilationspeak (Annihilation peak). [Kno89] . . . . .	52
3.12	Schematische Erklärung von Reflexion und Transmission an zwei aufeinander folgenden Grenzflächen. $R_{i,j}$ bezeichnet den reflektierten Anteil, $T_{i,j}$ den transmittierten Anteil. Optisch dargestellt werden Reflexionen hierbei durch halbkreisförmige Pfeile. Die Zeichnung visualisiert die ersten zwei Folgenglieder der Gleichung 3.5 ( $N = 1$ ). . . . .	57
3.13	Transmission zwischen Szintillator ( $n_1 = 1,58$ ) und Photomultiplier ( $n_3 = 1,47$ ) in Abhängigkeit des Brechungsindex des Zwischenraumes $n_2$ . Der Brechungsindex von Luft beträgt $n = 1,00$ , der des in dieser Arbeit genutzten optischen Gels $n = 1,47$ (siehe Abbildung H.4). Die schwarze Kurve ( $N=0$ ) berücksichtigt lediglich das Folgenglied $i = 0$ von Gleichung 3.5, die rote Kurve ( $N=1$ ) enthält zusätzlich das Folgeglied $i = 1$ . . . . .	58
3.14	Schematische Darstellung verschiedener möglicher Geometrien des Szintillatormaterials mit jeweils abnehmender spezifischer Oberfläche. Oben links: Kügelchen. Oben rechts: Fasern (Aufsicht). Unten links: Platten (Aufsicht). Unten rechts: Block. . . . .	62
4.1	Visualisierung einer GAMOS-Simulation eines Testaufbaus mit $\beta$ -Strahler. Zu sehen sind dabei mehrere Szintillatorplatten (grün) zwischen zwei Photomultipliern, die durch rote Zylinder dargestellt werden. Grüne Spuren stehen für Photonen, rote für Elektronen. . . . .	66



4.2	Grafische Benutzeroberfläche ROOT Object Browser. Darin können in ROOT-Dateien enthaltene Daten in Histogrammen visualisiert und analysiert werden. . . . .	69
4.3	Messaufbau zur Validierung der Monte-Carlo-Simulationen (Position 7).	72
4.4	Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 7). . . . .	72
4.5	Spektren der $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 7. . . . .	73
4.6	Visualisierung einer GAMOS-Simulation mit Szintillatorplatten. Zwischen den Platten ist eine Kunststoffscheibe eingebracht, in deren Zentrum sich die Radionuklidquelle befindet, so wie dies auch in den entsprechenden Laborvermessungen der Fall ist. . . . .	75
4.7	Gleitender Mittelwert ( $\pm 2$ ) der relativen Häufigkeit der Zahl von Szintillationsphotonen die in der Simulation den Photomultiplier erreichen.	76
4.8	Logarithmische Darstellung der Messergebnisse bei einem Abstand der $^{137}\text{Cs}$ -Feststoffquelle zum Photomultiplier von 139 mm. . . . .	77
4.9	Logarithmische Darstellung der Messergebnisse bei einem Abstand der $^{137}\text{Cs}$ -Feststoffquelle zum Photomultiplier von 39 mm. . . . .	77
4.10	Logarithmische Darstellung des Anteils $A_i$ des simulierten Spektrums der oberhalb des betrachteten Photon Thresholds liegt. . . . .	78
4.11	Normierter Anteil über dem Photon Threshold $A_{i,n}$ in Abhängigkeit des betrachteten Photon Thresholds der fünf simulierten Quellenpositionen. . . . .	79
4.12	Zählrate $r_j$ der Messungen mit den verschiedenen PMT-Spannungen $j$ in Abhängigkeit der Quellenposition. . . . .	79
4.13	Normierte Zählrate $r_{j,n}$ der Messungen mit den verschiedenen PMT-Spannungen $j$ in Abhängigkeit der Quellenposition. . . . .	80
4.14	Zählrate $r_i$ der Messungen an den verschiedenen Quellenposition $i$ in Abhängigkeit der PMT-Spannung. . . . .	81
4.15	Normierte Zählrate $r_{i,n}$ der Messungen an den verschiedenen Quellenposition $i$ in Abhängigkeit der PMT-Spannungen. . . . .	81
4.16	Normierte Summe $D_j$ in Abhängigkeit des gewählten Photon Thresholds. . . . .	82
4.17	Standardabweichung $\sigma_D$ in Abhängigkeit des gewählten Photon Thresholds. . . . .	83
4.18	Vergleich von $r_{j,n}$ und $A_{i,n}$ des an die jeweilige PMT-Spannung angepassten Photon Thresholds. . . . .	85
4.19	Vergleich der simulierten Beta-Ereignisse für $^{60}\text{Co}$ und $^{137}\text{Cs}$ . Aufgetragen ist hierbei der auf $^{60}\text{Co}$ normierte Anteil der Ereignisse, bei denen Szintillationsphotonen den Photomultiplier erreichen, gegen den Photon Threshold. . . . .	86
4.20	Vergleich der simulierten Gamma-Ereignisse für $^{60}\text{Co}$ und $^{137}\text{Cs}$ . Aufgetragen ist hierbei der auf $^{60}\text{Co}$ normierte Anteil der Ereignisse, bei denen Szintillationsphotonen den Photomultiplier erreichen, gegen den Photon Threshold. . . . .	87

4.21	Vergleich der simulierten Gesamt-Ereignisse für $^{60}\text{Co}$ und $^{137}\text{Cs}$ . Aufgetragen ist hierbei der auf $^{60}\text{Co}$ normierte Anteil der Ereignisse, bei denen Szintillationsphotonen den Photomultiplier erreichen, gegen den Photon Threshold. . . . .	87
4.22	Darstellung verschiedener Kombinationen von Plattendicken $x$ und Plattenabständen $a$ . <b>1:</b> $x = 1, a = 1$ ; <b>2:</b> $x = 2, a = 1$ ; <b>3:</b> $x = 1, a = 2$ ; <b>4:</b> $x = 2, a = 2$ (in beliebigen Einheiten). . . . .	89
4.23	Ausschnitt der Visualisierung der in GAMOS simulierten Geometrie des ersten Falls aus Abbildung 4.22. . . . .	89
4.24	Grafische Darstellung der Bestimmung des Abstands vom Kathodenmittelpunkt, bei dem 75 % der maximalen Kathodenabdeckung erreicht wird. Auf der linken Seite sind schraffiert hypothetische Positionen von Szintillatorplatten dargestellt. Je weiter außen eine Szintillatorplatte liegt, desto geringer ist die Kathodenabdeckung. . . . .	90
4.25	Simulierte Detektionseffizienz (durchschnittlich detektierte Szintillationsphotonen pro Zerfall) in Abhängigkeit des Plattenabstands für eine Plattendicke von 2 mm. . . . .	93
4.26	Simuliertes Produkt aus Effizienz und Wasservolumen in Abhängigkeit des Plattenabstands für eine Plattendicke von 2 mm. . . . .	94
4.27	In OpenFOAM simulierte Strömung für eine Geometrie mit einer Plattendicke von 2 mm und einem Plattenabstand von 2 mm. Die weiße Linie markiert die Schnittfläche, deren Geschwindigkeitsprofil evaluiert wird. . . . .	95
4.28	Geschwindigkeitsprofil für verschiedene Plattenabstände. . . . .	96
4.29	Relative Fließgeschwindigkeit zwischen den Platten in Abhängigkeit des Plattenabstands. . . . .	96
5.1	ULTIMAKER 2 mit gedrucktem Gehäusebauteil. . . . .	97
5.2	Bauteilerstellung in AUTOCAD. . . . .	98
5.3	Einrichtung der Druckparameter in CURA. Das mittig zu erkennende Gittermuster rührt daher, dass das Bauteil nicht massiv gedruckt wird, sondern die Füllichte des Innenvolumens in diesem Fall 25 % beträgt. . . . .	99
5.4	Nur teilweise gedruckte Bodenplatte des Detektorgehäuses analog zur in Abbildung 5.3 dargestellten Visualisierung. . . . .	100
5.5	Warping bei gedrucktem Bauteil (links). Aufgrund von auftretenden Spannungen zwischen den einzelnen Schichten verzieht sich das Bauteil, sodass die Ränder sich aufwölben. Rechts zum Vergleich das korrekt gedruckte Bauteil. . . . .	102
5.6	Gedruckte Oberfläche orthogonal zur Druckebene. Links sind die einzelnen, nicht behandelten Schichten der Dicke 0,15 mm zu erkennen. Der rechte Teil wurde mit Aceton behandelt, sodass die Schichtstruktur verschwindet und eine gleichmäßigere Oberfläche entsteht. Der mittlere Bereich wurde für die Behandlung abgeklebt, durch Kapillareffekte ist jedoch auch dieser Bereich teilweise mit Aceton benetzt worden. Da das Aceton unter dem Klebeband nicht ungehindert verdunsten konnte, sind in diesem Bereich kleine Blasen zu erkennen. . . . .	104

5.7	Wechselfalz-Spundung (oben) und Nut-und-Feder-Spundung (unten).	104
5.8	Druckfehler durch falsche Justierung der Druckplatte. Im linken Bereich ist ein Wellenmuster aufgrund eines zu geringen Abstands zwischen Druckkopf und Druckplatte zu sehen, während die Schichten im rechten Bereich korrekt übereinander gedruckt wurden. . . . .	105
6.1	Testquader in Radionuklidlösung. Die Lösung wird mit einem Magnetrührer kontinuierlich in Bewegung gehalten. . . . .	109
6.2	Testquader auf Germaniumdetektor zur $\gamma$ -spektrometrischen Bestimmung der Oberflächenkontamination. Zum Schutz vor einer möglichen Kontamination des Detektors ist der Testquader versiegelt. . . . .	110
6.3	Spannungsabhängigkeit des PMT-Rauschens bei verschiedenen Einstellungen des <i>CoarseGain</i> gemessen bei Raumtemperatur ohne Kühlung. Für die Bereiche höherer Spannung wurde jeweils eine Potenzfunktion (Gleichung 6.2) angepasst. Die Parameter sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. . . . .	113
6.4	Spannungsabhängigkeit des Verhältnisses zwischen Gesamtverstärkung und PMT-Rauschen (GNR) bei verschiedenen Einstellungen des <i>CoarseGain</i> gemessen bei Raumtemperatur ohne Kühlung. . . . .	114
6.5	Test-Prototyp. . . . .	116
6.6	Schematische Zeichnung des Test-Prototyps. Von der Gesamtlänge $H = 14,6$ cm der Szintillatorplatten ist eine Länge von $L = 12,8$ cm in der Messkammer enthalten. Das Zwischenstück wird zur mechanischen Fixierung der Szintillatorplatten genutzt und verhindert gleichzeitig, dass der Photomultiplier mit kontaminierter Flüssigkeit in Berührung kommen kann. . . . .	116
6.7	Komponenten des Test-Prototyps. . . . .	117
6.8	Zeitlicher Verlauf der Nulleffektrate $r_{0,ges}$ nachdem der Detektor geöffnet und Licht ausgesetzt wurde. . . . .	119
6.9	Durch Lumineszenzeffekte verursachte Zählrate $r_{lum}$ . Diese kann beschrieben werden durch einen biexponentiellen Zerfall mit der Funktion F3 als Summe der beiden exponentiellen Zerfälle F1 und F2. . .	120
6.10	Doppelt logarithmische Darstellung der Nulleffektrate des Test-Prototyps in Abhängigkeit der PMT-Spannung für verschiedene Verstärkungen. . . . .	122
6.11	Relativer Kalibrierfaktor $w_V$ des Test-Prototyps für $^{60}\text{Co}$ in Abhängigkeit der PMT-Spannung für verschiedene Verstärkungen. . . . .	124
6.12	Relative Erkennungsgrenze $y_V^*$ des Test-Prototyps für $^{60}\text{Co}$ in Abhängigkeit der PMT-Spannung für verschiedene Verstärkungen. . . . .	124

- 6.13 Gemeinsame Darstellung von Nulleffektzählrate  $r_0$ , relativem Kalibrierfaktor  $w_V$  und relativer Erkennungsgrenze  $y_V^*$  für  $^{60}\text{Co}$  beim Verstärkungsfaktor 8. Bei niedrigen Spannungen sorgt eine Spannungserhöhung für eine Verbesserung der Erkennungsgrenze, da das Absinken des Kalibrierfaktors den Effekt der höheren Nulleffektzählrate überwiegt. Ab etwa 1050 V übersteigt die größer werdende Nulleffektzählrate den positiven Einfluss des Kalibrierfaktors auf die Erkennungsgrenze, sodass diese mit noch höherer Spannung wieder ansteigt. . . . 125
- 6.14 Kalibrierfaktor  $w_V$  des Test-Prototyps für  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8. . . . . 127
- 6.15 Schematische Zeichnung der ersten Revision. . . . . 129
- 6.16 Blick in die Messkammer der ersten Revision mit Überlauf auf der rechten Seite. Ebenfalls auf der rechten Seite zu sehen ist die Kabeleinführung eines Sensors zur Bestimmung der Temperatur des zu messenden Wassers. . . . . 130
- 6.17 CAD-Zeichnung zur in Abbildung 6.16 dargestellten Messkammer. . . 130
- 6.18 Steg als Haltestruktur für den Szintillatorkamm. . . . . 130
- 6.19 Seitliche Haltestruktur für den Szintillatorkamm. . . . . 130
- 6.20 Messkammer der ersten Revision mit halb eingesetztem Szintillatorkamm. Die auf den weißen Steg aufgesetzten schwarzen Bögen dienen als Griffe zum Einsetzen und Herausheben des Szintillatorkamms. . . 131
- 6.21 Rotor der für diese Arbeit genutzten Schlauchpumpe. Bei Rotation klemmen die beiden Rollen einen Teil des Schlauches ab und befördern das vor ihnen befindliche Medium durch Verdrängung in die gewünschte Richtung. Der Teil des Schlauchs der im betriebsbereiten Zustand möglicherweise Umgebungslicht ausgesetzt ist wurde lichtdicht abgeklebt, um eine Lichtleitung in den Detektor zu verhindern. 131
- 6.22 Kalibrierfaktor  $w_V$  der ersten Revision für  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{241}\text{Am}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8. . . . 132
- 6.23 Erkennungsgrenze  $y_V^*$  der ersten Revision für  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{241}\text{Am}$  in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8. . . 133
- 6.24 Nulleffektzählrate und Temperatur des Osprey-Systems im zeitlichen Verlauf über mehrere Tage. . . . . 134
- 6.25 Nulleffektzählrate normiert auf 100 bei der höchsten gemessenen Temperatur. . . . . 134
- 6.26 Zeitlicher Verlauf der Temperatur und der Nulleffektzählrate bei Erwärmung des im Kühlschranks abgekühlten Photomultipliers durch die Umgebungswärme bei einer PMT-Spannung von  $U = 1300\text{ V}$  und einem Verstärkungsfaktor von  $G = 8$ . . . . . 135
- 6.27 Temperaturabhängigkeit der Nulleffektzählrate des Photomultipliers bei einer PMT-Spannung von  $U = 1300\text{ V}$  und einem Verstärkungsfaktor von  $G = 8$ . . . . . 136
- 6.28 Peltier-Element bestehend aus zwei Keramikplatten und dazwischen angebrachten quaderförmigen Halbleitern. Peltier-Elemente dieser Bauart erreichen typischerweise eine Temperaturdifferenz zwischen den beiden Keramikplatten von bis zu 70 K. . . . . 137

6.29	Versuchsaufbau zum Test der mit den vorhandenen Peltier-Elementen erreichbaren Temperaturdifferenz. Beide Seiten der Peltier-Elemente (Bildmitte) sind mit Wärmeleitpaste thermisch mit jeweils einem CPU-Kühler verbunden. So wird sichergestellt, dass auch bei einer Polaritätsumkehr eine Überhitzung und damit einhergehend eine Beschädigung der Peltier-Elemente ausgeschlossen werden kann. Am linken Kühler ist der angebrachte Temperaturfühler zu erkennen. . . . .	137
6.30	3D-Zeichnung einer Schalenhälfte der Kühlvorrichtung HENDRIK. Zwei Hälften führen den Kaltwasserschlauch helikal um den Photomultiplier. Zu erkennen sind die Löcher zur Schlauchein- und -ausführung (links unten und rechts oben) sowie Aussparungen (links oben und rechts unten) für die Stifte des Gegenstücks zur formschlüssigen Verbindung beider Bauteile. . . . .	139
6.31	Kühlvorrichtung HENDRIK. Der das Kaltwasser führende Schlauch ist helikal um den Photomultiplier geführt. . . . .	140
6.32	Nulleffektzählrate in Abhängigkeit der Kaltwassertemperatur für verschiedene Photomultiplierspannungen. . . . .	140
6.33	Nulleffektzählrate in Abhängigkeit der Photomultiplierspannung für verschiedene Kaltwassertemperaturen. . . . .	141
6.34	Taupunkt in Abhängigkeit von Temperatur und Luftfeuchtigkeit. [Eas08]	143
6.35	Erkennungsgrenze der zweiten Revision für $^{60}\text{Co}$ in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8 bei verschiedenen Kaltwassertemperaturen. . . . .	144
6.36	Erkennungsgrenze der zweiten Revision für $^{137}\text{Cs}$ in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8 bei verschiedenen Kaltwassertemperaturen. . . . .	145
6.37	Erkennungsgrenze der zweiten Revision für $^{241}\text{Am}$ in Abhängigkeit der PMT-Spannung für den Verstärkungsfaktor 8 bei verschiedenen Kaltwassertemperaturen. . . . .	145
6.38	Verschiedene Geometrien für eine Koinzidenzmessung. Im ersten Fall werden beide PMTs nebeneinander auf der gleichen Seite des Szintillators positioniert. Im zweiten Fall werden die PMTs auf den gegenüberliegenden Seiten positioniert. . . . .	148
6.39	Anzahl der ohne externe Quelle mit einem $\text{LaBr}_3$ -Detektor gemessenen Ereignisse (Nulleffekt) aufgetragen gegen den zeitlichen Abstand zum vorhergehenden Ereignis mit einer Intervallgröße von $20\ \mu\text{s}$ und einer Messzeit von 300 s. . . . .	149
6.40	Anzahl der ohne externe Quelle mit einem $\text{LaBr}_3$ -Detektor gemessenen Ereignisse (Nulleffekt) aufgetragen gegen den zeitlichen Abstand zum vorhergehenden Ereignis mit einer Intervallgröße von $20\ \mu\text{s}$ und einer Messzeit von 1000 s. . . . .	150
6.41	Anzahl der mit einer 20 cm entfernten $^{60}\text{Co}$ -Quelle mit einem $\text{LaBr}_3$ -Detektor gemessenen Ereignisse aufgetragen gegen den zeitlichen Abstand zum vorhergehenden Ereignis mit einer Intervallgröße von $20\ \mu\text{s}$ und einer Messzeit von 10 s. . . . .	150

6.42	Anzahl der mit einer direkt anliegenden $^{60}\text{Co}$ -Quelle (0 cm Entfernung) mit einem $\text{LaBr}_3$ -Detektor gemessenen Ereignisse aufgetragen gegen den zeitlichen Abstand zum vorhergehenden Ereignis mit einer Intervallgröße von $20\ \mu\text{s}$ und einer Messzeit von 10 s. . . . .	151
6.43	Anteil verbleibender Koinzidenzen $r(\lambda, \tau)$ für Zählraten $\lambda$ bis $1000\ \text{s}^{-1}$ und Koinzidenzzeiten $\tau$ bis $200\ \mu\text{s}$ . . . . .	152
6.44	Anteil der durch die Koinzidenzüberprüfung unterdrückten Ereignisse $e(\lambda, \tau) = e^{-\lambda\tau}$ in Abhängigkeit des Produkts von Nulleffektzählrate und Koinzidenzzeit $\lambda\tau$ . . . . .	153
6.45	Theoretische Effektivität der Koinzidenzschaltung zweier Photomultiplier in Abhängigkeit der Koinzidenzzeit $\tau$ für verschiedene Nulleffektzählraten $\lambda$ . . . . .	154
6.46	Detektoraufbau mit Aufsatz für zwei Photomultiplier, um eine Koinzidenzmessung zu ermöglichen. . . . .	156
6.47	Verstärkter Verschleiß des Schlauchs in der Schlauchpumpe aufgrund von Metallspänen (oben links). . . . .	157
7.1	Hauptfenster der GUI RUDI. Über eine Schaltfläche kann zur Entwickleransicht (Abbildung 7.2) gewechselt werden. . . . .	160
7.2	Hauptfenster der GUI RUDI in der Entwickleransicht. . . . .	161
7.3	Eingeschränkte Ansicht in RUDI zur Einrichtung von Messreihen. . . . .	161
7.4	In der Vollansicht können extern erstellte Messtabellen eingelesen und geladen werden. . . . .	161
7.5	GUI RUDI nach erfüllter Triggerbedingung und eingeschalteter Warnung mittels E-Mail. . . . .	163
C.1	Simulierte Detektionseffizienz (durchschnittlich detektierte Szintillationsphotonen pro Zerfall) in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für $^{241}\text{Am}$ . . . . .	185
C.2	Simulierte Detektionseffizienz (durchschnittlich detektierte Szintillationsphotonen pro Zerfall) in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für $^{60}\text{Co}$ . . . . .	186
C.3	Simulierte Detektionseffizienz (durchschnittlich detektierte Szintillationsphotonen pro Zerfall) in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für $^{137}\text{Cs}$ . . . . .	186
C.4	Simulierte Detektionseffizienz (durchschnittlich detektierte Szintillationsphotonen pro Zerfall) in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für $^{90}\text{Sr}$ . . . . .	187
C.5	Simulierte Detektionseffizienz (durchschnittlich detektierte Szintillationsphotonen pro Zerfall) in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für $^{90}\text{Y}$ . . . . .	187
C.6	Simuliertes Produkt aus Effizienz und Wasservolumen in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für $^{241}\text{Am}$ . . . . .	188
C.7	Simuliertes Produkt aus Effizienz und Wasservolumen in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für $^{60}\text{Co}$ . . . . .	188
C.8	Simuliertes Produkt aus Effizienz und Wasservolumen in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für $^{137}\text{Cs}$ . . . . .	189

C.9	Simuliertes Produkt aus Effizienz und Wasservolumen in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für $^{90}\text{Sr}$ . . . . .	189
C.10	Simuliertes Produkt aus Effizienz und Wasservolumen in Abhängigkeit des Plattenabstands für verschiedene Plattendicken für $^{90}\text{Y}$ . . . . .	190
E.1	Kalibrierschein der PTB zur verwendeten $^{60}\text{Co}$ -Stammlösung.[Har] . . . . .	200
E.2	Kalibrierschein der PTB zur verwendeten $^{137}\text{Cs}$ -Stammlösung.[Har] . . . . .	201
E.3	Messprotokoll der LSC-Messung zur Validierung einer $^{241}\text{Am}$ -Lösung.[Har] . . . . .	202
E.4	Messprotokoll der LSC-Messung zur Validierung einer $^{60}\text{Co}$ -Lösung.[Har] . . . . .	203
E.5	Messprotokoll der LSC-Messung zur Validierung einer $^{137}\text{Cs}$ -Lösung.[Har] . . . . .	204
E.6	Messprotokoll der $\gamma$ -Spektrometrie zur Validierung einer $^{241}\text{Am}$ -Lösung.[Har] . . . . .	205
E.7	Messprotokoll der $\gamma$ -Spektrometrie zur Validierung einer $^{60}\text{Co}$ -Lösung.[Har] . . . . .	206
E.8	Messprotokoll der $\gamma$ -Spektrometrie zur Validierung einer $^{137}\text{Cs}$ -Lösung.[Har] . . . . .	207
F.1	Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 1). . . . .	210
F.2	Spektren der $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 1. . . . .	210
F.3	Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 2). . . . .	211
F.4	Spektren der $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 2. . . . .	211
F.5	Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 3). . . . .	212
F.6	Spektren der $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 3. . . . .	212
F.7	Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 4). . . . .	213
F.8	Spektren der $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 4. . . . .	213
F.9	Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 5). . . . .	214
F.10	Spektren der $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 5. . . . .	214
F.11	Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 6). . . . .	215
F.12	Spektren der $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 6. . . . .	215
F.13	Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 7). . . . .	216
F.14	Spektren der $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 7. . . . .	216

F.15	Visualisierung der Monte-Carlo-Simulation des Messaufbaus (Position 8). . . . .	217
F.16	Spektren der $^{60}\text{Co}$ -Messung und der dazugehörigen Simulation für Position 8. . . . .	217
H.1	Datenblatt des verwendeten Plastiksintillators.[Epi] . . . . .	224
H.2	Datenblatt des verwendeten PMT-Modells.[Ham22] . . . . .	225
H.3	Fortsetzung des Datenblatts des verwendeten PMT-Modells.[Ham22] .	226
H.4	Optisches Gel BC-630 im Katalog des Herstellers Saint-Gobain Crystals.[Saia] . . . . .	227



# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>03] ALLISON, J. u. a.: Geant4—a simulation toolkit. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506 (2003), Nr. 3, 250 - 303. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). – DOI [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). – ISSN 0168-9002
- [A<sup>+</sup>14] ARCE, Pedro u. a.: Gamos: A framework to do Geant4 simulations in different physics fields with an user-friendly interface. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 735 (2014), Nr. Supplement C, 304 - 313. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.09.036>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.09.036>. – ISSN 0168-9002
- [A<sup>+</sup>16] ALLISON, J. u. a.: Recent developments in Geant4. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 835 (2016), Nr. Supplement C, 186 - 225. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>. – ISSN 0168-9002
- [AGM10] ARAL, M. ; GUAN, Jiabao ; MASLIA, M.: Optimal Design of Sensor Placement in Water Distribution Networks. In: *ASCE Journal of Water Resources Planning and Management* 136 (2010), 01, S. 5–18. [http://dx.doi.org/10.1061/\(ASCE\)WR.1943-5452.0000001](http://dx.doi.org/10.1061/(ASCE)WR.1943-5452.0000001). – DOI 10.1061/(ASCE)WR.1943-5452.0000001
- [Ato] *Atomgesetz in der Fassung der Bekanntmachung vom 15. Juli 1985 (BGBl. I S. 1565), das zuletzt durch Artikel 1 des Gesetzes vom 10. August 2021 (BGBl. I S. 3530) geändert worden ist.* <https://www.gesetze-im-internet.de/atg/>
- [Aut] AUTODESK, INC.: *Herstellerwebsite.* <https://www.autodesk.de/products/autocad/overview>
- [Bau] BAUNETZ (Hrsg.): *Nut-Feder-Verbindung.* <https://www.baunetzwissen.de/glossar/n/nut-und-feder-verbinding-2504419>

- [BBGO09] BEYERMANN, M. ; BÜNGER, T. ; GEHRCKE, K. ; OBRİKAT, D.: *Strahlenexposition durch natürliche Radionuklide im Trinkwasser in der Bundesrepublik Deutschland*. <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:0221-20100319945>. Version: Dezember 2009. – urn:nbn:de:0221-20100319945
- [Ber] BERKLAS: *Xray-shielding*. <https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Xray-shielding.svg>. – <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/legalcode>
- [BR] BRUN, Rene ; RADEMAKERS, Fons: ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework. In: *Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86*
- [Bun] BUNDESAMT FÜR DIE SICHERHEIT DER NUKLEAREN ENTSORGUNG: *Dosiskoeffizienten zur Berechnung der Strahlenexposition*. <https://www.base.bund.de/DE/base/gesetze-regelungen/dosiskoeffizienten/dosiskoeffizienten.html>
- [Bun12] BUNDESAMT FÜR STRAHLENSCHUTZ: *STRAHLENTHEMEN*. Version: 2012. [http://www.bfs.de/SharedDocs/Downloads/BfS/DE/broschueren/ion/stth-imis.pdf?\\_\\_blob=publicationFile&v=3](http://www.bfs.de/SharedDocs/Downloads/BfS/DE/broschueren/ion/stth-imis.pdf?__blob=publicationFile&v=3)
- [Bun19a] BUNDESAMT FÜR STRAHLENSCHUTZ: *Vergleich des Fallouts durch oberirdische Kernwaffentests, den Reaktorunfall in Tschernobyl und den Reaktorunfall in Fukushima*. <https://www.bfs.de/DE/themen/ion/notfallschutz/notfall/fukushima/fallout-vergleich.html>. Version: 2019
- [Bun19b] BUNDESAMT FÜR STRAHLENSCHUTZ: *Wie wirkt Strahlung?* <https://www.bfs.de/DE/themen/ion/wirkung/einfuehrung/einfuehrung.html>. Version: 2019
- [Can10] CANBERRA INDUSTRIES: *Osprey mcaSDK/Communications Software Development Kit*, 2010. <https://docplayer.net/44043090-Osprey-mcasdk-communications-software-development-kit.html>
- [Can16] CANBERRA INDUSTRIES: *Datenblatt Osprey MCA Tube Base*. [www.mirion.com/assets/osprey-universal-digital-mca-tube-base-for-scintillation-spectrometry\\_98mvmW.pdf](http://www.mirion.com/assets/osprey-universal-digital-mca-tube-base-for-scintillation-spectrometry_98mvmW.pdf). Version: Januar 2016
- [CY52] CARVALHO, Hervasio G. ; YAGODA, Herman: The Range of Alpha-Particles in Water. In: *Phys. Rev.* 88 (1952), Oct, 273–278. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.88.273>. – DOI 10.1103/PhysRev.88.273
- [DB18] DRINHAUS, Jorrit ; BREUSTEDT, Bastian: *Abschlussbericht zum Verbundprojekt TransAqua: Transfer von Radionukliden in aquatischen*

- Ökosystemen; Teilprojekt B.* Version: 2018. <https://edocs.tib.eu/files/e01fb18/1036452271.pdf>
- [Dem13] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 2.* 2013. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-29944-5>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-29944-5>. – ISBN 978-3-642-29944-5
- [Deu17] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG: *DIN 2000: Zentrale Trinkwasserversorgung – Leitsätze für Anforderungen an Trinkwasser, Planung, Bau, Betrieb und Instandhaltung der Versorgungsanlagen.* Februar 2017
- [DF17a] DE FELICE, P.: Practical implementation of ISO 11929: 2010. In: *Applied Radiation and Isotopes* (2017). <http://dx.doi.org/10.1016/j.apradiso.2017.02.004>. – DOI 10.1016/j.apradiso.2017.02.004
- [DF<sup>+</sup>17b] DE FELICE, P. u. a.: Characterization and calibration of a novel detection system for real time monitoring of radioactive contamination in water processed at water treatment facilities. In: *Applied Radiation and Isotopes* 126 (2017), Nr. Supplement C, 138–145. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969804316305991>. – ISSN 0969-8043
- [DHB21] DRINHAUS, Jorrit ; HARSTRICK, Alexander ; BREUSTEDT, Bastian: An autonomous real-time detector system for radionuclide monitoring in drinking water systems. In: *SN Applied Sciences* 3 (2021), Januar, Nr. 2, 220. <http://dx.doi.org/10.1007/s42452-021-04181-8>. – DOI 10.1007/s42452-021-04181-8. – ISSN 2523-3971
- [Dir16] DIRK KÜHLERS (STADTWERKE KARLSRUHE GMBH): *persönliche Kommunikation.* 2016
- [DKE11] DKE DEUTSCHE KOMMISSION ELEKTROTECHNIK ELEKTRONIK INFORMATIONSTECHNIK IN DIN UND VDE: *Bestimmung der charakteristischen Grenzen (Erkennungsgrenze, Nachweisgrenze und Grenzen des Vertrauensbereichs) bei Messungen ionisierender Strahlung - Grundlagen und Anwendungen (ISO 11929:2010).* DIN Deutsches Institut für Normung e. V., 2011
- [DS09] DUNN, William L. ; SHULTIS, J. K.: Monte Carlo methods for design and analysis of radiation detectors. In: *Radiation Physics and Chemistry* 78 (2009), Nr. 10, 852 - 858. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2009.04.030>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2009.04.030>. – ISSN 0969-806X. – Workshop on Use of Monte Carlo Techniques for Design and Analysis of Radiation Detectors
- [Eas08] EASCHIFF: *Graph of Dewpoint vs. Air Temperature at Varying Relative Humidities. Based on the Magnus-Tetens approximation.* <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Dewpoint-RH>.

- svg. Version: 2008. – <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/legalcode>
- [EKP14] ELIADES, Demetrios ; KYRIAKOU, Marios ; POLYCARPOU, Marios: Sensor Placement in Water Distribution Systems Using the S-PLACE Toolkit. In: *Procedia Engineering* 70 (2014), 12, S. 602–611. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proeng.2014.02.066>. – DOI 10.1016/j.proeng.2014.02.066
- [Epi] EPIC CRYSTAL: *Herstellerwebsite*. <https://www.epic-crystal.com/others/plastic-scintillator.html>
- [Ges21] GESELLSCHAFT FÜR ANLAGEN- UND REAKTORSICHERHEIT (GRS) GMBH: *Glossar*. <https://www.grs.de/glossar>. Version: 2021
- [Gra14] GRAEME CATTO (GCTECHNOLOGY GMBH): *persönliche Kommunikation*. 2014
- [Gru] *Grundgesetz für die Bundesrepublik Deutschland in der im Bundesgesetzblatt Teil III, Gliederungsnummer 100-1, veröffentlichten bereinigten Fassung, das zuletzt durch Artikel 1 u. 2 Satz 2 des Gesetzes vom 29. September 2020 (BGBl. I S. 2048) geändert worden ist*. <https://www.gesetze-im-internet.de/gg/>
- [GS] GAISSER, T.K. ; STANEV, T.: *Cosmic Rays*. Review of Particle Physics. <http://pdg.lbl.gov/2000/cosmicrayrpp.pdf>
- [Hak03] HAKEN, H.C. H. und W. H. und Wolf: *Atom- und Quantenphysik*. Springer Berlin Heidelberg, 2003. – ISBN 9783540026211
- [Ham] HAMAMATSU PHOTONICS K.K.: *Herstellerwebsite*. <https://www.hamamatsu.com/eu/en/index.html>
- [Ham07] HAMAMATSU PHOTONICS K.K. EDITORIAL COMMITTEE ; WORD TECHNICAL WRITING, INC. (Hrsg.): *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications*. 3a. Hamamatsu Photonics K.K. Electron Tube Division, 2007
- [Ham22] HAMAMATSU ELECTRONICS: *Datenblatt PMT R2154-02*. [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R2154-02\\_TPMH1089E.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R2154-02_TPMH1089E.pdf). Version: Januar 2022
- [Har] HARSTRICK, Alexander: *Kalibrierung eines neuen Detektorsystems zum Nachweis von Radionukliden in Wasser im Labor* Bachelorarbeit, Duale Hochschule Baden-Württemberg Karlsruhe, 2016
- [Hen03] HENRY, William: Experiments on the Quantity of Gases Absorbed by Water, at Different Temperatures, and under Different Pressures. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 93 (1803), S. 29–274. <http://dx.doi.org/10.1098/rstl.1803.0004>. – DOI 10.1098/rstl.1803.0004

- [HKDWL14] HOEPPENER-KRAMAR, Ursula ; DIENER, Alexander ; WILHELM, Christoph ; LUDE, Sabine: Innovativer Messsensor zur Detektion von Alphastrahlern in aquatischen Medien. In: *Strahlenschutzpraxis* 2014 (2014), 01, S. 32
- [HTSLRP16] HACHENBERGER, Claudia ; TRUGENBERGER-SCHNABEL, Angela ; LÖBKE-REINL, Dr. A. ; PETER, Dr. J. ; BUNDESMINISTERIUM FÜR UMWELT, NATURSCHUTZ, BAU UND REAKTORSICHERHEIT (BMUB) (Hrsg.): *Umweltradioaktivität und Strahlenbelastung Jahresbericht 2015*. <https://doris.bfs.de/jspui/handle/urn:nbn:de:0221-2017072814305>. Version: 2016
- [I<sup>+</sup>09] IVANCHENKO, V.N. u. a.: Geometry and physics of the Geant4 toolkit for high and medium energy applications. In: *Radiation Physics and Chemistry* 78 (2009), Nr. 10, 859 - 873. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2009.04.026>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2009.04.026>. – ISSN 0969–806X. – Workshop on Use of Monte Carlo Techniques for Design and Analysis of Radiation Detectors
- [IAE88] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (Hrsg.): *The Radiological Accident in Goiânia*. [http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/Pub815\\_web.pdf](http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/Pub815_web.pdf). Version: 1988
- [ICR05] ICRP: *Low-dose Extrapolation of Radiation-related Cancer Risk. ICRP Publication 99. Ann. ICRP 35 (4)*. 2005
- [ICR07] ICRP: *The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 103. Ann. ICRP 37 (2-4)*. 2007
- [ICR09] ICRP: *Application of the Commission's Recommendations for the Protection of People in Emergency Exposure Situations. ICRP Publication 109. Ann. ICRP 39 (1)*. 2009
- [Ind07a] INDUCTIVELOAD: *Alpha Decay*. [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Alpha\\_Decay.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Alpha_Decay.svg). Version: 2007. – als gemeinfrei gekennzeichnet, Details auf Wikimedia Commons: <https://commons.wikimedia.org/wiki/Template:PD-self>
- [Ind07b] INDUCTIVELOAD: *Beta-minus Decay*. [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Beta-minus\\_Decay.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Beta-minus_Decay.svg). Version: 2007. – als gemeinfrei gekennzeichnet, Details auf Wikimedia Commons: <https://commons.wikimedia.org/wiki/Template:PD-self>
- [Int09] INTERNATIONALE STRAHLENSCHUTZKOMMISSION (ICRP) ; BUNDESAMT FÜR STRAHLENSCHUTZ (BFS) (Hrsg.): *Die Empfehlungen der Internationalen Strahlenschutzkommission (ICRP) von 2007 : ICRP-Veröffentlichung 103 verabschiedet im März 2007*. <http://nbn->

- resolving.de/urn:nbn:de:0221-2009082154. Version: 2009 (BfS-SCHR-47/09)
- [IR17] ISAKSSON, Mats ; RÄÄF, Christopher: *Environmental Radioactivity and Emergency Preparedness*. 2017. <http://dx.doi.org/10.1201/9781315372877>. <http://dx.doi.org/10.1201/9781315372877>. – ISBN 978-1-4822-4464-9
- [KIT22] KARLSRUHER INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE - PROJEKTTRÄGER KARLSRUHE (PTKA) (Hrsg.): *Abschlussberichte Nukleare Sicherheitsforschung*". <https://www.ptka.kit.edu/ptka-alt/downloads/Abschlussberichte-NUK-Vorhaben.htm>. Version: 2022
- [Kno89] KNOLL, Glenn F.: *Radiation detection and measurement*. Wiley, 1989 <https://books.google.de/books?id=dyBRAAAAMAAJ>. – ISBN 9780471815044
- [Kö06] KÖNIG, Wolfram: *Schutz der Bevölkerung vor den Folgen einer Schmutzigen Bombe*. <https://www.base.bund.de/DE/base/bundesamt/aufbau/archiv/reden-interviews/DE/reden/2006-11-21-koenig-bevoelkerungsschutz-schmutzige-bombe.html>. Version: November 2006. – Rede von BfS-Präsident Wolfram König auf dem 2. Berliner Fachkongress über Nationale Sicherheit und Bevölkerungsschutz im November 2006
- [Lab20] LABORATOIRE NATIONAL HENRI BECQUEREL: *Atomic and Nuclear data*. <http://www.lnhb.fr/nuclear-data/>. Version: 2020
- [Lun17] LUNARDON, Marcello: *Final Report Summary - TAWARA\_RTM (TAp WATER RAdioactivity Real Time Monitor)*. Version: 2017. <https://cordis.europa.eu/project/id/312713/reporting/de>
- [Mir] MIRION TECHNOLOGIES, INC.: *Herstellerwebsite*. <https://www.mirion.com/products/osprey-universal-digital-mca-tube-base-for-scintillation-spectrometry>
- [MJH<sup>+</sup>08] MURRAY, Regan ; JANKE, Robert ; HART, WILLIAM ; BERRY, Jonathan ; TAXON, TOM ; UBER, James: Sensor network design of contamination warning systems: A decision framework. In: *Journal American Water Works Association - J AMER WATER WORK ASSN* 100 (2008), 11, S. 97–109. <http://dx.doi.org/10.1002/j.1551-8833.2008.tb09777.x>. – DOI 10.1002/j.1551-8833.2008.tb09777.x
- [Mm16] MASTER-M1000: *Beta-plus Decay*. [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Beta-plus\\_Decay.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Beta-plus_Decay.svg). Version: 2016. – als gemeinfrei gekennzeichnet, Details auf Wikimedia Commons: <https://commons.wikimedia.org/wiki/Template:PD-self>

- [Mol] ALLBUYONE GMBH (Hrsg.): *allbuyone Event Lexikon*. <https://www.allbuyone.com/de/backstage/eventlexikon/was-ist-molton.html>
- [Mon19] MONTE CARLO METHODS, CODES, & APPLICATIONS GROUP ; LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY (Hrsg.): *MCNP Home*. <https://mcnp.lanl.gov/>. Version: 2019
- [Nat19] NATIONAL RESEARCH COUNCIL CANADA: *EGSnrc Homepage*. [https://www.nrc-cnrc.gc.ca/eng/solutions/advisory/egsnrc\\_index.html](https://www.nrc-cnrc.gc.ca/eng/solutions/advisory/egsnrc_index.html). Version: 2019
- [NC00] N. CZECH, W. U. Kampen E. H. W. Brenner B. W. Brenner: Die diagnostische Wertigkeit der Positronen-Emissions-Tomographie (PET) in der klinischen Onkologie. In: *Deutsche Medizinische Wochenschrift* 125 (2000), S. 565–567. <http://dx.doi.org/10.1055/s-2007-1024342>. – DOI 10.1055/s-2007-1024342
- [Not] *Notfall-Dosiswerte-Verordnung vom 29. November 2018 (BGBl. I S. 2034, 2172; 2021 I S. 5261)*. <https://www.gesetze-im-internet.de/ndwv/>
- [O+08] OSTFELD, Avi u. a.: The Battle of the Water Sensor Networks (BWSN): A Design Challenge for Engineers and Algorithms. In: *Journal of Water Resources Planning and Management* 134 (2008), 11, S. 556–568. [http://dx.doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9496\(2008\)134:6\(556\)](http://dx.doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9496(2008)134:6(556)). – DOI 10.1061/(ASCE)0733-9496(2008)134:6(556)
- [Par20] PARTICLE DATA GROUP: Review of Particle Physics. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2020 (2020), 08, Nr. 8. <http://dx.doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>. – DOI 10.1093/ptep/ptaa104. – ISSN 2050-3911. – 083C01
- [Pet12] PETERS, Linda: *Charakteristische Grenzen nach DIN ISO 11929*, Leibniz Universität Hannover, Diplomarbeit, 2012
- [PRSZ04] POVH, Bogdan ; RITH, Klaus ; SCHOLZ, Christoph ; ZETSCHKE, Frank: *Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Sixth. Springer-Verlag GmbH, 2004. – ISBN 3540210652
- [Rat] RAT DER EUROPÄISCHEN UNION: Verordnung (Euratom) 2016/52 des Rates vom 15. Januar 2016 zur Festlegung von Höchstwerten an Radioaktivität in Lebens- und Futtermitteln im Falle eines nuklearen Unfalls oder eines anderen radiologischen Notfalls und zur Aufhebung der Verordnung (Euratom) Nr. 3954/87 des Rates und der Verordnungen (Euratom) Nr. 944/89 und (Euratom) Nr. 770/90 der Kommission. In: *Amtsblatt der Europäischen Union* L 13, 20. Januar 2016, 2–11. <http://data.europa.eu/eli/reg/2016/52/oj>

- [Rat13] RAT DER EUROPÄISCHEN UNION: Richtlinie 2013/51/Euratom des Rates vom 22. Oktober 2013 zur Festlegung von Anforderungen an den Schutz der Gesundheit der Bevölkerung hinsichtlich radioaktiver Stoffe in Wasser für den menschlichen Gebrauch. In: *Amtsblatt der Europäischen Union* L 296 (2013), Januar, 12–21. <http://data.europa.eu/eli/dir/2013/51/oj>
- [Ros00] ROSSMAN, Lewis A.: *EPANET 2 USERS MANUAL*. Version: 2000. <https://search.library.wisc.edu/catalog/999778236102121>
- [Saia] SAINT-GOBAIN CRYSTALS: *Katalog Organische Szintillatoren*. <https://www.gctech-gmbh.com/app/download/10059433597/Katalog+Organische+Szintillatoren.pdf>
- [Saib] SAINT-GOBAIN CRYSTALS: *Scintillating Optical Fibers*. <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/fiber-brochure.pdf>
- [SBTG12] SANTIAGO, L.M. ; BAGÁN, H. ; TARANCÓN, A. ; GARCIA, J.F.: Synthesis of plastic scintillation microspheres: Evaluation of scintillators. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 698 (2012), 106 - 116. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.09.028>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.09.028>. – ISSN 0168–9002
- [Stra] *Strahlenschutzgesetz vom 27. Juni 2017 (BGBl. I S. 1966), das zuletzt durch Artikel 2 des Gesetzes vom 20. Mai 2021 (BGBl. I S. 1194) geändert worden ist*. <https://www.gesetze-im-internet.de/strlshg/>
- [Strb] *Strahlenschutzverordnung vom 29. November 2018 (BGBl. I S. 2034, 2036; 2021 I S. 5261), die zuletzt durch Artikel 1 der Verordnung vom 8. Oktober 2021 (BGBl. I S. 4645) geändert worden ist*. [https://www.gesetze-im-internet.de/strlshv\\_2018/](https://www.gesetze-im-internet.de/strlshv_2018/)
- [Strc] *Strahlenschutzvorsorgegesetz vom 19. Dezember 1986 (BGBl. I S. 2610), aufgehoben durch Artikel 4 G. v. 27.06.2017 BGBl. I S. 1966*
- [T+19] TSCHIERSCHE, J. u. a.: *Abschlussbericht zum Verbundprojekt TransAqua: Transfer von Radionukliden in aquatischen Ökosystemen; Teilprojekt A*. Version: 2019. <https://edocs.tib.eu/files/e01fb18/1028330197.pdf>
- [TGR03] TARANCÓN, A. ; GARCÍA, JF ; RAURET, G.: Reusability of plastic scintillators used in beta emitter activity determination. In: *Appl Radiat Isot.* 59 (2003), 5-6. <http://dx.doi.org/10.1016/j.apradiso.2003.08.001>. – DOI 10.1016/j.apradiso.2003.08.001



- [Tri] *Trinkwasserverordnung in der Fassung der Bekanntmachung vom 10. März 2016 (BGBl. I S. 459), die zuletzt durch Artikel 1 der Verordnung vom 22. September 2021 (BGBl. I S. 4343) geändert worden ist.* [http://www.gesetze-im-internet.de/trinkwv\\_2001/](http://www.gesetze-im-internet.de/trinkwv_2001/)
- [Ult] ULTIMAKER B.V.: *Herstellerwebsite*
- [Ult14] ULTIMAKER B.V. ; ULTIMAKER B.V. (Hrsg.): *Ultimaker 2 Handbuch*. 1.08. Watermolenweg 2 4191 PN Geldermalsen The Netherlands: Ultimaker B.V., 2014
- [Wak07] WAKEFORD, Richard: The Windscale reactor accident—50 years on. In: *Journal of Radiological Protection* 27 (2007), aug, Nr. 3, 211–215. <http://dx.doi.org/10.1088/0952-4746/27/3/e02>. – DOI 10.1088/0952-4746/27/3/e02
- [YML07] YOUNG, M.E. ; MCFEE, J. ; LANGSTEAD, J.: A Study of Direct and Indirect Costs Resulting from a Radiological Attack by Terrorists. In: *WM'07: 2007 Waste Management Symposium - Global Accomplishments in Environmental and Radioactive Waste Management: Education and Opportunity for the Next Generation of Waste Management Professionals*. United States, 2007

