

Korrektur des LET-abhängigen Ansprechvermögens von faseroptischen Dosimetrie-Sonden

Masterarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Master of Science (M. Sc.)

vorgelegt von
B. Sc. Leopold Grabs
geboren am 8. Oktober 1996
in Königs Wusterhausen, Deutschland

OncoRay
Nationales Zentrum für Medizinische Strahlenforschung in der Onkologie
Medizinische Fakultät Carl Gustav Carus
Technische Universität Dresden
2020

1. Gutachter: Prof. Dr. Wolfgang Enhardt

2. Gutachter: PD Dr. Jörg Pawelke

Betreuer: Dr. Thomas Kormoll
(Institut für Kern- und Teilchenphysik, TU Dresden
Arbeitsgruppe Strahlungsphysik)

Tag der Einreichung: 29. September 2020

Kurzfassung

Viele Festkörperdosimetriesonden haben eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung. Jedoch zeigt ihr Messsignal Quench-Effekte beim Einsatz in Protonenstrahlungsfeldern mit hohem linearem Energietransfer (LET). Ohne eine Korrektur dieses verminderten Messeffekts würde dies zu einer Unterschätzung der Dosis führen. In dieser Arbeit wurde ein Messsystem entwickelt, das auf einem an eine Lichtleitfaser gekoppelten sensitiven Volumen aus Berylliumoxid basiert, dessen Lumineszenzlicht während der Messung spektral geteilt wird. Dadurch entsteht eine zusätzliche Information, die eine Aussage über die Restreichweite und somit über den LET von Protonen am Messort ermöglicht. Es konnte gezeigt werden, dass das Signalverhältnis der beiden spektralen Anteile stark mit der Restreichweite von initial monoenergetischen Protonen korreliert. Auf dieser Basis wurde eine Korrekturfunktion implementiert, welche die Dosisunterschätzung für Protonen mit Anfangsenergien kleiner als 145 MeV gut ausgleicht. Eine beobachtete Abhängigkeit der signalverhältnisbasierten Dosiskorrektur von der initialen Protonenenergie führt jedoch dazu, dass die Korrektur für initial höherenergetische Protonen bei hohem LET weiterhin eine unterschätzte Dosis liefert.

Abstract

Many solid dosimeters offer high spatial and temporal resolution. However, a common problem is their quenching in regions of high linear energy transfer (LET) during measurements in proton beams. This leads to reduced measurement signal, and thus, to dose underestimation. Hence, a dose correction is necessary. In this work a dosimetric system was developed which is based on a fiber coupled sensitive volume of beryllium oxide. Its radioluminescence signal is split into two spectral parts during measurement. Thereby one can obtain additional information that enables access to the values of residual range and LET of proton beams at the point of measurement. It could be shown that there exists a strong correlation between the signal ratio of both spectral parts of luminescence and the residual range of monoenergetic proton beams. Based on this, a correction function was implemented which allows for the adjustment of dose underestimation for measurements in proton beams of initial energies less than 145 MeV. Nevertheless, the signal ratio based correction function was observed to be dependent on the initial proton beam energy. Hence, the underestimation of the dose remains in the case of higher initial proton energies in regions of high LET.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	vii
Tabellenverzeichnis	viii
Abkürzungsverzeichnis	ix
1 Einleitung	1
2 Physikalische Grundlagen zur Dosimetrie in Photonen- und Protonenfeldern	3
2.1 Strahlungsfeldgrößen	3
2.2 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie	5
2.3 Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie	8
2.4 Wichtige Größen der Dosimetrie und dosimetrische Konzepte	11
2.5 BeO-basierte Faser-Dosimetriesonden	16
3 Material und Methoden	19
3.1 Verwendetes Messsystem	19
3.2 Dosis-Kalibrierung des Messsystems im Photonen-Referenzfeld	21
3.3 Messungen im Protonenfeld an der UPTD	24
3.4 LET-abhängige Korrektur des Messeffekts	27
3.5 Verifikation	29
4 Ergebnisse	31
4.1 Dosis-Kalibrierung im Photonen-Referenzfeld	31
4.2 Messungen im Protonenfeld	32
4.3 LET-abhängige Korrektur des Messeffekts	37
4.4 Verifikation	40
5 Diskussion	43
6 Zusammenfassung	47
Literatur	49

A Anhang	57
A.1 In Groningen gemessenes Radiolumineszenzspektrum von BeO	57
A.2 Berechnung des Massenenergieübertragungskoeffizienten in Luft	58
A.3 Fotos des Messsystems	60
A.4 Messergebnisse für tiefenabhängige Messungen in Protonenfeldern	62
A.5 Messergebnisse im Verifikationsfeld	64
Selbstständigkeitserklärung	67

Abbildungsverzeichnis

2.2.1	Massenschwächungskoeffizienten für BeO	7
2.3.1	Massenbremsvermögen von Protonen und Elektronen in Wasser	10
2.5.1	Entstehung von Lumineszenz im Bändermodell	17
3.1.1	Schematischer Aufbau des Messsystems	20
3.2.1	Experimenteller Aufbau bei der Kalibriermessung	22
3.3.1	Aufbau bei Bestrahlung an der UPTD	25
3.3.2	Referenztiefendosiskurve und Messtiefen	26
3.5.1	Simulation der Tiefendosiskurve im Dosiswürfel	30
4.1.1	Messsignal während der Dosiskalibrierung	31
4.2.1	Zählratenhistogramme, gemessen im Protonenfeld	33
4.2.2	Laterale Profile des Protonenstrahls	34
4.2.3	Blind-Signal mit und ohne Abschirmung	36
4.3.1	Messergebnisse der tiefenabhängigen Messungen im Protonenfeld	37
4.3.2	Korrekturfaktor abhängig vom Signalverhältnis	38
4.3.3	Dosisdifferenz nach Anwendung der Korrekturfunktion	39
4.4.1	Zeithistogramme einer Verifikationsmessung	40
4.4.2	Signalverhältnis pro Schicht	41
A.1.1	Messergebnisse aus Groningen und Transmission des Strahlteilers	57
A.3.1	Messsystem insgesamt	60
A.3.2	Messsystem in Einzelteilen	60
A.3.3	Eingebaute Blenden und Sondenvergleich	61
A.3.4	Abschirmung der SPCHs an der UPTD	61
A.5.1	Zeithistogramme einer Verifikationsmessung	64

Tabellenverzeichnis

4.1.1	Werte für Berechnung der Dosiskalibrierung	32
4.2.1	Halbwertsbreiten von relativen Dosisprofilen des Nadelstrahls	35
4.3.1	Parameter der Korrekturfunktion	39
4.4.1	Dosisbeiträge der einzelnen Energieschichten	42
A.4.1	Ereigniszahlen, die im 100 MeV-Referenzfeld gemessen wurden	62
A.4.2	Ereigniszahlen, die im 226,7 MeV-Referenzfeld gemessen wurden	63
A.5.1	Ereigniszahlen aus der Verifikationmessung bei 160 mm	64
A.5.2	Ereigniszahlen aus der Verifikationmessung bei 120 mm	65

Abkürzungsverzeichnis

BeO	Berylliumoxid
BGB	BRAGG-GRAY-Bedingung
CSDA	Näherung einer quasi kontinuierlichen Abbremsung (engl.: continuous slowing down approximation)
DAQ	Datenerfassungseinheit (engl.: data acquisition device)
FPGA	programmierbares Logikgatter (engl.: field programmable gate array)
FWHM	Halbwertsbreite (engl.: full width at half maximum)
LET	linearer Energietransfer (engl.: linear energy transfer)
MRT	Magnetresonanztomograph
OAR	Risikoorgan (engl.: organ at risk)
ODR	orthogonale Distanz-Regression
OSL	optisch stimulierte Lumineszenz
PBS	Pencil-Beam-Scanning
PMMA	Polymethylmethacrylat
QA	Qualitätssicherung (engl.: quality assurance)
RL	Radiolumineszenz
SEG	Sekundärelektronengleichgewicht
SPCH	Einzelphotonensensor (engl.: single photon counting head)
TDK	Tiefendosiskurve

UPTD Universitäts Protonen Therapie Dresden

WET wasseräquivalente Dicke (engl.: water equivalent thickness)

1 Einleitung

In den letzten Jahren ist die Anzahl der Behandlungen mit Protonen in der Strahlentherapie gestiegen [Par19; Jer15]. Die physikalischen Eigenschaften der Protonen bewirken, dass Bestrahlungspläne mit steileren Dosisgradienten erstellt werden können, was potentiell zu einer besseren Schonung der Risikoorgane (engl.: organs at risk) (OAR) beiträgt. Auch wenn die therapeutische Überlegenheit von Protonen gegenüber Photonen noch nicht in allen Fällen wissenschaftlich belegt ist, wird im Allgemeinen davon ausgegangen, dass das Auftreten von chronischen, strahleninduzierten Nebenwirkungen oder Spätfolgen in der Protonentherapie weniger ausgeprägt ist [ST07; De 12; All12; Mir02; Kre07].

Um eine hinreichend gute Qualitätssicherung (engl.: quality assurance) (QA) in Protonentherapieanlagen zu gewährleisten, werden dosimetrische Systeme mit hoher räumlicher Auflösung und geringer Messunsicherheit benötigt. Diese Eigenschaften können von kleinen Festkörperdosimetriesonden erfüllt werden. Unter anderem gehören Dioden und Diamantdetektoren dieser Kategorie von Dosissonden an [De 17; Ono00; Par18]. Allerdings konnten z. B. bei Dioden Abhängigkeiten des Messsignals von der Strahlungsrichtung, -energie sowie der Dosisleistung beobachtet werden [GM00; Koe67; Jur09; Par18]. Außerdem müssen bei beiden Detektorarten schwache elektrische Signale über lange Kabel zur Auswertungselektronik geleitet werden. Hier können an optische Fasern gekoppelte Lumineszenzsonden (z. B. basierend auf Berylliumoxid) von Vorteil sein. Sie zeichnen sich durch ihre geringe Größe, Richtungsunabhängigkeit (bei entsprechender Geometrie des empfindlichen Volumens), hohe Flexibilität, geringe Kosten und ihr geringes Gewicht aus [SMA14; OKe15]. Die hohe räumliche Auflösung ermöglicht die Anwendung in der Kleinfelddosimetrie sowie Messungen in steilen Dosisgradienten [Tei18; BMA92; Arc07; Bed01; Kle10; LPR99]. Sogar minimalinvasive in-vivo-Dosimetrie wäre damit denkbar [TSH13; OKe15]. Ein großer Vorteil gegenüber herkömmlichen, elektronischen Dosissonden (Ionisationskammern eingeschlossen) ist die optische Signalerzeugung und -transmission. Die faseroptischen Dosimetriesonden sind dadurch unempfindlich gegenüber elektromagnetischen Einflüssen wie Wechselfelder im Radiofrequenzbereich oder statische Felder [Hus01; OKe15]. Somit sind die Messsonden auch im direkten Umfeld von Magnetresonanztomographen (MRT) einsetzbar.

Die Arbeitsgruppe Strahlungsphysik am Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität Dresden beschäftigt sich schon lange mit dem Luminophor Berylliumoxid (BeO) als Dosimetriesondenmaterial [SH06; Jah13; Tei16; Tei18]. BeO zeichnet sich in der Dosimetrie durch seine fast gewebeäquivalente effektive Ordnungszahl aus [AM56; SH06; Yuk11]. Außerdem kann auf die optisch stimulierte Lumineszenz (OSL) von BeO für eine integrale Dosisinformation zurückgegriffen werden, oder auf die Radiolumineszenz (RL) für eine Echtzeitinformation über die Dosisleistung. Für Photonenfelder konnte gezeigt werden, dass sich die Intensität der RL linear zur Dosisleistung verhält und unabhängig von der akkumulierten Dosis ist [SMA14; Tei16]. In Partikelstrahlungsfeldern zeigte sich jedoch eine Abhängigkeit der Lichtausbeute vom linearen Energietransfer (LET) und damit von der Restenergie der Partikel. Wie bei vielen Festkörperdosimetriesonden kommt es zu einer Unterschätzung der Dosis bzw. Dosisleistung bei hohem LET (z. B. im BRAGG-Peak) [Boo98; Kim12; Tei18]. Dementsprechend sind BeO-basierte, faseroptische Dosimetriesonden zur Zeit nicht ohne weitere Korrektur in der Hadronentherapie einsetzbar.

Ziel dieser Masterarbeit ist es, eine Korrektur für das LET-abhängige Ansprechvermögen der Dosissonden zu entwickeln und damit die Bestimmung der absoluten Dosis zu ermöglichen. In jüngsten Experimenten der Arbeitsgruppe Strahlungsphysik wurde am AGOR-Zyklotron in Groningen das Emissionsspektrum von BeO-Keramiken in Abhängigkeit von der Restreichweite von Protonen gemessen. Dabei konnte festgestellt werden, dass sich neben dem Ansprechvermögen auch die Wellenlänge des emittierten Lichts abhängig vom LET verändert (s. Anhang A.1 und [Kah20]). Basierend auf dieser Erkenntnis soll der Korrekturmechanismus im Rahmen der Masterarbeit implementiert werden.

Es wird ein Aufbau aus BeO-Keramik, Lichtleitfaser, einem dichroitischen Strahlteiler und zwei Einzelphotonensensoren erstellt, mit dessen Hilfe neben der absoluten Lichtmenge auch das Signalverhältnis zweier Spektralbereiche bestimmt wird. Zunächst wird dieses System in einem Photonen-Referenzfeld auf Dosis kalibriert. Anschließend wird das LET-abhängige Verhalten des Signalverhältnisses durch Messungen in einem Protonenfeld an der Universitäts Protonen Therapie Dresden (UPTD) entlang des BRAGG-Peaks untersucht. Mithilfe der gewonnenen Daten wird eine LET-abhängige Korrektur der Dosis berechnet. Schließlich werden die Ergebnisse gegen eine Ionisationskammer verifiziert.

2 Physikalische Grundlagen zur Dosimetrie in Photonen- und Protonenstrahlungsfeldern

2.1 Strahlungsfeldgrößen

Strahlung ist der nicht an Medien gebundene Transport von Energie und ggf. Masse sowie Ladung. Sie kann in Form von elektromagnetischen Wellenpaketen ohne Materietransport (Photonen) oder als Korpuskularstrahlung¹ auftreten. Im Folgenden werden sowohl Photonen als auch Korpuskeln unter dem Begriff „Teilchen“ zusammengefasst. Über die Fähigkeit, aufgrund der Teilchenenergie Hüllenelektronen aus dem Atomverband zu lösen, wird zwischen ionisierender und nicht-ionisierender Strahlung unterschieden, wobei im Rahmen dieser Arbeit lediglich erstere relevant ist. Sie wird ihrerseits unterteilt in direkt ionisierende Strahlung (geladene Teilchen wie Elektronen und Protonen) und indirekt ionisierende Strahlung (ungeladene Teilchen wie Photonen und Neutronen) [Kri19].

Die von einer Strahlungsquelle emittierten Teilchen bilden ein Strahlungsfeld, welches durch die Art(en) der Strahlungsteilchen, die räumliche, zeitliche und energetische Verteilung derselben und deren Ausbreitungsrichtungen im Raum charakterisiert ist [Kri13; Kri19; Sto05]. Die energetische Verteilung wird zusammen mit den enthaltenen Arten der Strahlungsteilchen auch unter dem Begriff der Strahlungsqualität Q zusammengefasst [Kri13]. Strahlungsfelder werden durch skalare und vektorielle Strahlungsfeldgrößen beschrieben. Zu den skalaren Größen gehört zum Beispiel die Teilchenflussdichte

$$\varphi(\vec{r}, t) = \frac{d^2\bar{N}}{dA_{\perp}dt} \quad [\varphi] = \text{m}^{-2}\text{s}^{-1} \quad , \quad (2.1)$$

die die mittlere Anzahl der Teilchen aller Richtungen \bar{N} , welche die Großkreisfläche dA_{\perp} einer Elementarkugel am Ort \vec{r} im Zeitintervall dt durchdringen, darstellt [Kri19; Sto05]. Durch Differentiation nach dem Raumwinkel Ω oder der Energie E ergeben sich die raum-

¹Korpuskeln $\hat{=}$ geladene oder ungeladene Teilchen, die eine Ruhemasse besitzen

winkelbezogenen (beziehen sich auf in das Raumwinkelement $d\Omega$ emittierte Strahlung) bzw. spektralen Strahlungsfeldgrößen, die im Folgenden mit dem Index Ω bzw. E gekennzeichnet werden. Beispielsweise stellen

$$\varphi_{\Omega}(\vec{r}, t, \vec{\Omega}) = \frac{d^3\bar{N}}{dA_{\perp} dt d\Omega} \quad [\varphi_{\Omega}] = \text{m}^{-2}\text{s}^{-1} \quad \text{bzw.} \quad (2.2)$$

$$\varphi_E(\vec{r}, t, E) = \frac{d^3\bar{N}}{dA_{\perp} dt dE} \quad [\varphi_E] = \text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{J}^{-1} \quad (2.3)$$

die raumwinkelbezogene bzw. spektrale Teilchenflussdichte dar [Kri19; Kri13; Sto05]. Wird die spektrale Teilchenflussdichte mit der Energie E multipliziert und darüber integriert, ergibt sich die Energieflussdichte

$$\begin{aligned} \psi(\vec{r}, t) &= \int_0^{\infty} \varphi_E(\vec{r}, t, E) \cdot E dE \\ &= \int_0^{\infty} \psi_E(\vec{r}, t, E) dE = \frac{d^2R}{dA_{\perp} dt} \quad [\psi] = \text{J} \cdot \text{m}^{-2}\text{s}^{-1} \quad , \end{aligned} \quad (2.4)$$

welche auch über die Differentiation der Strahlungsenergie R analog zur Teilchenflussdichte (s. Glg. (2.1) und (2.4)) erhalten werden kann. Die Strahlungsenergie ist die Summe aller Teilchenenergien um einen Ort \vec{r} . Durch Integration einer Flussdichte über die Zeit t ergibt sich die Fluenz, z. B. die Teilchenfluenz ϕ oder die Energiefluenz Ψ zu

$$\phi(\vec{r}) = \frac{d\bar{N}}{dA_{\perp}} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\vec{r}, t) dt \quad [\phi] = \text{m}^{-2} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \Psi(\vec{r}) &= \int_0^{\infty} \phi_E(\vec{r}, E) \cdot E dE \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\vec{r}, t) dt = \frac{dR}{dA_{\perp}} \quad [\Psi] = \text{J} \cdot \text{m}^{-2} \quad . \end{aligned} \quad (2.6)$$

Die vektoriellen Strahlungsfeldgrößen ergeben sich analog zu ψ oder Ψ bezogen auf die Energie durch Multiplikation einer raumwinkelbezogenen Strahlungsfeldgröße mit dem Raumwinkel $\vec{\Omega}$ und der anschließenden Integration über denselben [Kri19; Kri13; Sto05].

Durch Wechselwirkungsprozesse der Strahlung mit Atomen und Molekülen der Materie unterliegen Strahlungsfelder zeitlichen, räumlichen und energetischen Veränderungen. Unter anderem die dargestellten Größen (Glg. (2.1) – (2.6)) dienen der Beschreibung dessen. Dies ist von Nutzen, da die Wechselwirkungen mit Energieüberträgen auf den Absorber verbunden sind, welche eine Dosis (s. Glg. (2.18)) zur Folge haben. In diesem Zusammenhang kommt der vektoriellen Energiefluenz $\vec{\Psi}$ eine große Bedeutung zu (s. Kap. 2.4) [Kri19; Kri13; Sto05]. Das entscheidende Maß für die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Wechselwirkungsprozesses ist der (mikroskopische) Wechselwirkungsquerschnitt σ , im

Folgenden mit „Wirkungsquerschnitt“ bezeichnet. Er ergibt sich durch

$$\sigma = \frac{\bar{N}_{\text{WW}}}{\phi} \quad [\sigma] = \text{m}^2 \quad (2.7)$$

mit der mittleren Anzahl an betrachteten Wechselwirkungen \bar{N}_{WW} bei einer Teilchenfluenz ϕ . Durch Multiplikation des Wirkungsquerschnitts mit der Teilchendichte n der Wechselwirkungspartner wird der makroskopische Wechselwirkungsquerschnitt

$$\mu = n \cdot \sigma \quad [\mu] = \text{m}^{-1} \quad (2.8)$$

erhalten. Bei Betrachtung von Atomen als Wechselwirkungspartner ergibt sich aus Gleichung (2.8) zum Beispiel $\mu = \frac{N_{\text{A}}}{M} \rho \cdot \sigma$, mit der AVOGADRO-Konstanten N_{A} , der molaren Masse M , der Dichte ρ des Absorbers und dem atomaren Wechselwirkungsquerschnitt σ . Im Fall von Photonenstrahlung wird diese Größe auch als „Schwächungskoeffizient“ bezeichnet. In der Praxis kommt aufgrund der besseren Vergleichbarkeit verschiedener Medien ohne den Einfluss der Dichte häufig der Massenschwächungskoeffizient $\frac{\mu}{\rho}$ ($[\frac{\mu}{\rho}] = \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$) zum Einsatz [HS04a; KW16a; Kri19; Sto05].

2.2 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie

Wechselwirkungspartner für ionisierende Photonenstrahlung befinden sich in der Atomhülle (Elektronen und ihre COULOMB-Felder) oder im bzw. um den Atomkern (Nukleonen und das Kern-COULOMB-Feld). Des Weiteren gibt es fünf elementare Wechselwirkungsprozesse für Photonen: Die kohärente und inkohärente Streuung an Hüllenelektronen, den photoelektrischen Effekt, die Paarbildung sowie den Kernphotoeffekt. Für die Detektion und Dosimetrie sind allerdings nur die vier zuletzt Genannten relevant, da während der kohärenten Streuung quasi kein Energieübertrag stattfindet und lediglich die Ausbreitungsrichtung des Photons geändert wird [KW16a; Kri19; Sto05].

Durch die anderen Wechselwirkungsarten werden mittels Ionisation und Anregung freie, elektrisch geladene Sekundärteilchen (Elektronen und/oder Positronen) erzeugt, welche ihrerseits die umgebende Materie ionisieren können. Ein Großteil der Ionisationen im Photonenstrahlungsfeld ist auf diese Sekundärteilchen zurückzuführen, wodurch sich auch die Einordnung zur indirekt ionisierenden Strahlung erklärt [Kri19]. Bei der **inkohärenten Streuung** wird das Photon unter Energieabgabe an einem Hüllenelektron abgelenkt, welches dabei aus der Hülle entfernt wird. Passiert dies mit einem äußeren Hüllenelektron, das quasi ungebunden ist, wird von COMPTON-Streuung gesprochen. Für diesen Spezialfall ergibt sich aus der relativistischen Energie-Impuls-Erhaltung die Energie E' des gestreuten

Photons aus der Energie E des einfallenden Photons abhängig vom polaren Streuwinkel θ zu

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos(\theta))} \quad (2.9)$$

Darin ist m_e die Elektronenmasse und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Außerdem gilt nach KLEIN und NISHINA für diesen Fall die Gleichung

$$\sigma_\Omega = \frac{r_e}{2} \cdot \left(\frac{1}{1 + \frac{E}{E_0} \cdot (1 - \alpha)} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{1 + \frac{E}{E_0} \cdot (1 - \alpha)} + \frac{E}{E_0} \cdot (1 - \alpha) + \alpha^2 \right) \quad (2.10)$$

für den raumwinkelbezogenen differentiellen Wirkungsquerschnitt σ_Ω (bezieht sich auf eine inkohärente Streuung an einem quasi freien Hüllenelektron in das Raumwinkelement $d\Omega$). Eingesetzt wurden hier der klassische Elektronenradius r_e sowie die Definitionen $E_0 := m_e c^2$ und $\alpha := \cos(\theta)$ [Kri19; Sto05].

Beim **photoelektrischen Effekt** (Photoeffekt) überträgt das Photon seine gesamte Energie auf ein Hüllenelektron. Es wird dabei vernichtet und das Elektron aus der Hülle gelöst. Analog dazu wird beim **Kernphotoeffekt** unter vollständiger Energieabgabe ein Nukleon aus dem Kernverband gelöst. Für beide Wechselwirkungsarten muss die Photonenenergie die Bindungsenergie des gelösten Teilchens übersteigen. Während dies für den photoelektrischen Effekt schon mit der Bedingung, dass ionisierende Strahlung betrachtet wird, erfüllt ist (es reichen wenige eV), werden für den Kernphotoeffekt deutlich höhere Photonenenergien (mehrere MeV) benötigt [Kri19; Sto05].

Bei der Wechselwirkung eines Photons im COULOMB-Feld des Kerns oder eines Hüllenelektrons kann **Paarbildung** auftreten. Dabei wird das Photon ebenfalls absorbiert und es entsteht ein Elektron-Positron-Paar. Die Schwellenenergie für diesen Prozess beträgt aufgrund der Energie- und Impulserhaltung im Kern-COULOMB-Feld rund $2E_0 \approx 1022$ keV und im COULOMB-Feld eines Hüllenelektrons rund $4E_0 \approx 2044$ keV [Kri19; Sto05].

Jeder Wechselwirkungsart kann ein eigener Wirkungsquerschnitt σ_X zugeordnet werden. Hier sei im Folgenden mit $X = e$ der Photoeffekt, mit $X = k$ die kohärente Streuung, mit $X = i$ die inkohärente Streuung, mit $X = kp$ der Kernphotoeffekt und mit $X = p$ die Paarbildung bezeichnet. Der totale Wechselwirkungsquerschnitt ergibt sich demnach durch die Summe $\sigma_{\text{tot}} = \sum_X \sigma_X$. Dasselbe gilt analog für den Massenschwächungskoeffizienten. Da die einzelnen Wirkungsquerschnitte unterschiedliche Abhängigkeiten von der Photonenenergie und Ordnungszahl des Absorbers aufweisen, dominieren je nach vorliegenden Bedingungen andere Prozesse. Abbildung 2.2.1 veranschaulicht diesen Sachverhalt beispielhaft, indem die Energieabhängigkeiten der einzelnen Massenschwächungskoeffizien-

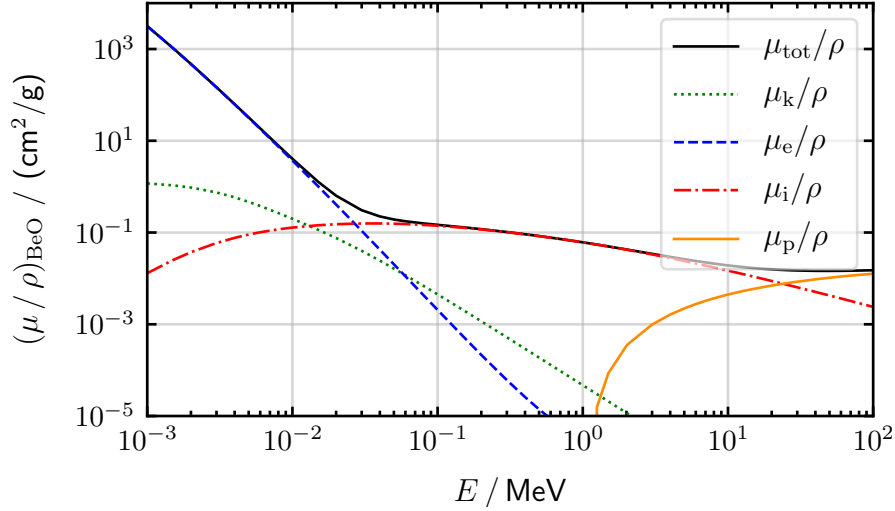


Abbildung 2.2.1: Es sind die Massenschwächungskoeffizienten von BeO bezogen auf die einzelnen Wechselwirkungsarten sowie deren Summe abhängig von der Photonenenergie E dargestellt (Daten von [Ber10]).

enten für den Absorber BeO dargestellt sind. Dabei ist zu sehen, dass für Materialien mit einer effektiven Ordnungszahl von $Z_{\text{eff}} \approx 7$ (z. B. BeO oder menschliches Gewebe) die inkohärente Streuung über einen großen Energiebereich dominiert [KW16a; Kri19; Kri13; Sto05].

Wird ein schmales, paralleles Photonenbündel bei der Durchdringung einer Materialschicht betrachtet, sodass jede Wechselwirkung zu einem Verlust von Photonen aus dem Bündel führt (durch Streuung oder Absorption), ergibt sich mithilfe des totalen Schwächungskoeffizienten μ_{tot} für die Änderung der Teilchenzahl N auf der Wegstrecke dx : $dN = -\mu_{\text{tot}}Ndx$. Aus Integration dieser differentiellen Form folgt das exponentielle Schwächungsgesetz

$$N(x) = N_0 \cdot \exp(-\mu_{\text{tot}} \cdot x) , \quad (2.11)$$

das die mittlere Photonenzahl in der Tiefe x liefert, wenn N_0 Photonen auf die Schicht treffen. Daraus ergibt sich auch, dass Photonenstrahlungsbündel makroskopisch betrachtet keine maximale Reichweite in Materie besitzen [Sto05]. Da in der Dosimetrie die Energie-deposition im Material von Interesse ist, wird neben dem Massenschwächungskoeffizienten noch der Massenenergieübertragungskoeffizient $\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho}$ eingeführt. Dieser berücksichtigt den mittleren Energieübertrag auf geladene Sekundärteilchen pro Wechselwirkung und ergibt sich durch

$$\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} = \sum_X t_X \cdot \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_X \quad \left[\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho}\right] = \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} . \quad (2.12)$$

Darin ist t_X der mittlere, relative Energieübertrag pro Wechselwirkungsprozess der Art X . So gilt zum Beispiel $t_e = \frac{E-E_B}{E}$, $t_i = \frac{E-\langle E' \rangle - E_B}{E}$ und $t_p = \frac{E-2E_0}{E}$ mit der Photonenenergie E , der Bindungsenergie des Hüllenelektrons E_B , der mittleren Energie eines inkohärent gestreuten Photons $\langle E' \rangle$ und der Ruheenergie eines Elektrons E_0 . Es wird jedoch nicht die gesamte durch Photonen auf geladene Sekundärteilchen übertragene kinetische Energie im Material absorbiert und somit auch für die Energiedosis wirksam (s. Glg. (2.18)). Ein Teil dieser Energie verlässt in Form von Bremsstrahlung (s. Kap. 2.3) den lokalen Wechselwirkungsort. Dies berücksichtigt der Massenenergieabsorptionskoeffizient

$$\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} = \frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \cdot (1 - G) \quad \left[\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right] = \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} \quad (2.13)$$

durch den relativen Anteil der kinetischen Energien geladener Sekundärteilchen G , der in Bremsstrahlung umgesetzt wird [HS04b; Kri19; Sto05].

2.3 Wechselwirkungen geladener Teilchen

Da geladene Teilchen permanent von ihrem ausgedehnten COULOMB-Feld umgeben sind, ist im Gegensatz zu Photonen ihre Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Materie bei nahezu 100%. In der Regel sind die einzelnen Wechselwirkungen nur mit geringen Energieüberträgen verbunden und durch die Vielzahl an Wechselwirkungen kann häufig die Näherung einer quasi kontinuierlichen Abbremsung (engl.: continuous slowing down approximation) (CSDA) genutzt werden [Kri19]. Die unterschiedlichen Wechselwirkungsprozesse und deren Auswirkungen werden im Folgenden kurz beleuchtet.

Die **elastische Streuung an Hüllenelektronen** ist in der Regel nur bei sehr geringen Energien und leichten Teilchen (Elektronen) erwähnenswert, das gesamte Atom ist dabei am Stoßprozess beteiligt. Dabei finden keine Anregungen oder Ionisationen statt. Dagegen hat die **unelastische Streuung an der Atomhülle** bzw. an Hüllenelektronen eine Anregung oder Ionisation des Atoms zur Folge. Solche Stoßionisationen tragen zu einem großen Teil zur Abbremsung und dem Energieverlust der geladenen Teilchen bei. Je nach Teilchenmasse sind diese Prozesse mit kleineren oder größeren Richtungsänderungen verbunden. In einzelnen Fällen kommt es dabei auch zu binären Stößen mit Hüllenelektronen, verbunden mit großen Energieüberträgen (Erzeugung von δ -Elektronen). **Elastische Streuungen an Atomkernen** haben, abhängig von der Teilchenmasse, hauptsächlich Richtungsänderungen mit nur sehr geringen Energieverlusten zur Folge. Bei **unelastischen Streuungen oder Stößen an Atomkernen** ändert sich der Betrag und die Richtung der Teilchengeschwindigkeiten, was zur Emission von Photonen – der Bremsstrahlung – führt. Da hier

ebenfalls das Ausmaß der Richtungsänderungen stark von der Teilchenmasse und -energie abhängt, ist diese Wechselwirkungsart in Energiebereichen klinischer Anwendungen quasi nur für leichte Teilchen wie Elektronen relevant [Kri19; Sto05]. Neben den vier wichtigen auf COULOMB-Wechselwirkungen beruhenden Wechselwirkungsarten können für Hadronen (z. B. Protonen) auch unelastische Kernwechselwirkungen, vermittelt durch starke Kernkräfte, relevant sein. Außerdem kommt es bei elektrisch geladenen Teilchen zur Aussendung von ČERENKOV-Licht, wenn diese im Medium Überlichtgeschwindigkeit erreichen. Die Aussendung des im UV- bis blauen sichtbaren Bereich liegenden Lichts kann bei der Betrachtung des Energieverlustes aber vernachlässigt werden [Kri19; Sto05].

Die zentrale Größe zur Beschreibung des lokalen Energieverlustes ist das Bremsvermögen (engl.: stopping-power)

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad [S] = \text{MeV} \cdot \text{cm}^{-1} \quad (2.14)$$

oder das Massenbremsvermögen $\frac{S}{\rho}$, welches den mittleren Energieverlust $-dE$ eines Teilchens pro Wegstrecke dx beschreibt. Da bezüglich des Energieverlustes die unelastischen Stoßprozesse im Vordergrund stehen, wird das totale Bremsvermögen häufig aufgespalten in das Stoßbremsvermögen S_{col} (Energieverlust aufgrund von Stoßionisation durch Stöße mit Hüllenelektronen) und das Strahlungsbremsvermögen S_{rad} (Energieverlust durch Bremsstrahlungserzeugung), sodass sich das gesamte Bremsvermögen zu $S_{\text{tot}} = S_{\text{col}} + S_{\text{rad}}$ ergibt [Kri19; Sto05].

Die beiden Anteile können separat betrachtet werden, wobei aufgrund der Abhängigkeiten von den Teilcheneigenschaften zwischen schweren geladenen Teilchen (hier: Protonen) und leichten geladenen Teilchen (Elektronen und Positronen) unterschieden werden muss. Das Massenstoßbremsvermögen kann mithilfe der BETHE-BLOCH-Gleichung berechnet werden, welche auf die wesentlichen Abhängigkeiten reduziert die Form

$$\frac{S_{\text{col}}}{\rho} \propto \frac{Z}{A} \cdot \frac{z_{\text{proj}}^2}{\beta^2} \cdot f(\beta, \ln(\bar{I})) \quad (2.15)$$

annimmt. Z und A sind darin Ordnungs- bzw. Massenzahl des Absorbers, z_{proj} die Ladung des Projektils, β der Quotient aus Teilchen- und Lichtgeschwindigkeit und \bar{I} die mittlere Ionisationsenergie des Absorbers. Zwischen Protonen und Elektronen unterscheidet sich vor allem die Funktion f , da aufgrund der geringen Masse sowie der Ununterscheidbarkeit der Elektronen nach dem Stoß die binären Stöße mit Hüllenelektronen anders behandelt werden müssen [KW16a; Kri19; Sto05]. Außerdem sind aus demselben Grund die einzelnen Stoßwechselwirkungen von Elektronen, im Gegensatz zu denen von Protonen, mit erheblichen Richtungsänderungen verbunden. Für schwere geladene Teilchen kann aus Gleichung

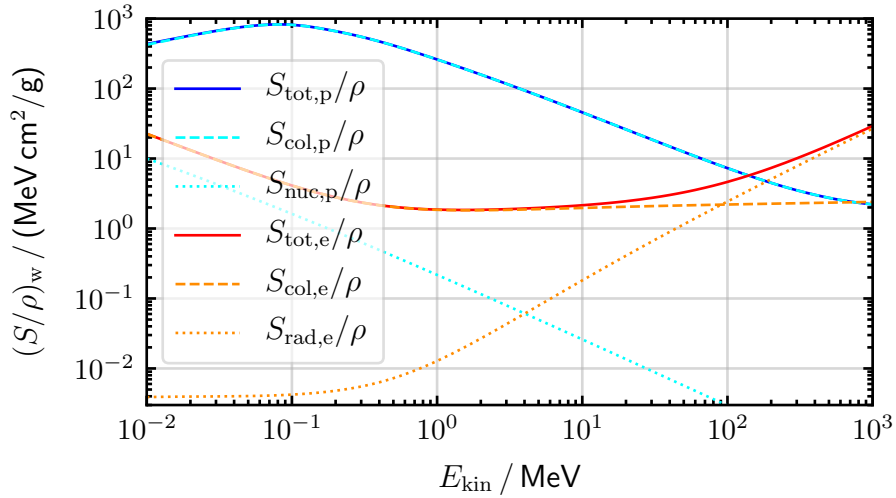


Abbildung 2.3.1: Das totale Massenbremsvermögen in Wasser $(\frac{S}{\rho})_w$ für Protonen (p) und Elektronen (e) im klinisch relevanten Energiebereich. Dargestellt sind außerdem die Anteile des Stoßbremsvermögens S_{col} und des Strahlungsbremsvermögens S_{rad} bzw. des nuklearen Bremsvermögens S_{nuc} (Daten von [Ber17a] und [Ber17b]).

(2.15) die Erkenntnis gewonnen werden, dass das Stoßbremsvermögen unabhängig von der Projektilmasse m_{proj} , jedoch umgekehrt proportional zum Quadrat der Projektilgeschwindigkeit ist. Das hat zur Folge, dass der Energieverlust zum Ende der Teilchenbahn hin stark zunimmt. In der Tiefendosisverteilung (auch Tiefendosiskurve (TDK)) (s. Glg. (2.18)) eines monoenergetischen Protonenfeldes bildet sich dadurch der sogenannte BRAGG-Peak am Ende der Teilchenbahnen. Die Berechnung des Stoßbremsvermögens mithilfe der BETHE-BLOCH-Gleichung wird für langsame Teilchen allerdings ungenau, da Umladungsprozesse durch Einfang von Hüllenelektronen, die zur Bildung einer „Projektilhülle“ führen, nicht berücksichtigt werden [Kri19; Sto05].

Die Ausbeute der Bremsstrahlung steigt mit dem Ablenkwinkel des Projektils und dessen Nähe zum Ablenkteilchen. Mit der relativistischen Gesamtenergie E_{tot} ergibt sich die Beziehung

$$\frac{S_{\text{rad}}}{\rho} \propto \frac{Z^2}{A} \cdot \frac{z_{\text{proj}}^2}{m_{\text{proj}}^2} \cdot E_{\text{tot}} \quad . \quad (2.16)$$

Sie verdeutlicht den Sachverhalt, dass aufgrund der hohen Masse die Strahlungsbremsung von klinischen Protonen ($E_{\text{kin}} \leq 250$ MeV) vernachlässigbar ist. Ihr Bremsvermögen kann gut durch $S \approx S_{\text{col}}$ genähert werden. Die nukleare Bremsung spielt erst bei kleinen Energien und in diesem Fall auch nur eine geringe Rolle. Dagegen muss für hochenergetische Elektronen die Strahlungsbremsung unbedingt berücksichtigt werden [Kri19; Sto05]. Dies ist durch die Darstellung der einzelnen Anteile am Gesamtbremsvermögen in Wasser für

Elektronen und Protonen in Abbildung 2.3.1 veranschaulicht.

Mit der CSDA-Näherung kann die mittlere Reichweite $\bar{R} \approx R_{\text{CSDA}}$ schwerer geladener Teilchen der Energie E' über das Integral $\int_{E'}^0 S_{\text{tot}}^{-1} dE = \int_0^{E'} (-S_{\text{col}})^{-1} dE$ berechnet werden [Kri19]. Für die klinische Praxis an einem Protonenstrahl ist auch oft die wasseräquivalente Dicke (engl.: water equivalent thickness) (WET) einer Materialschicht der Dicke t_m von Interesse. Sie gibt die Schichtdicke von Wasser an, in welcher der Protonenstrahl den gleichen Energieverlust erfährt wie in der Dicke t_m des Materials m . Berechnet wird sie durch

$$WET = t_m \cdot \frac{\rho_m}{\rho_w} \cdot \frac{\left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_m}{\left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_w} = t_m \cdot \frac{\rho_m}{\rho_w} \cdot s_{m,w} \quad , \quad (2.17)$$

wobei $s_{m,w}$ das Verhältnis des Energie-gemittelten Massenstoßbremsvermögens im Material zu Wasser ist [Mos12; ZN09; Zha10]. Anwendung findet Gleichung (2.17) zum Beispiel, um den Einfluss bestimmter Materialschichten in der TDK eines Protonenstrahls zu berücksichtigen.

2.4 Wichtige Größen der Dosimetrie und dosimetrische Konzepte

Ziel der Dosimetrie ist die Bestimmung von Dosisgrößen. Die wichtigste (und i. d. R. zu bestimmende) Grundgröße der Dosimetrie ist die Energiedosis (im Folgenden auch mit „Dosis“ bezeichnet)

$$D(\vec{r}) = \frac{dE_{\text{abs}}}{dm} = \frac{dE_{\text{abs}}}{\rho \cdot dV} \quad [D] = \text{J} \cdot \text{kg}^{-1} = \text{Gy} \quad (2.18)$$

bzw. ihr Zeitdifferential, die Energiedosisleistung $\dot{D}(\vec{r}, t) = \frac{dD}{dt}$ ($[\dot{D}] = \text{Gy} \cdot \text{s}^{-1}$). Sie beschreibt die pro Massenelement $dm = \rho \cdot dV$ eines Materials der Dichte ρ durch Strahlung eingetragene, absorbierte Energie dE_{abs} [Kri19; Kri13; Sto05]. In der klinischen Dosimetrie (an therapeutischen Strahlungsquellen) gilt es z. B., die Energiedosisverteilungen im Patienten quantitativ zu bestimmen, da alle Strahlenwirkungen im Menschen auf der Energieabsorption im Gewebe beruhen [Kri19; Kri13].

Der LET L_{Δ} dient der Beschreibung des lokalen Energieübertrages von einem Strahlenbündel auf einen Absorber, der zu einer Energiedosis führt. Damit wird berücksichtigt, dass auch Strahlungsarten entstehen, welche Energie vom lokalen Wechselwirkungsort weg transportieren (Bremsstrahlung, hochenergetische Sekundärelektronen, RÖNTGEN-

Fluoreszenz). Er wird durch

$$L_{\Delta} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{col},\Delta} \quad [L_{\Delta}] = \text{MeV} \cdot \text{cm}^{-1} \quad (2.19)$$

definiert, womit der mittlere Energieverlust durch Stöße $-dE$, bei denen die einzelnen Energieverluste kleiner als Δ sind, pro Wegstrecke dx beschrieben werden soll. Die Beschränkung des Energieverlustes pro Stoß auf Δ soll der Forderung nach lokaler Energieabgabe Rechnung tragen [Kri19]. Unter Beachtung von Gleichung (2.14) wird klar, dass $L_{\Delta \rightarrow \infty} = S_{\text{col}}$ gilt und sich die LET-Werte im wesentlichen wie das Stoßbremsvermögen verhalten, weshalb die Begriffe häufig synonym verwendet werden. Für indirekt ionisierende Strahlung bezieht sich eine Angabe des LET auf die erzeugten Sekundärelektronen, da die Dosis im Grunde durch sie verursacht wird [Kri19].

Die Energiedosis ergibt sich für hinreichend kleine Volumina auch über die Divergenz der vektoriellen Energiefluenz eines Strahlungsfeldes ($D = -\frac{1}{\rho} \cdot \vec{\nabla} \vec{\Psi}$)². Da ein Strahlungsfeld spätestens nach den ersten Wechselwirkungen aus geladenen und ungeladenen Teilchen besteht und zwischen beiden Gruppen über Ionisationen und Bremsstrahlungserzeugung Energie ausgetauscht wird, ist es sinnvoll, die Energiefluenz für geladene (g) und ungeladene (u) Teilchen getrennt zu betrachten. Dann ergibt sich D zu

$$D = -\frac{1}{\rho} \cdot \vec{\nabla} \vec{\Psi}_{\text{u}} - \frac{1}{\rho} \cdot \vec{\nabla} \vec{\Psi}_{\text{g}} = K - B - \frac{1}{\rho} \cdot \vec{\nabla} \vec{\Psi}_{\text{g}} \quad [\text{Sto05}]. \quad (2.20)$$

B ist die Summe der Energien ungeladener Teilchen, die durch geladene Teilchen im Massenelement dm erzeugt werden und dieses verlassen (i. d. R. Bremsstrahlung), bezogen auf das Massenelement dm . Die Kerma K ist durch

$$K(\vec{r}) = \frac{dE_{\text{tr}}}{dm} \quad [K] = \text{Gy} \quad (2.21)$$

definiert, wobei E_{tr} die Summe der durch indirekt ionisierende Strahlung auf geladene Sekundärteilchen der ersten Generation (i. d. R. Elektronen) übertragenen kinetischen Energien im Massenelement dm ist [Kri19; Kri13; Sto05]. Da die Sekundärteilchen diese Energie teilweise auch außerhalb des betrachteten Volumens abgeben, ist sie i. A. kein direktes Maß für die Energiedosis. Die Größe hat dennoch einen praktischen Nutzen, da für Photonenstrahlung unter Berücksichtigung von Gleichung (2.12) eine Berechnung über

$$K = \int_0^{\infty} \frac{\mu_{\text{tr}}(E)}{\rho} \cdot E \cdot \phi_{\text{E}}(E) dE \stackrel{\text{monoenergetisch}}{=} \frac{\mu_{\text{tr}}(E)}{\rho} \cdot E \cdot \phi \quad (2.22)$$

² $\iint \iint_{V'} D \rho dV = E_{\text{abs}} = - \iint \iint_{A'=\partial V'} \vec{\Psi} d\vec{A} = - \iint \iint_{V'} \vec{\nabla} \vec{\Psi} dV$

ermöglicht wird [Kri13]. Da alle Anregungs- und Ionisationsprozesse abhängig von der atomaren Zusammensetzung des Absorbers und dessen Bindungsenergien sind, gehört zu einer vollständigen Angabe der Dosisgrößen D und K eine Spezifikation des betrachteten Absorbermaterials [Kri13].

Für die Messung einer Dosisgröße wird häufig die Sondenmethode genutzt. Als Sonde wird ein Detektor mit einem strahlungsempfindlichen Volumen bezeichnet, in dem unter Strahlungseinwirkung ein zur Dosis proportionaler Messeffekt M erzeugt wird. Sie wird in das zu untersuchende Material m an den Ort \vec{r} gebracht und unter gewissen Bedingungen kann dann mithilfe von Umrechnungsfaktoren und Korrekturen aus der gemessenen Sondendosis D_s die Energiedosis D_m im umgebenden Material berechnet werden, die am Ort \vec{r} unter Abwesenheit der Sonde erzeugt worden wäre [Kri13; Sto05]. Demnach sollte das Strahlungsfeld durch die Sonde im Idealfall nicht verändert werden, da sonst die Umrechnung hinreichend kompliziert und ungenau wird [Kri13]. Daraus ergeben sich für praktische Dosismessungen zwei wichtige Strahlungsfeldbedingungen: Das Sekundärelektronengleichgewicht (SEG) und die BRAGG-GRAY-Bedingung (BGB).

Das SEG besteht in einem Photonenstrahlungsfeld laut Definition dann, wenn die Summe der kinetischen Energien aller geladenen Sekundärelektronen, die in das Volumen dV eintreten, gleich der Summe der kinetischen Energien aller Sekundärelektronen ist, die das Volumen verlassen [DIN01; Kri13; Sto05]. Damit wird die Dosis im Volumen nur durch die Wechselwirkungen der Photonen bestimmt und es gilt $\vec{\nabla} \cdot \vec{\Psi}_g = 0$, sodass sich im Fall monoenergetischer Photonen der Energie E_γ Gleichung (2.20) mit (2.22) und (2.13) zu

$$D = K - B = (1 - G) \cdot K = (1 - G) \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho}(E_\gamma) \cdot E_\gamma \cdot \phi = \frac{\mu_{en}}{\rho}(E_\gamma) \cdot \Psi \quad (2.23)$$

vereinfacht. Bei der Dosimetrie mit Gleichgewichtssonden, bei der im Sondenvolumen bzw. im umgebenden Material ohne Sonde ein SEG vorliegt, können Dosisgrößen somit relativ einfach mithilfe der Wechselwirkungsparameter $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ und $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ ineinander umgerechnet werden. Es ergibt sich in diesem Fall die Dosis im Material m aus der Sondendosis D_s mit

$$D_m = \frac{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_m}{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_s} \cdot D_s \quad , \quad (2.24)$$

wobei das Verhältnis der Massenenergieabsorptionskoeffizienten die unterschiedliche Energieabsorption in beiden Materialien berücksichtigt. Allerdings ist diese Bedingung in homogenen Medien geringer Ordnungszahlen nur bis zu einer Photonenenergie von ca. 3 MeV erfüllbar. In Strahlungsfeldern höherer Photonenenergien, in Elektronen- oder Protonenstrahlungsfeldern werden für Dosismessungen Hohlraumsonden verwendet, für die nähe-

rungsweise die BGB gilt [Kri13; Sto05]. Die BGB ist laut [DIN01] für einen mit Material s gefüllten Hohlraum im Material m erfüllt, wenn

1. $\varphi_{E,\Omega}(E, \vec{\Omega})$ der geladenen Teilchen erster Generation, die den Hohlraum durchlaufen, durch den mit s gefüllten Hohlraum nicht verändert wird,
2. die von im Hohlraum durch Photonen erzeugten Sekundärelektronen auf das Material s übertragene Energie, verglichen mit der insgesamt auf das Material s übertragenen Energie, verschwindend klein ist,
3. $\varphi_E(E)$ der geladenen Teilchen aller Generationen innerhalb des Materials s ortsunabhängig ist.

Das bedeutet insbesondere, dass die Energiebilanz der in den Hohlraum ein- und austretenden geladenen Teilchen erster Generation die Dosis im Material s bestimmt [DIN01; Kri13; Sto05]. Dies kann für Sonden kleiner Volumina gelten, deren Abmessungen klein gegenüber der mittleren Reichweite der geladenen Teilchen aus der Sondenumgebung sind und in denen Photonenwechselwirkungen vernachlässigt werden können. Die Dosis lässt sich dann mithilfe des Massenstoßbremsvermögens als Wechselwirkungsparameter durch $D = \frac{S_{\text{col}}}{\rho} \cdot \phi$ berechnen, sodass sich die Dosis im Material m an der Stelle \vec{r} aus der Sondendosis $D_s(\vec{r})$ durch

$$D_m = \frac{\left(\frac{S_{\text{col}}}{\rho}\right)_m}{\left(\frac{S_{\text{col}}}{\rho}\right)_s} \cdot D_s \quad (2.25)$$

ergibt [Kri13; Sto05].

In der Praxis werden für Dosismessungen häufig auf eine bestimmte Dosisgröße kalibrierte Dosimeter verwendet. Korrekturen, die durch nur näherungsweise erfüllte Strahlungsfeldbedingungen benötigt werden, sind im Kalibrierfaktor bereits enthalten. Dafür werden Korrekturen gebraucht, welche die von den Kalibrierbedingungen abweichenden Messbedingungen berücksichtigen sowie dosimetrische Konzepte. Letztere sind Umrechnungsvorschriften, um aus der Messanzeige M eines kalibrierten Dosimeters die für die spezielle Anwendung gewünschte Dosisgröße im interessierenden Absorbermaterial bestimmen zu können. Dies ist nötig, da nicht für alle Anwendungsbedingungen Kalibrierungen vorliegen können. Zudem unterscheiden sie sich je nach Strahlungsart, Strahlungsqualität und vorliegendem Absorbermaterial bzw. vorliegender Strahlungsfeldbedingung [Kri13]. Ist zum Beispiel ein Dosimeter auf die Luftkerma, gemessen frei in Luft³ $(K_a)_a$, kalibriert, muss bei

³Da die Kerma nur in Photonenstrahlungsfeldern unter Sekundärelektronengleichgewicht gemessen werden kann und die unterschiedlichen Einflüsse der verschiedenen Umgebungsmaterialien berücksichtigt werden müssen, ist bei der Angabe der Kerma neben der Spezifikation des Absorbermaterials auch die Angabe des Umgebungsmaterials notwendig [Kri13].

der Messung der Luftkerma $(K_a)_m$ im Umgebungsmaterial m ein empirischer Korrekturfaktor $k_{a \rightarrow m}$ für den Übergang in das andere Umgebungsmaterial berücksichtigt werden. Des Weiteren kann zum Beispiel die Luftkerma analog zu Gleichung (2.24) mithilfe des Verhältnisses der Massenenergieübertragungskoeffizienten $(\frac{\mu_{tr}}{\rho})_m / (\frac{\mu_{tr}}{\rho})_a$, das die unterschiedliche Energieübertragung in beiden Materialien berücksichtigt, weiter in die Mediumskerma K_m umgerechnet werden. Für den Übergang von der Mediumskerma K_m zur Mediumsenergie dosis D_m muss nach Gleichung (2.13) bzw. (2.23) die Bremsstrahlungserzeugung im Absorbermaterial m durch den Faktor $(1 - G_m)$ berücksichtigt werden [Kri13]. So kann also beispielsweise, wenn mit einem auf Luftkerma (frei in Luft gemessen) kalibrierten Dosimeter in einem Umgebungsmaterial m unter SEG gemessen wird, auch die Wasserdosis D_w am Messort durch

$$D_w = (1 - G_w) \cdot \frac{(\frac{\mu_{tr}}{\rho})_w}{(\frac{\mu_{tr}}{\rho})_a} \cdot k_{a \rightarrow m} \cdot N_{a,a} \cdot M \quad \text{oder}$$

$$D_w = \frac{(\frac{\mu_{en}}{\rho})_w}{(\frac{\mu_{en}}{\rho})_a} \cdot (1 - G_a) \cdot k_{a \rightarrow m} \cdot N_{a,a} \cdot M \quad (2.26)$$

bestimmt werden. Darin ist $N_{a,a}$ der Kalibrierfaktor zur Umrechnung des Messeffekts M in die Luftkerma frei in Luft und $k_{a \rightarrow m}$ ist ein Korrekturfaktor, der das zur Kalibrierung abweichende Umgebungsmedium berücksichtigt. Die restlichen Faktoren dienen der Umrechnung von der Kerma im Absorber Luft zur Energiedosis in Wasser.

Um indirekte Anschlüsse über Umrechnungs- und Korrekturfaktoren zu vermeiden, werden die meisten Dosimeter im klinischen Bereich direkt auf die relevante Wasserenergiedosis D_w kalibriert [Kri13]. Falls allerdings eine Dosismessung in einer anderen Strahlungsqualität Q als unter Kalibrierbedingungen (Strahlungsqualität Q_0) erfolgt, muss auch hier ein Korrekturfaktor k_Q eingeführt werden, der die unterschiedliche Wirkung der Strahlungsqualitäten im Sondenmaterial berücksichtigt [Kri13]. Wird zum Beispiel ein Dosimeter mit dem Sondenmaterial s in hochenergetischer Photonenstrahlung (γ) unter BGB auf Wasserenergiedosis kalibriert und wird für die Dosismessung in einem Protonenstrahl (p) genutzt, dann ergibt sich die Wasserenergiedosis durch

$$D_w^{(p)} = k_p \cdot N_w^{(\gamma)} \cdot M = \frac{(s_{w,s})_p}{(s_{w,s})_\gamma} \cdot N_w^{(\gamma)} \cdot M \quad (2.27)$$

mit Kalibrierfaktor $N_w^{(\gamma)}$ und Korrekturfaktor k_p . Unter BGB kann die unterschiedliche Wirkung der Strahlungsqualitäten bei der Erzeugung des Messeffekts im Sondenmaterial durch die Verhältnisse der Massenstoßbremsvermögen berücksichtigt werden (s. Glg. (2.25)). Das heißt, $(s_{w,s})_Q$ in Gleichung (2.27) ist definiert wie in Gleichung (2.17) und steht für das Verhältnis der Energie-gemittelten Massenstoßbremsvermögen in Wasser und

Sondenmaterial entsprechend der Strahlungsqualität Q [Kri13].

2.5 BeO-basierte Faser-Dosimetriesonden

Das Material Berylliumoxid hat eine hohe thermische Leitfähigkeit bei gleichzeitig hohem elektrischen Isolationsvermögen ($> 10^{13} \Omega \text{ cm}$) und ist chemisch stabil bis ca. 2000°C [BG98; Sca70; Tei17]. In Form von gesinterten Keramiken ist der Umgang gesundheitlich unbedenklich [SMA14; Sca70]. Es hat eine Dichte von $\rho_{\text{BeO}} = 3,02 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ und eine fast gewebeäquivalente Ordnungszahl von $Z_{\text{eff,BeO}} \approx 7,2$, was es für die Personendosimetrie aufgrund der geringen Korrekturfaktoren in Photonenstrahlungsfeldern interessant macht [Ber17c; BG98; Sca70; Tei17; Yuk11]. Der Messeffekt von BeO-Sonden beruht auf Lumineszenz, also der prompten oder verzögerten Emission von Licht mit einem charakteristischen Spektrum aus angeregten Zuständen [KW16a; Tei17].

Die Entstehung von Lumineszenz kann mithilfe des Bändermodells für Festkörper beschrieben werden [KW16a; Kri13; Tei17]. In ausgedehnten Kristallgittern entstehen durch periodische Überlagerung diskreter, atomarer Energieniveaus aufgeweitete, delokalisierte, energetisch erlaubte Zustände, die Energiebänder. Die Grenze der besetzten Zustände im Grundzustand ($T = 0 \text{ K}$) wird FERMI-Energie E_F genannt. Das letzte vollständig besetzte Energieband unterhalb E_F wird als Valenz-, das erste unaufgefüllte Energieband oberhalb E_F als Leitungsband bezeichnet. Dazwischen existiert in Halbleitern und Isolatoren eine Bandlücke von einigen Elektronenvolt als energetisch verbotene Zone. Durch Anregungen kann diese Energielücke von Elektronen überwunden werden, sodass Defektelektronen (Löcher) im Valenzband entstehen. Die Elektronen sind im Leitungsband genauso wie die Löcher im Valenzband frei beweglich. Trifft ein Elektron räumlich auf ein Loch, kann es zur Rekombination kommen, bei der die Energiedifferenz in Form von Photonen emittiert wird [Kri13; Tei17]. Durch Störstellen im Kristall entstehen Lumineszenzzentren. Dabei handelt es sich um lokal in der Bandlücke liegende Energieniveaus, die von Elektronen aus dem Leitungsband bzw. Löchern im Valenzband energetisch leicht erreichbar sind. Dadurch kommt es überwiegend dort zur Rekombination [KW16a]. Außerdem kann es zur Ausbildung lokaler, metastabiler Energieniveaus (Hafterme oder Traps) kommen. In diesen können Elektronen eine Zeit lang „gefangen“ werden (Trapping), bis sie durch Stimulation (z. B. thermisch oder optisch) wieder ins Leitungsband gehoben werden. Wenn die Energiedifferenz auf das gesamte Kristallgitter als Gitterschwingung übertragen wird, finden die Abregungen auch strahlungslos statt. Der Verlust an Lichtausbeute wird Quenching genannt [KW16a; Kri13; Tei17]. Die beschriebenen Prozesse sind in Abbildung 2.5.1 schematisch dargestellt.

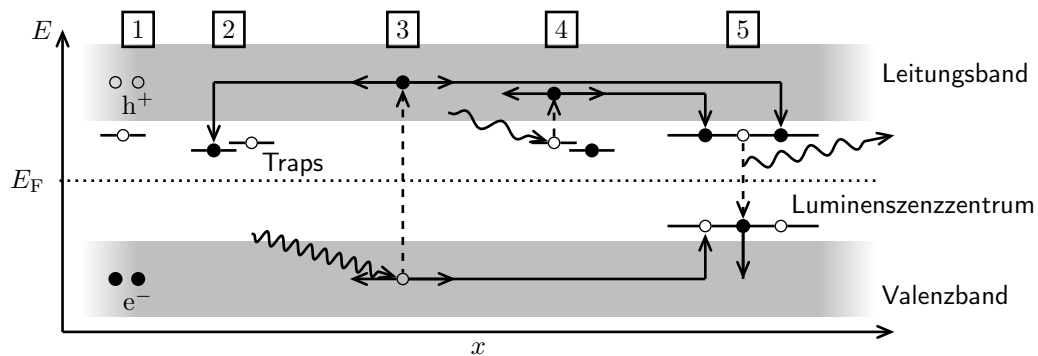


Abbildung 2.5.1: Im Grundzustand ist das Valenzband mit Elektronen e^- , das Leitungsband mit Löchern h^+ besetzt (1). Durch ionisierende Strahlung kann es zur Anregung kommen (3). Die im Leitungsband frei beweglichen Elektronen können in Hafttermen getrappt werden (2). Durch Stimulation können die Haftterme wieder geleert werden (4). Vorwiegend an Lumineszenzzentren rekombinieren die Elektronen mit Löchern unter Emission von Licht (5) (Abbildung nach [KW16a; Tei17]).

Als OSL-Sonde hat sich BeO bereits aufgrund seiner hohen Sensitivität und dem über mehrere Dosis-Größenordnungen linearen Messeffekt in Photonenstrahlungsfeldern etabliert [Jah13; SH06; Tei17; Yuk11]. Die Radiolumineszenz, also Lumineszenz aufgrund von prompten Abregungen während der Bestrahlung, ist zur Dosisleistung direkt proportional und zeigt bei ausreichend vorbestrahlten Sonden auch keine Abhängigkeit von der applizierten Gesamtdosis [SMA14; SMA15; Tei16; Tei17; Yuk11]. Das Lumineszenzlicht von BeO liegt im UV- bis blauen sichtbaren Spektrum und hat eine Abklingkonstante von ca. $27 \mu\text{s}$ bei Raumtemperatur [AM56; Tei17; Yuk11]. Das OSL-Spektrum hat bei Wellenlängen von ca. 310 nm und 370 nm einen Peak [Yuk11]. Das RL-Spektrum umfasst nach [Yuk11] nur einen Peak bei ca. 280 nm. Allerdings wurde von der Arbeitsgruppe Strahlungsphysik der TU Dresden am AGOR-Zyklotron mit einer BeO-basierten Fasersonde ein RL-Spektrum gemessen, das mit dem OSL-Spektrum übereinstimmt (s. Anhang A.1 und [Kah20]). Dies ist insofern plausibel, da das RL-Licht und die ionisierende Strahlung gerade befüllte Traps selbst leeren können und somit immer ein Anteil des OSL-Lichts mitgemessen wird. Des Weiteren ist die Lichttransmission der Faser und die Empfindlichkeit der Einzelphotonensensoren im UV-Bereich stark reduziert, sodass auch dies zu dem beobachteten Ergebnis beitragen kann.

In faseroptischen Dosimetriesonden, basierend auf BeO, wird das sensitive Volumen durch einen BeO-Chip realisiert, der lichtdicht verpackt an einen Lichtwellenleiter (optische Faser) gekoppelt wird [OKe15; San13; Tei16; Tei17; TSH18]. Es existieren verschiedene Störeinflüsse, welche die Genauigkeit von Messungen mit solchen Sonden verringern können. Der Wichtigste ist der sogenannte Stem-Effekt, der alle Effekte zusammenfasst, die zu einer zusätzlichen Generierung von Licht in der Faser führen. Dies führt zu einem erhöhten

Messsignal und damit zu einer überschätzten Dosis. Die größten Beiträge kommen durch die Szintillation der Faser selbst und durch in der Faser erzeugtes ČERENKOV-Licht, deren Ursache die Mitbestrahlung der Faser ist [Hus01; OKe15; San13; SMA14; Tei16; TSH18]. Dabei sind diese Beiträge auch abhängig von der Länge der bestrahlten Faser, wodurch die Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Messungen nicht immer gegeben ist. Für die Diskriminierung des Stem-Effekts gibt es verschiedene Möglichkeiten [San13; SMA14; Tei16; Tei17; TSH18].

ČERENKOV-Licht wird von den primären klinischen Hadronen in der Faser nicht erzeugt, da die üblichen Energien nicht ausreichen, um Überlichtgeschwindigkeit im Fasermedium zu erreichen. Dafür treten in Szintillatormaterialien wie BeO Quench-Effekte bei hohem LET (also am Ende der Teilchenbahn) auf, die zu einer Unterschätzung der Dosis im BRAGG-Peak führen [Als18; Bir51; Boo98; KW16a; Tei18; Tre10]. Von BIRKS wurde ein Modell zur Beschreibung dieser Effekte in organischen Szintillatoren entwickelt, das auch auf anorganische Materialien übertragen werden kann [Bir51; Boo98; KW16a]. Demnach kommt es mit steigendem Stoßbremsvermögen zu einer Sättigung der Lichtausbeute L pro Wegelement dx , was auf einen steigenden Anteil strahlungsloser Übergänge zurückzuführen ist und durch die Gleichung

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \cdot \frac{dE}{dx}}{1 + kB \cdot \frac{dE}{dx}} \quad (2.28)$$

beschrieben werden kann [Bir51]. Gleichung (2.28) spiegelt die Beobachtungen wider, dass für kleine Stoßbremsvermögen $\frac{dL}{dx} \propto \frac{dE}{dx}$ und für große Werte $\frac{dL}{dx} = \text{const.}$ gilt [Bir51; KW16a]. Der Parameter A und der als Quench-Stärke interpretierbare Parameter kB müssen empirisch bestimmt werden, wobei sie nicht als fundamentale Materialkonstanten angesehen werden können, sondern abhängig von den experimentellen Bedingungen sind [Kim12; KW16a; Tre10].

3 Material und Methoden

3.1 Verwendetes Messsystem

Das zum Einsatz gekommene Messsystem basiert auf der Nutzung der RL von BeO. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.1.1 dargestellt, Fotos sind im Anhang A.3 aufgeführt. Die Sonde besteht aus einer zylindrischen BeO-Keramik (Thermalox[®]995, Materion) mit ca. 1 mm Durchmesser und 1 mm Höhe, die mithilfe von UV-lichtdurchlässigem Epoxidharz (EPO-TEK[®] 301-2, Epoxy Technology Inc.) an eine ummantelte Faser aus SiO₂ (FP1000URT, Thorlabs [Tho18]) mit 1 mm Durchmesser und 2 m Länge gekoppelt wurde. Ein Schrumpfschlauch und lichtundurchlässiges Epoxidharz (EPO-TEK[®] 320, Epoxy Technology Inc.) dienen der lichtdichten Umhüllung der Sondenspitze. Im Folgenden wird diese Sonde als „BeO-Sonde“ bezeichnet. Zur Berücksichtigung sowie Korrektur des Stem-Effekts und der Dunkelzählrate des Systems wurde eine zweite Sonde ohne BeO-Keramik, aber ansonsten gleicher Bauart verwendet. Auch hier wurde die Spitze mit einem Schrumpfschlauch umhüllt. Sie wird im Folgenden als „Blind-Sonde“ bezeichnet. Die Faser wird über einen SMA-Anschluss an einen schwarz eloxierten optomechanischen Aufbau, bestehend aus Würfelkäfig und zwei Tuben, gekoppelt. Der Würfelkäfig dient der Aufnahme des Strahlteilers über eine Halterung im Deckel. Der verwendete dichroitische Strahlteiler (FF347-Di01-25x36, Semrock [Sem]) hat eine Transmissionskante bei 347 nm bei einem Lichteinfallswinkel von 45°. Das Reflexionsband liegt darunter bei ca. 240 nm – 325 nm [Sem]. Somit teilt der Strahlteiler das Lumineszenzspektrum von BeO genau zwischen den beiden Peaks bei 310 nm und 370 nm (s. Anhang A.1). Die beiden spektralen Anteile des Lichts gelangen über jeweils einen Tubus zu einem Einzelphotonensensor (engl.: single photon counting head) (SPCH) der Firma Hamamatsu (H10682-210 [HAM16]). Diese liefern für jedes detektierte Photon einen 2 V hohen logischen Spannungspuls [HAM16]. Es konnte eine Dunkelzählrate von ca. 3...5 s⁻¹ erreicht werden, was der thermischen Dunkelzählrate entspricht [HAM16]. Der Signalausgang eines SPCHs ist mit einem von zwei getrennten Kanälen einer Datenerfassungseinheit (engl.: data acquisition device) (DAQ) verbunden. Darin werden die Signale der einzelnen Ereignisse (Photonen aus der Sonde) registriert und prozessiert. Der SPCH, der das transmittierte Licht registriert, wurde im-

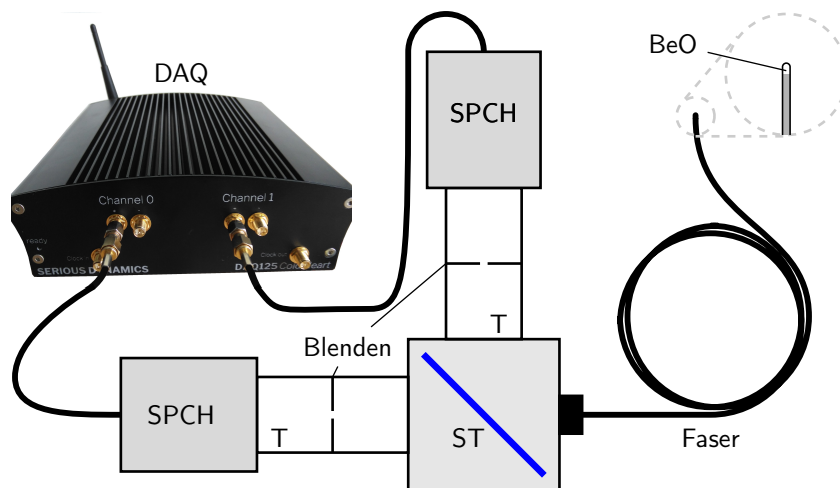


Abbildung 3.1.1: Schematischer Aufbau des Messsystems. Das Licht, das in BeO entsteht, wird über eine Faser zum dichroitischen Strahlteiler (ST) geleitet. Der transmittierte und reflektierte Anteil des Lichts gelangt jeweils über einen Tubus (T), in dem eine Blende eingesetzt ist, zu den Einzelphotonensensoren (engl.: single photon counting heads) (SPCHs). Die dort erzeugten Signale werden in einer Datenerfassungseinheit (engl.: data acquisition device) (DAQ) erfasst und in eine Listendatei geschrieben.

mer an Kanal 0 und der für das reflektierte Licht zuständige SPCH an Kanal 1 der DAQ angeschlossen.

Die DAQ (DAQ125-02, Serious Dynamics [KW16b; KW16c]) ist ein auf einem Analog-Digital-Konverter mit nachgeschaltetem FPGA-Board basierendes Datennahmesystem. Jeder auf einem der beiden Kanäle einkommende Puls, der eine definierte Schwelle überschreitet, wird mit einer Frequenz von 125 MHz über eine vorher eingestellte Anzahl von Punkten (hier: 50) abgetastet, sodass die Pulsform erfasst und verarbeitet werden kann. In dieser Zeit entsteht eine Totzeit (hier: $50 \cdot \frac{1}{125 \text{ MHz}} = 0,4 \mu\text{s}$), in der kein neuer Puls als einzelnes Ereignis erfasst werden kann. Für jeden registrierten Puls (Ereignis) wird ein 64-Bit-Eintrag zu einer binären Listendatei hinzugefügt. Dieser Eintrag enthält den Kanal, auf dem das Ereignis eingegangen ist, das Integral über die erfasste Pulsform, einen Pulsformparameter sowie einen Zeitstempel. Die Genauigkeit des Zeitstempels ist durch die Eigenfrequenz der DAQ von 125 MHz charakterisiert ($\delta t = 8 \text{ ns}$ zwischen zwei Abtastpunkten). Durch Interpolation des letzten unter der Schwelle liegenden Abtastpunktes und des ersten darüber, kann die Ereigniszeit auf $\frac{1}{256} \cdot 8 \text{ ns} = 31,25 \text{ ps}$ genau bestimmt werden. Das Ergebnis einer Messung ist somit eine zeitaufgelöste Liste von Einzelphotonenereignissen. Diese kann z. B. dafür verwendet werden, die Zeitstruktur des Messsignals und damit auch die eines Bestrahlungsfeldes zu analysieren. Der Integralwert dient normalerweise dazu, jedem Ereignis auch eine energetische Information zuordnen zu können. Damit ist die DAQ auch für

spektroskopische Messungen mittels Halbleiter- oder Szintillationsdetektoren einsetzbar, bei denen das Pulsintegral im direkten Zusammenhang mit der im Detektor deponierten Energie steht. In dem hier beschriebenen und verwendeten Aufbau stammen die Signale jedoch von den SPCHs, bei denen die Pulse logischer Natur sind. Dadurch sollte der Integralwert für jedes Ereignis im gleichen Bereich liegen. Geht während der Totzeit jedoch ein weiterer Puls ein, trägt dieser zum Signalverlauf des vorherigen Ereignisses bei, wodurch der Wert des Integrals verändert wird. Dies wurde genutzt, um „Doppel-“ und „Dreifachereignisse“ zu identifizieren und die Ereignisliste bei hohen Zählraten nachträglich zu korrigieren.

Da das Messsystem im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal an einem klinischen Protonenstrahl zum Einsatz kam, musste zunächst die Funktionsweise unter den gegebenen Messbedingungen untersucht werden. Dabei galt es, möglichen Optimierungsbedarf zu identifizieren. Aufgetretene Probleme sollten für die späteren Messungen möglichst eliminiert, vermindert oder zumindest umgangen werden. Zu diesem Zweck wurden Blenden in den Tuben ergänzt, denn die in den SPCHs erzeugten Pulsraten waren zunächst so hoch, dass die DAQ sie nicht mehr ohne Verluste verarbeiten konnte. Die Blenden haben einen Öffnungsdurchmesser von $300\ \mu\text{m}$ und wurden ca. mittig in die Tuben eingebracht (s. Abb. A.3.3). Sie dienen lediglich dazu, den auf die sensitive Fläche eines SPCH treffenden Lichtstrom zu begrenzen. Später wurden auch noch zusätzliche Abschirmungen um die SPCHs ergänzt, um erhöhte Dunkelzählraten durch direkte Strahlungswechselwirkungen mit den Photokathoden zu vermeiden (s. Abb. 3.2.1 und A.3.4).

3.2 Dosis-Kalibrierung des Messsystems im Photonen-Referenzfeld

Für die Dosis-Kalibrierung des Messsystems wurde ein Referenzstrahlungsfeld im Institut für Kern- und Teilchenphysik verwendet. Es wird durch eine ^{137}Cs -Quelle erzeugt (Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}} = 30,07\ \text{a}$). Dadurch liegt ein monoenergetisches Photonenfeld mit einer Photonenenergie von $E_{\gamma} = 661,7\ \text{keV}$ vor [Tul94]. Die Quelle wurde auf Luftkerma K_a hinter einer Aufbauschiicht aus $3,5\ \text{mm}$ Polymethylmethacrylat (PMMA), die das SEG in und um der Sonde sicherstellen soll, kalibriert. Der Referenzwert bezieht sich auf den 7. Februar 2011 und beträgt $9,99\ \text{mGy} \cdot \text{h}^{-1}$ in $100\ \text{cm}$ Abstand. Da es sich in guter Näherung um eine Punktquelle handelt, nimmt die Photonenfluenz und damit auch die Luftkerma (s. Glg. (2.5) und (2.22)) mit dem Quadrat des Abstandes ab. Die Quelle ist so kollimiert, dass in einem Abstand von $23\ \text{cm}$ ein Felddurchmesser von $4\ \text{cm}$ erreicht wird.

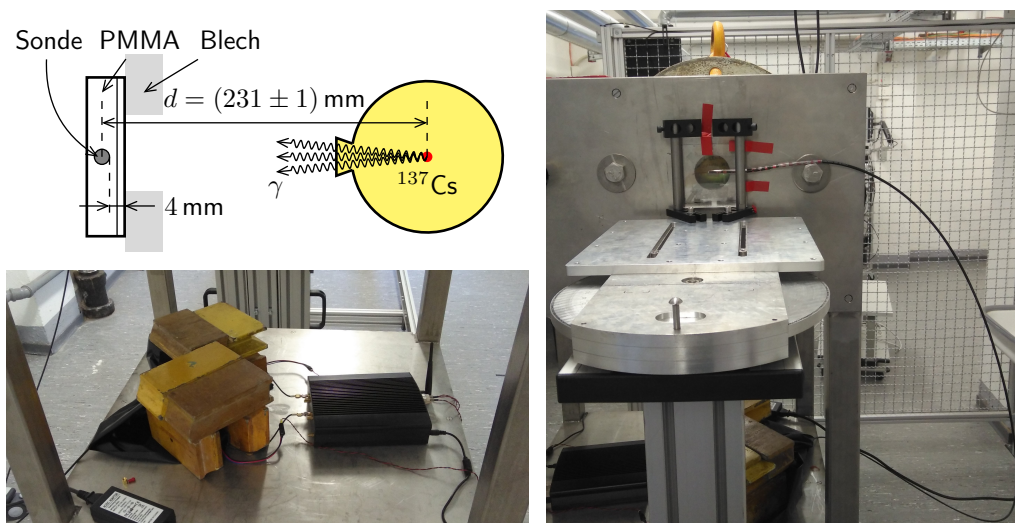


Abbildung 3.2.1: Oben links ist der Aufbau bei der Kalibrierung schematisch dargestellt. Darunter ist der unter der Quelle stehende optische Aufbau mit zusätzlicher Bleiabschirmung der SPCHs zu sehen. Rechts ist ein Foto des vor dem Blechloch fixierten PMMA-Phantoms abgebildet. Seitlich eingeschoben ist die BeO-Sonde. Hinter dem Stahlblech ist die gelbe Abschirmung der Quelle zu erahnen.

Für die Kalibrierung wurde ein PMMA-Phantom verwendet, das aus einer $100 \times 100 \times 10 \text{ mm}^3$ PMMA-Platte besteht. Diese hat in der Seite eine Bohrung mit 6 mm Durchmesser, welche bis in die Mitte der Platte führt. In diese können die Sonden eingeschoben werden. Durch die schon vorhandene Umwicklung der Sonden mit Isolierband (hinter dem sensitiven Volumen, s. Abb. A.3.3), passen die Sonden genau in die Bohrung. Durch die halbtiefe Bohrung kann außerdem die Einschubtiefe reproduzierbar gehalten werden, da der Einschub bis zum Anschlag erfolgt. Dies hat den Zweck, dass jeweils von der BeO- und der Blind-Sonde die gleiche Länge an Faser im Strahlungsfeld liegt. Für die Korrektur des Stem-Effekts ist das essentiell, da mit der Länge der bestrahlten Faser auch die Lichtmenge aus Stem-Effekten steigt. Durch die Bohrung in der PMMA-Platte verbleiben nur noch 2 mm PMMA vor der Sonde. Da sich die Kalibrierung der Quelle auf eine 3,5 mm dicke Aufbauschiicht bezieht, wurde noch zusätzlich eine 2 mm dicke PMMA-Platte auf das Phantom geklebt, um das SEG sicherzustellen.

Vor der Quelle befindet sich ein fest verbautes Stahlblech mit einem Loch für den Austritt des Strahlungsfeldes. Das resultierende Phantom mit insgesamt 4 mm PMMA als Aufbauschiicht wurde direkt vor diesem Blechloch fixiert. Somit hatten die Sonden einen Abstand von $d = (231 \pm 1) \text{ mm}$ zur Quelle, wobei die Unsicherheit aufgrund einer Anschlussmessung zur Abstandsskala abgeschätzt wurde. Durch die direkte Positionierung am Stahlblech wurde zum einen ein fester Abstand zur Quelle ermöglicht, zum anderen kann dort die höchste Dosisleistung erreicht werden, denn durch die Quellenabschirmung ist es baulich bedingt

nicht möglich, näher an die Quelle zu gelangen. Die hohe Dosisleistung ist wünschenswert, da unter klinischen Bedingungen mit Dosisleistungen im Bereich von $\text{Gy} \cdot \text{min}^{-1}$ und im Fall von Pencil-Beam-Scanning (PBS) (s. Kap. 3.3) sogar mit $\text{Gy} \cdot \text{s}^{-1}$ und mehr bestrahlt wird. Diese Dosisleistungen können unter den gegebenen Bedingungen im Institut für Kern- und Teilchenphysik nicht erreicht werden. Dennoch wurde versucht, den maximal möglichen Wert zu verwenden, um den (unter diesen Bedingungen) bestmöglichen Anschluss zu gewährleisten. Abbildung 3.2.1 zeigt den Aufbau während der Kalibrierung.

Die Optimierung des Messsystems für den Einsatz in PBS-Protonenfeldern durch den Einbau der Blenden hatte zur Folge, dass der Messeffekt unter Kalibrierungsbedingungen sehr gering ausfiel. Da die Quellenabschirmung nach unten weniger ausgeprägt ist, war die Dunkelzählrate durch direkte Wechselwirkungen der Gammastrahlung in den Photokathoden der SPCHs erhöht. Dies wurde durch Messungen ohne angeschlossene Sonde verifiziert. Damit die Dunkelzählrate nicht höher als der Messeffekt war, kam eine zusätzliche Abschirmung der SPCHs durch eine Bleiziegelkonstruktion zum Einsatz (s. Abb. 3.2.1). Außerdem wurde für alle Messungen im Rahmen dieser Arbeit der optomechanische Aufbau in eine schwarze Folie eingewickelt, um das Eindringen von Umgebungslicht in möglicherweise lichtundichte Stellen zu verhindern.

Die Kalibrierung des Messsystems wurde auf die für klinische Qualitätssicherungsmessungen relevante Wasserenergiedosis vorgenommen. Der Kalibrierfaktor N_w ergibt sich aus Gleichung (2.27) mit dem Quotienten aus der Wasserenergiedosis am Ort der Sonde D_w und dem Messeffekt M

$$N_w = \frac{D_w}{M} \quad . \quad (3.1)$$

Die BeO- und die Blind-Sonde wurden nacheinander über einen Zeitraum von $\Delta t = 50000 \text{ s} \approx 13,9 \text{ h}$ bestrahlt. Das Messergebnis besteht aus den im Messzeitraum registrierten (und auf Doppel- und Dreifachereignisse korrigierten) Ereigniszahlen pro Sonde und Kanal $N_{\text{BeO},0}$, $N_{\text{BeO},1}$, $N_{\text{Blind},0}$ sowie $N_{\text{Blind},1}$. Da es sich um reine Zählmessungen von unabhängigen Ereignissen handelt, sind die Ereigniszahlen POISSON-verteilt und deren Standardabweichungen ergeben sich aus den Wurzeln derselben. Die Einflüsse des Stem-Effekts und der Dunkelzählrate der SPCHs werden korrigiert, indem die Ereigniszahlen der Blind-Sonden-Messung von denen der BeO-Sonden-Messung subtrahiert werden. Somit ergeben sich die Signalanteile der am Strahlteiler reflektierten (R) bzw. transmittierten (T) und allein aus der BeO-Keramik stammenden Ereignisse zu

$$R = N_{\text{BeO},1} - N_{\text{Blind},1} \quad (3.2)$$

$$T = N_{\text{BeO},0} - N_{\text{Blind},0} \quad . \quad (3.3)$$

Die Summe

$$M = R + T \quad (3.4)$$

ergibt das Gesamtsignal und damit den zur Dosis proportionalen Messeffekt.

Die Wasserenergiedosis muss über Umrechnungs- und Korrekturfaktoren aus der Luftkerma berechnet werden. Aus den Referenzdaten der Quelle, der Bestrahlungszeit Δt und dem Abstand der Sonde zur Quelle d ergibt sich ein Referenzwert $K_{a,\text{ref}}(d, \Delta t)$ für die Luftkerma am Ort der Sonde unter Kalibrierbedingungen. Es muss ein weiterer Korrekturfaktor k_S eingeführt werden, der die zusätzliche Schwächung der Photonenstrahlung durch die um δ dickere Aufbauschiicht (als in der Kalibrierung) aus PMMA berücksichtigt. Dieser ergibt sich aus dem Schwächungsgesetz (2.11) zu $k_S = \exp(-(\frac{\mu}{\rho})_{\text{PMMA}} \cdot \rho_{\text{PMMA}} \cdot \delta)$, wobei die Dichte sowie der Massenschwächungskoeffizient für PMMA eingesetzt werden. Des Weiteren ergibt sich unter der Bedingung des SEG die Luftenergiedosis D_a durch Gleichung (2.23) aus der Luftkerma K_a . Die darin vorkommende Bremsstrahlungskorrektur in Luft $(1 - G_a)$ kann nach Gleichung (2.13) durch den Quotienten aus dem Massenenergieabsorptions- und dem Massenenergieübertragungskoeffizienten in Luft ersetzt werden. Schließlich lässt sich über Gleichung (2.24) die Luftenergiedosis in die Wasserenergiedosis mithilfe des Verhältnisses der Massenenergieabsorptionskoeffizienten aus beiden Materialien umrechnen. Zusammengefasst und gekürzt ergibt sich somit

$$D_w = \frac{(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho})_w}{(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho})_a} \cdot \exp\left(-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{PMMA}} \cdot \rho_{\text{PMMA}} \cdot \delta\right) \cdot K_{a,\text{ref}}(d, \Delta t) \quad , \quad (3.5)$$

wobei die Werte des Massenschwächungs-, Massenenergieübertragungs- und Massenenergieabsorptionskoeffizienten für die Photonenenergie $E_\gamma = 661,7 \text{ keV}$ eingesetzt werden.

3.3 Messungen im Protonenfeld an der UPTD

Die Messungen an der UPTD dienen einerseits dafür, das System zu testen und zu optimieren, außerdem sollten die Daten verwendet werden, um eine Korrektur für das LET-abhängige Quenching in BeO zu entwickeln. Für die Bestrahlung wurden PBS-Referenzfelder, welche für Qualitätssicherungsmessungen an der Bestrahlungsanlage entwickelt wurden, verwendet. PBS bedeutet, dass ausgedehnte Bestrahlungsfelder durch einen mehr oder weniger dünnen Protonenstrahl („Nadelstrahl“ oder engl.: Pencil-Beam), der magnetisch abgelenkt wird, abgerastert bzw. „abgescannt“ werden. Die Felder bestehen aus mehreren Scan-Punkten. Da die Dosisverteilungen um einzelne Punkte räumlich ausgedehnt sind (s.

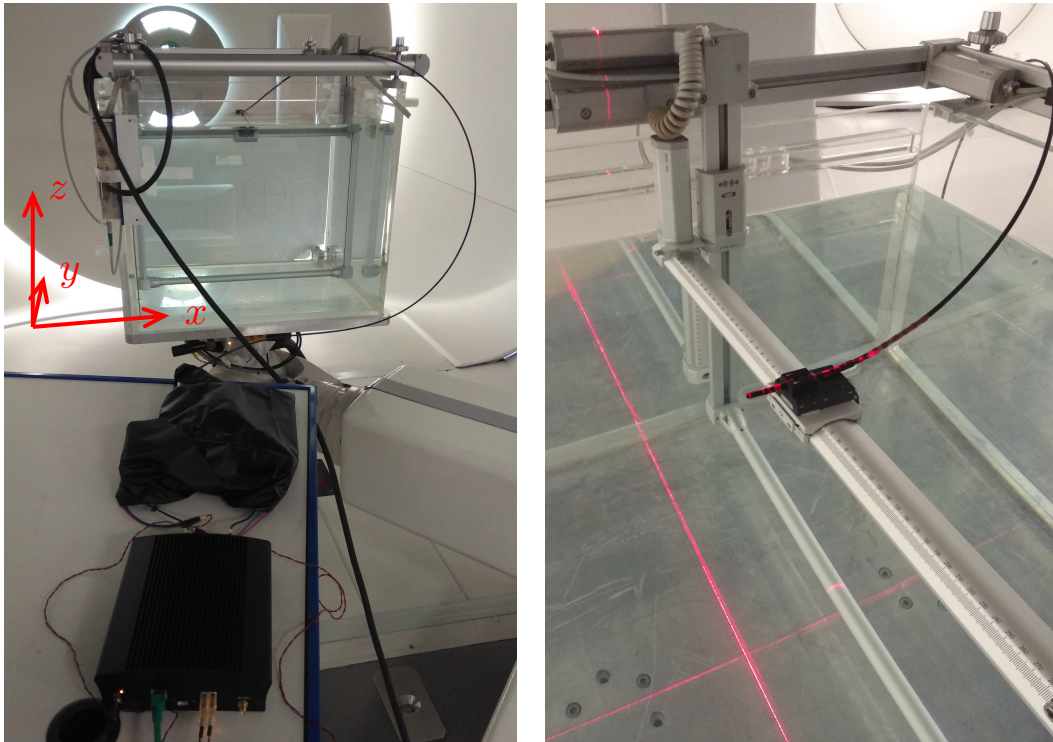


Abbildung 3.3.1: Links ist der experimentelle Aufbau bei den Experimenten an der UPTD dargestellt. Zu sehen ist die auf dem Wassertank stehende DAQ, der in schwarzer Folie eingewickelte optomechanische Aufbau sowie die Sonde, die zum Wasserphantom führt. Später wurden noch zusätzliche Abschirmungen der SPCHs ergänzt (s. Abb. A.3.4). Das Koordinatensystem soll die Richtungen der Raumkoordinaten visualisieren. Rechts daneben ist die Positionierung der Sonde nach dem Laser-Ausrichtungssystem der UPTD dargestellt. Ermöglicht wird dies durch die verfahrbare Sondenhalterung des Wasserphantoms.

Kap. 4.2) und sich diese überlagern, werden dennoch homogene Dosisverteilungen erreicht.

Die Felder wurden senkrecht (Gantrywinkel = 0°) in ein Wasserphantom (IBA Dosimetry) appliziert, in dessen Halterung die entsprechende Sonde eingespannt wurde (s. Abbildung 3.3.1). Die Referenzfelder sind monoenergetisch (hier $E_p = 100$ MeV sowie $E_p = 226,7$ MeV) mit einer lateralen Ausdehnung von 10×10 cm² um das Isozentrum. Jedes Feld besteht aus 41×41 Scan-Punkten, die einen Abstand von 2,5 mm zueinander haben. Die Abrasterung des Feldes erfolgt in Linien konstanter y -Werte mit alternierender Scan-Richtung. Begonnen wird mit der Linie von $(-50 | -50)$ nach $(50 | -50)$, anschließend $(50 | -47,5)$ nach $(-50 | -47,5)$ und so weiter, bis zur letzten Linie von $(-50 | 50)$ bis $(50 | 50)$ (Angaben in $(x/\text{mm} | y/\text{mm})$, Raumrichtungen s. Abb. 3.3.1).

Das Wasserphantom wurde analog zu Messungen für die patientenspezifische QA so ausgerichtet, dass die Wasseroberfläche in der Isozentrumsebene ($z = 0$) liegt. Dazu wurde

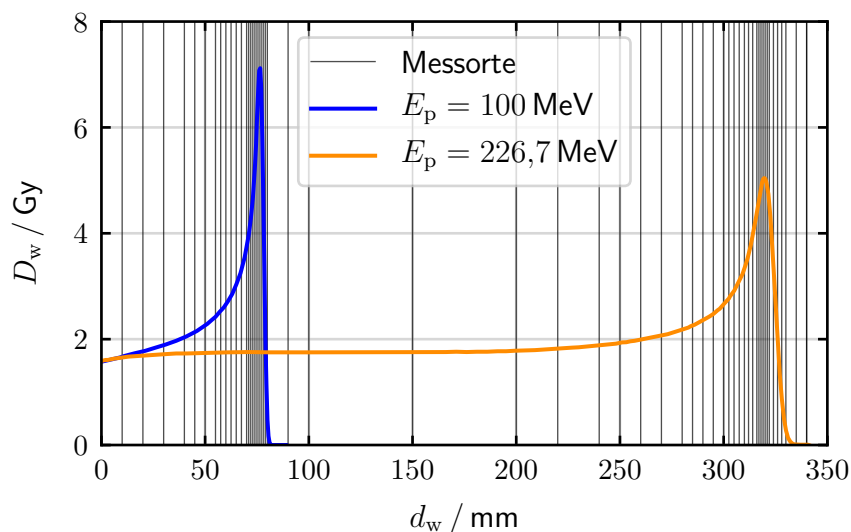


Abbildung 3.3.2: Dargestellt sind die absoluten Tiefendosiskurven in Wasser für die $10 \times 10 \text{ cm}^2$ -Referenzfelder mit 100 MeV bzw. 226,7 MeV (Daten von Messungen für die klinische Kommissionierung der Protonentherapie). Außerdem ist markiert, in welchen Wassertiefen mit der BeO- und Blind-Sonde gemessen wurde.

das Raumlaser-System genutzt. Mithilfe der in alle drei Raumrichtungen verfahrbaren Sondenhalterung wurde die Sondenspitze im Isozentrum ($x = y = z = 0$) positioniert. Dementsprechend lag das Zentrum der Sonde in Höhe der Wasseroberfläche und mittig in den Bestrahlungsfeldern. Die laterale Position wurde für alle folgenden Messungen beibehalten. Nur die Wassertiefe $d_w = -z$ wurde variiert, um Messungen bei unterschiedlicher Restenergie der Protonen und damit bei unterschiedlichem LET (s. Kap. 2.3) durchzuführen.

Für jedes der Referenzfelder wird regelmäßig im Zuge von Konstanzmessungen für die patientenspezifische QA eine Absolutdosis (Wasserenergiedosis) mithilfe einer Ionisationskammer (Semiflex, SN: 002177, PTW-Freiburg) in einer festen Wassertiefe gemessen. Die Ionisationskammer ist dabei analog zu den hiesigen Messungen mittig in den Feldern positioniert. Außerdem gibt es für die Felder mit den verwendeten Protonenenergien Messungen einer relativen TDK aus der klinischen Kommissionierung der UPTD. Zusammen mit der Absolutdosis in einer Tiefe kann daraus die absolute TDK berechnet werden. Diese Werte dienen in dieser Arbeit als Dosis-Referenzwerte $D_{w,\text{ref}}(E_p, d_w)$ und sind in Abbildung 3.3.2 dargestellt. Anhand dieser absoluten TDK wurden die Messtiefen für Messungen mit der BeO- bzw. Blind-Sonde festgelegt. Dabei wurde darauf geachtet, die Schrittweite in der Wassertiefe bezogen auf den BRAGG-Peak anzupassen, um diesen auch mithilfe der Messungen abbilden zu können (s. Abb. 3.3.2). Damit die Messungen bezogen auf die TDK in Wasser in der richtigen Wassertiefe durchgeführt werden, wurde eine Messortkorrektur für die BeO-Sonde berechnet. Dabei wurde angenommen, dass der Mess-

ort der BeO-Sonde im Zentrum des empfindlichen Volumens liegt, also nach 0,5 mm BeO (der Schrumpfschlauch und das Epoxidharz um BeO wurden vernachlässigt). Mithilfe von Gleichung (2.17) wurde die WET ermittelt. Dafür wurde das Verhältnis der Stoßbremsvermögen in BeO und Wasser für Restreichweiten (in Wasser) von 300 mm bis 0,5 mm betrachtet und festgestellt, dass sich die Werte in einem Bereich von 0,85 bis 0,86 bewegen [Ber17b; SR-20a; SR-20b]. Durch Mittelung der Werte in diesem (Rest-) Energiebereich ergibt sich $(\frac{\bar{S}}{\rho})_{\text{BeO}}/(\frac{\bar{S}}{\rho})_{\text{w}} = 0,858 \pm 0,007$. Eingesetzt in (2.17) mit $t_{\text{BeO}} = 0,5$ mm und den Dichten von BeO und Wasser ergibt sich so eine WET von $(1,296 \pm 0,011)$ mm $\approx 1,3$ mm. Deshalb wurde die Messtiefe der BeO-Sonde um 0,8 mm korrigiert, sodass für eine Bestimmung der Wasserenergiedosis in der Wassertiefe bzw. wasseräquivalenten Tiefe d_{w} die BeO-Sonde (das Zentrum) in der Tiefe $d_{\text{mess}} = d_{\text{w}} - 0,8$ mm positioniert wurde. Für die Blind-Sonde wurde keine extra Messortkorrektur berechnet. Da sie der Untergrund- und Stem-Korrektur dient, muss diese an der gleichen Stelle wie die BeO-Sonde positioniert werden.

Im Verlauf der Messungen wurden die Wassertiefen (s. Abb. 3.3.2) unter Berücksichtigung der Messortkorrektur nacheinander beginnend mit der kleinsten Tiefe angefahren. Nachdem alle Messungen mit der BeO-Sonde beendet waren, wurde die Sonde gewechselt und die Prozedur mit der Blind-Sonde wiederholt. Die binären Listendateien wurden auf Doppel- und Dreifachereignisse korrigiert und die Zeitstempel in Messzeiten umgewandelt. Daraus wurden zeitaufgelöste Histogramme erstellt, welche für die Untersuchung der Zeitstruktur sowie des Einflusses der Dunkelzählrate herangezogen wurden. Durch die gute zeitliche Auflösung konnte für weitere Auswertungen die reine Strahlzeit aus der Messzeit separiert werden. Es war sogar möglich, die Strahlzeit zeitlich noch weiter zu untersuchen, wie in Kapitel 4.2 dargestellt wird.

3.4 LET-abhängige Korrektur des Messeffekts

Um das LET-abhängige Quenching korrigieren zu können, wurde versucht, eine Korrekturfunktion basierend auf den Messungen in verschiedenen Wassertiefen zu finden. Für jede Messtiefe d_{w} wurden die Ereigniszahlen $N_{\text{BeO},0}$, $N_{\text{BeO},1}$, $N_{\text{Blind},0}$ sowie $N_{\text{Blind},1}$ durch Integration der Zählratenhistogramme über die reine Strahlzeit bestimmt. Daraus wurden wieder die Größen R , T und M (s. Glg. (3.2) - (3.4)) sowie das Verhältnis der Signalanteile R und T

$$\gamma = \frac{R}{T} \tag{3.6}$$

berechnet. Basierend auf den Messergebnissen aus Groningen (s. Anhang A.1) ist die Hypothese entstanden, dass γ abhängig von der Restenergie der Protonen und damit auch vom LET ist. Daraus ergibt sich das Vorhaben, eine von γ abhängige Funktion $f(\gamma)$ zur Korrektur des Messeffekts zu finden. Damit wäre eine Dosiskorrektur ohne vorherige Kenntnis der Protonenrestenergie, sondern allein anhand der Messung mit dem hiesigen Messsystem, möglich.

Aus dem Messeffekt M wurde mit dem zuvor bestimmten Kalibrierfaktor N_w die unkorrigierte gemessene Wasserenergiedosis $D_{w,\text{mess}}$ berechnet. Mithilfe der Korrekturfunktion $f(\gamma)$ und dem Korrekturfaktor für die von der Kalibrierung abweichende Strahlungsqualität k_p (s. Kap. 2.4) ergibt sich die korrigierte Wasserenergiedosis D_w . Da k_p ebenfalls vom Massenstoßbremsvermögen und somit von der Protonenrestenergie abhängt, wird dieser Faktor mit in die Korrekturfunktion integriert, sodass im Folgenden die Funktion $g(\gamma) = f(\gamma) \cdot k_p$ gesucht wird. Es ergibt sich so die Gleichung

$$D_w = f(\gamma) \cdot k_p \cdot N_w \cdot M = g(\gamma) \cdot D_{w,\text{mess}} \quad . \quad (3.7)$$

Da die korrigierte Dosis mit den Referenzwerten $D_{w,\text{ref}}$ der Ionisationskammer (absolute TDK) übereinstimmen soll, ergibt sich aus den einzelnen Messpunkten

$$\frac{D_{w,\text{ref}}(E_p, d_w)}{D_{w,\text{mess}}(E_p, d_w)} = g(\gamma(E_p, d_w)) \quad . \quad (3.8)$$

Der funktionale Zusammenhang g wurde bestimmt, indem die Werte $\frac{D_{w,\text{ref}}(E_p, d_w)}{D_{w,\text{mess}}(E_p, d_w)}$ über $\gamma(E_p, d_w)$ aufgetragen und eine exponentielle Funktion der Form

$$g(\gamma) = a + b \cdot \exp(c \cdot \gamma) \quad (3.9)$$

durch orthogonale Distanz-Regression (ODR) [BR90] an die Messwerte angepasst wurde. Dabei waren a , b und c die zu bestimmenden Parameter. Einbezogen wurden hierfür nur Daten aus Messungen im 100 MeV-Referenzfeld. Die Gründe dafür sind in den Kapiteln 4.3 und 5 dargestellt. Aus der relativen TDK wurde außerdem die R_{50}^1 als Reichweite der Protonen bestimmt. Sie wurde verwendet, um nur Messwerte zu berücksichtigen, für deren Wassertiefe $d_w \leq R_{50}$ gilt. Denn aufgrund der geringen Dosis und der damit verbundenen hohen relativen Messunsicherheit zeigen die γ -Werte in tieferen Messungen große Schwankungen.

Die Wahl der Anpassungsfunktion war empirischer Natur. Das BIRKS-Modell konnte für die Funktionsfindung nicht einbezogen werden, da von theoretischer Seite noch nicht er-

¹Wassertiefe, in der die Dosis auf 50 %, bezogen auf das Dosismaximum, abgefallen ist.

forscht ist, welche Ursache die Verschiebung des BeO-Spektrums hat. Dadurch ist nicht bekannt, wie oder ob die spektralen Anteile R und T einzeln durch das BIRKS-Modell beschrieben werden können [Kah20]. Für das Verhältnis γ gilt dementsprechend das Gleiche.

3.5 Verifikation

Um die Dosiskorrektur zu testen, wurde ein PBS-Bestrahlungsfeld verwendet, welches mehr Ähnlichkeit mit klinisch relevanten Feldern besitzt als die monoenergetischen Referenzfelder. Es erzeugt im Wasserphantom eine homogene Dosisverteilung in einem Volumen von $80 \times 80 \times 80 \text{ mm}^3$ und besteht dazu aus 22 Schichten in der xy -Ebene, deren Tiefe jeweils durch eine bestimmte Protonenenergie definiert wird. Die Schichten werden beginnend mit der distalen Schicht nacheinander abgescannt, wobei jede durch 15×15 Scan-Punkte, die in beide Richtungen je 6 mm voneinander entfernt sind, gebildet wird. Die distale Kante des „Dosiswürfels“ wird durch die maximale Energie von $E_{\text{dist}} = 162,32 \text{ MeV}$ erreicht und die proximale Kante durch Protonen mit der Energie $E_{\text{prox}} = 116,26 \text{ MeV}$. Damit befindet sich das Volumen homogener Dosis in einer Tiefe von ca. 100 bis 180 mm [Ber17b]. Der Strahleintritt in das Wasserphantom ($0 \leq d_w \leq 100 \text{ mm}$), in dem keine homogene, sondern eine mit der Tiefe steigende Dosis zu beobachten ist, wird in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet. Zur besseren Vorstellung ist die relative TDK des Bestrahlungsfeldes in Abbildung 3.5.1 simuliert dargestellt.

Es wurden Messungen in den wasseräquivalenten Tiefen $d_w = 120 \text{ mm}$ und $d_w = 160 \text{ mm}$ mit den beiden Fasersonden (BeO und Blind) durchgeführt. Außerdem wurde die Dosis mit einer Ionisationskammer (Semiflex, SN: 002177, PTW Freiburg) in beiden Tiefen gemessen, wobei die für diese Kammer geltende Messortkorrektur $d_{\text{mess}} = d_w + 2,7 \text{ mm}$ berücksichtigt wurde.

In der Messung bei $d_w = 160 \text{ mm}$ tragen sechs, bei $d_w = 120 \text{ mm}$ sechzehn Schichten zur Gesamtdosis bei. Mit jeder Schicht ändert sich die Restenergie und damit der LET der Protonen. Somit muss die zuvor bestimmte Korrekturfunktion für jede Schicht einzeln angewendet werden, um den Messeffekt der BeO-Sonde zu korrigieren. Deshalb wurde das Messsignal zeitlich in die Beiträge aus den einzelnen Schichten i unterteilt. Anschließend wurden analog zum Vorgehen in Kapitel 3.4 für jede Schicht die Werte M_i und γ_i aus den Messsignalen der BeO- und Blind-Sonde bestimmt. Mithilfe der Korrekturfunktion $g(\gamma)$ und der Dosiskalibrierung wurde schließlich die Dosis

$$D_w = \sum_i g(\gamma_i) \cdot N_w \cdot M_i = \sum_i g(\gamma_i) \cdot D_{w,\text{mess},i} \quad (3.10)$$

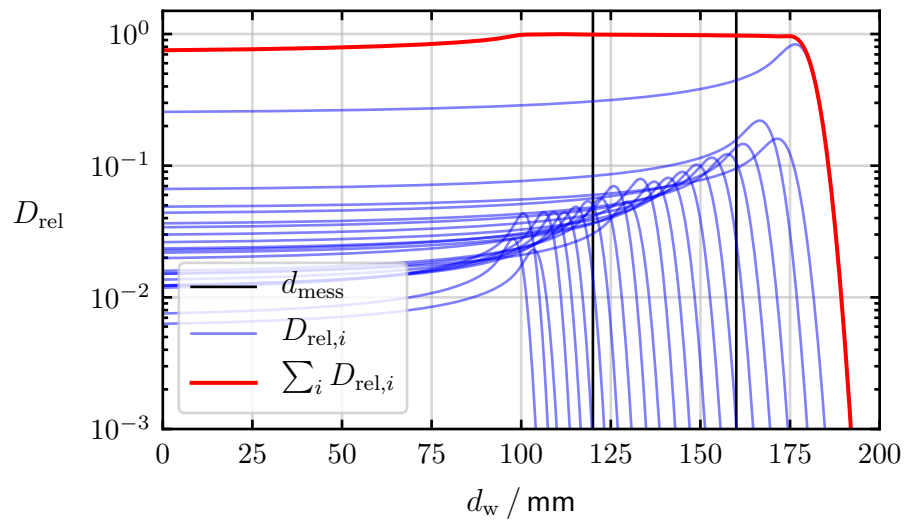


Abbildung 3.5.1: Dargestellt ist die simulierte relative TDK des Dosiswürfels $D_{\text{rel}}(d_w) = \sum_i D_{\text{rel},i}(d_w)$. Die Tiefendosisverteilungen der einzelnen Schichten $D_{\text{rel},i}(d_w)$ wurden mithilfe der Energien und Gewichte, die in der Felddefinitionsdatei für jede Schicht hinterlegt sind, unter Anwendung der Formel in [Bor97] berechnet. Außerdem sind die beiden Messtiefen für die Verifikation eingezeichnet.

über die Summe der einzelnen Schichtbeiträge berechnet. Anschließend wurde das Resultat mit dem Wert der Ionisationskammer $D_{w,\text{IK}}$ verglichen.

4 Ergebnisse

4.1 Dosis-Kalibrierung im Photonen-Referenzfeld

Die während der Bestrahlungszeit gemessenen Zählraten der Lumineszenzphotonen sind in Abbildung 4.1.1 dargestellt.

Die in der Zeitauswahl gemessenen Ereigniszahlen $N_{\text{BeO},0}$, $N_{\text{BeO},1}$, $N_{\text{Blind},0}$ und $N_{\text{Blind},1}$ sowie alle anderen für die Berechnungen erforderlichen Größen sind in Tabelle 4.1.1 zusammengefasst. Mit Gleichung (3.4) ergibt sich ein Messeffekt von $M = 133100 \pm 800$. Aus d , Δt und den Referenzdaten der Quelle berechnet sich der Referenzwert der Luftkerma zu $K_{\text{a,ref}}(d, \Delta t) = (2,090 \pm 0,018) \text{ Gy}$ (s. Kap. 3.2). Mit den restlichen in Tabelle 4.1.1 aufgeführten Werten und Gleichung (3.5) ergibt sich daraus eine Wasserenergiedosis von $D_{\text{w}} = (2,306 \pm 0,020) \text{ Gy}$. Somit resultiert aus Gleichung (3.1) ein Kalibrierfaktor von

$$N_{\text{w}} = (173,3 \pm 1,8) \cdot 10^{-7} \text{ Gy} \quad .$$

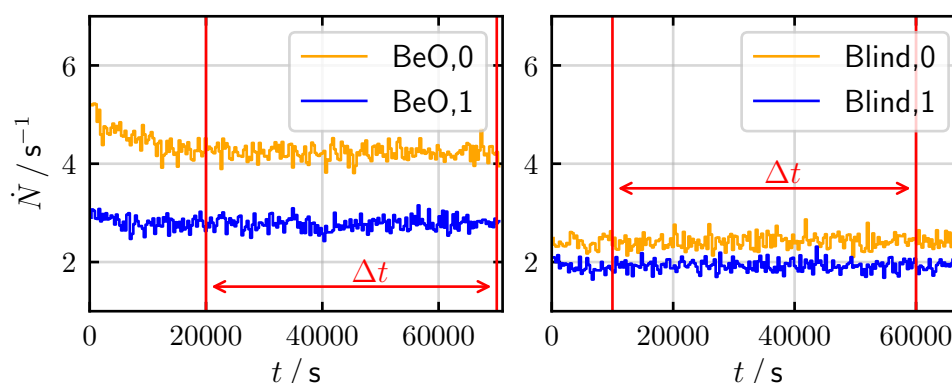


Abbildung 4.1.1: Zählraten der einzelnen Kanäle für BeO- (links) und Blind-Sonde (rechts) in Zeitschritten von 300 s über die gesamte Bestrahlungszeit. Eingezeichnet ist außerdem die Zeitauswahl von 50000 s (rot), welche für die Auswertung berücksichtigt wurde.

Tabelle 4.1.1: Zusammenfassung der gemessenen Ereigniszahlen und der restlichen für die Berechnung des Kalibrierfaktors erforderlichen Werte.

Größe	Wert	Größe	Wert
Δt	50000 s	E_γ	661,7 keV [Tul94]
d	(231 ± 1) mm	δ	0,5 mm (s. Kap. 3.2)
$N_{\text{BeO},0}$	211500 ± 500	ρ_{PMMA}	$1,19 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ [Ber17d]
$N_{\text{BeO},1}$	138850 ± 370	$(\frac{\mu}{\rho})_{\text{PMMA}}(E_\gamma)$	$0,08332 \text{ cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$ [Ber10]
$N_{\text{Blind},0}$	120950 ± 350	$(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho})_{\text{w}}(E_\gamma)$	$0,03260 \text{ cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$ [HS04c]
$N_{\text{Blind},0}$	96350 ± 310	$(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho})_{\text{a}}(E_\gamma)$	$0,02940 \text{ cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$ (s. Anh. A.2, [HS04d])

4.2 Messungen im Protonenfeld

Als Ergebnis einer Messung im Protonenfeld können die Listen der Einzelphotonenereignisse als Zählratenhistogramme visualisiert werden. In Abbildung 4.2.1 sind als Beispiel die Zählratenhistogramme, welche im 100 MeV-Protonenstrahl in $d_{\text{w}} = 50$ mm mit dem finalen Messaufbau gemessen wurden, dargestellt. Es ist eine zeitliche Auflösung bis in den Bereich der einzelnen Scan-Punkte des PBS-Feldes möglich (s. Kap. 3.1). Wird das zeitaufgelöste Signal im Bereich der Strahlzeit betrachtet, ist erkennbar, dass das aus BeO stammende Signal aus mehreren Peaks besteht. Die Einhüllende der Peaks zeigt eine GAUSS-Glocken-ähnliche Form (s. Abb. 4.2.1 Mitte). Durch die Zusammensetzung des quadratischen Bestrahlungsfeldes aus einzelnen Linien, welche nacheinander abgescannt werden, ist offensichtlich, wodurch diese Signalform verursacht wird: Die mittige Positionierung der Sondenspitze bewirkt, dass der Protonenstrahl, bis die Feldmitte erreicht ist, in Linien konstanter y -Werte immer näher an das empfindliche Volumen heran kommt und sich danach wieder entfernt. Je näher die jeweilige Linie dem empfindlichen BeO-Volumen ist, desto höher ist die Lichtausbeute bzw. der Signal-Peak. Wird so ein „Linien-Peak“ noch näher betrachtet, fällt auf, dass dieser ebenfalls eine GAUSS-ähnliche Form aufweist, wobei das Messsignal immer kurzzeitig unterbrochen ist (s. Abb. 4.2.1 unten). Verursacht wird das durch die einzelnen Scan-Punkte, aus denen eine Scan-Linie besteht. Pro Linie nähern sie sich in x -Richtung dem sensitiven Volumen und entfernen sich schließlich wieder.

Wird die Information aus der Felddefinitionsdatei, in welcher Reihenfolge die Scan-Punkte wo gesetzt werden, mit der zeitaufgelösten Messung verknüpft, lässt sich jedem Scan-Punkt eine mit der BeO-Sonde gemessene Ereigniszahl N_{BeO} zuordnen. Somit kann das laterale, relative Dosisprofil des Protonenstrahls aufgelöst werden. Dies ist in Abbildung 4.2.2 zu sehen. Dort sind die auf das Maximum normierten, lateralen Strahlprofile für die monoenergetischen Referenzfelder mit $E_{\text{p}} = 100$ MeV und $E_{\text{p}} = 226,7$ MeV jeweils einmal in 10 mm Tiefe (vor dem BRAGG-Peak) und einmal im BRAGG-Peak abgebildet.

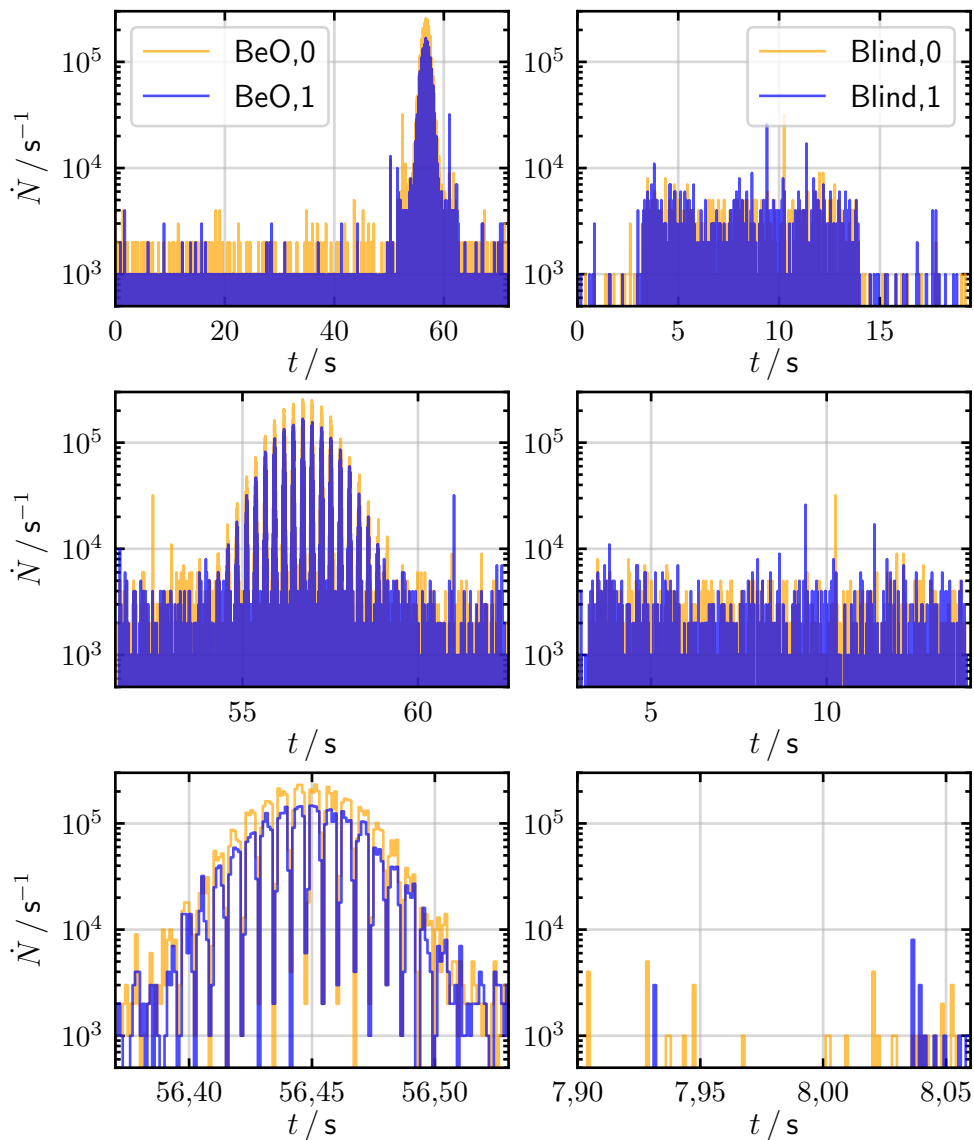


Abbildung 4.2.1: Dargestellt sind die kanalabhängigen Messsignale in Form von Zählratenhistogrammen, welche in 50 mm Wassertiefe mit der BeO- (links) und Blind-Sonde (rechts) gemessen wurden. Es wurde eine Zeitschrittweite von 1 ms gewählt. Oben ist die gesamte Messzeit dargestellt, die Strahlzeit ist klar zu erkennen. In der Mitte ist die Darstellung auf den Bereich der Strahlzeit reduziert, sodass die einzelnen Linien des PBS-Feldes im BeO-Signal sichtbar werden. Wird die Darstellung wie unten nur auf eine einzige Linie reduziert, werden die einzelnen Scan-Punkte auf einer Linie erkennbar.

Die Halbwertsbreiten (engl.: full width at half maximum) (FWHM) der Strahlprofile sind in Tabelle 4.2.1 aufgeführt. Sie spiegeln sehr gut wider, dass sich der Protonenstrahl mit zunehmender Tiefe durch Streuungen der einzelnen Protonen aufweitet. So unterscheidet sich z. B. die FWHM zwischen den Wassertiefen 10 mm und 319 mm im Protonenstrahl mit initial 226,7 MeV um einen Faktor von ca. 1,7. Außerdem unterscheiden sich die lateralen

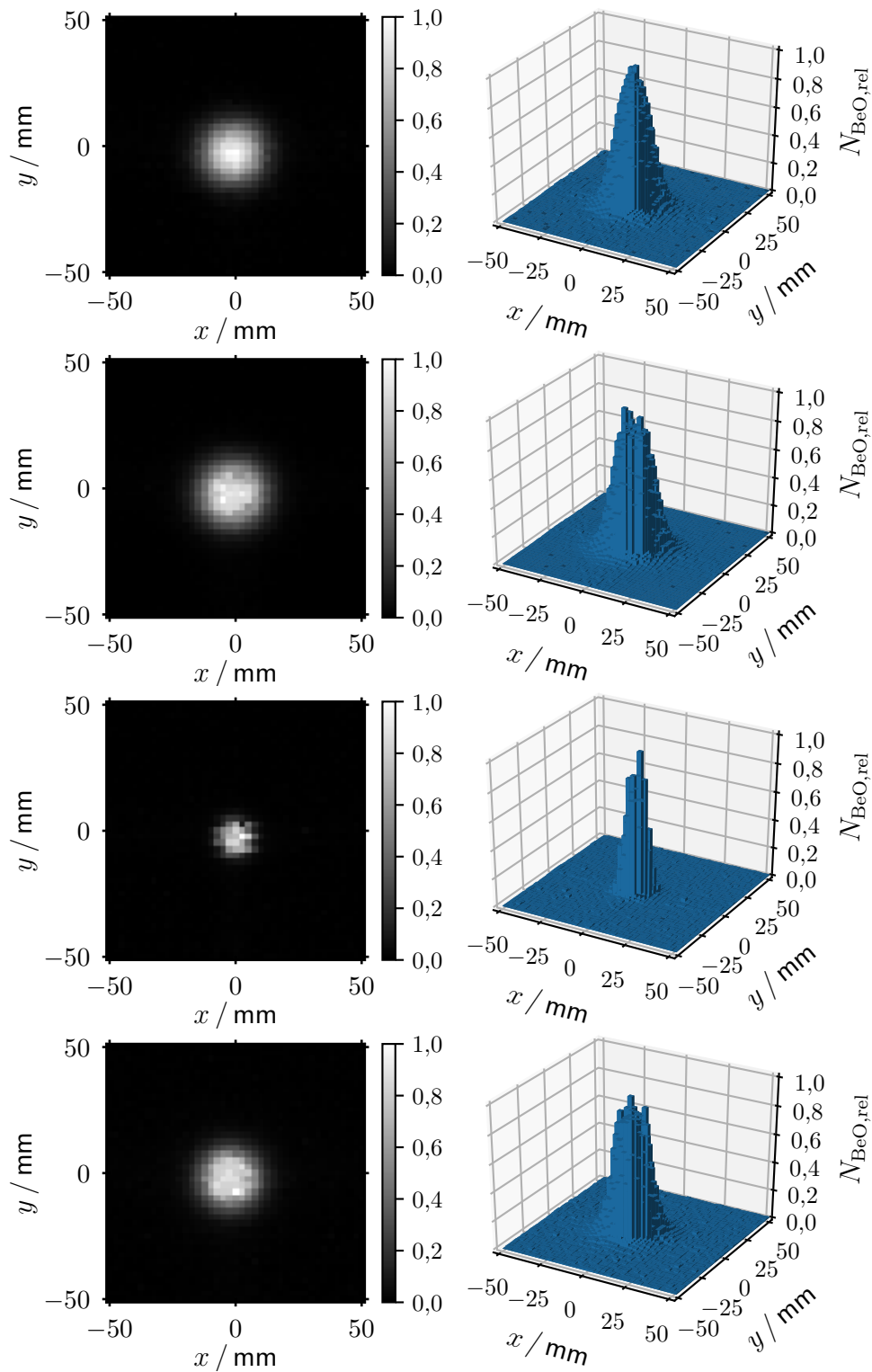


Abbildung 4.2.2: Laterale Profile des Nadelstrahls für 100 MeV in 10 mm (oben) und 76 mm (zweite von oben) Tiefe sowie für 226,7 MeV in 10 mm (dritte von oben) und 319 mm (unten) Tiefe.

Tabelle 4.2.1: Aufgeführt sind die FWHM der relativen Dosisprofile aus Abbildung 4.2.2. Die FWHM wurden aus den 2D-Grafiken abgelesen (x - und y -Richtung gemittelt). Die Unsicherheiten ergeben sich aus der Abschätzung, dass die Lage des halben Maximums auf einen Scan-Punktabstand von 2,5 mm genau bestimmt werden kann.

E_p / MeV	d_w / mm	$FWHM / \text{mm}$
100	10	$19,8 \pm 3,5$
100	76	$21,6 \pm 3,5$
226,7	10	$11,7 \pm 3,5$
226,7	319	$20,3 \pm 3,5$

Dosisprofile des Nadelstrahls zwischen den beiden Referenzfeldern. Das Dosisprofil des 100 MeV-Strahls ist in einer Wassertiefe von 10 mm deutlich breiter (Faktor ca. 1,7), als das laterale Profil des Protonenstrahls mit $E_p = 226,7 \text{ MeV}$ in der gleichen Tiefe. Dies ist auf die Strahlgenerierung, -formung und -führung in der Therapieanlage zurückzuführen.

In Abbildung 4.2.3 ist zu sehen, dass das Untergrundsignal in der Strahlzeit deutlich höher ist, wenn das Referenzfeld mit 226,7 MeV appliziert wird als bei 100 MeV. In Messungen ohne angeschlossene Sonde wurde erkannt, dass die Ursache für einen Großteil des Untergrundsignals die direkte Wechselwirkung von Streustrahlung in den SPCHs sein muss (vgl. Abb. 4.2.3 Mitte und unten). Deshalb wurde die Abschirmung vor dem optomechanischen Aufbau ergänzt, die in Abbildung A.3.4 zu sehen ist. Damit wurde das Untergrundsignal insgesamt und die absolute Differenz des Untergrundsignals zwischen 100 MeV und 226,7 MeV reduziert (vgl. Abb. 4.2.3 oben und Mitte). Aus diesem Grund wurde für die finalen Messungen in verschiedenen Wassertiefen, die der Bestimmung der Korrekturfunktion dienen sollten, dieser Aufbau gewählt.

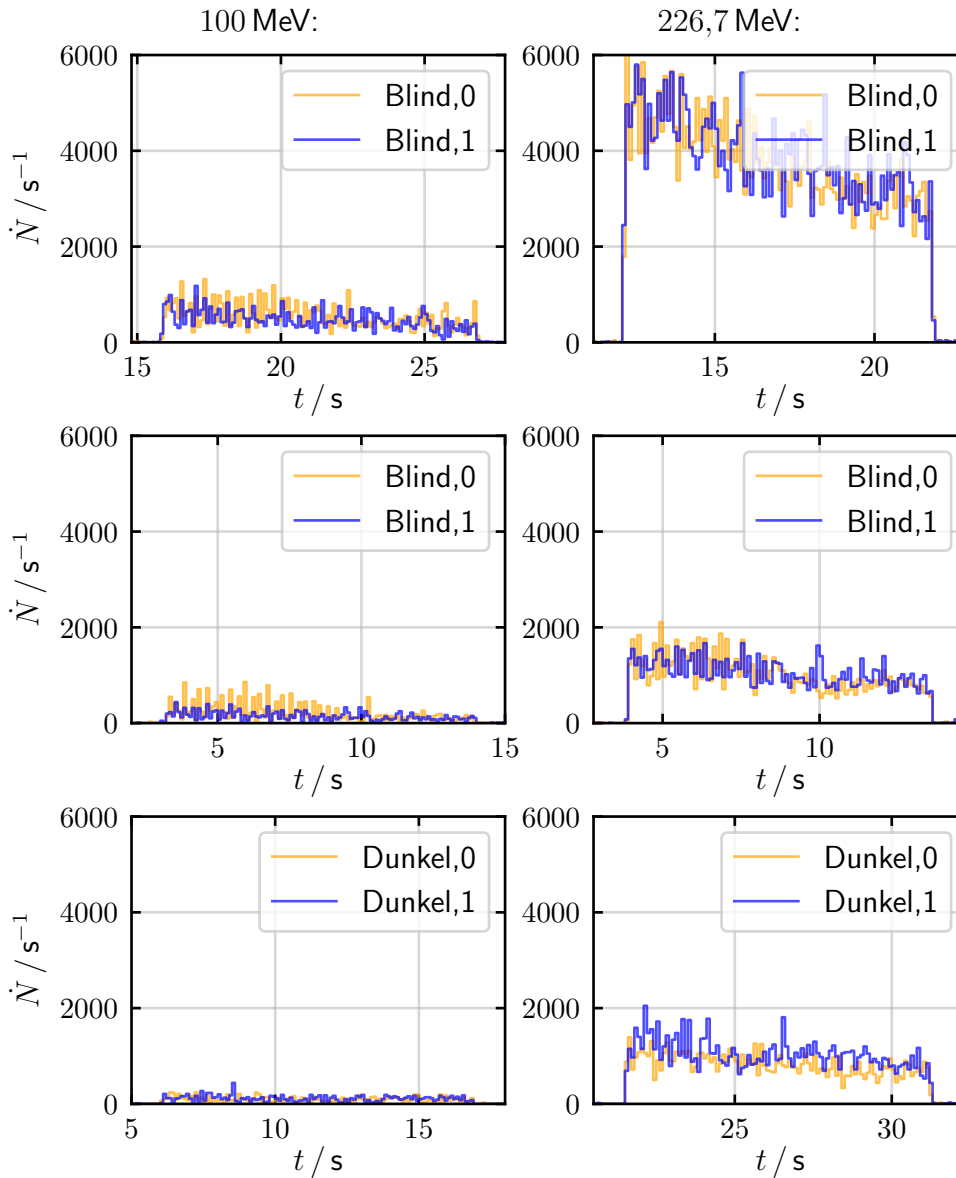


Abbildung 4.2.3: Untergrundsignale für das 100 MeV- (links) und für das 226,7 MeV-Feld (rechts) in Zeitschritten von 0,1 s. Die oberen Grafiken zeigen das Ergebnis von Messungen mit der Blind-Sonde in 50 mm Tiefe ohne zusätzliche Abschirmung der SPCHs. In der Mitte wurden die gleichen Messungen mit zusätzlicher Abschirmung wiederholt (s. Abb. A.3.4). Unten ist eine Messung mit Abschirmung, aber ohne angeschlossene Sonde zu sehen, was der Dunkelzählrate entspricht.

4.3 LET-abhängige Korrektur des Messeffekts

Die pro Strahlzeit gemessenen Ereigniszahlen für beide Sonden und Kanäle sind in den Tabellen A.4.1 und A.4.2 zusammengefasst. Die daraus bestimmten Größen R , T und M sind in Abbildung 4.3.1 über der wasseräquivalenten Tiefe, in der gemessen wurde, aufgetragen. Die Unsicherheit in der Wassertiefe wurde in Anbetracht der Positionierung und der Berechnung der Messortkorrektur auf $\Delta d_w = 0,2$ mm geschätzt. In derselben Abbildung ist das Signalverhältnis γ aus reflektiertem und transmittiertem Licht über der Restreichweite $R_{\text{res}} = R_{50} - d_w$ für alle Messungen, bei denen $R_{\text{res}} \geq 0$ gilt, aufgetragen. Aus der Referenz-TDK für die Protonenfelder (s. Abb. 3.3.2) wurden dazu die Reichweiten $R_{50}(100 \text{ MeV}) = (78,49 \pm 0,06) \text{ mm}$ und $R_{50}(226,7 \text{ MeV}) = (325,27 \pm 0,15) \text{ mm}$ bestimmt (Unsicherheit aus geschätzter 2% Dosisunsicherheit in abfallender Flanke des BRAGG-Peaks).

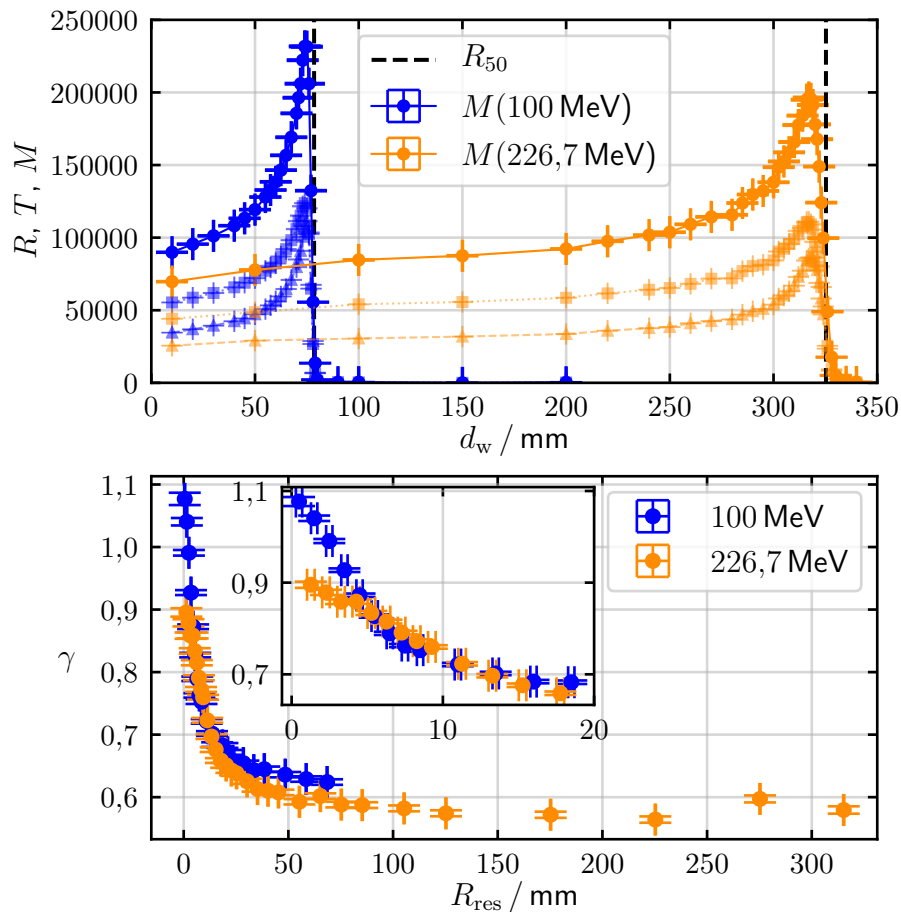


Abbildung 4.3.1: Oben: Darstellung der Messergebnisse R (Dreiecke, gestrichelte Linie), T (Vierecke, gepunktete Linie) und M abhängig von der Wassertiefe d_w . Außerdem ist die R_{50} aus den Referenzdaten eingetragen. Unten: Signalverhältnis γ abhängig von der Restreichweite R_{res} .

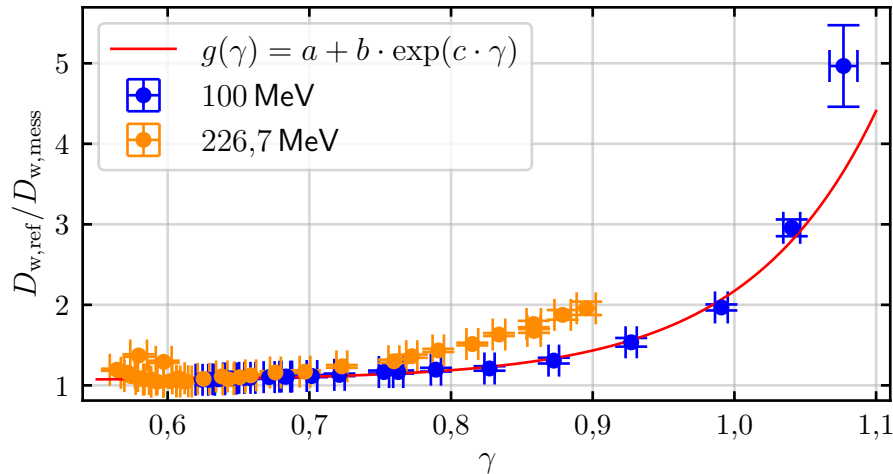


Abbildung 4.3.2: Dargestellt ist der Faktor, um die mit dem Messsystem (unter Anwendung der Kalibrierung) gemessene Dosis $D_{w,mess}$ auf die Referenzdosis $D_{w,ref}$ zu korrigieren, aufgetragen über den gleichzeitig gemessenen γ -Werten. Außerdem wurde eine exponentielle Funktion $g(\gamma)$ an die Messwerte aus dem 100 MeV-Referenzfeld angepasst.

Es ist eine klare Abhängigkeit in γ von der Restreichweite R_{res} erkennbar. Dies weist darauf hin, dass tatsächlich ein Zusammenhang zwischen gemessenem γ und dem LET der Protonen besteht. Allerdings ist zu beachten, dass sich die Abhängigkeiten für die zwei verschiedenen Protonenenergien leicht unterscheiden. Insbesondere sind die γ -Werte, die im 226,7 MeV-Referenzfeld gemessen wurden, etwas kleiner als im 100 MeV-Feld. Dies ist auch in der Darstellung des Dosiskorrekturfaktors $\frac{D_{w,ref}(E_p, d_w)}{D_{w,mess}(E_p, d_w)}$ über $\gamma(E_p, d_w)$ in Abbildung 4.3.2 wiederzufinden. Darin ist allgemein zu sehen, dass die Dosiskorrekturfaktoren teilweise in Bereichen deutlich über eins liegen und damit sehr groß sind, was auf ein ausgeprägtes Quenching hinweist. Gleichzeitig kann γ aber relativ genau gemessen werden und weist eine starke Korrelation zu den Dosiskorrekturfaktoren auf.

Es existiert aber offenbar eine Abhängigkeit von der initialen Protonenenergie. Sie könnte mit der Zusammensetzung und spektralen Verteilung des Strahlungsfeldes bei einer bestimmten Restreichweite zusammenhängen. Denn natürlich ist die Restenergie in einer bestimmten Wassertiefe nicht für alle Protonen gleich, sondern aufgrund der vorangegangenen statistischen Wechselwirkungen spektral verteilt. Da die 226,7 MeV-Protonen bei einer festen mittleren Restreichweite bereits eine weitere Strecke im Medium zurück gelegt haben, unterscheidet sich ihr Spektrum von dem der 100 MeV-Protonen bei gleicher mittlerer Restreichweite. Es gibt Grund zur Annahme, dass die im 100 MeV-Feld gemessenen Daten die Abhängigkeit von γ vom reinen Protonen-LET besser widerspiegeln und die γ -Werte aus dem 226,7 MeV-Feld „zu niedrig“ gemessen wurden. Mögliche Ursachen hierfür, die auch diese Annahme motivieren sollen, sind in Kapitel 5 aufgeführt. Aus diesem

Tabelle 4.3.1: Aufgeführt sind die Parameter der Exponentialfunktion $g(\gamma) = a + b \cdot \exp(c \cdot \gamma)$. Sie wurden durch Anpassung mittels ODR [BR90] bestimmt.

Parameter	Wert
a	$1,067 \pm 0,008$
b	$(1,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-5}$
c	$11,1 \pm 0,7$

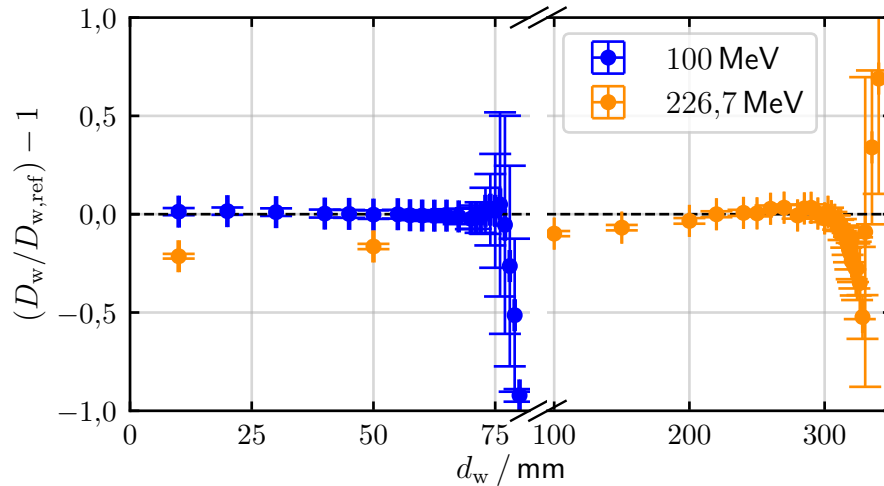


Abbildung 4.3.3: Aufgetragen ist die relative Dosisdifferenz zwischen korrigierter gemessener Dosis D_w (berechnet mit Gleichung (3.7)) und Referenzdosis $D_{w,ref}$ über der Wassertiefe d_w .

Grund wurden für die Bestimmung der Korrekturfunktion $g(\gamma)$ nur die Messwerte aus dem 100 MeV-Referenzfeld berücksichtigt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.3.2 dargestellt. Die durch die Anpassung bestimmten Parameter a , b und c der Exponentialfunktion sind in Tabelle 4.3.1 aufgeführt.

Mithilfe der bestimmten Korrekturfunktion wurde die in den verschiedenen Wassertiefen gemessene Dosis $D_{w,mess} = N_w \cdot M$ korrigiert (s. Glg. (3.7)). Die relative Abweichung von der Referenztiefendosis ist in Abbildung 4.3.3 über die Tiefe aufgetragen. Darin ist zu sehen, dass die im 100 MeV-Feld gemessene Dosis im Rahmen der Unsicherheiten sehr gut mit der Referenzdosis übereinstimmt. Dies ist allerdings aufgrund der Tatsache, dass dieselben Daten für die Bestimmung der Korrekturfunktion verwendet wurden, nicht überraschend. Ein Problem ist, dass die Unsicherheiten der Dosiswerte im BRAGG-Peak sehr groß werden. Dort ist der Einfluss des exponentiellen Terms der Korrekturfunktion am größten, wodurch sich die hohe Unsicherheit des Parameters b auf die Dosis auswirkt. In den Dosiswerten aus dem 226,7 MeV-Feld sind weiterhin große Abweichungen zur Referenzdosis erkennbar, die sich direkt aus dem abweichenden Verlauf der Messpunkte in Abbildung 4.3.2 ergeben. Insbesondere wird die Dosis im Plateau-Bereich und im BRAGG-

Peak deutlich unterschätzt.

4.4 Verifikation

Die im Verifikationsfeld gemessene Einzelphotonenzählrate ist in Abbildung 4.4.1 bzw. Abbildung A.5.1 dargestellt. Die einzelnen Schichten, aus denen sich das Feld zusammensetzt, sind im Zeitverlauf gut zu differenzieren. Im Vergleich zwischen BeO- und Blind-Sonde sind auch die Schichten erkennbar, die tatsächlich zur Gesamtdosis beitragen, weil die Protonen die Sonde noch durchdringen. Das BeO-Signal hebt sich deutlich vom Untergrund bzw. Blind-Signal ab.

Die für jede Schicht einzeln über die Zeit aufsummierten Ereignisse sind in den Tabellen A.5.1 und A.5.2 aufgeführt. Das daraus bestimmte Signalverhältnis γ ist in Abbildung 4.4.2 aufgetragen. Dort wird bestätigt, dass γ mit sinkender Restreichweite wächst. Durch die Differenz der Restreichweite von 40 mm zwischen den Messungen, unterscheidet sich γ in den ersten Schichten deutlich. Nach sechs Schichten wird die Sonde in 160 mm Tiefe gar nicht mehr von den Protonen getroffen, da diese schon vorher abstoppen. In den

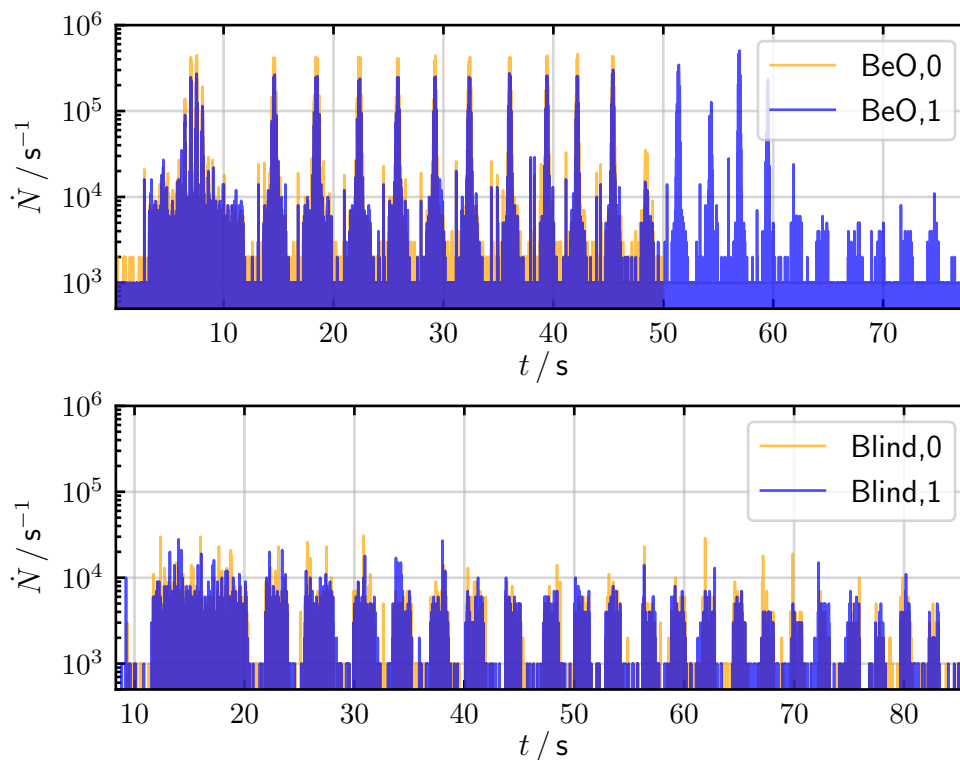


Abbildung 4.4.1: Darstellung des zeitaufgelösten Messsignals (Zählrate \dot{N}) der BeO- (oben) und Blind-Sonde (unten) im Verifikationsfeld in $d_w = 120$ mm Tiefe. Es sind die einzelnen Schichten des Bestrahlungsfeldes erkennbar.

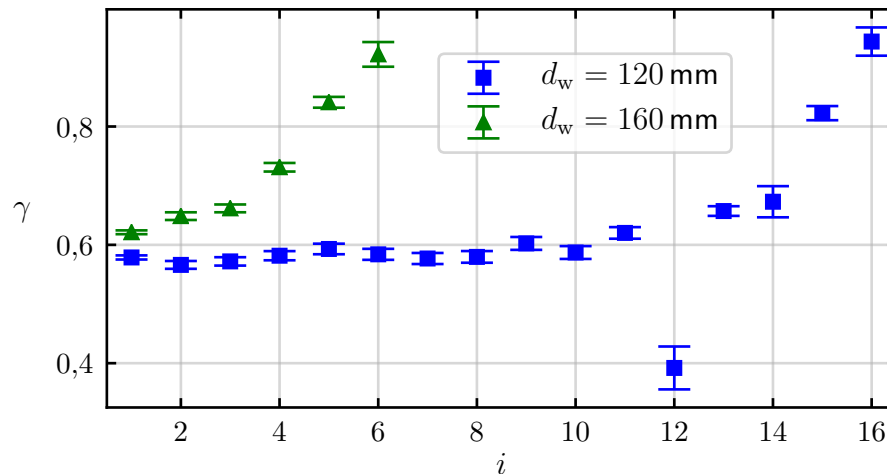


Abbildung 4.4.2: Das Signalverhältnis γ ist dargestellt für die zur Gesamtdosis beitragenden Schichten i , wobei mit $i = 1$ die distale Schicht bezeichnet ist. Wie erwartet steigen die Werte für γ , da die Restreichweite der Protonen mit jeder Schicht sinkt und damit der LET steigt.

Messwerten aus 120 mm Tiefe ist ein Ausreißer bei der zwölften Schicht erkennbar. Die Ereigniszahlen in Tabelle A.5.2 und Abbildung 4.4.1 zeigen, dass der Messeffekt in dieser Schicht nur sehr gering war. Durch die Bildung des Signalverhältnisses wirken sich Schwankungen zwischen den beiden Kanal-Signalen stark auf γ aus, was bei kleinen Signalen besonders deutlich wird. Selbiges konnte auch bei der Berechnung der γ -Werte für die nicht dargestellten Schichten, bei denen quasi nur Untergrundsignal gemessen wurde, beobachtet werden.

Die gemessenen Dosisbeiträge der einzelnen Schichten zur Gesamtdosis sowie ihre mit $g(\gamma)$ korrigierten Werte sind in Tabelle 4.4.1 zusammengefasst. Außerdem ist dort die Summe der Beiträge als Ergebnis der Dosismessung aufgeführt. Mit der Ionisationskammer wurde in 120 mm Tiefe eine Gesamtdosis von 7,887 Gy und in 160 mm Tiefe eine Gesamtdosis von 7,866 Gy gemessen. Diese Messwerte verifizieren zunächst die homogene Dosisverteilung im „Dosiswürfel“. Außerdem wird die Erwartung bestätigt, dass die Gesamtdosis bei einer Messung mit den Fasersonden unterschätzt wird. Durch die Anwendung der Korrekturfunktion kann jedoch die in 120 mm Wassertiefe gemessene Dosis korrigiert werden, sodass sie mit dem Resultat von $(7,86 \pm 0,09)$ Gy nur noch um $-0,34\%$ vom Referenzwert der Ionisationskammer abweicht. Diese Abweichung liegt damit im Bereich der Unsicherheit. Die korrigierte Dosis, die in 160 mm Tiefe gemessen wurde, weicht dagegen mit ihrem Wert von $(7,00 \pm 0,15)$ Gy noch deutlich, nämlich um -11% , vom Referenzwert ab. Die Ursache hierfür liegt vermutlich in der Abhängigkeit der Dosiskorrektur von der initialen Protonenenergie, die in Kapitel 4.3 beobachtet werden konnte. In der Messung bei 160 mm Wassertiefe tragen nur die distalen, also initial hochenergetischen Schichten, zur Dosis bei.

Tabelle 4.4.1: Zusammengefasst sind hier die gemessenen Dosisbeiträge $D_{w,\text{mess},i}$ pro Schicht i , ihre korrigierten Werte $D_{w,i} = g(\gamma_i) \cdot D_{w,\text{mess},i}$ sowie deren Summen.

Schicht i	$d_w = 120 \text{ mm}$		$d_w = 160 \text{ mm}$	
	$D_{w,\text{mess},i} / \text{Gy}$	$D_{w,i} / \text{Gy}$	$D_{w,\text{mess},i} / \text{Gy}$	$D_{w,i} / \text{Gy}$
1	$2,360 \pm 0,025$	$2,543 \pm 0,038$	$3,063 \pm 0,033$	$3,319 \pm 0,058$
2	$0,617 \pm 0,007$	$0,664 \pm 0,010$	$0,788 \pm 0,009$	$0,858 \pm 0,018$
3	$0,564 \pm 0,007$	$0,607 \pm 0,009$	$0,806 \pm 0,009$	$0,881 \pm 0,020$
4	$0,474 \pm 0,006$	$0,510 \pm 0,008$	$0,782 \pm 0,009$	$0,879 \pm 0,038$
5	$0,372 \pm 0,005$	$0,401 \pm 0,007$	$0,640 \pm 0,007$	$0,804 \pm 0,105$
6	$0,331 \pm 0,004$	$0,356 \pm 0,006$	$0,168 \pm 0,003$	$0,257 \pm 0,072$
7	$0,317 \pm 0,004$	$0,342 \pm 0,006$		
8	$0,287 \pm 0,004$	$0,310 \pm 0,005$		
9	$0,250 \pm 0,003$	$0,271 \pm 0,005$		
10	$0,242 \pm 0,003$	$0,261 \pm 0,005$		
11	$0,318 \pm 0,004$	$0,345 \pm 0,007$		
12	$0,020 \pm 0,001$	$0,022 \pm 0,001$		
13	$0,489 \pm 0,006$	$0,534 \pm 0,012$		
14	$0,062 \pm 0,001$	$0,068 \pm 0,002$		
15	$0,348 \pm 0,004$	$0,425 \pm 0,047$		
16	$0,121 \pm 0,002$	$0,201 \pm 0,067$		
\sum_i	$7,174 \pm 0,031$	$7,86 \pm 0,09$	$6,246 \pm 0,037$	$7,00 \pm 0,15$

Im Bereich von hohem LET versagt jedoch die Dosiskorrektur für Protonenfelder mit hohen Anfangsenergien, sodass die Dosis im BRAGG-Peak unterschätzt wird, wie in Abbildung 4.3.3 für 226,7 MeV zu sehen ist. Dies überträgt sich offensichtlich auf die hier durchgeführten Messungen. Bei der Messung in 120 mm Tiefe haben die hochenergetischen Schichten einen geringeren Einfluss auf die Gesamtdosis und deren Protonen kleinere LET-Werte. Dadurch liefert die Dosiskorrektur aus Kapitel 4.3 bessere Ergebnisse.

5 Diskussion

In den Ergebnissen dieser Masterarbeit ist eine klare Abhängigkeit des Signalverhältnisses $\gamma = \frac{R}{T}$ von der Restreichweite der Protonen R_{res} zu erkennen. Das zeigt, dass die vorgestellte Methode, das Lichtsignal von BeO mithilfe eines dichroitischen Strahlteilers zu teilen und das Verhältnis der Signalanteile als LET-abhängige Variable anzusehen, ein vielversprechender Ansatz ist. Über die Beziehung von γ mit dem LET werden neue Möglichkeiten in der Auswertung von Messdaten aus BeO-basierten Fasersonden ermöglicht. Dazu gehört zum Beispiel der Rückschluss auf die Restreichweite der Protonen am Messort und die Korrektur von LET-abhängigen Quench-Effekten.

Zu berücksichtigen ist das sehr kleine sensitive Volumen der verwendeten BeO-Sonde mit weniger als 1 mm^3 . Wie aus Kapitel 4.2 hervorgeht, ist die Abmessung deutlich kleiner als die Breite des einzelnen Nadelstrahls. Aufgrund der Aufstreuung der Protonen mit zunehmender Tiefe verringert sich die Protonenfluenz. Es besteht deshalb bei Messungen mit kleinen Sonden in einzelnen Nadelstrahlen die Gefahr, dass der Messeffekt im BRAGG-Peak zu gering ist, weil sich mit der Fluenz auch die Dosis in der Sonde verringert. Diese Effekte können allerdings als Ursache für die Unterschätzung der gemessenen Dosen im BRAGG-Peak sowohl für die Referenzfelder als auch für das Verifikationsfeld ausgeschlossen werden, da das Messsignal jeweils über eine gesamte Energieschicht integriert wurde. Durch die laterale Ausdehnung einer Schicht als PBS-Feld und die mittige Positionierung der Sonde darin werden Streuverluste aus einem Scan-Punkt (Nadelstrahl) durch Einstreuungen aus benachbarten Punkten kompensiert. Es liegt damit Breitstrahlgeometrie vor.

Um einen dosisproportionalen Messeffekt zu generieren, wurden einzelne Lumineszenzphotonen aus BeO mittels SPCHs zeitaufgelöst registriert (Ereignisse). Diese Methode funktioniert in der Dosimetrie genau dann zuverlässig, wenn der Ereignisanteil aus BeO weitaus größer ist als der Anteil jener Ereignisse, die durch andere Effekte erzeugt werden und somit zum Untergrund beitragen. Je größer der Anteil des Untergrundes am Gesamtsignal ist, desto unzuverlässiger wird der Messeffekt. Bei hohem Untergrundanteil können durch den Untergrundabzug große Schwankungen auftreten, welche durch die Unsicherheiten aus der POISSON-Statistik und deren Fortpflanzung nicht abgebildet werden. Dies ist vor allem dann der Fall, wenn das Gesamtsignal quasi nur aus Untergrundsignal besteht (z. B. die

nicht berücksichtigten Schichten in der Verifikation). Nur leichte Änderungen der Mess- oder Umgebungsbedingungen zwischen relevanter und Untergrundmessung können zu erheblichen relativen Änderungen des untergrundkorrigierten Messsignals führen. Ein Effekt, der speziell bei Faserdosimetriesonden zum Untergrundsignal beiträgt, ist der Stem-Effekt. Dieser lässt sich in der Dosimetrie mit Fasersonden nicht vermeiden, da immer ein Stück der Faser mit im Strahlungsfeld liegt. Außerdem ist dieser Anteil nur schwer zu erfassen, da er von vielen Faktoren abhängig ist, wie zum Beispiel von der Länge der bestrahlten Faser. Als Korrekturmethode wurde hier das Messsignal einer Referenzsonde (Blind-Sonde), die genauso wie die BeO-Sonde positioniert wurde, vom Signal der BeO-Sonde abgezogen. Der Anteil des Signals der Blind-Sonde lag in einem Bereich von 2...5% der BeO-Sonde, wenn mit dem 100 MeV-Referenzfeld bestrahlt wurde. Im 226,7 MeV-Feld betrug der Anteil dagegen 9...25% (jeweils nur Messtiefen bis zum BRAGG-Peak berücksichtigt).

Es konnte jedoch auch ein erhebliches Untergrundsignal nachgewiesen werden, wenn überhaupt keine Fasersonde an das Messsystem angeschlossen war und dieses lediglich aus dem optomechanischen Aufbau mit SPCHs und DAQ bestand. Bei $E_p = 226,7$ MeV betrug das ohne Sonde gemessene Signal trotz dicker Abschirmung teilweise bis zu 99% des Blind-Sondensignals. Hier eröffnet sich großes Verbesserungspotential für das Messsystem. Das Untergrundsignal, welches nicht aus der Faser stammt, lässt sich vermeiden und durch Reduktion dieses Anteils kann das BeO-Signal deutlich hervorgehoben werden. Das würde zu einer Verbesserung der Messungenauigkeiten führen. Die Ursache für dieses zusätzliche Untergrundsignal muss direkte Wechselwirkung von Streustrahlung in den strahlungssensitiven Flächen der SPCHs (Photokathode und erste Dynode) oder eine durch solche Wechselwirkungen verursachte Lumineszenz des Strahlteilers sein. Andere Ursachen können aufgrund der Tatsache, dass keine Sonde angeschlossen war, ausgeschlossen werden. Außerdem muss die Streustrahlung eine große Reichweite besitzen, da das Untergrundsignal selbst mit einer dicken Abschirmung aus Bleiziegeln und Polyethylen-Blöcken „nur“ um einen Faktor 3...5 reduziert werden konnte. Ziel muss es sein, diesen durch direkte Wechselwirkungen verursachten Anteil am Untergrundsignal weiter zu reduzieren, sodass jener schlussendlich klein gegenüber dem Anteil des nicht vermeidbaren Stem-Effekts wird. Ein großer Unsicherheitsfaktor wäre damit eliminiert. Für die Reduktion könnte z. B. eine längere Faser verwendet werden, sodass der optomechanische Aufbau weiter vom Messort entfernt aufgestellt werden kann. Durch den vergrößerten Abstand wird die Wahrscheinlichkeit von direkten Wechselwirkungen in den SPCHs verringert, da die Fluenz des divergierenden Streustrahlungsfeldes kleiner wird. Durch die verlängerte Faser verringert sich auch deren Transmission, sodass mit ungewollten Verlusten im BeO-Signal gerechnet werden muss. Es besteht allerdings die Möglichkeit, durch Öffnung der bisher sehr kleinen Lichtstrom-reduzierenden Blenden ($\varnothing = 300 \mu\text{m}$) diese Verluste aus-

zugleichen. Da von dem BeO-Zylinder offenbar genug Signal ausgeht, könnte sogar eine noch dünnere Faser zum Einsatz kommen. Jene würde eine höhere Flexibilität aufweisen und außerdem den Anteil des Stem-Effekts noch weiter reduzieren. Des Weiteren wird überlegt, anstatt der bisherigen SPCHs, die eine sensitive Fläche mit 8 mm Durchmesser aufweisen, Mikro-Photoelektronenvervielfacher (microPMT[®], Hamamatsu) mit einer sensitiven Fläche von $1 \times 3 \text{ mm}^2$ zu verwenden. Damit wird die Wahrscheinlichkeit für direkte Wechselwirkungen von Streustrahlung durch das Flächenverhältnis auf ca. 6 % des ursprünglichen Wertes reduziert.

Was nicht erwartet wurde und Raum für weitere Forschung lässt, ist die Abhängigkeit der beobachteten $\gamma(R_{\text{res}})$ -Beziehung von der Anfangsenergie der Protonen. Ursache für die kleineren γ -Werte im 226,7 MeV-Strahl (s. Abb. 4.3.1) könnte die im Vergleich zum 100 MeV-Strahl unterschiedliche Energieverteilung der Protonen oder die Zusammensetzung des Strahlungsfeldes bei einer bestimmten mittleren Restreichweite sein. Die mittlere Restreichweite wird durch die mittlere Restenergie der Protonen bestimmt. Bei gleicher mittlerer Restreichweite stimmen also die mittleren Restenergien der Protonen überein. Umso weiter die Strecke ist, die ein initial quasi monoenergetischer Protonenstrahl in einem Medium zurückgelegt hat, desto breiter wird aufgrund der statistischen Wechselwirkungsprozesse auf dem Weg seine Energieverteilung. Da durch das Energieauswahlssystem an der Protonentherapie quasi monoenergetische Protonen auf das Wasserphantom treffen, ist die Energieverteilung der 226,7 MeV-Protonen bei einer bestimmten Restreichweite breiter als für die 100 MeV-Protonen bei gleicher Restreichweite. Schließlich haben die Protonen mit anfangs 226,7 MeV, wenn sie diese Restreichweite erreichen, bereits eine weitere Strecke in Wasser zurückgelegt als die Protonen mit initial 100 MeV. Dies spiegelt sich auch in der Breite des BRAGG-Peaks (s. Abb. 3.3.2) wider, dessen Schärfe durch die Verteilung der Restenergien bzw. Restreichweiten bestimmt wird. Da sich Protonenstrahlen mit unterschiedlicher Anfangsenergie bei kleinen Restreichweiten nur in der Energieschärfe unterscheiden, muss darin die Ursache für die dort abweichenden γ -Werte liegen. Genauer ist diesbezüglich nicht bekannt. Offenbar gibt es Effekte im distalen Dosisabfall des BRAGG-Peaks, die noch nicht ausreichend geklärt sind. Unter Umständen haben die beobachteten Ergebnisse bei geringen Restreichweiten die gleichen Ursachen, die in [Ped05] zur Verringerung der Strahlbreite im distalen BRAGG-Peak geführt haben und nicht durch die dort verwendeten Modelle beschrieben werden konnten. Ein möglicher Grund, weshalb sich diese Verringerung nicht in den Messungen im 100 MeV-Feld abbildet, ist der steilere Dosisgradient in diesem Bereich. In jedem Fall gilt es diese Effekte in Zukunft näher zu untersuchen.

Für die Abweichung der γ -Werte bei größeren Restreichweiten ($R_{\text{res}} \geq 20 \text{ mm}$) wird dagegen ein Zusammenhang mit dem Sekundärstrahlungsfeld vermutet. Durch die weiter

zurückgelegte Strecke im Medium hat das Protonenstrahlungsfeld mit initial 226,7 MeV bei gleicher Restreichweite bereits mehr Sekundärstrahlung erzeugt als das Strahlungsfeld mit anfangs 100 MeV. Hochenergetische Photonen und von diesen erzeugte hochenergetische Elektronen mit großer Reichweite weisen einen niedrigen LET auf. Da ein niedrigerer LET offensichtlich zu einem kleineren γ -Wert führt, wird vermutet, dass der höhere Anteil von Sekundärstrahlung am Gesamtstrahlungsfeld die Ursache für geringere γ -Werte im 226,7 MeV-Feld ist. Sowohl die schärfere Energieverteilung als auch der geringere Anteil Sekundärstrahlung im 100 MeV-Feld motivieren die Entscheidung, die Messdaten aus dem 100 MeV-Referenzfeld für die Implementierung der Dosiskorrektur zu verwenden. Es wird vermutet, dass diese den Zusammenhang zwischen γ und Protonen-LET besser abbilden. Nichtsdestotrotz sollte die Dosiskorrektur auch in hochenergetischen Protonenfeldern eine zuverlässige Korrektur liefern, was im Rahmen dieser Arbeit noch nicht abschließend erreicht wurde (s. Kap. 4.4). Es sollte auch in Betracht gezogen werden, eine andere Funktion für die Anpassung der Abhängigkeit des Korrekturfaktors von γ zu wählen. Da die Einbeziehung des BIRKS-Modells schwer zu realisieren ist [Kah20], wurde aus empirischen Gesichtspunkten heraus die Exponentialfunktion gewählt. Falls weiterführende Forschung mehr Aufschluss über die Ursachen der sich mit dem LET ändernden Signalentstehung in BeO und über die Zusammenhänge mit der initialen Protonenenergie liefert, muss dies berücksichtigt werden.

Soll das Messsystem in Zukunft für die Dosimetrie in klinischen QA-Messungen weiterentwickelt werden, ist es notwendig, die Energieabhängigkeit in die Dosiskorrektur mit einzu beziehen. Die relative Messunsicherheit der schlussendlich korrigierten Dosis darf 1 % nicht übersteigen, um den hohen Anforderungen an klinische Dosimeter zu genügen. Dies ist vor allem im BRAGG-Peak aufgrund der dort hohen Unsicherheit der Korrekturfunktion noch nicht gelungen. Außerdem muss, wie beschrieben, das Untergrundsignal reduziert werden. Wenn das Untergrund- zu BeO-Signalverhältnis deutlich verbessert ist, eröffnet sich auch die Möglichkeit der Anwendung des Systems bei geringeren Dosen bzw. Dosisleistungen.

6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde ein Dosismesssystem entwickelt, das auf der zeitaufgelösten Messung von einzelnen aus Berylliumoxid stammenden Lumineszenzphotonen basiert. Dazu wurde eine Fasersonde verwendet, die es ermöglicht, das Lumineszenzlicht zu einem Detektionssystem zu leiten, in dem es spektral in zwei Signalanteile geteilt wird. Zunächst wurde dieses Messsystem in einem Referenzstrahlungsfeld einer ^{137}Cs -Quelle auf die Wasserenergiedosis kalibriert. Anschließend wurden Messungen an der Universitäts Protonen Therapie Dresden in Protonenstrahlungsfeldern, welche auf ein Wasserphantom appliziert wurden, durchgeführt.

Die Zeitauflösung des Messsignals ermöglichte eine Darstellung der Zeitstruktur von Protonenstrahlungsfeldern, die mittels Pencil-Beam-Scanning erzeugt wurden, bis zu den einzelnen Scan-Punkten. Dadurch konnte auch das laterale relative Dosisprofil des Nadelstrahls visualisiert werden. Durch die spektrale Aufspaltung des Lumineszenzlichts wurde eine weiterführende Auswertung der Messergebnisse ermöglicht. Die Hypothese, dass das Signalverhältnis γ aus kurzwelligem und langwelligem Signalanteil abhängig vom linearen Energietransfer ist, konnte vollends bestätigt werden. Es wurde eine starke Korrelation zwischen γ und der Restreichweite der Protonen in Wasser beobachtet.

Die Dosismessung in Protonenstrahlungsfeldern mithilfe des Messsystems zeigte, dass trotz großer Unterschiede in der Strahlungsqualität und in der Dosisleistung die Kalibrierung des Messsystems einen guten Anschluss zur Wasserenergiedosis in Protonenstrahlungsfeldern lieferte. Im niedrig-LET-Bereich, kurz nach Eintritt der Protonen ins Wasser, betrug der Faktor für die Korrektur der gemessenen Dosis auf die Referenzdosis, gemessen mit einer Ionisationskammer, nahezu den Wert eins. Die hohen Korrekturfaktoren im BRAGG-Peak mit Werten bis zu drei zeigten, dass bei hohem linearen Energietransfer ein starkes Quenching in Berylliumoxid auftritt. Mithilfe der LET-abhängigen Variable γ konnte jedoch eine exponentielle Korrekturfunktion implementiert werden.

Sowohl die Abhängigkeit zwischen γ und der Restreichweite als auch der Zusammenhang zwischen γ und dem Dosiskorrekturfaktor weisen eine Energieabhängigkeit auf. Diese führte dazu, dass bei Anwendung der Dosiskorrektur in Strahlungsfeldern mit hohen initialen Protonenenergien ($E_p \geq 145 \text{ MeV}$) weiterhin eine Unterschätzung der Dosis beobachtet

werden konnte. Es ist notwendig, diese Energieabhängigkeit in Zukunft näher zu untersuchen und in die Dosiskorrekturfunktion mit einzubeziehen. Weiterhin wies die korrigierte Dosis vor allem im BRAGG-Peak eine hohe Messunsicherheit auf, die den Einsatz des Messsystems in Messungen für die klinische Qualitätssicherung zum derzeitigen Stand verbietet. Durch Reduktion des Untergrundes und eine geeignete Wahl der Korrekturfunktion könnten diese Unsicherheiten allerdings reduziert werden. Dies sollte neben der Energieabhängigkeit Gegenstand zukünftiger Forschung werden.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass das vorgestellte Messsystem hohes Potential gezeigt hat, um innerhalb einer Messung neben Dosisinformationen auch Rückschlüsse auf die Restreichweite und den linearen Energietransfer gewinnen zu können. Des Weiteren wurde die hohe räumliche Auflösung des Dosimetriesystems demonstriert. Eine exakte Absolutdosimetrie unabhängig von der initialen Protonenenergie kann durch weiterführende Untersuchungen nachträglich ermöglicht werden. Da das System in dieser Arbeit zum ersten Mal in diesem Umfang und unter den Bedingungen eines klinischen Protonenstrahls angewendet wurde, sind die hier vorgestellten Ergebnisse durchaus vielversprechend. Sie lassen den Schluss zu, dass der Ansatz, das Signalverhältnis γ für eine zusätzliche Informationsgewinnung heranzuziehen, weiter verfolgt werden sollte.

Literatur

- [All12] ALLEN AM, PAWLICKI T et al. (2012): *An evidence based review of proton beam therapy: the report of ASTRO's emerging technology committee*. In: *Radiotherapy and Oncology*, 103(1):8–11.
- [Als18] ALSANEA F, THERRIAULT-PROULX F et al. (2018): *A real-time method to simultaneously measure linear energy transfer and dose for proton therapy using organic scintillators*. In: *Medical Physics*, 45(4):1782–1789.
- [AM56] ALBRECHT H, MANDEVILLE C (1956): *Storage of energy in beryllium oxide*. In: *Physical Review*, 101(4):1250.
- [Arc07] ARCHAMBAULT L, BEDDAR AS et al. (2007): *Water-equivalent dosimeter array for small-field external beam radiotherapy*. In: *Medical Physics*, 34(5):1583–1592.
- [Bed01] BEDDAR A, KINSELLA K et al. (2001): *A miniature “scintillator-fiberoptic-PMT“ detector system for the dosimetry of small fields in stereotactic radiosurgery*. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48(3):924–928.
- [Ber10] BERGER MJ, HUBBELL JH et al. (2010): *Xcom: Photon Cross Sections Database, NIST Standard Reference Database 8 (XGAM), Database Search Form*. National Institute for Standard und Technologies, URL: <https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database> (besucht am 24.08.2020).
- [Ber17a] BERGER MJ, COURSEY JS et al. (2017): *Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions, NIST Standard Reference Database 124, ESTAR: Stopping Power and Range Tables for Electrons*. National Institute of Standards und Technology, Physical Meas. Laboratory, URL: https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/e_table.pl (besucht am 18.08.2020).
- [Ber17b] BERGER MJ, COURSEY JS et al. (2017): *Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions, NIST Standard Reference Database 124, PSTAR: Stopping Power and Range Tables for Protons*. National Institute of Standards und Technology, Physical Meas. Laboratory, URL: https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/ap_table.pl (besucht am 18.08.2020).

- [Ber17c] BERGER MJ, COURSEY JS et al. (2017): *Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions, NIST Standard Reference Database 124, Composition of Beryllium Oxide*. National Institute of Standards und Technology, Physical Meas. Laboratory, URL: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/compos.pl?116> (besucht am 18.08.2020).
- [Ber17d] BERGER MJ, COURSEY JS et al. (2017): *Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions, NIST Standard Reference Database 124, Composition of Polymethyl Methacrylate (Lucite, Perspex, Plexiglass)*. National Institute of Standards und Technology, Physical Meas. Laboratory, URL: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/compos.pl?223> (besucht am 18.08.2020).
- [BG98] BULUR E, GÖKSU H (1998): *OSL from BeO ceramics: new observations from an old material*. In: *Radiation Measurements*, 29(6):639–650.
- [Bir51] BIRKS JB (1951): *Scintillations from organic crystals: specific fluorescence and relative response to different radiations*. In: *Proceedings of the Physical Society. Section A*, 64(10):874.
- [BMA92] BEDDAR AS, MACKIE T, ATTIX F (1992): *Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry: II. Properties and measurements*. In: *Physics in Medicine and Biology*, 37(10):1901.
- [Boo98] BOON S, VAN LUIJK P et al. (1998): *Fast 2D phantom dosimetry for scanning proton beams*. In: *Medical Physics*, 25(4):464–475.
- [Bor97] BORTFELD T (1997): *An analytical approximation of the Bragg curve for therapeutic proton beams*. In: *Medical Physics*, 24(12):2024–2033.
- [BR90] BOGGS PT, ROGERS JE (1990): *Orthogonal distance regression*. In: *Contemporary Mathematics*, 112:183–194.
- [De 12] DE RUYSSCHER D, LODGE MM et al. (2012): *Charged particles in radiotherapy: a 5-year update of a systematic review*. In: *Radiotherapy and Oncology*, 103(1):5–7.
- [De 17] DE COSTE V, FRANCESCON P et al. (2017): *Is the PTW 60019 microDiamond a suitable candidate for small field reference dosimetry?*, in: *Physics in Medicine and Biology*, 62(17):7036.
- [DIN01] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V., Hrsg. (2001): *Begriffe in der radiologischen Technik, Dosisgrößen und Dosisseinheiten*. DIN 6814-3:2001-01, Berlin: Beuth Verlag.

- [GM00] GRUSELL E, MEDIN J (2000): *General characteristics of the use of silicon diode detectors for clinical dosimetry in proton beams*. In: *Physics in Medicine and Biology*, 45(9):2573.
- [HAM16] HAMAMATSU PHOTONICS (2016): *Photon Counting Heads H10682 Series, Datasheet TPM01075E01*. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/H10682_TPM01075E.pdf (besucht am 18.08.2020).
- [HS04a] HUBBELL JH, SELTZER SM (2004): *X-Ray Mass Attenuation Coefficients, NIST Standard Reference Database 126, The Mass Attenuation Coefficient*. National Institute of Standards und Technology, Physical Meas. Laboratory, URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/chap2.html> (besucht am 18.08.2020).
- [HS04b] HUBBELL JH, SELTZER SM (2004): *X-Ray Mass Attenuation Coefficients, NIST Standard Reference Database 126, The Mass Energy-Absorption Coefficient*. National Institute of Standards und Technology, Physical Meas. Laboratory, URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/chap2.html> (besucht am 18.08.2020).
- [HS04c] HUBBELL JH, SELTZER SM (2004): *X-Ray Mass Attenuation Coefficients, NIST Standard Reference Database 126, The Mass Attenuation Coefficient, Table 4. Water Liquid*. National Institute of Standards und Technology, Physical Meas. Laboratory, URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ComTab/water.html> (besucht am 18.08.2020).
- [HS04d] HUBBELL JH, SELTZER SM (2004): *X-Ray Mass Attenuation Coefficients, NIST Standard Reference Database 126, The Mass Attenuation Coefficient, Table 4. Air Dry*. National Institute of Standards und Technology, Physical Meas. Laboratory, URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ComTab/air.html> (besucht am 18.08.2020).
- [Hus01] HUSTON A, JUSTUS B et al. (2001): *Remote optical fiber dosimetry*. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 184(1-2):55–67.
- [Jah13] JAHN A, SOMMER M et al. (2013): *The BeOmax system–Dosimetry using OSL of BeO for several applications*. In: *Radiation Measurements*, 56:324–327.
- [Jer15] JERMANN M (2015): *Particle therapy statistics in 2014*. In: *International Journal of Particle Therapy*, 2(1):50–54.
- [Jur09] JURINIC PA (2009): *Angular dependence of dose sensitivity of surface diodes*. In: *Medical Physics*, 36(6Part1):2165–2171.

- [Kah20] KAHLE P (2020): *Korrektur von Radiolumineszenz-Daten durch spektrale Information*. Bachelor-Arbeit, Technische Universität Dresden.
- [Kim12] KIM C, HONG B et al. (2012): *Measurement of scintillation responses of scintillation fibers for dose verification in proton therapy*. In: Journal of the Korean Physical Society, 60(5):725–730.
- [Kle10] KLEIN DM, TAILOR RC et al. (2010): *Measuring output factors of small fields formed by collimator jaws and multileaf collimator using plastic scintillation detectors*. In: Medical Physics, 37(10):5541–5549.
- [Koe67] KOEHLER A (1967): *Dosimetry of proton beams using small silicon diodes*. In: Radiation Research Supplement, 7:53–63.
- [Kre07] KREJCAREK SC, GRANT PE et al. (2007): *Physiologic and radiographic evidence of the distal edge of the proton beam in craniospinal irradiation*. In: International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics, 68(3):646–649.
- [Kri13] KRIEGER H (2013): *Strahlungsmessung und Dosimetrie*. 2. Aufl., Ingolstadt: Springer.
- [Kri19] KRIEGER H (2019): *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. 6. Aufl., Ingolstadt: Springer.
- [KW16a] KOLANOSKI H, WERMES N (2016): *Teilchendetektoren, Grundlagen und Anwendungen*. Berlin und Heidelberg: Springer.
- [KW16b] KORMOLL T, WEINBERGER D (2016): *DAQ125*. Serious Dynamics, URL: <http://serious-dynamics.de/daq125/> (besucht am 18.08.2020).
- [KW16c] KORMOLL T, WEINBERGER D (2016): *DAQ125 Firmware*. Serious Dynamics, URL: <http://serious-dynamics.de/daq/firmware.pdf> (besucht am 18.08.2020).
- [LPR99] LÉTOURNEAU D, POULIOT J, ROY R (1999): *Miniature scintillating detector for small field radiation therapy*. In: Medical Physics, 26(12):2555–2561.
- [Mir02] MIRALBELL R, LOMAX A et al. (2002): *Potential reduction of the incidence of radiation-induced second cancers by using proton beams in the treatment of pediatric tumors*. In: International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics, 54(3):824–829.
- [Mos12] MOSKVIN V, CHENG CW et al. (2012): *A semi-empirical model for the therapeutic range shift estimation caused by inhomogeneities in proton beam therapy*. In: Journal of Applied Clinical Medical Physics, 13(2):3–12.

-
- [OKe15] O'KEEFFE S, MCCARTHY D et al. (2015): *A review of recent advances in optical fibre sensors for in vivo dosimetry during radiotherapy*. In: The British Journal of Radiology, 88(1050):20140702.
- [Ono00] ONORI S, DE ANGELIS C et al. (2000): *Dosimetric characterization of silicon and diamond detectors in low-energy proton beams*. In: Physics in Medicine and Biology, 45(10):3045.
- [Par18] PARWAIE W, REFAHI S et al. (2018): *Different dosimeters/detectors used in small-field dosimetry: Pros and cons*. In: Journal of Medical Signals and Sensors, 8(3):195.
- [Par19] PARTICLE THERAPY CO-OPERATIVE GROUP (2019): *PTCOG - PTCOG Patients Statistics, Statistics of patients treated in particle therapy facilities worldwide*. URL: <https://www.ptcog.ch/index.php/ptcog-patient-statistics> (besucht am 22.04.2020).
- [Ped05] PEDRONI E, SCHEIB S et al. (2005): *Experimental characterization and physical modelling of the dose distribution of scanned proton pencil beams*. In: Physics in Medicine and Biology, 50(3):541.
- [San13] SANTOS AMC, MOHAMMADI M et al. (2013): *Characterisation of a real-time fibre-coupled beryllium oxide (BeO) luminescence dosimeter in X-ray beams*. In: Radiation Measurements, 53:1–7.
- [Sca70] SCARPA G (1970): *The dosimetric use of beryllium oxide as a thermoluminescent material: a preliminary study*. In: Physics in Medicine and Biology, 15(4):667.
- [Sem] SEMROCK: *347 nm edge BrightLine® single-edge standard epi-fluorescence dichroic beamsplitter, Part Number: FF347-Di01-25x36*. URL: <https://www.semrock.com/FilterDetails.aspx?id=FF347-Di01-25x36> (besucht am 18.08.2020).
- [SH06] SOMMER M, HENNIGER J (2006): *Investigation of a BeO-based optically stimulated luminescence dosemeter*. In: Radiation Protection Dosimetry, 119(1-4):394–397.
- [SMA14] SANTOS AMC, MOHAMMADI M, AFSHAR S (2014): *Investigation of a fibre-coupled beryllium oxide (BeO) ceramic luminescence dosimetry system*. In: Radiation Measurements, 70:52–58.
- [SMA15] SANTOS AMC, MOHAMMADI M, AFSHAR S (2015): *Energy dependency of a water-equivalent fibre-coupled beryllium oxide (BeO) dosimetry system*. In: Radiation Measurements, 73:1–6.

- [SR-20a] SR-NIEL (2020): *Screened Relativistic (SR) Nuclear Stopping Power Calculator (version 6.9.0)*, *Electronic Stopping Power Calculators and Ionizing Dose Converters for Protons and Ions in elements and compounds*, SRIM SRModule Calculator for Electronic Stopping Power, Calculation using SRIM-2013, Input: BeO. URL: http://www.sr-niel.org/Simulation/873012srim_p.html (besucht am 24.08.2020).
- [SR-20b] SR-NIEL (2020): *Screened Relativistic (SR) Nuclear Stopping Power Calculator (version 6.9.0)*, *Protons and Ions Nuclear Stopping Power Calculator*, SR (screened relativistic) Nuclear Stopping Power Calculator Ions and Protons - ver. 6.8.0 - 10.Jul.2020, Input BeO. URL: http://www.sr-niel.org/Simulation/455638niel_p_s.html (besucht am 24.08.2020).
- [ST07] SCHULZ-ERTNER D, TSUJII H (2007): *Particle radiation therapy using proton and heavier ion beams*. In: *Journal of Clinical Oncology*, 25(8):953–964.
- [Sto05] STOLZ W (2005): *Radioaktivität, Grundlagen – Messung – Anwendung*. 5. Aufl., Wiesbaden: Teubner-Verlag.
- [Tei16] TEICHMANN T, SPONNER J et al. (2016): *Real time dose rate measurements with fiber optic probes based on the RL and OSL of beryllium oxide*. In: *Radiation Measurements*, 90:201–204.
- [Tei17] TEICHMANN T (2017): *Lichtwellenbasierte Dosisleistungsmessung mittels Radiolumineszenz und Optisch Stimulierter Lumineszenz*. Dissertation, Technische Universität Dresden.
- [Tei18] TEICHMANN T, TORRES MG et al. (2018): *Dose and dose rate measurements in proton beams using the luminescence of beryllium oxide*. In: *Journal of Instrumentation*, 13(10):P10015.
- [Tho18] THORLABS (2018): *0.50 NA Hard Polymer Clad Multimode Fiber, Specification-Datasheet*. URL: <https://www.thorlabs.com/drawings/7a4adb5fa73c1a4b-D6D307CF-ACF0-AE90-226F838DDB0DF85D/FP1000URT-SpecSheet.pdf> (besucht am 18.08.2020).
- [Tre10] TRETYAK V (2010): *Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators*. In: *Astroparticle Physics*, 33(1):40–53.
- [TSH13] TEICHMANN T, SOMMER M, HENNIGER J (2013): *Dose rate measurements with a ruby-based fiber optic radioluminescent probe*. In: *Radiation Measurements*, 56:347–350.
- [TSH18] TEICHMANN T, SPONNER J, HENNIGER J (2018): *Fiber optical dose rate measurement based on the luminescence of beryllium oxide*. In: „EPJ Web of Conferences“, Bd. 170, EDP Sciences, S. 09012.

- [Tul94] TULI JK (1994): *WWW Table of Radioactive Isotopes, 137-Cs*. Nuclear Science References, URL: <http://nucldata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=550137> (besucht am 24.08.2020).
- [Yuk11] YUKIHARA EG (2011): *Luminescence properties of BeO optically stimulated luminescence (OSL) detectors*. In: Radiation Measurements, 46(6-7):580–587.
- [Zha10] ZHANG R, TADDEI PJ et al. (2010): *Water equivalent thickness values of materials used in beams of protons, helium, carbon and iron ions*. In: Physics in Medicine and Biology, 55(9):2481.
- [ZN09] ZHANG R, NEWHAUSER WD (2009): *Calculation of water equivalent thickness of materials of arbitrary density, elemental composition and thickness in proton beam irradiation*. In: Physics in Medicine and Biology, 54(6):1383.

Anhang A

A.1 In Groningen gemessenes Radiolumineszenzspektrum von BeO

Im September 2019 wurden von der Arbeitsgruppe Strahlungsphysik Messungen am AGOR-Zyklotron in Groningen durchgeführt. Dabei wurden dieselben Fasersonden wie in dieser Arbeit verwendet. Ziel war es, das Lumineszenzspektrum der Sonde (BeO-Spektrum mit Einflüssen durch die Fasertransmission) in verschiedenen experimentellen Bedingungen zu erfassen. Dafür wurden die Sonden an einen durchstimmbaren Monochromator angeschlossen, mit dessen Hilfe das Spektrum in diskreten Schritten vermessen wurde. In Abbildung A.1.1 sind die Ergebnisse einer von dort stammenden Messreihe dargestellt. Dabei wurde

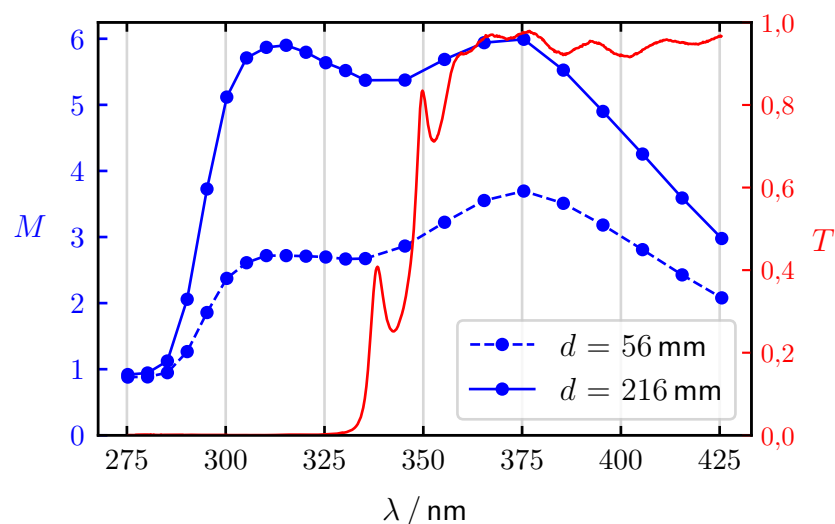


Abbildung A.1.1: Blau dargestellt (linke Ordinate) ist der relative Messeffekt M der Sonde (Anzahl Einzelphotonenereignisse geteilt durch die Anzahl abgestrahlter Monitor-Einheiten) über der Wellenlänge λ in zwei verschiedenen Messtiefen d . Rot aufgetragen (rechte Ordinate) ist die Transmission T des in dieser Arbeit eingesetzten dichroitischen Strahlteilers FF347 bei einem Lichteinfallswinkel von 45° [Sem].

die BeO-Sonde in einem Wasserphantom in zwei verschiedenen Tiefen von einem monoenergetischen Protonenstrahl bestrahlt. Die zwei Messtiefen liegen in unterschiedlichen Bereichen des BRAGG-Peaks. Dementsprechend wurde bei verschiedenem LET gemessen. Es ist zu sehen, dass im BRAGG-Peak ein höheres Signal gemessen wurde, was durch die höhere Dosis zu erwarten war. Vor allem ist aber zu erkennen, dass sich das Verhältnis der beiden Peakhöhen im Lumineszenzspektrum verändert hat. Darauf basiert die Vermutung, dass dieses Verhältnis LET-abhängig ist, wodurch unter Umständen eine Korrektur der Quench-Effekte in BeO bei Messungen mit hohem LET ermöglicht wird.

A.2 Berechnung des Massenenergieübertragungskoeffizienten in Luft

Da in der einschlägigen Literatur [HS04a; HS04b; HS04d; Ber10] nur der Massenschwächungs- und Massenenergieabsorptionskoeffizient in Luft dokumentiert wird, muss der für die Rechnung nach Gleichung (3.5) benötigte Massenenergieübertragungskoeffizient selbst berechnet werden. Grundlage dafür bildet Gleichung (2.12). Für das in der Kalibrierung vorliegende monoenergetische Photonenfeld vereinfacht sich die Gleichung etwas, da für die Photonenenergie $E = 661,7 \text{ keV}$ keine Paarbildung und auch kein Kernphotoeffekt möglich ist. Demnach gilt

$$\left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho}\right)_{\text{a}} = t_{\text{e}} \cdot \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{e}} + t_{\text{i}} \cdot \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{i}}$$

mit den in Kapitel 2.2 definierten Notationen. Die Bindungsenergien der Hüllenelektronen können in erster Näherung vernachlässigt werden, sodass sich $t_{\text{e}} \approx \frac{E}{E} = 1$ und $t_{\text{i}} \approx \frac{E - \langle E' \rangle}{E}$ ergibt.

Die mittlere Energie der inkohärent gestreuten Photonen ergibt sich über die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion¹ der Streuenergie $f(E')$ zu

$$\langle E \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} E' \cdot f(E') \, dE' \quad .$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichte ergibt sich aus dem raumwinkelbezogenen differentiellen Wirkungsquerschnitt in Gleichung (2.10). Wird dieser durch die integrale Form geteilt, ergibt sich eine Wahrscheinlichkeitsdichte für die Streuung mit dem Polarwinkel θ . Wird durch Gleichung (2.9) der Polarwinkel mit der Streuenergie E' substituiert, kann die Wahr-

¹ $\int_{-\infty}^{\infty} f(E') \, dE' = 1$

scheinlichkeitsdichte für die Streuenergie E' wie folgt erhalten werden:

$$\begin{aligned}
1 &= \frac{1}{\sigma} \iint_{4\pi} \sigma_{\Omega}(\theta, \phi) \, d\Omega \quad | \text{ mit (2.10):} \\
&= \frac{2\pi}{\sigma} \int_0^{\pi} \sigma_{\Omega}(\theta) \sin(\theta) \, d\theta \quad | \text{ mit } \alpha = \cos \theta \text{ und } E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{E_0}(1 - \alpha)} : \\
&= \frac{2\pi}{\sigma} \int_{E'(\alpha(\pi))}^{E'(\alpha(0))} \sigma_{\Omega}(\theta(\alpha(E'))) \frac{E_0}{E'^2} \, dE' \\
\Leftrightarrow f(E') &= \frac{2\pi}{\sigma} \cdot \sigma_{\Omega}(\theta(\alpha(E'))) \cdot \frac{E_0}{E'^2} .
\end{aligned}$$

Darin ist E_0 wieder die Ruheenergie eines Elektrons (511 keV) und E die Energie des einfallenden Photons (661,7 keV). Werden die Definitionen für α und E' sowie ihre Umkehrfunktionen in (2.10) eingesetzt, ergibt sich nach Kürzen und Vereinfachen

$$\sigma_{\Omega}(\theta(\alpha(E'))) = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E'^3}{E^3} + E'^2 \left(\frac{2E_0}{E^3} + \frac{E_0^2}{E^4} \right) + E' \left(\frac{1}{E} - \frac{2E_0}{E^2} - \frac{2E_0^2}{E^3} \right) + \frac{E_0^2}{E^2} \right) ,$$

wodurch $f(E')$ zu einer relativ leicht integrierbaren Funktion wird. Mit den Grenzenergien $E'_{\max} = E'(\alpha(0)) = E = 661,7 \text{ keV}$ und $E'_{\min} = E'(\alpha(\pi)) = \frac{1}{1+2E/E_0} = 184,3 \text{ keV}$ ergibt sich so

$$\langle E' \rangle = \frac{\int_{E'_{\min}}^{E'_{\max}} \sigma_{\Omega}(\theta(\alpha(E'))) \cdot \frac{E_0}{E'} \, dE'}{\int_{E'_{\min}}^{E'_{\max}} \sigma_{\Omega}(\theta(\alpha(E'))) \cdot \frac{E_0}{E'^2} \, dE'} \approx 409,2 \text{ keV} .$$

Damit ergibt sich $t_i \approx 0,3815989$. Zusammen mit t_e , dem auf den Photoeffekt bezogenen Massenschwächungskoeffizient ($\frac{\mu}{\rho}$)_e = 8,881 · 10⁻⁶ cm² · g⁻¹ [Ber10] und dem auf die inkohärente Streuung bezogenen Massenschwächungskoeffizienten ($\frac{\mu}{\rho}$)_i = 7,704 · 10⁻² cm² · g⁻¹ [Ber10] berechnet sich der Massenenergieübertragungskoeffizient in Luft für eine Photonenenergie von 661,7 keV mit (2.12) zu

$$\left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_a = 0,029404186 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} .$$

A.3 Fotos des Messsystems

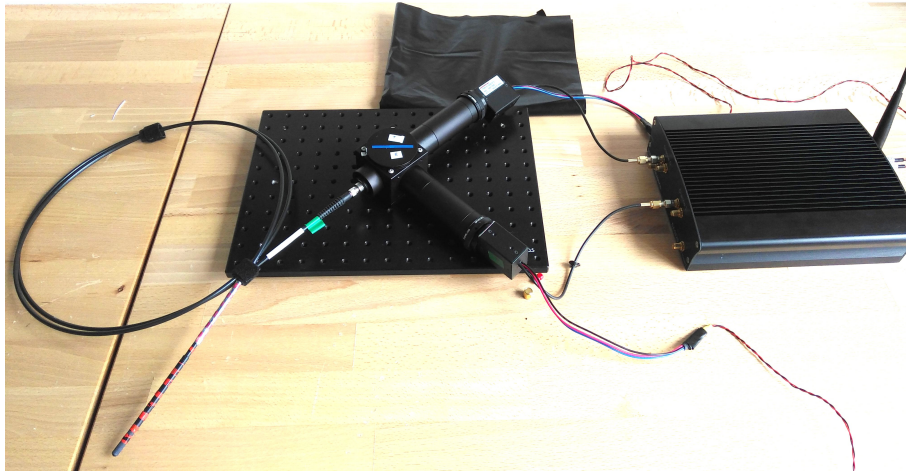


Abbildung A.3.1: Gesamtes Messsystem in aufgebauter Form.



Abbildung A.3.2: Die Einzelteile des optomechanischen Aufbaus: Würfelförmig, Deckel des Würfels mit dichroitischen Strahlteiler, Tuben, Einzelphotonensensoren (v. links).



Abbildung A.3.3: Links: Blick in die Tuben. Darin sind die eingesetzten Blenden mit $300\ \mu\text{m}$ Durchmesser zu sehen. Rechts: Die Enden der verwendeten Sonden im Vergleich zu der Ionisationskammer (Semiflex, PTW-Freiburg). Von links: BeO-Sonde, Blind-Sonde, Semiflex.



Abbildung A.3.4: Experimenteller Aufbau bei den finalen Messungen an der UPTD. Das Messsystem wurde im Vergleich zu Abbildung 3.3.1 nicht verändert. Jedoch ist die zusätzlich installierte Abschirmung vor dem Messsystem zu erkennen, welche den Einfluss der Streustrahlung reduzieren soll.

A.4 Messergebnisse für tiefenabhängige Messungen in Protonenfeldern

Tabelle A.4.1: Ereigniszahlen für die Kanäle 0 (Transmission) und 1 (Reflexion), gemessen mit der BeO- und Blind-Sonde im 100 MeV-PBS-Referenzfeld an der UPTD. Unsicherheiten ergeben sich durch $\Delta N = \sqrt{N}$.

d_w / mm	$N_{\text{BeO},0}$	$N_{\text{Blind},0}$	$N_{\text{BeO},1}$	$N_{\text{Blind},1}$
10,0 ± 0,2	57670 ± 240	2306 ± 48	35986 ± 189	1428 ± 37
20,0 ± 0,2	60706 ± 246	2058 ± 45	38416 ± 196	1527 ± 39
30,0 ± 0,2	64160 ± 253	2282 ± 47	40999 ± 202	1645 ± 40
40,0 ± 0,2	68087 ± 260	2294 ± 47	44004 ± 209	1582 ± 39
45,0 ± 0,2	71307 ± 267	2346 ± 48	45830 ± 214	1472 ± 38
50,0 ± 0,2	74540 ± 273	2442 ± 49	48803 ± 220	1619 ± 40
55,0 ± 0,2	79634 ± 282	2455 ± 49	52429 ± 228	1644 ± 40
57,5 ± 0,2	81908 ± 286	2465 ± 49	54912 ± 234	1557 ± 39
60,0 ± 0,2	84778 ± 291	2513 ± 50	57741 ± 240	1579 ± 39
62,5 ± 0,2	89567 ± 299	2571 ± 50	61201 ± 247	1691 ± 41
65,0 ± 0,2	94866 ± 308	2787 ± 52	66437 ± 257	1813 ± 42
67,5 ± 0,2	101149 ± 318	2886 ± 53	72576 ± 269	1701 ± 41
70,0 ± 0,2	109097 ± 330	3198 ± 56	81395 ± 285	1688 ± 41
71,0 ± 0,2	114448 ± 338	3052 ± 55	86787 ± 294	1823 ± 42
72,0 ± 0,2	118210 ± 343	3072 ± 55	92636 ± 304	1754 ± 41
73,0 ± 0,2	125060 ± 353	3437 ± 58	102507 ± 320	1905 ± 43
74,0 ± 0,2	127193 ± 356	3446 ± 58	109856 ± 331	1884 ± 43
75,0 ± 0,2	123853 ± 351	3729 ± 61	113202 ± 336	1830 ± 42
76,0 ± 0,2	107313 ± 327	3833 ± 61	104510 ± 323	1983 ± 44
77,0 ± 0,2	68460 ± 261	3609 ± 60	69312 ± 263	1837 ± 42
78,0 ± 0,2	29554 ± 171	2805 ± 52	30389 ± 174	1581 ± 39
79,0 ± 0,2	8424 ± 91	1973 ± 44	8416 ± 91	1299 ± 36
80,0 ± 0,2	2531 ± 50	1351 ± 36	2192 ± 46	1257 ± 35
90,0 ± 0,2	1529 ± 39	1089 ± 33	1200 ± 34	1252 ± 35
100,0 ± 0,2	1351 ± 36	1063 ± 32	1309 ± 36	1172 ± 34
150,0 ± 0,2	1195 ± 34	1217 ± 34	1204 ± 34	1227 ± 35
200,0 ± 0,2	1245 ± 35	1049 ± 32	1265 ± 35	1141 ± 33

Tabelle A.4.2: Ereigniszahlen für die Kanäle 0 (Transmission) und 1 (Reflexion), gemessen mit der BeO- und Blind-Sonde im 226,7 MeV-PBS-Referenzfeld an der UPTD. Unsicherheiten ergeben sich durch $\Delta N = \sqrt{N}$.

d_w / mm	$N_{\text{BeO},0}$	$N_{\text{Blind},0}$	$N_{\text{BeO},1}$	$N_{\text{Blind},1}$
10,0 ± 0,2	54148 ± 232	10035 ± 100	35865 ± 189	10301 ± 101
50,0 ± 0,2	58735 ± 242	10061 ± 100	39365 ± 198	10296 ± 101
100,0 ± 0,2	64257 ± 253	10137 ± 100	40724 ± 201	10190 ± 100
150,0 ± 0,2	65745 ± 256	10064 ± 100	41656 ± 204	9812 ± 99
200,0 ± 0,2	68572 ± 261	9994 ± 99	43552 ± 208	9915 ± 99
220,0 ± 0,2	71673 ± 267	10050 ± 100	45997 ± 214	10126 ± 100
240,0 ± 0,2	74032 ± 272	9926 ± 99	47497 ± 217	9847 ± 99
250,0 ± 0,2	75264 ± 274	9946 ± 99	48335 ± 219	9916 ± 99
260,0 ± 0,2	78193 ± 279	10027 ± 100	50855 ± 225	9837 ± 99
270,0 ± 0,2	81857 ± 286	10104 ± 100	52309 ± 228	9784 ± 98
280,0 ± 0,2	82477 ± 287	10513 ± 102	53971 ± 232	10244 ± 101
285,0 ± 0,2	87152 ± 295	10247 ± 101	56963 ± 238	10027 ± 100
290,0 ± 0,2	90549 ± 300	10137 ± 100	59428 ± 243	10140 ± 100
295,0 ± 0,2	91575 ± 302	10259 ± 101	60916 ± 246	10066 ± 100
300,0 ± 0,2	94879 ± 308	10554 ± 102	63721 ± 252	9905 ± 99
302,5 ± 0,2	101065 ± 317	10636 ± 103	67631 ± 260	9508 ± 97
305,0 ± 0,2	103204 ± 321	10833 ± 104	69872 ± 264	9752 ± 98
307,5 ± 0,2	106401 ± 326	10686 ± 103	73230 ± 270	10190 ± 100
310,0 ± 0,2	109890 ± 331	10945 ± 104	77300 ± 278	10408 ± 102
312,0 ± 0,2	115259 ± 339	10628 ± 103	83261 ± 288	10343 ± 101
314,0 ± 0,2	118140 ± 343	11325 ± 106	87536 ± 295	10316 ± 101
316,0 ± 0,2	122163 ± 349	11353 ± 106	94479 ± 307	10298 ± 101
317,0 ± 0,2	122006 ± 349	11149 ± 105	95819 ± 309	10205 ± 101
318,0 ± 0,2	120674 ± 347	11479 ± 107	96532 ± 310	10161 ± 100
319,0 ± 0,2	116784 ± 341	11351 ± 106	96146 ± 310	10216 ± 101
320,0 ± 0,2	108871 ± 329	11806 ± 108	90993 ± 301	10056 ± 100
321,0 ± 0,2	101682 ± 318	11394 ± 106	87769 ± 296	10249 ± 101
322,0 ± 0,2	91349 ± 302	11200 ± 105	79178 ± 281	10381 ± 101
323,0 ± 0,2	76620 ± 276	10555 ± 102	68098 ± 260	10042 ± 100
324,0 ± 0,2	62779 ± 250	10182 ± 100	56981 ± 238	9885 ± 99
326,0 ± 0,2	34955 ± 186	9480 ± 97	33221 ± 182	9720 ± 98
328,0 ± 0,2	18641 ± 136	9284 ± 96	18275 ± 135	9950 ± 99
330,0 ± 0,2	11611 ± 107	9119 ± 95	12219 ± 110	9605 ± 98
335,0 ± 0,2	9447 ± 97	8778 ± 93	9648 ± 98	9646 ± 98
340,0 ± 0,2	8876 ± 94	8423 ± 91	9791 ± 98	9691 ± 98

A.5 Messergebnisse im Verifikationsfeld

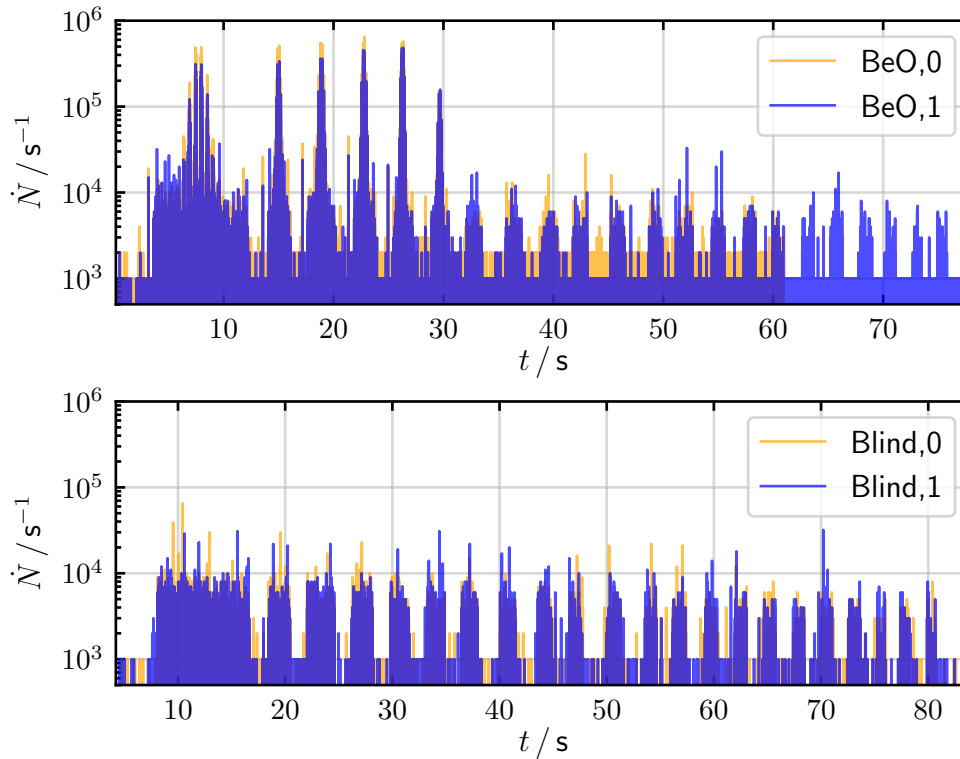


Abbildung A.5.1: Darstellung des zeitaufgelösten Messsignals (Zählrate \dot{N}) der BeO- (oben) und Blind-Sonde (unten) im Verifikationsfeld in $d_w = 160$ mm Tiefe. Es sind die einzelnen Schichten des Bestrahlungsfeldes erkennbar.

Tabelle A.5.1: Ereigniszahlen für die Kanäle 0 (Transmission) und 1 (Reflexion), gemessen mit der BeO- und Blind-Sonde im Verifikationsfeld in $d_w = 160$ mm Tiefe. Aufgeführt sind nur die zur Gesamtdosis beitragenden Schichten i . Unsicherheiten ergeben sich durch $\Delta N = \sqrt{N}$.

i	$N_{\text{BeO},0}$	$N_{\text{Blind},0}$	$N_{\text{BeO},1}$	$N_{\text{Blind},1}$
1	114669 ± 338	5666 ± 75	72253 ± 268	4534 ± 67
2	28810 ± 169	1232 ± 35	18722 ± 136	837 ± 28
3	29345 ± 171	1365 ± 36	19617 ± 140	1104 ± 33
4	27210 ± 164	1128 ± 33	19871 ± 140	801 ± 28
5	21024 ± 144	969 ± 31	17469 ± 132	604 ± 24
6	5641 ± 75	609 ± 24	5169 ± 71	530 ± 23

Tabelle A.5.2: Ereigniszahlen für die Kanäle 0 (Transmission) und 1 (Reflexion), gemessen mit der BeO- und Blind-Sonde im Verifikationsfeld in $d_w = 120$ mm Tiefe. Aufgeführt sind nur die zur Gesamtdosis beitragenden Schichten i . Unsicherheiten ergeben sich durch $\Delta N = \sqrt{N}$.

i	$N_{\text{BeO},0}$	$N_{\text{Blind},0}$	$N_{\text{BeO},1}$	$N_{\text{Blind},1}$
1	91589 ± 302	5329 ± 73	54137 ± 232	4218 ± 64
2	23814 ± 154	1075 ± 32	13766 ± 117	893 ± 29
3	21951 ± 148	1248 ± 35	12868 ± 113	1025 ± 32
4	18160 ± 134	882 ± 29	10754 ± 103	704 ± 26
5	14132 ± 118	666 ± 25	8610 ± 92	624 ± 24
6	12641 ± 112	596 ± 24	7542 ± 86	508 ± 22
7	12185 ± 110	572 ± 23	7122 ± 84	422 ± 20
8	10940 ± 104	444 ± 21	6499 ± 80	415 ± 20
9	9436 ± 97	419 ± 20	5756 ± 75	324 ± 18
10	9168 ± 95	363 ± 19	5516 ± 74	347 ± 18
11	11742 ± 108	400 ± 20	7344 ± 85	310 ± 17
12	1088 ± 32	241 ± 15	535 ± 23	203 ± 14
13	17429 ± 132	387 ± 19	11463 ± 107	264 ± 16
14	2456 ± 49	310 ± 17	1692 ± 41	248 ± 15
15	11312 ± 106	297 ± 17	9282 ± 96	221 ± 14
16	3861 ± 62	263 ± 16	3555 ± 59	160 ± 12

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, Leopold Grabs, dass ich die am heutigen Tage eingereichte Masterarbeit zum Thema

Korrektur des LET-abhängigen Ansprechvermögens von faseroptischen Dosimetrie-Sonden

vollkommen selbstständig und nur unter Benutzung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Dresden, den 29. September 2020

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Prof. Dr. Wolfgang Enghardt und PD Dr. Jörg Pawelke dafür bedanken, dass sie die Funktion des ersten und zweiten Gutachters dieser Masterarbeit übernommen haben.

Weiterhin gilt mein Dank Dr. Thomas Kormoll, der mir als Gruppenleiter der Arbeitsgruppe Strahlungsphysik am Institut für Kern- und Teilchenphysik das Thema der Masterarbeit ausgegeben hat. Darüber hinaus möchte ich ihm für die Zusammenarbeit und Betreuung während der Arbeitszeit, für jede konstruktive Kritik sowie alle fachlichen Diskussionen danken.

Dem anschließend möchte ich mich auch bei allen anderen Mitarbeitern und Studenten der Arbeitsgruppe Strahlungsphysik bedanken. Allen voran Dr. Theresa Werner, Dr. Tobias Teichmann, Pia Kahle und Samuel Lehr, die mich neben Thomas bei der Durchführung der Experimente unterstützt und mir assistiert haben.

In diesem Zuge möchte ich mich auch bei der Universitäts Protonen Therapie Dresden und dem gesamten Team der dortigen Medizinphysik bedanken, weil sie mir die Messungen am Protonenstrahl überhaupt erst ermöglicht haben. Hier möchte ich Dr. Daniela Kunath hervorheben, die mir meine Experimentierzeiten verschafft hat und immer ein offenes Ohr für jegliche Fragen hatte. Außerdem möchte ich mich bei Maria Tschiche, Anne Dietert, Dr. Stefan Menkel und Prof. Dr. Wolfgang Enghardt für die (Zusammen-) Arbeit als MPEs während der Bestrahlungsexperimente bedanken.

Schließlich gilt mein Dank der Gesellschaft von Freunden und Förderern der Technischen Universität Dresden e. V. für die Gewährung ihres Abschlussstipendiums und somit für die Mitfinanzierung meines Studienabschlusses. Aus dem gleichen Grund möchte ich auch ein großes Dankeschön an meine Familie richten, die mir das gesamte Studium erst ermöglicht hat. Außerdem möchte ich mich bei allen Familienmitgliedern, Arbeitskollegen, Trainingskameraden und Freunden, insbesondere Carsten, für die schöne Zeit im Studium, die gegenseitige Motivation und Unterstützung sowie für die manchmal nötige Ablenkung danken. Euch und allen anderen Erwähnten möchte ich sagen:

Vielen Dank!