

Monte-Carlo Simulation der Dosimetrie kleiner Felder in der Strahlentherapie mit hochenergetischen Photonen

Dissertation

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

vorgelegt von

Oliver Steffen Dohm

aus Reutlingen

2005

Tag der mündlichen Prüfung: 15.12.2004

Dekan: Prof. Dr. P. Schmid

1. Berichterstatter: Prof. Dr. F. Nüsslin

2. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Schlegel

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Linearbeschleuniger	5
2.1	Technische Aspekte von Linearbeschleunigern	5
2.1.1	Der Beschleunigerkopf	9
2.1.2	Der ELEKTA Lamellenkollimator	11
2.2	Trajektorien geladener Teilchen in magnetischen Sektorfeldern	12
2.2.1	Klassische Betrachtung	12
2.2.2	Anpassungen für relativistische Teilchen	13
3	Monte-Carlo-Verfahren	15
3.1	Einführung	15
3.2	Monte-Carlo-Verfahren in der Strahlentherapie	16
3.2.1	Berechnungsverfahren	16
3.2.2	Beschleunigerkopfmodelle	18
3.2.3	Näherungen für die Dosisberechnung in der Strahlentherapie	20
3.3	Die Programmpakete <i>EGSnrc</i> und <i>BEAMnrc</i>	21
3.3.1	<i>EGSnrc</i>	21
3.3.2	<i>BEAMnrc</i>	23
4	Material und Methoden	27
4.1	Simulationen	27
4.2	Anpassungen	28
4.3	Simulation der Ionisationskammer	29
4.4	Messungen	30

5	Präzisionsdosimetrie mit Ionisationskammern	33
5.1	Anforderungen für die Präzisionsdosimetrie	34
5.2	Grundlagen der Dosismessung	35
5.3	Präzise Bestimmung von Korrektionsfaktoren	39
5.4	Betrachtung des Unsicherheitsbudgets	40
6	Ergebnisse und Diskussion	43
6.1	Anpassungen des Beschleunigerkopfmodells	43
6.1.1	Mittlere Energie	44
6.1.2	Winkelverteilung der umgelenkten Elektronen	46
6.1.3	Totale Streufaktoren und Strahlerkopf-Streufaktoren	47
6.1.4	Diskussion der Ergebnisse	49
6.2	Totale Streufaktoren von Feldern kleiner Fläche	51
6.2.1	Vergleich der Messungen und Simulationen	53
6.3	Ansprechverhalten der Ionisationskammer	55
6.3.1	Vergleich Messung und Simulation	56
6.3.2	Diskussion der Ergebnisse	58
6.4	Vergleich mit XVMC	59
7	Schlussfolgerungen	65
8	Zusammenfassung	71
A	Electron dosimetry based on the absorbed dose to water concept: A comparison of the AAPM TG-51 and DIN 6800-2 protocols	A-1
B	Praktische Elektronendosimetrie: Ein Vergleich verschiedener Bauarten von Ionisationskammern	B-1
C	The use of plane-parallel chambers in electron dosimetry without any cross-calibration	C-1
D	A virtual photon energy fluence model for Monte Carlo dose calculation	D-1
E	Air density correction in ionization chamber dosimetry	E-1
F	Off-axis chamber response in the depth of photon dose maximum	F-1

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schema des Alvarez Beschleunigers	6
2.2	Funktionsprinzip eines Wanderwellenbeschleunigers	7
2.3	Die verschiedenen Möglichkeiten von Umlenkmagneten	8
2.4	Schnittbild eines ELEKTA Beschleunigers	9
2.5	Schema des Beschleunigerkopfes	10
2.6	Der ELEKTA Lamellenkollimator	12
3.1	Feynmann Diagramm der Compton Wechselwirkung	17
3.2	Skizze eines analytischen und detaillierten Beschleunigerkopfmodells .	19
3.3	Der Compton-Streukoeffizient für menschliches Gewebe	21
3.4	Die Struktur von <i>EGSnrc</i>	22
3.5	Die Funktion der Unterprogramme HOWNEAR und HOWFAR	23
3.6	Anwendungsmöglichkeiten für eine Phasenraumdatei	25
4.1	Das verwendete Koordinatensystem	28
4.2	Grafik der simulierten Ionisationskammer	31
5.1	Beispiele für Ionisationskammern und Elektrometer	33
6.1	Tiefendosisverläufe bei unterschiedlichen Elektronenenergien	44
6.2	Empfindlichkeit des Tiefendosisverlaufs auf Änderungen des Spektrums	45
6.3	Skizze der Elektronenbahnen in den Umlenkmagneten	46
6.4	Querprofile bei Variation der Winkelverteilung der primären Elektronen- fluenz	48
6.5	Streufaktoren in Wasser und frei in Luft	50
6.6	Skizze zum Sekundärelektronen-Gleichgewicht	52
6.7	Die totalen Streufaktoren für kleine Felder auf dem Zentralstrahl und versetzt dazu	54

6.8	Vergleich der Tiefendosisverläufe der beiden Monte-Carlo-Codes . . .	60
6.9	Querprofile bei offener und irregulärer Feldform im Vergleich	63
6.10	Vergleich der gemessenen und simulierten totalen Streufaktoren . . .	64

Tabellenverzeichnis

4.1	Technische Daten der verwendeten Ionisationskammer	31
5.1	Geometrische Bezugsbedingungen nach DIN 6800-2.	36
5.2	Die einzelnen Beiträge der Messunsicherheit des Messsystems.	42
6.1	Die Winkelverteilung ausgesuchter Elektronenenergien	47
6.2	Ansprechvermögen der untersuchten Ionisationskammer	57
6.3	Anteile der Luftionisation aus den Kammerbauteilen	58
7.1	Einfluss der Parameter der Elektronenquelle	65
7.2	Die endgültigen Daten der Elektronenquelle.	66

1 Einleitung

Eine Optimierung der Strahlentherapie kann dadurch erreicht werden, dass man durch neue Behandlungsmethoden versucht, die Dosis im gesunden Gewebe um den Tumor möglichst weitgehend abzusenken, da dann bei gleicher Komplikationswahrscheinlichkeit im Normalgewebe eine höhere Tumordosis appliziert werden kann. Eine höhere Dosis im Tumolvolumen erhöht die Wahrscheinlichkeit, dass alle Tumorzellen durch die Therapie abgetötet werden. Die derzeit vielversprechendste neue Therapieform, die aus diesen Überlegungen hervorging, ist die Therapie mit fluenzmodulierten Feldern (engl.: intensity modulated radiation therapie, IMRT) [1]. Dabei wird die endgültige Dosisverteilung im Zielvolumen aus einer Überlagerung von einzelnen, aus unterschiedlichen Richtungen einfallenden, fluenzmodulierten Feldern erzeugt. Die Modulation der Fluenz kann auf verschiedene Arten erfolgen. Die einfachste, aber auch zeitaufwändigste, ist die Verwendung eines Kompensators, also eines Blockes aus schwächendem Material, bei dem Bereiche, die mehr Dosis erhalten sollen, ausgedünnt werden. Verbreiteter ist heute die Erzeugung fluenzmodulierter Felder mit Hilfe der in den meisten Beschleunigern vorhandenen Lamellenblenden. Dazu werden diese entweder mit variierender Geschwindigkeit über die zu bestrahlende Fläche bewegt (sog. dynamische modulierte Bestrahlung) [2, 3], oder das Feld wird aus kleineren Teilfeldern unterschiedlicher Fläche zusammengesetzt (sog. „step-and-shoot“ Technik) [4]. Mittels solcher Bestrahlungstechniken ist man in der Lage, die Dosis sehr eng an die Form des Zielvolumens anzupassen.

Allerdings stellt diese hohe geometrische Genauigkeit bei der Dosisapplikation auch hohe Ansprüche an die Berechnung der Dosis im Patienten. Mögliche geometrische Abweichungen aufgrund von Ungenauigkeiten in der Berechnung der Feldgeometrien, oder Abweichungen in der Dosis von Risikoorganen könnten bei solchen Präzisionsbestrahlungen den Behandlungserfolg stark schmälern, ja in Extremsituationen sogar komplett zunichte machen. Aus diesem Grund sollen die Berechnungsalgorithmen in einem IMRT tauglichen Bestrahlungsplanungssystem die Effekte berücksichtigen, welche zum Beispiel durch Materialinhomogenitäten, wie etwa Luftkavitäten (Nasenhöhle, Darm etc.), verursacht werden. Um einen positiven Behandlungser-

folg gewährleisten zu können fordert man, dass die Berechnung der Dosis durch das Planungssystem mit einer Genauigkeit von 2%, oder besser, durchgeführt wird [5]. Diese Genauigkeit kann von den bisher verwendeten herkömmlichen Dosisberechnungsalgorithmen kaum gewährleistet werden.

Aus diesem Grund kamen verschiedene Gruppen [6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13] auf die Idee, die in anderen Bereichen der Physik schon lange bekannten Monte-Carlo-Algorithmen (Grundlagen von Monte-Carlo-Verfahren z.B. in [14]) für solche Berechnungen zu verwenden [15, 16]. Die anfänglich verwendeten Vielzweckalgorithmen (z.B. *EGS4* [17]) boten zwar eine sehr hohe Genauigkeit, hatten aber den Nachteil, dass die Berechnung sich über mehrere Tage hinziehen konnte. Daher wurde in den letzten Jahren versucht, Monte-Carlo-Algorithmen zu entwickeln, welche zwar die für die Strahlentherapie geforderte Genauigkeit bieten, gleichzeitig aber so schnell sind, dass die Berechnung innerhalb von Minuten erfolgen kann. Beispiele hierfür sind die VMC basierten Berechnungsalgorithmen [9, 18]. Mit der Zeit stellte sich dann heraus, dass eine genaue Berechnung der Dosis nicht nur vom zugrunde liegenden Algorithmus, sondern ebenso vom Strahlerkopfmodell abhängt. Dabei gibt es verschiedene Möglichkeiten der Realisierung: Man kann den Beschleunigerkopf detailliert modellieren und den kompletten Strahlungstransport durch die Komponenten simulieren [6], oder aber man versucht sämtliche Eigenschaften des den Strahlerkopf verlassenden Strahlungsbündels durch wenige einfache Strahlungsquellen anzunähern [8]. Dabei stellt sich bis heute die Frage, ob die angenäherten, so genannten analytischen, Strahlerkopfmodelle eine für die Berechnung im Patienten ausreichende Genauigkeit bieten.

In Tübingen wurde 2001 die IMRT zur Behandlung von Prostata- und Kopf/Hals-Tumoren begonnen. Dabei kam das inverse Planungssystem „Hyperion“ [19], das in Tübingen entwickelt wurde, zum Einsatz. Bei diesem Planungssystem wird die Optimierung mittels des VMC Monte-Carlo-Programms durchgeführt. Um die Planung und Behandlung in die tägliche klinische Routine zu überführen, mussten mehrere Probleme gelöst werden. Ein Teil der Probleme wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit behandelt.

Zu allererst musste für die weiteren Untersuchungen ein detailliertes Strahlerkopfmodell des Beschleunigers erstellt werden, das beliebige Strahlungsfelder mit großer Genauigkeit simulieren kann. Mit Hilfe dieses Modells sollte dann die Frage untersucht werden, wie die Messungen mittels Ionisationskammern von der Feldgröße beeinflusst werden. Dies ist notwendig, da bei der IMRT häufig kleine Felder appliziert werden, bei denen die herkömmlichen Dosimetrieprotokolle [20, 21] keine

Messung erlauben. Außerdem wurde ein Effekt der verwendeten Ionisationskammer untersucht, der erst im Laufe der Untersuchungen zu der vorliegenden Arbeit entdeckt wurde. Dieser Effekt kann aber einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Dosisberechnung von Planungssystemen haben, wie später gezeigt wird. Abschließend wird dann ein Vergleich zwischen dem detaillierten Strahlerkopfmodell und dem in „Hyperion“ benutzten analytischen Modell durchgeführt. Es soll gezeigt werden, dass das analytische Modell für die Bedingungen, wie sie in der Strahlentherapie gegeben sind, ausreichend genau ist.

Ziel der Arbeit ist es, das Verhalten des im Planungssystem „Hyperion“ verwendeten Monte-Carlo-Algorithmus zu untersuchen und die Genauigkeit seiner Berechnungen nachzuweisen. Damit soll das Vertrauen in das Planungssystem so gestärkt werden, dass der Verifikationsaufwand für IMRT-Behandlungen reduziert werden kann und eine IMRT-Behandlung nicht viel mehr Zeit in Anspruch nimmt als eine herkömmliche Bestrahlung.

2 Linearbeschleuniger

Heutzutage werden für die perkutane Strahlentherapie fast ausschließlich Elektronen-Linearbeschleuniger verwendet. Die früher noch üblichen Cobalt-Geräte und Betatrons sind zugunsten der einfacher zu handhabenden Linearbeschleuniger nahezu ausser Betrieb. Da im Verlauf der vorliegenden Arbeit immer wieder auf die verschiedenen Komponenten eines Linearbeschleunigers Bezug genommen wird, soll im Folgenden ein kurzer Abriss zur Entwicklung und Technik der Linearbeschleuniger erfolgen. Ebenso werden die in dieser Arbeit benutzten Berechnungsmethoden für das Umlenken der Elektronen mittels der Umlenkmagnete erläutert.

2.1 Technische Aspekte von Linearbeschleunigern

Kreis- und Linearbeschleuniger sind seit etwa 50 Jahren das Hauptuntersuchungsmittel in der Kern- und Teilchenphysik. Der Startschuss hierzu fiel, als 1932 Cockroft und Walton [22] den ersten Teilchenbeschleuniger der Welt bauten. Dieser so genannte Cockroft-Walton Beschleuniger ist vom Aufbau her der einfachste Beschleuniger. Hierbei wird eine Hochspannung mittels einer Spannungskaskade über die Beschleunigungsstrecke angelegt. Die geladenen Teilchen werden dann durch dieses elektrische Potential beschleunigt. Aus diesem Grunde wird in der Beschleunigertechnik auch die Einheit *Elektronenvolt* (eV) für die Energie der beschleunigten Teilchen benutzt. Entsprechend ist 1 eV die Energie, die ein Elektron nach Durchlaufen eines Spannungsgefälles von 1 V hat. In SI Einheiten ergibt sich: $1eV = 1,6 \cdot 10^{-19} J$.

In den folgenden Jahren wurden zahlreiche Verbesserungen am Cockroft-Walton Beschleuniger vorgenommen. Dieser Typus des Linearbeschleunigers zeichnet sich durch eine hohe Zuverlässigkeit und sehr präzise steuerbare Energie der beschleunigten Teilchen aus. Daher findet man solche Beschleuniger auch heute noch in zahlreichen physikalischen Labors. Der große Nachteil dieser Beschleuniger ist jedoch die zu erzeugende Hochspannung. Insbesondere aus Gründen der Sicherheit kann eine Hochspannung bis zu 25 MV nicht überall zur Anwendung kommen. Daher wurden im Laufe der Jahre auch Beschleunigertypen entwickelt, welche ohne eine Hochspan-

nungskaskade beschleunigen. Beispiele hierfür sind zunächst die Kreisbeschleuniger Betatron und Synchrotron.

Mit der Entwicklung der Radar- und Fernsehtechnik konnte dann schließlich der Linearbeschleunigertyp entwickelt werden, welcher heutzutage den Hauptanteil der Beschleuniger in der Medizinischen Physik stellt. Zwar wurde das theoretische Prinzip der Beschleunigung von geladenen Teilchen durch Hochfrequenzdriftröhren schon 1928 durch Wideröe [22] veröffentlicht, doch war die Technik noch nicht so weit, dass man dieses Konzept auch realisieren konnte. Erst im Jahre 1947 wurde der erste Hochfrequenzbeschleuniger durch Alvarez [22] gebaut. Das Prinzip dieses Beschleunigers ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

Für die Beschleunigung von Elektronen musste aus Effizienzgründen eine andere

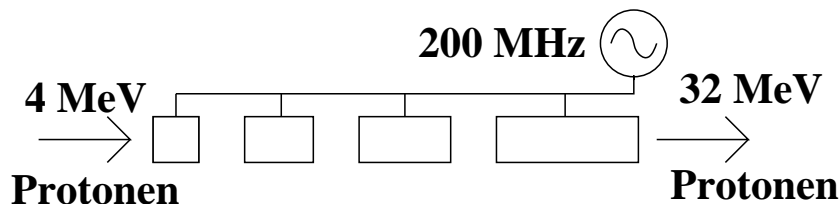


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Hochfrequenz-Driftröhrenbeschleunigers von Alvarez (1947).

Methode für die Beschleunigung gefunden werden, die Beschleunigung mit Resonanzwellen. Man unterscheidet dabei zwei Realisierungen, die Stehwellen- und Wanderwellenbeschleuniger. Das Prinzip ist bei beiden ähnlich. In eine Runzelröhre mit mehreren Resonanzräumen wird eine Hochfrequenzstrahlung eingeleitet. Je nach Typ des Beschleunigers bildet sich dann entweder eine hochfrequente Steh- oder Wanderwelle aus. Durch die Wechselwirkung zwischen der elektrischen Ladung des Elektrons und der elektromagnetischen Hochfrequenzwelle wird eine Beschleunigung erreicht. Das Funktionsprinzip eines Wanderwellenbeschleunigers ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Vorteile der Hochfrequenztechnik gegenüber den Elektrostatiken Beschleunigern ist einmal die höhere Effizienz bei Geschwindigkeiten der Elektronen nahe der Lichtgeschwindigkeit und andererseits die Bündelung der Elektronen zu Mikropulsen.

Schon früh erkannte man die Möglichkeit, die 1895 von Röntgen entdeckte Röntgenstrahlung [23] auch therapeutisch einzusetzen. Hieraus wurde als Alternative zu operativen Techniken die Strahlentherapie von Tumorerkrankungen entwickelt. Erst mit der Erzeugung hochenergetischer Röntgenstrahlung war es aber möglich, die Anfor-

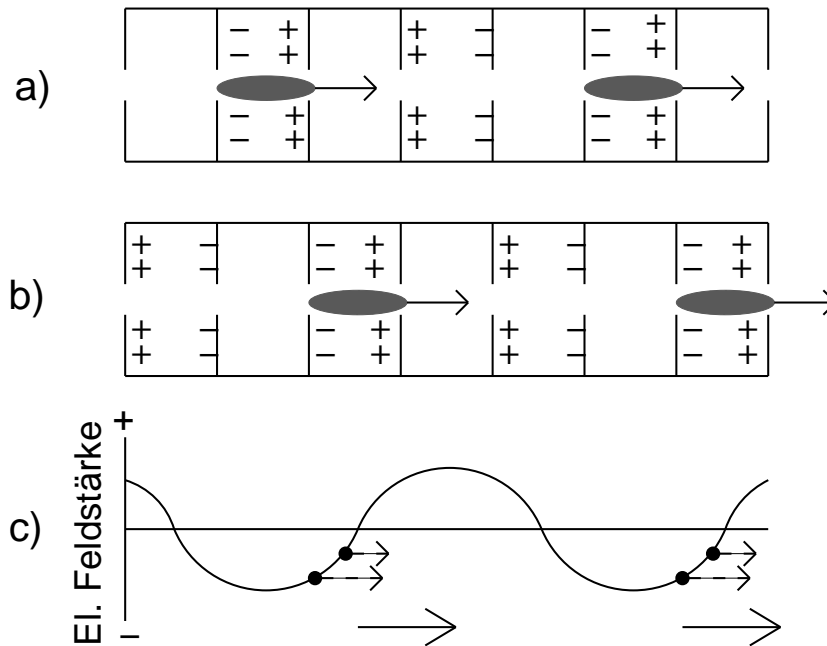


Abbildung 2.2: Vereinfachte Darstellung der Funktion eines Wanderwellenbeschleunigers. Die Hochfrequenzzelle im unteren Bild (b) ist gegenüber dem oberen Bild (a) um einen Resonanzraum weiter gewandert und hat dabei das Elektronenbündel (grauer Fleck) mitgenommen. In Bild (c) ist der Verlauf der elektrischen Feldstärke für Situation (b) dargestellt. Dabei zeigen die gestrichelten Linien die Fokussierung des Elektronenbündels in Ausbreitungsrichtung an, die durchgezogenen Pfeile die effektive Bewegungsrichtung der Bündel.

derungen, die an eine solche Therapie gestellt werden, auf optimale Weise zu erfüllen. Da die Wirkung von hochenergetischer Röntgenstrahlung im Gewebe stark von der Dosis abhängt, müssen sehr hohe Anforderungen an die Zuverlässigkeit und Reproduzierbarkeit der Strahlung gestellt werden. Außerdem ist eine große Variabilität der Energie gewünscht. Dies alles lässt sich insbesondere mit den Wanderwellenbeschleunigern auch zu vertretbaren Kosten realisieren, weshalb dieser Beschleunigertyp heutzutage überwiegend verwendet wird. Da die Elektronen eine sehr geringe Ruhemasse haben (511 keV), wird schon bei den in der Medizin üblichen Beschleunigungsenergien zwischen 1 und 25 MeV eine relativistische Geschwindigkeit erreicht. Bei dem in dieser Arbeit betrachteten Linearbeschleuniger mit einer Grenzenergie von 6 MeV wird etwa das 0,995-fache der Lichtgeschwindigkeit erreicht.

Da sich die Beschleunigungsstrecke aus Platzgründen parallel zum Patienten, im so

genannten Tragarm befindet, muss der erzeugte Elektronenstrahl noch in Richtung des Patienten umgelenkt werden. Hierzu werden magnetische Sektorfelder verwendet. Gleichzeitig findet in den Umlenkmagneten eine Energieselektion statt. Für die Konstruktion des Umlenkmagneten gibt es zwei verschiedene Ansätze. Eine Methode ist die Verwendung eines 270° Umlenkmagneten, um eine sehr gute Energieselektion und Parallelität des Elektronenstrahls zu erreichen. Als zweite Lösung finden 90° Umlenkmagnete, bzw. modifizierte 90° Magnete, Verwendung (siehe Abbildung 2.3). Solche Systeme sind platzsparender, haben aber den Nachteil der schlechteren Energieselektion.

Nach der Umlenkung wird der Elektronenstrahl dann im Elektronenbetrieb durch

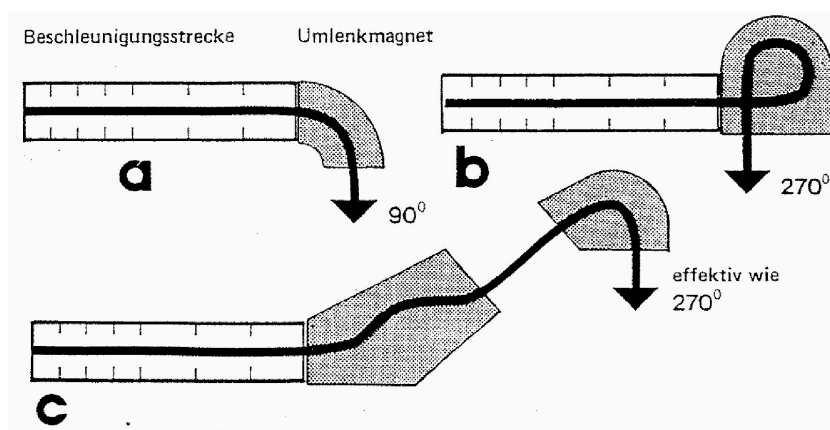


Abbildung 2.3: Eine Übersicht über die gebräuchlichsten Konfigurationen von Umlenkmagneten. Der 90° Umlenkmagnet (a) ist heute kaum noch zu finden. Dagegen werden der 270° Umlenkmagnet (b) sowie die Slalomumlenkstrecke mit drei Magneten (c) in modernen Beschleunigern eingebaut.

ein dünnes Fenster nach außen geführt, im Photonenbetrieb trifft er auf ein Wolfram-Target, wo durch Bremsstrahlungsprozesse Photonen entstehen. Die so erzeugte Photonenstrahlung wird dann noch mit Hilfe eines Ausgleichkörpers homogenisiert und entsprechend der gewünschten Feldgröße kollimiert, bevor sie auf den Patienten trifft. Eine grafische Darstellung des in dieser Arbeit verwendeten Linearbeschleunigers mit allen wichtigen Komponenten zeigt Abbildung 2.4.

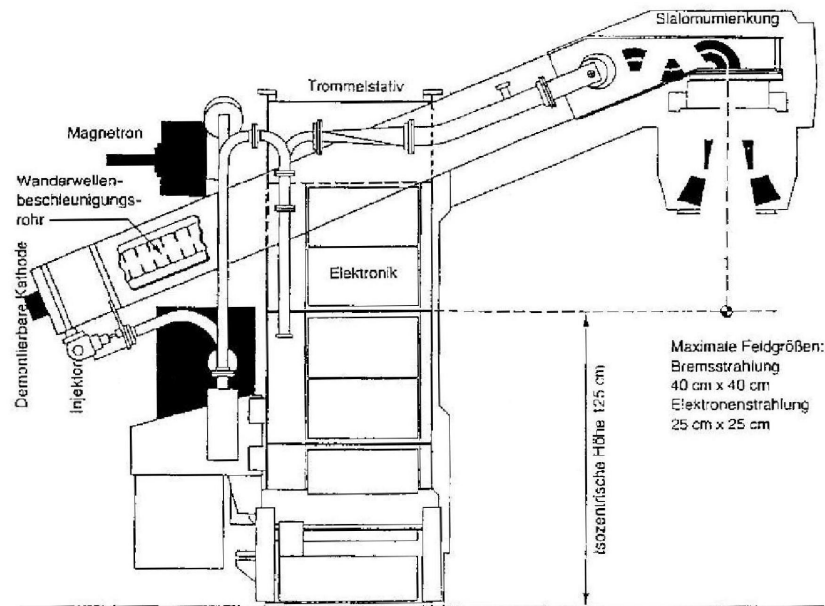


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines ELEKTA SL_i Linearbeschleunigers aus dem Betriebshandbuch der Firma ELEKTA (ELEKTA, Crawley UK). Dargestellt ist sowohl die Beschleunigungsstrecke (Mitte links bis rechts oben), als auch der Beschleunigerkopf mit dem Blenden-system (Mitte rechts).

2.1.1 Der Beschleunigerkopf

Da im Laufe der Arbeit genauer auf bestimmte Komponenten des Beschleunigerkopfes eingegangen wird, soll in diesem Kapitel eine Erläuterung des Aufbaus und der Komponenten erfolgen.

Der Beschleunigerkopf schließt sich unmittelbar an die Beschleunigungsstrecke und das Umlenksystem an. Dabei sind die beiden Systeme durch ein dünnes Fenster getrennt, da der Strahlverlauf in der Beschleunigungsstrecke im Vakuum erfolgt, im Beschleunigerkopf aber in Luft. Der Beschleunigerkopf dient dazu, den Elektronenstrahl, der aus der Beschleunigungsstrecke kommt, in einen Elektronen- oder Photonenstrahl umzuwandeln. Dazu werden verschiedene Komponenten benötigt, welche nun der Reihe nach, beginnend am Ende der Beschleunigungsstrecke, für den Photonenbetrieb beschrieben werden sollen. Die genaue Anordnung der Komponenten ist in Abbildung 2.5 ersichtlich.

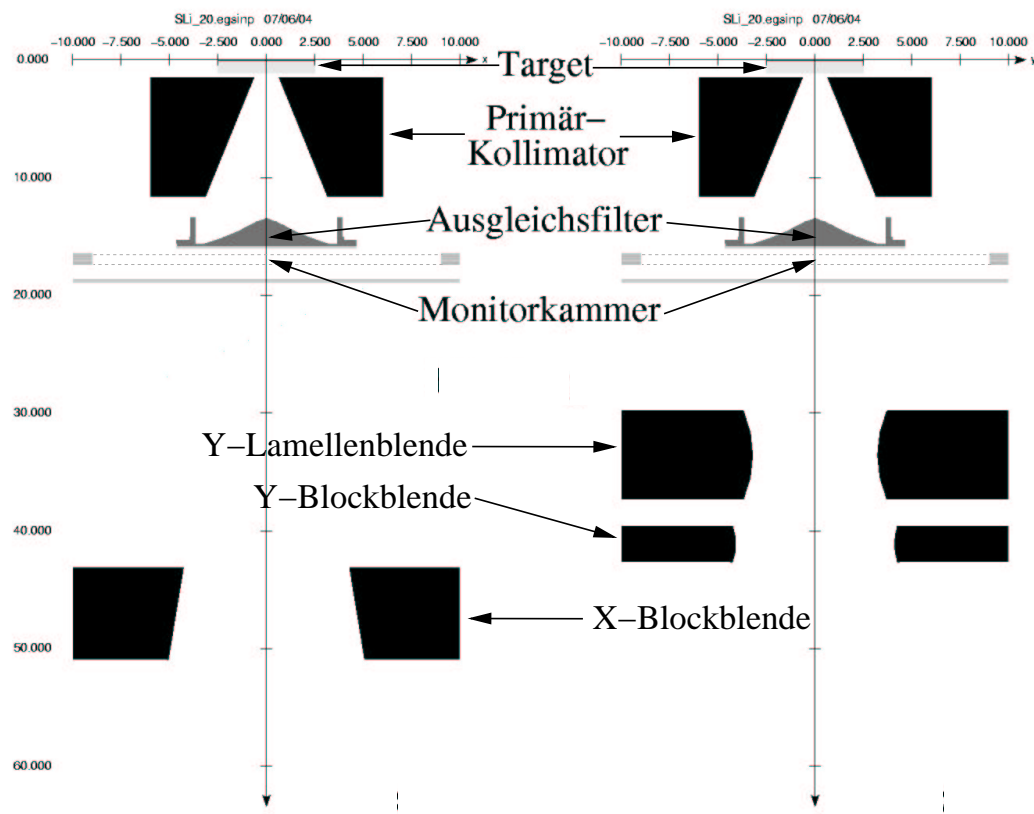


Abbildung 2.5: Schnittbild des in dieser Arbeit benutzten Beschleunigerkopfes durch die X-Z (links) und Y-Z (rechts) Ebenen.

- **Das Target** besteht aus einer Wolframlegierung. Es schließt unmittelbar an das Vakuumfenster an. Die beschleunigten Elektronen werden im Target abgebremst. Dabei entstehen Bremsstrahlungsphotonen. Ein typisches Target ist 1 mm dick. Da es sich sehr stark erwärmt, ist es in einen 1 cm starken wassergekühlten Kupferblock integriert.
- **Der Primärkollimator** dient dazu, die Photonenstrahlung, welche im Target entstanden ist, zu begrenzen. Er soll diejenige Strahlung, die nicht in Richtung des Patienten geht, herausfiltern, um so die Strahlenbelastung durch Streustrahlung gering zu halten.
- **Der Ausgleichsfilter** ist ein kegelförmiges Metallteil. Da die Photonenstrahlung nach der Erzeugung im Target im Zentrum eine viel höhere Energiefluenz als im Randbereich besitzt, benötigt man den Ausgleichsfilter, um eine möglichst isotrope Energiefluenz über die gesamte Blendenöffnung zu errei-

chen. Dies geschieht durch Comptonstreuung und Absorption im Filtermaterial.

- **Die Monitorkammer** überwacht die Dosis, die Dosisleistung, sowie die Dosisverteilung der Strahlung.
- **Das Blendensystem** begrenzt schließlich die Photonenstrahlung auf diejenige Fläche, die der Strahlung ausgesetzt werden soll. Um die übrigen Bereiche auszublocken, werden die Blenden sehr massiv gehalten. Beim ELEKTA SL*i* Beschleuniger besteht die Blende in X-Richtung aus 7,5 cm dickem Wolfram, in Y-Richtung ist die Blende aus 40 7,5 cm dicken Lamellenpaaren und einer 3 cm dicken Blockblende zusammengesetzt (siehe Abb. 2.5). Die Blenden sind, je nach Bauart, entweder auf den Quellpunkt der Strahlung fokussiert oder haben gerundete Enden, um einen möglichst schmalen, gleichbleibenden Halbschattenbereich zu gewährleisten.

2.1.2 Der ELEKTA Lamellenkollimator

Eine wichtige Komponente des Blendensystems ist der Lamellenkollimator. Er ersetzt bei den ELEKTA Geräten die Blende in Y-Richtung. Ein Lamellenkollimator besteht senkrecht zur Fahrtrichtung aus einer großen Anzahl von einzelnen Lamellenblenden. Hierdurch ist es möglich, das Strahlungsfeld sehr genau an die Kontur des zu bestrahlenden Bereichs des Patienten anzupassen.

Da sich die Lamellenkollimatoren der verschiedenen Hersteller unterscheiden, soll kurz der ELEKTA Lamellenkollimator beschrieben werden. Mehr Details über diesen Kollimator sind beispielsweise in der Arbeit von Van de Walle [24] nachzulesen. Der ELEKTA Lamellenkollimator hat 40 Lamellenpaare und kann damit eine maximale Öffnung von 40 cm in der Isozentrumsebene erreichen. Die einzelnen Lamellen haben eine Breite von 1,1 cm, projiziert in die Isozentrumsebene, so dass sich eine Überdeckung von 1 mm zwischen zwei benachbarten Lamellen ergibt. Wie in der Zeichnung 2.6 zu sehen ist, wird die Überdeckung durch eine Stufe etwa auf halber Höhe der Lamellen realisiert. Die Lamellen sind an der feldbegrenzenden Seite gerundet, wie aus dem Y-Z Schnitt in Abbildung 2.5 ersichtlich ist. Hierdurch soll eine gleichmäßige Breite des Halbschattens bei allen Feldgrößen erreicht werden. Die Dicke der einzelnen Lamellen beträgt 7,5 cm. Unterhalb des Lamellenkollimators befindet sich noch eine Blockblende von 3 cm Dicke, welche die Leckstrahlung durch die Lamellenzwischenräume abschwächen soll. Um so wenig wie möglich Leckstrah-

lung durch die Zwischenräume der Lamellen kommen zu lassen, wurde die Stufe auf halber Lamellenhöhe eingeführt. Da die auf den Strahlungsquellepunkt fokussierten Seiten der Lamellen aber dennoch zu viel Leckstrahlung durchlassen würden, wurde der gesamte Lamellenkollimator leicht verkippt, so dass der Fokuspunkt der Lamellenseiten nicht mehr mit der Zentralachse des Beschleunigerkopfes zusammenfällt, sondern sich um 2 mm versetzt daneben befindet.

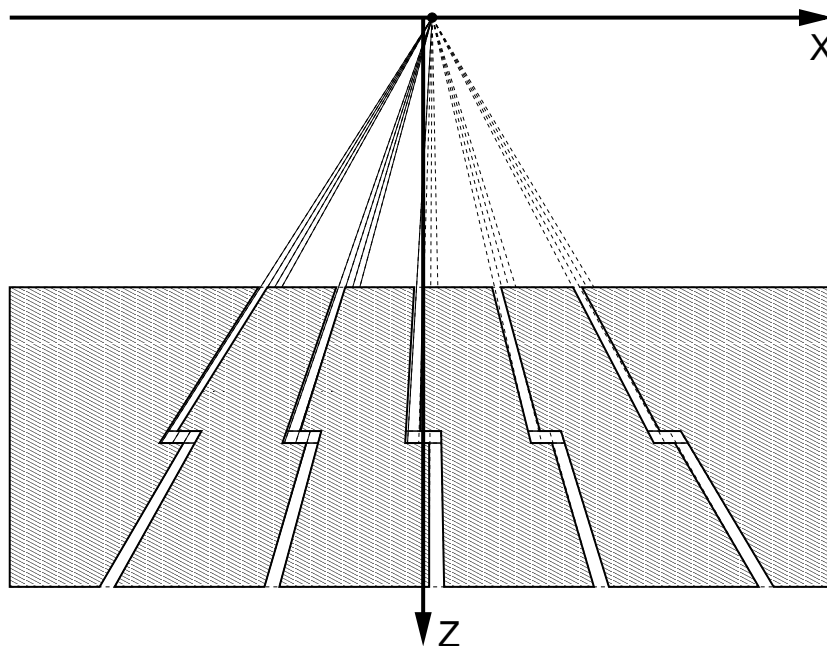


Abbildung 2.6: Details des ELEKTA Lamellenkollimators. Die Seitenflächen sind auf einen Punkt in der Ebene des Targets, aber 2 mm neben der Z-Achse, fokussiert. Durch die gestuften Seitenflächen soll verhindert werden, dass Photonen zwischen den Lamellen hindurch gelangen.

2.2 Trajektorien geladener Teilchen in magnetischen Sektorfeldern

2.2.1 Klassische Betrachtung

Wie im vorhergehenden Kapitel ausgeführt wurde, benötigt man einen oder mehrere Sektormagneten, um den Elektronenstrahl aus der Horizontalen auf den Patienten zu lenken. Da in der vorliegenden Arbeit der Öffnungswinkel des Elektronenbündels

durch Berechnung der Trajektorien von drei ausgezeichneten Elektronenenergien des Bündels berechnet wurden, soll hier kurz die Methode erläutert werden, wie solche Berechnungen vorgenommen werden.

Aus der klassischen Elektrodynamik ist bekannt, dass ein Elektron eine ablenkende Kraft, die so genannte Lorentz-Kraft, erfährt, wenn es sich durch ein Magnetfeld bewegt. Der Vektor dieser Kraft \vec{F} ist hierbei das Kreuzprodukt aus Bewegungsrichtung und Magnetfeldrichtung. Die Lorentz-Kraft für Vektoren lautet

$$\vec{F} = Q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad , \quad (2.1)$$

die Zentripetalkraft

$$\vec{F} = \frac{m\vec{v}^2}{r} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad . \quad (2.2)$$

Der Betrag beider Kräfte muss in der Kreisebene gleich sein:

$$QvB = \frac{mv^2}{r} \quad . \quad (2.3)$$

Setzt man hier die Werte für das Elektron ein, also $Q = e$, $m = m_e$, so ergibt sich nach Umformung für den Betrag des Radius r

$$r = \frac{v}{B \frac{e}{m_e}} \quad , \quad (2.4)$$

wobei v der Geschwindigkeitsbetrag des Elektrons, B die Stärke des Magnetfeldes, e die Elementarladung und m_e die Masse des Elektrons ist. Die Geschwindigkeit v des Elektrons, die es nach Durchlaufen der Beschleunigungsspannung U hat, beträgt

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m_e} U} \quad , \quad (2.5)$$

was eingesetzt in Gleichung 2.4

$$r = \frac{\sqrt{2 \frac{e}{m_e} U}}{B \frac{e}{m_e}} \quad (2.6)$$

ergibt.

2.2.2 Anpassungen für relativistische Teilchen

Da die Elektronen der hier behandelten Linearbeschleuniger eine relativistische Geschwindigkeit haben, müssen an Gleichung 2.6 einige Änderungen vorgenommen werden.

Um den korrekten Kreisradius für relativistische Elektronen zu bekommen, muss die relativistische Massenzunahme bei der Beschleunigung berücksichtigt werden. Hierzu muss in Gleichung 2.4 der relativistische Impuls eingesetzt werden. Diesen erhält man aus dem relativistischen Energiesatz

$$E_{ges} = \sqrt{m_e^2 c^4 + c^2 p_{rel}^2} \quad (2.7)$$

durch Umformung nach p_{rel} :

$$p_{rel} = \sqrt{\frac{E_{ges}^2 - m_e^2 c^4}{c^2}} \quad (2.8)$$

Setzt man in diese Gleichung die Gesamtenergie

$$E_{ges} = eU + m_e c^2 \quad (2.9)$$

ein, so erhält man für p_{rel} :

$$p_{rel} = \sqrt{2em_e U \left(1 + \frac{eU}{2m_e c^2}\right)} \quad (2.10)$$

Nun kann der relativistische Impuls p_{rel} in Gleichung 2.4 eingesetzt werden

$$r = \frac{\sqrt{2em_e U \left(1 + \frac{eU}{2m_e c^2}\right)}}{eB} \quad (2.11)$$

Damit kann man den Kreisradius für ein Elektron berechnen, das nach der Beschleunigung mit der Spannung U durch ein Magnetfeld der Stärke B fliegt. Ist der Radius r bekannt, so kann mit Hilfe einfacher geometrischer Beziehungen bei bekannter Eintrittsstelle die Austrittsstelle und der Austrittswinkel aus einem beliebigen Sektormagneten berechnet werden.

3 Monte-Carlo-Verfahren

3.1 Einführung

Unter einem Monte-Carlo-Verfahren versteht man die Lösung eines komplexen Problems durch Anwendung von statistischen Verfahren. Ausgangspunkt für die Entwicklung solcher statistischer Verfahren war das in Physik und Mathematik schon lange bekannte Prinzip, dass bestimmte Fragen durch eine Anzahl von Stichproben hinreichend genau gelöst werden können. Dieses so genannte „Sampling-Verfahren“ wurde beispielsweise von Lord Kelvin benutzt, um durch eine Stichprobe von Trajektorien die elastische Kollision von Teilchen-Wand Wechselwirkungen zu untersuchen [25]. Man erkannte schließlich, dass man mittels dieses Verfahrens auch komplizierte Integrale lösen konnte, wenn man das zugrunde liegende physikalische Modell so umformulieren konnte, dass sich ein stochastisches Modell ergab. Haupthindernis bei der Umsetzung des Verfahrens war der Rechenaufwand und das Fehlen von Rechenmaschinen, welche die zahllosen Berechnungen schnell genug erledigen konnten. So wurden die ersten Tabellen von Zufallszahlen erstellt, indem man in Monte-Carlo erspielte Roulette-Ergebnisse nahm. Daher hat sich der bis heute gebräuchliche Name „Monte-Carlo“ Verfahren eingebürgert.

Der große Durchbruch kam mit der Erfindung des Computers. Nun stand eine Maschine zur Verfügung, die die einzelnen Berechnungen genau und schnell ausführen konnte. Dies führte dazu, dass Monte-Carlo-Verfahren anfangs hauptsächlich zu militärischen Entwicklungen benutzt wurden, etwa bei der Entwicklung der Atombombe in Los Alamos, da nur das Militär entsprechend leistungsstarke Computer hatte. Der größte Motor für die Entwicklung immer neuer Monte-Carlo-Algorithmen war und ist aber die Teilchenphysik. Sie benötigte ein Verfahren, mit dem die Ergebnisse der Beschleuniger Experimente untersucht, aber auch vorhergesagt werden konnten. Aus diesem Grunde haben nahezu alle heutigen Monte-Carlo-Programme ihren Ursprung in der Teilchenphysik. Bekannte Vertreter sind etwa *EGS4* (Stanford, USA) [17], *GEANT4* (CERN, Schweiz/Frankreich) [26] und *MCNP* (Los Alamos National Laboratory, USA) [27].

3.2 Monte-Carlo-Verfahren in der Strahlentherapie

3.2.1 Berechnungsverfahren

Ein wichtiges Problem in der Strahlentherapie ist die korrekte Berechnung der Dosisverteilung im Patienten für eine geplante Behandlung. Anfangs behalf man sich mit in Wasser gemessenen Dosisverteilungen, mit welchen die Dosis im Patienten abgeschätzt wurde. Als dann immer leistungsfähigere Computer verfügbar waren, wurden erste Algorithmen entwickelt, mit denen eine Berechnung der Dosis möglich wurde. Auch heute noch werden diese empirischen, analytischen oder Matrix-Verfahren eingesetzt, da sie eine sehr schnelle Berechnung der Dosis ermöglichen. Allerdings ist ein großer Nachteil dieser Algorithmen, wie Nadelstrahl- oder Faltungsverfahren, dass ihre Genauigkeit nicht sehr hoch ist [5]. Insbesondere bei kritischen Strukturen in der Nähe von Gewebeinhomogenitäten weisen sie hohe Abweichungen auf. Dadurch ergeben sich im Kopf- und Halsbereich sowie in der Lunge große Schwierigkeiten.

Eine Lösung, mit der man die Schwierigkeiten der genannten Algorithmen umgehen kann, ist es, die Transportgleichung von Strahlung im Gewebe direkt zu berechnen. Für die Beschreibung der Trajektorien von Elektronen, Photonen und Neutronen benutzt man die lineare Boltzmann Gleichung [28]

$$\left[\frac{\partial}{\partial s} + \frac{p}{|p|} \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \mu(x, p) \right] \psi(x, p, s) = \int dp' \mu(x, p, p') \psi(x', p', s) \quad (3.1)$$

wobei x die Position, p der Impuls des Teilchens, $(p/|p|) \cdot \partial/\partial x$ eine Richtungsableitung in drei Dimensionen und s ein Maß für die Weglänge ist. Der makroskopische differentielle Wirkungsquerschnitt ist mit $\mu(x, p, p')$ und die Aufenthaltswahrscheinlichkeit mit $\psi(x', p', s)$ bezeichnet. Diese Gleichung ist aber in geschlossener Form nicht lösbar. Daher greift man, wie in der Physik bei Transportproblemen üblich, zu Monte-Carlo Methoden, um eine Lösung zu erhalten.

Dabei gilt, dass das Integral für eine beliebige Funktion f im Volumen V abgeschätzt werden kann durch N zufällig gewählte Punkte x_1, \dots, x_N mittels

$$\int f dV \approx V \langle f \rangle \pm V \sqrt{\frac{\langle f^2 \rangle - \langle f \rangle^2}{N}} \quad (3.2)$$

dabei ist

$$\langle f \rangle \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i) \quad \langle f^2 \rangle \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f^2(x_i) \quad . \quad (3.3)$$

Dies ist das zentrale Theorem der Monte-Carlo-Integration [14]. Zur Lösung der Transportgleichung müssen nun die einzelnen Teilfunktionen, wie etwa die Streuquerschnitte für verschiedene Wechselwirkungen, gelöst werden. Für den Compton-Effekt wird, beispielsweise der differentielle Streuquerschnitt durch die Klein-Nishina Formel [29]

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega_\gamma} = \frac{1}{4} r_0^2 \left(\frac{\nu'}{\nu} \right)^2 \left(\frac{\nu}{\nu'} + \frac{\nu'}{\nu} - 2 + 4 \cos^2 \Theta \right) \quad (3.4)$$

wiedergegeben. Dabei ist ν die Frequenz der elektromagnetischen Welle, r_0 der klassische Elektronenradius und der Frequenz ν' des in den Raumwinkel $d\Omega_\gamma$ gestreuten Strahls, sowie Θ als Winkel zwischen den Vektoren \vec{E} und \vec{E}' der einfallenden und gestreuten Welle. Das Feynmann Diagramm zur Compton Wechselwirkung ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Werden so auch die Parameter für die anderen Strah-

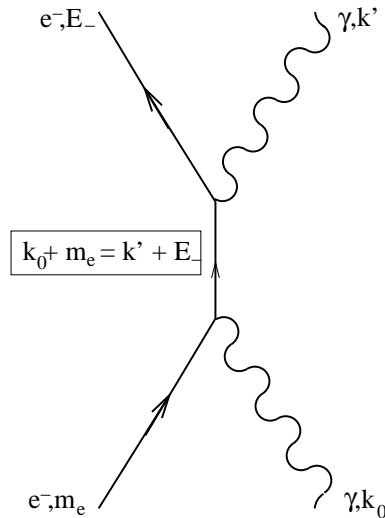


Abbildung 3.1: Das Feynmann Diagramm der Compton Wechselwirkung. Das Photon streut an dem Elektron, das als frei und in Ruhe angenommen wird. Dabei wird Energie vom Photon auf das Elektron übertragen, das Elektron bekommt dadurch einen Impuls, während sich die Wellenlänge des Photons vergrößert.

lungswchselwirkungen von Photonen und Elektronen bestimmt, so kann man die Transportgleichung der Strahlung in einem Medium durch Monte-Carlo Berechnung

lösen. Allerdings war bisher das Problem, dass die Berechnung mit Monte-Carlo-Algorithmen sehr lange gedauert hat. Der Grund hierfür ist, dass die erreichte Genauigkeit nach dem zentralen Theorem der Monte-Carlo-Integration 3.2 proportional zur Anzahl der zufällige ausgewählten Punkte, und damit proportional zur Quadratwurzel aus der Rechenzeit, ist. Daher war es mit herkömmlichen Monte-Carlo-Algorithmen nicht möglich, eine solche Patientenberechnung innerhalb weniger Minuten, was eine klinisch akzeptable Zeit wäre, zu vollenden. Allerdings gab es in den letzten Jahren sehr erfolgreiche Bemühungen speziell für die Strahlentherapie Monte-Carlo-Algorithmen zu entwickeln, die eine Berechnung im Minutenbereich möglich machen [30, 18, 9, 31].

Allerdings ist mit einem präzisen Dosisberechnungsalgorithmus erst ein Teil des Problems gelöst. Ein weiteres Problem ist die korrekte Modellierung der Strahlung aus dem Beschleuniger. Dazu müssen die einzelnen Parameter der Strahlung aus dem Beschleunigerkopf, wie z.B. das Energiespektrum, bekannt sein. Da diese in der Regel nicht direkt messbar sind [11, 32, 33, 34], ist es notwendig, Messungen durchzuführen, aus denen dann Rückschlüsse auf die Parameter gezogen werden können.

3.2.2 Beschleunigerkopfmodelle

Für Monte-Carlo Simulationen von Beschleunigerköpfen in der Strahlentherapie gibt es unterschiedliche Modelle. Zum Zwecke der Dosisberechnung im Patienten ist man an einer korrekten Dosisverteilung interessiert. Die hierfür entwickelten Beschleunigerkopfmodelle basieren in der Regel auf analytischen Annahmen ([8] und Anhang D [35]). In diesem Fall wird nicht der gesamte Strahlungstransport durch einen komplett modellierten Beschleunigerkopf simuliert (Skizze: Abbildung 3.2 links). Bei einem Photonenbeschleuniger kann als einfachstes Modell z.B. eine Punktquelle für Photonen im Target angesetzt werden und das Strahlungsfeld wird durch zwei Blockblenden begrenzt. Für solche Modelle gilt, dass sie umso genauer werden, je mehr Quellen man für die Modellierung verwendet. Solche analytischen Modelle haben den Vorteil, dass Berechnungen mit ihnen sehr schnell sind und trotzdem die selbe Dosisberechnungsgenauigkeit wie mit einem detaillierten Modell erreicht werden kann.

Sollen aber andererseits die Eigenschaften des Beschleunigerkopfes studiert werden und spielt auch die Rechenzeit keine so entscheidende Rolle, dann bevorzugt man ein komplettes physikalisches Modell des Beschleunigerkopfes [6]. Hierbei werden al-

le Komponenten innerhalb des Beschleunigerkopfes, welche im Strahlbereich liegen, modelliert (Skizze: Abbildung 3.2 rechts). Dies wird durch vom Hersteller bereitgestellte Konstruktionszeichnungen realisiert. Anschließend werden, ausgehend von der Elektronenstrahlung, welche aus dem Beschleunigungsrohr auf das Target gelenkt wird, die kompletten Strahlungswechselwirkungen innerhalb dieses Beschleunigerkopfes bis hinunter zur Patientenebene simuliert. Der Unterschied, der sich aus

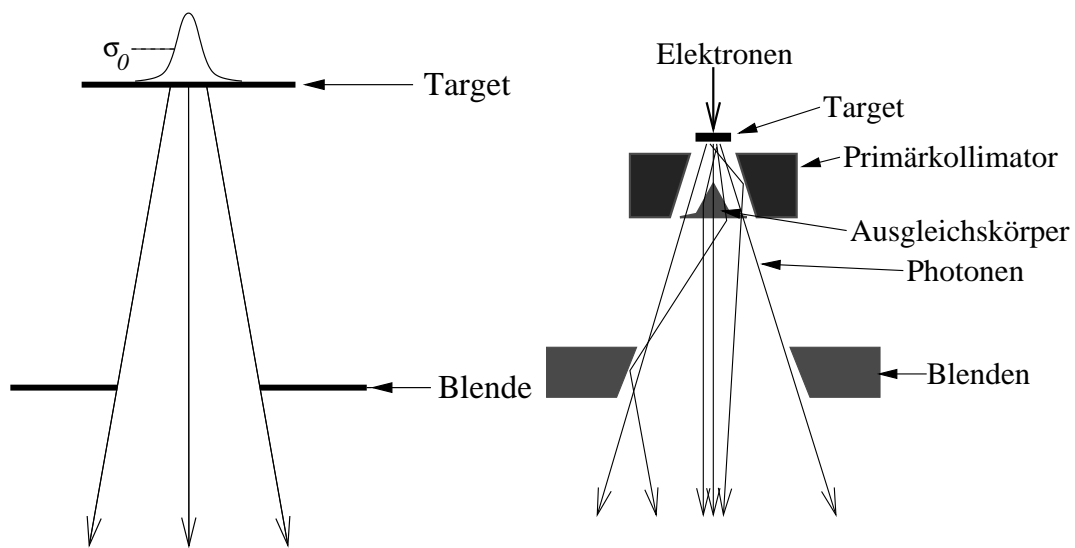


Abbildung 3.2: Skizze der beiden Beschleunigerkopfmodelle. Auf der linken Seite ist ein analytisches Modell zu sehen, welchem eine normalverteilte Photonenquelle im Target zugrunde liegt. Das Feld wird durch die Blende begrenzt. Auf der rechten Seite ist ein detailliertes Modell zu sehen, das die wichtigsten Komponenten eines Beschleunigerkopfes vom Target bis zu den Blenden enthält.

diesen beiden Ansätzen für die Messungen ergibt, liegt darin, dass man beim ersten Modell lediglich auf die Parameter der tatsächlichen Nutzstrahlung zurückschließen muss, während man beim zweiten Modell indirekte Rückschlüsse auf die Elektronenstrahlung, welche aus der Beschleunigungsstrecke kommt, ziehen muss. Da der zweite Ansatz sehr kompliziert und aufwändig ist, gibt es hierfür erst wenige Beispiele in der Literatur [36, 37, 38, 39]. Ein ähnliches Verfahren wie in [37] wurde auch im Verlaufe der vorliegenden Arbeit angewandt.

3.2.3 Näherungen für die Dosisberechnung in der Strahlentherapie

Für Monte-Carlo-Algorithmen, welche auch in der klinischen Planung eingesetzt werden sollen, fordert man eine Unsicherheit der Dosisberechnung von 2%, oder besser [5], insbesondere auch bei Materialinhomogenitäten. Dabei sollte die Rechenzeit trotzdem so gering gehalten werden, dass eine Berechnung für einen Patienten innerhalb von wenigen Minuten durchgeführt werden kann. Diese Forderung ist insbesondere bei den modernen Präzisionsbestrahlungen, etwa der IMRT, nicht einfach zu erfüllen, da hier oft 100 einzelne Felder pro Patient, oder mehr, berechnet werden müssen. Das Erreichen von so kurzen Berechnungszeiten ist aber möglich, da die Monte-Carlo-Algorithmen für klinische Anwendungen nicht so umfassend sein müssen, wie etwa in der Teilchenphysik. So erstreckt sich das für die Strahlentherapie interessante Energiefenster nur bis etwa 50 MeV bei Photonen und Elektronen. Ebenso kann bei den Materialien das Hauptaugenmerk auf im menschlichen Körper vorkommende Gewebearten gerichtet werden. Andere Materialien kommen selten vor (z.B. Prothesen) und müssen daher nicht unbedingt berücksichtigt werden. Dadurch kann das Massen-Stoßbremsvermögensverhältnis der Materialien durch einfache Formeln aus der Dichte gewonnen werden [40]. Trägt man den Compton-Streukoeffizienten nach ICRU-Report 46 [41] für menschliches Gewebe über die Dichte auf (Abbildung 3.3), so kommt man für den Compton-Streukoeffizienten f_c auf den einfachen Zusammenhang

$$f_c(\rho) = \begin{cases} 1.0 & \rho \leq \rho_{Wasser} \\ 0,85 + 0,15 \rho_{Wasser} / \rho & \rho \geq \rho_{Wasser} \end{cases} . \quad (3.5)$$

Neben der Dosisberechnung für Patienten gibt es aber auch dosimetrische Fragestellungen. Gerade hier werden heutzutage Monte-Carlo-Methoden häufig eingesetzt, um teure Strahlzeit an den ohnehin überlasteten Beschleunigern zu sparen. Hier ist die Dauer der Berechnung von untergeordneter Wichtigkeit. Für diesen Bereich ist es viel wichtiger, dass alle Berechnungen mit minimaler Unsicherheit ablaufen. Vielfach werden auch Materialien benötigt, welche im Menschen nicht vorkommen (z.B. bei der Simulation von Ionisationskammern). Aus diesem Grunde werden hierfür vorwiegend die gleichen Monte-Carlo-Algorithmen wie in der Teilchenphysik eingesetzt, z.B. *EGS4* [17], *MCNP* [27], *GEANT4* [26] etc. Aber auch Weiterentwicklungen der genannten Algorithmen, welche speziell auf die Bedürfnisse der Strahlentherapie abgestimmt wurden, sind weit verbreitet, so etwa die *EGSnrc* [42] genannte Weiterentwicklung von *EGS4*. Mit solchen Algorithmen ist man in der

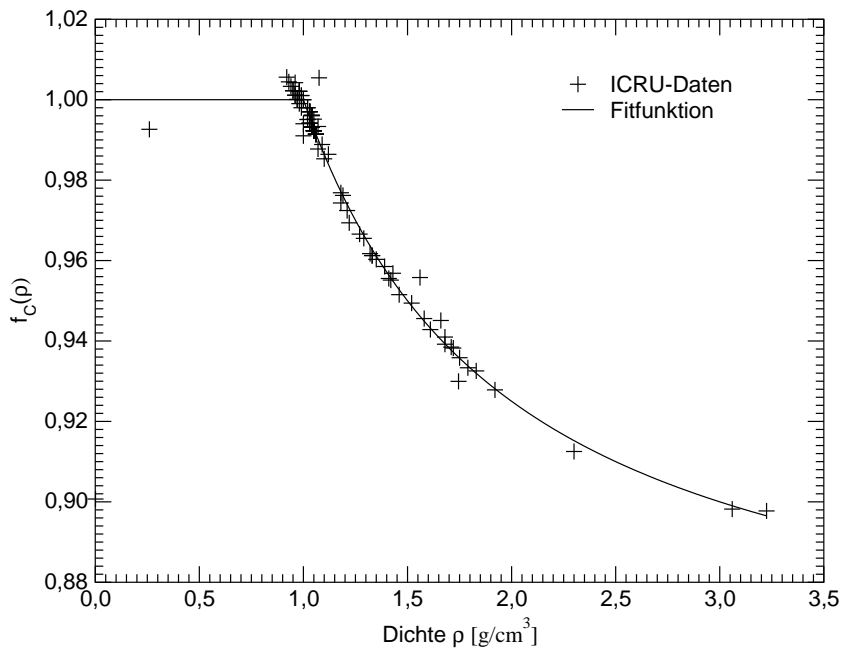


Abbildung 3.3: Vergleich der Compton-Streukoeffizienten nach ICRU und der Fitfunktion nach Gleichung 3.5. (Abbildung aus [40])

Lage, das Verhalten von Ionisationskammern mit einer minimalen Unsicherheit von 0,1% zu simulieren. Allerdings benötigen solche Berechnungen in der Regel mehrere Wochen an Rechenzeit auf den derzeit üblichen Rechenclustern aus handelsüblichen Rechnern.

3.3 Die Programmpakete *EGSnrc* und *BEAMnrc*

Der größte Teil, der mit Monte-Carlo berechneten Ergebnisse in dieser Arbeit wurden mit den beiden Programmpaketen *EGSnrc* [42] und *BEAMnrc* [6] gewonnen. Das Programm *EGSnrc* ist eine vom kanadischen National Research Council (NRC, Ottawa) weiterentwickelte Version des *EGS4* [17] Programms. Mit *BEAMnrc*, dessen Monte-Carlo-Berechnung mit *EGSnrc* durchgeführt wird, ist es möglich, den Beschleunigerkopf mit all seinen Komponenten zu modellieren.

3.3.1 *EGSnrc*

Mit dem Monte-Carlo Programmpaket *EGSnrc* können, wie der Name schon sagt (EGS = Electron-Gamma-Shower), die Strahlungswechselwirkungen von Elektro-

nen und Positronen sowie von Photonen berechnet werden. Dabei stellt der *EGS* genannte Teil eigentlich nur ein Unterprogramm dar. Dieses Unterprogramm, das die eigentlichen Berechnungen zu den Strahlungsvorgängen durchführt, wird durch die vom Benutzer zu schreibende Programme **MAIN**, **AUSGAB**, **HOWNEAR** und **HOWFAR** aufgerufen (siehe Abbildung 3.4). Mit den vom Benutzer geschriebenen Programmen kann nahezu jede beliebige Geometrie für die Simulation modelliert und das Ergebnis entsprechend den Wünschen des Benutzers ausgegeben werden. Dabei wird mit den Unterprogrammen **HOWFAR** und **HOWNEAR** der Abstand zur Geometriegrenze in Bewegungsrichtung, bzw. der minimale Abstand zur Geometriegrenze, berechnet. Dies ist in Abbildung 3.5 verdeutlicht. Die beiden Programmteile **MAIN** und **AUSGAB** sind, wie die Namen schon ausdrücken, das Hauptprogramm, sowie die Ausgaberoutine. Bei der Entwicklung von *EGS₄* und *EGSnrc* wurde besondere Sorgfalt auf

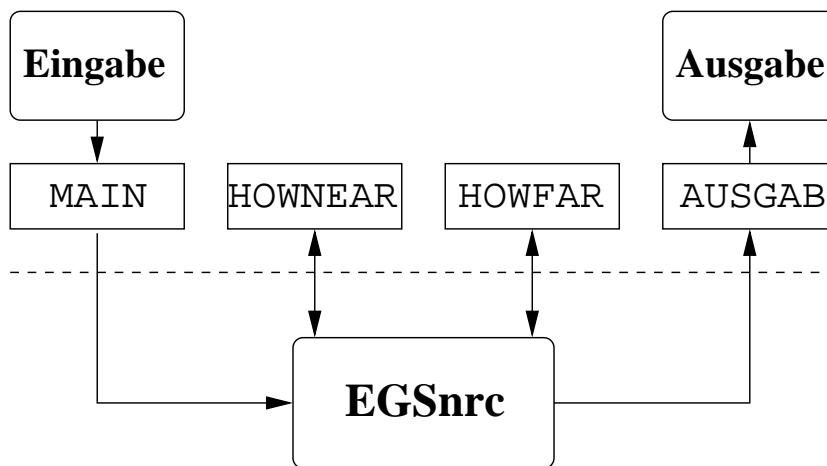


Abbildung 3.4: Schema der Struktur von EGSnrc. Dargestellt ist das Zusammenspiel der vom Benutzer zu schreibenden Programmteile **MAIN**, **AUSGAB**, **HOWNEAR** und **HOWFAR** mit dem eigentlichen *EGSnrc* Programmteil.

folgende Merkmale verwandt:

- Für die Berechnungen können Materialien aus allen Elementen der Elementezahlen 1 bis 100, sowie Mischungen oder Verbindungen aus diesen, verwendet werden.
- Der Bereich der Energie für den Teilchentransport wurde möglichst weit gefasst. So können Photonen von 100 GeV bis hinunter zu 10 keV und Elektronen von 100 GeV bis 521 keV (Gesamtenergie) verfolgt werden.

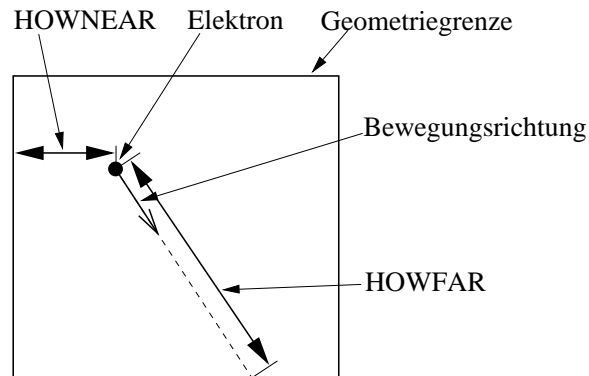


Abbildung 3.5: Beispiel für die Funktion der Unterprogramme HOWNEAR und HOWFAR: Für das Elektron wird der minimale Abstand zur Geometriegrenze mit HOWNEAR bestimmt. Der Abstand in Bewegungsrichtung wird durch HOWFAR ermittelt.

- Die notwendigen Berechnungen für die Streuquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse werden durch ein *PEGS* genanntes Hilfsprogramm vor den eigentlichen Monte-Carlo-Berechnungen durchgeführt.
- Die einzelnen Teilchen können markiert werden und so eine komplette Teilchengeschichte retrospektiv ausgewertet werden.

Da *EGS* eigentlich nur ein Unterprogramm ist, ist es zwingend erforderlich, dass der Benutzer ein Eingabeprogramm schreibt. Um diese mühevollen Aufgabe etwas zu vereinfachen, gibt es verschiedene fertige Programme, welche nur wenige Eingabeparameter für einfache Konfigurationen erfordern. Eines dieser fertigen Programme, welches für die vorliegende Arbeit benutzt wurde, ist *dosrznrc*. Mit diesem Programm können zylindrische Geometrien sehr einfach realisiert werden.

3.3.2 *BEAMnrc*

Unter der Bezeichnung *BEAMnrc* wurden mehrere Programme für *EGSnrc* zusammengefasst. Das Programm *BEAMnrc* ist dafür gedacht, die Simulation von Beschleunigern zu erleichtern. Dazu sind verschiedene Geometrien vordefiniert worden und können als Module zu einem kompletten Beschleunigermodell zusammengesetzt werden. Auch für komplizierte Strukturen, wie etwa einen Lamellenkollimator mit 40 Blendenpaaren, sind so nur relativ wenige Eingaben erforderlich. Die notwendigen Eingabeparameter können aus den technischen Zeichnungen der Beschleuniger,

die in der Regel jeder Hersteller bereitstellt, entnommen werden. Hat man eine solche Beschleunigergeometrie zusammengesetzt, so wird ein Eingabe- und Ausgabeprogramm für *EGSnrc* erzeugt. Damit kann dann eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt werden.

Ein besonders nützliches Merkmal von *BEAMnrc* ist die Möglichkeit in einer bestimmten Ebene alle Teilchen, die sich durch die Ebene hindurch bewegen, zu registrieren und ihre Parameter abzuspeichern. Hierbei wird der gesamte Phasenraum an dieser Stelle abgespeichert, das heißt die Teilcheninformationen über Ort, Energie, Richtung und Teilchenart. Die entsprechende Datei heißt daher auch „phase-space file“ oder auf Deutsch Phasenraumdatei. Solche Phasenraumdateien können nun entweder auf bestimmte Merkmale, wie Energieverteilung, ausgewertet werden, oder sie können als Strahlungsquelle für weitere Simulationen benutzt werden (siehe Abbildung 3.6). Außerdem ist eine graphische Ausgabe, sowie eine Ausgabe der Ergebnisse in Form einer Text- oder Binärdatei möglich.

Weiterhin ist im *BEAMnrc* Programmpaket das Programm *dosxyznrc* enthalten. Es ist ähnlich aufgebaut, wie das schon beschriebene *dosrznrc* Programm. Allerdings ist es nicht für Zylindergeometrien vorgesehen, sondern für rechtwinklige Geometrien. Die Grundfunktionen der beiden Programme entsprechen sich aber.

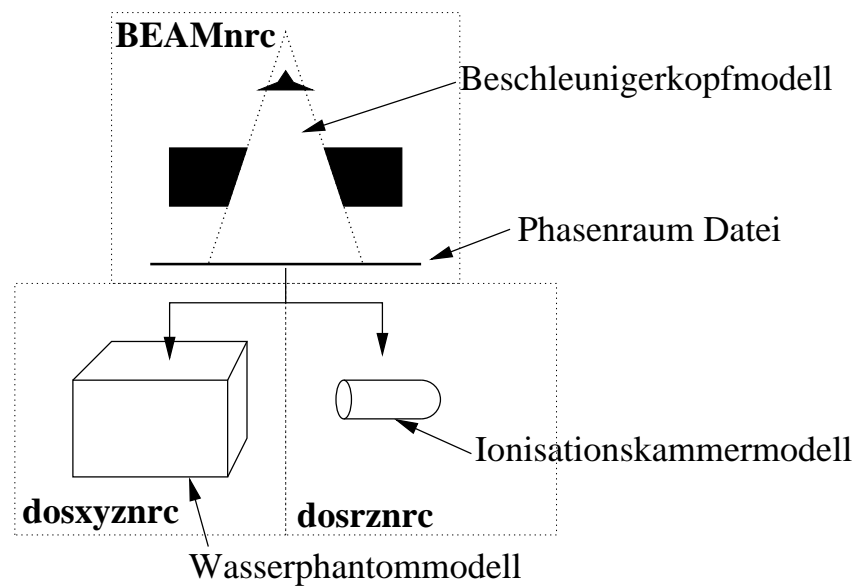


Abbildung 3.6: Eine nützliche Möglichkeit von *BEAMnrc*: Eine von *BEAMnrc* erzeugte Phasenraumdatei, z.B. die eines Beschleunigerkopfmodells, kann anschliessend von verschiedenen Unterprogrammen, wie *dosxyznrc* oder *dosrznrc* verwendet werden.

4 Material und Methoden

4.1 Simulationen

Die Simulationen wurden immer in zwei Schritten durchgeführt. Zuerst wurde der Strahlungstransport durch den Beschleunigerkopf bis auf die Höhe des Wasserphantoms mit *BEAMnrc* simuliert und für jede Feldgröße eine entsprechende Phasenraumdatei an der Wasseroberfläche gespeichert. Diese Dateien wurden im zweiten Schritt als Quellen für die Simulationen im Wasserphantom benutzt, wobei hier entweder das MC Programm *dosxyznrc* für rechtwinklige Koordinatensysteme oder das Programm *dosrznrc* für zylindrische Koordinatensysteme eingesetzt wurde.

Der Strahlerkopf stellt den Teil des Beschleunigers vom Austrittsfenster der Elektronen bis einschließlich des Luftspalts über dem Patienten dar. Er enthält alle Elemente, die notwendig sind, um die erzeugte Strahlung therapeutisch nutzbar zu machen. Dazu gehört das Target, in dem die Umwandlung der Elektronenstrahlung in Photonenstrahlung durch Bremsstrahlungsprozesse vollzogen wird. Daran schließen sich diverse Elemente zur Begrenzung des Strahlenfeldbündels an. Von besonderem Interesse sind hierbei der Lamellenkollimator (engl.: Multi Leaf Collimator, MLC) und die Blockblenden, die die endgültige Feldform bestimmen.

Der gesamte Beschleunigerkopf wurde anhand von Konstruktionszeichnungen der Herstellerfirma (ELEKTA, UK) in das Monte-Carlo Programm *BEAMnrc* übertragen. Für den MLC wurde in der vorliegenden Arbeit ein Modul *ELEKMLC* aus dem in *BEAMnrc* vorhandenen *VARMLC* Modul entwickelt. Dies war nötig, da der Fokuspunkt der Lamellenseiten beim MLC von ELEKTA nicht auf dem Zentralstrahl liegt, sondern um 2 mm in X-Richtung neben den Fokuspunkt versetzt wurde. Hierdurch soll die Leckstrahlung durch die Lamellen verringert werden.

Das verwendete Koordinatensystem für alle Simulationen und Messungen ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

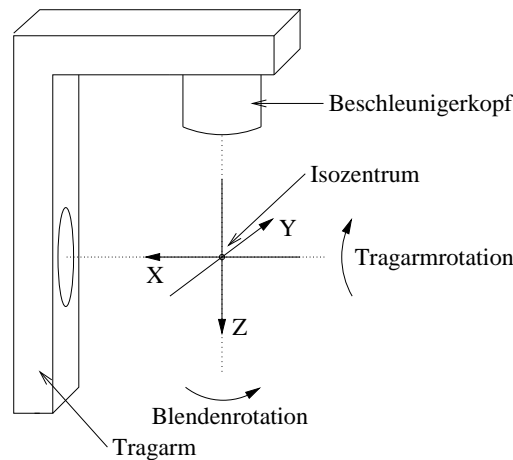


Abbildung 4.1: Darstellung des verwendeten Koordinatensystems. Der Ursprungspunkt (Isozentrum) liegt in 100 cm Abstand zum Fokuspunkt.

4.2 Anpassungen

Ausgangspunkt dieser Arbeit war das Beschleunigerkopfmodell von Haryanto [36]. In der Arbeit von Haryanto wurde ein Beschleunigerkopfmodell für herkömmliche Bestrahlungsfelder erstellt und verifiziert. Die Anpassungen, die an dem Beschleunigerkopfmodell in dieser Arbeit vorgenommen wurden, betrafen ausschließlich den Elektronenstrahl, der auf das Target trifft. Dabei wurde durch gezielte iterative Variation der freien Parameter die Dosisverteilung im Wasserphantom so genau wie möglich an die gemessenen Kurven angepasst. Die freien Parameter, welche untersucht wurden, sind dabei in der Reihenfolge, in der sie variiert wurden:

- die mittlere Energie der Elektronen wurde zwischen 6,0 und 6,8 MeV variiert
- die Halbwertsbreite der Elektronenenergieverteilung wurde zwischen 0 und 1,2 MeV variiert
- die Form der Fluenzverteilung wurde entweder als isotrop oder normalverteilt angenommen
- die Halbwertsbreite der Fluenzverteilung wurde zwischen 0,5 und 1,2 mm variiert
- die Winkelverteilung der Elektronen, die auf das Target treffen, wurde zwischen 1 und 3 Grad (konvergent) variiert.

Ausgehend von den in der Arbeit [36] gefundenen Werten wurde bei jedem freien Parameter überprüft, ob sich durch Änderungen der Werte eine Verbesserung der Abweichungen erreichen lässt.

Zur Überprüfung und Anpassung der verschiedenen Parameter wurden Vergleiche gegenüber Messungen durchgeführt. Die verschiedenen Anordnungen bei den Messungen und Simulationen waren in Anlehnung an die Arbeit von Sheikh-Bagheri [37]:

- bei einer Feldgröße von $5 \times 5 \text{ cm}^2$ wurde ein Tiefendosisverlauf von der Wasseroberfläche bis in 30 cm Tiefe aufgenommen
- die Querverteilung der Dosis wurde durch ein Querprofil eines $40 \times 40 \text{ cm}^2$ Feldes in 1,5 cm Wassertiefe überprüft
- für die Vergleiche der absoluten Dosis wurden die totalen Streufaktoren einmal in 10 cm Wassertiefe und frei in Luft mit Aufbaukappe für quadratische Felder von 1×1 bis $40 \times 40 \text{ cm}^2$ gemessen und berechnet
- als letztes wurde dann noch ein $10 \times 10 \text{ cm}^2$ Feld verglichen, dessen Zentralachse um 10 cm aus dem Zentralstrahl in die Y-Richtung verschoben war. Von diesem Feld wurde das Querprofil in 1,5 cm Wassertiefe und der Tiefendosisverlauf entlang der Zentralachse des Feldes untersucht.

4.3 Simulation der Ionisationskammer

Da bei einer Anpassung an Messungen nicht nur die Simulationen eine statistische Unsicherheit aufweisen, sondern auch die Messungen mit einer gewissen Messunsicherheit behaftet sind, wurde außerdem eine detaillierte Simulation der Ionisationskammer durchgeführt. Hierdurch sollten Effekte aufgedeckt werden, welche durch das Einbringen einer Ionisationskammer in ein Messphantom auftreten, aber nicht erkennbar sind, wenn lediglich die Wasserenergiedosis in Wasser, bei Abwesenheit der Kammer, aufsummiert wird.

Dabei muss zwischen den Abweichungen von den Referenzbedingungen gemäß DIN 6800-2 [20] und den Unsicherheiten der Messung unterschieden werden. Die Abweichung von den Referenzbedingungen mit dem größten Einfluss auf das Ergebnis ist die Abweichung der Strahlungsqualität bei der Messung von der ^{60}Co -Referenzstrahlungsqualität. Da die Messkammer luftgefüllt ist und Luft ein anderes Massenstoßbremsvermögen hat als Wasser, muss hierfür ein entsprechender Korrektionsfak-

tor angewandt werden. Allerdings sind diese Abweichungen für alle Strahlungsqualitäten gut dokumentiert und können leicht korrigiert werden. Genaue Details über diese und weitere Abweichungen bei Messungen, sowie die entsprechenden Korrekturfaktoren, findet man in den Dosimetrieprotokollen, z.B. DIN 6800-2 [20] oder IAEA Technical Report Series 398 [21]. Zusätzlich können Messungen noch durch Unsicherheiten beeinflusst werden. Während Abweichungen durch Abweichungen von den Referenzbedingungen hervorgerufen werden, sind Unsicherheiten auf technisch bedingte Ungenauigkeiten der Geräte zurückzuführen. Typische Unsicherheiten bei der Messung sind die Unsicherheit bei der Positionierung der Kammer, die Unsicherheit der Feldgröße auf Grund von Maschinentoleranzen und Leckströme in den Zuleitungskabeln der Messkammer. Oftmals können solche Unsicherheiten durch besondere Messanordnungen, ohne zusätzliche Messungen, ausgeschlossen werden. Diejenigen Unsicherheiten, welche nicht ausgeschlossen werden können, müssen in der Fehlerabschätzung berücksichtigt werden.

Das benutzte Modell der Ionisationskammer entsprach hierzu in Materialaufbau und Abmessungen exakt der in Kapitel 4.4 beschriebenen Messkammer. Das Modell der Ionisationskammer ist in Abbildung 4.2 zu sehen.

Mit Hilfe des Modells der Ionisationskammer war es möglich, das Messsignal in Relation zur Wasser-Energiedosis am gleichen Punkt zu bestimmen. Außerdem konnte der Einfluss jeder einzelnen Komponente der Ionisationskammer auf das Messsignal analysiert werden.

4.4 Messungen

Alle Messungen in der vorliegenden Arbeit wurden in einem Wasserphantom des Typs MP3 der Firma PTW Freiburg durchgeführt. Innerhalb des Phantoms können handelsübliche Ionisationskammern auf einer dreidimensionalen Positionierungsvorrichtung befestigt werden und computergesteuert an einem beliebigen Punkt mit einer Wiederholungsgenauigkeit von 0,1 mm positioniert werden.

Bei den Messungen kam die Ionisationskammer Typ 31002 der Firma PTW Freiburg zum Einsatz. Dabei handelt es sich um eine Kompaktkammer mit $0,125 \text{ cm}^3$ Luftvolumen. Die technischen Daten der Kammer sind in Tabelle 4.1 angegeben.

Bei den Messungen der Tiefendosisverläufe und Querprofile kam eine zweite Messkammer gleichen Typs als Monitorkammer zum Einsatz. Es wurde dann immer der Quotient aus dem Messwert der Messkammer und dem der Monitorkammer gebildet. Durch dieses Verfahren konnte der Einfluss maschinenbedingter Schwankungen der

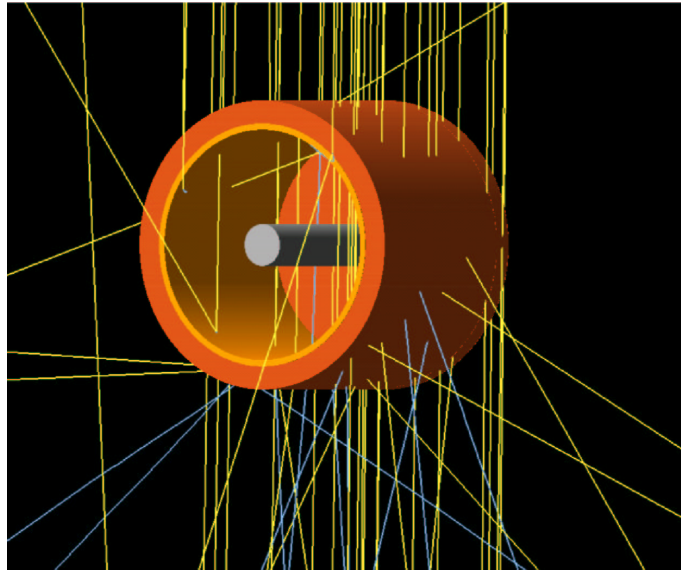


Abbildung 4.2: Das Modell der simulierten Ionisationskammer dargestellt mit auftreffender Strahlung (Photonen in gelb, Elektronen in blau)

Dosisleistung eliminiert werden. Für die Messungen der totalen Streufaktoren war dies nicht notwendig. Hier wurde immer dieselbe Anzahl von Monitorwerten verwendet. Die interne Monitorkammer des Beschleunigers erlaubt es, die applizierte Dosis auf 0,001 Gy genau zu bestimmen, was für die Messungen ausreichend genau war. Um auch bei zeitlich ausgedehnten Messungen vergleichbare Werte zu erhalten, war es notwendig, dass die Wassertemperatur und der Luftdruck ständig überprüft wurden. So konnten Veränderungen der Luftdichte, die einen direkten Einfluss auf das Messergebnis haben (siehe Anhang E [43]), entsprechend korrigiert werden.

Tabelle 4.1: Technische Daten der verwendeten Ionisationskammer Typ PTW M31002. Δr ist die Differenz zwischen dem inneren und äußeren Radius des Bauteils.

Bauteil	Material	Dichte [$\frac{g}{cm^3}$]	Δr [mm]
Mittlelektrode	Aluminium	2,7	0,5
Messvolumen	Luft	$1,2 \cdot 10^{-3}$	2,25
Leitungsschicht	Graphit	0,82	0,15
Wand	PMMA	1,19	0,55

5 Präzisionsdosimetrie mit Ionisationskammern

Die Messung ionisierender Strahlung mit Luftionisationskammern [44] ist ein in der Physik etabliertes Verfahren. Beispiele für Ionisationskammern sind in Bild 5.1 zu sehen. Da diese Messungen sehr einfach durchzuführen sind, wird das Verfahren auch in der Medizinischen Physik für die überwiegende Zahl der Messungen benutzt. Das Verfahren beruht darauf, dass die auf die Kammer fallende Strahlung in dem eingeschlossenen Luftvolumen Moleküle ionisiert. Diese diffundieren durch die angelegte Spannung an die Elektroden. Der von den Elektroden abfließende Strom



Abbildung 5.1: Auf diesem Bild sind Beispiele für die unterschiedlichen Bauarten von Ionisationskammern zu sehen. Im Hintergrund ist das in dieser Arbeit verwendete Elektrometer neben einer radioaktiven Kontrollvorrichtung zu erkennen.

kann mit einer Genauigkeit im Femtoamperebereich gemessen werden. Dieser gemessene Strom, der auch Messsignal M genannt wird, ist unter Beibehaltung der anderen Größen proportional zur Ionendosis in Luft, woraus bei Kenntnis entsprechender Umrechnungsfaktoren die Wasser-Energiedosis ermittelt werden kann. Hierzu muss die Ionisationskammer jedoch kalibriert sein. In jüngster Zeit hat sich die direkte Kalibrierung von Ionisationskammern in Wasser-Energiedosis durchgesetzt. Für hochenergetische Photonen- und Elektronenstrahlung wird die Kalibrierung in einem akkreditierten Sekundärlabor bei ^{60}Co -Gammastrahlung vorgenommen. Dieser Kalibrierfaktor N ist aber nur für die Strahlungsqualität ^{60}Co und unter den Bedingungen der Kalibrierung, der sogenannten Bezugsbedingungen, gültig. Unter Einhaltung der Bezugsbedingungen berechnet sich die Wasser-Energiedosis D_w aus dem Messsignal M als

$$D_w(^{60}\text{Co}) = N \cdot M \quad (5.1)$$

Möchte man bei einer anderen Strahlungsqualität (andere Strahlungsart oder andere Strahlungsenergie) die Wasser-Energiedosis bestimmen, so muss man nach der Bragg-Gray Theorie [44] die Änderung im Massen-Stoßbremsvermögensverhältnis $(s_w/a)_Q$ der Elektronen aufgrund der Änderung der Strahlungsqualität berücksichtigen. Weiterhin sind auch die durch das Einbringen der Ionisationskammer verursachten Störungen $p(Q)$ eine Funktion der Strahlungsqualität Q und auch diese Änderungen müssen durch einen Korrektionsfaktor Berücksichtigung finden.

5.1 Anforderungen für die Präzisionsdosimetrie

Für die vorliegende Arbeit sind Messungen mit luftgefüllten Ionisationskammern notwendig, bei denen die Unsicherheit kleiner als 1% ist. Eine solche Genauigkeit mit Ionisationskammern zu erreichen erfordert einen hohen Aufwand an vorhergehenden Messungen und Beobachtungen.

Um mit Ionisationskammern Präzisionsdosimetrie durchführen zu können werden für jede verwendete Kammer Langzeitmessungen bezüglich der Stabilität des Kalibrierfaktors, des Polaritätskorrektionsfaktors und der individuellen Schwankung der Messwerte benötigt. Ausserdem müssen umfassende Untersuchungen über das Ansprechverhalten der Kammer bei unterschiedlichen Strahlungsenergien durchgeführt werden.

Aufgrund langjähriger Untersuchungen für die in Tübingen verwendeten Ionisationskammern, sowie zahlreicher Untersuchungen zu anderen dosimetrischen Problemen,

sind in Tübingen solche Präzisionsmessungen möglich [45, 46, 47, 48].

Des Weiteren ist eine genaue Kenntnis der verwendeten Dosimetrieprotokolle notwendig. Da in den Dosimetrieprotokollen auch Näherungsformeln verwendet werden, muss bekannt sein, wie sich das verwendete Protokoll von anderen internationalen Dosimetrieprotokollen unterscheidet. Nur so können Abweichungen aufgrund von Näherungen in den Protokollen von physikalischen Effekten unterschieden werden. Die wichtigen Details zu der Dosimetrie bei den Messungen zu der vorliegenden Arbeit, sowie die langjährigen Vorarbeiten dazu, werden im Folgenden kurz erläutert.

5.2 Grundlagen der Dosismessung

Das Protokoll DIN 6800-2 [20] regelt in Deutschland die Dosimetrie mit Ionisationskammern. Da es die Grundlage für alle Messungen in dieser Arbeit bildet, werden die wichtigsten Größen und Vorgehensweisen im Folgenden kurz erläutert.

Bezugsbedingungen:

In DIN 6800-2 sind die Bezugsbedingungen und die Bedingungen für den Übergang zu anderen Strahlungsarten und -qualitäten festgelegt. Neben den Bedingungen für Temperatur (20° C), Luftdruck (1013 hPa) und Luftfeuchte (50% rel. Luftfeuchte) wird die vollständige Sättigung der Ionisationskammer und die Strahlungseinfallsrichtung in Bezug auf die Kammer nach Herstellerangaben vorausgesetzt. Die Bezugsstrahlungsqualität ist ^{60}Co -Gammastrahlung, das Bezugs-Phantommaterial Wasser. Der Bezugspunkt bei Kompaktkammern ist ein vom Hersteller angegebener Punkt des Messvolumens auf der Kammerachse, bei Flachkammern ist es der Mittelpunkt der Innenseite des Strahlungseintrittsfensters.

Die geometrischen Bedingungen für den Übergang zu anderen Strahlungsarten und Strahlungsqualitätsbereichen sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Um eine möglichst geringe Messunsicherheit zu erhalten wird allerdings abweichend von DIN 6800-2 empfohlen, bei Elektronenstrahlung eine Feldgröße $\geq 15 \text{ cm} \times 15 \text{ cm}$ für Energien bis 15 MeV und für höhere Energien eine Feldgröße $\geq 20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ bei einem Fokus-Oberflächen-Abstand (FOA) von 100 cm einzuhalten.

Bestimmung der Strahlungsqualität:

Bei ultraharter Röntgenstrahlung (Erzeugungsspannung von 1 MV bis 50 MV) wird die Strahlungsqualität durch den Strahlungsqualitätsindex Q gekennzeichnet. Der Strahlungsqualitätsindex Q ist das Verhältnis der Anzeigen M_{20}/M_{10} einer Ionisa-

Tabelle 5.1: Geometrische Bezugsbedingungen nach DIN 6800-2.

Nominelle Strahlungsqualität	Tiefe im Phantom	Fokus-Oberflächen-Abstand	Feldgröße im angeg. Abstand
^{60}Co -Gammastrahlung	5 cm	100 cm	10 cm × 10 cm
Photonenstrahlung 0,1 MV bis 10 MV	5 cm	100 cm	10 cm × 10 cm
Photonenstrahlung ≥ 10 MV	10 cm	100 cm	10 cm × 10 cm
Elektronenstrahlung $1 \text{ MeV} \leq \bar{E}_0 < 5 \text{ MeV}$	d_{max}	100 cm	10 cm × 10 cm
Elektronenstrahlung $5 \text{ MeV} \leq \bar{E}_0 < 10 \text{ MeV}$	d_{max} ; min. 1 cm	100 cm	10 cm × 10 cm
Elektronenstrahlung $10 \text{ MeV} \leq \bar{E}_0 < 20 \text{ MeV}$	d_{max} ; min. 2 cm	100 cm	15 cm × 15 cm
Elektronenstrahlung $20 \text{ MeV} \leq \bar{E}_0 < 50 \text{ MeV}$	d_{max} ; min. 3 cm	100 cm	20 cm × 20 cm

tionskammer in 20 bzw. 10 cm Tiefe im Wasserphantom unter konstantem Fokus-Messort-Abstand von 100 cm bei einem 10x10 cm² Feld. Der Strahlungsqualitätsindex Q kann auch bei konstantem Fokus-Oberflächen-Abstand von 100 cm gewonnen werden. Dazu wird wiederum ein Verhältnis m der Messanzeigen bei 10 und 20 cm Messtiefe gebildet, diesmal allerdings als $m = m_{10}/m_{20}$. Mit Hilfe der Interpolationsformel

$$Q = 2,012 - 1,050m + 0,1265m^2 + 0,01887m^3 \quad (5.2)$$

kann daraus der Strahlungsqualitätsindex ermittelt werden.

Messung der Dosis mit einer Ionisationskammer:

Alle Angaben in diesem Abschnitt gelten für Messungen im Wasserphantom. Messungen in einem Festkörperphantom unterscheiden sich zwar grundsätzlich nicht von solchen im Wasserphantom, es muss aber beachtet werden, dass die Tiefe im Phantom und die gemessene Dosis mit den entsprechenden Faktoren aus DIN 6800-2 multipliziert werden.

Bei der Auswertung von Messdaten sind alle Korrektionsfaktoren nach DIN 6800-2 zu beachten. Damit errechnet sich die Wasser-Energiedosis $D_w(Q)$ bei der Strahlungsqualität Q aus dem Messwert $M(Q)$ mit der Formel

$$D_w(Q) = k_Q k_\rho k_r k_S k_P k_T N M(Q) \quad (5.3)$$

N ist hierbei der Kalibrierfaktor der Ionisationskammer für Wasser-Energiedosis bei ^{60}Co -Gammastrahlung; $k_Q, k_\rho, k_r, k_S, k_P$ und k_T stellen die Korrektionsfaktoren für von den Bezugsbedingungen abweichende Messbedingungen dar.

Die Korrektionsfaktoren sind im Einzelnen:

1. k_Q :

Die Bezugs-Strahlungsqualität ist immer die Qualität von ^{60}Co -Gammastrahlung. Wird eine andere Strahlungsqualität verwendet, so muss das veränderte Ansprechvermögen der Kammer durch den Korrektionsfaktor k_Q berücksichtigt werden. Die Berechnung von k_Q ist wie folgt:

$$k_Q = k'_Q \cdot k''_Q \quad (5.4)$$

$$k'_Q = \frac{(s_{w/a})_Q}{(s_{w/a})_{Co}} \quad (5.5)$$

$$k''_Q = \frac{(p_Q)}{(p_{Co})} \quad (5.6)$$

Dabei bezeichnet $s_{w/a}$ das Massen-Stoßbremsvermögensverhältnis Wasser zu Luft, Q und Co bezeichnen die Mess-Strahlungsqualität bzw. ^{60}Co -Gammastrahlungsqualität und p_Q und p_{Co} sind die Feldstörungen-Korrektionsfaktoren bei der Photonen- bzw. ^{60}Co -Strahlung.

2. $k_\rho(p, T)$:

Da die Messanzeige bei belüfteten Ionisationskammern abhängig vom herrschenden Luftdruck p (p in hPa) und der Temperatur T (T in K) des Messmediums ist, wird der Messwert immer auf die Bezugsbedingungen mit $p_0 = 1013$ hPa und $T_0 = 293,2$ K korrigiert. Dies geschieht durch den Korrektionsfaktor k_ρ , der sich nach folgender Gleichung berechnet:

$$k_\rho = \frac{p_0 T}{p T_0} \quad (5.7)$$

3. $k_r(r)$:

Anders als bei einer Messung durch den Benutzer wird eine Kompaktkammer

in einem Kalibrierlabor so justiert, dass sich die Kammerrittelachse im Messpunkt befindet. Um den Kalibrierfaktor auf den effektiven Messort, der um den halben Kammerradius r zum Fokus hin verschoben angenommen wird, umzurechnen, wird der Faktor k_r benötigt. Dieser Faktor errechnet sich zu

$$k_r = 1 + \frac{r}{2}\delta \quad (5.8)$$

mit

$$\delta = \frac{1}{M(z_0)} \left| \frac{dM}{dz} \right|_{z_0} \quad (5.9)$$

δ stellt dabei den Betrag des Dosisgradienten in der Tiefe z_0 der Kalibrierung, dividiert durch den Anzeigewert in dieser Tiefe dar. Für die Kalibrierbedingungen nach DIN erhält man ein δ von $0,05 \text{ cm}^{-1}$ (in diesem Fall ist auch r in cm einzusetzen).

4. $k_S(D_i, U, d)$:

Abhängig von der Dosisleistung des Beschleunigers, der an die Kammer angelegten Hochspannung und den geometrischen Abmessungen der Messkammer, kommt es bei den erzeugten Ionen zu Rekombinationsprozessen im Messvolumen der Kammer. Dies führt dazu, dass die Messanzeige in der Praxis kleiner ist, als sie theoretisch sein sollte. Dieser Umstand wird durch den Korrektionsfaktor k_S berücksichtigt. Nach der Theorie von Boag [49] berechnet sich der k_S -Faktor für eine Flachkammer bei gepulster Strahlung zu

$$k_S = 1 + 0,54 \frac{D_i d^2}{U} \quad (5.10)$$

wobei D_i die Dosis pro Beschleunigerpuls in mGy , d den Elektrodenabstand in mm (für $d \geq 2,5 \text{ mm}$) und U die angelegte Hochspannung der Messkammer in V darstellt. Für Messkammern mit einer anderen Geometrie sind Berechnungsmethoden für d in der Literatur [20, 49] dargestellt.

5. k_P :

Da das Ansprechvermögen einer Ionisationskammer von der Polarität der angelegten Hochspannung abhängig sein kann, muss hierfür der Korrektionsfaktor k_P eingeführt werden. Es wird bei der Berechnung sowohl das Verhalten bei der Kalibrierung der Kammer, wie auch bei der Messung berücksichtigt. Für die Berechnung von k_P benötigt man die Messwerte M_1 und M_2 bei der üblicherweise benutzten Kammerspannung und bei der entgegengesetzten Spannung.

Hieraus kann dann nach der Gleichung

$$k_P = \frac{[(M_1 + M_2)/M_1]_Q}{[(M_1 + M_2)/M_1]_{Co}} \quad (5.11)$$

der Korrektionsfaktor berechnet werden. Die Indizes Q und Co bezeichnen dabei die Photonen-Strahlungsqualität Q sowie die ^{60}Co -Kalibrierstrahlung.

6. $k_T(T)$

Dieser Korrektionsfaktor berücksichtigt Temperatureffekte, die bei unbelüfteten Ionisationskammern auftreten. Da in dieser Arbeit nur belüftete Kammern verwendet wurden, ist k_T für die weiteren Betrachtungen ohne Belang.

5.3 Präzise Bestimmung von Korrektionsfaktoren

Eine wichtige Rolle für die Genauigkeit einer Dosisberechnung spielen die Unsicherheiten der einzelnen Korrektionsfaktoren. Da in den Dosimetrieprotokollen meist Interpolationsformeln für die Berechnung der Korrektionsfaktoren, oder mit einer großen Unsicherheit behaftete experimentelle Faktoren, angegeben sind ist es für eine präzise Dosimetrie unerlässlich die Korrektionsfaktoren durch eigene Messungen zu bestimmen. Durch langjährige Messungen kann ausserdem die Unsicherheit der Korrektionsfaktoren deutlich verkleinert werden.

Solche Messungen werden in Tübingen seit 2000 regelmäßig mehrmals im Jahr durchgeführt. Ebenso wird an Ringvergleichen mit anderen Universitätsklinik und der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig teilgenommen. Die hierzu veröffentlichten Arbeiten (Anhänge A [50], B [51] und C [52]) zeigen die hohe Genauigkeit, mit der die Korrektionsfaktoren bestimmt wurden. Im übrigen konnte der 3σ Unsicherheitsbereich der Dosisbestimmung für unsere Kammern vom Literaturwert von 1,0% [21] auf unter 0,5% reduziert werden.

Neben den kammerabhängigen Korrektionsfaktoren gibt es auch noch kammerunabhängige Korrektionsfaktoren, welche ebenfalls einen entscheidenden Einfluss auf die Messungen haben. Insbesondere der Korrektionsfaktor für die Luftdichte ist von großer Bedeutung, um die zeitliche Stabilität der Messungen innerhalb einer Messserie zu gewährleisten. Auch hierzu wurden in Tübingen Vergleichsmessungen durchgeführt. Ausserdem wurde ein Verfahren entwickelt, mit dem die vor Ort gemessene Luftdichte durch die offiziellen Daten des Deutschen Wetterdienstes verglichen werden können (Anhang E [43]). Damit ist es nicht nur möglich die gemessene Luftdichte

retrospektiv auf ihre Plausibilität zu überprüfen, man kann damit auch die Tübinger Messgeräte auf eventuelle Abweichungen überprüfen.

5.4 Betrachtung des Unsicherheitsbudgets

Bei der Betrachtung des Unsicherheitsbudgets müssen die beiden Komponenten Messsystem (Messkammer, Elektrometer, Phantom) und Beschleuniger separat betrachtet werden:

Unsicherheit des Messsystems

Das Messsystem bestand immer aus den Komponenten Ionisationskammer, Elektrometer und Phantom. Eine genaue Auflistung aller möglichen Unsicherheiten des Messsystems, sowie die vorgeschriebenen Grenzen, werden ausführlich in DIN 6817 [53] behandelt. Die für diese Arbeit wichtigsten Unsicherheiten sind die Unsicherheit der Kalibrierfaktors, wobei in Relativmessungen die Unsicherheit von Primärstandardlabor und des Anschlusses daran nicht eingehen, sowie die verschiedenen Unsicherheiten für die Kammereinheit und das Anzeigegerät. Da alle Kammern im selben Sekundärstandardlabor speziell für diese Messungen kalibriert wurden, können die einzelnen Teilunsicherheiten sehr niedrig angenommen werden. Manche Teilunsicherheiten konnten auch durch die besonders sorgfältige Durchführung der Messungen, sowie durch spezielle Aufbautechniken, vollständig eliminiert werden. Alle Einflussgrößen, die mit Unsicherheiten behaftet sind, und die jeweiligen Teilunsicherheiten a_i des Messwertes, sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. So konnte, nach sorgfältiger Abschätzung der einzelnen Faktoren, die Gesamtunsicherheit des Messsystems aus der geometrischen Summe der Teilunsicherheiten zu $\pm 0,4\%$ des Messwertes ermittelt werden. Eine Bestätigung der Berechnungen ergab sich durch die Messung der Exemplarstreuung (siehe Anhänge A [50] und B [51]), wobei die gemessene Exemplarstreuung meist unterhalb der berechneten lag.

Unsicherheit der abgegebenen Dosis des Beschleunigers

Mit Hilfe eines externen Dosismonitors wurde die Stabilität der im Beschleuniger eingebauten Monitorkammer gemessen. Dazu wurde die Monitorkammer über einen Tag hinweg bei fast 150 Messungen beobachtet. Die Größe der Dosisvariation infolge der Unsicherheit des Dosismonitors wurde dadurch zu $\pm 0,1\%$ des Messwertes bestimmt.

Gesamtunsicherheiten der Messungen

Bildet man die geometrische Summe aller Teilunsicherheiten des Messsystems und des Beschleunigers, so erhält man die Gesamtunsicherheit einer Messung. Die so ermittelte Gesamtunsicherheit, welche allerdings nur als die Unsicherheit der Messwerte *untereinander* zu verstehen ist, denn nur dann sind die Teilunsicherheiten des Messsystems so gering wie in Tab. 5.2 aufgeführt, liegt ebenfalls bei $\pm 0,4\%$ des Messwertes. Die Gesamtunsicherheit für eine Absolutmessung der Wasser-Energiedosis würde bei $\pm 1,7\%$ des Messwertes liegen, da dann noch zusätzlich die Unsicherheit des Kalibrierfaktors in Bezug auf das Primärnormal bei der PTB eingeht. Absolutmessungen wurden aber in dieser Arbeit nicht durchgeführt.

Tabelle 5.2: Die einzelnen Beiträge der Messunsicherheit des Messsystems. Es bezeichnet a_i die relativen Teilunsicherheiten in % des Messwertes. (Die mit ¹ bezeichneten Einflussgrößen wurden durch besonders sorgfältigen Messaufbau eliminiert)

Einflussgröße	$\pm a_i$	Bemerkung
<i>Kammereinheit</i>		
Langzeitstabilität	0	Kalibrierung unmittelbar vor Messung
Strahlungsinduzierter Leckstrom	0,2	Schätzung des Benutzers
Rotation ¹	-	
Neigung ¹	-	
Fokus-Kammer-Abstand	0,2	
Leckstrom ¹	-	
Anlaufzeit ¹	-	
Steckerverbindung ¹	-	
Temperatur	$\leq 0,1$	geeichtes Messgerät
Luftfeuchte	$\leq 0,1$	geeichtes Messgerät
<i>Anzeigegerät</i>		
Langzeitstabilität	0	durch Messung gewährleistet
Ableseunsicherheit	0,1	geeignete Bereichswahl
Nullpunktswanderung ¹	-	
Anlaufzeit ¹	-	
Linearitätsabweichung ¹	-	
<i>Kalibrierung</i>		
Kalibrierfaktor	0,2	Erfahrungswert des Sekundärstandardlabors
geometrische Summe	$\pm 0,38$	wird gerundet auf $\pm 0,4\%$

6 Ergebnisse und Diskussion

6.1 Anpassungen des Beschleunigerkopfmodells

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, das von Haryanto für große reguläre Feldformen entwickelte Beschleunigerkopfmodell [36] so anzupassen, dass es sich für beliebige Feldgrößen und -formen eignet. Dazu wurde an den modellierten Komponenten des Beschleunigerkopfes nichts geändert, sondern die Hauptarbeit betraf den Elektronenstrahl, welcher auf das Target trifft.

Bei der Modellierung des primären Elektronenstrahls hat man diverse Freiheitsgrade, um das Modell an den eigenen Beschleuniger anzupassen. Die beste Lösung, um die genauen Werte für die freien Parameter mittlere Energie, Energiebreite, Fluenzverteilung, Winkelverteilung der Elektronen und Brennfleckdurchmesser (Details dazu siehe Kapitel 4.2) zu ermitteln, wäre eine direkte Messung am ungestörten Elektronenstrahl. Die Methode, einen Elektronenstrahl mittels eines Magnetspektrometers nach Energiebreite, Fluenzverteilung usw. zu vermessen, ist aus der Experimentalphysik hinreichend bekannt. Die Anwendung dieser Methode bei medizinischen Beschleunigern wurde schon versucht [32, 33]. Dabei zeigte sich, dass die Anwendung eines Magnetspektrometers bei medizinischen Linearbeschleunigern aus Raum- und Zeitgründen im laufenden klinischen Betrieb nicht möglich ist. Entsprechende Messungen sind folglich nur in Forschungseinrichtungen oder beim Hersteller möglich. Daher muss man sich bei klinischen Beschleunigern auf indirekte Messungen über die Dosisverteilungen in Wasser behelfen. Dazu wurden zuerst die freien Parameter einzeln variiert, um ihren jeweiligen Einfluss auf die Dosisverteilung zu studieren. Anschließend konnten dann die Bereiche, in denen bisher noch keine befriedigende Übereinstimmung erzielt wurde, durch die Variation der betreffenden Parameter angepasst werden, so dass eine sehr gute Übereinstimmung erreicht wird, wie in den folgenden Ergebnissen sichtbar ist.

6.1.1 Mittlere Energie

Die mittlere Energie, der auf das Target treffenden Elektronen, beeinflusst maßgeblich die mittlere Energie der erzeugten Photonen. Hieraus ergibt sich ein starker Einfluss auf die Form des resultierenden Tiefendosisverlaufs. Dabei ist es so, dass der Verlauf umso flacher wird, je höherenergetischer die Photonen sind. Durch Variation der mittleren Energie wurde die beste Übereinstimmung mit den Messungen bei 6,6 MeV erreicht. Dies ist in Abbildung 6.1 zu sehen. Dabei wurde als Vergleich ein Tiefendosisverlauf bei 6,0 MeV dargestellt. Man erkennt, dass der Tiefendosisverlauf bei 6,0 MeV, also bei der vom Hersteller angegebenen Energie, viel zu steil abfällt. Dagegen ist bei 6,6 MeV ab dem Dosismaximum die Abweichung kleiner als 0,2%. Vor dem Dosismaximum ist die Abweichung zwar größer, allerdings ist in diesem Bereich aufgrund des steilen Gradienten sowohl die Simulation nicht so genau als auch die Messung. Der Grund hierfür liegt in der Größe der Messkammer und der in der Simulation verwendeten Voxel. Durch deren Größe wird über ein entsprechendes

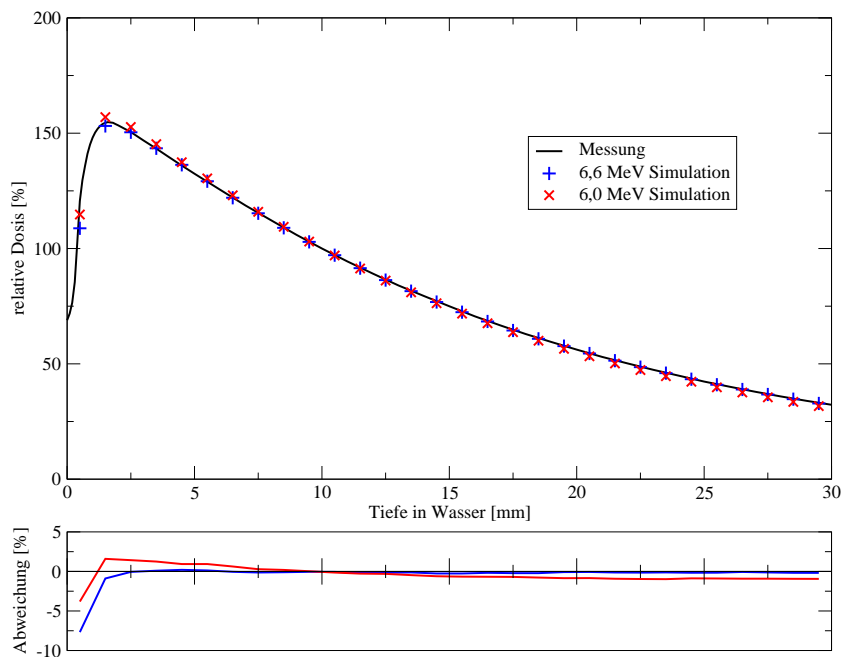


Abbildung 6.1: Der Tiefendosisverlauf für ein $5 \times 5 \text{ cm}^2$ Feld bei 6,6 und 6,0 MeV mittlerer Elektronenenergie. Die Normierung der beiden Kurven auf 100% erfolgte in 10 cm Tiefe. Im oberen Diagramm sind die simulierten und der gemessene Tiefendosisverläufe dargestellt, im unteren die Abweichungen der simulierten Verläufe zum gemessenen.

Volumen gemittelt, was im Bereich steiler Gradienten bei leichter Verschiebung zu einer deutlichen Veränderung des Messsignals führen kann.

Für diese Messung zeigte sich, dass die Feldgröße einen entscheidenden Einfluss auf die Empfindlichkeit gegenüber kleinen Änderungen in der mittleren Energie hat. Dabei ergibt sich folgender Zusammenhang: Je kleiner die Feldgröße gewählt wird, desto empfindlicher reagiert der Tiefendosisverlauf auf kleine Änderungen. Dieses Verhalten ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Die Empfindlichkeit wurde dazu bestimmt als

$$\text{Empfindlichkeit} = \left(\frac{D_{10}}{D_{20}} \right)_{6,0\text{MeV}} - \left(\frac{D_{10}}{D_{20}} \right)_{6,6\text{MeV}} \quad (6.1)$$

mit D_{10} und D_{20} als Dosis in 10 cm und 20 cm Tiefe. Aus diesem Grunde wurde die Feldgröße bei den Messungen zu $5 \times 5 \text{ cm}^2$ gewählt. Kleinere Feldgrößen wären wohl noch empfindlicher gewesen, allerdings ergeben sich bei solch kleinen Feldgrößen andere Schwierigkeiten, welche detailliert in Kapitel 6.2 erörtert werden.

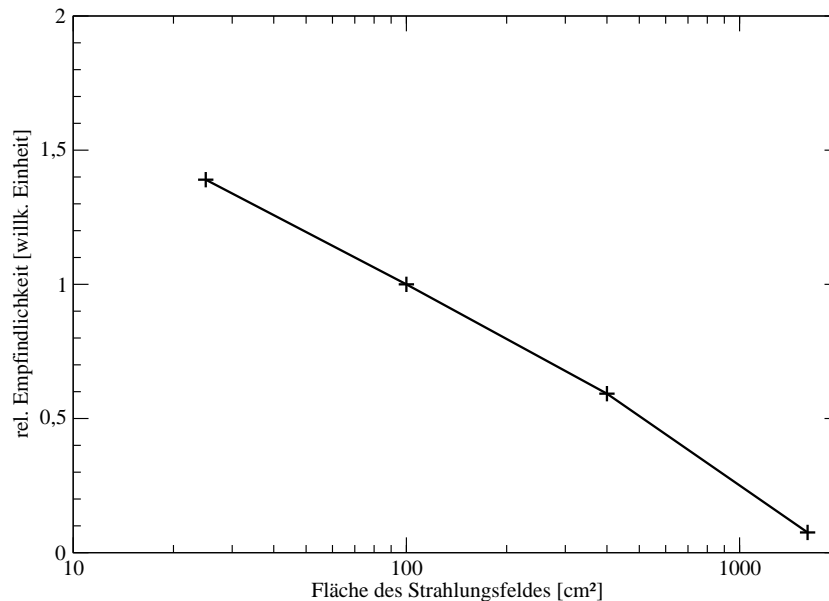


Abbildung 6.2: In dieser Abbildung ist die Empfindlichkeit des Tiefendosisverlaufs bei verschiedenen Größen des Bestrahlungsfeldes auf spektrale Änderungen zu sehen. Die relative Empfindlichkeit wurde auf das $10 \times 10 \text{ cm}^2$ Feld normiert.

6.1.2 Winkelverteilung der umgelenkten Elektronen

Nach der Anpassung der mittleren Energie zeigte es sich, dass bei den Querprofilen des $40 \times 40 \text{ cm}^2$ Feldes die Bereiche ab einem Abstand von 10 cm zum Zentralstrahl eine zu geringe Dosis gegenüber den Messungen ergaben. Es musste nun eine Möglichkeit gefunden werden hier die Übereinstimmung zu verbessern, ohne die bisherigen Anpassungen zu verändern. Durch sukzessive Variation der verbliebenen freien Parameter wurde festgestellt, dass lediglich eine Variation der Winkelverteilung der Elektronen, die auf das Target treffen, einen Einfluss auf die Höhe der Randbereiche des $40 \times 40 \text{ cm}^2$ Feldes hat. Das würde aber bedeuten, dass die Approximation eines parallelen Elektronenbündels [54] nicht richtig wäre. Zur Klärung dieser Frage wurde der Weg des Elektronenbündels durch die Umlenkmagnete berechnet (Skizze: Abbildung 6.3).

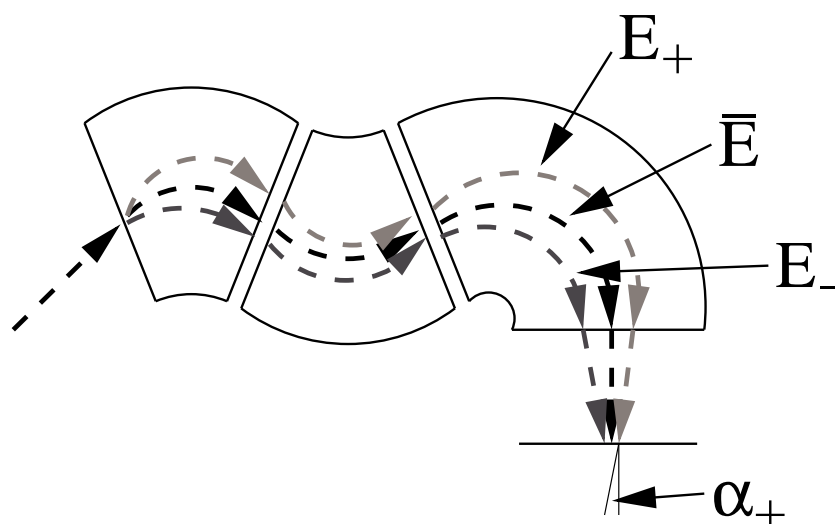


Abbildung 6.3: Skizze der Elektronenbahnen mit mittlerer Energie (\bar{E}), sowie mit einer höheren (E_+) und niedrigeren (E_-) Energie.

Dazu wurden unter Berücksichtigung der relativistischen Massenzunahme die Trajektorien von drei ausgezeichneten Elektronenenergien (mittlere Energie, positive und negative Halbwertsenergie) in den drei Sektormagneten des ELEKTA Umlenksystems mit der in Kapitel 2.2.2 angegebenen Methode berechnet. Dabei zeigte sich, dass man am Ende des Umlenksystems ein konvergentes Elektronenbündel mit einem Öffnungswinkel zwischen 2° und 3° bekommen sollte. Die berechneten Winkel sind in Tabelle 6.1 dargestellt. Mit diesen Ausgangswerten wurde nun in der Simu-

Tabelle 6.1: Die berechneten Auftreffwinkel α auf das Target für die ausgesuchten Elektronenenergien \bar{E} , E_+ und E_- . Dabei ist \bar{E} die mittlere Energie, E_+ die positive Halbwertsenergie und E_- die negative Halbwertsenergie der Elektronenverteilung.

Energie	\bar{E}	E_+	E_-
Winkel α	0°	$+2,16^\circ$	$-2,20^\circ$

lation der Öffnungswinkel zwischen 1° und 3° variiert. Dabei ergab sich die beste Übereinstimmung mit den Messungen bei 2° Öffnungswinkel und einer Brennfleckgröße von 1,1 mm (siehe Abbildung 6.4 oben). Insbesondere bei 3° Winkelverteilung ergab sich eine sehr große Abweichung, da hier nicht nur die Dosisquerverteilung insgesamt zu hoch war, sondern auch der Gradient der Feldkante nicht mehr korrekt wiedergegeben wurde. Die simulierten Querprofile des Ausgangsmodells mit parallelem Elektronenbündel und des Endmodells mit einem Öffnungswinkel von 2° sind in Abbildung 6.4 (unten) zu sehen. Mit dem verbesserten Modell konnte eine sehr gute Übereinstimmung in allen Bereichen von 0 bis 20 cm Entfernung vom Zentralstrahl erreicht werden. Die teilweise großen Abweichungen im Bereich des Dosisabfalls bei 20-21 cm kommen durch den dort sehr steilen Gradienten in Verbindung mit der technisch bedingten Unsicherheit der Blendenposition am Linearbeschleuniger zustande. Insgesamt haben aber 90% der Punkte zwischen 0 und 20 cm eine Abweichung zur Messung von kleiner als 2,5% und 85% kleiner als 2%, so dass die gesetzten Anforderungen voll erfüllt sind. Man sieht außerdem, dass die Abweichungen zum größten Teil auf die statistische Unsicherheit der MC Simulation zurückzuführen sind. Ein Trend in den Abweichungen, wie er bei 0° zu sehen ist, ist nicht vorhanden.

6.1.3 Totale Streufaktoren und Strahlerkopf-Streufaktoren

Die bisherigen Anpassungen bezogen sich immer auf relative Dosisverläufe. Damit kann sichergestellt werden, dass die Dosis relativ zum Bezugspunkt richtig berechnet wird. Neben den relativen Dosisverläufen müssen aber auch die Streufaktoren überprüft werden, damit gewährleistet ist, dass bei einem Wechsel der Feldgröße die richtige Monitorvorwahl berechnet wird.

Als Streufaktor ($SF_{X,Y}$) bezeichnet man die absolute Dosis eines Feldes der Kan-

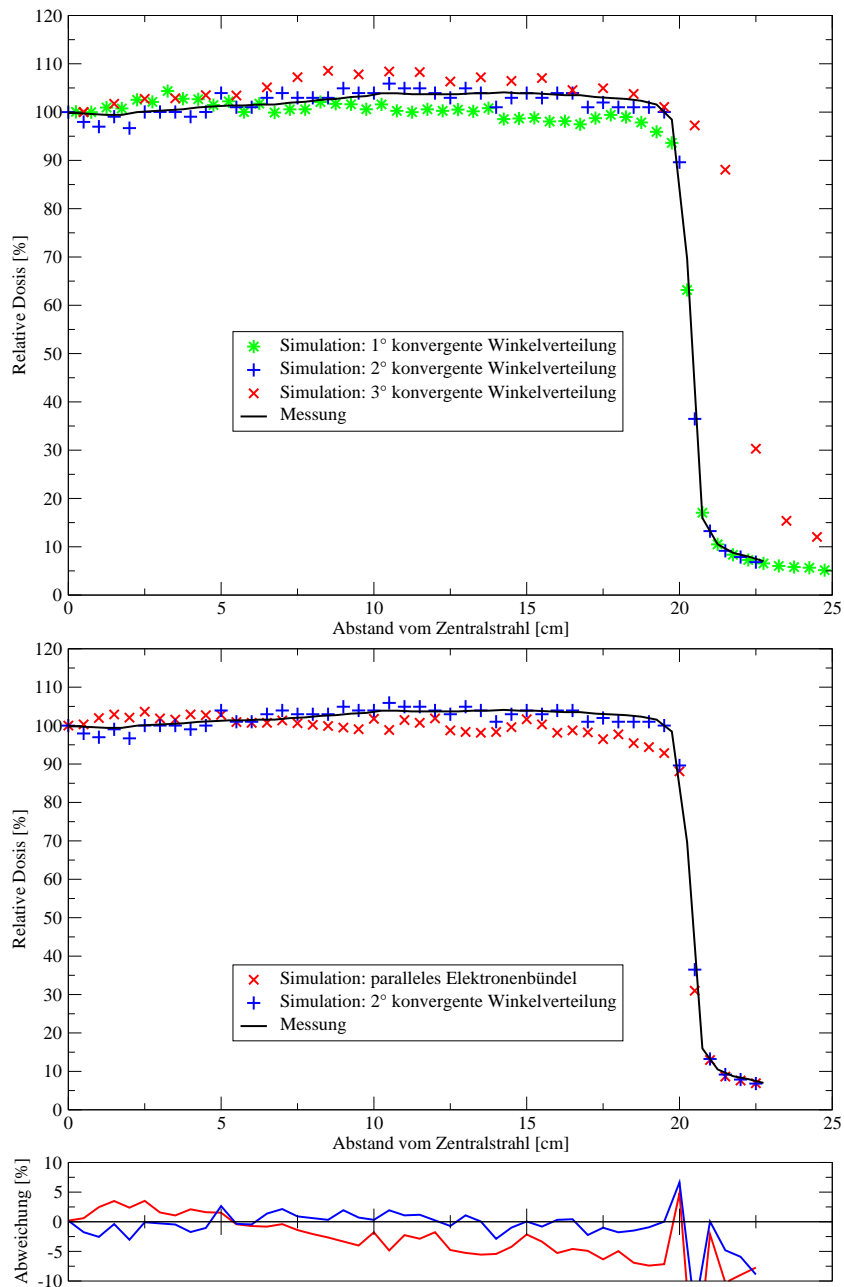


Abbildung 6.4: Das obere Bild zeigt die Dosisquerverteilungen bei unterschiedlichen Winkelverteilungen der Elektronen im Vergleich zur Messung. Das untere Bild zeigt die Dosisquerverteilungen in 1,5 cm Tiefe der Simulation des Ausgangsmodells und nach der Anpassung, sowie der Messung. Im unteren Teil ist die lokale Abweichung der Simulationen zur Messung in Prozent angegeben.

tenlängen X und Y im Feldmittelpunkt, bezogen auf ein reguläres $10 \times 10 \text{ cm}^2$ Feld in 10 cm Wassertiefe (vgl. DIN 6809-6 [55]):

$$SF_{X \cdot Y} = \frac{D_{X \cdot Y}}{D_{10 \cdot 10}} \quad (6.2)$$

Man unterscheidet hierbei den totalen Streufaktor, welcher das Produkt aus Strahlerkopf-Streufaktor und Phantom-Streufaktor darstellt, und in einem entsprechenden Phantom gemessen wird, sowie den Strahlerkopf-Streufaktor. Der Strahlerkopf-Streufaktor gibt dabei die Dosisänderung eines Feldes an, welche allein durch die geänderte Streuung der Strahlung innerhalb des Strahlerkopfes bedingt ist. Er wird frei in Luft gemessen, da dann kein Phantommaterial die Messungen beeinflusst. Zur Messung der Ionendosis in Luft wurde eine so genannte Aufbaukappe benutzt. Darunter versteht man eine Kappe, welche über die Messkammer gestülpt wird und die aus einem dichten Material besteht. Für die vorliegenden Messungen wurde eine Kappe aus Messing benutzt. Ihr Durchmesser war gemäß DIN 6809-6 [55] so berechnet, dass rings um die Messkammer eine wasseräquivalente Materialtiefe bestand, welche dem Tiefendosismaximum der Strahlung in Wasser entsprach. Solche Aufbaukappen werden meist für Kommissionierungsmessungen von Bestrahlungsplanungssystemen verwendet. Man erreicht hierdurch ein laterales Sekundärelektronengleichgewicht, wodurch die Messung sehr verlässlich wird (vgl. Kap. 6.2). Allerdings muss in den Simulationen das Material der Aufbaukappe berücksichtigt werden, insbesondere wenn es sich um dichteres und nicht wasseräquivalentes Material wie Messing handelt. Es wird nämlich durch die Kappe ein anderer Sekundärelektronenfluss verursacht, als dies ohne Aufbaukappe oder bei einer wasseräquivalenten Aufbaukappe der Fall wäre.

Wie man in Abb. 6.5 erkennen kann, ist die Übereinstimmung der Streufaktoren unter beiden Messbedingungen sehr gut. Eine minimale Abweichung ist bei Feldern mit Kantenlängen unter 5 cm zu beobachten, wobei lediglich das Feld in Wasser mit einer Kantenlänge von 1 cm eine signifikante Abweichung aufweist. Insbesondere die frei in Luft gemessenen Strahlerkopf-Streufaktoren zeigen aber eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung, was auf eine genaue Modellierung des Strahlerkopfes hinweist.

6.1.4 Diskussion der Ergebnisse

Durch die Untersuchung, wie sich Änderungen der Parameter der Elektronen, die auf das Target treffen, in den zugrunde gelegten Messungen äußern, konnte ein detail-

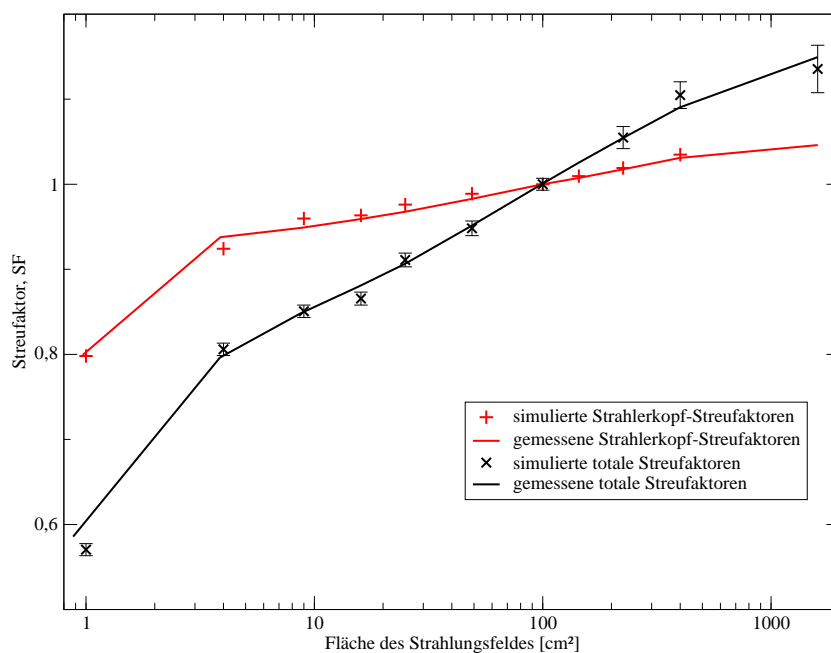


Abbildung 6.5: Vergleich der simulierten und gemessenen totalen Streufaktoren (in Wasser) und Strahlerkopf-Streufaktoren (in Luft) für quadratische Felder. Die Fehlerbalken geben die Messunsicherheit aufgrund der Positionierungsunsicherheit der Blenden an.

lierter Einblick in die Zusammenhänge zwischen Beschleunigerspektrum und Dosisverteilung in Wasser gewonnen werden. Bemerkenswert war hierbei die Erkenntnis, dass Tiefendosisverläufe lediglich durch die mittlere Energie der Elektronen beeinflusst werden. Alle anderen vorgenommenen Änderungen zeigten keine Wirkung. Damit hatte man also eine Messung gefunden, mit der die mittlere Energie festgelegt werden konnte. Betrachtete man nach dieser Anpassung aber das Querprofil über die gesamte mögliche Breite, so stellte man fest, dass aufgrund der mittleren Energie die Bereiche ab etwa 10 cm Abstand zum Zentralstrahl eine zu geringe relative Dosis ergaben. Diese Abweichung musste noch durch Variation der verbliebenen freien Parameter korrigiert werden. Es zeigte sich, dass die meisten dieser Parameter nur einen geringen, meist lokalen Effekt auf die Querprofile haben. Lediglich eine Änderung der Winkelverteilung der Elektronen war in der Lage die relative Dosis so anzuheben, dass eine Übereinstimmung entstand. Da in der Literatur bisher nur parallele Elektronenbündel verwendet wurden, sollte durch eine unabhängige Methode überprüft werden, ob ein nicht paralleles Bündel physikalisch sinnvoll ist. Außerdem sollte eine Abschätzung getroffen werden, in welcher Größenordnung der Winkel

liegt. Dazu wurde mittels der in Kapitel 2.2 dargestellten Berechnungsmethoden die Trajektorien der Elektronen mit der mittleren Energie, sowie mit der halben mittleren Energie, durch die Umlenkmagnetanordnung berechnet. Dabei zeigte es sich, dass für die Magnetkonfiguration, wie sie von ELEKTA verwendet wird, ein sich auf das Target kegelförmig verjüngender Einfall ergibt. Der Winkel sollte zwischen 2 und 3 Grad liegen. Mit dieser Erkenntnis wurde nun in der Simulation der Winkel der Elektronen zwischen 1 und 3 Grad variiert. Bei einem Winkel von 2 Grad ergab sich hierbei die beste Übereinstimmung mit den Messungen.

Nachdem nun auch die Querprofile, ebenso wie die Tiefendosisverläufe, in Übereinstimmung mit den Messungen waren, wurden als letzter Test die totalen Streufaktoren verglichen. Diese zeigten vom größten Feld bis hinunter zum $2 \times 2 \text{ cm}^2$ Feld eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messungen und zwar sowohl in Wasser wie auch in Luft.

Damit steht nun ein Modell des Beschleunigerkopfes zur Verfügung, das in der Lage ist, sowohl klinische wie auch dosimetrische Simulationen mit einer Genauigkeit von besser als 2% für alle Punkte der Simulation durchzuführen. Dabei stimmen 85% der Punkte sogar besser als 1% mit den Messungen überein.

6.2 Totale Streufaktoren von Feldern kleiner Fläche

Bei konventionellen Behandlungen in der Strahlentherapie werden meist Felder verwendet, deren Kantlänge nicht kleiner als 5 cm ist. Dies hat seine Ursachen einerseits in der Größe des zu behandelnden Zielvolumens, das in der konventionellen Therapie mit einem Feld bestrahlt wird, andererseits in der Schwierigkeit, die Dosis kleiner Felder genau zu messen. Bei den modernen Präzisionsbestrahlungen ist die Situation aber anders gelagert. Hier möchte man das Zielvolumen so eng wie möglich umschließen, um das umliegende gesunde Gewebe zu schonen. Dazu gibt es die Möglichkeit, die IMRT als Behandlungsmethode einzusetzen. Bei dieser Behandlungsmethode können aber Feldkanten auftreten, die deutlich kürzer als 5 cm sind. Gleichzeitig muss die Dosis diese Felder, aufgrund der oftmals hohen Dosierung der Strahlung, sehr genau gemessen werden [56].

Dabei stößt der Anwender allerdings auf ein Problem: Messungen sind in den heutigen Dosimetrieprotokollen lediglich bis zu einer minimalen Feldkante von 5 cm hinunter erlaubt. Der Grund dafür liegt in der Theorie, welche hinter der Dosimetrie von Photonenstrahlung hoher Energie steht. Diese, nach ihren Entdeckern benannte, Bragg-Gray Theorie [44] geht bei einer Messung von einer ganz speziellen Situation

aus. Dazu ist es zwingend notwendig, dass ein so genanntes Sekundärelektronen-Gleichgewicht (SEG) herrscht. Man versteht darunter, dass die durch die Photonen erzeugten Sekundärelektronen in einem Gleichgewicht stehen. Bei Messungen mit der Sondenmethode (z.B. Ionisationkammern) bedeutet dies, dass genau so viele Sekundärelektronen in das Messvolumen eingestreut werden müssen, wie aus dem Messvolumen herausgestreut werden (Skizze: Abbildung 6.6).

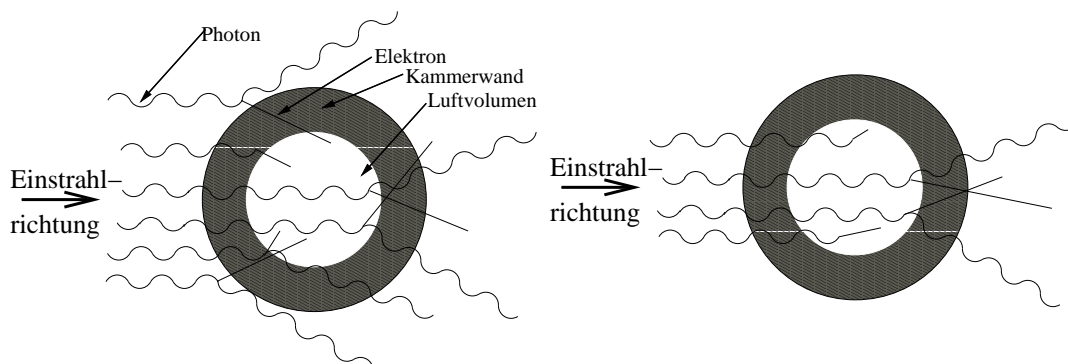


Abbildung 6.6: Skizze zum Sekundärelektronen-Gleichgewicht (SEG): im linken Bild ist ein SEG gegeben, da aus dem Umgebungsmaterial so viele Elektronen in das Luftvolumen der Kammer eingestreut werden, wie aus dem Luftvolumen herausgestreut werden. Rechts dagegen herrscht kein SEG, da die Elektronen nur ausgestreut werden.

Man geht davon aus, dass dieses Gleichgewicht gestört wird, wenn eine Feldkante kürzer wird als die Tiefe des Dosismaximums. In diesem Falle darf die Bragg-Gray Theorie nicht mehr angewandt werden, da ein vollständiges SEG nicht mehr erfüllt ist [57]. Die Frage ist nun, ob in einem solchen Falle trotz nicht erfülltem SEG eine Messung, welche nach den herkömmlichen Methoden ausgewertet wird, ein sinnvolles Ergebnis liefert [58, 59]. Diese Frage sollte in der vorliegenden Arbeit für Photonenstrahlung der nominellen Beschleunigungsspannung von 6 MV exemplarisch untersucht werden. Diese Energie wird in der Tübinger Radioonkologie zur Behandlung bei Kopf- und Halstumoren eingesetzt, wo aufgrund der Form des Zielvolumens vermehrt sehr kleine Feldgrößen auftreten.

Aufgrund der aufgeführten Probleme gibt es bisher nur wenige Untersuchungen über die Dosimetrie kleiner Felder. Alle diese Arbeiten untersuchten entweder das Verhalten verschiedener Detektoren [56, 58, 59] oder die Gültigkeit der in den Dosimetrieprotokollen verwendeten Näherungsformeln für die Massen-Stoßbremsvermögensverhältnisse [60]. Daher sollte im Rahmen der vorliegenden Arbeit an einem ge-

eigneten Detektor untersucht werden, ob sich aufgrund der theoretischen Grenze tatsächlich auch eine untere praktische Grenze für Messungen ergibt. Dazu wurde zuerst die Wasser-Energiedosis in einem wassergefüllten kleinen Volumen sowohl auf dem als auch in 10 cm seitlichem Abstand zum Zentralstrahl ermittelt. Anschließend wurde eine detaillierte Simulation der gesamten Kammergeometrie durchgeführt, um an der selben Stelle die gemessene Luftionisation zu bestimmen. Gleichzeitig wurden mit dieser Kammer Messungen am Beschleuniger durchgeführt.

6.2.1 Vergleich der Messungen und Simulationen

Zur Klärung des Verhaltens von Ionisationskammern bei nicht mehr vollständigem SEG wurden entsprechende Vergleiche zwischen gemessenen und simulierten totalen Streufaktoren durchgeführt. Die Simulationen wurden in einem homogenen Wasserphantom vorgenommen. Innerhalb des Phantoms wurden dann die totalen Streufaktoren für die kleinen Feldgrößen gemessen. Gleichzeitig wurde die Wasser-Energiedosis für den Messpunkt simuliert und aus den simulierten Werten der totale Streufaktor berechnet. Da kleine Felder bei IMRT-Bestrahlungen auch oftmals entfernt von der Zentralachse auftreten, wurden sowohl die Messungen wie auch die Simulationen nicht nur auf der Zentralachse, sondern auch 10 cm in Y-Richtung verschoben, durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.7 zu sehen. Betrachtet man die Ergebnisse, so fällt auf, dass die große Mehrzahl der verglichenen Punkte sehr gut übereinstimmt. Auch solche Bereiche, in denen schon kein vollständiges SEG mehr vorhanden ist, stimmen genau überein. Somit kann davon ausgegangen werden, dass sich das Zusammenbrechen des SEG, und damit der Bragg-Gray Bedingungen, nicht so stark auf die Messung auswirken, als dass dies innerhalb der erreichten Messgenauigkeit sichtbar wäre. Allerdings kann bei den sehr kleinen Feldern um $1 \times 1 \text{ cm}^2$ eine Abweichung beobachtet werden. Diese Abweichung ist bei größerem Abstand zum Zentralstrahl höher als auf dem Zentralstrahl. Das und die eingezeichneten Fehlerbalken, welche sich aus der Positionierungsunsicherheit der Blenden ergeben, legt den Schluss nahe, dass es sich bei den beobachteten Abweichungen um die normale Messunsicherheit durch die Feldgrößenvariation infolge der Positionierungsunsicherheit handelt. Es folgt daraus, dass man bemüht sein sollte, bei einer Anpassung diese Positionierungsunsicherheit der Blenden möglichst zu minimieren, da sie sonst später doppelt in die Berechnung eines Bestrahlungsplanes eingehen kann. Denn zum einen hat man schon fehlerbehaftete Streufaktoren in das Beschleunigerkopffmodell eingearbeitet, zum anderen wird der Beschleuniger bei

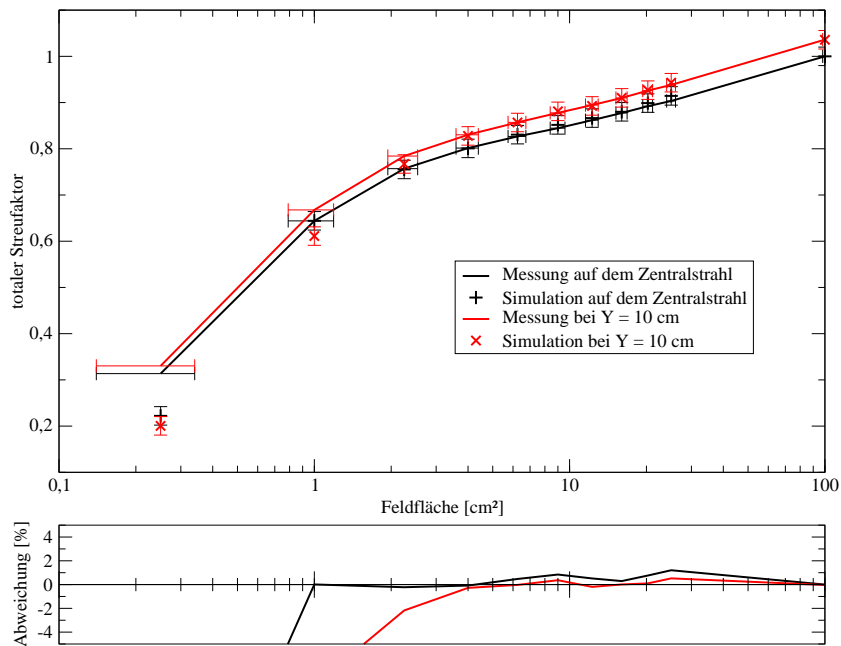


Abbildung 6.7: Das Bild zeigt die gemessenen und simulierten totalen Streufaktoren für Felder mit Kantenlängen von 0,5 cm bis 10 cm. Die Zentralachse der Felder wurde dazu einmal in Deckung mit der Z-Achse des Beschleunigers gebracht und zum anderen 10 cm in Y-Richtung versetzt neben der Z-Achse des Beschleunigers positioniert.

der Bestrahlung selber wiederum eine gewisse Positionierungsunsicherheit aufweisen. Dies legt den Schluss nahe, dass für eine IMRT-Behandlung eine minimale Feldgröße vorgegeben werden sollte. Vom Aspekt der technischen Realisierung des Beschleunigers und von der messtechnischen Seite her ist für den untersuchten Beschleuniger eine minimale Feldgröße von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ denkbar. Zusätzlich muss allerdings noch das verwendete Bestrahlungsplanungssystem berücksichtigt werden, welches zusätzlich zu der hier aufgezeigten Abweichung eine weitere Abweichung verursachen könnte.

6.3 Ansprechverhalten der Ionisationskammer

Im Rahmen der Anpassungen in dieser Arbeit wurde eine bisher nicht dokumentierte Variation im Ansprechverhalten der Ionisationskammer bei Messungen in geringen Tiefen beobachtet: Nach dem Anpassen der mittleren Energie über den Tiefendosisverlauf musste noch das Querprofil angepasst werden (vgl. Kapitel 6.1.2). Dies wurde über die Winkelverteilung der Elektronen, die auf das Target treffen, bewerkstelligt. Allerdings trat dabei das Problem auf, dass mit plausiblen Werten für die Winkelverteilung für große Abstände von der Zentralachse keine Übereinstimmung zwischen der Messung und der Simulation erreicht werden konnte, wenn man die Querprofile über die Dosis in einem Wasservoxel ermittelte. Wurde das Querprofil dagegen ermittelt, indem man die Dosis in einer simulierten Ionisationskammer zugrunde legte, so fand man eine Übereinstimmung bei dem theoretisch zu erwartenden Wert von 2° für den Öffnungswinkel des Elektronenkegels (siehe 6.1.2). Daher war klar, dass die beobachtete Änderung des Querprofilverlaufs in dem Bereich, der weiter als 10 cm von der Zentralachse entfernt war, seine Ursache in einem Effekt der Ionisationskammer haben musste. Bei der Messung von Querprofilen wurden bisher keine Korrekturfaktoren angewandt, da man davon ausgeht, dass sich die Korrekturfaktoren nicht oder in einer vernachlässigbaren Größe ändern, wenn man vom Zentralstrahl aus Messungen in Richtung des Feldrandes durchführt.

Solche Messungen von Querprofilen werden zum Beispiel dazu benutzt, um die Strahlerkopfmodelle von Planungssystemen an den realen Beschleuniger anzupassen. Dazu wurden auch in der vorliegenden Arbeit Querprofile verwendet. Die Anpassungen werden meist in der Tiefe des Dosismaximums (in dieser Arbeit also bei 1,5 cm Wassertiefe) vorgenommen. Die dosimetrischen Messungen anhand von Dosimetrieprotokollen werden aber üblicherweise in 10 cm Wassertiefe durchgeführt.

Es ist bekannt, dass sich das Spektrum, und daher auch die mittlere Energie, des Nutzstrahlenbündels ändert, wenn man vom Zentralstrahl in Richtung Feldrand geht (siehe Anhang F). Außerdem ist diese Änderung umso größer, je geringer die Tiefe in Wasser ist. Dies könnte unter Umständen dazu führen, dass das Massen-Stoßbremsvermögensverhältnis sich positions- und tiefenabhängig ändert. Daher wurden die Massen-Stoßbremsvermögensverhältnisse mit dem Monte-Carlo-Programm *sprznrc* für die untersuchten Messpositionen berechnet. Es zeigte sich, dass das Massen-Stoßbremsvermögensverhältnisse konstant ist, unabhängig von der Tiefe oder Position im Phantom: Für alle Positionen und Tiefen ergab sich ein Wert von $1,122 \pm 0,002$. Allerdings wurde dieses Ergebnis auch so erwartet, da ver-

gleichbare Untersuchungen für kleine Felder ebenfalls die Konstanz der Massenstoßbremsvermögensverhältnisse zeigten [60]. Somit konnte der Effekt nur durch einen Vorgang innerhalb der Kammer erklärt werden. Dabei gibt es zwei Möglichkeiten: Einerseits könnte die Zentralelektrode, welche in der benutzten Kammer aus Aluminium besteht, andererseits die Kammerwand den beobachteten Effekt verschulden. Um diese Frage zu klären, wurden die Anteile der Luftionisation, welche von den verschiedenen Materialien der Kammer verursacht wurden, für ausgewählte Messpositionen registriert und ausgewertet.

6.3.1 Vergleich Messung und Simulation

Um einen Vergleich zwischen der Monte-Carlo-Simulation und einer Messung zu erhalten, wurde ein spezielles Messverfahren verwendet. Hierbei war die Schwierigkeit, ein Sondenmaterial zu finden, das sowohl eine vernachlässigbare Energieabhängigkeit aufweist, als auch Wasseräquivalent ist. Aufgrund von Veröffentlichungen [61, 62] fiel die Wahl auf Thermolumineszenz-Dosimeter (TLD). Dabei haben sich die LiF:Mg,Ti TL-Dosimeter (TLD-100, Harshaw/Bicron, Solon OH, USA) besonders bewährt, da sie nahezu Gewebeäquivalent sind und ihre Energieabhängigkeit im zu untersuchenden Bereich sehr klein ist. Die TLD Stäbchen wurden immer in Chargen von 6 Stück mit der gleichen Dosis bestrahlt wie zuvor die Ionisationskammer. Von den 6 Stäbchen wurde dann das mit dem höchsten und das mit dem kleinsten Messwert verworfen und die Ergebnisse der verbleibenden 4 Stäbchen gemittelt. So konnte eine sehr hohe Messgenauigkeit von $\pm 0,2\%$ erreicht werden. Mittels dieses Verfahrens wurden nun 3 Messpositionen auf der Y-Achse (0 cm, 10 cm und 15 cm) in 2 verschiedenen Tiefen (1,5 cm und 10 cm) untersucht. Für die gleichen Positionen wurden auch Monte-Carlo-Simulationen mit dem Modell der Ionisationskammer und im Wasserphantom bei Abwesenheit der Kammer durchgeführt. Aus den Messungen und Simulationen erhielt man pro Messposition die Werte für die Ionisation der Messkammer, $I_{Messkammer}$, und TLD-Dosis, D_{TLD} , sowie für die Simulationen die Werte für die Ionisation in der simulierten Ionisationskammer, $I_{Kammersimulation}$, und die Dosis im korrespondierenden Wasservoxel, D_{Wasser} . Aus diesen Zahlen kann das Verhältnis des Ansprechvermögens der Ionisationskammer A für Messung und Simulation gebildet werden:

$$A_{Messung}(Y, Z) = \frac{I_{Messkammer}(Y, Z)}{D_{TLD}(Y, Z)} \quad (6.3)$$

und

$$A_{Simulation}(Y, Z) = \frac{I_{Kammersimulation}(Y, Z)}{D_{Wasser}(Y, Z)} \quad (6.4)$$

Da lediglich das Ansprechvermögen der Ionisationskammer für Querprofile untersucht werden sollte, wurden alle Werte $A(0, Z)$ auf der Zentralachse gleich 100% gesetzt. Somit ergaben sich dann die relativen Ansprechvermögen, wie sie in Tabelle 6.2 dargestellt sind.

Tabelle 6.2: Das relative Ansprechvermögen A der Ionisationskammer bei unterschiedlichen Messtiefen und Y-Positionen.

Messtiefe: 1,5 cm Wasser				Messtiefe: 10 cm Wasser			
Y-Position	0 cm	10 cm	15 cm	Y-Position	0 cm	10 cm	15 cm
$A_{Messung}$	100%	99,1%	97,6%	$A_{Messung}$	100%	99,7%	99,3%
$A_{Simulation}$	100%	98,8%	98,4%	$A_{Simulation}$	100%	99,7%	99,1%

In einer Wassertiefe von 1,5 cm und 15 cm Abstand zum Zentralstrahl erhält man ein relatives Ansprechvermögen der Kammer von 97,6% in der Messung, was durch die Simulation bestätigt wurde. Dagegen beträgt das Ansprechvermögen in 10 cm Wassertiefe über 99% bei 15 cm Abstand zum Zentralstrahl.

Um die Herkunft des Effektes aufzuklären, wurden die verschiedenen Anteile der Luftionisation aufsummiert und ausgewertet. Die Anteile sind sortiert nach Material in Tabelle 6.3 aufgeführt. Es zeigt sich, dass der Anteil der Luftionisation, welcher aus dem Polymethylmethacrylat (PMMA) herrührt, bei den unterschiedlichen Messpositionen variiert. Der Anteil, welcher von der Graphitelektrode herrührt, bleibt dagegen unverändert. Mit einer Änderung in der Wand ist immer auch eine Änderung des Anteils aus dem umgebenden Wasser verbunden. Es bleibt somit die Frage zu klären, ob die Änderung im PMMA Wandmaterial allein für den Effekt verantwortlich ist oder ob noch andere Einflüsse, wie etwa die Zentralelektrode, vorliegen könnten. Dazu werden die in Tabelle 6.3 aufgeführten Anteile an der Luftionisation in die Formel für die Wandkorrektur nach Almond und Svensson [63] eingesetzt

$$p_{Wand} = \left(\sum_{i=1}^n \alpha_i \cdot s_{Wand(i)/Luft} \cdot t_{Wasser/Wand(i)} \right) + \left(\left(1 - \sum_{i=1}^n \alpha_i \right) \cdot s_{Wasser/Luft} \right) \quad (6.5)$$

Hierbei ist α_i der Anteil des i-ten Wandmaterials an der Luftionisation, $s_{Wand(i)/Luft}$ das Massen-Stoßbremsvermögensverhältnis des i-ten Wandmaterials zu Luft und

Tabelle 6.3: Tabelle der relativen Anteile der Luftionisation (ohne Anteil aus Mittelelektrode) aus den verschiedenen Bauteilen der Ionisationskammer. Die Berechnung wurde in 1,5 cm Wassertiefe für 0 und 15 cm Abstand vom Zentralstrahl durchgeführt.

Ionisation aus	0 cm	15 cm
Wasser	56,8%	61,6%
PMMA	40,7%	36,0%
Graphit	2,5%	2,4%

$t_{Wasser/Wand(i)}$ das Photonen-Schwächungsverhältnis von Wasser zum i -ten Wandmaterial. Die mittels der Gleichung berechnete Änderung der Kammeranzeige von 0,984 bei 15 cm Abstand stimmt mit dem Wert aus der Monte-Carlo-Simulation von 0,984 exakt überein. Somit ist die Änderung der Anzeige der Ionisationskammer allein auf die PMMA Wand zurückzuführen.

6.3.2 Diskussion der Ergebnisse

Dosisquerverteilungen stellen, wie schon dargestellt, ein wichtiges Kriterium für die Güte des Modells des Beschleunigerkopfes dar. Sie sind die Grundlage für nahezu alle Anpassungen von Strahlerkopfmodellen. Daher müssen die einer solchen Anpassung zugrunde liegenden Daten eine Unsicherheit im Bereich von höchstens 1% aufweisen, da sonst die Dosisberechnung bei Patienten Fehler aufweisen kann. Wird der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Effekt nicht berücksichtigt, so führt dies dazu, dass ein Tumor, welcher sich entfernt vom Zentralstrahl befindet, eine Underdosierung von mehr als 2% erhält.

Aber auch in der dosimetrischen Grundlagenforschung ist dieser Effekt wichtig. Da Monte-Carlo-Berechnungen immer öfter dazu benutzt werden, strahlenphysikalische Effekte zu untersuchen, müssen auch hier genaue Strahlerkopfmodelle vorhanden sein. Gerade in der Dosimetrie ist es aber wichtig, dass alle Parameter des Strahlerkopfmodells so nahe wie nur irgend möglich an den tatsächlichen Werten des modellierten Linearbeschleunigers liegen. Ohne die Berücksichtigung des hier gefundenen Ansprechvermögens der Messkammer wäre aber eine genaue Anpassung der mittleren Energie und der Winkelverteilung der Elektronen nicht möglich gewesen. Dies hätte möglicherweise bei den folgenden Untersuchungen zu einem nicht zu

vernachlässigenden systematischen Fehler geführt.

6.4 Vergleich mit einem analytischen Beschleunigerkopfmodell

Bis jetzt wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur mit dem sehr detaillierten Beschleunigerkopfmodell für *BEAMnrc* gearbeitet. Ein solches Modell benötigt zwar sehr lange Rechenzeiten, aber es kann dafür genau an den vorhandenen Beschleuniger angepasst werden. Daher werden solche Modelle vorwiegend für dosimetrische Untersuchungen eingesetzt, da dort eine längere Rechenzeit wegen der gewünschten Genauigkeit akzeptabel ist.

Möchte man aber eine klinische Planung für einen Patienten durchführen, so ist die Rechenzeit von großer Bedeutung. Insbesondere bei den modernen Präzisionsbestrahlungen ist eine möglichst kurze Rechenzeit wichtig. Bei Dosisplanungen hierzu wird die Dosisberechnung in der Regel mehrfach gestartet, da durch die Optimierungsschritte eine erneute Berechnung notwendig wird. Um trotz der kurzen Rechenzeiten eine geringe statistische Schwankung in der berechneten Dosisverteilung zu bekommen, müssen sehr viele Teilchen simuliert werden. Das ist aber in einem detaillierten Beschleunigerkopfmodell nicht möglich, da hierfür jedesmal eine zeitaufwendige Simulation der kompletten Wechselwirkungen innerhalb der Beschleunigerkopfgeometrie notwendig wäre. Daher werden für Bestrahlungsplanungssysteme, gleichgültig ob mit herkömmlichem oder Monte-Carlo basiertem Dosisberechnungsalgorithmus, analytische Beschleunigerkopfmodelle verwendet.

Wie in Kapitel 3.2 schon detailliert dargelegt wurde, wird die Genauigkeit einer Dosisberechnung bei Patientenplanungssystemen sowohl vom Berechnungsalgorithmus als auch vom Beschleunigerkopfmodell bestimmt. Gibt man einen Dosisberechnungsalgorithmus vor, so entscheidet lediglich das Kopfmodell über die insgesamt erreichbare Genauigkeit der Berechnung.

Dabei gibt es zwei konkurrierende Meinungen, wie eine besonders hohe Genauigkeit erreicht werden kann. Die eine Seite vertritt die Meinung, dass analytische Modelle aus detaillierten Monte-Carlo Beschleunigerköpfen erzeugt werden müssen [8, 64], die andere Seite ist der Meinung, dass der Zwischenschritt über das detaillierte Modell für klinische Anwendungen nicht praktikabel ist und deshalb eine Anpassung über Messungen erfolgen muss (Anhang D [35]).

Das in dieser Arbeit untersuchte analytische Modell für das *XVMC* Programm

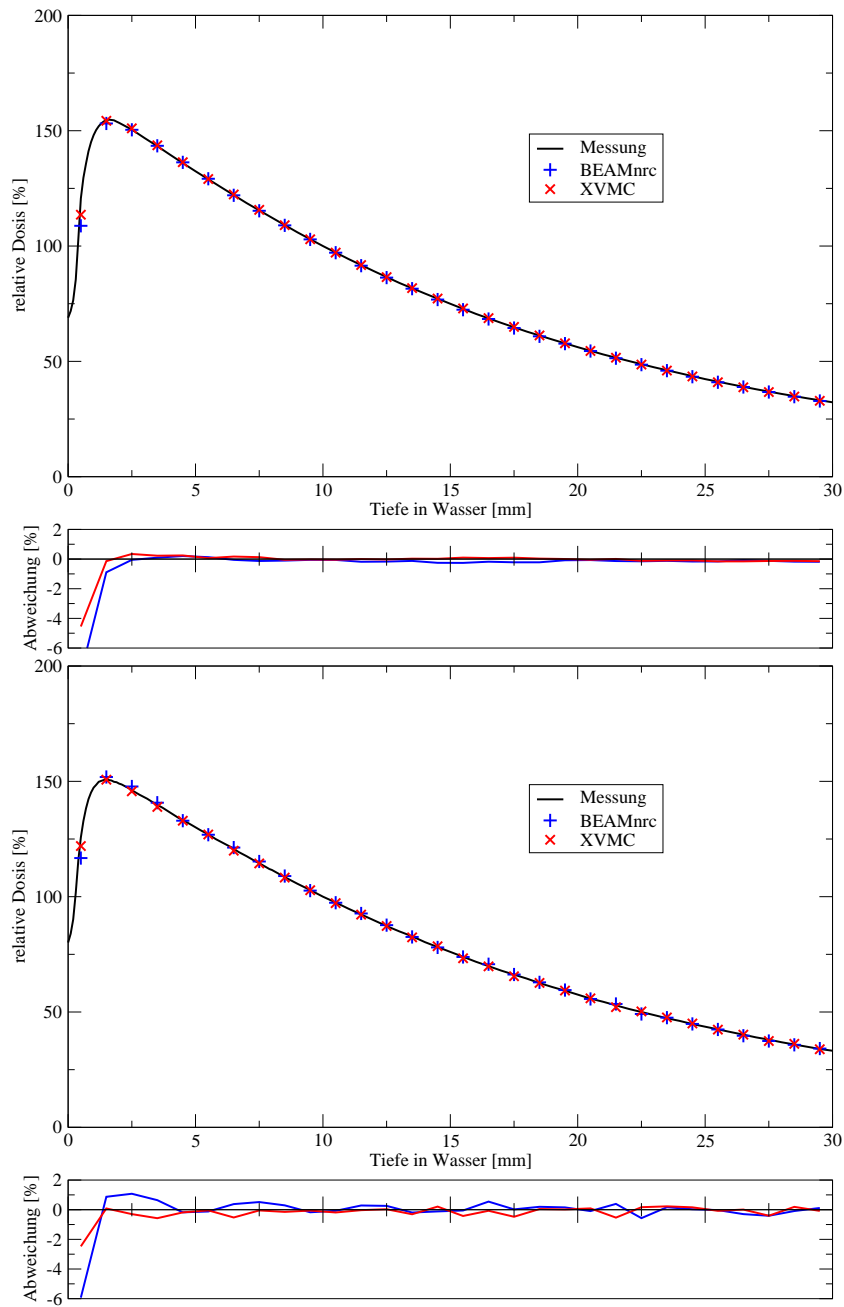


Abbildung 6.8: Vergleich der gemessenen und mit den beiden Monte-Carlo-Codes simulierten Tiefendosisverläufe. Dargestellt ist im oberen Bild der Vergleich für ein reguläres 5x5 cm² Feld, im unteren Bild für ein irreguläres 10x10 cm² Feld, das um 10 cm in Y-Richtung verschoben wurde.

folgt dem zweiten Ansatz und wurde, ähnlich wie bei den kommerziellen Planungssystemen, über Messungen angepasst. Die Ergebnisse des Vergleichs zwischen dem detaillierten physikalischen (*BEAMnrc*) und dem in Tübingen benutzten analytischen Beschleunigerkopfmodell (*XVMC*, Anhang D [35]) sind in den Abbildungen 6.8 bis 6.10 zu sehen. Hierbei wurden die gleichen Messanordnungen wie in Kapitel 6.1 verwendet. Die Vergleiche zeigen, dass das analytische Modell sehr gut mit dem physikalischen Modell und den Messungen übereinstimmt. Insbesondere der Tiefendosisverlauf und die Querprofile stimmen überein. Abweichungen ergaben sich lediglich bei den totalen Streufaktoren. Während die totalen Streufaktoren auf der Zentralachse gut übereinstimmen, ergibt sich in 10 cm Abstand zur Zentralachse ein systematischer Unterschied von etwa 2-3%. Zu den Abweichungen auf dem Zentralstrahl ist zu sagen, dass die Anpassung für kleinere Felder als $2 \times 2 \text{ cm}^2$ nicht sinnvoll ist, da die Dosimetrie dieser Felder sehr schwierig ist und die Messdaten daher, je nach verwendeter Messkammer, unterschiedlich ausfallen. Weiterhin werden im Bestrahlungsplanungssystem „Hyperion“, das den *XVMC*-Code verwendet nur Felder mit einer Kantenlänge von mindestens 2 cm zugelassen, so dass eine Anpassung für kleinere Felder auch nicht notwendig ist. Bei den Streufaktoren in 10 cm Abstand zur Zentralachse sieht man dagegen den Einfluss des in Kapitel 6.3 beschriebenen und untersuchten Ionisationskammereffekts. Für das analytische Beschleunigerkopfmodell wurde die Dosisquerverteilung lediglich in Luft mit Hilfe einer Aufbaukappe ermittelt. Die Aufbaukappe war so bemessen, dass der effektive Messort der Kammer in der Tiefe des Dosismaximums lag. Dadurch könnte die Dosis in dem weit vom Zentralstrahl entfernten Bereich um den für die Ionisationskammer gefundenen Wert von 2,4% unterschätzt worden sein. Dies würde dann dazu führen, dass die totalen Streufaktoren in 10 cm Abstand um 2,4% zu niedrig errechnet würden, was sehr genau mit dem beobachteten Verhalten übereinstimmt. Eine Korrektur mit dem gefundenen Wand-Korrektionsfaktor zeigt eine deutliche Verbesserung der Streufaktoren, die nun mit denen des detaillierten Modells übereinstimmen. Dieses Beispiel zeigt noch einmal die möglichen Auswirkungen, die der in Kapitel 6.3 beschriebene Effekt für Planungssysteme und damit für die Dosisberechnung im Patienten hat. Des weiteren erkennt man noch in Abbildung 6.9, dass es für das detaillierte Beschleunigerkopfmodell eine Abweichung im achsfernen Gradientenbereich gibt. Die Ursache ist eine Abweichung in den Positionen der Blenden zwischen Simulation und Messung. Diese Abweichung ist allerdings schwer zu beheben, da die tatsächliche Berechnung der Blendenposition durch die Beschleunigersoftware von der offiziell von der Herstellerfirma für Monte-Carlo Simulationen angegebenen Berechnung abweicht

[65]. Die Berechnung der Blendenpositionen erfolgt bei der detaillierten Simulation dem von ELEKTA vorgegebenen auf dem Strahlensatz beruhenden Algorithmus. Nach persönlicher Auskunft eines ELEKTA Mitarbeiters wird dagegen am Beschleuniger so verfahren, dass zwei Feldgrößen durch Messungen eingestellt werden und die restlichen Feldgrößen dann über ein Interpolationsverfahren berechnet werden. Die Adaption der realen Berechnung der Feldgröße ist daher für die nächste Anpassung des detaillierten Beschleunigerkopfmodells vorgesehen.

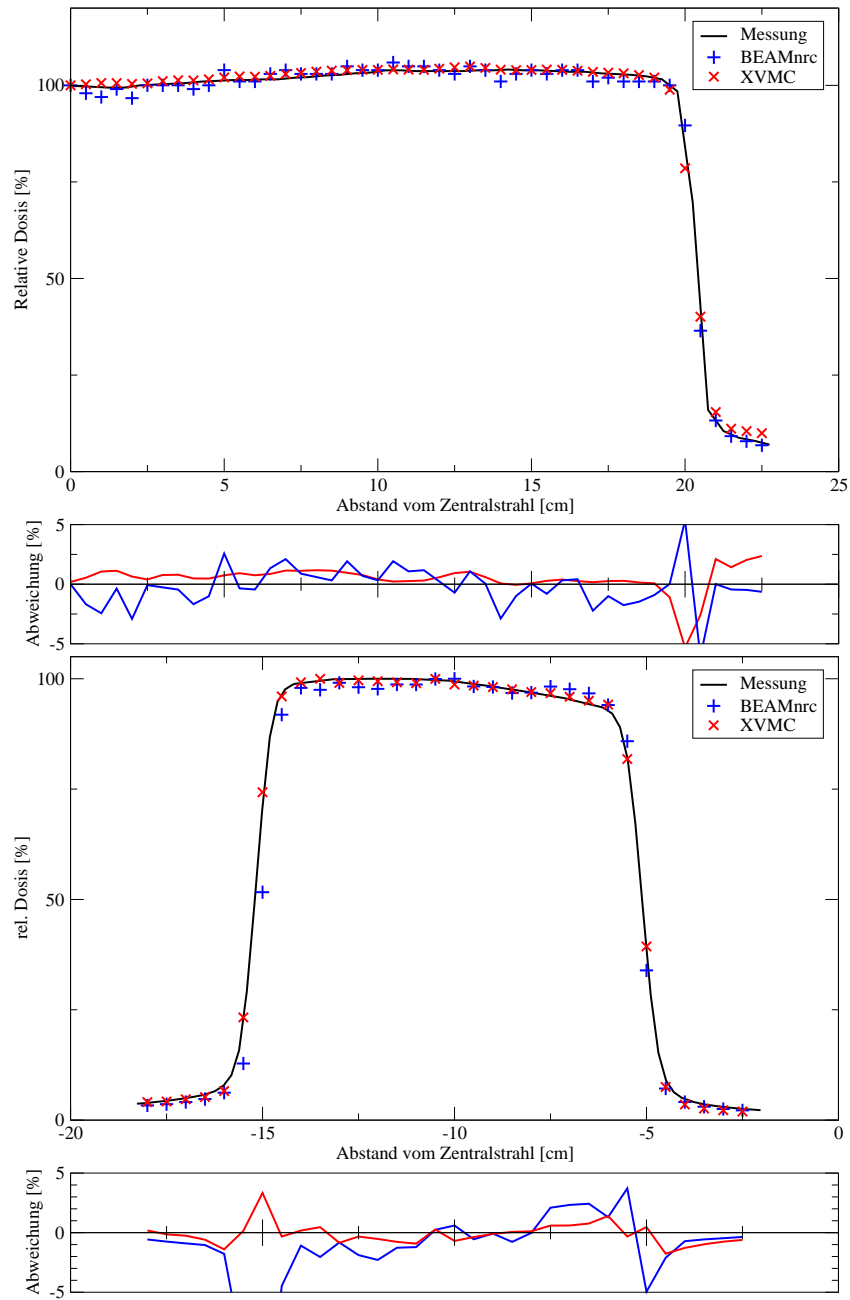


Abbildung 6.9: Im oberen Bild ist ein Vergleich der beiden Monte-Carlo-Programme mittels eines Querprofils bei maximaler Öffnung der Blenden (Feldgröße $40 \times 40 \text{ cm}^2$) zu sehen. Im unteren Bild der Vergleich bei einem irregulären $10 \times 10 \text{ cm}^2$ Feld, das um 10 cm in Y-Richtung aus dem Zentralstrahl verschoben wurde. Die Messtiefe beträgt bei beiden Abbildungen 1,5 cm in Wasser.

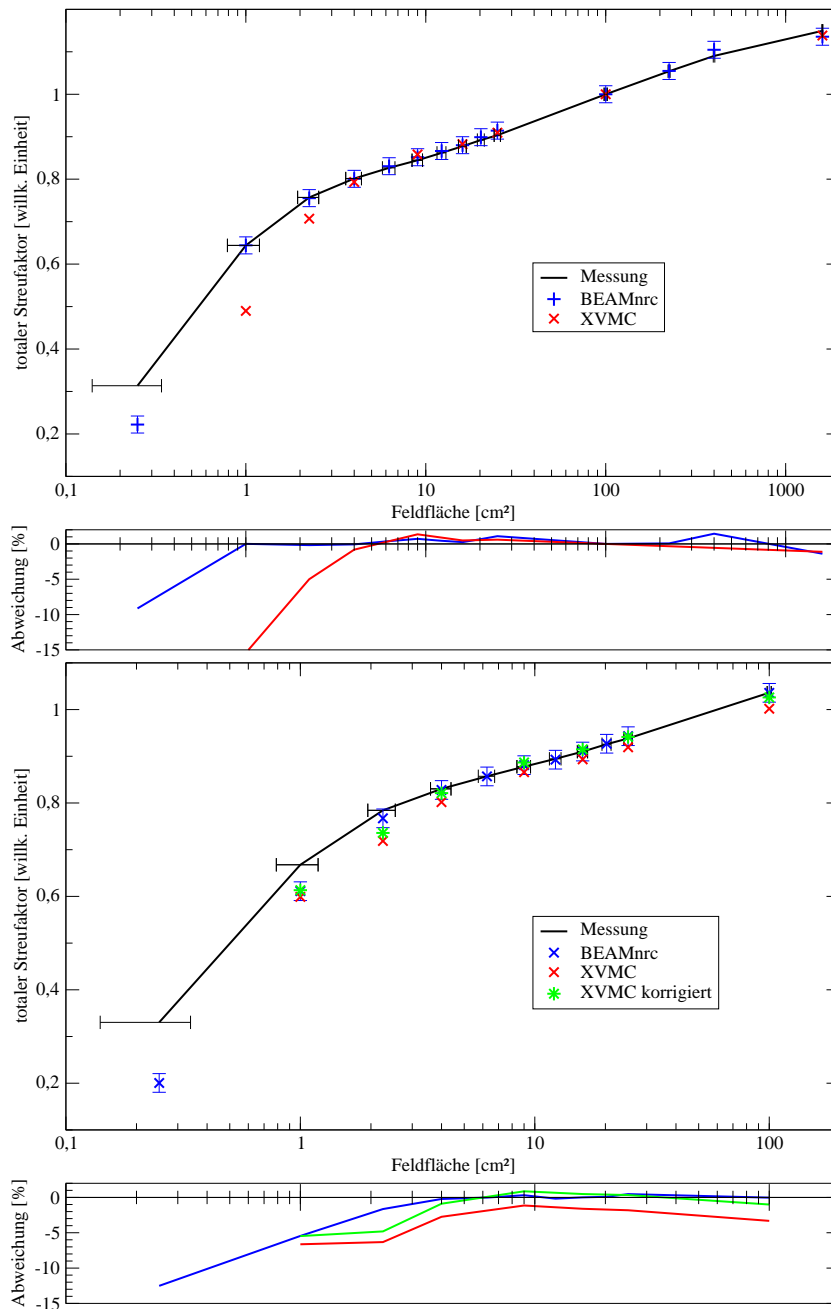


Abbildung 6.10: Vergleich der gemessenen und simulierten totalen Streufaktoren für reguläre quadratische Felder (oberes Bild) und irreguläre quadratische Felder (unteres Bild). Die Strahlenfeldachse der irregulären Felder war um 10 cm in Y-Richtung aus dem Zentralstrahl verschoben.

7 Schlussfolgerungen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein detailliertes physikalisches Modell des ELEKTA Beschleunigerkopfes für 6 MV Photonenstrahlung erstellt. Dieses wurde zahlreichen Vergleichen gegenüber Messungen im Wasserphantom unterzogen. Dabei lag der Schwerpunkt darauf, über die gesamte mögliche Feldgröße von 40x40 cm² eine gute Übereinstimmung zu erhalten. Weiterhin wurde auf die Übereinstimmung bei kleinen Feldern geachtet. Diese Felder sind nämlich insbesondere bei Präzisionsbestrahlungen, wie etwa der IMRT, von besonderer Wichtigkeit.

Ziel der Arbeit war es, das von Haryanto begonnene Modell, das in dessen Arbeit schon für herkömmliche Bestrahlungsfelder verifiziert wurde, so zu verbessern, dass es auch für irreguläre Felder beliebiger Größe geeignet ist. Die hierzu erforderlichen Anpassungen wurden in erster Linie am Elektronenstrahl, der auf das Target trifft, vorgenommen. Dazu wurde der Einfluss der freien Parameter, die das *BEAMnrc* Programm für die Elektronenquelle bietet, auf den Tiefendosisverlauf und das Querprofil untersucht. Als Richtwert diente dann für die folgenden Einstellungen die Tabelle 7.1, welche die Einflüsse der einzelnen Parameter auf die Messungen wiedergibt.

Während die mittlere Energie und die Energieverteilung sehr einfach anzupassen

Tabelle 7.1: Darstellung des Einflusses der verschiedenen freien Parameter der Elektronenquelle auf den Tiefendosisverlauf (TDV) und das Querprofil (Profil). Die Größe des Einflusses ist dabei wie folgt angegeben: **X** = großer Einfluss; x = kleiner, vernachlässigbarer Einfluss; - = kein Einfluss.

Parameter	TDV	Profil
mittlere Energie	X	X
Energieverteilung	-	X
Intensitätsverteilung	-	x
Brennfleckgröße	-	x
Auftreffwinkel	-	X

Tabelle 7.2: Die endgültigen Daten der Elektronenquelle.

Parameter	Hersteller	Modell
mittlere Energie	6,0 MeV	6,6 MeV
Energieverteilung (FWHM)	1,0 MeV	1,0 MeV
Intensitätsverteilung	keine Angabe	normalverteilt
Brennfleckgröße (FWHM)	ca. 1 mm	1,1 mm
Auftreffwinkel	keine Angabe	2° konvergent

waren, bereitete insbesondere die Wahl der richtigen Winkelverteilung der Elektronen Probleme. Durch zusätzliche analytische Berechnung der Winkelverteilung mit Hilfe der relativistisch korrigierten Gleichung aus Kapitel 2.2.2 war es dann aber möglich, auch diesen Wert zu ermitteln.

Das mit den aufgezeigten Verfahren erarbeitete Modell des Beschleunigerkopfes zeigt dann eine sehr gute Übereinstimmung im Vergleich mit den Messungen. Die genauen Daten der Elektronenquelle des Modells sind in Tabelle 7.2 aufgeführt.

Mit dem nun vorliegenden Modell des Beschleunigerkopfes ist es gelungen, eine zuverlässige Basis für zukünftige Monte-Carlo-Simulationen der Tübinger Linearbeschleuniger zu schaffen. Mit seiner Hilfe ist es möglich, die Ursachen für bestimmte dosimetrische Phänomene durch Monte-Carlo-Simulationen mittels Analyse der gewonnenen Daten zu ergründen. Der Nutzen dieser Möglichkeit konnte im weiteren Verlauf der Arbeit unter Beweis gestellt werden, als das Ansprechverhalten der Ionisationskammer bei geringen Messtiefen untersucht wurde. Ein anderer Vorteil ist, dass man Messungen, die entweder aus technischen oder theoretischen Gründen nicht durchgeführt werden können, durch Simulationen ersetzen kann. In solchen Fällen kann mit Simulationen geklärt werden, welche Wasser-Energiedosis tatsächlich an diesem Punkt deponiert wird und welche Ionisation dagegen von der Kammer gemessen wird. Außerdem hilft das Erstellen eines Beschleunigerkopfmodells die Zusammenhänge zwischen den technischen Komponenten im Beschleunigerkopf und den Auswirkungen auf das Strahlungsspektrum zu verstehen. So konnte gezeigt werden, dass es bei der Konfiguration der Umlenkmagnete im ELEKTA Beschleuniger nicht ausreicht die Winkelverteilung als paralleles Bündel anzunehmen. Vielmehr muss eine 2° konvergente Winkelverteilung gewählt werden.

Ein Hauptanliegen der vorliegenden Arbeit war es, das Verhalten von Ionisationskammern bei kleinen Feldern zu untersuchen. Bisherige Arbeiten [56, 66, 67] unter-

suchten die Eignung verschiedener Detektoren. Außerdem gibt es eine neuere Arbeit [60], die der Frage nachgeht, ob sich die Massen-Stoßbremsvermögensverhältnisse Wasser zu Luft bei kleinen Feldern ändern. Bei diesen Arbeiten wurde von verschiedenen Autoren angemerkt, dass eine Untersuchung über die restlichen Korrektionsfaktoren noch fehlt. Außerdem musste noch ausgeschlossen werden, dass durch ein nicht vollständiges laterales Sekundärelektronengleichgewicht ein zusätzlicher Korrektionsfaktor eingeführt werden muss. Diese noch offenen Fragen wurden im Verlauf der vorliegenden Arbeit untersucht. Dabei konnte gezeigt werden, dass bei kleinen Feldern die Messungen mit den aus der Simulation erwarteten Werten gut übereinstimmen, auch wenn kein vollständiges Sekundärelektronengleichgewicht gegeben ist. Dies bedeutet, dass die bekannten Korrektionsfaktoren auch bei kleinen Feldern ihre Gültigkeit behalten. Außerdem muss auch kein zusätzlicher feldgrößenabhängiger Faktor eingeführt werden. Diese Erkenntnis erleichtert die Verifikation und Qualitätssicherung von Präzisionsbestrahlungen, da solche Messungen mit Ionisationskammern genau und einfach durchgeführt werden können. Gleichzeitig wurde als größte Unsicherheit für die Dosisbestimmung kleine Felder die Positionierungsunsicherheit der Blenden erkannt. Jede einzelne Blende kann aus technischen Gründen nur mit einer Genauigkeit von 1 mm an die Sollposition gefahren werden. Diese Genauigkeit ist unabhängig von der Feldgröße. Damit nimmt die relative Positionierungsunsicherheit mit sinkender Feldgröße zu. Da diese Abweichungen nicht nur bei den Messungen, wo sie relativ leicht erkannt und berücksichtigt werden können, sondern auch bei einer Patientenbehandlung auftreten, muss dieses Verhalten bekannt sein. Es liegt dann in der Verantwortung des Planungsphysikers, den möglichen Effekt anhand der Anzahl und der Lage von kritischen Feldern abzuschätzen. Nur so kann er entscheiden, ob die Zahl der kleinen Felder begrenzt werden muss.

Für Ionisationskammern mit PMMA Wand konnte im Rahmen dieser Arbeit ein zusätzlicher Kammereffekt entdeckt werden. Dieser Effekt ist allerdings auf geringe Tiefen, etwa im Bereich des Dosismaximums, begrenzt. Es wurde in diesen Tiefen beobachtet, dass eine Ionisationskammer weniger Dosis anzeigt, als tatsächlich in einem Wasservolumen deponiert wird, wenn man mehr als 10 cm von der Zentralachse entfernt misst. Ein solches Phänomen war bisher in der Literatur noch nicht bekannt. Das im Laufe der vorliegenden Arbeit entwickelte Beschleunigerkopfmodell war dann bei der Klärung der Herkunft des Effektes von großem Nutzen. Durch eine detaillierte Simulation der Ionisationskammer konnte bestätigt werden, dass der Effekt tatsächlich existiert und nicht auf eine Ungenauigkeit bei der Messung zurückzuführen ist. Gleichzeitig konnten die verschiedenen Anteile an der Ionisation des

Luftvolumens analysiert werden. So war es möglich zu zeigen, dass sich lediglich der Anteil der Luftionisation, welcher aus der PMMA Wand herrührt, bei den verschiedenen Messpositionen ändert. Mit den gewonnenen Daten konnte die Wandstörung mittels der Formel nach Almond und Svensson berechnet, und so der Wert der Messung bestätigt werden.

Üblicherweise werden Messungen in Tiefen von 10 cm durchgeführt. In dieser Tiefe ist der beobachtete Effekt aber vernachlässigbar. Dies dürfte der Grund sein, warum der Effekt bisher noch nicht bekannt war. Wie sich im Laufe dieser Arbeit gezeigt hat, ist eine Anpassung von Beschleunigerkopfmodellen in geringeren Tiefen als 10 cm besser möglich, da selbst geringe Veränderungen beim Elektronenspektrum zu deutlichen Änderungen des Querprofils der Photonen führen. Will man aber ein Beschleunigerkopfmodell in diesen geringen Tiefen anpassen, so muss der entdeckte Effekt berücksichtigt werden, da ansonsten die mittlere Energie der Elektronen nicht korrekt angepasst wird.

Nachdem das detaillierte Beschleunigerkopfmodell umfassend verifiziert und seine Leistungsfähigkeit durch die Simulation des Ionisationskammereffektes bewiesen war, sollte abschließend noch ein Vergleich zwischen dem detaillierten und einem analytischen Beschleunigerkopfmodell durchgeführt werden.

Dieser Vergleich war vor allem aus praktischen Gründen von großem Interesse. Zeitgleich mit der vorliegenden Arbeit wurde auch die IMRT-Technik am Universitätsklinikum Tübingen eingeführt. Dabei kam erstmals ein Planungssystem zum Einsatz, bei dem eine Monte-Carlo basierte Optimierung der Dosisverteilung durchgeführt wurde. Hierfür wurde das im Haus entwickelte Monte-Carlo-Programm XVMC [9] verwendet. XVMC ist ein schnelles Monte-Carlo-Programm, das speziell auf die Anforderungen in der Strahlentherapie zugeschnitten wurde. Dazu gehört auch, dass es ein analytisches Beschleunigerkopfmodell verwendet, welches mittels weniger einfacher Messungen angepasst wird. Wie bei der Einführung jeder neuen Technik vorgeschrieben ist, wurden die ersten IMRT-Pläne durch detaillierte Messungen verifiziert [68]. Hierzu wurden Messungen in verschiedenen Ebenen und bei unterschiedlichen Einstrahlrichtungen mit Ionisationskammern und Filmen durchgeführt. Aufgrund der vielen Messungen und der komplizierten Auswertungen der gewonnenen Daten war der Verifikationsaufwand für einen IMRT-Patienten enorm. Üblicherweise waren für einen Plan eines Patienten zwei Physiker jeweils vier Stunden beschäftigt. Ein solch hoher Personalaufwand ist während einer Einführungsphase noch zu realisieren. Sobald die Technik in den täglichen Routinebetrieb übergehen soll, muss man den Verifikationsaufwand so weit wie möglich reduzieren. Da mit der Monte-

Carlo-Berechnung ein sehr präziser Dosisberechnungs Algorithmus verwendet wurde, war das Ziel, Messungen lediglich noch bei stichprobenartigen Überprüfungen durchzuführen. Um ein solches Vorgehen verantworten zu können, muss aber zuvor gezeigt werden, dass die Dosisberechnung absolut zuverlässig ist. Dies bedeutete, dass für den bereits verifizierten Berechnungsalgorithmus lediglich die Zuverlässigkeit des Beschleunigerkopfmodells noch gezeigt werden musste.

Dieser Vergleich wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt. Dabei konnte gezeigt werden, dass das analytische Modell hervorragend mit dem detaillierten Modell übereinstimmt. Signifikante Abweichungen gab es lediglich bei den weit von der Zentralachse entfernten totalen Streufaktoren, wobei als Ursache der im Rahmen dieser Arbeit entdeckte Ionisationskammereffekt (siehe Kapitel 6.3) erkannt wurde.

Der Vergleich zwischen dem analytischen und dem detaillierten Modell hat außerdem gezeigt, dass ein analytisches Beschleunigerkopfmodell, das anhand von Messungen angepasst wurde, einem detaillierten Modell, zumindest bei der Dosisberechnung im Patienten, ebenbürtig ist. Es ist daher nicht notwendig, dass analytische Modelle ausschließlich aus vorher erstellten detaillierten Beschleunigerkopfmodellen abgeleitet werden. Damit können in Zukunft schnelle Monte-Carlo-Programme mit analytischen Beschleunigerkopfmodellen im klinischen Betrieb eingesetzt werden. Dies wird die Qualität von Bestrahlungsplänen, insbesondere für Präzisionsbestrahlungen, erheblich verbessern.

Als letztes konnten in der vorliegenden Arbeit die Probleme aufgezeigt werden, die durch die bei solchen Modellen gemachten Vereinfachungen auftreten können. Insbesondere sollte die Zahl der für eine Anpassung benutzten Messungen nicht zu gering gewählt werden, um entscheidende Details nicht zu übersehen.

8 Zusammenfassung

Die neuesten Entwicklungen bei den Behandlungsmethoden in der Strahlentherapie zielen darauf ab, einerseits den Tumor mit einer möglichst hohen Strahlendosis zu bestrahlen, andererseits das umliegende gesunde Gewebe so gut wie nur möglich zu schonen. Eine solche moderne Behandlungsmethode ist die IMRT. Für eine so komplizierte Behandlung, wie sie die IMRT darstellt, ist es von größter Wichtigkeit, dass die Dosis in den verschiedenen Organen des Patienten sehr genau berechnet wird. Ein großes Problem bei solchen Dosisberechnungen ist, dass im menschlichen Körper Inhomogenitäten vorkommen. Solche Inhomogenitäten bereiten den herkömmlichen Dosisberechnungsalgorithmen, wie etwa Nadelstrahl- oder Faltungsverfahren, große Probleme. Die von solchen Algorithmen berechnete Dosis konnte daher in bestimmten Situationen mehrere Prozente von der tatsächlichen Dosis abweichen. Eine Lösung dieses Problems bieten die so genannten Monte-Carlo Algorithmen. Hierbei werden die Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie mit stochastischen Mitteln simuliert. Zahlreiche Publikationen haben inzwischen gezeigt, dass Monte-Carlo basierte Berechnungen der Dosis eine Genauigkeit von 1% erreichen können. Auch das bisher noch existierende Problem, dass Monte-Carlo-Berechnungen sehr viel Rechenzeit benötigen, konnte einerseits durch die immer leistungsfähigeren Rechner, andererseits durch die Entwicklung schneller Algorithmen behoben werden. Daher werden in den nächsten Jahren zahlreiche kommerzielle Planungssysteme einen Monte-Carlo Dosisberechnungsalgorithmus enthalten.

Allerdings sind mit der Einführung eines besseren Dosisberechnungsalgorithmus noch nicht alle Probleme gelöst. Die erreichbare Genauigkeit bei der Berechnung der Dosis ist nämlich von dem Dosisberechnungsalgorithmus und der Beschreibung des vom Beschleuniger ausgehenden Strahlungsfeldes abhängig. Der wichtigste Teil ist natürlich der Dosisberechnungsalgorithmus. Allerdings kann die Dosisberechnung mit dem genauesten Algorithmus nur so gut sein wie das Modell des Spektrums. Die Eigenschaften des Spektrums werden aber von dem Modell des Strahlerkopfes des benutzten Beschleunigers bestimmt.

Ein solches Beschleunigerkopffmodell zu entwickeln, das für alle denkbaren Situa-

tionen eine genaue Berechnung der Dosis erlaubt, war der Ausgangspunkt dieser Arbeit. Dieses Modell sollte wegen des hohen Rechenaufwands nicht für den klinischen Routinebetrieb eingesetzt werden. Es dient vorzugsweise der Untersuchung grundlegender Fragestellungen in der Dosimetrie. Außerdem kann damit sehr elegant ein Vergleich mit einem anderen, einfacheren Kopfmodell vollzogen werden. Durch die Vergleiche mit dem einfacheren Modell, das dann in der Patientenplanung eingesetzt wird, können Rückschlüsse darauf gezogen werden, wie gut das einfachere Modell die Wirklichkeit wiedergibt. Dadurch kann der Physiker, welcher einen Plan erstellt, die Möglichkeiten und Grenzen des Modells und damit der Berechnung, besser einschätzen.

Da man die technischen Zeichnungen in der Regel vom Hersteller des Beschleunigers bekommen kann, findet die Anpassung an die Messungen hauptsächlich über die Variation der freien Parameter des Elektronenstrahls statt. Hier geben die Hersteller zwar Anhaltspunkte für die Werte an, allerdings hat sich gezeigt, dass diese Angaben oft sehr weit von den tatsächlichen Werten entfernt liegen [36, 37]. Das in dieser Arbeit angepasste Modell wurde anhand verschiedener Messungen ausgiebig verifiziert. Gleichzeitig konnte die hohe Genauigkeit in allen untersuchten Bereichen gezeigt werden. Die Anpassungen haben außerdem ein erweitertes Verständnis der Zusammenhänge zwischen dem Elektronenstrahl, der auf das Target trifft, und dem sich daraus ergebenden Bremsstrahlungsspektrum ergeben. Eine wesentliche Erkenntnis war, dass die Slalomumlenkstrecke des ELEKTA Beschleunigers die Annahme eines parallelen Elektronenstrahlbündels eine zu große Approximation darstellt. Vielmehr muss eine 2° konvergente Winkelverteilung benutzt werden. Dies konnte auch durch Rechnungen belegt werden.

Mit Hilfe des Modells konnten nun Situationen in der Dosimetrie mit Ionisationskammern simuliert werden, bei denen Messungen nicht oder nur sehr schwer möglich sind. Dazu zählt beispielsweise die Dosimetrie von kleinen Feldern. Da in diesem Fall ein vollständiges laterales Sekundärelektronen-Gleichgewicht nicht mehr gewährleistet ist, gilt die Bragg-Gray Theorie für diese Fälle nicht mehr. Es konnte aber in dieser Arbeit gezeigt werden, dass die Messungen trotzdem mit dem theoretisch erwarteten Wert übereinstimmen. So ist es nicht notwendig, einen feldgrößenabhängigen Korrektionsfaktor einzuführen. Gleichzeitig konnte gezeigt werden, dass die bekannten Korrektionsfaktoren sich nicht ändern. Damit ist es nun möglich, auch bei kleinen Feldern präzise Messungen durchzuführen.

Der große Nutzen eines präzisen Modells des Beschleunigers konnte bei der Untersuchung des bei den Messungen zu dieser Arbeit entdeckten Effektes bei Ionisati-

onskammern gezeigt werden. Bei Messungen von Querprofilen war aufgefallen, dass es Abweichungen zwischen der gemessenen Ionisation und der zugehörigen Wasser-Energiedosis gab, wenn man entfernt von der Zentralachse misst. Simulationen mit einem detaillierten Modell der Ionisationskammer zeigten ebenfalls diesen Effekt, auch in der gleichen Größe wie die Messungen. Durch Analyse der Komponenten des Ionisationssignals konnte dann festgestellt werden, dass der Effekt auf einer Änderung der von der PMMA Wand ausgelösten Ionisation basiert.

Als Abschluss wurde dann ein Vergleich zwischen einem klinischen Monte-Carlo-Beschleunigerkopfmodell und dem detaillierten Modell durchgeführt. Es wurde gezeigt, dass das klinische Modell ebenfalls eine sehr hohe Genauigkeit aufweist. Damit konnte außerdem gezeigt werden, dass solche analytischen Modelle nicht unbedingt von einem zuvor erstellten detaillierten Monte-Carlo-Modell abgeleitet werden müssen. Werden die Messungen, welche zur Anpassung des Beschleunigerkopfmodells gebraucht werden, sinnvoll gewählt, so ist auch ein direkt an die Messungen angepasstes Modell in der Lage, eine hohe Genauigkeit zu erreichen.

Alle in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse sind inzwischen in die klinische Planung und Verifikation von Präzisionsbestrahlungen eingeflossen. Somit können die klinischen IMRT-Bestrahlungen in Tübingen, welche seit Mai 2002 mit einem Monte-Carlo basierten Dosisberechnungsalgorithmus geplant werden, mit höchstmöglicher Genauigkeit durchgeführt werden, da das verwendete Monte-Carlo Beschleunigerkopfmodell detailliert untersucht und verifiziert wurde. Inzwischen ist das Vertrauen in das verwendete Beschleunigerkopfmodell so groß, dass nicht mehr jeder Monte-Carlo berechnete Bestrahlungsplan experimentell verifiziert wird. Dadurch konnte der Zeitaufwand für die Qualitätssicherung bei IMRT Bestrahlungsplänen deutlich reduziert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] BRAHME, A.: Optimization of stationary and moving beam radiation therapy techniques. In: *Radiother. Oncol.* 12 (1988), S. 129–140
- [2] SPIROU, S. V. ; CHUI, C. S.: Generation of arbitrary intensity profiles by dynamic jaws or multileaf collimators. In: *Med. Phys.* 21 (1994), S. 1031–1041
- [3] STEIN, J. ; BORTFELD, T. ; DÖRSCHEL, B. ; SCHLEGEL, W.: Dynamic X-ray compensation for conformal radiotherapy by means of multi-leaf collimation. In: *Radiother. Oncol.* 32 (1994), S. 163–173
- [4] BORTFELD, T. R. ; KAHLER, D. L. ; WALDRON, T. J. ; BOYER, A. L.: X-ray field compensation with multileaf collimators. In: *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* 28 (1994), S. 723–730
- [5] AHNESJÖ, A. ; ASPRADAKIS, M. M.: Dose calculations for external photon beams in radiotherapy. In: *Phys. Med. Biol.* 44 (1999), Nr. 11, S. R99–R155
- [6] ROGERS, D. W. O. ; FADDEGON, B. A. ; DING, G. X. ; MA, C.-M. ; WE, J. ; MACKIE, T. R.: BEAM: A Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units. In: *Med. Phys.* 22 (1995), S. 503–523
- [7] FIPPEL, M. ; KAWRAKOW, I. ; FRIEDRICH, K.: Electron beam dose calculations with the VMC algorithm and the verification data of the NCI working group. In: *Phys. Med. Biol.* 42 (1997), S. 501–520
- [8] MA, C. M. ; FADDEGON, B. A. ; ROGERS, D. W. O. ; MACKIE, T. R.: Accurate characterization of Monte Carlo calculated electron beams for radiotherapy. In: *Med. Phys.* 24 (1997), S. 401–416
- [9] FIPPEL, M.: Fast Monte Carlo dose calculation for photon beams based on the VMC electron algorithm. In: *Med. Phys.* 26 (1999), S. 1466–1475

- [10] JIANG, S. B. ; KAPUR, A. ; MA, C.-M.: Electron beam modeling and commissioning for Monte Carlo treatment planning. In: *Med. Phys.* 27 (2000), S. 180–191
- [11] DENG, J. ; JIANG, S. B. ; KAPUR, A. ; LI, J. ; PAWLICKI, T. ; MA, C.-M.: Photon beam characterization and modelling for Monte Carlo treatment planning. In: *Phys. Med. Biol.* 45 (2000), S. 411–427
- [12] HARTMANN SIANTAR, C. L. ; WALLING, R. S. ; DALY, T. P. ; FADDEGON, B. ; ALBRIGHT, N. ; BERGSTROM, P. ; BIELAJEW, A. F. ; CHUANG, C. ; GARRETT, D. ; HOUSE, R. K. ; KNAPP, D. ; WIECZOREK, D. J. ; VERHEY, L. J.: Description and dosimetric verification of the PEREGRINE Monte Carlo dose calculation system for photon beams incident on a water phantom. In: *Med. Phys.* 28 (2001), S. 1322–1337
- [13] LI, X. A. ; MA, L. ; NAQVI, S. ; SHIH, R. ; YU, C.: Monte Carlo dose verification for intensity-modulated arc therapy. In: *Phys. Med. Biol.* 46 (2001), S. 2269–2282
- [14] PRESS, W. H. ; TEUKOLSKY, S. A. ; VETTERING, W. T. ; FLANNARY, B. P.: *Numerical Recipes in C++*. Cambridge UP GB, 2002
- [15] ANDREO, P.: Monte Carlo techniques in medical radiation physics. In: *Phys. Med. Biol.* 36 (1991), S. 861–920
- [16] VERHAEGEN, F. ; SEUNTJENS, J.: Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams. In: *Phys. Med. Biol.* 48 (2003), S. R107–R164
- [17] NELSON, W. R. ; HIRAYAMA, H. ; ROGERS, D. W. O.: The EGS4 Code System. / Stanford Linear Accelerator Center. Stanford, California, 1985 (Report SLAC-265). – Forschungsbericht
- [18] KAWRAKOW, I. ; FIPPEL, M. ; FRIEDRICH, K.: 3D electron calculation using a Voxel based Monte Carlo algorithm. In: *Med. Phys.* 23 (1996), S. 445–457
- [19] ALBER, M.: *A Concept for the Optimization of Radiotherapy*, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, Diss., 2000
- [20] *Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung, Teil 2: Ionisationsdosimetrie*. Deutsches Institut für Normung e.V. DIN 6800-2, Beuth Verlag. 1997

- [21] *Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: An international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water.* Technical Report Series 398, International Atomic Energy Agency, Vienna. 2001
- [22] SCHARF, W. H.: *Biomedical Particle Accelerators.* American Institute of Physics, 1994
- [23] RÖNTGEN, W. C.: Über eine neue Art von Strahlen. In: *Sitzungsberichte der Würzburger Physik.-medic. Gesellschaft*, 1895
- [24] VAN DE WALLE, J. ; MARTENS, C. ; REYNAERT, N. ; PALMANS, H. ; COGHE, M. ; DE NEVE, W. ; DE WAGTER, C. ; THIERENS, H.: Monte Carlo model of the Elekta SL i plus accelerator: validation of a new MLC component module in BEAM for a 6 MV beam. In: *Phys. Med. Biol.* 48 (2003), Nr. 3, S. 371–385
- [25] THOMSON W. (LORD KELVIN OF LARGS): Nineteenth century clouds over the dynamical theory of heat and light. In: *Phil. Mag. (6)* 2 (1901), S. 1–40
- [26] AGOSTINELLI, S. ; ALLISON, J. [u. a.]: GEANT4-a simulation toolkit. In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 506 (2003), S. 250–303
- [27] BRIESMEISTER, J. F.: MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C / Los Alamos National Laboratory. Los Alamos, New Mexico, 2000 (LA-13709-M). – Forschungsbericht
- [28] BIELAJEW, A. F.: *Fundamentals of the Monte Carlo method for neutral and charged particle transport.* <http://www-personal.engin.umich.edu/bielajew/MCBook/book.pdf>, Vorabversion
- [29] RAITH, Wilhelm (Hrsg.): *Bergmann-Schaefer Lehrbuch der Experimentalphysik.* Bd. 4. Walter de Gruyter, Berlin, 1992
- [30] NEUENSCHWANDER, H ; BORN, E J.: A macro Monte Carlo method for electron beam dose calculations. In: *Phys. Med. Biol.* 37 (1992), S. 107–125
- [31] SIANTAR, C. L. H. ; WALLING, R. S. ; DALY, T. P. ; FADDEGON, B. ; ALBRIGHT, N. ; BERGSTROM, Paul ; BIELAJEW, A. F. ; CHUANG, C. ; GARRETT, D. ; HOUSE, R. K. ; KNAPP, D. ; WIECZOREK, D. J. ; VERHEY, L. J.: Description and dosimetric verification of the [small-caps PEREGRINE] Monte Carlo dose calculation system for photon beams incident on a water phantom. In: *Med. Phys.* 28 (2001), S. 1322–1337

- [32] DEASY, J. O. ; ALMOND, P. R. ; MCELLISTREM, M. T.: The spectral dependence of electron central-axis depth-dose curves. In: *Med. Phys.* 21 (1994), S. 1369–1376
- [33] DEASY, J. O. ; ALMOND, P. R. ; MCELLISTREM, M. T.: Measured electron energy and angular distributions from clinical accelerators. In: *Med. Phys.* 23 (1996), S. 675–684
- [34] BJÖRK, P. ; KNÖÖS, T. ; NILSSON, P.: Influence of initial electron beam characteristics on Monte Carlo calculated absorbed dose distributions for linear accelerator electron beams. In: *Phys. Med. Biol.* 47 (2002), S. 4019–4041
- [35] FIPPEL, M. ; HARYANTO, F. ; DOHM, O. ; NÜSSLIN, F. ; KRIESEN, S.: A virtual photon energy fluence model for Monte Carlo dose calculation. In: *Med. Phys.* 30 (2003), Nr. 3, S. 301–311
- [36] HARYANTO, F.: *Monte-Carlo-Simulation des Strahlungstransports im Strahlerkopf eines Elektronenlinearbeschleunigers*, Universität Tübingen, Tübingen, Deutschland, Diss., 2003
- [37] SHEIKH-BAGHERI, D. ; ROGERS, D. W. O.: Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code. In: *Med. Phys.* 29 (2002a), S. 391–402
- [38] BRAMOULLE, C. ; HUSSON, F. ; MANENS, J. P.: Monte Carlo (PENELOPE code) study of the x-ray beams from SL linacs (ELEKTA). In: *Physica Medica* 16 (2000), S. 107–115
- [39] VERHAEGEN, F. ; DAS, I. J. ; PALMANS, H.: Monte Carlo dosimetry study of a 6 MV stereotactic radiosurgery unit. In: *Phys. Med. Biol.* 43 (1998), S. 2755–2768
- [40] FIPPEL, M. ; NÜSSLIN, F.: Bestimmung der Wechselwirkungsparameter des menschlichen Gewebes für Monte-Carlo-Dosisberechnungen in der Strahlentherapie. In: *Strahlenther. Onkol.* 177 (2001), S. 206–211
- [41] *Photon, Electron, Proton and Neutron Interaction Data for Body Tissues*. International Commission on Radiation Units and Measurement, ICRU-Report 46. 1992

- [42] KAWRAKOW, I. ; ROGERS, D. W. O.: The EGSnrc Code System: Monte Carlo simulation of electron and photon transport. / National Research Council of Canada. Ottawa, Canada, 2000 (Technical Report PIRS-701). – Forschungsbericht
- [43] CHRIST, G. ; DOHM, O. S. ; SCHÜLE, E. ; GAUPP, S. ; MARTIN, M.: Air density correction in ionization dosimetry. In: *Phys. Med. Biol.* 49 (2004), Nr. 10, S. 2029–2039
- [44] REICH, H. (Hrsg.): *Dosimetrie ionisierender Strahlung*. B. G. Teubner, Stuttgart, 1990
- [45] CHRIST, G. ; BÖDI, R. ; BAUER, M. ; HARDER, D.: *Medizinische Physik*. Bd. 1989: *Ein Interpolationsverfahren zur Bestimmung der Ersatzanfangsenergie und der k'_E -Werte nach dem Harder-Verfahren*. Universitätskliniken Homburg/Saar : H.-K. Leetz, 1989, S. 305–310
- [46] CHRIST, G.: Zur Bestimmung des Polaritätseffektes in der Ionisationsdosimetrie. In: *Z. Med. Phys.* 3 (1993), S. 48–49
- [47] CHRIST, G.: White polystyrene as a substitute for water in high energy photon dosimetry. In: *Med. Phys.* 22 (1995), S. 2097–2100
- [48] LAUB, W. U. ; KAULICH, T. W. ; NÜSSLIN, F.: Energy and dose rate dependence of a diamond detector in the dosimetry of 4-25 MV photon beams. In: *Med. Phys.* 24 (1997), S. 535–536
- [49] BOAG, J. W.: *Radiation Dosimetry*. Bd. 2: *Ionization chambers*. New York, London: Academic Press : F. H. Attix and W. C. Roesch, S. 1–72
- [50] DOHM, O. S. ; CHRIST, G. ; NÜSSLIN, F. ; SCHÜLE, E. ; BRUGGMOSER, G.: Electron dosimetry based on the absorbed dose to water concept: A comparison of the AAPM TG-51 and DIN 6800-2 protocols. In: *Med. Phys.* 28 (2001), S. 2258–2264
- [51] DOHM, O. S. ; CHRIST, G. ; SCHÜLE, E.: Praktische Elektronendosimetrie: Ein Vergleich verschiedener Bauarten von Ionisationskammern. In: *Z. Med. Phys.* 12 (2002), S. 24–28

- [52] CHRIST, G. ; DOHM, O. S. ; BRUGGMOSER, G. ; SCHÜLE, E.: The use of plane-parallel chambers in electron dosimetry without any cross-calibration. In: *Phys. Med. Biol.* 47 (2002), S. N121–N126
- [53] *Dosimetrie mit Ionisationskammern für Photonen- und Elektronenstrahlung zur Verwendung in der Strahlentherapie: Regeln für die Herstellung.* Deutsches Institut für Normung e.V. DIN 6817, Beuth Verlag. 1984
- [54] SHEIKH-BAGHERI, D. ; ROGERS, D. W. O.: Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters. In: *Med. Phys.* 29 (2002), S. 379–390
- [55] *Klinische Dosimetrie - Teil 6: Anwendung hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung in der perkutanen Strahlentherapie.* Deutsches Institut für Normung e.V. DIN 6809-6, Beuth Verlag. 2004
- [56] HEYDARIAN, M. ; HOBAN, P. W. ; BEDDOE, A. H.: A comparison of dosimetry techniques in stereotactic radiosurgery. In: *Phys. Med. Biol.* 41 (1996), S. 93–110
- [57] MA, C.-M. ; NAHUM, A. E.: Bragg-Gray theory and ion chamber dosimetry for photon beams. In: *Phys. Med. Biol.* 36 (1991), S. 413–428
- [58] NIZIN, P. S. ; CHANG, X. S.: Primary dose in photon beams with lateral electron disequilibrium. In: *Med. Phys.* 18 (1991), S. 744–748
- [59] NIZIN, P. S.: Electronic equilibrium and primary dose in collimated photon beams. In: *Med. Phys.* 20 (1993), S. 1721–1729
- [60] SÁNCHEZ-DOBLADO, F. ; ANDREO, P. ; CAPOTE, R. ; LEAL, A. ; PERUCHA, M. ; ARRÁNS, R. ; NÚÑEZ, L. ; MAINEGRA, E. ; LAGARES, J. I. ; CARRASCO, E.: Ionization chamber dosimetry of small photon fields: a Monte Carlo study on stopping-power ratios for radiosurgery and IMRT beams. In: *Phys. Med. Biol.* 48 (2003), Nr. 14, S. 2081–2099
- [61] MOBIT, P. N. ; MAYLES, P. ; NAHUM, A. E.: The quality dependence of LiF TLD in megavoltage photon beams: Monte Carlo simulation and experiments. In: *Phys. Med. Biol.* 41 (1996), S. 387–398

-
- [62] HOLT, J. G. ; EDELSTEIN, G. R. ; CLARK, T. E.: Energy dependence of the response of lithium fluoride TLD rods in high energy electron fields. In: *Phys. Med. Biol.* 20 (1975), S. 559–570
- [63] ALMOND, P. R. ; SVENSSON, H.: Ionization chamber dosimetry for photon and electron beams. Theoretical considerations. In: *Acta Radiol. Ther. Phys. Biol.* 16 (1977), S. 177–186
- [64] FIX, Michael K. ; KELLER, Harald ; RUEGSEGGER, Peter ; BORN, Ernst J.: Simple beam models for Monte Carlo photon beam dose calculations in radiotherapy. In: *Medical Physics* 27 (2000), S. 2739–2747
- [65] ELEKTA, CRAWLEY UK. *persönliche Mitteilung*
- [66] MARTENS, C. ; DE WAGTER, C. ; DE NEVE, W.: The value of the PinPoint ion chamber for characterization of small field segments used in intensity-modulated radiotherapy. In: *Phys. Med. Biol.* 45 (2000), S. 2519–2530
- [67] MARTENS, C. ; DE WAGTER, C. ; DE NEVE, W.: The value of the LA48 linear ion chamber array for characterization of intensity-modulated beams. In: *Phys. Med. Biol.* 46 (2001), S. 1131–1148
- [68] BAKAI, A.: *Dosimetrie und Qualitätssicherung bei fluenzmodulierten Bestrahlungstechniken (IMRT) in der Strahlentherapie*, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, Diss., 2003

A

**Electron dosimetry based on the
absorbed dose to water concept:
A comparison of the AAPM TG-51
and DIN 6800-2 protocols**

veröffentlicht in *Medical Physics* **28**, 2258-2264, 2001

Electron dosimetry based on the absorbed dose to water concept: A comparison of the AAPM TG-51 and DIN 6800-2 protocols

Oliver S. Dohm,^{a)} Gunter Christ, and Fridtjof Nüsslin

Abteilung für Medizinische Physik, Universitätsklinik für Radioonkologie, Hoppe-Seyley-Str. 3, 72076 Tübingen, Germany

Edmund Schüle

PTW Freiburg, Lörracher Strasse 7, 79115 Freiburg i. Br., Germany

Gregor Bruggmoser

Abteilung Strahlentherapie, Universitätsklinikum Freiburg, Hugstetter Strasse 55, 79106 Freiburg i. Br., Germany

(Received 3 August 2000; accepted for publication 5 September 2001)

The dosimetry protocols DIN 6800-2 and AAPM TG-51, both based on the absorbed dose to water concept, are compared in their theoretical background and in their application to electron dosimetry. The agreement and disagreement in correction factors and energy parameters used in both protocols will be shown and discussed. Measurements with three different types of ionization chambers were performed and evaluated according to both protocols. As a result the perturbation correction factor $P_{\text{wall}}^{60\text{Co}}$ for the Roos chamber was determined to $1.024 \pm 0.5\%$. © 2001 American Association of Physicists in Medicine. [DOI: 10.1118/1.1414008]

Key words: electron dosimetry, absorbed dose to water, Roos chamber, perturbation correction

I. INTRODUCTION

For many years in Germany the absorbed dose to water concept has been used in clinical dosimetry (DIN 6800-2,¹ henceforth referred to as DIN) supported by the National Standard Laboratory (PTB) in cooperation with Normenausschuß Radiologie, while in other countries the air kerma concept has been preferred, like the United States using AAPM TG-21.² In 1999, a new dosimetry protocol based on absorbed dose to water, AAPM TG-51³ (henceforth referred to as TG-51), was introduced in North America. Recently IAEA released a new Code of Practice (TRS-398⁴) also based on absorbed dose to water that is in many aspects quite similar to TG-51.

In this work we compare DIN and TG-51 for electron dosimetry. The theoretical background of both protocols is compared in order to clarify the differences obtained in the experimental results. Experiments are performed with one cylindrical and two plane-parallel chamber types to determine possible dose differences resulting from both protocols. The clinical significance of the dose determination is further illuminated by including an investigation into chamber to chamber variations. As a byproduct we determined $P_{\text{wall}}^{60\text{Co}}$ values for the Roos chamber and the Markus chamber, which are higher but still in agreement with the values published by Palm *et al.*⁵ and IAEA TecDoc-1173⁶ for the Roos chamber and the value given by IAEA TRS-381⁷ for the Markus chamber.

II. COMPARISON OF BOTH PROTOCOLS

A. Calibration conditions

Most national primary standard laboratories use a depth of 5 g/cm² for their calibration in ⁶⁰Co beams. This depth is used in DIN, too. In contrast, the new TG-51 recommends a depth of 10 g/cm² for calibration.

There is agreement between both protocols about a source to surface distance (SSD) of 100 cm and a field size of 10×10 cm² at 100 cm SSD.

B. Dose calculation equations

1. TG-51

The basic equation for the determination of absorbed dose to water, D_w^Q , for electron beams of quality Q in TG-51 is

$$D_w^Q = k_{\text{ecal}} k'_{R50} P_{\text{gr}}^Q N_{D,w}^{60\text{Co}} M \quad (\text{Gy}), \quad (1)$$

where k_{ecal} , k'_{R50} are the photon-electron and electron quality conversion factors, P_{gr}^Q is the gradient correction factor, $N_{D,w}^{60\text{Co}}$ is the absorbed dose to water calibration factor, and M is the corrected reading:

$$M = P_{\text{TP}} P_{\text{ion}} P_{\text{pol}} P_{\text{elec}} M_{\text{raw}} \quad (\text{C or rdg.}) \quad (2)$$

The correction factors P correct the raw reading, M_{raw} , for temperature and pressure (P_{TP}), recombination (P_{ion}), polarity (P_{pol}), and the electrometer (P_{elec}).

2. DIN protocol

In DIN the absorbed dose is calculated by

$$D_w = k_E k_\rho k_S k_P k_T k_r N M_{\text{raw}} \quad (\text{Gy}). \quad (3)$$

Here k_E is the combined electron quality and photon-electron conversion factor, k_ρ corrects for temperature and pressure, k_S for recombination, k_P for polarity, k_T for certain temperature effects, and N is the absorbed dose to water calibration factor at ⁶⁰Co.

C. Energy parameters

The determination of energy parameters characterizing the beam quality of electron beams is different in both pro-

ocols. In TG-51 the 50% range of ionization, I_{50} , is measured and converted into the 50% range of absorbed dose, R_{50} , using either stopping power ratios or the equation

$$R_{50} = 1.029I_{50} - 0.06, \quad (4)$$

R_{50} is used as single energy parameter in TG-51. The calibration energy Q_{ecal} , as used in TG-51, is defined arbitrarily by a R_{50} value of 7.5 cm.

In DIN, the 50% range and practical range of depth ionization curve are used to calculate the mean and most probable electron energy at the phantom surface, respectively.

D. Energy conversion factors

The energy conversion factor used in TG-51 is a product of two factors: $k_{ecal}k'_{R_{50}}$. It is not explicitly shown in TG-51 how these factors are acquired, but it is explained in detail by Rogers:⁸

$$k_{ecal}k'_{R_{50}} = \frac{(s_{w,air})_Q (W_{air})_Q}{(s_{w,air})_{60Co} (W_{air})_{60Co}} \frac{(P_{wall}P_{fl}P_{cel})_Q}{(P_{wall}P_{fl}P_{gr}P_{cel})_{60Co}}. \quad (5)$$

The corresponding term in DIN is k_E :

$$k_E = k'_E k''_E = \frac{(s_{w,air})_E (W_{air})_E}{(s_{w,air})_{60Co} (W_{air})_{60Co}} \frac{P_E}{P_{60Co}}. \quad (6)$$

The indices Q and E stand for the beam quality of the electron beam. Comparing Eqs. (5) and (6), both differ only in the term for the perturbation correction. Perturbation correction factors are one of the most confusing items when looking on dosimetry protocols: the notations differ, factors are approximated to 1, or some factors are subsumed in one. Generally four parts must be considered: the chamber wall (P_{wall}), the air cavity or fluence correction (P_{fl}), the central electrode in cylindrical chambers (P_{cel}) and displacement or beam gradient (P_{gr}). In electron beams P_{wall} is assumed to be unity when the chamber wall material equals the surrounding material. The perturbation correction p_E in DIN therefore considers only the fluence perturbation. The influence of a central electrode made of material different from graphite ($= P_{cel}$ in TG-51) is not considered in the DIN protocol. In the ^{60}Co beam P_{fl} is assumed to be 1. So p_{60Co} in DIN corresponds to P_{wall} in TG-51.

In summary, apart from P_{cel} , the remaining discrepancy between Eqs. (5) and (6) is the gradient correction in the ^{60}Co beam: DIN corrects for displacement under calibration conditions in a separate factor k_r [see Eq. (3)], while in TG-51 this is included in k_{ecal} as P_{gr}^{60Co} ($k_r \hat{=} 1/P_{gr}^{60Co}$).

E. Stopping power ratios

In TG-51 Monte Carlo simulated stopping power ratios water to air, based on realistic electron spectra, are used. In DIN, the so-called virtual initial energy method is applied. This means that monoenergetic electrons are assumed to be slowed down by a water layer, resulting in the same mean energy \bar{E}_0 and most probable energy $E_{p,0}$ as the interesting electron beam at a phantom surface.^{9,10} This approximation

allows us to use the stopping power ratios calculated for monoenergetic electrons (e.g., in IAEA TRS-381⁷).

F. Depth of measurement

The depth of measurement in TG-51 is d_{ref} , being defined as

$$d_{ref} = 0.6R_{50} - 0.1 \text{ (cm)}. \quad (7)$$

The measuring depth in DIN is the depth of maximum absorbed dose, d_{max} . While there is nearly no difference between d_{ref} and d_{max} at low electron energies, d_{ref} is larger than d_{max} for high electron energies.¹¹

G. Correction factors

1. Temperature and pressure

The correction for the temperature of the surrounding medium and air pressure is equal in both protocols: $P_{TP} = k_p$.

2. Ion recombination

Both protocols include the “two-voltage technique” to acquire an ion recombination correction factor. But while in TG-51 this is the only method given to get P_{ion} , DIN rather recommends the equation introduced by Boag,¹² believing the error introduced by the equation is much less than the error possibly introduced by an inadequate “two-voltage” correction:

$$k_S = 1 + 0.54 \frac{D_i d^2}{U}, \quad \text{for } d \geq 2.5 \text{ mm} \quad (8)$$

[D_i = dose per pulse (mGy), d = cavity height (mm), U = voltage (V)].

Note: d represents the cavity height for plane-parallel chambers. If cylindrical chambers are used d must be replaced by a term given in DIN. However, in principle, both methods should lead to the same correction value, i.e.,

$$P_{ion} = k_S. \quad (9)$$

3. Polarity effects

There is agreement in the determination of the polarity correction within both protocols:

$$P_{pol} = k_P. \quad (10)$$

4. Displacement

There are two different displacements to be considered

(i) *At calibration:* When a chamber is calibrated in a ^{60}Co beam, the point of measurement is to be placed at the measuring depth. For cylindrical chambers this point is on the central axis of the cavity at the center of the active volume and for plane-parallel chambers this point is the center of the inner side of the entrance window. For plane-parallel chambers the effective point of measurement and point of measurement coincide, whereas for cylindrical chambers the effective point of measurement is assumed to be half of the inner chamber radius upstream. The calibration factor is cor-

TABLE I. Characteristics of the chambers used.

Chamber type	Geometry	Cavity volume (cm ³)	Cavity diam./height (mm)	Wall/window material (thickness)	Central electrode/guard ring width
PTW30006 Farmer	Cylindrical	0.6	6.1	PMMA (0.275 mm) + graphite (0.15 mm)	1 mm Al
PTW34001 Roos	Plane parallel	0.35	2.0	PMMA (1.0 mm) with graphite layer	4 mm
PTW23343 Markus	Plane parallel	0.055	2.0	PMMA (1.0 mm) + Mylar (0.03 mm)	0.2 mm

rected for displacement by a factor dependent on the dose gradient at the depth of calibration. In TG-51 the calibration displacement factor is included in k_{ecal} as P_{gr}^{60Co} and is acquired from graphs by Cunningham *et al.*,¹³ a method that was already followed in TG-21.² This displacement correction is valid for TG-51 calibration conditions only, as the value of the dose gradient is very sensitive to the used SSD and measuring depth.

As mentioned above, DIN corrects for displacement at calibration by the factor $k_r = 1 + \delta r$ with r in mm, $\delta = 0.0025$.

(ii) *At measurement*: In TG-51 one has to correct also for the displacement during a measurement, because in TG-51 measurements are performed with the center of a cylindrical chamber at the depth of measurement. This correction is done with P_{gr}^Q . No such correction is required in DIN, since all measurements have to be performed with the effective point of measurement at the depth of measurement.

5. Correction factors found only in one of the protocols

(i) P_{elec} : This factor is found solely in TG-51. It corrects the electrometer reading to true Coulomb. If chamber and electrometer are calibrated as a unit this factor is unity.

(ii) k_T : With k_T the possible temperature effects on the electrometer sensitivity or on nonvented chambers are corrected in DIN. However, normally these effects are so small that they can be neglected.

III. EXPERIMENTAL MATERIALS AND METHODS

All measurements were performed in a MP3 water phantom. Each chamber was aligned using a three-dimensional positioning device with a mechanical uncertainty of 0.1 mm. Electron energies of an Elekta Precise linear accelerator in seven steps from 4 to 18 MeV have been investigated. An applicator of 20×20 cm² field size was used for all measurements. The source to surface distance (SSD) was kept constant at 100 cm for all measurements. In addition to the accelerator's internal monitor system, a 0.125 cm³ chamber was mounted on the applicator, ensuring the maximum relative reading difference between both detectors to be $\leq 0.1\%$.

Four Farmer chambers, five Roos chambers, and three Markus chambers have been investigated. All chambers were calibrated at ⁶⁰Co radiation in absorbed dose to water at the

same laboratory (PTW Freiburg, Germany) within a few weeks, most chambers even on the same day. Data describing these chambers are given in Table I.

All chambers were positioned with the effective point of measurement at the depth of measurement. For plane-parallel chambers it was assumed that the effective point of measurement is located at the center of the front surface of the air cavity, whereas for the cylindrical chambers a shift of $0.5r_{cav}$ (r_{cav} being the air cavity radius) from the center toward the source was used.

To determine the energy parameters of our accelerator depth dose curves were measured using a Roos chamber.

All measurements were performed at depth of maximum absorbed dose d_{max} (DIN) and d_{ref} (TG-51).

The chamber readings were corrected for air density, polarity, and saturation. The saturation effect has been compensated according to the Boag equation. For plane-parallel chambers the equation given by Roos and Derikum¹⁴ has been used, since the Boag equation is only valid for electrode distances of 2.5 mm and more. The equation given by Roos is an adaption of the Boag equation, especially for plane-parallel chambers with a cavity height of less than 2.5 mm.

For all chamber types the perturbation factors P_Q in TG-51 and p_E as given in DIN were used, respectively. The Markus chamber was evaluated for TG-51 only, since it does not meet the geometrical requirement for a plane-parallel chamber, as defined by DIN. A plane-parallel chamber according to DIN must have a guard ring that is considerably broader than the spacing between the electrodes.

With the Roos and Markus chambers we performed evaluations using the supplied ⁶⁰Co calibration factor as well as by making a cross-calibration to the mean dose of all Farmer chambers at the highest electron energy available, as described in TG-51, DIN, and TRS-398.⁴ As a result, we could also derive the P_{wall}^{60Co} value for our Roos and Markus chambers by dividing the dose measured with the ⁶⁰Co calibration factor, $D_w^{pp,60Co}$, by the dose measured with the Farmer chamber at the highest electron energy, D_w^{cyl} , respectively:

$$P_{wall}^{60Co} = \frac{D_w^{pp,60Co}}{D_w^{cyl}} \quad (11)$$

(pp=plane-parallel chamber; cyl=cylindrical chamber).

TABLE II. Energy parameters of the electron energies and Q_{ecal} .

Nominal electron energy	d_{max} (cm)	d_{ref} (cm)	I_{50} (cm)	R_{50} (cm)	R_p (cm)
4 MeV	0.7	0.75	1.442	1.424	1.860
6 MeV	1.1	1.21	2.185	2.188	2.850
8 MeV	1.5	1.72	3.001	3.028	3.839
10 MeV	2.1	2.30	3.953	4.008	4.911
12 MeV	2.6	2.85	4.830	4.910	5.959
15 MeV	2.7	3.61	6.067	6.183	7.486
18 MeV	3.0	4.37	7.305	7.457	8.963
Q_{ecal}	...	4.40	7.347	7.500	9.303

IV. RESULTS

A. Energy parameters

The energy parameters we measured for our accelerator, as well as all TG-51 parameters calculated according to Sec. II D, are shown in Table II.

B. Chamber to chamber variations

The chamber to chamber variations of all three chamber types are shown in Figs. 1(a)–1(c). The Farmer chambers showed a uniform chamber to chamber variation of $\pm 0.4\%$ to the average reading. The Roos chambers showed also a very small chamber to chamber variation of only $\pm 0.3\%$. A slightly different behavior can be seen for the Markus chambers. They also have an average chamber to chamber variation of only $\pm 0.3\%$, but they show a very small variation of $\pm 0.15\%$ at high energies rising up to $\pm 0.5\%$ at low energies. But with respect to the error of measurement of $\pm 0.4\%$ and the smaller number of Markus chambers investigated, compared to the Roos chambers, it can be concluded that the chamber to chamber variation of Markus chambers is also in the same magnitude as those of the Roos chambers.

C. Measured P_{wall}^{60Co} values for the plane-parallel chambers

The P_{wall}^{60Co} values we derived by applying Eq. (11) to our measurements results from Palm *et al.*,⁵ as well as the values recommended by IAEA TRS-381⁷ and TecDoc-1173⁶ are shown in Table III.

D. Determination of absorbed dose

The Roos chamber is assumed as an ideal Bragg–Gray chamber ($P_Q^{Roos} = 1.000$) for all electron energies.⁷ So the cross-calibrated Roos chamber was taken as a reference chamber. Then the percentual difference of measured dose between the respective chamber and the cross-calibrated Roos chamber has been calculated for every electron energy.

1. TG-51

Figure 2(a) shows the results following TG-51. Over the whole allowed energy range the Farmer chamber deviates by less than 0.3% from the Roos chamber. Only when the

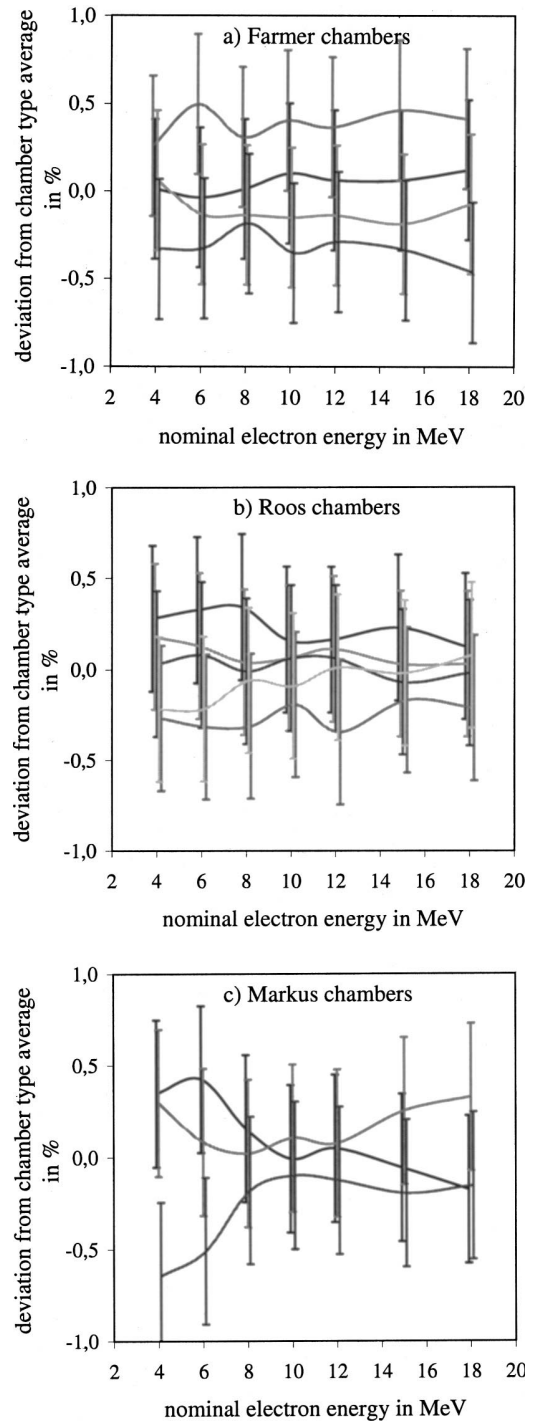


FIG. 1. Chamber to chamber variations of all chamber types used in the present work: Farmer chambers (a), Roos chambers (b), and Markus chambers (c). For a better illustration of the error bars the measuring points are shown with a small offset, although all measurements were performed at the same nominal electron energy. The error bars represent two standard deviations (2 SD).

Farmer chamber is used below 8 MeV, the deviation gets larger than 0.5%, reaching a maximum value of -1.4% at 4 MeV. The deviation between the Markus chamber and the Roos chamber is smaller than 0.3% between 6 and 18 MeV.

TABLE III. Table of the measured and published P_{wall}^{60Co} values.

Chamber type	This work	Palm et al.	IAEA TRS-381	IAEA TecDoc-1173
Roos	1.024 ± 0.5%	1.014 ± 1.0%	1.003 ± 1.5%	1.015
Markus	1.012 ± 0.5%	...	1.009 ± 1.5%	...

2. DIN

Figure 2(b) shows the results following DIN. While the deviation between the Farmer chamber and the Roos chamber is almost zero between 18 and 10 MeV, it rises to +0.3% at 6 and 8 MeV, then dropping down to the maximum deviation of -0.9% at 4 MeV.

3. Both protocols under equal conditions

As a result of the different measuring depths used in DIN and TG-51, direct comparisons could not be performed. Because of this we determined the dose for DIN, D_w^{DIN} , and

TG-51, D_w^{TG-51} , at the same depth for both protocols. This depth was chosen to be d_{ref} . Then the percentual difference between these doses was determined by the following equation:

$$\Delta D_w^{DIN,TG-51} = \frac{D_w^{DIN} - D_w^{TG-51}}{D_w^{TG-51}} * 100\% . \tag{12}$$

The same procedure was applied to the stopping power ratios $s_{w,air}^{DIN}$ and $s_{w,air}^{TG-51}$, which were calculated according to the two protocols. Their percentual difference was calculated by the equation

$$\Delta s_{w,air}^{DIN,TG-51} = \frac{s_{w,air}^{DIN} - s_{w,air}^{TG-51}}{s_{w,air}^{TG-51}} * 100\% . \tag{13}$$

The results are shown in Fig. 3. The error of measurement was ±0.4% for all energies and chambers.

V. DISCUSSION

A. Discussion of the theoretical background

Primarily TG-51 and DIN differ in the characterization of the energy spectrum of an electron beam. While TG-51 uses a single parameter, R_{50} , to specify the mean energy at the phantom surface, DIN utilizes two parameters, I_{50} and R_p , specifying the mean energy and most probable energy at the phantom surface, respectively. Depending on the type of accelerator (the spectral distribution of electrons, scattering

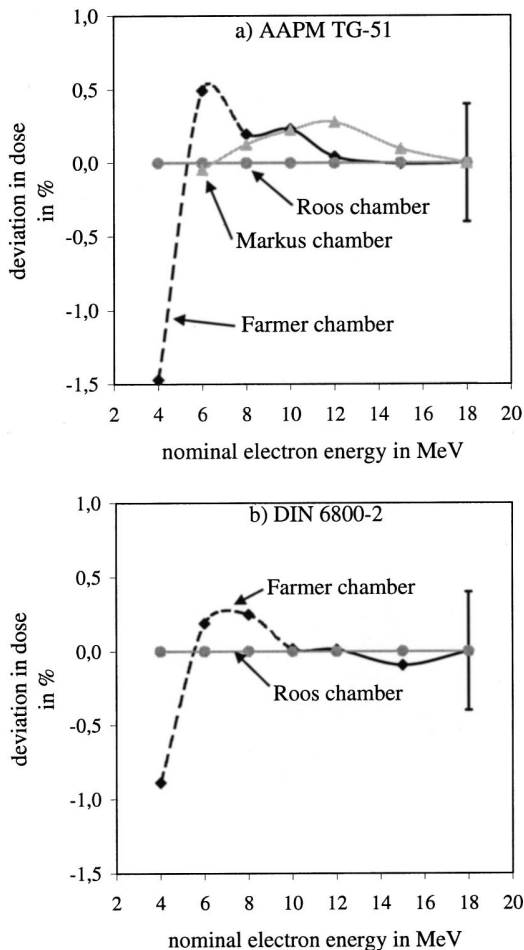


FIG. 2. A comparison of the deviations in dose following the AAPM TG-51 protocol (a) and the DIN 6800-2 protocol (b). The Roos chamber was assumed to behave like an ideal Bragg-Gray chamber, therefore the Roos chamber was used as a reference chamber. The dashed lines mark measured values that are not recommended by the protocol. For clarity only one error bar representing 2 SD has been added. The error of measurement is the same for all chambers and energies.

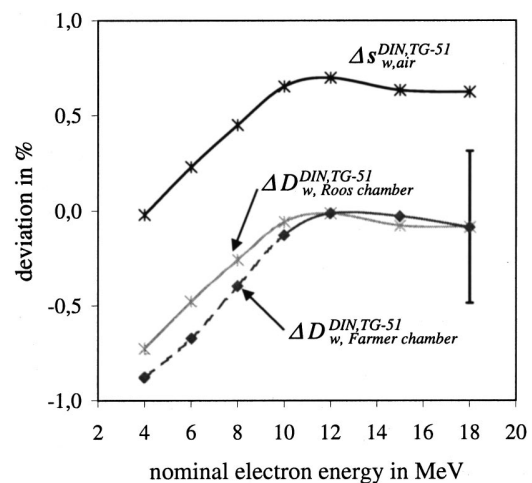


FIG. 3. A comparison of the deviations in dose, $\Delta D_w^{DIN,TG-51}$, between the DIN 6800-2 and the AAPM TG-51 protocol for each chamber type and in the stopping power ratios, $\Delta s_{w,air}^{DIN,TG-51}$. For clarity, only one error bar representing 2 SD has been added. The error of measurement is the same for all chambers and energies.

foils, setting of collimators) and applicator (scattered electrons) two-electron beams with the same R_{50} do not have to coincide in R_p , and *vice versa*. So two different accelerators with the same R_{50} coincide in energy parameters following TG-51 but not automatically when following DIN. However, for realistic electron beams these deviations are negligible.

Although both protocols agree in how the energy conversion factors have to be calculated the stopping power ratios do not match, since different calculated Monte Carlo data is used. We found a deviation of about 0.6%, which could—as explained above—slightly depend on the specific accelerator used.

Another difference is the use of the correction factor P_{cel} for cylindrical chambers having a central electrode of different material than graphite. This factor is used in TG-51 as well as in IAEA TRS-277,¹⁵ TRS-381,⁷ and in TRS-398.⁴ But this factor does not occur in DIN, even though an annotation refers to the influence of this effect. However, no correction factor is specified, which results in an underestimation of absorbed dose of 0.5% in electron dosimetry for most commercial cylindrical chambers when applying DIN.

Finally, we observed a deviation of about 0.5% in absorbed dose within TG-51 if a cylindrical chamber calibrated at a depth of 5 cm, instead of 10 cm, was used, although TG-51 claims no significant discrepancy when calibrating in 5 cm depth. The reason for this effect is the different gradient of the ^{60}Co beam at 5 and 10 cm depth, leading to a different displacement correction factor of about 0.5%.

B. Discussion of the chamber to chamber variation

The chamber to chamber variation of the Farmer chamber was low at all investigated electron energies, being in full agreement with the literature.^{16,17} The two plane-parallel chamber types also showed a very low chamber to chamber variation. Although it is often said that plane-parallel chambers show a high chamber to chamber variation,^{3,17} this seems not to be true for Roos and Markus chambers. For the Roos chamber Palm *et al.*⁵ recently also found a low chamber to chamber variation.

C. Discussion of the $P_{\text{wall}}^{60\text{Co}}$ values

At the moment several different $P_{\text{wall}}^{60\text{Co}}$ values exist for the Roos and the Markus chamber: For the Roos chamber IAEA published a value of 1.003 in their TRS-381;⁷ this value is also used within TG-51. Palm *et al.*⁵ published a value of 1.014 and finally a value of 1.015 was published recently by IAEA in their new TecDoc-1173⁶ (*note*: IAEA says here explicitly, that the value previously published in TRS-381⁷ has been revised due to new measurements). For the Markus chamber also two different $P_{\text{wall}}^{60\text{Co}}$ values exist: IAEA recommends a value of 1.009 in TRS-381;⁷ on the other hand, a value of 0.997 is used in TG-51.

While our value of 1.012 for the Markus chamber is in very good agreement with the value recommended by IAEA, our value of 1.024 for the Roos chamber is higher than all values published up to now. But there is an up to now un-

published $P_{\text{wall}}^{60\text{Co}}$ value reported, measured by an IAEA coordinated research project, which is almost identical with our value.⁵

D. Discussion of dose determination

For the plane-parallel chambers a cross calibration was performed at 18 MeV. Therefore in Fig. 2(a) and 2(b) all dose values are the same at 18 MeV. The Roos chamber response is flat since it is taken as reference.

1. TG-51

Between 6 and 18 MeV, all doses measured at one energy agree within measurement uncertainty. The only significant deviation is -1.5% by the Farmer chamber at 4 MeV. It is important to note that measurements at this energy using a Farmer chamber are not recommended by TG-51.

2. DIN

For measurements following DIN there is also no significant deviation between all chambers investigated in this work between 18 and 6 MeV. Only at 4 MeV, where measurements with this chamber type are not recommended by DIN, the Farmer chamber shows a deviation that is slightly higher than the error of measurement.

3. Both protocols under equal conditions

The $\Delta s_{w,\text{air}}^{\text{DIN,TG-51}}$ curve reflects the deviation between both protocols that results from different calculation procedures for stopping power ratios and different energy parameters used by the two protocols. The presented values show the magnitude of deviations in $\Delta s_{w,\text{air}}^{\text{DIN,TG-51}}$ but could slightly differ when using other accelerators (compare Sec. V A).

In principle, all measured doses should coincide. But there is a difference in stopping power ratio values between the two protocols. So, $\Delta D_w^{\text{DIN,TG-51}}$ should behave like $\Delta s_{w,\text{air}}^{\text{DIN,TG-51}}$ for all chamber types. As one can see in Fig. 3, the shape of the chamber curves is almost the same as the one of the $\Delta s_{w,\text{air}}^{\text{DIN,TG-51}}$ curve. But they are shifted down by a constant factor of 0.6%. This is the result of the missing P_{cel} value in DIN for the Farmer chamber (the Roos chamber shows the same effect because of the cross-calibration to the Farmer chamber).

The Roos chamber curve is exactly parallel to the $\Delta s_{w,\text{air}}^{\text{DIN,TG-51}}$ curve. The deviation between the Farmer and the Roos chamber curves is negligible.

Summarized differences in dose between the two protocols are, at the moment, between 0% and -0.7% . Considering P_{cel} in DIN would bring the differences to a range of $+0.5\%$ and -0.2% .

VI. CONCLUSIONS

As we could demonstrate by comparing the theoretical background, as well as by measurement with three different ionization chamber types, both, TG-51 and DIN are in good concordance. However, even better agreement would be achieved if DIN would provide P_{cel} data for its users.

For all chamber types investigated in this paper the chamber to chamber variation was very small.

We feel that the lower-energy limit for the Farmer-type chambers might be extended from 10 MeV down to 6 MeV. At 6 MeV the Farmer chambers results differ from those of the Roos chambers by less than 0.5%.

For TG-51, the Markus chamber shows good agreement of the measured dose compared to the Roos and Farmer chamber.

However, we found higher $P_{\text{wall}}^{60\text{Co}}$ values for the Roos and Markus chamber than those included in TG-51. Our $P_{\text{wall}}^{60\text{Co}}$ value for the Roos chamber is even higher than all values published up to now.

^{a)}Electronic mail: ordohm@med.uni-tuebingen.de

¹DIN Deutsches Institut für Normung, "Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung, Teil 2: Ionisationsdosimetrie," Deutsche Norm DIN 6800-2, 1997.

²AAPM American Association of Physicists in Medicine, "Task Group 21: A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams," *Med. Phys.* **10**, 741–771 (1983).

³AAPM American Association of Physicists in Medicine, "Task Group 51: Protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams," *Med. Phys.* **26**, 1847–1879 (1999).

⁴IAEA International Atomic Energy Agency, *Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water*, TRS-398 (IAEA, Vienna, 2001).

⁵A. Palm, O. Mattson, and P. Andreo, "Calibration of plane parallel chambers and determination of p_{wall} for the NACP and Roos chambers for ^{60}Co γ -ray beams," *Phys. Med. Biol.* **45**, 971–981 (2000).

⁶IAEA International Atomic Energy Agency, *Review of Data and Methods Recommended in the International Code of Practice for Dosimetry IAEA Technical Reports Series No. 381, The Use of Plane Parallel Ionization Chambers in High Energy Electron and Photon Beams*, IAEA-Tecdoc-1173 (IAEA, Vienna, 2000).

⁷IAEA International Atomic Energy Agency, *The Use of Plane Parallel Ionization Chambers in High Energy Electron and Photon Beams. An International Code of Practice for Dosimetry*, TRS-381 (IAEA, Vienna, 1997).

⁸D. W. O. Rogers, "A new approach to electron-beam reference dosimetry," *Med. Phys.* **25**, 310–320 (1998).

⁹G. Christ, R. Bödi, M. Bauer, and D. Harder, "Ein Interpolationsverfahren zur Bestimmung der Ersatzanfangsenergie und der k_p^1 -Werte nach dem Harder-Verfahren," in *Medizinische Physik 1989*, edited by H.-K. Leetz (Universitätskliniken Homburg/Saar, Germany, 1989), pp. 305–310.

¹⁰D. Harder, B. Großwendt, M. Roos, G. Christ, and R. Bödi, "Ermittlung des relativen Massenbremsvermögens für die Elektronenstrahlung nach dem Ersatz-Anfangsenergieverfahren," in *Medizinische Physik 1989*, edited by H.-K. Leetz (Universitätskliniken Homburg/Saar, Germany, 1989), pp. 311–316.

¹¹D. T. Burns, G. X. Ding, and D. W. O. Rogers, " R_{50} as a beam quality specifier for selecting stopping-power ratios and reference depths for electron dosimetry," *Med. Phys.* **23**, 383–388 (1996).

¹²J. W. Boag, "Ionization chambers," in *Radiation Dosimetry*, edited by F. H. Attix (Academic, New York, 1966), Vol. 2, pp. 1–72.

¹³J. R. Cunningham and M. R. Sontag, "Displacement corrections used in absorbed dose determination," *Med. Phys.* **7**, 672–676 (1980).

¹⁴M. Roos and K. Derikum, "Zur Sättigungskorrektur für Flachkammern bei gepulster Strahlung," in *Medizinische Physik 1997*, edited by R. Schmidt (Universitäts-Krankenhaus Eppendorf, Germany, 1997), pp. 3–4.

¹⁵IAEA International Atomic Energy Agency, *Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams: An International Code of Practice*, TRS-277 (IAEA, Vienna, 1987).

¹⁶J. Medin, P. Andreo, E. Grusell, O. Mattsson, A. Montelius, and M. Roos, "Ionization chamber dosimetry of proton beams using cylindrical and plane parallel chambers. N_w versus N_K ion chamber calibrations," *Phys. Med. Biol.* **40**, 1161–1176 (1995).

¹⁷B. J. Mijnheer, "Variations in response to radiation of a nylon-walled ionization chamber induced by humidity changes," *Med. Phys.* **12**, 625–626 (1985).

B

**Praktische Elektronendosimetrie:
Ein Vergleich verschiedener
Bauarten von Ionisationskammern**

veröffentlicht in *Zeitschrift für Medizinische Physik* **12**, 24-27, 2002

Praktische Elektronendosimetrie: Ein Vergleich verschiedener Bauarten von Ionisationskammern*

Oliver S. Dohm, Gunter Christ, Edmund Schüle¹

Abteilung für Medizinische Physik, Klinik für Radioonkologie, Universitätsklinik Tübingen

¹ PTW-Freiburg Physikalisch-Technische Werkstätten Dr. Pychlau GmbH, Freiburg

Zusammenfassung

Seit in der Norm DIN 6800-2 aus dem Jahre 1997 die Markus-Kammer nicht mehr zur Verwendung empfohlen wird, bestehen mancherorts Unsicherheiten über die Anwendung alternativer Kammern in der Elektronendosimetrie. Wir haben daher einen Vergleich zwischen Ionisationskammern unterschiedlicher Bauart vorgenommen. Speziell die weitverbreiteten Farmer- und Roos-Kammern wurden mit der Markus-Kammer bezüglich Polaritätseffekt, Exemplarstreuung sowie der Abweichung der gemessenen Dosis von der mit der Roos-Kammer ermittelten Dosis verglichen. Die Roos-Kammer wurde dabei als ideale Bragg-Gray-Kammer angenommen. Für die untersuchten Flachkammern wurde der Feldstörungen-Korrektionsfaktor bei ⁶⁰Co-Gammastrahlung experimentell zu $1,029 \pm 0,5\%$ (Roos-Kammer) sowie $1,018 \pm 0,5\%$ (Markus-Kammer) bestimmt. Ferner konnte festgestellt werden, dass Roos-Kammern keine größere Exemplarstreuung als Farmer-Kammern haben. Ebenso deuten die Ergebnisse darauf hin, dass Farmer-Kammern bei Elektronenenergien oberhalb 6 MeV eingesetzt werden könnten.

Schlüsselwörter: Ionisationskammern, Polaritätseffekt, Feldstörungen-Korrektionsfaktor

Abstract

Since Markus chambers are no longer recommended in the 1997 DIN 6800-2 version there are uncertainties as to the use of alternative chamber types for electron dosimetry. Therefore, we performed a comparison between different types of ionization chambers. In particular, the widespread Farmer and Roos chambers were compared with the Markus chamber for polarity effect, chamber-to-chamber variation, and deviations of the measured absorbed dose relative to the value obtained with the Roos chamber (which is regarded as an ideal Bragg-Gray-chamber). The perturbation correction factor at ⁶⁰Co radiation was determined experimentally as $1,029 \pm 0,5\%$ (Roos chamber) and $1,018 \pm 0,5\%$ (Markus chamber) for the investigated plane-parallel chambers. In addition, we could show that the Roos chambers do not have a larger chamber-to-chamber variation than the Farmer chambers. Likewise, our results suggest that Farmer chambers could be used for electron energies above 6 MeV.

Keywords: Ionization chambers, polarity effect, perturbation correction factor

Einleitung

Grundlage für Messungen mit Ionisationskammern bei hochenergetischer Photonen- oder Elektronenstrahlung ist in Deutschland DIN 6800-2 [2] aus dem Jahr 1997. In DIN 6800-2 (im weiteren Text nur noch als DIN bezeichnet) werden unter anderem Anforderungen für die Elektronendosimetrie mit Ionisationskammern festgelegt. Ein wichtiger Punkt

ist dabei die Beschränkung der Ionisationskammerbauarten: Empfohlen werden nur noch Flachkammern mit breiter Schutzelektrode, die zur Messung der Wasser-Energiedosis bei der höchsten Elektronenenergie an eine kalibrierte Kompaktkammer angeschlossen werden müssen, und Kompaktkammern, letztere allerdings nur bei Elektronenenergien oberhalb 10 MeV und dort auch nur im Dosismaximum oder tiefer. Es ergibt sich die Fragestellung, ob diese Einschränkungen

* Auszugsweise vorgetragen während der DGMP/DEGRO-Tagung in München 2000

praxisgerecht sind. Diese Frage wird im Folgenden an weitverbreiteten Kammerbauarten unter den Aspekten Polaritätseffekt, Exemplarstreuung und Feldstörungen-Korrektionsfaktor im ^{60}Co -Strahlungsfeld anhand von Messdaten erörtert. Entscheidend sind dabei die mit den jeweiligen Kammerbauarten gemessenen Werte der Wasser-Energiedosis. Aus diesem Grund wurden die Abweichungen der mit der Farmer- oder Markus-Kammer ermittelten Messwerte vom mit der Roos-Kammer gemessenen Wert ermittelt, wobei die Roos-Kammer als ideale Bragg-Gray-Kammer angenommen wird [5].

Material und Methode

Ausgangspunkt unserer Messungen war die Beschränkung gemäß DIN, dass als Flachkammern nur solche mit breiter Schutzelektrode eingesetzt werden sollen. Dies bedeutet aber, dass die weitverbreitete Markus-Kammer nach DIN nicht mehr zulässig ist, da ihre Schutzelektrode deutlich schmaler ist als die Tiefe des Messvolumens. Zusätzlich wird in DIN die Dosimetrie mit Flachkammern dadurch erschwert, dass kein p_{Co} -Wert angegeben wird, wodurch Messungen der Wasser-Energiedosis nur über einen Anschluss an eine kalibrierte Kompaktkammer durchgeführt werden können. Der Hintergrund für die damit notwendige individuelle Anschlussmessung durch den Benutzer ist, dass bisher keine ausreichend gesicherten Daten vorlagen, die eine Festlegung ermöglichten. Die Messungen wurden mit fünf Roos-Kammern Typ 34001, vier $0,6\text{ cm}^3$ -Farmer-Kammern Typ 30006, drei $0,3\text{ cm}^3$ -Kompaktkammern Typ 31003 und drei Markus-Kammern Typ 23343 (alle PTW Freiburg) in der Tiefe des Energiedosismaximums in einem Wasserphantom MP3 (PTW Freiburg) durchgeführt. Die meisten Kammern wurden erst einen Tag vor den Messungen kalibriert. Außerdem erhielten alle Kammern ihren Kalibrierfaktor von demselben Sekundärstandardlabor, was Schwankungen aufgrund der Kalibrierung weitgehend ausschloss. Als Strahlungsquelle wurde ein Linearbeschleuniger SLi Precise (Elekta, Crawley GB) mit sieben nominellen Elektronenenergien zwischen 4 und 18 MeV verwendet. Die Feldgröße betrug für alle Messungen $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ bei einem Fokus-Oberflächen-Abstand von 100 cm. Alle Messwerte wurden bezüglich Luftdichte, Polarität der Kammeranspannung und unvollständiger Sättigung korrigiert. Bei Kompaktkammern wurde zusätzlich der Verdrängungseffekt berücksichtigt. Um die Polaritätskorrekturen für die Roos-, Farmer- und Markus-Kammern berücksichtigen zu können, wurden Messungen gemäß DIN durchgeführt. Für die Messung des Feldstörungen-Korrektionsfaktors p_{Co} der Flachkammern wurde mit den Roos- und Markus-Kammern bei der höchsten Elektronenenergie E_{max} gemessen. Mit einer kalibrierten Farmer-Kammer wurde die Referenzmessung durchgeführt. Der p_{Co} -Wert ergibt sich aus der Gleichung (alle Bezeichnungen nach DIN):

$$p_{\text{Co}}^{\text{Flach}} = \frac{[k'_E \cdot k_p \cdot k_s \cdot k_P \cdot k_T \cdot N \cdot M(E_{\text{max}})]_{\text{Flach}}}{[D_w(E_{\text{max}})]_{\text{Farmer}}} \quad (1)$$

Um Vergleiche in der gemessenen Wasser-Energiedosis anstellen zu können, wurde mit allen Kammern für jede Elektronenenergie die Dosis gemäß DIN ermittelt, für die Markus-Kammer wurde zusätzlich die Feldstörungen-Korrektur nach IAEA [5] angewandt. Die so gewonnenen Dosiswerte wurden dann in relative Abweichungen zu der in guter Näherung als Bragg-Gray-Kammer geltenden Roos-Kammer umgewandelt:

$$\Delta D_{\text{rel}} = \frac{D_w^X(E) - D_w^{\text{Roos}}(E)}{D_w^{\text{Roos}}(E)} \quad (2)$$

Dabei ist D_w^X die Wasserenergiedosis einer beliebigen Kammerart „X“ und D_w^{Roos} die entsprechende Wasser-Energiedosis, die mit der Roos-Kammer gemessen wurde.

Ergebnisse und Diskussion

Bisher wurde immer angenommen, dass Flachkammern einen ausgeprägten Polaritätseffekt aufweisen, während derjenige von Kompaktkammern vernachlässigbar sei [1,4,5,6,7,8,9]. Wir konnten in Übereinstimmung mit der Literatur bestätigen, dass der Polaritätseffekt der untersuchten Kompaktkammerbauarten klein ist, wogegen die Markus-Kammer einen ausgeprägten Polaritätseffekt zeigt. Überraschenderweise war die Roos-Kammer gegenüber der angelegten Kammeranspannung aber genauso unempfindlich wie die Kompaktkammerbauarten (Abb. 1a und b). Neben dem Polaritätseffekt war die große Exemplarstreuung bisher immer ein Nachteil der Flachkammern. Diese Exemplarstreuung kann unter anderem vom Korrektionsfaktor für Sättigung, der Feldstörungenkorrektur sowie insbesondere von fertigungsbedingten Schwankungen des Ansprechvermögens verursacht werden. Durch moderne Fertigungsverfahren können aber heute diese Schwankungen sehr gering gehalten werden, so dass man erwarten kann, dass die Exemplarstreuung bei modernen Kammern vernachlässigbar klein ist. Dies wurde durch unsere Messungen bestätigt: Die Exemplarstreuung der Roos-Kammern ist mit $\pm 0,3\%$ kleiner als die der Kompaktkammern mit ca. $\pm 0,4\%$ (Abb. 2 a und b).

Nachdem wir also festgestellt hatten, dass die in DIN genannten Gründe für eine individuelle Bestimmung des Feldstörungen-Korrektionsfaktors p_{Co} bei ^{60}Co -Strahlung wenigstens für die Roos-Kammer hinfällig waren, erschien es sinnvoll, den Wert von p_{Co} experimentell zu bestimmen. Da es international einen solchen Wert von 1,009 für die Markus-Kammer gibt [5], haben wir den Wert auch für die Markus-Kammer gemessen, um eine Vergleichsmöglichkeit zu haben. Die Werte der Feldstörungen-Korrektionsfaktoren p_{Co} der Roos-Kammer und Markus-Kammer sind in Tabelle 1 aufgeführt. Das Material der Mittelelektrode der Referenzkammer, welches in unserem Falle Aluminium war, hat einen nicht unwesentlichen Einfluss auf die gemessene Dosis, der allerdings in DIN unberücksichtigt bleibt. Daher werden unsere

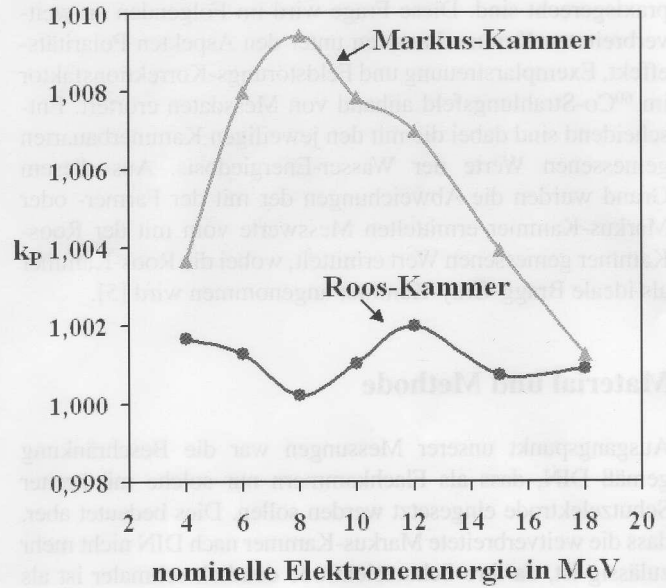
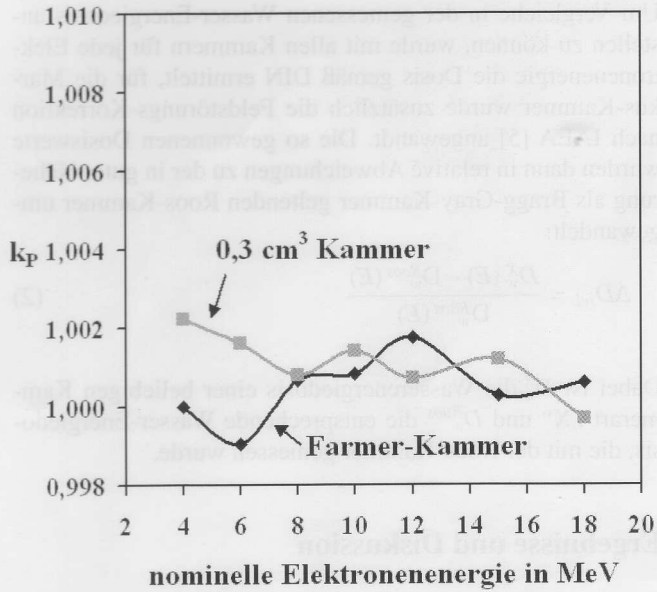


Abbildung 1 Polaritätskorrektionsfaktor k_p der untersuchten Kammerbauarten: a) Kompaktkammern und b) Flachkammern.

Tabelle 1 Die gemessenen p_{Co} -Werte der Flachkammern.

Kammer	p_{Co} -Wert ohne p_{cel}	p_{Co} -Wert mit p_{cel}
Roos-Kammer	$1,029 \pm 0,5 \%$	$1,024 \pm 0,5 \%$
Markus-Kammer	$1,018 \pm 0,5 \%$	$1,013 \pm 0,5 \%$

Messwerte bei Berücksichtigung dieses Effektes durch den Korrektionsfaktor p_{cel} um 0,005 kleiner. Bei der Bestimmung der Wasser-Energiedosis konnte festgestellt werden, dass die gemessenen Dosiswerte für alle untersuchten Kammern, im Rahmen der Messgenauigkeit, im Energiebereich von 8 MeV bis 18 MeV nicht voneinander abweichen. Für die Markus-Kammern ergibt sich eine Abweichung von 0,8 % bei 6 MeV und 1,2 % bei 4 MeV, die untersuchten Kompaktkammern

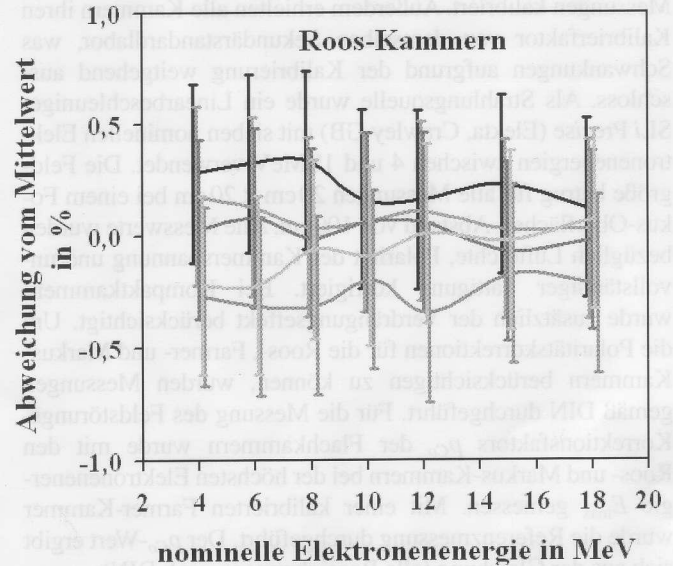
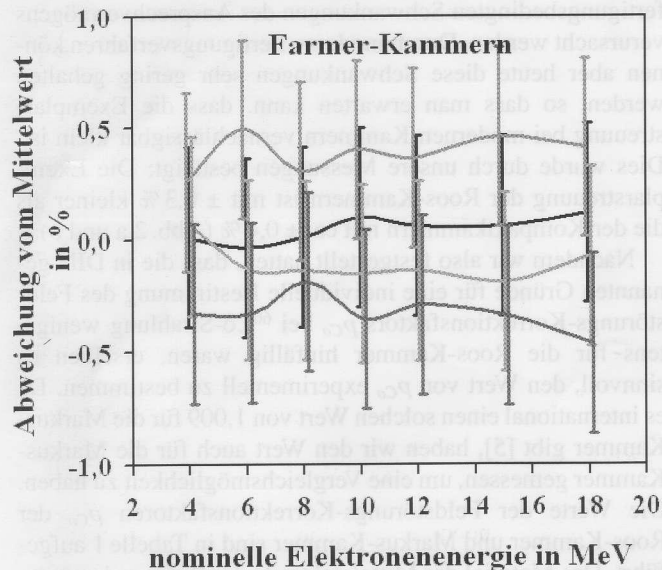


Abbildung 2 Exemplarstreuung a) der Farmer-Kammern sowie b) der Roos-Kammern. Angegeben ist jeweils die prozentuale Abweichung vom Mittelwert der Messwerte der jeweiligen Kammerbauart. Die Fehlerbalken wurden der Übersicht halber leicht versetzt eingezeichnet.

zeigen lediglich bei 4 MeV eine nicht zu vernachlässigende Abweichung von ca. 1 % (Abb. 3).

Fehlerbetrachtung

Die Messunsicherheit unserer Messungen setzt sich aus mehreren voneinander unabhängigen Teilunsicherheiten zusammen. Diese können nochmals in die drei Untereinheiten Kammer, Anzeigegerät und Kalibrierfaktor unterteilt werden. Die wichtigsten Teilunsicherheiten waren im Einzelnen:

- **Kammereinheit:**
 - Ein Fehler in der Langzeitstabilität der Kalibrierung kann vernachlässigt werden, da die Kammern unmittelbar vor den Messungen kalibriert wurden.
 - Der Fehler durch strahlungsinduzierte Leckströme wurde anhand der Kammerdatenblätter zu $\pm 0,2\%$ bestimmt.
 - Die Unsicherheit in der Einstellung des Fokus-Oberflächen-Abstandes (FOA) beträgt $\pm 0,5\text{ mm}$ und die Positionierungsgenauigkeit im Wasserphantom $\pm 0,1\text{ mm}$. Diese geometrische Unsicherheit führt zu einer Unsicherheit in der Dosis von $\pm 0,2\%$.
 - Aufgrund geeichter Messgeräte ist die Unsicherheit in der Luftdichtekorrektur kleiner als $\pm 0,1\%$.

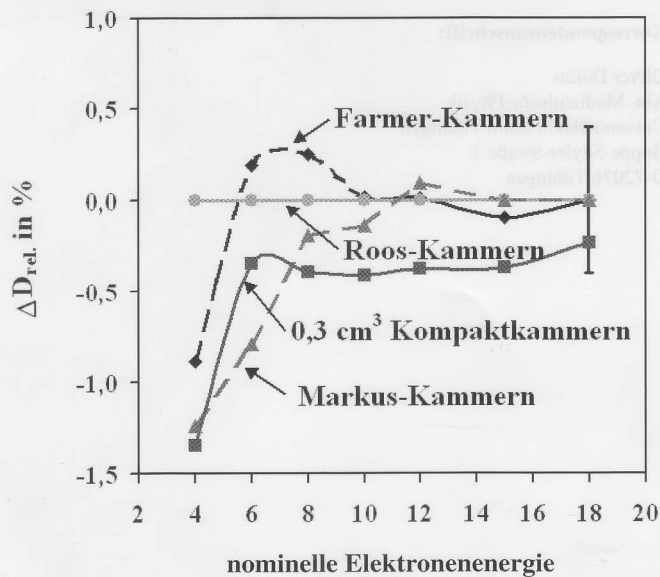


Abbildung 3 Abweichungen der gemessenen Wasser-Energiedosis für die untersuchten Kammerbauarten von den mit der Roos-Kammer gemessenen Dosiswerten. Die gestrichelten Linien bezeichnen Messwerte unter Bedingungen, die nach DIN 6800-2 nicht empfohlen sind. Für eine bessere Übersicht wurde nur ein Fehlerbalken eingezeichnet. Der Messfehler repräsentiert die zweifache Standardabweichung und ist für alle Kammern und Energien annähernd gleich groß.

- **Anzeigegerät:**
 - Eine Unsicherheit in der Langzeitstabilität kann ebenfalls vernachlässigt werden.
 - Die Ablesunsicherheit liegt nach Herstellerangaben bei $\pm 0,1\%$.
- **Kalibrierfaktor:**
 - Die Unsicherheit des Kalibrierfaktors beträgt $\pm 2,2\%$. Da aber alle Kammern im gleichen Sekundärstandardlabor (SL) am gleichen Tag von der gleichen Person kalibriert wurden, kommt hier nicht die absolute Unsicherheit, sondern nur die relative zwischen zwei Kalibrierungen zum Tragen, die vom SL zu maximal $\pm 0,2\%$ angegeben wird.

Da die aufgeführten Unsicherheiten unabhängig voneinander sind, ergibt sich die Gesamtunsicherheit aus der geometrischen Summe der Teilunsicherheiten. Bildet man die geometrische Summe für eine Einzelmessung, so ergibt sich eine Gesamtunsicherheit von $\pm 0,4\%$. Für die Gesamtunsicherheit bei der Bestimmung des p_{Co} -Faktors wurden nicht zwei unabhängige Messungen angenommen, da manche Größen, wie z. B. der FOA, für beide Messungen konstant waren (d. h. zwischen zwei Messungen nicht verändert wurden). Die Teilunsicherheiten dieser konstanten Größen wurde in der geometrischen Summe nur einmal berücksichtigt, während die variablen Teilunsicherheiten für beide Kammerarten berücksichtigt wurden. Dies ergab eine Gesamtunsicherheit von $\pm 0,5\%$.

Schlussfolgerungen

Es ergeben sich somit für die einzelnen Kammerbauarten folgende Schlussfolgerungen:

- **Roos-Kammer (Flachkammer mit breiter Schutzelektrode):**
 - Es hat sich gezeigt, dass die untersuchten Roos-Kammern eine geringe Exemplarstreuung aufweisen. Ebenfalls ist der Polaritätseffekt dieser Kammerbauart gering.
 - Die Roos-Kammer als Vertreter der Flachkammern mit breiter Schutzelektrode ist daher für die Elektronendosimetrie nach DIN bei allen Elektronenenergien gut geeignet. Aufgrund der geringen Exemplarstreuung der Roos-Kammer ist die Festlegung eines p_{Co} -Wertes für diese Kammer wünschenswert.
- **Markus-Kammer (Flachkammer mit schmaler Schutzelektrode):**
 - Erneut konnte in der vorliegenden Arbeit gezeigt werden, dass Flachkammern mit schmaler Schutzelektrode zahlreiche konstruktionsbedingte Mängel aufweisen. Insbesondere ist hier der ausgeprägte Polaritätseffekt zu nennen, der außerdem noch exemplarabhängig sein kann, wie manche Literaturstellen nahe legen [9]. Überraschend war, dass die ermittelte Wasser-Energiedosis im Vergleich zur Roos-Kammer unterhalb von 8 MeV signifikant zu gering ist, obwohl alle bekannten Korrekturfaktoren berücksich-

sichtigt wurden. Dies könnte darauf hindeuten, dass die Feldstörungskorrektur nach IAEA nicht für alle Beschleuniger optimal funktioniert. In dieser Korrektur nach IAEA wird lediglich die mittlere Energie als Parameter für die Berechnung berücksichtigt. Je nach Beschleunigertyp setzt sich aber das Elektronenspektrum anders zusammen, insbesondere der Anteil der niederenergetischen Streuelektronen unterscheidet sich stark. Der Einfluss dieser Streuelektronen ist wiederum für die Markus-Kammer sehr groß, da sie von der schmalen Schutzelektrode nur ungenügend abgeschirmt werden.

Flachkammern mit schmaler Schutzelektrode werden für die Elektronendosimetrie nach DIN nicht empfohlen. Es ist ferner zu beachten, dass die Markus-Kammer nach unseren Messungen des Polaritätseffektes, in Übereinstimmung mit den Untersuchungen von Ramsey et al. [9], die Anforderungen an ein Gebrauchsdosimeter nach DIN 6817 [3] nicht erfüllt.

• **Kompaktkammern:**

Für die beiden untersuchten Kompaktkammerbauarten konnte bestätigt werden, dass sie über eine geringe Exemplarstreuung sowie über einen geringen Polaritätseffekt verfügen. Die berechneten Feldstörungs-Korrekturfaktoren nach DIN stimmen für beide Kammerbauarten für Elektronenenergien oberhalb 4 MeV sehr gut mit den gemessenen überein, was sich in dem parallelen Verlauf von Messkurve und Nullachse zeigt.

Kompaktkammern sind oberhalb einer Elektronenenergie von 10 MeV für die Elektronendosimetrie nach DIN zugelassen. Nach unseren Ergebnissen könnten sie jedoch bereits ab einer Elektronenenergie von 6 MeV verwendet werden, vorausgesetzt ihr Volumen ist nicht zu groß. Dies ist nach unseren Messungen für Kompaktkammern bis zu

einem Volumen von $0,6 \text{ cm}^3$ gewährleistet. Die Angabe eines p_{cel} -Wertes in DIN für Kompaktkammern sollte möglichst rasch erfolgen.

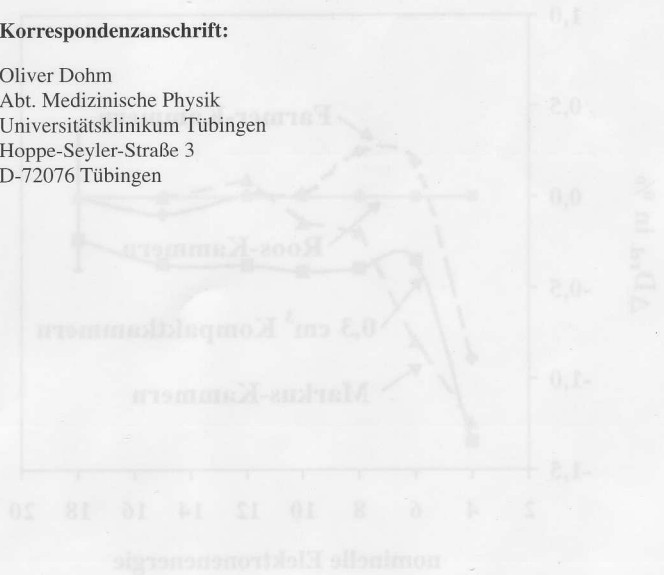
Literatur

- [1] Christ, G.: Zur Bestimmung des Polaritätseffektes in der Ionisationsdosimetrie. Z. Med. Phys. **3** (1993) 48–49
- [2] DIN 6800-2: Dosismessverfahren in der radiologischen Technik: Ionisationsdosimetrie (1997)
- [3] DIN 6817: Dosimeter mit Ionisationskammern für Photonen- und Elektronenstrahlung zur Verwendung in der Strahlentherapie. Regeln für die Herstellung (1984)
- [4] Havercroft, J. M., Klevenhagen, S. C.: Polarity effect of plane-parallel ionization chambers in electron radiation. Phys. Med. Biol. **39** (1994) 299–304
- [5] IAEA TRS-381: The use of plane-parallel ionization chambers in high-energy electron and photon beams: an international code of practice (1997)
- [6] Ma, C., Knight, R. T., Mayles, W. P. M.: An investigation of the response of a simple design of plane-parallel chamber. Phys. Med. Biol. **39** (1994) 1593–1608
- [7] Nisbet, A., Thwaites, D. I.: Polarity and ion recombination correction factors for ionization chambers employed in electron beam dosimetry. Phys. Med. Biol. **43** (1998) 435–443
- [8] Palm, A., Mattsson, O., Andreo, P.: Calibration of plane-parallel chambers and determination of p_{wall} for the NACP and Roos chambers for ^{60}Co γ -ray beams. Phys. Med. Biol. **45** (2000) 971–981
- [9] Ramsey, C. R., Spencer, K. M., Oliver, A. L.: Ionization chamber, electrometer, linear accelerator, field size and energy dependence of the polarity effect in electron dosimetry. Med. Phys. **26** (1999) 214–219

Eingegangen am 06. 04. 2001; zum Druck angenommen am 26. 10. 2001.

Korrespondenzanschrift:

Oliver Dohm
Abt. Medizinische Physik
Universitätsklinikum Tübingen
Hoppe-Seyler-Straße 3
D-72076 Tübingen



C

The use of plane-parallel chambers in electron dosimetry without any cross-calibration

veröffentlicht in *Physics in Medicine and Biology* **47**, N121-N126, 2002

NOTE

The use of plane-parallel chambers in electron dosimetry without any cross-calibration

G Christ¹, O S Dohm¹, G Bruggmoser² and E Schüle³

¹ Abteilung für Medizinische Physik, Universitätsklinikum Tübingen, Tübingen, Germany

² Universitätsklinikum Freiburg, Freiburg, Germany

³ PTW-Freiburg, Freiburg, Germany

Received 23 January 2002, in final form 28 February 2002

Published 19 April 2002

Online at stacks.iop.org/PMB/47/N121

Abstract

Current dosimetry protocols from AAPM, DIN and IAEA recommend a cross-calibration for plane-parallel chambers against a calibrated thimble chamber for electron dosimetry. The rationale for this is the assumed chamber-to-chamber variation of plane-parallel chambers and the large uncertainty in the wall perturbation factor $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$ at ^{60}Co for plane-parallel chambers.

We have confirmed the results of other authors that chamber-to-chamber variation of the investigated chambers of types Roos, Markus, Advanced Markus and Farmer is less than 0.3%. Starting with a calibration factor for absorbed dose to water and on the basis of the three dosimetry protocols AAPM TG-51, DIN 6800-2 (slightly modified) and IAEA TRS-398, values for $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{Roos}}$ of 1.024 ± 0.005 , $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{Markus}}$ of 1.016 ± 0.005 and $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{Advanced Markus}}$ of 1.014 ± 0.005 have been determined. In future this will permit electron dosimetry with the above-listed plane-parallel chambers having a calibration factor $N_{D,w}^{60\text{Co}}$ without the necessity for cross-calibration against a thimble chamber.

1. Introduction

In electron dosimetry, thimble chambers are limited to energies above about 10 MeV. Plane-parallel chambers (pp) are recommended for the whole energy range of radiation therapy. A cross-calibration against a calibrated thimble chamber at the highest available electron energy is until now the recommended method in dosimetry protocols for two reasons:

1. The chamber-to-chamber variation of plane-parallel chambers may be unacceptably high.
2. The perturbation factor $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$ at the calibration beam quality ^{60}Co has a large uncertainty (AAPM 1999, DIN 1997, IAEA 1997, 2000). Variation of 3% between chambers of the same type (NACP plane-parallel chamber) have been reported (Kosunen *et al* 1994).

Table 1. Some characteristics of the used ionization chambers.

Type of chamber	Thimble	Plane-parallel		
	Farmer (30006/30013) ^a	Roos (34001)	Markus (23343)	Advanced Markus (34045)
Cavity volume	0.6 cm ³	0.35 cm ³	0.055 cm ³	0.02 cm ³
Cavity length	23.0 mm	–	–	–
Cavity radius	3.05 mm	–	–	–
Collecting electrode diameter	–	16 mm	5.3 mm	5 mm
Electrode spacing	–	2 mm	2.0 mm	1 mm
Guard ring width	–	4 mm	0.2 mm	2 mm

^a The type of construction is identical with type 30001; however type 30006 and 30013 are waterproof.

We have determined values of the perturbation factor, $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{pp}}$, for the plane-parallel chambers of types Roos, Markus and Advanced Markus (PTW-Freiburg, Germany) with the aim of making cross-calibration for these types of plane-parallel chambers unnecessary.

2. Materials and methods

The measurements were performed with linacs from Elekta Oncology Systems (EOS) of type SLi Precise (Tübingen) and SL20 (Freiburg) with energies between 4 MeV and 18 MeV (20 MeV)⁴. On several days, measurements with the waterproof chamber types from PTW-Freiburg listed in table 1 were made. All chambers were furnished with an absorbed dose to water calibration factor at ⁶⁰Co from PTW which is directly traceable to the National Standard Laboratory (PTB Braunschweig). The time between calibration and measurement varied between a few days and more than 3 years. The ionization charge was measured with an absolute measuring electrometer (Unidos, PTW-Freiburg). The stability of the measurements was checked by periodical repetitions.

All measurements were performed in a 3D water phantom (MP3, PTW-Freiburg). The source–surface distance (SSD) was 100 cm and the applicator size 20 cm × 20 cm. At the beginning of every measurement session, the central axis depth dose curve using one chamber of every type was measured and converted into absorbed dose curves using Mephysto software (PTW-Freiburg) under the option DIN 6800-2 (DIN 1997).

The basic equation to determine absorbed dose to water D_w in an electron beam of quality Q with an ionization chamber having a calibration factor $N_{D,w}^{60\text{Co}}$ at ⁶⁰Co is

$$D_w = k_Q N_{D,w}^{60\text{Co}} M = \frac{(p_{\text{wall}} p_{\text{fl}} p_{\text{cel}} p_{\text{gr}})_Q}{(p_{\text{wall}} p_{\text{fl}} p_{\text{cel}} p_{\text{gr}})_{\text{Co-60}}} \frac{(s_{w,a})_Q}{(s_{w,a})_{\text{Co-60}}} N_{D,w}^{60\text{Co}} M. \quad (1)$$

The quality conversion factor k_Q summarizes the changes in the calibration factor between the beam quality of interest, Q , and the calibration beam quality, ⁶⁰Co. The indices of the perturbation factors p stand for wall, fluence (fl), central electrode (cel) and gradient (gr) at beam quality Q and ⁶⁰Co, respectively. $s_{w,a}$ is the collision stopping power ratio water to air and M the reading corrected for air density, saturation and polarity.

⁴ The first figure pertains to the measurements in Tübingen and the second (in parenthesis) to the measurements in Freiburg.

Air density was corrected by ensuring temperature equilibrium and measuring water temperature and absolute air pressure. The polarity effect was measured and found to be negligible for Farmer and Roos chambers. Both types of Markus chambers, the conventional and the Advanced Markus chamber, were corrected for polarity. The saturation correction was made using the equations given by Roos and Derikum (1997). The displacement correction factors for the Farmer chambers were taken from DIN 6800-2 (DIN 1997) and AAPM TG51 (AAPM 1999) which coincide quite well and were taken into account by multiplying the calibration factor with the corresponding gradient factor at ^{60}Co . In the electron beam the thimble chambers were shifted upstream by half of the inner radius.

The evaluation of the measurements was made by following the dosimetry protocols DIN 6800-2 (DIN 1997) and AAPM TG-51 (AAPM 1999) with two exceptions:

1. The perturbation correction of the central electrode p_{cel} was added for evaluations according to DIN 6800-2, since this correction is mentioned but unaccounted for in DIN 6800-2 (DIN 1997). Thus we took the values given in IAEA TRS-398 (IAEA 2000) for the aluminium electrode of the Farmer chamber.
2. In TG-51 (AAPM 1999) the values for $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$ are already implemented in the photon-electron conversion factor k_{ecal} . Because we want to determine $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$ these values were omitted in our evaluation by setting to 1.

Generally, the perturbation factors p_{cel} and p_{gr} are equal to unity for plane-parallel chambers. At ^{60}Co the fluence correction p_{fl} was assumed to be unity for all chamber types and the wall effect p_{wall} for the Farmer chamber was taken from the respective protocol. In the electron beam the wall effect is assumed to be unity for all chamber types while the fluence correction is unity only for the well-guarded Roos and Advanced Markus chambers. The fluence corrections for Farmer and Markus chambers are made using the equations given in IAEA 381 (IAEA 1997).

Applying equation (1) to a thimble chamber and a plane-parallel chamber and assuming that the dose measured with both chambers must be the same, the desired value $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$ can be calculated from the equation

$$(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}} = \left(\frac{M^{\text{PP}}}{M^{\text{Farmer}}} \right)_Q \frac{(N_{D,w}^{60\text{Co}})^{\text{PP}} (p_{\text{wall}} p_{\text{fl}} p_{\text{cel}} p_{\text{gr}})^{\text{PP}}_Q (p_{\text{wall}} p_{\text{fl}} p_{\text{cel}} p_{\text{gr}})^{\text{Farmer}}_{60\text{Co}}}{(N_{D,w}^{60\text{Co}})^{\text{Farmer}} (p_{\text{fl}} p_{\text{cel}} p_{\text{gr}})^{\text{PP}}_{60\text{Co}} (p_{\text{wall}} p_{\text{fl}} p_{\text{cel}} p_{\text{gr}})^{\text{Farmer}}_Q} \quad (2)$$

As described above some perturbation factors can be set to 1.

3. Uncertainties

For our measurements three uncorrelated sources of uncertainties have to be taken into account: the chamber, the dosimeter and the calibration factor.

For our chambers the variation of the long-term stability was neglectable, because the chambers were mostly calibrated only a short time before the measurements. The error introduced by leakage current was estimated according to the manufacturer's specification to be $\pm 0.2\%$. The estimated error because of geometric uncertainty at the chamber positioning was $\pm 0.2\%$.

For the dosimeter the read-off error was $\pm 0.1\%$, according to the manufacturer.

For the calibration factor we could use the relative uncertainty between two calibration factors and not the absolute uncertainty, since all chambers were calibrated at the same secondary standard laboratory. The relative uncertainty was estimated to be $\pm 0.2\%$ by the secondary standard laboratory.

Table 2. Percentage deviation between the maximum and minimum measured values of absorbed dose to water for 18 (20) MeV electrons. Values in brackets show the numbers of used chambers. The measurements from 27.5.2000 were performed in Freiburg, the others in Tübingen.

Date of measurement	Farmer (%)	Roos (%)	Markus (%)	Advanced Markus (%)
11.03.2000	0.49 [4]	–	0.50 [3]	–
27.05.2000	0.53 [2]	0.44 [3]	–	–
12.11.2000	0.33 [3]	0.37 [17]	–	–
19.11.2000	0.50 [3]	0.61 [17]	–	–
03.08.2001	0.75 [4]	0.28 [4]	0.56 [5]	0.32 [4]

Table 3. Measured mean values for wall perturbation $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$ at ^{60}Co and published values for comparison. Values in parenthesis show the associated standard deviation 1σ (%) from this work.

	TRS-381 (1997)	TG51 (1999)	TRS-398 (2000)	Palm <i>et al</i> (2002)	TECDOC-1173 (2000)	Stewart and Seuntjens (2002)	This work (2002)
Roos	1.003	1.003	1.010	1.009 1.014	1.015	1.019 1.016	1.024 (0.32)
Markus	1.009	0.997	1.009	–	–	1.013 1.010	1.016 (0.24)
Advanced Markus	–	–	–	–	–	–	1.014 (0.15)

The calculation of the combined uncertainty has to be done carefully, since some factors (for example, the source to surface distance) were constant for all measurements, while most factors have to be applied twice, since two chambers were used to measure the wall perturbation factor $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$. Finally, calculating the geometric mean value this leads to a relative standard uncertainty of $\pm 0.5\%$ for $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$. This is the experimental uncertainty only not including the uncertainty associated with the values for the perturbation factors used in equation (2).

4. Results

The chamber-to-chamber variation of all chamber types is given in table 2. Within each series of measurements the percentage deviation is calculated between the maximum and minimum measured values of the absorbed dose to water for 18 MeV electrons for each chamber type. As table 2 shows, there is no significant difference between the chamber types. Similar results were also obtained at lower electron energies.

Table 3 summarizes the main results of the measurements. The standard deviation (1σ) within the series of measurements was about 0.2%. In table 3 the standard deviations over all measurements of one chamber type are given. The combined overall uncertainty influencing the values of $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$ is 0.5%.

When applying either one of the above-mentioned dosimetry protocols and using our measured values of $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$ all measured dose values at all electron energies from 4 to 18 MeV agree within $\pm 0.4\%$, apart from one exception: the results of the Farmer chamber at 4 MeV (-0.9%) which is, however, not relevant because thimble chambers are not recommended below 10 MeV.

5. Discussion

There is no doubt that the chamber-to-chamber variation for the investigated plane-parallel chambers and the long-term stability are as good as that of Farmer chambers. The same result was also obtained by other authors (Palm *et al* 2000). Our measurements were performed with chambers from different production series (one Roos chamber was even the prototype used for the first basic measurements), with new and old chambers and with chambers calibrated from a few days to 3 years before measurement. In no cases were significant deviations found. The previous statements about large chamber-to-chamber variations are related to the former series of NACP plane-parallel chambers (Kosunen *et al* 1994). Hence, from this point of view no reason exists for using another calibration procedure for these types of plane-parallel chambers in comparison with thimble chambers.

The only remaining question is the value of the perturbation factor $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$ at the calibration beam quality ^{60}Co . In the literature only a few values summarized in table 3 are given. For both chamber types we found higher values. The previous published values are based on Monte Carlo simulations and show values near unity while recently measured values via cross-calibration tend to higher values. For the new Advanced Markus chamber no values have yet been published.

For the values gained via cross-calibration and of course also for our own values, it must be emphasized that there is no method to measure the quantity $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$ directly. In principle, the determination of $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$ is made using a cross-calibration with another chamber (normally a thimble chamber) at a high electron energy and the stipulation that the dose measured with both chambers must be the same. Various procedures are described by Palm *et al* (2000). Procedures using more than one calibration factor include the danger that the uncertainty in the calibration factors directly influences $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$, especially when calibration factors are from different primary standards. We therefore used the same type of calibration factor ($N_{D,w}^{60\text{Co}}$) from the same laboratory to exclude this potential error. However, every uncertainty in the other factors in equation (2) directly affects the value for $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$. This must be kept in mind when using this experimental method to determine a value for $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$.

Using different dosimetry protocols for the evaluation of measurements will lead to slightly different results and in consequence to slightly different perturbation factors $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$. Two recently published papers compare actual dosimetry protocols (Dohm *et al* 2001, Hug *et al* 2001). The deviations between DIN 6800-2 (DIN 1997), TG51 (AAPM 1999) and TRS-398 (IAEA 2000) are within the overall uncertainty.

Combining the wall perturbation factors at ^{60}Co presented in this paper with the protocols TG-51 (AAPM 1999) and TRS-398 (IAEA 2000) is problematic because in both protocols a wall perturbation factor is already implemented (Rogers 1998, Dohm *et al* 2001) in the photon–electron conversion factor k_{ecal} (TG51) and in the factor k_{Q,Q_0} (TRS-398), and both are too low, as we could show. In this case these values would have to be replaced by our values.

6. Conclusions

The chamber-to-chamber variation of the investigated chambers manufactured by PTW is less than 0.3%. Hence chamber variation does not represent an argument against a calibration at ^{60}Co and a measurement of absorbed dose without cross-calibration. For $(p_{\text{wall}}^{60\text{Co}})^{\text{PP}}$ we determined values higher than those published in the literature. Therefore, further investigations seem necessary to determine a reliable generic value. A generally accepted

value would simplify electron dosimetry: plane-parallel chambers calibrated at ^{60}Co could replace the cross-calibration against a thimble chamber. As a consequence of this, existing dosimetry protocols should be revised to take this into account.

References

- AAPM 1999 AAPM TG-51, Protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams *Med. Phys.* **26** 1847–70
- DIN 6800-2 1997 Deutsches Institut für Normung, Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung Teil 2: Ionisationsdosimetrie
- Dohm O S, Christ G, Nüsslin F, Schüle E and Bruggmoser G 2001 Electron dosimetry based on the absorbed dose to water concept: a comparison of the AAPM TG-51 and DIN 6800-2 protocols *Med. Phys.* **28** 2258–64
- International Atomic Energy Agency 2000 Review of data and methods recommended in the international code of practice for dosimetry *IAEA Technical Reports Series* No 381: The use of plane-parallel ionization chambers in high energy electron and photon beams *IAEA TECDOC-1173*
- International Atomic Energy Agency 1987 Absorbed dose determination in photon and electron beams: an international code of practice *IAEA TRS-277*
- International Atomic Energy Agency 1997 The use of plane-parallel ionization chambers in high energy electron and photon beams. An international code of practice for dosimetry *IAEA TRS-381*
- International Atomic Energy Agency 2000 Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water *IAEA TRS-398*
- Kosunen A, Järvinen H and Sipilä P 1994 Optimum calibration of NACP type plane-parallel ionization chambers for absorbed dose determination in low energy electron beams Measurement assurance in dosimetry *Proc. Symp. (Vienna) IAEA-SM-330/41* pp 505–13
- Palm A, Mattsson O and Andreo P 2000 Calibration of plane-parallel chambers and determination of p_{wall} for the NACP and Roos chambers for ^{60}Co γ -ray beams *Phys. Med. Biol.* **45** 971–81
- Rogers D 1998 A new approach to electron-beam reference dosimetry *Med. Phys.* **25** 310–20
- Roos M and Derikum K 1997 Zur Sättigungskorrektion für Flachkammern bei gepulster Strahlung *Medizinische Physik* ed R Schmidt (Universitätskrankenhaus Eppendorf) pp 3–4
- Stewart K J and Seuntjens J P 2002 Comparing calibration methods of electron beams using plane-parallel chambers with absorbed-dose to water based protocols *Med. Phys.* **29** 284–9

D

**A virtual photon energy fluence
model for Monte Carlo dose
calculation**

veröffentlicht in *Medical Physics* **30**, 301-311, 2003

A virtual photon energy fluence model for Monte Carlo dose calculation

Matthias Fippel,^{a)} Freddy Haryanto, Oliver Dohm, and Fridtjof Nüsslin

Abteilung für Medizinische Physik, Universitätsklinikum Tübingen, Hoppe-Seyler-Strasse 3, 72076 Tübingen, Germany

Stephan Kriesen

Klinik und Poliklinik für Strahlentherapie, Universität Rostock, Südring 75, 18059 Rostock, Germany

(Received 30 May 2002; accepted for publication 11 December 2002; published 5 February 2003)

The presented virtual energy fluence (VEF) model of the patient-independent part of the medical linear accelerator heads, consists of two Gaussian-shaped photon sources and one uniform electron source. The planar photon sources are located close to the bremsstrahlung target (primary source) and to the flattening filter (secondary source), respectively. The electron contamination source is located in the plane defining the lower end of the filter. The standard deviations or widths and the relative weights of each source are free parameters. Five other parameters correct for fluence variations, i.e., the horn or central depression effect. If these parameters and the field widths in the *X* and *Y* directions are given, the corresponding energy fluence distribution can be calculated analytically and compared to measured dose distributions in air. This provides a method of fitting the free parameters using the measurements for various square and rectangular fields and a fixed number of monitor units. The next step in generating the whole set of base data is to calculate monoenergetic central axis depth dose distributions in water which are used to derive the energy spectrum by deconvolving the measured depth dose curves. This spectrum is also corrected to take the off-axis softening into account. The VEF model is implemented together with geometry modules for the patient specific part of the treatment head (jaws, multileaf collimator) into the XVMC dose calculation engine. The implementation into other Monte Carlo codes is possible based on the information in this paper. Experiments are performed to verify the model by comparing measured and calculated dose distributions and output factors in water. It is demonstrated that open photon beams of linear accelerators from two different vendors are accurately simulated using the VEF model. The commissioning procedure of the VEF model is clinically feasible because it is based on standard measurements in air and water. It is also useful for IMRT applications because a full Monte Carlo simulation of the treatment head would be too time-consuming for many small fields. © 2003 American Association of Physicists in Medicine. [DOI: 10.1118/1.1543152]

Key words: Monte Carlo, dose calculation, photon beam modeling

I. INTRODUCTION

Compared to conventional dose calculation methods (see, e.g., Ref. 1, and references therein) for radiation therapy treatment planning, Monte Carlo (MC) techniques²⁻⁵ are potentially more accurate. The problem of fast and efficient MC simulation of photon and electron tracks within three-dimensional (3D) patient models has been solved in the last few years because of the increasing computing power and innovative variance reduction techniques.⁶⁻¹⁴ An indispensable requirement for the accuracy of MC algorithms is an adequate model of the beam delivery system. That is, deviations between modeled and real particle fluence at the patient surface would propagate as dose distribution errors within the patient and the accuracy of the dose calculation algorithm can be lost.

There is an important advantage of the MC dose calculation technique: dose calculation within the patient (dose engine) can be decoupled completely from the treatment head model (fluence engine). Therefore, very different types of fluence engines can be employed, e.g., full MC simulations of the accelerator head or virtual source models based on analytical representations of the phase space distribution

functions. Common to all fluence engines is just the capability of generating the parameters (energy, position, momentum) of photons and electrons in a phase space plane outside the patient according to the properties of the treatment head. This plane can then be used to start the MC transport of particle histories through the patient.

A clinically feasible Monte Carlo fluence engine should satisfy the following conditions:¹⁰ (i) it should be simple enough to understand the behavior of the model, to have only a small number of free parameters, and to be fast in sampling the initial particle properties, (ii) the model parameters should be fixed by measurements that are not too complicated and time consuming (e.g., by measurements of profiles and depth dose curves in water and air), (iii) it should be complex enough to confirm all measurements in agreement with the accuracy demands. Full MC simulation of the whole accelerator head is one option to provide accurate photon and electron distributions in the phase space plane.¹⁵⁻¹⁹ Another option is the construction of virtual source models based on these accelerator head simulations.²⁰⁻²³ However, the required technical information and the time-consuming calculations limit its clinical feasibility. Therefore, virtual source

modeling with parameters fitted only from measured dose distributions in water and air is a third option to simulate at least the fluence contributions from the bremsstrahlung target, flattening filter, and primary collimator. An advantage of this third option is to exploit the experiences collected for the development of dual and triple source models for pencil beam, 3D convolution, and collapsed cone dose calculation algorithms.^{24–35} In general, part of these models is a point source to simulate the primary photon component from the bremsstrahlung target. The head-scatter fluence has been modeled either by a second point source or by different spatial distribution functions. The precision of analytic models for MC dose calculation has been demonstrated already by comparison with measurement.³⁶

The present paper introduces a virtual energy fluence (VEF) model of the photon beam head components above the collimating system. It is especially designed for Monte Carlo dose engines and it is solely based on measured dose distributions in water and air as well as some technical information from the linacs. Section II provides the details of the model and the commissioning procedure. In Sec. III comparisons to full MC accelerator head simulations and to measured dose distributions and output factors in water for Elekta and Siemens accelerators are shown. The XVMC code^{10,11} is used for the calculation of dose in water.

II. MATERIAL AND METHODS

A. Geometry parameters of the sources

If we take into account the treatment head structure above the collimating system of conventional linear accelerators in a photon beam most of the radiation reaching the patient can be divided into three groups: (i) photons arising from the bremsstrahlung target (primary or target photons), (ii) photons scattering from the primary collimator and flattening filter (head-scatter or filter photons), and (iii) electron contamination. Therefore, the VEF model for Monte Carlo dose calculation (see Fig. 1) consists of photon and electron sources with relative contributions P_e for electrons and P_γ for photons satisfying the condition

$$P_e + P_\gamma = 1. \tag{1}$$

Usually, the amount of electron contamination P_e is small in clinical photon beams. Therefore the most important parts of the VEF model are the photon sources. The model presented here consists of two photon sources with relative contributions P_0 and P_S , where P_0 is for primary photons and P_S for head-scatter photons satisfying the condition

$$P_0 + P_S = 1. \tag{2}$$

The primary source is located in the bremsstrahlung target plane ($z = z_0$) and the scatter source is located in the flattening filter plane ($z = z_S$). Here, z corresponds to the distance from the virtual focus of the linac, which is not necessarily identical to the distance from target. z_0 and z_S can be estimated from the technical information of the linac treatment head, they are not fitted from measurements. Usually, for the primary source we use $z_0 = 0$, i.e., the virtual focus is located

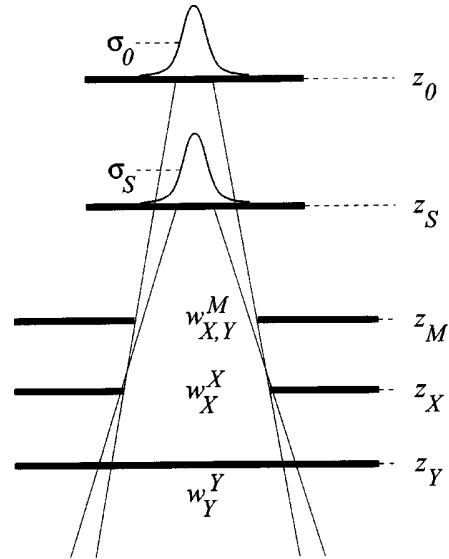


FIG. 1. Schematic representation of the VEF model for photon beams. The plane z_0 is the source of primary (target) photons, the plane z_S is the source of head-scatter (filter) photons and electron contamination. The location of the beam modifier plane z_M depends on the type of the linac. This shows an example with the modifier (MLC) above the jaws. Other examples are beam modifiers below the jaws or modifiers replacing one jaw pair. It is also possible to switch off the modifier plane in the VEF model.

in the target plane. z_S is the distance from $z = 0$ to the lower boundary of the flattening filter. The initial photon positions are sampled from Gaussian distributions with standard deviations σ_0 and σ_S fitted from measurements. The nominal beam openings w_X^I and w_Y^I in the iso-center plane (the upper index I means iso-center and the lower indices X and Y represent the beam opening in the X and Y directions) are fixed in the beam defining planes given by $z = z_X$ and $z = z_Y$. Therefore, the beam openings in these planes are calculated by

$$w_X^X = w_X^I \frac{z_X}{z_I}, \quad w_Y^Y = w_Y^I \frac{z_Y}{z_I}. \tag{3}$$

Here, z_I is the distance to the iso-center (usually 100 cm). The parameters z_X and z_Y are also taken from the technical information of the linear accelerator. They are generally given by the lower limits of the X - and Y -jaw pairs or by the lower limit of the multileaf collimator (MLC) if one jaw pair is replaced by the MLC. To get the photon's X direction, we sample a second X position from a uniform distribution in the beam defining plane $z = z_X$, the Y direction is sampled from an uniform distribution in the plane $z = z_Y$. Since the assumption of uniform distributions is not correct, additional parameters are introduced in the following to correct the fluence profiles for the horn and/or central depression effects.

Since there are accelerators with two jaw pairs plus a MLC, we introduce one further plane $z = z_M$, called the beam modifier plane. The beam openings in this plane are given by

$$w_X^M = w_X^I \frac{z_M}{z_I}, \quad w_Y^M = w_Y^I \frac{z_M}{z_I}. \tag{4}$$

Using this information, the 3D photon fluence distribution of the primary source in air can be calculated by analytical integration of the Gaussian functions leading to a combination of error functions:

$$F_0(x, y, z) = \frac{(z_X - z_0)(z_Y - z_0)}{(z - z_0)^2} \frac{1}{4} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{x_0^+}{\sigma_0}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{x_0^-}{\sigma_0}\right) \right\} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{y_0^+}{\sigma_0}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{y_0^-}{\sigma_0}\right) \right\}. \quad (5)$$

The first term in Eq. (5) is necessary because of the inverse square law. The symbols x_0^+ , x_0^- , y_0^+ , and y_0^- are given by

$$\begin{aligned} x_0^+ &= \min\left(\frac{w_X^I z_X(z - z_0) + 2xz_I(z_0 - z_X)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_X)}, \frac{w_X^I z_M(z - z_0) + 2xz_I(z_0 - z_M)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_M)}\right), \\ x_0^- &= \min\left(\frac{w_X^I z_X(z - z_0) - 2xz_I(z_0 - z_X)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_X)}, \frac{w_X^I z_M(z - z_0) - 2xz_I(z_0 - z_M)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_M)}\right), \\ y_0^+ &= \min\left(\frac{w_Y^I z_Y(z - z_0) + 2yz_I(z_0 - z_Y)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_Y)}, \frac{w_Y^I z_M(z - z_0) + 2yz_I(z_0 - z_M)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_M)}\right), \\ y_0^- &= \min\left(\frac{w_Y^I z_Y(z - z_0) - 2yz_I(z_0 - z_Y)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_Y)}, \frac{w_Y^I z_M(z - z_0) - 2yz_I(z_0 - z_M)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_M)}\right). \end{aligned} \quad (6)$$

The min operators take into account the fact that the field widths are determined either by the jaw pairs or by an additional beam modifier (e.g., MLC) if the accelerator head consists of two jaw pairs plus the MLC. If, on the other hand, one jaw pair is replaced by the MLC then the min operations are unnecessary.

The corresponding fluence distribution of the head-scatter source is calculated by

$$F_S(x, y, z) = \frac{(z_X - z_S)(z_Y - z_S)}{(z - z_S)^2} \frac{1}{4} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{x_S^+}{\sigma_S}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{x_S^-}{\sigma_S}\right) \right\} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{y_S^+}{\sigma_S}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{y_S^-}{\sigma_S}\right) \right\}, \quad (7)$$

with

$$\begin{aligned} x_S^+ &= \min\left(\frac{w_X^I z_X(z - z_S) + 2xz_I(z_S - z_X)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_X)}, \frac{w_X^I z_M(z - z_S) + 2xz_I(z_S - z_M)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_M)}\right), \\ x_S^- &= \min\left(\frac{w_X^I z_X(z - z_S) - 2xz_I(z_S - z_X)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_X)}, \frac{w_X^I z_M(z - z_S) - 2xz_I(z_S - z_M)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_M)}\right), \\ y_S^+ &= \min\left(\frac{w_Y^I z_Y(z - z_S) + 2yz_I(z_S - z_Y)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_Y)}, \frac{w_Y^I z_M(z - z_S) + 2yz_I(z_S - z_M)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_M)}\right), \\ y_S^- &= \min\left(\frac{w_Y^I z_Y(z - z_S) - 2yz_I(z_S - z_Y)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_Y)}, \frac{w_Y^I z_M(z - z_S) - 2yz_I(z_S - z_M)}{2\sqrt{2}z_I(z - z_M)}\right). \end{aligned} \quad (8)$$

The total photon fluence of both sources is then given by

$$F_\gamma(x, y, z) = P_0 F_0(x, y, z) F_{\text{horn}}(x, y, z) + P_S F_S(x, y, z). \quad (9)$$

The expression $F_{\text{horn}}(x, y, z)$ corrects the primary photon fluence due to the horn or central depression effect. This effect is caused by the decreasing attenuation of the flattening filter with increasing distance to the central beam axis. $F_{\text{horn}}(x, y, z)$ is estimated by

$$\begin{aligned} F_{\text{horn}}(x, y, z) &= 1 + \rho^2(h_0 + h_1\rho + h_2\rho^2 + h_3\rho^3 + h_4\rho^4), \\ \text{with } \rho &= \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z - z_0}. \end{aligned} \quad (10)$$

By convention the value of the horn correction parameter on the central axis ($\rho=0$) is unity and its derivative is zero. Motivated by accelerator head simulations using the BEAM Monte Carlo code,¹⁶ we assume that it is unnecessary to correct the head-scatter fluence as well.

B. Generating the geometry parameters

Our intention is to fit the geometrical parameters P_0 , σ_0 , σ_S , h_0 , h_1 , h_2 , h_3 , and h_4 from measured profiles in air for different square and rectangular photon beams using an ionization chamber with build-up cap. For this reason, we first investigate the correlations between in-air dose, photon fluence, and energy. The direct proportionality of the photon

fluence $F_\gamma(x,y,z)$ and in-air dose $D_{\text{air}}(x,y,z)$ is obvious. However, the dependence of $D_{\text{air}}(x,y,z)$ on spectral or energy variations is not quite simple. To estimate this dependence, we have to know the photon energy spectrum as a function of x , y , and z . Because this is unknown here, we assume that the in-air dose distribution is fitted using Eq. (9) by replacing $F_\gamma(x,y,z)$ with $D_{\text{air}}(x,y,z)$ and multiplying the term on the right-hand side with a normalization factor N_F , i.e.,

$$D_{\text{air}}(x,y,z) = N_F \{ P_0 F_0(x,y,z) F_{\text{horn}}(x,y,z) + P_S F_S(x,y,z) \}. \quad (11)$$

When the beam commissioning process has finished we sample the initial photons for the MC dose calculation from the geometrical model derived from Eq. (11). However, we should have used Eq. (9) to fit the geometrical beam parameters. To take the difference between $D_{\text{air}}(x,y,z)$ and $F_\gamma(x,y,z)$ into account, we adjust the statistical weights of the sampled photons, which can be different from unity during MC simulations. That is, we sample the initial photon position and direction from the geometrical parameters. After that, we sample the photon energy from the spectrum function (see Sec. II C). With known photon energy we are able to estimate the ratio between $F_\gamma(x,y,z)$ and $D_{\text{air}}(x,y,z)$ (see Sec. II D) leading to the correct photon weight. The electron contamination P_e can be neglected for the in-air dose distributions because of the filtrating influence of the build-up cap.

In-air X , Y , and Z profiles must be measured for each energy and a variety of field sizes. Our experience is that the following field sizes provide a reasonable compromise between the measurement effort and the model accuracy: 2×2 , 3×3 , 5×5 , 10×10 , 20×20 , 40×40 , 5×40 , 10×40 , 40×5 , and 40×10 cm². The following measurements should be performed:

- (1) one Z profile (depth dose) at the central axis ($x=y=0$) from about $z=85$ cm to $z=115$ cm,
- (2) three X profiles for $y=0$ and $z=85$ cm, $z=100$ cm, $z=115$ cm (alternative z values are possible),
- (3) three Y profiles for $x=0$ and $z=85$ cm, $z=100$ cm, $z=115$ cm (alternative z values are possible),
- (4) in-air output factors at $z=100$ cm for all field sizes normalized by one of the fields, usually the largest (40×40 cm²).

The profiles must be normalized by the corresponding in-air output factors, 100% corresponds to the dose of a 40×40 cm² beam at the point $x=0$, $y=0$, $z=100$ cm. To take central axis deviations caused by measurement errors into account, it is useful to shift the profiles by the corresponding distance. This can generally be performed using the measurement (scanner) software. It might also be useful to symmetrize the measured profiles because Eq. (11) provides symmetric profiles. Indeed, it is much better if the accelerator is able to produce symmetric (or almost symmetric) and flat profiles. Symmetrization is also easily performed using standard water phantom software.

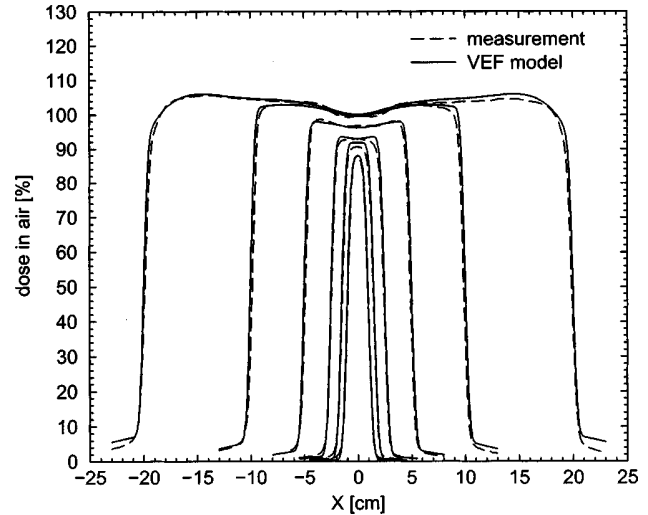


FIG. 2. Measured profiles in air (dashed lines) compared to the analytical representation of the fitted VEF model profiles (solid lines) of 2×2 , 3×3 , 5×5 , 10×10 , 20×20 , and 40×40 cm² 6 MV photon beams of a Siemens MD2 linear accelerator. The profiles in this example are measured with a source detector distance of 100 cm. Every profile is normalized using measured in-air output factors with the convention that 100% corresponds to the central axis dose of a 40×40 cm² field at 100 cm distance to the virtual source.

For fitting Eq. (11) to the normalized profiles, i.e., for calculating the parameters P_0 , σ_0 , σ_S , h_0 , h_1 , h_2 , h_3 , and h_4 , a nonlinear χ^2 minimization algorithm based on the Levenberg–Marquardt method³⁷ is implemented. For this purpose, also the partial derivatives of Eq. (11) with respect to the parameters of the model are calculated analytically and implemented by the minimization algorithm. Figure 2 shows measured and fitted in-air profiles of a Siemens MD2 linear accelerator. This example demonstrates that the VEF model is able to predict central axis depressions as well as in-air output factors correctly. Only the output of the 3×3 cm² beam is slightly overestimated by the VEF model. Also the amount of fluence (in-air dose) outside the limits of the very large field (40×40 cm²) is a little bit too large.

C. Energy behavior

Photon energy spectra of medical linear accelerators can be modeled by analytic functions with a few free parameters, e.g.,¹⁰

$$dEp(E) = dENE^l \exp(-bE), \quad E_{\min} \leq E \leq E_{\max}. \quad (12)$$

N is a normalization factor satisfying the condition:

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dEp(E) = 1. \quad (13)$$

E_{\min} and E_{\max} are the minimum and maximum photon energies. The most probable energy E_p and the mean energy $\langle E \rangle$ can be estimated from the free parameters l and b using the relationships:

$$E_p = \frac{l}{b}, \quad \langle E \rangle \approx \frac{l+1}{b}. \quad (14)$$

The formula for $\langle E \rangle$ would be exact if we set the limits of integration in Eqs. (12) and (13) to $E_{\min}=0$ and $E_{\max}=\infty$.

Because of the shape of the flattening filter, the mean energy $\langle E \rangle$ of the spectrum decreases with increasing off-axis ray angle θ , i.e., with increasing distance to the central axis. Therefore, a correction method for this off-axis softening, based on measured half-value layer (HVL) data of water versus θ for various narrow photon beams,³⁸ is implemented. The idea is taken from a paper by Ahnesjö *et al.* where off-axis softening for superposition dose calculation has been described.³⁹ Figure 4 in Ref. 38 shows the ratio $\text{HVL}(0)/\text{HVL}(\theta)$ as a function of θ for different linear accelerators and nominal photon energies. This ratio is equivalent to the ratio of linear attenuation coefficients in water $\langle \mu(\theta) \rangle / \langle \mu(0) \rangle$ averaged over all energies of the spectrum. It has been shown in Ref. 38 that the data can be fitted by a third-degree polynomial:

$$\frac{\langle \mu(\theta) \rangle}{\langle \mu(0) \rangle} = \frac{\text{HVL}(0)}{\text{HVL}(\theta)} = 1 + 0.00181\theta + 0.00202\theta^2 - 0.0000942\theta^3. \quad (15)$$

To estimate the influence of Eq. (15) to the energy spectrum, we denote the off-axis energy distribution for ray angle θ by function $p(E_\theta, \theta)$ and the central axis spectrum by $p(E_0, 0) \equiv p(E_0) \equiv p(E)$. E_θ is the photon energy sampled at ray angle θ . For simplicity we set the limits of integration to $E_{\min}=0$ and $E_{\max}=\infty$. Therefore, the normalization condition (13) becomes

$$\int_0^\infty dE_\theta p(E_\theta, \theta) = 1. \quad (16)$$

Now we assume that the off-axis spectrum can be calculated by scaling the central axis spectrum using the factor $s(\theta)$, i.e.,

$$p(E_\theta, \theta) = \frac{1}{s(\theta)} p\left(\frac{E_\theta}{s(\theta)}\right), \quad s(0) = 1. \quad (17)$$

That is, during the MC simulation we sample E from $p(E)$ and in dependence on θ we get E_θ with

$$E_\theta = s(\theta)E. \quad (18)$$

To estimate the off-axis behavior of $s(\theta)$ we approximate the monoenergetic attenuation coefficient of water $\mu(E)$ using

$$\mu(E) = \mu_0 E^{-\nu}. \quad (19)$$

By averaging this attenuation coefficient we get

$$\begin{aligned} \langle \mu(\theta) \rangle &= \frac{\mu_0}{s(\theta)} \int_0^\infty dE_\theta E_\theta^{-\nu} p\left(\frac{E_\theta}{s(\theta)}\right) \\ &= \mu_0 [s(\theta)]^{-\nu} \int_0^\infty dE E^{-\nu} p(E) \end{aligned} \quad (20)$$

and therefore

$$\langle \mu(\theta) \rangle = [s(\theta)]^{-\nu} \langle \mu(0) \rangle, \quad \Rightarrow s(\theta) = \left[\frac{\langle \mu(0) \rangle}{\langle \mu(\theta) \rangle} \right]^{1/\nu}. \quad (21)$$

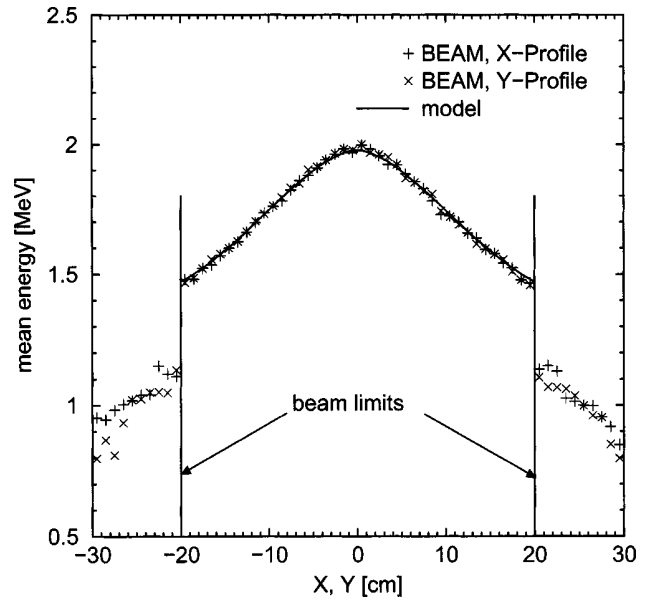


FIG. 3. Mean energy distributions of a $40 \times 40 \text{ cm}^2$ 6 MV photon beam simulated with BEAM for an Elekta SLi plus linear accelerator (dashed and dotted lines). The solid line represents the behavior of the analytic model based on HVL measurements.

It should be noted here, that this is a rough approximation. Furthermore, Eq. (15) has been derived by analyzing many types of linacs from various vendors with the exception of Elekta. Because in our clinic patients are treated using Elekta accelerators we wanted to be sure that our model is valid also for this type of machine. Therefore, we investigated the features of our linacs with the BEAM¹⁶ MC code. One of the results of these studies is shown in Fig. 3. The plot shows the mean photon energy versus the distance to the central axis derived by analyzing the phase space file together with the prediction of the VEF model for $\nu=0.45$. This value of ν provides a reasonable fit of Eq. (19) to the monoenergetic attenuation coefficient in the energy range $0.2 \text{ MeV} \leq E \leq 10 \text{ MeV}$.⁴⁰ Figure 3 proves that the analytic off-axis softening model works also for Elekta linacs. Our results are consistent with a recent investigation by Sheikh-Bagheri and Rogers,¹⁸ although they used a different Elekta accelerator type in their study.

To sample the central axis photon energy E from Eq. (12) a standard gamma distribution sampling routine³⁷ is used. Equation (18) corrects E to get the off-axis energy E_θ , however, only for primary photons (P_0). The energy of head-scattered photons (contribution P_S , which is typically on the order of 10%) is also sampled using Eq. (12), but this time corrected by

$$E \rightarrow \frac{E}{1 + (1 - \cos \phi)E/m_e}. \quad (22)$$

Here, m_e is the electron rest mass and ϕ the angle between the initial photon direction and the direction after scattering in the filter plane $z=z_S$, i.e., we assume Compton interactions within the flattening filter.

D. Relation between energy fluence and in-air dose

For the relationship between primary fluence $F_0(x,y,z)F_{\text{horn}}(x,y,z)$ and the corresponding in-air dose contribution $D_{\text{air},0}(x,y,z,E_\theta)$ of photons with energies between E_θ and $E_\theta+dE_\theta$ we assume

$$D_{\text{air},0}(x,y,z,E_\theta)dE_\theta \propto F_0(x,y,z)F_{\text{horn}}(x,y,z)E_\theta p(E_\theta, \theta) \mu_{\text{cap}}(E_\theta)dE_\theta. \quad (23)$$

It should be noted here that θ is a function of x , y , and z , i.e., $\theta = \theta(x,y,z)$. The inclusion of the factor E_θ on the right-hand side of Eq. (23) is motivated by the fact that the in-air dose is assumed to be proportional to the energy fluence, because Eq. (23) without the last term $\mu_{\text{cap}}(E_\theta)$ results in energy fluence. This last term (linear attenuation coefficient) takes into account the energy dependence of the build-up cap.

We want to calculate an off-axis correction factor, therefore we normalize Eq. (23) by the central axis dose contribution ($E_0 \equiv E$, $F_{\text{horn}}(0,0,z) = 1$):

$$\frac{D_{\text{air},0}(x,y,z,E_\theta)dE_\theta}{D_{\text{air},0}(0,0,z,E)dE} = \frac{F_0(x,y,z)F_{\text{horn}}(x,y,z)}{F_0(0,0,z)} \frac{1}{w_E(\theta)} \quad (24)$$

with

$$\frac{1}{w_E(\theta)} \equiv \frac{E_\theta p(E_\theta, \theta) \mu_{\text{cap}}(E_\theta)dE_\theta}{E p(E) \mu_{\text{cap}}(E)dE}. \quad (25)$$

That is, if we calculate the in-air dose contribution by Monte Carlo, we get a result different than the measurement because the energy correction $w_E(\theta)$ has been neglected during the commissioning of the geometry parameters (see Sec. II B). However, by multiplying the statistical photon weight by the factor $w_E(\theta)$ during the MC simulation we can reconstruct the measured curves. Substituting Eqs. (17) and (18) in Eq. (25) we get

$$w_E(\theta) = \frac{1}{s(\theta)} \frac{\mu_{\text{cap}}(E)}{\mu_{\text{cap}}(E_\theta)}. \quad (26)$$

To evaluate this formula we approximate the attenuation of the build-up cap by a fit to function:

$$\mu_{\text{cap}}(E) = \omega_0(E^{-\omega_1} + \omega_2 E). \quad (27)$$

If the unit of E is MeV we find for brass as build-up cap material in the energy range $0.2 \text{ MeV} \leq E \leq 15 \text{ MeV}$: $\omega_1 = 0.558$ and $\omega_2 = 0.026$.⁴⁰ Hence, the weighting factor becomes

$$w_E(\theta) = \frac{1}{s(\theta)} \frac{E^{-\omega_1} + \omega_2 E}{E_\theta^{-\omega_1} + \omega_2 E_\theta}. \quad (28)$$

For a given photon at position (x,y,z) the Monte Carlo procedure continues with sampling a central axis energy E from function $p(E)$. In dependence on the off-axis angle θ , the softening factor $s(\theta)$, the real photon energy E_θ , and the weighting factor $w_E(\theta)$ can be calculated, i.e., all parameters of the photon are fixed. The same build-up cap correction is applied to head-scatter photons (contribution P_S).

We found that the build-up cap correction is really necessary, especially to model dose distributions for large fields. The errors of dose predictions far off-axis can be 5% or larger if we neglect the sensitivity of the build-up cap material due to changes of the energy spectrum. On the other hand, the sensitivity of ionization chambers seems to be unimportant. To calculate corresponding correction factors we simulated the response of different ionization chambers using EGSNRC^{5,41} and phase space files, generated with BEAM.¹⁶ The corrections are on the order of 1% or below at least for our ionization chambers. In addition to it, if we measure profiles in water, we usually also neglect the influence of spectral variations to the ion chamber reading. Therefore, we did not take into account ion chamber corrections in the VEF model. For a more exact relation between energy fluence and dose in air and water further investigations will be necessary.

E. Electron contamination

Because for open photon beams the amount of electron contamination P_e is small compared to the contributions by photons (of the order of 1% or less), we approximate the electron source by a circular uniform distribution of electron starting points in the filter (or head-scatter) plane $z_e = z_S$. The radius R_e of the source is estimated by the flattening filter's footprint size. The electron direction is sampled in the same manner as the photon direction (see Sec. II A). Motivated by MC simulations using BEAM, the electron energy spectrum is modeled by an exponential distribution:

$$p(E_e)dE_e = N_e \exp\left(-\frac{E_e}{\langle E_e \rangle}\right) dE_e, \quad E_{\min} \leq E_e \leq E_{\max} \quad (29)$$

with the mean electron energy estimated by

$$\langle E_e \rangle \approx 0.13 E_{\text{nom}} + 0.55 \text{ MeV}. \quad (30)$$

E_{nom} is the nominal voltage of the beam in MeV. The relative weight P_e of the electron source is determined by fitting a measured depth dose in water (see Sec. II F).

F. Generating the spectrum and electron parameters

One measured central axis depth dose curve of a $10 \times 10 \text{ cm}^2$ beam per photon energy with a distance of the radiation source to the water phantom surface (SSD) of 100 cm (alternate field sizes or SSDs are possible) is required to deconvolve the photon energy spectrum and the amount of electron contamination. Therefore, a set of "monoenergetic" central axis depth dose distributions must be calculated using the MC dose engine, i.e., using XVMC in our case. Here, we use quotation marks to emphasize that the depth dose curves are not really monoenergetic, because Eqs. (18) and (22) are applied to correct the energy due to softening effects. Only the energy at the central axis is constant for a "monoenergetic" depth dose curve. Furthermore, the geometry parameters, generated as described in Sec. II B, are used to calculate the depth dose curves. The energy range should reach from 0.25 to 10 MeV for 6 MV photon beams and from 0.25 to 20 MeV for 15 MV photon beams. In addition to the

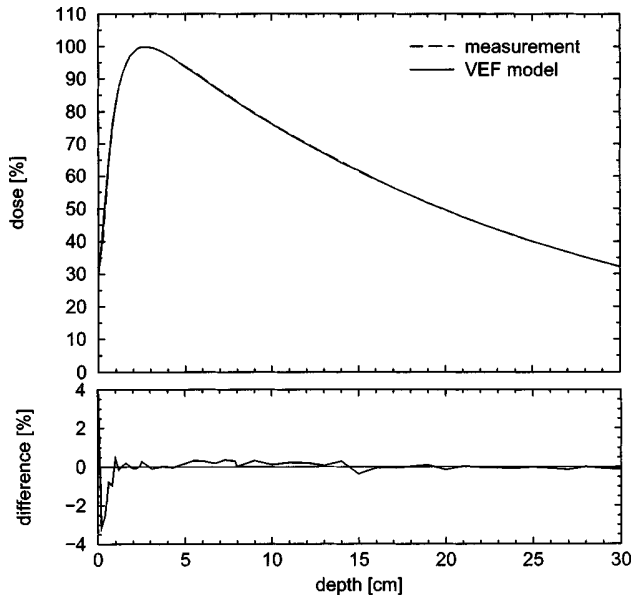


FIG. 4. Measured depth dose curve in water (dashed line in the upper plot) compared to the fitted VEF model depth dose curve (solid line in the upper plot) of a 10×10 cm² 15 MV photon beam of an Elekta SLi plus linear accelerator. The SSD is 100 cm. The lower plot (solid line) shows the difference between measurement and the VEF model.

“monoenergetic” photon depth dose curves, one electron depth dose curve has to be calculated using the estimated parameters z_e , R_e , and $\langle E_e \rangle$ from Sec. II E.

The MC simulations to calculate these depth dose curves must be performed with a model of the collimating system (jaws and MLC), because the measurements are influenced by the collimators. Here, a very simple MLC model may be sufficient, e.g., a “cookie cutter” model that rejects each particle outside the beam segment contour. For our investigations here we implement a more realistic model of the MLC based on Monte Carlo C++ classes for arbitrary geometries constructed from planes and other surfaces in 3D space. Therefore, it is possible to include effects caused by the rounded leaf ends and the tongue-and-groove design of our MLC. A description of these geometry classes will be published in a future paper.

The next step of the commissioning procedure is to employ Eqs. (1), (12), and (29) with some estimated initial parameters P_e , l , b , and E_{\max} (for E_{\min} we usually use a fixed value of 0.25 MeV) for the superposition of the calculated depth dose curves. As in Sec. II B, a nonlinear χ^2 minimization algorithm based on the Levenberg–Marquardt method³⁷ is implemented to fit the superimposed depth dose curves and the measured curve. The upper plot in Fig. 4 shows a measured and a fitted depth dose curve in water of a 10×10 cm² 15 MV photon beam of an Elekta SLi plus linear accelerator. The lower plot shows the difference between both curves after finishing the χ^2 minimization. The largest deviations can be observed near the water surface, but here the influence of measurement errors is not negligible and a large deviation in dose corresponds to a small shift in depth direction only. Figure 5 shows the resulting energy spectra for 6

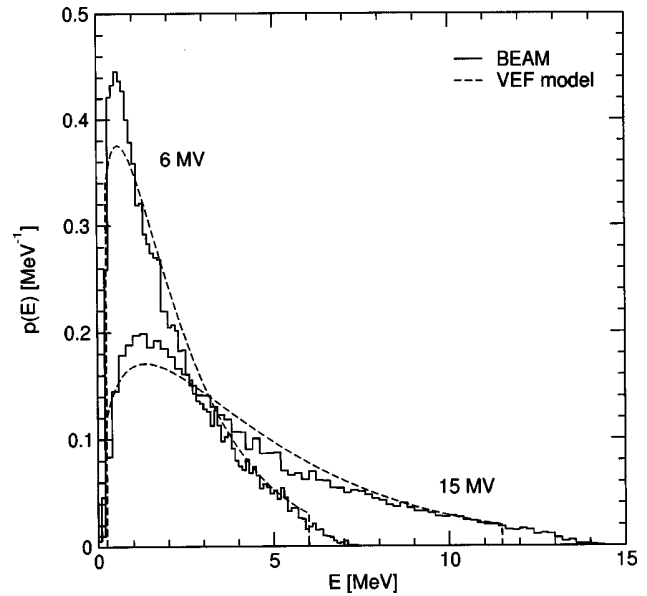


FIG. 5. 6 and 15 MV energy spectra of the primary (target) photon contribution at the central axis simulated with BEAM for an Elekta SLi plus linear accelerator (solid histograms) compared to the spectra derived by fitting central axis depth dose distributions using the VEF model (dashed lines). The spectra are normalized by the condition $\int dE p(E) = 1$.

and 15 MV photon beams compared to simulations using the BEAM code. The differences between simulated and fitted spectra are mainly caused by the special analytic form of Eq. (12). More parameters should improve the quality of the fit, but on the other hand, more degrees of freedom can cause multiple solutions of the fit problem. Therefore, we implement the energy spectrum of Eq. (12) in the VEF model.

We find that the amount of electron contamination P_e for our Elekta accelerators, derived in the manner described here, ranges from about 0.9% for 6 MV to about 1.5% for 15 MV photon beams. This corresponds to 6% and 11% surface dose, respectively. Similar results for Siemens machines are obtained. These observations are consistent with MC simulations using the BEAM code.¹⁸

III. RESULTS

The commissioning procedure is based on a variety of measurements in air but only on one depth dose curve in water for a defined field size, 10×10 cm² in the case described here. Therefore, additional measurements in water are useful to verify the model and the derived parameters. As examples, we present some of our comparisons between measurements in water and the corresponding Monte Carlo simulations for two types of linear accelerators.

Tables I and II show measured and calculated output factors (OFs) at 10 cm depth of water for Elekta and Siemens machines. The SSDs were 90 cm in Table I and 100 cm in Table II. The OFs are normalized relative to the corresponding 10×10 cm² fields. Apart from a few exceptions, the agreement between measured and calculated OFs is better than 2%. The largest disagreement (4.4%) is for the 2×2 cm² 6 MV beam of the Siemens MD2 accelerator. However, for

TABLE I. Measured and calculated output factors (OFs) at 10 cm depth in water for an Elekta machine. The SSD is 90 cm and the OFs are normalized relative to the 10×10 cm² field. Note: the linacs from this Table and Fig. 6 are not identical.

Energy	Field size (cm ²)	Meas OF	Calc OF	Difference %
6 MV	2×2	0.792	0.806	1.4
	3×3	0.844	0.865	2.1
	5×5	0.903	0.916	1.3
	15×15	1.057	1.066	0.9
	20×20	1.099	1.094	0.5
	30×30	1.146	1.136	1.0
	40×40	1.167	1.158	0.9
15 MV	2×2	0.777	0.781	0.4
	3×3	0.857	0.885	2.8
	5×5	0.925	0.940	1.5
	15×15	1.043	1.042	0.1
	20×20	1.070	1.055	1.5
	30×30	1.099	1.085	1.4
	40×40	1.114	1.088	2.6

very small fields the influence of ion chamber volume on measured and voxel size on calculated dose may not be negligible.⁴² This can also be observed in Fig. 6 where OFs measured with different detectors (ion chamber, pinpoint chamber, diamond detector, and diode detector) are compared to calculations with BEAMNRC and XVMC for a second Elekta SLi plus accelerator (note: the linacs from Table I and Fig. 6 are not identical). In contrast to Table I, here the SSD of the water phantom is 100 cm. Figure 6 shows that the VEF model overestimates slightly the output for fields

TABLE II. Measured and calculated output factors (OFs) at 10 cm depth in water for the Siemens MD2 accelerator. The SSD is 100 cm and the OFs are normalized relative to the 10×10 cm² field.

Energy	Field size (cm ²)	Meas OF	Calc OF	Difference %
6 MV	2×2	0.770	0.726	4.4
	3×3	0.828	0.837	0.9
	5×5	0.889	0.897	0.8
	5×20	0.965	0.971	0.6
	5×40	0.977	0.974	0.3
	10×40	1.068	1.068	0.0
	20×5	0.949	0.952	0.3
	20×20	1.102	1.116	1.4
	40×5	0.958	0.970	1.2
	40×10	1.051	1.065	1.4
10 MV	40×40	1.167	1.174	0.7
	2×2	0.767	0.743	2.4
	3×3	0.845	0.857	1.2
	5×5	0.909	0.919	1.0
	5×20	0.972	0.970	0.2
	5×40	0.983	0.979	0.4
	10×40	1.054	1.044	1.0
	20×5	0.957	0.962	0.5
	20×20	1.078	1.084	0.6
	40×5	0.962	0.972	1.0
40×10	1.037	1.044	0.7	
40×40	1.123	1.129	0.6	

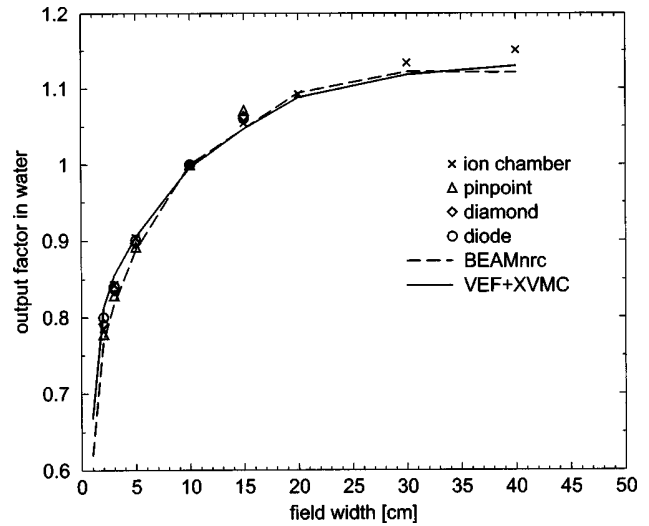


Fig. 6. Measured (ionization chamber, pinpoint chamber, diamond detector, and diode detector) vs calculated (BEAM and VEF model) output factors at 10 cm depth in water for 6 MV beams of an Elekta SLi plus linear accelerator. The SSD is 100 cm (different than Table I) and the OFs are normalized relative to the 10×10 cm² field. Note: the linacs here and in Table I are not identical.

smaller than 10×10 cm² but underestimates the output for very large fields. But on the other hand, the deviations to the ion chamber measurements are smaller than 2% for the majority of the field sizes. Only for the 2×2 cm² (2.8%) and 40×40 cm² (2.1%) beams the deviations are larger. Furthermore, the full MC simulation of the accelerator head (dashed line in Fig. 6) has problems in predicting the output for 30×30 and 40×40 cm² fields correctly. Therefore, more investigations will be necessary to discover the reasons for these disagreements.

Figures 7–9 show measured and calculated depth dose

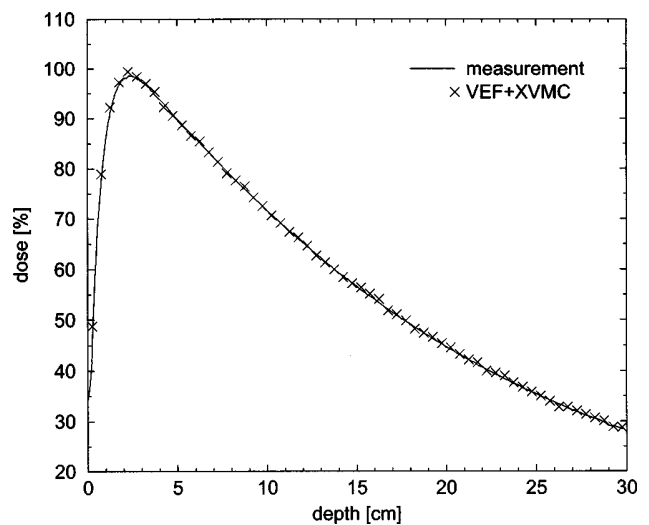


Fig. 7. Measured (solid line) compared to calculated depth dose distribution in water for a 10 MV 5×20 cm² photon beam of a Siemens MD2 linear accelerator. The SSD is 100 cm. The curves are normalized using the output factors from Table II with 100% corresponding to the maximum of a 10×10 cm² field in water, i.e., a comparison of absolute dose values is shown.

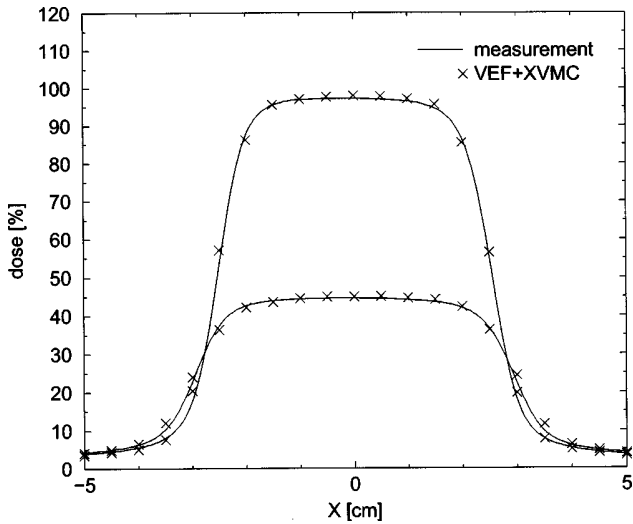


FIG. 8. Measured (solid lines) compared to calculated X profiles at 3 and 20 cm depths in water for the same example and with the same normalization as in Fig. 7.

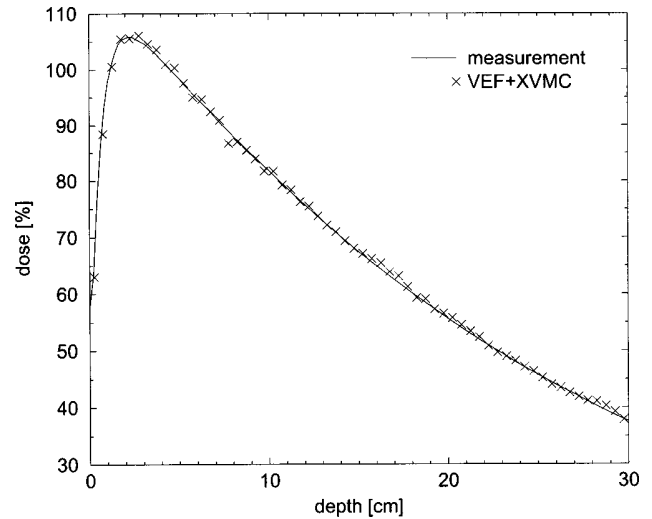


FIG. 10. Measured (solid line) compared to calculated depth dose curves in water for a 15 MV 30×30 cm² photon beam of an Elekta SLi plus linear accelerator. As in Fig. 7 dose values normalized by the 10×10 cm² output factor are shown.

curves and profiles in water for a 10 MV 5×20 cm² photon beam of the Siemens MD2 accelerator. The curves are normalized using the output factors from Table II with 100% corresponding to the maximum of a 10×10 cm² field in water, i.e., Figs. 7–9 show comparisons of absolute dose distributions. In particular, the profiles in Figs. 8 and 9 demonstrate that the VEF model is able to predict the horn effect as well as the dose outside the field limits in good agreement with measurement. Figures 10 and 11 are presented to validate the off-axis softening and charged particle contamination models for large field sizes (30×30 cm²) and high energies (15 MV). One of the Elekta linacs is used for this comparison.

Figures 12–14 demonstrate the accuracy of the VEF model compared to MC simulations with full knowledge of

the accelerator head design. Figures 12–14 show comparisons of profiles of 3×3 and 10×10 cm² 6 MV photon beams –10 and +5 cm off-axis in water (SSD=100 cm) calculated with BEAMNRC (symbols) and XVMC using the VEF model (lines). The normalization is equivalent to Figs. 7–9, but this time for the Elekta machine of Table I. The statistical variance of the BEAM simulations is influenced by the limited size of the phase space files. The VEF model slightly overestimates the penumbra width. On the other hand, we find agreement especially within the field and outside the field limits. For a verification of the BEAM simulations by measurements, we refer to Ref. 42.

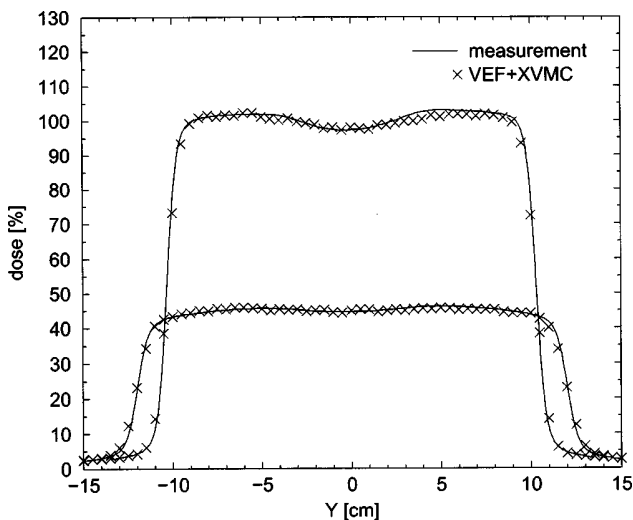


FIG. 9. Measured (solid lines) compared to calculated Y profiles at 3 and 20 cm depths in water for the same example and with the same normalization as in Fig. 7.

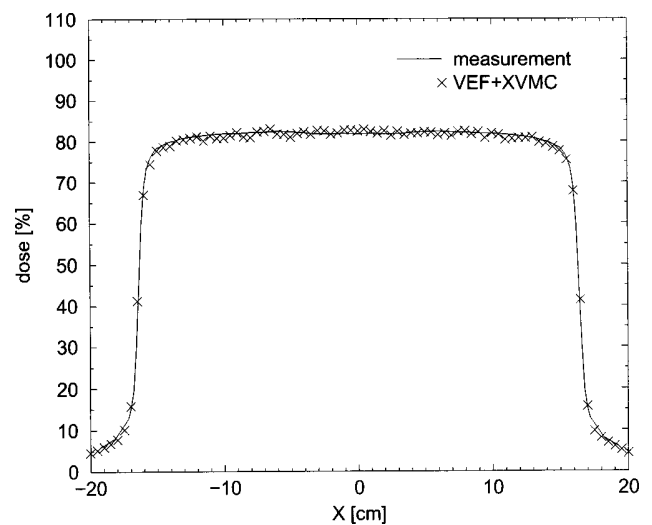


FIG. 11. Measured (solid line) compared to calculated X profiles at 10 cm depths in water for the example of Fig. 10.

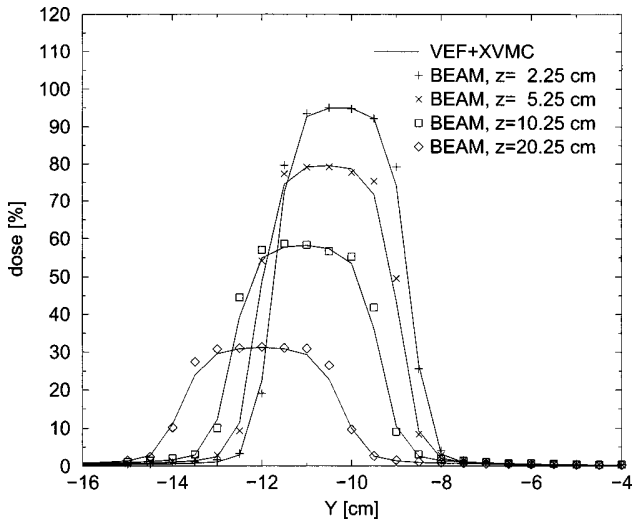


FIG. 12. Comparison of Y profiles in four different depths of a $3 \times 3 \text{ cm}^2$ 6 MV photon beam -10 cm off-axis in water (SSD=100 cm) calculated with BEAMNRC using the full information of the accelerator head (symbols) and XVMC using the VEF model (lines).

IV. CONCLUSIONS

The purpose of the present paper is to introduce a treatment head model for Monte Carlo dose calculation that can be easily commissioned and implemented in clinical routine. Like beam models for conventional dose calculation algorithms, the virtual energy fluence model described here is based on standard measurements in water and air. Only a few parameters are required from the technical information of the accelerator. By comparison with results derived by the BEAMNRC software system, it is demonstrated that time-consuming MC simulations of the whole accelerator head are unnecessary for radiation therapy planning purposes.

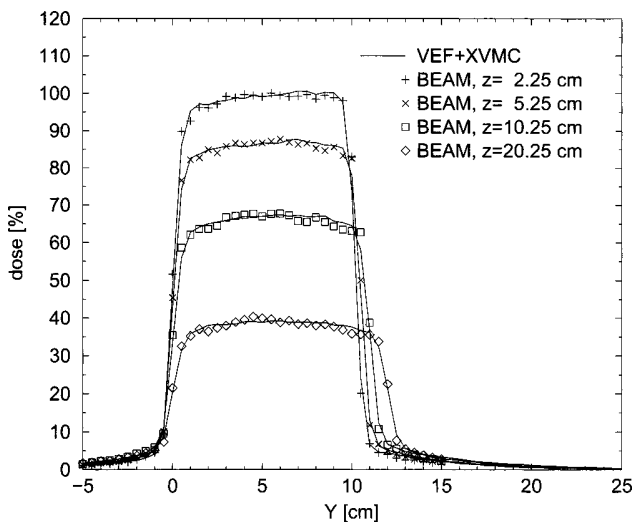


FIG. 13. Comparison of Y profiles in four different depths of a $10 \times 10 \text{ cm}^2$ 6 MV photon beam $+5 \text{ cm}$ off-axis in water (SSD=100 cm) calculated with BEAMNRC using the full information of the accelerator head (symbols) and XVMC using the VEF model (lines).

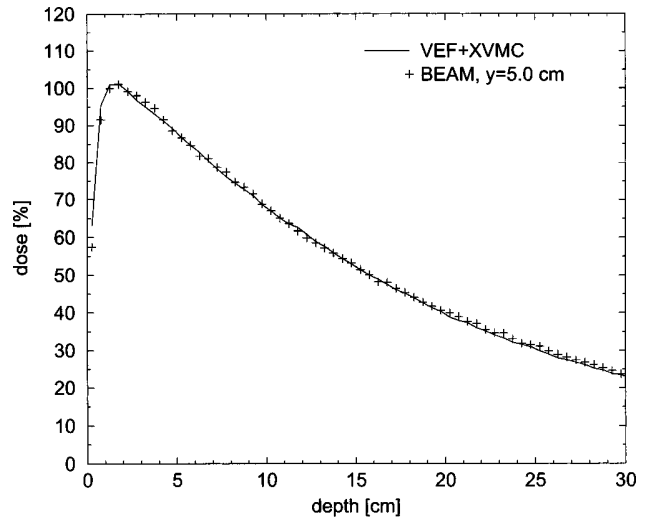


FIG. 14. Comparison of depth dose curves $+5 \text{ cm}$ off-axis in water for the example of Fig. 13.

On the other hand, the VEF model should not be considered as a completed development. It is open for improvements and extensions. Especially the methods to compute and emulate the central axis energy spectrum are not in a final state. To get closer to MC generated spectra, more parameters of the analytical spectrum representations or tabulated spectra will be necessary. The problem is, however, that the calculated shape of the spectrum is not quite unique if it is deconvolved from measured depth dose curves. Measured depth dose curves in water are also prone to experimental setup errors and a small shift of the curve can result in a significant change of the spectrum. One possible solution to this problem could be that each vendor of medical linear accelerators provides the energy information of its machines.

The off-axis softening behavior of the central axis spectrum seems to be similar between most accelerators. For this type of machine the VEF model off-axis softening approach presented here will be sufficient.

An important additional result of this paper is that the influence of a build-up cap on the ion chamber signal cannot be neglected during in-air profile measurements. There might also be an influence of the ionization chamber itself. However, simulations using EGSNRC and BEAM have shown that this influence is smaller than 1%. Furthermore, this effect should, in the same manner, influence the profile verification measurements in water. Therefore, a corresponding correction is not implemented into the VEF model.

ACKNOWLEDGMENT

This work has been performed under the auspices of the Deutsche Forschungsgemeinschaft.

^{a)}Electronic mail: msfippel@med.uni-tuebingen.de

¹A. Ahnesjö and M. M. Aspradakis, "Dose calculations for external photon beams in radiotherapy," *Phys. Med. Biol.* **44**, R99–R155 (1999).

²W. R. Nelson, H. Hirayama, and D. W. O. Rogers, "The EGS4 Code System," SLAC Report No. SLAC-265, 1985.

- ³J. S. Hendricks, "A Monte Carlo code for particle transport," *Los Alamos Sci.* **22**, 30–43 (1994).
- ⁴J. Sempau, E. Acosta, J. Baró, J. M. Fernández-Varea, and F. Salvat, "An algorithm for Monte Carlo simulation of coupled electron-photon showers," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **132**, 377–390 (1997).
- ⁵I. Kawrakow, "Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport, I. EGSnrc, the new EGS4 version," *Med. Phys.* **27**, 485–498 (2000).
- ⁶H. Neunschwander and E. Born, "A macro Monte Carlo method for electron beam dose calculations," *Phys. Med. Biol.* **37**, 107–125 (1992).
- ⁷I. Kawrakow, M. Fippel, and K. Friedrich, "3D electron dose calculation using a voxel based Monte Carlo algorithm (VMC)," *Med. Phys.* **23**, 445–457 (1996).
- ⁸P. J. Keall and P. W. Hoban, "An accurate 3-D x-ray dose calculation method combining superposition and pre-generated Monte-Carlo electron track histories," *Med. Phys.* **23**, 479–485 (1996).
- ⁹L. Wang, C. S. Chui, and M. Lovelock, "A patient-specific Monte Carlo dose-calculation method for photon beams," *Med. Phys.* **25**, 867–878 (1998).
- ¹⁰M. Fippel, "Fast Monte Carlo dose calculation for photon beams based on the VMC electron algorithm," *Med. Phys.* **26**, 1466–1475 (1999).
- ¹¹I. Kawrakow and M. Fippel, "Investigation of variance reduction techniques for Monte Carlo photon dose calculation using XVMC," *Phys. Med. Biol.* **45**, 2163–2183 (2000).
- ¹²J. Sempau, S. J. Wilderman, and A. F. Bielajew, "DPM, a fast, accurate Monte Carlo code optimized for photon and electron radiotherapy treatment planning dose calculations," *Phys. Med. Biol.* **45**, 2263–2291 (2000).
- ¹³J. S. Li, T. Pawlicki, J. Deng, S. B. Jiang, E. Mok, and C. M. Ma, "Validation of a Monte Carlo dose calculation tool for radiotherapy treatment planning," *Phys. Med. Biol.* **45**, 2969–2985 (2000).
- ¹⁴C. L. Hartmann Siantar, R. S. Walling, T. P. Daly, B. Faddegon, N. Albright, P. Bergstrom, C. Chuang, D. Garrett, R. K. House, D. Knapp, D. J. Wiczorek, and L. J. Verhey, "Description and dosimetric verification of the PEREGRINE Monte Carlo dose calculation system for photon beams incident on a water phantom," *Med. Phys.* **28**, 1322–1337 (2001).
- ¹⁵D. M. J. Lovelock, C. S. Chui, and R. Mohan, "A Monte Carlo model of photon beams used in radiation therapy," *Med. Phys.* **22**, 1387–1394 (1995).
- ¹⁶D. W. O. Rogers, B. A. Faddegon, G. X. Ding, C. M. Ma, J. Wei, and T. R. Mackie, "BEAM: A Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units," *Med. Phys.* **22**, 503–524 (1995).
- ¹⁷D. Sheikh-Bagheri and D. W. O. Rogers, "Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters," *Med. Phys.* **29**, 379–390 (2002).
- ¹⁸D. Sheikh-Bagheri and D. W. O. Rogers, "Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code," *Med. Phys.* **29**, 391–402 (2002).
- ¹⁹G. X. Ding, "Energy spectra, angular spread, fluence profiles and dose distributions of 6 MV and 18 MV photon beams: Results of Monte Carlo simulations for a Varian 2100EX accelerator," *Phys. Med. Biol.* **47**, 1025–1046 (2002).
- ²⁰C. M. Ma and S. B. Jiang, "Monte Carlo modelling of electron beams from medical accelerators," *Phys. Med. Biol.* **44**, R157–R189 (1999).
- ²¹J. Deng, S. B. Jiang, A. Kapur, J. Li, T. Pawlicki, and C. M. Ma, "Photon beam characterization and modelling for Monte Carlo treatment planning," *Phys. Med. Biol.* **45**, 411–427 (2000).
- ²²A. E. Schach von Wittenau, P. M. Bergstrom, and L. J. Cox, "Patient-dependent beam-modifier physics in Monte Carlo photon dose calculations," *Med. Phys.* **27**, 935–947 (2000).
- ²³M. K. Fix, M. Stampanoni, P. Manser, E. J. Born, R. Mini, and P. Rüeggesser, "A multiple source model for 6 MV photon beam dose calculations using Monte Carlo," *Phys. Med. Biol.* **46**, 1407–1427 (2001).
- ²⁴A. Ahnesjö, T. Knöös, and A. Montelius, "Application of the convolution method for calculation of output factors for therapy photon beams," *Med. Phys.* **19**, 295–301 (1992).
- ²⁵P. B. Dunscombe and J. M. Nieminen, "On the field-size dependence of relative output from a linear accelerator," *Med. Phys.* **19**, 1441–1444 (1992).
- ²⁶A. Ahnesjö, "Analytic modeling of photon scatter from flattening filters in photon therapy beams," *Med. Phys.* **21**, 1227–1235 (1994).
- ²⁷M. B. Sharpe, D. A. Jaffray, J. J. Battista, and P. Munro, "Extrafocal radiation: A unified approach to the prediction of beam penumbra and output factors for megavoltage x-ray beams," *Med. Phys.* **22**, 2065–2074 (1995).
- ²⁸M. K. Yu and R. Sloboda, "Analytical representation of head scatter factors for shaped photon beams using a two-component x-ray source model," *Med. Phys.* **22**, 2045–2055 (1995).
- ²⁹T. C. Zhu and B. E. Bjärngard, "The fraction of photons undergoing head scatter in x-ray beams," *Phys. Med. Biol.* **40**, 1127–1134 (1995).
- ³⁰K. L. Lam, M. S. Muthuswamy, and R. K. Ten Haken, "Flattening-filter-based empirical methods to parametrize the head scatter factor," *Med. Phys.* **23**, 343–352 (1996).
- ³¹P. A. Jursinic, "Clinical implementation of a two-component x-ray source model for calculation of head-scatter factors," *Med. Phys.* **24**, 2001–2007 (1997).
- ³²H. H. Liu, T. R. Mackie, and E. C. McCullough, "A dual source photon beam model used in convolution/superposition dose calculations for clinical megavoltage x-ray beams," *Med. Phys.* **24**, 1960–1974 (1997).
- ³³H. H. Liu, T. R. Mackie, and E. C. McCullough, "Calculating output factors for photon beam radiotherapy using a convolution/superposition method based on a dual source photon beam model," *Med. Phys.* **24**, 1975–1985 (1997).
- ³⁴T. C. Zhu, B. E. Bjärngard, Y. Xiao, and C. J. Yang, "Modeling the output ratio in air for megavoltage photon beams," *Med. Phys.* **28**, 925–937 (2001).
- ³⁵Y. Yang, L. Xing, A. L. Boyer, Y. Song, and Y. Hu, "A three-source model for the calculation of head scatter factors," *Med. Phys.* **29**, 2024–2033 (2002).
- ³⁶S. B. Jiang, A. L. Boyer, and C. M. Ma, "Modeling the extrafocal radiation and monitor chamber backscatter for photon beam dose calculation," *Med. Phys.* **28**, 55–66 (2001).
- ³⁷W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in C* (Cambridge University Press, Cambridge, 1992).
- ³⁸R. C. Taylor, V. M. Tello, C. B. Schroy, M. Vossler, and W. F. Hanson, "A generic off-axis energy correction for linac photon beam dosimetry," *Med. Phys.* **25**, 662–667 (1998).
- ³⁹A. Ahnesjö, M. Saxner, and I. Thorslund, "Modelling of photon beam spectral variations," in XIII International Conference on the Use of Computers in Radiation Therapy (ICCR), Heidelberg, Germany, 2000.
- ⁴⁰M. J. Berger and J. H. Hubbell, "XCOM: Photon cross sections on a personal computer," Technical Report No. NBSIR 87-3597, National Institute of Standards and Technology Gaithersburg, MD, 1987.
- ⁴¹I. Kawrakow and D. W. O. Rogers, "The EGSnrc code system: Monte Carlo simulation of electron and photon transport," NRCC Report No. PIRS-701, 2000.
- ⁴²F. Haryanto, M. Fippel, W. Laub, O. Dohm, and F. Nüsslin, "Investigation of photon beam output factors for conformal radiation therapy—Monte Carlo simulations and measurements," *Phys. Med. Biol.* **47**, N133–N143 (2002).

E

Air density correction in ionization chamber dosimetry

veröffentlicht in *Physics in Medicine and Biology* **49**, 2029-2039, 2004

Air density correction in ionization dosimetry

G Christ¹, O S Dohm¹, E Schüle², S Gaupp¹ and M Martin³

¹ Universitätsklinik für Radioonkologie, Abteilung Medizinische Physik, Hoppe-Seylerstr 3, 72076 Tübingen, Germany

² PTW-Freiburg Physikalisch-Technische Werkstätten Dr Pchlau GmbH, Lörracher Str 7, 79115 Freiburg, Germany

³ Deutscher Wetterdienst, Geschäftsbereich Technische Infrastruktur, Abteilung Messnetze und Daten, Kaiserleistr 42, 63067 Offenbach/Main, Germany

E-mail: grchrist@med.uni-tuebingen.de

Received 18 December 2003

Published 4 May 2004

Online at stacks.iop.org/PMB/49/2029

DOI: 10.1088/0031-9155/49/10/013

Abstract

Air density must be taken into account when ionization dosimetry is performed with unsealed ionization chambers. The German dosimetry protocol DIN 6800-2 states an air density correction factor for which current barometric pressure and temperature and their reference values must be known. It also states that differences between air density and the attendant reference value, as well as changes in ionization chamber sensitivity, can be determined using a radioactive check source. Both methods have advantages and drawbacks which the paper discusses in detail. Barometric pressure at a given height above sea level can be determined by using a suitable barometer, or data downloaded from airport or weather service internet sites. The main focus of the paper is to show how barometric data from measurement or from the internet are correctly processed. Therefore the paper also provides all the requisite equations and terminological explanations. Computed and measured barometric pressure readings are compared, and long-term experience with air density correction factors obtained using both methods is described.

1. Introduction

For the measurement of the absorbed dose to water with an unsealed ionization chamber the air density in the measuring volume must be known, since the ionization chamber reading is proportional to the mass of air in the measuring volume. DIN 6800-2 (1997) provides a formula for ascertaining the air density correction factor that incorporates absolute values of temperature and barometric pressure at the point of measurement, as well as their respective reference values. The standard also indicates that as an alternative, changes of air density as well as changes in ionization chamber sensitivity can be measured indirectly by taking the

reading of the ionization chamber in a radioactive check source, provided that a reference reading is available for the same ionization chamber and check source. If the sensitivity of the ionization chamber is constant, air density correction factors can be determined by either method. The first technique is more direct but requires an accurate barometer and thermometer, whereas the second method requires temperature equilibrium between ionization chamber, radioactive check source and measuring phantom. The use of a radioactive check source also allows us to monitor the long-term stability of the ionization chamber (Pychlau and Schüle 1986).

Sufficiently accurate temperature measurements are readily obtained using a calibrated thermometer. The measurement of absolute barometric pressure can be a more problematic undertaking for a number of reasons, including a weak barometer battery, user misunderstanding due to unclear defined terminology and the failure to take into account the temperature dependence of barometer readings. Past experience with such scenarios led the Universitätsklinikum Tübingen (University Hospital, Tübingen) to regularly compare its current barometer readings with those of the German weather service. Weather service data are available from the internet, but several formulae are needed to convert them to absolute barometric pressure at the point of measurement. This paper describes these formulae, their derivations and explains the required measurements. Potential pitfalls and sources of errors are also pointed out. A direct comparison of the two techniques for air density correction factor determination is also presented.

2. Materials and methods

Air density at the measuring point is governed by current temperature and barometric pressure, as well as by the air's water vapour content. All three parameters are regularly measured by numerous weather service stations as well as by private companies. Airport weather reports provide this data in a particularly compact form. Recently these data have also become available over the internet, thus allowing users to verify their own barometer readings. This requires, however, the knowledge of the meaning of the various abbreviations used by weather services and airports (Schüle 1987), as well as the formalism to determine barometric pressure at the measuring point from these data:

2.1. *QFE*

QFE is absolute local pressure at a given height h above sea level (NN). This value is required for the air density correction of ionization measurements at height h . Airports provide the QFE value because of its relevance for aviation. As airports state QFE for the airport's official elevation above sea level, the latter must be known in order to convert the airport's QFE to the QFE at the point of measurement.

2.2. *QFF*

QFF is barometric pressure 'reduced' to sea level, allowing different weather stations to compare their data. QFF is calculated on the basis of QFE measured with a barometer at a height h above sea level. To perform the calculation, the weight of a hypothetical air column extending from sea level to the measuring point is ascertained. This calculation also accounts for the current temperature at the measuring point, the temperature gradient (-0.0065 K m^{-1}) and the mean humidity as a function of temperature. QFF values are published, e.g., by the German weather service.

2.3. QNH

QNH is also barometric pressure ‘reduced’ to sea level based on local QFE. However, the conversion is based on the weight of a dry air column which assumes a temperature of 15 °C at the measuring point and a temperature gradient of -0.0065 K m^{-1} . QNH values are used in aviation and are therefore provided by airports. Because current temperature and humidity are not factored into QNH calculations, QNH is a less accurate parameter than QFF and thus should not be used for ionization dosimetry (errors in barometric pressure ranging up to 4 hPa (hectopascal) can occur).

2.4. Humidity

The air’s water vapour content is characterized by the partial pressure of the air’s water vapour content p_v , the specific humidity q , the absolute humidity ρ_v and the relative humidity f . Partial pressures of dry air p_d and the air’s water vapour content p_v are expressed as

$$p_d = \rho_d \cdot R_d \cdot T \quad (1)$$

and

$$p_v = \rho_v \cdot R_v \cdot T \quad (2)$$

where $R_d = 287.05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ and $R_v = 461 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ are the specific gas constant for dry air and water vapour, respectively. ρ_d and ρ_v are the density of dry air and the air’s water vapour content, respectively (ρ_v is also absolute humidity) and T is the absolute temperature.

Specific humidity q is the quotient of the air’s water vapour density and total humid air density:

$$q = \frac{\rho_v}{\rho_v + \rho_d} = \frac{0.623 \cdot p_v}{p_d + 0.623 \cdot p_v} = \frac{0.623 \cdot p_v}{p - 0.377 \cdot p_v}. \quad (3)$$

Conversely, partial pressure p_v is determined on the basis of specific humidity q and barometric pressure p , as follows:

$$p_v = \frac{p \cdot q}{0.623 + q \cdot 0.377}. \quad (4)$$

Relative humidity f is expressed as

$$f = \frac{p_v}{E} \cdot 100\% \quad (5)$$

where E is saturation vapour pressure over water. The latter parameter can be estimated on the basis of temperature using the following equation in which t is expressed in degrees Celsius (Martin, personal communication):

$$E = 6.11 \cdot 10^{7.5 \cdot t / (237.2 + t)}. \quad (6)$$

For calculations of reduced barometric pressure on the basis of absolute barometric pressure readings at measuring station height, the German weather service uses mean partial pressure values for atmospheric water vapour as a function of outdoor temperature (Martin, personal communication). Some of these values are shown in table 1.

These values can be approximated with reasonable accuracy using the following equation (Martin, personal communication):

$$p_v = 0.1 + \frac{22.0}{1 + e^{-0.0966(t-14.8)}}. \quad (7)$$

Table 1. Mean partial pressure values from long-term recordings of atmospheric water vapour in air as a function of outdoor temperature t .

Outdoor temperature t in °C	Partial pressure of water vapour in air p_v
-40	0.2
-30	0.5
-20	0.8
-10	2.0
0	4.4
10	8.5
20	13.8
30	18.0
40	20.1

2.5. Virtual temperature

This is the temperature dry air needs to reach in order to have the same air density as humid air. Virtual temperature T_V is always higher than the temperature T because at the same partial pressure, water vapour density is always lower than dry air density. T_V is expressed as

$$T_V = T(1 + 0.608 \cdot q) \quad (8)$$

where q is the specific humidity. Virtual temperature T_V can be computed at <http://www.topwetter.de> (calculator). An approximate equation (Martin, personal communication) used by the German weather service that is based on partial pressure of the air's water vapour p_v is as follows:

$$T_V = T + p_v \cdot 0.12. \quad (9)$$

2.6. Geopotential height

As the earth is a geoid, its gravitational acceleration g changes in accordance with latitude j , increasing from the equator to the two poles. Gravitational acceleration is also governed by the height h . The following approximate equation devised by Lambert applies to $g(j, h)$:

$$g(j, h) = 9.80616 \cdot (1 - \pi \cdot 10^{-7} \cdot h)(1 - 0.00263724 \cdot \cos(2j) + 0.00000588 \cdot \cos^2(2j)). \quad (10)$$

Gravitational acceleration equals 9.80 m s^{-2} for $j = 38$ and $h = 0$. This yields the following equation for the geopotential height h (gpm):

$$h(\text{gpm}) = \frac{g(j, 0)}{g(38, 0)} h(\text{m}). \quad (11)$$

Geopotential height allows for change in gravitational acceleration at sea level if the point of measurement is not at the 38th parallel. Height equations can therefore be used with a constant g factor when the height is expressed as geopotential height.

2.7. Height equations

Reduced barometric pressure values from the internet can be converted to absolute barometric pressure at the point of measurement using various equations which yield slightly different results depending upon which variables are factored into them. To obtain the most accurate results, the same equation should be used to compute barometric pressure at the point of measurement as is used by the weather service to perform the reduction to sea level.

2.8. The international height equation

This equation applies to the adiabatic processes that are used to describe the processes in the earth's atmosphere in a good approximation. The positive correlation between increasing height and decreasing air temperature is factored into this equation. The pressure at height h is expressed as

$$p(h) = p(0) \left(1 + \frac{\gamma \cdot h}{T(0)} \right)^{-\frac{g}{R_d \gamma}} \quad (12)$$

where $p(h)$ is the barometric pressure at a height h above sea level in metres and $p(0)$ is the barometric pressure at sea level, $\gamma = -0.0065 \text{ K m}^{-1}$ is the atmospheric temperature gradient, $g = 9.80665 \text{ m s}^{-2}$ is the normal gravitational acceleration and $R_d = 287.05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ is the specific gas constant for dry air. $T(0)$ is the temperature at sea level, which is calculated on the basis of outdoor temperature and the temperature gradient γ . Although equation (12) does not explicitly take humidity into account, it can be factored in implicitly by using virtual temperature $T_v(0)$ for $T(0)$. Moreover, using the geopotential meter for the height h allows for changes in gravitational acceleration.

2.9. The barometric height equation

This equation assumes the existence of an isothermally layered atmosphere. The current barometric pressure $p(h)$ at the measuring point is

$$p(h) = p(0) \cdot \exp \left(-\frac{g \cdot h}{R_d \cdot T} \right). \quad (13)$$

All variables in this equation except T (which represents mean air column temperature) have the same meaning as in the international height equation. The barometric height equation does not explicitly allow for relative humidity. The most accurate results are obtained by first ascertaining virtual temperature at height h based on outdoor temperature, barometric pressure and humidity and then computing virtual temperature at sea level using a temperature gradient of -0.0065 K m^{-1} . The arithmetic mean of both values represents the mean temperature of the air column.

The German weather service calculates reduced barometric pressure using the following slightly modified version of the barometric height equation (Martin, personal communication):

$$p(h) = p(0) \cdot \exp \left(-\frac{g \cdot h(\text{gpm})}{R_d \left(T(h) + p_v \cdot 0,12 + \gamma \frac{h(\text{gpm})}{2} \right)} \right) \quad (14)$$

where g is the normal gravitational acceleration 9.80665 m s^{-2} . The values from table 1 or equation (7) are used for partial pressure of the air's water vapour content, and geopotential height is taken as the height. The first two terms inside the parenthesis of the exponential function's denominator yield virtual temperature, while the mean virtual temperature of the air column is ascertained in conjunction with the final term.

2.10. Determination of air density

Air density at a measuring station at height h is calculated for absolute barometric pressure p and temperature T on the basis of air density ρ_0 at barometric pressure p_0 and temperature T_0 using the following equation:

$$\rho(p, T) = \rho_0(p_0, T_0) \cdot \frac{T_0 \cdot p}{T \cdot p_0}. \quad (15)$$

2.11. Air density correction using temperature and barometric pressure values

Air density correction for ionization dosimetry can be performed without calculation of air density. The air density correction factor k_ρ is given in various dosimetry protocols, for instance in DIN 6800-2:

$$k_\rho = \frac{\rho_0(p_{0,\text{DIN}}, T_{0,\text{DIN}})}{\rho(p, T)} = \frac{T \cdot p_{0,\text{DIN}}}{T_{0,\text{DIN}} \cdot p}. \quad (16)$$

T and p are, respectively, absolute temperature and pressure respectively at the measuring point while $p_{0,\text{DIN}} = 1013$ hPa and $T_{0,\text{DIN}} = 293.2$ K are the related reference values respectively (in accordance with DIN 6800-2) to which the calibration factor of an ionization chamber refers. At 50% relative humidity these values yield an air density of 1.1985 kg m^{-3} .

2.12. Air density correction by measurements in a radioactive check source

If a radioactive check source is available when the ionization chamber is calibrated, the radioactive check source reading is stated on the calibration certificate (PTW-Freiburg uses the designation $k_{p,0}$). This value is based on the calibration date and the reference values for barometric pressure, temperature and humidity (the actual measurement value is converted using equation (16)). If a measurement is performed subsequently in the radioactive check source, the measured value depends on air density at the measuring point and ionization chamber sensitivity, as well as on the degree of radioactive decay that has occurred since the calibration. If ionization chamber sensitivity is unchanged, the check source reading is a basis for the calculation of the air density correction factor:

$$k_\rho = \frac{k_{p,0} \cdot \exp\left(-\frac{\ln 2 \cdot \tau}{T_{1/2}}\right)}{k_{m,\text{actual}}} \quad (17)$$

where τ is the elapsed time since calibration, $T_{1/2}$ is the half-life of the relevant radionuclide and $k_{m,\text{actual}}$ is the reading from the radioactive check source taken under the same conditions as for the measurement of $k_{p,0}$, irrespective of barometric pressure and temperature.

Some radioactive check sources feature a thermometer to measure the temperature of the check source. This enables the user to check whether the check source is in temperature equilibrium with the surrounding and the measuring phantom in which the ionization chamber is being used.

3. Results

3.1. Differences between the barometric and international height equation

The differences between the two height equations (equations (12) and (13)) are less than 0.05 hPa in the temperature range -20 °C to $+30$ °C at heights of up to 2000 m, and thus negligible for ionization dosimetry.

3.2. Allowing for humidity

Allowing for humidity and virtual temperature results in more significant effects on the barometric pressure. High temperatures (30 °C) and substantial heights (up to 2000 m) can result in differences of approximately 1 hPa, while computation of barometric pressure at height h that allows for humidity yields a somewhat higher value (since the weight of the humid air column is lower, the reduction of air pressure is also lower with increasing height).

3.3. Allowing for geopotential height

Europe is located (approximately) between the 37th and 80th northern parallels—and of course the more southerly the parallel, the smaller the difference to the 38th parallel. For example, at the 47th parallel (Berchtesgaden) the difference between geopotential and geometric height is $0.81 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ (e.g., 1.2 m at 1500 m above NN), while farther north at the 59th parallel (Oslo, Stockholm) the difference amounts to $1.87 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$.

3.4. A comparative investigation of computed and measured absolute barometric pressure values

Absolute barometric pressure was measured over a relatively long period at two different times of a year (November–December and May–June) using a calibrated digital barometer (Druck DPI 705) and analog precision barometer (Lufft 95843). These readings were then compared with absolute barometric pressure calculated for height $h = 433 \text{ m}$ above sea level (Tübingen, Germany, Crona building, two floors above ground level, table height) and geopotential height of 433.4 (gpm). The calculation was based on current reduced QFF as per German weather service data which were updated every 30 min and converted to QFE using equation (14). The computed November–December values (figure 1(a)) were mostly consistent with the digital barometer readings to within less than 1 hPa, while the analog barometer readings differed systematically by approximately 11 hPa. All three of the May–June data sets (figure 1(b)) were highly consistent with each other.

3.5. Comparison of the two air density correction techniques

Over a period of five years, air density correction factors were determined using the two techniques described above. This investigation was carried out at the PTW calibration laboratory which is a member of the DKD (German calibration service). As shown in figure 2 the mean difference between the results yielded by the two techniques was 0.1% and the maximum difference was 0.35%. The standard deviations were identical for both techniques.

4. Discussion

4.1. Height equations

The barometric and international height equations yield virtually the same results for heights up to 2000 m. This can be understood if a series expansion of both equations is performed. The first two terms are identical, higher terms differ slightly but owing to the fact that their algebraic signs alternate these terms partially cancel out each other.

The use of different temperatures (temperatures at heights 0 and $h/2$, respectively) also contributes to similar results yielded by the two equations.

4.2. Humidity

As mentioned earlier, humidity is allowed for in the height equations through the inclusion of the virtual temperature. Here, use is made of either atmospheric (i.e. outdoor) humidity or, historical long-term mean values given as a function of outdoor temperature. The latter is still used by the German weather service DWD.

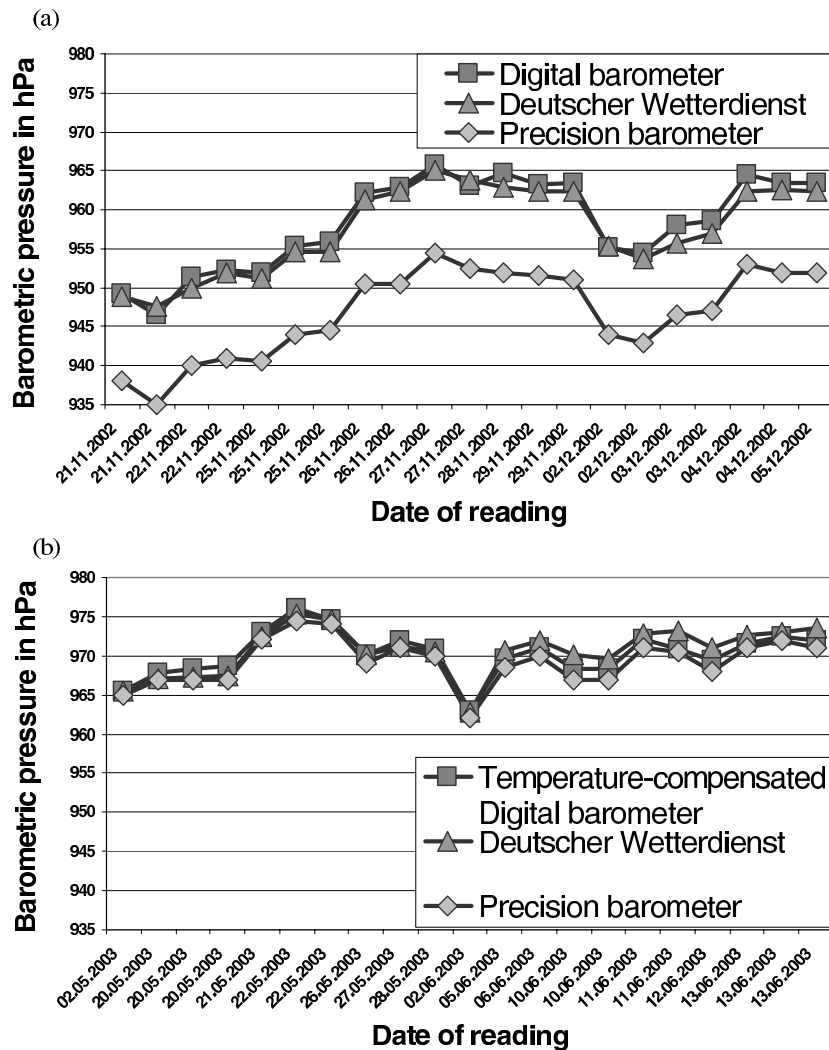


Figure 1. (a) A comparison between the barometric pressure readings from two different barometers and the barometric pressure values for November–December 2002 computed on the basis of Deutscher Wetterdienst (German weather service) data. (b) A comparison between the barometric pressure readings from two different barometers and the barometric values for May–June 2003 computed on the basis of Deutscher Wetterdienst (German weather service) data.

The effect of humidity at the measuring point (i.e. inside humidity) is not related to the determination of barometric pressure but affects the humidity correction factor k_H . At the same barometric pressure air density changes with humidity since the air's water vapour content is not as dense as dry air. The mean ionization energy of the air's water vapour content is also lower than that of air. To some degree, the latter two effects compensate each other in terms of their impact on ionization dosimetry. A third effect is forced by a change of stopping power ratio water to air with increasing vapour content. All three effects are described by Rogers and Ross (1988). Since the DIN 6800-2 reference value for relative humidity is 50%, the humidity correction factor must be expressed in relation to this value. According to DIN 6817 (1984)

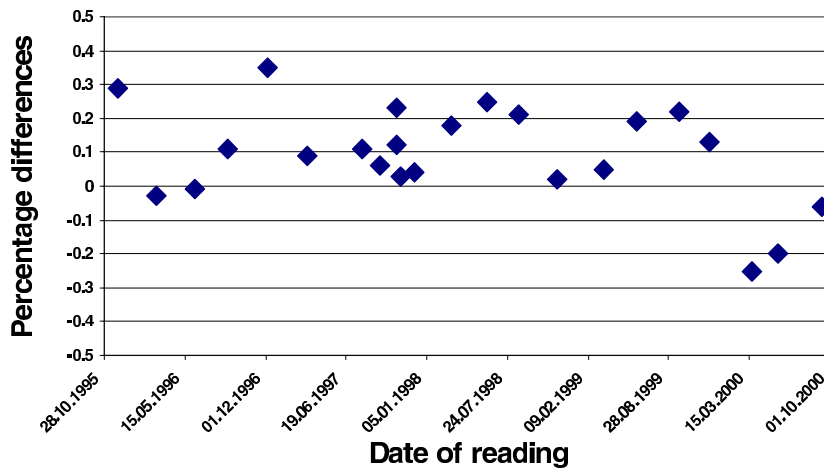


Figure 2. Percentage differences in air density correction factors, determined on the basis of temperature and absolute barometric pressure readings as well as measurements undertaken using a radioactive check source. Positive differences mean here that the former technique yielded a higher value.

and IEC 60731 (1997), change in ionization chamber sensitivity within the minimum nominal useful range of relative humidity between 30% and 75% (at absolute humidity less than 20 g m^{-3}) must not exceed $\pm 0.5\%$ (reference-class dosimeter) or $\pm 1\%$ (field-class dosimeter).

4.3. Correcting air density using T and p

The temperature of the air volume in an ionization chamber is not accessible to direct measurement, but in practice the measurement of ambient temperature with one (or preferably two) calibrated thermometers suffices. It must be ensured, however, that the ionization chamber temperature is in equilibrium with the ambient temperature. Under certain circumstances, care must be taken to ensure that the thermometer is not subjected to local warming, for example by electric lights. It should be pointed out that absolute temperature T is used to determine the air density correction factor, whereas virtual temperature T_V is used to determine absolute barometric pressure at the measuring point.

The process of determining absolute barometric pressure is sometimes fraught with uncertainty and even the use of a calibrated barometer does not ensure measurement accuracy. In fact, it has been those inaccuracies that prompted the investigations described in this paper. We observed that routine measurements were increasingly producing discrepancies in air density correction factors of approximately 1% between the T and p method and radioactive check source measurements. At this time, only the calibrated analog aneroid barometer was being used. Extensive investigations carried out subsequently showed that this barometer's readings consistently differed from those of the digital barometer by approximately 11 hPa (see figure 1(a)). This discrepancy occurred for approximately two years only to disappear as suddenly as it appeared for no apparent reason (figure 1(b)).

Another problem related with barometers is their temperature dependence. Tests of three different analog barometer models showed that one barometer was not affected by an indoor and outdoor temperature change of approximately 20°C , while temperature-induced discrepancies of approximately 1 hPa K^{-1} were observed in the other two devices, although with varying

algebraic signs. Depending upon the barometer and temperature involved, readings can differ to a great extent.

To eliminate the effects of temperature dependence on a given barometer, it is necessary to know whether or not it is temperature-compensated, and if it is, its calibration temperature should be known and the measurements should be taken at a temperature as close as possible to the calibration temperature to keep compensation errors to a minimum. The relatively large differences between, on one hand, the autumn 2002 values (figure 1(a)) for computed barometric pressure and measured digital barometer pressure, and on the other hand, the spring 2003 values (figure 1(b)), are due to the fact that temperature compensation had not yet been instituted in 2002. However, the 11 hPa jump registered by the analog barometer played no role here, as this was genuinely a matter of a systematic measurement error that occurred for approximately two years. Apart from the above-mentioned temperature dependence of barometers, no differences between indoor and outdoor barometric pressure have been observed. Even in the accelerator room, where an approximate 10-fold air exchange per hour occurs no measurable differences were observed in the readings of the barometers tested. Thus, barometric pressure does not usually need to be measured outdoors.

Airport QFF or QFE values can be used as an alternative (or even better, as a supplement) in the calculation of barometric pressure at the measuring point, provided the airport's height above sea level is known. Pressure values can be converted to values at the height of the measuring point using either the international height equation (equation (12)), the barometric equation (equation (13)) or the German weather service's equation (equation (14)). These equations yield only negligible differences provided that allowance is made for virtual temperature (i.e. humidity) in all three cases. It is also a good practice to use the same algorithm (equation (14)) that was used to compute reduced barometric pressure.

4.4. Correcting air density by performing measurements in a radioactive check source

The air density correction factor can only be determined using a radioactive check source if the same components are used for calibration and measurement (ionization chamber, radioactive check source and electrometer), and if neither the chamber's nor the electrometer's sensitivity has changed since the last calibration. Conversely, this technique can also be used to ascertain the long-term stability of a calibrated ionization chamber. To do this, either the air density correction factors are determined by the two techniques and then compared, or the check source reading (corrected for air density, using T and p , and taking radioactive decay into account) is compared with the readings at the time of calibration according to equation (17). Relative humidity in the measuring room should be approximately 50%. The difference between the two methods should be less than 0.5%. If differences exceeding this value occur, their causes should be investigated.

4.5. Comparison of the two air density correction techniques

Tests conducted at PTW's calibration laboratory in Freiburg showed that neither technique is more advantageous than the other (figure 2). If only the air density correction factor is to be measured, the direct technique using p and T is undoubtedly the more suitable one. However, optimal reliability of dose measurements can best be obtained by using both techniques since this achieves measurement compliance of better than 0.5% without unduly complex technical measuring procedures.

5. Conclusions

Accurate determination of absolute temperature and barometric pressure is indispensable for obtaining correct air density correction factors. To this end, temperatures can easily be measured to within less than one degree using a calibrated thermometer. In principle, barometric pressure can also be measured with great accuracy using calibrated barometers that measure absolute values. These data can be replaced or supplemented by airport or weather service data (the latter are available over the internet). When used in conjunction with these data, the equations discussed in this paper should enable all users to perform accurate measurements of current barometric pressure and to compare these values with barometer readings. If the two values are within 1–2 hPa of each other, barometric pressure correction factor uncertainty is reduced to less than approximately 3 per thousand at a humidity of approximately 50%.

If a reference value for the reading of an ionization chamber in a radioactive check source is available, this can help determine the air density correction factor, provided that ionization chamber sensitivity remained unchanged. Thus, comparing the results yielded by the two techniques allows for estimation of the long-term stability of ionization chambers.

This in turn allows for achievement of a high degree of accuracy and reliability in ionization dosimetry through the use of both techniques in that both barometric pressure and the air density correction factor are ascertained redundantly.

On one hand, (outdoor) humidity is factored into the computation of barometric pressure at the measuring point and can be taken into account by using virtual temperature, while on the other hand, (indoor) humidity alters air density in the measuring room as well as mean ionization energy and stopping power ratio water to air, which can in turn result in a change of ionization chamber sensitivity of up to approximately 1%.

Internet links. The following web sites are provided as examples of data sources and are not meant to be a comprehensive listing. The National Weather Service at the National Oceanic and Atmospheric Administration provides all available weather data for the entire world: <http://www.nws.noaa.gov/tg>. The following web sites provide German weather data: <http://www.wetter-online.de> and <http://www.top-wetter.de>.

References

- DIN 6817 (Deutsche Industrie-Norm) 1984 Dosimeter mit Ionisationskammern für Photonen- und Elektronenstrahlung zur Verwendung in der Strahlentherapie. Regeln für die Herstellung
- DIN 6800-2 (Deutsche Industrie-Norm) 1997 Dosismessverfahren in der radiologischen Technik: Ionisationsdosimetrie
- IEC 60731 1997 Medical electrical equipment—dosimeters with ionization chambers as used in radiotherapy
- Martin M Personal communication (Deutscher Wetterdienst)
- Pychlau C and Schtulle E 1986 The exposure rate of a radioactive check device *Phys. Med. Biol.* **31** 1291–3
- Rogers D W O and Ross C K 1988 The role of humidity and other correction factors in the AAPM TG-21 dosimetry protocol *Med. Phys.* **15** 40–8
- Schtüle E 1987 Über die Luftdichtekorrektion bei der Dosimetrie mit Ionisationskammern *Mitt. Dtsch. Ges. Med. Phys.* **19** 21–5

F

Off-axis chamber response in the depth of photon dose maximum

veröffentlicht in *Physics in Medicine and Biology* **50**, 1449-1457, 2005

Off-axis chamber response in the depth of photon dose maximum

Oliver S Dohm, Matthias Fippel, Gunter Christ and Fridtjof Nüsslin

Sektion für Biomedizinische Physik, Universitätsklinik für Radioonkologie Tübingen,
Hoppe-Seyler Str 3, 72076 Tübingen, Germany

E-mail: ordohm@med.uni-tuebingen.de

Received 25 August 2004, in final form 17 December 2004

Published 16 March 2005

Online at stacks.iop.org/PMB/50/1449

Abstract

Measurements as well as Monte Carlo simulations are presented to investigate the deviation between the dose to water and the value measured by an ionization chamber. These deviations are evaluated at different depths (1.5 and 10 cm) and at an off-axis position of 15 cm. It is shown that an ionization chamber can produce a measuring signal, which is up to 2.5% too low, compared to the dose, when measurements are performed at shallow depths and far off-axis. The reason for this underresponse is found in the variation of the wall correction factor. As a result of the variation of the radiation spectra with depth and position the dose to the air volume, which originates from the wall, varies and therefore changes the wall correction factor.

1. Introduction

During the last ten years, radiotherapy has changed more and more into precision therapy. In particular, the use of intensity modulated radiotherapy (IMRT) has increased for the treatment of difficultly situated carcinomas. One new task that came to medical physicists with the introduction of IMRT was the need to verify the non-homogeneous dose distributions by measurements prior to its delivery to a patient. However, there are two major limiting parameters for such dose measurements. Firstly, all existing protocols, such as IAEA TRS-398 (Andreo *et al* 2000) or AAPM TG-51 (Almond *et al* 1999), do not provide chamber correction factors for small fields and/or far off-axis fields. Secondly, a planned dose distribution is always limited by the accuracy of the planning system, including the treatment head model. In general the commissioning procedure is based on standard measurements in water and air, independent of the type of treatment head model (Ahnesjö and Aspradakis 1999, Sheikh-Bagheri and Rogers 2002, Fippel *et al* 2003). For IMRT these measurements should also include small fields, as well as off-axis measurements. Normally, no correction is applied for such relative dose measurements. On the other hand, it is known that ionization

chambers are sensitive to changes in the energy spectra (Martens *et al* 2000). But up to now it is not clear whether this sensitivity influences the ionization chamber response in relative measurements. Recent investigations also showed that in IMRT and narrow beam dosimetry the chamber replacement effect as well as the volume averaging effect can be very important, especially if the radiation field is not homogeneous or of the same size as the ionization chamber (Paskalev *et al* 2003, Seuntjens and Verhaegen 2003, Andreo *et al* 2003, Capote *et al* 2004, Bouchard and Seuntjens 2004).

To evaluate the magnitude of such effects, we investigate the response of a small volume ionization chamber. The response of this chamber is tested for dose profile measurements at different measurement depths. As a reference for the dose-to-water TLD rods are used. Finally, we perform Monte Carlo (MC) simulations for the ionization chamber to verify the measured effect and its magnitude. The MC simulations also allow us to study the origin of the effect. Although the results of this work refer to only one beam (6 MV ELEKTA SLi) the results are very likely also valid for other accelerators with the same energy, as the relative mean energy of photons with off-axis position is similar e.g. for a Clinac-4 (Sätherberg *et al* 1996).

2. Methods and materials

2.1. Measurements

All measurements are performed at an ELEKTA SLi Precise accelerator (ELEKTA Crawley, UK) with a nominal photon energy of 6 MV. For all measurements, a field size of $40 \times 40 \text{ cm}^2$ area at 100 cm source to surface distance is used. A PTW MP3 (PTW, Freiburg, Germany) water phantom with a reproducibility of the measuring position of 0.1 mm is used to position the measuring devices within the water phantom at the desired point of measurement. The measuring depth is varied between 1.5 cm, which is the depth of dose maximum, and 10 cm in water. For every measurement, the air density is corrected according to the current temperature and air pressure.

As measuring devices we use a small volume ionization chamber (PTW 31002, 0.125 ccm, PTW Freiburg Germany), which is often used for depth dose and dose profile measurements in photon beams. The chamber is connected to a PTW UNIDOS dosimeter for measuring the electrical charge. Additional measurements are performed with thermoluminescence dosimeters (TLD-100 rods, Harshaw/Bicron, Solon OH, USA) of 3 mm length and 1 mm diameter. A polymethyl methacrylate (PMMA) container, as shown in figure 1, with a diameter of 30 mm can hold six TLD rods. The PMMA windows in front of and after the TLDs are 1 mm thick and it has been assured by measurements that there is no measurable influence on the measured signal by these windows. Before every measurement, the TLDs get a individual calibration factor, which takes into account the individual sensitivity, the energy conversion factor and the expected dose rate. The TLDs are evaluated as follows: from the six values per container always the highest and lowest values are discarded. The remaining four values per container are averaged to one dose value. With this procedure the dose can be measured with a reproducibility of 0.2%.

The effective point of measurement of the ion chamber, which is $0.5 r_{\text{cyl}}$ according to DIN 6800-2 (1997), and the centres of the TLD rods are positioned at depths of 1.5 g cm^{-2} and 10 g cm^{-2} .

The linear accelerator is monitored for constant dose rate by a second ionization chamber mounted halfway between the accelerator head and the water phantom.



Figure 1. A detailed view of the PMMA container used for the measurements. It can hold up to six TL detectors. The diameter of the container is 30 mm.

Table 1. The properties of the 0.125 cm^3 PTW 31002 ionization chamber used for simulations and measurements. The difference between the outer radius and the inner radius of a component is called Δr .

Component	Material	Density $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	Δr (mm)
Central electrode	Aluminium	2.7	0.5
Air cavity	Air	1.2×10^{-3}	2.25
Graphite layer	Graphite	0.82	0.15
Wall	PMMA	1.19	0.55

2.2. Simulations

For the MC simulations of the measurements, a two-stage process is used. First, the accelerator head of the ELEKTA Linac is modelled with *BEAMnrc* (Rogers *et al* 1995). The details of the accelerator head are modelled according to the technical drawings supplied by ELEKTA. The electron source is commissioned to meet the measurements according to the procedure described by Sheikh-Bagheri and Rogers (2002). With this linac head model, a phase-space file of a $40 \times 40 \text{ cm}^2$ field with a particle density of $44 \times 10^3 \text{ particles cm}^{-1}$ is created at 100 cm distance to the source.

In the second stage, the phase-space file is used as a source for further simulations. With the *BEAMnrc* package a water phantom is modelled, where additional phase-space files at 1.5 cm and 10 cm depth are scored. These phase-space files can then be evaluated for the mean energy distribution with the *beamdp* program. In order to simulate the chamber as accurate as possible we model it using the *dosrznrc* user code of the *EGSnrc* MC package (Kawrakow and Rogers 2000). The wall and central electrode of the ionization chamber are modelled to match the dimensions of the chamber used for the measurements (see table 1). As it is not possible to model the round end of the ionization chamber with *dosrznrc* we modeled the chamber in such a way that the surface parallel to the chamber axis is equivalent for the model and the real chamber. This chamber is placed at the desired depth in water. There the

dose to air is scored, as well as all dose components originating from the central electrode or the wall. The *dosrznrc* code was adapted, so it was possible to position the axis of the chamber model perpendicular to the beam axis, as in the experimental set-up. Furthermore this chamber model is used with the *sprrz* user code to evaluate the stopping-power ratios water to air and water to wall material. To simulate the dose to water we use a water-filled voxel in the size of the TLD rods.

For the simulation of the ionization chamber, cut-off values for the photons and electrons of $AP = 0.01$ MeV and $AE = 0.521$ MeV are used, respectively. After careful checks that the final results are not influenced, range rejection of particles under 1 MeV is used to speed up the simulations. All user controllable parameters of the simulations are turned to maximum precision (e.g. we used the NIST bremsstrahlungs cross sections instead of the Koch–Motz formula). The number of histories is adjusted in such a way that the phase-space file is recycled not more than 40 times in the worst case, but the statistical accuracy is better than 0.7% in the air cavity.

2.3. Evaluation of the chamber data

From the measured and simulated values for the mean specific ionization inside the ionization chamber air cavity, \bar{J}_{air} , and dose-to-water, D_{water} , we evaluate the relative chamber response at certain off-axis positions. Therefore, the ratio of the ionization to the dose, being the chamber response at off-axis position X , $R_{\text{method}}(X)$, is calculated as follows:

$$R_{\text{method}}(X) = \frac{\bar{J}_{\text{air}}(X)}{D_{\text{water}}(X)}. \quad (1)$$

Here the suffix ‘method’ stands as a representative for the method used to evaluate the chamber response, i.e. either by measurement ($R_{\text{measurement}}$) or by simulation ($R_{\text{simulation}}$). For $R_{\text{measurement}}$ values, the ionization measured in the ionization chamber is divided by the dose measured by the TLD. For $R_{\text{simulation}}$, the simulated ionization in the air cavity is divided by the simulated dose to water in the water-filled voxel.

3. Results

3.1. Mean energy at different depths

To evaluate the change in the spectra of photons and electrons, we plot the mean energy of the photons and electrons from the phase-space files at the water surface, at 1.5 cm and at 10 cm water depth (figure 2). The mean energy of the photons decreases by 0.3 MeV (16%) at the water surface but only by 0.1 MeV at 10 cm depth when moving from the central axis to the 15 cm off-axis position. The mean energy also decreases with increasing depth. At the central axis it changes from 1.9 MeV at the surface to 1.2 MeV at 10 cm depth. On the other hand, the change of the mean energy of the electrons is almost negligible.

3.2. Stopping power values at off-axis positions

Since it is impossible to draw any conclusion about stopping-power ratios only from mean energies, we use the *sprrznrz* user code to calculate the stopping-power ratios water to air at 1.5 and 10 cm depth for four equidistant positions between the central axis and the 15 cm off-axis position. The resulting $s_{w/\text{air}}$ value is 1.122 ± 0.002 for 1.5 cm depth and 1.123 ± 0.001 for 10 cm depth at every off-axis position.

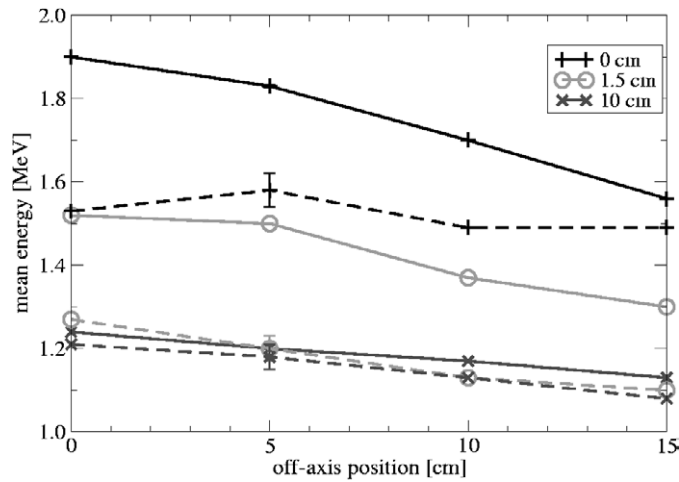


Figure 2. The mean energy of the photons (full curves, —) and electrons (broken curves, ---) at different depths. For better illustration the error bars are shown for only one value per curve, since all point per curve have the same value for the error bar. For the photon curves the error bars are not visible, since they are only one-tenth of the value for the electron curves.

Table 2. Comparison of the measured and simulated response of the investigated ionization chamber to dose. The response R is the quotient of the mean specific ionization inside the air cavity to the dose to water. The response has been normalized to 100% on the central axis.

Depth	X-position	0 cm (%)	10 cm (%)	15 cm (%)
1.5 cm	$R_{\text{measurement}}$	100	99.1	97.6
	$R_{\text{simulation}}$	100	98.8	98.4
10 cm	$R_{\text{measurement}}$	100	99.7	99.3
	$R_{\text{simulation}}$	100	99.7	99.1

3.3. Ionization chamber response at different depths and off-axis positions

To study the relation between the dose to water and the ionization signal of the chamber, we measure and simulate the dose to water and the ion chamber signal at 1.5 cm and 10 cm depths for the central axis and a 15 cm off-axis position. Since we are interested in the chamber response variation at different off-axis positions, the response $R_{\text{method}}(0)$ on the central axis is set to 100%.

The measured and simulated values of $R_{\text{method}}(X)$ are shown in table 2. As one can see the simulated and measured values are almost in agreement. The response of the ionization chamber is found to decrease by 2.4% at 1.5 cm water depth, when moving from the central axis to the 15 cm off-axis position. On the other hand, the response at 10 cm water depth is almost constant for the off-axis positions.

3.4. Dose components

As shown in section 3.2 stopping-power ratios are not the reason for the variation in the chamber response, as described in section 3.3. Therefore, only perturbation effects can be the source for the observed variations. Possible candidates are the effect caused by the central

Table 3. The values of the contributions of the different chamber materials to the ionization signal of the chamber. The values were achieved with the *BEAMnrc* program.

Ionization origination	0 cm position (%)	15 cm position (%)
Surrounding water	56.8	61.6
PMMA wall	40.7	36.0
Graphite layer	2.5	2.4

electrode, the wall perturbation effect and the replacement correction. To investigate the origin of the effect responsible for the variation, we perform MC simulations with an air cavity with water walls, as well as with the full model of the ion chamber. The response of the air cavity surrounded by water showed no deviation to the dose-to-water values scored in water voxels. So, the effect had to originate in the chamber wall. The big advantage of Monte Carlo simulations is the fact that the whole history of each particle can be scored. By using this feature we track back all electrons, which produce an energy deposition within the air cavity, to their point of origin. By doing this, we can separate the ionization signal into the portions coming from the different wall materials of the ion chamber. One can see that the portion coming from the central electrode is constant for all investigated points. Therefore, only the portions which are necessary to calculate the wall perturbation correction factor are shown in table 3. From these values it is obvious that the portion coming from the graphite layer is also constant, while the portions coming from the PMMA wall and the surrounding water vary. This means that the relation of these two portions is different at different chamber positions, i.e. that less electrons created in the PMMA wall reach the air cavity at the off-axis position while more electrons created in the surrounding water can reach it.

From the preceding Monte Carlo simulations, it can be concluded that the variation of the chamber signal results from the dependence of the wall perturbation effect on the photon energy spectrum. To see if this is the only source responsible for the observed effect we use the Monte Carlo calculated portions of the ionization signal, as given in table 3 together with the known formula for the wall correction factor $p_{\text{wall}}(E)$ for the nominal photon energy E by Almond and Svensson (1977):

$$p_{\text{wall}}(E) = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i \cdot s_{\text{wall}(i)/\text{air}} \cdot t_{\text{water/wall}(i)} + 1 - \sum_{i=1}^n \alpha_i \cdot s_{\text{water/air}}}{s_{\text{water/air}}} \quad (2)$$

where the α_i are the percentage portions of the ionization signal originating from the wall component i , $s_{\text{wall}(i)/\text{air}}$ is the stopping-power ratio of the wall component i to air and $t_{\text{water/wall}(i)}$ is the ratio of average mass energy absorption coefficients of water to the wall component i .

Using this formula, we calculate the change in the chamber response expected from the change of the ionization portions. The response factor is calculated to be 0.984, which corresponds exactly to the simulated value, as one can see in table 2. Now it is clear that the observed effect is a chamber wall effect. Up to now, no wall effect has been reported for small spectral changes. A change of the chamber signal within a given field has not yet been observed.

4. Discussion and conclusion

4.1. Mean energy and stopping-power ratio

As a result of the hardening effect caused by the flattening filter, the mean energy of the photons shows a difference of 16% between the central axis and the off-axis position at

the water surface. This difference is still high at the depth of the dose maximum, but it degrades with increasing water depth. The reason for this effect is that on one hand the low energy radiation has a much higher probability to be scattered. This scattering of the low energy radiation causes a quite high level of low energy background radiation. Therefore, the effective mean energy of the radiation decreases. This effect is much higher at the central part of the beam, since low energy radiation from the whole field contributes to the radiation spectra on the central axis. At off-axis points the area, from which low energy radiation can reach the point of measurement, is much smaller therefore the relative decrease of the mean energy is smaller.

On the other hand, there is a substantial difference in the spectral changes of the photons and electrons. Apart from the electron spectra at the surface, which contain a lot of high energy electrons scattered from the collimators, the electron spectra do not change significantly with increasing depth. Also the change of the mean energy from the central part to the distal regions of the beam is very low, comparable to the drop of the photon energy at 10 cm depth. As a result of that, the change in the stopping-power ratio water-to-air ($s_{w/a}$) is expected to be negligible, although the change in the photon spectra is high. A similar investigation has been made by Sanchez-Doblado *et al* (2003) for small fields, where they found that there is no change in the $s_{w/a}$ value for IMRT and stereotactic fields.

In fact, we calculate the $s_{w/a}$ values for different depths and positions using the *sprznrc* program. As expected there is no difference, with respect to the statistical accuracy of the calculation, in the $s_{w/a}$ values found for different depths and positions.

4.2. Dose components

Since the variations in the stopping-power ratio are negligible they are not the reason for the observed variation of the chamber response. Therefore, our investigation focuses on the fractions of the ionization signal in the air volume coming from the various wall materials of the chamber. The chamber investigated here consists of a chamber wall made of PMMA, a conducting layer of graphite and a central electrode made of aluminium. These materials are similar to water with respect to photon radiation. The problem is, they are similar, but not equivalent. Such deviations, although they may be very small, can be the reason for the observed deviation in the chamber response. When looking at the values of the different components listed in table 3, one notices that the dose from the conducting graphite layer is constant. But the contributions from the PMMA layer and from the surrounding water vary in the points, where we observe a variation in the chamber response. This means that the observed effect is caused by slightly different absorption and scatter conditions for the radiation within the PMMA wall. This different absorption and scatter conditions will cause a different chamber signal for the same absorbed dose to water at the point of interest. If a constant wall perturbation correction factor is applied to the chamber signal it is not converted to the correct dose at all positions.

4.3. Chamber response

The influence of the observed effect on patient dose calculation is, however, quite small for standard treatment modalities. But, for modern precision therapy, e.g. IMRT, there is a non-negligible influence on dose distributions. Especially for head and neck treatments, a numerous portion of the subfields can be far off-axis.

Another important area, which is influenced by the effect, is the development of Monte Carlo treatment head models. Here measured dose profiles are used to verify the model after

the optimization of the free parameters (Sheikh-Bagheri and Rogers 2002). Therefore, dose profile errors can lead to errors in the final head model parameters. In fact, this was how we found this effect. For our Monte Carlo head model we could not match the measured cross profiles to simulated profiles, which were scored in water voxels only. The only way to bring measurements and simulations to an exact match was by simulating the off-axis factors in a full ionization chamber model.

Up to now only a small volume ionization chamber has been investigated, since this type is often used for measuring dose profiles. Also, only one photon energy has been investigated. This is mainly because of the very long simulation times for ionization chamber simulations. But it might be of common interest, if the observed effect can also be found for chambers of larger volume, especially for Farmer-type chambers. For ionization chambers of smaller volume than the one investigated in this work, other groups also found that the effect of scattered electrons and volume averaging has to be corrected (Heath *et al* 2004). Also the magnitude of the effect for higher and lower photon energies might be of interest. Other measurements, which could be affected by the observed effect, are cross profile measurements in air. Such measurements are used for the commissioning of patient dose planning systems and Monte Carlo treatment head models. Therefore, more investigations will be necessary.

Acknowledgments

The authors would like to thank Bruggmoser from the University hospital of Freiburg for kindly helping with the TLD measurements. This work was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft grant no. CH-169/1.

References

- Ahnesjö A and Aspradakis M M 1999 Dose calculations for external photon beams in radiotherapy *Phys. Med. Biol.* **44** R99–155
- Almond P R, Biggs P J, Coursey B M, Hanson W F, Huq M S, Nath R and Rogers D W O 1999 Protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams *Med. Phys.* **26** 1847–70
- Almond P R and Svensson H 1977 Ionization chamber dosimetry for photon and electron beams. Theoretical considerations *Acta. Radiol. Ther. Phys. Biol.* **16** 177–86
- Andreo P, Burns D T, Hohlfield K, Huq M S, Kanai T, Laitano F, Smyth V and Vynckier S 2000 Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water *Technical Report Series No. 398* (Vienna: IAEA)
- Andreo P, Sanchez-Doblado F and Capote R 2003 Reply to Comments on Ionization chamber dosimetry of small photon fields: a Monte Carlo study on stopping-power ratios for radiosurgery and IMRT beams *Phys. Med. Biol.* **48** L46–8
- Bouchard H and Seuntjens J 2004 Ionization chamber-based reference dosimetry of intensity modulated radiation beams *Med. Phys.* **31** 2454–65
- Capote R, Sanchez-Doblado F, Leal A, Lagares J I, Arrans R and Hartmann G H 2004 An EGSnrc Monte Carlo study of the microionization chamber for reference dosimetry of narrow irregular IMRT beamlets *Med. Phys.* **31** 2416–22
- Fippel M, Haryanto F, Dohm O, Nüsslin F and Kriesen S 2003 A virtual photon energy fluence model for Monte Carlo dose calculation *Med. Phys.* **30** 301–11
- Heath E, Seuntjens J and Sheikh-Bagheri D 2004 Dosimetric evaluation of the clinical implementation of the first commercial IMRT Monte Carlo treatment planning system at 6 MV *Med. Phys.* **31** 2771–9
- Kawrakow I and Rogers D W O 2000 The EGSnrc code system: Monte Carlo simulation of electron and photon transport (PIRS-701) (Ottawa: National Research Council of Canada)
- Martens C, De Wager C and De Neve W 2000 The value of the PinPoint ion chamber for characterization of small field segments used in intensity-modulated radiotherapy *Phys. Med. Biol.* **45** 2519–30
- Paskalev K A, Seuntjens J P, Patrocínio H J and Podgorsak E B 2003 Physical aspects of dynamic radiosurgery with very small photon beams (1.5 and 3 mm in diameter) *Med. Phys.* **30** 111–8

- Rogers D W O, Faddegon B A, Ding G X, Ma C-M, We J and Mackie T R 1995 BEAM: a Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units *Med. Phys.* **22** 503–23
- Sanchez-Doblado F, Andreo P, Capote R, Leal A, Perucha M, Arráns R, Núñez L, Mainegra E, Lagares J I and Carrasco E 2003 Ionization chamber dosimetry of small photon fields: a Monte Carlo study on stopping-power ratios for radiosurgery and IMRT beams *Phys. Med. Biol.* **48** 2081–99
- Sätherberg A, Karlsson M and Karlsson M 1996 Theoretical and experimental determination of phantom scatter factors for photon fields with different radial energy variation *Phys. Med. Biol.* **41** 2687–94
- Seuntjens J and Verhaegen F 2003 Comments on ionization chamber dosimetry of small photon fields: a Monte Carlo study on stopping-power ratios for radiosurgery and IMRT beams *Phys. Med. Biol.* **48** L43–5
- Sheikh-Bagheri D and Rogers D W O 2002 Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters *Med. Phys.* **29** 379–90

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit ist es Zeit den Menschen zu danken, die mit zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben:

An erster Stelle möchte ich meinem Doktorvater, Prof. Dr. F. Nüsslin, für das interessante Thema und die Freiräume beim Bearbeiten des Themas danken.

Meinen beiden Betreuern Prof. Dr. G. Christ und PD Dr. M. Fippel gilt mein besonderer Dank. Sie hatten immer ein offenes Ohr für meine Fragen und haben mich während meiner Arbeit stets unterstützt.

Vielen Dank auch allen ehemaligen und derzeitigen Kollegen der Forschungsgruppe für Rat und Tat bei den alltäglichen Problemen und Fragen, für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die zahlreichen Unternehmungen. Vielen Dank Markus, Werner, Anne, Christoph, Mattias, Freddy, Urszula, Wolfram, Gustav, Niklas, Matthias, Marcin, Martin und Daniela.

Allen übrigen Mitarbeitern der Abteilung Medizinische Physik danke ich für die nette Atmosphäre in der Abteilung und für die Hilfe bei Problemen an den Beschleunigern und an den Messgeräten.

Herrn Dr. G. Bruggmoser danke ich für die Unterstützung bei den TLD Messungen.

Ein besonderer Dank gebührt meiner Verlobten Simone dafür, dass sie mich auch in schwierigen Zeiten immer unterstützt und wieder aufgerichtet hat.

Und schließlich möchte ich mich bei meinen Eltern für ihre langjährige Unterstützung bedanken!