

Design, Aufbau und Inbetriebnahme eines
Bestrahlungsplatzes mit aktiver dreidimensionaler
Aufbereitung des Protonenstrahls

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

im Fach Physik
eingereicht an der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Humboldt-Universität zu Berlin

von

M.Sc. Sophie Seidel

Präsidentin der Humboldt-Universität zu Berlin
Prof. Dr.-Ing. Sabine Kunst

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
Prof. Dr. Elmar Kulke

1. Gutachter: Prof. Dr. Andreas Jankowiak
2. Gutachter: Prof. Dr. Jacobus Maarten Schippers
3. Gutachter: Jun.-Prof. Dr. Florian Hug

Tag der mündlichen Prüfung: 18.10.2021

Kurzfassung

Seit 1998 werden am Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH (HZB) in Kooperation mit der Charité-Universitätsmedizin Berlin Augentumore mit Protonen bestrahlt. Dazu betreibt das HZB am Standort Berlin-Wannsee ein Zyklotron, welches die Protonen auf eine Energie von 68 MeV beschleunigt und hauptsächlich für die Therapie genutzt wird. Neben dem Therapieplatz gibt es jedoch auch einen Experimentierplatz, an dem Nutzer beispielsweise elektronische Komponenten oder Solarzellen im Rahmen von Strahlhärte-tests bestrahlen können. Die Strahlaufbereitung erfolgt in beiden Anwendungsgebieten primär durch passives Aufstreuen des Protonenstrahls durch eine einzelne Streu- folie. Dies führt jedoch zu erheblichen Strahlverlusten, die wiederum die erreich- bare Strahlintensität bzw. Dosisleistung im Bestrahlungsfeld limitieren. Ziel dieser Arbeit ist es, einen Bestrahlungsplatz mit aktiver dreidimensionaler Strahlfüh- rung aufzubauen und zu testen, um eine möglichst effiziente Strahlstromnutzung zu ermöglichen und flexibel auf unterschiedliche Anforderungen an das Bestrah- lungsfeld hinsichtlich Homogenität und seitlichem Intensitätsabfall (Penumbra) eingehen zu können. Zu diesem Zweck wurde ein Modell entwickelt, welches unter Berücksichtigung verschiedener Parameter der Messgeometrie, Strahlcharakteris- tik und Felderzeugung Strahlprofile berechnet. Dieses Modell wurde im Vergleich mit Monte-Carlo Simulationen und Messungen getestet und verifiziert. Anschlie- ßend konnten mit Hilfe des Modells Untersuchungen zur Positionierung der ver- wendeten Komponenten wie Vorabsorber und Blende durchgeführt sowie deren Einflüsse auf Penumbra, Homogenität und Transmission der Strahlfelder analy- siert werden. Es zeigte sich, dass die hohen klinischen Anforderungen hinsichtlich maximaler Penumbra und Feldhomogenität für die Anwendung in der Augentu- morthérapie am HZB erfüllt werden können, wenn Spulen verwendet werden, die ein stärkeres Magnetfeld erzeugen als das der derzeit zur Verfügung stehenden Spulen. Mit Hilfe von Modellrechnungen wurden für einen optimierten Aufbau verschiedene Strahlprofile berechnet und charakterisiert. Es konnte so gezeigt wer- den, dass unter diesen optimierten Bedingungen eine Anwendbarkeit des aktiven Systems in der Augentumorthérapie möglich ist. Des Weiteren wurde im Verlauf dieser Arbeit ein statischer Modulator für den Bestrahlungsplatz am HZB ent- wickelt, mit Hilfe eines 3D-Druckers hergestellt und erfolgreich für die Erzeugung von homogenen Tiefendosisprofilen getestet.

Augentumorthérapie, Protonentherapie, aktive Strahlaufbereitung, Wedler, Strahl- profile, Penumbra, Transmission

Abstract

Since 1998, ocular tumors have been irradiated with protons at the Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH (HZB) in cooperation with Charité-Universitätsmedizin Berlin. For this purpose, a cyclotron is operated at the Berlin-Wannsee site, which accelerates protons to an energy of 68 MeV and is mainly used for therapy purposes. In addition to the therapy station, however, there is also an experimental station where users can irradiate electronic components or solar cells, for example, as part of radiation hardness tests. In both application areas, beam delivery is primarily achieved by passive scattering using a single scattering foil. However, this leads to considerable beam losses, which in turn limit the maximum beam intensity or dose rate in the irradiation field. The aim of this work is to construct and test an irradiation setup with active three-dimensional beam delivery in order to enable the most efficient possible use of beam current and to be able to respond flexibly to different irradiation field requirements in terms of homogeneity and lateral intensity fall-off (penumbra). For this purpose, a model was developed which calculates beam profiles taking into account various parameters of the measurement geometry, beam characteristics and field generation. This model was tested and verified in comparison with Monte Carlo simulations and measurements. Subsequently, with the help of the model, investigations into the positioning of the components used, such as the pre-absorber and aperture, could be carried out and their influences on penumbra, homogeneity and transmission of the beam fields analyzed. It was found that the high clinical requirements in terms of maximum penumbra and field homogeneity for the application in eye tumor therapy at HZB can be met if the coils generate a stronger magnetic field than that of the currently used ones. Model calculations were used to calculate and characterize different beam profiles for an optimized setup. It could be shown that under these optimized conditions an applicability of the active system in eye tumor therapy is possible.

Furthermore, a static modulator for the irradiation site at HZB was developed in the course of this work, manufactured using a 3D printer and successfully tested.

eye tumor therapie, proton therapy, active beam delivery, wobbler, beam profile, penumbra, efficiency

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Wechselwirkung von Protonen mit Materie	5
2.1.1	Bremsvermögen	5
2.1.2	Dosis und Reichweite	8
2.1.3	Streuung	12
2.2	Strahlfeldgrößen und Transmission	20
3	Augentumorthherapie	23
3.1	Aderhautmelanom	23
3.2	Die Therapie am HZB	26
3.3	Passive Streusysteme	31
3.3.1	Einfachstreusystem	31
3.3.2	Doppelstreusystem	34
3.4	Aktive Strahlaufbereitung	38
4	Materialien und Methoden	41
4.1	Grundlegender Aufbau eines Bestrahlungsplatzes mit aktiver dreidimensionaler Strahlaufbereitung	41
4.2	Messung von Strahlfeldprofilen	44
4.2.1	CCD-Kamera und Konverterfolie	45
4.2.2	Auswertung mit ImageProPlus	48
4.3	Messung von Tiefendosiskurven im Wasserbad	50
4.3.1	Unidos und Markusammer	51
4.4	Messung von Transmission	52
4.4.1	Transmissionskammer	53

4.5	Monte Carlo Simulationen	53
4.5.1	Wedlerspulen	55
4.5.2	Ansteuerung mit LabView	56
4.6	Transportrechnung für Strahlführung zum Messplatz	57
4.6.1	PBO Lab	58
4.6.2	LookUp	58
4.7	3D-Drucker für Modulator-Design	59
4.8	Berechnung von Strahlfeldprofilen	60
4.8.1	Strahltransport und Phasenellipse	60
4.8.2	Beschreibung des Strahls ohne Blende	63
4.8.2.1	Einführung des Parameters z_{eff}	64
4.8.3	Homogenes Strahlfeld aus parallelen Linien	66
4.8.4	Homogenes Strahlfeld aus konzentrischen Kreisen	69
4.8.5	Einfluss der Blende	70
5	Ergebnisse	73
5.1	Der Bestrahlungsplatz am HZB	73
5.1.1	Strahlführung und Strahlparameter	73
5.1.2	Gemessene Strahlprofile	78
5.1.3	Entwicklung eines Modells zur Berechnung von Strahlprofilen mit Blende	85
5.1.4	Einfluss der einzelnen Parameter im Modell	99
5.1.5	Verifikation des Modells zur Berechnung von Strahlprofilen	104
5.1.6	Position des Vorabsorbers	119
5.1.6.1	Penumbra und Transmission bei Variation des Abstands vom Vorabsorber zur Messebene	119
5.1.6.2	Strahlfeldprofile für festen Abstand von Vorab- sorber zur Messebene	124
5.1.7	Tiefenmodulation und Spread Out Bragg Peak	131
5.1.7.1	Design des Modulators	131
5.1.7.2	Bestimmung der Wichtungsfaktoren	132
5.1.7.3	Strahlprofil- und Dosismessung mit gedruck- tem Modulator	139
5.1.8	Absolutdosimetrie zur Dosisüberwachung	147
5.2	Bestrahlungsplatz mit Vorabsorber in direkter Nähe zum Wedler	150
6	Zusammenfassung und Ausblick	157

Kapitel 1

Einleitung

Die Helmholtz-Zentrum Berlin (HZB) für Materialien und Energie GmbH wurde 2009 gegründet und entstand durch die Fusion zweier Forschungseinrichtungen, dem ehemaligen Hahn-Meitner-Institut (HMI) und der BESSY-Gesellschaft. Die heutige Hauptaufgabe des HZB besteht in der Erforschung und Entwicklung komplexer Materialien und Materialsysteme, die zur Bewältigung von aktuellen und künftigen Herausforderungen wie zum Beispiel der Energiewende beitragen. Dazu gehört auch der Betrieb von Großgeräten wie dem Elektronenspeicherring BESSY II zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung für die Materialforschung. Im Fokus stehen Materialien zur Energieumwandlung und -speicherung [1].

Am Standort Berlin-Wannsee wird ein Zyklotron zur Beschleunigung leichter Ionen betrieben. Hauptsächlich werden hier Protonenstrahlen mit einer Energie von 68 MeV zur Therapie von Augentumoren erzeugt [2]. Es existiert aber auch ein Experimentierplatz, welcher zur Bestrahlung von z.B. elektronischen Komponenten oder Solarzellen [3–6] genutzt werden kann.

In Kooperation mit der Charité-Universitätsmedizin Berlin werden seit 1998 Patienten mit bösartigen (malignen) Augentumoren am HZB bestrahlt. Die Strahlaufbereitung erfolgt hierbei passiv unter Verwendung einer einzelnen Tantalfolie, die den fokussierten Strahl auf die erforderliche Strahlungsfeldgröße aufstretet und ein den klinischen Anforderungen genügendes homogenes Strahlungsfeld erzeugt. Der enorme, mit dieser Methode einhergehende Strahlverlust kann an der Anlage des HZB durch Bereitstellung ausreichend großer Strahlströme

vom Zyklotron kompensiert werden und ermöglicht ein Erreichen der notwendigen Dosis im Tumor von 15 Gy (RBE [Relative Biologische Wirksamkeit, engl. „Relative Biological Effectiveness“]) in etwa einer Minute. Ein Protonenstrahl mit einer Energie von 68 MeV und einer am HZB erreichten relativen Energieschärfe von $\Delta z < 0,1\%$ zeigt mit einer Eindringtiefe (Tiefe im Material, bei der die Anzahl der eindringenden Protonen auf 50 % des Eingangswertes gesunken ist) von etwa 38 mm und einem hinteren (distalen) Dosisgradienten von 0,95 mm (90 %-10 %) ideale Eigenschaften für die Bestrahlung flachliegender Augentumore, welche auf engem Raum oft dicht an Risikoorgane grenzen. An Protonentherapieanlagen, die vor allem zur Bestrahlung von tieferliegenden Tumoren genutzt werden, kommen meist Beschleuniger zum Einsatz, die eine Protonenenergie von 230 MeV bis 250 MeV erzeugen und somit Reichweiten von bis zu 38 cm im Gewebe erreichen. Für eine Eindringtiefe von nur 3 cm muss der Strahl soweit abgebremst werden (meist durch das Passieren eines Graphitblocks [Degradier] von entsprechender Länge), dass er dabei eine große Energieunschärfe und somit einen sehr schlechten distalen Dosisgradienten erhält. Dieser ist so groß, dass er für die Augentumorthherapie (bei Bestrahlung von Zielvolumen, die sich in einem Abstand weniger Millimeter von zu schonenden Risikostrukturen befinden) inakzeptabel ist. Das hat zur Folge, dass eine benötigte Energieschärfe in einer Art „Reinigungsprozess“ durch das Ausblenden von Teilchen mit einer zu stark abweichender Energie in einem Selektionssystem (energy selection system ESS) der Anlage erzeugt werden muss. Dieses Vorgehen führt zu sehr großen Intensitätsverlusten, die mehr als 90 % betragen können und fordert daher Kompromissbereitschaft beim Anwender [7, 8] hinsichtlich Maximierung des zur Verfügung stehenden Strahlstroms bei gleichzeitiger Verschlechterung des distalen Dosisabfalls. Aus diesem Grund gibt es Bestrebungen, die Strahlaufbereitung möglichst effizient zu gestalten. Ein möglicher Ansatz für eine effiziente Strahlstromnutzung ist die Verwendung von passiven Streusystemen, bei denen der Strahl durch ein System aus einer oder zwei Streufolien (Einfach- bzw. Doppelstreusystem) passiv auf die benötigte Strahlfeldgröße aufgestreut wird. Dem gegenüber steht die aktive Strahlaufbereitung, bei der der Strahl in fokussierter Form über das zu bestrahlende Areal geführt wird.

Auch bei der Bestrahlung von Solarzellen oder elektronischen Komponenten

sind im Rahmen von Strahlenhärte-tests teilweise hohe Dosen erforderlich, so dass auch hier eine effizientere Methode der Strahlapplikation wünschenswert ist. Aus diesen Überlegungen zur notwendigen Verbesserung der Transmission folgend, soll im Rahmen dieser Arbeit ein Experimentierplatz aufgebaut werden, der mit aktiver Strahlführung homogene Bestrahlungsfelder erzeugt und die Transmission im Feld gegenüber der passiven Streuung mit einer einzelnen Streufolie erhöht. Dabei sind Untersuchungen zur optimalen Positionierung der notwendigen Komponenten erforderlich, um möglichst flexibel auf die Bedürfnisse der Nutzer bezüglich Eindringtiefe, Feldhomogenität, seitlicher Dosisabfälle und Strahlintensitäten eingehen zu können.

Die erzeugten Bestrahlungsfelder sollen auch über die Tiefe des Zielvolumens hinweg ein homogenes Strahlprofil aufweisen. Hierzu wird die sogenannte Tiefenmodulation mit Hilfe eines geeigneten Modulators erzeugt, der im Rahmen dieser Arbeit erstellt und getestet wird.

Dazu sollen sowohl Messungen von Dosisquer- und -tiefenprofilen als auch Monte-Carlo Simulationen durchgeführt werden.

Ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit ist außerdem die Entwicklung eines Modells, welches die vielen verschiedenen Parameter wie Vorabsorberdicke, Strahlgeometrie und -charakteristik berücksichtigt und die Berechnung zu erwartender Querprofile zeiteffizient ermöglicht. Dieses Modell ist nach seiner Testung und Verifikation zentraler Bestandteil der Untersuchung von Strahlprofilen in Messgeometrien, die sich so messtechnisch am HZB nicht realisieren lassen. Besonders im Hinblick auf die Anwendung in der Augentumorthherapie soll geprüft werden, ob auf diese Weise auch Felder erzeugt werden können, deren Parameter die strengen klinischen Anforderungen erfüllen.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Wechselwirkung von Protonen mit Materie

Wie alle geladenen Teilchen gehören Protonen zur Gruppe der direkt ionisierenden Strahlung. Ihre Wechselwirkung mit Materie erfolgt über die Coulombkraft, wobei ein in die Materie eindringendes Proton sowohl mit dem Feld der Hüllenelektronen als auch dem des Atomkerns wechselwirken und dabei seine kinetische Energie abgeben kann. Der Energieübertrag pro Ereignis ist dabei im eV-Bereich, was bei einer kinetischen Energie des Protons im MeV-Bereich zu einer großen Anzahl an Wechselwirkungsprozessen und somit einer gleichmäßigen Abbremsung der Protonen führt.

2.1.1 Bremsvermögen

Der durch alle Wechselwirkungen bedingte gesamte mittlere Energieverlust dE der Protonen pro zurückgelegter Wegstrecke dx im Material wird als Bremsvermögen S_{total} (engl. Stopping Power) bezeichnet und in MeV/cm angegeben. Es setzt sich aus dem Stoßbremsvermögen S_{col} und dem Strahlungsbremsvermögen S_{rad} zusammen.

$$-\frac{dE}{dx} = S_{total} = S_{col} + S_{rad} = - \left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_{coll} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} \right] \quad (2.1)$$

Das Bremsvermögen besitzt eine zentrale Bedeutung in der Strahlungsphysik und Dosimetrie und wurde daher bereits von zahlreichen Autoren theoretisch

tisch und experimentell untersucht [9, 10] und tabellarische Datenzusammenstellungen wurden dazu veröffentlicht [11, 12].

Die Strahlungsbremung bezeichnet den Energieverlust geladener Teilchen im Coulombfeld von Atomkernen oder anderer geladener Teilchen in Form von Photonenstrahlung. Sie ist umso größer, je näher das Teilchen dem Atomkern oder anderen geladenen Teilchen kommt und je größer sein Ablenkwinkel ist. Sie fällt daher erst ins Gewicht, wenn die Bewegungsenergie der geladenen Teilchen vergleichbar mit oder gar größer als ihre Ruheenergie ist. Für Protonen bedeutet das Energien im GeV-Bereich. Die Tumorthherapie mit Protonen verwendet hingegen Energien bis maximal 250 MeV, weshalb der Anteil des Strahlungsbremungsvermögens vernachlässigbar ist.

Der wesentliche Energieverlust bei Protonenstrahlung findet durch inelastische Stöße im Absorbermaterial statt. Das Stoßbremungsvermögen kann für schwere geladene Teilchen mit Hilfe der Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben werden

$$S_{col} = - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.2)$$

Dabei bezeichnet $\beta = \frac{v}{c}$ die momentane Geschwindigkeit v der Teilchen relativ zur Lichtgeschwindigkeit c und ist somit ein Maß für deren kinetische Energie. m_e ist die Ruhemasse des Elektrons, z die Ladungszahl des Projektils (für Protonen $z = 1$) und $n = (Z \cdot \rho)/(A \cdot u)$ die Elektronendichte des Absorbermaterials mit Z und A als Ordnungs- bzw. Massenzahl, u der atomaren Masseneinheit und ρ der Dichte des Absorbers. I ist das mittlere Anregungspotential, und die Konstanten e und ϵ_0 bezeichnen die Elementarladung bzw. die elektrische Feldkonstante.

Die wesentlichen aus dieser Gleichung ersichtlichen Zusammenhänge sind die Abhängigkeit des Stoßbremungsvermögens von der Dichte ρ und der relativen Ladungszahl Z/A des Absorbermaterials sowie der kinetischen Energie des Projektils. Um das Stoßbremungsvermögen verschiedener Materialien mit unterschiedlicher Dichte besser vergleichen zu können, wird in der Literatur oft die Größe des Massenstoßbremungsvermögens S_{col}/ρ verwendet. Diese ist in Abbildung 2.1.1 für verschiedene Materialien dargestellt.

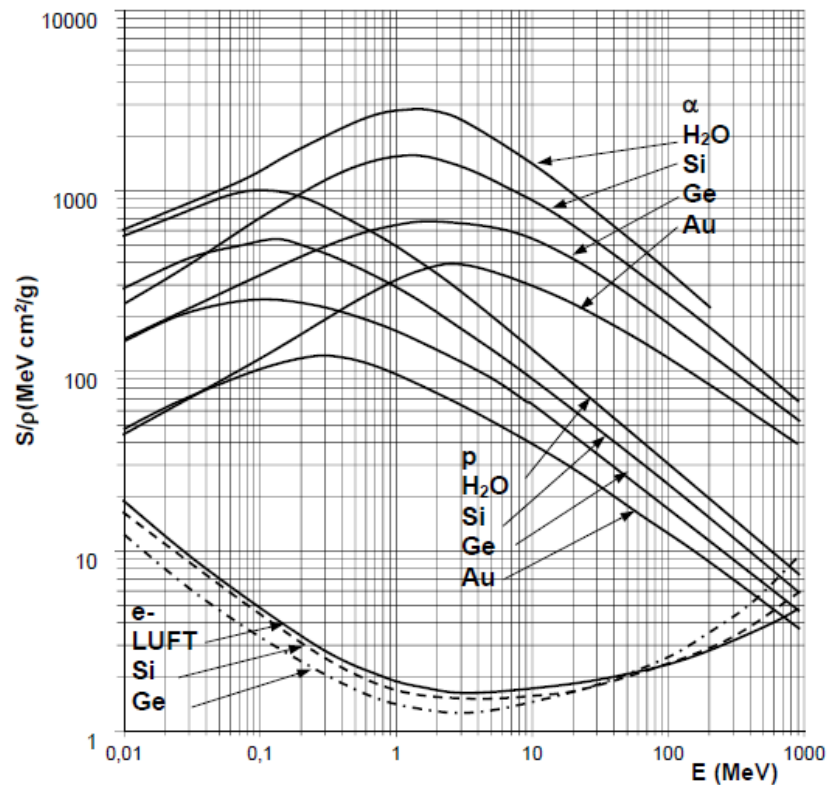


Abbildung 2.1.1: Massenstoßbremsvermögen verschiedener Materialien für Elektronen (e^-), Protonen (p) und Alpha-Teilchen (α) in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des Projektils [9]

Es lässt sich in Abbildung 2.1.1 deutlich der umgekehrt proportionale Zusammenhang zwischen Teilchenenergie und Bremsvermögen bei Bewegungsenergien größer als 0,1 MeV bei Protonen und Energien größer als 1 MeV bei Alpha-Teilchen erkennen. Ein schweres geladenes Teilchen verliert somit umso mehr Energie pro Wegstrecke je langsamer es im Material wird. Das zeigt sich später auch im typischen Dosisverlauf bei geladenen Teilchenstrahlen, dem Bragg Peak (siehe Kapitel 2.1.2). Für Elektronen zeigt das Massenstoßbremsvermögen ein anderes Verhalten, auf das hier nicht näher eingegangen werden soll, da im Rahmen dieser Arbeit nur Protonen als Strahlenart verwendet werden.

2.1.2 Dosis und Reichweite

Wie bereits im vorherigen Kapitel beschrieben, spielt das Bremsvermögen des Materials eine entscheidende Rolle für die Energieabgabe der Protonen im Material. Eine weitere Besonderheit der Protonenstrahlung gegenüber anderen Strahlenarten wie Photonen besteht in ihrer endlichen Eindringtiefe, der Reichweite R im Absorbermaterial. Diese ist grundsätzlich zu unterscheiden von der tatsächlichen Bahnlänge der Teilchen, da diese aufgrund der vielen kleinen Stöße und Ablenkungen meist nicht geradlinig verläuft. Bei Protonen ist die gesamte Ablenkung allerdings so gering, dass die Reichweite in erster Näherung mit der tatsächlichen Bahnlänge gleichgesetzt werden kann. Da jedes einzelne Teilchen jedoch eine individuelle Bahnlänge (abhängig von der Anzahl der Wechselwirkungen und deren Energieübertrag auf das Material) besitzt, berechnet sich die mittlere Reichweite eines Protonenstrahls als Integral der einzelnen Wegstrecken dx . Gleichung 2.3 [9] gibt den weiteren Zusammenhang zwischen der mittleren Reichweite der Protonen $\bar{R}(E_0)$ mit einer kinetischen Energie E_0 und dem Stoßbremsvermögen an. So berechnet sich die mittlere Reichweite \bar{R} letztendlich durch Integration des Kehrwerts des Bremsvermögens [13] (welches bei für medizinische Zwecke typischen Anfangsenergien bis ca. 250 MeV nur aus dem Stoßbremsvermögen S_{col} besteht)

$$\bar{R}(E_0) = \int_0^{R_{max}} dx = \int_{E_0}^0 -\frac{dx}{dE} dE = \int_{E_0}^0 -\frac{1}{S_{col}} dE \approx \int_{E_0}^0 \frac{-E}{\rho \cdot m \cdot z^2 \cdot e^2} dE \quad (2.3)$$

Dabei ist E_0 die kinetische Anfangsenergie der Teilchen, e die Elementarladung, ρ die Dichte des Materials, m die Masse und z die Ladungszahl der Teilchen. Der direkte Zusammenhang zwischen E_0 und mittlerer Reichweite $\bar{R}(E_0)$ kann mit Hilfe eines Potenzgesetzes, der Bragg-Kleemann Regel [14] wiedergegeben werden

$$\bar{R}(E_0) = \alpha E_0^p \approx \frac{E_0^p}{\rho \cdot m \cdot z^2 \cdot e^2} \quad (2.4)$$

Der Proportionalitätsfaktor α ist dabei materialabhängig und der Exponent p beinhaltet die Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Protonen. Für Anfangsenergien zwischen 10 und 200 MeV ergibt sich $p \approx 1,8$ [15] Diese Zusammenhänge beziehen sich jeweils immer auf die mittlere Reichweite eines Protonenstrahls. Aufgrund der Wahrscheinlichkeitsverteilung der einzel-

nen Wechselwirkungsprozesse und zusätzlicher Coulomb'scher Vielfachstreuung stoppen jedoch nicht alle Protonen in der gleichen Tiefe. Somit kommt es zu einer Energie- und damit auch zu einer Reichweitenverschmierung (eng. energy straggling bzw. range straggling). Die entstehende Reichweitenverteilung zeigt dabei einen näherungsweise gaußförmigen Verlauf mit der Standardabweichung σ_{Δ} , welche wie folgt berechnet wird

$$\sigma_{\Delta}^2 = k \int_{E_0}^0 - \left(\frac{1}{S_{col}} \right)^{-3} dE \quad (2.5)$$

In der Literatur wird hierfür folgende Näherung angegeben [16]

$$\sigma_{\Delta} \approx kR_0^m \approx k\bar{R}(E_0)_{H_2O} \quad (2.6)$$

Dabei ist $R_0 = \bar{R}(E_0)_{H_2O}$ die Reichweite (angegeben in Zentimeter) eines monoenergetischen Protonenstrahls mit der kinetischen Energie E_0 in Wasser. Die Reichweitenverschmierung hängt somit auch von der kinetischen Energie der Teilchen ab und ist umso größer, je größer E_0 ist, und je tiefer die Teilchen in Material eindringen können. Der Faktor k in Gleichung 2.6 ist eine materialabhängige Proportionalitätskonstante. Für Protonen in Wasser ergibt sich bei Reichweiten im Bereich von ($2 \text{ cm} \leq R_0 \leq 40 \text{ cm}$) $k = 0.012$ und $m = 0,951$ [17].

Bei der Verwendung des Begriffs „Reichweite“ ist noch zu beachten, dass hier im Allgemeinen die mittlere Reichweite des Strahls gemeint ist. Sie ist definiert als die Reichweite, bei der die Protonenfluenz auf die Hälfte des Ausgangswerts gesunken ist. Dies entspricht in etwa der Tiefe, bei der die Dosis auf 80 % des Maximalwertes gesunken ist [18, 19] (siehe Abbildung 2.1.2 links). Es handelt sich hierbei jedoch nur um eine numerische Näherung, welche in der praktischen Anwendung verwendet wird.

Für die medizinische Anwendung ist noch eine weitere physikalische Größe von essentieller Bedeutung, die Energiedosis. Sie ist der Quotient aus der vom Medium (mit der Dichte ρ) lokal absorbierten Energie dE und der Masse des bestrahlten Volumenelements $dm = \rho dV$

$$D = \frac{dE}{dm} = \frac{dE}{\rho dV} \quad , \quad 1 [\text{Gy}] = 1 \left[\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right] \quad (2.7)$$

Neben der Energiedosis D spielt auch die Energiedosisleistung \dot{D} eine zentrale Rolle in der Strahlentherapie. Sie gibt die Energiedosis pro Zeitspanne an und gibt damit die Bestrahlungsdauer vor, die bis zum Erreichen der Solldosis im Zielvolumen benötigt wird.

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (2.8)$$

Die tatsächlich unmittelbar physikalisch messbare Größe ist jedoch die Ionendosis J . Sie kann mit luftgefüllten Ionisationskammern gemessen werden und ist definiert als die in einem Luftvolumen dV durch ionisierende Strahlung erzeugte Ladung dQ gleichen Vorzeichens, geteilt durch die Masse des bestrahlten Luftvolumens dm_{Luft} .

$$J = \frac{dQ}{dm_{Luft}} = \frac{dQ}{\rho_{Luft} dV_{Luft}} \quad , \quad \left[\frac{C}{kg} \right] \quad (2.9)$$

Die Ionendosis lässt sich dann in die Energiedosis umrechnen. Beide sind proportional zueinander. Wird nun die Ionendosis in Abhängigkeit von der Eindringtiefe der Protonen grafisch dargestellt, erhält man die Tiefendosiskurve (TDK). Sie besitzt für Protonen eine sehr charakteristische Form. Dieser Verlauf wird bedingt durch das in Kapitel 2.1.1 erläuterte Stoßbremsvermögen und dessen Abhängigkeit von der kinetischen Energie des Teilchens.

Während die Tiefendosiskurve im Eingangsbereich (bei geringen Eindringtiefen) nur sehr flach verläuft, steigt sie zum Ende der maximalen Eindringtiefe steil an und fällt nach deren Erreichen und Stoppen der Protonen mit einem steilen Dosisgradienten (mit den Parametern, mit denen am HZB die Protonentherapie durchgeführt wird, geschieht das innerhalb von 0,95 mm) auf null ab (siehe Abbildung 2.1.2 links). Der Verlauf dieses Dosisgradienten wird bedingt durch die bereits erwähnte Energie- und Reichweitenverschmierung. Die Größe des hinteren (distalen) Dosisabfalls (distal fall off) hängt somit sowohl von der strahleigenen Energieschärfe Δz hinter dem Beschleuniger, als auch der Dicke $d_{Material}$ des durchdrungenen Absorbers ab, da es auch bei einem ideal monoenergetischen Strahl beim Durchlaufen des Absorbermaterials zu Energieverschmierung kommt.

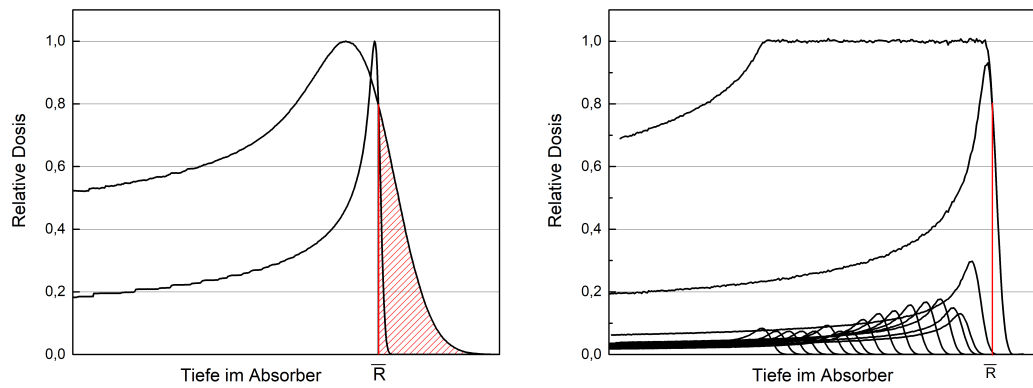


Abbildung 2.1.2: Links: Schematische Darstellung zweier Tiefendosiskurven von Protonenstrahlen mit gleicher mittlerer Reichweite \bar{R} und unterschiedlicher Energieschärfe. Die dargestellten Kurven sind die Ergebnisse von Monte-Carlo Simulationen mit MCNPX 2.6. Rechts: Schematische Darstellung eines ausgehenden Bragg Peaks (SOBP) als Superposition einzelner Single Bragg Peaks (gemessen am HZB bei verschiedenen Vorabsorberdicken [siehe dazu Kapitel 5.1.7]).

Für die praktische Anwendung bei Tumorbestrahlungen mit Protonen hat die Reichweitenverschmierung eine Überbestrahlung von Strukturen außerhalb des Zielvolumens zur Folge. In Abbildung 2.1.2 links ist dies schematisch angedeutet. Zu sehen sind zwei Tiefendosiskurven in Wasser, welche beide mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen mit MCNPX 2.6 [20] erstellt wurden. Sie besitzen die gleiche mittlere Reichweite \bar{R} aber unterschiedliche Energieschärfen Δz . In einem Fall wird $\Delta z = 1\%$ der Eingangsenergie E_0 direkt vor Eintritt in Wasser in der Simulation definiert, was zu einem steilen Dosisabfall führt. Im anderen Fall durchdringt ein Protonenstrahl mit der rund dreieinhalbfachen Eingangsenergie $3,5 \cdot E_0$ einen Vorabsorber entsprechender Länge und besitzt aufgrund der resultierenden Reichweitenverschmierung einen größeren distalen Dosisabfall. Der gesamte rot schraffierte Dosisanteil ist bei der Bestrahlung unerwünscht und kann somit nur durch Minimierung der Energieunschärfe reduziert werden.

Für die medizinische Anwendung ist der typische Verlauf der TDK eines annähernd monoenergetischen Teilchenstrahls nicht ausreichend. Zur Bestrahlung von Volumen mit einer Tiefenausdehnung, ist eine breitere Verteilung der

maximalen Dosis in der Tiefe erforderlich. Dies ist möglich durch Reduktion der Anfangsenergie E_0 , wodurch der Dosispeak sukzessive zu geringeren Eindringtiefen hin verschoben werden kann. Gleichzeitig wird dabei der distale Dosisabfall größer, da die Eingangsenergie E_0 durch Verwendung von Vorabsorbieren reduziert wird, was wiederum eine Reichweitenverschmierung zur Folge hat. Eine Überlagerung der einzelnen verschobenen Dosispeaks, auch „Single Bragg Peak“ genannt (SBP), ergibt dann eine TDK, die den Verlauf eines sogenannten „Spread Out Bragg Peaks“ (SOBP) (siehe Abbildung 2.1.2 rechts) zeigt. Die abnehmende Steilheit der Dosisgradienten bei geringen Eindringtiefen wird bei der Wahl der Wichtungsfaktoren so berücksichtigt, dass sie den Dosisabfall des SOBPs nicht beeinflussen und verschmieren. Aus diesem Grund besitzen die SBP mit der zweit- und drittgrößten Eindringtiefe in Abbildung 2.1.2 rechts kleinere Wichtungen als die nachfolgenden. Das erzeugte Dosisplateau kann nun für die Bestrahlung von Strukturen mit Tiefenausdehnung angewandt werden.

2.1.3 Streuung

Eine für diese Arbeit wichtige physikalische Eigenschaft ist das Streuverhalten der Protonen in Materie. Protonen werden auf ihrem Weg durch den Absorber im Wesentlichen durch Coulombwechselwirkungen an Atomkernen des Absorbers gestreut. Dabei kommt die Gesamtstreuung durch eine große Anzahl von Ereignissen zustande, welche ihrerseits nur jeweils eine kleine Ablenkung bewirken.

Die theoretische Beschreibung dieser Coulomb’schen Vielfachstreuung wurde 1947 von Molière verfasst. Sie wurde später durch die Fano-Korrektur vervollständigt und liefert Ergebnisse, die im Rahmen der Messgenauigkeiten durch Experimente bestätigt wurden [21]. Die Streutheorie von Molière wird hier aufgrund ihrer Komplexität und ihres Umfangs nicht vollständig beschrieben, Literatur hierzu findet sich in [21–24]. Molière findet in seiner Beschreibung der Coulomb’schen Vielfachstreuung einen komplexen Ausdruck für die Verteilungsfunktion $f(\theta)$ des Raumwinkels θ . Diese besteht im Wesentlichen aus drei Termen, die wiederum abhängig sind von einem „charakteristischen Einfachstreuwinkel“, χ_c und einer dimensionslosen Größe B , welche die Absorberdicke beinhaltet. Der „charakteristische Einfachstreuwinkel“ ist definiert als

$$\chi_c^2 = 4\pi N_A \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 (\hbar c)^2 \cdot \frac{z^2 Z^2}{A} \cdot \frac{d_{Material}}{(pv)^2} \quad (2.10)$$

Dabei ist $d_{Material}$ die Dicke des Absorbers, p und v der Impuls und die Geschwindigkeit des Teilchens, Z und A die Ordnungs- und Massenzahl des Absorbers, z die Ladungszahl des Teilchens, N_A die Avogadrokonstante, $e^2/(\hbar c)$ die Feinstrukturkonstante und $(\hbar c)$ die Konversionskonstante. Vereinfacht ausgedrückt liegt die physikalische Bedeutung von χ_c darin, dass jedes Teilchen im Mittel genau eine Einfachstreuung mit einem Ablenkwinkel größer als χ_c relativ zu seiner Bewegungsrichtung durch den Absorber erfährt [21, 22].

Die Verteilungsfunktion $f(\theta)$ des Raumwinkels θ ist gegeben durch

$$f(\theta) = \frac{1}{2\pi\theta_M^2} \frac{1}{2} \left[f^{(0)}(\theta') + \frac{f^{(1)}(\theta')}{B} + \frac{f^{(2)}(\theta')}{B^2} \right] \quad (2.11)$$

θ_M ist hierbei der „Charakteristische Vielfachstreuwinkel“, und θ' ist die reduzierte Winkelvariable.

$$\theta_M = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_c \sqrt{B}) \quad (2.12)$$

$$\theta' = \frac{\theta}{(\chi_c \sqrt{B})} = \frac{\theta}{\sqrt{2} \cdot \theta_M} \quad (2.13)$$

Der erste Term der Verteilungsfunktion ist eine einfache Gaußfunktion der Form

$$f^{(0)}(\theta') = 2 \exp(-\theta'^2) = 2 \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_M^2}\right) \quad (2.14)$$

Auf weiteren Terme der Verteilungsfunktion von Molière soll hier nicht näher eingegangen werden. Dazu existieren in der Literatur genauere Berechnungen und Tabellen [25].

Aufgrund der hohen Komplexität dieser Streutheorie wurden in der Vergangenheit mehrere vereinfachte Näherungsformen entwickelt, die den Verlauf dieser Verteilungsfunktion möglichst gut wiedergeben sollen. Eine von ihnen ist die Gaußapproximation, welche zuerst von Hanson *et al.* [26] vorgeschlagen wurde.

$$f(\theta) = \frac{1}{2\pi\theta_0^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}\right) \quad , \quad \text{mit } \theta_0 \neq \theta_M \quad (2.15)$$

Für kleine Winkel (im Bereich der Größenordnung vom „charakteristischen Vielfachstreuwinkel“ θ_M) zeigen sich sehr gute Übereinstimmungen mit einer einfachen Gaußverteilung. Diese ist jedoch schmaler als der erste Term der Funktion von Molière und somit nicht mit diesem identisch. Abbildung 2.1.3 aus [26] zeigt hier zur Veranschaulichung exemplarisch die Gaußapproximation, bei der lediglich der erste Term der Verteilungsfunktion von Molière verwendet wird, im Vergleich mit Messergebnissen. Es sind die relativen Streuantteile eines Elektronenstrahls in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ dargestellt. Der Elektronenstrahl wurde dafür beim Durchtritt durch zwei unterschiedlich dicke Goldfolien gestreut. Die Messergebnisse sind im Vergleich zur vollständigen Streutheorie von Molière und zur Gaußnäherung bei Verwendung des ersten Terms $f^{(0)}(\theta')$ der Verteilungsfunktion dargestellt. Während sie mit der vollständigen Streutheorie sehr gute Übereinstimmungen zeigen, ist deutlich zu erkennen, dass die Gaußfunktion zu breit ist. Dieses Verhalten ist auch bei der Streuung von Protonen zu beobachten [21] und die Erkenntnisse zur Breite der Gaußnäherung lassen sich übertragen.

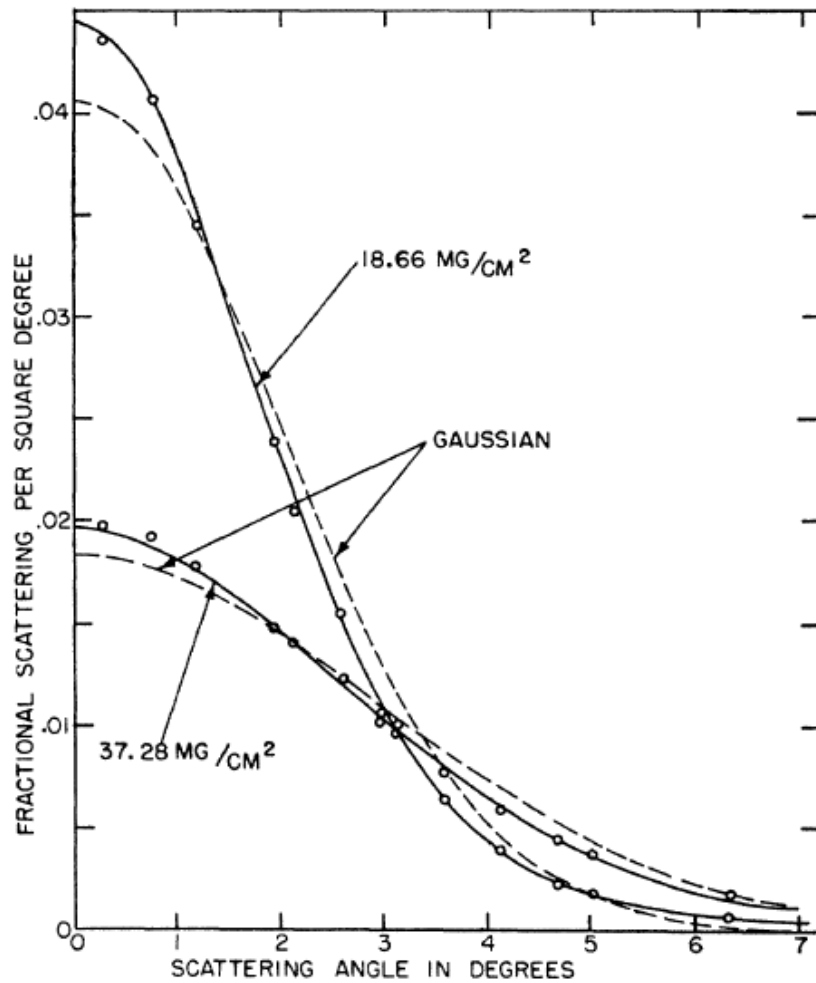


Abbildung 2.1.3: Relative Streuanteile (normiert auf den Raumwinkel und angegeben in Quadratgrad) eines Elektronenstrahls mit einer Eingangsenergie von $E_0 = 15,7$ MeV nach Streuung an zwei unterschiedlich dicken Goldfolien (Datenpunkte) im Vergleich zur vollständigen Streutheorie von Molière (durchgezogene Linie) und einer Gaußapproximation, bei der lediglich der erste Term der Streutheorie von Molière verwendet wird (gestrichelte Linie) [26].

In der Veröffentlichung von Hanson *et al.* [26] wird für die Standardabweichung der Gaußverteilung θ_H mit $\theta_H = 1/\sqrt{2} \cdot (\chi_c \sqrt{B-1}, 2)$ vorgeschlagen. Hierfür ist jedoch noch die teils sehr aufwändige Berechnung aller Parameter aus Molières Streutheorie notwendig. Eine wesentlich einfachere und trotzdem sehr gute Näherung stammt von Highland [27]

$$\theta_0 = \frac{14,1 \text{ MeV}}{pv} z \sqrt{\frac{d_{Material}}{d_R}} \left[1 + \frac{1}{9} \log_{10} \left(\frac{d_{Material}}{d_R} \right) \right] \quad (2.16)$$

Dabei ist $d_{Material}$ die Absorberdicke, d_R die Strahlungslänge, eine materialspezifische Größe, z die Ladungszahl und pv das Produkt aus Impuls und Geschwindigkeit der Teilchen. Im Vergleich mit experimentellen Daten ergeben Berechnungen mit der Highland-Formel im Mittel rund 2,6 % höhere Werte für θ_0 über einen großen Bereich von Materialien und Energien, wobei mit „experimentellen Daten“ hier die Ergebnisse eines Gaußfits an gemessene Strahlprofile gemeint sind [19]. Abbildung 2.1.4 zeigt exemplarisch die Streuwinkelverteilung für 68,5 MeV Protonen nach Durchlaufen eines 5 mm dicken Vorabsorbers aus PMMA und 1 m Luftstrecke unter Verwendung der Streutheorie von Molière (die Kurve ist das Ergebnis einer Monte-Carlo Simulation mit dem Programm Fluka, welches die vollständige Streutheorie von Molière verwendet) im Vergleich zur Highland-Näherung. Sie verdeutlicht die gute Übereinstimmung der Gaußnäherung mit der vollständigen Streutheorie von Molière über einen großen Streuwinkelbereich bis hin zu $2,5 \cdot \theta_0$.

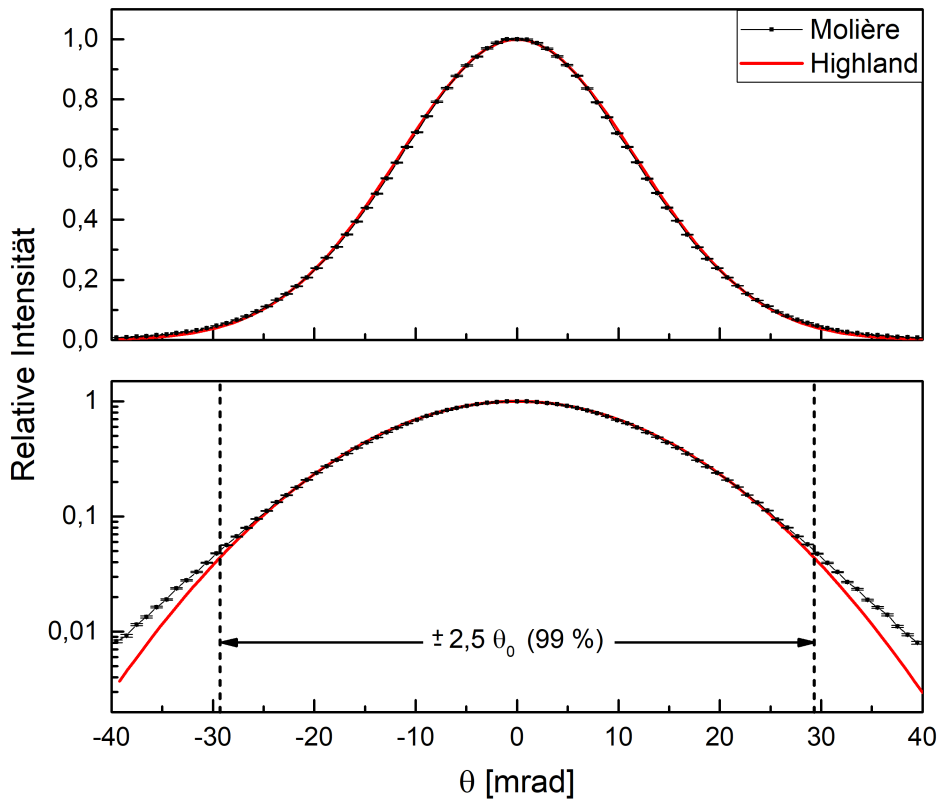


Abbildung 2.1.4: Winkelverteilung nach Molière (Ergebnisse von Monte-Carlo Simulationen mit dem Programm Fluka, welches die vollständige Streutheorie von Molière verwendet) und Highland (berechnet) exemplarisch für einen Protonenstrahl mit 68,5 MeV nach Durchlaufen eines 5 mm dicken Vorabsorbers aus PMMA und einer Strecke von 1 m Luft. In der linearen Darstellung ist kein Unterschied zwischen beiden Ansätzen zu erkennen, in der logarithmischen Darstellung werden Abweichungen bei großen Streuwinkeln ab $2,5 \theta_0$ sichtbar.

Das Produkt aus Impuls und Geschwindigkeit der Protonen pv , welches in der Highland-Näherung verwendet wird, kann über relativistische Betrachtungen wie folgt berechnet werden [28].

$$pv = \left(\frac{T + 2m_p c^2}{T + m_p c^2} \right) T \quad (2.17)$$

Dabei bezeichnet T die kinetische Eintrittsenergie und $m_p \cdot c^2$ die Ruheenergie der Protonen.

Ein Problem, welches durch die Highland-Formel so nicht berücksichtigt wird, ist die Energieabgabe der Protonen beim Durchdringen von dicken Absorbern. Für große Materialdicken kann pv nicht mehr über die gesamte Länge des Absorbers als konstant angesehen werden. Es wird daher das geometrische Mittel zwischen Eintritts- und Austrittsenergie als Näherung verwendet [28].

$$pv = \sqrt{p_1 v_1 \cdot p_2 v_2} \quad (2.18)$$

Molières Streutheorie und die Highland-Näherung gelten beide lediglich für einen einzelnen Absorber. Dieser kann dick oder dünn sein, ein reines Element oder eine chemische Verbindung, mit niedriger oder hoher Ordnungszahl. In der Realität der therapeutischen Anwendung von Protonenstrahlung kommt jedoch häufig eine Reihe von Absorbern zum Zweck der Strahlaufbereitung zum Einsatz. Eine Möglichkeit, diesem Problem Rechnung zu tragen, besteht darin, die Highland-Näherung auf jeden Absorber einzeln anzuwenden und die Streubeiträge quadratisch aufzuaddieren [21].

$$\theta_{Gesamt} = \sqrt{\theta_{01}^2 + \theta_{02}^2 + \dots + \theta_{0N}^2} \quad (2.19)$$

Diese Methode liefert etwas zu geringe Werte (sie wird von anderen Autoren mit rund 3% angegeben [21]), ist aber sehr praktisch in der Anwendung.

Fermi-Eyges-Theorie und Streuvermögen

Eine weitere Einschränkung bei der Verwendung der Streutheorie von Molière und der Highland-Näherung besteht jedoch in der endlichen Ausdehnung der zu berechnenden Streuer und der Möglichkeit, die entsprechenden Streuwinkel nur jeweils für die gesamte Absorberdicke zu ermitteln. Ist es jedoch notwendig, momentane Aussagen über die Entwicklung der Streuwinkel, abhängig von der Position z der Teilchen im Absorber, zu treffen, zum Beispiel beim Durchlaufen einer beliebig langen Luftstrecke, kommt häufig ein anderes Konzept zur Anwendung. Man führt das sogenannte „Streuvermögen“ T bzw. das „Massenstreuvermögen“ T/ρ in Anlehnung an das für die Energieabgabe verwendete Bremsvermögen ein. In der Literatur wird dies ausführlich diskutiert und weiterentwickelt [28–30] und soll hier nur kurz erwähnt werden.

Die Idee ist, durch Integration dieses Streuvermögens über die bereits durchlaufende Absorberdicke die momentanen Streuparameter an der Position z zu berechnen. Dies ist auch die Grundlage der Fermi-Eyges-Theorie [31].

Die Fermi-Eyges-Theorie liefert unter der Annahme kleiner Streuwinkel einen Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit ein Teilchen nach einer Strecke z im Phasenraum in einem Intervall von $(x, x + dx)$ und $(\theta_x, \theta_x + d\theta_x)$ zu finden [21, 31].

$$F(x, \theta_x) dx d\theta_x = \frac{1}{2\pi \sqrt{A_0 A_2 - A_1^2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{A_0 x^2 - 2A_1 x \theta_x + A_2 \theta_x^2}{A_0 A_2 - A_1^2}\right) \quad (2.20)$$

Dabei bezeichnen die drei Parameter A_n die Momente

$$A_0 = \int_0^z T(u) du \quad (2.21)$$

$$A_1 = \int_0^z (z - u) T(u) du \quad (2.22)$$

$$A_2 = \int_0^z (z - u)^2 T(u) du \quad (2.23)$$

$T(z)$ ist hierbei das bereits erwähnte Streuvermögen. Es wird allgemein definiert als die Wachstumsrate der Varianz θ_0^2 des Raumwinkels θ über die Tiefe z im Absorber

$$T(z) = \frac{d\theta_0^2}{dz}, \quad \theta_0^2 = \int_0^z T(u) du = A_0 \quad (2.24)$$

Die Verwendung der Momente A_n im Exponenten der Wahrscheinlichkeitsverteilung ähnelt sehr dem Matrixformalismus zur Strahltransportrechnung im Vakuum, auf den in Kapitel 4.8.1 noch genauer eingegangen werden soll. Auf diese Weise wird die Entwicklung der Phasenellipse im Material analog zur Transportrechnung im Vakuum beschrieben und der Einfluss der Streuwinkel auf die Emittanz berücksichtigt.

Von der allgemeinen zweidimensionalen Raum-Winkelverteilung $F(x, \theta_x) dx d\theta_x$ lässt sich durch Integration jeweils die eindimensionale Winkel- bzw. Ortsverteilungsfunktionen ableiten

$$f(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi A_2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x^2}{A_2}\right) \quad (2.25)$$

$$f(\theta_x)d\theta_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi A_0}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\theta_x^2}{A_0}\right) \quad (2.26)$$

Die Parameter A_0 und A_2 sind die entsprechenden Varianzen $A_0 = \theta_0^2$ des Streuwinkels und $A_2 = \sigma^2$ der lateralen Strahlausdehnung.

2.2 Strahlungsfeldgrößen und Transmission

Für die Bestrahlung von Objekten, insbesondere Tumoren, müssen Strahlungseigenschaften definiert werden, die bei Bedarf am Strahlplatz erzeugt werden sollen. Da es klare Definitionen in der Medizinphysik gibt, sollen diese hier vorgestellt und auf jede Art der Bestrahlung angewendet werden.

Bei medizinischer Anwendung von Protonenstrahlen müssen aufgrund der dreidimensionalen Ausdehnung der Tumore Strahlungsfelder erzeugt werden, die im gesamten Zielvolumen die gleiche therapeutische Dosis applizieren. Dabei dürfen die Dosischwankungen innerhalb des Strahlungsfeldes einen vorgegeben Grenzwert nicht überschreiten. Dieser Grenzwert wird durch die Definition der Homogenität H vorgegeben.

$$H = \frac{D_{max} - D_{min}}{D_0} \quad (2.27)$$

Sie gibt das Verhältnis von maximalem (D_{max}) und minimalem Dosiswert (D_{min}) innerhalb von 80 % der Feldgröße (siehe Abbildung 2.2.1 links) relativ zur Solldosis D_0 in Prozent an. So beträgt beispielsweise die Dosis in einem Feld mit einer für klinische Zwecke erforderlichen Homogenität von $H = \pm 2,5\%$ maximal 102,5 % bzw. minimal 97,5 % der Solldosis D_0 .

Neben der Homogenität werden Strahlungsfelder durch ihren seitlichen (lateralen) Dosisabfall, der sogenannten Penumbra P charakterisiert. Sie ist im Allgemeinen definiert als der Abstand zwischen den Orten, in denen die Dosis auf 80 % (X_{80}) bzw. 20 % (X_{20}) der Solldosis abgefallen ist.

$$P_{80-20} = |X_{80} - X_{20}| \quad (2.28)$$

In Analogie zur linearen Optik kann man sich die Penumbra als Halbschatten hinter der Blende vorstellen. Die Größe der Penumbra hängt von der Ausdehnung der Quelle und der gesamten Strahlgeometrie (Abstand von Blende und Strahlquelle zur Messebene) ab. Im Idealfall ist die Penumbra gleich Null, die Abbildung der Blendenkanten also scharf wie bei einer Punktquelle. In der Realität beeinträchtigt jedoch die endliche reale Strahlausdehnung und auch die Streuung der Protonen in Materie die Penumbra erheblich. Abbildung 2.2.1 zeigt zur Veranschaulichung der beschriebenen Definitionen zu Homogenität und Penumbra Strahlprofile, die im Rahmen der arbeitstäglichen Konstanzprüfung in der Augentumorthherapie am HZB gemessen wurden. In der linken Grafik ist die Bestimmung der Homogenität dargestellt, die in diesem Beispiel $H = \pm 2,5\%$ beträgt, und rechts ist die Bestimmung der Penumbra mit $P_{80/20} = 1,9\text{ mm}$ verdeutlicht.

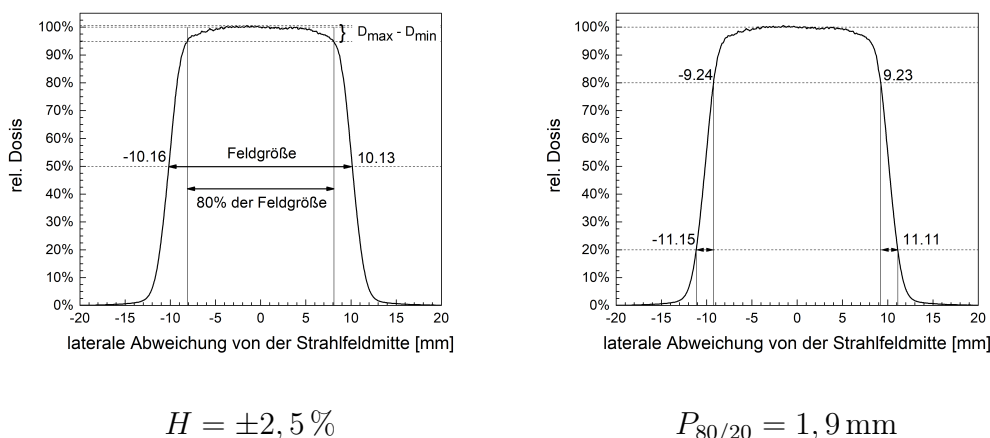


Abbildung 2.2.1: Dargestellt sind Strahlprofile, die im Rahmen der Konstanzprüfung für die Augentumorthherapie am HZB gemessen wurden, zur Veranschaulichung der Homogenitäts- und Penumbra-Definition.

Eine weitere wichtige Größe in der medizinischen Anwendung von Protonenstrahlen ist die Transmission. Von einem gebündelten Nadelstrahl, wie er aus dem Beschleuniger kommt I_{Gesamt} , erreicht nur ein Bruchteil nach Passieren aller Strahlaufbereitungselemente das Zielvolumen hinter der Blende I_{Nutz} .

Das Verhältnis dieses zur tatsächlichen Bestrahlung beitragenden Anteils zum Gesamtstrahl ist die Transmission T ¹.

$$T = \frac{I_{\text{Nutz}}}{I_{\text{Gesamt}}} \cdot 100 \quad , \quad [\%] \quad (2.29)$$

Sie begrenzt die maximal mögliche Dosisleistung $\dot{D} = dD/dt$ bei konstantem Strahlstrom vom Beschleuniger und damit auch die minimale Bestrahlungsdauer bis zum Erreichen der verordneten Dosis.

Das Bestreben bei der Strahlaufbereitung ist daher die Minimierung der Penumbras und des distalen Dosisabfalls bei gleichzeitigem Erreichen einer maximalen Transmission. Im weiteren Verlauf der Arbeit zeigt sich jedoch, dass sich dabei Transmission und Penumbra jedoch genau gegensätzlich entwickeln und immer ein Kompromiss aus beiden realisiert werden muss. Auf die genauen Techniken der Strahlaufbereitung und deren Vor- und Nachteile soll in Kapitel 3.3 noch genauer eingegangen werden.

¹Die Variable T wird in einem früheren Kapitel auch für das Streuvermögen verwendet, soll aber für den weiteren Verlauf dieser Arbeit die Transmission darstellen.

Kapitel 3

Augentumorthherapie

Seit 1998 werden am Helmholtz-Zentrum Berlin (ehemaliges Hahn-Meitner-Institut) Patienten mit Augentumoren behandelt. Nur in Berlin besteht bisher in Deutschland die einzigartige Möglichkeit, Aderhautmelanome mit Protonen zu bestrahlen. Im folgenden Kapitel wird ein kurzer Überblick über die medizinischen Hintergründe des Aderhautmelanoms und die Beschaffenheit des menschlichen Auges gegeben, um die besonderen Herausforderungen bei deren Bestrahlung und die hohen Anforderungen an die Strahlfeldeigenschaften besser verdeutlichen zu können.

3.1 Aderhautmelanom

Das Auge ist eines der wichtigsten Sinnesorgane des Menschen. Es hat einen Durchmesser von ca. 24 mm und ist damit auch eines der kleinsten Organe im menschlichen Körper. Der Aufbau des Auges ist in Abbildung 3.1.1 schematisch dargestellt. Es besteht zum größten Teil aus einem lichtdurchlässigen Glaskörper, welcher von einer Aderhaut und einer Sklera umgeben ist. Die Aderhaut versorgt die innen liegende, aus den Sehzellen bestehende Netzhaut mit Sauerstoff und Nährstoffen. Für das Sehvermögen wichtige Strukturen sind zum einen der Eintritt des Sehnerven in die Netzhaut, die Papille und zum anderen der Ort des schärfsten Sehens, die Fovea, welche in der Makula liegt. Die Papille hat im Schnitt einen Durchmesser von 1,7 mm und die Fovea rund 1,2 mm.

Mit ca. 500 Neuerkrankungen im Jahr in Deutschland ist das Aderhautmela-

nom die häufigste bösartige (maligne) Tumorerkrankung des Auges [32]. Es entsteht durch Entartung der pigmentierten Zellen (Melanozyten) der Aderhaut, welche dann einen ins Augenninnere wachsenden Tumor bilden (siehe Abbildung 3.1.1). Bei den meisten Patienten tritt der Tumor zwischen dem 60. und 70. Lebensjahr auf. Wird er nicht therapiert, kann er Tochtergeschwüre (Metastasen) vor allem in der Leber, der Lunge oder im Knochen ausbilden und somit zu einer lebensbedrohlichen Erkrankung werden.

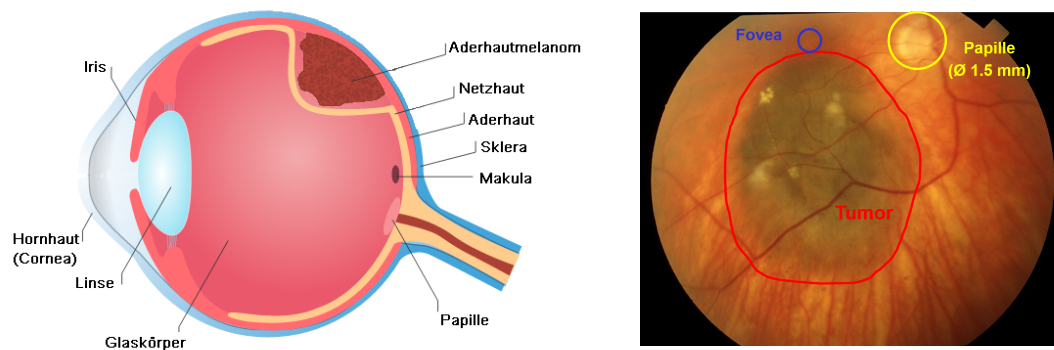


Abbildung 3.1.1: Links: Schematische Zeichnung eines menschlichen Auges mit Aderhautmelanom [33]; die Fovea ist in der hier eingezeichneten Makula gelegen. Rechts: Fundusbild (Ergebnis einer indirekten Ophthalmoskopie, durchgeführt an der Charité als Grundlage der Bestrahlungsplanung für die Protonentherapie am HZB) des Augenhintergrundes mit Umrandung des Tumoreals und Kennzeichnung der Risikostrukturen Fovea und Papille

Für die Therapie des Aderhautmelanoms stehen verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung, deren jeweilige Erfolgsaussichten von Lage und Größe des Tumors abhängen. Die älteste Methode ist die in der Fachsprache als Eukleation bezeichnete operative Entfernung des gesamten erkrankten Auges. Ihr entscheidender Vorteil liegt in der sicheren vollständigen Entfernung des gesamten Tumorgewebes. Moderne Therapieansätze zielen jedoch gleichzeitig auf den Augenerhalt und den Erhalt des Sehvermögens ab, weshalb Eukleation heute nur noch bei sehr großen Tumoren zum Einsatz kommt.

Neben verschiedenen Möglichkeiten der Brachytherapie, bei der radioaktive Applikatoren direkt aufs Auge oberhalb der Tumorbasis genäht werden, gibt

es in Berlin die Augentumorthherapie mit Protonen. Protonen heben sich von den Strahlenarten (Photonen und Elektronen) der konventionellen Strahlentherapie durch den charakteristischen Verlauf ihrer Tiefendosiskurve ab (siehe Abbildung 3.1.2). Sie dringen nur bis zu einer maximalen Eindringtiefe ins Gewebe ein und applizieren nach deren Erreichen keine Dosis in tieferen Schichten. Auch die seitlichen Dosisgradienten verlaufen aufgrund der geringen Streuung der Protonen im Gewebe steiler als bei konventioneller Strahlentherapie.

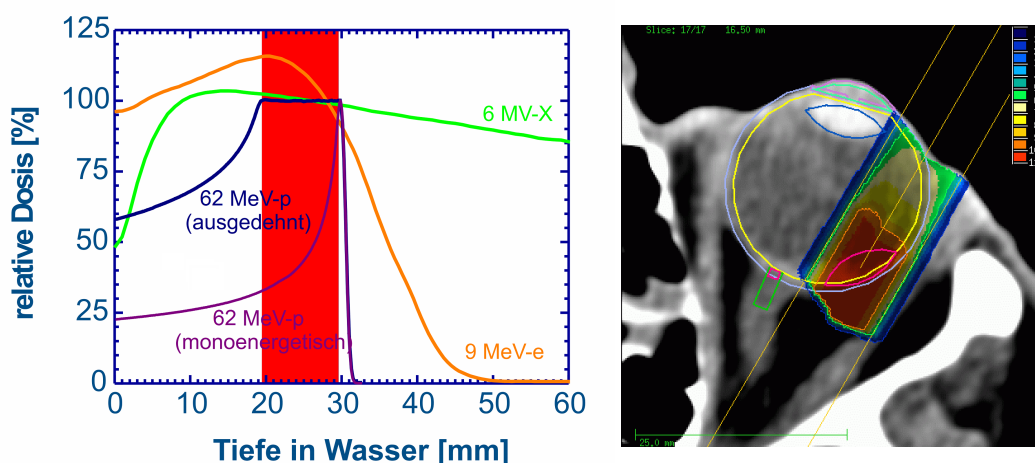


Abbildung 3.1.2: Links: Vergleich von Tiefendosiskurven verschiedener Strahlenarten (Photonen [X] in grün, Elektronen [e] in orange und Protonen [p] in blau und violett) in einer für die Augentumorthherapie relevanten Eindringtiefe; Rechts: Isodosenprofil eines mit Protonen berechneten Bestrahlungsplans zur Behandlung eines Aderhautmelanom. Deutlich zu erkennen ist der große distale aber auch seitliche Dosisgradient des Feldes. Beide Grafiken entnommen aus [34]

Die Herausforderung bei der Bestrahlung von Augen, verglichen mit der Therapie von tiefliegenden Tumoren, liegt in der Größe der Zielstrukturen und den besonders kleinen Abständen vom Tumorgewebe zu Risikoorganen im Auge, zum Beispiel dem Sehnerven (siehe Abbildung 3.1.1). Daraus ergeben sich besondere Anforderungen an die Strahleigenschaften des Therapiestrahls.

3.2 Die Therapie am HZB

Die Anlage am Helmholtz-Zentrum Berlin ist prädestiniert für die Augentumorthherapie. Ursprünglich als Teilchenbeschleuniger für Forschungszwecke entwickelt, wird das Zyklotron mittlerweile hauptsächlich für die Therapie von Aderhautmelanomen betrieben. Diese werden mit einer Gesamtdosis von 60 Gy (RBE), verteilt auf vier Fraktionen mit jeweils 15 Gy (RBE), bestrahlt. Die Abkürzung RBE (engl. Relative Biological Effectiveness) bezeichnet die relative biologische Wirksamkeit. Dies ist eine dimensionslose Größe und definiert als $RBE = D_{Ref}/D_p$. Dabei ist D_p die physikalische Dosis der Strahlenart, auf die sich bezogen wird (in dieser Arbeit Protonen) und D_{Ref} die physikalische Dosis einer Referenzstrahlung (im Allgemeinen die Gammastrahlung, die beim Zerfall von Cobalt-60 emittiert wird), die im bestrahlten Gewebe die gleichen biologischen Effekte erzeugt. Durch die zusätzliche Angabe dieser Abkürzung hinter Dosisangaben wird deutlich gemacht, dass es sich bei dem genannten Dosiswert nicht um die physikalische Dosis D handelt, sondern um die Dosis D_{RBE} , bei der die Referenzstrahlung die gleichen biologischen Effekte erzeugt. Dies dient der besseren Vergleichbarkeit der verschiedenen Strahlenarten. Im Fall von Protonen beträgt die Relative biologische Wirksamkeit $RBE = 1,1$, weshalb beispielsweise 15 Gy (RBE) einer physikalischen Dosis von $D = 13,61$ Gy bei Protonenbestrahlung entsprechen. Im weiteren Verlauf der Arbeit ist im Zusammenhang mit Dosisangaben immer die RBE korrigierte Dosis D_{RBE} gemeint.

Um während der Therapie den Tumor vollständig zu sterilisieren und gleichzeitig umliegendes, gesundes Gewebe bestmöglich zu schonen, muss der Strahl unter einem bestimmten, vorher im Therapieplan festgelegten Winkel in das Auge eintreten. Aus diesem Grund muss das Auge ausgelenkt werden, was bedeutet, dass der Patient aktiv durch Fixieren eines Lichtpunktes bei der Umsetzung des Therapieplans mitarbeiten muss. Aufgrund der hohen räumlichen Präzision im Submillimeterbereich sind die Anforderungen an den Patienten hoch, weshalb mit einer entsprechend hohen Dosisleistung von 15 - 30 Gy/min (RBE) die Bestrahlungszeit möglichst minimiert werden soll.

Zur Erzeugung des Strahls werden die Protonen von einem Tandetron als Vorbeschleuniger auf 3,6 MeV beschleunigt und anschließend in das Isochronzyklotron injiziert. Das Zyklotron (siehe Abbildung 3.2.1) ist ein Ringbeschleuniger, bestehend aus zwei Hohlelektroden (die sogenannten „Dees“) in einer Vakuumkammer. Diese Kammer wird in vier Sektoren von einem homogenen Dipolmagnetfeld durchsetzt, wodurch die Teilchen von der Lorentzkraft auf Kreisbahnen gezwungen werden. Die Radien sind bei einem gegebenen Feld abhängig vom Impuls der Teilchen. An den Hohlleitern wird eine hochfrequente Wechselspannung (erzeugt von einem HF Generator, siehe Abbildung 3.2.1 links) angelegt, welche die Ionen bei jedem Spaltdurchgang beschleunigen, wodurch sie an Energie gewinnen und sich auf immer größeren Kreisbahnen spiralförmig nach außen bewegen. Nach Erreichen ihrer maximalen Energie von 68 MeV werden sie aus dem Zyklotron extrahiert. Dies geschieht mit Hilfe eines elektrostatischen Deflektors (Extraktionselement, siehe Abbildung 3.2.1 links), welcher die Ionen gezielt mit einem kurzreichweitigen, elektrostatischen Feld von ihrer Kreisbahn ablenkt.

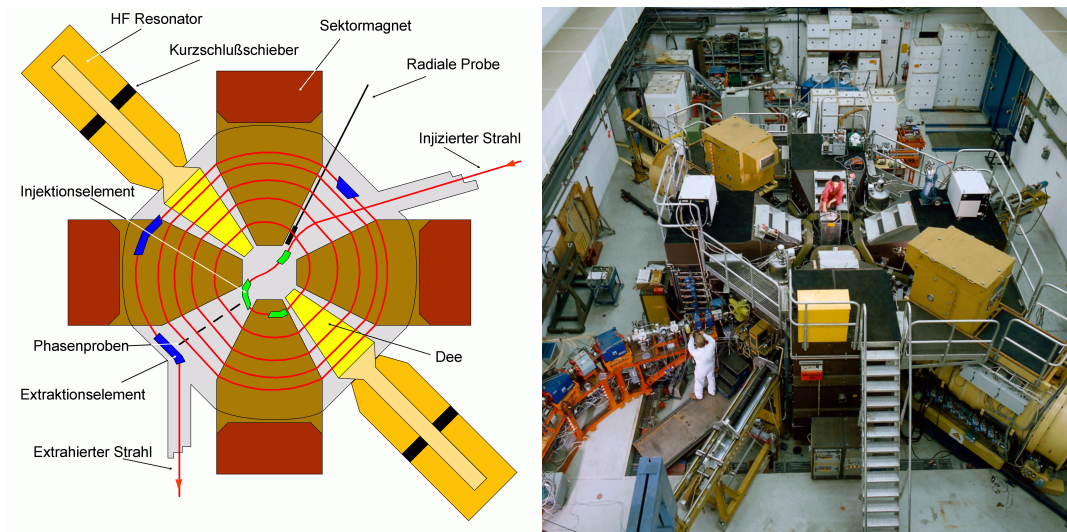


Abbildung 3.2.1: Links: Schematische Darstellung des Isochronzyklotrons am HZB mit den vier Sektormagneten, deren Magnetfeld mit Hilfe der Radialen Probe gemessen werden kann, den Dees für die Beschleunigung der Protonen, deren Wechselspannung vom HF-Generator erzeugt wird. Die Kurzschlusschieber dienen der Frequenzanpassung [34]. Rechts: Foto des Zyklotrons am HZB (Bild von Andrea Denker, persönliche Kommunikation)

Anschließend passieren die Protonen für die Therapie insgesamt noch mehrere Quadrupole, unter anderem das Triplet QUAJ4 (siehe Abbildung 3.2.2), wobei das in Abbildung 3.2.2 dargestellte Triplet QUAJ5 für die Therapie ausgeschaltet ist.

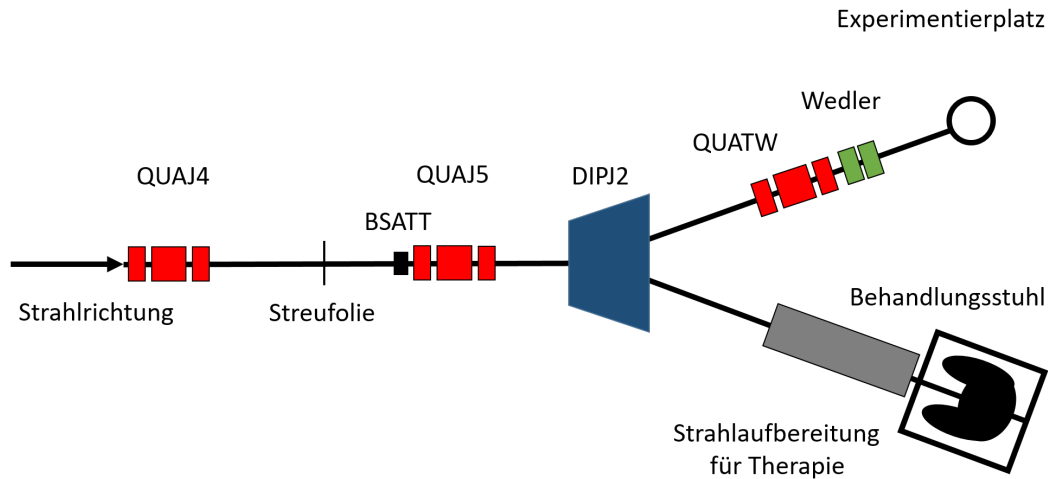


Abbildung 3.2.2: Schematische Übersicht über den Strahlführungspfad ab QUAJ4 zum Therapie- bzw. Bestrahlungsplatz.

Die Protonen werden mit Hilfe einer Streufolie bestehend aus $50\ \mu\text{m}$ Tantal aufgestreut. Dies ist notwendig für die Erzeugung der homogenen Strahlungsfelder am Patientenplatz. Die Streufolie kann aber auch aus dem Strahlengang genommen werden, um am Experimentierplatz mit einem fokussierten sogenannten scharfen Strahl zu arbeiten, wobei dann auch Triplet QUAJ5 verwendet werden kann. Beim Beam Stopp (BSATT) für die Augentumorthherapie (ATT) handelt es sich um ein Paar Schnellverschlussklappen, welche eine schnelle Abschaltung (wenige Millisekunden) des Strahls ermöglichen. Sie können manuell auf Knopfdruck des behandelnden Arztes während der Bestrahlung in den Strahlengang gebracht werden und stoppen so den Protonenstrahl. Der Dipolmagnet DIPJ2 lenkt die Protonen um $19,4^\circ$ Grad entweder zum Experimentierplatz (an dem sich auch der Aufbau dieser Arbeit befindet) oder in den Behandlungsraum, wo er noch weitere Elemente der Strahlaufbereitung für die Therapie durchläuft, auf die im Folgenden noch näher eingegangen werden soll.

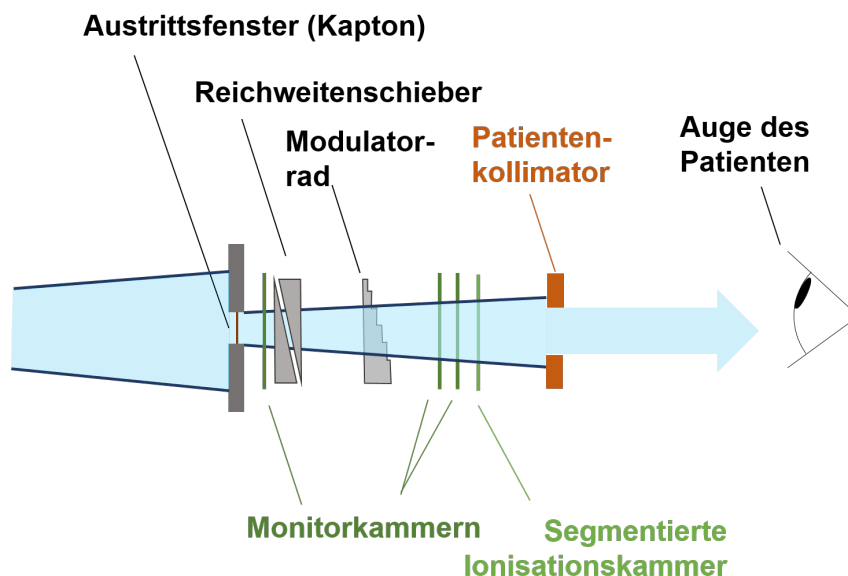


Abbildung 3.2.3: Schematische Darstellung der Strahlauflbereitung in der Augentumorthherapie am HZB mit den verwendeten Komponenten (Bild von Andreas Weber, persönliche Kommunikation)

Abbildung 3.2.3 zeigt schematisch die Anordnung dieser einzelnen Strahlauflbereitungselemente. Im Behandlungsraum tritt der Strahl aus dem Vakuumrohr an Luft und trifft auf den Vorabsorber, dessen variierbare Dicke die maximale Energie und somit die maximale Eindringtiefe des Strahls festlegt. Anschließend wird mit Hilfe eines Modulatorrads die Tiefenmodulation des Dosisprofils erzeugt. Das Rad besteht aus mehreren Stufen unterschiedlicher Höhe (siehe Abbildung 3.2.4). Es dreht sich mit einer Frequenz von 20 Hz, sodass der Strahl periodisch alle unterschiedlichen Materialdicken passiert und der Dosispeak so in der Tiefe des zu bestrahlenden Gewebes periodisch verschoben wird. Das so erzeugte Dosisplateau ist in seiner Länge, der sogenannten Modulationslänge, der räumlichen Ausdehnung des Zielvolumens angepasst. Um die erforderliche Homogenität des Plateaus von $\pm 2,5\%$ zu erreichen, sind die einzelnen Peaks genau gewichtet, wobei die Wichtungen die Kreiswinkel der jeweiligen Stufe im Rad bestimmen.

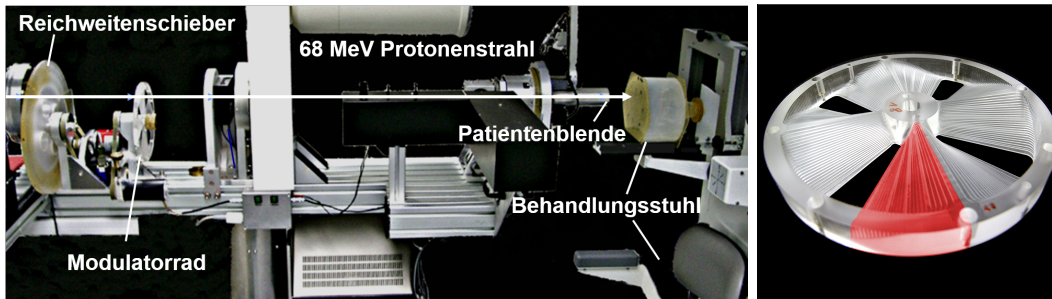


Abbildung 3.2.4: Links: Bestrahlungsplatz der Augentumorthherapie am HZB mit den einzelnen Komponenten (Bild aus einem Vortrag von Jens Heufelder zur langen Nacht der Wissenschaften Berlin + Potsdam 2016). Rechts: Modulatorrad mit farbiger Kennzeichnung einer einzelnen Periode. Dieser farbige Abschnitt wiederholt sich über den gesamten Kreiswinkelbereich des Rades (Bild von Andrea Denker, persönliche Kommunikation).

Um die Vielfalt an Modulationslängen in Kombination mit verschiedenen Eindringtiefen für alle möglichen Tumorausdehnungen und Positionen abzudecken, verfügt die Tumorthherapie des HZB über eine Sammlung von rund 100 verschiedenen Rädern.

Die korrekte Wahl des Rades und die richtige Einstellung der Vorabsorberdicke werden vor jeder einzelnen Bestrahlung durch die Messung der Tiefendosiskurve in einem Plexiglasphantom verifiziert. Dies ist Teil der Qualitätssicherung. Zur weiteren Strahlkontrolle während der Bestrahlung befinden sich verschiedene Transmissionskammern im Strahlengang, die sowohl die Strahlage, den Strahlstrom und auch die bereits applizierte Dosis überwachen. Nach Erreichen der Solldosis von 15 Gy (RBE) wird die Bestrahlung automatisch durch das Schließen der beiden Schnellschlussklappen beendet.

Während das Tiefendosisplateau vom Modulatorrad erzeugt wird, beschneidet eine Blende aus Messing, welche sich etwa 7 cm vor dem Auge des Patienten befindet, das homogene Strahlfeld in eine der Tumorkontur angepasste Feldform. Auf die Techniken zur Erzeugung dieses homogenen Strahlfeldes soll in den folgenden Kapiteln noch näher eingegangen werden.

3.3 Passive Streusysteme

Der vom Beschleuniger kommende Protonenstrahl besitzt zunächst eine Strahlausdehnung von nur wenigen Millimetern. Um aus diesem Strahl ein über eine bestimmte Fläche homogenes Feld zu erzeugen, passiert er in den meisten Fällen ein passives Streusystem, welches den fokussierten gaußförmigen Strahlfleck stark aufbläht. Dabei werden sowohl Einfachstreusysteme (single scatterer) als auch Doppelstreusysteme (double scatterer) verwendet.

3.3.1 Einfachstreusystem

Das Einfachstreusystem ist die simpelste Methode der passiven Strahlfelderzeugung. Es besteht lediglich aus einer dünnen Metallfolie, welche den Strahl beim Passieren so stark aufstret, dass dieser sich über die ihm verbleibende Wegstrecke bis zu einer gewünschten Größe ausdehnt. Die Dosisverteilung als Funktion des radialen Abstands r von der Zentralstrahlachse ist

$$D(r) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.1)$$

Wobei sich σ bei einem Nadelstrahl einfach aus dem Streuwinkel θ und der Driftstrecke L von Streufolie bis Messebene ergibt

$$\sigma^2 = L^2\theta^2 \quad (3.2)$$

Eine für klinische Zwecke erforderliche Feldhomogenität von $\pm 2,5\%$ bedeutet, dass nur der Teil der Gaußverteilung genutzt werden kann, in dem die Dosis auf minimal 95% der Maximaldosis abgefallen ist. Für eine Feldgröße von beispielsweise 30 mm Durchmesser muss die Strahlausdehnung mindestens $\sigma = 4,6\text{ cm}$ betragen. Abbildung 3.3.1 veranschaulicht, wie viel vom Gesamtstrahl in diesem Fall tatsächlich verwendet wird.

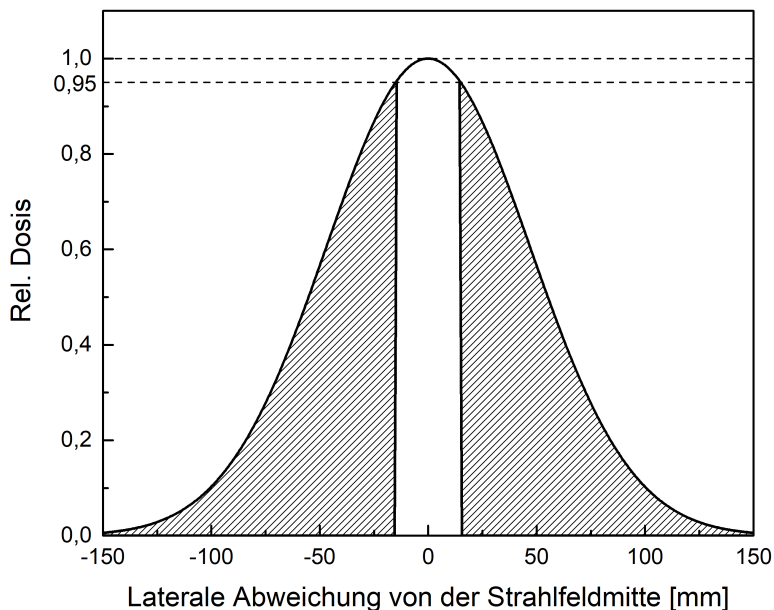


Abbildung 3.3.1: Strahlprofil für ein Strahlfeld mit 30 mm Durchmesser, erzeugt mit einem Einfachstreusystem. Die schraffierte Fläche verdeutlicht die Strahlverluste bei einem nutzbaren Anteil innerhalb von 95 % des Maximums. Die Transmission beträgt in diesem Fall lediglich noch $T \approx 5\%$.

Es ergibt sich somit eine Transmission (Verhältnis von Nutzstrahl zu Gesamtstrahl, siehe Kapitel 2.2) von lediglich rund 5 %. Um trotz dieser geringen Transmission eine den Patienten zumutbare Bestrahlungszeit von etwa einer Minute, also eine Dosisleistung von rund 15 Gy/min, zu gewährleisten, benötigt man in diesem Fall einen hohen Strahlstrom vom Beschleuniger. Für dedizierte Maschinen wie beispielsweise das Zyklotron am HZB, welches die Protonen bereits nur auf die geringe für die Augentumorthherapie notwendige Energie von 68 MeV beschleunigt, ist dies ohne weiteres möglich. So liefert der Beschleuniger am HZB für die Bestrahlung einen Strahlstrom von etwa 27 nA bei einer Energieschärfe von nur wenigen hundert keV. Anlagen für primär tief liegende Tumore erzeugen bei einer Energie von $E_0 = 75$ MeV nur etwa 1,6 nA bis 3 nA Strahlstrom abhängig von der gewünschten Energieschärfe und dem damit einhergehenden Verlust im Energieselektionssystem (ESS) [35, 36]. Wie bereits im vorherigen Kapitel 2.1.2 diskutiert, spielt die vom Beschleuniger

kommende Energieschärfe eine entscheidende Rolle für die Größe des distalen Dosisabfalls. Die Reichweitenverschmierung in der Streufolie (bestehend aus $50\ \mu\text{m}$ Tantal) ist um 25 % höher als in Wasser ([37] Tabelle II für Tantal und [15] Tabelle I für Wasser) äquivalenter Dicke (bei gleicher Energiereduktion). Die $50\ \mu\text{m}$ Tantal entsprechen jedoch nur $0,4\ \text{mm}$ Wasser, was anteilig an der Gesamtreichweite von $38\ \text{mm}$ in Wasser vernachlässigbar ist.

Der distale Dosisabfall ist am HZB mit $0,95\ \text{mm}$ einer der kleinsten in der Augentumorthherapie (siehe Abbildung 3.3.2).

Mit dem Strahlstrom von $27\ \text{nA}$ ist es trotz der vergleichsweise hohen Strahlverluste möglich, unter Verwendung eines Einfachstreusystems Bestrahlungsfelder mit scharfem distalen Dosisabfall und einer Dosisleistung von $15\ \text{Gy}/\text{min}$ zu erzeugen.

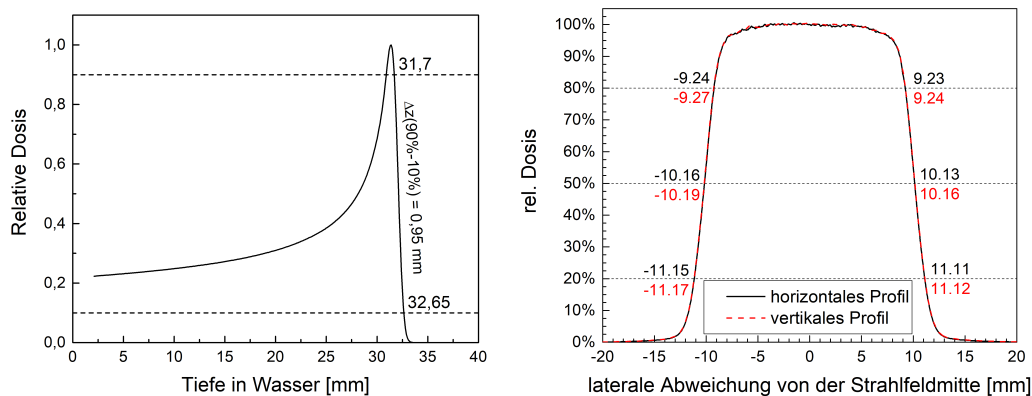


Abbildung 3.3.2: Links: Single Bragg Peak im Wasser, wie er am HZB erzeugt wird mit einem distalen Dosisabfall von $0,95\ \text{mm}$. Rechts: Horizontales und vertikales Querprofil des Strahlungsfelds am HZB mit Markierung der Positionen der 50 %, 80 % und 20 % Isodose.

Neben den Nachteilen des großen Transmissionsverlustes erhält man mit dieser Methode relativ scharfe Penumbras. Am HZB beträgt deren Größe für die 80 % zu 20 % Isodose lediglich $1,9\ \text{mm}$ (siehe Abbildung 3.3.2). Tabelle 3.1 fasst für die Bestrahlungsanlage am HZB alle Parameter noch einmal zusammen.

Nominelle Energie E_0 der Protonen aus dem Zyklotron	68,5 MeV
Strahlstrom vom Zyklotron	27 nA
Transmission (Blendendurchmesser 30 mm)	$\approx 1\% - 2\%$
Distaler Dosisabfall	0,95 mm
Penumbra (80/20)	1,9 mm
Homogenität	$\pm 2,5\%$

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der Strahl- und Feldparameter der Bestrahlungsanlage zur Augentumorthherapie am HZB

Ein weiterer Vorteil, den diese Methode gegenüber Doppelstreusystemen besitzt, ist die homogene Dicke des Vorabsorbers. Er besitzt keine radiale Struktur und ist an jeder Position, an der der Strahl ihn durchdringt, gleich dick. Er erzeugt somit eine ortsunabhängige Energiereduktion, bei der keine zusätzliche Kompensation notwendig ist. Des Weiteren hat die laterale Position des Vorabsorbers relativ zur Strahlachse keinen Einfluss auf das Strahlungsfeld. Besonders diese Eigenschaft macht das System sehr robust und unabhängig von der tatsächlichen Strahllage.

3.3.2 Doppelstreusystem

Aufgrund der großen Strahlverluste und der geringen Transmission im Einfachstreusystem wird besonders bei großen Strahlungsfeldern (größer als 3 cm) nach anderen Lösungen der Strahlaufbereitung gesucht. Eine davon ist das Doppelstreusystem. Hierbei werden zwei einzelne, räumlich voneinander getrennte Streuer verwendet, die aus der reinen Gaußform des Strahlprofils eine über einen bestimmten Bereich flach verlaufende Verteilung erzeugen sollen. Entscheidend ist, dass der zweite Streuer inhomogen ist und den Strahl auf eine Weise verformt, die mehr Protonen im nutzbaren Bereich ermöglicht und die Verluste so minimiert. Es gibt verschiedene Techniken der Doppelstreuung.

In einer davon wird direkt vor dem zweiten Streuer mit Hilfe eines zylindrischen Stiftes (engl. *occluding post*) der zentrale Anteil der durch den ersten Streuer erzeugten Gaußverteilung herausgeschnitten (siehe Abbildung 3.3.3). Durch anschließende Streuung im zweiten Streuer wird dieses erzeugte „Loch“ auf Höhe der Messebene wieder aufgefüllt. Der auf die Messebene projizier-

te Radius A des Occluding Posts ist gleichzeitig der Nutzbare Radius (engl. „useful radius“) des Strahlungsfeldes, also der Bereich, in dem die geforderte Homogenität erreicht werden soll.

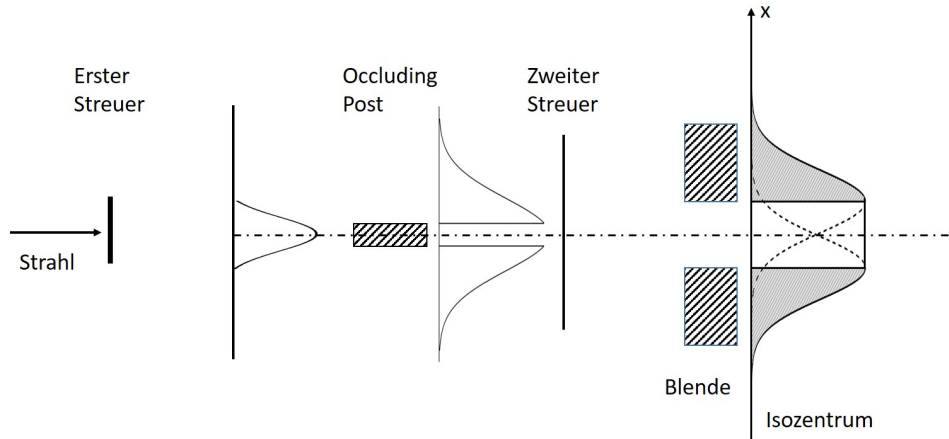


Abbildung 3.3.3: Schematische Darstellung eines Doppelstreusystems mit zylindrischem Stift (occluding Post), der direkt vor dem zweiten Streuer einen Großteil des zentralen Gaußprofils wegschneidet [16]. In der Messebene ergibt sich somit ein über einen bestimmten Bereich hinweg homogenes Profil.

Die Dosisverteilungsfunktion für dieses System wird beschrieben durch [16]

$$D(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi\sigma_1^2\sigma_2^2}} e^{r^2/\sigma_2^2} \int e^{-(\sigma_1^2+\sigma_2^2)r^2/(\sigma_1^2\sigma_2^2)} \cdot I_0\left(\frac{2r\rho^2}{\sigma_3^2}\right) \rho d\rho \quad (3.3)$$

Hierbei sind σ_1 und σ_2 die jeweiligen Strahlausdehnungen in der Messebene, welche vom ersten bzw. zweiten Streuer erzeugt werden. I_0 ist eine Besselfunktion mit $\rho = r/\sigma_2$

$$I_0(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{t \cdot \cos \varphi} d\varphi \quad (3.4)$$

Aus dieser Beziehung ergeben sich die jeweiligen Positionen und Dicken der beiden Streuer in Abhängigkeit von der Energie E_0 (welche die jeweiligen Streuwinkel beeinflusst) und der Größe des Feldes A . Ein solches Doppelstreusystem wurde beispielsweise für den 180 MeV Protonenstrahl am „Harvard Cyclotron Laboratory“ (HCL) entwickelt, bei dem die zwei Streuer mit $\sigma_1 = 1,7A$ und $\sigma_2 = 1,3A$ innerhalb eines Feldradius von $1,5A$ eine Homogenität von $\pm 2,5\%$ erzeugen.

Neben dem einfachen zylindrischen Stift zum Stoppen der zentralen Protonen können auch beliebig viele Ringe mit unterschiedlichen Radien zur Formung des Feldes verwendet werden. Für die Abschätzung der möglichen Transmission wird (sowohl für den Occluding Post als auch die Ringe) der nutzbare Anteil des Strahls in Form eines Zylinders mit dem Radius R (siehe Abbildung 3.3.4) zur gesamten Gaußverteilung $\phi(r)$ mit der Standardabweichung σ ins Verhältnis gesetzt [16].

$$T(R) = \frac{R^2}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{R^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.5)$$

Die erreichbare Transmission hängt somit vom Verhältnis der geforderten Strahlfeldgröße R zur Strahlausdehnung σ ab und beträgt maximal 37% [16].

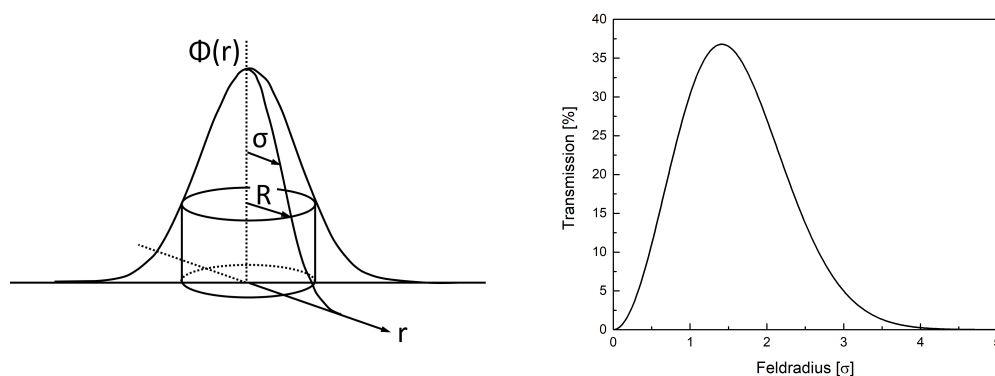


Abbildung 3.3.4: Links: Schematische Darstellung des für die Bestrahlung nutzbaren Anteils mit dem Radius R des Gaußprofils $\phi(r)$ mit der Ausdehnung σ , welches durch Doppelstreuung erzeugt wird [16]. Rechts: Grafische Darstellung der erreichbaren Transmission nach Gleichung 3.5

Eine weitere Variante des Doppelstreusystems ist die Verwendung von zwei Streuern, die aus unterschiedlichen Materialien mit unterschiedlichen Streueigenschaften bestehen. Während schwere Materialien mit großer Massenzahl wie zum Beispiel Blei oder Kupfer geladene Teilchen stark streuen, erzeugen leichtere Materialien wie PMMA oder Beryllium bei gleicher Energiereduktion kleinere Streuwinkel. Diese Eigenschaften werden ausgenutzt, um den zentralen Bereich der Gaußverteilung auf dem zweiten Streuer stärker zu streuen, die Energiereduktion jedoch an jeder radialen Position des Strahls konstant zu halten. Abbildung 3.3.5 verdeutlicht des Prinzip. Der erste Streuer erzeugt ein

gaußverteiltetes Strahlprofil mit einer Energieverteilung abhängig von der radialen Position der Teilchen. Der zweite Streuer erzeugt nun im äußeren Bereich größere Streuwinkel bei gleichzeitiger Kompensation der Energiereduktion. Alle Teilchen erfahren die gleiche Energiereduktion, werden aber in Abhängigkeit von ihrer radialen Position unterschiedlich aufgestreut.

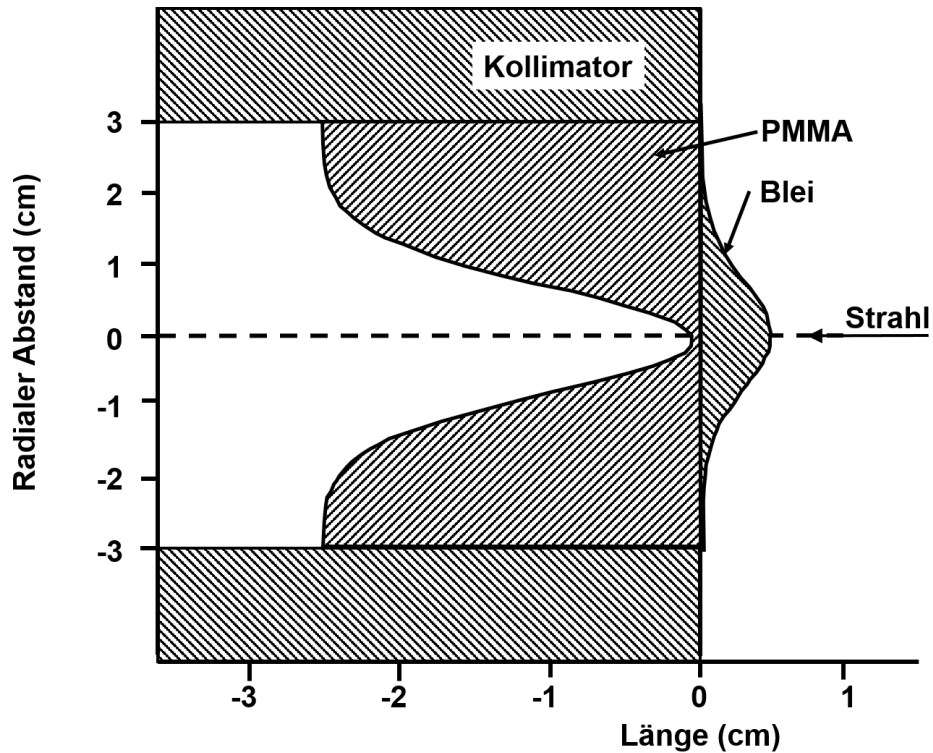


Abbildung 3.3.5: Schematische Darstellung eines binären Streuers [16], der Strahl trifft auf Blei unterschiedlicher Dicke und wird dabei im zentralen Bereich stärker gestreut als in den äußeren Bereichen. Im Streuer aus PMMA erfolgt die Energiekompensation.

Das Prinzip des binären Streuers kann man sich umgekehrt auch bei der Tiefenmodulation des Teilchenstrahls zunutze machen, um bei allen Eindringtiefen die gleichen Streuwinkel zu erzeugen.

3.4 Aktive Strahlaufbereitung

Neben den beschriebenen Methoden der passiven Strahlaufbereitung mit Streusystemen gibt es auch die Möglichkeit der aktiven Strahlaufbereitung. Dabei wird der vom Beschleuniger kommende Strahl mit Hilfe von zwei Magnetspulen aus seiner Richtung ausgelenkt und somit über das zu bestrahlende Areal bewegt. Es existieren viele verschiedene Techniken, diese aktive Strahlführung umzusetzen, welche auch bereits im klinischen Betrieb bei der Tumorthherapie, besonders bei tiefliegenden Tumoren, eingesetzt werden. Auf sie soll hier nicht in aller Vollständigkeit eingegangen, sondern nur ein paar kurze Beispiele zur Erläuterung des Prinzips vorgestellt werden. Eine ausführlichere Beschreibung und ein Vergleich der einzelnen Methoden ist in einem Review von Chu *et al.* [16] mit Verweis auf die jeweiligen Anlagen, die diese Techniken verwenden, gegeben.

Bei der aktiven Strahlaufbereitung besteht die Möglichkeit, den Strahl entweder Punkt für Punkt (sogenanntes „Spot Scanning“) oder kontinuierlich in Linien (sogenanntes „Pencil Beam Scanning“) über das Bestrahlungsfeld zu bewegen. Die Tiefenmodulation wird erzeugt, indem die Strahlenergie stufenweise variiert und somit in jeder einzelnen Schicht die Dosis aktiv appliziert wird. Abbildung 3.4.1 zeigt schematisch beide Vorgehensweisen. Das gesamte Tumolvolumen wird durch Applikation vieler einzelner Spots oder Fahren von Linien abgerastert.

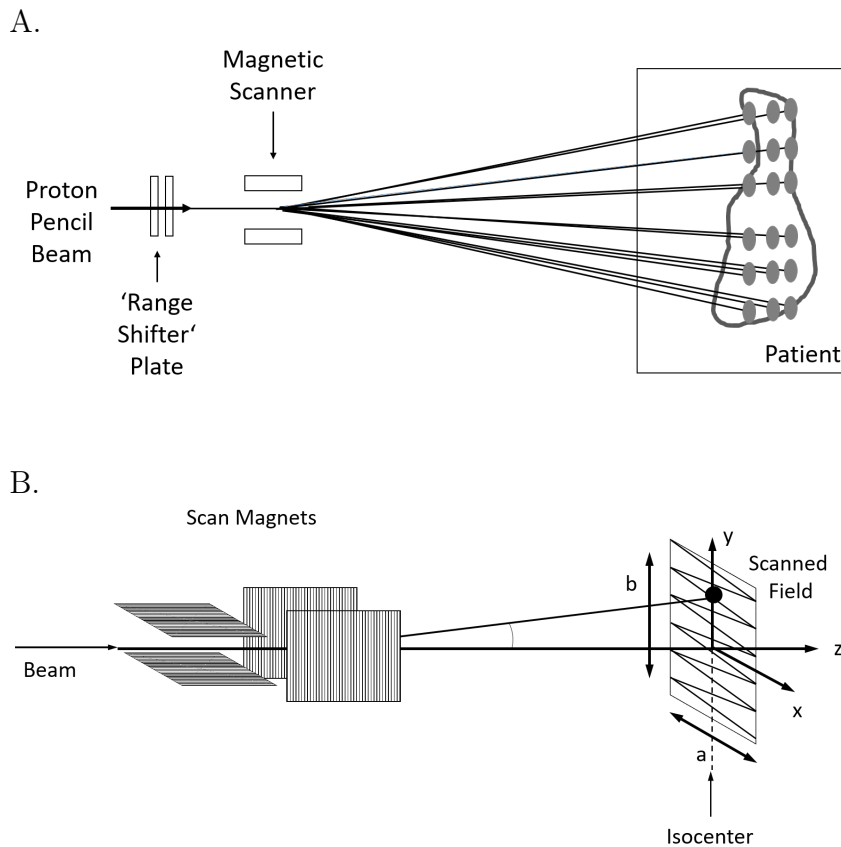


Abbildung 3.4.1: **A.:** Schematische Darstellung des Prinzips des Spot Scannings; der fokussierte Strahl vom Beschleuniger wird auf die jeweilige Energie für die zu scannende Tiefe reduziert und dann von zwei Magnetspulen abgelenkt. Die einzelnen „Spots“ sind im Zielvolumen des Patienten dargestellt [38]. **B.:** Schematische Darstellung des Prinzips des Pencil Beam Scannings; der Strahl wird durch zwei Magnete abgelenkt und bewegt sich in einer Zickzacklinie über das zu bestrahlende Areal [16]

Ist die Strahlausdehnung im Verhältnis zum Bestrahlungsfeld klein (beispielsweise 20 cm x 20 cm große Flächen mit einer minimalen Strahlausdehnung von 5 mm - 7 mm bei 20 cm - 30 cm Eindringtiefe in Wasser), kann so die Transmission erheblich erhöht und auch die Neutronendosis reduziert werden. Diese entsteht, wenn der Strahl auf Material wie Streuer, Vorabsorber (in der Abbildung als „Range Shifter“ bezeichnet), Modulator oder Blende trifft. Eine weitere Form der aktiven Strahlaufbereitung ist das sogenannte „Wobeln“, welches ähnlich dem Pencil Beam Scanning zwei Elektromagnete verwendet, die den Strahl kontinuierlich über das Bestrahlungsfeld bewegen. Der

Unterschied besteht darin, dass das Strahlungsfeld aus konzentrischen Kreisen mit unterschiedlichen Radien besteht anstatt aus Linien.

Im Rahmen dieser Arbeit soll besonders die Methode des Wobbelns zur Felderzeugung untersucht werden. Auch das Pencil Beam Scanning (das Fahren von Linien) soll mit dem aktiven Bestrahlungsplatz möglich sein, um auch Anwender mit rechteckigen Feldern bedienen zu können. Die Tiefenmodulation und Reichweite werden allerdings weiterhin mit Vorabsorber und statischem Modulator erzeugt, weshalb die Neutronendosis abhängig von der erreichbaren Transmission in der gleichen Größenordnung wie bei der passiven Strahlaufbereitung am HZB liegen wird. Aufgrund der kleinen Feldgrößen (von maximal 40 mm Durchmesser) im Verhältnis zu der Strahlfleckgröße nach Passieren des Vorabsorbers (auf Höhe der Messebene bis in den Zentimeterbereich) ist auch der Verzicht auf eine Blende wie beim Spot Scanning nicht möglich. Die auf diese Weise erreichbare Transmission und Penumbra soll im weiteren Verlauf dieser Arbeit untersucht werden.

Kapitel 4

Materialien und Methoden

4.1 Grundlegender Aufbau eines Bestrahlungsplatzes mit aktiver dreidimensionaler Strahlaufbereitung

Der Aufbau der Protonen-Beschleunigeranlage am HZB und der Aufbau des Therapieplatzes wurde bereits in Kapitel 3.2 beschrieben. Die Anlage bietet grundsätzlich auch die Möglichkeit, wissenschaftliche Experimente durchzuführen. Hierfür existiert ein zweiter Bestrahlungsplatz neben dem Therapieplatz. Zur Nutzung des Protonenstrahls für Experimente wird lediglich der letzte Dipol DIPJ2, welcher den Strahl um rund 20 Grad ablenkt und in den Behandlungsraum führt, umgepolt und der Strahl somit um rund 20 Grad in die andere Richtung und in den Experimentierraum gelenkt. Dort befinden sich, wie in der Übersicht in Abbildung 3.2.2 zu sehen, ein weiteres Quadrupoltriplett QUATW und die zwei Wedlerspulen für die aktive Strahlfelderzeugung. Ziel dieser Arbeit ist es, unter Ausnutzung der vorhandenen Technik, ein Konzept und ein Modell zu entwickeln und zu testen, das eine Berechnung aller im Folgenden vorgestellten Komponenten ermöglicht (Konzept), optimiert und anhand eines konkreten Aufbaus die Richtigkeit und allgemeine Verwendbarkeit verdeutlicht.

Der grundlegende Aufbau bzw. die für einen Bestrahlungsplatz mit aktiver Strahlaufbereitung notwendigen Komponenten zur Erzeugung eines ausgedehnten Bragg Peaks sind in Abbildung 4.1.1 schematisch dargestellt.

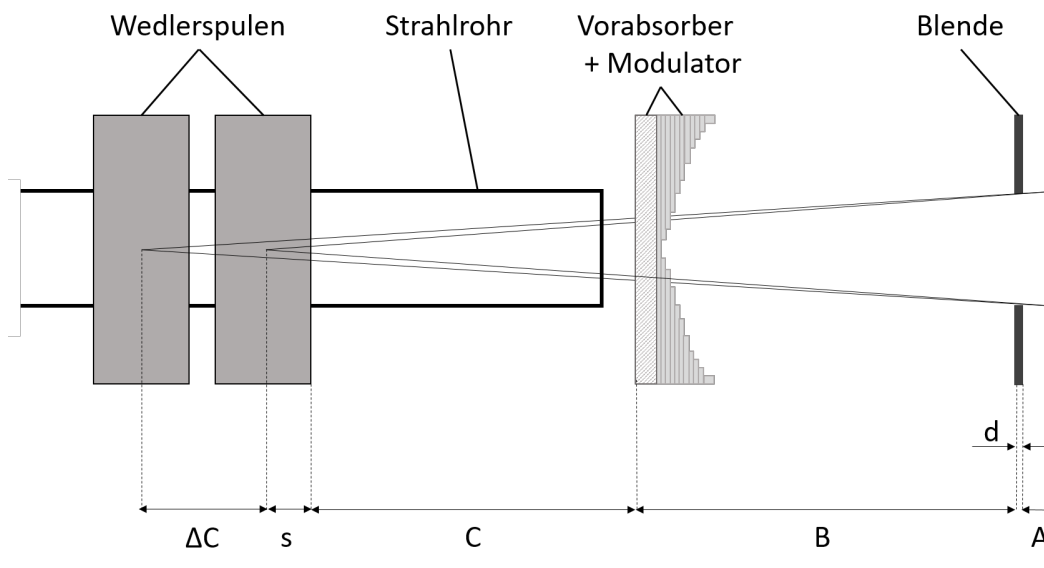


Abbildung 4.1.1: Schematischer Aufbau des Bestrahlungsplatzes mit den einzelnen Abständen der Komponenten zueinander.

Der Strahl tritt hinter den Wedlerspulen durch ein Kaptonfenster mit einer Dicke von $80\ \mu\text{m}$ von Vakuum an Luft. Der Vorabsorber bestimmt die maximale Eindringtiefe und der Modulator erzeugt die Tiefenmodulation. Eine Blende erzeugt das vom Anwender geforderte Bestrahlungsfeld. Sie hat eine Dicke von $d = 7\ \text{mm}$ und besteht aus Messing, was bei einer maximalen Protonenenergie von $68\ \text{MeV}$ die Protonen stoppt. Die wesentlichen Abstände sind in Abbildung 4.1.1 gekennzeichnet. Dabei beschreibt s den Abstand der Wedlerkante zu dem Punkt („Knickpunkt“), an dem die Tangente der Kreisbahn der Protonen im Magnetfeld der Wedler die Strahlachse schneidet. Genauere Erläuterungen hierzu finden sich in Kapitel 5.1.3. Der Parameter ΔC beschreibt den Abstand dieser beiden „Knickpunkte“ der Spulen zueinander.

Alle Abstände können individuell variiert werden, lediglich der Abstand C von den Wedlerspulen zum Vorabsorber beträgt minimal $122,5\ \text{cm}$, da die am HZB existierenden baulichen Gegebenheiten eine Verkürzung des Strahlrohres nicht erlauben. Im weiteren Verlauf der Arbeit stellte sich heraus, dass der Abstand C hingegen noch vergrößert werden und ein zusätzliches Strahlrohr als Verlängerung angebracht werden musste. Grund hierfür ist, dass die Limitierung der Feldstärke der Wedlerspulen am HZB einen größeren Abstand zur Messebene erforderlich macht, um so den maximal gewünschten Felddurchmesser von

30 mm zu erzeugen. Die maximale Länge beträgt mit Strahlrohrverlängerung $C = 315,5$ cm und der maximale Abstand abhängig von den gewählten Längen B und A (welche durch Verschiebung der Messebene variiert werden können) für die Untersuchungen dieser Arbeit maximal $A + B + C = 415,5$ cm.

Abbildung 4.1.2 zeigt den experimentellen Bestrahlungsplatz entgegen der Strahlrichtung.

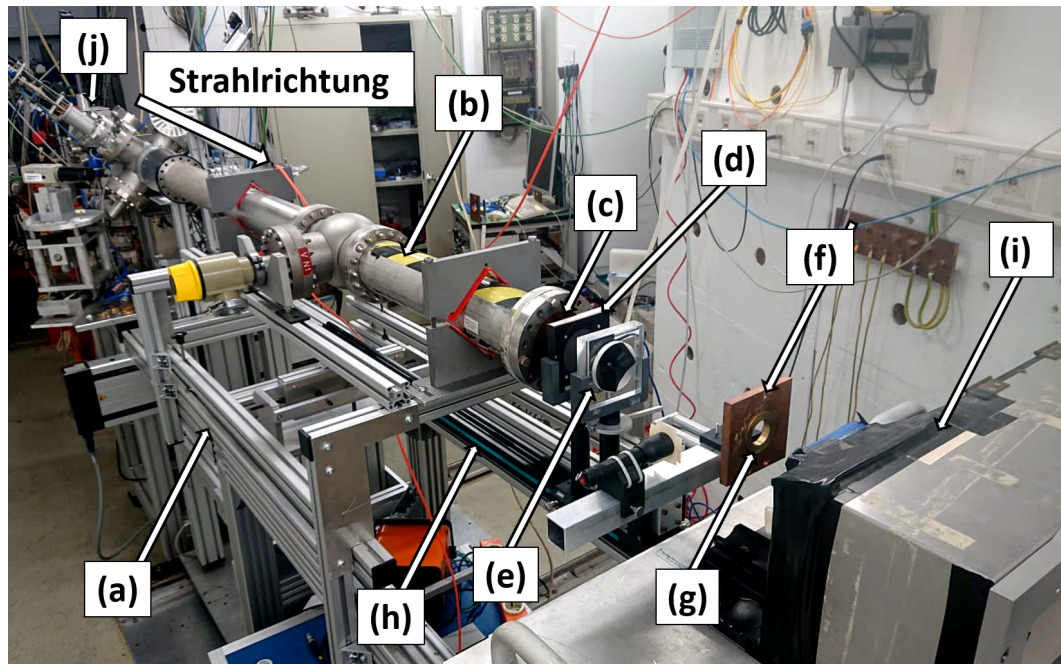


Abbildung 4.1.2: Eigene Aufnahme entgegen der Strahlrichtung vom Bestrahlungsplatz, einschließlich der einzelnen Komponenten, dem Aluminiumgestell (a), die Strahlrohrverlängerung (b) mit Strahlaustrittsfenster (c), die Transmissionskammern (d), der Vorabsorber mit Modulator (e), der Blendenhalter (f) mit Blende (g), die Strahlführungsschiene (h) zur Feinjustierung, sowie die Kamera in ihrem Gehäuse (i). Die Wedlerspulen (j) befinden sich in großem Abstand am anderen Ender des Experimentierraums. (Die schwarze Taschenlampe, die an der Halterung des Blendenhalters angebracht ist, ist nicht teil des in dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbaus, sondern gehört zu einem anderen, in dieser Arbeitsgruppe durchgeführten Experiment.)

Ein Aluminiumgestell (a) trägt den gesamten notwendigen Aufbau einschließlich der soeben erwähnten Strahlrohrverlängerung (b) mit Strahlaustrittsfenster (c), die bei Bedarf an das bestehende Strahlrohr angeschraubt werden

kann. Sie bietet auch die Möglichkeit den Aufbau entlang der Strahlachse zu verschieben und kann dabei auch mit schweren Objekten (einige hundert Kilogramm) belastet werden. Die Transmissionskammern (d), der Vorabsorber mit Modulator (e) sowie der Blendenhalter (f) mit Blende (g) werden auf einer optischen Strahlführungsschiene von OWIS (h) montiert, welche eine fein justierbare und reproduzierbare Positionierung ermöglicht. Die Wedlerspulen (j) sind in diesem Bild kaum erkennbar am anderen Ende der Strahlführung im Experimentierraum.

Abbildung 4.1.2 zeigt auch die zur Messung der zweidimensionalen Strahlprofile verwendete Kamera, welche in ihrem lichtdichten Gehäuse (i) ebenfalls auf einem eigenen Aluminiumgestell gelagert ist.

4.2 Messung von Strahlungprofilen

Ein wesentlicher Teil der für diese Arbeit durchgeführten Messungen sind Strahlprofilmessungen. Der verwendete Messaufbau, bestehend aus einer lumineszierenden Folie und einer CCD-Kamera (engl. Charge-Coupled-Device), wird in der Partikeltherapie regelmäßig für Qualitätskontrollen und Strahl-diagnose genutzt. Die hohe räumliche Auflösung ermöglicht die Messung von Strahlungfeldgrößen wie Homogenität, Symmetrie und Penumbra in kurzer Zeit (Dauer einer Aufnahme inklusive Bildanalyse abhängig von Strahlintensität < 30 s) im Vergleich zur Messung mit Ionisationskammern.

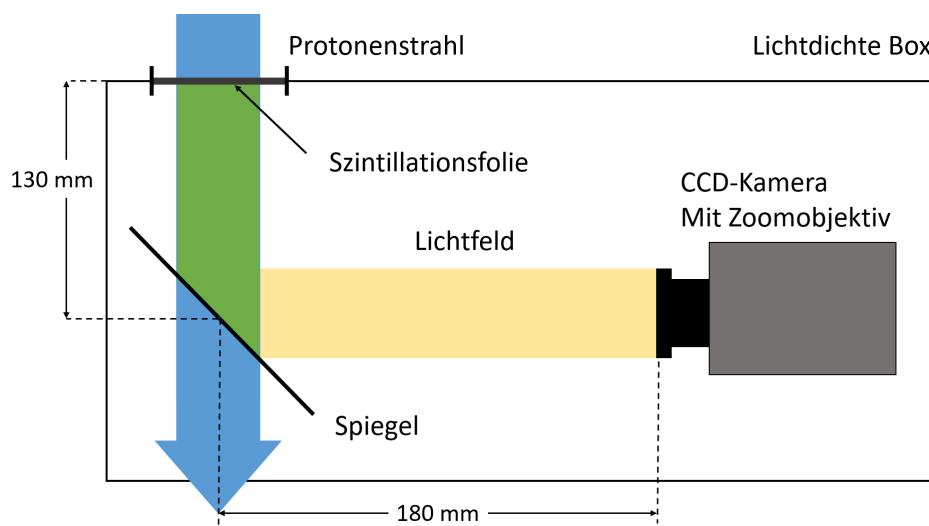


Abbildung 4.2.1: Schematische Darstellung des Messaufbaus für die Messung der Strahlprofile mit Szintillationsfolie und CCD-Kamera

Am HZB wird der Aufbau (schematisch dargestellt in Abbildung 4.2.1) für die arbeitstägliche Qualitätskontrolle der Homogenität, Symmetrie und Strahlzentrierung verwendet. Der Protonenstrahl trifft hierbei auf die Szintillationsfolie, welche die Energie der Protonen in sichtbares Licht umwandelt. Die Folie wird auf einer Halterung in den Strahlengang gebracht und das emittierte Licht mit Hilfe eines Spiegels, welcher sich im Abstand von 130 mm zur Folie befindet, um 90 Grad abgelenkt, wo es von der CCD-Kamera detektiert wird. Die Kamera hat einen Abstand von 180 mm zum Spiegel und besitzt ein Zoomobjektiv mit einer einstellbaren Brennweite zwischen 23,5 mm und 75 mm, welches so eingestellt ist, dass es die Folie scharf abbildet. Durch Verwendung des Spiegels kann die Kamera vor direktem Protonenbeschuss geschützt werden. Der gesamte Aufbau befindet sich in einer lichtdichten Box, um Störungen durch das Umgebungslicht zu reduzieren. Die Spezifikationen der Kamera und der Szintillationsfolie werden in den folgenden Kapiteln genauer beschrieben.

4.2.1 CCD-Kamera und Konverterfolie

Bei dem verwendeten Leuchtstoff der Szintillationsfolie des Typs Perlux GG1 handelt es sich um terbiumdotiertes Gadoliniumoxidsulfid ($Gd_2O_2S:Tb$), welches bei Anregung mit ionisierender Strahlung Licht im grünen Bereich mit einer mittleren Wellenlänge von 545 nm [39] emittiert. Die Verwendung dieses

Szintillatormaterials in Kombination mit einer CCD-Kamera wurde bereits für die Anwendung in der Dosimetrie bei aktiven Systemen getestet [40]. Es zeigt sich, dass die Lichtausbeute des Systems in einem Bereich von etwa 1 Gy/min bis hin zu etwa 100 Gy/min unabhängig von der verwendeten Dosisleistung ist. Die in dieser Arbeit verwendete Kombination aus Szintillator und CCD-Kamera zeigt in einem Bereich von etwa 0,1 Gy bis zu 4 Gy lineares Verhalten [41], was bei den verwendeten Dosisleistungen von maximal etwa 5 Gy/min am Ort der Szintillationsfolie (entspricht etwa 15 Gy/min im Peak bei einer Eindringtiefe von rund 10 mm) und Belichtungszeiten von weniger als 30 s ausreichend ist.

Die Szintillationsfolien zeigen ein Nachleuchten mit einer Dauer von 1,5 ms [42], was bei den Integrationszeiten von mehreren Sekunden vernachlässigbar ist.

Die verwendete CCD-Kamera ist eine SensiCam (PCO Imaging, Kehlheim). Sie besitzt einen 2/3"-Sensor mit 1280 Pixeln horizontal und 1024 Pixeln vertikal. Die Pixelgröße beträgt $6,7 \mu\text{m} \times 6,7 \mu\text{m}$. Die maximale Quanteneffizienz liegt bei über 40% und einer Wellenlänge von 520 nm, weshalb sie in Kombination mit der Szintillationsfolie sehr gut geeignet ist.

Der CCD-Sensor wird mit einem zweistufigen Peltierelement mit Luftkühlung auf -12°C gekühlt, wodurch der Dunkelstrom auf $7 e^-$ bis $8 e^-$ pro Pixel pro Sekunde reduziert werden kann.

Für die Messungen von Strahlungsfeldgrößen wie der Penumbra ist zunächst noch eine Kalibrierung der räumlichen Auflösung durchzuführen. Zu diesem Zweck wird ein Bleiraster, welches regelmäßig zur Qualitätskontrolle der Ortsauflösung der Röntgenanlage am HZB verwendet wird, direkt vor der Szintillationsfolie in den Strahlengang gebracht. Die Streuung der Protonen ist in diesem Fall vernachlässigbar klein, und durch Kenntnis der Auflösung des Liniennrasters kann ein Zusammenhang zwischen Pixeln im Bild und räumlicher Größe des Protonenfeldes hergestellt werden. Abbildung 4.2.2 zeigt sowohl das Bleiraster als auch die Aufnahme des Protonenfeldes.

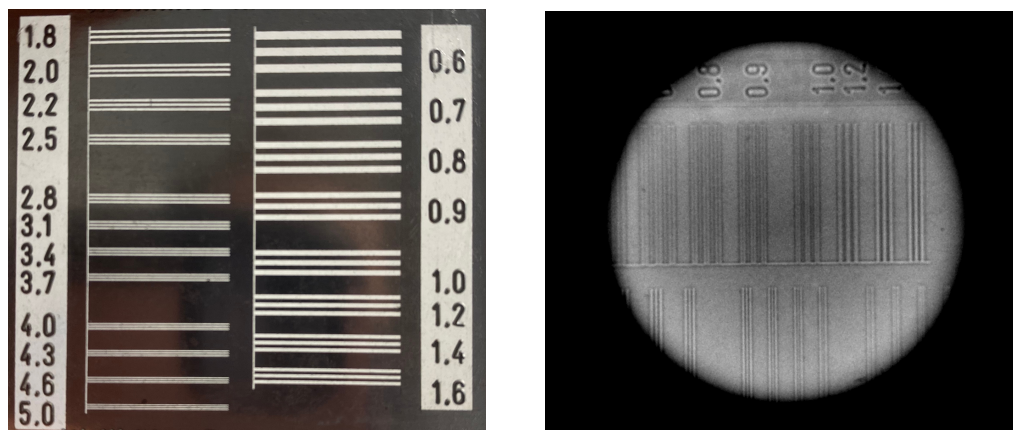


Abbildung 4.2.2: links: Foto des verwendeten Bleirasters zur Pixelkalibrierung; rechts: CCD-Aufnahme des Protonenfeldes direkt hinter dem Bleiraster. Das Raster wird dabei direkt auf die Szintillationsfolie geklebt, um Streueffekte möglichst zu minimieren.

Für die Kalibrierung wird für das CCD-Bild zunächst eine Untergrundkorrektur durchgeführt, wobei die Pixelwerte eines unter gleichen Bedingungen mit einer Belichtungszeit von 30 s aufgenommenen Untergrundbildes abgezogen werden. Anschließend können mit Hilfe eines Linienprofils die Größen der jeweiligen Linienpaare im Bild bestimmt und mit der tatsächlichen Größe ins Verhältnis gesetzt werden. Die Ausrichtung des Bleirasters vor der Folie erfolgt händisch, wodurch eine geringe Verkippung des Rasters relativ zur x- und y-Richtung auftreten kann. In Abbildung 4.2.2 beträgt diese Verkippung etwa 1° . Der daraus resultierende Fehler bei der Pixelkalibrierung skaliert mit dem Kosinus dieses Winkels und beträgt hier 0,02 %, was vernachlässigbar ist. Erst bei Ausrichtungsfehlern mit Winkeln größer als etwa 3° ist der resultierende Fehler in der gleichen Größenordnung wie der statistische Fehler bei der Auswertung mehrerer Linienpaare. Es ergibt sich ein Umrechnungsfaktor von $u = (0,048 \pm 0,003)$ mm pro Pixel. Die Genauigkeit von 0,003 mm pro Pixel führt zu einem Umrechnungsfehler von etwa 6 % des Messwertes. Der Umrechnungsfaktor kann im weiteren Verlauf der Arbeit zur Bestimmung der Penumbra der Strahlprofile verwendet werden.

4.2.2 Auswertung mit ImageProPlus

Für die Auswertung der aufgenommenen Bilder der Strahlprofile wird die Bildverarbeitungssoftware „ImagePro Plus“ (Media Cybernetics, USA) Version 5.1 verwendet. Sie bietet die Funktion, mit Hilfe eines Linienprofils die Helligkeitswerte in Abhängigkeit von der Pixelkoordinate in eine ASCII-Datei zu schreiben. Dabei kann sowohl entlang der x- als auch der y-Achse ausgelesen und die Helligkeitswerte dabei in der jeweils anderen Richtung über ein beliebig großes Intervall gemittelt werden.

Bevor jedoch ein Linienprofil ausgelesen werden kann, muss das Bild zunächst hinsichtlich eventueller Pixelfehler und störendem Untergrundrauschen korrigiert werden. Dies geschieht unter Verwendung einer automatischen Abfolge von Bildverarbeitungen, welche auch im arbeitstäglichen Qualitätscheck der Augentumorthérapie mit Protonen zur Anwendung kommt. Es benötigt eine Flatfield- und eine Untergrund-Aufnahme, mit denen die Korrekturen nach dem im Folgenden beschriebenen Algorithmus durchgeführt werden.

Zunächst erfolgt wie auch schon bei der Pixelkallibrierung eine Untergrundkorrektur, wobei die Helligkeitswerte eines unter gleichen Bedingungen gemachten Bildes abgezogen werden. Anschließend wird eine Korrektur der systematischen Fehler der optischen Elemente, wie der Kamera selbst und des Spiegels durchgeführt und das Bild mit einem 3x3 Median-Filter geglättet um eventuelle Pixelfehler, sogenannte „Hot Pixel“ zu eliminieren. Abbildung 4.2.3 veranschaulicht die Bildauswertung.

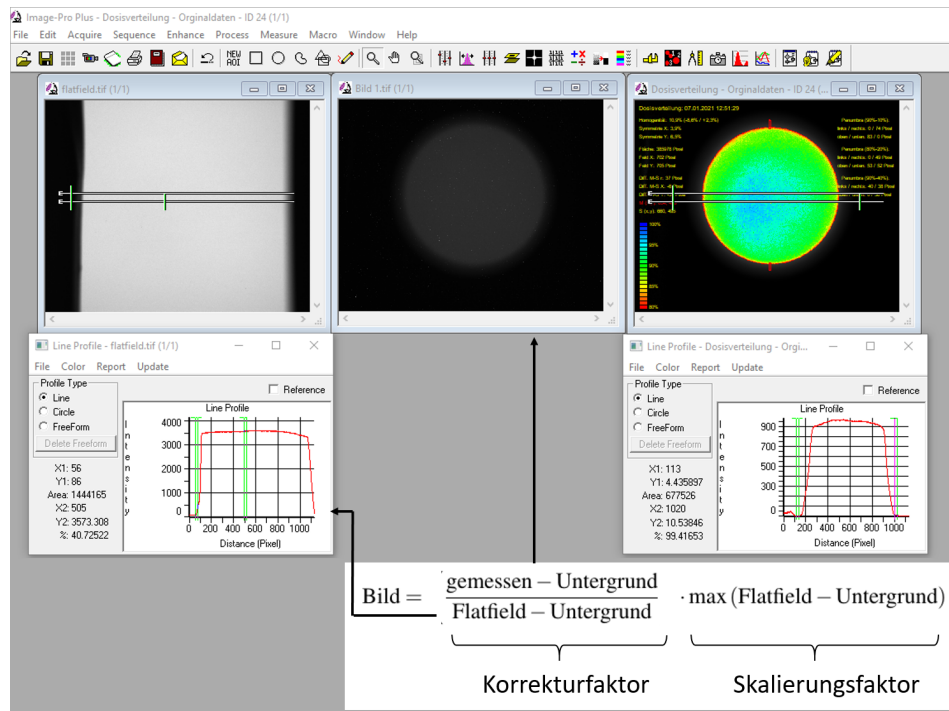


Abbildung 4.2.3: Bildauswertung eines gemessenen Profils mit der Software ImagePro Plus; die Korrekturfunktion ist in der Abbildung angegeben; von dem gemessenen Bild wird der Untergrund abgezogen und ein Weißabgleich mit Hilfe des Flatfield-Bildes durchgeführt. Nach abschließender Farbskalierung kann aus dem erzeugten Bild ein Linienprofil extrahiert werden. Bild nach [43] mit eigener Messung.

Abschließend wird noch eine Farbskalierung vorgenommen, um die Intensitätsunterschiede im Bild besser sichtbar zu machen. Zur Auswertung der einzelnen Querprofile wird ein Linienprofil (siehe Abbildung 4.2.3) extrahiert. Dabei handelt es sich um eine vertikale oder horizontale Linie im Bild, entlang derer die jeweiligen Grauwerte ihrer Pixelposition in horizontaler oder vertikaler Richtung zugeordnet werden und als Wertepaare in einer separaten Datei gespeichert werden. Bei Verwendung der Option „thick“ kann ein Linienprofil extrahiert werden, dessen Grauwerte über eine Anzahl von Pixeln mit gleicher horizontaler oder vertikaler Koordinate im Bild gemittelt werden. Für die Auswertung der Querprofile in dieser Arbeit werden Linienprofile über zwei bis drei Pixel gemittelt. Der daraus resultierende Fehler beträgt maximal rund 0,5% und kann vernachlässigt werden. Das Linienprofil kann dann zur weiteren Analyse in das Datenverarbeitungsprogramm OriginPro 2015 (OriginLab Northampton, Massachusetts, USA) importiert und ausgewertet werden.

4.3 Messung von Tiefendosiskurven im Wasserbad

Für die Messung von Tiefendosiskurven im Wasserbad wird der Aufbau analog zur Messung für die Qualitätssicherung des Therapiestrahls verwendet. In einem mit Wasser gefüllten Plexiglastank befindet sich eine für die Protonendosimetrie geeignete Ionisationskammer, die sogenannte „Markuskammer“, auf deren Spezifikationen in Kapitel 4.3.1 noch näher eingegangen wird. Mit einer Transmissionskammer, deren Spezifikation in Kapitel 4.4.1 beschrieben werden, wird die Strahlintensität des gesamten Feldes direkt hinter dem Vorabsorber (wo die Feldausdehnung noch gering ist) als Referenzsignal gemessen, um eventuelle Strahlstromschwankungen auszugleichen.

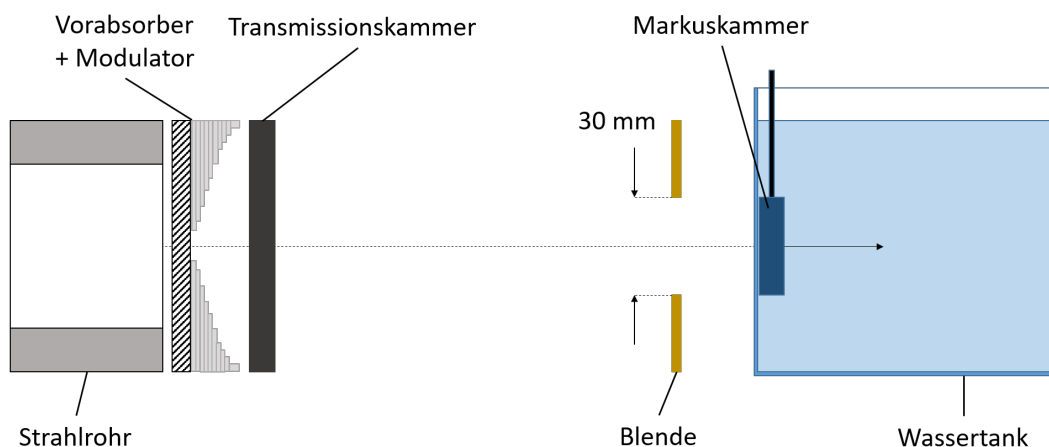


Abbildung 4.3.1: Schematische Darstellung des Messaufbaus für die Messung der Tiefendosiskurve in Wasser

Mit Hilfe einer Blende mit einem Durchmesser von 30 mm wird das Strahlungsfeld seitlich begrenzt, um die gesamte Detektorfläche von 5,3 mm Durchmesser vollständig zu bestrahlen und sicherzustellen, dass zwischen Protonen, die aus dem Messvolumen herausgestreut werden, und Protonen, die in das Messvolumen hineingestreut werden, stets ein Gleichgewicht herrscht und es nicht zu einer Unterschätzung der Dosis kommt.

Die in dieser Arbeit verwendeten Dosisleistungen von maximal 15 Gy/min befinden sich stets im linearen Messbereich der Kammer. Dieser wird durch auftretende Rekombinationseffekte limitiert, bei denen die durch die Proto-

nenstrahlung erzeugten Elektronen-Ionen-Paare nicht mehr vollständig an den Elektroden der Kammer gesammelt werden können. Dieser Effekt tritt vermehrt bei einer hohen Ionisationsdichte und einer daraus folgenden räumlichen Nähe der Ladungspaare auf, sodass sie wieder miteinander rekombinieren, ohne zum Messsignal der Kammer beizutragen. Der Hersteller der in dieser Arbeit verwendeten Kammern gibt den linearen Bereich, in dem noch über 99,5 % der erzeugten Ladungen abtransportiert werden, für Dosisraten bis zu 12 Gy/s bzw. 12,5 G/s an (siehe Kapitel 4.3.1 und 4.4.1). Auch eventuelle Rekombinationseffekte, hervorgerufen durch die geringe Strahlausdehnung des aktiven Systems und die damit einhergehende Protonenstromdichte, können bei den hier verwendeten Dosisleistungen noch vernachlässigt werden und beeinflussen das Messergebnis nicht [44–46]. Dies wird in Kapitel 5.1.8 noch einmal ausführlicher diskutiert.

Die Markusammer wird an einer Halterung befestigt, die sich auf einer beweglichen Schiene befindet und automatisch mit einer Auflösung von 0,1 mm in Strahlrichtung verfahren werden kann. Mit Hilfe eines LabView-Programms wird der Motor, der die Halterung mit der Kammer bewegt, gesteuert. Auf diese Weise kann in jeder Position entlang der Tiefendosiskurve die Dosis über einen bestimmten Zeitraum hinweg integriert werden, bevor die nächste Position angefahren wird. Die Integrationszeit beträgt 1 s, sodass das Signal nicht zu empfindlich auf eventuelle Stromschwankungen reagiert, die gesamte Tiefendosiskurve jedoch bei einer räumlichen Auflösung von 0,1 mm in einer Messzeit von wenigen Minuten (abhängig von der Eindringtiefe der Protonen) messen zu können. Das Messsignal wird während der Messung automatisch mit dem Referenzsignal der Transmissionskammer am Vorabsorber normiert. Die Daten werden kontinuierlich in Abhängigkeit von der Position der Markusammer in einer Datei gespeichert.

4.3.1 Unidos und Markusammer

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Markusammer des Typs 23343 (PTW Freiburg, Deutschland) verwendet. Dabei handelt es sich um eine Parallelplatten-Flachammer, also eine Ionisationskammer, deren Elektroden parallel zueinander sind. Sie besteht aus zwei runden, graphitbeschichteten Acrylgaselektroden mit einem Durchmesser von 5,3 mm und einem Messvolumen von 0,055 cm².

Der effektive Messort liegt 0,3 mm hinter dem Eintrittsfenster, welches aus einer 0,03 mm dicken Polyethylen-Folie besteht. Zum Schutz vor Wassereintritt muss bei Verwendung im Wasserbad zusätzlich eine 0,87 mm dicke Schutzkappe aus PMMA vor das Eintrittsfenster gebracht werden. Zusammen besitzen Eintrittsfenster und Schutzkappe eine wasseräquivalente Dicke von 1,06 mm, welche bei der Messung von Tiefendosiskurven in Wasser berücksichtigt werden muss.



Abbildung 4.3.2: links: Foto der verwendeten Markusammer [47]; rechts: Foto des verwendeten Unidos [48]

Die Betriebsspannung der Kammer beträgt 300 V, und die maximale Dosisleistung, bei der noch über 99,5% der erzeugten Ladungen abtransportiert werden, beträgt 12 Gy/s [47]. Die angestrebten Dosisleistungen in der Feldmitte von 15 Gy/min liegen somit weit darunter.

Die Markusammer wird an ein Unidos des Typs 10001 angeschlossen, mit dem sowohl Dosis als auch Dosisleistung gemessen werden können.

4.4 Messung von Transmission

Die Transmissionsmessungen für die einzelnen Strahlfelder werden mit Hilfe von zwei Transmissionskammern des Typs 7861 (PTW Freiburg, Deutschland) durchgeführt. Dabei befindet sich eine davon direkt hinter dem Reichweiten-schieber, um das gesamte Protonenfeld zu erfassen. Die zweite wird direkt hinter der Blende positioniert und erfasst das gesamte durch die Blende begrenzte Protonenfeld.

Beide Kammern werden über ein LabView-Programm angesprochen und zeichnen jeweils über 1 s integriert die Signale in einer separaten Datei auf. Die Messung erfolgt über einen Zeitraum von etwa 20 bis 30 Sekunden, um anschließend über eine Anzahl von 20 bis 30 Messwerten mitteln zu können und weniger empfindlich gegenüber auftretenden Stromschwankungen zu sein. Aus dem gemittelten Verhältnis der Signale beider Kammern kann schließlich die Transmission berechnet werden. Da sich beide Kammern hinter dem Vorabsorber befinden, ist eine Korrektur des Signals aufgrund unterschiedlicher Strahlenergien und Bremsvermögen nicht notwendig. Andernfalls müsste dies durchgeführt werden.

4.4.1 Transmissionskammer

Bei den verwendeten Transmissionskammern des Typs 7861 (PTW Freiburg, Deutschland) handelt es sich um luftgefüllte Ionisationskammern. Das Ein- und Austrittsfenster, sowie die Elektrode bestehen aus graphitbeschichtetem Polyimid mit einer Dicke von jeweils 0,025 mm. Die Kammer besteht aus zwei durch die mittlere Elektrode voneinander getrennten Messvolumen mit einer Dicke von jeweils 2,5 mm. Der nutzbare Durchmesser des Messfeldes beträgt 65 mm. Die Betriebsspannung beträgt 400 V. Die maximale Dosisleistung, bei der noch über 99,5 % der erzeugten Ladungen abgeführt werden, wird vom Hersteller mit 12,5 Gy/s [49].

4.5 Monte Carlo Simulationen

Für Monte-Carlo Berechnungen wird das Simulationsprogramm Fluka verwendet [50, 51]. Fluka ist ein etabliertes Monte-Carlo Programm zur Berechnung von Teilchentransport und Wechselwirkungen mit Materie. Es wurde von der European Organization for Nuclear Research (CERN) zusammen mit dem Italian Institute for Nuclear Physics (INFN) entwickelt und verwendet die nach aktuellem Stand besten physikalischen Modelle hinsichtlich Genauigkeit und Vollständigkeit der Beschreibung. Es wird dabei stetig weiterentwickelt und verbessert. Fluka wird vielseitig eingesetzt und hat sich besonders im Bereich der medizinischen Anwendung von Teilchenstrahlung bewährt [52]. Es bietet verschiedene Voreinstellungen zu Schwellenwerten für einzelne Wechsel-

wirkungsmechanismen. Diese beeinflussen jedoch nicht die Wahl verwendeten physikalischen Modelle, welche vom Anwender nicht verändert werden können. Neben anderen gibt es die speziell auf Problemstellungen aus der Partikeltherapie ausgerichtete Standardvoreinstellung HADROTHErapy. Dabei sind die Energieschwellen für den Transport von Teilchen (cut off) sind auf 100 keV herabgesetzt, um besonders im Bereich niedriger Energien (beispielsweise am Ende der Tiefendosiskurve) den Transport der Teilchen korrekt wiederzugeben. Neutronen werden bis zu einer Energie von 10^{-5} eV transportiert, um ihren Anteil an der Energiedosis im Target nicht zu unterschätzen. Das Herabsetzen von Energieschwellen wirkt sich stets auf die Berechnungszeiten des Programms aus, weshalb die hier voreingestellten Schwellenwerte einen guten Kompromiss darstellen. Kontinuierlicher Energieverlust, Energieverschmierung, Sekundärstrahlung (Grenzwert für die Produktion liegt bei 100 keV) werden von physikalischen Modellen auf atomarer Basis berechnet.

In dieser Arbeit werden, falls nicht anders erwähnt, die Standardeinstellungen dieses Moduls verwendet. Es beinhaltet die vollständige Beschreibung der Coulomb'schen Vielfachstreuung mit Molières Streutheorie, welche bereits in der Literatur ausführlich mit experimentellen Daten verglichen und verifiziert wurde [21]. Fluka bietet außerdem eine graphische Benutzeroberfläche Flair [53], welche das Erstellen und Editieren fehlerfreier Inputdateien, das Erstellen von Benutzerdefinierten Unterprogrammen, das Durchführen von Fluka-Berechnungen und die anschließende Verarbeitung und graphische Auswertung der Ergebnisse ermöglicht und vereinfacht.

Für die Simulationen des Strahlplatzes am HZB wurden die Anordnung und Maße der Strahlführungselemente hinter dem Zyklotron implementiert, wobei zur Vereinfachung der Strahldefinition die Position eines Zwischenfokus vor dem Quadrupoltriplet QUAJ5 als Startpunkt gewählt wird (siehe Kapitel 5.1.1). Das Dipolfeld des DIPJ2 wird als homogenes Magnetfeld definiert, während die Felder der Quadrupole in der separaten benutzerspezifischen Subroutine „magfld.f“ programmiert und berechnet werden. Dabei werden die folgenden Gleichungen zur Berechnung der Feldstärken von Quadrupolfeldern [54] verwendet

$$B_x = g \cdot y \quad , \quad B_y = g \cdot x \quad , \quad g = \frac{B_0}{a} \quad (4.1)$$

Dabei ist g der Feldgradient in [T/m], der sich aus dem Feldwert B_0 an der Polspitze und dem Aperturradius a berechnet. Die Variablen x und y sind die jeweiligen Koordinaten der momentanen Position des Teilchens, welche als Parameter vom Programm während der Simulation definiert werden.

Auch die Magnetfelder der Wedlerspulen zur Erzeugung kreisförmiger Strahlungsfelder können analog in der gleichen Subroutine definiert werden.

4.5.1 Wedlerspulen

Zur aktiven Strahlaufbereitung werden zwei Magnetspulenpaare verwendet, die in der Arbeitsgruppe am HZB vor Beginn dieser Arbeit selbst gebaut wurden (siehe Abbildung 4.5.1). Die Spulenpaare besitzen eine Länge von 15 cm und eine Apertur von 5 cm. Sie stehen in einem Abstand von 24,5 cm (Mitte der y-Spule zu Mitte der x-Spule). Die Induktivität wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit gemessen und mit $318 \mu\text{H}$ bzw. $319 \mu\text{H}$ angegeben, wobei die Messungen nur an den Spulen selbst durchgeführt wurden. Im Aufbau dieser Arbeit werden sie mit einem C-förmigen Ferritkern verwendet, welcher direkten Kontakt zum Strahlrohr hat.

Die Netzgeräte der Spulen liefern 80 V mit einer maximalen Stromstärke von 80 A bei Frequenzen bis zu 1 kHz (Angaben von Jürgen Bundesmann, persönliche Kommunikation). Abbildung 4.5.1 zeigt beide Spulen, wobei der Strahl zuerst die Spule passiert, welche eine Ablenkung in y-Richtung bewirkt (auf dem Bild rechts).

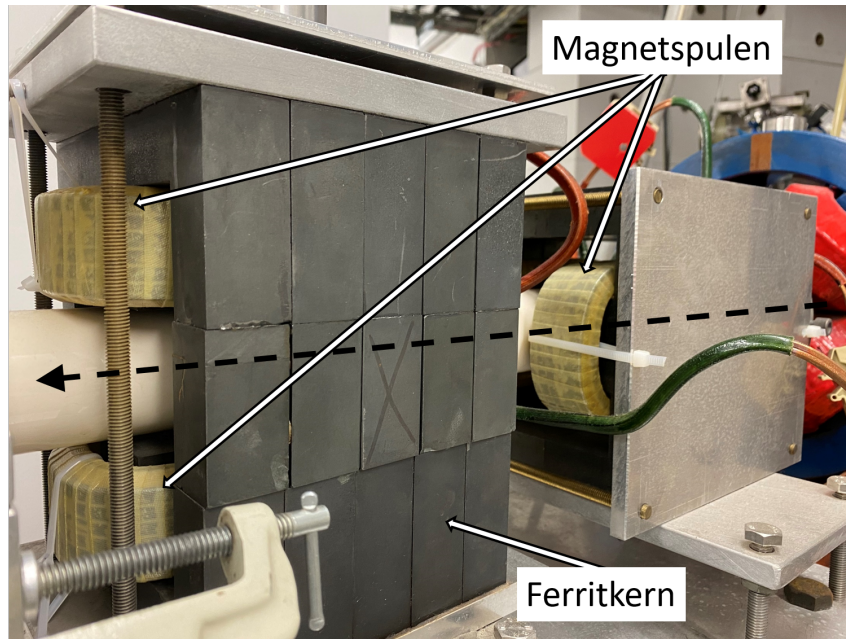


Abbildung 4.5.1: Aufnahme der Wedlerspulen für die x- Ablenkung (links) bzw. die y-Ablenkung (rechts). Es sind drei der vier verwendeten Wedlerspulen zu erkennen, sowie der Ferritkern der Spulen, welcher eine C-Form besitzt und einen direkten Kontakt zum Strahlrohr hat. Die Strahlrichtung ist durch den gestrichelten Pfeil dargestellt.

4.5.2 Ansteuerung mit LabView

Die Ansteuerung der Netzgeräte, welche die Wedlerspulen anregen, erfolgt mit Hilfe eines HZB-intern entwickelten LabView-Programms (Abteilung DV, Autor Eric Feistmann). Es steuert die Netzteile der Wedlerspulen und reguliert die Stromstärke in den Spulen.

Die grafische Benutzeroberfläche bietet die Möglichkeit, beliebige Anregungsmuster zu erzeugen (z.B. Kreise oder parallele Linien). Dabei erzeugt das Programm für beide Spulenpaare abhängig vom eingestellten Anregungsmuster eine Reihe von Sollwerten, auf welche die Netzgeräte der Spulen nacheinander innerhalb einer Periodendauer eingestellt werden. Der Nutzer gibt die Frequenz für das Spulenpaar, welches die x-Ablenkung erzeugt, vor, und das Programm berechnet die notwendige Frequenz des anderen Spulenpaares automatisch. Für die Einstellung von in x-Richtung diskreten, parallelen Linien beispielsweise

se (siehe Abbildung 4.5.2) kann im Programm zunächst die jeweils maximale Auslenkung in x- und y-Richtung als Grenzwert vorgegeben werden. Mit Hilfe des Parameters „Linienabstand“ können Anzahl und Abstände der Linien in x-Richtung festgelegt werden. Auch die Anzahl der „Punkte“ in y-Richtung wird vom Nutzer vorgegeben. Bei der Wahl einer ausreichend großen Anzahl (in dieser Arbeit sind es immer 1000 Werte zwischen den maximalen Auslenkungen) wird aus dem diskreten Punktmuster eine kontinuierliche Anregungsfunktion in y-Richtung.

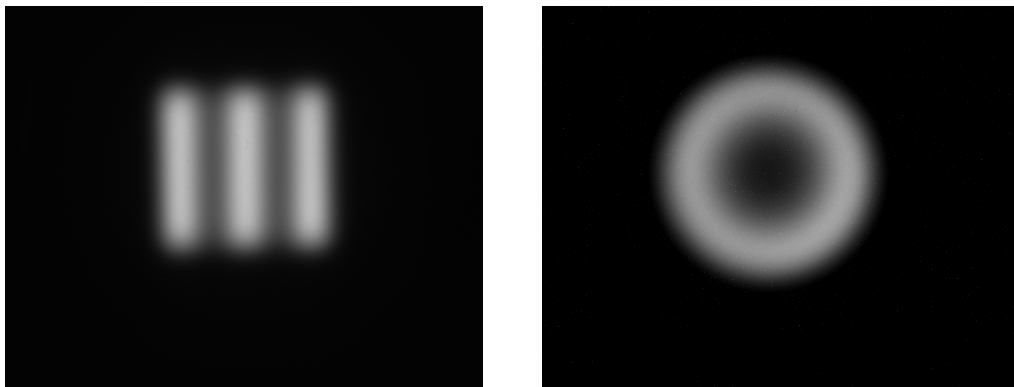


Abbildung 4.5.2: links: CCD-Aufnahme eines mit den Wedlerspulen und LabView-Ansteuerung erzeugten Strahlungsfeldes paralleler Linien in x; rechts: CCD-Aufnahme eines kreisförmigen Strahlungsfeldes

Dieser Vorgabe von Punktmustern folgend werden im Rahmen dieser Arbeit auch kreisförmige Strahlungsfelder erzeugt, wobei die Spulen wieder bei Vorgabe einer ausreichend großen Anzahl von Stromstärkewerten (im Rahmen dieser Arbeit jeweils 1000 Werte für jedes Spulenpaar) einer kontinuierlichen, sinusförmigen Anregungsfunktion (mit einer Phasenverschiebung von 90° zwischen der x- und y-Spule) folgen (siehe Abbildung 4.5.2).

4.6 Transportrechnung für Strahlführung zum Messplatz

Für die Berechnung der Strahleigenschaften und den Transport durch die Strahlführungselemente wird das Programm PBO-Lab und für die Abschätzung der Strahlfleckgröße und Streuwinkel wird das Programm LookUp verwendet.

4.6.1 PBO Lab

Bei PBO Lab (Particle Beam Optics Laboratory, AccelSoft Inc., USA) handelt es sich um ein Programm zur Strahltransportrechnung von Teilchenstrahlen [55]. Es bietet die Möglichkeit, den Einfluss verschiedener Strahlführungselemente, wie zum Beispiel Quadrupole, Dipole oder Driftstrecken auf einen beliebigen vorgegeben Strahl zu berechnen. Die Berechnung erfolgt dabei auf Basis der Transporttheorie mit Matrixformalismus, welche in Kapitel 4.8.1 genauer beschrieben werden. So lassen sich unter anderem die Strahlparameter am Ende eines bekannten Strahlführungspfads berechnen. Mit Hilfe der verfügbaren Fitfunktion können auch gewünschte Strahlparameter vorgegeben und daraufhin die optimale Einstellung der Strahlführungselemente ermittelt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Programm zur Berechnung der zu erwartenden Strahlparameter an der Anlage des HZB verwendet.

4.6.2 LookUp

LookUp ist ein Programm, welches verschiedene Strahlparameter wie zum Beispiel Streuwinkel, Energieverlust und Reichweite berechnen kann [56]. Im Modus „STACK“ kann der Anwender Eingaben zur Dicke der zu berücksichtigenden Vorabsorber, der Strahlenergie, sowie der Strahlausdehnung und Divergenz machen, woraufhin das Programm Energieverlust, Strahlausdehnung und Streuwinkel in der Messebene (auch Luft- oder Vakuumstrecken können vom Anwender definiert werden) berechnet. Es besteht weiterhin die Möglichkeit, zwischen den verschiedenen Streumodellen (z. B. Molière oder Highland) zu wählen. Im Modus „RANGE“ kann nach Eingabe der Eingangsenergie die Reichweite im gewählten Material berechnet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit kommt besonders das Modul „STACK“ zur regelmäßigen Anwendung, um eine schnelle Abschätzung von möglichen Strahlparametern in bestimmten Messgeometrien zu erhalten.

4.7 3D-Drucker für Modulator design

Für die Fertigung des für die Tiefenmodulation notwendigen Modulators wird im Rahmen dieser Arbeit der am Institut zur Verfügung stehende 3D-Drucker verwendet. Es handelt sich bei dem Gerät um einen Objet30 Pro der Firma Stratasys. Er kann mit einer Schichtdicke von $28\ \mu\text{m}$ Objekte bis zu einer Größe von $294\ \text{mm} \times 192\ \text{mm} \times 148,6\ \text{mm}$ drucken. Bei dem verwendeten Material aus der Familie mit dem Namen „VeroBlack“ handelt es sich um ein Polymer, dessen genaue Zusammensetzung vom Hersteller nicht preisgegeben wird. Die Dichte wird mit $1,17 - 1,18\ \text{g}/\text{cm}^3$ angegeben. Eigene Messungen (Wiegen und Messung der Längenabmessung von sechs gedruckten Platten unterschiedlicher Dicke) ergeben eine Dichte von $(1,170 \pm 0,006)\ \text{g}/\text{cm}^3$, wobei es sich bei dem Fehler um den statistischen Fehler der Mittelung von Dichtemessungen an sechs verschiedenen Materialplatten handelt. Der Fehler, der von der Messgenauigkeit der verwendeten Waage und Mikrometerschraube erzeugt wird liegt in der gleichen Größenordnung.

4.8 Berechnung von Strahlfeldprofilen

4.8.1 Strahltransport und Phasenellipse

Zur Beschreibung von Teilchenstrahlen im Vakuum und deren Verhalten bei Passieren verschiedener Strahlführungselemente wie Quadrupole oder Driftstrecken, wird ein sechsdimensionaler Phasenraum aufgespannt. Innerhalb dieses Phasenraums kann ein einzelnes Teilchen mit Hilfe von sechs Koordinaten vollständig beschrieben werden. Diese sind zum einen die momentanen Ortsabweichungen x senkrecht zur Strahlrichtung in x -Richtung und y in y -Richtung von der Sollbahn s , sowie die Richtungsabweichungen x' und y' relativ zur Strahlrichtung. Zum anderen bilden die longitudinale Ortsabweichung l und die Impulsabweichung δ vom Sollteilchen die letzten zwei Komponenten des sechsdimensionalen Vektors $\vec{x}(z)$.

$$\vec{x}(z) = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Beim Übergang von der mikroskopischen Betrachtung eines einzelnen Teilchens hin zur makroskopischen Beschreibung des gesamten Strahls wird dieser als Überlagerung vieler Einzelstrahlen betrachtet. Die Intensitätsverteilung dieser Einzelstrahlen ist die Dichteverteilung $\rho(x, x', y, y', \delta, l)$. Sie kann in den zweidimensionalen Phasenraum (x, x') oder (y, y') projiziert und von Ellipsen, sogenannten Phasenellipsen, umrandet werden. Deren Größe und Form hängt von den jeweiligen Strahleigenschaften ab.

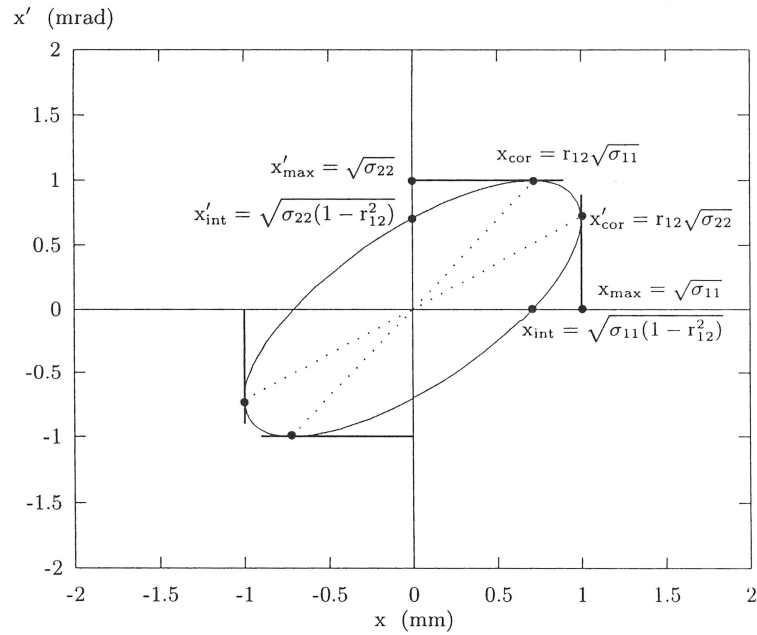


Abbildung 4.8.1: Darstellung der Phasenellipse im radialen Phasenraum (x, x') und der an ihr ablesbaren Strahlparameter [54].

Bei exemplarischer Betrachtung der radialen Phasenellipse wird diese durch eine symmetrische (2×2) -Matrix σ_x repräsentiert [54]

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{21} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Die Symmetrie der Matrix ist die Gleichheit der Nebendiagonalelemente $\sigma_{12} = \sigma_{21}$. Die Bedeutung der einzelnen Matrixelemente ist in Abbildung 4.8.1 angegeben. Die maximalen Ausdehnungen in x - und x' -Richtung sind

$$x_{max} = \sqrt{\sigma_{11}} \quad , \quad x'_{max} = \sqrt{\sigma_{22}} \quad (4.4)$$

Die Größe der von der Phasenellipse umrandeten Fläche ist die sogenannte Emittanz E_x des Strahls.

$$E_x = \pi \epsilon_x = \pi \sqrt{\det \sigma_x} = \pi \sqrt{\sigma_{11} \sigma_{22} - \sigma_{12}^2} \quad (4.5)$$

Sie wird in $[\pi \text{mm} \cdot \text{mrad}]$ angegeben und ist eine Erhaltungsgröße der linearen Ionenoptik und ein Maß für die Strahlqualität. Je kleiner die Emittanz ist, umso besser ist die Bündelung der einzelnen Strahlen in Raum und Winkel um

das zentrale Teilchen.

Die Dichteverteilung innerhalb des von der Phasenellipse umrandeten Gebiets kann als gaußförmig angenommen und wie folgt dargestellt werden

$$\begin{aligned}\rho(\vec{x}) &= \frac{1}{2\pi\epsilon_x} \exp\left(-\frac{1}{2}\vec{x}^T\sigma_x^{-1}\vec{x}\right) \\ &= \frac{1}{2\pi\sqrt{\sigma_{11}\sigma_{22}-\sigma_{12}^2}} \exp\left(-\frac{\sigma_{22}x^2-2\sigma_{12}xx'+\sigma_{11}x'^2}{2\sqrt{\sigma_{11}\sigma_{22}-\sigma_{12}^2}}\right)\end{aligned}\quad (4.6)$$

Die Matrixkomponenten $\sigma_{12} = \sigma_{21}$ (ihre Gleichheit ist bedingt durch die Symmetrie der Strahlmatrix) sind ein Maß für die Korrelation zwischen Ortsabweichung x und Winkelabweichung x' , und aus ihnen lässt sich ein dimensionsloser Korrelationsparameter $r_{12} = \sigma_{12}/\sqrt{\sigma_{11}\sigma_{22}}$ ableiten. In der Darstellung der Phasenellipse ist der Korrelationsparameter ein Maß für deren Neigung und positiv bei divergentem (sich von einer Strahltaile wegbewegend) bzw. negativ bei konvergentem (sich auf eine Strahltaile zubewegend) Strahl. Von besonderer Bedeutung bei der Strahlführungsberechnung und auch bei Berechnungen im Rahmen dieser Arbeit, ist der Fall $r_{12} = 0$, also einer aufrecht stehenden Phasenellipse. Es handelt sich hierbei um eine Strahltaile, bei der keine Korrelation zwischen Orts- und Winkelabweichung vorhanden ist. Bei Simulationen mit Fluka und Modellrechnungen vereinfacht dies die Definition der Strahlquelle als Ausgangspunkt.

Mit Hilfe dieses Matrixformalismus lassen sich nun die Veränderungen der Phasenellipse und Dichteverteilungen des Strahls beim Durchgang durch ein Strahlführungssystem berechnen. Das Strahltransportsystem bewirkt eine Transformation der Strahlmatrix σ_x in der Form

$$\sigma_x(s) = R_x(s)\sigma_x(0)R_x^T(s)\quad (4.7)$$

Dabei ist s die Strahlrichtung bzw. die Sollbahn des Strahls. Am Beispiel einer Driftstrecke der Länge L ergibt sich ausgehend von einer aufrecht stehenden Ellipse ($\sigma_{12} = \sigma_{21} = 0$) an der Startposition $s = 0$ folgende Matrixtransformation

$$\begin{aligned}
\sigma_x(L) &= \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{11}(0) & 0 \\ 0 & \sigma_{22}(0) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ L & 1 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} \sigma_{11}(0) + L^2\sigma_{22}(0) & L\sigma_{22}(0) \\ L\sigma_{22}(0) & \sigma_{22}(0) \end{pmatrix} \tag{4.8}
\end{aligned}$$

Es zeigt sich, dass die Richtungsabweichung $x'_{max} = \sqrt{\sigma_{22}}$ konstant bleibt und die Ortsabweichung auf charakteristische Weise zunimmt.

$$x_{max}(L) = \sqrt{\sigma_{11}(L)} = \sqrt{\sigma_{11}(0) + L^2\sigma_{22}(0)} \tag{4.9}$$

Analog können auf diese Weise auch Quadrupole und andere Strahlführungselemente berechnet werden.

4.8.2 Beschreibung des Strahls ohne Blende

Im vorherigen Absatz wurde ein Formalismus zur Beschreibung des Strahltransports im Vakuum skizziert. Um der Aufgabe dieser Arbeit gerecht zu werden, soll nun der Einfluss von Materie wie Luft, Vorabsorber aber auch begrenzender Objekte wie Blenden etc. in die Beschreibung des Strahltransports integriert werden.

In der Literatur gibt es viele Ansätze, Strahlfeldprofile in der Messebene zu berechnen. Die meisten konzentrieren sich dabei auf eine möglichst korrekte und genaue Beschreibung der lateralen Verteilung für einen ungestörten Strahl, also ohne die Existenz einer Blende. Dabei werden die Grenzen der Gaußapproximation innerhalb der Fermi-Eyges-Theorie diskutiert und Ausdrücke für das Streuvermögen entwickelt [28], welche der vollständigen Beschreibung der Streutheorie von Molière näher kommen bzw. diese direkt in das Modell implementieren [23, 24]. All die gefundenen Abweichungen der verschiedenen Theorien zueinander werden in den Strahlprofilen in den lateralen Ausläufern im einstelligen Prozentbereich sichtbar [24].

Für die Zwecke dieser Arbeit ist eine derartig genaue Kenntnis von Strahlprofilen ohne Blende nicht erforderlich, weshalb hier lediglich die Gaußapproximation für die Winkel- und Ortsverteilung entsprechend der Fermi-Eyges-Theorie

verwendet wird. Allgemein kann der Strahl in der (x, θ_x) -Ebene mit folgendem Ausdruck beschrieben werden

$$F(x, \theta_x) = \frac{1}{2\pi\sqrt{A_0A_2 - A_1^2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{A_0x^2 - 2A_1x\theta_x + A_2\theta_x^2}{A_0A_2 - A_1^2}\right) \quad (4.10)$$

Dabei werden die einzelnen Parameter A_2 , A_0 und A_1 mit den allgemeinen Gleichungen 2.21 - 2.23 aus Kapitel 2.1.3 ermittelt. Bei Verwendung eines einzelnen Streuers ergeben sich folgende Ausdrücke [30]

$$A_0 = \theta_0^2 = \theta_{Div}^2 + \theta_{VA}^2 \quad (4.11)$$

$$A_1 = (\theta_{Div}^2 + \theta_{VA}^2)L_{VA} \quad (4.12)$$

$$A_2 = \sigma^2 = \sigma_{Div}^2 + (\theta_{Div}^2 + \theta_{VA}^2)L_{VA}^2 \quad (4.13)$$

Der Winkel θ_{Div} , entspricht der strahleigenen Divergenz, welche der Strahl auf Höhe des Vorabsorbers besitzt und wird in dieser Arbeit mit Hilfe von Transportrechnungen (PBO-Lab, siehe Kapitel 5.1.1) aus den Einstellungen der Strahlführung berechnet. σ_{Div} bezeichnet die Strahlausdehnung auf Höhe des Vorabsorbers und wird hier zur leichteren Zuordnung mit dem Index *Div* versehen. Der Parameter L_{VA} bezeichnet die Länge der Strecke zwischen streuendem Vorabsorber und Messebene, welcher mit den in dieser Arbeit verwendeten Bezeichnungen $L_{VA} = B + d + A$ entspricht (siehe Kapitel 4.1 Abbildung 4.1.1). Die jeweiligen Streuwinkel für die einzelnen Absorber werden mit Hilfe der Highland Formel (siehe auch Kapitel 2.1.3) [27] ermittelt.

4.8.2.1 Einführung des Parameters z_{eff}

In den bisherigen Betrachtungen wird die Luft mit ihren Streueigenschaften und ihrem damit verbundenen Einfluss auf das Strahlungsfeldprofil noch nicht berücksichtigt. In den Annahmen des Modells breitet sich der Protonenstrahl geradlinig von Vorabsorber bis zur Messebene aus. Dies gilt jedoch nur, wenn der Strahl dabei im Vakuum ist. Die Anwesenheit der Luft führt jedoch zu einer zusätzlichen Vergrößerung des mittleren Streuwinkels und einer trompetenartigen Aufweitung des Strahls mit zunehmendem z (siehe 4.8.2). Die folgenden Betrachtungen werden weiterhin ohne Berücksichtigung einer Blende gemacht.

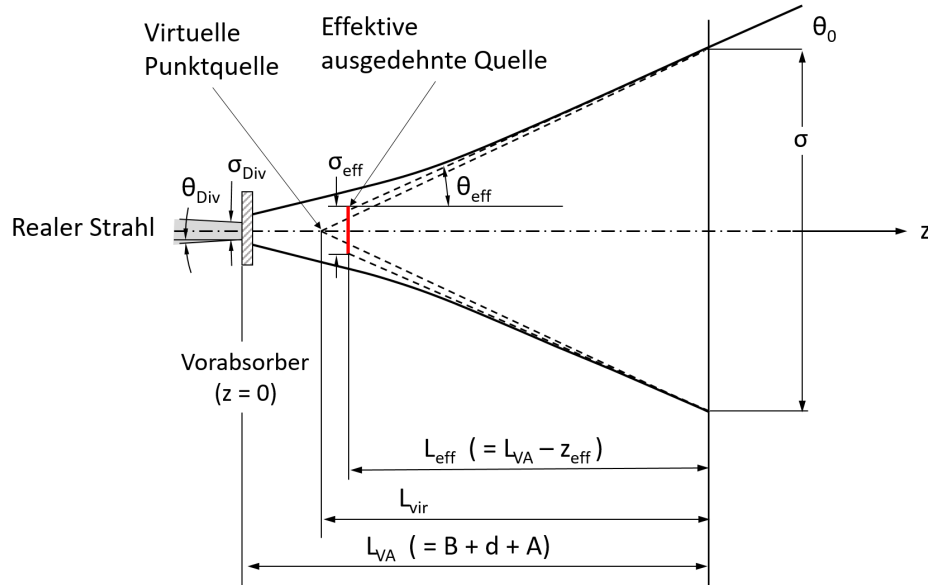


Abbildung 4.8.2: Bild aus [30] mit veränderter Beschriftung. Schematische Darstellung der Aufweitung eines Protonenstrahls an Luft und die einzelnen Parameter der verschiedenen Quelltypen. Der reale Protonenstrahl mit der initialen Ausdehnung von σ_0 und der Divergenz θ_{Div} wird hinter dem Vorabsorber bei Durchlaufen der Luftstrecke trompetenartig aufgeweitet und erreicht in der Messebene eine Ausdehnung von σ mit einer (durch Streuung im Vorabsorber und in Luft erhöhten) Divergenz θ . Dargestellt sind ebenfalls die beiden theoretischen Konzepte der virtuellen Punktquelle im Abstand L_{vir} zur Messebene und der effektiven ausgedehnten Quelle (ebenfalls eine virtuelle Quelle) im Abstand $L_{eff} = B + d + A$. Die effektive ausgedehnte Quelle geht von einer Ausdehnung σ_{eff} und einer Divergenz von $\theta_{eff} = \theta$ aus.

Der zusätzliche Streuanteil der Luft kann im Modell durch quadratische Addition des Streuwinkels θ_{Luft} berücksichtigt werden.

$$\theta_0^2 = \theta_{Div}^2 + \theta_{VA}^2 + \theta_{Luft}^2 \quad (4.14)$$

Auf diese Weise erhält der Strahl im Modell einen größeren Streuwinkel, welcher sich in den Modellrechnungen allerdings über die gesamte Strecke von Vorabsorber bis zur Messebene auf die Strahlausdehnung auswirkt. Es käme somit zu einer Überschätzung der Strahlfleckgröße in der Messebene. Um dem entgegen zu wirken, sollte im Modell die Strecke zwischen Vorabsorber und Messebene um den Wert $z_{eff} = L_{VA} - L_{eff}$ verkürzt werden. Dabei wird

am Ort z_{eff} eine virtuelle Quelle definiert, die in der Messebene (nun unter der Annahme der geradlinigen Ausbreitung) die gleichen Strahleigenschaften und die gleiche Phasenellipse erzeugt, wie die reale Quelle. In der Literatur [30] wird zwischen dem Ansatz einer Punktquelle und einer effektiver ausgedehnter Quelle unterschieden, wobei es sich bei beiden um virtuelle Quellen handelt. Die virtuelle Punktquelle ist hier ungeeignet, da im hier verwendeten Modell eine Strahlausdehnung von σ_0 auf dem Vorabsorber angenommen wird, die somit nicht punktförmig ist. Die Annahme der virtuellen, effektiven ausgedehnten Quelle ist für die Zwecke dieser Arbeit sinnvoller.

Sie geht von einer Quelle am Ort z_{eff} aus, welche eine aufrecht stehende Phasenraumellipse (Korrelationsparameter $r_{12} = 0$, also einen Fokus) und eine räumliche Ausdehnung $\sigma_{x_{eff}}$ bzw. $\sigma_{y_{eff}}$ besitzt. Sie breitet sich im angenommenen Vakuum aus und erzeugt die gleichen Strahleigenschaften und die gleiche Phasenellipse in der Messebene wie der reale Strahl, der modelliert werden soll. Die Annahme bzw. die Umsetzung von $r_{12} = 0$ ist sinnvoll, da in der Literatur davon berichtet wird, dass ein Strahlfokus auf dem Vorabsorber zu einem kleinstmöglichen Strahlaufstreuen auf Höhe einer verwendeten Blende [57] führt, was sich wiederum günstig auf die Transmission auswirkt.

Die gesamte Streuung einschließlich der durch Luft verursachten ist bereits in der Divergenz der virtuellen Quelle einbezogen, sodass $\theta_{eff} = \theta$ gilt. Die Parameter der effektiven Quelle werden aus den Strahlparametern am Ort der Messebene wie folgt [30, 58] berechnet

$$L_{eff} = \frac{A_1}{A_0} \quad (4.15)$$

$$A_1 = (\theta_{Div}^2 + \theta_{VA}^2)L_{VA} + \theta_{Luft}^2 \frac{L_{VA}}{2} \quad (4.16)$$

$$\sigma_{eff} = \sigma^2 - \frac{(A_1)^2}{\theta^2} \quad (4.17)$$

4.8.3 Homogenes Strahlungsfeld aus parallelen Linien

Aus einem fokussierten Protonenstrahl mit angenommener gaußförmiger Orts- und Winkelverteilung kann auf verschiedene Weisen ein ausgedehntes Strahlungsfeld erzeugt werden. Der Wedler ist in der Lage, sowohl parallele Linien als auch Kreisgeometrien zu erzeugen (siehe 4.5.2).

Bei den parallelen Linien, auch als Line Scanning bezeichnet, werden die Wederspulen für die Ablenkung in y-Richtung kontinuierlich einer Trapezfunktion folgend angeregt, während für die x-Richtung stufenweise die Magnetfeldstärke erhöht bzw. verringert wird. Es ergibt sich ein Bild von kontinuierlichen parallelen Linien (siehe Abb. 4.8.3). Beim Übergang von Linie zu Linie wird das Magnetfeld für die y-Ablenkung während des kurzen Zeitraums, den das Erhöhen des Magnetfeldes für die x-Ablenkung benötigt, konstant gehalten, was aus einer ursprünglichen Dreiecksfunktion die Trapezfunktion erzeugt.

Für das entstehende Strahlfeld in der Messebene kann eine zweidimensionale Verteilungsfunktion abhängig von x und y angegeben werden. In x-Richtung erfolgt eine Superposition der N einzelnen vertikalen Linien, welche ihren Schwerpunkt jeweils an der Position x_n haben. In y-Richtung wird jede Linie als Integral einer Gaußverteilung in den Grenzen zwischen $-b/2$ und $b/2$ beschrieben, wobei b die Länge der Linien in y-Richtung ist.

$$F(x, y) = \sum_{n=0}^N \left[\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \exp\left(-\frac{(x-x_n)^2}{2\sigma_x^2}\right) \cdot \int_{-b/2}^{b/2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \exp\left(-\frac{(y-y')^2}{2\sigma_y^2}\right) dy' \right] \quad (4.18)$$

Um ein Feld mit einer möglichst großen Homogenität (also einer möglichst kleinen Abweichung zwischen minimalem und maximalem Intensitätswert) erzeugen zu können, müssen die parallelen Linien bestimmte vorgegebene Abstände zueinander haben. Grafische Untersuchungen zur Überlagerung oder Superposition von Gaußkurven führen zu dem Ergebnis, dass diese bei einem Abstand von 1σ zueinander ein homogenes Plateau erzeugen (siehe Abbildung 4.8.3).

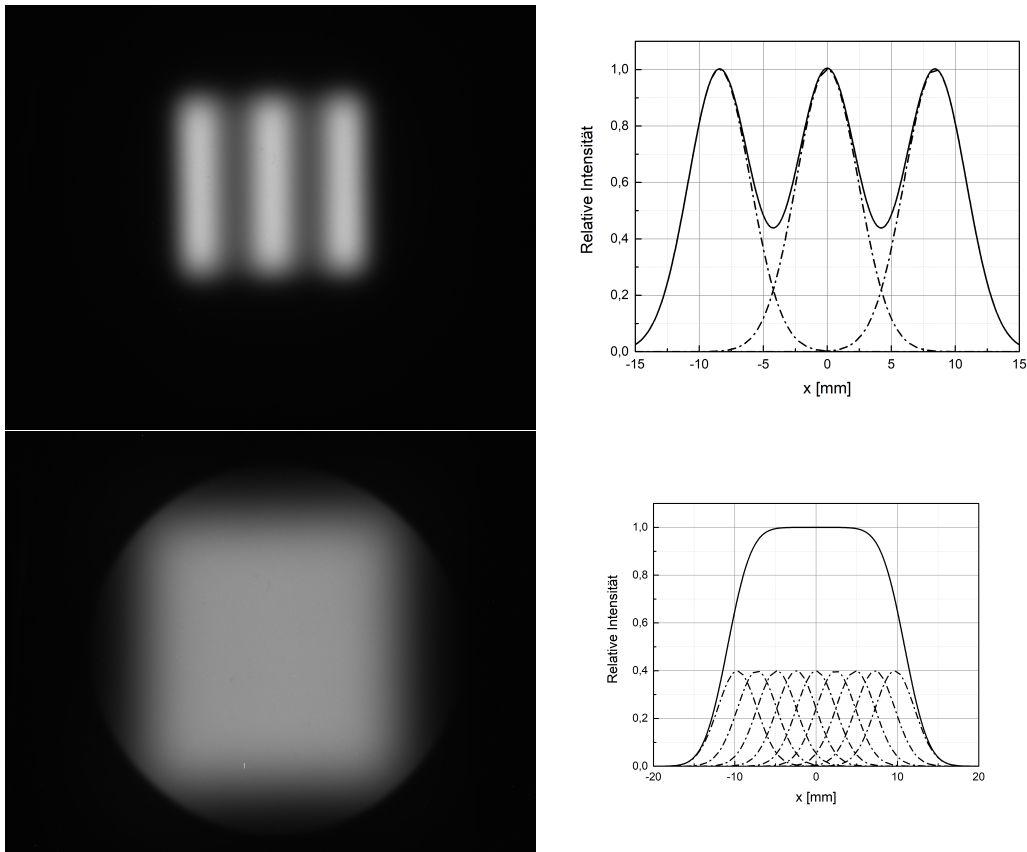


Abbildung 4.8.3: Oben links: CCD-Aufnahme eines Bestrahlungsfeldes bestehend aus drei in x -Richtung diskreten Linien. Der Abstand der Linienschwerpunkte zueinander beträgt $\Delta_{x_0} = 8,4$ mm bei einer Standardabweichung von $\sigma = 2,4$ mm. Oben rechts: Das zur CCD-Aufnahme gehörende, inhomogene Strahlprofil. Unten rechts: CCD-Aufnahme eines Strahlungsfeldes bestehend aus zehn Linien, deren Abstand zueinander $\Delta_{x_0} = 2,4$ mm beträgt. Die kreisförmige Begrenzung im äußeren Bereich des Bestrahlungsfeldes wird von der Öffnung (Radius 40 mm) des sich während der Aufnahme dieses Strahlungsfeldes im Strahlengang befindenden Blendenhalters (ohne Blende) verursacht und ist ein Artefakt. Unten links: Das zur CCD Aufnahme gehörende, homogene Strahlprofil.

Mit Hilfe der oben angegebenen Gleichung 4.18 lassen sich die Strahlprofile sowohl in x - als auch in y -Richtung sehr gut wiedergeben.

4.8.4 Homogenes Strahlungsfeld aus konzentrischen Kreisen

Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung eines homogenen Strahlungsfeldes ist die kreisförmige Auslenkung des Strahls. Dabei werden beide Spulen sinusförmig angeregt und erzeugen in der Bildebene ein kreisförmiges Strahlprofil, welches bei optimaler Einstellung des Verhältnisses von Radius R zur Strahlausdehnung σ ein homogenes Plateau erzeugt.

In der Literatur wurde auch diese Situation bereits beschrieben [59]. Aus der einfachen gaußförmigen Verteilungsfunktion $F(x, y, \theta_x, \theta_y)$ wird bei kreisförmiger Auslenkung

$$F(x, y, \theta_x, \theta_y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F\left(x - R \cos(\varphi), \theta_x - \frac{R}{L_w} \cos(\varphi)\right) \cdot F\left(y - R \sin(\varphi), \theta_y - \frac{R}{L_w} \sin(\varphi)\right) d\varphi \quad (4.19)$$

Dabei ist L_w der Abstand der Wederspulen (zunächst unter der Annahme, x- und y-Auslenkung würden am gleichen Ort erzeugt) zur Bildebene. Durch Integration über die Winkel θ_x und θ_y (wie schon in Kapitel 2.1.3 beschrieben) ergibt sich die Ortsverteilung

$$\begin{aligned} F(x, y) &= \iint_{-\infty}^{\infty} F(x, y, \theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y \\ &= \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2) + R^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{\sqrt{(x^2 + y^2)}R}{\sigma^2}\right) \end{aligned} \quad (4.20)$$

Dabei bezeichnet I_0 die modifizierte Besselfunktion 0-ter Ordnung. Abbildung 4.8.4 zeigt exemplarisch zwei Fälle für laterale Strahlprofile ohne Blende und deren korrekte Wiedergabe durch das beschriebene Modell.

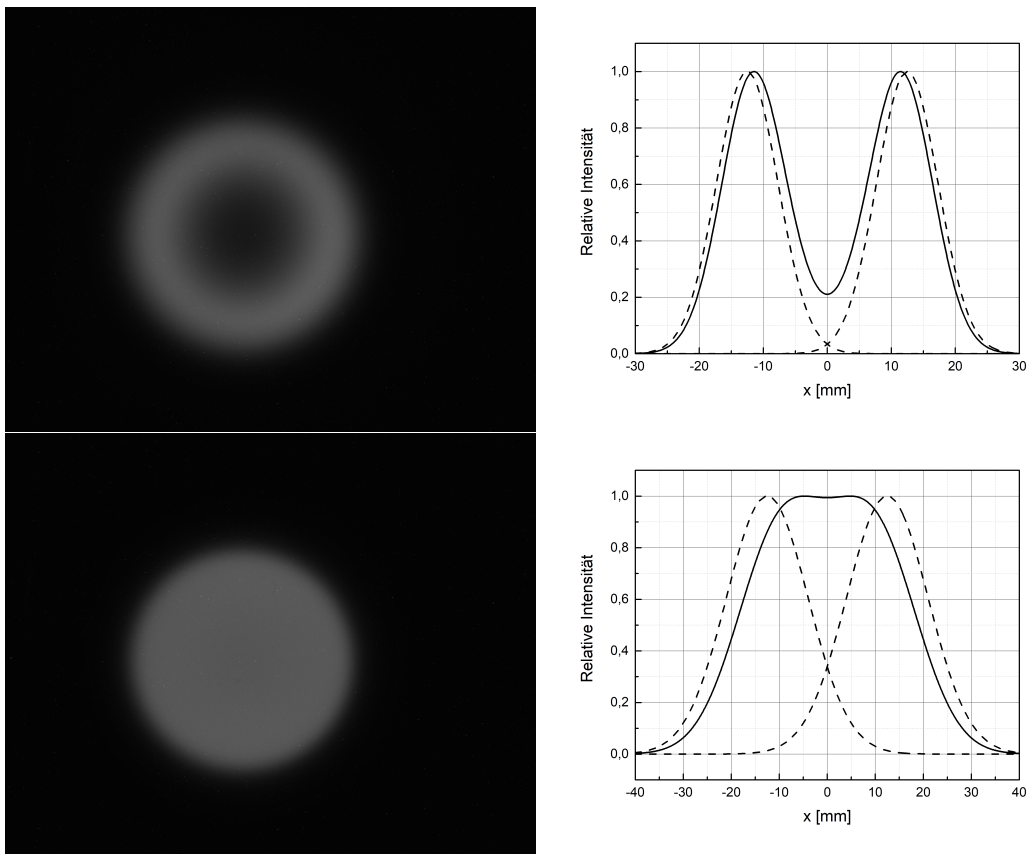


Abbildung 4.8.4: Oben links: CCD-Aufnahme eines Bestrahlungsfeldes bestehend aus einem Kreis mit Radius wesentlich größer als die Strahlausdehnung. Es entsteht ein inhomogenes Feld; Unten links: Der Strahl ist in seiner Ausdehnung wesentlich größer, sodass ein homogenes Strahlungsfeld entsteht. Auf der rechten Seite sind die Strahlprofile der erzeugten Kreise zusammen mit zwei einzelnen Gaußprofilen zur Verdeutlichung des Unterschieds zwischen Linien und Kreis dargestellt.

4.8.5 Einfluss der Blende

Im vorherigen Abschnitt wurde die relative Intensitätsverteilung eines Protonenstrahlungsfeldes ohne Kollimator (Blende) diskutiert. Bei der Verwendung von Blenden muss nun auch der Einfluss der Blendenkanten auf die Orts- und besonders auf die Winkelverteilung berücksichtigt werden. Die Intensitätsverteilung $F_c(x, y)$ (c steht hier für collimator) hinter der Blende ergibt sich durch Integration der allgemeinen Verteilungsfunktion $F(x, y, \theta_x, \theta_y)$ ohne

Blende über den von der Blende beschränkten Winkelbereich $\Omega(x, y)$ an der Position (x, y) [59].

$$F_c(x, y) = \iint_{\Omega(x, y)} F(x, y, \theta_x, \theta_y) \quad (4.21)$$

$$(4.22)$$

In der Literatur [59] wird nun eine unendlich dünne Blende betrachtet, welche auf das Strahlungsfeld nur in jeweils eine Richtung (in diesem Fall x-Richtung) Einfluss hat und in die andere keine kollimierende Wirkung besitzt. Die Winkelverteilung lässt sich somit durch Integration in der unbegrenzten Richtung und Näherung durch eine normierte Gaußfunktion zu folgendem Ausdruck zusammenfassen [59]

$$\int_{-\infty}^{\infty} G(x, y, \theta_x, \theta_y) d\theta_y \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} \exp\left(-\frac{(\theta_x - \bar{\theta}_x)^2}{2\theta_0^2}\right) \quad (4.23)$$

Dieser kann nun über den Winkelbereich zwischen den Blendenkanten unter Verwendung der Kleinwinkelnäherung ($\tan \alpha \approx \alpha$) integriert werden. Die Kleinwinkelnäherung gilt für kleine Winkel bis zu 7° und kann aufgrund der Größenverhältnisse von Blendenöffnung W_c zu Blendenabstand A und der daraus resultierenden Größe des Winkels verwendet werden. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} F_c(x, y) &= F(x, y) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_x} \int_{\tan^{-1}(x-W_c/2)/A}^{\tan^{-1}(x+W_c/2)/A} \exp\left(-\frac{(\theta_x - \bar{\theta}_x)^2}{2\theta_0^2}\right) d\theta_x \\ &\approx F(x, y) \left\{ \text{Erf}\left(\frac{(x+W_c/2)/A - \bar{\theta}_x}{\theta_0}\right) - \text{Erf}\left(\frac{(x-W_c/2)/A - \bar{\theta}_x}{\theta_0}\right) \right\} \end{aligned}$$

$$\text{mit } \tan^{-1}(x - W_c/2)/A \approx (x - W_c/2)/A \quad (\text{Kleinwinkelnäherung}) \quad (4.24)$$

Einfluss auf das Strahlungsfeldprofil haben somit die Blendenöffnung W_c , der Abstand A der Blende zur Messebene, der mittlere Winkel $\bar{\theta}_x$ relativ zur Strahlachse (bei gewobbeltem Strahl) und der mittlere Streuwinkel des Strahls θ_0 . Bei $\text{Erf}(t)$ handelt es sich um die Errorfunktion, welche als Ergebnis der Integration einer Gaußfunktion definiert ist

$$\text{Erf}(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \exp(-u^2) du \quad (4.25)$$

In Abbildung 4.8.5 sind die wesentlichen Komponenten und Abstände noch einmal grafisch dargestellt.

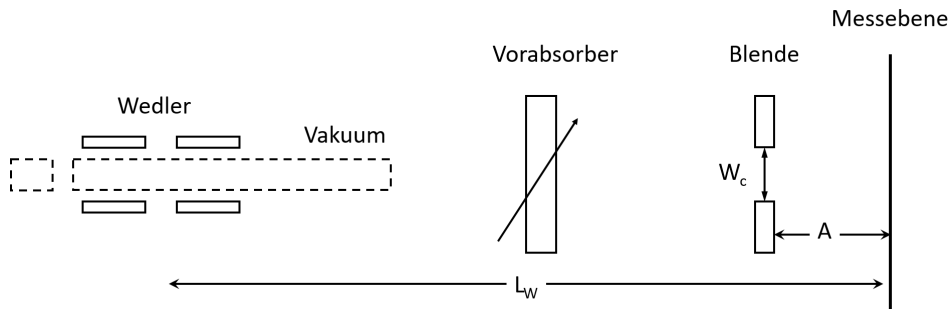


Abbildung 4.8.5: Bild aus [59] mit veränderter Beschriftung. Schematische Darstellung der einzelnen Komponenten und ihrer Abstände, die in die beschriebenen Berechnungen eingehen. Die Wedlerspulen haben einen Abstand L_w zur Messebene, die Blende (hier zur besseren Veranschaulichung mit einer endlichen Tiefenausdehnung dargestellt) hat eine Öffnung W_c und einen Abstand A zur Messebene.

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 Der Bestrahlungsplatz am HZB

5.1.1 Strahlführung und Strahlparameter

Im Rahmen dieser Arbeit werden für die Berechnung und Erzeugung konkreter gewünschter Bestrahlungsfelder Simulationen, Modellrechnungen und Messungen für den zur Verfügung stehenden Experimentierplatz am HZB durchgeführt. Dafür müssen Parameter der Strahlführung und des Strahls selbst bekannt sein oder berechnet werden. Mit Hilfe des Programms PBO-Lab werden Transportrechnungen durchgeführt, um Erkenntnisse über Lage und Form der Fokusse zu gewinnen. Ziel ist es, den Strahl am Messort ausreichend gut zu charakterisieren, um mit Hilfe des hier erzeugten Modells Messungen wiederzugeben und gewünschte Bestrahlungsfelder und deren Eigenschaften schnell und von hoher Güte berechnen zu können.

Die komplette Anlage wurde bereits in Kapitel 3.2 beschrieben. Für die Simulationen mit Fluka und die Transportrechnungen mit PBO-Lab wird zur Vereinfachung nur der letzte Abschnitt der Strahlführung kurz vor dem Messplatz verwendet. Des Weiteren wird für eine vereinfachte Quelldefinition in Fluka der Fokus am Ort des Faraday Cups FCJ2, welcher sich 340 cm vor dem Dipol DIPJ2 befindet, verwendet. Das ermöglicht ein Vernachlässigen der Korrelation zwischen der Ortsabweichung x bzw. y und der Winkelabweichung θ_x bzw. θ_y . Die Korrelationsvariable r_{12} ist an dieser Stelle wegen des Fokus

gleich Null. Der Fokus auf dem FCJ2 ist immer Teil der Strahleinstellung für die Augentumorthherapie.

Die strahlführenden Elemente auf dem betrachteten Abschnitt sind das Quadrupol-Triplett QUAJ5, der Dipol DIPJ2, welcher den Strahl in einem Winkel von rund 20 Grad in den Bestrahlungsraum ablenkt und schließlich das Quadrupol-Triplett QUATW. Die magnetischen Elemente werden alle durch die Feldstärken, ihre effektive Länge, die Aperturgröße und - speziell beim Dipol - die Lage und Winkel der Kanten relativ zur Sollbahn charakterisiert. Die beiden Wedlerspulen für die x- und y-Ablenkung, welche sich im Abstand von 20 cm hinter dem letzten Quadrupol des Triplets QUATW befinden (Abstand der Hinterkante vom Quadrupol zur Vorderkante des Spulenpaares für die y-Auslenkung), spielen für diese Berechnungen keine Rolle.

Aus Strahlführungsprotokollen, in denen die Setzwerte der gesamten Strahlführung routinemäßig für jede Strahleinstellung protokolliert werden, sind die Magnetfeldstärken der einzelnen Elemente bekannt, und Messungen mit der CCD-Kamera liefern die Strahlfleckgröße in bestimmten Abständen hinter der Strahlaustrittsfolie. Mit Hilfe des Programms LookUp kann wiederum der Einfluss der Luftstreuung berechnet und somit berücksichtigt werden. Es kann daher eine Einstellung gefunden werden, bei der ein Fokus am Ort des FCJ2 als Ausgangspunkt zu der benötigten Strahlfleckgröße am Messort führt (siehe Abbildung 5.1.1).

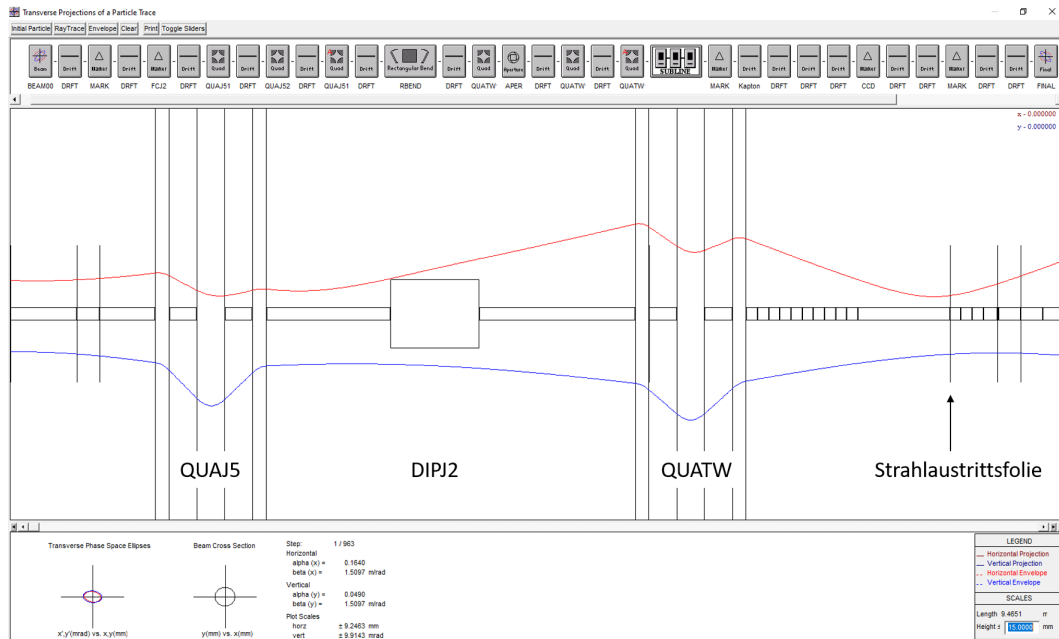


Abbildung 5.1.1: Ergebnis der Transportrechnung mit PBO-Lab. Zu sehen sind die Einhüllenden (Enveloppen) in x- (rot) und y-Richtung (blau) bei ihrer Passage (von links nach rechts) durch die verschiedenen Strahlführungselemente, dem Quadrupol-Triplett QUAJ5, dem Dipol DIPJ2 und dem Quadrupol-Triplett QUATW.

Die Parameter für den gefundenen virtuellen Fokus und die entsprechenden Quadrupolwerte werden in Fluka simuliert und die Ergebnisse mit denen der CCD-Messung verglichen. Abbildung 5.1.2 zeigt eine Übersicht über die Strahlentwicklung im Strahlrohr hinter dem Dipol DIPJ2. Die mittlere Grafik ist eine zweidimensionale Darstellung der Simulationsergebnisse für den Strahl hinter dem Dipol DIPJ2 im Rohr bis 1 m hinter dem Strahlaustritt. In der oberen Grafik sind die Ergebnisse für die Ausdehnung der Einhüllenden der Transportrechnung dargestellt, und es zeigt sich wie erwartet eine sehr gute Übereinstimmung im Verlauf der Strahlausdehnung. Die rechte Grafik zeigt ein simuliertes und ein gemessenes Querprofil des Strahls in einem Abstand von nominell 42,5 cm hinter Strahlaustritt. Auch hier zeigen sich sehr gute Übereinstimmungen.

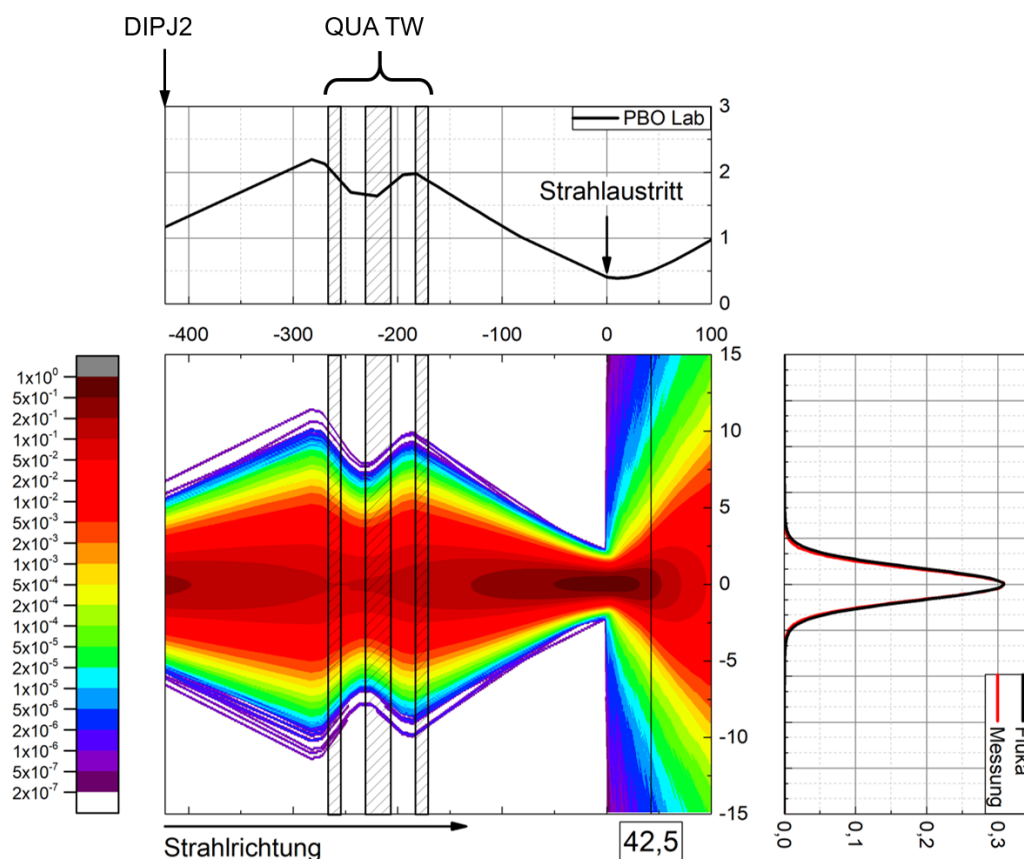


Abbildung 5.1.2: Übersicht der Ergebnisse der Strahlführungsberechnungen in x-Richtung mit Fluka und PBO-Lab sowie Vergleich mit einer Messung mit CCD-Kamera. Unten links: zweidimensionale Darstellung der Fluka-Simulationsergebnisse für einen fokussierten Strahl. Dargestellt ist die Strahlintensität des Protonenstrahls im Strahlrohr direkt hinter dem Dipol DIPJ2 bis 1 m hinter Strahlaustritt. Die Farbskala ist logarithmisch. Das Quadrupol-Triplett QUATW ist durch drei schraffierte Bereiche gekennzeichnet und eine schwarze Linie bei 42,5 cm hinter Strahlaustritt markiert den Messort für die CCD-Messung. Das Strahlprofil dieser Messung sowie das simulierte Profil sind unten rechts zu sehen. Die obere Grafik zeigt die Berechnung der Strahlenveloppe mit Hilfe von PBO-Lab ebenfalls zusammen mit dem Quadrupol-Triplett QUATW und dem durch einen Pfeil markierten Strahlaustritt.

Die folgende Abbildung 5.1.3 zeigt die gemessenen und simulierten Querprofile in x- und y-Richtung in zwei verschiedenen Abständen hinter dem Strahlaustrittsfenster.

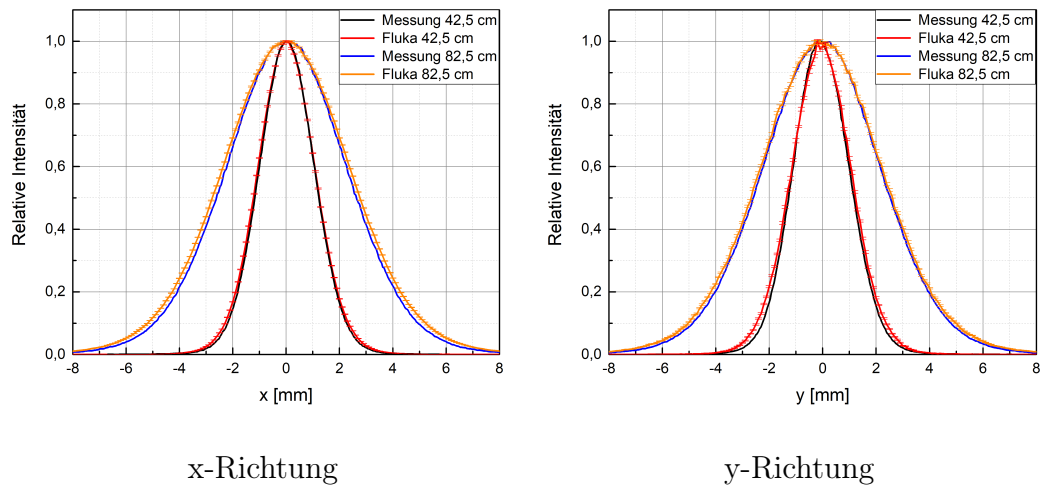


Abbildung 5.1.3: Gemessene und simulierte Querprofile in x- und y-Richtung in zwei verschiedenen Abständen vom Strahlaustritt.

Nach Durchlaufen einer Strecke von nominell 42,5 cm an Luft zeigt der Strahl in der Messung eine Ausdehnung in x von $\sigma_x = (1,03 \pm 0,07)$ mm und in y von $\sigma_y = (1,04 \pm 0,07)$ mm. Die angegebenen Messfehler ergeben sich aus dem statistischen Fehler des Umrechnungsfaktors $u = (0,0485 \pm 0,003)$ mm/Pixel der Pixelkalibrierung. Dieser Messfehler ist mit 6,25 % des Messwerts der GröÙte. Positionierungsfehler, die bei dieser Messung lediglich die Fehlpositionierung der Messebene (Szintillationsschirm mit Kamera) beinhalten, betragen aufgrund der händischen Abmessung der Abstände mit Hilfe eines Zollstocks etwa $\pm 0,5$ cm, was zu einer Abweichung der Strahlausdehnung von 0,01 mm (abgeschätzt mit der Highland-Formel) führt. Dieser Fehler ist deutlich kleiner als der Umrechnungsfehler von Bildpixel in Millimeter. Auch der statistische Fehler der Grauwertbestimmung bei Extraktion des Linienprofils (siehe Kapitel 4.2.2) ist mit 0,5 % vernachlässigbar klein.

Die Simulation ergibt nach Durchlaufen einer Luftstrecke von 42,5 cm Werte von $\sigma_x = (1,061 \pm 0,001)$ mm bzw. $\sigma_y = (1,103 \pm 0,002)$ mm. Die Fehlerangaben entsprechen hier lediglich dem Fehler der Gaußanpassung. Die Fluka-simulation liefert für jeden berechneten Wert einen statistischen Fehler, der in Abbildung 5.1.3 dargestellt ist und im zentralen Bereich weniger als 1 % beträgt. Gemessene und simulierte Werte weichen jeweils um rund 4 % in beiden Richtungen voneinander ab und stimmen somit im Rahmen der Messgenauigkeit sehr gut überein. Analoge Ergebnisse zeigen sich für Messung und

Simulation der Querprofile in einem Abstand von 82,5 cm vom Strahlaustritt. Hier betragen die Abweichungen zwischen den Ergebnissen $\Delta\sigma_x = 5,3\%$ bzw. $\Delta\sigma_y = 4,1\%$, was für die x-Richtung auf eine möglicherweise etwas zu klein gewählte Divergenz schließen ließe. Diese geringe Abweichung kann aber aufgrund des quadratischen Aufsummierens der Streuanteile aus allen später verwendeten Komponenten vernachlässigt werden. Somit zeigen sich in beiden Richtungen für beide Messorte gute Übereinstimmungen zwischen Messung und Simulation. Es lassen sich somit an jeder Position auf dem Strahlführungspfad innerhalb dieses Strahlführungsabschnitts Aussagen über Lage und Form des Protonenstrahls machen.

Im weiteren Verlauf der Arbeit zeigt sich, dass eine Verlängerung des Vakuumrohres gegenüber dem bisher besprochenen Aufbau notwendig wird, um die Strahlaufweitung und damit verbundenen Strahlverluste durch Streuung an Luft möglichst zu minimieren. Das Strahlrohr wird um 1,93 m verlängert. Diese Verlängerung wird als Driftstrecke in die Strahlführungsrechnungen einbezogen. Um in der verlängerten Version des Experimentierplatzes auch einen Fokus in der gleichen Relation zum Austrittsfenster zu erhalten, mussten die Strahlführungsparameter angepasst werden. Es ergeben sich nun für einen Fokus bei 42,5 cm hinter dem Austrittsfenster folgende Strahleigenschaften: Am Ort des Strahlaustritts besitzt der Protonenstrahl eine Ausdehnung von $\sigma_x = 2,4\text{ mm}$ und $\sigma_y = 1,4\text{ mm}$ mit einer Divergenz von $\theta_{0x} = 1,08\text{ mrad}$ bzw. $\theta_{0y} = 0,58\text{ mrad}$. Dies sind wichtige Ausgangsparameter für das in den folgenden Kapiteln beschriebene Modell zur Berechnung der komplexen Strahlprofile.

Die gefundene virtuelle Strahlführung und die sich daraus ergebenden Strahlparameter werden für weitere Berechnungen und Simulationen verwendet.

5.1.2 Gemessene Strahlprofile

Mit dem in Kapitel 4.2 beschriebenen Messaufbau bestehend aus Röntgenkonverterfolie und CCD-Kamera wurden für verschiedene Wedlereinstellungen, Vorabsorberdicken und Abstände Messungen mit und ohne Blende durchgeführt, um den Einfluss der einzelnen Parameter qualitativ zu untersuchen.

Bevor die Ergebnisse hierzu vorgestellt werden, wird anhand von zwei Strahlprofilmessungen eine Untersuchung der möglichen systematischen Fehler und der daraus resultierenden Messgenauigkeit vorgenommen. Die zwei Messungen wurden bei gleicher Vorabsorberdicke, gleichen nominellen Abständen und gleichen Wedlereinstellungen vorgenommen. Sie fanden jedoch an unterschiedlichen Messtagen statt, wodurch Abweichungen in den Strahlführungseinstellungen und Strahleigenschaften zu erwarten sind. Abbildung 5.1.4 zeigt für beide Messungen ein Linienprofil in x-Richtung, in dem die Grauwerte im zentralen Bereich auf den Mittelwert normiert und in Abhängigkeit der Pixel im Bild dargestellt sind. Dabei ist der Mittelpunkt der Profile bei Pixelwert Null.

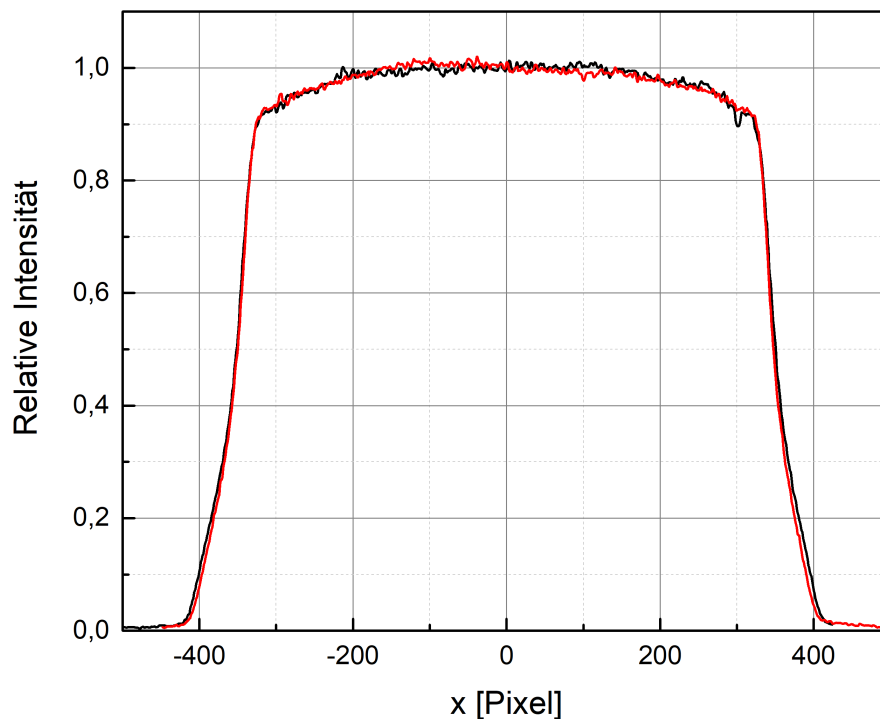


Abbildung 5.1.4: Querprofile in x-Richtung aus zwei verschiedenen Messungen bei nominell gleichen Einstellungen an unterschiedlichen Messtagen. Die Grauwerte sind auf die mittlere Intensität im zentralen Bereich normiert und in Abhängigkeit der Bildpixel dargestellt, wobei der Mittelpunkt der Profile beim Pixelwert Null liegt.

Der Vorabsorber hat bei beiden Messungen die Dicke $d_{VA} = (18,47 \pm 0,05)$ mm und einen Abstand $(B + A + d) = (98 \pm 0,5)$ cm zur Messebene.

Die Dicke der Vorabsorber wurde mit einer Mikrometerschraube überprüft und dabei Dickenabweichungen vom nominell angegebenen Wert festgestellt. Der hier angegebene Fehler resultiert aus den Abweichungen der unterschiedlichen Dickenmessungen und wurde für jeden in der Arbeit verwendeten Vorabsorber analog ermittelt.

Beide gemessenen Querprofile zeigen den gleichen Verlauf mit maximalen Intensitätswerten im zentralen Bereich des Feldes, die zu den Seiten hin leicht bis auf etwa 92 % und an den Feldkanten dann steil abfallen. Jenseits dieser Feldkanten (bei mehr als 400 Pixeln Abstand zur Feldmitte) zeigen sich in beiden Profilen Intensitätswerte im Bereich von ein bis zwei Prozent, die durch die Untergrundkorrektur nicht kompensiert wurden. Dabei handelt es sich um Untergrundstrahlung und Blendenstreuung, die nur während der Bestrahlung auftreten und daher nicht im Untergrundbild detektiert werden. Protonen werden an den Blendenkanten gestreut und tragen in Abhängigkeit von der Blendenöffnung und des Abstands von der Blende zur Messebene zum Intensitätsprofil außerhalb des Feldes bei. Zusätzlich entsteht im Vorabsorber und besonders in der Blende auch Neutronenstrahlung, die das Szintillationsmaterial der Folie ebenfalls anregt und somit von der Kamera detektiert wird.

Bei der Auswertung der Profile kann der in Kapitel 4.2.2 bereits beschriebene Fehler bei der Extraktion des Linienprofils aus der CCD-Aufnahme, der durch Mittelung über drei Pixel entsteht kann mit 0,5 % vernachlässigt werden. Jede der beiden Messungen zeigt jedoch zusätzliche Schwankungen der Intensitätswerte im zentralen Bereich von rund 3 %. Diese beeinflussen die Normierung der Grauwerte des Profils und somit die Position der 20 % und 80 % Isodose bei der Auswertung. Das führt zu einer Abweichung von rund 2 % in den ermittelten Penumbrawerten (bei Normierung auf den minimalen Grauwert im zentralen Bereich im Vergleich zur Normierung auf den maximalen Grauwert). Die größten Unterschiede der Penumbrawerte bestehen jedoch zwischen rechtem und linkem Intensitätsabfall im Profil. In diesen Beispielmessungen betragen die Penumbras (49 ± 1) Pixel (schwarze Kurve) bzw. (47 ± 1) Pixel (rote Kurve) auf der rechten Seite und (47 ± 1) bzw. (42 ± 1) Pixel auf der linken Seite des Profils. Daraus ergeben sich Differenzen von 2 bzw. 5 Pixeln. Diese Ungenauigkeiten sind auf Fehler in der Strahlzentrierung zurückzuführen. Bei der Zentrierung wird vor der Durchführung der Messungen eine rechteckige

Zentrierblende verwendet. Mit Hilfe der entsprechenden Elektromagnete zur Strahlzentrierung (die sogenannten Steerer) wird der Schwerpunkt des Strahls jeweils einmal auf die rechte, die linke, die obere und die untere Blendenkante geführt, um deren Positionen im Bild zu bestimmen. Anschließend wird der Schwerpunkt des Strahls auf die Mitte zwischen diesen Bildpositionen sowohl in x- als auch in y-Richtung geführt. Dieser Vorgang der Zentrierung kann nur mit einer Genauigkeit von etwa 2 Bildpixeln durchgeführt werden. Der Einfluss der Strahlzentrierung auf den Verlauf der Querprofile und die ermittelten Penumbbras wird in Kapitel 5.1.4 und 5.1.5 noch ausführlicher diskutiert. Er ist die Hauptursache für die Entstehung unterschiedlich großer Penumbbras innerhalb einer Messung. Der Vergleich der beiden Messungen in Abbildung 5.1.4 zeigt die Reproduzierbarkeit der Strahlprofile an verschiedenen Messtagen. Die Abweichungen der Intensitätswerte im zentralen Bereich betragen maximal etwa 4% womit sie in der gleichen Größenordnung liegen, wie die Intensitätsschwankungen innerhalb eines Profils. Die Penumbbras beider Profile weichen um maximal 7 Pixel voneinander ab. Die bisherigen Angaben der Penumbbras erfolgten in Einheiten von Pixeln, da der Fehler, der durch die Umrechnung mit dem Umrechnungsfaktor u dieser Pixel in Millimeter entsteht, prozentual am größten ist. Er beträgt (wie in Kapitel 4.2.1 bereits diskutiert) etwa 6% des Messwertes.

$$P = |X_{80} - X_{20}| \cdot u \quad (5.1)$$

$$\begin{aligned} \Delta P &= \sqrt{\left(\frac{\delta P}{\delta X_{80}}\right)^2 (\Delta X_{80})^2 + \left(\frac{\delta P}{\delta X_{20}}\right)^2 (\Delta X_{20})^2 + \left(\frac{\delta P}{\delta u}\right)^2 (\Delta u)^2} \\ &= \sqrt{u^2(\Delta X_{80})^2 + u^2(\Delta X_{20})^2 + (X_{80} - X_{20})^2(\Delta u)^2} \end{aligned} \quad (5.2)$$

Zusammen mit den soeben beschriebenen Unsicherheiten ergeben sich unter Verwendung der gauß'schen Fehlerfortplanzung Penumbrawerte von $P = (2, 4 \pm 0, 2)$ mm und $P = (2, 3 \pm 0, 2)$ mm für die Messung der schwarzen Kurve (siehe Abbildung 5.1.4) und $P = (2, 3 \pm 0, 2)$ mm bzw. $P = (2, 0 \pm 0, 2)$ mm für die rote Kurve.

Vergleicht man neben der Penumbra auch die Feldgröße (Position der 50% Isodose) der beiden Messungen, ergibt sich auch hier ein Unterschied von 0,3 mm. Dies ist auf Fehler bei der Positionierung der Blende zurückzuführen. Sie kann

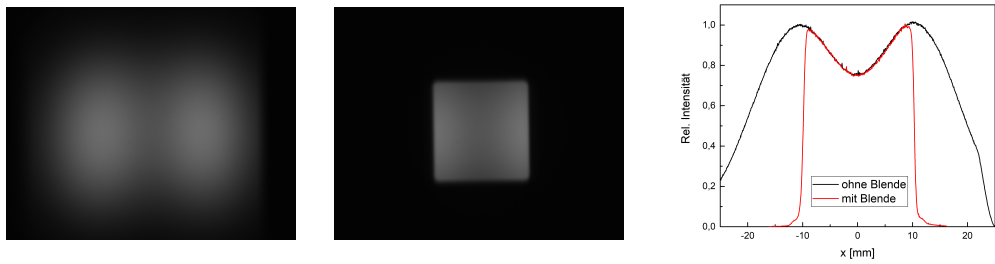
nur mit einer Genauigkeit von etwa 3 mm aufgrund der händischen Abmessung des Abstands A von Blende zur Szintillationsfolie mit einem Zollstock platziert werden.

Je nach Anforderungen an den Bestrahlungsplatz können mit den Wederspulen sowohl kreisförmige als auch rechteckige homogene Strahlungsfelder erzeugt werden. Dabei beeinflusst, wie in Kapiteln 4.8.3 und 4.8.4 bereits beschrieben, das Verhältnis aus Abstand der parallelen Linien bzw. Radius des Kreises zur Strahlausdehnung die Homogenität. Die Penumbras können durch Verwenden einer entsprechend kreisförmigen oder rechteckigen Blende reduziert werden (siehe Abbildung 5.1.5 A und B).

A.



B.



C.

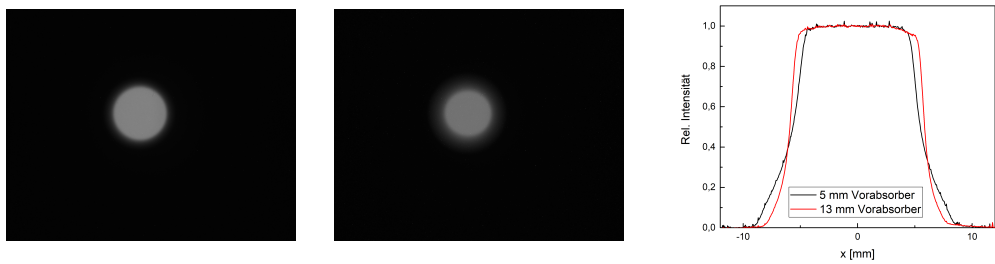
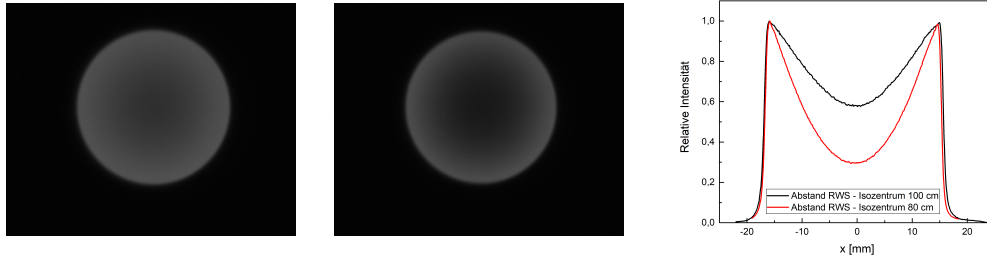


Abbildung 5.1.5: CCD-Aufnahmen (links) und dazugehörige Querprofile (rechts) der Strahlfelder für verschiedene Situationen; von links nach rechts: **A.** Kreisförmiges Strahlfeld ohne Blende und mit Blende; **B.** Parallele Linien ohne Blende und mit Blende; **C.** dünner Vorabsorber (rund 5 mm), dicker Vorabsorber (rund 13 mm).

D.



E.

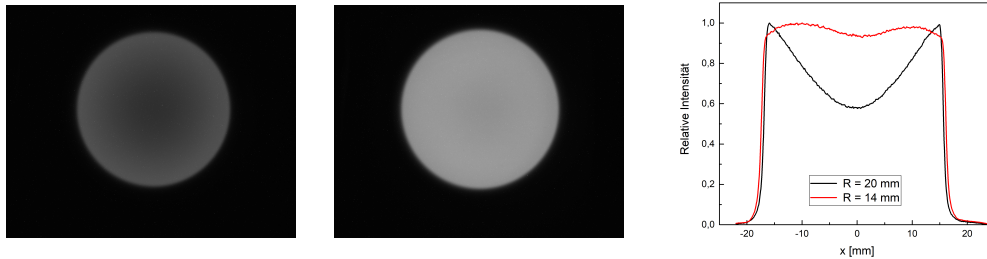


Abbildung 5.1.6: CCD-Aufnahmen (links) und dazugehörige Querprofile (rechts) der Strahlfelder für verschiedene Situationen; von links nach rechts: **D.** nominell 100 cm Abstand zwischen Vorabsorber und Messebene, nominell 80 cm Abstand zwischen Vorabsorber und Messebene; **E.** Feld mit Radius $R = 20$ mm, Feld mit Radius $R = 14$ mm

Für die Anpassung der gewünschten Reichweite bzw. gleichbedeutend der vom Anwender geforderten Protonenenergie variiert die Dicke des Vorabsorbers. Dies hat wiederum starken Einfluss auf die Form des Strahlprofils und die Penumbra im Besonderen (Abbildung 5.1.5 C).

Auch der Abstand des Vorabsorbers zur Messebene kann variiert werden und beeinflusst die Form des Strahlprofils (Abbildung 5.1.6 D).

Der Radius des erzeugten kreisförmigen Feldes kann im Rahmen der maximalen Anregung ebenfalls variiert werden. Das hat Einfluss sowohl auf die Homogenität als auch die Penumbra (Abbildung 5.1.6 E).

Um diese Vielfalt der möglichen Parameter und deren Einfluss auf das Strahlfeldprofil systematisch besser untersuchen zu können, muss ein mathematisches Modell entwickelt werden, welches all diese Variationsmöglichkeiten berücksichtigt. So kann ein realer Strahlfleck unterschiedliche Ausdehnungen in x - bzw. y -Richtung besitzen, und er kann auch auf Höhe des Vorabsorbers

unterschiedlich stark ausgelenkt sein, was zu einem elliptischen Strahlprofil führt, welches wiederum durch die Wedlerspulen in elliptischer Form über den Vorabsorber gelenkt wird. Die Blende kann verschiedene Durchmesser besitzen und auch in ihrer Dicke variieren, wobei die Tiefenausdehnung wiederum unterschiedlich starken Einfluss auf die Penumbras haben kann, je nach Strahlgeometrie. Einfluss auf die Form der Penumbra hat auch ein möglicher Offset des Strahlschwerpunktes relativ zum Zentrum der Blende. Die verschiedenen Abstände von Vorabsorber zur Blende, von Blende zur Messebene, von Wedlerspulen zur Messebene oder auch von Wedlerspulen zum Vorabsorber müssen im Modell einzeln variierbar sein und bei der Berechnung berücksichtigt werden. Die Dicke des Vorabsorbers selbst und damit die Größe des Streuwinkels sowie der Einfluss der Luft müssen ebenfalls korrekt vom Modell wiedergegeben werden.

5.1.3 Entwicklung eines Modells zur Berechnung von Strahlprofilen mit Blende

Wie in Kapitel 4.8 bereits diskutiert, existiert in der Literatur eine Anzahl von theoretischen Strahlprofilbeschreibungen mit und ohne Berücksichtigung einer Blende. Befindet sich eine Blende im Strahlengang, wird diese im Allgemeinen durch Multiplikation des Strahlprofils ohne Blende mit einer Errorfunktion beschrieben. Die Annahmen für dieses Modell gehen von einer unendlich dünnen, nur in einer Richtung kollimierenden Blende aus. Es existieren Lösungen, den Einfluss einer ausgedehnten Blende im Rahmen des primär für die von Bestrahlungsplanungsprogrammen zur Dosisberechnung verwendeten „Pencil Beam Algorithmus“ zu beschreiben [60, 61].

Auch für die Größenordnung der hier am HZB erzeugten Feldgrößen kann der Einfluss der Blende in allen drei Dimensionen nicht vernachlässigt werden. Der Vergleich eines am HZB gemessenen Strahlprofils mit der Berechnung unter Verwendung eines Modells mit unendlich dünner Blende zeigt, dass es Abweichungen gibt, die eine Erweiterung des Modells notwendig erscheinen lassen (siehe Abbildung 5.1.7).

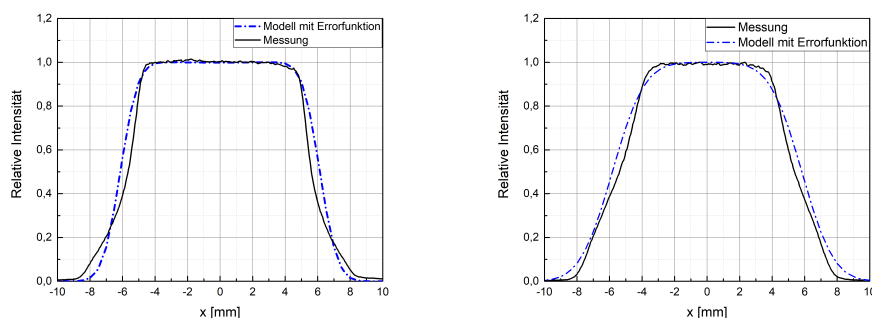


Abbildung 5.1.7: Links: Strahlungsfeldprofil gemessen mit einer Vorabsorberdicke von 9,78 mm im Vergleich mit berechnetem Strahlungsfeldprofil unter Verwendung der Errorfunktion für die Blendenwirkung; rechts: Strahlungsfeldprofil gemessen mit Vorabsorberdicke von 23,63 mm im Vergleich mit Modellrechnung mit Errorfunktion. Der Blendendurchmesser beträgt in beiden Fällen 11 mm.

Aus diesem Grund wird für die Zwecke dieser Arbeit der Einfluss der Blende in einem eigenen Modell zur Strahlungsfeldberechnung berücksichtigt.

Ausgangspunkt ist die Beschreibung der lateralen Ortsverteilung auf dem Vorabsorber mit Hilfe der Fermi-Eyges-Theorie. Im für diese Arbeit entwickelten Modell wird eine aufrecht stehende Phasenellipse, also ein Fokus auf dem Vorabsorber, angenommen. Die Gründe und Berechtigung dieser Annahme werden weiter unten in Kapitel 5.1.5 diskutiert. Aufgrund der aufrecht stehenden Phasenellipse fällt der Korrelationsparameter $A_1 = 0$ aus der Fermi-Eyges-Beschreibung der Verteilung heraus, und es ergibt sich aus Gleichung 4.10 (exemplarisch für die x-Richtung)

$$F(\theta_x, x) = \frac{1}{2\pi\sqrt{A_0A_2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{A_0x^2 + A_2\theta_x^2}{A_0A_2}\right) \quad (5.3)$$

Geometrische Betrachtungen

Da in dieser Arbeit die vorgestellten Strahlprofile ausschließlich durch ringförmige Feldformung erzeugt werden, reduziert sich die Untersuchung eines Strahlprofils auf seine radiale Form. Im hier verwendeten kartesischen System wird zur Untersuchung die x-Achse gewählt. Gesucht ist die Verteilungsfunktion $F(x_i)$ des Protonenstrahls in Abhängigkeit von der lateralen Position x_i (siehe Abbildung 5.1.8) entlang der x-Achse in der Messebene.

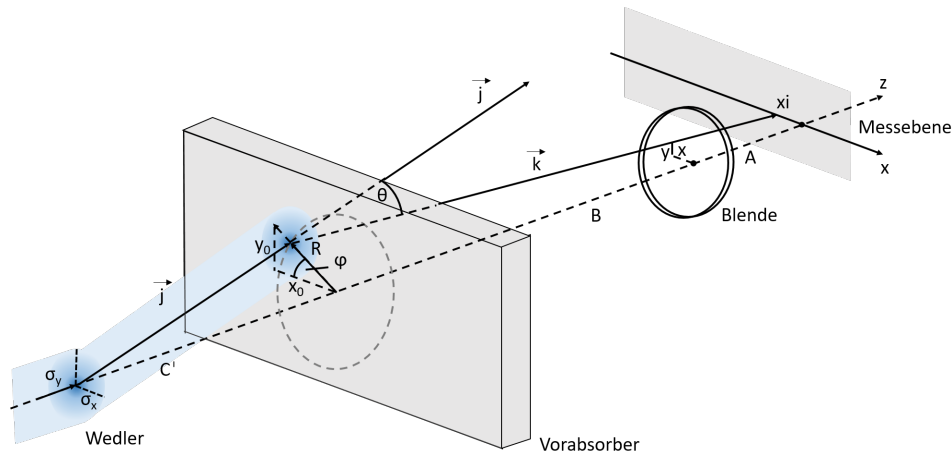


Abbildung 5.1.8: Schematische Darstellung einer Momentaufnahme des abgelenkten, gaußförmigen Protonenstrahls mit geometrischen Parametern. A , B und $C + s$ sind die jeweiligen Abstände zwischen Blende und Messebene, Vorabsorber und Blende (wobei die Dicke des Vorabsorbers selbst in B enthalten ist) sowie Vorabsorber und „Knickpunkt“ für die Auslenkung des Strahls im Wedler. R bezeichnet die Position des Schwerpunkts der Ortsgaußverteilung des abgelenkten Strahls, x_0 und y_0 der momentane für die Integration relevante Ort. \vec{j} ist die momentane Strahlrichtung und \vec{k} ist die Richtung vom Ort des zu berechnenden Intensitätsbeitrags auf dem Vorabsorber zum aktuellen Messpunkt x_i . θ ist der Streuwinkel. In der Blendenebene bezeichnen x und y die eigentlichen Integrationsvariablen

Die Wedlerspulen, bzw. das Spulenpaar für die x -Auslenkung befindet sich im Abstand C' zum Vorabsorber. Im Vergleich zu Abbildung 4.1.1 in Kapitel 4.1 beinhaltet dieser bereits den Abstand s , der in dieser Arbeit vereinfacht als „Knickpunkt“ bezeichnet wird. Es handelt sich dabei um den Ort, an dem die geradlinige Flugbahn der Protonen nach Verlassen des Magnetfeldes die Strahlachse z schneidet. Genauere Erläuterungen hierzu finden sich im folgenden Abschnitt „Unterschiedliche Abstände der Wedlerspulen zur Messebene für x - und y -Auslenkung“.

Der Protonenstrahl wird durch die Wedlerspulen in x - bzw. y -Richtung abgelenkt. Dabei liegt der Schwerpunkt der gaußförmigen Fluenzverteilung auf einem Kreis mit dem Radius R (siehe Skizze 5.1.8). Im Modell werden nun analog zum Pencil Beam Modell alle Punkte auf dem Vorabsorber betrachtet, die einen Beitrag zur Intensität im Punkt $(x_i, 0)$ in der Messebene leisten.

Diese Beiträge werden aufaddiert bzw. über die Fläche der als Begrenzung wirkenden Blende integriert.

In der Momentaufnahme in Abbildung 5.1.8 befindet sich der Schwerpunkt des abgelenkten Strahls am Ort mit den Koordinaten $(R_x = R \cos(\varphi), R_y = R \sin(\varphi))$ und der zu betrachtende Punkt am Ort mit den Koordinaten (x_0, y_0) . Protonen an diesem Ort kommen aus der Richtung $-\vec{j}$ und werden im Material des Vorabsorbers gestreut, wobei die Winkelverteilung wieder einer Gaußkurve entspricht mit dem mittleren Streuwinkel θ_0 als Standardabweichung. Um den Punkt $(x_i, 0)$ in der Messebene zu erreichen, müssen sie sich unter dem Winkel θ entlang des Vektors \vec{k} bewegen. Somit ist der Beitrag aus diesem einen, in der Momentaufnahme betrachteten Punkt das Produkt aus der Fluenz in diesem Punkt und der Wahrscheinlichkeit, mit der der Streuwinkel genau θ entspricht.

$$f(x_i) = f(x_0, y_0) \cdot g(\theta) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{(x_0 - R \cos(\varphi))^2}{\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{(x_0 - R \sin(\varphi))^2}{\sigma^2}\right) \cdot g(\theta) \quad (5.4)$$

Um aus dieser Momentaufnahme letztlich das Profil aus einem kreisförmigen Strahlungsfeld zu erhalten, muss 5.4 noch über die Blendenfläche (hier ebenfalls als kreisförmig angenommen) und die Kreisbewegung um den Winkel φ des Strahls auf dem Vorabsorber integriert werden.

$$F_c(x_i) = \int_0^{2\pi} \int_{\Omega_{Blende}} \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{(x_0 - R \cos(\varphi))^2}{\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{(x_0 - R \sin(\varphi))^2}{\sigma^2}\right) \cdot g(\theta) \, d\Omega_{Blende} d\varphi \quad (5.5)$$

Um die Fluenz - und Winkelverteilung auf dem Vorabsorber in Abhängigkeit von x_i darzustellen, werden geometrische Zusammenhänge (siehe Abbildung 5.1.9) verwendet.

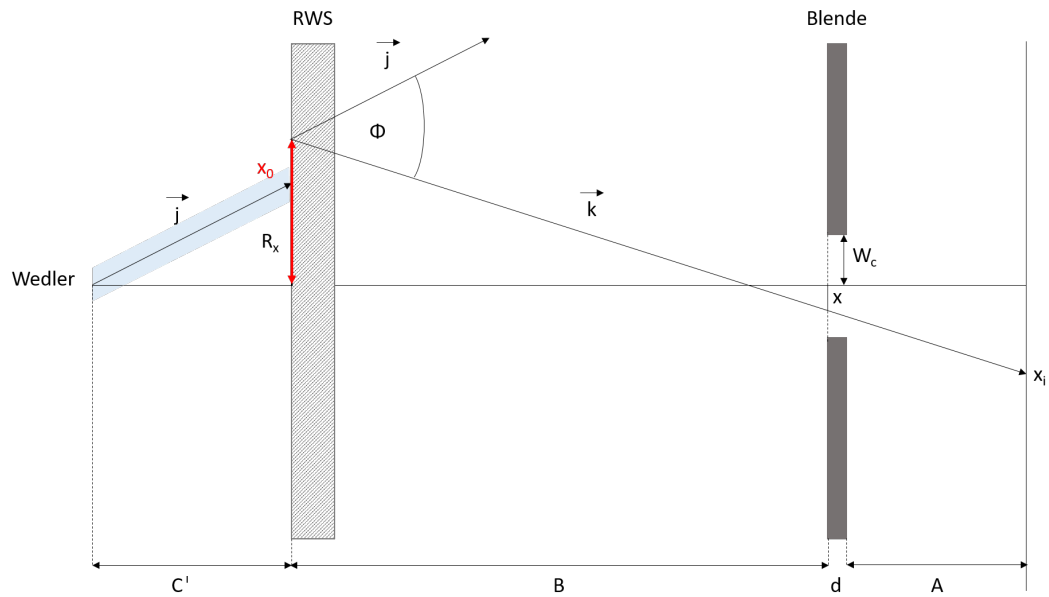


Abbildung 5.1.9: Darstellung der geometrischen Zusammenhänge zwischen Koordinaten auf Höhe des Vorabsorbers und dem entsprechenden Punkt in der Messebene, $(x_i, 0)$.

Mit Hilfe von Abbildung 5.1.9 lässt sich folgender Zusammenhang für x und analog für y mit $y_i = 0$ finden

$$\begin{aligned} x_0 &= x_i - \frac{A + B + d}{A}(x_i - x) \\ y_0 &= \frac{A + B + d}{A + d}y. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Hierbei sind x und y die Koordinaten des Durchstoßpunktes vom Bewegungsvektor \vec{k} und der Blendenebene. Für die in Abb. 5.1.8 dargestellte Momentaufnahme gilt für die Ortsverteilung auf dem Vorabsorber unter Verwendung von (5.6) folgende Funktion

$$\begin{aligned}
f(x_0, y_0) &= f(x_0(x), y_0(y)) \\
&= \frac{1}{2\pi(\sigma_x\sigma_y)} \int_0^{2\pi} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma_x^2} \left(x_i - \frac{A+B+d}{A}(x_i-x) - R\cos\varphi \right)^2 \right] \\
&\quad \cdot \exp \left[-\frac{1}{2\sigma_y^2} \left(\frac{A+B+d}{A+d}y - R\sin\varphi \right)^2 \right] d\varphi \\
&\quad \text{mit } R_x = R\cos\varphi, R_y = R\sin\varphi
\end{aligned} \tag{5.7}$$

Damit kann die relative Protonenfluenz an jedem Ort auf dem Vorabsorber in Abhängigkeit von der Position x_i im Querprofil in der Messebene berechnet werden.

Für die Berechnung der Winkelverteilung dient ebenfalls wieder die Gaußverteilung als Ausgangspunkt.

$$g(\theta) = \frac{1}{2\pi\theta^2} \exp \left(-\frac{\phi^2}{2\theta^2} \right) \tag{5.8}$$

Ein Ausdruck für θ lässt sich durch Betrachtung der beiden Vektoren \vec{k} und \vec{j} in Abbildung 5.1.9 finden

$$\vec{j} = \begin{pmatrix} R_x \\ R_y \\ C' \end{pmatrix}, \quad \vec{k} = \begin{pmatrix} x_i - x_0 \\ -y_0 \\ A + B + d \end{pmatrix} \tag{5.9}$$

Der Winkel zwischen zwei Vektoren ergibt sich aus der Definition des Skalarprodukts

$$\theta^2 \approx \tan^2(\phi) \quad \text{Kleinwinkelnäherung} \tag{5.10}$$

$$\tan^2(\theta) = \frac{1}{\cos^2(\theta)} - 1 \tag{5.11}$$

$$\cos^2(\theta) = \frac{(\vec{k} \cdot \vec{j})^2}{|\vec{k}|^2 |\vec{j}|^2} \tag{5.12}$$

Damit ergibt sich die Winkelverteilung zu folgendem (von den Koordinaten x, y der Blendenebene abhängigem) Ausdruck

$$g(\theta) = g(x, y) = \frac{1}{2\pi\theta_0^2} \exp \left[-\frac{1}{2\theta_0^2} \left(\frac{|\vec{k}|^2 |\vec{j}|^2}{(\vec{k} \cdot \vec{j})^2} - 1 \right) \right] \quad (5.13)$$

Mit den gefundenen Darstellungen der Fluenz- und Winkelverteilung auf dem Vorabsorber am Ort (x_0, y_0) kann nun durch Integration über die gesamte Blendenfläche die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von x_i bestimmt werden.

Je nach Wunsch des Anwenders können sowohl Rechteck- als auch Rundblenden verwendet werden. Für beide Varianten findet die Integration zuerst über die x-Komponente statt, deren Grenzen sich in Abhängigkeit von der y-Komponente, der äußeren Integrationsvariable, ergeben. Für die entsprechenden Integrationsgrenzen $x_{min}, x_{max}, y_{min}$ und y_{max} (wobei gilt $y_{min} = -y_{max}$) ergeben sich drei verschiedene separat zu betrachtende Situationen abhängig von der Position x_i in der Messebene. Sie sind in Abbildung 5.1.10 schematisch dargestellt.

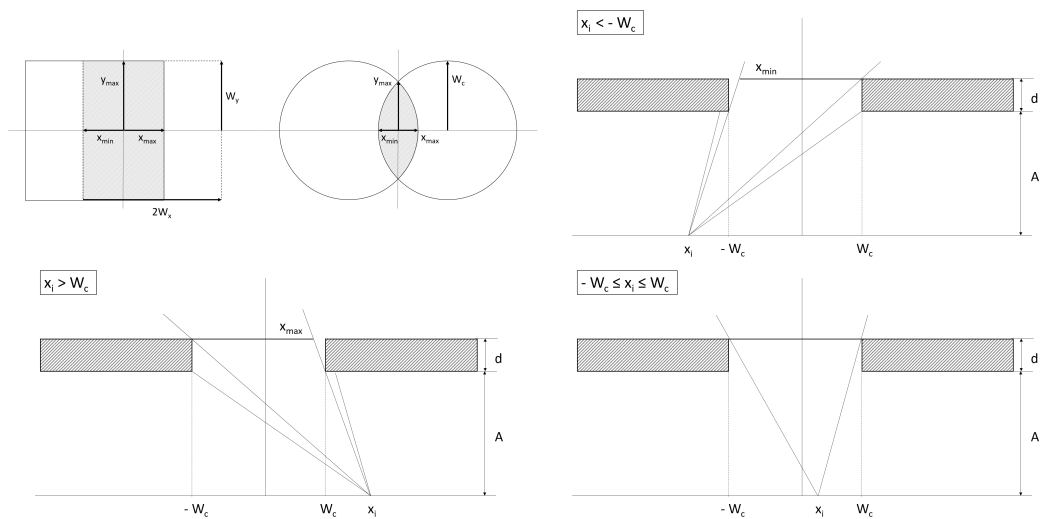


Abbildung 5.1.10: Oben links: Darstellung der projizierten Vorder- und Hinterkante der Blende bei $|x_i| < W_c$; die Integrationsgrenzen in x- und y-Richtung ergeben sich in Abhängigkeit von x_i ; oben rechts: schematische Darstellung in der Draufsicht der geometrischen Bestimmung der Integrationsgrenzen in x bei $y = 0$ im Fall $x_i < -W_c$; analog dazu die Darstellungen unten links und unten rechts für die Fälle $x_i > W_c$ bzw. $-W_c \leq x_i \leq W_c$.

Abbildung 5.1.10 zeigt in der Grafik oben links schematisch die Reduktion der Blendenfläche bei einer Rechteck- (W_x und W_y) und Kreisblende (W_c), wenn x_i sich jenseits der Blendenkanten bewegt. Die Darstellungen rechts oben sowie unten links und unten rechts zeigen eine Draufsicht der Integrationsgrenzen auf der Höhe $y = 0$.

Der einfachste Fall gilt für alle $-W_c \leq x_i \leq W_c$ (Abbildung 5.1.10 unten links). Hier begrenzen lediglich die (aus Sicht des Strahls) vorderen Blendenkanten das Bestrahlungsfeld, und es ergibt sich jeweils für die Rechteck- und Kreisblende (Index R für Rechteckblende und K für Kreisblende)

Für $-W_c \leq x_i \leq W_c$ gilt :

$$-x_{min,R} = x_{max,R} = W_x \quad (5.14)$$

$$-y_{min,R} = y_{max,R} = W_y \quad (5.15)$$

$$-x_{min,K} = x_{max,K} = \sqrt{W_c^2 - y^2} \quad (5.16)$$

$$-y_{min,K} = y_{max,K} = W_c \quad (5.17)$$

Da sich die anderen beiden Fälle lediglich in einem Vorzeichen unterscheiden, wird hier nur exemplarisch die Situation beschrieben, in der $x_i > W_c$ gilt. Für die Rechteck- und Kreisblende ergibt sich jeweils

$W_c < x_i$:

$$x_{min,R} = -W_x \quad (5.18)$$

$$x_{max,R} = x_i - \left(\frac{A+d}{A} \right) (x_i - W_x) \quad (5.19)$$

$$-y_{min,R} = y_{max,R} = W_y \quad (5.20)$$

$$x_{min,K} = -\sqrt{W_c^2 - y^2} \quad (5.21)$$

$$x_{max,K} = x_i - \left(\frac{A+d}{A} \right) \left(x_i - \sqrt{W_c^2 - \left(\frac{A}{A+d} \right)^2 y^2} \right) \quad (5.22)$$

$$-y_{min,K} = y_{max,K} = \sqrt{W_c^2 \left(\frac{A^2 + (A+d)^2}{2A^2} \right) - x_i^2 \frac{d^2}{2A^2}} \quad (5.23)$$

Für den letzten Fall für alle $x_i < -W_c$ werden in den Gleichungen (5.18) - (5.22) lediglich die Grenzen in x-Richtung vertauscht (aus x_{min} wird x_{max} und

umgekehrt) und das farbig hervorgehobene Vorzeichen $-$ wird zu $+$.

Die Integrationsgrenzen hängen in x-Richtung stets von der momentanen Integrationsposition y ab.

Zusammenfassend ergibt sich aus all den geometrischen Überlegungen folgende Funktion für die Intensitätsverteilung entlang der x-Achse in der Messebene

$$F_c(x_i) = \int_{y_{min}}^{y_{max}} \int_{x_{min}}^{x_{max}} F(x, y) g(x, y) dx dy \quad (5.24)$$

$$F(x, y) = \frac{1}{2\pi(\sigma_x\sigma_y)} \int_0^{2\pi} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma_x^2} \left(x_i - \frac{A+B+d}{A}(x_i-x) - R\cos\varphi\right)^2\right] \cdot \exp\left[-\frac{1}{2\sigma_y^2} \left(\frac{A+B+d}{A}y - R\sin\varphi\right)^2\right] d\varphi \quad (5.25)$$

$$g(x, y) = \frac{1}{2\pi\theta^2} \exp\left[-\frac{1}{2\theta^2} \left(\frac{|\vec{k}|^2|\vec{j}|^2}{(\vec{k}\cdot\vec{j})^2} - 1\right)\right] \quad (5.26)$$

Ausdehnung und Abstände der Wedlerspulen zur Messebene für x- und y-Auslenkung

In den bisherigen Annahmen wurden die Wedlerspulen für die Auslenkung in x- bzw. y-Richtung jeweils nur als Punkte dargestellt, an denen der Strahl in einem bestimmten Winkel α zur Strahlachse z geradlinig abgelenkt wird. In der Realität besitzen die Spulen jedoch eine räumliche Ausdehnung in Strahlrichtung von $l = 15$ cm und die Protonen werden bei Durchlaufen des Magnetfeldes auch nicht einfach geradlinig abgelenkt, sondern folgen einer Kreisbahn mit dem Radius r (siehe Abbildung 5.1.11). Das Magnetfeld zeigt dabei in die Bildebene hinein. Nach Verlassen des Magnetfeldes folgt der Strahl der Kreistangente, deren Berührungspunkt mit der Kreisbahn im Wedler die in Abbildung 5.1.11 dargestellten Koordinaten $x = h, z = a$ besitzt. Um zur Vereinfachung im Modell dennoch die Annahme einer geradlinigen Ablenkung um den Winkel α machen zu können, muss dafür der Schnittpunkt der Kreistangente mit der Strahlachse und dessen Abstand s zur Hinterkante der Wedlerspulen berechnet werden.

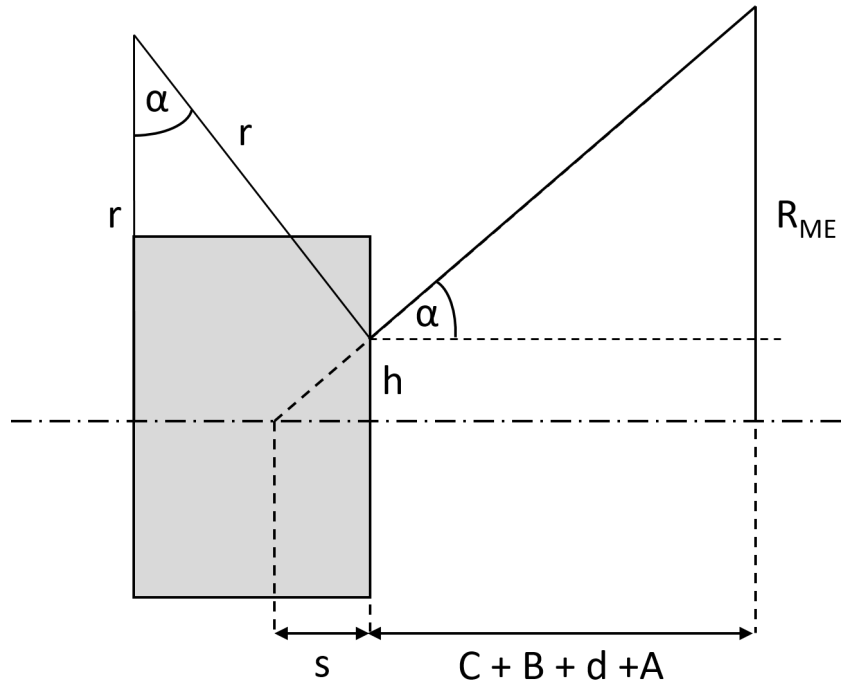


Abbildung 5.1.11: Schematische Darstellung der Flugbahn der Protonen im Magnetfeld einer der beiden Wedlerspulen. (hier für die x-Ablenkung dargestellt). Das Magnetfeld \vec{B} zeigt dabei in die Bildebene hinein. Die Spulen haben eine Länge von $l = 15$ cm. Die Protonen verlassen das Magnetfeld an der Position (l, h) , welcher gleichzeitig der Berührungspunkt der Flugbahn mit der Tangente ist, auf welcher sich die Protonen im Winkel α zur Strahlachse weiterhin fortbewegen. In einem Abstand von $(C + B + d + A)$ befindet sich die Messebene, in welcher die Protonen den Abstand R_{ME} zur Strahlachse besitzen.

Aus der Kreisgleichung für die Flugbahn der Protonen und geometrischen Zusammenhängen zwischen dem Winkel α , dem Abstand $(C + B + d + A)$ zwischen Wedlerspule und Messebene, der Länge der Wedlerspule l sowie der Auslenkung R_{ME} des Strahls in der Messebene ergibt sich ein Ausdruck, mit dem die Koordinate h berechnet werden kann.

$$x = r - \sqrt{r^2 - z^2} \quad \text{mit } x = h, z = l \quad (5.27)$$

$$h = r - \sqrt{r^2 - l^2} \quad (5.28)$$

$$r = \left(\frac{a \cdot (C + B + d + A)}{R_{ME} - h} \right) + h \quad (5.29)$$

$$0 = h^3 - R_{ME} \cdot h^2 - h(2l \cdot (C + B + d + A) + l^2) + R_{ME} \cdot l^2 \quad (5.30)$$

$$s = \frac{h \cdot (C + B + d + A)}{R_{ME} - h} \quad (5.31)$$

Mit Hilfe von Gleichung 5.30 und 5.31 kann zunächst h und dann s berechnet werden.

Da im weiteren Verlauf dieser Arbeit der Radius R_{ME} nicht für jede Strahlungsmessung individuell bestimmt werden soll, wurde eine separate Messung zur Bestimmung des maximalen Ablenkradius R_{ME} durchgeführt, mit deren Hilfe das Ablenkverhalten der Spulen charakterisiert und im Modell verwendet werden kann.

Abbildung 5.1.12 zeigt das Querprofil dieser Messung, bei der in einem Abstand von $(C + B + d + A) = (172,5 \pm 0,5)$ cm zwei parallele Linien bei maximaler Magnetfeldstärke erzeugt wurden.

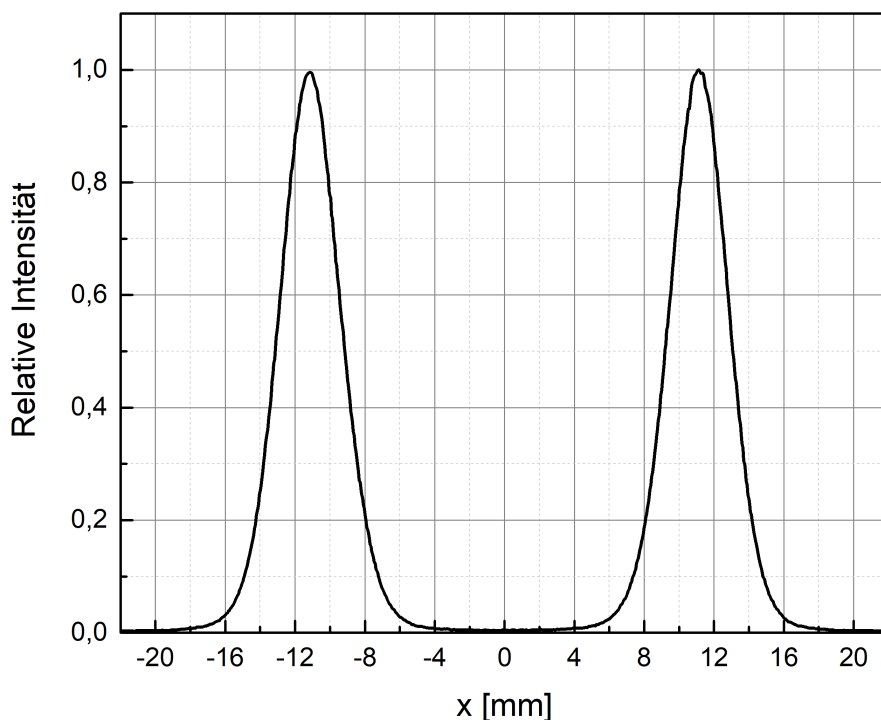


Abbildung 5.1.12: Gemessenes Querprofil für zwei parallele Linien, bei denen der Strahl im maximalen Magnetfeld der Spulen abgelenkt wurde

Die Auswertung der Schwerpunkte der beiden Gaußkurven ergibt $R_{ME} = (11,1 \pm 0,7)$ mm. Die angegebene Messgenauigkeit setzt sich wie in Kapitel 5.1.2 beschrieben aus der Genauigkeit der Bestimmung der Schwerpunkte mit Hilfe eines Gaußfits und dem Fehler der Umrechnung von Bildpixel in Millimeter zusammen. Unter Verwendung von R_{ME} kann nun der Parameter s bestimmt werden. Es ergibt sich $s = (7,4999 \pm 0,0001)$. Diese sehr kleine Ungenauigkeit zeigt sich bei systematischer Reduktion von R_{ME} , wobei ein Wert von $R_{ME} = 3$ mm beispielsweise zu einem Ergebnis von $s = 7,49999$ cm im Vergleich zu $s = 7,49992$ cm bei $R_{ME} = 11$ mm führt. s ist dabei sehr stabil und daher ist die im weiteren Verlauf der Arbeit verwendete Annahme von $s = 7,5$ cm für die hier verwendeten Wedlerspulen und Magnetfelder berechtigt.

Die Spulen stehen räumlich voneinander getrennt in einem Abstand von $\Delta z = 25,5$ cm in Strahlrichtung. Dabei ist der Wedler für die Ablenkung in x-Richtung näher an der Messebene als der für die y-Richtung. Bei gleicher Anregung der Spulen ist daher eine Verformung des zu erzeugenden Kreises hin zu einer auf-

recht stehenden Ellipse zu beobachten (Abb. 5.1.13)

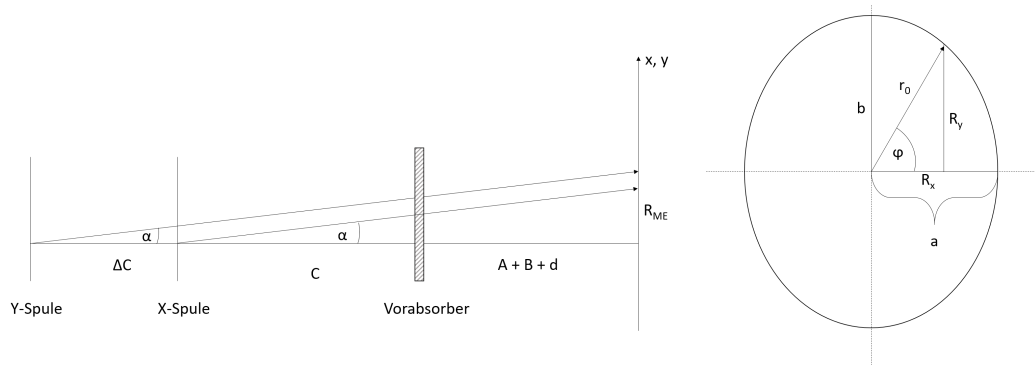


Abbildung 5.1.13: Links: Schematische Darstellung der Entstehung einer elliptischen Feldform hervorgerufen durch den räumlichen Abstand der Wedlerspulen in Strahlrichtung; Rechts: Schematische Darstellung der entstehenden Ellipse auf Höhe des Vorabsorbers mit den für das Modell relevanten Parametern.

Um in der Messebene dennoch ein kreisförmiges Strahlungsfeld zu erhalten, werden die beiden Spulen unterschiedlich stark angeregt, was zu einem Strahlverlauf wie in Abbildung 5.1.14 führt. Die aufrecht stehende Ellipse in Abb. 5.1.13 rechts kommt nun nur noch auf dem Vorabsorber zustande.

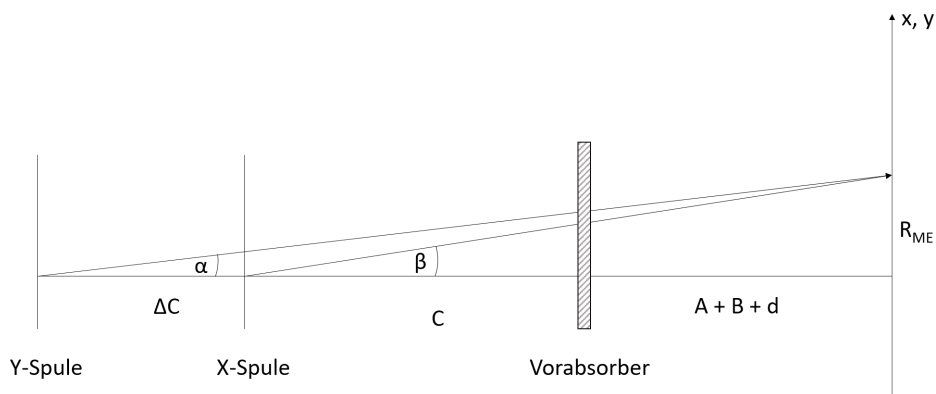


Abbildung 5.1.14: Schematische Darstellung der Situation bei unterschiedlich stark angeregten Wedlerspulen und kreisförmigem Strahlungsfeld in der Messebene.

Der Abstand $(C+s)$ zwischen Wedlerspulen und Messebene wird daher nicht als konstant angenommen, sondern verändert sich im Modell in Abhängigkeit

von der momentanen Strahlposition auf dem Vorabsorber und folglich vom Azimutwinkel φ . Die Vektoren \vec{j} und \vec{k} aus dem vorhergehenden Abschnitt ändern sich zu

$$\vec{j} = \begin{pmatrix} R_x + x_0 \\ R_y + y_0 \\ C + \Delta C(\varphi) \end{pmatrix}, \quad \vec{k} = \begin{pmatrix} x_i - R_x - x_0 \\ -R_y - y_0 \\ A + B + d \end{pmatrix} \quad (5.32)$$

Der veränderliche Anteil ΔC des Abstandes $(C + s)$ variiert zwischen $\Delta C = 0$ bei maximaler Auslenkung in x und dem Maximalwert von $\Delta C = 25,5$ cm, was dem realen Abstand der beiden Spulen entspricht. Die Beschreibung der Ellipse mit den Halbachsen a und b erfolgt auf dem Vorabsorber, ebenso wie der momentane Abstand von der Strahlführungsachse $r_0(\varphi)$. Der Parameter R_{ME} hingegen beschreibt den Radius des Kreises in der Messebene

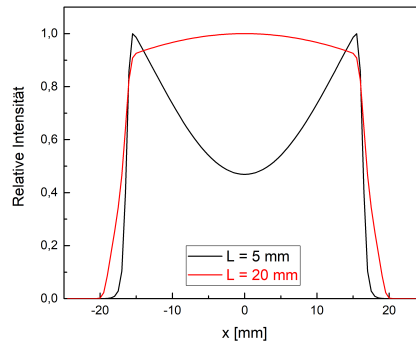
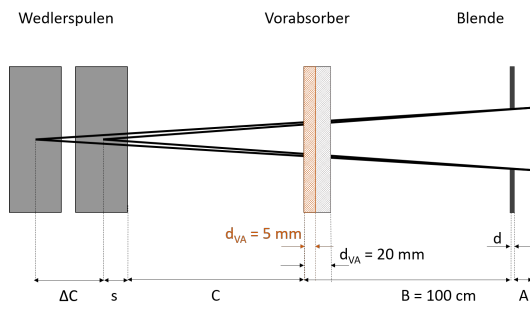
$$\Delta C(\varphi) = \left(\frac{A + B + C + d}{R_{ME}} - \frac{C}{r_0(\varphi)} \right) \left(\frac{r_0(\varphi) R_{ME}}{R_{ME} - r_0(\varphi)} \right) \quad (5.33)$$

Zusammenfassend wurde ein Modell entwickelt, welches Strahlprofile entlang einer Richtung (in dieser Arbeit die x-Richtung) in der Messebene berechnet. Dabei werden die Ausgangsstrahlparameter wie Strahlausdehnung und Divergenz auf Höhe des Vorabsorbers vom Anwender vorgegeben. Die Dicke des Vorabsorbers sowie die einzelnen Abstände der Wedlerspulen zum Vorabsorber, des Vorabsorbers zur Blende und der Blende zu Messebene können ebenfalls entsprechend des gewünschten Aufbaus gewählt werden. Das Modell berechnet dann für kreisförmige Strahlfelder beliebiger Radien die zu erwartenden Querprofile in der Messebene. Hierfür werden in jedem Punkt des Querprofils in der Messebene alle Intensitätsanteile vom Vorabsorber kommend über die Blendenfläche aufintegriert. Je nach Position des zu betrachtenden Punktes in der Messebene verändern sich die Integrationsgrenzen auf Blendenebene. Auch die unterschiedlichen Abstände der beiden Wedlerspulen zur Messebene und zueinander, sowie die Flugbahn der Protonen im Magnetfeld werden im Modell durch Verwendung entsprechender Näherungen berücksichtigt.

5.1.4 Einfluss der einzelnen Parameter im Modell

Das im vorherigen Kapitel beschriebene Modell berücksichtigt verschiedenste Parameter, die das Strahlungsfeld auf unterschiedliche Weisen und unterschiedlich stark beeinflussen können. Um einen Überblick über die Variationsmöglichkeiten des Modells zu bekommen, werden im folgenden Kapitel die einzelnen Parameter und ihr jeweiliger Einfluss kurz dargestellt. In der Ausgangssituation befindet sich der Vorabsorber mit einer Dicke von $d_{VA} = 20$ mm in einem Abstand $(B + d + A) = (100 + 0,7 + 7)$ cm = 107,7 cm zur Messebene. Dabei ist $B = 100$ cm und die Dicke sowie der Abstand der Blende entsprechen mit $d = 7$ mm und $A = 7$ cm den realen Werten der Augentumortherapie am HZB. Die Wedler erzeugen ein Feld mit dem Radius $R_{ME} = 24$,mm in der Messebene und der Strahl hat eine Ausdehnung von $\sigma_{Div} = 3$ mm in beiden Richtungen und eine Divergenz von $\theta_{Div} = 1,1$ mrad ebenfalls in beiden Richtungen. Im Folgenden wird nun jeweils ein Parameter verändert, um dessen Einfluss auf den Verlauf des Strahlprofils isoliert untersuchen zu können.

A.



B.

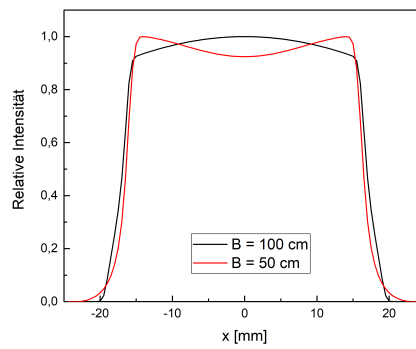
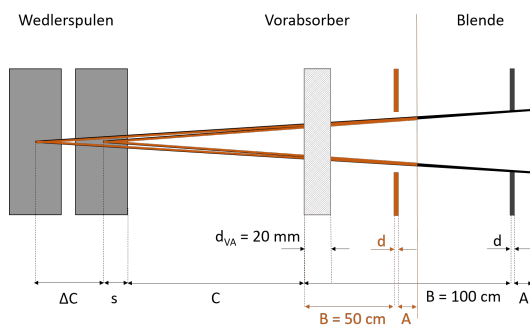
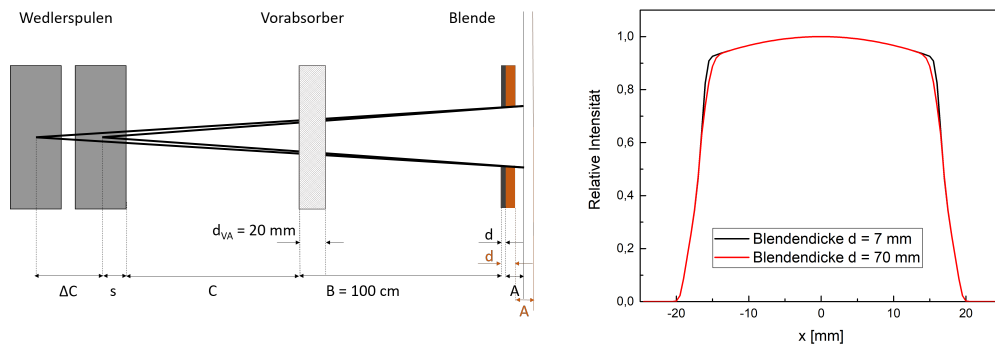
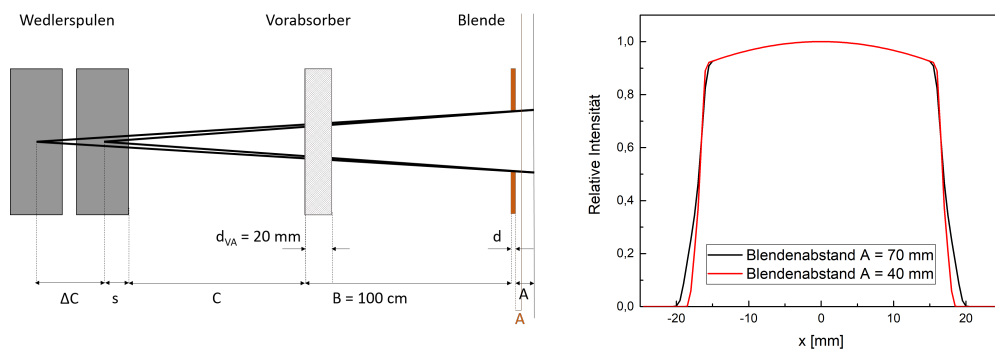


Abbildung 5.1.15: Übersicht über die Auswirkungen von Veränderungen einzelner Parameter im Experimentieraufbau (rechts) im Modell auf den Verlauf der Querprofile (links). **A.:** Variation der RWS-Dicke von 5 mm auf 20 mm; **B.:** Variation des Abstands B vom Vorabsorber zur Blende von 100 cm auf 80 cm.

C.



D.



E.

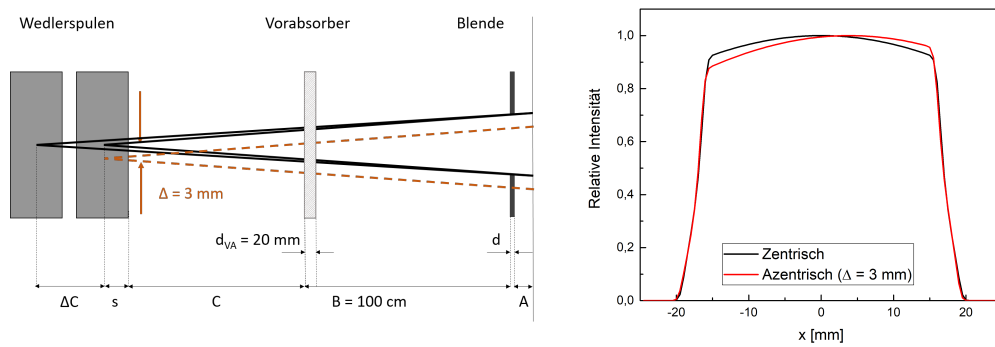


Abbildung 5.1.16: Übersicht über die Auswirkungen von Veränderungen einzelner Parameter im Experimentieraufbau (rechts) im Modell auf den Verlauf der Querprofile (links). **C.:** Variation der Blendendicke d von 7 mm auf 70 mm; **D.:** Variation des Abstands A von Blende zur Messebene von 70 mm auf 40 mm; **E.:** Variation der Blendenposition in horizontaler Richtung um 3 mm, um Strahlungsfeld azentrisch in der Blende zu generieren

Auf den Verlauf des Querprofils haben besonders die geometrischen Gegebenheiten einen entscheidenden Einfluss. Allen voran spielt die Vorabsorberdicke die größte Rolle. Neben der Energiereduktion bestimmt sie auch maßgeblich den resultierenden Streuwinkel und setzt damit den Rahmen für die bestmögliche zu erwartende Penumbra. Der Unterschied zwischen einer Vorabsorberdicke von $d_{VA} = 5 \text{ mm}$ zu $d_{VA} = 20 \text{ mm}$ ist in Abbildung 5.1.15 A exemplarisch dargestellt.

Für eine vorgegebene Vorabsorberdicke hat als weiterer Modellparameter der Abstand zur Messebene großen Einfluss sowohl auf die Homogenität als auch auf die Penumbra des Strahlprofils. Dies ist in Abbildung 5.1.15 B. einmal am Beispiel einer Vorabsorberdicke von 20 mm dargestellt. Eine Reduktion des Abstandes auf die Hälfte führt zu einem sichtbaren Einbrechen der relativen Intensität im zentralen Bereich des Strahlungsfeldes.

Neben der Dicke und Position des Vorabsorbers hat auch die Form und Position der Blende einen, wenn auch weniger stark ausgeprägten Einfluss auf das Querprofil. In Abbildung 5.1.16 C ist die Veränderung der Blendendicke von 7 mm auf 70 mm dargestellt. Die Auswirkungen auf das Strahlprofil sind nicht so gravierend wie die anderer Parameter. Dennoch ist eine Verschiebung im Bereich der 95 % Isodose zu beobachten, wie sie auch in der Literatur bei Verwendung der dreidimensionalen Blende im Pencil Beam Algorithmus beschrieben wird [61].

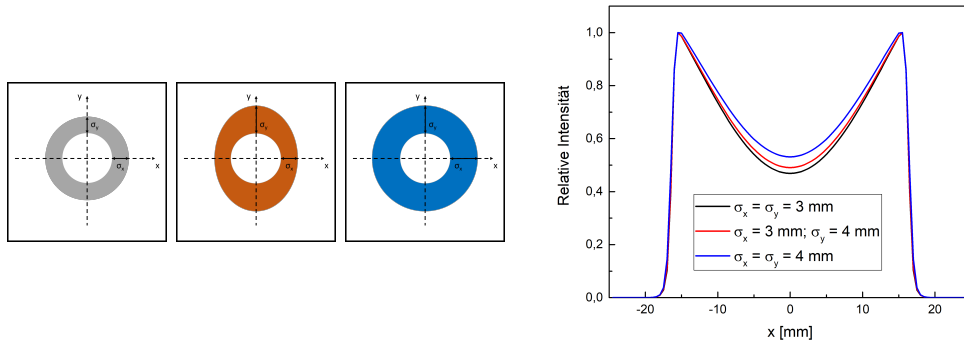
Etwas größere Veränderungen besonders auf die Größe der Penumbra entstehen durch Variation des Abstands von der Blende zur Messebene. In Abbildung 5.1.16 E wurde der Abstand von 70 mm auf 40 mm im Modell reduziert und erzeugt eine schärfere Penumbra, was durchaus auch im weiteren Verlauf dieser Arbeit als Mittel zur Penumbraerduktion in Betracht gezogen wird.

Ein in der Praxis nicht erstrebenswerter, aber in der Theorie durchaus interessanter Aspekt ist eine Verschiebung des Strahls senkrecht zur Strahlachse, sodass der Schwerpunkt des erzeugten Feldes nicht mehr zentrisch in der Blende liegt. Die Auswirkungen auf die Form des Strahlprofils sind in Abbildung 5.1.16 E dargestellt. Die Blende wird im Modell um 3 mm aus dem Zentrum verschoben, und es ergibt sich eine sichtbare Verkippung des Strahlprofils im Vergleich zu einer zentrischen Blende.

Neben den geometrischen Parametern beeinflussen auch die Eigenschaften des Strahls und die Einstellung der Wedlerspulen den Verlauf der Querprofile.

Die Strahlfleckgröße auf dem Vorabsorber kann von einer idealen Kreisform abweichen und das Strahlprofil wie in Abbildung 5.1.17 F zu erkennen ist, verändern.

F.



G.

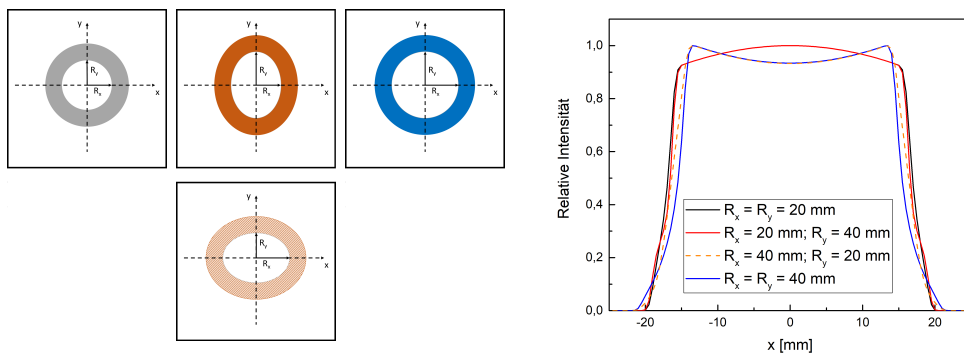


Abbildung 5.1.17: Übersicht über die Auswirkungen von Veränderungen einzelner Strahlparameter und Wiedereinstellungen (rechts) im Modell auf den Verlauf der Querprofile (links). **F.:** Variation der Strahlausdehnung von $\sigma = 3$ mm in beiden Richtungen zu $\sigma_x = 3$ mm und $\sigma_y = 4$ mm und schließlich $\sigma = 4$ mm für beide Richtungen; **G.** Variation des Strahlfeldradius durch verschiedene Wiedereinstellungen von $R_{x,y} = 20$ mm zu zwei möglichen Ellipsen (aufrecht und waagrecht) mit großer Halbachse $a = 40$ mm und kleiner Halbachse $b = 20$ mm und schließlich wieder ein kreisförmiges Strahlfeld mit Radius $R_{x,y} = 40$ mm

Dargestellt sind die Auswirkungen eines elliptischen Strahlflecks, welcher in y-Richtung größer ist ($\sigma_y = 4$ mm) als in x ($\sigma_x = 3$ mm), entlang des Querpro-

fls (siehe Abbildung 5.1.17 F). Eine Vergrößerung des Strahlflecks symmetrisch in beiden Dimensionen ($\sigma_x = \sigma_y = 4 \text{ mm}$) führt zu einer deutlicher sichtbaren Veränderung der relativen Intensität besonders im zentralen Bereich des Feldes. All diese Variationen erzeugen allerdings nur bei dünnen Vorabsorbern wie den hier gewählten 5 mm sichtbare Unterschiede im Strahlprofil. Nimmt die Dicke des Vorabsorbers zu, werden diese Effekte aufgrund der großen Streuwinkel und der daraus resultierenden Strahlfleckgröße in der Messebene nicht mehr sichtbar.

Wesentlich geringeren Einfluss hat die Variation des Ablenkradius R in y -Richtung auf das x -Profil. In Abbildung 5.1.17 G sind vier verschiedene Wedlereinstellungen dargestellt. Die Vergrößerung des Ablenkradius R in beiden Richtungen führt zu einem deutlich veränderten Verlauf des Querprofils. Auch eine horizontale Ellipse (mit größerer Halbachse in x -Richtung) erzeugt deutlich sichtbare Unterschiede im x -Profil. Lediglich eine aufrecht stehende Ellipse, also ein veränderter Strahlradius in y -Richtung, zeigt geringe Auswirkungen auf das x -Profil.

Neben der Form der Querprofile und der daraus zu entnehmenden Penumbra kann mit Hilfe der Modellrechnung auch die zu erwartende Transmission berechnet werden. Das errechnete Querprofil wird integriert und so das Volumen unterhalb des zweidimensionalen Strahlprofils bestimmt. Dies wird dann zum Volumen des Strahlprofils ohne Blende ins Verhältnis gesetzt und ergibt so den Transmissionswert.

5.1.5 Verifikation des Modells zur Berechnung von Strahlprofilen

Für die Verifikation der Modellrechnung eignen sich neben Messungen Monte-Carlo Simulationen mit Fluka sehr gut. Sie ermöglichen eine genaue Definition der Strahlparameter und damit die direkte Vergleichbarkeit der Ergebnisse beider Methoden.

Modell ohne Blende

Unter Verwendung der in Kapitel 5.1.1 ermittelten Strahlparameter ($\sigma_x = \sigma_{Div,x} = 2,4 \text{ mm}$, $\sigma_y = \sigma_{Div,y} = 1,4 \text{ mm}$, $\theta_x = \theta_{Div,x} = 1,08 \text{ mrad}$ und $\theta_y = \theta_{Div,y} = 0,58 \text{ mrad}$), wobei zur Vereinfachung die Strahlausdehnung und Divergenz in x- und y-Richtung gleich groß auf den jeweils größeren Wert von $\sigma_x = \sigma_y = 2,4 \text{ mm}$ und $\theta_x = \theta_y = 1,08 \text{ mrad}$ gesetzt werden, werden die Ergebnisse der Modellrechnung mit Simulations- und Messergebnissen zunächst ohne Blende verglichen.

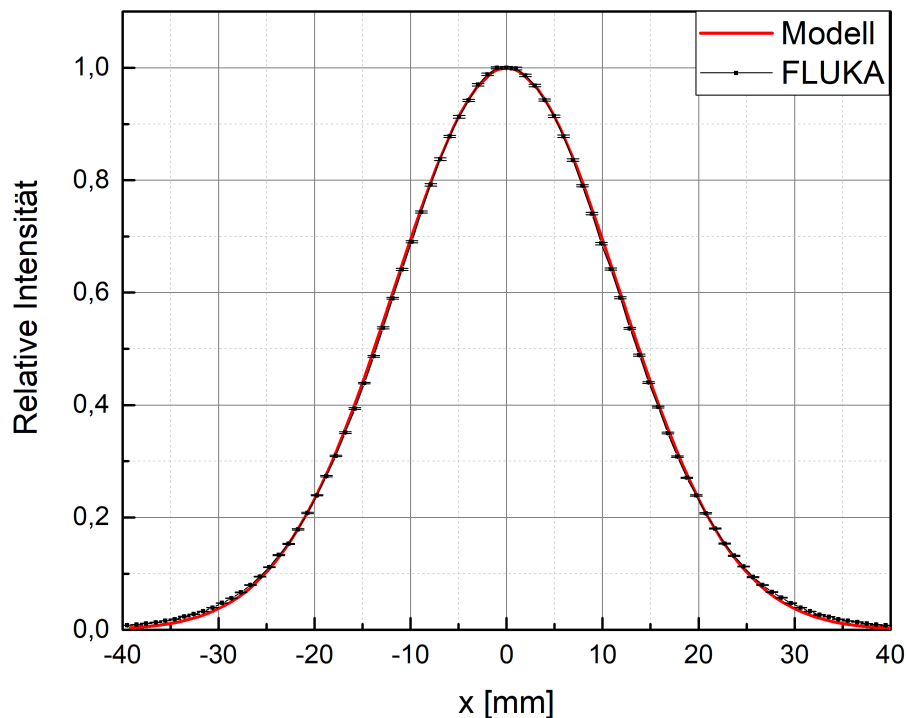


Abbildung 5.1.18: Strahlprofile berechnet mit Fluka (schwarz) und Modell (rot). Der Fokus liegt direkt auf dem Vorabsorber mit $\sigma_x = \sigma_y = 2,4 \text{ mm}$ und $\theta_x = \theta_y = 1,08 \text{ mrad}$. Der Strahl trifft auf einen Vorabsorber von $(5,27 \pm 0,05) \text{ mm}$ Dicke und legt dann eine Luftstrecke von $(A + B + d) = 100 \text{ cm}$ zurück.

Abbildung 5.1.18 zeigt die Ergebnisse von Simulation und Modell im Vergleich für einen Strahl, der nach einem $(5,27 \pm 0,05) \text{ mm}$ dicken Vorabsorber eine Luftstrecke von $A + B + d = 100 \text{ cm}$ durchläuft. Durch Fitten einer Gaußfunktion an beide Graphen erhält man die Strahlausdehnungen $\sigma_{\text{FLUKA}} =$

$(11,83 \pm 0,04)$ mm bzw. $\sigma_{\text{Modell}} = 11,72$ mm. Bei den angegebenen Unsicherheiten handelt es sich um die Fehler, die beim Fitten der Gaußfunktion an die Messkurve entstehen. Da das Modell selbst bereits eine Gaußkurve verwendet, kann deren Standardabweichung genau angegeben werden.

Die Abweichung von rund 1 % zwischen Modell und Simulation ergibt sich aus den unterschiedlichen verwendeten Streumodellen. Im Modell wird wie bereits in Kapitel 4.8.2 erläutert die Highland-Näherung zur Berechnung der Streuwinkel, sowie die Gaußapproximation für die Ort- und Winkelverteilungen verwendet. Fluka verwendet hingegen das vollständige Streumodell von Molière, welches streng gesehen gar nicht durch eine reine Gaußfunktion approximiert werden kann und sich daher besonders im Bereich von großen Streuwinkeln Abweichungen im Verlauf zeigen. Diese Abweichungen liegen in der in der Literatur diskutierten Größenordnung von bis zu $\pm 5\%$ [24].

Im nächsten Schritt sollen die Modellbetrachtungen anhand simpler Messgeometrien auch mit Messungen verglichen werden. Die Wedler sind dabei ausgeschaltet, und es werden verschiedene Vorabsorber verwendet. Das Strahlprofil entlang der x-Achse wird in einem Abstand $Z = (132 \pm 0,5)$ cm vom Strahlaustrittsfenster gemessen bzw. berechnet. Der Vorabsorber befindet sich jeweils $(58 \pm 0,5)$ cm von der Messebene entfernt (siehe Abbildung 5.1.19).

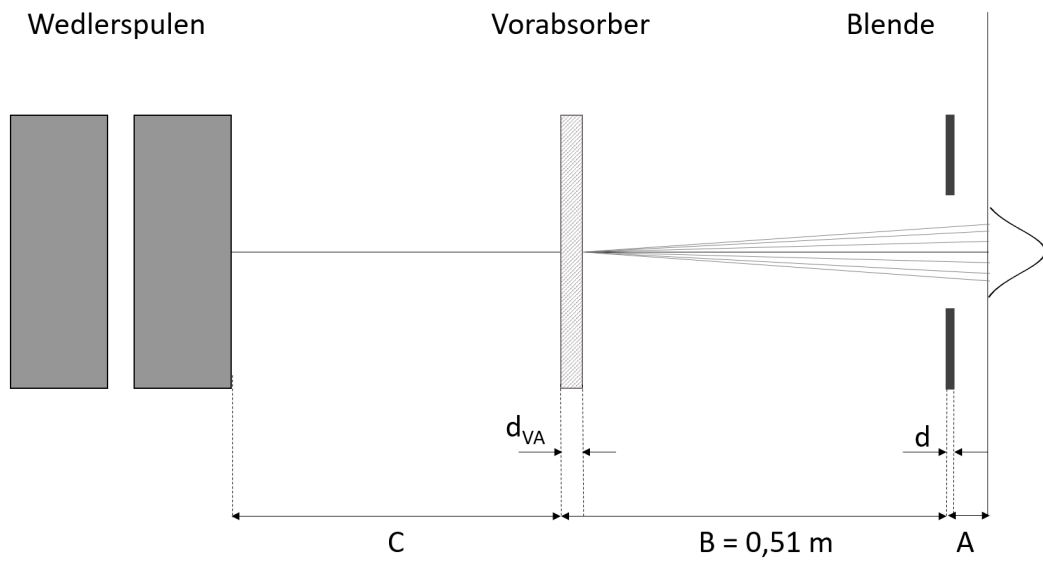


Abbildung 5.1.19: Schematische Darstellung des Aufbaus des Bestrahlungsplatzes mit Wedlerspulen, Vorabsorber und Blende

Die Ergebnisse der Messung und der Berechnung sind in Abbildung 5.1.20 und Tabelle 5.2 dargestellt. Für die Modellrechnung wurden die Anfangsparameter so angepasst, dass sie die vor dem Vorabsorber durchlaufene Luftstrecke von 74 cm berücksichtigen. Es ergibt sich $\sigma = 2,7$ mm und $\theta_0 = 3,91$ mrad.

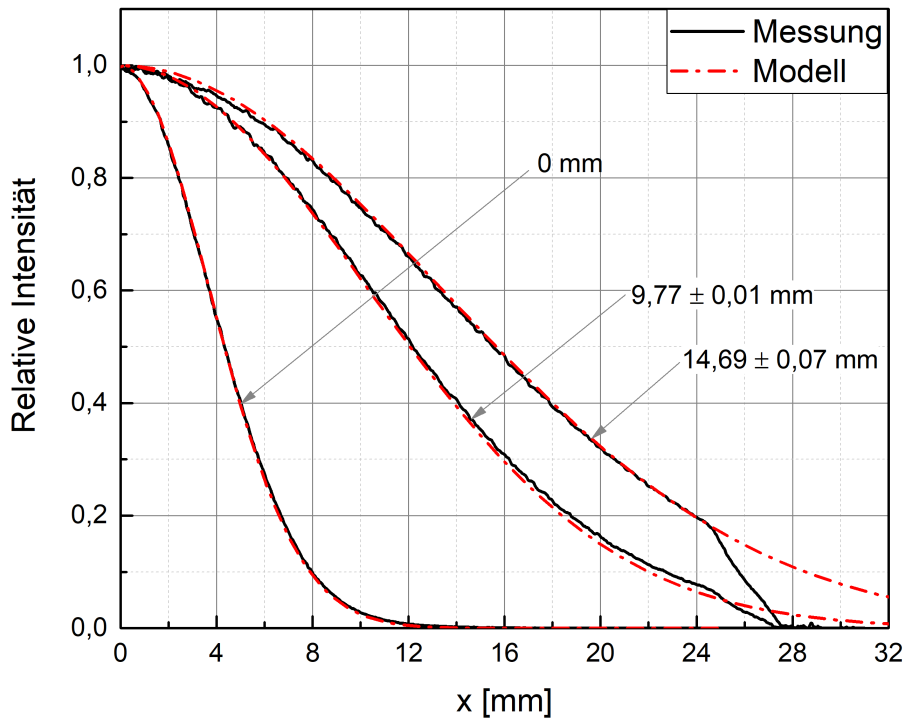


Abbildung 5.1.20: Gemessene und berechnete Querprofile für drei verschiedene Vorabsorberdicken von $d_{VA} = 0$ mm, $d_{VA} = (9,77 \pm 0,01)$ mm und $d_{VA} = (14,69 \pm 0,07)$ mm für einen Strahl ohne Magnetfeld in den Wedlerspulen

Abbildung 5.1.20 zeigt den erwarteten gaußförmigen Verlauf der Strahlprofile für verschiedene Vorabsorberdicken. Für den dicksten Vorabsorber von $(14,69 \pm 0,07)$ mm zeigt sich ganz außen (bei einem Abstand zur Feldmitte von etwa 25 cm) ein steiler seitlicher Intensitätsabfall, welcher von der Kante des verwendeten Blendenhalters (mit einem Durchmesser von 50 mm) verursacht wird. Die mit dem Modell errechneten Intensitätsverläufe stimmen gut mit den gemessenen überein. Die Standardabweichungen der grafisch gefitteten Gaußfunktionen an die Messkurven stimmen bei allen Vorabsorberdicken im Rahmen ihrer Messgenauigkeit (bestimmt durch den systematischen Fehler bei der Umrechnung von Bildpixel in Millimeter und dem Fehler der Fitfunktion) mit den modellierten Strahlausdehnungen überein (siehe Tabelle 5.2).

Dicke d_{VA} des Vorabsorbers [mm]	σ_{Messung} [mm]	σ_{Modell} [mm]	Δ_{σ} [%]
0	$(3,7 \pm 0,2)$	3,69	< 1
$(9,77 \pm 0,01)$	$(10,3 \pm 0,6)$	10,26	< 1
$(14,69 \pm 0,07)$	$(13,2 \pm 0,8)$	13,44	1,8

Tabelle 5.1: Dargestellt sind die Strahlausdehnungen für verschiedenen Vorabsorberdicken als Ergebnisse der Modellrechnungen und der Messung sowie die prozentuale Abweichung der Ergebnisse beider Methoden zueinander. Die Unsicherheiten der einzelnen Werte ergeben sich jeweils aus den Unsicherheiten bei der Auswertung gemessener Strahlprofile hinsichtlich Umrechnung von Bildpixel in Millimeter und des Fitfehlers für die Modellrechnung

Die Abweichungen zwischen den berechneten und gemessenen Strahlausdehnungen liegen mit maximal 1,8% im Bereich der erwarteten Ungenauigkeiten des Streumodells, der Strahlparameter und der Auflösung der CCD-Aufnahmen bzw. die Unsicherheit des Umrechnungsfaktors.

Modell mit Blende

Nachdem das Modell im Vergleich mit Fluka und Messungen sehr gute Übereinstimmungen für Strahlprofile ohne Blende zeigt, soll nun die korrekte Wiedergabe einer Blende mit endlicher Ausdehnung untersucht werden. Dafür wird in der im vorherigen Abschnitt simulierten Geometrie mit einer Vorabsorberdicke von $d_{VA} = (5,27 \pm 0,05)$ mm eine Blende mit einem Durchmesser von 33 mm und einer Dicke von 7 mm in einem Abstand von $A = (70 \pm 3)$ mm zur Messebene hinzugefügt.

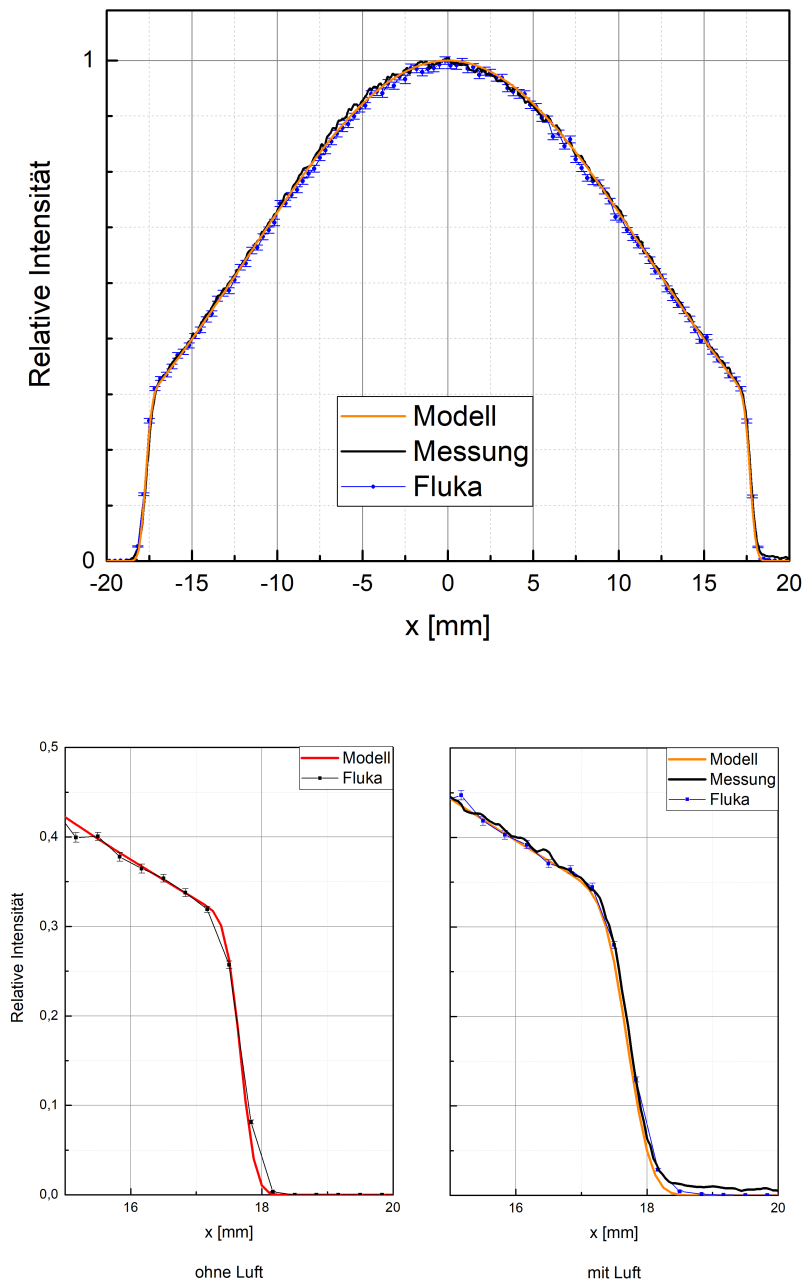


Abbildung 5.1.21: Strahlprofile mit Blende; gemessen und mit Fluka simuliert. Die obere Abbildung zeigt gemessene, simulierte und berechnete Strahlprofile mit Berücksichtigung der Luft; die beiden unteren Graphen zeigen einen Ausschnitt der Penumbra für Simulation und Modell im Vergleich mit (rechts) und ohne Luft (links).

Abbildung 5.1.21 zeigt die Ergebnisse für Simulation und Modellrechnung. Bei den Modellrechnungen spielt, wie in Kapitel 4.8.2 bereits beschrieben, die Luft eine besondere Rolle. Aus diesem Grund werden die Ergebnisse für zwei Situationen, einmal mit und einmal ohne Luftstreuung, verglichen. In beiden Fällen zeigen sich Abweichungen in der Größe der Strahlausdehnung, die wie bereits diskutiert von der Verwendung der unterschiedlichen Streumodelle verursacht werden. Es wird allerdings auch deutlich, dass die lateralen Penumbras in beiden Fällen gut vom Modell wiedergegeben werden. Für den Fall mit Luft ist zusätzlich auch das mit der CCD-Kamera gemessene Profil dargestellt. Es zeigt einen Offset von etwa zwei bis drei Prozent jenseits der Blendenkanten, welcher hauptsächlich von der sowohl im Modell als auch in der Simulation nicht berücksichtigten (bzw. in der Simulation unterdrückten) Blendenstreuung verursacht wird. Sowohl die Modellrechnung als auch die Simulation mit Fluka stimmen innerhalb der statistischen Unsicherheiten der Simulation sehr gut mit den Messergebnissen überein.

Modell mit Blende und ausgelenktem Strahl

Als letzter Punkt im Vergleich von Modellrechnungen mit Messungen und Simulationen werden nun die Wedlerspulen angeregt. Der Vorabsorber hat wieder eine Dicke von $(5,27 \pm 0,05)$ mm, und die Blende hat einen Durchmesser von 33 mm. Die Wedlerspulen sind maximal angeregt und erzeugen ein kreisförmiges Strahlungsfeld mit einem Radius von $R = (20 \pm 1)$ mm auf dem Vorabsorber. Der Radius auf dem Vorabsorber bestimmt sich aus den in Kapitel 5.1.3 gemachten geometrischen Überlegungen zur Ausdehnung der Wedlerspulen und dem sich ergebenden maximalen Ablenkwinkel α . Zusammen mit dem Abstand vom Vorabsorber zu den Spulen kann die Auslenkung R auf Höhe des Vorabsorbers berechnet werden. Die Ungenauigkeiten ergeben sich aus den Messunsicherheiten der Gaußschwerpunkte in Kapitel 5.1.3 (dargestellt in Abbildung 5.1.12) zur Bestimmung des Winkels und den Unsicherheiten bei der Bestimmung des Abstands C ($\pm 0,5$ cm).

Für die Simulation mit Fluka wird die gesamte in Kapitel 5.1.1 erläuterte Geometrie ab virtuellem Fokus einschließlich der einzelnen Strahlführungsele-

mente (Quadrupole und Dipol) verwendet. Die Ergebnisse aller drei Methoden sind in Abbildung 5.1.22 dargestellt.

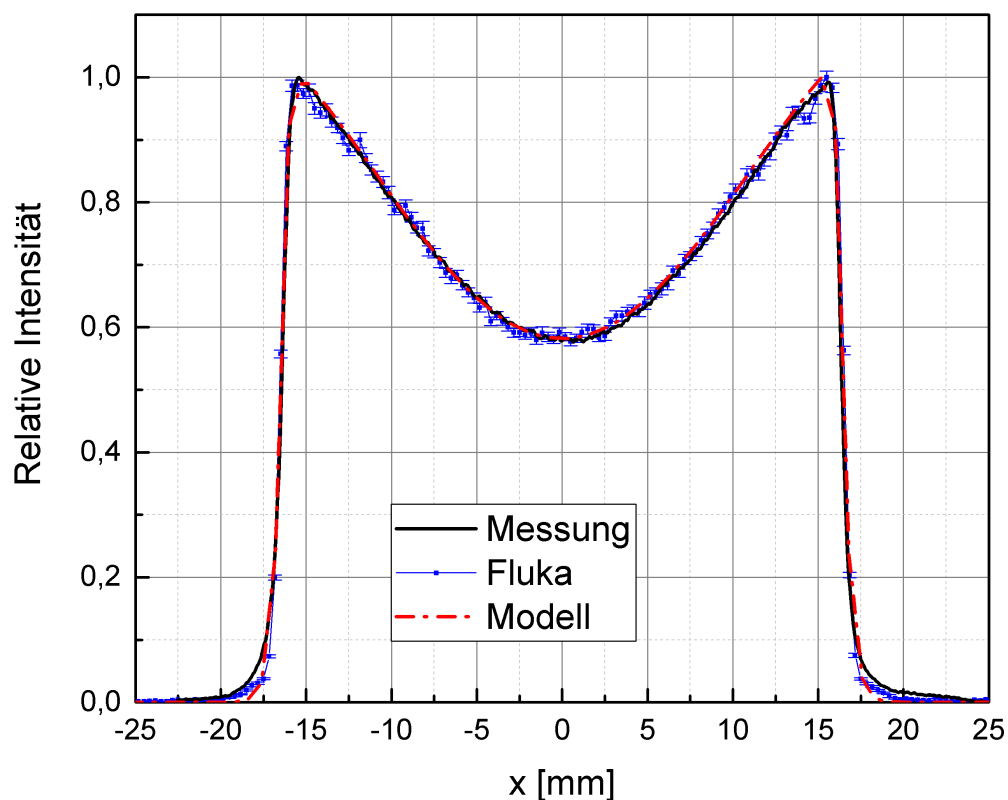


Abbildung 5.1.22: Messung, Fluka-Simulation und Modellrechnung eines Querprofils für ein Strahlfeld mit $(5,27 \pm 0,05)$ mm Vorabsorber. Das Magnetfeld in den Wedlerspulen beträgt dabei 90% des Maximalwerts, was zu einer Auslenkung des Strahls von $R = (18 \pm 1)$ mm auf dem Vorabsorber führt.

Bei der verwendeten Vorabsorberdicke entsteht in der Feldmitte eine geringere Intensität als in den äußeren Bereichen aufgrund der geringen Strahlausdehnung im Verhältnis zum Radius des erzeugten Feldes. Dies kann bei Bedarf durch Erzeugen eines weiteren Kreises mit kleinerem Radius ausgeglichen werden.

Die Abbildung zeigt, dass auch bei ausgelenktem Strahl und Verwendung einer Rundblende die Ergebnisse der Simulation und des Modells sehr gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen zeigen. Die vom Modell berechnete Penumbra von 0,7 mm stimmt innerhalb der Messgenauigkeit sehr gut mit dem

gemessenen Wert von $(0,8 \pm 0,1)$ mm überein. Diese Beobachtung kann auch für andere Vorabsorber mit größerer Dicke bestätigt werden.

In Abbildung 5.1.23 sind exemplarisch vier Strahlprofile für verschiedene Vorabsorberdicken dargestellt.

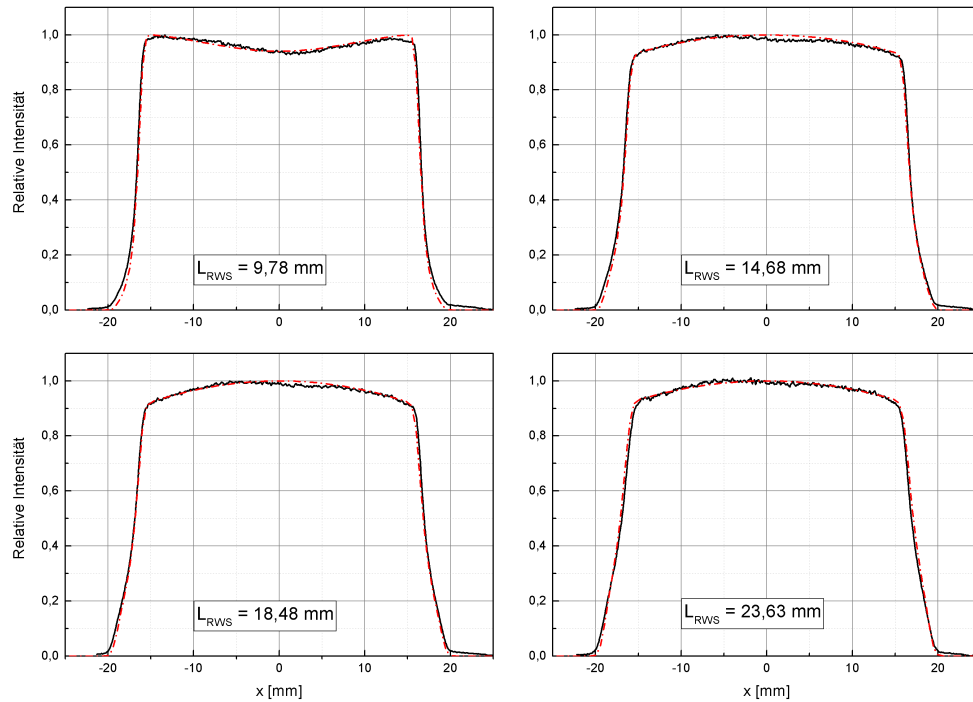


Abbildung 5.1.23: Strahlprofile für unterschiedliche Vorabsorberdicken bei einem Abstand von 100 cm zur Messebene. Dargestellt sind die Ergebnisse der CCD-Messung und Modellrechnung. Der Blendendurchmesser beträgt in allen Fällen 33 mm.

Die Ergebnisse der Modellrechnung stimmen sehr gut mit denen der CCD-Messung überein. In Tabelle 5.2 sind die Penumbras der verschiedenen Profile noch einmal für beide Verfahren gegenübergestellt. Die Abweichungen liegen hierbei innerhalb der Messunsicherheiten und sind somit gering.

Dicke des Vorabsorbers	Penumbra	Penumbra
d_{VA}	Messung (links / rechts)	Modell
[mm]	[mm]	[mm]
$(9,77 \pm 0,01)$	$(1,2 \pm 0,1) / (1,3 \pm 0,1)$	1,2
$(14,69 \pm 0,07)$	$(1,7 \pm 0,1) / (1,9 \pm 0,1)$	1,8
$(18,47 \pm 0,05)$	$(2,3 \pm 0,2) / (2,0 \pm 0,2)$	2,2
$(23,6 \pm 0,1)$	$(2,4 \pm 0,2) / (2,7 \pm 0,2)$	2,3

Tabelle 5.2: Aufgelistet sind Vergleiche von Penumbra-Werten (80/20) jeweils gemessen und mit dem Modell berechnet, die angegebenen Unsicherheiten der Messwerte ergeben sich aus den Messunsicherheiten der Penumbras (Umrechnung von Pixel in Millimeter)

Auch für Blenden mit verschiedenen Durchmessern (33 mm, 18 mm und 11 mm) werden die Ergebnisse der Modellrechnung mit Messungen verglichen. Um die Erzeugung von homogenen Bestrahlungsfeldern mit nur einem einzigen Ring zu ermöglichen, wird eine Vorabsorberdicke auf $d_{VA} = (23,6 \pm 0,1)$ mm erhöht. In Abbildung 5.1.24 sind die Ergebnisse dieser Modellrechnungen im Vergleich zu den gemessenen Profilen dargestellt. Die Werte der gemessenen und vom Modell berechneten Penumbras sind in Tabelle 5.3 dargestellt.

Blendendurchmesser	Penumbra	Penumbra	Abweichung
	Messung	Modell	
[mm]	[mm]	[mm]	[%]
11	$(2,4 \pm 0,2)$	2,5	4
18	$(2,4 \pm 0,2)$	2,5	4
33	$(2,4 \pm 0,2)$	2,4	-

Tabelle 5.3: Aufgelistet sind Vergleiche von Penumbra-Werten (80/20) (jeweils gemessen und mit dem Modell berechnet) für die gleiche Vorabsorberdicke von $d_{VA} = (23,6 \pm 0,1)$ mm und unterschiedliche Blendendurchmesser. Ebenfalls dargestellt ist die Abweichung der beiden Methoden voneinander. Die angegebenen Unsicherheiten der Messwerte ergeben sich aus den Messunsicherheiten der Penumbras (Umrechnung von Pixel in Millimeter)

Die Abweichungen zwischen den gemessenen Penumbras und denen im Modell betragen hierbei maximal 4% für die kleineren Blenden mit 11 mm und 18 mm Durchmesser.

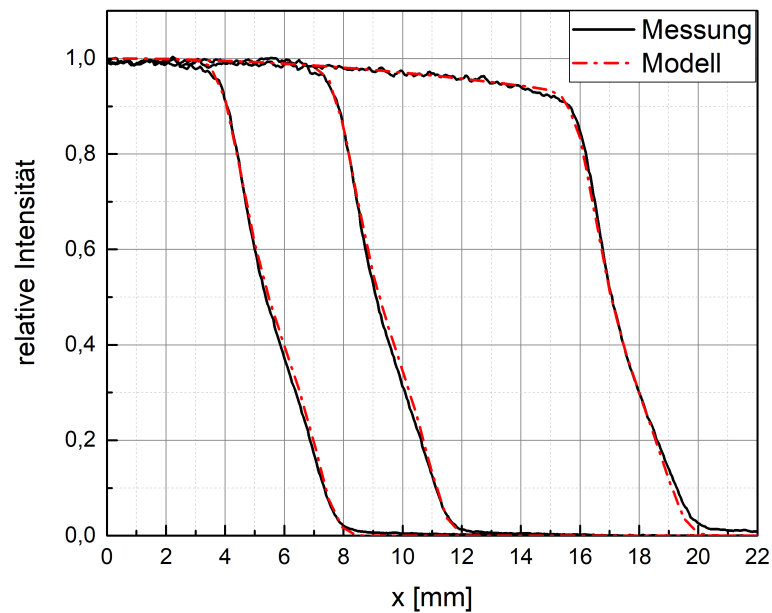


Abbildung 5.1.24: Strahlprofile gemessen und berechnet für eine Vorabsorberdicke von $(23,6 \pm 0,1)$ mm und Blendendurchmesser von 33 mm, 18 mm und 11 mm.

In Kapitel 5.1.4 wird der Einfluss einer Verschiebung der Blende senkrecht zur Strahlrichtung auf die Form des Strahlprofils dargestellt. Zur weiteren Verifikation des Modellalgorithmus sind in Abbildung 5.1.25 gemessene Profile dargestellt, bei denen der Schwerpunkt des Strahlfeldes um 3 mm entlang der x-Richtung verschoben wurde. Die Querprofile sind für drei verschiedene Blendengrößen zusammen mit den Ergebnissen der Modellrechnungen dargestellt.

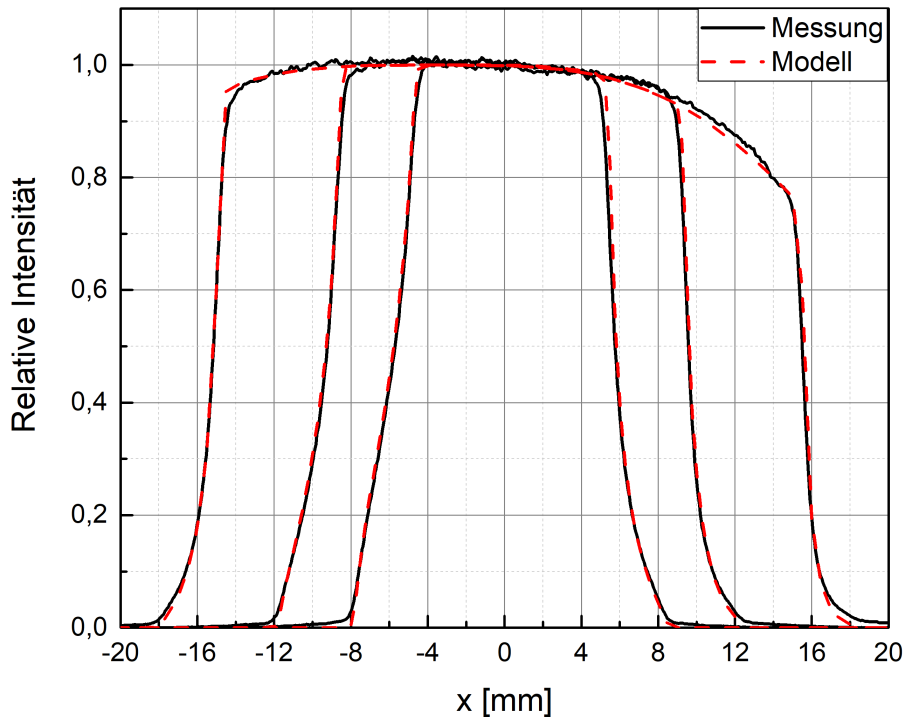


Abbildung 5.1.25: Strahlprofile gemessen und berechnet für drei verschiedene Blendendurchmesser, bei denen sich der Schwerpunkt des Strahlprofils nicht zentrisch in der Blende befindet. Es ergeben sich unterschiedliche Penumbras innerhalb eines Profils aufgrund der entstehenden Asymmetrie im Feld.

Es zeigt sich deutlich die zu erwartende Asymmetrie in den Feldern. Diese führt zu unterschiedlich großen Penumbras auf beiden Seiten innerhalb eines Profils, welche aber vom Modell sehr gut wiedergegeben werden. Die Abweichungen zwischen den Profilen der Messung und des Modells betragen maximal etwa 2% innerhalb des Feldes. Besonders bei dem größten Blendendurchmesser von 33 mm sind diese Abweichungen auf der rechten Seite zwischen etwa 6 mm und 12 mm zu erkennen. Ursache dieser Abweichungen ist vermutlich wieder die Streuung der Protonen in der Blende, die hier besonders zum Tragen kommt. Aufgrund der azentrischen Position des Strahls innerhalb der Blende treffen die Protonen in unterschiedlichen Winkeln auf die Blendenkanten an beiden Seiten. Die gestreuten Protonen besitzen anschließend eine geringere Energie als Protonen im zentralen Bereich des Feldes, was zu einer dem Verhältnis der Bremsvermögen entsprechenden Erhöhung der Dosis in der Szintillationsfolie und Intensität im Querprofil führt. So kommt es vermutlich zu der hier be-

obachteten Erhöhung der Intensität auf der rechten Seite im Vergleich zum Modell. Auch der Offset ist auf der rechten Seite gegenüber der linken Seite erhöht, was die Vermutung zur Blendenstreuung bestätigt.

Tabelle 5.4 zeigt die Penumbras der gemessenen und berechneten Profile.

Blendendurchmesser [mm]	Penumbra	Penumbra
	Messung (links/rechts) [mm]	Modell (links/rechts) [mm]
11	$(1,3 \pm 0,1) / (2,2 \pm 0,2)$	1,2 / 2,2
18	$(1,0 \pm 0,1) / (1,8 \pm 0,2)$	1,0 / 1,8
33	$(2,1 \pm 0,2) / (1,2 \pm 0,1)$	2,0 / 1,2

Tabelle 5.4: Aufgelistet sind Vergleiche von Penumbra-Werten (80/20) (jeweils gemessen und mit dem Modell berechnet) für die gleiche Vorabsorberdicke von $d_{VA} = (23,6 \pm 0,1)$ mm und unterschiedliche Blendendurchmesser (11 mm, 18 mm und 33 mm) bei einem Strahl, der um rund 3 mm relativ zur Strahlachse verschoben ist. Ebenfalls dargestellt ist die Abweichung der beiden Methoden voneinander. Die angegebenen Unsicherheiten der Messwerte ergeben sich aus den Messunsicherheiten der Penumbras (Umrechnung von Pixel in Millimeter)

Die Abweichungen zwischen den Penumbras der Messung und des Modells liegen hier alle innerhalb der Messunsicherheiten. Die Auswirkungen eines „misalignment“, also einer abweichenden Ausrichtung des Strahls zur Blende bzw. des Strahls parallel zur Strahlachse, ist deutlich sichtbar. Sie muss beim praktischen Aufbau eines Bestrahlungsplatzes berücksichtigt werden und das Zentrieren der Strahlachse mit Hilfe der Ionenoptik vor der Bestrahlung muss mit großer Sorgfalt durchgeführt werden.

Ein weiterer Parameter mit großem Einfluss auf den Verlauf des Querprofils ist der Abstand A von der Blende zur Messebene. Wird er von $A = (70 \pm 3)$ mm auf $A = (40 \pm 3)$ mm reduziert, zeigt sich die in Abbildung 5.1.26 dargestellte Veränderung der Querprofile in den äußeren Bereichen.

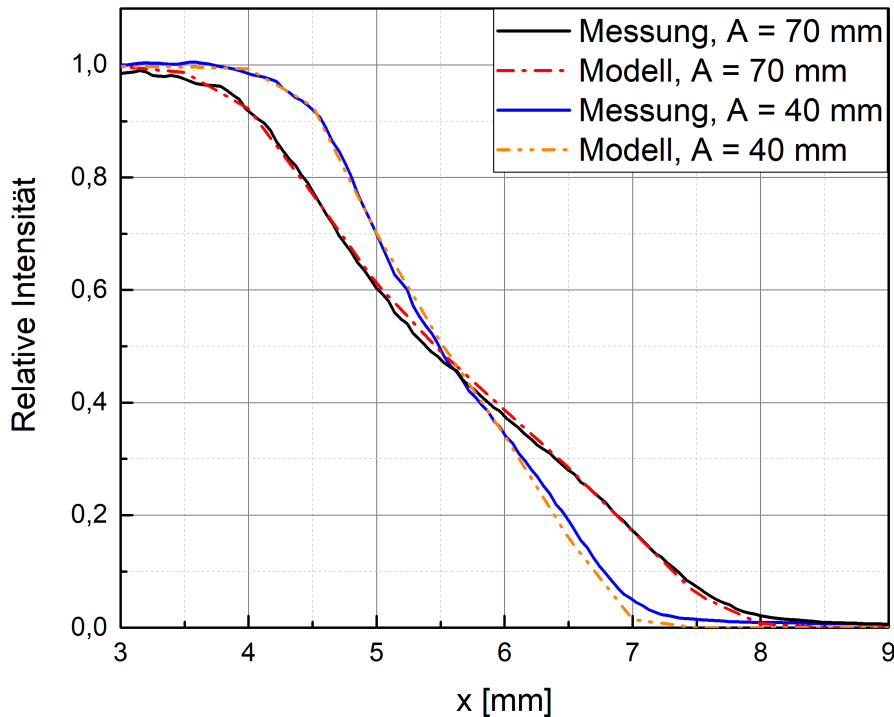


Abbildung 5.1.26: Gemessene und berechnete Querprofile bei einer Vorabsorberdicke von $d_{VA} = (23,63 \pm)$ mm und einem Blendendurchmesser von 11 mm für einen Blendenabstand von $A = (70 \pm 3)$ mm und $A = (40 \pm 3)$ mm.

In beiden Fällen stimmt die Modellrechnung sehr gut mit der Messung überein, wobei das Querprofil bei $A = (70 \pm 3)$ mm von der Modellrechnung etwas besser wiedergegeben wird als das mit kleinerem Abstand. Die relativen Abweichungen liegen hier bei maximal 3,5%. Bei kleinerem Blendenabstand sind Abweichungen von bis zu 60% im äußeren Bereich bei kleinen Intensitäten zu beobachten. Grund hierfür ist die im Modell nicht berücksichtigte zusätzliche Streuung an den Blendenkanten, welche sich besonders in den äußeren seitlichen Ausläufern bemerkbar macht. Wie bereits an anderer Stelle diskutiert erzeugen die in den Blendenkanten gestreuten und niederenergetischen Protonen eine Erhöhung im Intensitätsprofil. Dieser Beitrag wird im Modell jedoch nicht berücksichtigt. In der Literatur finden sich bereits einige Untersuchungen zum Einfluss der Blendenstreuung auf die Strahlungsfeldprofile bei Protonenstrahlung [62–65]. Eine detailliertere Untersuchung der Blendenstreuung in der Augentumorthherapie am HZB wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit am Institut durchgeführt [66]. Die Ergebnisse dieser Arbeit belegen die Blendenstreuung als Ursache für die Abweichungen zwischen Modell und Messung.

5.1.6 Position des Vorabsorbers

5.1.6.1 Penumbra und Transmission bei Variation des Abstands vom Vorabsorber zur Messebene

Für den Bestrahlungsplatz am HZB werden Untersuchungen zur optimalen Position des Vorabsorbers hinsichtlich seines Abstands zur Messebene durchgeführt. Neben seiner Funktion zur Energiereduktion erzeugt er auch den größten Anteil am Gesamtstreuwinkel, und seine Position hat daher großen Einfluss auf Penumbra und Transmission. Die beiden Extremsituationen sind vereinfacht in Abbildung 5.1.27 dargestellt.

Im ersten Fall befindet sich der Vorabsorber weit entfernt von der Messebene. Dies erzeugt, wie aus einfachen geometrischen Überlegungen ersichtlich, eine kleine Penumbra, hat allerdings eine schlechtere Transmission zur Folge. Im entgegengesetzten Fall wird der Vorabsorber sehr dicht vor der Blende positioniert, um eine größtmögliche Transmission zu erreichen, bei gleichzeitiger Vergrößerung der Penumbras. Der Effekt wird umso deutlicher, je größer der Streuwinkel ist.

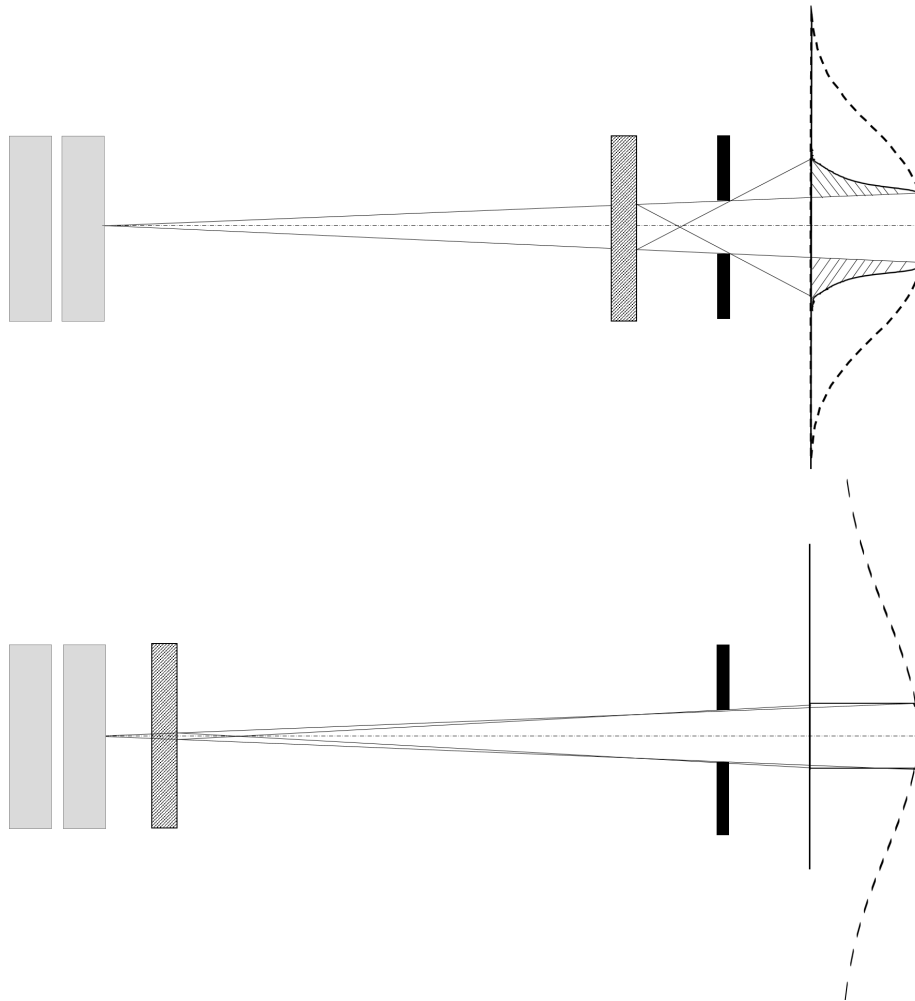


Abbildung 5.1.27: Schematische Darstellung der beiden Grenzsituationen; oben: Vorabsorber dicht an der Blende erzeugt große Penumbras, das Querprofil ist rechts abgebildet. Unten: Der Vorabsorber befindet sich nah bei den Wedlerspulen und erzeugt kleine Penumbras, wie im Querprofil zu erkennen. Dabei ist allerdings die Transmission geringer. Die gestrichelte Linie stellt jeweils das Profil ohne Blende dar, um zu veranschaulichen, wie viel bei Existenz der Blende „weggeschnitten“ wird.

In Abbildung 5.1.28 ist für eine Situation mit Position des Vorabsorber zwischen den beiden Grenzfällen exemplarisch die Entwicklung von Penumbra und Transmission in Abhängigkeit von der Position des Vorabsorbers dargestellt. Die Daten ergeben sich aus Modellrechnungen für einen Vorabsorber mit $d_{VA} = (23,6 \pm 0,1)$ mm. Er befindet sich in einem Abstand von $(98 \pm 0,5)$ cm zur Messebene und einem Abstand $C = (317 \pm 0,5)$ cm zu der hinteren Wedlerspu-

le (x-Wedler). Es ist zum einen der Fall einer unveränderten Wedlereinstellung bei maximaler Auslenkung des Strahls und Erzeugung des Strahlfelds durch einen einzigen Ring dargestellt. Zum anderen wird auch eine angepasste Wedlereinstellung simuliert, bei der das Feld durch zwei Ringe oder einen Ring und einen zentralen Spot erzeugt wird. Neben der deutlich sichtbaren Verbesserung der Transmission für die angepassten Felder ergeben sich jedoch auch größere Penumbras. Es bilden sich seitliche Ausläufer und Schultern aus, die im zentralen Bereich ihren Ursprung haben. Dies lässt sich deutlich anhand der zwei Beispiele für angepasste Felder erkennen, welche in Abbildung 5.1.28 unten dargestellt sind. Der einzelne Ring wird in beiden Fällen im zentralen Bereich durch einen weiteren Ring bzw. einen einzelnen Zentralstrahl aufgefüllt. Deswegen Beitrag zur Penumbra führt zu einer Erhöhung der Protonenfluenz in den äußeren Bereichen des Feldes unterhalb der 30 % Isodose.

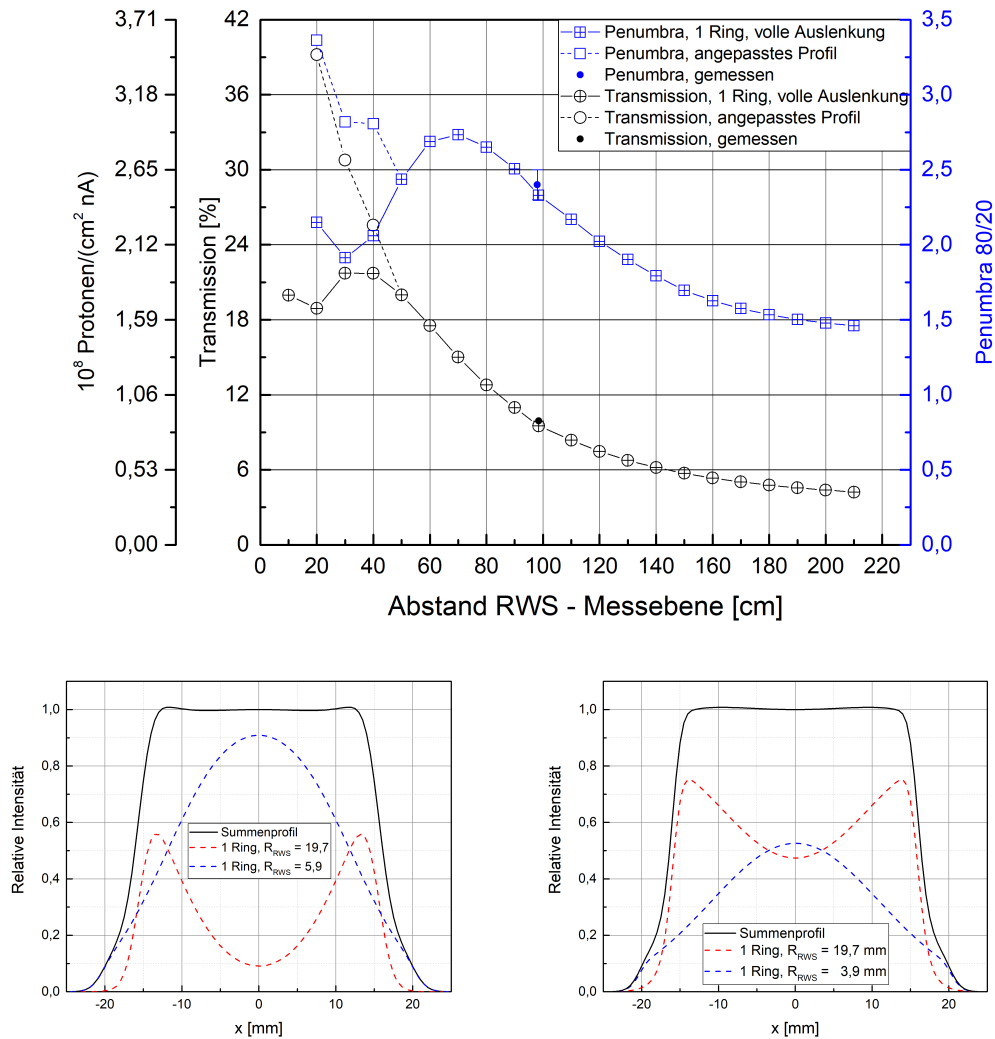


Abbildung 5.1.28: oben: Seitlicher Abfall von 80 % zu 20 % Isodosis in Abhängigkeit vom Abstand des RWS zur Messebene. Neben der Transmission kann diesem Graph auch die Protonenfluenz pro nA eingehendem Strahlstrom entnommen werden.

unten links: Beispiel für ein angepasstes Strahlungsfeld bei einem Abstand von 20 cm; unten rechts: Beispiel für ein angepasstes Strahlungsfeld bei einem Abstand von 30 cm;

Abbildung 5.1.28 zeigt neben der zu erwartenden Transmission T auch die für den Nutzer oftmals aussagekräftigere Größe der Protonenfluenz Φ . Sie gibt die Anzahl an Protonen p pro Fläche A pro nA Eingangsstrahlstrom i_p an und kann einfach nach folgendem Zusammenhang berechnet werden (für die Werte

in Abbildung 5.1.28 wird ein über die gesamte Blendenfläche A homogener Strahlstrom von $i_p = 1 \text{ nA} = 6,2 \cdot 10^9 p$ verwendet).

$$\Phi = \frac{1}{e} \cdot \frac{i_p}{A} \cdot T \quad (5.34)$$

W_c ist hierbei der Blendenradius bei einer Kreisblende, wie sie für die Abbildung 5.1.28 verwendet wird. Alternativ kann bei Kenntnis des Massenbremsvermögens S/ρ auch die Dosisleistung \dot{D} im Feld direkt wie folgt berechnet werden [19].

$$\dot{D} = \frac{i_p}{A} \cdot \frac{S}{\rho} \cdot T \quad (5.35)$$

Je nach Bedarf des Nutzers können für die unterschiedlichen Anforderungen Strahlfelder erzeugt und charakterisiert werden. Die Position des Vorabsorbers bleibt dabei flexibel, und es kann zwischen Transmission und Penumbra optimiert werden.

Für die Anwendung in der Augentumorthherapie zeichnet sich hier bereits ab, dass die Anforderungen bezüglich der maximal zu akzeptierenden Penumbra von 2 mm zwischen der 80 % und 20 % Isodosis nicht erfüllt werden. Der Aufbau am HZB macht aufgrund der maximal zu erreichenden Magnetfelder der Wedlerspulen einen Mindestabstand zwischen Spulen und Messebene notwendig, der sich negativ auf die Entwicklung der Penumbra auswirkt. Auf dem Vorabsorber besitzt der Strahlfleck bereits eine Ausdehnung von $\sigma = 2,4 \text{ mm}$, und der Radius bei maximaler Strahlauslenkung beträgt $(20 \pm 1) \text{ mm}$. Unter diesen Bedingungen sind seitliche Ausläufer und Schultern im Strahlprofil, welche von dem Strahlfleck auf der gegenüberliegenden Blendenkante erzeugt werden, unvermeidlich. Dieser Effekt kann lediglich durch eine Verkürzung der Strecke von Wedler zu Vorabsorber verhindert werden, was wiederum stärkere Magnetfelder in den Spulen voraussetzt. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden Berechnungen der zu erwartenden Parameter für diese Situation vorgestellt (siehe Kapitel 5.2)

5.1.6.2 Strahlungsfeldprofile für festen Abstand von Vorabsorber zur Messebene

Für den Bestrahlungsplatz am HZB wird für die weiteren Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit ein Abstand zwischen Vorderkante des Vorabsorbers und Bestrahlungsebene von $(B + A + d) = (98 \pm 0,5)$ cm gewählt. An dieser Position werden Untersuchungen zur Abhängigkeit der Penumbra und Transmission von Reichweitenschieberdicke und Blendengröße durchgeführt.

Die Abbildung 5.1.29 zeigt die Entwicklung der Penumbra zwischen 80 % und 20 % Isodose in Abhängig von der Dicke des verwendeten Vorabsorbers. Die Wedlereinstellungen sind dabei konstant. Es wird ein Kreis erzeugt mit einem Radius von $R = (20 \pm 1)$ mm auf dem Vorabsorber und dem daraus resultierenden Radius von $R_{ME} = (25 \pm 1)$ mm in der Messebene.

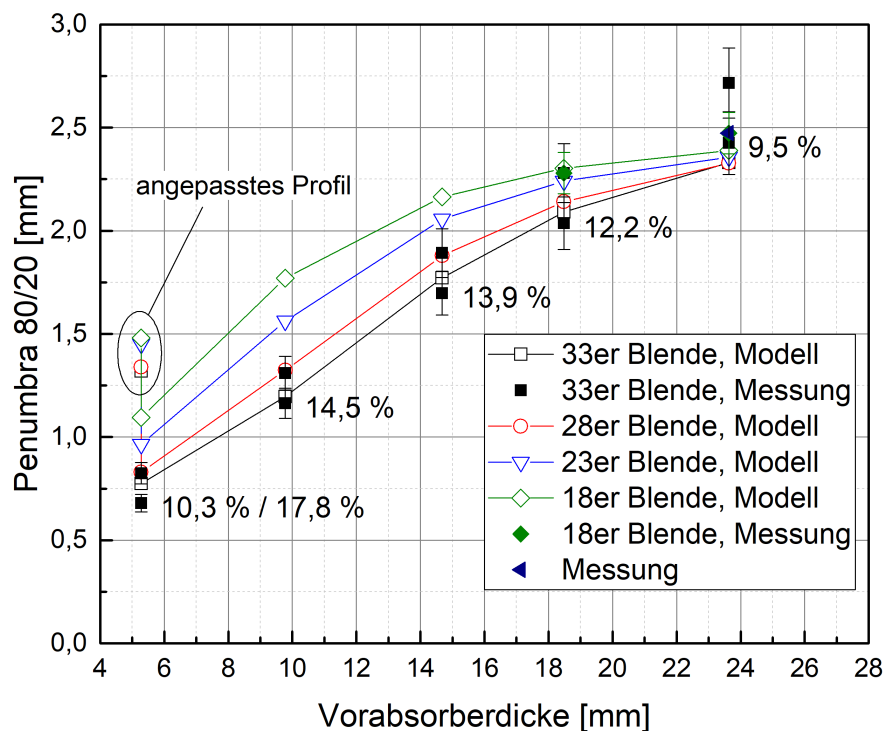


Abbildung 5.1.29: Seitlicher Abfall von 80 % zu 20 % Isodosen in Abhängigkeit von der RWS-Dicke. Dargestellt sind Ergebnisse der Modellrechnung für verschiedene Blendendurchmesser zusammen mit Messergebnissen. Der Abstand vom Vorabsorber zur Messebene ist konstant bei 98 cm; der Strahl ist maximal ausgelenkt (Radius auf dem Vorabsorber $R = (20 \pm 1)$ mm). Es sind verschiedene Blendendurchmesser dargestellt; die Zahlen an den Messpunkten für die 33er Blende geben die jeweiligen Transmissionswerte an, bei dem dünnsten Vorabsorber gibt es zwei Werte, einer davon für ein angepasstes Strahlenfeld. Für dieses angepasste Feld geben die eingekreisten Werte die jeweilige berechnete Penumbra wieder.

Die Daten setzen sich aus Modellrechnungen für verschiedene Blendendurchmesser zwischen 33 und 18 mm und Messwerten zusammen. Messung und Modellrechnungen stimmen dabei im Rahmen der Messgenauigkeit gut überein. Es zeigt sich, dass die Penumbra erwartungsgemäß mit der Vorabsorberdicke wächst. So liegt sie bei einem dünnen Vorabsorber von 5 mm bei $(0,7 \pm 0,1)$ mm bis $(1,1 \pm 0,1)$ mm und erreicht bei Vorabsorbern von 23 mm Dicke Werte zwischen $(2,3 \pm 0,2)$ mm und $(2,5 \pm 0,2)$ mm. Dabei ist zu beachten, dass die Bestrahlungsfelder mit dünnem Vorabsorber eine Anpassung der

Wedlereinstellung benötigen, um die zu geringe Intensität in der Feldmitte zu korrigieren (siehe Abbildung 5.1.30) und eine bessere Homogenität des Strahlungsfeldes zu erhalten. Diese erhöht wiederum die Penumbra auf Werte zwischen $(1,3 \pm 0,1)$ mm und $(1,6 \pm 0,1)$ mm für die verschiedenen Blendendurchmesser.

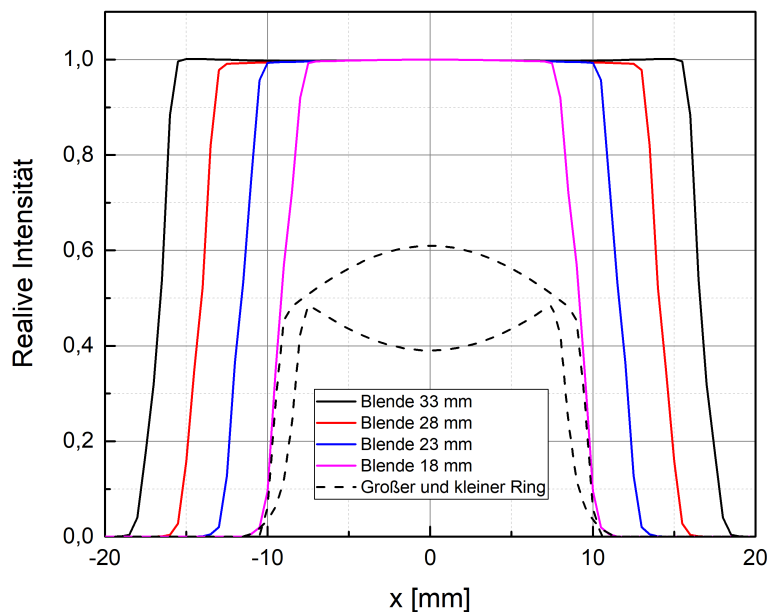


Abbildung 5.1.30: Angepasste Querprofile bei Vorabsorber von $(5,27 \pm 0,05)$ mm Dicke für verschiedene Blendendurchmesser. Sie bestehen alle aus einem Ring bei voller Strahlauslenkung und einem kleineren Ring, bei dem der Strahl nur zu 20% ausgelenkt ist und der Radius nur (4 ± 1) mm auf dem Vorabsorber beträgt.

Die jeweiligen zu erwartenden Transmissionen für die einzelnen Strahlungsfelder sind ebenfalls der Abbildung 5.1.29 zu entnehmen. Sie sind die Ergebnisse der Modellrechnung für eine Blendengröße von 33 mm. Für die anderen Blenden ergeben sich die Transmissionen entsprechend dem Verhältnis der Flächeninhalte der Blenden, und auch hier ergibt sich bei $(5,27 \pm 0,05)$ mm Vorabsorberdicke und angepasstem Strahlungsfeld ein höherer Transmissionswert von $T = 17,8\%$ für die Blende mit 33 mm Durchmesser.

Die Feldhomogenitäten variieren je nach Vorabsorberdicke und Blendengröße. Da die Wedlereinstellungen konstant sind, das Feld also immer mit dem gleichen Radius von $R = (20 \pm 1)$ mm auf dem Vorabsorber erzeugt wird, ergeben sich Unterschiede in den Feldhomogenitäten in Abhängigkeit von der Vorabsorberdicke. Abbildung 5.1.31 zeigt die einzelnen Homogenitätswerte für verschiedene Blendengrößen.

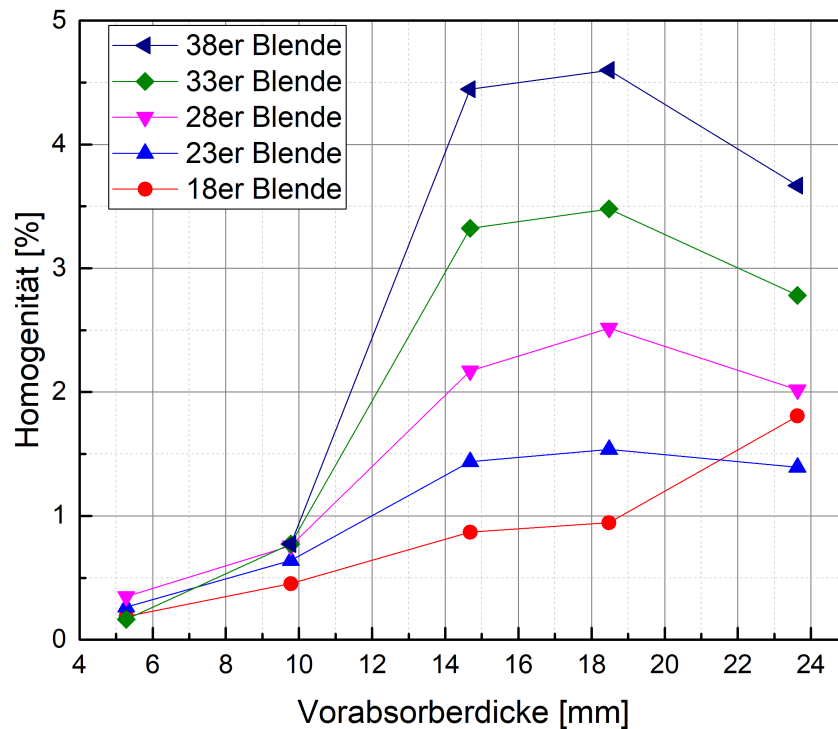


Abbildung 5.1.31: Homogenitätswerte in Abhängigkeit der RWS-Dicke für verschiedene Blendengrößen.

Bei einer Vorabsorberdicke von $(23,6 \pm 0,1)$ mm wird eine Feldhomogenität von $\pm 1,4\%$ erreicht, während bei $(9,77 \pm 0,01)$ mm Vorabsorber ein Feld mit einer Homogenität von $\pm 0,46\%$ entsteht. Dabei muss beachtet werden, dass der Homogenitätswert umso kleiner ist, je homogener das Feld ist. Für die angepassten Wedlereinstellungen bei $(5,27 \pm 0,05)$ mm Vorabsorber beträgt die Homogenität somit nur maximal $\pm 0,35\%$. Neben den Abweichungen für verschiedene Vorabsorber beeinflusst auch die Blendengröße die Homogenität bei gleicher Wedlereinstellung erheblich. Für die größte Blende mit 38 mm Durchmesser entsteht das homogenste Feld mit $\pm 0,8\%$ bei $(9,77 \pm 0,01)$ mm

Vorabsorber und der größte Wert von $\pm 4,6\%$ bei $(18,47 \pm 0,05)$ mm Vorabsorber. Für eine Blende mit einem Durchmesser von 18 mm wiederum schwankt die Feldhomogenität nur zwischen $\pm 0,19\%$ und $\pm 1,8\%$. Im Allgemeinen ergeben sich für alle Vorabsorberdicken Felder mit einer Homogenität kleiner als maximal $\pm 4,6\%$.

Neben der Vorabsorber- oder auch Vorabsorberdicke wird die Penumbra auch von der Blendengröße beeinflusst. Abbildung 5.1.32 zeigt die berechnete und zum Teil auch gemessene Penumbra der jeweiligen Strahlungsfelder in Abhängigkeit vom verwendeten Blendendurchmesser.

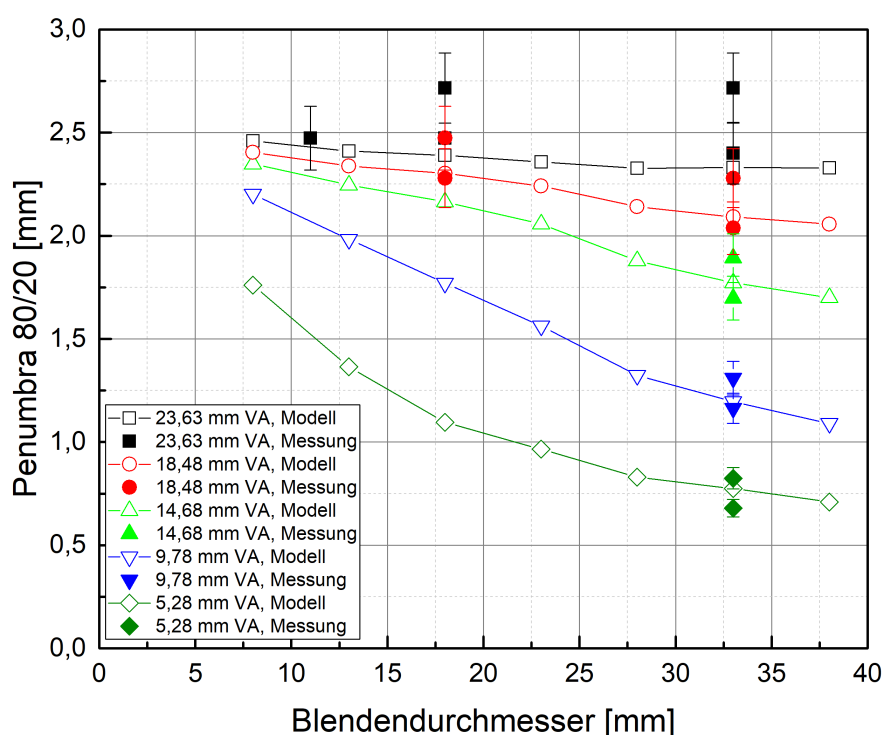


Abbildung 5.1.32: Seitlicher Abfall (Penumbra) von 80 % zu 20 % Isodosis in Abhängigkeit vom Blendendurchmesser. Dargestellt sind Ergebnisse der Modellrechnung für verschiedene Vorabsorberdicken und Messungen. Abstand RWS zum Isozentrum ist konstant bei 98 cm; die Wedlerspulen sind maximal angeregt, d.h. der Strahl wird maximal ausgelenkt, $R = (20 \pm 1)$ mm.

Aus der Grafik geht hervor, dass sich die Penumbra, besonders bei dünnen Vorabsorbern von $(5,27 \pm 0,05)$ mm oder auch noch bei $(9,77 \pm 0,01)$ mm Dicke, abhängig von der Blendengröße entwickelt. Sie ist bei einer Vorab-

sorberdicke von $(5,27 \pm 0,05)$ mm und einer Blende mit 8 mm Durchmesser mit $(1,8 \pm 0,2)$ mm um rund 157 % größer als bei einem verwendeten Blendendurchmesser von 38 mm, wo sie nur noch $(0,7 \pm 0,1)$ mm groß ist. Diese Abweichungen werden kleiner bei dickeren Vorabsorbern. So betragen die Unterschiede bei $(14,69 \pm 0,07)$ mm nur noch rund 38 % und bei $(23,6 \pm 0,1)$ mm lediglich rund 6 %, wobei die absolute Differenz von 0,15 mm hier bereits in der Größenordnung der Messgenauigkeit von $\pm(0,1 - 0,2)$ mm liegt und somit keine klare Tendenz hin zu größeren Penumbbras bei kleineren Blenden mehr zu beobachten ist.

Eine weitere Möglichkeit, die Penumbragröße zu beeinflussen und bei Bedarf zu reduzieren, ist die Variation des Abstands zwischen Blende und Messebene. In allen bisherigen Betrachtungen wurde dieser konstant bei $A = (70 \pm 3)$ mm gehalten. Er kann dabei jedoch auch beliebig reduziert oder, falls vom Anwender gewünscht (weil zum Beispiel der Aufbau der zu bestrahlenden Proben dies erfordert), erhöht werden. Abbildung 5.1.33 zeigt die Entwicklung der Penumbra abhängig vom Blendenabstand zur Messebene bei einer Vorabsorberdicke von $(23,6 \pm 0,1)$ mm für zwei Blendendurchmesser 11 mm und 33 mm.

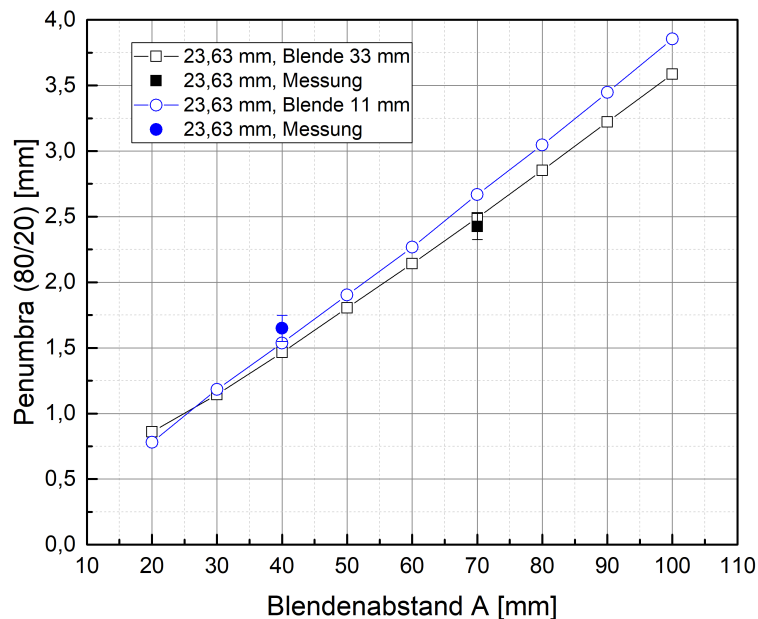


Abbildung 5.1.33: Penumbra in Abhängigkeit vom Abstand A zwischen Blende und Messebene für zwei verschiedene Vorabsorberdicken und Blenden-
größen.

Es zeigt sich ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen der Penumbra und dem Abstand A . Wie erwartet wächst die Penumbra mit zunehmender Entfernung von der Blende zur Messebene. Die Penumbra ist, wie im vorherigen Abschnitt bereits beschrieben, umso größer, je kleiner der Blendendurchmesser ist. Die Daten aus Abbildung 5.1.33 werden durch zwei Messwerte für Strahlfelder bei $A = (70 \pm 3)$ mm und $A = (40 \pm 3)$ mm ergänzt. Diese passen im Rahmen ihrer Messgenauigkeit gut in den vom Modell berechneten Verlauf der Geraden. Bei kleineren Abständen, wie zum Beispiel $A = (40 \pm 3)$ mm, ist noch der größere Einfluss der Blendenstreuung zu berücksichtigen, welcher in Zusammenhang mit Abbildung 5.1.26 bereits diskutiert wurde. Dieser wird vom Modell nicht berücksichtigt und führt zu einer systematischen Unterschätzung der resultierenden Penumbras bei diesen Abständen.

5.1.7 Tiefenmodulation und Spread Out Bragg Peak

5.1.7.1 Design des Modulators

Analog zur Erzeugung eines homogenen Dosisplateaus für die Tiefenausdehnung von Tumoren kann auch für den aktiven Bestrahlungsplatz des HZB eine Tiefenmodulation erzeugt werden. Für die Therapie am HZB wird ein sich drehendes Modulatorrad verwendet. Dies kann jedoch bei aktiver Strahlfelderzeugung unerwünschte Interferenzerscheinungen erzeugen, die im schlimmsten Fall eine Inhomogenität des Tiefendosisplateaus oder des Querprofils zur Folge haben. Aus diesem Grund wird für den Aufbau am HZB ein statischer, unbeweglicher Modulator entworfen, der in seinen Ausmaßen und seinem Design exakt auf die Größe des erzeugten Ringes abgestimmt ist, sodass der ausgelenkte Strahl eine homogene Energiedurchmischung erfährt. Der Modulator wird mit Hilfe eines am Institut verfügbaren 3D-Druckers hergestellt.

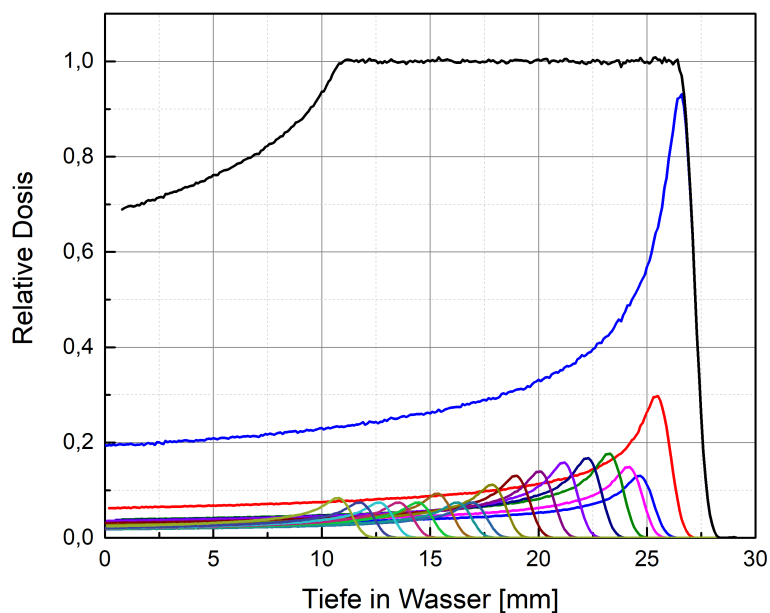


Abbildung 5.1.34: Konstruierter Spread Out Bragg Peak durch Addition einzelner gewichteter Single Bragg Peaks.

Beim Design eines Modulators für den Experimentierplatz am HZB wird für eine vorgegebene Eindringtiefe in Wasser von $R_w = 26,9$ mm ein homo-

genes Dosisplateau mit einer Modulationslänge von 17,4 mm durch gewichtete Summation der einzelnen Single Bragg Peaks konstruiert.

Das Hauptproblem beim Design des Modulators besteht nun darin, diese einzelnen Single Bragg Peaks so zu erzeugen, dass dabei nur genau der Anteil des Gesamtstrahls, der dem für die Entstehung des homogenen Plateaus notwendigen Wichtungsfaktor entspricht, die jeweilige Restreichweite erhält. Zunächst wird die Bestimmung dieser Wichtungsfaktoren im folgenden Abschnitt näher beschrieben.

5.1.7.2 Bestimmung der Wichtungsfaktoren

Gemessen werden die Single Bragg Peaks bei verschiedenen Eindringtiefen abhängig von der Dicke des Druckmaterials als Vorabsorber (VA) im Strahlengang bei einer festen Vorabsorberdicke von nominell 7,39 mm und einer Rundblende mit 33 mm Durchmesser. Die Wedler werden zu 80 % angeregt und erzeugen ein kreisförmiges Stahlfeld mit einem Radius von $R = (16 \pm 1)$ mm auf Höhe der Vorabsorberplatten.

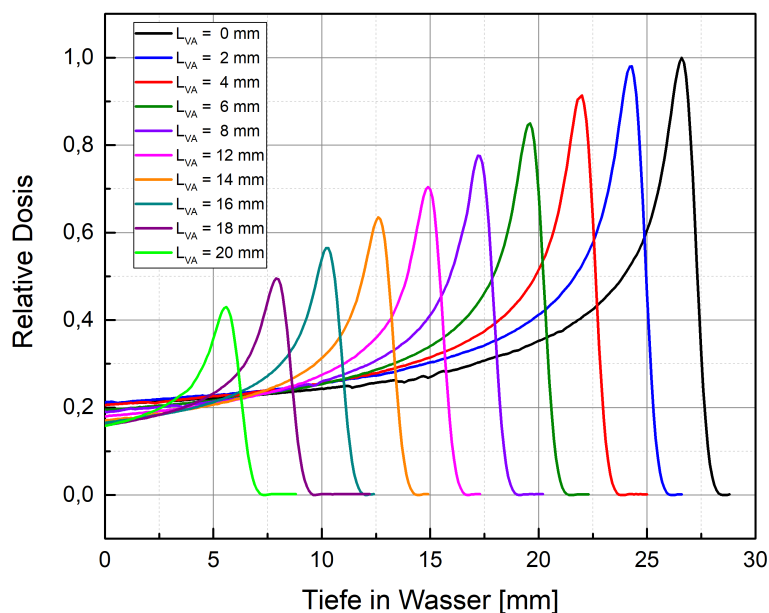


Abbildung 5.1.35: Gemessene Single Bragg Peaks in Wasser bei einer Vorabsorberdicke von $d_{VA,0} = 7,39$ mm Plexiglas. Es werden zusätzlich verschiedene Dicken d_{VA} des Druckmaterials als Vorabsorber in den Strahlengang gebracht. Sie werden dabei an die Position des zukünftigen Modulators platziert, um Intensitätsverluste des Strahls aufgrund von Streuung korrekt zu ermitteln. Die Peaks sind in ihrer Höhe alle auf die Peakhöhe bei maximaler Eindringtiefe normiert ($d_{VA} = 0$ mm und $R_{H_2O} = 26,9$ mm)

Mit abnehmender Reichweite R_{H_2O} sinkt auch die Peakhöhe des jeweiligen Single Bragg Peaks relativ zur Peakhöhe bei maximaler Eindringtiefe. Grund dafür ist die zunehmende Herausstreuung der Protonen aus dem Zentralstrahl. Diese Abschwächung der Peakdosis mit sinkender Reichweite muss bei der Konstruktion eines Modulators berücksichtigt werden. Ziel ist es somit, diese Abschwächung analytisch zu beschreiben und für beliebige Reichweiten abhängig von den Vorabsorberdicken zu bestimmen.

Bei der Messung der einzelnen Bragg Peaks treten systematische Fehler auf. Zum einen weichen die realen Dicken der verwendeten Vorabsorber von der nominell angenommenen Dicke ab und zum anderen kann die Messsonde (Markuskammer) beim Aufbau des Wasserphantoms nur mit einer Genauigkeit von

0,2 mm an dessen Vorderseite platziert werden. Die daraus resultierende Unsicherheit bei der Bestimmung der Reichweiten in Wasser entspricht ebenfalls diesen 0,2 mm. Die Dickenunterschiede betragen maximal $\pm 0,05$ mm bei allen Platten aus Druckmaterial, was zu Reichweitenunterschieden von maximal 0,06 mm in Wasser führt. Wesentlich größeren Einfluss auf die Messung hat die Ungenauigkeit der Platzierung, die jedoch für alle an diesem Tag gemessenen Bragg Peaks konstant ist. In Bezug auf die Relationen der einzelnen Bragg Peaks zueinander und die resultierenden Wichtungsfaktoren für die Homogenität des Dosisplateaus kann dieser Fehler daher vernachlässigt werden.

Zunächst wird der lineare Zusammenhang zwischen Reichweite in Wasser R_{H_2O} und verwendeter Vorabsorberdicke d_{VA} des Druckmaterials bestimmt.

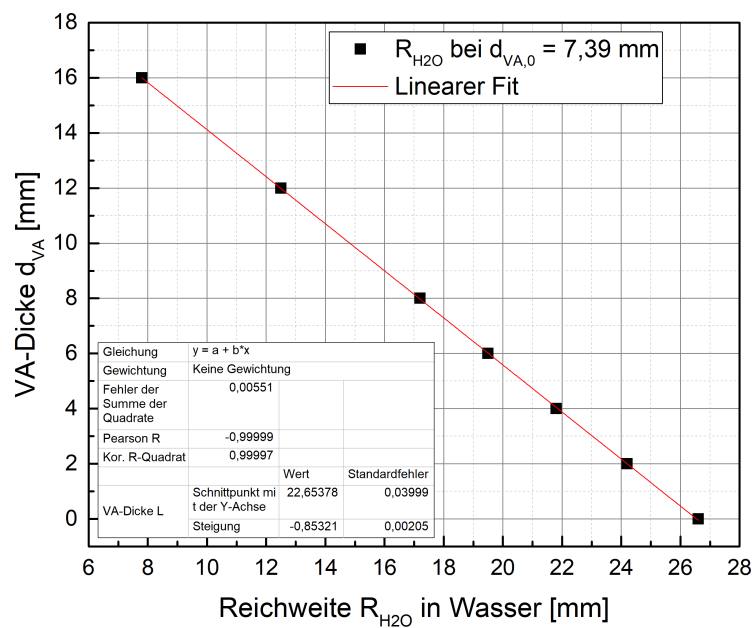


Abbildung 5.1.36: Verwendete Vorabsorberdicke d_{VA} des Druckmaterials in Abhängigkeit von der Reichweite R_{H_2O} der gemessenen Single Bragg Peaks bei einer Vorabsorberdicke von $d_{VA,0} = 7,39$ mm Plexiglas

Mit diesem Zusammenhang kann die analytische Beschreibung der Schwächung in Abhängigkeit von der Reichweite in Wasser erfolgen, da dies die Größe ist, auf die sich die Konstruktion des Spread out Bragg Peaks bezieht.

Für ein mit dem Wedler erzeugtes, kreisförmiges Strahlenfeld ist die Schwächungsfunktion

$$f(R_{H_2O}) = \frac{1}{2\pi\sigma(R_{H_2O})^2} \cdot \exp\left(-\frac{R^2}{2\sigma(R_{H_2O})^2}\right). \quad (5.36)$$

Dabei ist R der Radius des durch den Wedler erzeugten Strahlungsfeldes und σ die Standardabweichung der gaußförmigen Ortsverteilung des Protonenstrahls abhängig von der Vorabsorberdicke und damit der Reichweite R_{H_2O} in Wasser. Die Standardabweichung σ setzt sich aus σ_{Div} für den eingehenden Strahl, σ_{VA} für die Verbreiterung, die durch Streuung im Vorabsorber erzeugt wird, und σ_{Luft} , hervorgerufen durch zusätzliche Streuung beim Durchlaufen der Luftstrecke von Modulator bis Messebene, zusammen.

Allgemein lässt sich σ aus dem Streuwinkel θ unter Verwendung der Kleinwinkelnäherung ($\tan \theta = \theta$) wie folgt bestimmen

$$\sigma^2 = \theta^2 \cdot (A + B + d)^2. \quad (5.37)$$

$(A + B + d)$ ist dabei Wegstrecke von Streuer bis zur Messebene.

Der Streuwinkel θ wird mit Hilfe der Formel von Highland für dicke Absorber (siehe 2.1.3) berechnet

$$\theta = \frac{14,1 \text{ MeV}}{\sqrt{p_1 v_1 p_2 v_2}} \approx \sqrt{\frac{L}{L_R}} \left[1 + \frac{1}{9} \log_{10} \left(\frac{L}{L_R} \right) \right]. \quad (5.38)$$

Dabei ist $\sqrt{p_1 v_1 p_2 v_2}$ das geometrische Mittel von pv zwischen Eintritt und Austritt aus dem Vorabsorber. Für pv wiederum gilt [21]:

$$pv = \frac{\tau + 2}{\tau + 1} \cdot E_{kin}, \quad \tau = \frac{E_{kin}}{m_p c^2}. \quad (5.39)$$

Dabei ist $m_p c^2$ die Ruheenergie von Protonen, welche in der Literatur [67] mit $m_p c^2 = 938,27 \text{ MeV}$ angegeben wird.

Um zunächst σ_{VA} zu bestimmen, wird für jeden der gemessenen Bragg Peaks ausgehend von einer Eingangsenergie von $E_0 = 68,5 \text{ MeV}$ hinter dem Zyklotron mit LookUp die kinetische Austrittsenergie E_{kin} hinter dem Vorabsorber

aus 3D-Druckmaterial bestimmt. Die kinetische Austrittsenergie wird abhängig von der Reichweite R_{H_2O} in Wasser grafisch dargestellt und ein Polynom 2. Grades angepasst (siehe 5.1.37). Hieraus kann nun unter Verwendung von (5.39) pv berechnet und ebenfalls in Abhängigkeit der Reichweite R_{H_2O} dargestellt werden.

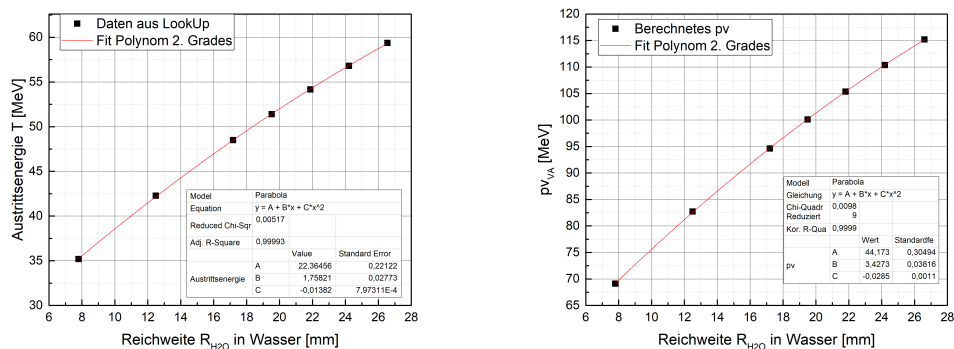


Abbildung 5.1.37: Links: Mit Hilfe von LookUp berechnete Austrittsenergie T hinter dem Vorabsorber in Abhängigkeit der Reichweite R_{H_2O} in Wasser für die gemessenen Single Bragg Peaks mit Anpassung eines Polynoms 2. Grades. Rechts: pv nach Gleichung (5.39) berechnet in Abhängigkeit von der Reichweite R_{H_2O} mit Anpassung eines Polynoms 2. Grades.

Analog hierzu wird auch σ_{Luft} berechnet, um dann unter Verwendung der Gleichung (5.36) eine Fitfunktion für die Peakhöhe in Abhängigkeit von der Reichweite zu erhalten. Als Fitvariablen werden R und σ_0 bestimmt.

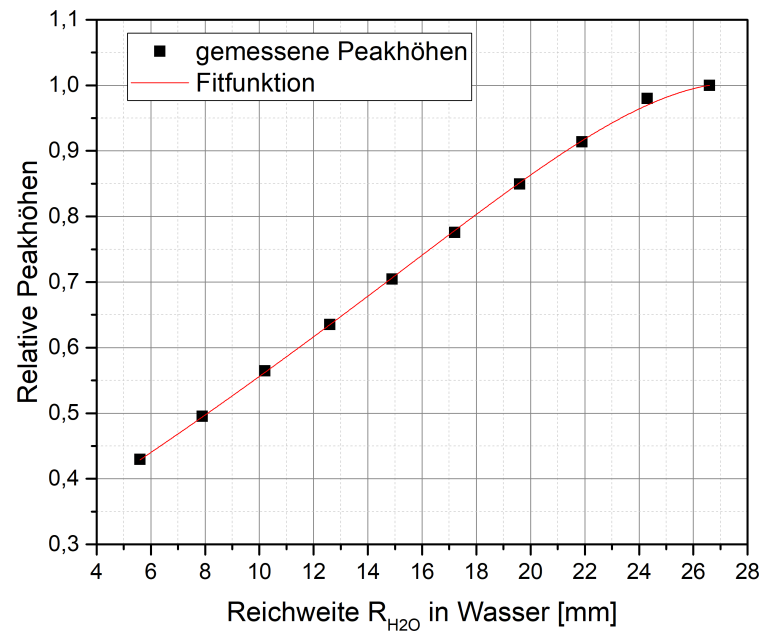


Abbildung 5.1.38: Relative Peakhöhen, normiert auf die Peakhöhe bei maximaler Eindringtiefe in Abhängigkeit von der Reichweite mit angepasster Schwächungsfunktion.

Mit dieser Funktion können nun alle Schwächungsfaktoren für die benötigten Single Bragg Peaks berechnet werden und die Wichtungsfaktoren für das Modulatorrad entsprechend angepasst werden.

Es werden zwei statische Modulatoren konstruiert, die sich lediglich in der Anzahl der Perioden der Stufen unterscheiden. So enthält ein Modulator 8 Perioden und der zweite 12. Bei der späteren Messung der Bragg Peaks soll dabei ausgeschlossen werden, dass bei Verwendung einer zu geringen Anzahl an Perioden die Durchmischung der einzelnen Energien im Isozentrum nicht homogen ist und es zu Verformungen des Dosisplateaus oder der Strahlprofile kommt.

In Tabelle 5.5 sind die Ergebnisse für die zwei in dieser Arbeit entwickelten und verwendeten Modulatoren zusammengefasst. Auch die jeweiligen Kreissegmente und die entsprechenden Materialdicken sind für beide Modulatoren aufgeführt. Um die spätere Stabilität der Modulatoren zu gewährleisten, wird

das Kreissegment für die maximale Eindringtiefe mit einer Materialdicke von 2 mm gefertigt. Der zusätzliche Energieverlust wird durch eine Reduktion der Vorabsorberdicke von nominell 7,39 mm auf 5,39 mm kompensiert.

R_{H_2O}	k_{os}	s	k_{ms}	d_{VA}	α_8	α_{12}
(mm)				mm	für 12 Perioden °	für 8 Perioden °
26,9	1	1	1	2	8,1008	12,15119
25,8	0,32	0,98892	0,32359	2,9383	2,6213	3,93195
25	0,14	0,97681	0,14332	3,6207	1,16103	1,74155
24,5	0,16	0,96783	0,16532	4,0472	1,33921	2,00882
23,6	0,19	0,94929	0,20015	4,8149	1,62137	2,43205
22,6	0,18	0,92571	0,19445	5,6679	1,57517	2,36275
21,5	0,17	0,89694	0,18953	6,6062	1,53537	2,30306
20,4	0,15	0,86598	0,17321	7,5445	1,40317	2,10476
19,3	0,14	0,83349	0,16797	8,4828	1,36069	2,04103
18,2	0,12	0,79998	0,15	9,4211	1,21515	1,82273
17,3	0,08	0,7721	0,10361	10,1888	0,83935	1,25903
16,5	0,08	0,75025	0,10663	10,7859	0,86379	1,29569
15,7	0,1	0,72208	0,13849	11,5536	1,12187	1,6828
14,8	0,08	0,69392	0,11529	12,3213	0,93391	1,40087
13,9	0,08	0,66587	0,12014	13,089	0,97326	1,45989
13	0,08	0,638	0,12539	13,8567	1,01578	1,52366
12,1	0,08	0,61037	0,13107	14,6244	1,06176	1,59264
11,1	0,09	0,58	0,15517	15,4774	1,25703	1,88554

Tabelle 5.5: Aufgelistet sind die Reichweite R_{H_2O} in Wasser, der Wichtungsfaktor k_{os} für die einzelnen Single Bragg Peaks bei der additiven Konstruktion des Spread out Bragg Peaks ohne Schwächungskorrektur; die berechneten Schwächungsfaktoren der einzelnen Peaks; die Wichtungsfaktoren k_{ms} mit Schwächungskorrektur; die Höhe d_{VA} der einzelnen Stufen im Modulatorrad und schließlich die Winkel α_8 und α_{12} für die jeweiligen Kreissegmente der Stufen.

Mit Hilfe dieser Wichtungsfaktoren ergeben sich die zwei Modulatoren, welche am HZB von einem 3D-Drucker angefertigt werden. Sie besitzen beide einen Außenradius von 35 mm und einen Innenradius von 5 mm. Die Größe des Innenradius ist so gewählt, dass bei einem Feldradius von (16 ± 1) mm auf dem Modulator der gesamte Strahl mit einer Ausdehnung von $3\sigma = 3 \cdot 2,4$ mm (99,5 % der Strahlintensität) noch sicher auf Material trifft (siehe Abbildung 5.1.40 (b) im nächsten Abschnitt). Das endgültige Design der Modulatoren ist in Abbildung 5.1.39 schematisch dargestellt.

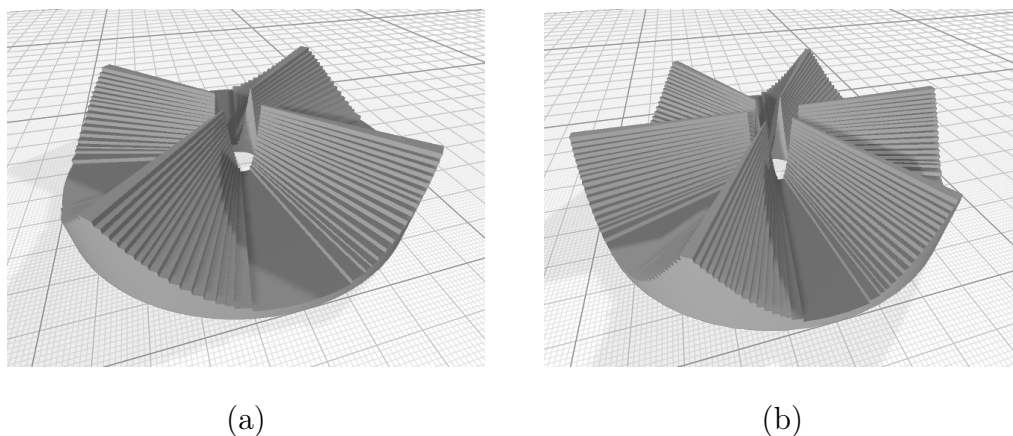


Abbildung 5.1.39: (a): Modulator mit 8 Perioden; (b): Modulator mit 12 Perioden

5.1.7.3 Strahlprofil- und Dosismessung mit gedrucktem Modulator

Die gedruckten Modulatoren werden für die Messung in eine speziell angefertigte Halterung montiert. Diese besteht aus einer Plexiglasplatte mit einer Dicke von 21 mm, in deren Mitte sich eine kreisförmige Vertiefung mit einem Radius von 35 mm befindet. In dieser Vertiefung wird der Modulator platziert und bildet so gemeinsam mit der Plexiglasplatte ein kompaktes System aus Vorabsorber (mit einer nominellen Dicke von 5,39 mm) und Modulator. Der Abstand zum Wassertank beträgt $(98,5 \pm 0,5)$ cm. In Abbildung 5.1.40 (a) ist dieser Aufbau in einer Ansicht entgegen der Strahlrichtung dargestellt. Die Protonen passieren das Strahlaustrittsfenster und eine Transmissionskammer und treffen anschließend zunächst auf den Plexiglasvorabsorber und den Modulator. Zur Verifikation der Strahlfeldposition auf dem Modulator wurde ein Gafchromic EBT3 Film (Ashland Advanced Materials) vor dem Vorabsorberkomplex

fixiert und bestrahlt. Der Protonenstrahl verfärbt den Film bei Bestrahlung, und es ist deutlich der erzeugte Ring in seiner Ausdehnung und Position zu erkennen (siehe Abbildung 5.1.40 (b)). Dabei kann man gleichzeitig die auf dem Vorabsorber erzeugte elliptische Form nachweisen.

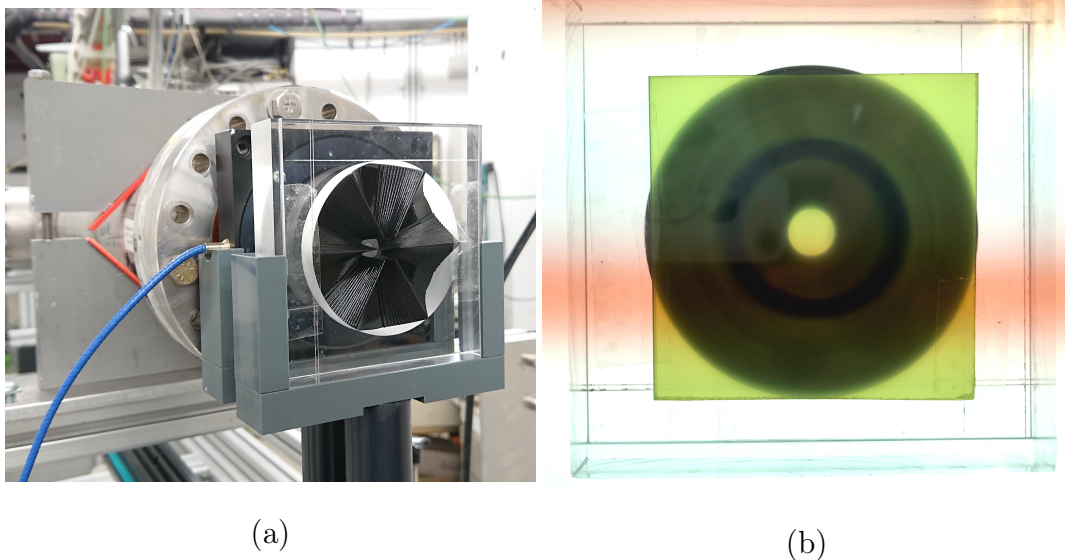


Abbildung 5.1.40: (a): Messaufbau zur Bestimmung der Tiefendosiskurve unter Verwendung des Modulators (hier im Bild der Modulator mit 12 Perioden), welcher in eine Plexiglasplatte eingebettet und somit direkt mit dem Vorabsorber (nominelle Dicke 5,39 mm) verbunden ist. Das Foto wurde gegen die Strahlrichtung aufgenommen. (b): Aufnahme eines EBT3-Films vor dem Vorabsorberkomplex. Zu erkennen ist der Modulator als dunkler Ring hinter dem Film und der Ring, der durch die Bestrahlung mit Protonen erzeugt wurde, sowie dessen Position relativ zum Innenradius des Modulators.

Die Messung wird wie in Kapitel 4.3 beschrieben mit einer Markusammer durchgeführt, die in einem Wassertank entlang der Strahlrichtung die Dosis misst. Es wird eine Rundblende mit einem Durchmesser von 33 mm verwendet. Die Wedlerspulen erzeugen ein kreisförmiges Strahlungsfeld in der Messebene, welches (analog zur Kalibrierung) auf Höhe des Vorabsorbers einen Radius von $R = (16 \pm 1)$ mm besitzt.

In Abbildung 5.1.41 (a) sind die Messergebnisse für beide Modulatoren zusammen dargestellt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung beider Kurven und ein Dosisplateau mit einer Homogenität von $\pm 1,5\%$. In der Grafik ist der

Bereich zwischen 1,015 und 0,985 der relativen Dosis als graue Fläche hinterlegt, um die Homogenität des Dosisplateaus besser zu veranschaulichen.

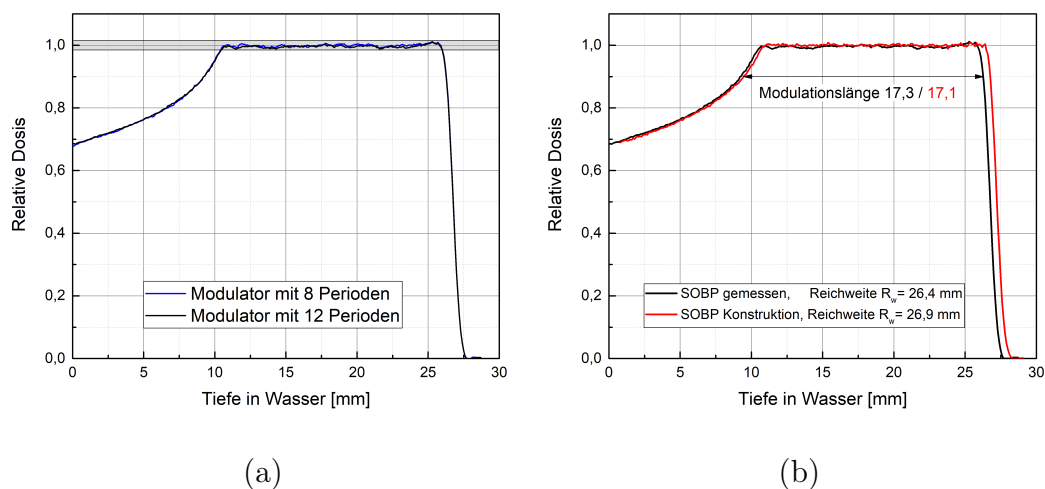


Abbildung 5.1.41: Relatives Tiefendosisprofil gemessen und theoretisch konstruiert in Abhängigkeit von der Eindringtiefe in Wasser. Reichweite in Wasser beim konstruierten Fall: 26,9 mm; Reichweite in Wasser bei der gemessenen Kurve: 26,4 mm. Modulationslänge im konstruierten Fall: 17,3 mm und für gemessene Kurve 17,1 mm

In Abbildung 5.1.41 (b) ist die Messung mit dem Modulator mit 12 Perioden im Vergleich zum theoretisch konstruierten Profil dargestellt. Es zeigt sich ein Reichweitenversatz von $\Delta R_{H_2O} = 0,5$ mm zwischen der Sollkurve und der Messung. Mögliche Ursachen für diese Abweichungen sind durch Überprüfung der tatsächlichen Abmessungen der Komponenten zu finden. Während für den Vorabsorber eine nominelle Dicke von 5,39 mm angenommen wird, zeigt eine Dickenmessung Werte zwischen 5,65 mm und 5,86 mm. Diese Abweichungen allein ergeben einen Reichweitenunterschied von $\Delta R_{H_2O, RWS} = 0,34$ mm in Wasser. Auch der gedruckte Modulator zeigt Abweichungen von der Sollstärke. So besitzt die dünnste Stufe mit 2,0 mm nomineller Dicke eine tatsächliche Ausdehnung von 2,04 mm, was einen zusätzlichen, wenn auch geringen Reichweitenversatz von $\Delta R_{H_2O, Mod} = 0,05$ mm erzeugt. Somit lässt sich allein durch die Dickenabweichungen ein Gesamtreichweitenversatz von 0,39 mm erklären. Ein weiterer Aspekt, der bei Analyse der Eindringtiefen zu berücksichtigen ist, ist das tatsächliche Verhalten des Druckmaterials bei Bestrahlung

mit Protonen und besonders die möglichen Unterschiede zum für die Kalibrierung verwendeten Plexiglas. Die genaue stöchiometrische Zusammensetzung des Druckmaterials ist nicht bekannt. Die Dichte des Materials wird vom Hersteller im Bereich von $(1,17 - 1,18) \text{ g/cm}^3$ angegeben und Messungen ergeben $(1,170 \pm 0,006) \text{ g/cm}^3$ ergeben. Sie ist somit kleiner als die Dichte von Plexiglas mit $1,19 \text{ g/cm}^3$ und eine Abweichung in der effektiven Kernladungszahl kann durchaus zu unterschiedlichen Eindringtiefen führen. Dieser Effekt kann, wenn auch in geringem Ausmaß, durchaus in dieser Messung auftreten, da die 2 mm der dünnsten Materialstufe des Rades während der Kalibrierung aus Plexiglas bestehen und bei der Profilmessung durch Druckmaterial ersetzt werden.

Einen wesentlich größeren Einfluss auf die gemessenen Eindringtiefen hat die Eingangsenergie E_0 des Strahls hinter dem Zyklotron, welche von Tag zu Tag und von Strahlzeit zu Strahlzeit leicht variieren kann (wenige hundert keV). Da die Kalibrierung und die Tiefendosisprofilmessung nicht am gleichen Messstag durchgeführt werden können, sind Abweichungen in der Eingangsenergie wahrscheinlich. Diese bewirken erfahrungsgemäß Reichweitenunterschiede von $(0,1 - 0,15) \text{ mm}$. Eine Abweichung dieser Größe kann bei Vergleich zweier Messungen des Rades mit 8 Perioden beobachtet werden, bei denen Eindringtiefen von $R_{H_2O} = 26,4 \text{ mm}$ bzw. $R_{H_2O} = 26,5 \text{ mm}$ an verschiedenen Arbeitstagen der gleichen Strahlzeit auftreten. Auch lässt sich die Messsonde (Markuskammer) an der Vorderseite des Wasserphantoms erfahrungsgemäß nur mit einer Genauigkeit von rund $0,2 \text{ mm}$ platzieren, was zu scheinbar unterschiedlichen Reichweiten an verschiedenen Messtagen führen kann.

Die Länge des Dosisplateaus, die sogenannte Modulationslänge, ist definiert als der Abstand zwischen den beiden 90% Isodosen am Beginn und am Ende des Plateaus. Sie ist mit $L_{Mod} = 17,1 \text{ mm}$ nur um $\Delta L_{Mod} = 0,2 \text{ mm}$ kürzer als die bei der Konstruktion des SOBP geplante Modulationslänge von $L_{Mod} = 17,3 \text{ mm}$. Grund hierfür können weitere geringe Abweichungen in den tatsächlichen Dicken der einzelnen Stufen vom Sollwert sein, welche zu leichten Verschiebungen der Peaks zueinander und einer Verkürzung der Modulationslänge führen können. Die Abweichungen sind jedoch so gering, dass sie die allgemeine Form und Homogenität des Plateaus nicht beeinflussen.

Wesentlichen Einfluss auf die Form des Tiefendosisprofils haben hingegen die Einstellung der Wedlerspulen und die erzeugte Größe des Kreises auf dem Modulator. Abbildung 5.1.42 zeigt exemplarisch zwei Messungen, bei denen die Wedlerspulen zu 70 % bzw. zu 90 % angeregt werden. Die erzeugten Radien der Strahlfelder sind $R = (14 \pm 1)$ mm bzw. $R = (18 \pm 1)$ mm im Vergleich zum Sollradius von $R = (16 \pm 1)$ mm. Die Tiefendosis Kurve, die eine Messung mit Sollradius darstellt, wird im Folgenden als Sollkurve bezeichnet, um die beobachteten Ergebnisse besser in Bezug setzen zu können.

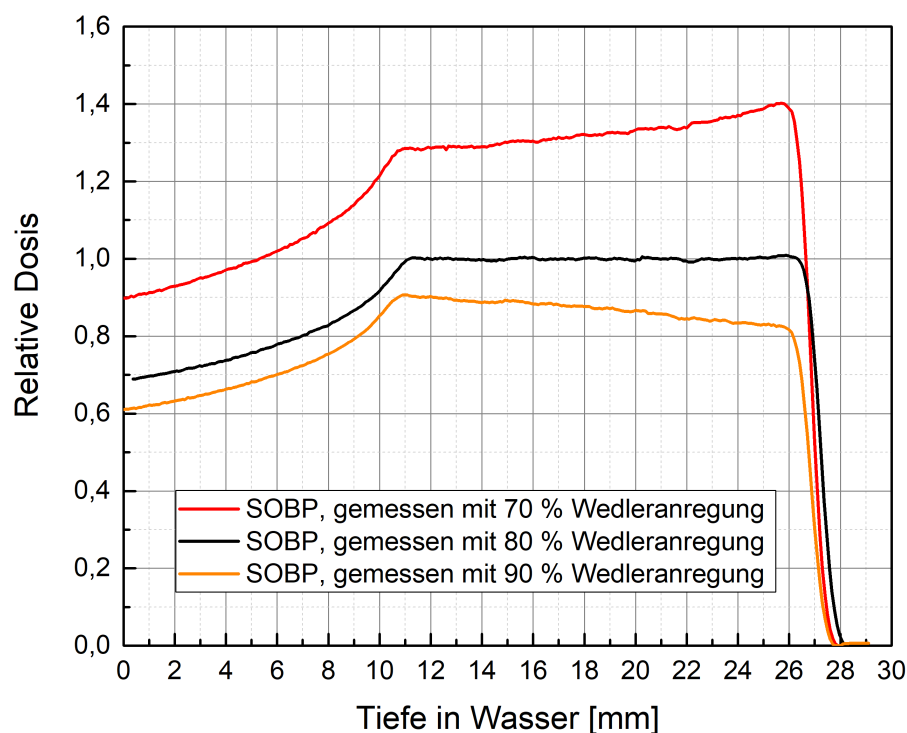


Abbildung 5.1.42: Gemessene Spread out Bragg Peaks für Wedlereinstellungen mit größerer Auslenkung (90 %), der gleichen Auslenkung (80%) und geringerer Auslenkung (70 %) als die zur Bestimmung der Wichtungsfaktoren gewählte. Die Kurven sind auf die Mitte des SOBP_{80} normiert. Es lässt sich die Verkippung und die Erhöhung bzw. Reduktion der Tiefendosisverteilung in Bezug auf die Sollkurve erkennen.

Es zeigt sich deutlich eine Veränderung der Form des Tiefendosisprofils in beiden Messungen mit verändertem Radius. Eine geringere Anregung der Wedlerspulen führt wie erwartet zu einer Erhöhung der Dosis im Plateau relativ

zur Sollkurve. Sie ist in der Mitte des Plateaus, bei einer Eindringtiefe von $z = 18,5$ mm, um rund 32 % erhöht. Der Verlauf des Plateaus zeigt eine Verkipfung relativ zur Sollkurve, wobei die Dosis am Ende des Plateaus (25,5 mm Wassertiefe) um rund 40 % und am Plateaubeginn (11 mm Wassertiefe) nur um rund 28 % erhöht ist. Die einzelnen Wichtungen der Vorabsorberstufen sind nicht mehr auf die Schwächung der jeweiligen Dosispeaks relativ zum Peak bei maximaler Eindringtiefe abgestimmt.

Analog dazu zeigt auch das Profil mit größerem Feldradius eine Verkipfung, welche sich jedoch gegensätzlich zu der soeben beschriebenen entwickelt. Die Dosis ist im gesamten Verlauf gegenüber der Sollkurve reduziert. Sie beträgt in der Plateaumitte (bei $z = 18,5$ mm) rund 87 %, wobei sie am Plateaubeginn bei einer Eindringtiefe von $z = 11$ mm rund 90 % der Solldosis erreicht und in der Tiefe auf rund 83 % bei einer Eindringtiefe von $z = 25,5$ mm abfällt. Auch hier ist die Wichtung der einzelnen Bragg Peaks nicht mehr auf die tatsächliche Schwächungsfunktion dieses Strahlungsfeldes abgestimmt.

Diese Ergebnisse zeigen deutlich, dass das System sichtbar auf Veränderungen der Feldradien reagiert und zu Dosisleistungserhöhung bzw. -reduktion führt. Dieser Effekt muss bei der Planung eines Bestrahlungsexperimentes berücksichtigt werden, kann jedoch auch gezielt ausgenutzt werden. Sind vom Anwender beispielsweise höhere Dosen oder Dosisleistungen gefordert und legt er/sie keinen besonderen Wert auf Homogenität des Plateaus (weil seine/ihre Probe beispielsweise eine sehr geringe Tiefenausdehnung besitzt) kann durch Veränderung der Wedlereinstellung bei gleichbleibendem Aufbau diese Anpassung durchgeführt werden.

Neben Veränderungen der Wedlereinstellungen wird das System auch auf Empfindlichkeit gegenüber Veränderungen der Strahllage überprüft. Zu diesem Zweck wird im Experiment die Strahlachse in radialer Richtung verschoben und ein Offset von $\Delta x = 2$ mm erzeugt. Das Ergebnis der Tiefendosisprofilmessung ist in Abbildung 5.1.43 zusammen mit der auch hier als Sollkurve bezeichneten Messung bei zentraler Strahlachse dargestellt.

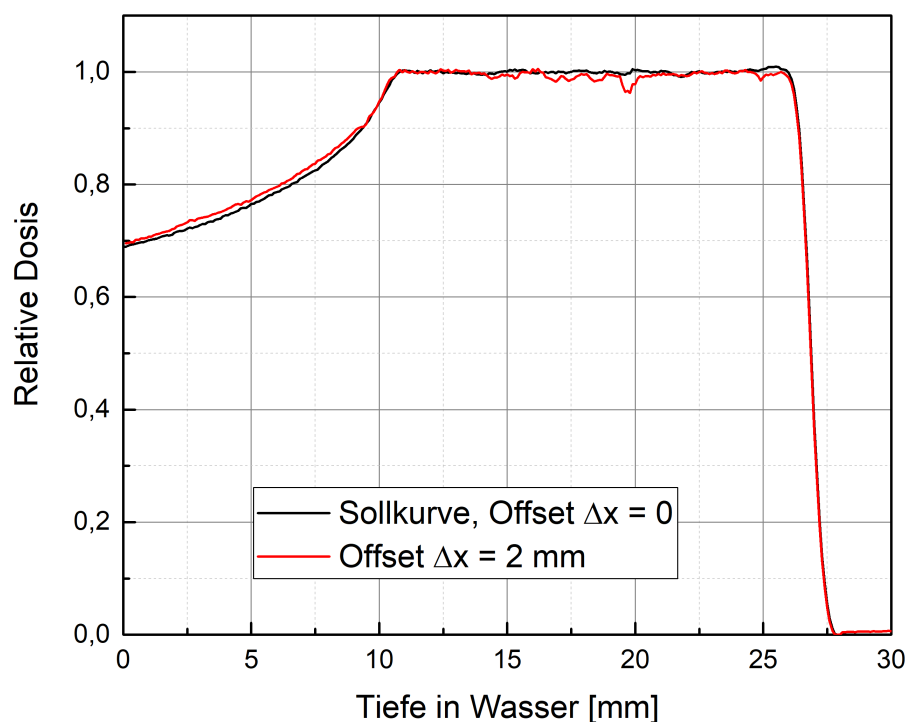


Abbildung 5.1.43: Tiefendosiskurve gemessen mit $\Delta x = 0$ mm und $\Delta x = 2$ mm Offset. Die Strahlachse ist parallel zur x-Richtung verschoben.

Die mit einem Offset gemessene Kurve zeigt den gleichen Verlauf wie die Sollkurve. Das Profil entlang der Strahlachse weist keine Verkippung gegenüber der Messung ohne Offset auf, lediglich die Homogenität des Dosisplateaus zeigt Abweichungen. Besonders ein kleiner Dosisseinbruch bei einer Eindringtiefe von 19,7 mm fällt auf. Er korreliert mit einer kurzzeitigen Abnahme des Strahlstroms während der Messung, welche nicht vollständig durch die Normierung kompensiert wird. Es lässt sich jedoch feststellen, dass ein Offset von 2 mm, eine merkbar große Veränderung der Strahllage, kaum Einfluss auf den Verlauf des Profils zeigt. Lediglich der Homogenitätswert von $\pm 1,5\%$ im Sollprofil erhöht sich zu $\pm 2\%$

Neben den Tiefendosisprofilen sind auch die Dosisquerprofile für den potentiellen Anwender von Interesse. In Abbildung 5.1.44 sind Querprofile für die Messung mit dem Modulator mit 8 Perioden in drei verschiedenen Wassertiefen dargestellt. Die Messung erfolgt wie auch bei allen anderen gemessenen Querprofilen dieser Arbeit mit Hilfe einer CCD-Kamera. Die verschiedenen

Wassertiefen werden durch Verwendung von Plexiglasvorabsorbern direkt vor der Szintillationsfolie erzeugt. Eine Messung bildet somit das Strahlprofil vor dem Wasserbad ab, eine zweite und dritte Messung zeigen das Profil in 11,8 mm bzw. 25,5 mm Wassertiefe, was dem Plateaubeginn und dem Plateauende entspricht.

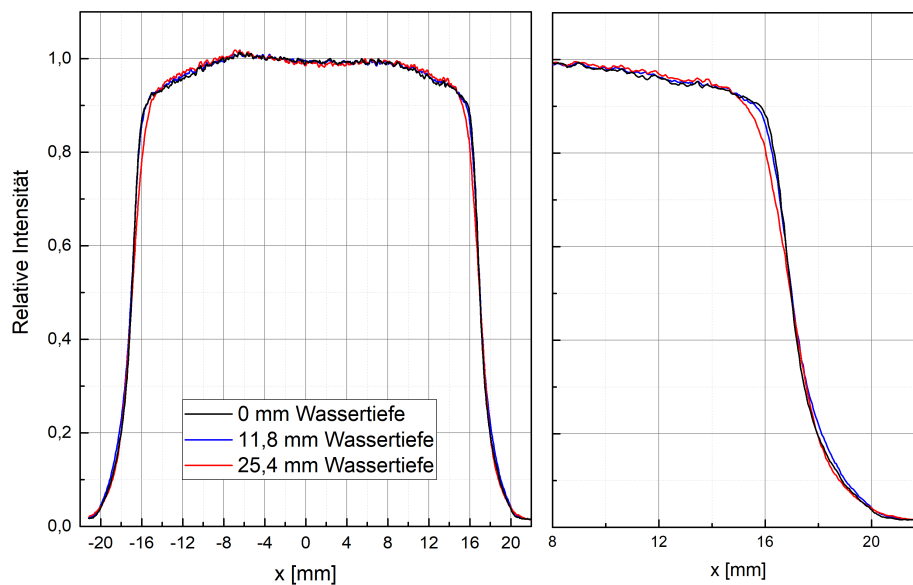


Abbildung 5.1.44: Strahlprofil für verschiedene Dicken PMMA direkt vor der Kamera, um Dosisquerprofile in unterschiedlichen Eindringtiefen zu erhalten

Die linke Grafik in Abbildung 5.1.44 zeigt den gesamten Verlauf der Querprofile, und auf der rechten Seite ist der seitlichen Dosisabfall zur genaueren Bewertung der Penumbra dargestellt. Die Profile zeigen in allen drei Tiefen den gleichen generellen Verlauf. Die Homogenität beträgt bei allen drei Profilen rund $\pm 11\%$. Lediglich die Penumbra (80 % zu 20 % Isodose) nimmt mit steigender Eindringtiefe zu. So beträgt sie bei 0 mm Tiefe $(1,6 \pm 0,1)$ mm und wächst bei 11,8 mm auf $(1,9 \pm 0,1)$ mm und bei 25,5 mm schließlich auf $(2,1 \pm 0,1)$ mm an.

Analog zu den Tiefendosismessungen wird auch der Einfluss des Strahlungsradius und der Strahlposition auf die Querverteilung untersucht. Abbildung 5.1.45 zeigt jeweils zwei Querprofile in den Wassertiefen 11,8 mm und 25,5 mm für die verschiedenen Situationen. Der Strahlungsradius beträgt einmal (14 ± 1) mm

und einmal (18 ± 1) mm. Auch für die Abweichung der Strahlage von der Sollachse sind die Querprofile dargestellt.

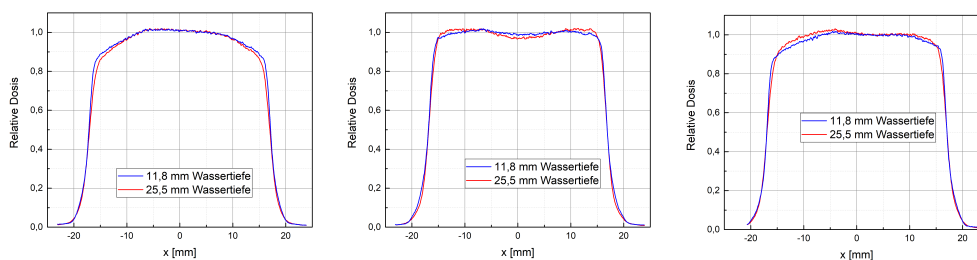


Abbildung 5.1.45: Dosisquerprofile verschiedener Messeinstellungen in 11,8 mm und 25,5 mm Wassertiefe; links gemessen mit einem Strahlfeldradius von (14 ± 1) mm auf dem Vorabsorber; in der Mitte gemessen mit einem Strahlfeldradius von (18 ± 1) mm auf dem Vorabsorber und rechts gemessen mit (16 ± 1) mm Strahlfeldradius und einer Verschiebung der Strahlachse um 2 mm relativ zur Sollachse.

Es zeigt sich in allen drei Situationen, dass keine vom Modulator erzeugten Inhomogenitäten auftreten. Die Homogenität der Querprofile variiert zwischen 8 % beim kleinsten Feldradius auf dem Vorabsorber, 11 % bei Verschiebung der Strahlachse zu 15 % beim größten Feldradius. Dies ist aber lediglich auf die veränderten Wedlereinstellungen zurückzuführen und wird nicht vom Modulator verursacht. Auch die Penumbrae zeigen die gleiche, auch unter Sollbedingungen beobachtete Entwicklung von $(1,9 \pm 0,1)$ mm bei der kleineren Eindringtiefe hin zu $(2,1 \pm 0,1)$ mm bei der größeren Eindringtiefe. Auch hier sind keine Effekte der veränderten Messsituation im Zusammenhang mit dem Modulator zu beobachten.

5.1.8 Absolutdosimetrie zur Dosisüberwachung

Zur Bestimmung der Absolutdosis bzw. der Dosisleistung im Plateau wird der identische Versuchsaufbau einschließlich Wedlereinstellung und Blendengröße verwendet, der im vorherigen Kapitel 5.1.7.3 zur Messung der Tiefendosiskurve beschrieben wird. Eine Markusammer misst die Dosisleistung im Wassertank, der mit einem aktiv erzeugten und modulierten Strahlungsfeld bestrahlt wird.

In einer Wassertiefe von 18,5 mm (also der Mitte des Plateaus) wird eine Dosisleistung von $\dot{D} = 322 \text{ mGy/s} = 19,32 \text{ Gy/min}$ bei einem eingehenden Strahlstrom von 800 pA gemessen.

Um eine automatische Strahlabschaltung nach Erreichen der beispielsweise vom Anwender geforderten maximalen Bestrahlungsdosis zu ermöglichen, müssen die Transmissionskammern mit diesem Absolutdosiswert kalibriert werden. Dafür wird während einer Kalibriermessung das Messsignal in der Transmissionskammer bis zum Erreichen einer bestimmten, willkürlich gewählten Obergrenze aufintegriert und der Strahl daraufhin automatisch abgeschaltet. Diese Obergrenze liegt meist bei 2000 sogenannten Monitoreinheiten (MU), sollte aber so groß gewählt werden, um den Strahl mehrere Male über die gesamte Fläche führen zu können und statistische Abweichungen zu reduzieren. Die dabei von der Markuskammer im Wassertank gemessene Absolutdosis kann daraufhin diesen Monitoreinheiten zugeordnet werden und nach dem Dreisatz die benötigte Anzahl von ME zum Erreichen der gewünschten Dosis berechnet werden. Bei der tatsächlichen Bestrahlung kann die Transmissionskammer nun nach Erreichen der benötigten Monitoreinheiten die Bestrahlung automatisch beenden. Dieses Prinzip wird in der Qualitätssicherung der medizinischen Bestrahlung regelmäßig angewandt und die Kalibrierung der Transmissionskammern, welche aus Sicherheitsgründen dem Prinzip der Redundanz folgen, für jeden einzelnen Patienten vor jeder Bestrahlung durchgeführt.

Eine wichtige Voraussetzung für diese Vorgehensweise ist jedoch, dass Messaufbau, Strahlstrom und Strahlausdehnung nach Durchführung der Kalibrierung nicht mehr verändert werden. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Linearität des Signals der Markuskammer innerhalb des verwendeten Strahlstrombereichs, um Fehler aufgrund von Rekombinationseffekten in der Kammer während der Absolutdosisbestimmung zu vermeiden. Der Hersteller der in dieser Arbeit verwendeten Markuskammer gibt an, bei einer Dosisleistung von bis zu 12 Gy/s noch mehr als 99,5 % der erzeugten Ladungsträger abtransportieren und somit proportional zur Dosis messen zu können.

Die zu erwartenden Dosisleistungen von 15 Gy/min liegen somit weit unterhalb dieser Grenze.

Auch bei den Transmissionskammern existiert ein Linearitätsbereich. Dieser ist für das Prinzip der automatischen Abschaltung von nicht ganz so großer Bedeutung, da das gemessene Signal stets mit dem Signal der Markuskammer kalibriert wird. Dennoch wird ein Arbeiten im linearen Bereich auch bei diesen Kammern angestrebt, um die Messung der einzelnen Monitoreinheiten

mit möglichst geringem Absolutdosisfehler zu erreichen. Untersuchungen zum Rekombinationsverhalten der Transmissionskammer wurden in dieser Arbeitsgruppe am HZB im Rahmen von Bachelor- und Masterarbeiten durchgeführt [44–46]. Die Ergebnisse zeigen, dass die Transmissionskammer bis zu Strahlströmen von 10 nA bei fokussiertem Strahl noch lineares Verhalten zeigt. Im Rahmen dieser Arbeit können die Kammern somit auch bei aktiver Strahlaufbereitung sowohl für die Absolutdosimetrie als auch die mögliche automatische Strahlabschaltung genutzt werden.

5.2 Bestrahlungsplatz mit Vorabsorber in direkter Nähe zum Wedler

Der Bestrahlungsplatz am HZB ist vielseitig für experimentelle Bestrahlungen nutzbar und kann je nach Anforderungen des Anwenders optimiert werden. Für die klinische Anwendung zur Bestrahlung von Augentumoren zeigt sich jedoch, dass die erreichbare Penumbra mit dem aktiven System am HZB nicht für alle in der Praxis verwendeten Reichweiten akzeptabel ist. Die vorhandenen Wedlerspulen erreichen eine zu geringe maximale Feldstärke und erzeugen selbst im minimal notwendigen Abstand zur Messebene bereits einen zu großen Ring auf dem Vorabsorber. Zur Reduzierung der Penumbra muss der Vorabsorber in kürzerem Abstand zu den Wedlerspulen positioniert werden. Bei gleichbleibendem Abstand der Wedler zur Messebene reduziert sich dadurch jedoch auch die Transmission. Eine mögliche Lösung besteht daher darin, den Abstand zwischen Wedlerspulen und Messebene zu verkürzen, was wiederum Spulen mit größeren Magnetfeldstärken notwendig macht. Da diese am HZB derzeit nicht zur Verfügung stehen, soll diese mögliche Situation im Folgenden nur mit Hilfe von Modellrechnung und Fluka-Simulation untersucht werden. Abbildung 5.2.1 zeigt noch einmal schematisch den Aufbau.

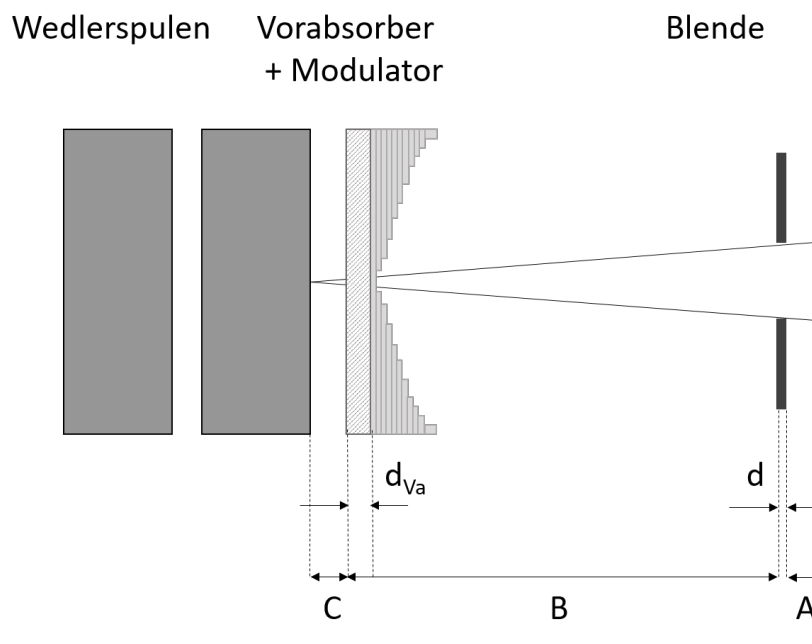


Abbildung 5.2.1: Schematische Darstellung des Aufbaus analog zum Experimentierplatz am HZB mit lediglich kürzerem Abstand C zwischen Spulen und Vorabsorber

Die Geometrie ist analog zum Aufbau des Experimentierplatzes am HZB. Lediglich der Abstand C , welcher am HZB $C = 317$ cm beträgt, wird in den folgenden Berechnungen auf $C = 15$ cm gesetzt. Dieser Abstand ist willkürlich gewählt. Er erlaubt noch den bequemen Zugang für eventuell notwendige Arbeiten am Vorabsorber selbst oder dem Strahlaustrittsfenster, welches sich zwischen Wedler und Vorabsorber befindet (unter der Annahme, der Vorabsorber befindet sich wie in der Augentumorthherapie am HZB bereits an Luft).

Zunächst wird der Abstand zwischen Vorabsorber und Messebene auf den gleichen Wert wie am HZB gesetzt, um die berechneten Strahlprofile besser mit den gemessenen vergleichen zu können. Auch die Ausgangsstrahlparameter werden zunächst übernommen. Es werden zwei Profile mit einem Blendendurchmesser von jeweils 11 mm bzw. 33 mm berechnet. Die Vorabsorberdicke beträgt bei beiden 23,63 mm und der Abstand zur Messebene 98,5 cm. Der Strahl besitzt eine Ausdehnung von $\sigma = 2,4$ mm und eine Divergenz von 1,08 mrad. Abbildung 5.2.2 zeigt die berechneten Profile im Vergleich mit den am HZB gemessenen.

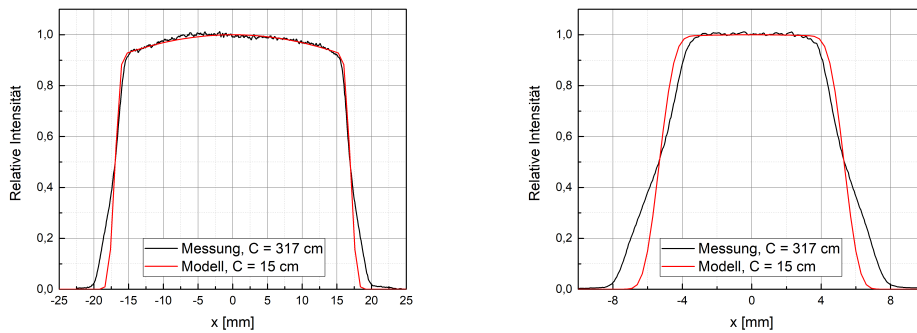


Abbildung 5.2.2: Querprofile für kurzen Abstand C zwischen Vorabsorber und Wedlerspulen im Vergleich mit gemessenen Profilen bei Abstand $C = 317$ cm. Links: bei einem Blendendurchmesser von 33 mm. Rechts: bei einem Blendendurchmesser von 11 mm.

Bei gleicher Homogenität der Felder und gleichem Abstand von Vorabsorber zur Messebene wird die kleinere Penumbra in den berechneten Querprofilen deutlich sichtbar. Sie beträgt 1,3 mm bei einem Blendendurchmesser von 33 mm und nur 1,2 mm bei 11 mm Blendendurchmesser. Sie kann somit um rund 45 % bei der großen Blende und rund 55 % bei der kleinen Blende gegenüber dem gemessenen Wert von $(2,4 \pm 0,1)$ mm bzw. $(2,5 \pm 0,1)$ mm reduziert werden. Die Transmissionen sind aufgrund des gleichbleibenden Abstands vom Vorabsorber zur Messebene unverändert. Dies kann nun optimiert werden. Unter den Annahmen, dass der Fokus auf dem Vorabsorber eine Größe von $\sigma = 1,0$ mm in beide Richtungen besitzt und die Divergenz $\theta_0 = 1,08$ mrad beträgt. Es können Profile berechnet werden, deren Feldparameter hinsichtlich folgender Vorgaben optimiert werden. Die Homogenität soll kleiner als $\pm 2,5$ % sein und die Penumbra (80/20) maximal 2,0 mm betragen. Der Abstand vom Vorabsorber zur Messebene wird dabei zur Erhöhung der Transmission auf 70 cm reduziert. Dieser Abstand ist so gewählt, dass unter Berücksichtigung der möglichen Anwendung in der Augentumorthherapie die notwendigen Komponenten zur Strahlkontrolle und Patientenpositionierung bequem auf dieser Strecke platziert werden können. Dazu gehören am HZB zwei Transmissionskammern zur Strahlstromkontrolle, eine segmentierte Transmissionskammern zur Kontrolle der Strahlposition, ein ca. 15 cm dicker Polyethylenblock zur Abschirmung von Neutronenstrahlung, ein zum Röntgensystem gehörendes Flat-

panell zur Patientenpositionierung, ein Spiegel, welcher ein Feldlicht auf Höhe der Messebene projiziert, und schließlich ein kurzes Strahlrohr zum Positionieren der Blende.

Mit diesen festgelegten Abständen von 15 cm zwischen Wedler und Vorabsorber und 70 cm zwischen Vorabsorber und Messebene können mit den angenommenen Strahlparametern nun durch Variation der Magnetfeldstärken der Wedlerspulen individuell optimierte Strahlfelder erzeugt werden. Abbildung 5.2.3 zeigt exemplarisch vier verschiedene Situationen mit Vorabsorbern von 23,63 mm und 5,28 mm für Blendendurchmesser von 33 mm und 11 mm.

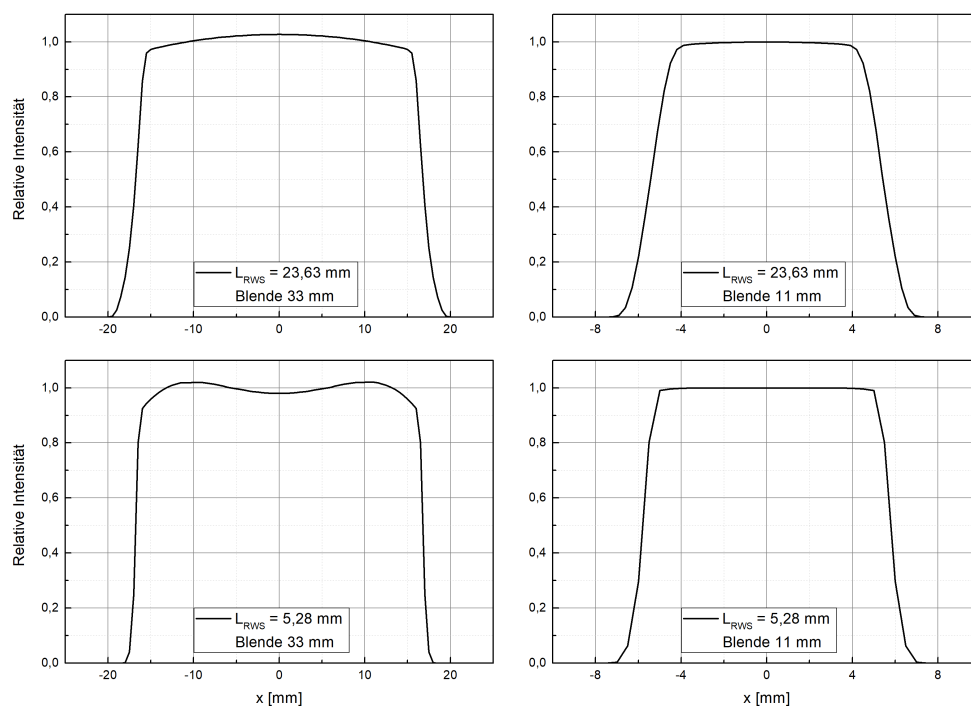


Abbildung 5.2.3: Querprofile für verschiedene Situationen; Oben mit einer Vorabsorberdicke von 23,63 mm und Blendendurchmesser von 33 mm (links) bzw. 11 mm (rechts); Unten mit einer Vorabsorberdicke von 5,28 mm und einem Blendendurchmesser von 33 mm (links) und 11 mm (rechts), wobei das Profil unten links mit zwei konzentrischen Ringen unterschiedlicher Radien erzeugt wird.

Zur Verifikation der Berechnungen wird für einen der vier Fälle eine Fluka-Simulation durchgeführt. Bei einer Vorabsorberdicke von 23,63 mm und einem Blendendurchmesser von 33 mm wird die Magnetfeldstärke der Spulen in der

Simulation auf 0,26 T gesetzt, um auf Höhe des Vorabsorbers den gleichen Feldradius zu erzeugen, wie in der Modellrechnung. Der Fokus wird von einem Quadrupoltripllett erzeugt, dessen Magnetfelder so gewählt sind, dass sie teleskopartig den gewählten Fokus von $\sigma = 1,0$ mm mit der vorgegeben Divergenz von $\theta_0 = 1,08$ mrad hinter den Wedlerspulen auf dem Vorabsorber erzeugen. Abbildung 5.2.4 zeigt die Ergebnisse der Simulation mit denen der Modellrechnung im Vergleich. Sie zeigen sehr gute Übereinstimmungen miteinander.

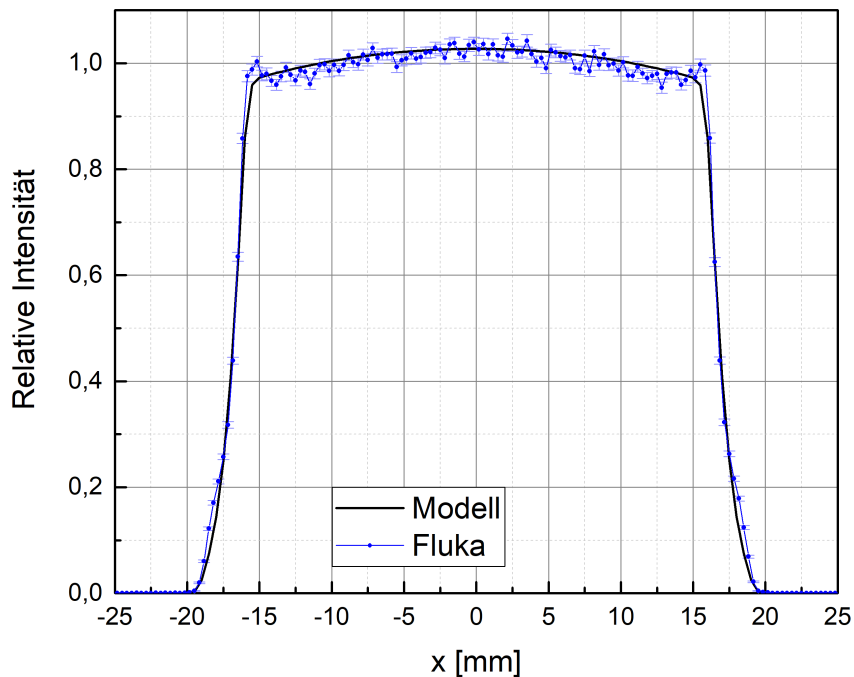


Abbildung 5.2.4: Vergleich der Modellrechnung des optimierten Strahlprofils mit Vorabsorberdicke von 23,63 mm und Blendendurchmesser von 33 mm mit Monte-Carlo Simulation

Die in Abbildung 5.2.3 dargestellten Profile erfüllen alle die oben beschriebenen Bedingungen bezüglich Homogenität und Penumbra (siehe Tabelle 5.6). Die Dosisleistung in der Mitte eines ausgedehnten Bragg Peaks bei voller Modulation kann mit folgendem Zusammenhang berechnet werden [68]

$$\langle \dot{D} \rangle = T \cdot f_{BP} \cdot f_{MOD} \cdot \frac{i_p}{A} \cdot \left(\frac{S}{\rho} \right) \quad (5.40)$$

Dabei ist $\langle \dot{D} \rangle$ die Dosisleistung in der Mitte des ausgedehnten Bragg Peaks, T die Transmission, S/ρ das Massenstoßbremsvermögen im Eingangskanal in MeV/cm^2 , i_p der Eingangsstrahlstrom in nA und A die Blendenfläche in cm^2 . Bei f_{BP} handelt es sich um das Verhältnis von der Dosis im Peak zur Dosis im Eingangskanal. Es kann aus dem Verlauf eines Single Bragg Peaks abgelesen werden. Am HZB beträgt dieses Verhältnis bei einer Reichweite in Wasser von 11 mm $f_{BP} = 3,2$ und bei einer Reichweite von 32 mm $f_{BP} = 4,5$, was bedeutet, dass die Dosis im Peak um das 4,5 fache höher ist als im Eingangskanal. Der Faktor f_{MOD} in Gleichung 5.40 gibt wiederum die Wichtung des Peaks mit der größten Eindringtiefe im ausgedehnten Bragg Peak an. Dieser Faktor wird üblicherweise beim Design des Modulators bestimmt und soll für die Berechnung hier anhand der vorhandenen Modulatorräder am HZB für die zwei verschiedenen Eindringtiefen abgeschätzt werden. Für die Vorabsorberdicke von 5,28 mm wird $f_{MOD} \approx 0,2$ und für 23,63 mm Vorabsorberdicke wird $f_{MOD} \approx 0,3$ gewählt. Damit ergeben sich für die Dosisleistung im Plateau folgende in Tabelle 5.6 aufgelistete Werte

L_{RWS}	Feldgröße	H	$P_{80/20}$	T	\dot{D}	R
mm	mm	%	mm	%	Gy/min	
23,63	34	2,2	1,6	11,6	14,3	9,3
23,63	10,8	1,4	1,2	2,1	25,8	5,2
5,28	34	2,0	0,7	44,6	32,2	5,4 / 1,2 *
5,28	11,4	0,5	0,7	9,5	68,5	3,7

Tabelle 5.6: Aufgelistet sind Homogenität H , Penumbra $P_{80/20}$, Dosisleistung in der Mitte des Dosisplateaus bei voller Modulation $\langle \dot{D} \rangle$ (bei $i_p = 1$ nA Eingangsstrahlstrom), Transmission T und Radius R des Strahlungsfelds auf dem Vorabsorber für verschiedene individuell optimierte Strahlungsfelder mit verschiedenen Vorabsorberdicken und Blendengrößen. Die mit * markierten Felder bestehen aus zwei Kreisen, deren Radien beide angegeben sind.

Im Vergleich zu einem Einfachstreusystem, wie es am HZB verwendet wird, werden mit der aktiven Strahlaufbereitung (bei Einhaltung der maximal akzeptablen Penumbra und Homogenität) wesentlich höhere Transmissionen erreicht. Das macht die Anwendung auch bei geringeren Strahlströmen von etwa

1 nA im Vergleich zu den am HZB verwendeten 27 nA möglich. Die Transmission beträgt bei einem Einfachstreusystem in einem Strahlungsfeld mit 30 mm Durchmesser nur etwa 5 % (siehe Kapitel 3.3.1), wobei die Homogenität hier schon dem maximal akzeptierten Wert von $\pm 2,5\%$ entspricht. Für größere Felder ist sie noch kleiner, da der Strahl zur Einhaltung der geforderten Homogenität noch weiter aufgestreut werden muss. Dem Einfachstreusystem ist die aktive Strahlaufbereitung somit hinsichtlich Transmission deutlich überlegen und erzeugt dabei gleichzeitig eine akzeptable Penumbra und Feldhomogenität.

Mit einem Doppelstreusystem hingegen kann im Vergleich dazu bei gleichem Abstand von Streuer zu Messebene bei einer Eindringtiefe von 11 mm in Wasser und einer Feldgröße von 34 mm eine Transmission von rund 16 % erreicht werden, was nach Gleichung 5.40 rund 20 Gy/min entspricht (Die Transmission ist das Ergebnis bei Verwendung des Programms NEU zur Optimierung und Design eines Doppelstreusystems [69, 70]).

Im Vergleich zum aktiven System ist ein Doppelstreusystem jedoch weniger flexibel und robust. Die Streufohlen haben feste Abstände, die im Nachhinein nicht mehr verändert werden können ohne das gesamte Design neu berechnen und verifizieren zu müssen. Mit dem aktiven System kann so wesentlich flexibler auf Bedürfnisse der Anwender eingegangen werden, da Veränderung der Abstände durch Anpassung der Wedlereinstellung kompensiert werden können.

Bei Betrachtung der entstehenden Feldradian auf dem Vorabsorber fällt auf, dass diese im Vergleich zum Aufbau am HZB sehr klein ausfallen und teilweise unter 5 mm liegen. Dies macht die Verwendung eines anderen Modulatordesigns notwendig, da sonst nicht der gesamte Strahl auf Modulatormaterial, sondern auf das kreisförmige Loch in der Mitte trifft und somit nur die minimale Energiereduktion des Vorabsorbers erfährt. In der Literatur existieren jedoch Ansätze, ein statisches, zweidimensionales Modulatordesign aus vielen kleinen, dicht nebeneinander stehenden Pyramiden zu verwenden. Die Kontur dieser sogenannten Pins besteht entweder aus diskreten Stufen oder folgt einer kontinuierlichen Funktion [71, 72]. Auf diese Weise lassen sich homogene Tiefendosisplateaus unabhängig von der Feldform erzeugen. Auch am HZB wird ein solcher zweidimensionaler Modulator bereits entwickelt und getestet. Die Ergebnisse sind vielversprechend.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, am Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie einen Bestrahlungsplatz aufzubauen, der mit aktiver dreidimensionaler Strahlaufbereitung Felder erzeugt, die hinsichtlich der Homogenität, der Penumbra und der Transmission flexibel an die Bedürfnisse der Anwender angepasst werden können. Es sollte weiterhin untersucht werden, ob mit dieser Methode auch Strahlfelder erzeugt werden können, die den Ansprüchen der klinischen Anwendung in der Augentumorthherapie hinsichtlich Penumbra, Homogenität und zu erreichender Dosisleistung genügen.

Hierzu wurde ein Modell entwickelt, welches Strahlprofile in beliebiger Konfiguration unter Berücksichtigung einer endlichen dreidimensionalen Blende berechnen kann. Es berücksichtigt zahlreiche Parameter wie beispielsweise die einzelnen Positionen und Dicken der Komponenten und deren Abstände zueinander und zur Messebene, die Strahlausdehnung und -divergenz auf Höhe des Vorabsorbers sowie die Einstellung der Wedlerspulen hinsichtlich der Form des Strahlfeldes (Kreis oder Ellipse). Das Modell wurde unter Verwendung von Simulationen mit dem Monte-Carlo Code Fluka und Messungen mit Szintillationsfolie und CCD-Kamera für verschiedene Vorabsorberdicken, Messgeometrien und Wedlereinstellungen verifiziert und getestet. Der Vergleich von Messergebnissen, Monte-Carlo Simulationen und Modellrechnungen zeigt dabei sehr gute Übereinstimmungen für Profile mit verschiedenen Vorabsorberdicken mit und ohne Strahlauslenkung, mit und ohne Blende und bei Verschiebung des Strahls parallel zur Strahlachse. Eine im Modell nicht berücksichtigte Streu-

ung an den Blendenkanten beeinflusst die Ergebnisse der Berechnungen der Penumbra (80/20) bei den für die folgenden Untersuchungen gewählten Blendenabständen jedoch kaum.

Das Modell bietet den enormen Vorteil, für beliebige Aufbauten zur Strahlaufbereitung mit einem aktiven System (nicht nur hier am HZB) Berechnungen zum zu erwartenden Verlauf von Strahlprofilen durchzuführen. Es kann somit vorab beispielsweise zu Optimierungszwecken von bestehenden Systemen oder Design neuer Anlagen genutzt werden.

Mit Hilfe dieses entwickelten Modells konnte im weiteren Verlauf der Arbeit der Einfluss verschiedener Parameter auf die Form der Querprofile untersucht werden. Die Ergebnisse zeigen, dass sowohl die Position als auch die Dicke des Vorabsorbers als primäre Streuquelle sowohl die Penumbra als auch die Transmission maßgeblich beeinflusst. Für einen Vorabsorber mit einer Dicke von nominell 23,6 mm, was einer Eindringtiefe von rund 12 mm in Wasser entspricht, können mit dem Aufbau am HZB Felddurchmesser von 33 mm mit Transmissionen von etwa 10 % und einer Penumbra (80/20) von 2,4 mm erreicht werden. Für kleinere Vorabsorberdicken sind Transmissionen bis zu etwa 18 % möglich, wobei die Penumbras mit Werten zwischen 1,3 mm und 1,6 mm sehr klein sind. Mit dem in der Augentumorthherapie am HZB verwendeten Einfachstreusystem sind hingegen nur Transmissionen bis zu etwa 5 % möglich. Diesbezüglich ist das aktive System dem Einfachstreusystem deutlich überlegen. Die Penumbras am HZB betragen jedoch nur maximal 2,0 mm auch für die größte Vorabsorberdicke. Sie sind daher kleiner als die erreichbaren Werte von 2,4 mm mit dem aktiven System am HZB.

Des Weiteren wurde der Einfluss von Blendendurchmesser und Blendenabstand auf die Penumbra und Feldhomogenität untersucht. Es zeigt sich, dass der Verlauf der Strahlprofile auf einem sehr komplexen Zusammenspiel all dieser Parameter basiert und durch deren Variation sehr unterschiedlich und empfindlich beeinflusst werden kann. Dies macht den Bestrahlungsplatz sehr flexibel einsetzbar und ermöglicht es, auf die verschiedensten Bedürfnisse der Nutzer eingehen und optimale Bestrahlungsfelder erzeugen zu können.

Für die Tiefenmodulation wurde im Rahmen dieser Arbeit für eine Vorabsorberdicke von 7,39 mm, was einer Eindringtiefe in Wasser von rund 27 mm entspricht, ein statischer Modulator entwickelt, hergestellt und getestet. Für eine feste Wedlereinstellung konnte so ein homogenes Tiefendosisplateau erzeugt werden, das sehr gut mit der theoretisch konstruierten Sollkurve übereinstimmt. Bei Variation der Wedlereinstellung hin zu kleineren oder größeren Feldradien ergibt sich eine Verkippung der Dosisplateaus und einer Erhöhung bzw. Reduktion der Dosis in der Plateaumitte. Dieser Effekt kann bei Anwendungen genutzt werden, die eine höhere Dosisleistung bzw. Strahlintensität erfordern und bei denen die Homogenität des Tiefendosisplateaus zweitrangig ist. Des Weiteren wurde eine geringfügige Verschiebung des Strahls relativ zur Strahlachse (2 mm) untersucht und dabei kein Unterschied im Tiefendosisverlauf festgestellt. Auch die Querprofile zeigen in allen Situationen nur die von der veränderten Wedlereinstellung oder Verschiebung zu erwartenden Unterschiede im Verlauf, die Modulation hingegen hat auf sie keinen Einfluss.

Im Hinblick auf die mögliche Anwendung in der Augentumorthherapie zeigen die Untersuchungen am HZB, dass mit den hier vorhandenen Wedlerspulen die maximale Feldstärke nicht ausreicht, um die Länge des Strahlführungsaufbaus insgesamt so zu verkürzen, dass der Vorabsorber in der Nähe vom Vorabsorber stehen und somit Penumbras erzeugen kann, die den klinischen Anforderungen von Werten kleiner als 2,0 mm entsprechen.

Für die mögliche Verwendung stärkerer Spulen können jedoch mit Hilfe des Modells die Strahlfeldprofile unter veränderter Geometrie und den angepassten Magnetfeldstärken bereits theoretisch untersucht werden. Für vier exemplarische Situationen mit zwei verschiedenen Vorabsorberdicken von 23,63 mm und 5,28 mm und Blendengrößen von 33 mm und 11 mm Durchmesser konnten individuell optimierte Strahlprofile erstellt und charakterisiert werden. Sie erfüllen alle die Homogenitätsanforderungen von $\pm 2,5\%$, wobei Transmissionen bei einem Blendendurchmesser von 33 mm zwischen 11 % und 45 % erreicht werden können, was Dosisleistungen von 14,3 Gy/min bzw. 32,2 Gy/min pro nA Eingangsstrahlstrom entspricht. Im Vergleich dazu liegen die erreichbaren Dosisleistungen mit dem Einfachstreusystem am HZB bei etwa 15 Gy/min, wobei hier ein wesentlich höherer Eingangsstrahlstrom (etwa 27 nA) verwendet

wird. Die Penumbra des aktiven Systems liegt bei Werten zwischen 0,7 mm und 1,6 mm, womit sie besser ist als die aktuell erreichbare Penumbra der Augentumorthherapie am HZB. Diese Ergebnisse sind vielversprechend und belegen die Anwendbarkeit der aktiven Methode in der Augentumorthherapie.

Im Allgemeinen lassen sich mit der aktiven Methode die Bestrahlungszeiten bis zu Erreichen der gewünschten Dosis gegenüber dem Einfachstreusystem deutlich verkürzen. Besonders bei Strahlenhärte-tests, in denen hohe Protonendichten im Zielvolumen erwünscht sind, kann die Bestrahlungsdauer von mehreren Stunden hin zu 20 bis 30 Minuten verkürzt werden.

In der Augentumorthherapie am HZB hingegen wird dies jedoch aufgrund der hohen Eingangsstrahlströme nicht angestrebt, da die Dosisleistungen im Zielvolumen nicht allzu groß werden sollten. Die aktuellen Sicherheitssysteme beinhalten neben automatischen Abschaltungen auch das manuelle Eingreifen des Arztes bei Bewegungen des Auges während der Bestrahlung. Diese Reaktionszeit birgt bei zu großen Dosisleistungen das Risiko von Fehlbestrahlungen.

Zur Verbesserung des Optimierungsprozesses bei der Berechnung der Bestrahlungsfelder kann das entwickelte Modell beispielsweise in ein Programm mit Optimierungsalgorithmus eingebettet werden, um nach Angabe der gewünschten Zielwerte für Penumbra und Transmission sowie Ausdehnung und Divergenz des Eingangsstrahls automatisch die bestmöglichen Einstellungen für eine gegebene Vorabsorberdicke zu ermitteln.

Auch wäre eine Erweiterung des Modells hin zur Berechnung von Querprofilen (in x-Richtung) an beliebiger y-Position in der Messebene denkbar. Auf diese Weise könnte ein komplettes Feld in seinen zwei Dimensionen berechnet und analysiert werden. Dies ist besonders hilfreich, wenn die Blenden nicht mehr einfache Kreis- oder Rechteckformen sondern komplexe Konturen wie beispielsweise für die Augentumorthherapie besitzen.

Literatur

- [1] *Internetseite des HZB*, https://www.helmholtz-berlin.de/zentrum/forschungszentrum/index_de.html, Eingesehen am 23.03.2021.
- [2] J. Hrbacek et al., “Practice Patterns Analysis of Ocular Proton Therapy Centers: The International OPTIC Survey”, in: *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics* 95.1 (2016), Particle Therapy Special Edition, S. 336–343, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijrobp.2016.01.040>.
- [3] F. Lang et al., “Radiation Hardness and Self-Healing of Perovskite Solar Cells”, in: *Advanced Materials* 28.39 (2016), S. 8726–8731, DOI: <https://doi.org/10.1002/adma.201603326>.
- [4] H.-C. Neitzert et al., “Electroluminescence efficiency degradation of crystalline silicon solar cells after irradiation with protons in the energy range between 0.8 MeV and 65 MeV”, in: *Physica Status Solidi (b)* 245.9 (2008), S. 1877–1883, DOI: <https://doi.org/10.1002/pssb.200879543>.
- [5] K. Maier et al., “Single event burnout of high-power diodes”, in: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 146.1 (1998), S. 596–600, DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(98\)00436-4](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(98)00436-4).
- [6] F. Lang et al., “Efficient minority carrier detrapping mediating the radiation hardness of triple-cation perovskite solar cells under proton irradiation”, in: *Energy Environ. Sci.* 12 (5 2019), S. 1634–1647, DOI: [10.1039/C9EE00077A](https://doi.org/10.1039/C9EE00077A).

- [7] M. J. van Goethem et al., “Geant4 simulations of proton beam transport through a carbon or beryllium degrader and following a beam line”, in: *Physics in Medicine and Biology* 54.19 (2009), S. 5831–5846, DOI: 10.1088/0031-9155/54/19/011.
- [8] X.-H. Zeng et al., “Beam optics study for energy selection system of SC200 superconducting proton cyclotron”, in: *Nuclear Science and Techniques* 29.134 (2018), DOI: 10.1007/s41365-018-0462-5.
- [9] H. Krieger, *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*, 4., überarb. und erw. Aufl, Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2012, DOI: 10.1007/978-3-8348-2238-3.
- [10] M. J. Berger et al., “ICRU Report 37 - Stopping Powers for Electrons and Positrons”, in: *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements* os19.2 (Apr. 2016), NP–NP, DOI: 10.1093/jicru/os19.2.Report37.
- [11] M. J. Berger et al., “ICRU Report 49 - Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles”, in: *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements* os25.2 (Apr. 2016), NP–NP, DOI: 10.1093/jicru/os25.2.Report49.
- [12] NIST-National Institute of Standards and Technology, *PSTAR - stopping Power and Range Tables for Protons*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html>.
- [13] W. D. Newhauser und R. Zhang, “The physics of proton therapy”, in: *Physics in Medicine and Biology* 60.8 (2015), R155–R209, DOI: 10.1088/0031-9155/60/8/r155.
- [14] W. H. Bragg und R. Kleeman, “XXXIX. On the particles of radium, and their loss of range in passing through various atoms and molecules”, in: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 10.57 (1905), S. 318–340, DOI: 10.1080/14786440509463378.
- [15] J. F. Janni, “Energy loss, range, path length, time-of-flight, straggling, multiple scattering, and nuclear interaction probability: In two parts. Part 1. For 63 compounds Part 2. For elements $1 \leq Z \leq 92$ ”, in: *Atomic*

- Data and Nuclear Data Tables* 27.2 (1982), S. 147 –339, DOI: [https://doi.org/10.1016/0092-640X\(82\)90004-3](https://doi.org/10.1016/0092-640X(82)90004-3).
- [16] W. T. Chu, B. A. Ludewigt und T. R. Renner, “Instrumentation for treatment of cancer using proton and lightion beams”, in: *Review of Scientific Instruments* 64.8 (1993), S. 2055–2122, DOI: 10.1063/1.1143946.
- [17] M. C. Pirruccello und C. A. Tobias, *Biological and medical research with accelerated heavy ions at the Bevalac*, Berkeley, CA: Lawrence Berkeley Nat. Lab., 1980.
- [18] H. Paganetti, *Proton Therapy Physics*, Series in Medical Physics and Biomedical Engineering, CRC Press, 2016.
- [19] B. Gottschalk, *Passive Beam Spreading in Proton Radiation Therapy*, Techn. Ber., Harvard High Energy Physics Laboratory, 2004.
- [20] D. B. Pelowitz et al., “MCNPXTM user’s manual”, in: *Los Alamos National Laboratory, Los Alamos* (2005).
- [21] B. Gottschalk et al., “Multiple Coulomb scattering of 160 MeV protons”, in: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 74.4 (1993), S. 467 –490, DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(93\)95944-Z](https://doi.org/10.1016/0168-583X(93)95944-Z).
- [22] G. Moliere, “Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II Mehrfach- und Vielfachstreuung”, in: *Zeitschrift für Naturforschung A* 3.2 (1Feb. 1948), S. 78 –97, DOI: <https://doi.org/10.1515/zna-1948-0203>.
- [23] E. V. Bellinzona et al., “A model for the accurate computation of the lateral scattering of protons in water”, in: *Physics in Medicine and Biology* 61.4 (2016), N102–117, DOI: 10.1088/0031-9155/61/4/n102.
- [24] A Embriaco et al., “On Molière and Fermi–Eyges scattering theories in hadrontherapy”, in: *Physics in Medicine & Biology* 62.15 (2017), S. 6290–6303, DOI: 10.1088/1361-6560/aa7a94.
- [25] H. A. Bethe, “Molière’s Theory of Multiple Scattering”, in: *Phys. Rev.* 89 (6 1953), S. 1256–1266, DOI: 10.1103/PhysRev.89.1256.
- [26] A. O. Hanson et al., “Measurement of Multiple Scattering of 15.7-Mev Electrons”, in: *Phys. Rev.* 84 (4 1951), S. 634–637, DOI: 10.1103/PhysRev.84.634.

- [27] V. L. Highland, “Some practical remarks on multiple scattering”, in: *Nuclear Instruments and Methods* 129.2 (1975), S. 497–499, DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(75\)90743-0](https://doi.org/10.1016/0029-554X(75)90743-0).
- [28] B. Gottschalk, “On the scattering power of radiotherapy protons”, in: *Medical Physics* 37.1 (2010), S. 352–367, DOI: <https://doi.org/10.1118/1.3264177>.
- [29] B. Rossi, “High-Energy Particles”, in: *American Journal of Physics* 21.3 (1953), S. 236–236, DOI: 10.1119/1.1933408.
- [30] H. Svensson et al., “ICRU Report 35 - Radiation Dosimetry: Electron Beams with Energies Between 1 and 50 MeV ”, in: *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements* os18.2 (Apr. 2016), NP–NP, DOI: 10.1093/jicru/os18.2.Report35.
- [31] L. Eyges, “Multiple Scattering with Energy Loss”, in: *Phys. Rev.* 74 (10 1948), S. 1534–1535, DOI: 10.1103/PhysRev.74.1534.
- [32] Ausschuss Krankenhaus nach §137c SGB V, *Abschlussbericht: Methode: Protonentherapie Indikation: Uveamelanom*, hrsg. von Gemeinsamer Bundesausschuss, <https://www.g-ba.de/downloads/40-268-276/Abschluss-Protonen-Uveamelanom.pdf>, 2003.
- [33] *Ophthalmic Brachytherapy: Ru-106 Eye Applicators and I-125 Ophthalmic Seeds*, Herstellerbroschüre, Eckert & Ziegler.
- [34] C. Kunert, “Entwicklung eines Multi-Leaf Faraday Cups zur Strahldiagnose in der Augentumorthherapie”, Diss., Berlin, Germany: Humboldt-Universität zu Berlin, Aug. 2014.
- [35] J Heufelder et al., “SU-GG-T-558: OPTIS2 - PSI’s New Ocular Proton Therapy Facility”, in: *Medical Physics* 35.6Part18 (2008), S. 2853–2853, DOI: <https://doi.org/10.1118/1.2962307>.
- [36] J. M. Schippers und A. J. Lomax, “Emerging technologies in proton therapy”, in: *Acta Oncologica* 50.6 (2011), S. 838–850, DOI: 10.3109/0284186X.2011.582513.

- [37] J. F. Janni, “Energy loss, range, path length, time-of-flight, straggling, multiple scattering, and nuclear interaction probability: In Two Parts. Part 1. For 63 Compounds Part 2. For Elements $1 \leq Z \leq 92$ ”, in: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 27.4 (1982), S. 341–529, DOI: [https://doi.org/10.1016/0092-640X\(82\)90005-5](https://doi.org/10.1016/0092-640X(82)90005-5).
- [38] E. Pedroni et al., “The 200-MeV proton therapy project at the Paul Scherrer Institute: Conceptual design and practical realization”, in: *Medical Physics* 22.1 (1995), S. 37–53, DOI: <https://doi.org/10.1118/1.597522>.
- [39] S. N. Boon et al., “Fast 2D phantom dosimetry for scanning proton beams”, in: *Medical Physics* 25.4 (1998), S. 464–475, DOI: [10.1118/1.598221](https://doi.org/10.1118/1.598221).
- [40] S. N. Boon et al., “Performance of a fluorescent screen and CCD camera as a two-dimensional dosimetry system for dynamic treatment techniques”, in: *Medical Physics* 27.10 (2000), S. 2198–2208, DOI: [10.1118/1.1289372](https://doi.org/10.1118/1.1289372).
- [41] Ronald Grieger, *Dosimetrie und Bildgebung am 68 MeV Protonenstrahl mit einem Szintillator-CCD-System*, Diplomarbeit, Technische Fachhochschule Berlin, 2000.
- [42] A. V. Ponomarev et al., “Research of luminophores afterglow under influence of pulsed X-ray radiation of nanosecond duration”, in: *Journal of Physics: Conference Series* 1115.2 (2018), DOI: [10.1088/1742-6596/1115/2/022033](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1115/2/022033).
- [43] S. Pensold et al., *2-D High Resolution Dosimetry of a 68 MeV Proton Beam using a CCD Camera with Scintillator*, internes Poster.
- [44] Pascal Sommerfeld, *Untersuchung der Rekombinationsverluste durch gepulste Protonenstrahlung in Ionisationskammern*, Bachelorarbeit, Beuth Hochschule für Technik Berlin, 2016.
- [45] Agnes Claude Kwamou Ngongang, *Sättigungseffekte bei hoher Dosisleistung an einer R-REF Kammer*, Bachelorarbeit, Beuth Hochschule für Technik Berlin, 2020.

- [46] S. Gerke, *Entwicklung einer Dosismonitorkammer für Flash-Bestrahlungen mit Protonen*, Masterarbeit, Beuth Hochschule für Technik Berlin, Jan. 2021.
- [47] *Ionizing Radiation Detectors - Including Codes of Practice*, https://www.ptwdosimetry.com/fileadmin/user_upload/DETECTORS_Cat_en_16522900_12/blaetterkatalog/index.html#page_1, Freiburg, Germany: PTW, 2019/2020.
- [48] *Online Brochure of Unidos Webline*, <https://www.ptwdosimetry.com/en/products/unidos-webline/>, PTW Freiburg, Germany, 2019/2020.
- [49] *Gebrauchsanweisung, Monitorkammern Typ 786, 7861, 7862, 7863, 34014*, PTW Freiburg, Germany, Freiburg, Germany, 1998.
- [50] T. Böhlen et al., “The FLUKA Code: Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications”, in: *Nuclear Data Sheets* 120 (2014), S. 211 –214, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.049>.
- [51] G. Battistoni et al., “Overview of the FLUKA code”, in: *Annals of Nuclear Energy* 82 (2015), Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo 2013, SNA + MC 2013. Pluri- and Trans-disciplinarity, Towards New Modeling and Numerical Simulation Paradigms, S. 10–18, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2014.11.007>.
- [52] G. Battistoni et al., “The FLUKA Code: An Accurate Simulation Tool for Particle Therapy”, in: *Frontiers in Oncology* 6 (2016), S. 116, DOI: [10.3389/fonc.2016.00116](https://doi.org/10.3389/fonc.2016.00116).
- [53] V. Vlachoudis, “Flair: A Powerful but User Friendly Graphical Interface for Fluka”, in: *Proc. Int. Conf. on Mathematics, Computational Methods & Reactor Physics (M&C 2009)*, Saratoga Springs, New York, Apr. 2009.
- [54] F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik: mit durchgerechneten Beispielen und 99 Übungsaufgaben mit vollständigen Lösungen*, Berlin [u.a.]: Springer, 1997.

- [55] N. A. Brown et al., “The Particle Beam Optics Laboratory (PBO LAB): A New Education and Training Aid”, in: *Proceedings of Sixth European Particle Accelerator Conference. Vol. 3.* 1998.
- [56] B. Gottschalk, *BGware*, <http://users.physics.harvard.edu/~gottschalk/>.
- [57] V. Anferov, “Energy degrader optimization for medical beam lines”, in: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 496.1 (2003), S. 222–227, DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01625-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01625-X).
- [58] B. Gottschalk, *Techniques of Proton Radiotherapy: Transport Theory*, lecture notes, 2012.
- [59] H. Tomura et al., “Analysis of the Penumbra for Uniform Irradiation Fields Delivered by a Wobbler Method”, in: *Japanese Journal of Medical Physics* 18.1 (1998), S. 42–56, DOI: [10.11323/jjmp1992.18.142](https://doi.org/10.11323/jjmp1992.18.142).
- [60] N. Kanematsu et al., “Extended collimator model for pencil-beam dose calculation in proton radiotherapy”, in: *Physics in Medicine and Biology* 51.19 (2006), S. 4807–4817, DOI: [10.1088/0031-9155/51/19/006](https://doi.org/10.1088/0031-9155/51/19/006).
- [61] R. L. Slopsema und H. M. Kooy, “Incorporation of the aperture thickness in proton pencil-beam dose calculations”, in: *Physics in Medicine and Biology* 51.21 (2006), S. 5441–5453, DOI: [10.1088/0031-9155/51/21/004](https://doi.org/10.1088/0031-9155/51/21/004).
- [62] U. Titt et al., “Monte Carlo investigation of collimator scatter of proton-therapy beams produced using the passive scattering method”, in: *Physics in Medicine and Biology* 53.2 (2007), S. 487–504, DOI: [10.1088/0031-9155/53/2/014](https://doi.org/10.1088/0031-9155/53/2/014).
- [63] P van Luijk et al., “Collimator scatter and 2D dosimetry in small proton beams”, in: *Physics in Medicine and Biology* 46.3 (2001), S. 653–670, DOI: [10.1088/0031-9155/46/3/303](https://doi.org/10.1088/0031-9155/46/3/303).
- [64] M Vidal et al., “An empirical model for calculation of the collimator contamination dose in therapeutic proton beams”, in: *Physics in Medicine and Biology* 61.4 (2016), S. 1532–1545, DOI: [10.1088/0031-9155/61/4/1532](https://doi.org/10.1088/0031-9155/61/4/1532).

- [65] P. Kimstrand et al., “Parametrization and application of scatter kernels for modelling scanned proton beam collimator scatter dose”, in: *Physics in Medicine and Biology* 53.13 (2008), S. 3405–3429, DOI: 10.1088/0031-9155/53/13/001.
- [66] René Schröder, *Simulation des Einflusses von Strahlrohr und Patientenblende auf das Bestrahlungsfeld der Augentumorthherapie mit Protonen*, Bachelorarbeit, Technische Universität Berlin, 2018.
- [67] E. Tiesinga et al., *The 2018 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants*, Database developed by J. Baker, M. Douma, and S. Kotochigova, <http://physics.nist.gov/constants>, Web-Version 8.1, National Institute of Standards und Technology, Gaithersburg, 2020.
- [68] B. Gottschalk, *BGtalks - Basics*, <http://users.physics.harvard.edu/~gottschalk/>.
- [69] B. Gottschalk, *BGware - NEU*, <http://users.physics.harvard.edu/~gottschalk/>.
- [70] B. Gottschalk, *BGdocs - NEU User Guide*, <http://users.physics.harvard.edu/~gottschalk/>.
- [71] Y. Simeonov et al., “Monte Carlo simulations and dose measurements of 2D range-modulators for scanned particle therapy”, in: *Zeitschrift für Medizinische Physik* (2020), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.zemedi.2020.06.008>.
- [72] K. M. Holm et al., “2D range modulator for high-precision water calorimetry in scanned carbon-ion beams”, in: *Physics in Medicine & Biology* 65.21 (2020), S. 215003, DOI: 10.1088/1361-6560/aba6d5.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der Anfertigung meiner Dissertation geholfen haben.

Ich danke Prof. Dr. Andreas Jankowiak für die Betreuung dieser Arbeit, für seine Unterstützung sowohl bei fachlichen als auch organisatorischen Problemen und für die Möglichkeit, mich neben der Arbeit an meiner Dissertation auch beruflich weiterbilden zu können.

Außerdem möchte ich mich ganz besonders bei Prof. Dr. Andrea Denker dafür bedanken, dass sie mir diese Arbeit in ihrer Abteilung überhaupt erst ermöglicht hat. Sie hatte immer ein offenes Ohr und hat sich stets für mich eingesetzt, insbesondere bei der Vereinbarung von Familie und Arbeit, vielen Dank dafür!

Mein besonderer Dank gilt auch Dr. Andreas Weber für die umfangreiche Unterstützung während meiner gesamten Arbeit. Er stand mir stets mit Rat und Tat zur Seite. Seine Ideen und Anregungen sowie die produktiven Gespräche und Diskussionen zu jeglichen fachlichen Problemen haben mir immer sehr geholfen.

Für die praktische Hilfe beim Aufbau des Experimentierplatzes möchte ich Jürgen Bundesmann von der Strahlführung herzlich danken. Ich danke auch dem Team der Injektorgruppe von Dr. Jörg Röhrich für die zuverlässige Bereitstellung des Protonenstrahls für all meine Experimente.

Des Weiteren geht mein Dank an Thassilo Damerow für die Fertigung einzelner Komponenten des Bestrahlungsplatzes. In diesem Zusammenhang möchte ich mich auch der Abteilung für Fertigung und Konstruktion für das Drucken der Modulatoren und die freundliche Beratung bedanken.

Dem Team der Augentumorthherapie danke ich für die vielen fachlichen Gespräche und Diskussionen sowie der Möglichkeit, als Medizininphysikerin praktische Erfahrungen sammeln zu können, die mir auch bei der Anfertigung dieser Dissertation sehr geholfen haben.

Der gesamten Abteilung der Protonentherapie danke ich für die Hilfe und das kollegiale Miteinander.

Nicht zuletzt möchte ich mich von ganzem Herzen bei meiner Familie, insbesondere meinen Eltern, meinem Mann und meiner Tochter für ihre Geduld und moralische Unterstützung bedanken. Sie haben mir immer viel Kraft gegeben, danke!

Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig erarbeitet, verfasst, und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Alle Stellen, die anderen Werken entstammen, sind durch den Verweis auf die Quelle kenntlich gemacht. Das gilt auch für bildliche Darstellungen.

Diese Dissertation wurde in keinem früheren Promotionsverfahren angenommen oder abgelehnt und wurde auch keiner anderen Stelle als der genannten vorgelegt.

Ich erkläre weiterhin, dass ich bisher weder einen Dokortitel, noch mich andernorts um einen solchen beworben habe.

Darüber hinaus erkläre ich, dass mir die Promotionsordnung, die dieser Dissertation zugrunde liegt, bekannt ist.

Berlin, 07. Juni 2021

Sophie Seidel