

Monte-Carlo-Simulation des Strahlungstransports im Strahlerkopf eines Elektronenlinearbeschleunigers

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der Fakultät für Mathematik und Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Freddy Haryanto
aus Indramayu (Indonesien)

2003

Tag der mündlichen Prüfung : 24 Juli 2003
Dekan : Prof. Dr. Herbert Müther
1. Berichterstatter : Prof. Dr. Fridtjof Nüsslin
2. Berichterstatter : Prof. Dr. David Wharam

„Gedruckt mit Unterstützung des Deutschen Akademischen Austauschdienstes“

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Monte-Carlo-Verfahren	5
2.1 Simulation des Strahlungstransports im EGSnrc-Code	5
2.1.1 Photonentransport	6
2.1.2 Elektronen- und Positronentransport	9
2.2 Der Usercode BEAMnrc	11
2.3 Der Usercode DOSXYZnrc zur Simulation rechtwinkliger Strukturen	14
3. Modellierung des Beschleunigerkopfes	16
3.1 Die Komponenten des Beschleunigerkopfes	16
3.2 Monte-Carlo-Simulation des oberen Anteils vom Beschleunigerkopf	18
3.3 Das Blendensystem	19
3.3.1 Die Abmessungen der Kollimatoren	20
3.3.2 Die modifizierten Module JAWSQ und ELEKTAMLC	23
3.4 Die MC-Transportparameter	24
3.5 Die Eigenschaften der Elektronenquelle	25
3.6 Phasenraum-Datei	28
3.7 Simulationsrechnungen im Phantom	29
4. Messungen	31
4.1 Phantome und Messkammern	31
4.1.1 Das Wasserphantom	31
4.1.2 Das Polystyrol-Festkörperphantom	31
4.1.3 Ionisationskammer	32
4.1.4 Diamantdetektor	32
4.1.5 Halbleiterdetektor	32
4.1.6 EDR2-Film	33

4.2 Messungen zur Verifikation des Beschleunigerkopfmodells	33
4.3 Messungen zur Untersuchung des totalen Streufaktors	35
4.4 Messungen zur Untersuchung des Nut-und-Feder-Effekts des MLC	35
5. Vergleich der Beschleunigerkopfmodelle	38
5.1 Die Eigenschaften der Beschleunigerkopfmodelle	38
5.1.1 Variation der Energie monoenergetischer Elektronenquellen	38
5.1.2 Elektronenquellen mit monoenergetischem und mit normalverteiltem Energiespektrum	41
5.1.3 Variation der Standardabweichung der Elektronenquellen mit normalverteiltem Energiespektrum.....	44
5.1.4 Parallel- und punktförmige Elektronenquellen	46
5.1.5 Variation des Brennfleckdurchmessers	49
5.2 Einfluss der Parameter der Elektronenquelle auf die Tiefendosisverteilung und die Querprofile	52
5.2.1 Variation der Energie monoenergetischer Elektronenquellen	52
5.2.2 Elektronenquellen mit monoenergetischem und mit normalverteiltem Energiespektrum	54
5.2.3 Variation der Standardabweichung der Elektronenquellen mit normalverteiltem Energiespektrum	55
5.2.4 Parallel- und punktförmige Elektronenquellen	57
5.2.5 Variation des Brennfleckdurchmessers	59
6. Optimales Modell für den Beschleunigerkopf	62
7. Weitere Verifikation der optimalen Modelle des Beschleunigerkopfes	69
7.1 Vergleich von Simulationsrechnungen des optimalen Modells des Beschleunigerkopfes mit Messungen im Wasserphantom	69
7.2 Auswirkung der Elektronenkontamination auf die Dosisverteilung des optimalen Modells des Beschleunigerkopfes	72

8. Anwendungen	76
8.1 Totale Streufaktoren	76
8.1.1 Effekt der Energie des Beschleunigerkopfes	77
8.1.2 Radiale Abhängigkeit des totalen Streufaktors	79
8.1.3 Totale Streufaktor bei kleiner Feldgröße	80
8.2 Nut-und Feder-Effekt des MLC	83
9. Zusammenfassung	89
Literaturverzeichnis	92
Anhang A: Monte-Carlo-Simulation von Multileafkollimatoren mit gekrümmten Lamellenenden	95
Anhang B: Investigation of photon beam output factors for conformal radiation therapy Monte Carlo simulations and measurements	103
Anhang C: Study on the Tongue and Groove effect of the Elekta Multileaf Collimator using Monte Carlo simulation and film dosimetry	115
Anhang D: A virtual photon energy fluence model for Monte Carlo dose calculation	128

Kapitel 1

Einleitung

Bereits ein Jahr nach der Entdeckung der Röntgenstrahlung (1895) wurde diese außer für die Bildgebung schon therapeutisch genutzt. Zur Verbesserung der Eindringtiefe wurde rasch nach alternativen Strahlenquellen für Röntgenstrahlung gesucht. Neben der Nutzung von radioaktiven Stoffen wie ^{226}Ra konzentrierte sich die Entwicklung in erster Linie auf den Bau von Elektronenlinearbeschleunigern. Slepian und Wideröe trieben wesentlich die Betatronentwicklung voran. Es folgte der Linearbeschleuniger (1924), der Van-de-Graaf-Generator (1931) und neben anderen schließlich der mit Hochfrequenz betriebene Elektronenlinearbeschleuniger (1946). Heutzutage sind die Elektronenlinearbeschleuniger zur Erzeugung hochenergetischer Elektronen und ultraharter Photonen die am weitesten verbreiteten strahlentherapeutischen Einrichtungen.

Zur individuellen Planung der Bestrahlung eines Patienten am Linearbeschleuniger werden heute Computerprogramme (Bestrahlungsplanungssysteme) mit einem speziellen Dosisberechnungsalgorithmus eingesetzt. Dabei werden die Lage und Ausdehnung der therapeutischen Zielvolumina, des Tumors einschließlich einer Sicherheitszone, und die Wirkung der Strahlung auf benachbarte Gewebe berücksichtigt. Um die Gesamtunsicherheit der Dosisbestimmung auf etwa 5% zu begrenzen, darf die Unsicherheit des Dosisberechnungsalgorithmus allein höchstens $\pm 2\%$ betragen [1].

Der Elektronenlinearbeschleuniger führt nach einem vorweg erstellten Bestrahlungsplan die Strahlentherapie am Patienten aus. Bei diesem Gerät sind sowohl Strahlungsart (Elektronen, Photonen) wie auch Strahlungsqualität (Energie) frei zu wählen. Zur Begrenzung des Strahlenfeldes werden neben Blockblenden auch statische und dynamische Multilamellenkollimatoren (MLC) verwendet. Damit die Präzision des Dosisberechnungsalgorithmus zum Tragen kommt, muss man die Eigenschaften der im Elektronenlinearbeschleuniger erzeugten Teilchen kennen, d.h. die Photonen- und Elektronenfluenz an der Patientenoberfläche als Funktion von Strahlungsenergie, Teilchenrichtung und -position im Feld [2].

Die größere Bedeutung in der Tumorthherapie besitzt wegen ihrer großen Eindringtiefe die energiereiche Photonenstrahlung, während primäre Elektronenstrahlung in der Regel nur für oberflächennahe Prozesse eingesetzt wird. Auch im Photonenbetrieb entsteht eine nicht vollständig zu unterdrückende Elektronenstrahlung, die man als Elektronenkontamination bezeichnet [3]. Dieser Strahlungsanteil muss bei der Berechnung der wirksamen Strahlung Berücksichtigung finden.

Das Energiespektrum der Photonen kann wegen der hohen Intensität des Strahls nicht unmittelbar gemessen werden. Eine Möglichkeit, es darzustellen, ist die sogenannte Wiederaufbautechnik mit Hilfe von Transmissionsdaten, bei der schmale Strahlenbündel vermessen werden [4]. Eine weitere Möglichkeit ist die Ableitung des Energiespektrums aus der Spektroskopie der Photonen [5]. Die Ergebnisse dieser Messungen sind aber unzuverlässig.

Ein alternatives Verfahren, bei dem nicht nur das Energiespektrum, sondern auch die Winkel- und Ortsverteilung der Photonen und Elektronenverunreinigung darstellbar werden, bietet die Monte-Carlo-Methode [6, 7, 8]. Durch das Verfahren wird der Beschleunigerkopf modelliert und der Teilchentransport im Beschleunigerkopf simuliert. Dazu müssen die Abmessungen und materiellen Eigenschaften der Komponenten des Beschleunigerkopfes bekannt sein. Außerdem spielen für dieses Verfahren die Eigenschaften der Elektronenquelle eine wichtige Rolle.

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, die Eigenschaften des Linearbeschleunigers und das optimale Modell des Beschleunigerkopfes zu ermitteln. Hierzu wurde das Monte-Carlo-Verfahren EGSnrc verwendet, um den Transport der Strahlung im Beschleunigerkopf zu simulieren. Die Eigenschaften des Linearbeschleunigers werden dargestellt.

Zunächst wird in Kapitel 2 dieser Arbeit das Monte-Carlo-Verfahren EGSnrc beschrieben. Alle Codes des EGSnrc, die in dieser Arbeit verwendet werden, werden erläutert.

In Kapitel 3 wird das Beschleunigerkopfmodell beschrieben. Die Komponenten des üblichen und des hier verwendeten Beschleunigerkopfes werden dargestellt und ihr Nutzen erläutert. Der gesamte Beschleunigerkopf wird aus Modulen zusammengesetzt. Es werden

die Gründe für das Rechenmodell angegeben, welches für die Simulationen der einzelnen Komponenten Anwendung fand. Dabei wurden die Parameter der Simulationen definiert. Nach Beschreibung der verwendeten Modelle des Beschleunigerkopfes mit ihren Parametern folgen die Simulationsrechnungen im Phantom mit Hilfe des DOSXYZnrc-Codes.

In Kapitel 4 werden die zur Verifikation des optimalen Beschleunigerkopfmodells unternommenen Messungen im einzelnen beschrieben. In einem Wasserphantom wurden Dosisverteilungen mit dem Diamantdetektor und mit der Ionisationskammer gemessen. Darüber hinaus sind die totalen Streufaktoren (Verhältnis zwischen den Dosisleistungen an einem Raumpunkt bei einer Feldgröße und bei der Referenzfeldgröße) sowie die Einflüsse des Nut-und-Feder-Effekts von Multilamellenkollimatoren in einem Festkörperphantom mit Filmen gemessen worden. Neben Diamantdetektor und Ionisationskammer wurde der Halbleiterdetektor für die Untersuchung der totalen Streufaktoren eingesetzt.

Kapitel 5 der Arbeit vergleicht die Beschleunigerkopffmodelle. Die Auswirkungen der Parameter der Elektronenquelle auf die Eigenschaften der erzeugten Teilchen aus dem oberen Anteil des Beschleunigerkopfs werden beschrieben. Die Monte-Carlo-Simulationen jedes Beschleunigerkopffmodells werden im Wasserphantom verglichen. Die bauartabhängigen Abweichungen der Beschleunigerköpfe werden diskutiert und auf physikalische Effekte beim Transport von Strahlung durch die Materie zurückgeführt.

In Kapitel 6 werden die Gründe der Entscheidung für das optimale Beschleunigerkopffmodell aufgezeigt. Nach Betrachtung der gemessenen und simulierten Tiefendosisverteilungen werden die der Querprofile verglichen.

In Kapitel 7 folgen die Gegenüberstellungen der Messergebnisse im Wasserphantom zu den Resultaten der mit dem optimalen Modell des Beschleunigerkopfes durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen. Außerdem werden die Auswirkungen der Elektronenkontamination auf Tiefendosisverteilung und Querprofile diskutiert.

Im Kapitel 8 werden die Resultate der Monte-Carlo-Simulationen, die für Beobachtungen der totalen Streufaktoren und unter der Berücksichtigung des Nut- und Feder-Effekts durchgeführt wurden, mit den entsprechenden Messergebnissen verglichen. Hier werden

die Vorteile der Monte-Carlo-Simulation aufgezeigt, besonders bei der Modellierung des Beschleunigerkopfes mit Hilfe des Monte-Carlo-Verfahrens.

Mit einer kurzen Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick schließt die Arbeit.

Kapitel 2

Monte-Carlo-Verfahren

Das Monte-Carlo-Verfahren bietet im Vergleich zu anderen Methoden eine besonders vielseitige Möglichkeit zur genauen Beschreibung der Wechselwirkungsvorgänge im Beschleunigerkopf. Bei ihm wird der Weg eines Teilchens in einzelnen Schritten vom Eindringen in die Materie bis zum Verlassen oder bis zur Absorption verfolgt. Dabei werden sowohl der Wechselwirkungsort des Teilchens und die Art der Wechselwirkung als auch der Streuwinkel bzw. die Wege der gestreuten Teilchen zur nächsten Wechselwirkung durch Zufallsberechnung festgelegt. Die dafür notwendigen Wahrscheinlichkeitsverteilungen ergeben sich aus den bekannten Wirkungsquerschnitten der Quantenphysik. Ein differentieller Wirkungsquerschnitt beispielsweise stellt die Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Impulsübertrag oder auch die Teilchenenergie und -richtung nach der Wechselwirkung dar. Wegen seiner Analogie zum Roulette-Spiel erhielt dieses auf Zufallsberechnung angelegte Verfahren den Namen Monte Carlo (MC).

Schon seit langer Zeit stehen der Allgemeinheit mehrere sogenannte Vielzweck-MC-Programme für die gekoppelte Elektronen-Photonen-Transportsimulation zur Verfügung, wie z.B. Electron Gamma Shower Version 4 (EGS4), Monte Carlo N-Particle (MCNP), Integrated Tiger Series (ITS), PENELOPE oder EGSnrc, eine am National Research Council of Canada (NRCC) weiterentwickelte Version von EGS4. In dieser Arbeit wurde das MC-Softwaresystem EGSnrc verwendet, weil eine Reihe von Verbesserungen der Condensed-History-Technik in EGSnrc die Simulation mit 0,1%-iger Genauigkeit in kleinsten geometrischen Strukturen erlaubt [9].

2.1 Simulation des Strahlungstransports im EGSnrc-Code

Mit dem MC-Softwaresystem EGSnrc ist der gekoppelte Transport von Elektronen und Photonen in einer beliebigen geometrischen Struktur simulierbar [10]. Für die Simulationen können die Photonen- und die Elektronenenergie zwischen 1 keV bis zu einigen Teraelektronenvolt (TeV) betragen, und die Struktur kann aus beliebigen

Materialien mit unterschiedlicher atomarer Zusammensetzung bestehen. Die Anwendung des EGSnrc-Codes setzt voraus, dass der Benutzer am Anfang die Eigenschaften der Startteilchen, mit denen die Simulation beginnen soll (Energie, Richtung, statistische Gewichtung, Startpunkt usw.), sowie den Raum festlegt, in dem die Simulation durchgeführt werden soll.

Bei der Simulation des Teilchenstransports müssen alle physikalischen Wechselwirkungsprozesse, in ihren Voraussetzungen und Näherungsberechnungen berücksichtigt werden. Hieraus resultieren die Einschränkungen und Ungenauigkeiten eines MC-Verfahrens. Die Wechselwirkungen zwischen Photonen und Elektronen sowie Positronen, mit denen sich EGSnrc beschäftigt, werden in 2.1.1 und 2.1.2 beschrieben.

Vor der eigentlichen EGSnrc-Simulation werden die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Wechselwirkungsprozesse mit dem PEGS4 (Preprocessor for EGS) berechnet und in einer Tabelle für einen vorgegebenen Energiebereich aufgelistet. EGSnrc kann dann während der eigentlichen Simulation auf die Datei zugreifen.

2.1.1 Photonentransport

Der EGSnrc-Code betrachtet folgende physikalische Wechselwirkungsprozesse für ein Photon: den Photoeffekt, den Comptoneffekt, den Paarbildungseffekt und die Rayleigh-Kohärenzstreuung sowie die Erzeugung von Fluoreszenzphotonen. Darüber hinaus kann auch die Erzeugung von Auger- und Coster-Kronig-Elektronen berücksichtigt werden [9,10]. Jeder dieser Wechselwirkungsprozesse kann im EGSnrc-Code einzeln (bzw. diskret) simuliert werden.

Eine Paarbildung geschieht, wenn ein Photon im elektrischen Feld eines Atomkerns absorbiert und dadurch ein Elektron-Positron-Paar erzeugt wird. Für die Paarbildung ist im EGSnrc-Code der Wirkungsquerschnitt durch die in der Arbeit von Motz, Olsen und Koch erstellten Formeln gegeben [10]. In der EGSnrc-Version des Paarbildungswirkungsquerschnitts wurde auch die Coulomb-Abschirmung des Atomkerns berücksichtigt. Elektron und Positron verlassen den Ort des Aufpralls mit einem Winkel von θ zur Einstrahlrichtung des Photons. Im EGSnrc-Code wird dieser Winkel durch

verschiedene Verteilungsfunktionen festgelegt, wobei der EGSnrc-Code die Wahl dem Benutzer überlässt [11].

Eine zweite Wechselwirkungsart zwischen Photonen und Materie ist der Comptoneffekt, der einen inelastischen Aufprall des Photons auf ein Elektron in der Atomhülle des Kerns beschreibt. Der EGSnrc-Code betrachtet gebundene Elektronen näherungsweise als freie Elektronen. Beim Comptoneffekt wird ein Photon gestreut und überträgt dabei einen Teil seiner Energie auf das Elektron. Im EGSnrc-Code ist der Wirkungsquerschnitt für diesen Effekt durch die Klein-Nishina-Formel gegeben. Bindungseffekte und Dopplerverbreiterung sind dabei anhand von Näherungsberechnungen nach Brusa [12] berücksichtigt.

Die dritte wichtige Wechselwirkung ist der Photoeffekt. Dieser Effekt ist dominierend bei niedrigen Photonenenergien. In diesem Fall wird das Photon durch ein Atom absorbiert, und ein Elektron wird emittiert. Die Elektronenenergie ergibt sich als Differenz aus der Photonenenergie und der Elektronenbindungsenergie. Im EGSnrc-Code ist der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt durch die Formel von Storm und Israel implementiert [10].

Der Atomrelaxations-Prozess beim Comptoneffekt und beim Photoeffekt ist im EGSnrc-Code berücksichtigt. Hierbei kommt das Atom durch die Ausstrahlung von Fluoreszenzphotonen, Auger- sowie Coster-Kronig-Elektronen in einen stabilen Zustand.

Im niedrigen Energiebereich ist der Rayleigh-Effekt ein zusätzlicher Prozess, dessen Wahrscheinlichkeit aber sehr gering ist. Er kann wie die elastische Streuung an einem Atom ohne Energieverlust angesehen werden. Der EGSnrc-Code beschreibt alle Atome, als ob sie unabhängig voneinander wären, und verwendet dabei die Storm-Israel-Formel für den gesamten Wirkungsquerschnitt der totalen Kohärenzstreuung und die Hubbel-Overbo-Formel für den Atomformfaktor [10].

Beim Monte-Carlo-Verfahren werden Teilchenschicksale simuliert. Dabei müssen z.B. für Photonen immer wieder freie Weglängen zwischen zwei Wechselwirkungen zufällig ausgewählt werden. Dabei wird die Wahrscheinlichkeit, dass das Photon nach einer Strecke l durch die Materie keine Wechselwirkung erfährt, durch Gleichung 2.1 ausgedrückt:

$$f(l) = \mu(E) e^{-\mu(E)l} \quad (2.1)$$

$\mu(E)$ = Wirkungsquerschnitt. Gleichung 2.1 ist als exponentielles Schwächungsgesetz bekannt.

Um den Ort der nächsten Wechselwirkungen in der Simulation zu finden, wird das direkte „Sampling-Verfahren“ verwendet. Diese Methode basiert auf folgenden Schritten:

- Am Anfang wird die kumulative Verteilungsgleichung verwendet :

$$F(l) = \int_0^l \mu(E) e^{-\mu(E)l'} dl' = 1 - e^{-\mu(E)l} \quad (2.2)$$

- Danach wird die Umkehrfunktion der kumulativen Verteilungsgleichung gebildet:

$$l = -\frac{1}{\mu(E)} \ln(1 - F(l)) \quad (2.3)$$

- Mit einem Zufallsgenerator wird eine Zufallszahl ξ aus dem Intervall $[0,1]$ generiert und der Ort der nächsten Wechselwirkung gemäß:

$$l = -\frac{1}{\mu(E)} \ln(1 - \xi) \quad (2.4)$$

errechnet.

- Wenn ξ zwischen 0 und 1 gleichmäßig verteilt ist, dann ist auch $1 - \xi$ zwischen 0 und 1 gleich verteilt. Deshalb kann man in Gleichung 2.4 $1 - \xi$ durch ξ ersetzen.

$$l = -\frac{1}{\mu(E)} \ln(\xi) \quad (2.5)$$

Durch Gleichung 2.5 findet man so den Ort der nächsten Wechselwirkung in der Simulation.

Nach Ankunft am Ort der nächsten Wechselwirkung muss ermittelt werden, welcher Prozess eintritt. Die Wahrscheinlichkeit, dass eine bestimmte Wechselwirkung eintritt, ist proportional zu ihrem Wirkungsquerschnitt. Eine andere Zufallszahl (ζ) wird verwendet. Wenn diese Zufallszahl folgende Gleichung erfüllt, dann wird die i -Wechselwirkungsart ausgewählt.

$$F(i-1) < \zeta < F(i) \quad (2.6)$$

$$F(i) = \frac{\sum_{j=1}^i \mu_j}{\sum_{j=1}^n \mu_j}, \quad n \geq i \quad (2.7)$$

Hier ist μ_j der Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkungsart j , n ist die Anzahl der Wechselwirkungsarten.

Ist die Wechselwirkungsart gewählt, müssen noch Primär- und Sekundärteilchenparameter auf der Basis der differentiellen Wirkungsquerschnitte der entsprechenden Prozesse ermittelt und die resultierenden Teilchen weiterverfolgt werden. Die Simulation des Photons bricht ab, wenn das Photon den Simulationsraum verlässt oder seine Energie unterhalb der minimalen Energie (PCUT) liegt.

2.1.2 Elektronen- und Positronentransport

Im Gegensatz zu der mittleren freien Weglänge hochenergetischer Photonen in Materie sind die mittleren freien Weglängen der Elektronen oder der Positronen kurz. Die Anzahl der Elektronenwechselwirkungen mit Materie beträgt zwischen 10^3 und 10^5 pro Gesamtweg eines jeden Elektrons. Deshalb ist es unmöglich, jede Wechselwirkung einzeln (diskret) wie beim Photon zu simulieren. Um diese größere Anzahl von Elektronenwechselwirkungen zu einem Elektronenschritt zusammenzufassen, hat Berger eine Methode unter dem Namen Condensed-History-Technik eingeführt [13]. Er postuliert, dass die einzelne Wechselwirkung keinen großen Einfluss auf die Veränderung der Elektronenenergie und die Richtungsbewegung hat.

Es ergeben sich unterschiedlichste Möglichkeiten, die Condensed-History-Technik umzusetzen. Der EGSnrc-Code verwendet eine sogenannte Class-II Prozedur, welche zwischen Stößen mit kleinen Energieverlusten und harten Ereignissen unterscheidet. Nach Festlegung einer Schwellenenergie als Kriterium werden bei dieser Prozedur die Wechselwirkungen in zwei Schritten betrachtet. Zu den Wechselwirkungen, bei denen Sekundärelektronen oder Photonen unterhalb der Schwellenenergie entstehen, gehören die "soft" Bremsstrahlung, die Anregung des Atoms und die elastischen Zusammenstöße. Die Wechselwirkungen, bei denen Sekundärelektronen oder Photonen oberhalb dieser

Schwellenenergie entstehen, werden einzeln (bzw. diskret) behandelt. Zu diesen Wechselwirkungsprozessen gehören die unelastischen Zusammenstöße, die harte Bremsstrahlung und der Vernichtungsprozess.

Der EGSnrc-Code beschreibt den Energieverlust unterhalb der Schwellenenergie ("soft" Bremsstrahlung unterhalb der Schwellenenergie des Photons, Anregung unterhalb der Schwellenenergie des Elektrons) als einen kontinuierlicher Vorgang. Im EGSnrc-Code wird dafür die Gleichung von Berger und Seltzer verwendet, die sich von der Bethe-Bloch-Formel für den Energieverlust des geladenen Teilchens ableitet [10].

Elektronen und Positronen erfahren auch in der Materie durch elastische Stöße an Atomkernen Richtungsänderungen, ihre Energie ändert sich dabei kaum. Im EGSnrc-Code werden die von elastischen Stößen bewirkten Richtungsänderungen mithilfe der auf Wirkungsquerschnitten der einzelnen Rutherford-Streuung basierenden Molière-Theorie der Vielfachstreuung berechnet. Weil die wirklichen Elektronenbahnen länger als die simulierten sind und der reelle Endpunkt der Elektronenbahnen gegenüber dem simulierten verschoben ist, benötigt man Korrekturen bei der Weglänge sowie bei der lateralen Verschiebung. Deshalb wurde der Elektronenschrittalgorithmus im EGSnrc eingefügt [9], der wesentlich genauer als der PRESTA (Parameter Reduced Electron-Step Transport Algorithm)-Algorithmus [14] ist.

Die harte Bremsstrahlung ist die Folge der Wechselwirkung des geladenen Teilchens mit dem Feld des Atomkerns; sie erzeugt Bremsstrahlungsphotonen. Der EGSnrc-Code verwendet zwei Formeln, um die Querschnitte zu berechnen. Erstere Formel wurde von Koch und Motz aufgestellt. Eine zweite Formel basiert auf den Wirkungsquerschnitt-Basisdaten vom National Institut of Standard and Technology (NIST). EGSnrc überlässt es dem Benutzer, die Formeln auszuwählen. Die Entscheidung beeinflusst die Rechnerzeit der Simulation [10]. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit die zweite Formel verwendet. Beim EGSnrc-Code verlässt das gestreute Elektron oder Positron den Ort der Wechselwirkung mit demselben Winkel wie beim Paarbildungseffekt.

Im EGSnrc-Code werden die unelastischen Zusammenstöße des Elektrons mit den Atomelektronen durch die Møller-Streuung und die des Positrons durch die Bhabha-Streuung beschrieben.

Bei der Vernichtung eines e^+e^- -Paares entstehen zwei Photonen. Der EGSnrc-Code verwendet den Wirkungsquerschnitt von Heitler für diese Wechselwirkung und betrachtet wiederum das Elektron im Atom als freies Elektron.

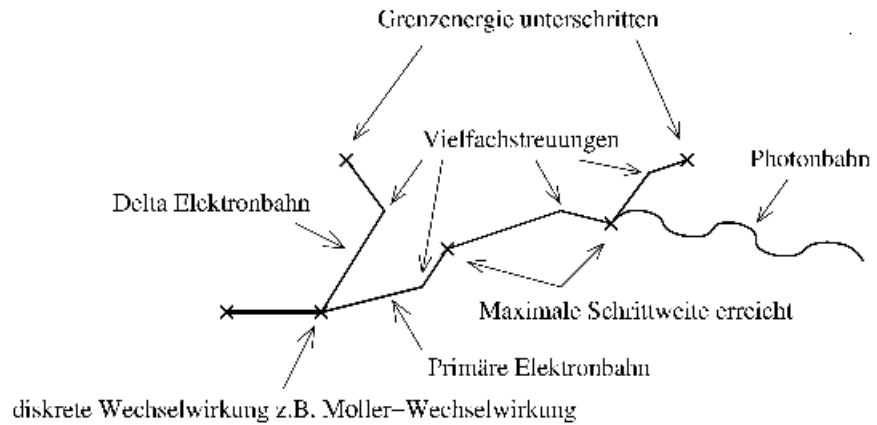


Abbildung 2.1 Ein simuliertes Elektronenschicksal

Abbildung 2.1 zeigt das Schicksal eines vom EGSnrc-Code simulierten Elektrons. Man sieht bei einer diskreten Wechselwirkung (z. B. Møller-Streuung) den zunehmenden Verlust seiner Energie. Abbildung 2.1 beschreibt zwei harte Wechselwirkungen (Delta-Elektronenerzeugung und Bremsstrahlungsproduktion). Die primäre Elektronenbahn und die Delta-Elektronenbahn werden in kleine Vielfachstreuungs-Schritte zerlegt. Der Benutzer kann die Länge dieser Schritte frei wählen. Der Energieverlust wird während jedes einzelnen Schrittes dargestellt, an deren Ende der Vielfachstreuwinkel aus der Verteilungsfunktion nach Molière ermittelt werden kann. Das Teilchenschicksal endet, wenn die Elektronenenergie unterhalb der Grenzenergie ECUT liegt. In EGSnrc wird die Restenergie lokal absorbiert.

2.2 Der Usercode BEAMnrc

Der BEAMnrc-Code ist ein Monte-Carlo-Code für mehrere Anwendungsmöglichkeiten. Er simuliert z.B. den Elektronen- und den Photonentransport durch die einzelnen Komponenten medizinischer Elektronenlinearbeschleuniger. Er wurde am National Research Council of Canada entwickelt [15]. Jede einzelne Komponente aus dem Beschleunigerkopf kann durch verfügbare Geometriemodule im BEAMnrc-Code

nachgebildet werden. Der Benutzer setzt die notwendigen Komponenten ein. Die Raumbezogenheit dieses Codes ist nicht auf die Zylindersymmetrie begrenzt. Zur Beschreibung der physikalischen Prozesse kommen die EGSnrc-Algorithmen zur Anwendung. BEAMnrc ist folglich eine geometrische Umgebung des EGSnrc-Codes.

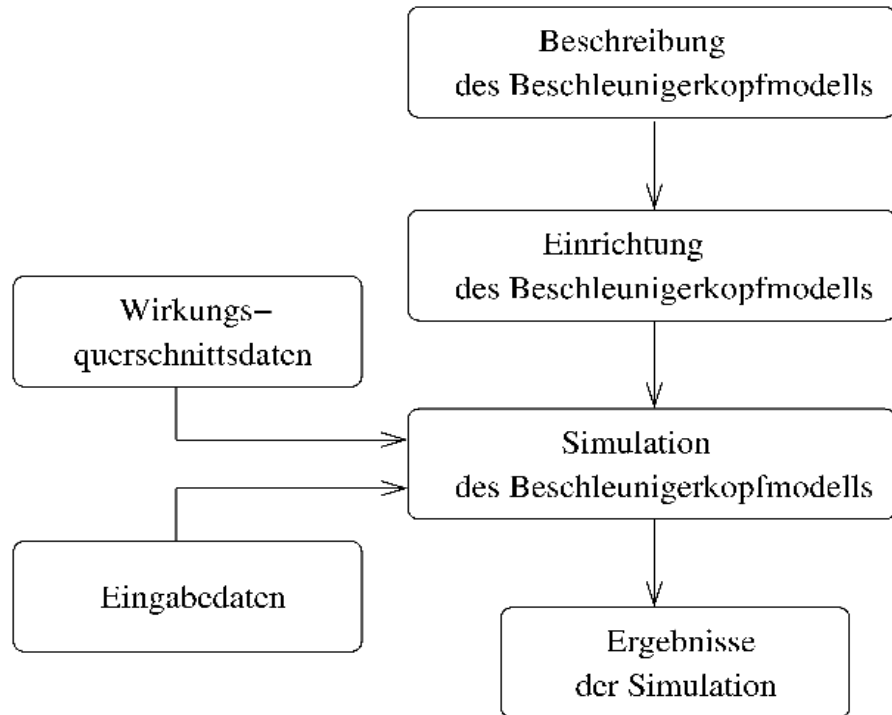


Abbildung 2.2 Die Folge der Schritte zur Simulationen des Beschleunigerkopfes

In Abbildung 2.2 sieht man eine Folge von Schritten, die den Beschleunigerkopf simulieren. Am Anfang werden die Komponenten des Beschleunigerkopfmodells in der richtigen Reihenfolge festgelegt. Im zweiten Schritt setzt man die vom Hersteller überlassenen Abmessungs- und Materialiendaten der einzelnen Komponenten ein. Bevor das Beschleunigerkopfmodell für die Simulation anwendbar wird, benötigt man die Daten der Wirkungsquerschnitte. Die Wirkungsquerschnittsdaten der im Beschleunigerkopf verwendeten Materialien werden durch den PEGS4-Code ermittelt. Zu den weiteren Eingabedaten gehören nicht nur die Eigenschaften der Komponenten, sondern auch die Parameter der Simulationen, um die es im ersten Schritt geht. Im zweiten Schritt werden die allgemeinen Eingabe-/Ausgabeparameter, die Konfigurationen der Teilchenquellen und die Transportkontrolle der Simulation festgelegt. Die Eigenschaften der einzelnen Komponenten müssen entsprechend der BEAM-Code-Beschreibung [16] definiert werden. Der BEAMnrc-Code ermöglicht es, die Ergebnisse der Simulationen graphisch oder als gespeicherte binäre Datei darzustellen. Die gespeicherte Datei wird als Phasenraum-Datei

bezeichnet.

Im BEAMnrc-Code kann man eine oder mehrere Phasenraum-Ebenen definieren. In der Regel liegt die Phasenraum-Ebene am Ausgang des Beschleunigerkopfmodells. Sie kann aber auch zwischen den Räumen der einzelnen Komponenten liegen. Entscheidend ist das Ziel der Simulation. Die Eigenschaften des Teilchens, das in diesen Raum eintritt, werden in der Phasenraum-Datei gespeichert. Diese Datei informiert über Schicksal und Ladung des Teilchens während der Simulation, die Energie des Teilchens, die X- und Y-Koordinaten, den Cosinus des Richtungswinkels des Teilchens in Bezug auf X- und Y-Richtung, die statistische Gewichtung W des Teilchens und die Z-Koordinate von der letzten Wechselwirkung des Photons. Die Phasenraum-Datei ist als Teilchenquelle für weitere Simulationen verwendbar.

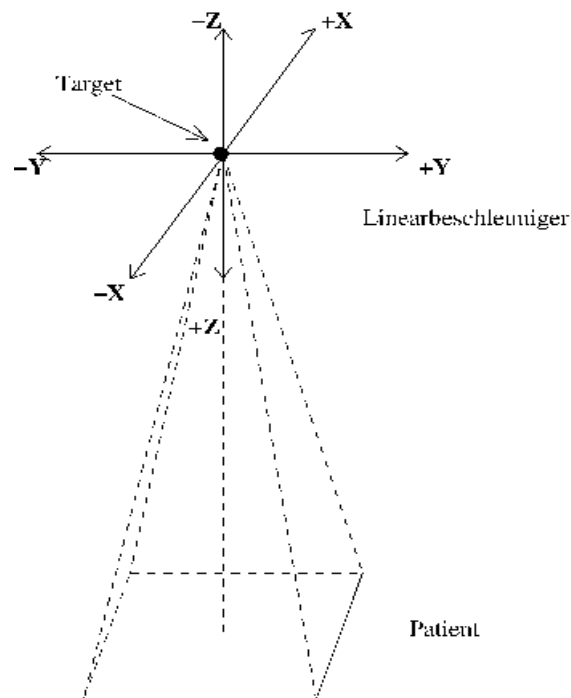


Abbildung 2.3 Das verwendete Koordinatensystem

In Abbildung 2.3 sieht man das Koordinatensystem, das für unsere Simulationen verwendet wird. Die XZ und YZ Ebenen beziehen sich auf die Vertikalebene, die XY Ebene auf die Horizontalebene. Die positive Z-Richtung zeigt nach unten; der Nullpunkt liegt im Zentrum der Bremstargetoberfläche.

Ein großer Vorteil des BEAMnrc-Codes ist, dass man die Rechenzeit der Simulation ohne

Näherungen verkürzen kann. Dazu kommen Varianzreduktionstechniken (VR-Techniken) zum Einsatz, die das „statistische Rauschen“ verringern, ohne dass die Anzahl der simulierten Teilchen erhöht werden muss. Im BEAMnrc-Code werden abhängig von den eingesetzten Strahlenarten verschiedene VR-Techniken verwendet. Die „interaction forcing“ Technik wird nur beim Photon eingesetzt. Sie erzwingt eine Photonenwechselwirkung innerhalb der Wegstrecke S . Für die resultierenden Sekundärteilchen verringert sich das Gewicht um den Faktor $1 - e^{-\mu S}$. Die „particle splitting“ Technik und die Russian Roulette-Technik werden für alle Teilchen angewandt, nicht nur für die Photonen. Die erste Methode zerlegt ein Teilchen in N Subteilchen, deren Gewicht sich um den Faktor $1/N$ verkleinert. Bei der zweiten wird nur ein Teilchen mit einer Wahrscheinlichkeit von w ($w \ll 1$) simuliert. Das Gewicht des verbleibenden Teilchens erhöht sich um den Faktor $1/w$. Eine Methode, die nur beim Elektron oder Positron eingesetzt wird, ist die „range rejection“ Technik, bei der die Verfolgung abgebrochen wird, wenn das Teilchen den interessierenden Raum nicht erreicht.

Probleme bei Monte-Carlo-Verfahren tauchen meistens auf, wenn das Teilchen die Grenzen zu benachbarten Räumen überschreitet. Um diese Schwierigkeiten zu vermindern, stellt der BEAMnrc-Code verschiedene Komponentenmodule zur Verfügung. Sie sind mehrfach und von einander unabhängig aufrufbar (Einzelheiten dazu finden sich in der Beschreibung vom BEAMnrc-Code). Der BEAMnrc-Code betrachtet jede Komponente als Block mit Vorder- und Rückflächen. Der Beschleunigerkopf wird aus mehreren solcher Blöcken zusammengestellt.

2.3 Der Usercode DOSXYZ nrc zur Simulation rechtwinkliger Strukturen

Zur Verifikation des Beschleunigerkopfmodells verwenden die Messungen Phantome, die als dosimetrische Ersatzkörper für den menschlichen Körper eingesetzt werden. Die Materialien und die Abmessungen der Phantome unterscheiden sich im Ziel der Messungen. Mit Hilfe des EGSnrc-Codes, DOSXYZnrc, können diese Messungen simuliert werden.

Mit dem DOSXYZnrc-Code errechnet man die absorbierte Dosis in einem dreidimensional rechtwinkligen Gitter unterschiedlicher Materialien [17]. Er simuliert den

Teilchenstransport in diesem kartesischen Raum und errechnet den Energieübertrag in den vorgegebenen Volumenelementen (Voxel), in die der kartesische Raum unterteilt wird. Die Abmessungen der Voxel in allen Richtungen können unterschiedlich gewählt werden wie auch das Material, aus denen es besteht. Die Wirkungsquerschnittsdaten der verwendeten Materialien werden zu Beginn mit dem PEGS4-Code errechnet.

Der Benutzer muss vor der Simulation die Abmessungen- und das Material des Voxels sowie die Parameter der Simulation festlegen. Beim Voxel sind die Abmessungen wichtig, um die Rechengeschwindigkeit zu steigern, besonders für die Simulation der Tiefendosisverteilung oder der Querprofile. Bei optimalen Abmessungen des Voxels reduziert sich die Rechenzeit mindestens auf ein Drittel. Der DOSXYZnrc-Code bietet eine Hilfskonstruktion für die optimalen Abmessungen an (die Rechenzeit hängt von der in Simulationen verwendeten Anzahl der Voxel ab).

Der DOSXYZnrc-Code stellt verschiedene Teilchenquellenarten für die Simulationen zur Verfügung, bei der außer der Teilchenladung auch die Strahlungsrichtung und die Position der Teilchenquellen gewählt werden können. Als Energie der Teilchenquelle kann die monoenergetische Teilchenquelle oder die mit Energiespektrum dienen. Verwendet werden können auch die Phasenraum-Dateien.

Am Ende der Simulation werden die berechnete Dosis und ihre statistischen Daten in allen Voxeln in einer Datei, der Dosisdatei, zusammen mit der Information über die Simulationsgeometrie gespeichert. Später können diese Informationen mit einem anderen Programm bearbeitet werden, z.B. zur Darstellung der Tiefendosisverteilung und der Querdosisverteilung.

Kapitel 3

Modellierung des Beschleunigerkopfes

3.1 Die Komponenten des Beschleunigerkopfes

Der typische Beschleunigerkopf eines medizinischen Linearbeschleunigers im Photonenbetrieb besteht aus verschiedenen Komponenten, durch die die ultraharte Photonenstrahlung nach Verlassen des Elektronenstrahlbündels durch das Austrittsfenster bis zur therapeutischen Anwendung modifiziert wird (Abb. 2.1). Nachdem das Elektronenstrahlbündel das Austrittsfenster verlassen hat, wird es durch Wechselwirkung mit einem Bremsstrahlungstarget in hochenergetische Photonenstrahlung umgewandelt. Das Target besteht aus Schwermetallen, normalerweise aus reinem Wolfram oder aus einer Legierung von verschiedenen schweren Metallen.

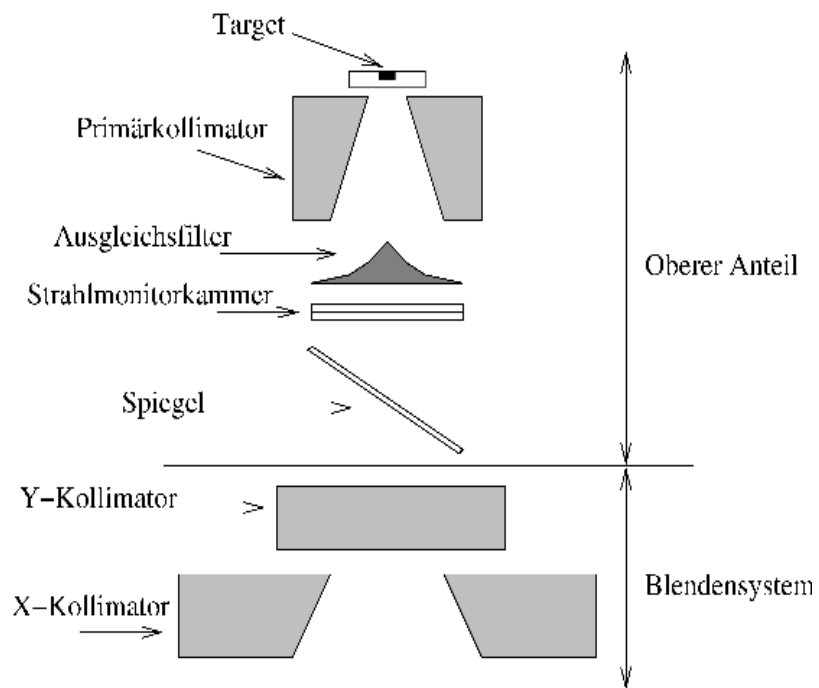


Abbildung 3.1 Typischer Beschleunigerkopf eines Elektronen-Linearbeschleunigers

Die im Target erzeugte ultraharte Photonenstrahlung zeigt eine starke Konzentration ihrer Strahlintensität auf der Zentralstrahlachse in Richtung des ursprünglichen Elektronenstrahls. Für den Patientenbetrieb benötigt man aber Strahlquerschnitte und

Dosisverteilungen, die im Photonenbetrieb homogen ausgeleuchtet werden. Deshalb wird ein Ausgleichsfilter in den Photonenstrahl eingebracht. Er soll die Mitte des Strahls abschwächen und damit die Strahlquerschnitte homogenisieren. Dieser Filter hat eine Konusform und kann aus einem Material mit hoher oder niedriger Ordnungszahl hergestellt werden. Ein Ausgleichsfilter mit hoher Ordnungszahl macht den Photonenstrahl durch den Compton-Effekt und die Paarbildung insgesamt weicher und beeinflusst den Tiefendosisverlauf ungünstig, denn dieser fällt schneller mit der Eindringtiefe ab, und er steigert die Hautdosis. Ein Ausgleichsfilter mit niedriger Ordnungszahl bewirkt neben dem Feldausgleich auch eine erhebliche Aufhärtung des Photonenspektrums vor allem in der Strahlmitte („Beamhardening“), dort wo der Ausgleichsfilter wegen des intensiven Strahlenbündels am dicksten ist. Bei großen Bestrahlungsfeldern tritt dadurch eine starke Energiestreuung der seitlich abweichenden Photonen ein.

Während der Behandlung muss die Dosisleistung der ultraharten Photonenstrahlung gemessen werden. Neben der Kenntnis der Dosis, die dem Patienten appliziert wird, dient die Dosisleistungsüberwachung, zur Sicherheit als Doppeldosismonitor ausgelegt, auch zur internen Regelung des Beschleunigers.

Kollimatoren beeinflussen das Photonenstrahlenbündel auf zweifache Weise: Der Primärkollimator liegt unmittelbar in Strahlrichtung hinter dem Target. Er begrenzt das maximale Bestrahlungsfeld und ist nicht veränderbar. Die zweite Beeinflussung unterhalb des Strahlmonitors geschieht üblicherweise durch zwei weitere Kollimatoren, die in orthogonaler Richtung zueinander bewegt werden können und als getrennte Halbblenden konstruiert sind. Sie gestatten eine Begrenzung des Bestrahlungsfeldes. Ein neu entwickelter Kollimator, der Lamellenkollimator („multi -leaf-collimator“ MLC) lässt beliebig geformte Bestrahlungsfelder zu. Diese Felder benötigt man, weil klinische Zielvolumina sich nur unbefriedigend durch rechteckige oder quadratische Felder anpassen lassen. Dieser Kollimator besteht aus 4 bis 120 Lamellen [18]. Sie sind je zur Hälfte links und rechts des Zentralstrahls gegenüberstehend angeordnet und können aufeinander zu bewegt werden. Vor der Bestrahlung muss die Stellung der Sekundärkollimatoren überprüft werden. Das geschieht mit einer Lichtquelle und einem Umlenkungsspiegel. Das Licht wird durch den Spiegel umgelenkt und ermöglicht eine einsehbare Projektion des Bestrahlungsfeldes auf die Patientoberfläche.

In der Radioonkologischen Universitätsklinik Tübingen stehen drei Linearbeschleuniger zur Verfügung, die von der Firma Elekta aus identischen Komponenten gebaut wurden. Sie sind zur Erzeugung der ultraharten Photonenstrahlung mit 6 MV bzw. 15 MV Energie ausgelegt. Die Beschleunigerköpfe der Geräte bestehen aus Target, Primärkollimator, Ausgleichsfilter, Strahlmonitorkammern, Spiegel, Sekundärkollimatoren und zusätzlich einer Anti-Rückstreu-Platte. Diese wird benötigt, um die Rückstreuung aus Sekundärkollimatoren zur Strahlmonitorkammer zu verringern. Die Anti-Rückstreu-Platte sitzt unterhalb der Strahlmonitorkammer. Neben den Block-Blenden in X- und Y-Richtung sind die Linearbeschleuniger mit einem MLC ausgestattet, der sich oberhalb der beiden Block-Blenden befindet.

3.2 Monte-Carlo-Simulation des oberen Anteils vom Beschleunigerkopf

Bei der Simulation für verschiedene Bestrahlungsfelder wird nur die Stellung der Sekundärkollimatoren geändert, nicht aber die der anderen Komponenten. Man unterscheidet beim Beschleunigerkopf zwei grundlegend unterschiedliche Anteile. Im ersten befinden sich alle Komponenten des Beschleunigerkopfes außer den Sekundärkollimatoren. Zur Simulation verschiedener Bestrahlungsfelder wird nur der zweite Anteil, das Blendensystem, variiert. Durch diese Vorgehensweise wird die Rechengeschwindigkeit der gesamten Simulationen auf das Vierfache beschleunigt.

Das Target ist eine zweischichtige Platte, die aus einer 1 mm dicken ersten Legierungsschicht aus Wolfram und Rhenium besteht. Diese Legierung ist besonders günstig, da die Bremsstrahlungsausbeute mit dem Quadrat der Ordnungszahl zunimmt und die Energieverluste durch Stoßbremsung nur linear mit Z anwachsen. Die zweite Schicht des Targets darunter besteht aus 1 cm dickem Kupfer. Das Target wird mit dem Modul „SLABS“ simuliert.

Der Primärkollimator ist die zweite Komponente in diesem Teil und kann mit dem „FLATFLT“-Modul simuliert werden. Dieses Modul entspricht einem Kegelstumpf, der sich aus mehreren Schichten mit verschiedenen Materialien in jeder Stufe zusammensetzen kann. Der Primärkollimator ist 10,1cm dick und liegt 1.5 cm unterhalb der ersten Komponente. Er besteht zu 95% aus Wolfram, 3,75% aus Nickel und 1,25% aus

Eisen. Diese Komponente des Beschleunigerkopfes unterscheidet sich je nach Betrieb mit 6 MV bzw. 15 MV Photonenstrahlung. Für 15 MV Photonenstrahlung wird der Primärkollimator mit dem Ausgleichsfilter kombiniert. Der Ausgleichsfilter für beide Energien besteht aus Edelstahl mit $7,9 \text{ g/cm}^3$ Dichte. Beim Betrieb mit 6 MV Photonenstrahlung befindet sich der Ausgleichsfilter unterhalb des Primärkollimators. Es wird ebenfalls unter Verwendung eines „FLATFLT“-Moduls simuliert.

Zur Modellierung der Strahlmonitorkammer wird das „CHAMBER“-Modul verwendet. Es ist für zylindrische Gebilde geeignet und wird in einen oberen, zentralen und unteren Bestandteil gegliedert, die sich jeweils aus verschiedenen Materialien zusammensetzen können. Diese Strahlmonitorkammer wird als offene Ionisationskammer betrieben. Sie ist in ihrer Wirkung abhängig von klimatischen Umgebungsbedingungen, z.B. Temperatur und Luftdruck, und besteht aus sechs Platten von je 0,012 mm Mylar, die mit 0,00015 mm Kohlenstoff überzogenen sind. Der ringförmige Abstandhalter zwischen beiden Platten wird aus Aluminium mit $2,73 \text{ g/cm}^3$ Dichte und Aluminakeramik aus Al_2O_3 , Mg und Si gefertigt. Unterhalb dieser Komponenten befindet sich die Anti-Rückstreu-Platte aus 3 mm dickem Aluminium.

Unter der Anti-Rückstreu-Platte liegt der quadratische Spiegel, der mit dem „MIRROR“-Modul simuliert wird. Er besteht aus 0,00117 mm dickem Mylar mit einem Überzug aus 0,0003 mm Aluminiumlegierung. Der Winkel des Spiegels in Bezug auf die Z-Richtung beträgt $53,37^\circ$.

Bei der Modellrechnung wird der Luftraum zwischen Spiegel und Sekundärkollimator durch ein 15 mm dickes „SLAB“-Modul nachgebildet. Diese Komponente dient der Auswertung: Die Eigenschaften jedes Teilchens, das in diese Komponente eintritt, werden in einer Phasenraum-Datei gespeichert. Diese Phasenraum-Datei dient als Teilchenquelle bei der Simulation des Blendensystems.

3.3 Das Blendensystem

Die oberste Komponente des Blendensystems ist der MLC. Dieser Kollimator besteht aus je 40 parallel verlaufenden Lamellen, die opponierend zueinander angeordnet sind. Jede

Lamelle ist 7.5 cm dick und besitzt eine mit einem Krümmungsradius von $r = 15$ cm abgerundete Stirnfläche. Sie besteht aus einer Legierung von 95% Wolfram, 3,75% Nickel und 1,25% Eisen. Projiziert auf das Isozentrum, hat jede Lamelle eine Breite von 1 cm. Das Isozentrum eines Beschleunigerkopfes liegt 100 cm vom Bremstarget entfernt. Alle Lamellen können 12.5 cm über die Zentralachse hinaus bewegt bzw. 20 cm von der Zentralachse weggezogen werden. Die Bewegungsrichtung der Lamellen ist die Y-Richtung. Mit den „MLCQ“- und „ELEKMLC“-Modulen kann dieser MLC ohne Schwierigkeit konstruiert werden. Die Einflüsse von Nut und Feder des MLC können unter Verwendung des „ELEKMLC“-Moduls untersucht werden. Es handelt sich dabei um ein modifiziertes „VARMLC“-Modul bezüglich der X-Z Ebene.

Unterhalb des MLC befindet sich der Backup-Kollimator. Im Gegensatz zu üblichen Kollimatoren besitzen seine Halbblenden gekrümmte Stirnflächen. Beide Halbblenden bewegen sich in Y-Richtung, d.h. in der Bewegungsrichtung des MLC. Der Backup-Kollimator ist 3 cm dick und besteht aus den gleichen Materialien wie der MLC; der Krümmungsradius ihrer Stirnflächen beträgt 7 cm. Er wird eingesetzt, um die Leckstrahlung zwischen den Lamellen des MLC zu verringern. Zur Simulation dieses Kollimators wird ein modifiziertes „JAWSQ“-Modul benutzt.

Neben MLC und Backup-Kollimator ist der veränderbare Teil des Beschleunigerkopfes mit einem weiteren Kollimator ausgestattet, um die Bestrahlungsfelder in X-Richtung einzugrenzen. Er besteht bei 7,8 cm Dicke aus den gleichen Materialien wie MLC und Backup-Kollimator. Seine Simulation erfolgt mit dem „JAWS“-Modul.

Im Blendensystem des Linearbeschleunigers wird der Luftraum zwischen X-Kollimator und der Oberfläche des Wasserphantoms unter Verwendung eines „SLAB“-Moduls simuliert. Dieser Luftraum dient der Auswertung der Simulation. Die Dicke der Luft hängt von der Position des Wasserphantoms ab. In dieser Arbeit befindet sich das Wasserphantom 90 cm bzw. 100 cm unterhalb des Bremstargets. Für jedes Bestrahlungsfeld werden die Eigenschaften des Teilchens in einer Phasenraum-Datei gespeichert.

3.3.1 Die Abmessungen der Kollimatoren

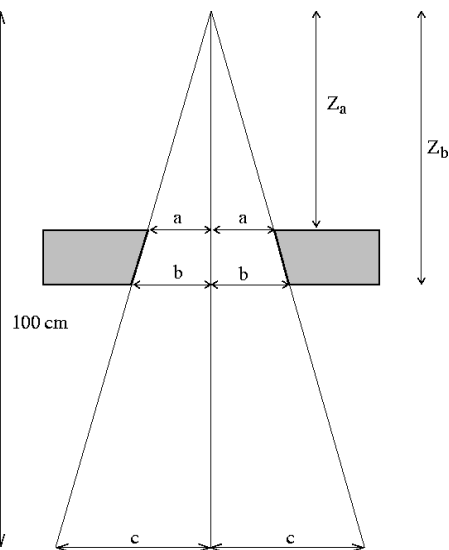


Abbildung 3.2 Bestrahlungsfeld eines Linearbeschleunigers für den Photonenbetrieb mit einem rechteckigen Kollimator

Um die Bestrahlungsfelder zu definieren, müssen die Positionen der Kollimatoren festgelegt werden, das heißt die Abstände a und b zwischen den Stirnflächen und der Strahlachse. Für die Kollimatoren unserer Linearbeschleuniger verwenden wir zwei Formeln, da sie zwei unterschiedliche Formen der Stirnflächen aufweisen. Alle Gleichungen benötigen die Abmessungen c des Bestrahlungsfeldes im Isozentrum (Abb. 3.2). Die Position des X-Kollimators, der eine rechteckige Stirnfläche besitzt, wird durch die linearen Gleichungen errechnet:

$$\begin{aligned} a &= \frac{Z_a}{100} * c \\ b &= \frac{Z_b}{100} * c \end{aligned} \tag{3.1}$$

Die Berechnung der Positionen der Kollimatoren mit gekrümmten Stirnflächen ist komplizierter: sie erfolgt aus dem Abstand zwischen der Strahlachse (Punkt N) und der Spitze der gekrümmten Stirnflächen (P). Der Abstand T vom Krümmungszentrum (Punkt N) zum Target (A) beträgt für den MLC 33,4 cm und für den Y-Backup-Kollimator 41,1 cm. Für folgende Ableitung wird vorausgesetzt, dass die Kollimatoren die Strahlung

vollständig absorbieren, d.h. die Kollimatoren sind undurchlässig. Die Berechnung stützt sich auf Abmessungsdefinitionen der Abbildung 2.3: zunächst betrachten wir das Dreieck ABC. Nach Eingabe der halben Breite des Bestrahlungsfeldes (s) berechnet man den Winkel (θ) gemäß:

$$\theta = \arctan\left(\frac{s}{100}\right) \quad (3.2)$$

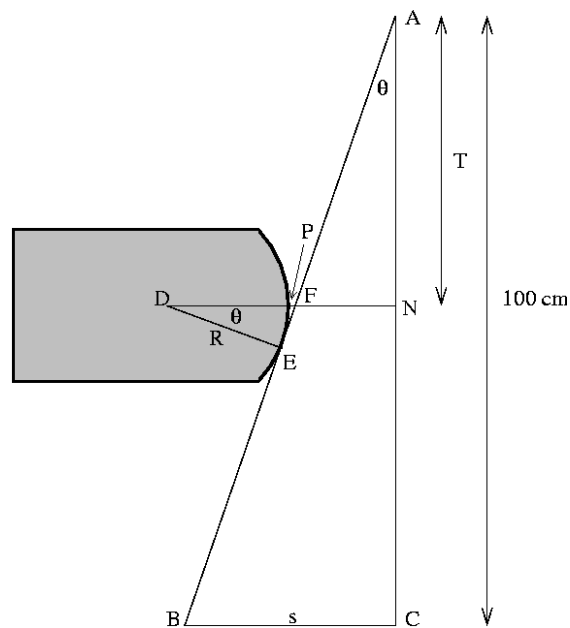


Abbildung 3.3 Bestrahlungsfeld eines Linearbeschleunigers für den Photonenbetrieb mit einem gekrümmten Kollimator

Der Abstand zwischen den Punkten F und N wird durch die Gleichung ermittelt:

$$\overline{FN} = T * \tan \theta \quad (3.3)$$

Nach Betrachtung des Dreiecks DEF ergibt sich die Position der Kollimatoren als Summe des Abstands von Punkt P zu Punkt N, der durch die Gleichung berechnet wird:

$$\overline{PN} = \overline{FN} + R * \left(\frac{1}{\cos(\theta)} - 1\right) \quad (3.4)$$

Der Krümmungsradius (R) des MLC ist 15 cm und des Y-Backup-Kollimators 7 cm.

Bei der Berechnung der Positionen der Kollimatoren für die andere Seite achtet man auf die Spiegelsymmetrie. Die Gleichung 3.4 gilt für den positiven Winkel; für den negativen Winkel wird der Abstand von Punkt P zu Punkt N durch die Gleichung 3.5 berechnet:

$$\overline{PN} = \overline{FN} - R * \left(\frac{1}{\cos(\theta)} - 1 \right) \quad (3.5)$$

3.3.2 Die modifizierten Module JAWSQ und ELEKTAMLC

Mit dem mitgelieferten MLCQ-Modul können zwar die gekrümmten Lamellenenden des MLC simuliert werden, es ist aber nicht geeignet, den Backup-Kollimator ausreichend genau abzubilden. Dazu müsste er mindestens aus zwei Lamellen an jeder Seite bestehen. Der Backup-Kollimator ist beidseitig je aus einer Halbblende konstruiert. Aus diesem Grund wurde ein entsprechend modifiziertes Modul für den BEAM-Code entworfen. Abbildung 2.4 zeigt die Eigenschaften dieses Moduls. Der Raumparameter Z_BLENDE bezeichnet den Abstand zwischen Bremstarget und dem Zentrum des Kreises, der die gekrümmten Lamellenenden des Kollimators beschreibt. Der Abstand zwischen Target und Oberfläche des Backup-Kollimators wird durch den Parameter Z_MIN repräsentiert. Der Parameter Y_BLENDE stellt den Abstand von der Zentralachse zum Zentrum des Kreises und der Y_MAX den Abstand von der Zentralachse zur äußeren Kante des Kollimators dar.

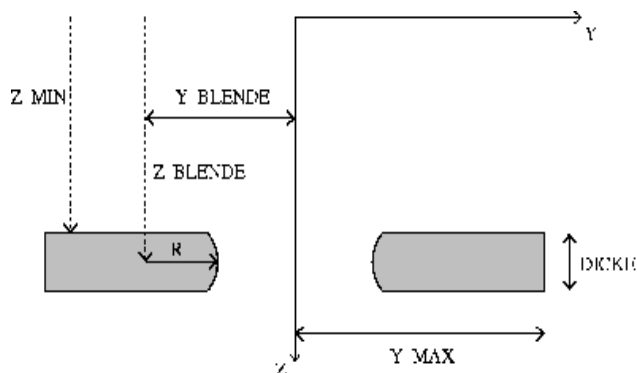


Abbildung 3.4 Technische Darstellung des modifizierten Moduls zur Modellierung der

Backup-Blenden mit gekrümmten Lamellenenden

Der BEAM-Code stellt ein weiteres Modul (VARMLC) zur Verfügung, mit dem man die Einflüsse von Nut und Feder des MLC untersuchen kann. Für den ELEKTA-MLC wurde dieses Modul modifiziert, weil sich der Aufbau des ELEKTA-MLC von dem des VARIAN-MLC unterscheidet. Abbildung 3.5 zeigt die Unterschiede des Aufbaus beider MLC. Das modifizierte Modul benötigt folgende Raumparameter: die Breite der Lamellen (LW), die Abmessung des Luftspalts zwischen den Lamellen (LG) und die Vorrichtung der gestuften Kante der Lamellen (WT und WG) (Abb.3.6a). Die vorgegebenen Werte dieser Raumparameter sind ihre Projektion auf die Oberfläche des MLC. Außerdem liegt das Zentrum der gekrümmten Stirnflächen in der Z-Richtung nicht in Höhe der halben Dicke der Lamellen, sondern 3,99 cm unterhalb der Oberfläche der Lamellen (Abb. 3.6b).

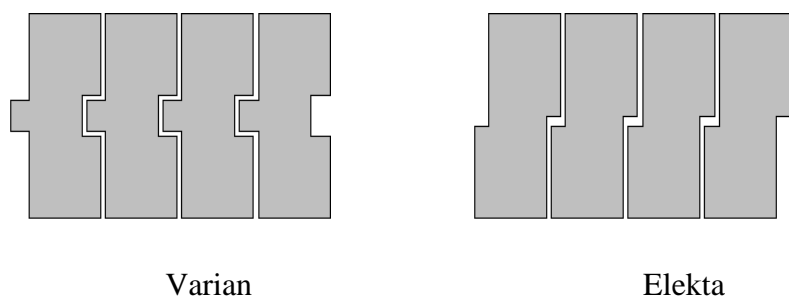


Abbildung 3.5 Aufbau des Varian- und Elekta-MLCs

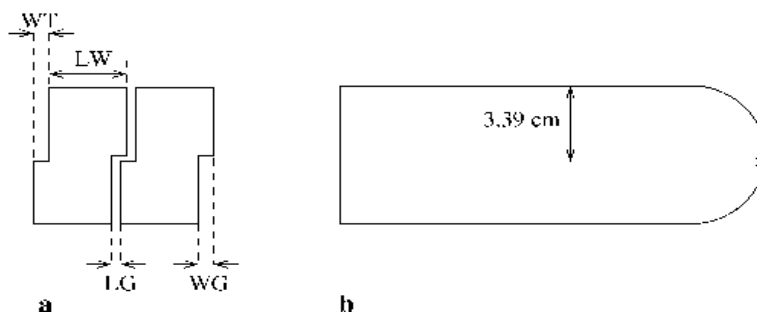


Abbildung 3.6 Technische Darstellung des modifizierten Moduls zur Modellierung des MLC mit gestuften Kanten; Seitenansicht auf die xz-Ebene (a) und Seitenansicht auf die yz-Ebene (b)

3.4 Die MC-Transportparameter

Bei dem oberen Anteil und dem Blendensystem wurden die Schwellenenergie des Photons

(PCUT) mit 10 keV und die des Elektrons (ECUT) mit 0,7 MeV eingesetzt. Die Schwellenenergie spielt für die Verfolgung des Teilchens bei der Simulation eine wichtige Rolle. Die Verfolgung wird abgebrochen, wenn die Energie des Teilchens unterhalb seiner Schwellenenergie liegt. Die Schwellenenergie beeinflusst die Rechenzeit; je größer die Schwellenenergie angenommen wird, desto schneller wird die Simulation. Für die Photonensimulationen sind diese Werte geeignet, weil die Elektronen mit einer niedrigeren Energie wenig zur Dosis im Gewebe beitragen und weil die Änderung des PCUT-Werts keine unterschiedlichen Ergebnisse bringt [19,20]. Der PRESTA-Algorithmus wurde in beiden Simulationen des Beschleunigerkopfes verwendet.

Nicht alle VR-Techniken, die im BEAM-Code zur Verfügung stehen, wurden für diese Simulationen verwendet. Im oberen Anteil wurde die „particle splitting“ Technik für das Elektron verwendet. Hierbei wurden 25 Photonen statt eines Photons beim Bremsstrahlungsprozess erzeugt, wobei das Gewicht jedes Photons $1/25$ des den Bremsstrahlungsprozess erlebenden Elektrons ausmacht. Die Zahl 25 gilt als optimal bei dieser Technik, weil damit keine Genauigkeitsverluste bei der Simulation beobachtet wurden. Für das Elektron, dessen Energie kleiner als 1 MeV ist, wurde die „range rejection“ Technik in beiden Simulationen des Beschleunigerkopfes angewandt. Das Elektron mit einer Energie kleiner als 1 MeV hat eine geringe Chance (ca. 1 %), Bremsstrahlung in Materialien des Beschleunigerkopfes zu erzeugen. Es kann diesen Bereich nicht verlassen, seine Energie wird darin absorbiert. In den beiden Simulationen wurde beim Photon die „interaction forcing“ Technik benutzt.

3.5 Die Eigenschaften der Elektronenquelle

Die Eigenschaften der Elektronenquelle wirken sich stark auf die Dosisverteilung des Linearbeschleunigers aus. Dabei spielen die Formen sowie die Abmessungen der Elektronenquelle und die Elektronenenergie eine wichtige Rolle. Für die Elektronenenergie nimmt der Hersteller des Linearbeschleunigers ein Energiespektrum in Form einer Normalverteilung an. Tabelle 3.1 zeigt die Parameter des Energiespektrums für beide vorgesehenen Energien. Der Brennfleckdurchmesser beträgt 1 mm.

Tabelle 3.1 Die Parameter der Energieverteilung für die Elektronenquelle

Die Parameter	6 MV	15 MV
Mittlere Energie (MeV)	6	14
Standardabweichung (MeV)	1	0,8

Hier reichen die Angaben des Herstellers für die Entwicklung eines genauen Beschleunigerkopfmodells nicht aus. Die Eigenschaften der Elektronenquelle hängen von den Beschleunigerparametern ab und unterscheiden sich bei den einzelnen Geräten. In dieser Arbeit wurden sie bei den Simulationen des oberen Anteils variiert, um das optimale Modell des Beschleunigerkopfes zu ermitteln. Tabelle 3.2 und 3.3 zeigen die Parameter aller Modelle, die in dieser Arbeit getestet wurden. Die Energie der Elektronenquelle spielt die wichtigste Rolle. Bevor die anderen Parameter bestimmt werden, wird die optimale Energie der Elektronenquelle gesucht. Dazu wird eine monoenergetische Elektronenquelle angenommen, obwohl der Hersteller eine Normalverteilung angibt. Zunächst wurde ein Modell mit monoenergetischer Elektronenquelle entworfen: mit einem Sollenergiewert von 6 MeV für den 6 MV Beschleunigerkopf bzw. 15 MeV für den 15 MV Beschleunigerkopf. Danach wurde die Energie der Elektronenquelle geändert und auf der Basis einer gemessenen Tiefendosisverteilung im Versuch-und-Irrtum-Verfahren wurde die optimale Energie für die Elektronenquelle bestimmt. Durch dieses Verfahren wurden monoenergetische Elektronenquellen von 6,8 MeV für den 6 MV Beschleuniger bzw. von 14 MeV für den 15 MV Beschleunigerkopf ermittelt. Bei diesen Werten stimmt die Tiefendosisverteilung in der Simulation am besten mit den tatsächlichen Messungen überein. Nach der Bestimmung der mittleren Energie der Elektronenquellen wurden auch Elektronenquellen mit normalverteilten Energiespektren untersucht. Außer der vom Hersteller angegebenen Standardabweichung des Energiespektrums wurde auch die Standardabweichung des Energiespektrums von 2 MeV beim 6 MV Beschleunigerkopf bzw. 1,6 MeV beim 15 MV Beschleunigerkopf angenommen. 2 MeV beim 6 MV Beschleunigerkopf bzw. 1,6 MeV beim 15 MV Beschleunigerkopf wurden eingesetzt, um die Auswirkung der Standardabweichung des Energiespektrums auf die Dosisverteilungen zu betrachten. Die Form der Elektronenquelle ist ein weiterer wichtiger Parameter. Zwei Formen wurden getestet: eine Elektronenquelle als Parallelquelle, eine andere als Punktquelle. Dies sind realitätsnahe Formen von Elektronenquellen bei Linearbeschleunigern. Abbildung 3.7 zeigt die Unterschiede zwischen beiden Quellformen und ihre Parameter. Der auf die Oberfläche des Targets in Abbildung 3.7 gezeichnete Kreis bezieht sich auf den Brennfleck des

Beschleunigerkopfes. Bei der punktförmigen Elektronenquelle wurden zwei Brennfleckdurchmesser, 1 mm und 2 mm, getestet.

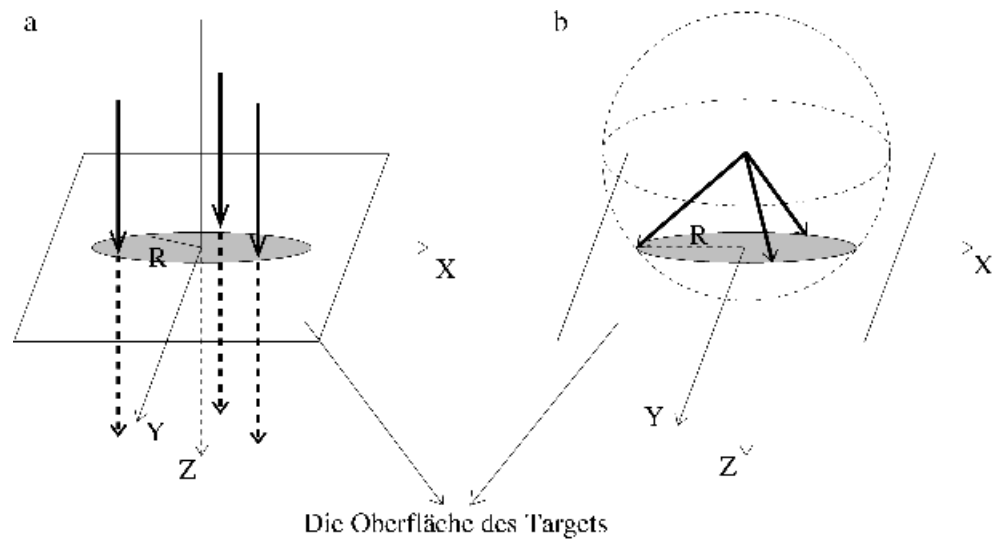


Abbildung 3.7 Schematische Darstellung der parallel- (a) und der punktförmigen (b) Quelle

Tabelle 3.2 Parameter der Elektronenquelle bei 6 MV Photonenbetrieb

	Form der Elektronenquelle	Energie der Elektronenquelle	Brennfleckdurchmesser
<i>Modell 1</i>	Parallelquelle	6,8 MeV, monoenergetisch	2 mm
<i>Modell 2</i>	Parallelquelle	6 MeV, monoenergetisch	2 mm
<i>Modell 3</i>	Parallelquelle	6,8 MeV, 1 MeV Standardabweichung	2 mm
<i>Modell 4</i>	Parallelquelle	6,8 MeV, 2 MeV Standardabweichung	2 mm
<i>Modell 5</i>	Punktquelle	6,8 MeV, 1 MeV Standardabweichung	2 mm
<i>Modell 6</i>	Punktquelle	6,8 MeV, 1 MeV Standardabweichung	1 mm

Tabelle 3.3 Parameter der Elektronenquelle bei 15 MV Photonenbetrieb

	Form der Elektronenquelle	Energie der Elektronenquelle	Brennfleckdurchmesser
<i>Modell 1</i>	Parallelquelle	15 MeV, monoenergetisch	2 mm
<i>Modell 2</i>	Parallelquelle	14 MeV, monoenergetisch	2 mm
<i>Modell 3</i>	Parallelquelle	14 MeV, 0,8 MeV Standardabweichung	2 mm
<i>Modell 4</i>	Parallelquelle	14 MeV, 1,6 MeV Standardabweichung	2 mm
<i>Modell 5</i>	Punktquelle	14 MeV, 0,8 MeV Standardabweichung	2 mm
<i>Modell 6</i>	Punktquelle	14 MeV, 0,8 MeV Standardabweichung	1 mm

3.6 Phasenraum-Datei

Die Größe einer Phasenraum-Datei hängt von der Anzahl der Teilchen ab, die in ihr gespeichert sind. Jedes Teilchen benötigt 28 byte, um seine Eigenschaften in der Phasenraum-Datei zu speichern. In Tabelle 3.4 sieht man die Anzahl der Teilchen, die in beiden Simulationen des Beschleunigerkopfes eingegeben wurden, und die Zahl der Teilchen, die ihn schließlich verließen. Die Anzahl der eingegebenen Teilchen war für alle Simulationen des Blendensystems immer gleich. Beim Blendensystem ist die Endzahl der Teilchen abhängig von die Bestrahlungsfeldgröße: je größer diese ist, desto mehr Teilchen werden in die Phasenraum-Datei gespeichert. Die Endzahl der Teilchen hängt auch von der Energie ab: je höher die Energie, desto mehr Teilchen schaffen es, in den Phasenraum einzutreten, besonders bei dem unveränderlichen oberen Anteil der Simulation.

Tabelle 3.4 Anzahl der eingegebenen Teilchen (A) und die Endzahl der Teilchen (Ω) in den Simulationen des Beschleunigerkopfes

Energie	Oberer Anteil		Das Blendensystem					
			10 cm x 10 cm		5 cm x 5 cm		2 cm x 2 cm	
	A	Ω	A	Ω	A	Ω	A	Ω
6 MV	3×10^7	$1,1 \times 10^8$	3×10^8	$1,1 \times 10^7$	3×10^8	$2,5 \times 10^6$	3×10^8	$4,1 \times 10^5$
15 MV	8×10^6	$9,6 \times 10^7$	3×10^8	$1,2 \times 10^7$	3×10^8	$2,6 \times 10^6$	3×10^8	$4,6 \times 10^5$

3.7 Simulationsrechnungen im Phantom

Neben einem Wasserphantom zur Verifikation des Beschleunigerkopfmodells wurde in dieser Arbeit auch ein Festkörperphantom verwendet. Die Untersuchung des Einflusses von Nut und Feder wurde mit Hilfe des Festkörperphantoms durchgeführt. Es ist aus Polystyrol hergestellt und steht in Form großvolumiger Platten zur Verfügung.

Bei den Simulationsrechnungen im Phantom wurden für Wasser $1,0 \text{ g/cm}^3$ Dichte bzw. Polystyrol mit $0,998 \text{ g/cm}^3$ verwendet. Die Abmessungen des Phantoms wurden in Form kleiner würfelförmiger Volumenelemente (Voxel) mit verschiedenen Materialien und Größen festgelegt. Die Größe der Voxel hängt von den Feldgrößen und ihren Position ab, z.B in Gebieten mit steilem Dosisgradienten wurde die kleinste Größe der Voxel verwendet. Die Menge der Voxel beeinflussen die Rechenzeit. Tabelle 3.5 zeigt die detaillierte Größe der Voxel für die verschiedene Feldgrößen, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Zur Untersuchung des Nut-und-Feder-Effekts des MLC betrug die Breite der Voxel in Gebieten mit steilem Dosisgradienten bezüglich X-Richtung $0,2 \text{ cm}$.

Tabelle 3.5 Die Größe der Voxel für verschiedene Feldgrößen

	Feldgrößen								
	5 cm x 5 cm			10 cm x 10 cm			unregelmäßig		
	X (cm)	Y (cm)	Z (cm)	X (cm)	Y (cm)	Z (cm)	X (cm)	Y (cm)	Z (cm)
Tiefendosisverteilung	1	1	1/0.2*	1	1	1/0.2*	-	-	-
X-Querprofile	0,5/0,1*	1	1	1/0,25*	1	1	1/0,2*	0,5	1
Y-Querprofile	1	0,5/0,1*	1	1	1/0,25*	1	0,5	1/0,5*	1

* in Gebieten mit steilem Dosisgradienten

Für die Kennzeichnung der Strahlungsintensität des Beschleunigerkopfes spielt der totale Streufaktor eine wichtige Rolle. Der totale Streufaktor bezeichnet das Verhältnis zwischen den Dosisleistungen an einem Raumpunkt einer Feldgröße und der Referenzfeldgröße. In der Regel liegt der Raumpunkt auf der Zentralachse der Feldgröße in 10 cm Tiefe. In dieser Arbeit wurde die Abhängigkeit der Output-Faktoren von den Detektormaterialien ermittelt. Bei den Simulationen wird ein Voxel als Raumpunkt definiert. Dieses kann aus

verschiedenen Materialien bestehen. Hierzu wurden drei verschiedene Materialien bei den Simulationsrechnungen verwendet: Kohlenstoff mit $2,26 \text{ g/cm}^3$ Dichte für den Diamantdetektor, Luft für die Ionisationskammer und Silizium für den Halbleiterdetektor.

Als Teilchenquelle wurde die in der Blendensystem-Simulation erzeugte Phasenraum-Datei eingesetzt. Bei den Simulationsrechnungen hängt die Anzahl der verwendeten Teilchen von der Anzahl der Teilchen in dieser Phasenraum-Datei ab. Die Schwellenenergie des Photons betrug in diesen Simulationen 10 keV und die des Elektrons 700 keV. Beim Photon brachte die Änderung der Schwellenenergie keine unterschiedlichen Simulationsergebnisse. Das Elektron mit Energie unterhalb 700 keV beeinflusst die Dosis im Phantom nicht.

Kapitel 4

Messungen

4.1 Phantome und Messkammern

4.1.1 Das Wasserphantom

Die meisten Messungen dieser Arbeit wurden in einem MP3-Wasserphantom (PTW-Freiburg) durchgeführt. Dabei handelt es sich um einen 73 cm x 64 cm x 52 cm großen Plexiglasbehälter, der mit destilliertem Wasser gefüllt wird. Mit einem elektrisch betriebenen Hubwagen ist der Abstand der Wasseroberfläche vom Fokus über einen weiten Bereich variierbar. Im Wasserphantom kann die Position der Messkammern mit Hilfe einer dreidimensionalen, computergesteuerten Bewegungsmechanik eingestellt werden. Die kleinste Schrittweite beträgt 0,1 mm. Mit dem Mephysto-Programm können die Messungen vollautomatisch durchgeführt werden. Durch das Programm werden die Messdaten graphisch dargestellt und analysiert. Außerdem ermöglicht das Programm, die Messdaten zu exportieren und später in anderen Programmen zu bearbeiten.

4.1.2 Das Polystyrol-Festkörperphantom

Neben dem MP3-Wasserphantom wurde in dieser Arbeit auch ein Polystyrene-Festkörperphantom verwendet. Das Polystyrol-Festkörperphantom kann mit einzelnen 30 cm x 30 cm großen Platten mit unterschiedlicher Dicke kombiniert werden. Das Polystyrol-Festkörperphantom kann als wasseräquivalent angesehen werden, weil es für hochenergetische Photonen nahezu dasselbe Absorptions- und Streuverhalten wie Wasser zeigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Polystyrol-Festkörperphantom mit Film verwendet. Zwischen die einzelnen Platten wurden Filme eingelegt.

4.1.3 Ionisationskammer

Die in dieser Arbeit verwendete Ionisationskammer wurde von der Firma PTW-Freiburg hergestellt. Dabei handelt es sich um eine zylindrische, luftgefüllte Ionisationskammer mit einem effektiven Messvolumen von $0,125 \text{ cm}^3$. Das Elektrodenmaterial besteht aus Aluminium mit einem Durchmesser von 1 mm. Das Wandmaterial besteht aus gewebeäquivalentem PMMA (Polymethylmethacrylat; $(\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2)_n$).

4.1.4 Diamantdetektor

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Diamantdetektor (PTW-Freiburg) verwendet. Er besitzt ein sensitives Messvolumen von ca. $3,0 \text{ mm}^3$ und besteht aus einer 0,32 mm dicken Diamantkristall mit einer annähernd kreisförmigen Fläche von $9,4 \text{ mm}^2$ [21]. Für diesen Diamantdetektor wird ein natürlicher Diamantkristall (der leicht verunreinigt ist) verwendet.

Allgemein weisen die Diamantdetektoren eine gewisse Dosisleistungsabhängigkeit auf. Da die Dosisleistungsabhängigkeit des verwendeten Detektors bereits im Rahmen einer Diplomarbeit [22] in dieser Abteilung bestimmt worden war, konnte sie zuverlässig korrigiert werden. Danach gilt die Beziehung zwischen der Leitfähigkeit σ und der Dosisleistung:

Um ein stabiles Ansprechvermögen zu haben, ist es notwendig, den Diamantdetektor vor der Durchführung von Messungen zu bestrahlen, in der Untersuchung mit einer Dosis von etwa 5 Gy.

4.1.5 Halbleiterdetektor

Der in dieser Arbeit verwendete Halbleiterdetektor besitzt das kleinste sensitive Messvolumen aller hier benutzten Messkammern. Er besteht aus einer $2,5 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Siliziumplatte mit einer annähernd kreisförmigen Fläche von 1 mm^2 . Ein weiterer Vorteil

des Halbleiterdetektors liegt in der Linearität seines Ansprechvermögens. Der Halbleiterdetektor ist energieabhängig und kann nicht als wasseräquivalent angesehen werden [23].

4.1.6 EDR2-Film

Für die Untersuchung der Einflüsse von Nut und Feder eignen sich EDR2-Filme besonders wegen ihrer hohen Linearität. Diese Filme werden einzeln in licht- sowie luftundurchlässigen 130 µm dicken Polyesterhüllen verpackt geliefert. Die Empfindlichkeit innerhalb eines Films schwankt nur geringfügig ($\pm 2\%$). Ein anderer Vorteil ist die Energieunabhängigkeit der Gradationskurve. Die optische Dichte dieser Filme zeigt über einen größeren Dosisbereich ein lineares Verhalten [24].

4.2 Messungen zur Verifikation des Beschleunigerkopfmodells

Die Messungen zur Verifikation des Beschleunigerkopfmodells erfolgten im MP3-Wasserphantom bei einem Fokus-Oberflächen-Abstand (FOA) von 90 cm und bei 10 cm x 10 cm Feldgrößen. Die Tiefendosisverteilungen entlang des Zentralstrahls wurden mit der Ionisationskammer gemessen. Für die Querprofile in der Tiefe des Dosismaximums wurden die Messungen mit dem Diamantdetektor durchgeführt. Der Diamantdetektor wurde für die Messungen der Querprofile verwendet, um möglichst optimale Ortsauflösungen zu erreichen. Zusätzlich wurden die Querprofile bei 20 cm x 20 cm Feldgrößen für 6 MV mit dem Diamantdetektor gemessen.

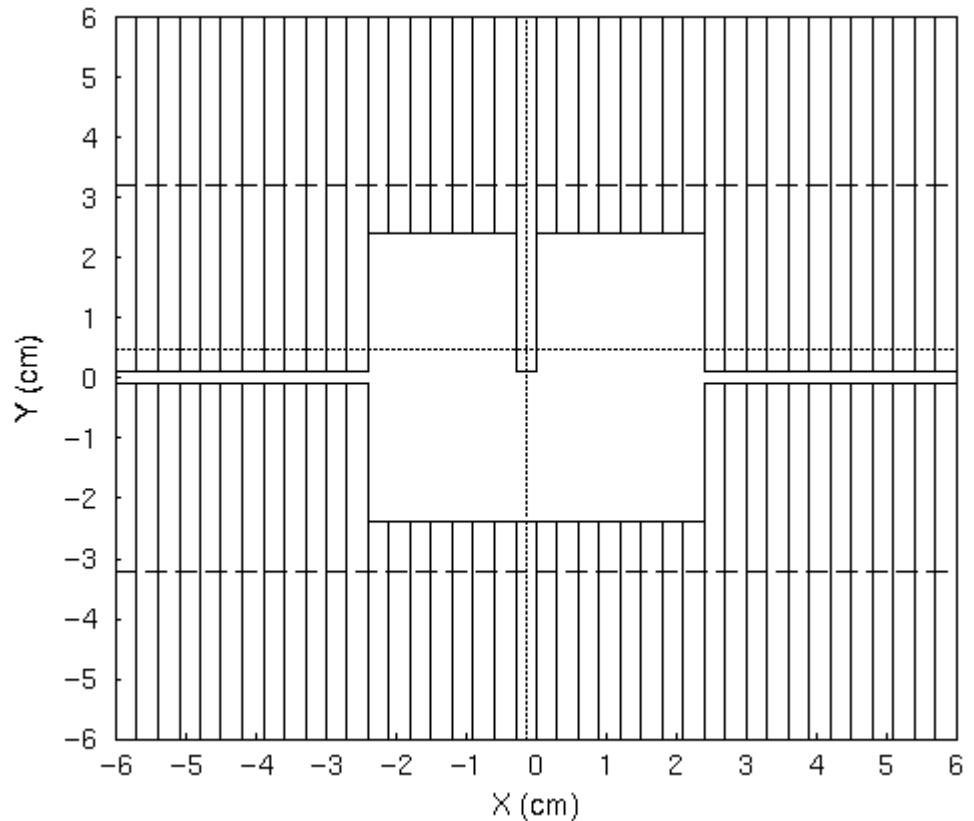


Abbildung 4.1 MLC-Geometrie, Backup-Geometrie, Simulationslinien und Messlinien zur Untersuchung der Einflüsse der gekrümmten Lamellenenden einer Lamelle (auf MLC-Ebene). Die gestrichelten Linien verdeutlichen die Kante der Backup-Blenden. Die gepunkteten Linien bezeichnen die Simulations- und Messlinien. Die Y-Achse ist die Richtung der Lamellenbewegung.

Weitere Messungen wurden durchgeführt, um das optimale Beschleunigerkopfmodell zu überprüfen. Als Feldgrößen wurden 5 cm x 5 cm, 10 cm x 10 cm und 30 cm x 30 cm sowie ein unregelmäßiges Feld eingestellt. Die Ionisationskammer wurde als Messkammer verwendet. Der Abstand zwischen Target und Wasseroberfläche (FOA) betrug 100 cm. Die Querprofile in x- und y- Richtung wurden jeweils in 10 cm Tiefe gemessen. Die Messungen der Tiefendosisverteilung erfolgten entlang des Zentralstrahls. Für ein unregelmäßiges Feld erfolgten zusätzliche Messungen. Es wurde aus einem Feld von 15 cm x 15 cm Größe durch Verschieben einer mittleren Lamelle bis auf 0,5 cm an die Zentralachse gebildet. Abbildung 4.1 zeigt dies Feld, bei dem x- und y-Querprofile in 10 cm Tiefe gemessen wurden. Die Messungen der Querprofile parallel zur y-Achse erfolgten mit einem x-Offset von -0,5 cm relativ zum Zentralstrahl, die Messungen der x-Querprofile

in 3 cm Abstand zu den Lamellenenden unter der vorgeschobenen Lamelle.

4.3 Messungen zur Untersuchung des totalen Streufaktors

Bei den Messungen zur Untersuchung des totalen Streufaktors handelt es sich um Messungen des Dosiswertes in einem Punkt. In der Regel liegt dieser Messpunkt auf der Zentralachse der Felder. Der Messwert bei einer Feldgröße wurde auf den bei der Referenzfeldgröße normiert.

Bei den Feldgrößen zwischen 2 cm x 2 cm und 30 cm x 30 cm wurden die totalen Streufaktoren bei 6 MV und bei 15 MV Röntgenstrahlung mit der Ionisationskammer gemessen. Die Messungen erfolgten im Wasserphantom bei einem Fokus-Oberflächen-Abstand von 100 cm. Die Ionisationskammer wurde als Messkammer verwendet und in 10 cm Tiefe von der Wasseroberfläche auf der Zentralachse positioniert. Die totalen Streufaktoren jeder Feldgröße wurden auf die Dosisleistung eines 10 cm x 10 cm Feldes bezogen. Bei jeder Feldgröße wurde die Ionisationskammer mit 100 Monitoreinheiten (100 Monitoreinheiten entsprechen einer Dosis von ca. 1 Gy) bestrahlt. Zusätzlich wurden der Diamant- und der Halbleiterdetektor für die Messungen der totalen Streufaktoren bei 6 MV Röntgenstrahlung verwendet, um das fehlende Sekundärelektronengleichgewicht bzw. den Hochdosisgradient bei kleinen Feldern zu berücksichtigen.

Das Verhalten der totalen Streufaktoren in Abhängigkeit von der Position des Messpunkts wurde nach folgender Methode untersucht: die Position der Feldgröße wurde entlang der Y-Richtung vom Zentralstrahl verschoben, d.h. die Zentralachse des Feldes befand sich in einem Abstand von ± 5 cm und ± 10 cm vom Zentralstrahl bezüglich der Y-Richtung. Die Messkammer wurde dann in 10 cm Tiefe auf der Zentralachse positioniert. Die Messungen wurden an einem Beschleuniger für den 6 MV Photonenbetrieb bei 5 cm x 5 cm und 10 cm x 10 cm Feldgrößen mit Ionisationskammern durchgeführt.

4.4 Messungen zur Untersuchung des Nut-und-Feder-Effekts des MLC

Die Messungen zur Untersuchung der Einflüsse von Nut und Feder wurde an einem

Beschleuniger für den 6 MV und 15 MV Photonenbetrieb mit EDR2-Filmen erhoben. Ein EDR2-Film war im Polystyrol-Festkörperphantom bei einem Fokus-Film Abstand von 100 cm angeordnet. Als Aufbaumaterial dienten 10 cm dicke Polystyrol-Platten, und unter dem Film befanden sich 20 cm Polystyrol-Platten als Rückstreumaterial.

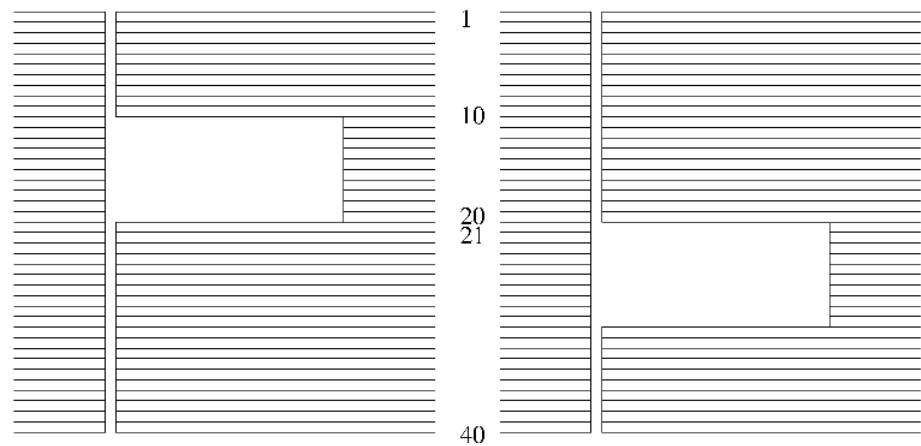


Abbildung 4.2 Das erste Paar von Feldkonfigurationen zur Untersuchung des Nut- und Feder-Effekts des MLC

Der Film wurde mit einem Feld der Größe 20 cm x 20 cm zweimal bestrahlt, wobei die Form des Feldes zwischen erster und zweiter Bestrahlung verschieden ist. In dieser Arbeit wurden zwei Paare von Konfigurationen des Feldes verwendet, d.h. insgesamt gab es vier Formen. Die Form des Feldes wurde nur durch die Lamellen gebildet. Bei der ersten Konfiguration erfolgte zunächst nur die Bestrahlung der Hälfte des Feldes, während die andere durch Lamellen abgeschirmt wurde; dann erfolgte die Bestrahlung der zweiten Feldkonfiguration (Abb. 4.2). Die Positionierung der Lamellen beim zweiten Paar von Feldkonfigurationen ist in Abbildung 4.3 dargestellt; sie ähneln einem Kamm.

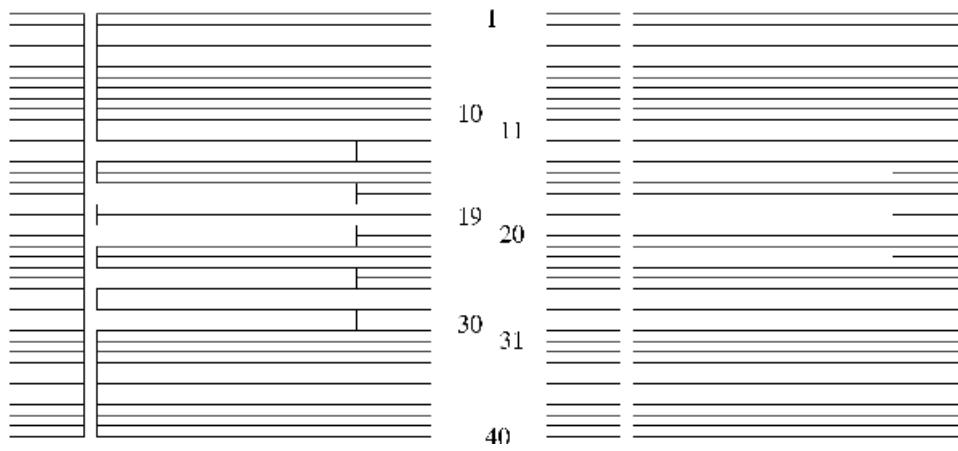


Abbildung 4.3 Das zweite Paar von Feldkonfigurationen zur Untersuchung des Nut-und-Feder-Effekts des MLC

Kapitel 5

Vergleich der Beschleunigerkopfmodelle

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der zuletzt beschriebenen Beschleunigerkopfmodelle miteinander verglichen und die Auswirkungen der Parameter der Elektronenquelle auf die Tiefendosisverteilung und die Querprofile analysiert.

5.1 Die Eigenschaften der Beschleunigerkopfmodelle

Zur Ermittlung des Einflusses der Elektronenquelle werden die Phasenraumdateien für den oberen Anteil des Beschleunigerkopfes verwendet. Daraus werden die Fluenz, die Energiefluenz, die spektrale Fluenz, die spektrale Energiefluenz, die mittlere Energie und die Winkelverteilung berechnet. Für die Fluenz, die Energiefluenz und für die mittlere Energie wird ein Rechteck als Auswertungsfeld angenommen. Das Feld wird in kleine Segmente gleicher Größe aufgeteilt. Die Fluenz stellt die gesamte Anzahl der Photonen dar, die auf das Auswertungsfeld auftreffen. Die Energiefluenz beschreibt die deponierte Energie innerhalb dieses Auswertungsfelds. Die spektrale Fluenz entspricht dem Verhältnis der Fluenz zur Energie und die spektrale Energiefluenz dem Verhältnis der Energiefluenz zur Energie. Das Verhältnis Energiefluenz zu Fluenz wird als mittlere Energie bezeichnet. Die Winkelverteilung beschreibt die Photonen, die sich in der XY-Ebene zwischen -10 cm bis +10 cm in X-Richtung und -0,5 cm bis +0,5 cm in Y-Richtung befinden.

In dieser Arbeit werden fünf Parameter der Elektronenquelle variiert. Nach dem Effekt der Elektronenenergie auf diese Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung erstreckt sich die Untersuchung weiter auf die monoenergetischen Elektronenquellen und auf die Elektronenquellen mit normalverteiltem Energiespektrum, hierbei mit zusätzlicher Variation ihrer Standardabweichung. Weitere Untersuchungen beschäftigen sich mit Form und Brennfleckdurchmesser der Elektronenquelle.

5.1.1 Variation der Energie monoenergetischer Elektronenquellen

Die Parameter der Elektronenquellen aus dem Beschleunigerkopffmodell 1 und 2 unterschieden sich nur in der Größe der Elektronenenergie. Jeweils zwei Energien werden bei dieser Untersuchung verwendet: 6 MeV und 6,8 MeV für 6 MV Röntgenstrahlung bzw. 14 MeV und 15 MeV für 15 MV Röntgenstrahlung.

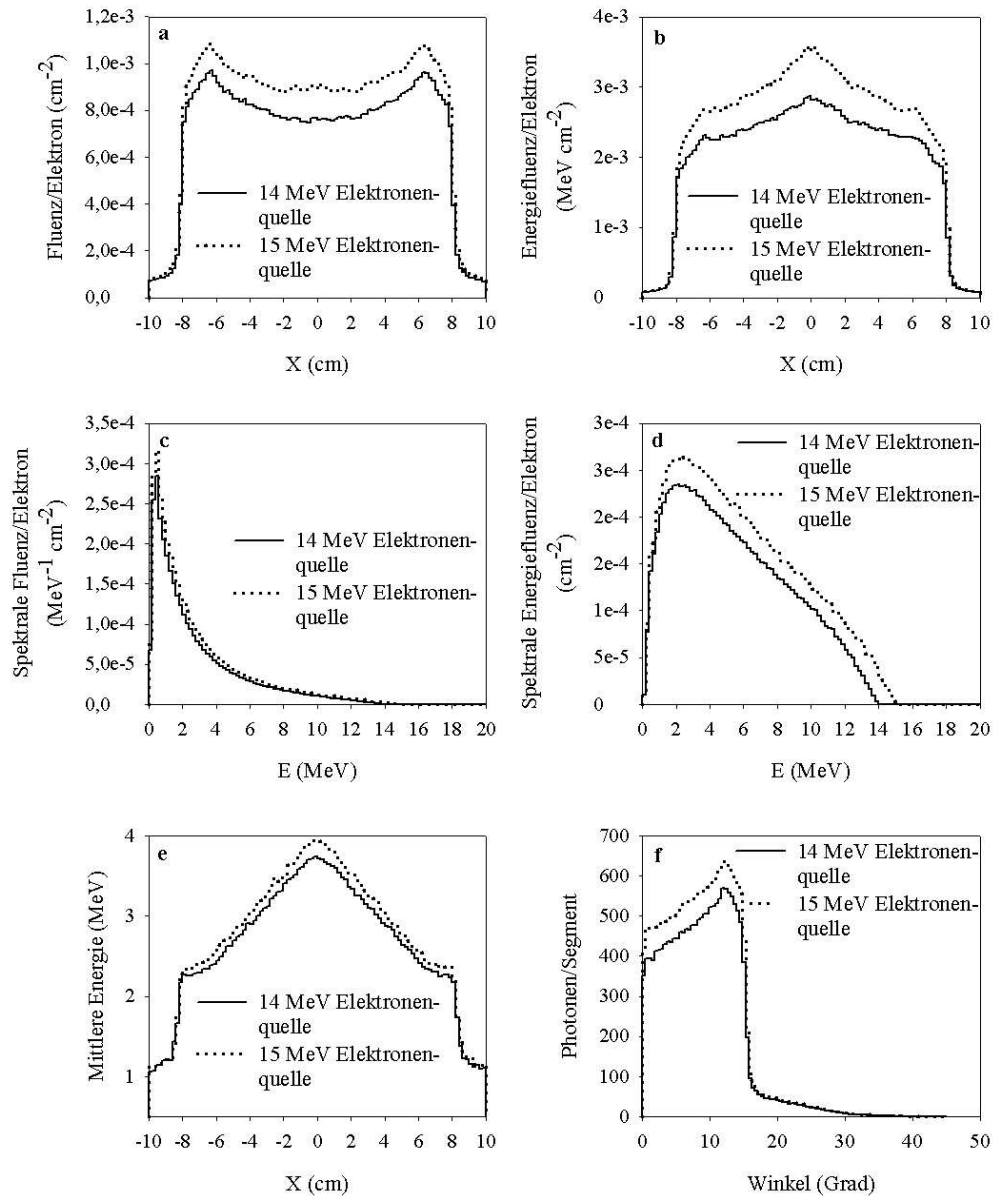


Abbildung 5.1 Vergleich der Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung der monoenergetischen Elektronenquelle mit 6 MeV und 6,8 MeV; Fluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (a), Energiefluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (b), spektrale Fluenzverteilung (c), spektrale Energiefluenzverteilung (d), mittlere Energieverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (e) und Winkelverteilung (f)

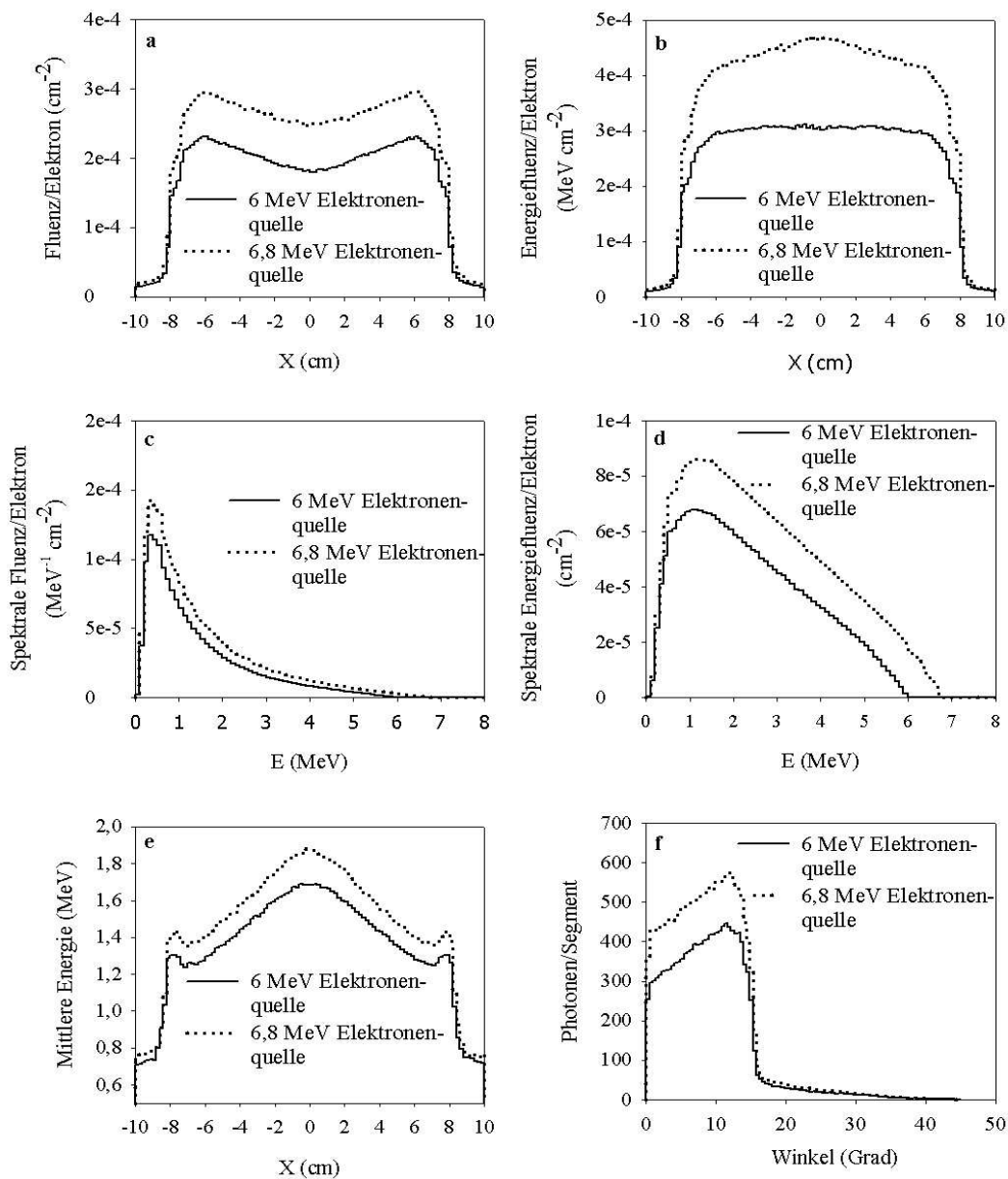


Abbildung 5.2 Vergleich der Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung der monoenergetischen Elektronenquelle mit 14 MeV und 15 MeV; Fluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (a), Energiefluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (b), spektrale Fluenzverteilung (c), spektrale Energiefluenzverteilung (d), mittlere Energieverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (e) und Winkelverteilung (f)

Abbildungen 5.1a - 5.1f zeigen starke Änderungen der Strahlungsfeldgrößen für 6 MV Röntgenstrahlung. Die Kurven der verschiedenen Strahlungsfeldgrößen für

Röntgenstrahlung mit höherer Energie der Elektronenquelle verlaufen alle auf höherem Niveau als die jene mit niedriger Energie. Bei der Energiefluenz mit höherer Energie der Elektronenquelle werden die Profile flacher als bei niedriger Energie (Abb. 5.1.b). Wie erwartet, werden die spektrale Energiefluenz und spektrale Fluenz um so breiter, je höher die Elektronenenergie (Abb. 5.1c und 5.1d). Abbildung 5.1e macht deutlich, dass die mit 6,8 MeV Elektronenenergie erzeugten Photonen in allen Bereichen eine höhere mittlere Energie besitzen. Die mittlere Energie der Photonen unterstreicht den Aufhärtung-Effekt; die höhere Elektronenenergie weist eine mittlere Energieverteilungs-Kurve mit steilem Abfall auf.

Die Elektronenenergie spielt auch eine wichtige Rolle für 15 MV Röntgenstrahlung. Die Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung ändern sich stark, wenn die Elektronenenergie um 1 MeV ansteigt. Abbildungen 5.2a -5.2f zeigen diese Veränderungen, wie sie auch bei 6 MV Röntgenstrahlung beobachtet werden.

5.1.2 Elektronenquellen mit monoenergetischem und mit normalverteiltem Energiespektrum

Es wird eine Elektronenquelle mit normalverteiltem Energiespektrum mit einer monoenergetischen Elektronenquelle verglichen. Die mittlere Energie bei der Elektronenquelle mit normalverteiltem Energiespektrum entspricht der Energie der monoenergetischen Elektronenquelle. Für 6 MV Röntgenstrahlung beträgt die Standardabweichung der Elektronenquellen mit normalverteiltem Energiespektrum 1 MeV bzw. 0.8 MeV für 15 MV.

Für 6 MV Röntgenstrahlung weichen alle Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung in beiden Modellen nur geringfügig voneinander ab (Abb. 5.3a -5.3f). Die Einwirkungen der Elektronen mit einer Energie höher als 6,8 MeV auf die Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung werden durch solche mit einer Energie niedriger als 6,8 MeV ausgeglichen. Nur bei der spektralen Energiefluenz finden sich die deutliche Unterscheide am Kurvenende. Dies ist der Effekt der Elektronen mit höherer Energie als 6,8 MeV.

Bei 15 MV Röntgenstrahlung zeigen die Elektronenquelle mit dem normalverteilten

Energiespektrum und die monoenergetische keine entsprechenden Unterschiede. Abbildungen 5.4a-5.4f zeigen den kaum wahrnehmbaren Unterschied zwischen beiden Modellen auf.

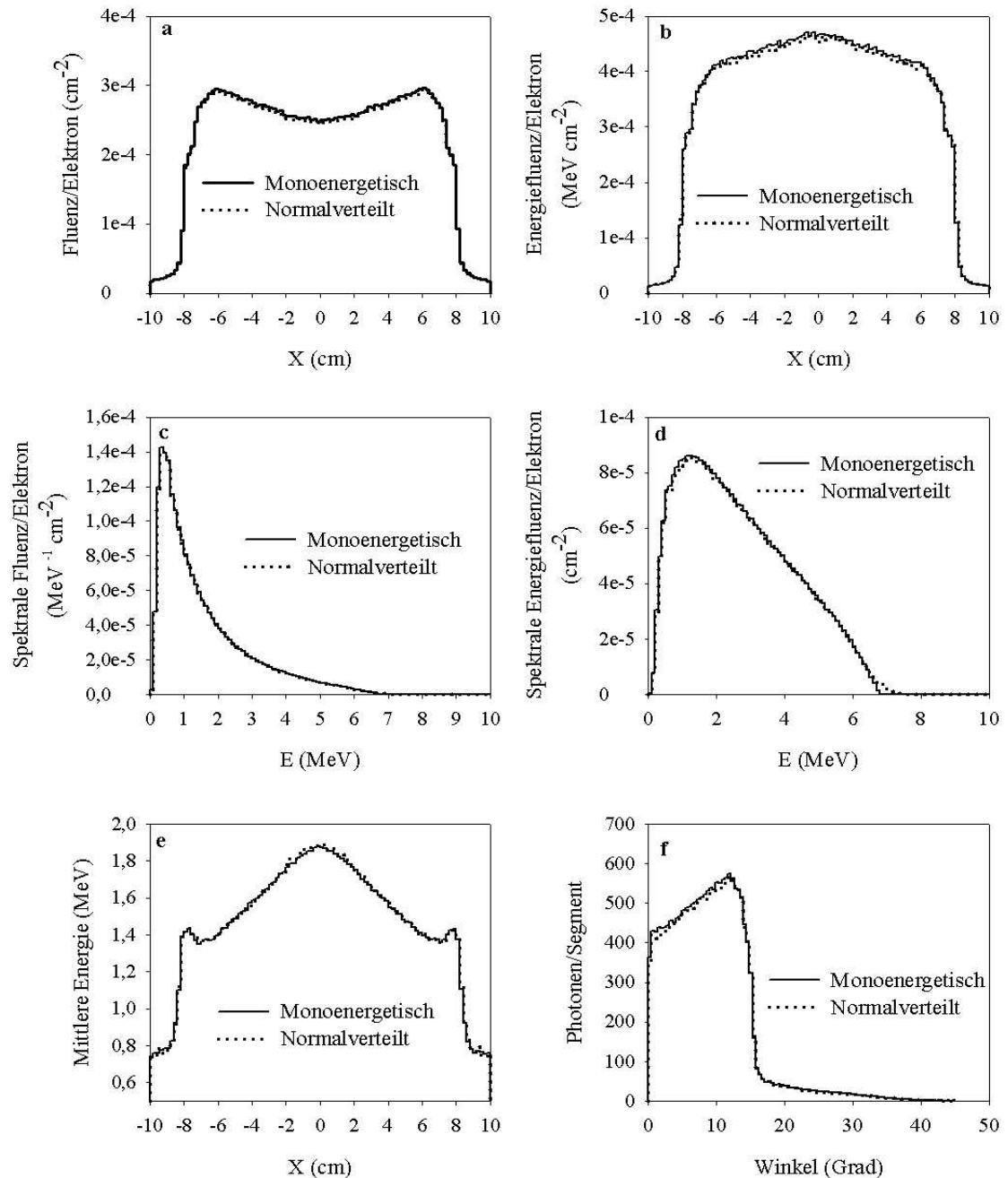


Abbildung 5.3 Vergleich der Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung zwischen monoenergetischer Elektronenquelle und derjenigen mit normalverteilttem Energiespektrum bei 6 MV Röntgenstrahlung; Fluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (a), Energiefluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (b), spektrale Fluenzverteilung (c), spektrale Energiefluenzverteilung (d), mittlere Energieverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (e) und Winkelverteilung (f)

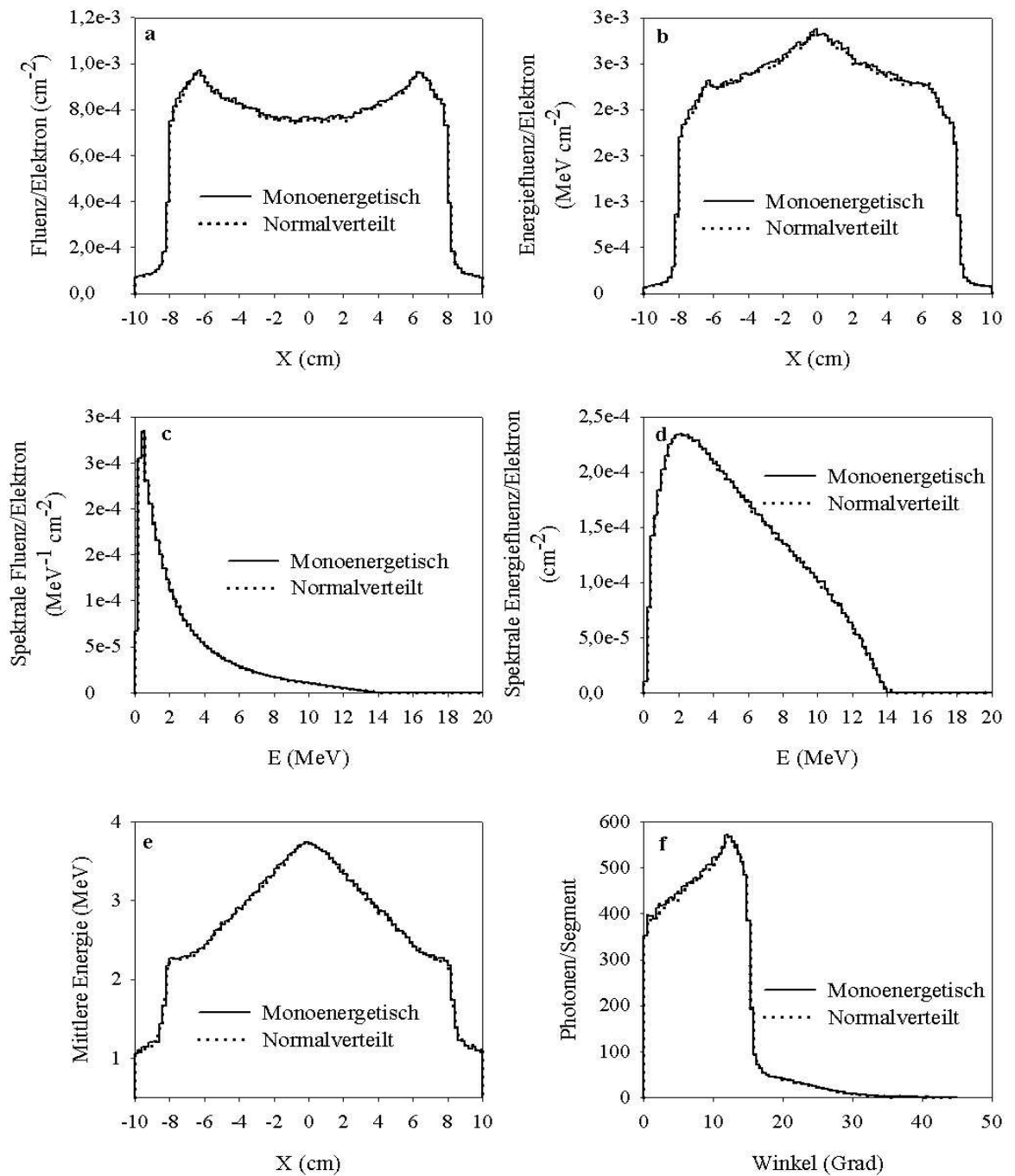


Abbildung 5.4 Vergleich der Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung zwischen monoenergetischer Elektronenquelle und derjenigen mit normalverteiltem Energiespektrum bei 15 MV Röntgenstrahlung; Fluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (a), Energiefluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (b), spektrale Fluenzverteilung (c), spektrale Energiefluenzverteilung (d), mittlere Energieverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (e) und Winkelverteilung (f)

5.1.3 Variation der Standardabweichung der Elektronenquellen mit normalverteiltem Energiespektrum

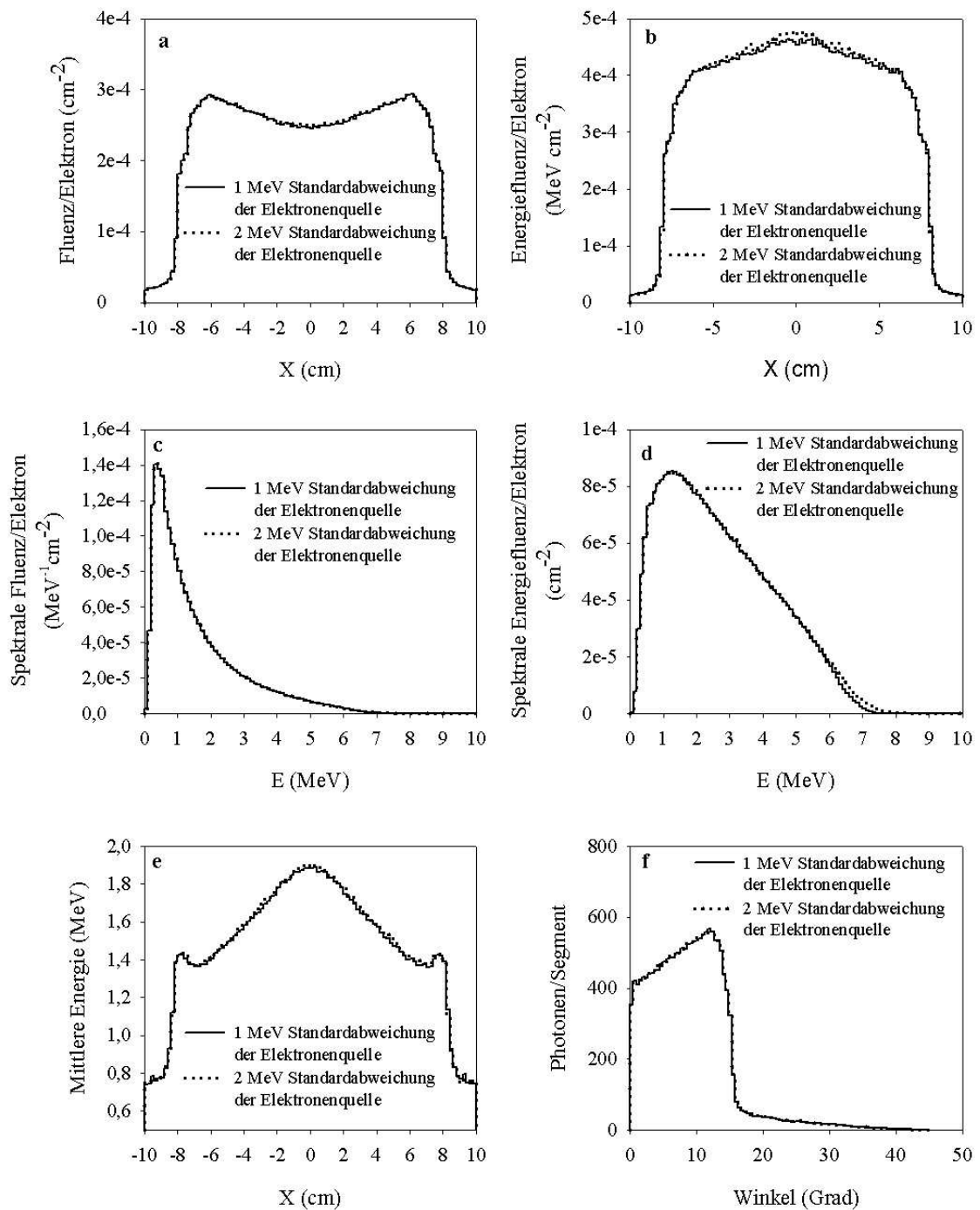


Abbildung 5.5 Vergleich der Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung zweier Elektronenquellen mit normalverteiltem Energiespektrum bei 6 MV Röntgenstrahlung; Fluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (a), Energiefluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (b), spektrale Fluenzverteilung (c), spektrale Energiefluenzverteilung (d), mittlere Energieverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (e) und Winkelverteilung (f)

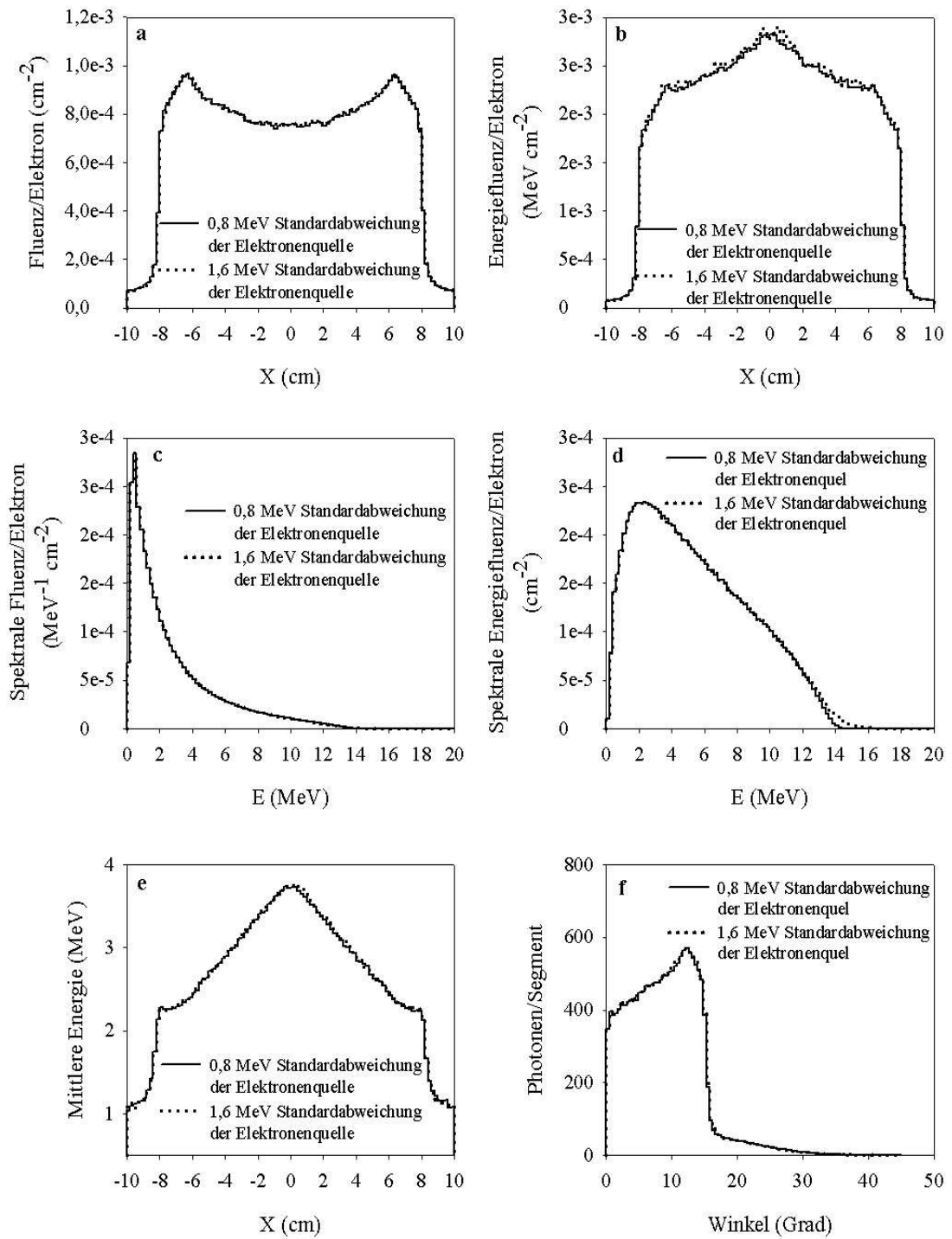


Abbildung 5.6 Vergleich der Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung zweier Elektronenquellen mit normalverteiltem Energiespektrum bei 15 MV Röntgenstrahlung; Fluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (a), Energiefluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (b), spektrale Fluenzverteilung (c), spektrale Energiefluenzverteilung (d), mittlere Energieverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (e) und Winkelverteilung (f)

Der Unterschied der Standardabweichung der Elektronenquellen mit normalverteiltem Energiespektrum zwischen Modell 3 und 4 für 6 MV Röntgenstrahlung beträgt 1 MeV, für 15 MV Röntgenstrahlung 0.8 MeV (siehe Tabelle 3.4 und 3.5). Standardabweichungen von 1 MeV für 6 MV Röntgenstrahlung bzw. 0.8 MeV für 15 MV werden vom Hersteller vorgeschlagen.

Die Änderung der Standardabweichung der Elektronenquellen mit normalverteiltem Energiespektrum hat nur geringe Einflüsse auf die Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung. Abbildung 5.5a zeigt, dass die Energiefluenz bei 2 MeV Standardabweichung am Zentralstrahl höher liegt als die bei 1 MeV. Die Energiespektralverteilung mit 2 MeV Standardabweichung fällt nicht so steil ab, weil die Standardabweichung der Elektronenenergie größer ist (Abb. 5.5c und 5.5d). Abbildung 5.5e zeigt die Zunahme der mittleren Energie bei 2 MeV Standardabweichung. Abbildung 5.5f zeigt den gleichen steilen Anstieg der Winkelverteilung beider Modelle.

Fast alle Strahlungsfeldgrößen für 15 MV Röntgenstrahlung ändern sich nicht bei Variation der Standardabweichung der Elektronenquellen mit normalverteiltem Energiespektrum (Abb. 5.6a-5.6f). Wie schon bei 6 MV Röntgenstrahlung verursacht die Elektronenquelle mit breiter Standardabweichung höhere Energiefluenz am Zentralstrahl. Bei der spektralen Energiefluenz wird der Unterschied zwischen beiden Modellen erst am Kurvenende sichtbar.

5.1.4 Parallel- und Punktförmige Elektronenquellen

Für beide Beschleunigerköpfe finden parallel- und punktförmige Elektronenquellen Verwendung. Die Elektronenenergie beider Beschleunigerköpfen blieb auch hier normal verteilt. Tabellen 3.2 und 3.2 listeten die Parameter beider Modelle (Modell 3 und 5) auf.

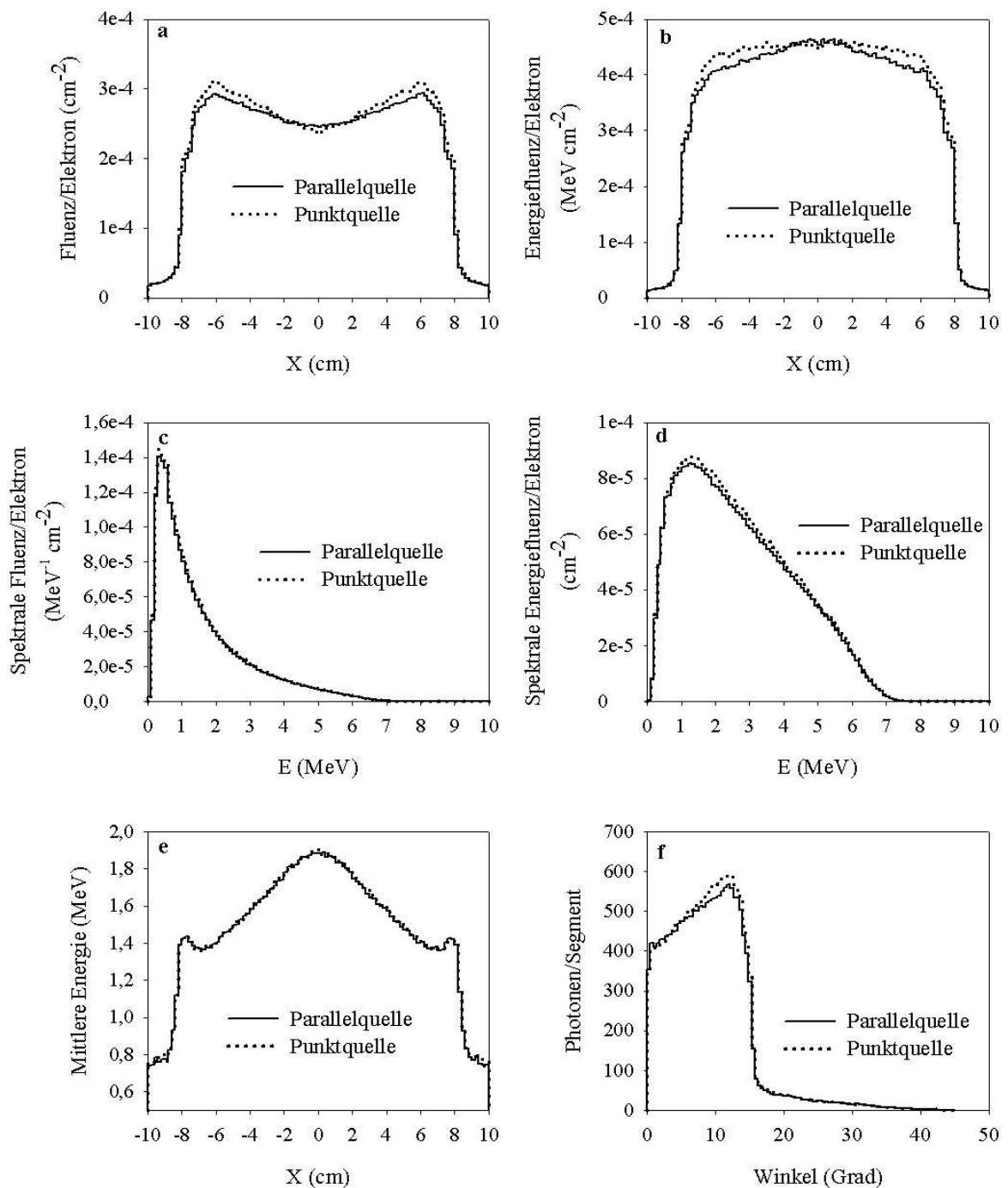


Abbildung 5.7 Vergleich der Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung zwischen parallel- und punktförmigen Elektronenquellen bei 6 MV Röntgenstrahlung; Fluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (a), Energiefluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (b), spektrale Fluenzverteilung (c), spektrale Energiefluenzverteilung (d), mittlere Energieverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (e) und Winkelverteilung (f)

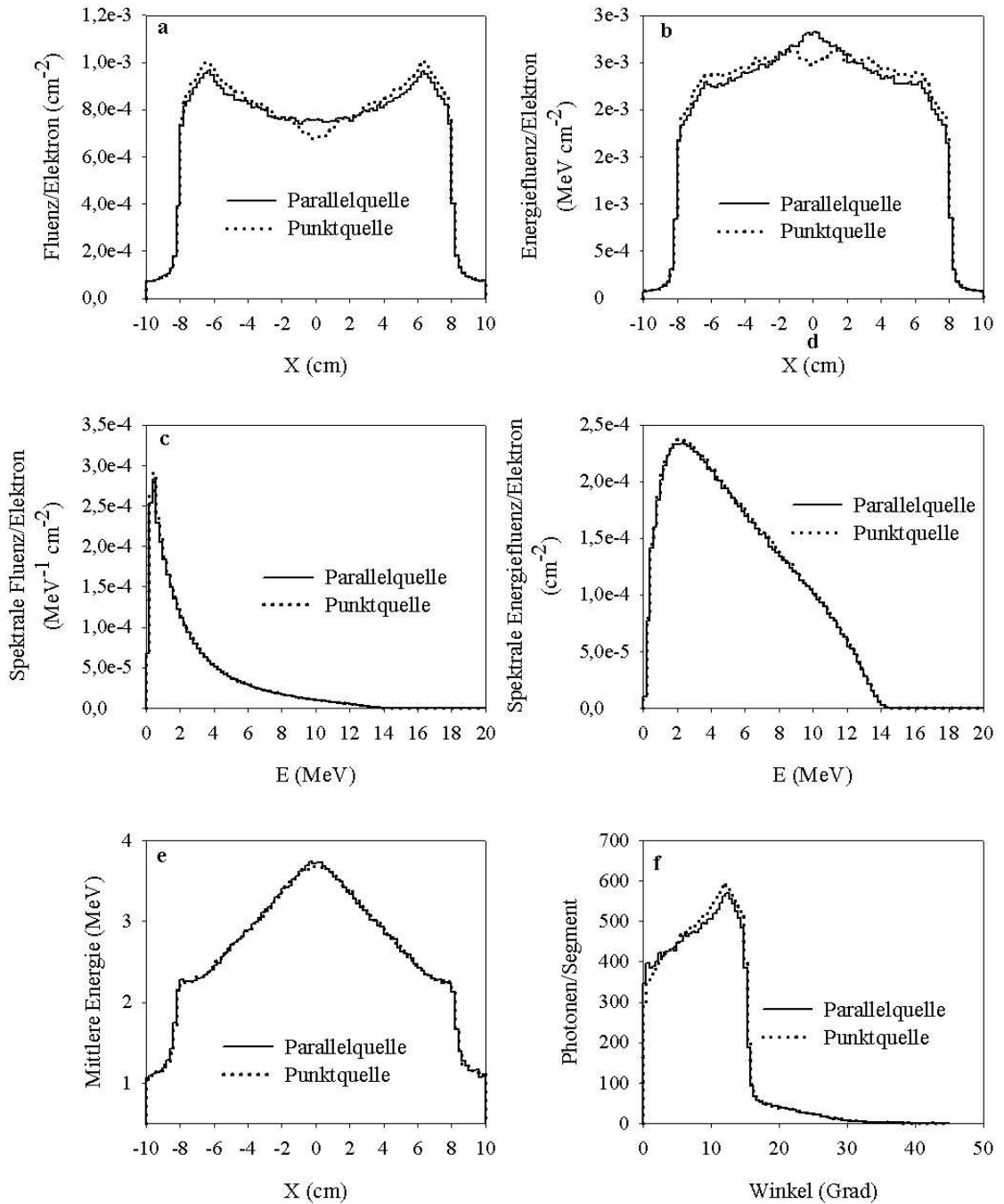


Abbildung 5.8 Vergleich der Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung zwischen parallel- und punktförmigen Elektronenquellen bei 15 MV Röntgenstrahlung; Fluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (a), Energiefluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (b), spektrale Fluenzverteilung (c), spektrale Energiefluenzverteilung (d), mittlere Energieverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (e) und Winkelverteilung (f)

Die Form der Elektronenquelle beeinflusst für beide Beschleunigerköpfe fast alle Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung. Die mittlere Energieverteilung ändert sich

nicht, da die Parameter der Elektronenenergie beider Modelle gleich waren. Es wurde schon vermutet, dass sich die Form der Elektronenquelle besonders stark auf Fluenz, auf Energiefluenz und auf Winkelverteilung der Photonen auswirkt. Bei der Punktquelle treffen nicht alle Elektronen senkrecht auf das Target. Dies verursacht eine Steigerung des Gradienten der Fluenzkurve (Abb. 5.7a und 5.8a) und des der Winkelverteilungskurve (Abb. 5.7f und 5.8f), die sich auch als abhängig vom Brennfleckdurchmesser erweisen. Spektrale Fluenz und spektrale Energiefluenz der parallelförmigen Elektronenquellen fallen langsam ab. Für 6 MV Röntgenstrahlung ist die deponierte Photonenenergie einer punktförmigen Elektronenquelle gleichmäßig verteilt (Abb. 5.7b). Bei 15 MV Röntgenstrahlung ist der Gradient der Energiefluenzkurve von der parallelförmigen Elektronenquelle steiler als von der punktförmigen. Bei 15 MV Röntgenstrahlung ist der Anteil der mit kleinem Winkel gestreuten Photonen bei der punktförmigen Elektronenquelle geringer als bei der parallelförmigen (Abb. 5.8a und 5.8f).

5.1.5 Variation des Brennfleckdurchmessers

Eine Änderung des Brennfleckdurchmessers beeinflusst die Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung stark. Zwei Größen des Brennfleckdurchmessers der Elektronenquelle (1 und 2 mm) werden festgesetzt. Für beide Beschleunigerköpfe (6 MV und 15 MV) werden die Elektronenquellen im Modell 5 und 6 beschrieben (siehe Tabellen 3.2 und 3.3).

Bei Variation des Brennfleckdurchmessers verändern sich außer der mittleren Energie fast alle Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung. Bei einem Brennfleckdurchmesser von 2 mm wird die Energie gleichmäßig auf das Auswertungsfeld verteilt. Man erkennt in Abbildung 5.9b für 6 MV Röntgenstrahlung bzw. in Abbildung 5.10b für 15 MV Röntgenstrahlung, dass die Energiefluenz bei einem Brennfleckdurchmesser von 2 mm flacher verläuft. Der Brennfleckdurchmesser spielt eine wichtige Rolle für die zunehmende Fluenz am Rand der Profile bei 6 MV Röntgenstrahlung (Abb. 5.9a) bzw. für die abnehmende Fluenz am Zentralstrahl der Profile bei 15 MV Röntgenstrahlung (Abb. 5.10a). Je größer der Brennfleckdurchmesser ist, desto höher ist die Fluenz in diesem Bereich. Der zunehmende Brennfleckdurchmesser verursacht auch eine Änderung der spektralen Fluenz und der spektralen Energiefluenz. Für 6 MV Röntgenstrahlung beeinflusst der Brennfleckdurchmesser die Winkelverteilung (Abb. 5.9f), nicht aber bei 15

MV Röntgenstrahlung (Abb. 5.10f). Der unterschiedliche Einfluss auf die Winkelverteilung ist möglicherweise auf das Verhalten der gestreuten Photonen zurückzuführen. Bei 15 MV Röntgenstrahlung beeinflusst die Änderung der Brennfleckdurchmesser den Winkel der gestreuten Photonen nicht.

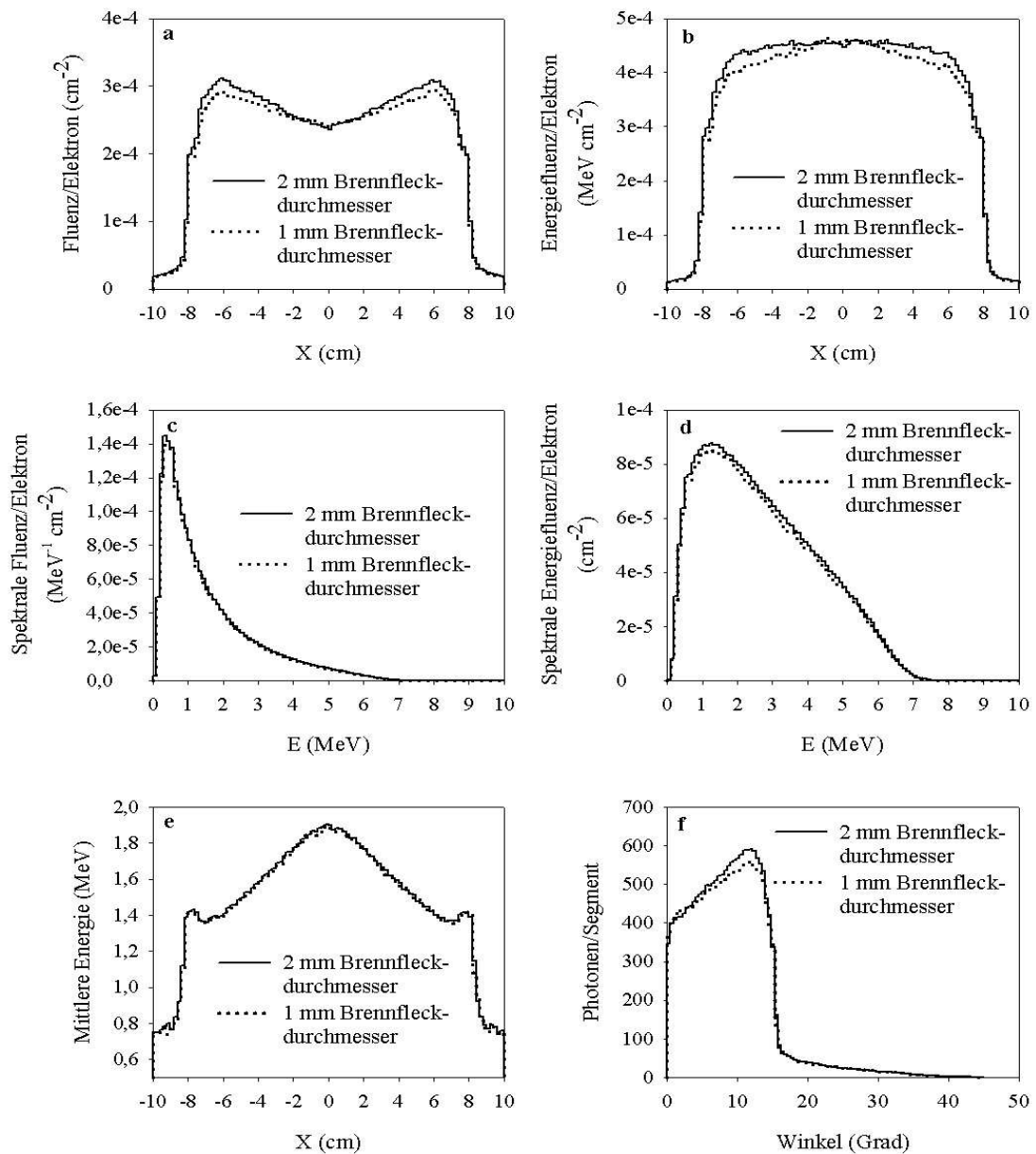


Abbildung 5.9 Vergleich der Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung zwischen Elektronenquellen mit verschiedenen Brennfleckdurchmessern bei 6 MV Röntgenstrahlung; Fluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (a), Energiefluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (b), spektrale Fluenzverteilung (c), spektrale Energiefluenzverteilung (d), mittlere Energieverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (e) und Winkelverteilung (f)

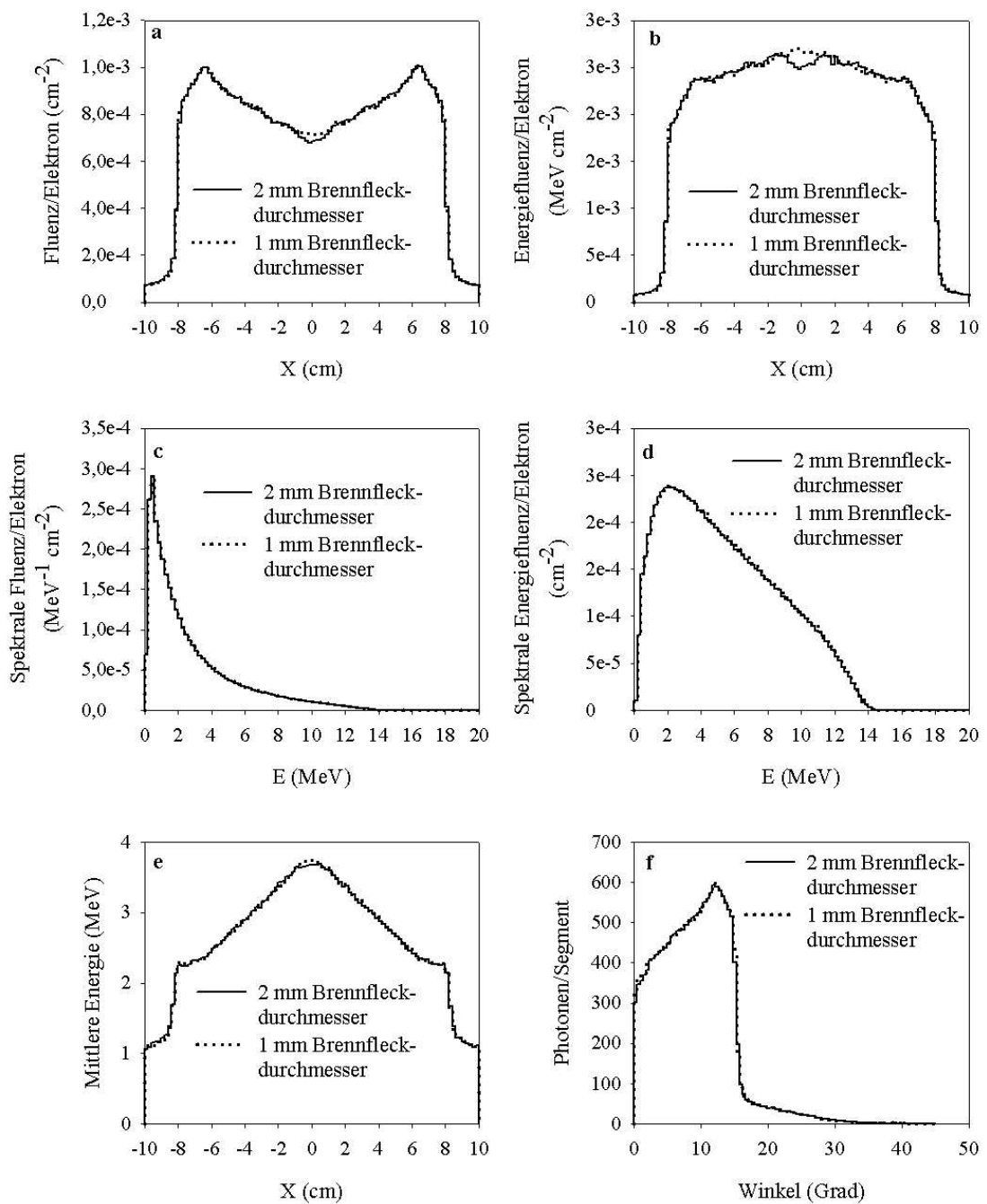


Abbildung 5.10 Vergleich der Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung zwischen Elektronenquellen mit verschiedenen Brennfleckdurchmessern bei 15 MV Röntgenstrahlung; Fluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (a), Energiefluenzverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (b), spektrale Fluenzverteilung (c), spektrale Energiefluenzverteilung (d), mittlere Energieverteilung in X-Richtung des Koordinatensystems (e) und Winkelverteilung (f)

5.2 Einfluss der Parameter der Elektronenquelle auf die Tiefendosisverteilung und die Querprofile

Die Effekte der Parameter der Elektronenquelle auf die Tiefendosisverteilung und auf die Querprofile werden in Simulationsrechnungen für Wasser untersucht. Die aus der Simulation des Blendensystems erzeugten Phasenraum-Dateien finden Verwendung. Die Feldgröße wird mit 10 cm x 10 cm und der Fokus Oberflächen-Abstand (FOA) mit 90 cm festgelegt. Die Querprofile werden für 1,5 cm Wassertiefe bei 6 MV Röntgenstrahlung bzw. 2,5 cm Wassertiefe bei 15 MV Röntgenstrahlung simuliert. Die Tiefendosisverteilung wird auf 1,5 cm Tiefe für 6 MV Röntgenstrahlung bzw. 2,5 cm Tiefe für 15 MV Röntgenstrahlung normiert, die Querprofile auf die Zentralachse ($X = 0$).

5.2.1 Variation der Energie monoenergetischer Elektronenquellen

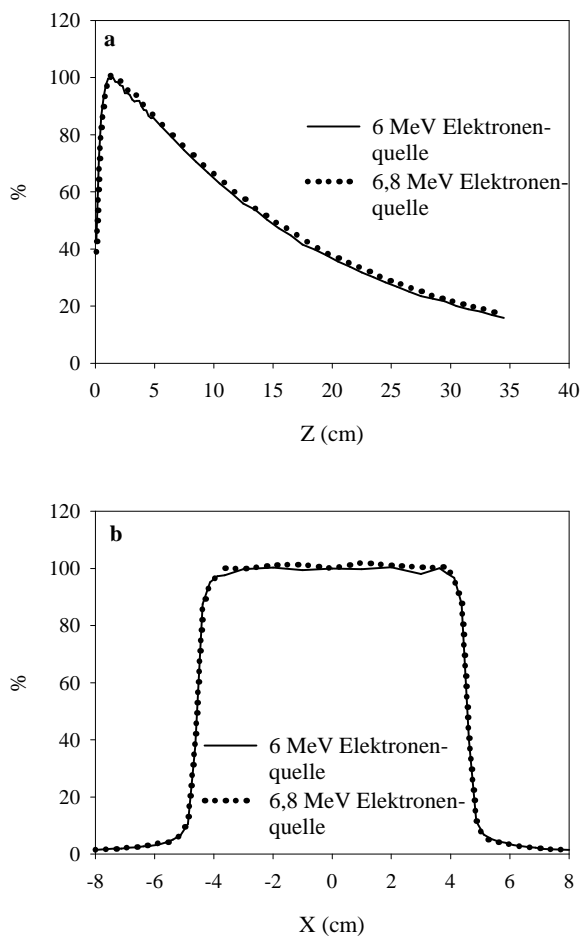


Abbildung 5.11 Vergleich der Tiefendosisverteilung (a) und der Querprofile (b) zwischen den monoenergetischen Elektronenquellen mit 6 MeV und 6,8 MeV

In der Abbildung 5.11 sind Tiefendosisverteilung und Querprofile für die 6 MeV bzw. 6.8 MeV monoenergetische Elektronenquelle dargestellt. Unterschiede zeigen sich in der Tiefendosisverteilung beider Modelle, nicht aber in den Querprofilen. Bei der Tiefendosisverteilungskurve wirkt sich die Elektronenenergie auf Tiefe und Breite des Dosismaximums aus. Die Dosis nach dem Dosismaximum beider Modelle nimmt in gleicher Weise ab.

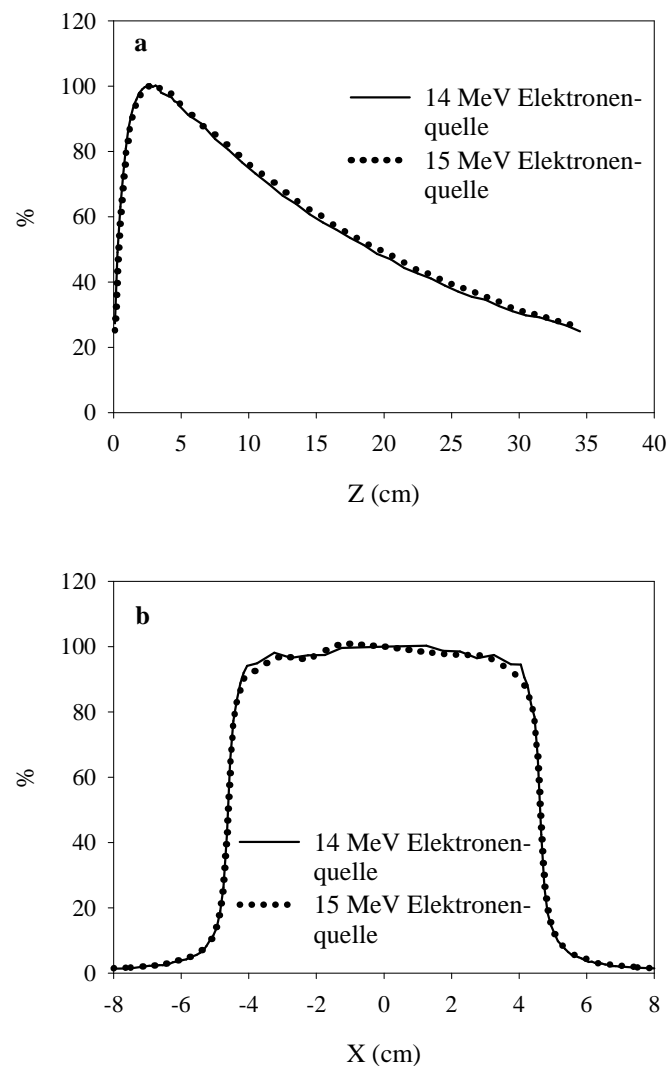


Abbildung 5.12 Vergleich der Tiefendosisverteilung (a) und der Querprofile (b) zwischen den monoenergetischen Elektronenquellen mit 14 MeV und 15 MeV

Bei 15 MV Röntgenstrahlung übt die Änderung der Elektronenenergie Einfluss auf Tiefendosisverteilung und Querprofile aus (Abb.5.12). Wie bei 6 MV Röntgenstrahlung bewirkt eine Variation der Elektronenenergie eine entsprechende Änderung der Tiefendosisverteilung. Größere Abweichungen werden in den Flanken der Querprofile gefunden, was auf den Aufhärtung-Effekt zurückzuführen ist.

5.2.2 Elektronenquellen mit monoenergetischem und mit normalverteiltem Energiespektrum

Im Vergleich zur Tiefendosisverteilung bei der monoenergetischen Elektronenquelle findet sich keine Änderung der Tiefendosisverteilung bei einer Elektronenquelle mit normalverteiltem Energiespektrum für 6 MV und 15 MV Röntgenstrahlung (Abb. 5.13 und Abb. 5.14). Diese Ergebnisse sind erwartet worden, weil die mittlere Energie des normalverteilten Energiespektrums der monoenergetischen Elektronenquelle entspricht. Der Effekt der höheren Energie auf die Tiefendosisverteilung wird aus Symmetriegründen beim Energiespektrum durch den entsprechenden Effekt der niedrigeren Energie auf die Tiefendosisverteilung ausgeglichen. In Abbildungen 5.3c und 5.4c ist die spektrale Fluenz beider Elektronenquellen kaum zu unterscheiden.

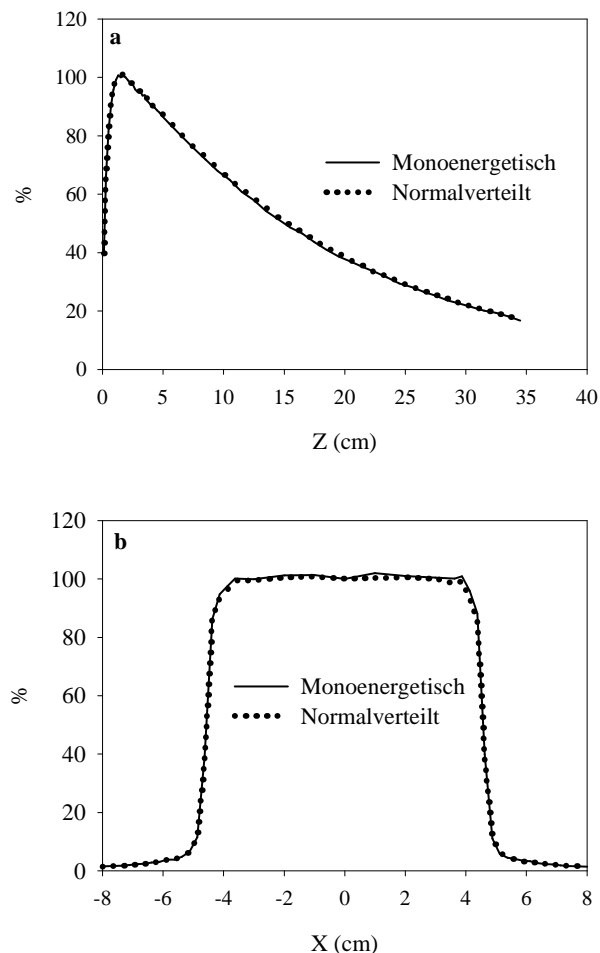


Abbildung 5.13 Vergleich der Tiefendosisverteilung (a) und der Querprofile (b) zwischen den Elektronenquellen mit monoenergetischem und mit normalverteiltem Energiespektrum bei 6 MV Röntgenstrahlung

Die Art der Elektronenenergie zeigt für 6 MV Röntgenstrahlung keinen Einfluss auf die Querprofile (Abb. 5.13). Abbildung 5.14 stellt die Unterschiede der Querprofile beider Arten der Elektronenenergie für 15 MV Röntgenstrahlung dar, vor allem an den Flanken. Die unterschiedlichen Ergebnisse zwischen 6 MV und 15 MV Röntgenstrahlung werden auf Fluenz und Energiefluenz beider Elektronenquellen zurückgeführt. Bei 6 MV Röntgenstrahlung sind die Abweichungen in der Mitte der Fluenz- und der Energiefluenzkurve kleiner als die bei 15 MV Röntgenstrahlung (Abb. 5.3a, 5.3b, 5.4a und 5.4b).

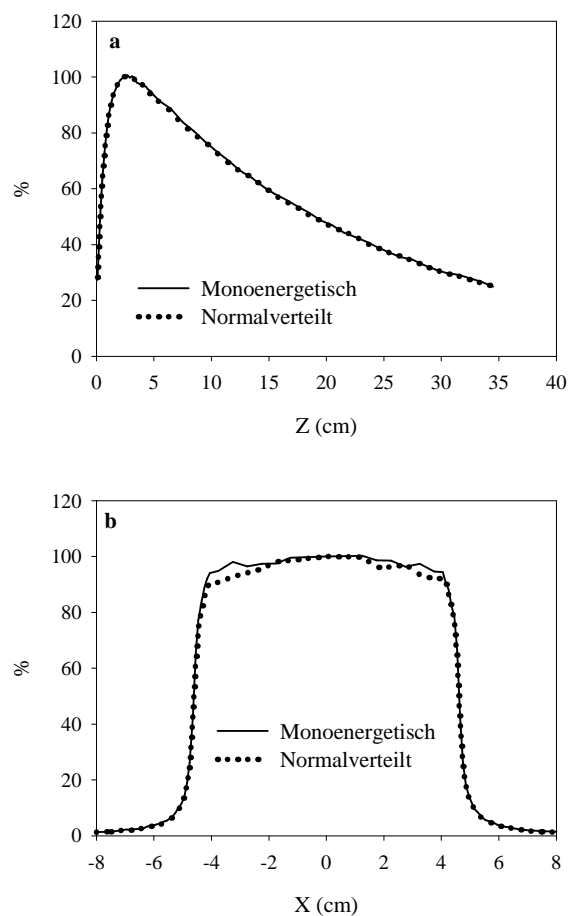


Abbildung 5.14 Vergleich der Tiefendosisverteilung (a) und der Querprofile (b) zwischen den Elektronenquellen mit monoenergetischem und mit normalverteiltem Energiespektrum bei 15 MV Röntgenstrahlung

5.2.3 Variation der Standardabweichung der Elektronenquellen bei normalverteiltem Energiespektrum

Weder auf die Tiefendosisverteilung noch auf die Querprofile bei 6 MV Röntgenstrahlung

wirkt sich die Änderung der Standardabweichung der Elektronenquelle mit normalverteiltem Energiespektrum aus. Abbildung 5.15 und 5.16 zeigen keinen Unterschied zwischen beiden Modellen in der Tiefendosisverteilung und bei den Querprofilen.

Auch bei 15 MV Röntgenstrahlung beeinflusst die Standardabweichung der Elektronenquelle mit normalverteiltem Energiespektrum die Tiefendosisverteilung nicht, wohl aber die Querprofile. An den Flanken der Querprofile zeigt sich die Abweichung zwischen beiden Modellen.

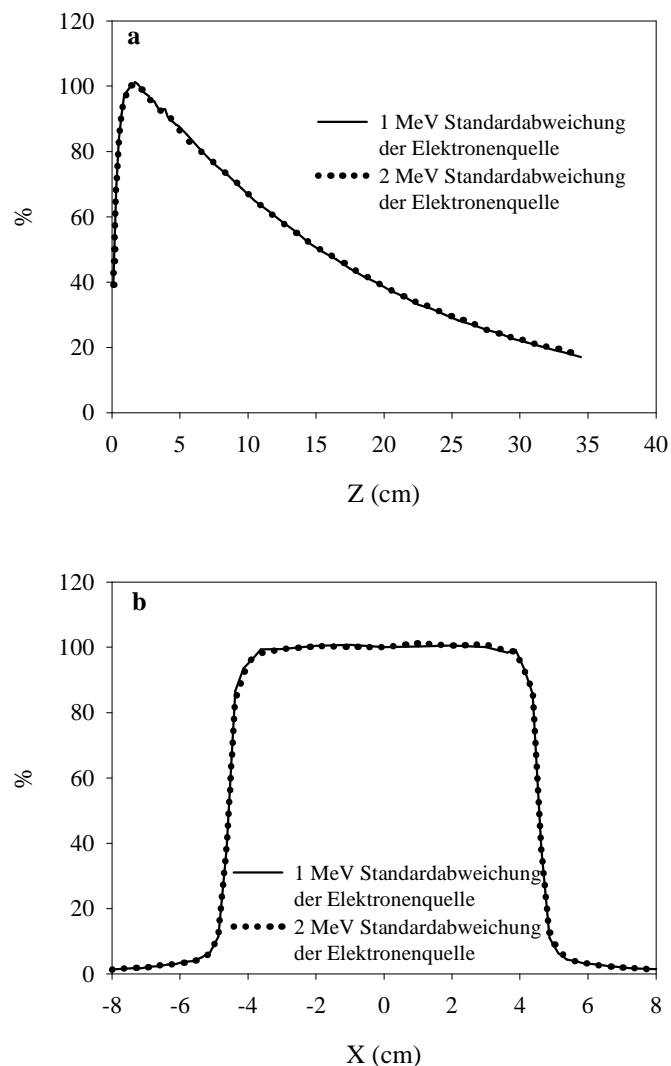


Abbildung 5.15 Vergleich der Tiefendosisverteilung (a) und der Querprofile (b) zwischen zwei Elektronenquellen mit normalverteiltem Energiespektrum bei 6 MV Röntgenstrahlung

Bei der Tiefendosisverteilung sind diese Ergebnisse durch die symmetrische Verteilung der Elektronenquellen zu erklären, wie obenstehend (5.2.2) diskutiert wurde. Die

Unterschiede zwischen den beiden Querprofilen bei 15 MV Röntgenstrahlung sind durch den Effekt der Standardabweichung auf die Fluenz und die Energiefluenz ausgelöst. Bei 15 MV Röntgenstrahlung zeigen sich die Abweichungen in der Fluenz und in der Energiefluenz, nicht aber bei 6 MV Röntgenstrahlung (Abb. 5.5a, 5.5b, 5.6a und 5.6b).

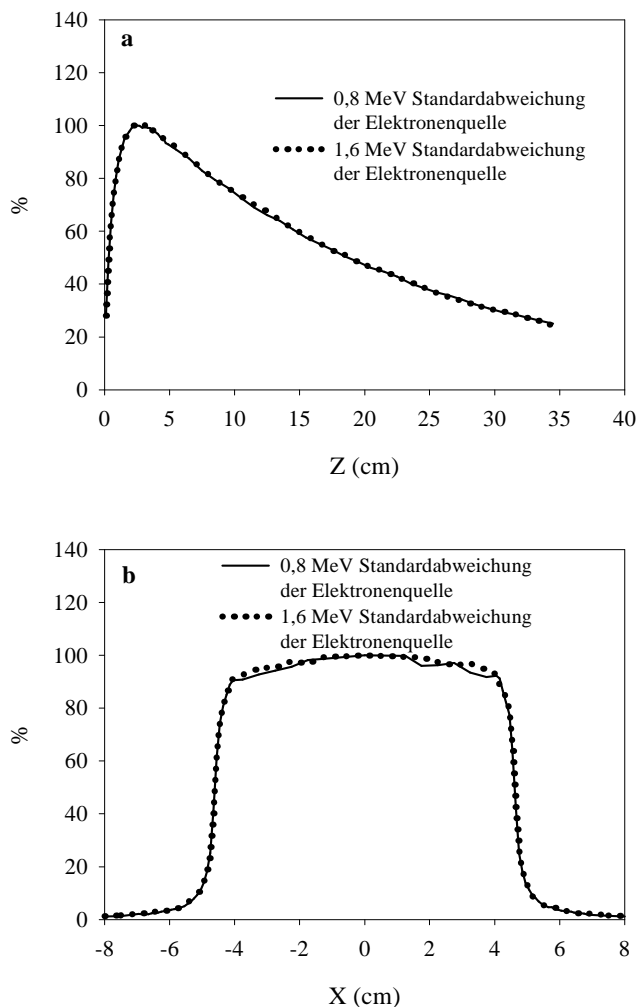


Abbildung 5.16 Vergleich der Tiefendosisverteilung (a) und der Querprofile (b) zwischen zwei Elektronenquellen mit normalverteiltem Energiespektrum bei 15 MV Röntgenstrahlung

5.2.4 Parallele und punktförmige Elektronenquellen

Wie bei den Eigenschaften der Teilchen wirkt die räumliche Gestalt der Elektronenquelle nur auf die Querprofile beider Beschleunigerköpfe ein. In den Querprofilen aus einer punktförmigen Elektronenquelle beider Beschleunigerköpfe findet sich in der Zentralachse ($x = 0\text{cm}$) ein Dosisseinbruch (Abb. 5.17 und 5.18): Bei 15 MV ist der Dosisseinbruch

breiter als bei 6 MV, und die Abweichungen zwischen beiden Modellen sind bei 15 MV deutlicher zu erkennen als bei 6 MV.

Bei allen Simulationen mit beiden Beschleunigerköpfen änderten sich die Tiefendosisverteilungen nicht, weil die Energie der Elektronenquelle für beide Modelle als gleich beschrieben wurde. Die Elektronen für beide Elektronenquellen weisen ein Energiespektrum mit Normalverteilung auf.

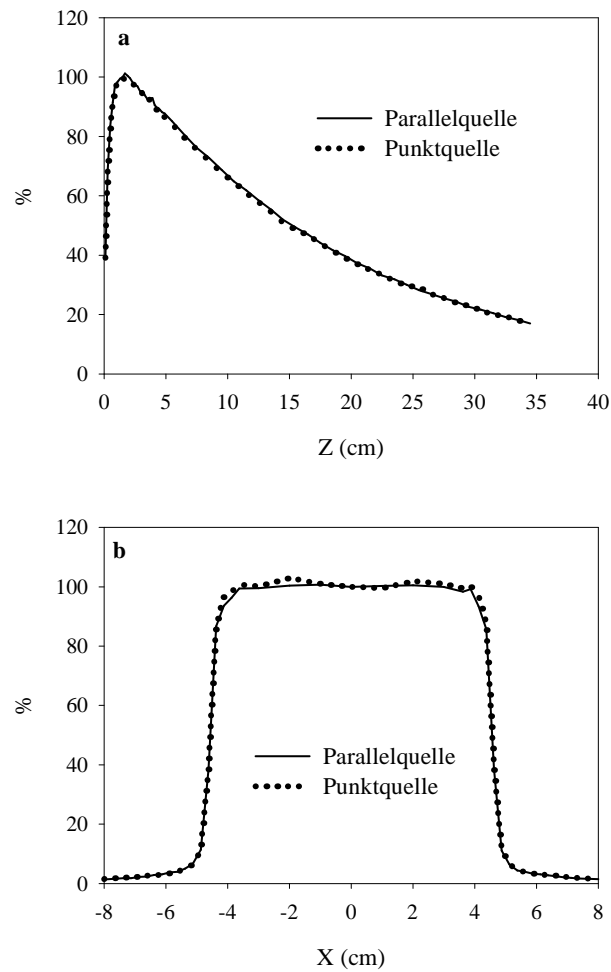


Abbildung 5.17 Vergleich der Tiefendosisverteilung (a) und der Querprofile (b) zwischen parallel- und punktförmigen Elektronenquellen bei 6 MV Röntgenstrahlung

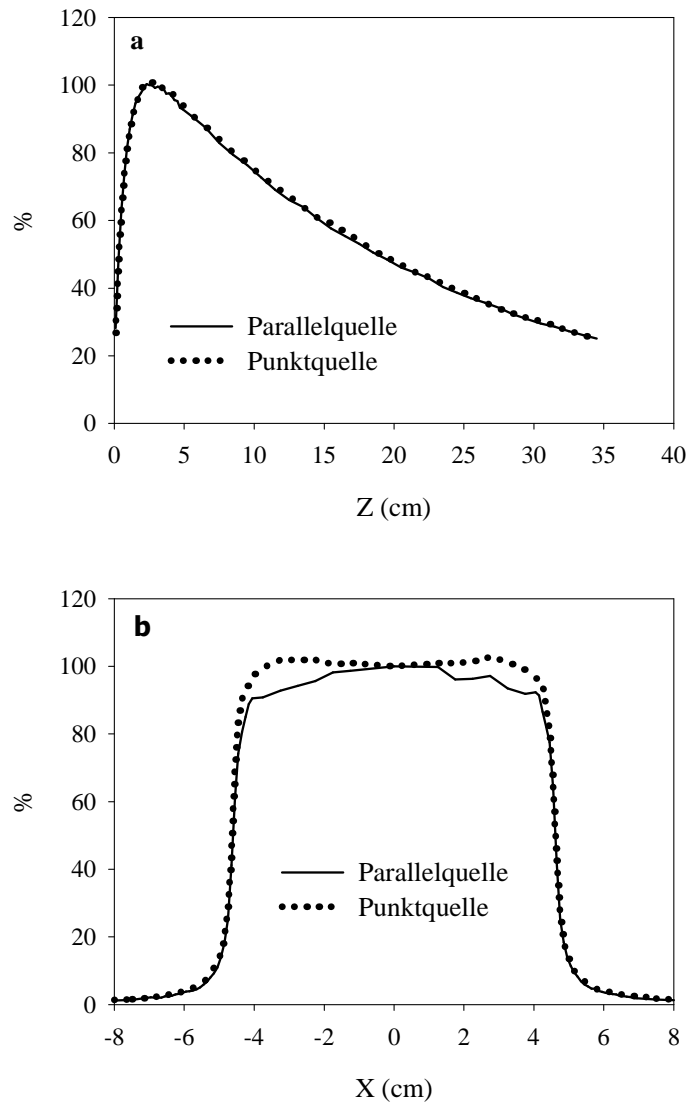


Abbildung 5.18 Vergleich der Tiefendosisverteilung (a) und der Querprofile (b) zwischen parallel- und punktförmigen Elektronenquellen bei 15 MV Röntgenstrahlung.

5.2.5 Variation des Brennfleckdurchmessers

Für 6 MV Röntgenstrahlung bewirkt eine Änderung der Abmessungen der Elektronenquelle keinen deutlichen Effekt auf Tiefendosisverteilungen und Querprofile (Abb. 5.19). Die Querprofile beider Modelle unterscheiden sich nur geringfügig in der Breite des Dosis einbruchs. Weil die laterale Bewegung der Elektronenbahn von der Zentralachse auf die Targetoberfläche kleiner als der Radius des Brennflecks ist, spielt seine Größe keine Rolle.

In dieser Arbeit spielt der Brennfleckdurchmesser eine wichtige Rolle bei dem Querprofil für 15 MV Röntgenstrahlung, weil die laterale Bewegung der Elektronenbahn zwischen den verwendeten Brennfleckdurchmessern liegt. Abbildung 5.20 zeigt den Unterschied in den Querprofilen beider Modelle. Wie schon bei 6 MV erzielte bei 15 MV Röntgenstrahlung eine Änderung des Brennfleckdurchmessers keine Abweichung bei der Tiefendosisverteilung.

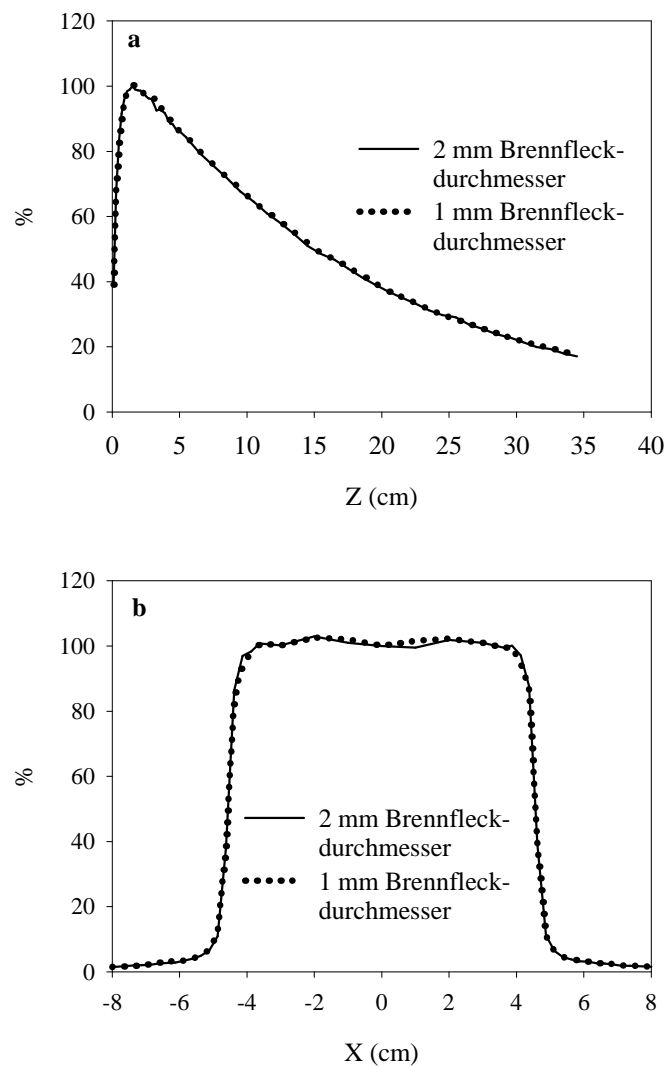


Abbildung 5.19 Vergleich der Tiefendosisverteilung (a) und der Querprofile (b) zwischen Elektronenquellen mit zwei Brennfleckdurchmessern bei 6 MV Röntgenstrahlung

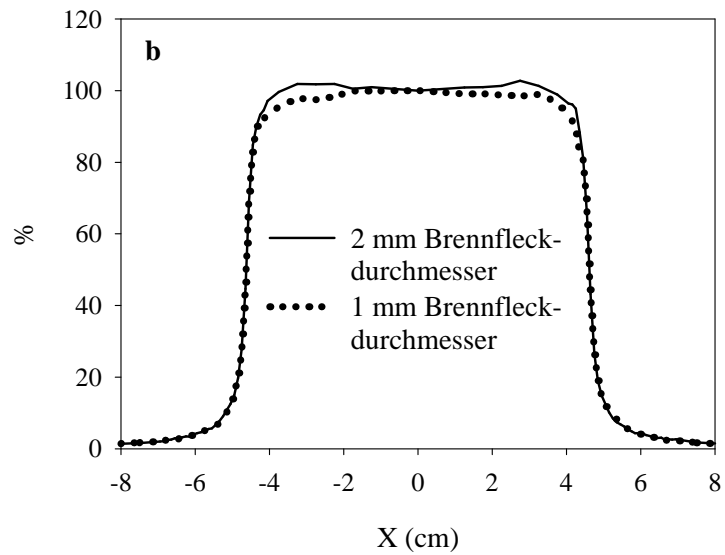
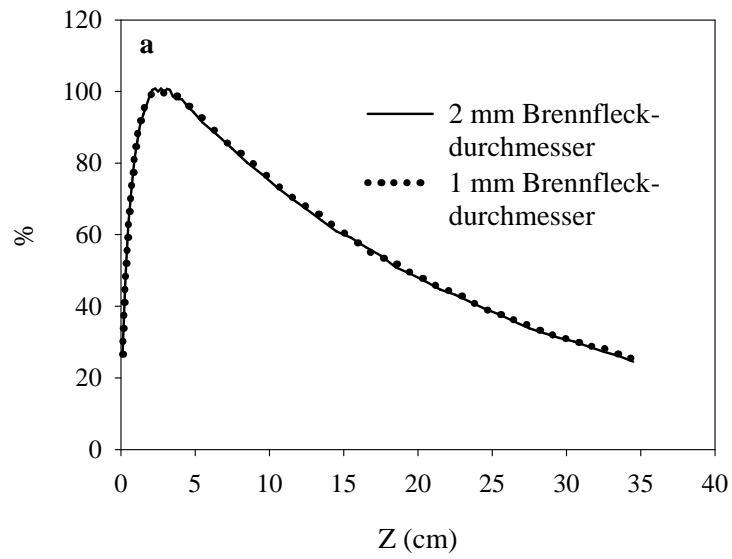


Abbildung 5.20 Vergleich der Tiefendosisverteilung (a) und der Querprofile (b) zwischen Elektronenquellen mit zwei Brennfleckdurchmessern bei 15 MV Röntgenstrahlung

Kapitel 6

Optimales Modell für den Beschleunigerkopf

Der Vergleich zwischen den gemessenen und simulierten Tiefendosisverteilungen und den Querprofilen führt zur Suche nach dem optimalen Modell eines Beschleunigerkopfes. Die Parameter des Modells, dessen Tiefendosisverteilung und Querprofile gut mit den gemessenen Werten übereinstimmen, gelten als optimales Modell. Als Feldgröße wurden 10 cm x 10 cm für die Tiefendosisverteilung beider Röntgenstrahlungen und die Querprofile der 15 MV Röntgenstrahlung festgelegt. Für 6 MV wurden die Querprofile bei 20 cm x 20 cm Feldgröße gemessen und simuliert, weil sich die bei fast allen Beschleunigerkopfmodellen simulierten Querprofile bei 10 cm x 10 cm Feldgröße kaum unterschieden, wie schon im Kapitel 5.2 erläutert.

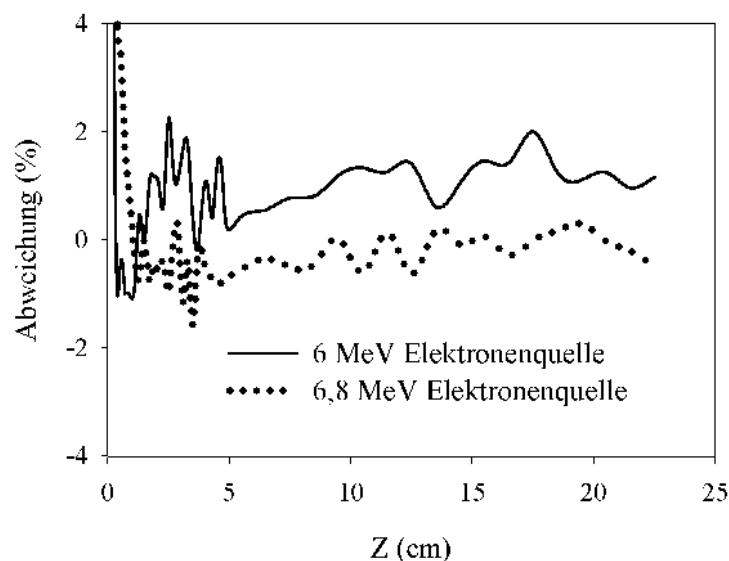


Abbildung 6.1 Abweichungen zwischen gemessenen und mit monoenergetischen Elektronenquellen simulierten Tiefendosisverteilungen bei 6 MV Röntgenstrahlung

Die Tiefendosisverteilungen wurden zuerst betrachtet. Wie schon in 5.2 diskutiert, beeinflusst die Elektronenenergie die Tiefendosisverteilung. Deswegen wurden nur die simulierten Tiefendosisverteilungen von Modell 1 und 2 für beide Beschleunigerköpfe mit den gemessenen verglichen. In Abbildung 6.1 werden die Abweichungen zwischen den gemessenen und simulierten Tiefendosisverteilungen für 6 MV Röntgenstrahlung beider

Modelle dargestellt. Die bei einer monoenergetischen Elektronenquelle von 6,8 MeV simulierte Tiefendosisverteilung stimmte mit der gemessenen besser überein als bei 6 MeV. Ihre Abweichungen liegen unter 2 %. Für 15 MV Röntgenstrahlung waren die Abweichungen bei 14 MeV geringer als bei 15 MeV (Abb. 6.2). Aus diesem Grund wurde als Elektronenenergie 14 MeV für 15 MV Röntgenstrahlung verwendet, bzw. 6,8 MeV für 6 MV Röntgenstrahlung.

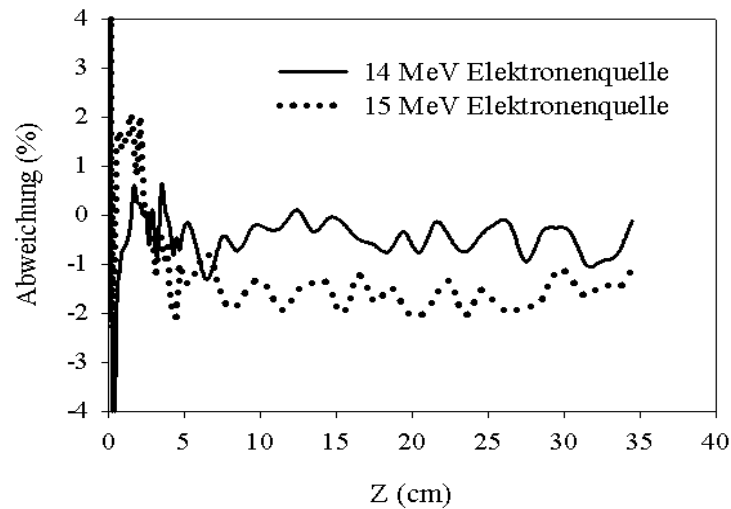


Abbildung 6.2 Abweichungen zwischen gemessenen und mit monoenergetischen Elektronenquellen simulierten Tiefendosisverteilungen bei 15 MV Röntgenstrahlung

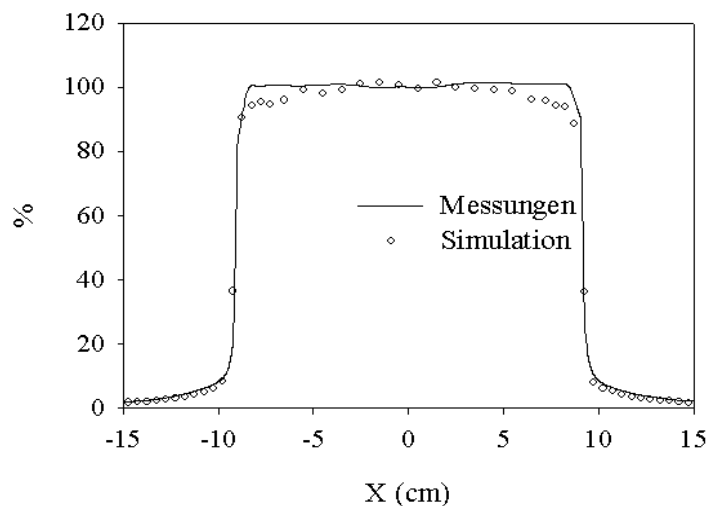


Abbildung 6.3 Gemessene und mit einer 6,8 MeV monoenergetischen Elektronenquelle simulierte Querprofile in 1,5 cm Wassertiefe bei 6 MV Röntgenstrahlung

Weder für 6 MV- noch für 15 MV Röntgenstrahlung stimmen die mit monoenergetischem

und mit normalverteiltem Energiespektrum simulierten Querprofile mit den gemessenen überein, besonders an den Kanten der Querprofile (Abb. 6.3, 6.4, 6.5 und 6.6). Dies zeigt, dass die monoenergetische und die Elektronenquelle mit normalverteiltem Energiespektrum die gleichen Einflüsse auf die Querprofile haben. Hier wurde die Elektronenquelle mit normalverteiltem Energiespektrum für das optimale Modell übernommen, weil die im Beschleunigerkopf erzeugten Elektronen in der Realität nicht alle die gleiche Energie besitzen. Eine Elektronenquelle mit normalverteiltem Energiespektrum beschreibt eine wirkliche Elektronenquelle des Linearbeschleuniger besser als eine monoenergetische Elektronenquelle.

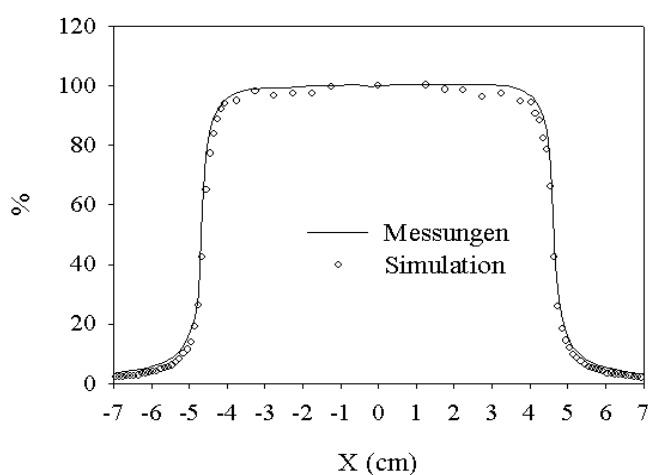


Abbildung 6.4 Gemessene und mit 14 MeV monoenergetischer Elektronenquelle simulierte Querprofile in 2,5 cm Wassertiefe bei 15 MV Röntgenstrahlung

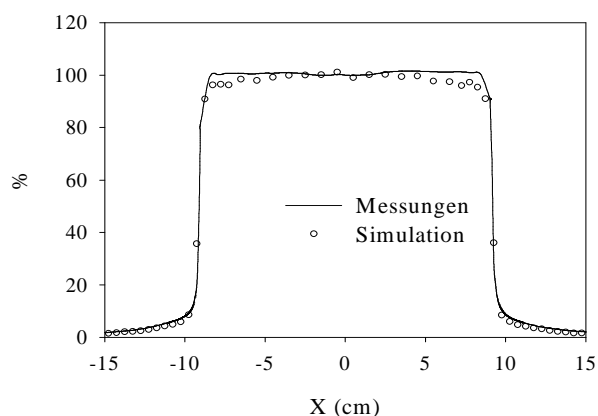


Abbildung 6.5 Gemessene und simulierte Querprofile in 1,5 cm Wassertiefe bei 6 MV Röntgenstrahlung. Parameter der parallelförmigen Elektronenquelle: mittlere Energie = 6,8 MeV, Standardabweichung des Energiespektrums = 1 MeV

Die Änderung der Standardabweichung des normalverteilten Energiespektrums beeinflusst nicht die Querprofile für 6 MV Röntgenstrahlung, jedoch die bei 15 MV. An den Kanten der Querprofile finden sich die größten Abweichungen zwischen den simulierten und den gemessenen Querprofilen beider Röntgenstrahlungen (Abb. 6.7 und 6.8).

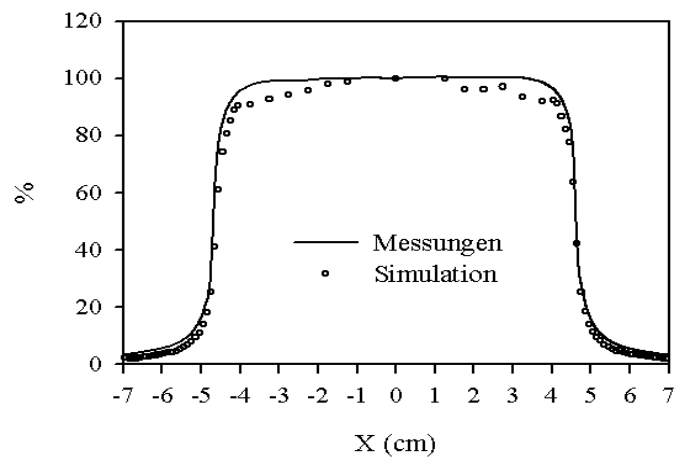


Abbildung 6.6 Gemessene und simulierte Querprofile in 2,5 cm Wassertiefe bei 15 MV Röntgenstrahlung. Parameter der parallelförmigen Elektronenquelle: mittlere Energie = 14 MeV, Standardabweichung des Energiespektrums = 0,8 MeV

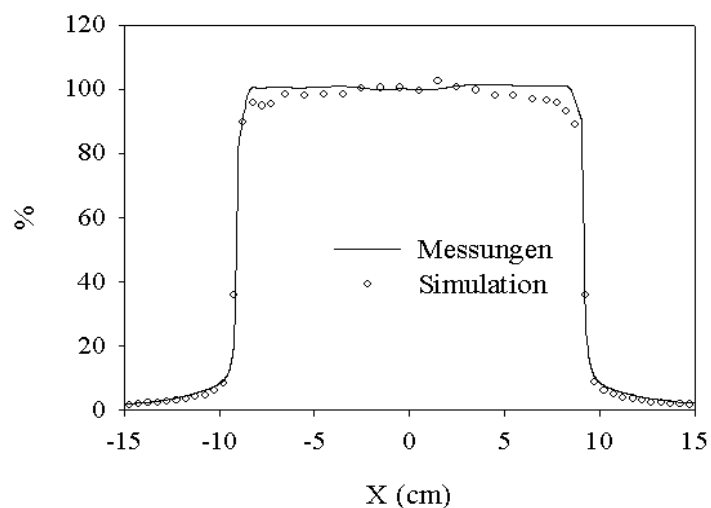


Abbildung 6.7 Gemessene und simulierte Querprofile in 1,5 cm Wassertiefe bei 6 MV Röntgenstrahlung. Parameter der parallelförmigen Elektronenquelle: mittlere Energie = 6,8 MeV, Standardabweichung des Energiespektrums = 2 MeV

Zu einer Verbesserung der simulierten Querprofile kommt es, wenn man die Form der Elektronenquelle ändert. Abbildung 6.9 zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den mit der punktförmigen Elektronenquelle simulierten Querprofilen und den gemessenen für 6 MV Röntgenstrahlung. Obwohl die mit der punktförmigen Elektronenquelle simulierten Querprofile mit den gemessenen für 15 MV Röntgenstrahlung nicht so gut übereinstimmen, zeigt dieser Vergleich bessere Ergebnisse als der Vergleich zwischen den mit parallelförmiger Elektronenquelle simulierten Querprofilen und den gemessenen. Aus diesem Grund wurde hier die punktförmige Elektronenquelle als optimales Modell des Beschleunigerkopfes verwendet.

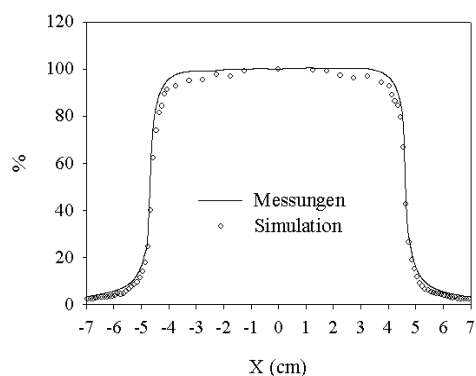


Abbildung 6.8 Gemessene und simulierte Querprofile in 2,5 cm Wassertiefe bei 15 MV Röntgenstrahlung. Parameter der parallelförmigen Elektronenquelle: mittlere Energie = 14 MeV, Standardabweichung des Energiespektrums = 1,6 MeV

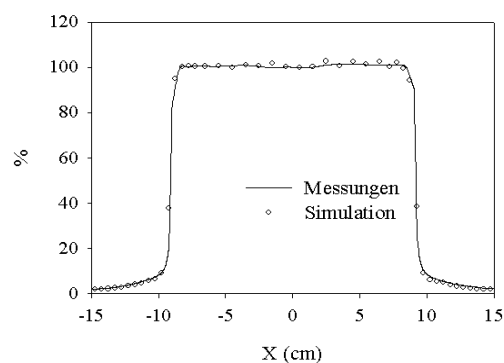


Abbildung 6.9 Gemessene und simulierte Querprofile in 1,5 cm Wassertiefe bei 6 MV Röntgenstrahlung. Parameter der punktförmigen Elektronenquelle: mittlere Energie = 6,8 MeV, Standardabweichung des Energiespektrums = 1 MeV, Brennfleckdurchmesser = 2 mm

Als letzter Parameter der Elektronenquelle wurde der Brennfleckdurchmesser untersucht. Für 6 MV Röntgenstrahlung verschlechtern sich die Ergebnisse beim Vergleich zwischen den simulierten und den gemessenen Querprofilen, wenn der Brennfleckdurchmesser von 2 mm auf 1 mm verkleinert wurde (Abb. 6.11). Im Gegensatz dazu verbesserte diese Änderung die entsprechenden Ergebnisse bei 15 MV Röntgenstrahlung. Die mit dem 1 mm Brennfleckdurchmesser simulierten Querprofile stimmten mit den gemessenen gut überein (Abb. 6.12).

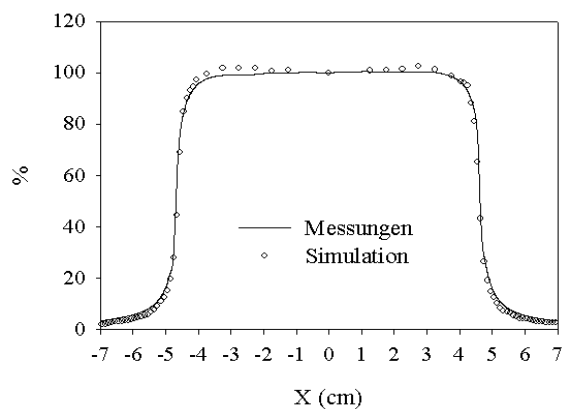


Abbildung 6.10 Gemessene und simulierte Querprofile in 2,5 cm Wassertiefe bei 15 MV Röntgenstrahlung. Parameter der punktförmigen Elektronenquelle: mittlere Energie = 14 MeV, Standardabweichung des Energiespektrums = 0,8 MeV, Brennfleckdurchmesser = 2 mm

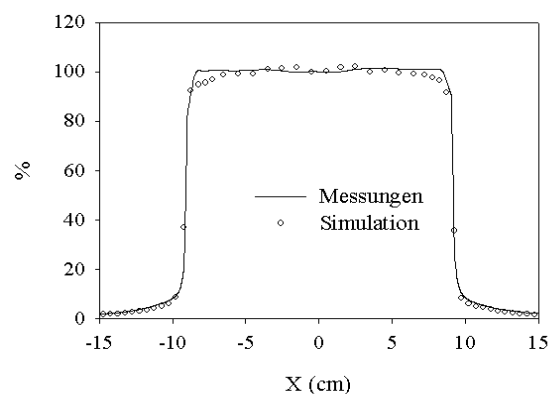


Abbildung 6.11 Gemessene und simulierte Querprofile in 1,5 cm Wassertiefe bei 6 MV Röntgenstrahlung. Parameter der punktförmigen Elektronenquelle: mittlere Energie = 6,8 MeV, Standardabweichung des Energiespektrums = 1 MeV, Brennfleckdurchmesser = 1 mm

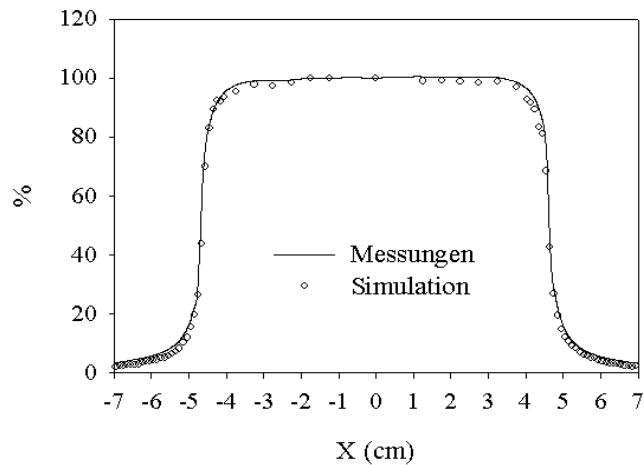


Abbildung 6.12 Gemessene und simulierte Querprofile in 2,5 cm Wassertiefe bei 15 MV Röntgenstrahlung. Parameter der punktförmigen Elektronenquelle: mittlere Energie = 14 MeV, Standardabweichung des Energiespektrums = 0,8 MeV, Brennfleckdurchmesser = 1 mm

In Tabelle 6.1 werden die Eigenschaften des optimalen Modells für beide Energien der Linearbeschleuniger zusammengestellt. Die beiden optimalen Modelle unterscheiden sich im Brennfleckdurchmesser, was möglicherweise auf die Magnetumlenkung in der Beschleunigermaschine zurückzuführen ist [25].

Tabelle 6.1 Parameter der Elektronenquellen für das optimale Modell

	6 MV	15 MV
Mittlere Energie	6,8 MeV	14 MeV
Standardabweichung	1,0 MeV	0,8 MeV
Form der Quelle	Punktförmige Quelle	Punktförmige Quelle
Brennfleckdurchmesser	2 mm	1 mm

Kapitel 7

Weitere Verifikation der optimalen Modelle des Beschleunigerkopfes

In diesem Kapitel werden die optimalen Modelle des Beschleunigerkopfes weiter untersucht. Zunächst werden die Messergebnisse im Wasserphantom und die Resultate der mit dem optimalen Modell des Beschleunigerkopfes durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen bei verschiedenen Feldgrößen aufgezeigt. Zusätzlich werden die simulierten Querprofile eines unregelmäßigen Feldes mit den gemessenen verglichen. Schließlich wird der Effekt der Elektronenkontamination auf die Tiefendosisverteilung und die Querprofile des optimalen Modells dargestellt.

7.1 Vergleich von Simulationsrechnungen des optimalen Modells des Beschleunigerkopfes mit Messungen im Wasserphantom

Um zu zeigen, dass auch bei verschiedenen Feldgrößen die Simulationsrechnungen des optimalen Modells des Beschleunigerkopfes mit den Messungen gut übereinstimmen, wurde das Wasserphantom bei der entsprechenden Feldgröße bestrahlt. Teile der Arbeit wurden in einem Artikel der Zeitschrift für Medizinische Physik veröffentlicht (Anhang A) [26].

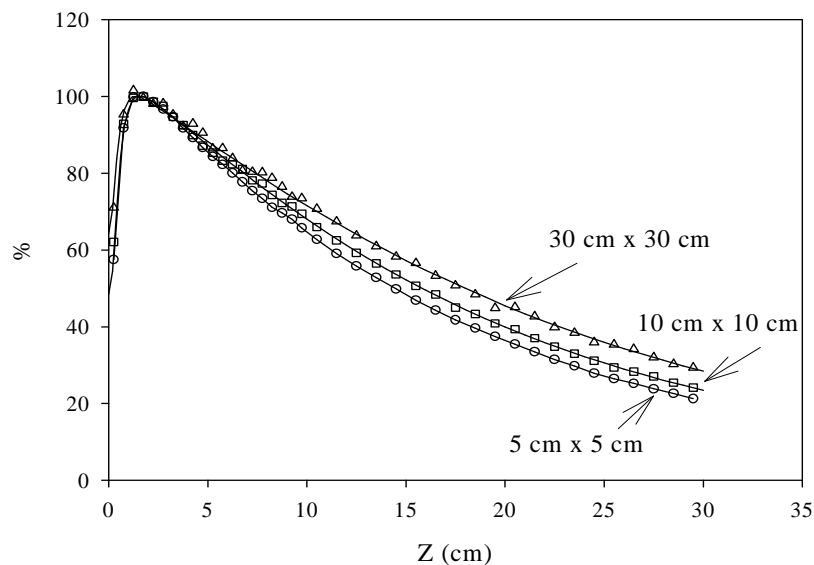


Abbildung 7.1 Gemessene und simulierte Tiefendosisverteilungen bei drei Feldgrößen für 6 MV Röntgenstrahlung

Die Feldgrößenabhängigkeit der Tiefendosisverteilungen ist in den Abbildungen 7.1 und 7.2 deutlich zu erkennen. Die simulierten Tiefendosisverteilungen stimmen mit den gemessenen Kurven gut überein. Der Dosisgradient im abfallenden Bereich nimmt mit der Feldgröße ab. Bei der niederenergetischen Strahlungsqualität (6 MV), ist die Abnahme des Dosisgradienten am deutlichstem zu beobachten, was auf die Streuung im Phantom zurückzuführen ist.

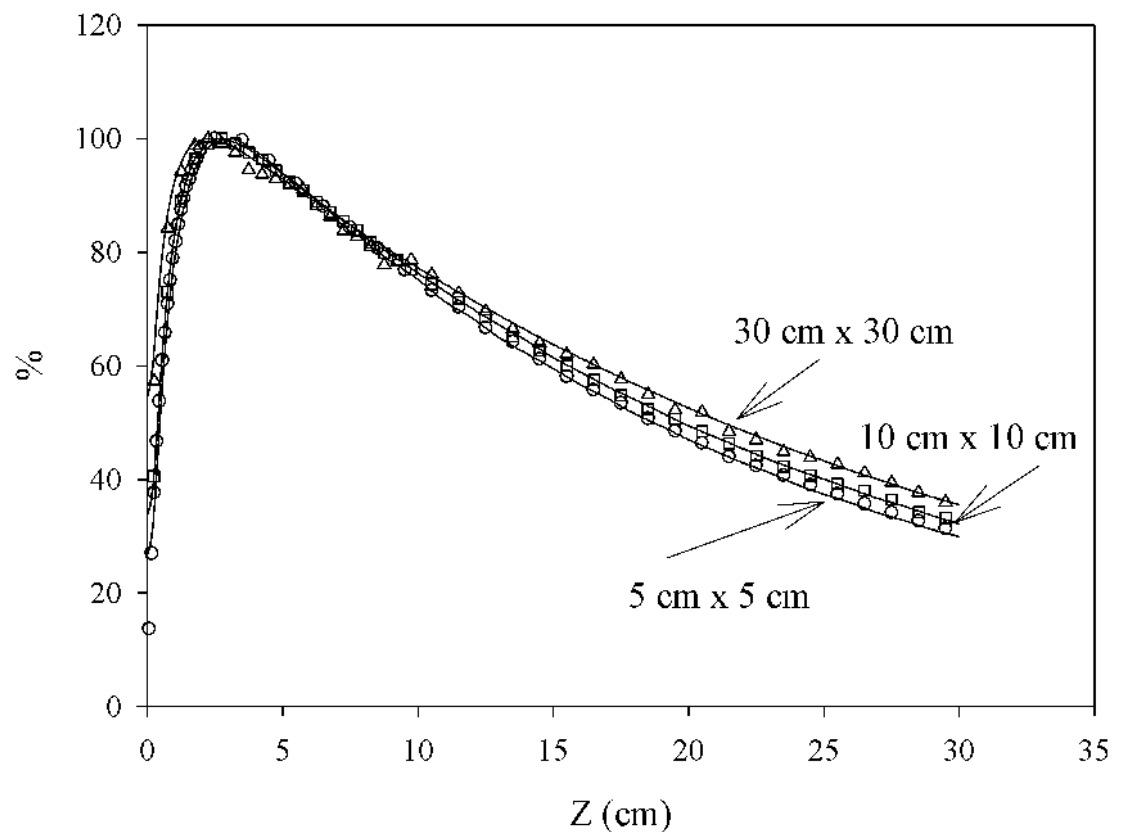


Abbildung 7.2 Gemessene und simulierte Tiefendosisverteilungen bei drei Feldgrößen für 15 MV Röntgenstrahlung

Die Abbildungen 7.3a und 7.4a zeigen die simulierten und gemessenen x-Querprofile bei den Feldgrößen 5 cm x 5 cm, 10 cm x 10 cm sowie 30 cm x 30 cm. Hier stimmen die simulierten und gemessenen x-Querprofile gut miteinander überein. Die Statistik der simulierten x-Querprofile wird mit zunehmender Feldgröße schlechter, weil die simulierten Teilchen bei größeren Feldern auch auf eine entsprechend größere Fläche verteilt werden müssen. Das ergibt sich aus dem Vergleich zwischen den simulierten und gemessenen y-Querprofilen (Abb.7.3b und 7.4b). In der Regel werden jedoch typische klinische Anwendungen für eine Simulation Bestrahlungen mit kleinen Feldern sein.

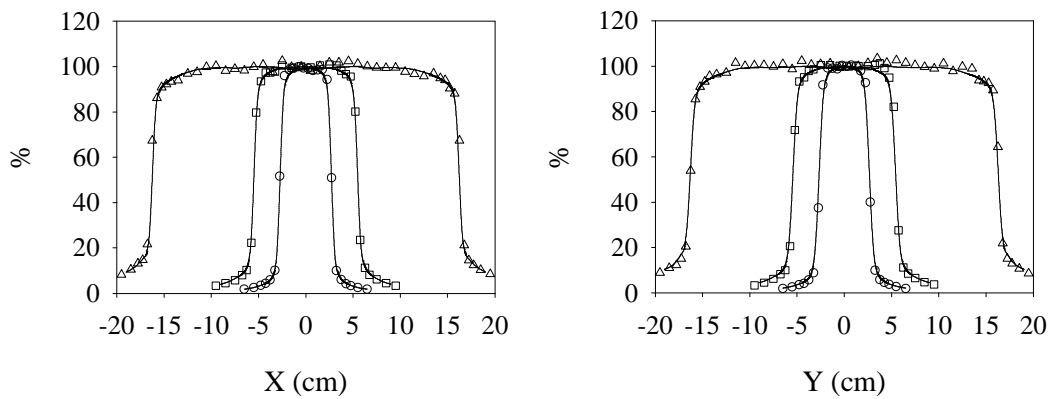


Abbildung 7.3 Gemessene und simulierte Querprofile bei drei Feldgrößen in 10 cm Tiefe für 6 MV Röntgenstrahlung

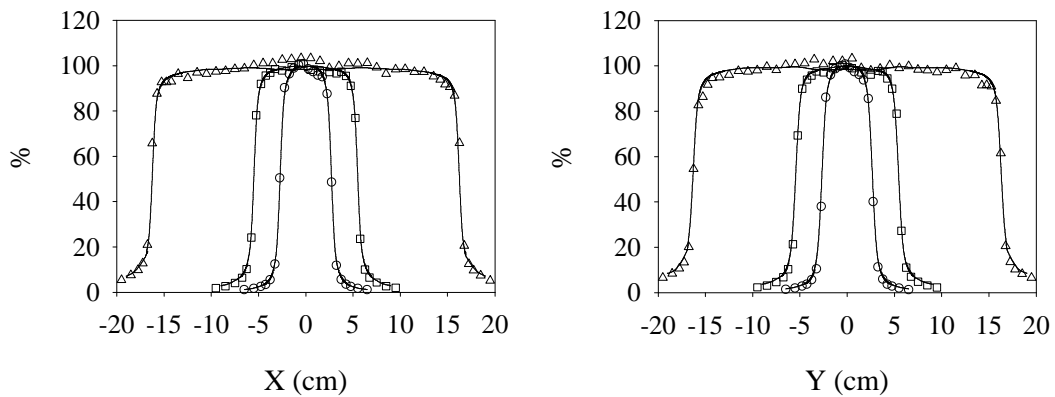


Abbildung 7.4 Gemessene und simulierte Querprofile bei drei Feldgrößen in 10 cm Tiefe für 15 MV Röntgenstrahlung

Die Genauigkeit der Abmessungen der gekrümmten Lamellenenden kann besonders gut anhand eines unregelmäßigen Feldes untersucht werden. Die simulierten Querprofile zeigten sowohl in x- als auch y-Richtung eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Querprofilen, besonders für 6 MV Röntgenstrahlung. In Abbildungen 7.5 und 7.6 wird deutlich, dass diese bei beiden Querprofilen ca. 2% bzw. 1 mm betragenden Abweichungen an den Rändern der Querprofile zu finden sind.

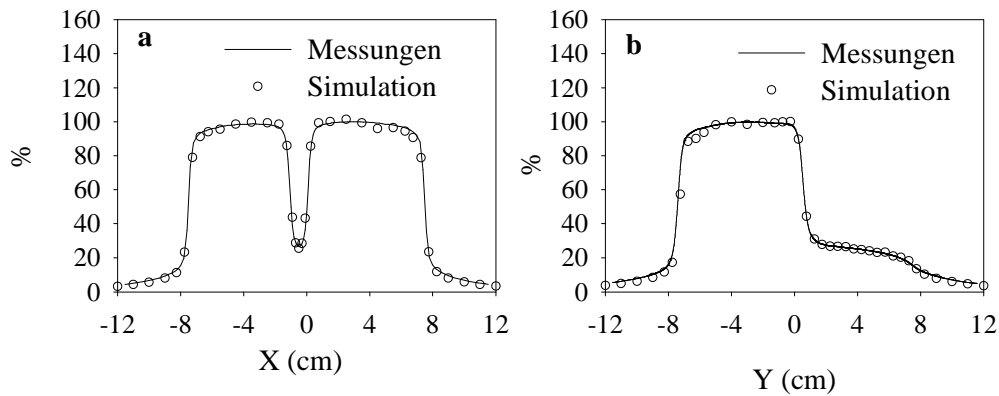


Abbildung 7.5 Gemessene und simulierte Querprofile bei unregelmäßigen Feldgrößen in 10 cm Tiefe für 6 MV Röntgenstrahlung

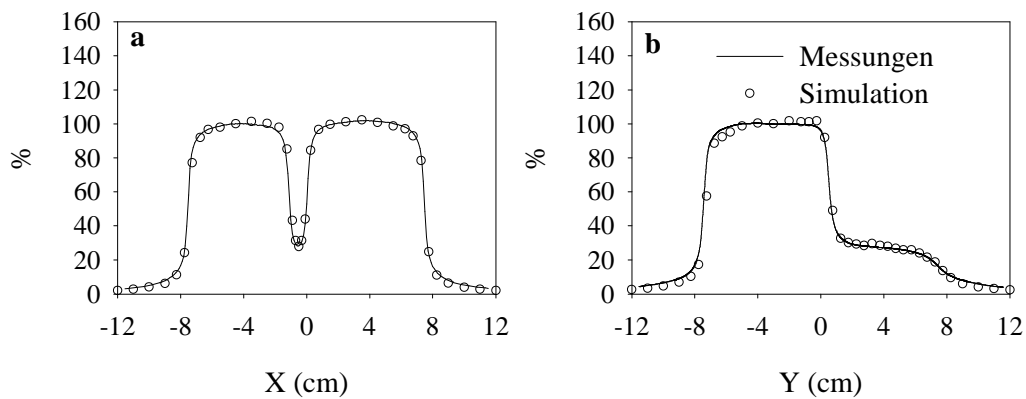


Abbildung 7.6 Gemessene und simulierte Querprofile bei unregelmäßigen Feldgrößen in 10 cm Tiefe für 15 MV Röntgenstrahlung

7.2 Auswirkung der Elektronenkontamination auf die Dosisverteilung des optimalen Modells des Beschleunigerkopfes

Als Elektronenkontamination werden die im Beschleunigerkopf erzeugten Sekundärelektronen bezeichnet. Sie beeinflussen den Dosisaufbaueffekt am Patienten bzw. an der Phantomoberfläche. Der Effekt der Elektronenkontamination ist für jeden einzelnen Beschleunigerkopf unterschiedlich. In dieser Arbeit wird die Auswirkung auf die Tiefendosisverteilung und die Querprofile untersucht. Mit Hilfe des DOSXYZ-Codes wurden drei Arten der Simulationsrechnung im Wasserphantom durchgeführt. Bei der ersten wurden alle Teilchen verwendet, bei der zweiten nur die Photonen und bei der

dritten nur die Elektronen. Die Feldgröße für diese Simulationsrechnungen betrug 10 cm x 10 cm. Die Querprofile wurden in der Tiefe des Dosismaximums von 1,5 cm für 6 MV Röntgenstrahlung bzw. von 2,5 cm für 15 MV dargestellt.

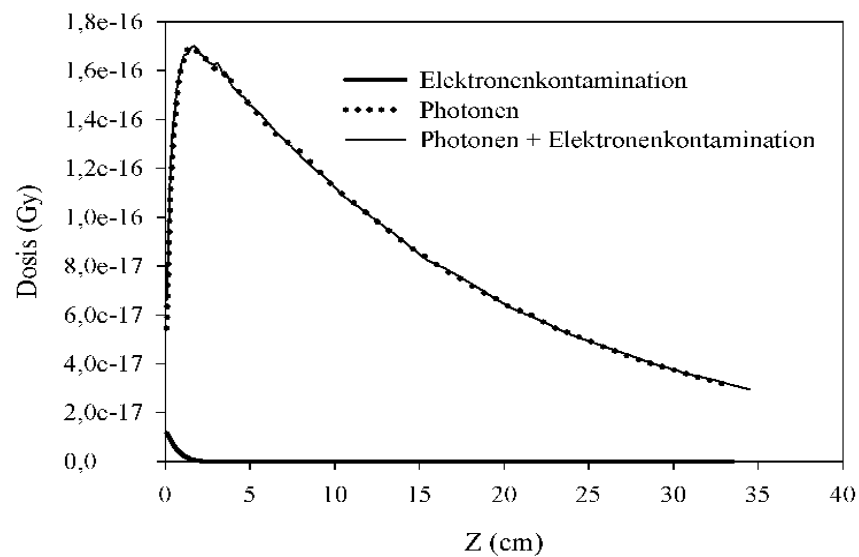


Abbildung 7.7 Simulierte Tiefendosisverteilungen zur Untersuchung des Effekts der Elektronenkontamination für 6 MV Röntgenstrahlung

Für 6 MV Röntgenstrahlung zeigt Abbildung 7.7, dass sich die Elektronenkontamination nicht stark auf die Tiefendosisverteilung auswirkt. Der Unterschied zwischen den Tiefendosisverteilungen mit und ohne Elektronenkontamination ist nur sehr gering. Die maximale Reichweite der Elektronenkontamination beträgt 2,5 cm. Bei den Querprofilen ist die Elektronenkontamination kaum sichtbar (Abb. 7.8).

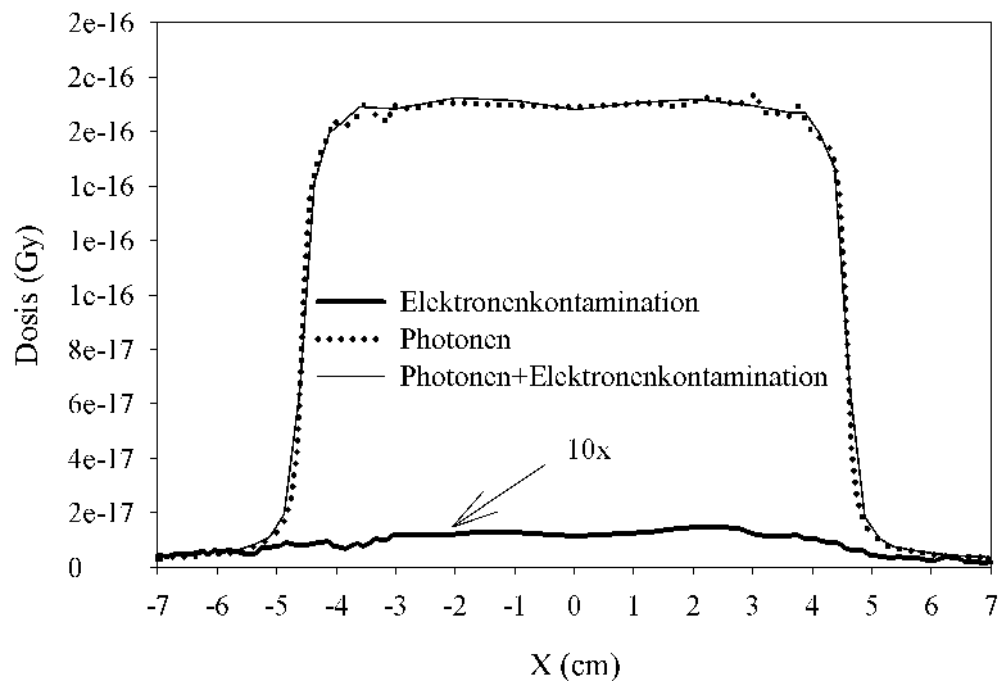


Abbildung 7.8 Simulierte Querprofile zur Untersuchung des Effekts der Elektronenkontamination für 6 MV Röntgenstrahlung. Die Querprofile der Elektronenkontamination sind in 10-facher Vergrößerung dargestellt.

Die Auswirkung der Elektronenkontamination auf die Tiefendosisverteilung nimmt mit der Energie der Strahlung zu. Mit steigender Energie der Photonenstrahlung werden mehr Elektronen in Richtung der Zentralachse gestreut und besitzen eine höhere Energie, was auf den Comptoneffekt zurückzuführen ist. In Abbildung 7.9 wird deutlich, dass der Effekt der Elektronenkontamination die Dosis für 15 MV Röntgenstrahlung im Bereich des Aufbaueffekts erhöht. Für 15 MV Röntgenstrahlung ist die Energie der Elektronenkontamination größer als bei 6 MV Röntgenstrahlung. Abbildung 7.9 zeigt, dass die Reichweite der Elektronenkontamination für 15 MV Röntgenstrahlung größer ist als für 6 MV Röntgenstrahlung (Abb. 7.7). Den stärksten Einfluss sieht man in der Mitte der Querprofile. Die Elektronenkontamination verursacht dort eine etwa 2 %-ige Erhöhung (Abb.7.10).

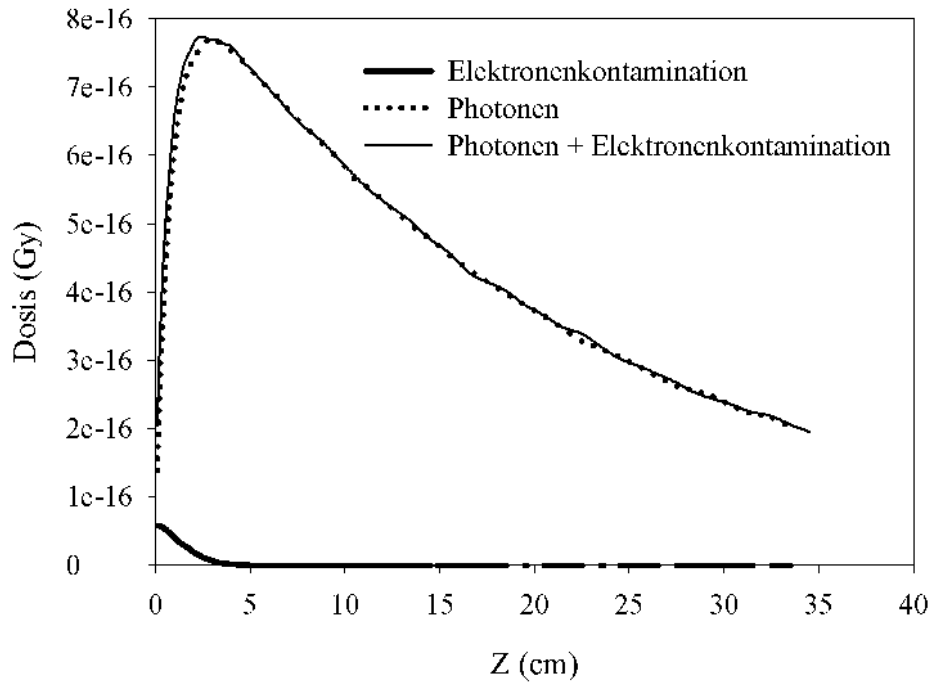


Abbildung 7.9 Simulierte Tiefendosisverteilungen zur Untersuchung des Effekts der Elektronenkontamination für 15 MV Röntgenstrahlung

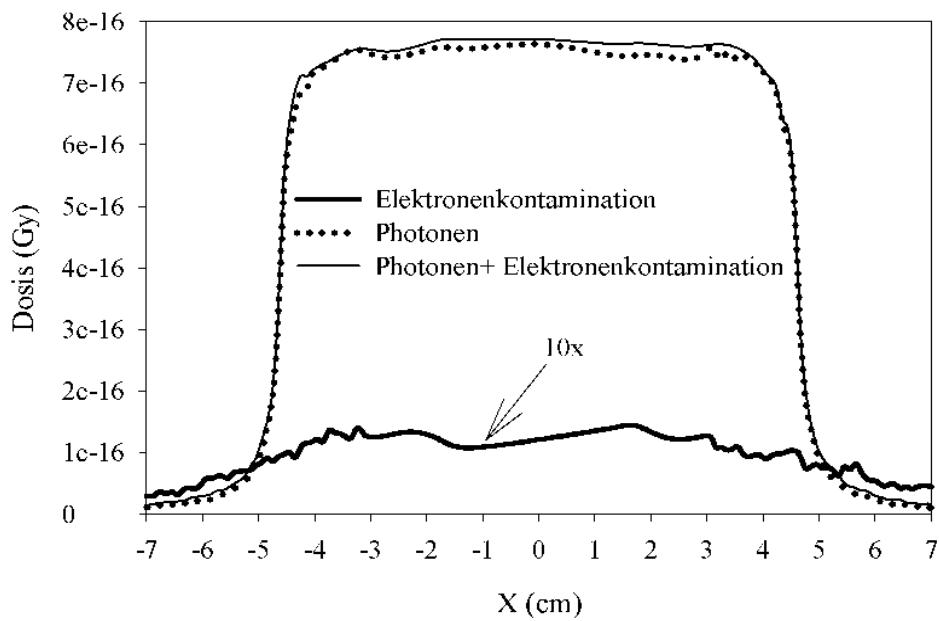


Abbildung 7.10 Simulierte Querprofile zur Untersuchung des Effekts der Elektronenkontamination für 15 MV Röntgenstrahlung. Die Querprofile der Elektronenkontamination sind in 10-facher Vergrößerung dargestellt.

Kapitel 8

Anwendungen

Dieses Kapitel beschreibt einige Anwendungen des im ersten Teil der Arbeit optimierten Beschleunigerkopfes. Im Rahmen dieser Arbeit sollen totale Streufaktoren sowie der Nut-und-Feder-Effekt des MLC anhand von MC-Simulationen untersucht werden. Unter Verwendung des optimalen Modells des Beschleunigerkopfs wurden die totalen Streufaktoren bei verschiedenen Feldgrößen simuliert und die Ergebnisse mit den tatsächlichen Messungen verglichen. Ebenso ließ sich der Nut-und-Feder-Effekt mit dem MC-Verfahren simulieren. Die entsprechenden Querprofile wurden mit Filmen in einem Festkörperphantom gemessen.

Teile der Untersuchungen zu den totalen Streufaktoren wurden in der Zeitschrift „Physics in Medicine and Biology“ veröffentlicht (Anhang B) [28]. Die Studien zum Nut-und-Feder-Effekt werden in einem weiteren Artikel [29] behandelt (siehe Anhang C).

8.1 Totale Streufaktoren

Um die Feldgrößenabhängigkeiten der Dosisleistung im Zentralstrahl zu beschreiben, wurden totale Streufaktoren verwendet, die in der Regel auf die Dosisleistung einer Standard-Bestrahlungsfeldgröße in einer standardisierten Tiefe bezogen wurden. Vor allem Streuprozesse im Beschleunigerkopf (Strahlerkopfstreuung) und im Phantom (Phantomstreuung) verursachen die Feldgrößenabhängigkeiten der Dosisleistung. Bei der Phantomstreuung nehmen die Streubeiträge zur Dosisleistung mit zunehmender Feldgröße zu. Die Streuung hängt außerdem von der Energie der Photonenstrahlung ab. Die Beiträge zur Strahlerkopfstreuung werden durch die Bauform des Beschleunigerkopfes beeinflusst, unterscheiden sich also in jedem Beschleunigerkopf. Bei der Strahlerkopfstreuung spielen Kollimatorstreuung und die Ausgleichsfilterstreuung wichtige Rollen. Die Kollimatorstreuung beschreibt die Rückstreustrahlung, die von der Oberfläche des Kollimators ausgeht und die Strahlmonitorkammer trifft. Mit zunehmender Öffnung des Kollimators verringert sich der Dosisbeitrag der Rückstreustrahlung, weil nur noch ein

kleiner Anteil der Kollimatoroberflächen vom primären Strahlenbündel getroffen wird. Der Messwert der Strahlmonitorkammer nimmt dadurch auch bei konstanter interner Dosisleistung mit der Feldgröße ab. Da das externe Dosimeter gegen diese Anzeige gemessen wird, entsteht der Eindruck einer Zunahme der internen Dosisleistung des Beschleunigers. Der Ausgleichsfilter wirkt im Sinne einer Ausdehnung der Strahlungsquellen. Am Beschleunigerkopf sieht die Messsonde im Zentralstrahl die vom Ausgleichsfilter ausgedehnten Strahlungsquellen durch den Kollimator hindurch unter definierten Raumwinkeln. Je weiter das Blendensystem geöffnet ist, desto größer ist der Streustrahlungsanteil aus dem Ausgleichsfilter, und damit nimmt die Dosisleistung im Zentralstrahl bei wachsender Feldgröße zu.

Bei allen Messungen wurde die Strahlmonitorkammer mit gleichen Monitoreinheiten für jede Feldgröße bestrahlt. Deshalb wurden alle Simulationen des oberen Anteils des Beschleunigerkopfes bei jeder Feldgröße auch mit gleicher Teilchenzahl durchgeführt. Das gilt natürlich nur dann, wenn die Anzahl der in der Strahlmonitorkammer auftreffenden Rückstreu-Teilchen vernachlässigt werden kann. Da die bei uns verwendeten Beschleuniger mit einer Antirückstreu-Platte ausgestattet sind, kann von dieser Annahme ausgegangen werden [30].

8.1.1 Effekt der Energie des Beschleunigerkopfes

Unter Verwendung der Phasenraum-Datei aus dem optimalen Modell wurden die entsprechenden Messungen der totalen Streufaktoren mit dem DOSXYZnrc-Code simuliert. Die Abmessung eines Voxels betrug 0.5 cm x 0.5 cm x 0.5 cm, damit ihr Rauminhalt näherungsweise dem sensitiven Volumen der Ionisationskammer entspricht. Der Wert der Dosisleistung jeder Feldgröße wurde auf den Wert der Dosisleistung der 10 cm x 10 cm Feldgröße normiert.

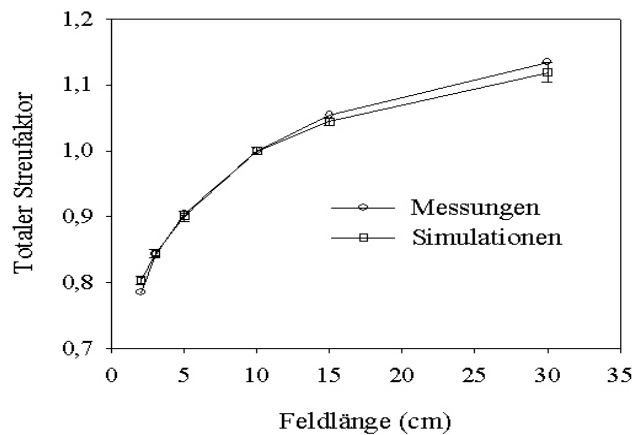


Abbildung 8.1 Gemessene und simulierte totale Streufaktoren für 6 MV Röntgenstrahlung

In Abbildung 8.1 sind die gemessenen und simulierten totale Streufaktoren für 6 MV Röntgenstrahlung dargestellt. Es ergibt sich zumindest eine 2%-ige Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den simulierten totalen Streufaktoren bei allen Feldgrößen. Ähnliche Ergebnisse für 15 MV Röntgenstrahlung finden sich in Abbildung 8.2. Die gemessenen totalen Streufaktoren bei fast allen Feldgrößen für 15 MV Röntgenstrahlung stimmen auch hier mit den simulierten bei maximaler Abweichung von 2% überein. Nur bei 30 cm x 30 cm Feldgröße findet sich eine Abweichung von 2,3%, was möglicherweise auf das übermäßige Ansprechverhalten der Ionisationskammer auf niederenergetische Streuteilchen zurückzuführen ist.

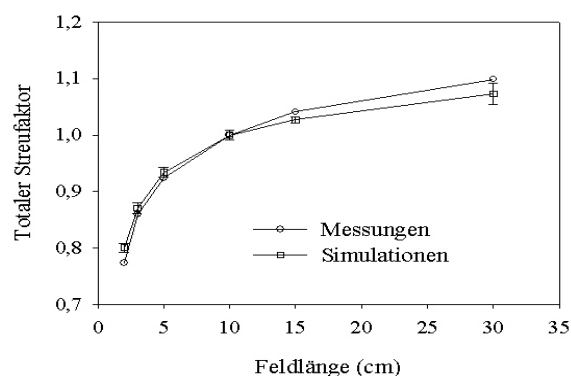


Abbildung 8.2 Gemessene und simulierte totale Streufaktoren für 15 MV Röntgenstrahlung

8.1.2 Radiale Abhängigkeit des totalen Streufaktors

Es erscheint auch wichtig, den totalen Streufaktor nicht nur auf der Zentralachse, sondern auch in einem Raum mit bestimmtem Abstand zur Zentralachse zu betrachten. Frühere Untersuchungen [31, 32, 33] zeigten, dass die Eigenschaften der Photonenstrahlung vom Achsenabstand abhängen: Erstens ist das Photonenspektrum, das unter größerem Winkel emittiert wird, bei der Bremsstrahlungserzeugung zu kleineren Energien hin verschoben; zweitens nimmt die Energie der im Ausgleichsfilter durch den Comptoneffekt gestreuten Photonen mit zunehmendem Streuwinkel ab; drittens werden wegen seiner Kegelform im Zentralbereich des Ausgleichsfilters relativ mehr niederenergetische Photonen weggefiltert als im weiter außen liegenden Bereich.

Die in Abschnitt 4.3 durchgeführten Messungen wurden mit Hilfe des MC-Verfahrens simuliert. Das optimale Modell bei 6 MV Röntgenstrahlungen wurde als Quelle herangezogen, um die zweite Phasenraum-Datei oberhalb der Phantomoberfläche zu erzeugen. Bei dieser Simulation wurden Voxel mit einer Abmessung von 0.5 cm x 0.5 cm x 0,5 cm verwendet. Abbildung 8.3 zeigt den Vergleich zwischen gemessenen und simulierten totalen Streufaktoren bei 10 cm x 10 cm und 5 cm x 5 cm Feldgrößen. Abbildung 8.3 zeigt in der Regel eine Übereinstimmung von besser als 1%. Nur ein Wert weicht um 2% ab. Daher kann angenommen werden, dass der Ausgleichsfilter richtig modelliert wird. Der Aufbau des Ausgleichsfilters spielt für die Variation der totalen Streufaktoren eine wichtige Rolle.

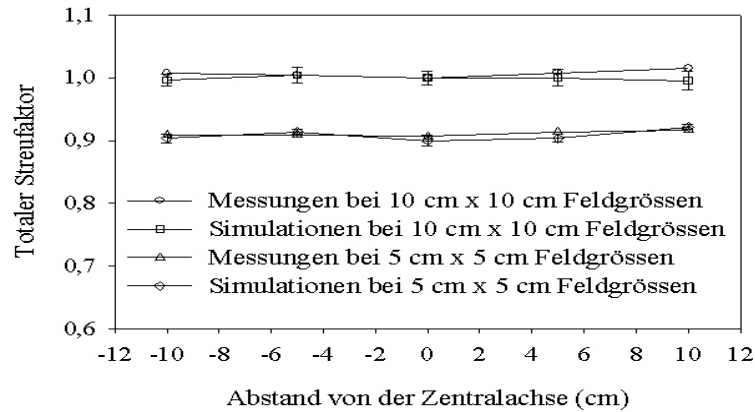


Abbildung 8.3 Gemessene und simulierte totale Streufaktoren abseits der Zentralachse für 6 MV

8.1.3 Totaler Streufaktor bei kleiner Feldgröße

Wegen des Verlustes des Sekundärelektronengleichgewichts und des Dosisgefälles lassen sich bei kleinen Feldgrößen die totale Streufaktoren nur schwierig messen und simulieren. Zur Untersuchung der totalen Streufaktoren bei kleiner Feldgröße wurde die Feldgröße 5 cm x 5 cm als Referenzfeldgröße verwendet. Abbildung 8.4 zeigt bei den Messungen außer bei einer Feldgröße von 1 cm x 1 cm kaum Unterschiede. Messungen mit verschiedenen Messkammern zeigen größere Unterschiede bis ca. 35% bei einer Feldgröße von 1 cm x 1cm. Unterschiedlich sensitive Volumina sowie verschiedene Detektormaterialien sind die Gründe für diese Abweichungen.

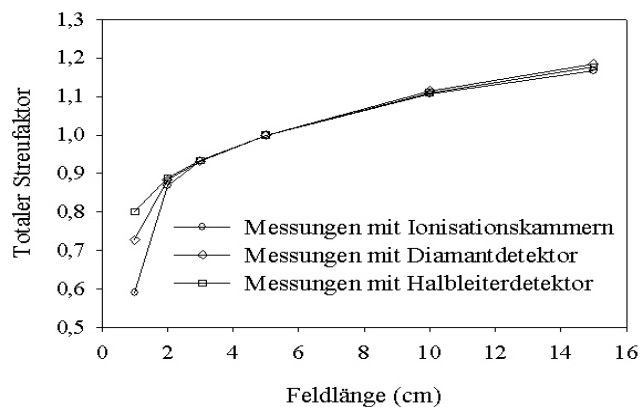


Abbildung 8.4 mit drei unterschiedlichen Detektoren gemessene totale Streufaktoren für 6 MV Röntgenstrahlung

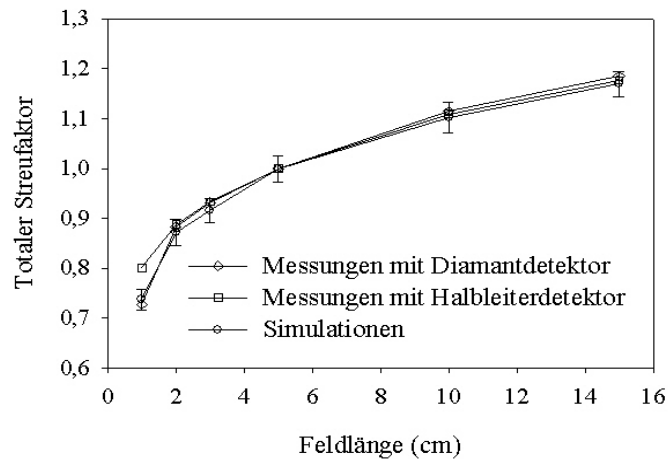


Abbildung 8.5 Vergleich zwischen Messungen der totalen Streufaktoren mit Diamantdetektor bzw. mit Halbleiterdetektor und Simulationen bei einer Voxelgröße von 1 mm x 1 mm x 1mm

Bei einer Feldgröße von 1 cm x 1 cm war das Messergebnis mit Ionisationskammern zu vernachlässigen, weil das sensitive Volumen der Ionisationskammern im Verhältnis zu groß war. Deswegen konzentrieren sich die weiteren Untersuchungen auf die Ergebnisse der Messungen mit dem Diamant- und dem Halbleiterdetektor. Abbildung 8.5 stellt den Vergleich zwischen den Messungen mit beiden Detektoren und den Simulationen bei einer Auflösung der Voxel von 1 mm dar. Die Messungen mit dem Diamantdetektor stimmen mit den Simulationen besser überein, was darauf deutet, dass das Material des Diamantdetektors als äquivalenter zu Wasser angesehen werden kann.

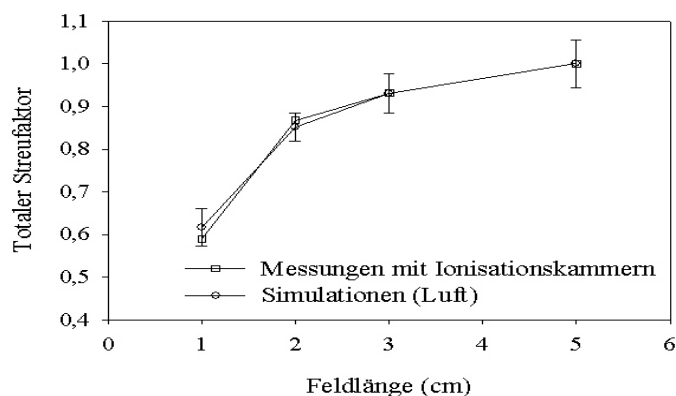


Abbildung 8.6 Vergleich zwischen mit Ionisationskammern gemessenen und simulierten totalen Streufaktoren. (Voxelgröße: 5 mm x 5 mm x 5 mm und, Voxelmateriale: Luft)

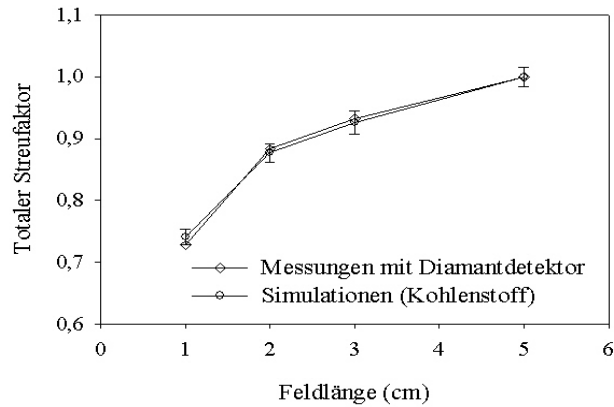


Abbildung 8.7 Vergleich zwischen mit Diamantdetektor gemessenen und simulierten totalen Streufaktoren. (Voxelgröße: 1 mm x 1 mm x 1mm, Voxelmaterial: Kohlenstoff)

Um den Effekt des Detektormaterials zu untersuchen, wurden bei den Simulationen drei Materialien als sensitives Volumen des als Detektor bezeichneten Voxels verwendet. Für die Ionisationskammern wurde Luft angenommen, die Auflösung des Voxels betrug 0.5 cm. Abbildung 8.6 zeigt eine Übereinstimmung der Ergebnisse dieser Simulationen mit den Messungen. Gleiche Phänomene zeigen Abbildungen 8.7 und 8.8 auf. Hier betrug die Auflösung des Voxels 1 mm. Abbildung 8.7 stellt die mit Diamantdetektor gemessenen totalen Streufaktoren den simulierten mit Kohlenstoff als Material des Voxels gegenüber. Abbildung 8.8 zeigt den Vergleich zwischen den mit Halbleiterdetektor gemessenen totalen Streufaktoren und den simulierten bei Silizium als Voxelmaterial. Die gute Übereinstimmung zwischen den simulierten und den gemessenen totalen Streufaktoren beweist, dass das rechnerisch eingesetzte Material des entsprechenden Voxels bei den Simulationen eine wichtige Rolle spielt.

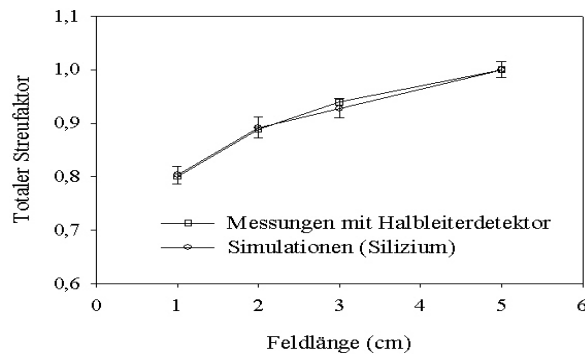


Abbildung 8.8 Vergleich zwischen mit Halbleiterdetektor gemessenen und simulierten totalen Streufaktoren. (Voxelgröße: 1 mm x 1 mm x 1mm, Voxelmaterial: Silizium)

8.2 Nut- und Feder-Effekt des MLC

Die Verwendung eines MLC verbessert die Dosiskonformität im Tumor, andererseits ergeben sich daraus mehrere Probleme. Eines dieser Probleme, der Nut-und Feder-Effekt, wird in dieser Arbeit untersucht. Dieser Effekt ist wichtig, wenn mindestens zwei benachbarte Felder bei einer Bestrahlung verwendet werden. Es kommt dabei zu einem Dosiseinbruch im Bereich zwischen den benachbarten Lamellen, der durch die Nut des MLC, durch die Feder des MLC oder durch beides entsteht [34, 35, 36]. Abbildung 8.9a zeigt den Nutzen des Nut-und Feder-Aufbaus, der die Leckstrahlung zwischen den benachbarten Lamellen in einem MLC verringert. Abbildung 8.9b-d beschreibt den Nut-und Feder-Effekt. Die Intensität der Querprofile A-B in Abbildung 8.9b wird durch die Abdeckung der oberen Lamellen dargestellt. Im umgekehrten Fall, bei Abschirmung des Strahlenbündels nur durch die unteren Lamellen, zeigt Abbildung 8.9c die Intensität der Querprofile A-B. Abbildung 8.9d addiert die gesamten Querprofile beider Felder und beschreibt den Dosiseinbruch im Bereich zwischen den benachbarten Lamellen.

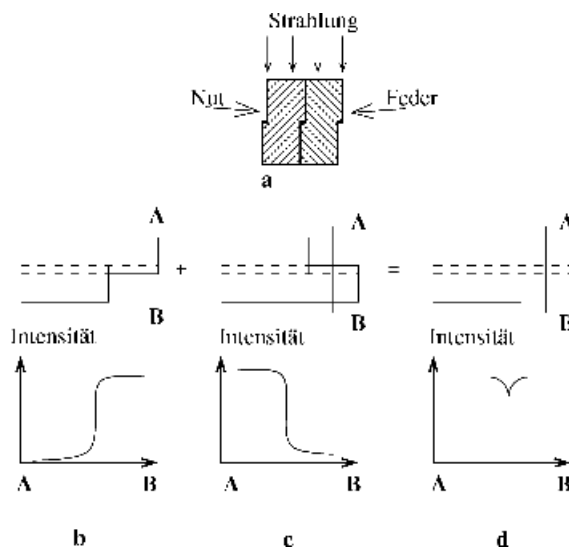


Abbildung 8.9 Schematische Darstellung des Nut-und-Feder-Effekts von MLC. (a) Aufbau des Elekta-MLC;(b)-(d) Darstellung zweier Felder und ihre Überlagerung

Zur Untersuchung dieses Effekts werden zwei Paare von Konfigurationen des Feldes verwendet, deren Darstellung sich in Kapitel 4.4 findet. Mess- und die Simulationsergebnisse des Nut-und-Feder-Effekts bei ersterer Konfiguration der unregelmäßigen Paarfelder für 6 MV Röntgenstrahlung sind in Abbildung 8.10 ersichtlich. Die beiden Profile wurden auf ein Dosismaximum normalisiert, die Abweichungen sind

kleiner als 1%. Im Bereich zwischen den benachbarten Lamellen ist der Dosiseinbruch deutlich zu erkennen. Bei den gemessenen Querprofilen ergibt sich ein Dosiseinbruch von 72,6% mit 3,9 mm Halbwertsbreite, bei den simulierten Querprofilen von 73,5% mit 4.5 mm Halbwertsbreite. Abbildung 8.11 vergleicht gemessene mit simulierten Querprofilen bei der ersteren Konfiguration der unregelmäßigen Paarfelder für 15 MV Röntgenstrahlung. Die Messungen ergeben einen Dosiseinbruch von 71,0% mit 3,6 mm, die Simulationen von 74,3% mit 3,6 mm. Diese Abweichungen zwischen gemessenen und simulierten Querprofilen an beiden Beschleunigerköpfen lassen sich auf den Unterschied zwischen der Auflösung der Voxel und des Films zurückführen [24].

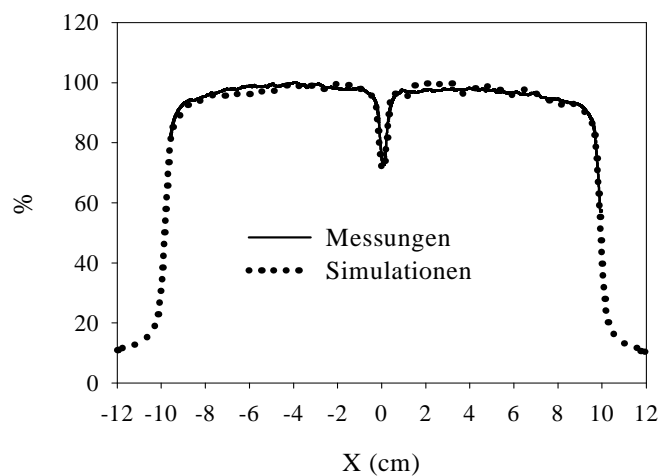


Abbildung 8.10 Gemessene (durchgezogene Linie) und simulierte (punktierter Linie) Querprofile 10 cm Tiefe für die erste Feldkonfiguration bei 6 MV Röntgenstrahlung

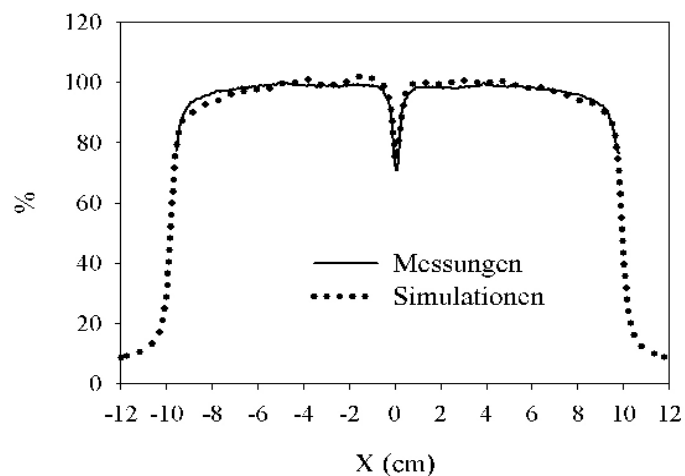


Abbildung 8.11 Gemessene (durchgezogene Linie) und simulierte (punktierter Linie) Querprofile in 10 cm Tiefe für die erste Feldkonfiguration bei 15 MV Röntgenstrahlung

Abbildung 8.12 gibt die gemessenen und simulierten Querprofile bei der zweiten Konfiguration unregelmäßiger Paarfelder für 6 MV Röntgenstrahlung wieder. Hier ergaben sich neun Dosiseinbrüche bei beiden Querprofilen. Tiefe und Breite der Dosiseinbrüche unterscheiden sich voneinander; die Abweichungen zwischen den Mess- und Simulationsergebnissen sind geringfügig. Tabelle 8.1 listet ihre Tiefe und Breite auf. Für die gemessenen Querprofile liegt die Tiefe der Dosiseinbrüche zwischen 66,0% und 78,1%, für die simulierten Querprofile zwischen 68,2% und 75,2%. Bei den gemessenen Querprofilen schwanken die Breiten der Dosiseinbrüche zwischen 3,3 mm und 4,6 mm, bei den simulierten Querprofilen zwischen 4,1 mm und 4,5 mm. Diese Schwankungen erklären sich durch die leichten Abweichungen der Abmessungen der Lamellen.

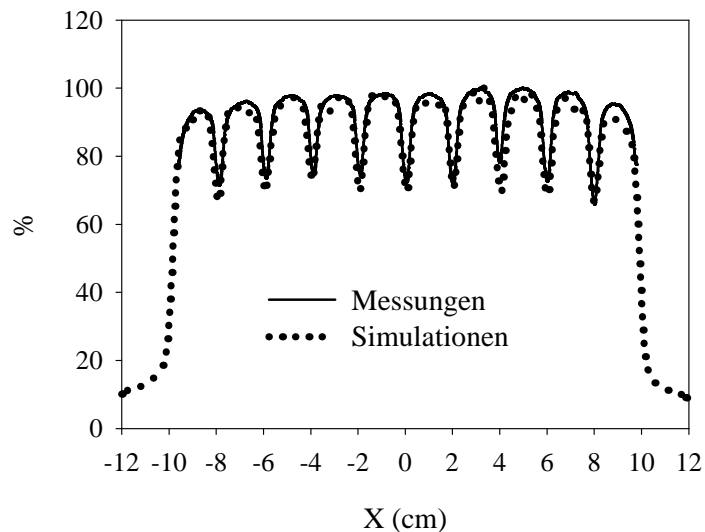


Abbildung 8.12 Gemessene (durchgezogene Linie) und simulierte (punktierte Linie) Querprofile in 10 cm Tiefe für die zweite Feldkonfiguration bei 6 MV Röntgenstrahlung

Tabelle 8.1 Ergebnisse der gemessenen und simulierten Dosiseinbrüche für die zweite Feldkonfiguration bei 6 MV Röntgenstrahlung

Position des Dosiseinbruchs	Messungen		Simulationen	
	Tiefe des Dosiseinbruchs (%)	Breite des Dosiseinbruchs (mm)	Tiefe des Dosiseinbruchs (%)	Breite des Dosiseinbruchs (mm)
1	66,0	4,4	66,7	4,5
2	72,7	3,9	69,5	4,0
3	78,1	3,3	73,2	4,0
4	71,9	4,1	70,8	4,0
5	72,4	4,1	69,9	4,5
6	75,0	3,8	71,8	4,0
7	75,0	3,9	70,4	4,0
8	73,5	4,1	70,8	4,5
9	71,5	4,6	69,2	4,5

Gleiche Ergebnisse wie für 6 MV finden sich in Abbildung 8.13, wo die gemessenen und simulierten Querprofile bei der zweiten Konfiguration unregelmäßiger Paarfelder für 15 MV Röntgenstrahlung dargestellt sind. Bei den gemessenen Querprofilen wie auch bei den simulierten schwanken die Tiefe und die Breite der Dosiseinbrüche wie in Tabelle 8.2 auflistet. Die Übereinstimmung zwischen den Mess- und Simulationsergebnissen ist hier noch etwas besser als für 6 MV Röntgenstrahlung; die Abweichungen zwischen beiden betragen nicht mehr als 5%.

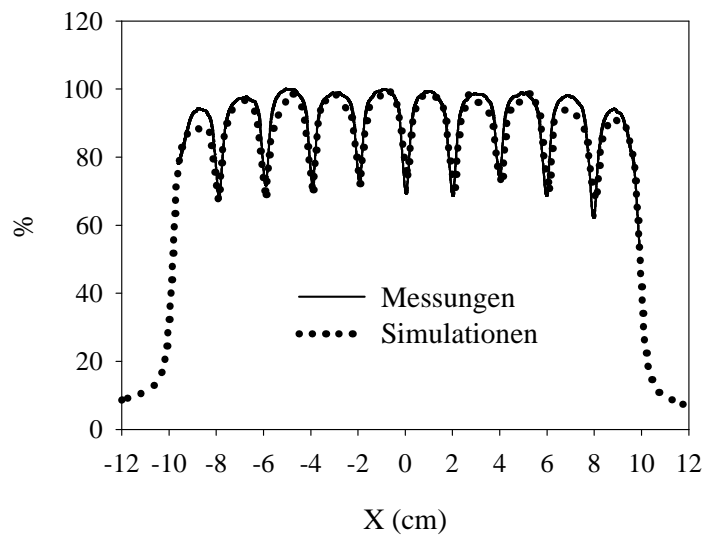


Abbildung 8.13 Gemessene (durchgezogene Linie) und simulierte (punktierte Linie) Querprofile in 10 cm Tiefe für die zweite Feldkonfiguration bei 15 MV Röntgenstrahlung

Tabelle 8.2 Ergebnisse der gemessenen und simulierten Dosisbrüche für die zweite Feldkonfiguration bei 15 MV Röntgenstrahlung

Position des Dosisbruchs	Messungen		Simulationen	
	Tiefe des Dosisbruchs (%)	Breite des Dosisbruchs (mm)	Tiefe des Dosisbruchs (%)	Breite des Dosisbruchs (mm)
1	67,5	4,1	67,2	4,5
2	71,7	3,6	67,6	4,5
3	72,3	3,6	68,9	3,6
4	72,6	3,5	71,7	3,6
5	69,4	3,8	73,4	3,6
6	68,6	4,0	71,0	3,6
7	74,3	3,6	71,9	3,6
8	68,6	4,0	69,8	3,6
9	62,2	4,5	67,2	4,5

Ein Ergebnis dieser Untersuchung ist, dass der Nut-und-Feder-Effekt nicht energieabhängig ist. Die gemessenen und simulierten Tiefen und Breiten der Dosisenbrüche zwischen Röntgenstrahlungen mit unterschiedlicher Energie weichen nur geringfügig voneinander ab.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Diese Arbeit wurde verfasst, um einen Strahlerkopf für den Strahlungstransport von 6 MV und 15 MV Röntgenstrahlung anhand des Monte-Carlo-Verfahrens zu modellieren. Gestützt auf die Ergebnisse der Arbeit, kann die Dosisberechnung bei Bestrahlungstechniken, insbesondere bei solchen mit fluenzmodulierten Strahlenfeldern, mit der für die klinische Anwendung erforderlichen Genauigkeit durchgeführt werden. Darüber hinaus finden die mit diesen Modellen durchgeführten Simulationen Verwendung, um die entsprechenden Messungen zu verifizieren oder um die bei den Messungen gefundenen Phänomene zu erklären.

Zu Beginn wurden sechs Modelle für jede Strahlungsqualität entworfen. Die Parameter der Elektronenquelle wurden für alle sechs Modelle variiert, um die Einflüsse der Parameter der Elektronenquelle auf die Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung und auf die Dosisverteilung im Wasserphantom beobachten zu können. Dabei ergaben sich folgende Resultate:

- Die Energie der Elektronenquelle spielt eine wichtige Rolle sowohl für die Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung als auch für die Dosisverteilung im Wasserphantom. Die Elektronenenergie beeinflusst nicht nur die Zahl der auf den Phasenraum treffenden Photonen, sondern auch die Eigenschaften der Photonen.
- Die Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung bei monoenergetischer Elektronenquelle und diejenigen bei normalverteiltem Energiespektrum unterscheiden sich geringfügig.
- Die Änderung der Standardabweichung vom normalverteilten Energiespektrum hat geringe Einflüsse auf die Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung. Nur bei der spektralen Energiefluenz der Röntgenstrahlung macht sich ein entsprechender Unterschied zwischen zwei Elektronenquellen mit normalverteiltem Elektronenenergiespektrum bemerkbar.
- Bei fast allen Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung finden sich Unterschiede zwischen parallel- und punktförmigen Elektronenquellen. Nur die mittlere Energieverteilung ändert sich nicht.

- Bei Variation des Brennfleckdurchmessers verändern sich fast alle Strahlungsfeldgrößen für Röntgenstrahlung außer der mittleren Energieverteilung.

Bei Untersuchung der Dosisverteilungen im Wasserphantom wurden vergleichbare Resultate gefunden: Nur die Energie der Elektronenquelle beeinflusst die Tiefendosisverteilung. Fast alle Parameter der Elektronenquelle haben Auswirkungen auf die Querprofile, besonders bei großen Feldern. Für 15 MV Röntgenstrahlung wurden Einflüsse schon bei 10cm x 10cm Feldgröße festgestellt, bzw. für 6 MV Röntgenstrahlung erst ab 20cm x 20cm Feldgröße. Mit zunehmender Elektronenenergie ist die Position des Dosismaximums tiefer gelegen und der Dosisgradient des Halbschattenbereichs steiler. Bei 15 MV Röntgenstrahlung werden die Auswirkungen der Standardabweichung des normalverteilten Energiespektrums der Elektronenquelle auf die Querprofile sichtbarer als bei 6 MV. Die Form der Elektronenquelle wirkt auf die Querprofile beider Röntgenstrahlungen ein. Bei punktförmiger Elektronenquelle findet sich in der Mitte der Querprofile ein Dosisseinbruch. Der Brennfleckdurchmesser spielt eine wichtige Rolle bei den Querprofilen für 15 MV Röntgenstrahlung. Bei 6 MV Röntgenstrahlung wird der Einfluss des Brennfleckdurchmessers auf die Querprofile erst bei einer Feldgröße ab 20 cm x 20 cm deutlich sichtbar.

Um das optimale Modell für jede Röntgenstrahlung zu ermitteln, wurden die simulierten Dosisverteilungen im Wasserphantom mit den gemessenen verglichen. Das Modell, dessen Ergebnisse mit den Messungen am besten übereinstimmten, wurde als optimales Modell ausgewählt. Ausgehend von den Ergebnissen dieses Vergleichs unterschieden sich das optimale Modell für 6 MV- und 15 MV Röntgenstrahlung im Brennfleckdurchmesser, der bei 6 MV 2 mm bzw. bei 15 MV 1 mm betrug.

Zur weiteren Verifikation des optimalen Modells wurden die Simulationen bei verschiedenen rechteckigen Feldern und bei einem unregelmäßigen Feld durchgeführt. Der Vergleich zwischen diesen Simulationen und den entsprechenden Messungen zeigt eine gute Übereinstimmung. Darüber hinaus wurde der Effekt der Elektronenkontamination auf die Dosisverteilungen im Wasserphantom für jede einzelne Röntgenstrahlung untersucht: Für den 15 MV Röntgenstrahlung war dieser Effekt deutlicher zu erkennen als bei 6 MV. Erwartungsgemäß wird um so mehr Elektronenkontamination erzeugt, je höher die Energie der Linearbeschleuniger ist.

In der vorliegenden Arbeit wurden einige Anwendungen des optimierten Beschleunigerkopfes untersucht. Es zeigte sich, dass die betreffenden Phänomene bei den Messungen durch die Simulationen erklärt werden können. Durch die Untersuchung des Detektormaterialeinflusses auf die totalen Streufaktoren wurde nachgewiesen, dass die Art des Detektormaterials die Unterschiede zwischen den verschiedenen Detektoren verursacht. Unter Verwendung eines Moduls für das MLC wurden Simulationen durchgeführt, um den Nut-und Feder-Effekt zu untersuchen. Die Ergebnisse dieser Simulationen stimmten mit den entsprechenden Messungen überein.

An der Universitätsklinik Tübingen werden die Simulationen mit den in der vorliegenden Arbeit entworfenen Beschleunigerkopfmodellen als Referenz für weitere Forschungsergebnisse eingesetzt. So finden sich beispielsweise in einem beigefügten Artikel Ergebnisse vorliegender Arbeit, die zur Verifikation eines virtuellen Mehrquellenmodells dienen (Anhang D). Desweiteren werden die hier berechneten Spektralverteilungen der Photonenstrahlung zur Kalibrierung eines neuen, in der klinischen Routine eingesetzten Planungssystems (Dosisberechnungsalgorithmus) verwendet.

Üblicherweise bietet jedes Modell wieder Möglichkeiten der Verbesserung; dies gilt auch für die in der vorliegenden Arbeit entworfenen Beschleunigerkopfmodelle. Die Erweiterung der Modelle auf andere Komponenten des Beschleunigerkopfes kann die Aufgabe weiterer Untersuchungen sein. Darüber hinaus würden vollständige Informationen über die Parameter der Elektronenquelle zu weiteren Verbesserungen des Beschleunigerkopfmodells führen.

Literaturverzeichnis

1. Brahme A, Chavaudra J, Landberg T, McCullough E C, Nüsslin F, Rawlinson A J, Svensson G and Svensson H 1988 Accuracy requirements and quality assurance of external beam therapy with photons and electrons *Acta Oncologica Suppl.1*
2. Mohan R 1989 Dose calculations for radiation treatment planning in Monte Carlo Transport of Electrons and Photons, Edited by Jenkins T M, Nelson W R, Rindi A, Nahum A E und Rogers D W O Plenum Press 549-571
3. Petti P L , Goodman M S Gabriel TA and Mohan R 1983 Investigation of buildup dose from electron contamination of clinical photon beams *Med. Phys.* **10** 18
4. Huang P H, Kase K R and Bjarngard B E 1983 Reconstruction of 4-MV bremsstrahlung spectra from measured transmission data *Med. Phys.* **10** 778
5. Nath R and Schulz R J 1976 Determination of High-Energy X-ray spectra by photoactivation *Med. Phys.* **3** 133.
6. Mohan R 1989 Monte Carlo simulation of radiation treatment machine heads in Monte Carlo Transport of Electrons and Photons, Edited by Jenkins T M, Nelson W R, Rindi A, Nahum A E und Rogers D W O Plenum Press 453-468
7. Chaney E L, Cullip T J and Gabriel T A 1994 A Monte Carlo study of accelerator head scatter *Med. Phys.* **21** 1383-1390
8. Andreo P 1991 Monte Carlo techniques in medical radiation physics *Phys. Med. Biol.* **26** 861-920
9. Kawrakow I 2000 Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport I. EGSnrc, the new EGS4 version *Med. Phys.* **27** 485-498
10. Kawrakow I and Rogers D W O 2001 EGSnrc User Manual, National Research Center of Canada *Report PIRS-701*
11. Bielajew A F 1994 Improved angular sampling for pair production in the EGS4 code system National Research Center of Canada *Report PIRS-0287R*
12. Brusa D, Stutz G, Riveros J A, Fernandez-Varea J Mand Salvat F 1996 Fast sampling algorithm for the simulation of photon Compton scattering, *Nucl. Instr. and Meth. A* **379** 167-175
13. Berger M J 1963 Monte Carlo Calculation of the penetration and diffusion of fast charged particle in *Methods in Comput. Phys.* edited by Alder B, Fernbach S and

Rotenberg M volume 1 pages 135-215 Academic New York

14. Bielajew A F and Rogers D W O 1987 PRESTA-The parameter reduced electron-step algorithm for electron Monte Carlo transport *Nucl. Instr. Methods Phys. Res. B* **18** 165-181
15. Rogers D W O, Faddegon B A, Ding G X, Ma C-M, Wie J and Mackie T R 1995 BEAM: A Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units *Med. Phys.* **22** 503-24
16. Rogers D W O, Ma C-M, Walters B, Ding G X, Sheikh-Bagheri D and Zang G 2001 BEAMnrc Users Manual National Research Center of Canada *Report PIRS-0509A-Rev. F*
17. Ma C-M, Reckwerdt P, Holmes M, Rogers D W O, Geiser B and Walters B 1996 DOSXYZ Users Manual, National Research Center of Canada *Report PIRS-0509B*
18. Jordan T J and Williams P C 1995 The design and performance characteristics of a multileaf collimator *Phys. Med. Biol.* **39** 231-251
19. Rogers D W O and Bielajew A F 1990 Monte Carlo techniques of electron and photon transport for radiation dosimetry In *The Dosimetry of Ionizing Radiation* edited by Kase K R, Bjärngard and Attix F H Vol. III 427-539 Academic Press
20. Rogers D W O 1984 Low energy electron transport with EGS *Nucl. Inst. Meth.* **227** 535-538
21. Laub W U, Kaulich T W and Nüsslin F 1997 Energy and dose rate dependence of a diamond detector in the dosimetry of 4 - 25 MV photon beams *Med. Phys.* **24** 535 -536
22. Laub W U 1995 Dosimetrische Untersuchung mit einem Diamantdetektor *Diplomarbeit* Universität Tübingen
23. Rikner G and Grusell E 1987 General specifications for silicon semiconductors for use in radiation dosimetry *Phys. Med. Biol.* **32** 1109-1117
24. Indrin J C and Paule M C 2002 Investigation of Kodak extended dose range (EDR) film for megavoltage photon beam dosimetry *Phys. Med. Biol.* **47** 3629-3641
25. Kok J G M and Wellewerd J 1999 Finding mechanisms responsible for the spectral distribution of electron beams produced by linear accelerator *Med. Phys.* **26** 2589 - 2596
26. Haryanto F, Fippel M, Laub W and Nüsslin F 2001 Monte-Carlo-Simulation von Multileafkollimatoren mit gekrümmten Lamellenenden *Z. Med. Phys.* **11** 172-178
27. Rogers D W O 1999 Correting for electron contamination at dose maximum in photon beams *Med. Phys.* **26** 533 -537

28. Haryanto F, Fippel M, Laub W, Dohm O and Nüsslin F 2002 Investigation of photon beam output factors for conformal radiation therapy Monte Carlo simulations and measurements *Phys. Med. Biol.* **47** N133-N143
29. Haryanto F, Fippel M, Bakai A and Nüsslin F 2003 Study on the Tongue and Groove effect of the Elekta Multileaf Collimator using Monte Carlo simulation and film dosimetry eingerichtet bei Strahlentherapie und Onkologie
30. Hounsell A R 1994 Monitor chamber backscatter for intensity modulated radiation therapy using multileaf collimators *Phys. Med. Biol.* **43** 445-54
31. Yu M K, Sloboda R S and Murray B 1997 Linear accelerator photon beam quality at off-axis points *Med. Phys.* **24** 233-239
32. Zefkili S, Kappas C and Rosenwald J C 1994 On-axis and off-axis primary dose component in high energy photon beams *Med. Phys.* **21** 799-808
33. Storchi P and Woudstra E 1995 Calculation models for determining the absorbed dose in water phantoms in off-axis planes of rectangular fields of open and wedged photon beams *Phys. Med. Biol.* **40** 511-517
34. Sykes R J Williams P C 1998 An experimental investigation of the tongue and groove effect for the Philips multileaf collimator *Phys. Med. Biol.* **43** 3157-3165
35. Webb S. 2001 Intensity Modulated Radiation Therapy, Bristol United Kingdom: Institute of physics Publishing 99-101
36. Yu C X 1998 Design considerations for the sides of multileaf collimators leaves *Phys. Med. Biol.* **43** 1335-42

Anhang A

Monte-Carlo-Simulation von Multileafkollimatoren mit gekrümmten Lamellenenden

Z. Med. Phys. 11 (2001) 172-178

Anhang B

Investigation of photon beam output factors for conformal radiation therapy Monte Carlo simulations and measurements

Phys. Med. Biol. 47 (2002) N133-N143

Anhang C

Study on the Tongue and Groove effect of the Elekta Multileaf Collimator using Monte Carlo simulation and film dosimetry

Eingereicht bei Strahlentherapie und Onkologie (2003)

Anhang D

A virtual photon energy fluence model for Monte Carlo dose calculation

Med. Phys. 30 (2003) 301-311

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei meinen Freunden und den Mitarbeitern an der Abteilung für Medizinische Physik, Radioonkologische Universitätsklinik, Tübingen bedanken, die mir bei der Anfertigung meiner Dissertation zur Seite standen.

Zu allererst danke ich herzlich Prof. Dr. F. Nüsslin für die interessante Themenstellung sowie für die guten Arbeitsbedingungen in seiner Abteilung.

PD. Dr. M. Fippel gilt besonders mein Dank für die sehr gute Betreuung meiner Arbeit und die Zeit, die er sich für mich genommen hat, nicht zuletzt bei der Durchsicht dieser Arbeit. Die zahlreichen Diskussionen und kompetenten Ratschläge bei den auftretenden Problemen waren eine unschätzbare Hilfe.

A. Bakai, W. Bär und N. Rehfeld, mit denen ich einen Arbeitsraum teilte und befruchtende Gespräche führte, möchte ich meinen Dank aussprechen.

M. Alber, C. Baum, M. Birkner, O. Dohm und D. Thorwarth danke ich für hilfreichen Gespräche und ihre Freundschaft, zu den sich später meine Kollegen L. Daraban, C. fehr, M. Söhn und M. Soukup gesellten.

Bei den Mitarbeitern der Abteilung für Medizinische Physik bedanke ich mich herzlich für die gute Atmosphäre und die Zusammenarbeit während meiner Doktorarbeit.

Mein Dank gilt auch Klaus Decker und Holger Schillig für die Mühe bei den Korrekturen meiner Arbeit.

Für die finanzielle Unterstützung bedanke herzlich ich mich bei dem Deutschen Akademischen Austauschdienst (DAAD).

Meiner Familie und meiner Freundin Novi gilt mein ausdrücklicher Dank für die moralische Unterstützung, die oft notwendig war.

Lebenslauf

Freddy Haryanto

geboren am 14.07.1972 in Indramayu, Indonesien

Eltern: Hadi Suwondo und Titin Setiawati

ledig; indonesische Staatsbürgerschaft

Ausbildung:

1978-1984: Grundschule BPK Penabur in Indramayu, Indonesien

1984-1987: Mittelschule BPK Penabur in Indramayu, Indonesien

1987-1990: Staatliches Gymnasium (SMAN 5) in Bandung, Indonesien

1990-1997: Studium im Fach Physik an dem Institut Teknologi Bandung (ITB)

Sarjanaabschlussprüfung: am 15. August 1994

Magisterabschlussprüfung: am 06. September 1996

1999-2003: Anfertigung der Dissertation in der Abteilung Medizinische Physik
Radioonkologische Universitätsklinik in Tübingen unter Anleitung von
Prof. F. Nüsslin mit dem Thema: „Monte-Carlo-Simulation des
Strahlungstransports im Strahlerkopf eines Elektronenlinear-
beschleunigers“

Beschäftigungen:

Seit 1994: Dozent am Institut Teknologi Bandung