



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN

Korrektur von Radiolumineszenz-Daten durch spektrale Information

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Pia Kahle
geboren am 22.08.1995 in Reichenbach / Vogtland

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fakultät Physik
Bereich Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2020

Eingereicht am 05. August 2020

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

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	2
2.1. Definitionen	2
2.2. Bremsvermögen	3
2.3. Sondenmethode	4
2.4. Protonenstrahlung	6
2.5. Elektronenstrahlung	7
2.6. Radiolumineszenz	8
2.7. Stem-Effekt	9
2.8. Poissonverteilung	10
3. Messaufbau	11
3.1. Strahlformung	11
3.2. Wasserphantom	11
3.3. BeO-Sonde	12
3.4. Lichtleiter	13
3.5. Gitterspektrometer	13
3.6. Photosekundärelektronenvervielfacher	14
3.7. Datenaufnahme und Verarbeitung	16
4. Auswertung der Messergebnisse	19
4.1. spektrale Verteilung der Tiefendosis	19
4.2. Kombination mit einem geeigneten Strahlteiler	21
4.3. Korrekturfunktion	25
5. Verhalten von γ bei Bestrahlung mit Elektronen	28
5.1. Messaufbau	28
5.2. Ergebnisse der Messung	30
5.3. Interpretation der Messergebnisse	32
6. Diskussion der Messungenauigkeiten	33
7. Zusammenfassung und Ausblick	34
8. Literatur	35

Anhang

Kurzfassung

In dieser Arbeit soll der Messeffekt einer BeO-Sonde korrigiert werden. Dieser wird durch Radiolumineszenz im Sondenmaterial ausgelöst. Abhängig vom Stoßbremsvermögen der auftreffenden Teilchen treten dabei Sättigungseffekte der Sonde auf, welche zu einer Dosisunterschätzung führen. Das Lumineszenzspektrum der Sonde zeigt Maxima bei zwei verschiedenen Wellenlängen. Diese werden bei variabler Geschwindigkeit der auftreffenden Teilchenstrahlung untersucht. Durch Kombination des Messaufbaus mit einem geeigneten Strahlteiler kann das Spektrum am Wendepunkt in zwei Anteile zerlegt und das Verhältnis der Zählraten untersucht werden. Es zeigt sich, dass sich dieses Verhältnis mit der Geschwindigkeit der auftreffenden Teilchen ändert. Da es auch mit deren Bremsvermögen korreliert, wird es genutzt um eine Korrekturfunktion für den Messeffekt der BeO-Sonde aufzustellen.

Abstract

In the present work the measured values of a BeO probe should be corrected. The measured signal is caused by radioluminescence. Depending on the incoming particles stopping power saturation effects of the probe appear, which lead to an underestimation of the measured values. In the luminescencespectrum maxima at different wavelengths can be identified. Those are investigated at variable speed of incoming particles. Combinating the setup with a suitable beamsplitter the spectrum is divided in two parts. The ratio between these parts changes with a variable particle velocity. Because of the ratio correlating with particle stopping power it can be used to find a correction function for measured values of the BeO probe.

1. Einleitung

Trifft ionisierende Strahlung auf Materie, wird deren Energie absorbiert. Aufgrund der unterschiedlichen Wechselwirkungen zwischen Teilchen und Materie, je nach Ladung und Masse der Teilchen, ist der Verlauf ihrer Tiefendosis für die Strahlungsart charakteristisch. So haben Protonen ein wesentlich spitzeres und demzufolge räumlich lokalisierteres Dosismaximum als Photonen und Elektronen. Die lokale Tiefendosis ist abhängig von der Kernladungszahl der Materie und der Teilchenenergie und muss im Rahmen des Strahlenschutzes durch dosimetrische Messungen sorgfältig überwacht werden. Durch das spezielle Anwendungsgebiet werden bestimmte Anforderungen an das Messgerät gestellt.

Eine kleine Sonde verspricht hoch orts aufgelöste Dosimetrie und kann außerdem bei minimal invasiven Eingriffen eingesetzt werden. Jedoch können nur wenige Radiolumineszenzphotonen in einer bestimmten Zeit registriert werden, was die Ungenauigkeit der Messung erhöht.

Ein flexibler Lichtleiter, der die registrierten Radiolumineszenz-Photonen zur Auswerteeinheit leitet, hat den Vorteil die Sonde vom übrigen Messaufbau räumlich trennen zu können. Ein Nachteil ist jedoch die Eigenlumineszenz des Lichtleiters und gegebenenfalls auftretende Čerenkov-Strahlung.

Um die im menschlichen Körper aufgenommene Dosis bestimmen zu können, muss das Sondenmaterial gewebeäquivalent sein. Außerdem sollten alle verbauten Materialien kostengünstig und serienmäßig zu erwerben sein.

Eine BeO-Lichtleiterkombination erfüllt die genannten Kriterien. Dieses Dosimetriesystem nutzt die Radiolumineszenz von BeO, welche durch ionisierende Strahlung ausgelöst wird. Dabei werden Elektronen in höhere Energiebänder gehoben und fallen spontan unter Aussendung von Lumineszenzlicht in Aktivatorterme. Die Photonenzählrate ist direkt proportional zur Dosis. Jedoch treten vom Stoßbremsvermögen der Teilchen abhängige Sättigungseffekte auf, welche zu einer Dosisunterschätzung führen und eine Korrekturfunktion erfordern. Um die gewünschte Korrekturfunktion zu ermitteln, werden in der vorliegenden Arbeit die speziellen Eigenschaften der BeO-Lichtleiterkombination untersucht. Es zeigt sich, dass das Lumineszenzspektrum der BeO-Sonde tiefenabhängige Unterschiede aufweist. Durch das Material der Sonde bedingt, treten zwei Maxima auf, deren Verhältnis sich mit der Eindringtiefe ändert. Mithilfe eines Strahlteilers wird das Spektrum zwischen den beiden Maxima geteilt, um den Quotienten der Zählraten von hoch- und niederenergetischen Photonenergebnissen genauer zu untersuchen.

Im Rahmen dieser Untersuchung wird ein Algorithmus zur Dosiskorrektur der BeO-Sonde in Abhängigkeit des Verhältnis der beiden Anteile im gemessenen Spektrum entwickelt.

2. Grundlagen

2.1. Definitionen

Teilchenfluenz

Die Teilchenfluenz $\Phi(\vec{r})$ ist definiert als die Zahl der durchquerenden Teilchen pro Flächenelement. Flächenelement wird dabei eine infinitesimal große Kugelfläche genannt, die den Ort \vec{r} umschließt und senkrecht zum Teilchenstrahl steht [1]; [2]. Eine Kugelfläche ist, wie die Teilchenfluenz, richtungsunabhängig.

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{dN}{dA_{\perp}} \quad (1)$$

Die Einheit der Teilchenfluenz ist

$$[\Phi] = \frac{1}{m^2} \quad (2)$$

[1]; [2]

Teilchenflussdichte

Die Teilchenflussdichte φ ist die Zahl der Teilchen, die das Flächenelement dA_{\perp} in einer Zeit dt durchqueren. Diese ist in Formel (3) gegeben [1]; [2].

$$\varphi(\vec{r}, t) = \frac{d^2N}{dA_{\perp} dt} \quad (3)$$

Die Einheit der Teilchenflussdichte ist

$$[\varphi] = \frac{1}{m^2 \cdot s} \quad (4)$$

[1]; [2]

Energiefluenz

Analog zur Teilchenflussdichte und -fluenz wird die Energieflussdichte und -fluenz definiert. Die Energiefluenz ist die Summe aller Energien, außer der Ruheenergie, die A_{\perp} durchqueren [2]; [3].

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{dE}{dA_{\perp}} = \int_{\Delta t} \psi dt \quad (5)$$

$$[\Psi] = \frac{J}{m^2} \quad (6)$$

[2]; [3]

Energieflussdichte

Energieflussdichte wird die Summe aller Energien außer der Ruheenergie genannt, die A_{\perp} in der Zeit dt durchqueren [2]; [3].

$$\psi(\vec{r}, t) = \frac{d^2E}{dA_{\perp} dt} \quad (7)$$

$$[\psi] = \frac{J}{m^2 \cdot s} \quad (8)$$

[2]; [3]

Dosis

Die von ionisierender Strahlung deponierte Energie E , welche pro Massenelement vom Absorbiermaterial aufgenommen wird, wird Energiedosis D genannt [2].

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (9)$$

Die dazugehörige SI-Einheit heißt Gray, welche definiert ist durch $1\text{Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$ [1].

Dosisleistung

Die Dosisleistung bezeichnet die Dosis in einer bestimmten Zeit und ist definiert durch [1]:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (10)$$

Sie wird in der Einheit $1 \frac{\text{Gy}}{\text{s}}$ angegeben [1].

2.2. Bremsvermögen

Das Bremsvermögen S_{tot} geladener Teilchen in Materie bezeichnet die pro Wegelement dx an den Absorber übertragene Energie dE und besteht aus Stoß- und Strahlungsbremsvermögen [4].

$$S_{\text{tot}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{tot}} = S_{\text{col}} + S_{\text{rad}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{col}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} \quad (11)$$

Stoßbremsvermögen bezeichnet den Energieverlust geladener Teilchen durch inelastische Stöße im durchdrungenen Material [4].

Strahlungsbremsvermögen wird der Energieverlust geladener Teilchen durch Abbremsung in einem Coulombfeld genannt. Dabei werden die Teilchen von ihrer Bewegungsrichtung abgelenkt und verlieren kinetische Energie, welche als Bremsstrahlung bezeichnet wird. Da Elektronen sehr leicht sind, erfahren sie eine vergleichsweise große Ablenkung im Coulombfeld, weshalb die freigesetzte Bremsstrahlungsenergie ebenfalls groß ist. Schwerere geladene Teilchen besitzen kaum Strahlungsbremsvermögen [4].

Eine exakte Beschreibung des Energieverlusts pro Wegstrecke liefert die Bethe-Bloch-Gleichung [8].

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2 e^2}{m_e c^2 \beta^2 4\pi \epsilon_0} \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \Delta T_{\text{max}}}{I^2} \right) - \beta^2 \right) \quad (12)$$

n bezeichnet die Elektronendichte des Materials, I das mittlere Anregungspotential des Materials, welches mit dessen Ordnungszahl Z wächst, γ ist definiert durch $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ und ΔT_{max} bezeichnet den maximalen Energieübertrag beim zentralen Stoß auf ein Hüllenelektron und ist proportional zu $2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$.

2.3. Sondenmethode

Um die lokale Dosis in einem Medium zu ermitteln, wird eine Sonde eingebracht, welche das Strahlungsfeld möglichst wenig stören sollte, um eine exakte Messung zu erreichen. Durch Wechselwirkung der ionisierenden Strahlung mit dem Sondenmaterial entsteht ein Messeffekt M durch den mit dem Sondenfaktor k_P die Sondendosis ermittelt werden kann [3] [11].

$$D_P = M \cdot k_P \quad (13)$$

Da die Sonde in der Regel aus einem anderen Material besteht als das zu untersuchende Medium, ist die Sondendosis eine andere als die Dosis im Medium. Um mithilfe der Sondendosis die Dosis im Medium zu ermitteln, braucht es einen Umrechnungsfaktor k_D [2] [11].

$$D_m = D_P \cdot k_D \quad (14)$$

Der Index m bezeichnet das Medium, der Index P die Sonde.

Für diese Berechnung muss für monoenergetische Strahlung Sekundärteilchengleichgewicht oder die Bragg-Gray-Bedingung zutreffen [1].

Sekundärteilchengleichgewicht

Sekundärteilchengleichgewicht bedeutet, dass die auf der Sonde eintreffenden und die aus der Sonde austretenden geladenen Sekundärteilchen in Summe die gleiche kinetische Energie besitzen [2].

Es gilt [6]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi}(\vec{r}) = 0 \quad (15)$$

wobei Ψ die vektorielle Energiefluenz der geladenen Sekundärteilchen bezeichnet.

Besteht Sekundärteilchengleichgewicht, tragen nur Photonen zur Sondendosis bei.

Um dies zu erreichen muss die Wanddicke d der Kammer größer sein als die maximale Reichweite R der geladenen Sekundärteilchen im Material der Wand, sodass diese abgeschirmt werden [1].

$$R \leq d \quad (16)$$

Weiterhin muss die Sondengröße x kleiner sein als die mittlere freie Weglänge des Primärstrahlungsfeldes [11].

$$x \ll \mu^{-1} \quad (17)$$

μ bezeichnet den linearen Schwächungskoeffizienten der Primärstrahlung und μ^{-1} deren mittlere freie Weglänge.

Sonden, die das Sekundärteilchengleichgewicht erfüllen, nennt man Gleichgewichtssonden [1].

In diesem Fall gilt für k_D [2]:

$$k_D = \frac{(\mu_E/\rho)_m}{(\mu_E/\rho)_P} \quad (18)$$

wobei μ_E den Massenenergieabsorptionskoeffizienten bezeichnet. In Abbildung 1 ist der Faktor k_D für verschiedene Materialien dargestellt. Im Bereich bis ungefähr 0,1 MeV tritt hauptsächlich

Photowechselwirkung auf, welche von der Ordnungszahl des Absorbers abhängt und somit unterschiedliche Werte liefert [1].

Oberhalb von 0,1 MeV überwiegt Comptonstreuung. Diese hängt nur wenig von der Ordnungszahl des Absorbers, sowie der Energie der Photonen ab und liefert deshalb für alle Absorber ähnliche k_D -Werte [1].

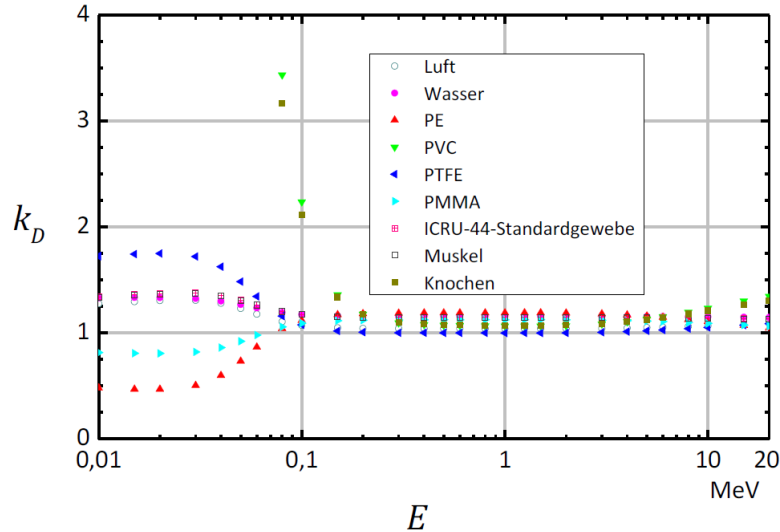


Abbildung 1: Abhängigkeit von k_D von der Photonenenergie und der Ordnungszahl des Absorbers für eine BeO-Sonde [2].

Bragg-Gray-Bedingung

Die Bragg-Gray-Bedingung gilt für einen Hohlraum eines Materials A, der mit einem Material B gefüllt ist und beinhaltet folgende Kriterien:

- 1) Der Hohlraum lässt die Flussdichte, die Energie- und Richtungsverteilung der Elektronen erster Generation unverändert.
 - 2) Die insgesamt auf das Material B übertragene Energie ist viel größer als die Energie, welche von den Sekundärelektronen auf das Material B übertragen wird. Ausgelöst werden die Sekundärelektronen von Photonen im Material B.
 - 3) Im Material B ist die spektrale Flussdichte der Elektronen aller Generationen ortsunabhängig.
- [1]

Um die Bragg-Gray-Bedingung zu erfüllen, müssen die Abmessungen der Sonde viel kleiner sein als die mittlere Reichweite der Sekundärelektronen [11].

$$x \ll R \tag{19}$$

Sonden, welche die Bragg-Gray-Bedingung erfüllen nennt man Hohlräumsonden.

Für solche gilt [1]:

$$k_D = \frac{(S/\rho)_m}{(S/\rho)_P} \tag{20}$$

mit dem Massen-Bremsvermögen $\frac{S}{\rho} = \frac{S_{\text{rad}}}{\rho} + \frac{S_{\text{col}}}{\rho}$

Gewebeäquivalenz

Sekundärteilchengleichgewicht und die Bragg-Gray-Bedingung sind in der Praxis nicht exakt realisierbar. Daher nutzt man die Gewebeäquivalenz bestimmter Materialien.

Gewebeäquivalenz bedeutet, dass $\frac{\mu_E}{\rho}$ bzw. $\frac{S}{\rho}$ für die Sonde und das Medium gleich sind, d.h. $k_D = 1$. Demzufolge entfallen komplizierte Kalibrierungen und Korrekturrechnungen [11].

2.4. Protonenstrahlung

Protonen sind schwere geladene Teilchen. Für diese gilt das in Formel (12) beschriebene Bremsvermögen für geladene Teilchen.

Beim Durchlaufen von Materie verlieren Protonen kontinuierlich Geschwindigkeit durch Stöße mit den Valenzelektronen des Materials. Dieser Prozess wird durch das Stoßbremsvermögen von Protonen beschrieben. Entstehende Elektronen haben eine sehr geringe Reichweite, wodurch Energieverlustort und Energieabsorptionsort sehr nah beieinander liegen. Daraus resultiert, dass vom Verlauf des Stoßbremsvermögens auf die Tiefendosisverteilung geschlossen werden kann. Am Bragg-Peak kommen die Protonen zum Stehen, weshalb die Kurve steil abfällt. Aufgrund von Streuprozessen und leicht unterschiedlichen Energien der einzelnen Protonen fällt sie jedoch nicht ganz senkrecht ab [1], wie in Abbildung 2 zu sehen ist.

Das Maximum der Protonenstrahlung bildet einen scharfen Peak, was bei der Bestrahlung von Tumoren genutzt werden kann [1].

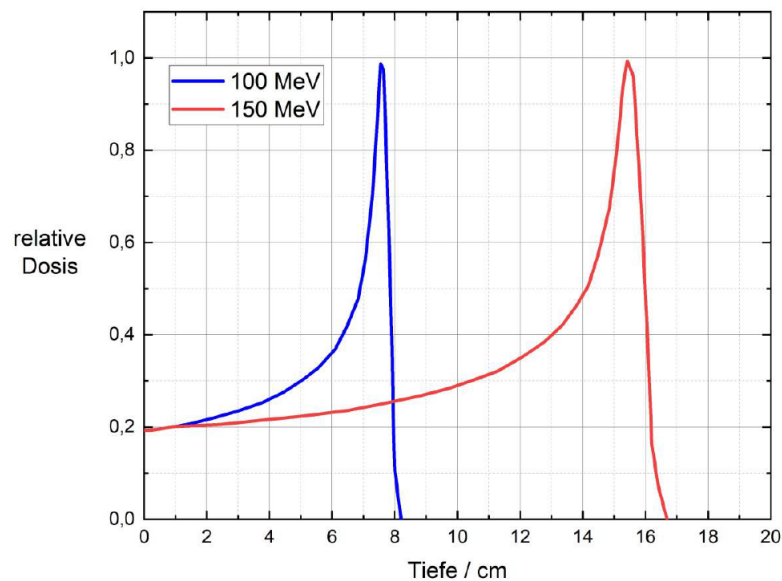


Abbildung 2: Tiefendosisverteilung von Protonen verschiedener Energien in Wasser [12].

Die Tiefendosis des Peaks sowie die Reichweite der Protonen ist in der folgenden Form von der Energie des Teilchenstrahls abhängig [5]:

$$R = \alpha E_0^p \quad (21)$$

Für kleine Energien unter 10 MeV ist $p = 1,5$ und die Formel entspricht der Geiger Regel. Zwischen 10 MeV und 250 MeV gilt $p \approx 1,8$. Laut der Bragg-Kleeman-Regel ist der Faktor

$\alpha \sim \sqrt{A_{\text{eff}}}$. A_{eff} bezeichnet die effektive atomare Masse des Absorbers. Außerdem gilt $\alpha \sim \frac{1}{\rho}$, wobei ρ die Dichte des Absorbers bezeichnet [5].

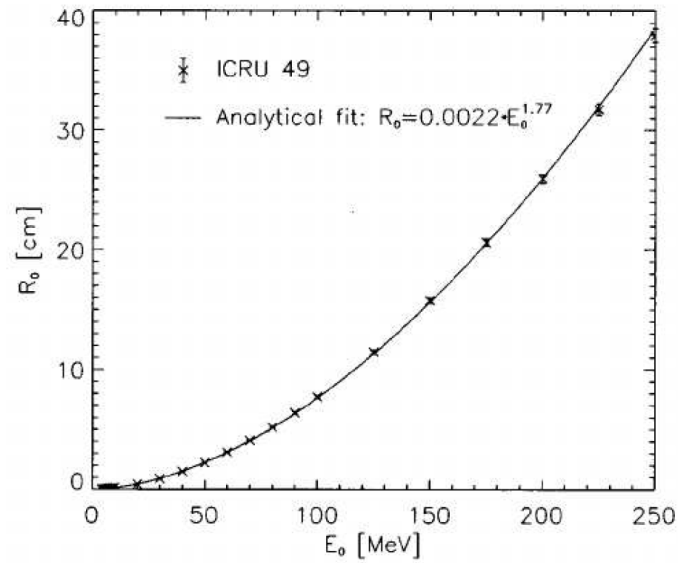


Abbildung 3: Energieabhängigkeit der Protonenreichweite mit Fit-Funktion [5].

2.5. Elektronenstrahlung

Treten Elektronen in Materie ein, verlieren sie Energie aufgrund von Streuung an den Atomen des Mediums. Das Maximum der Tiefendosis ist erreicht, wenn das ursprünglich parallele Elektronenstrahlbündel nicht weiter aufgestreut werden kann. Mit zunehmender Eindringtiefe, steigt das Bremsvermögen der Elektronen und erhöht zusätzlich die Dosis [1].

Die Tiefendosis der Elektronen wird durch deren Transmission statt durch die relative Dosis dargestellt [1]. In Abbildung 4 ist zu erkennen, dass die Transmission der Elektronen nahezu exponentiell abfällt [2].

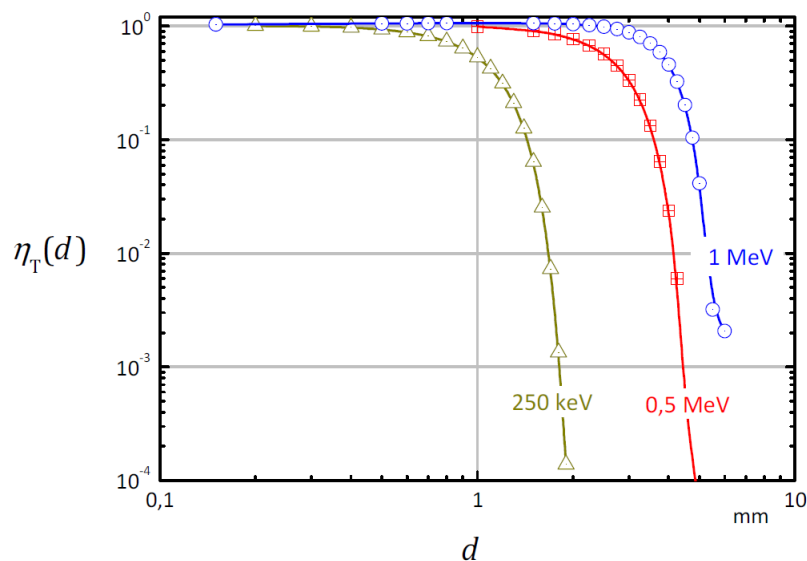


Abbildung 4: Transmission von Elektronen verschiedener Energie in Wasser [2].

Zusätzlich zur Elektronentiefendosis kann ein Bremsstrahlungsuntergrund im bestrahlten Medium oder in Elementen des Aufbaus entstehen. Im Gewebe beträgt dieser maximal 5%. Werden im Messaufbau jedoch Elemente mit hoher Ordnungszahl verwendet, steigt die Bremsstrahlung stark an, da sie quadratisch von der Ordnungszahl des Materials abhängt [1].

2.6. Radiolumineszenz

Zur Erklärung von Radiolumineszenz kann das Bändermodell von Festkörpern herangezogen werden.

Ein einzelnes Atom besitzt diskrete Energieniveaus, welche sich aus der Lösung der Schrödingergleichung ergeben. Nähert man mehrere Atome mit gleichen Energieniveaus einander an, passiert eine Superposition der Atomorbitale und die Energieniveaus spalten sich auf. Für n Atome, die einzeln gleiche Energieniveaus besitzen, spaltet ein Energieniveau in n leicht unterschiedliche Energien auf, sodass für sehr große n ein durchgängiges Band von Energieniveaus entsteht. Ein Festkörper besteht aus mehreren solchen Bändern. Das oberste mit Elektronen gefüllte Band heißt Valenzband. Leitungsband heißt das energetisch niedrigste Band, das noch unbesetzte Zustände besitzt. Dazwischen befindet sich bei Halbleitern und Isolatoren eine Bandlücke, die Elektronen bzw. Löcher überwinden müssen, damit der Festkörper leitet [8].

Ist die Bandlücke sehr groß, so ist das Material ein Isolator. Die Bandlücke bei Isolatoren ist ungefähr 2 - 6 eV groß. Ist die Bandlücke vorhanden aber wesentlich kleiner als 2 eV, dann ist das Material ein Halbleiter. Der Übergang zwischen Isolator und Halbleiter ist fließend [1].

Dotiert man den Festkörper mit einem anderen Element, das mehr oder weniger Elektronen besitzt, entstehen freie Elektronen bzw. Löcher. Im Bändermodell zeigen sich diese Fehlstellen als Zwischenniveaus in der Bandlücke [1].

In Abbildung 5 sieht man links den Grundzustand. Das Valenzband ist vollständig besetzt, das Leitungsband ist leer. Durch das Einwirken von ionisierender Strahlung mit größerer Energie als die Bandlücke werden Elektronen in das Leitungsband gehoben und es entstehen Löcher im Valenzband. Die Elektronen fallen spontan in die freien Lochzustände, welche dadurch deaktiviert werden und die dabei freiwerdende Energie entweder als sichtbares Licht aussenden oder als Phononen auf den Kristall übertragen [1], wie in b) dargestellt. Das ausgesendete sichtbare Licht wird Lumineszenz genannt.

Dieser Vorgang wird genutzt, um die Dosis von ionisierender Strahlung in Echtzeit zu messen und findet Anwendung im Strahlenschutz, bei der Überwachung und dem Rückbau kerntechnischer Einrichtungen und bei in-vivo-Dosisleistungsmessung [10].

Die Elektronen können auch in Haftterme fallen. Durch thermische oder optische Stimulation können sie von dort in das Leitungsband gehoben werden und unter Aussendung von Lumineszenz in Aktivatorterme fallen, wie in d) zu sehen. Dieser Vorgang wird thermisch bzw. optisch stimulierte Lumineszenz genannt [11].

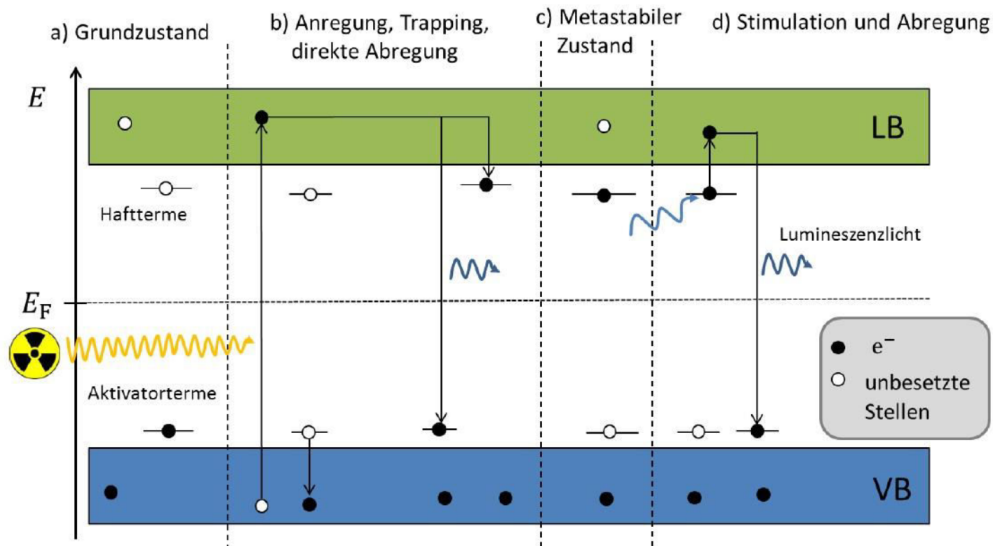


Abbildung 5: Schema der Radiolumineszenz im Bändermodell [20].

2.7. Stem-Effekt

Der Stem-Effekt bezeichnet Leuchtsignale, die in der Faser entstehen und das eigentliche Messsignal überlagern. Solche Leuchtsignale sind u.A. die Eigenlumineszenz des Lichtleiters oder Čerenkov-Strahlung. Eigenlumineszenz entsteht durch Radiolumineszenz im Material des Lichtleiters [11]. Die Entstehung von Čerenkov-Strahlung ist in folgendem Unterpunkt erklärt.

Čerenkov-Strahlung

Geladene Teilchen, welche sich mit höherer Geschwindigkeit durch ein dielektrisches Medium bewegen als der Phasengeschwindigkeit von Licht in diesem Medium, verlieren Energie zum einen durch Ionisations- und Bremsstrahlungsverlust zum anderen in Form elektromagnetischer Stoßwellen, welche Čerenkov-Strahlung genannt werden. Diese haben ihr Intensitätsmaximum im Bereich von ultraviolett bis blau [6].

Sie breiten sich unter dem Winkel ν zur Bewegungsrichtung des Teilchens aus, wie in Abbildung 6 zu sehen ist. ν lässt sich über die Brechzahl n des Mediums bestimmen [11].

$$\cos \nu = \frac{c}{nv} = \frac{1}{n\beta} \quad (22)$$

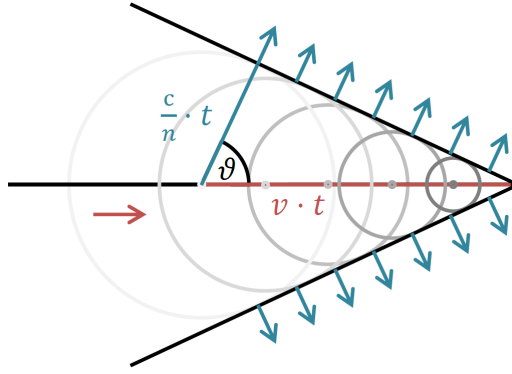


Abbildung 6: Entstehung von Čerenkov-Strahlung, das geladene Teilchen ist rot gezeichnet, die Čerenkov-Strahlung blau [11].

Abhängig von der Brechzahl des Mediums benötigt es eine minimale Energie um Čerenkov-Strahlung zu erzeugen. Diese Schwellenergie wird durch

$$E_S = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (23)$$

berechnet [11].

Demzufolge benötigen z.B. Protonen aufgrund ihrer hohen Masse und demzufolge vergleichsweise niedrigen Geschwindigkeit eine wesentliche höhere Energie als Elektronen um Čerenkov-Strahlung zu erzeugen.

2.8. Poissonverteilung

Die Poissonverteilung wird durch die Wahrscheinlichkeitsfunktion

$$f(x) = P(X = x) = \frac{\mu^x}{x!} e^{-\mu} \quad (24)$$

für eine diskrete Zufallsvariable X , mit dem Mittelwert μ und der Standardabweichung $\sigma = \sqrt{\mu}$ beschrieben [13].

Im Intervall $(x \pm \sigma)$ liegt das Vertrauensniveau bei 68,3 % [1].

Die Zeitdifferenzen zwischen aufeinanderfolgenden poissonverteilten Ereignissen sind exponentialverteilt. Die Verteilungsfunktion der Exponentialfunktion lautet [13]:

$$f(x) = \lambda e^{-\lambda x} \quad (25)$$

wobei $\frac{1}{\lambda}$ den Erwartungswert bezeichnet. Die Standardabweichung ist gegeben durch $\sigma = \frac{1}{\lambda}$ [13].

3. Messaufbau

Für die Versuchsdurchführung wurde der Protonenstrahl des AGOR-Zyklotrons der Universität Groningen genutzt. AGOR bedeutet Accélérateur Groningen-ORsay. Dieses ist ein supraleitendes Isochronzyklotron und wird zur Beschleunigung von Protonen oder schweren Ionen genutzt [18].

Im durchgeführten Experiment wurden Protonen verwendet und, wie in Abbildung 9 dargestellt, auf ein Wasserphantom gestrahlt. Im Wasserphantom befand sich eine BeO-Sonde, die in verschiedenen Wassertiefen positioniert werden konnte. Über einen Lichtleiter war die BeO-Sonde mit einem Gitterspektrometer verbunden, welches die Photonen jeweils einer Wellenlänge herausfilterte und diese an den Photosekundärelektronenvervielfacher (P-SEV) weiterleitete, von welchem Signale an die Datenverarbeitung geschickt wurden.

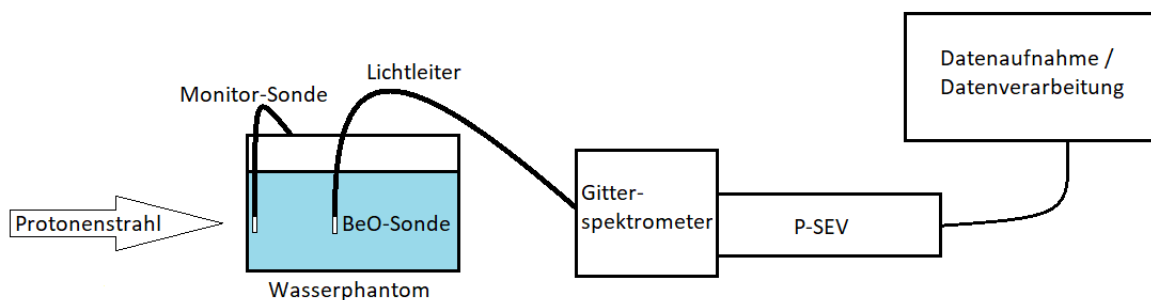


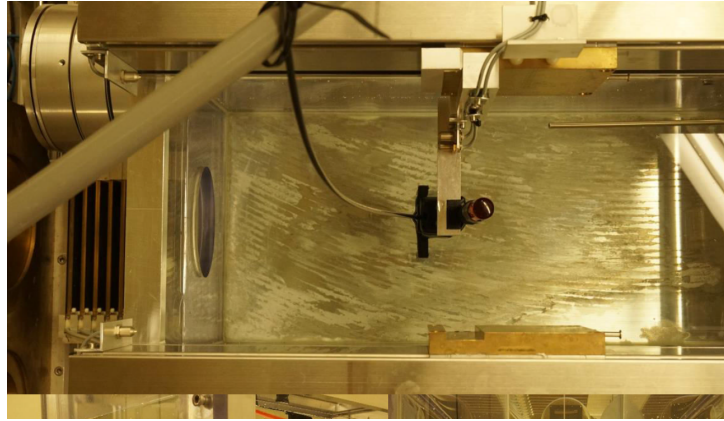
Abbildung 7: Aufbau zur Messung der spektralen Verteilung der Ereignisse in der BeO-Sonde.

3.1. Strahlformung

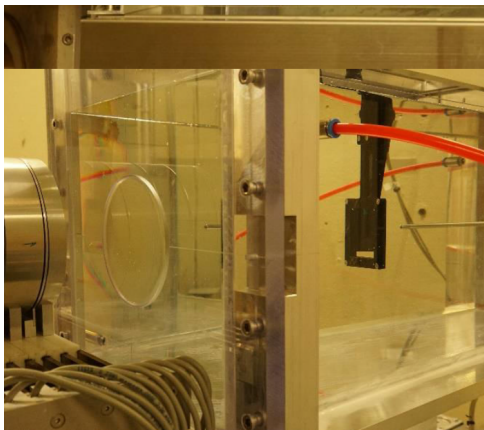
Nachdem der Protonenstrahl das Zyklotron verlassen hat, durchläuft dieser eine Strahlformungsvorrichtung bevor er auf das zu bestrahlende Target trifft. Der Strahl wird durch eine Streuvorrichtung verbreitert und abgeflacht. Protonen, die in einem zu großen Winkel gestreut werden, werden von verschiedenen Kollimatoren im Strahlengang abgebremst. Ein Feld-Kollimator übernimmt abschließend die finale Formung [19].

3.2. Wasserphantom

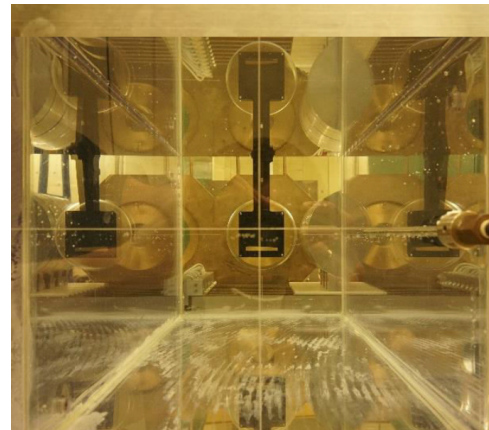
Nach der Strahlformung treffen die Protonen auf ein Wasserphantom. Dieses besteht aus einem mit 36 l Wasser gefüllten Plexiglastasten. Am oberen Rand des Wasserphantoms ist eine Schiene zur computergesteuerten Verschiebung der Sonde angebracht [12].



(a) Blick von oben



(b) Blick von vorne



(c) Blick von hinten

Abbildung 8: Zur Protonenbestrahlung eingesetztes Wasserphantom [aufgenommen von T. Teichmann, Mai 2019].

Reichweite der Protonen im Wasserphantom

Die Protonen wurden auf eine Energie von $E_P = 190 \text{ MeV}$ beschleunigt. Mit der in 2.3 erläuterten Berechnung der Protonenreichweite ergibt sich die Reichweite R zu $23,76 \text{ cm}$.

$$R = \alpha E_0^p \quad (26)$$

$$p = 1,77 \quad (27)$$

$$\alpha = 0,0022 \frac{\text{cm}}{\text{MeV}^p} \quad (28)$$

$$R = 0,0022 \frac{\text{cm}}{\text{MeV}^{1,77}} \cdot (190 \text{ MeV})^{1,77} = \underline{23,76 \text{ cm}} \quad (29)$$

3.3. BeO-Sonde

BeO besitzt eine Massendichte von $\rho = 3,1 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, eine effektive Kernladungszahl $A_{\text{eff}} = 7,2$ und ist chemisch stabil [1]. Dieses Material verhält sich in Elektronen- und Photonenfeldern gewebeäquivalent [14], was vorteilhaft ist um, wie in Abschnitt 2.2 geschildert, das Sekundärteilchengleichgewicht bzw. die Bragg-Gray-Bedingung zu umgehen. Der Dosisumrechnungsfaktor k_D (siehe Abschnitt 2.2) kann dann als $k_D \approx 1$ angenommen werden.

3.4. Lichtleiter

Die BeO-Sonde wird mittels optischer Faser mit dem P-SEV verbunden. So kann die Sonde vom übrigen Messaufbau räumlich getrennt und in kleinen Geometrien platziert werden [9]. Für dieses Experiment ist die Sonden-Faser-Kombination nützlich, da die Sonde in Wasser eingebracht werden kann und die Messelektronik vom Wasser getrennt ist. Außerdem ist der Lichtleiter flexibel und mechanisch stabil.

Eine wichtige Eigenschaft des Lichtleiters ist dessen erreichbare Transmission, da Transmissionsverluste das Messsignal schwächen. Das Transmissionsvermögen hängt dabei vom Material und der Wellenlänge der zu detektierenden Strahlung ab. Außerdem ist hinsichtlich des Messaufbaus zu beachten, dass der Faserkern an der Verbindungsstelle zwischen Lichtleiter und BeO-Sonde den gleichen Durchmesser hat wie der Leuchtstoff, damit keine Photonen verloren gehen [11]. Nachteile von optischen Fasern sind unter anderem durch die Faser hervorgerufenen Störeffekte, wie z. B. Faserlumineszenz und die durch geladene Teilchen hervorgerufene Čerenkov-Strahlung.

BeO wird als Radiolumineszenz-Detektor verwendet und mit einem Lichtleiter verbunden. Die verwendete BeO-Sonde ist zylindrisch geformt, mit einer Höhe von $h = 1$ mm und einem Durchmesser d von $d = 1$ mm. Der Hersteller der Sonde ist Thermalox[®], Materion.

Als Lichtleiter wird eine Faser der Firma Thorlabs mit einer Länge l von $l = 2$ m genutzt. Er besteht aus Quarzglas, da dieses eine gute Transmission aufweist.

Die BeO-Sonde und der Quarzglaslichtleiter sind mit durchsichtigem Epoxidharzkleber verbunden und die Spitze mit schwarzem undurchsichtigem Epoxidharzkleber ummantelt. Außerdem ist die Sonde mit lichtundurchlässigem Schrumpfschlauch fixiert und der Quarzglaslichtleiter ist ebenfalls mit einem lichtundurchlässigem Polymer umhüllt [12].

In Abbildung 9 ist ein Foto der Sonden-Faser-Kombination zu sehen.

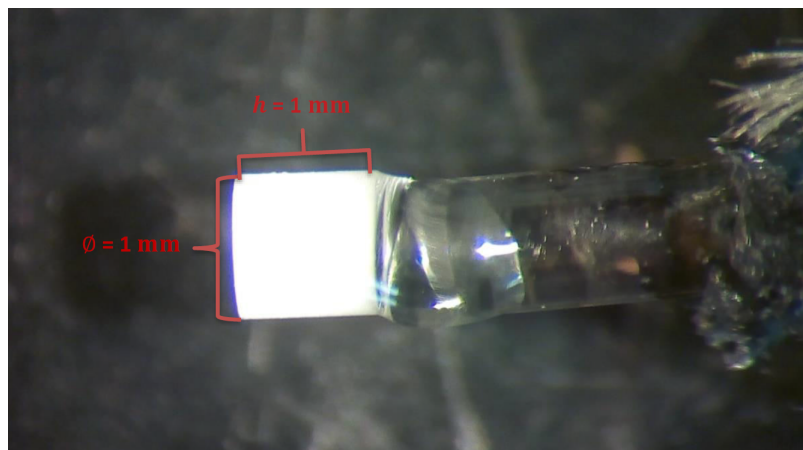


Abbildung 9: Mit dem Quarzglaslichtleiter verbundene BeO-Sonde [Herstellung und Foto: P. Lachmann, April 2019]; [12].

3.5. Gitterspektrometer

Der Lichtleiter ist an das Gitterspektrometer SP150 der Firma SI Spectroscopy Instruments angeschlossen. Darin wird das Licht mithilfe eines sphärischen Spiegels zu einem parallelen

Lichtbündel geformt und mittels Reflektionsgitter die gewünschte Wellenlänge herausgefiltert. Das Strahlbündel trifft unter einem Winkel α zur Gitternormalen auf das Reflektionsgitter und interferiert konstruktiv im Winkel β zur Gitternormalen.

$$d(\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda \quad (30)$$

Dabei bezeichnet d die Gitterkonstante und m die Interferenzordnung [24].

Anschließend trifft der Strahl auf einen Hohlspiegel, welcher diesen auf den Austrittsspalt fokussiert. Je nach Position des Reflektionsgitters erreicht nur Licht einer Wellenlänge den Austrittsspalt. Das Reflektionsgitter kann, durch einen Motor angetrieben, gedreht und so das Wellenlängenspektrum schrittweise abgetastet werden. Der Strahlengang im Gitterspektrometer ist in Abbildung 10 skizziert.

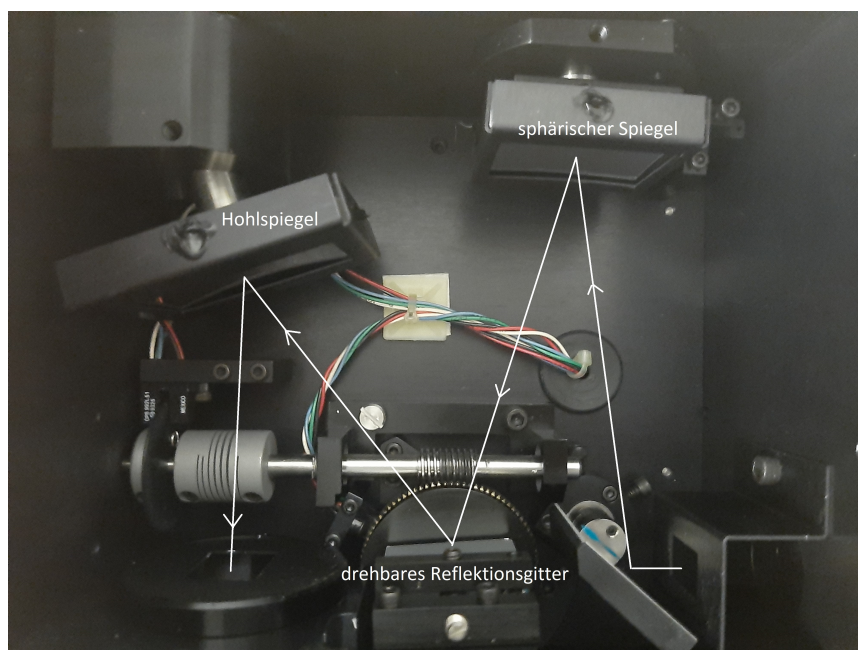


Abbildung 10: Innenansicht des Gitterspektrometers mit skizziertem Strahlengang.

3.6. Photosekundärelektronenvervielfacher

Mithilfe eines P-SEV wird das Lumineszenzlicht registriert. Dabei trifft es auf die Photokathode, welche mit Halbleitermaterialien beschichtet ist, sodass durch den Photoeffekt mit einer für den P-SEV spezifischen Wahrscheinlichkeit freie Sekundärelektronen entstehen. Die Elektronen werden nachfolgend durch eine Anordnung von n Dynoden geleitet, wobei die angelegte Spannung von Dynode zu Dynode zunimmt. Durch die Metallegierung der Dynoden lösen die auftreffenden Elektronen jeweils weitere Elektronen aus (siehe Abbildung 11). Es ergibt sich ein Verstärkungsfaktor f^n . Wobei f die Anzahl der herausgelösten Elektronen pro Dynode bezeichnet. Mit der an der Anode ankommenden Ladung wird mithilfe eines Arbeitswiderstandes ein Spannungsimpuls erzeugt [1].

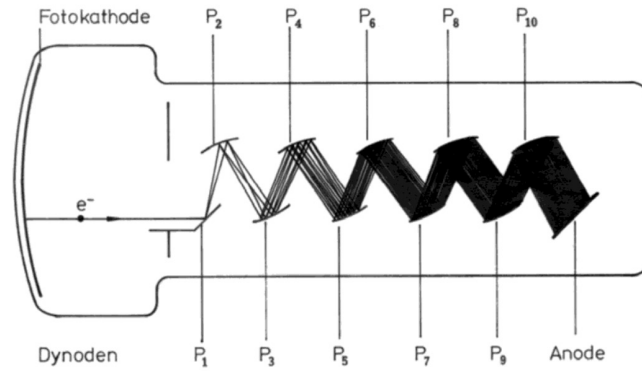


Abbildung 11: Schematische Darstellung eines Photomultipliers [1].

In Abbildung 12 ist dargestellt, wie das Messsignal zu einem Rechtecksignal umgewandelt wird. a) zeigt dabei die ausgesandten Photonen, von denen nur eine verringerte Anzahl an Photonen die Kathode treffen (b). Davon lösen nur etwa 50 % einen Photoeffekt aus (c). Die entstandenen Sekundärelektronen erzeugen mittels P-SEV einen Spannungsimpuls. Die vom Benutzer festgelegte Diskriminatorschwelle sortiert, wie in e), schwächere Impulse aus. Die übrigen Impulse werden, wie in f) zu sehen, zu Rechtecksignalen geformt.

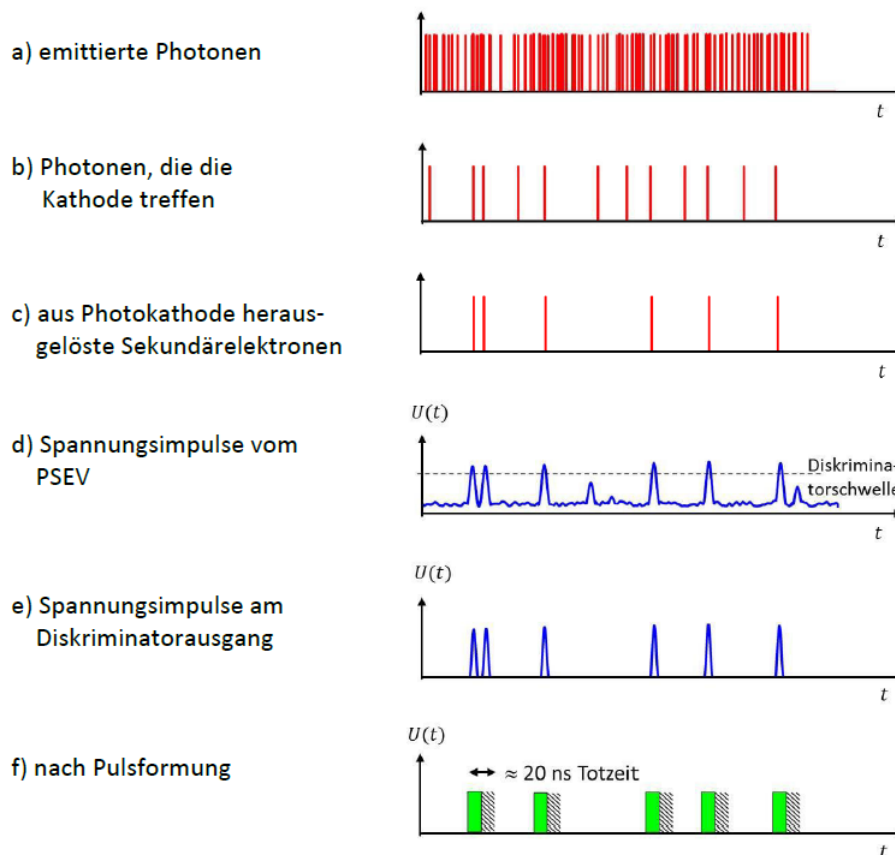


Abbildung 12: Erzeugung eines Rechtecksignals aus dem Messsignal des P-SEV [16].

Der Quarzglaslichtleiter wurde mit dem Einzelphotonensensor H10682-210 von Hamamatsu Photonics K.K. verbunden. Dieser besteht aus einer Ultra Bialkali-Verbindung, hat eine effektive

Fläche von 8 mm Durchmesser, eine maximale Pulsaufösung von 20 ns und sein Empfindlichkeitsmaximum bei 400 nm. Die Empfindlichkeit liegt im Bereich von 300 nm bis 700 nm, wobei die maximale Dunkelzählrate 100/s und die Output-Pulsweite beträgt 10 ns beträgt [26].

3.7. Datenaufnahme und Verarbeitung

Zur Datenverarbeitung wird der DAQ125 von Serious Dynamics verwendet. Das Signal wird mittels ADC (analog to digital converter) mit einer Frequenz von 125 MHz abgetastet, d.h. ab dem Beginn der Messung läuft eine Zeitstempelzählung, welche alle 8 ns um 1 erhöht wird. Sobald ein Signal registriert wird, speichert der DAQ-125 den dazugehörigen Zeitstempel.

Dieser besteht aus zwei Komponenten, einem Grob-Zeitstempel und einem Fein-Zeitstempel. Der Grob-Zeitstempel gibt an, in welchem der jeweiligen Zeitintervalle das Ereignis registriert wurde. Für den Feinzeitstempel wird mittels einer Interpolation ermittelt, an welcher Position im entsprechenden 8 ns breiten Zeitintervall das Signal eintraf.

Bildet man die Differenzen der gespeicherten Zeitstempel von jeweils zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen, kann die statistische Verteilung der Zeitdifferenzen zur Analyse in einem Histogramm dargestellt werden. Das Vorgehen ist in Abbildung 13 verdeutlicht.

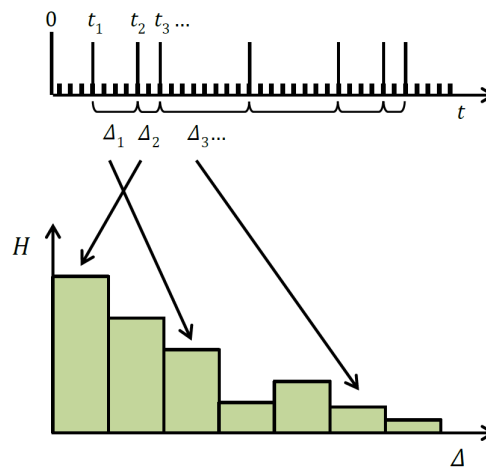


Abbildung 13: Einsortieren der Zeitdifferenzen in ein Histogramm [11].

Ein so entstandenes Histogramm ist in Abbildung 14 für eine Untergrundmessung dargestellt. Die Photonen trafen dabei unabhängig voneinander auf dem Detektor ein.

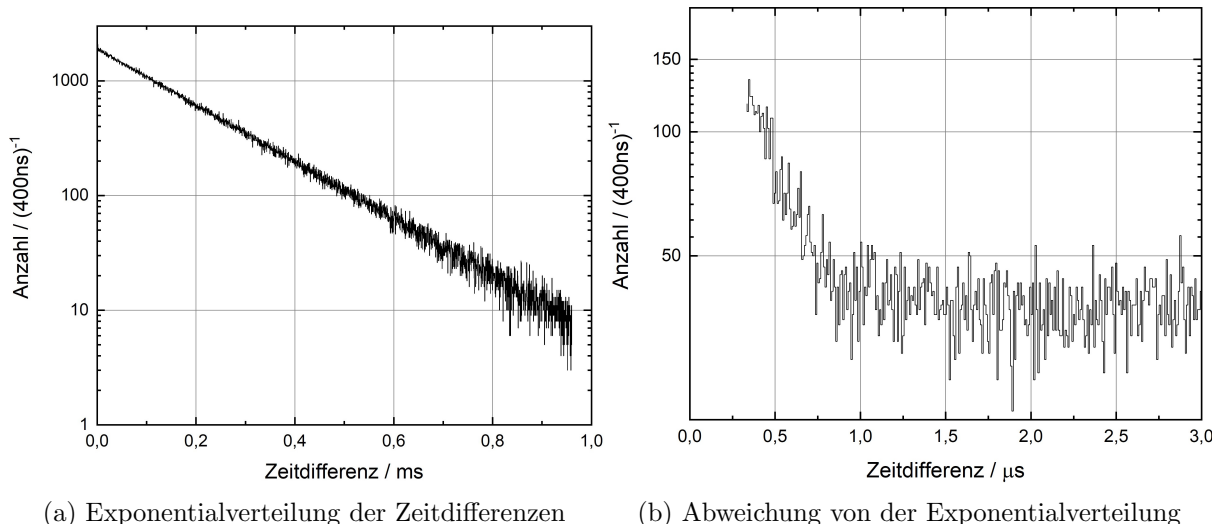


Abbildung 14: Zählratenhistogramm für einen homogenen Poissonprozess

In Abbildung 14(a) ist anhand des linearen Verlaufs bei logarithmischer Auftragung erkennbar, dass die Häufigkeiten der Zeitdifferenzen exponentialverteilt sind und somit der Poissonstatistik entsprechen. Die Verteilungsfunktion der Zeitdifferenzen wird beschrieben durch

$$f(x) \propto e^{-\frac{dt}{\tau}} \quad (31)$$

mit den Zeitdifferenzen dt und dem Erwartungswert der Zeitdifferenz τ , welcher durch $\frac{1}{\tau} = \frac{N}{t}$ definiert ist.

Durch einen Fit des exponentiellen Verlaufs kann das Zutreffen der Definition von τ , wie in Abb. 15, überprüft werden.

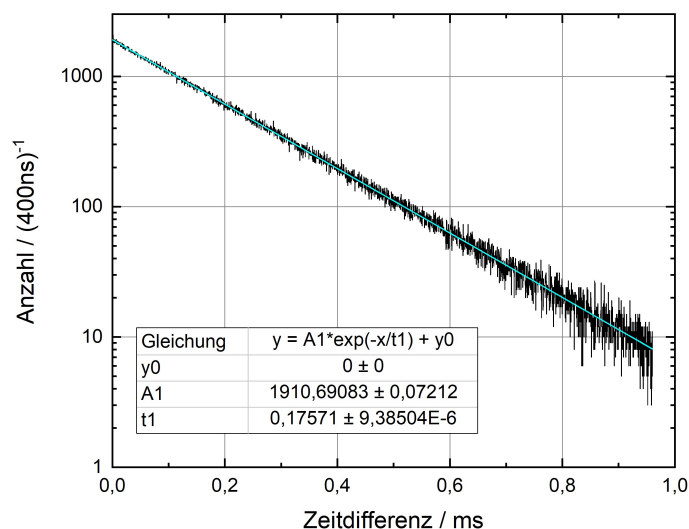


Abbildung 15: Approximation der empirischen Dichtefunktion einer Exponentialverteilung.

Dementsprechend beträgt $\tau = 175,71 \mu\text{s}$. Insgesamt wurden 842594 Events in 150 s Messzeit registriert. Es gilt:

$$\frac{1}{175,71 \mu\text{s}} \approx \frac{842594}{150 \text{ s}} \quad (32)$$

wodurch $\frac{1}{\tau} = \frac{N}{t}$ bestätigt wird.

Abbildung 14(b) zeigt einen Ausschnitt der x-Achse mit einer höheren zeitlichen Auflösung. So lassen sich bei kürzeren Zeitdifferenzen Ereignisse erkennen, welche von der exponentiellen Verteilung abweichen.

Die abweichenden Ereignisse entstehen durch Nachpulse des P-SEV. Ihre Entstehung ist durch Restgasatome erklärbar, welche in einem nicht perfekten Vakuum durch Sekundärelektronen ionisiert und zur Photokathode beschleunigt werden. Eine weitere Möglichkeit für das Entstehen von Nachpulsen ist, dass die Elektronen Ionen aus dem Material der Dynoden lösen [17]. Da Ionen schwerer sind als Elektronen kommen sie zeitversetzt an der Anode an, sodass verkürzte Zeitdifferenzen registriert werden.

Bei kleineren Zeitdifferenzen als 300 ns zeigen sich Totzeitverluste. Totzeit nennt man die Zeit direkt nach einem Puls, in der keine Verarbeitung von Messsignalen möglich ist. Diese ist vor allem bei sehr hohen Pulsraten relevant. In diesem Fall kommen oft nachfolgende Impulse während der Totzeit an und können somit nicht registriert werden [1].

4. Auswertung der Messergebnisse

Die in diesem Kapitel analysierten Messergebnisse wurden 2018 von der AG Strahlungsphysik der TU Dresden bei Experimenten am Isochronzyklotron AGOR in Groningen aufgenommen.

Nachfolgend werden sie mit der Extinktion eines Strahlteilers rechnerisch kombiniert, um den Einsatz eines geeigneten Strahlteilers zu simulieren.

4.1. spektrale Verteilung der Tiefendosis

Ein Protonenstrahl mit einer Energie von 190 MeV wurde auf ein Wasserphantom gerichtet, in welchem in variabler Tiefe eine BeO-Sonde platziert war. Mithilfe eines Gitterspektrometers wurde das Lumineszenzspektrum der BeO-Sonde in 30,06 nm Schritten separiert und die jeweilige Zählrate aufgenommen.

Eine zusätzliche ortsfeste Monitorsonde wurde direkt unter der Oberfläche montiert um die Messergebnisse zu normieren und Schwankungen in der Intensität des Strahls auszugleichen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 16 dargestellt.

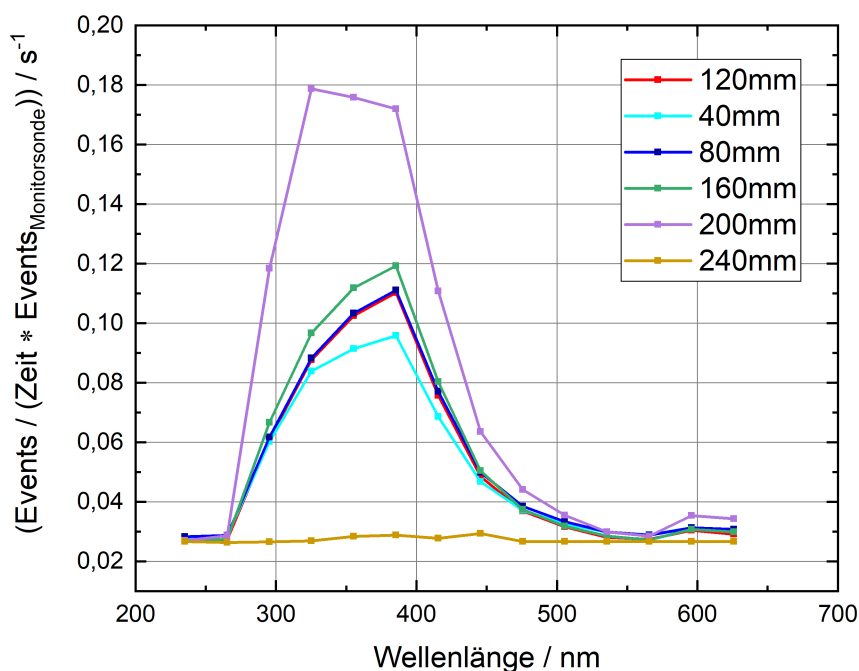


Abbildung 16: Spektrale Verteilung des Messeffekts in verschiedenen Tiefen.

Es ist erkennbar, dass die Zählrate mit zunehmender Tiefe steigt. In 200 mm Tiefe wächst der Anstieg der Zählrate deutlich, während die Kurve in 240 mm Tiefe stark abflacht.

Dieser Verlauf deutet auf den Tiefendosisverlauf von Protonen hin. Folglich ist die Eintauchtiefe von 200 mm im Bereich des Bragg-Peaks und in 240 mm Tiefe ist die Reichweite der Protonen überschritten, was der Abschätzung in Abschnitt 3.2 ($R = 23,7$ cm) entspricht.

Integriert man die Kurven des jeweiligen Spektrums für die verschiedenen Tiefen, erhält man

den in Abbildung 17 dargestellten Verlauf. Die über der Eintauchtiefe aufgetragenen Integrale zeigen einen proportionalen Verlauf zum typischen Tiefendosisverlauf von Protonen. Durch die grobe Abrasterung im Experiment, kann der präzise Verlauf der Tiefendosiskurve jedoch nicht reproduziert werden.

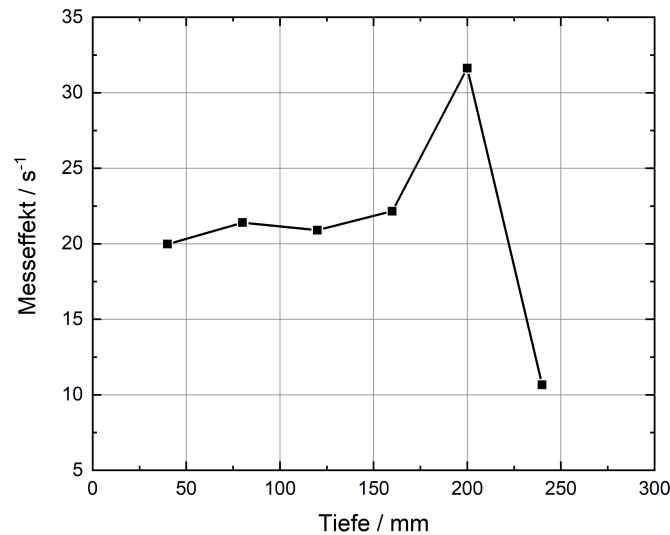


Abbildung 17: Aus den in Abbildung 16 dargestellten Kurven des jeweiligen Spektrums integrierter Messeffekt in verschiedenen Tiefen.

In zwei unterschiedlichen Tiefen wurde das Spektrum in höherer Auflösung aufgenommen. Zusätzlich zum Maximum bei ungefähr 370 nm ist jeweils ein zweites Maximum bei ungefähr 310 nm erkennbar, wie in Abbildung 18 dargestellt ist.

Darin ist eine Änderung des Verhältnisses der beiden Maxima mit zunehmender Eintauchtiefe sichtbar.

Da hauptsächlich die energetische Struktur des Materials für das Lumineszenzspektrum verantwortlich ist, ist der Grund für das zweite Maximum vermutlich ein zweiter Lumineszenzmechanismus von BeO.

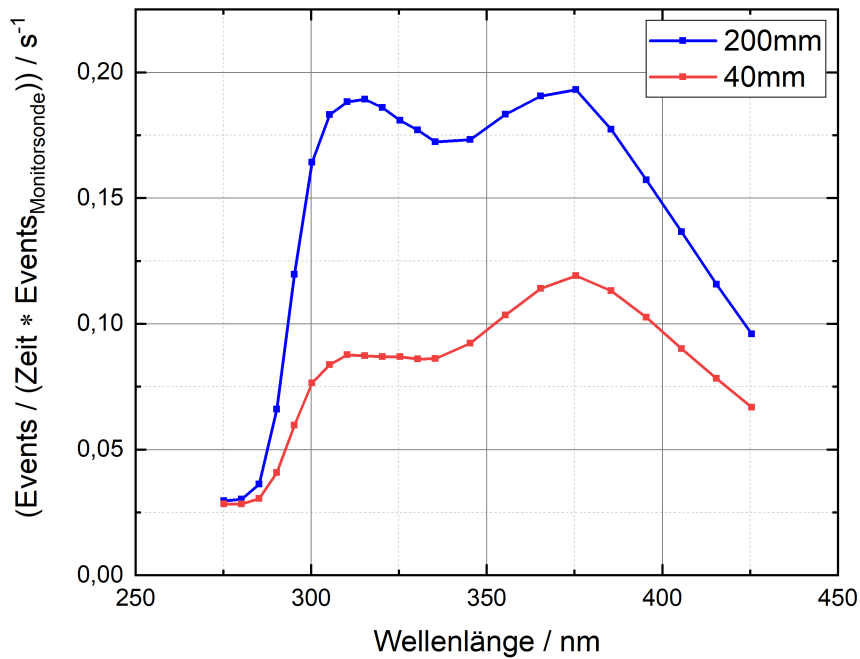
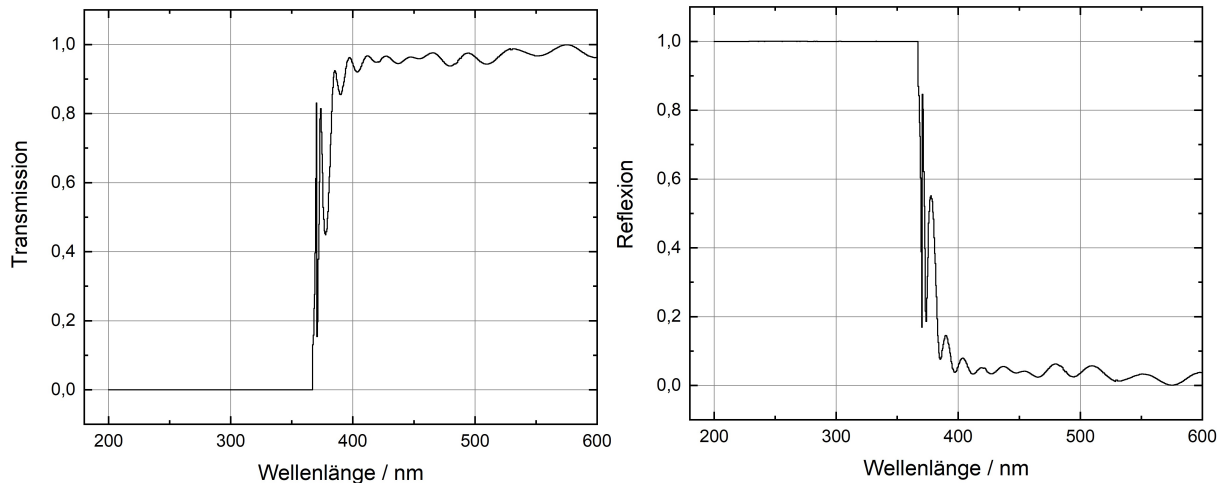


Abbildung 18: Spektrale Abhängigkeit des Messeffekts in sehr feiner Auflösung in zwei verschiedenen Tiefen aufgenommen.

4.2. Kombination mit einem geeigneten Strahlteiler

Um das Verhältnis der beiden Maxima zu untersuchen wird im Folgenden ein Strahlteiler genutzt, welcher das Spektrum des Teilchenstrahls in zwei Anteile aufteilt. Kleine Wellenlängen werden reflektiert, große Wellenlängen werden transmittiert. Der eingesetzte Strahlteiler FF347-Di01-25x36 von der Firma Semrock teilt das detektierte Spektrum bei 347 nm. Dies entspricht ungefähr der Mitte der beiden Maxima. Abbildung 19 zeigt die Extinktion des Strahlteilers.



(a) Transmissionsanteil des Strahlteilers.

(b) Reflexionsanteil des Strahlteilers.

Abbildung 19: Extinktion des Strahlteilers FF347-Di01-25x36 von der Firma Semrock.

Weiterhin wurde eine Messung mit hoher Tiefenaufösung aber nur je zwei Wellenlängen pro Tiefe durchgeführt. Die beiden Wellenlängen sind 325,32 nm und 445,56 nm. Wendet man die Extinktion des Strahlteilers auf diese beiden Wellenlängen an, erhält man eine relative Tiefendosisleistung des reflektierten und des transmittierten Strahls. In Abbildung 20 wird diese, sowie die Summe der beiden als Gesamtmessergebnis der BeO-Sonde und die reale relative Tiefendosisleistung gezeigt. Letztere wurde mit einer Markus-Kammer aufgenommen. Eine Markus-Kammer ist eine Ionisationskammer, die aufgrund ihrer hohen Genauigkeit als Referenzwert herangezogen wird.

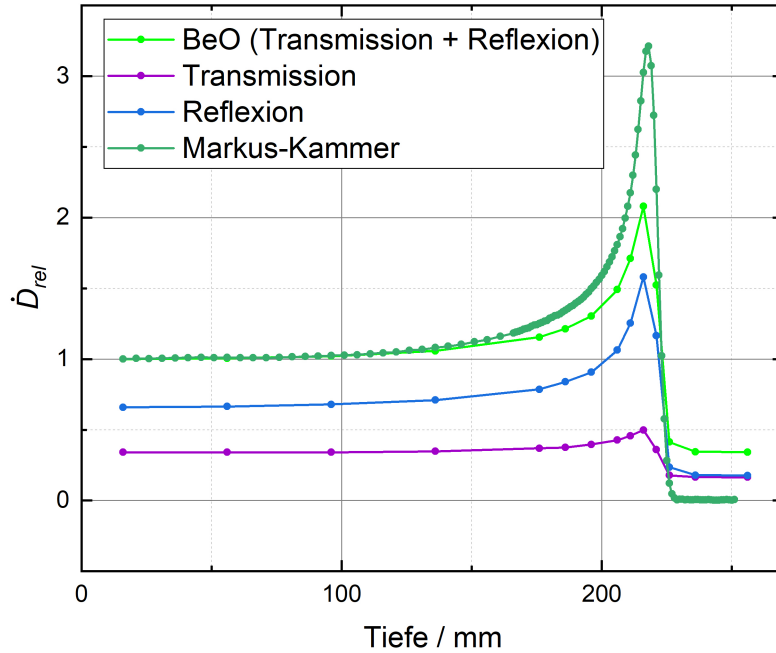


Abbildung 20: Relative Tiefendosisleistung der Strahlteile und des Gesamtstrahls in der BeO-Sonde und des Gesamtstrahls in der Markus-Kammer.

Es ist erkennbar, dass sich sowohl das Verhältnis des relativen Messeffekts von reflektiertem und transmittiertem Strahl als auch das Verhältnis des mit der Markus-Kammer aufgenommenen relativen Messeffekts und des mit der BeO-Sonde aufgenommenen relativen Messeffekts mit zunehmender Eindringtiefe der Protonen ändert, was in Abbildung 21 bestätigt wird.

Im Folgenden wird das Verhältnis des mit der BeO-Sonde ermittelten relativen Messeffekts von reflektiertem und transmittiertem Strahl als γ bezeichnet.

Die mit der Markus-Kammer aufgenommene relative Dosisleistung wird mit $\dot{D}_{rel, M}$ abgekürzt und die mit der BeO-Sonde aufgenommene relative Gesamtdosisleistung mit $\dot{D}_{rel, BeO}$.

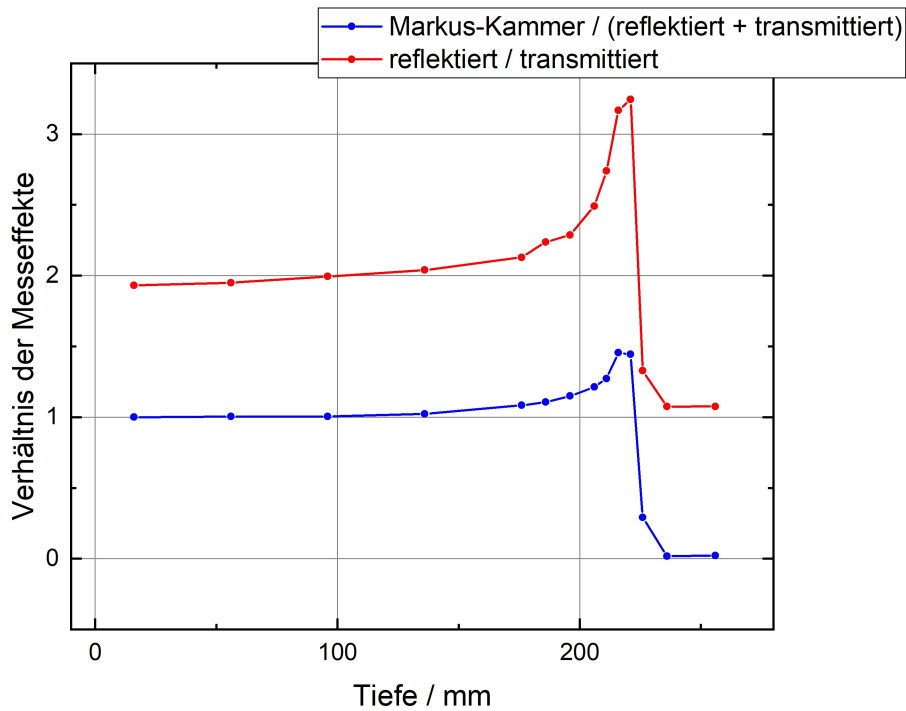


Abbildung 21: γ und $\frac{\dot{D}_{\text{rel, M}}}{\dot{D}_{\text{rel, BeO}}}$.

In der Auftragung von γ gegen das Bremsvermögen des Protonenstrahls in Wasser ist eine Korrelation der Messpunkte bis zum Bragg-Peak zu sehen, wie in Abbildung 22 dargestellt.

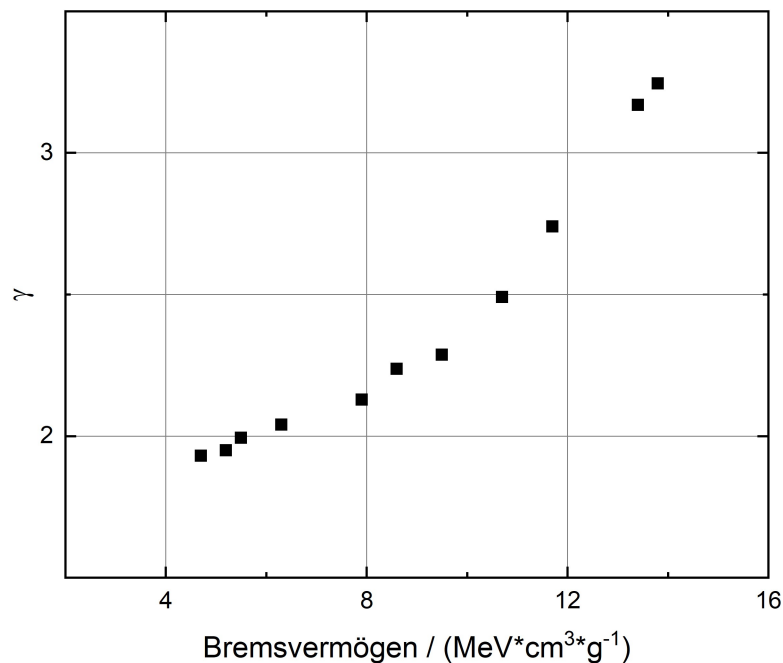


Abbildung 22: Korrelation zwischen γ und dem Bremsvermögen der Protonen in den Messpunkten bis zum Bragg-Peak (Daten aus [21]).

Aufgrund dessen wird im Folgenden $\frac{\dot{D}_{\text{rel, M}}}{\dot{D}_{\text{rel, BeO}}}$ in Abhängigkeit von γ aufgetragen, um eine Korrekturfunktion für die BeO-Sonde anhand von γ zu finden.

4.3. Korrekturfunktion

Ziel ist, dass die korrigierte relative Dosisleistung möglichst gut mit der der Markus-Kammer übereinstimmt.

Dazu wird mit einem Fit jene Funktion ermittelt, welche das Verhalten von $\frac{\dot{D}_{\text{rel, M}}}{\dot{D}_{\text{rel, BeO}}}$ in Abhängigkeit von γ beschreibt.

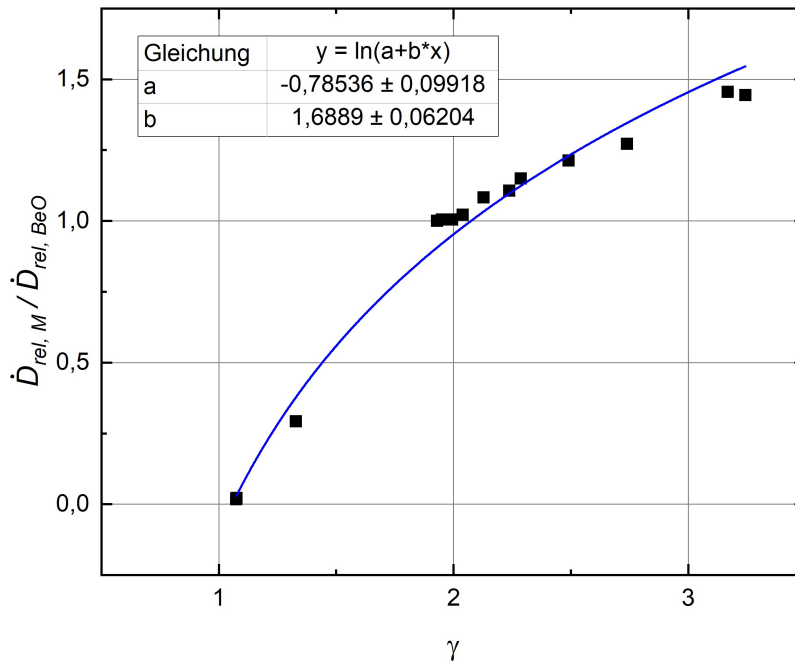


Abbildung 23: $\frac{\dot{D}_{\text{rel, M}}}{\dot{D}_{\text{rel, BeO}}}$ in Abhängigkeit von γ mit logarithmischer Fit-Funktion.

Die Messpunkte lassen sich durch einen natürlichen Logarithmus nähern. Folglich kann $\dot{D}_{\text{rel, BeO}}$ durch folgende Funktion in die reale relative Dosisleistung umgerechnet werden:

$$\dot{D}_{\text{rel, ln korrigiert}} = \ln\left(-0,785 + 1,689 \cdot \frac{\dot{D}_{\text{rel, R}}}{\dot{D}_{\text{rel, T}}}\right) \cdot \dot{D}_{\text{rel, BeO}} \quad (33)$$

In diesem Fit wurden alle Messpunkte genutzt.

$\dot{D}_{\text{rel, BeO}}$ fällt, wie in Abbildung 20 zu sehen, in größeren Tiefen als dem Bragg-Peak auf einen höheren Wert ab als $\dot{D}_{\text{rel, M}}$. Der Grund dafür könnten Faserlumineszenz oder Photonen aus der Umgebung sein. In diesem Fall können diese vernachlässigt und ein alternativer Fit erstellt werden.

Für $\gamma > 1,5$ lassen sich die übrigen Punkte linear anpassen.

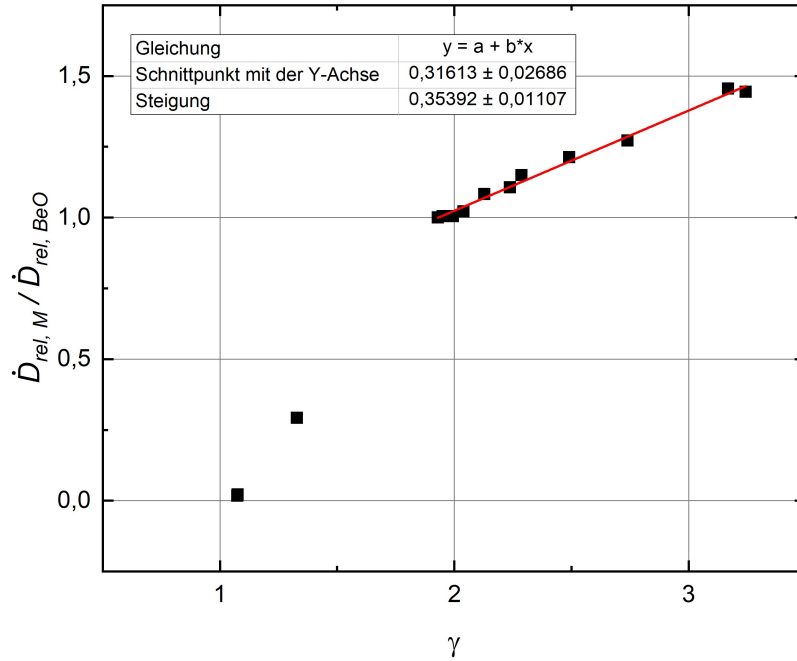
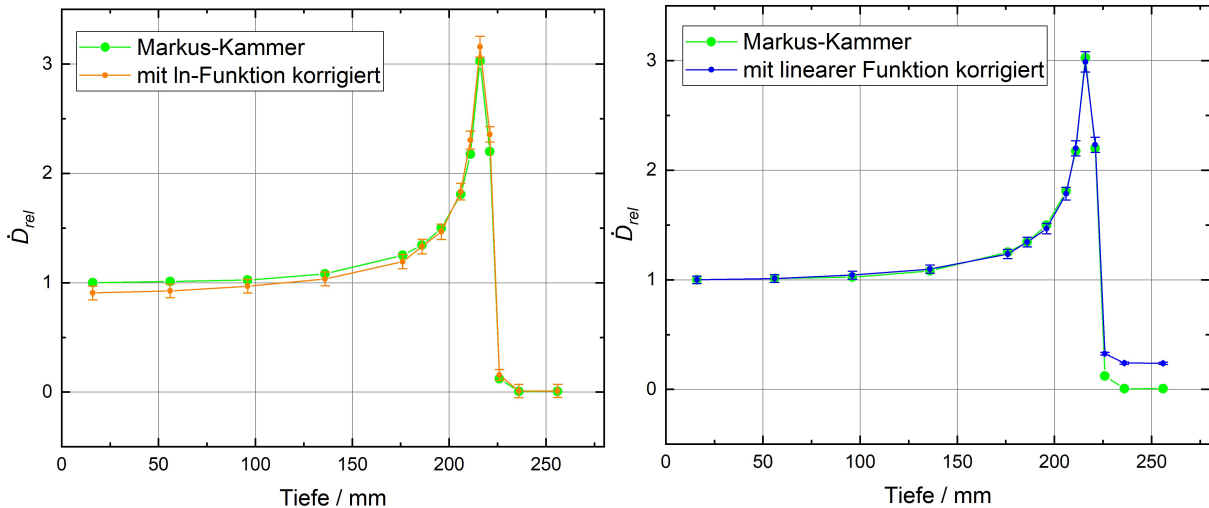


Abbildung 24: $\frac{\dot{D}_{rel, M}}{\dot{D}_{rel, BeO}}$ in Abhängigkeit von γ mit linearer Fit-Funktion, wobei die Messpunkte für $\gamma < 1,5$ im Fit nicht berücksichtigt wurden.

Mit diesem Fit ergibt sich die folgende Korrekturfunktion für die BeO-Sonde

$$\dot{D}_{rel, linear\ korrigiert} = (0,316 + 0,354 \cdot \frac{\dot{D}_{rel, R}}{\dot{D}_{rel, T}}) \cdot \dot{D}_{rel, BeO} \quad (34)$$

Beide Korrekturen sind in Abbildung 25 angewandt und zum Vergleich zusammen mit $\dot{D}_{rel, M}$ aufgetragen.



(a) $\dot{D}_{rel, BeO}$ mit logarithmischer Funktion korrigiert.

(b) $\dot{D}_{rel, BeO}$ mit linearer Funktion korrigiert.

Abbildung 25: Korrektur von $\dot{D}_{rel, BeO}$.

An der Oberfläche weicht die Korrekturfunktion in Abbildung 25(a) von der realen relativen

Dosisleistung ab und überschätzt den Messeffekt im Bragg-Peak. Die in Abbildung 25(b) dargestellte Korrekturfunktion entspricht nahezu der realen relativen Dosisleistung weicht jedoch in den beiden größten Tiefenpunkten von ihr ab, da diese im Fit nicht erfasst wurden.

Die Ungenauigkeit der Korrekturfunktion ergibt sich aus der Ungenauigkeit der jeweiligen Zählraten und des Fits.

Da die Zählraten der Poisson-Statistik entsprechen, berechnet sich deren Ungenauigkeit aus \sqrt{N} , wobei N die Zählrate bezeichnet.

Maßgeblich für die Gesamtungenauigkeit sind jedoch die Ungenauigkeiten der Fit-Parameter. Der linear korrigierte Graph weist kleinere Unsicherheitsgrenzen auf. Hier liegt σ ungefähr zwischen 0,01 für kleine Tiefen und 0,03 für große Tiefen. Währenddessen weist der logarithmisch korrigierte Graph einen Unsicherheitsbereich von 0,06 bis 0,09 auf.

5. Verhalten von γ bei Bestrahlung mit Elektronen

Im Folgenden wird die BeO-Sonde mit einer Strontium-Yttrium-Quelle bestrahlt, um zu bestätigen, dass sich auch in einem Elektronenstrahl das Verhältnis von hoch- und niederenergetischem Lumineszenzlicht in der BeO-Sonde ändert. Strontium zerfällt zu Yttrium welches beim Zerfall zu Zirconium Elektronen mit einer Energie von 2278,5 keV aussendet [22]. In Abbildung 26 ist das Zerfallsschema von Strontium dargestellt.

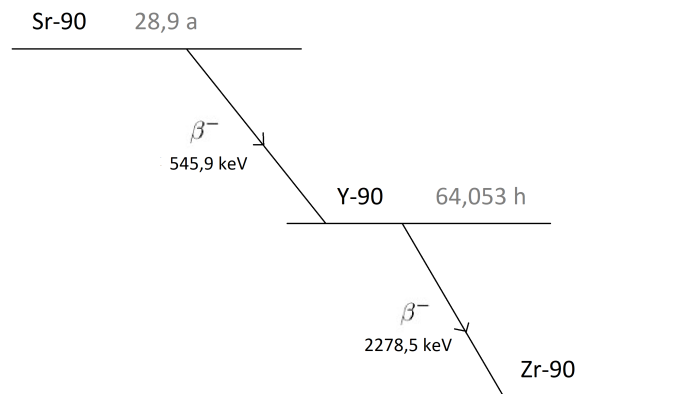


Abbildung 26: Zerfallsschema von ^{90}Sr (Daten aus [22]).

5.1. Messaufbau

Der in Kapitel 4 bereits theoretisch berücksichtigte Strahlteiler wird in diesem Experiment verwendet, um das Verhalten von γ in der praktischen Anwendung zu untersuchen.

Dieser wird in einem an den Lichtleiter angeschlossenen dichroitischen Käfig verbaut. Photonen mit kleiner Wellenlänge werden dort reflektiert, Photonen mit großer Wellenlänge transmittiert. Sowohl in Reflexions- als auch in Transmissionsrichtung ist jeweils ein P-SEV angeschlossen, welcher einem Kanal der Datenauswertung zugeordnet ist. In Abbildung 27 ist der im Experiment verwendete Aufbau zur Strahlteilung gezeigt.



Abbildung 27: Messaufbau zur getrennten Auswertung von Photonen niedriger und hoher Wellenlänge mit integriertem Strahlteiler.

Zwischen Quelle und Sonde werden, wie in Abbildung 28 und 29 dargestellt, Platten aus PMMA verschiedener Dicke gestellt um die Elektronen abzubremesen. Aufgrund der niedrigen Kernladungszahl von PMMA bleibt der Anteil der entstehenden Bremsstrahlung im Experiment gering.

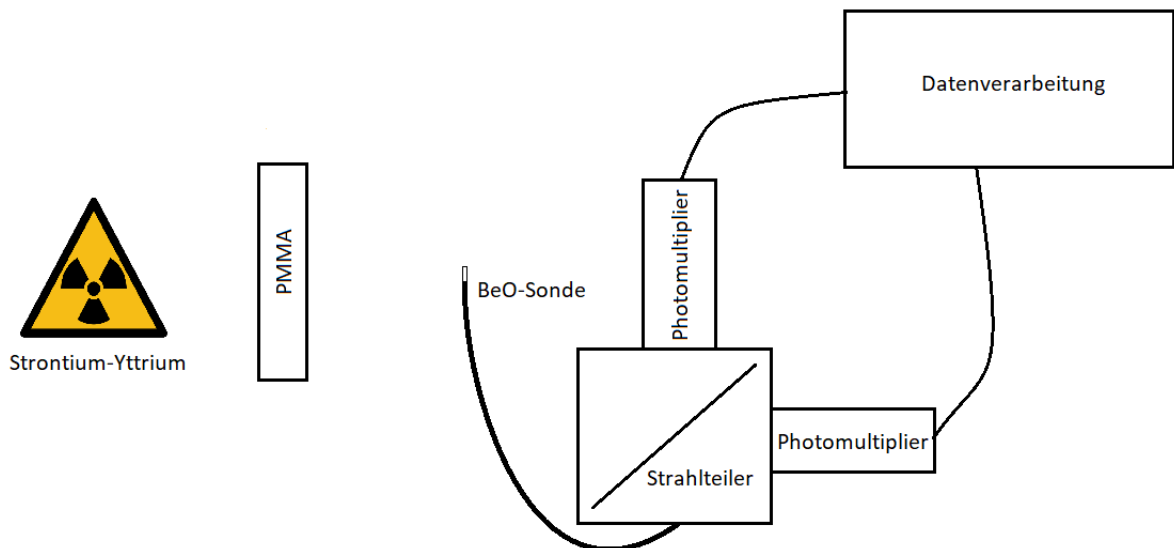


Abbildung 28: Aufbau zur Ermittlung von γ in Abhängigkeit der Eindringtiefe in PMMA bei Bestrahlung der BeO-Sonde mit hochenergetischen Elektronen.

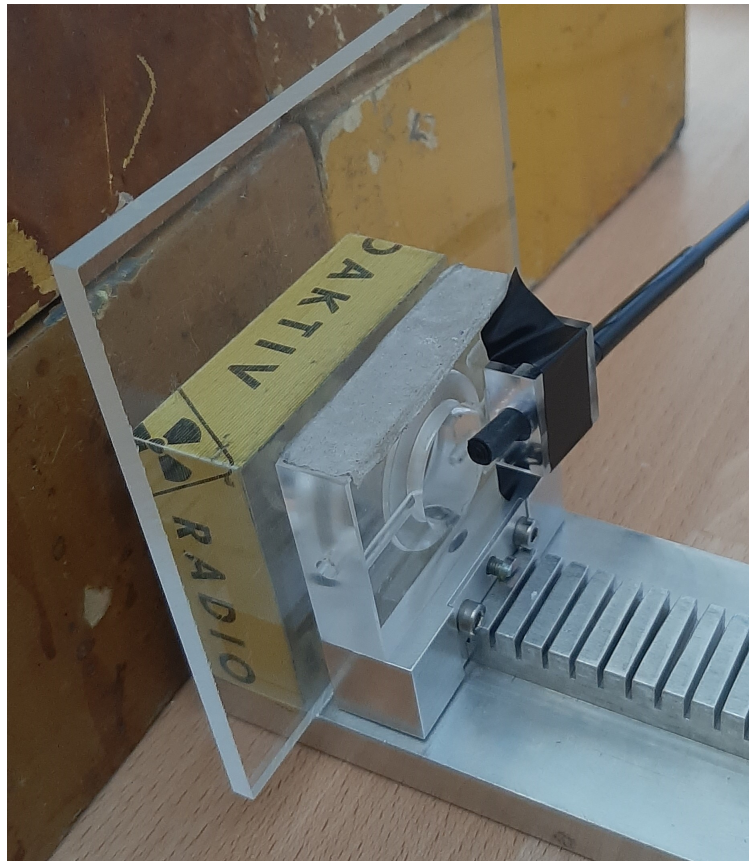


Abbildung 29: Messaufbau mit PMMA-Platten verschiedener Dicke und Kollimator zwischen Quelle und Sonde zur Abbremsung der Elektronenstrahlung.

Nutzt man Elektronen zur Messung, entsteht aufgrund ihrer Geschwindigkeit deutlich mehr Čerenkov-Strahlung als bei einer Messung mit Protonen, was einen sehr viel höheren Stem-Anteil in der Faser zur Folge hat. Deshalb wurde die Messung zusätzlich mit einer Blind-Sonde durchgeführt. Die Blind-Sonde besteht aus dem gleichen Quarzglaslichtleiter und Ummantelung wie die BeO-Sonde, besitzt aber keine Sondenspitze aus BeO. Auf diese Weise kann der Anteil des im Lichtleiter entstehenden Stem-Effekts gemessen und durch Differenzbildung eliminiert werden.

5.2. Ergebnisse der Messung

Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 30 zu sehen.

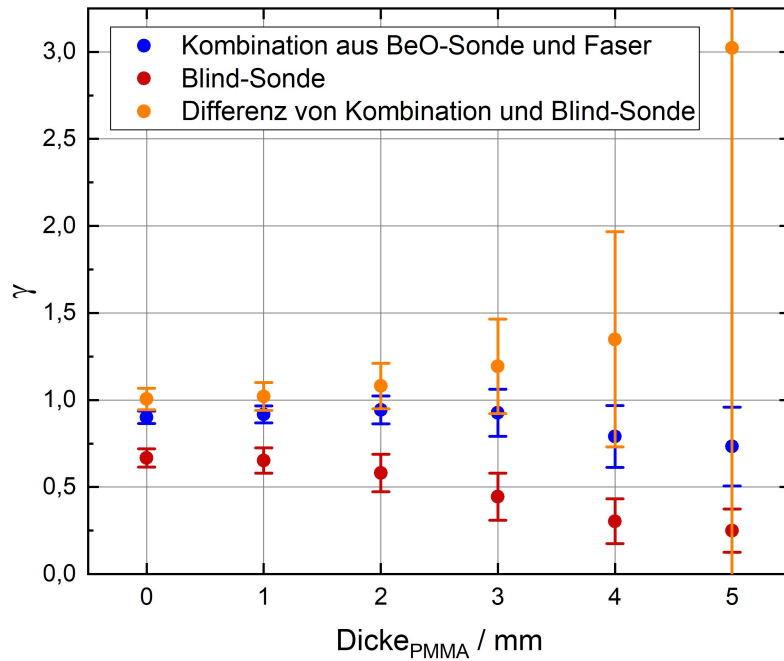


Abbildung 30: Der Parameter γ der BeO-Sonde-Faser-Kombination, der Blind-Sonde und der Differenz beider bei verschiedenen Dicken der PMMA-Platte.

Auch diese Messung entspricht der Poisson-Statistik, weshalb sich die Unsicherheit der Zählrate ΔN aus \sqrt{N} ergibt. Die Unsicherheit der Verhältnisbildung wird mithilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet.

Zum Vergleich sind in Abbildung 31 die absoluten Zählraten dargestellt.

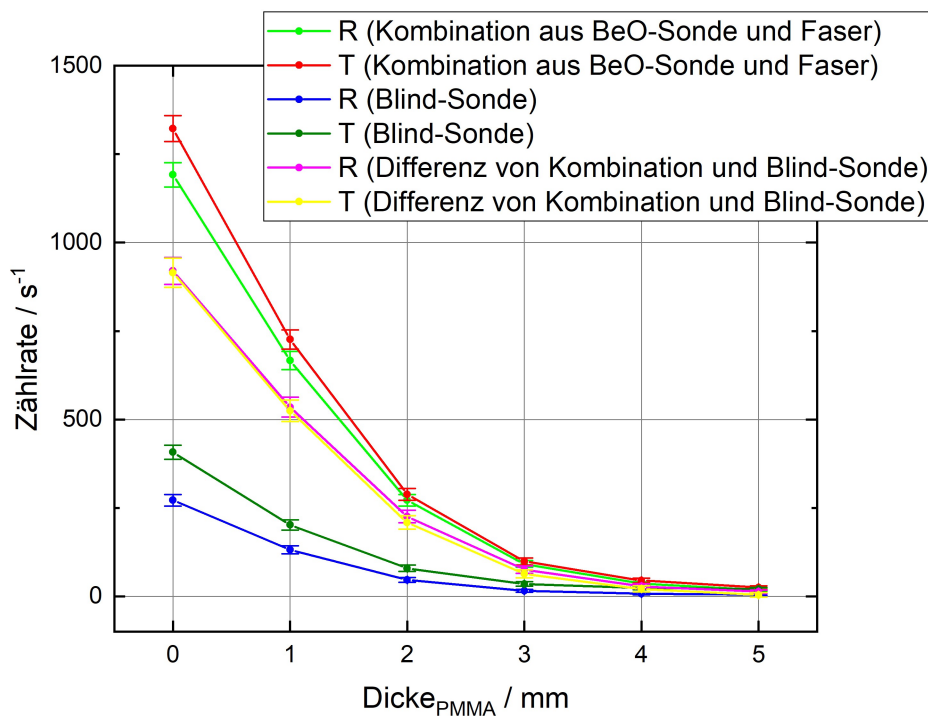


Abbildung 31: Absolute Zählrate der Reflexions- und Transmissionsereignisse der BeO-Sonde-Faser-Kombination, der Blind-Sonde und der Differenz beider bei verschiedenen PMMA-Dicken

5.3. Interpretation der Messergebnisse

Mit zunehmender Eindringtiefe wird die mittlere Elektronenenergie und somit die Geschwindigkeit der Teilchen reduziert.

Der Parameter γ_{Blind} sinkt mit zunehmender Tiefe, $\gamma_{\text{Kombination}}$ steigt leicht an bevor es ebenfalls sinkt. Anhand der Differenzwerte lässt sich erkennen, dass der leichte Anstieg von $\gamma_{\text{Kombination}}$ durch den Anteil der Sonde verursacht wird und im Bereich des Abfallens der Kurve der Faseranteil dominiert. $\gamma_{\text{Differenz}}$ verhält sich steigend und zeigt somit den gleichen Effekt eines wachsenden γ wie er bereits bei der Messung mit einem Protonenstrahl festgestellt wurde.

Eine mögliche Ursache dafür ist, dass mit steigender Ionisationsdichte eher Lumineszenz im kurzwelligen Bereich emittiert wird.

Es ist anzunehmen, dass γ_{Blind} konstant bleibt. Wird die Zählrate jedoch bei großen Dicken der PMMA Platten sehr gering, nähert sich γ an das Verhältnis der Dunkelzählraten an.

6. Diskussion der Messungenauigkeiten

Zukünftige Experimente sollten in einigen Punkten umfangreicher gestaltet werden, welche nachfolgend dargelegt werden. Für die Messung am AGOR ist die Zahl der Messpunkte zu nennen, die aufgrund der begrenzten Zeit gering gehalten werden musste. In Bezug auf die Tiefenpunkte führt es dazu, dass die Position und Höhe des Bragg-Peaks nicht exakt bestimmt werden kann, wodurch auch die ermittelte Korrekturfunktion nicht mit der gewünschten Genauigkeit bestimmt werden kann. Die Anwendung der linearen Anpassung und der daraus generierten Korrekturfunktion auf die aufgenommenen Messdaten zeigt eine hohe Übereinstimmung mit den Messwerten der Markus-Kammer. Jedoch spricht diese Übereinstimmung nur für die mathematische Korrektheit beim Aufstellen der Korrekturfunktion, nicht für die Übereinstimmung mit der realen relativen Tiefendosisleistung.

Die Anzahl der Messpunkte bezüglich der ausgewählten Wellenlängen sollte ebenfalls in zukünftigen Experimenten erhöht werden. Für eine besser tiefenaufgelöste Messung konnten nur die Zählraten zweier Wellenlängen gemessen werden, welche jeweils das Integral unter einem Maximum repräsentieren. Die Integrationsgrenzen werden dabei durch die Wahl der Filterkante des verwendeten Strahlteilers festgelegt. Die Filterkante sollte so gewählt werden, dass γ möglichst stark variiert, um für eine Korrekturfunktion relevant zu sein. Aufgrund des Vergleichs zur Messung im Elektronenstrahl ist davon auszugehen, dass ein Ansteigen des gewählten γ mit zunehmender Tiefe zutreffend ist.

Bezüglich des Verhaltens von γ unter Bestrahlung mit Elektronen muss angemerkt werden, dass $\gamma_{\text{Differenz}}$ bei sinkender Elektronengeschwindigkeit eine stark steigende Unsicherheit aufweist, welche sich durch eine geringe Transmissionszählrate bei hohen Werten von $\gamma_{\text{Differenz}}$ erklären lässt. Auch für γ_{Blind} sind die Zählraten bei geringer Elektronengeschwindigkeit niedrig, sodass die Dunkelzählrate des P-SEV einen relevanten Anteil zu γ_{Blind} beiträgt. Aussagekräftig sind demzufolge nur Werte bei hoher Elektronengeschwindigkeit. Durch den Einsatz eines Lichtleiters mit besserer Transmission könnte erreicht werden, dass auch kleinere Elektronengeschwindigkeiten aussagekräftige Werte liefern. Ein P-SEV mit geringerer Dunkelzählrate aber auch eine längere Messung könnte außerdem diese Verbesserung erzielen.

Eine weitere mögliche aber wohl geringfügige Fehlerquelle ist die ungenaue Geometrie im Messaufbau.

7. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Abhängigkeit des Lumineszenzspektrums einer BeO-Sonde-Lichtleiter-Kombination von der Eindringtiefe der Teilchen im bestrahlten Medium untersucht. Dazu wurden mit einem entsprechenden Messaufbau Messwerte während der Bestrahlung eines Wasserphantoms mit Protonen aufgenommen. In der durchgeführten Analyse wurde festgestellt, dass der aufgenommene Messeffekt der BeO-Sonde unter dem Messeffekt der Markus-Kammer liegt. Ursache sind Sättigungseffekte des Sondenmaterials, welche mit wachsendem Bremsvermögen zunehmen und eine Korrektur der Messdaten erforderlich machen.

Bei der Aufnahme der Messdaten war der Lichtleiter an ein Gitterspektrometer angeschlossen, sodass nur jeweils das Messsignal einer Wellenlänge von der Auswerteeinheit aufgenommen wurde und ein entsprechendes Spektrum ausgewertet werden konnte. Das Lumineszenzspektrum weist zwei Maxima auf, deren Verhältnis sich mit der Teilchengeschwindigkeit ändert. Um diese Änderung zu untersuchen, wurden die Messwerte zunächst mit einem Strahlteiler modelliert und so dessen Einsatz simuliert. Die erhaltenen Zählraten kleiner und großer Wellenlängen konnten auf diese Weise getrennt ausgewertet und die jeweiligen Verhältnisse untersucht werden. Da der Parameter γ der Sonde mit dem Bremsvermögen der Protonen korreliert, kann der Messeffekt in Abhängigkeit von γ korrigiert werden. Es wurden zwei verschiedene Korrekturfunktionen aufgestellt, die sich in ihrer lokalen Genauigkeit unterscheiden. Vernachlässigt man die Messpunkte bei sehr kleinem Bremsvermögen, ergibt sich eine Korrekturfunktion mit höherer Genauigkeit als der Korrekturfunktion unter Berücksichtigung der gesamten Messpunkte. Die Korrekturfunktion kann durch die Aufnahme von zusätzlichen Messpunkten deutlich verbessert werden.

In einem Elektronenstrahl wurden weitere Messungen durchgeführt für die der Messaufbau mit dem in vorangegangener Modellierung verwendeten Strahlteiler kombiniert wurde. Hier verändert sich ebenfalls das Lumineszenzspektrum der BeO-Sonde in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit. Im Bereich der kleineren aufgenommenen Elektronengeschwindigkeiten wird diese Messung stark durch die Dunkelzählrate des Photomultipliers beeinflusst, weshalb ein Erklärungsversuch für das Verhalten von γ nur auf Grund des Verhaltens bei größeren Elektronengeschwindigkeiten angestellt wurde. $\gamma_{\text{Differenz}}$ steigt, während γ_{Blind} konstant bleibt. Grund dafür ist vermutlich, dass die Ionisationsdichte proportional zur Energie der ausgelösten Lumineszenz ist.

Aktuelle Untersuchungen zeigen, dass γ für die verwendete Faser spezifisch ist und, wie bereits in dieser Arbeit festgestellt wurde, konstant. Der Parameter $\gamma_{\text{Differenz}}$ hängt von der Elektronengeschwindigkeit ab. Demzufolge kann, wenn γ von BeO und der Faser verschieden sind, eine Formel aufgestellt werden, um den Anteil des Stem-Effekts in der Faser abzuschätzen. Gegebenenfalls ist dies aber nur möglich, wenn die mittlere Elektronenenergie bekannt ist.

8. Literatur

- [1] H. Krieger: Strahlungsmessung und Dosimetrie, 2. Auflage, Springer Spektrum, Wiesbaden 2013
- [2] T. Kormoll: Wechselwirkung von Teilchen mit Materie, Vorlesung (Material von: J. Henniger), Technische Universität Dresden, Sommersemester 2019
- [3] A. Jahn: Dosimetrie, Versuchsanleitung im Grundpraktikum 3, Fachrichtung Physik, Technische Universität Dresden, 2011
- [4] H. Krieger: Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz, Band 1, Grundlagen, 5. Auflage, B.G. Teubner Verlag, Stuttgart/Leipzig/Wiesbaden, 2002
- [5] T. Bortfeld: An Analytical Approximation of the Bragg-Curve for therapeutic proton beams, Deutsches Krebsforschungszentrum (DKFZ), Abteilung Medizinische Physik and Universität Heidelberg, Fakultät für Physik und Astronomie, Heidelberg, Germany, 1997
- [6] W. Stolz: Radioaktivität: Grundlagen - Messung - Anwendungen, 5. Auflage, Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden 2005
- [7] W. Demtröder: Experimentalphysik 4, Kern-, Teilchen- und Astrophysik, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2004
- [8] P. A. Tipler, G. Mosca, Wagner, J. (Hrsg.): Physik, 7. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2015
- [9] T. Teichmann, M. Sommer, J. Henniger: Dose rate measurements with a ruby-based fiber optic radioluminescent probe, Radiation Measurements 56 (2013) 347-350
- [10] J. Henniger: Radiolumineszenz, Fachrichtung Physik, Technische Universität Dresden, URL: http://pssrs1.phy.tu-dresden.de/deu/Lumineszenz_RL.html (letzter Aufruf: 28.03.2020)
- [11] T. Teichmann: Lichtwellenleiterbasierte Dosisleistungsmessung mittels Radiolumineszenz und Optisch stimulierter Lumineszenz, Dissertation, Technische Universität Dresden 2017
- [12] S. Polter: Techniken zur Kompensation der LET-Abhängigkeit in der optischen Faserdosimetrie, Staatsexamensarbeit, Technische Universität Dresden 2019
- [13] L. Papula: Mathematische Formelsammlung, 12. Auflage, Springer Vieweg, Wiesbaden 2017
- [14] T. Teichmann, M.J. Gonzalez Torres, M.J. van Goethem, E.R. van der Graaf, J. Henniger, A. Jahn, H.H. Kiewiet, M. Sommer, W. Ullrich, C. Weinholda, T. Kormoll: Dose and dose rate measurements in proton beams using the luminescence of beryllium oxide, Technische Universität Dresden, GWT-TUD GmbH, University of Groningen, KVI — Center for Advanced Radiation Research, 2018
- [15] E. G. Yukihara, S.W.S. McKeever, Optically Stimulated Luminescence: Fundamentals and Applications, Chichester, John Wiley & Sons, 2011

- [16] J. Schneider: Praktische Umsetzung eines neuen OSL-Auswerteverfahrens auf Basis von Einzelphotonennachweisen, Masterarbeit, Technische Universität Dresden, 2016
- [17] D. A. Stüken: Kalibration des Rausch- und Nachpuls-Verhaltens von Photomultipliern für das Double-Chooz-Experiment, Diplomarbeit, RWTH Aachen, 2009
- [18] KVI – Center for Advanced Radiation Technology, URL: <https://www.rug.nl/kvi-cart/research/facilities/agor/cyclotronsSpecifications?lang=en> (letzter Aufruf: 29.04.2020)
- [19] KVI – Center for Advanced Radiation Technology, URL: <https://www.rug.nl/kvi-cart/research/facilities/agor/agorfirm/agor-specifications> (letzter Aufruf: 29.04.2020)
- [20] J. Schneider: Praktische Umsetzung eines neuen OSL-Auswerteverfahrens auf Basis von Einzelphotonennachweisen, Masterarbeit, Technische Universität Dresden 2016
- [21] National Institute of Standards and Technology (NIST): pstar – stopping-power and range tables for protons, Online-Datenbank, URL: https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/ap_table.pl (letzter Aufruf: 07.06.2020)
- [22] NuDat 2.8, URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/reCenter.jsp?z=39&n=51> (letzter Aufruf: 02.07.2020)
- [23] Bundesamt für Strahlenschutz, URL: <https://www.bfs.de/DE/themen/ion/anwendung-medizin/strahlentherapie/einfuehrung/einfuehrung.html> (letzter Aufruf: 16.06.2020)
- [24] W. Demtröder: Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik, 5. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2009
- [25] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche: Teilchen und Kerne, Eine Einführung in die physikalischen Konzepte, 8. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2009
- [26] Hamamatsu Photonics K.K.: Photon Counting Heads H10682 Series – Datenblatt, Stand Juni 2016

Erklärung

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

Pia Kahle

Dresden, den 03.08.2020

Anhang

Anhang A: Funktionsweise eines Zyklotrons

Grundlegend besteht das Zyklotron aus zwei halbkreisförmigen hohlen Metallelektroden (Duanten) zwischen denen sich eine Teilchenquelle befindet. Die Duanten stehen unter einer hochfrequenten Wechselspannung, sodass geladene Teilchen von den Duanten abwechselnd an- und abgestoßen werden und durch das elektrische Wechselfeld zwischen diesen beschleunigt werden. Senkrecht zum elektrischen Feld wird ein magnetisches Feld durch Elektromagnete ober- und unterhalb der Duanten erzeugt (siehe Abbildung 32). Die auf geladene Teilchen im Magnetfeld wirkende Lorentzkraft lenkt die Teilchen auf eine Kreisbahn. Mit zunehmender Teilchengeschwindigkeit wird der Radius dieser Kreisbahn größer, sodass spiralförmige Trajektorien entstehen. Durch eine Ablenkelektrode werden die Teilchen anschließend aus dem Zyklotron extrahiert und der erzeugte Teilchenstrahl mittels Strahlführungssystem zum Experimentieren (z.B. Bestrahlung eines Targets) bereitgestellt [1].

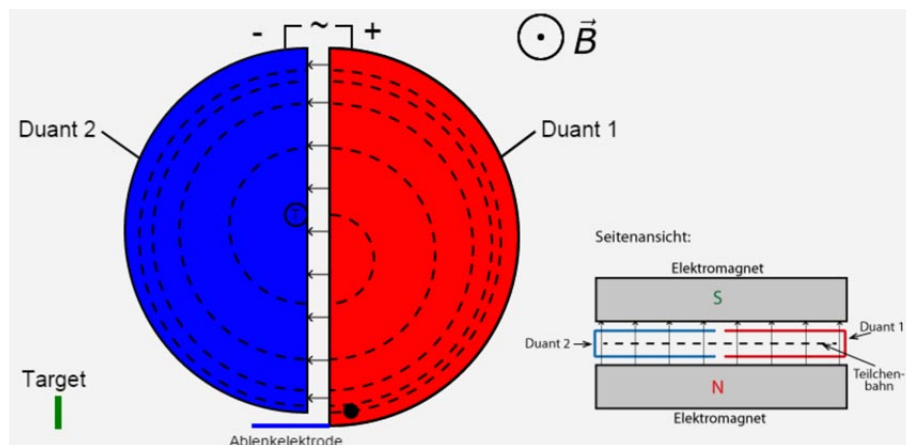


Abbildung 32: Querschnitt eines Zyklotrons [1].

Die Resonanzbedingung besagt, dass die Kreisfrequenz der Teilchen im Zyklotron ω_T gleich der Winkelfrequenz der angelegten Hochspannung ω_{HS} sein muss, sodass die Teilchen phasenrichtig auf den Beschleunigungspalt treffen, in diesem periodisch beschleunigt werden und die beabsichtigte Energie erreichen.

$$\omega_T = \omega_{HS} \quad (35)$$

Die Umlaufzeiten sind dabei von der Teilchenenergie unabhängig.

Die Umlauffrequenz ω_T errechnet sich nach Formel 30, wobei q die Ladung des Teilchens, m dessen Masse und B das einwirkende Magnetfeld bezeichnet [2].

$$\omega_T = \frac{qB}{m} \quad (36)$$

Isochronzyklotron

Werden Teilchen auf relativistische Energien beschleunigt, muss gleichzeitig die dabei auftretende relativistische Massenzunahme berücksichtigt werden. Dies hat zunächst die Folge, dass

die Umlauffrequenz sinkt und die Resonanzbedingung somit nicht mehr erfüllt ist. Dies kann durch ein gleichbleibendes Verhältnis $\frac{B}{m}$ gelöst werden. Das magnetische Feld muss folglich nach außen ansteigen. Gleichzeitig wird dadurch die Teilchenbahn zunehmend stark gekrümmt und wird instabil. Deshalb verwendet man Sektormagnetfelder mit abwechselnd hoher und niedriger Induktion, welche die Teilchenbahnen fokussieren [2].

Durch Verwendung einer supraleitenden Ringspule, wie im AGOR-Zyklotron in Groningen, kann das Feld des Führungsmagneten deutlich verstärkt werden.

A. Literatur

- [1] S. Richtberg: Bewegung von Elektronen im E- und B-Feld, Ludwig-Maximilians-Universität München, URL: <https://www.didaktik.physik.uni-muenchen.de/elektronenbahnen/b-feld/anwendung/zyklotron.php>(letzter Aufruf: 14.07.2020)
- [2] H. Krieger: Strahlungsquellen für Technik und Medizin, 2. Auflage, Springer Spektrum, Wiesbaden 2013

Anhang B: Anwendbarkeit der Theorie von Birks auf die Korrelation von γ und S

Die Theorie von Birks besagt, dass die Fluoreszenz L pro Wegelement x eines Szintillators nicht im Allgemeinen zum Bremsvermögen S proportional ist, sondern die Abhängigkeit durch folgende Formel beschrieben wird [1].

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \cdot S}{1 + k_B \cdot S} \quad (37)$$

A und k_B sind dabei experimentell zu bestimmende Konstanten.

Gleichung 38 beschreibt zunehmende Verluste des Messsignals bei wachsendem Stoßbremsvermögen. Der Grund dafür sind Sättigungseffekte im Szintillator.

Wendet man Gleichung 37 auf γ an, d.h. sowohl auf die Reflexions- als auch auf die Transmissionszählrate, ergibt sich

$$\gamma = \gamma_0 \frac{1 + k_{B,T} \cdot S}{1 + k_{B,R} \cdot S} \quad (38)$$

Trifft Birks Theorie in diesem Fall zu, können die Punkte in Abbildung 22 mit Gleichung 38 approximiert werden. Abbildung 33 zeigt die Approximation für $k_{B,T} > 0$ und $k_{B,R} = 0$ (blau), $k_{B,T} > 0$ und $k_{B,R} > 0$ (grün) und für einen quadratischen und einen linearen Abhängigkeitsterm von S im Transmissionsbereich und $k_{B,R} = 0$ (rot).

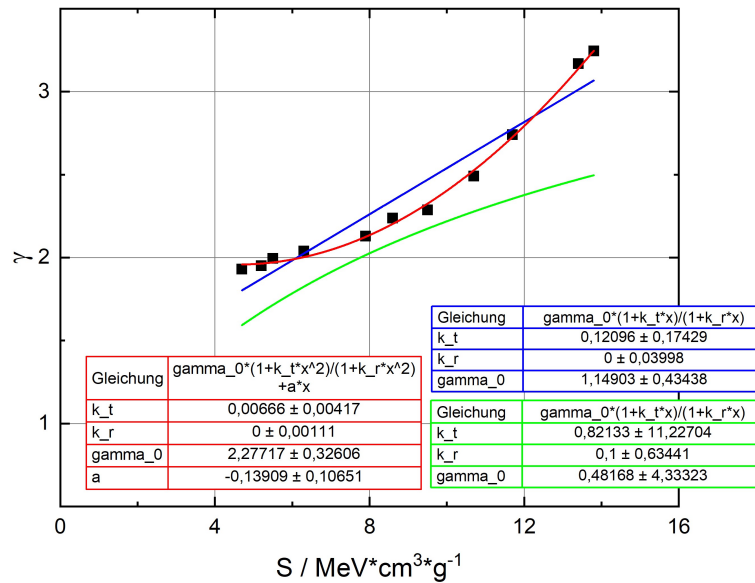


Abbildung 33: Approximation mithilfe der Theorie von Birks.

Die rote Approximation beschreibt den Verlauf des Graphen am besten, weicht aber von Birks Theorie ab. Die Approximation lautet:

$$\gamma = \gamma_0(1 + k_{B,T} \cdot S^2) + a x^2 \quad (39)$$

In diesem Fall würden im Reflektionsbereich keine Sättigungseffekte auftretenden während im Transmissionsbereich überproportional zu S Sättigungseffekte auftreten.

Birks bezieht seine Theorie jedoch auf organische Szintillatoren, was nicht auf eine BeO-Sonde zutrifft.

B. Literatur

- [1] J. B. Birks: Scintillations of organic crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations, Department of Natural Philosophy, The University, Glasgow, 1951