

INAUGURAL-DISSERTATION

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Georgios Anagnostopoulos
aus Athen, Griechenland

Tag der mündlichen Prüfung: 15.02.2006

Untersuchung des Einflusses der Patientenkörperanatomie auf die
Dosimetrie und Entwicklung eines analytischen
Dosisberechnungsmodells für die ^{192}Ir HDR Brachytherapie

Gutachter: Prof. Dr. Wolfgang Schlegel
Prof. Dr. Josef Bille

Zusammenfassung

Untersuchung des Einflusses der Patientenkörperanatomie auf die Dosimetrie und Entwicklung eines analytischen Dosisberechnungsmodells für die ^{192}Ir HDR Brachytherapie

Für die Durchführung der konformalen ^{192}Ir HDR Brachytherapie ist eine genaue Dosisberechnung im Patientenkörper unerlässlich. Die Brachytherapieplanungssysteme (BPS) berücksichtigen in ihren Dosisberechnungen gegenwärtig die inhomogene Körperanatomie und die endlichen Körperdimensionen nicht. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung des Einflusses der vom als Dosisreferenzmaterial Wasser abweichenden Körperinhomogenitäten und der endlichen Körperdimensionen auf die Dosisberechnung und mit der Entwicklung eines schnellen analytischen Dosisberechnungsmodells für die Korrektur der Dosisverteilung in der Umgebung von ^{192}Ir Strahlern.

Hierzu wird anhand der Unterscheidung der Primär- von der Streuphotonendosis und der Sievert Integrationsmethode ein neues Dosisberechnungsmodell entwickelt und in einer Reihe von homogenen, inhomogenen und endlichen Testphantomgeometrien auf seine Rechengenauigkeit verglichen sowie mit Monte Carlo (MC) Simulationsberechnungen überprüft.

Die Einsatzgrenzen des Modells werden in zwei klinischen Fallbeispielen durch den Vergleich mit BPS- und MC- Dosisberechnungen jeweils in homogenen und inhomogenen Patientenphantomgeometrien untersucht. Die für die Brachytherapieplanung erwünschte Rechengeschwindigkeit wird von der Fähigkeit des Modells zur Korrektur der Dosisverteilung in inhomogenen patientäquivalenten Phantomgeometrien nicht begrenzt. Zusätzlich wird die BPS-Rechengenauigkeit verglichen, mit den MC-Simulationsberechnungen im dritten klinischen Fallbeispiel mit endlichen Körperdimensionen untersucht und der potentielle Einsatz des vorgestellten Modells diskutiert.

Abstract

Analysis of the the influence of patient body anatomy on the dosimetry and development of an analytical dose calculation model in the ^{192}Ir HDR brachytherapy

For the implementation of the conformal ^{192}Ir HDR brachytherapy is the accurate dose calculation in the patient body essential. The brachytherapy treatment planning systems (BPS) currently do not account for body inhomogeneities and the bounded geometry of the patient body in their dose calculations. This work deals with the analysis of the impact of patient inhomogeneities and the bounded patient dimensions on the dose calculation and the development of a fast analytical dose calculation model for the correction of the dose distribution in the vicinity of ^{192}Ir sources.

Based on the method of separating the primary from scatter dose and the Sievert integral a new analytical dose calculation model is developed and evaluated in comparison with Monte Carlo (MC) calculations in a number of homogeneous, inhomogeneous and bounded geometry mathematical test phantoms.

Its clinical application limits are studied in comparison with the corresponding BPS- and MC-dose calculation results in homogeneous and inhomogeneous patient anatomy-adapted phantoms. It is found that the ability of the presented model to correct the dose calculation in inhomogeneous patient-equivalent geometries does not limit its high dose calculation time efficacy. Furthermore the BPS dose calculation accuracy in comparison with MC calculation results is investigated in a patient bounded anatomy phantom and the potential application of the presented model is discussed.

Inhaltsverzeichnis

1. EINLEITUNG	1
1.1. BRACHYTHERAPIE ALS BESTANDTEIL DER STRAHLENTHERAPIE	2
1.2. DIE ROLLE DER DOSISBERECHNUNG IN DER BRACHYTHERAPIE	2
2. MATERIAL UND METHODEN.....	5
2.1 RADIONUKLIDE IN DER BRACHYTHERAPIE	5
2.1.1 Iridium 192	8
2.2 GRUNDLAGEN DER DOSIMETRIE IN DER BRACHYTHERAPIE.....	9
2.3 PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN DER DOSISDEPOSITION	11
2.4 MONTE CARLO DOSIMETRIE IN DER BRACHYTHERAPIE	18
2.4.1 Die MC Programmpaketen MCNP4c und MCNPX 2.4.0	19
2.5 DOSISBERECHNUNGSMODELLE IN DER BRACHYTHERAPIE.....	27
2.5.1 Das AAPM TG-43 Dosimetrieprotokoll	28
2.5.2 Dosiskern Superpositionsmethoden	31
2.5.3 Die Sievert Integrationsmethode und das SPR Verfahren	36
2.5.4 Das Dosisrechenmodell in unendlichen homogenen Medien	41
2.5.5 Das Dosisrechenmodell in inhomogenen Geometrien	48
2.5.6 Das Dosisrechenmodell in endlichen Geometrien	55
3. ERGEBNISSE	64
3.1 DOSIMETRISCHE VERIFIKATION DES MONTE CARLO CODES	64
3.1.1 Verifikation von MCNP für einen ^{192}Ir Strahler	64
3.1.2 Verifikation von MCNP für einen ^{125}I Strahler.....	68
3.2 DAS DOSISRECHENMODELL IN TESTPHANTOMGEOMETRIEN	73
3.2.1 Homogene Phantomgeometrien	73

3.2.2 Inhomogene Phantomgeometrien.....	76
3.2.3 Endliche Phantomgeometrien	86
3.3 ANWENDUNG DES MODELLS AN KLINISCHEN TESTFÄLLEN	93
3.3.1 Transperineale HDR Brachytherapie des Prostatakarzinoms	93
3.3.2 Intraluminale HDR Brachytherapie des Ösophaguskarzinoms.....	99
3.3.3 Interstitielle Brachytherapie eines Brusttumors	107
4. DISKUSSION UND AUSBLICK	114
5.ZUSAMMENFASSUNG.....	122
A. DIE PHOTONENENERGIESPEKTREN VON ^{192}Ir UND ^{125}I	124
B. ANALYTISCHE BERECHNUNG DER ANISOTROPIEFUNKTION	126
C. DIE TL DOSIMETRIE IN DER BRACHYTHERAPIE	129
C.1 GRUNDLAGEN DER TL DOSIMETRIE IN DER BRACHYTHERAPIE	129
C.1.1 Kalibrierung der Thermolumineszenzdosimeter	130
C.1.2 Korrekturen zur TL Dosimetrie in der Brachytherapie	132
ABBILDUNGSVERZEICHNIS	137
TABELLENVERZEICHNIS	145
LITERATURVERZEICHNIS	147
DANKSAGUNG	161

Kapitel 1

Einleitung

Die Anzahl der Krebserkrankungen hat sich in den letzten Jahren erhöht und zu einem der größten Gesundheitsprobleme unserer Gesellschaft entwickelt. Nach Studienangaben [NCCIC98] haben die Tumorerkrankungen in der westlichen Welt den ersten Platz als Ursache zur Reduktion der mittleren Lebensdauer eines Menschen eingenommen. Diesen Berichten zufolge wird mehr als ein Drittel der heutzutage lebenden Menschen während ihrer Lebenszeit an einer Tumorart erkranken und ein Viertel der Menschheit daran sterben. Im Jahr 1990 wurde abgeschätzt, dass jährlich weltweit mehr als neun Millionen neue Krebsfälle entstehen, mehr als die Hälfte davon in den Entwicklungsländern [IAEA98]. Während die Wahrscheinlichkeit an der Tumorentstehung zwischen Frauen und Männern gleichverteilt ist, steigt die Verteilung der Tumorerkrankungen als Funktion vom zunehmenden Alter erheblich an [IAEA98]. Weltweit bleibt weiterhin der Brustkrebs bei Frauen und der Prostatakrebs bei Männern die am häufigsten diagnostizierten Tumorleiden. Die Häufigkeit für das Auftreten verschiedener Tumorarten, die eine unterschiedliche Prognose [Win98] und somit eine unterschiedliche Lebenserwartung für den Patienten aufweisen, ist auch von Region zur Region in der Welt stark unterschiedlich.

Von den an einer Tumorart leidenden Patienten wird annäherungsweise die Hälfte mit Strahlentherapie behandelt, die als eine der drei etablierten Methoden bei der Behandlung von Tumorerkrankungen angewendet wird, sowohl als einzige Therapiemöglichkeit als auch in Kombination mit den anderen zwei etablierten Verfahren, der Chirurgie und der Chemotherapie. Die Wirkung der Strahlentherapie besteht darin, das behandelte Tumorgewebe durch die Anwendung von ionisierender Strahlung abzutöten. Zielsetzung bei dem kurativen Strahlentherapieansatz ist die Verabreichung einer hinreichend hohen Dosis im Zielvolumen zur Eliminierung des Tumors und somit zur Heilung des Patienten und bei dem effektiven palliativen Strahlentherapieansatz die Linderung von Schmerzen und die Verbesserung der Lebensqualität des Patienten. In der westlichen Welt sind die an Krebs leidenden Patienten, die mit einer kurativen und diejenigen die mit einer palliativen Strahlentherapie behandelt werden, gleichmäßig verteilt. Von großer Bedeutung ist es, dass die Anwendung von Strahlung bei der Strahlentherapie unter maximaler Schonung von dem umliegenden gesunden Gewebe zu erfolgen hat, insbesondere wenn in der unmittelbaren Nähe des Zielvolumens strahlensensible Organe liegen, weil in diesem Fall mit potentiellen Nebenwirkungen gerechnet werden muss. Die Einhaltung dieser Vorgaben ist ausschlaggebend für den Erfolg der Strahlentherapie.

1.1. Brachytherapie als Bestandteil der Strahlentherapie

Die Fundamente für die Anwendung und die Entwicklung der Brachytherapie als eine Strahlentherapiemodalität wurden im vorletzten Jahrhundert einerseits durch H.A. Becquerel im Jahre 1896 mit der Entdeckung der Eigenstrahlung von Uranerzen [Bec896] und mit der Entdeckung des Radionuklids Radium in Dezember 1898 durch Marie und Pierre Curie [Cur898] gelegt. Die Methode der Brachytherapie (Vorsilbe: ‚Brachy‘, griechisch: *βραχυς* bedeutet nah/kurz) erlaubt die Bestrahlung von Tumoren, indem Strahlerquellen in den Tumor selbst oder in Kontakt mit dem Tumor gebracht werden. Obwohl in den ersten Jahren der Brachytherapiegeschichte die Tumorbehandlungen fast ausschließlich mit der Applikation von Radiumstrahlerquellen in der Tumorregion erfolgte, finden in der Gegenwart fast alle mit Brachytherapie durchgeführten Tumorbehandlungen durch die Anwendung von im Kernreaktor erzeugten künstlichen Radionukliden statt.

Eine erste Unterteilung der Brachytherapie in die vier angewendeten Therapiemöglichkeiten kann in Abhängigkeit von der anatomischen Tumorlokalisation und der Positionierung des Strahlers im Verhältnis zum Tumor erfolgen [Bus96] [Kri99]. Bei der:

- **Kontakttherapie** wird die umschlossene Strahlenquelle oder ein Applikator mit einer inneren oder äußeren Körperoberfläche des Patienten in Kontakt gebracht (z.B. Hauttumoren, intraoperativ mit der Verwendung von Flaps).
- **Intrakavitären Brachytherapie** werden die Strahlerquellen durch natürliche Körperöffnungen in eine präformierte Körperhöhle eingeführt (z.B. im Ösophagus, im Rektum, in der Cervix Uteri).
- **Interstitiellen Brachytherapie** werden die umschlossenen Strahlerquellen mit oder ohne Applikatoren unmittelbar in das Gewebe implantiert (z.B. in dem Prostata, in der Mamma, bei HNO-Tumoren).
- **Intraluminalen/intravasalen Brachytherapie** werden die Strahlerquellen durch eine künstliche Öffnung in ein Hohlorgan oder eine präformierte Körperhöhle eingeführt (z.B. in der Urethra, im Ösophagus, in den Blutgefäßen).

Fast jede tumorbefallene anatomische Körperregion ist mit Brachytherapie behandelt worden. Die Aufzählung der klinischen Brachytherapieanwendungen in jeder einzelnen Tumorkategorie, ist nicht im Sinne dieser Dissertation. Detaillierte Hinweise über die Behandlung von verschiedenen Tumoren sowie die bedeutenden Schritte der technischen Entwicklung der Brachytherapieanwendungen kann man u.a. in den Büchern von Perez und Brady [Per98], von Hillaris, Nori und Anderson [Hil88], sowie auch in den Büchern von Nag [Nag94] [Nag97] und von Zamboglou und Flentje [Zam95] finden.

1.2. Die Rolle der Dosisberechnung in der Brachytherapie

Nach der Indikation zur Behandlung eines Tumors mit der Brachytherapie und der Festlegung des Planungszielvolumens [DIN6814-8] und der zu schonenden Körperstrukturen und/oder der Risikoorgane [DIN6814-8] von dem Arzt, erfolgt die Implantation der Behandlungskatheter in Kontakt zu oder in dem Zielvolumen, wo sich später der radioaktive Strahler aufhalten wird. In dem Ablauf der Behandlungsprozedur kommt der Dosisberechnung eine zentrale Rolle zu (siehe Abb. 1.1).

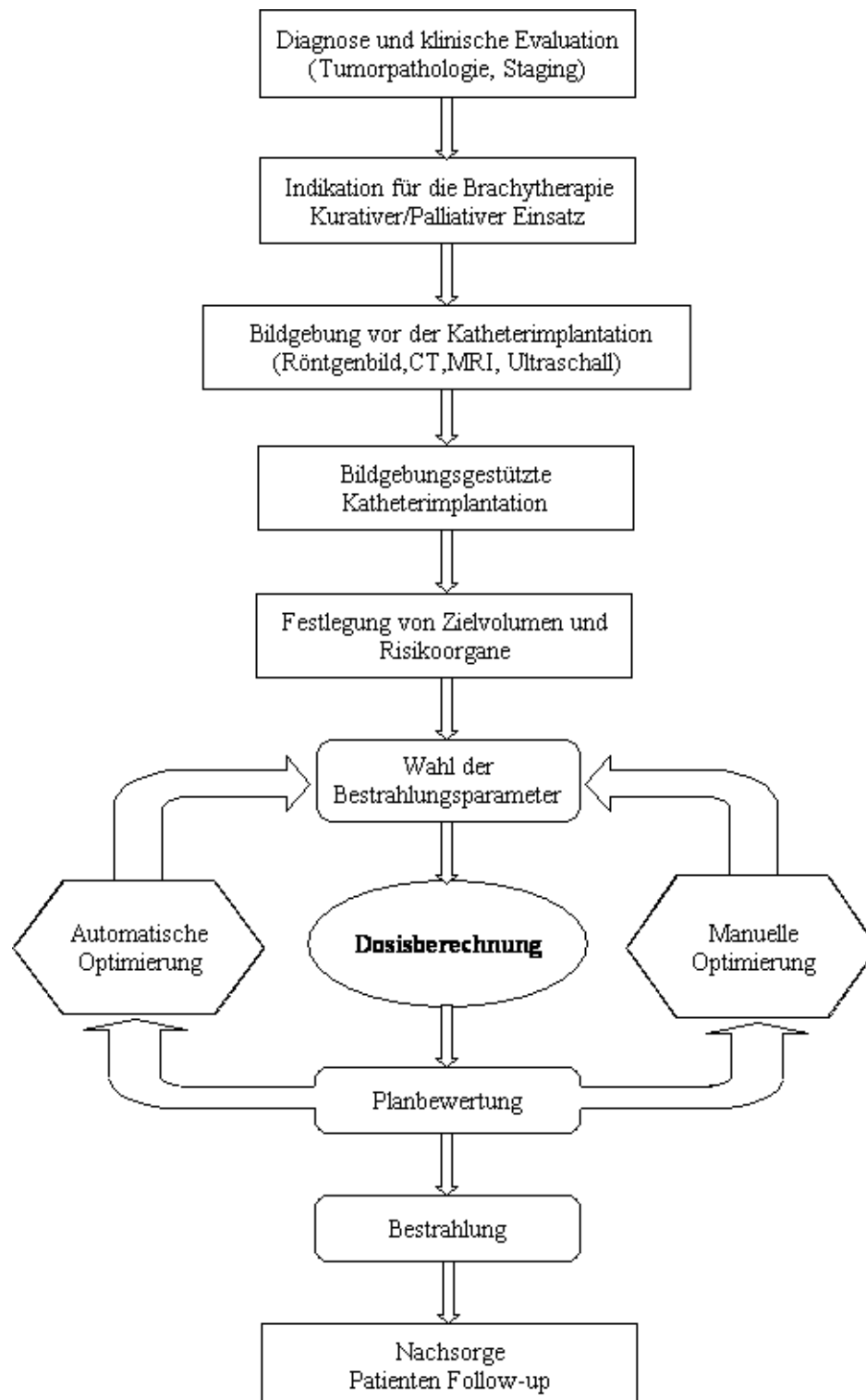


Abbildung 1.1: Der Ablauf der Brachytherapiebehandlung

Durch die Variation der Bestrahlungsparameter bei der mit dem Computer durchgeführten Brachytherapiebestrahlungsplanung kann die Dosisverteilung im Zielvolumen und in den Risikoorganen optimiert werden [Lah00][Karo02][Lah99]. Solche Parameter sind die Benutzung von bestimmten Strahlerhaltepositionen und die Auswahl der Bestrahlungszeiten an jeder Halteposition des Strahlers in den jeweiligen ausgewählten Kathetern. Jeder Schritt der Brachytherapie kann, genauso wie bei der perkutanen Strahlentherapie, als ein Glied einer Kette betrachtet werden, das Einfluss sowohl auf die

Tumorkontrolle als auch auf mögliche Komplikationen im gesunden Gewebe hat. Weiterhin muss man jedes Glied dieser Kette als eine potentielle Fehlerquelle betrachten, welche die Genauigkeit der gesamten Strahlenbehandlung beeinflusst. Das ALARA-Prinzip [ICRP60-90][ICRP55-90] (abgekürzt aus dem Englischen: as low as reasonably achievable), das seit einigen Jahren die Grundlage der Strahlenschutzphilosophie bildet, darf bei der Durchführung der Strahlentherapie in das AAARA-Prinzip (abgekürzt aus dem Englischen: as accurate as reasonably achievable) übersetzt werden [Dyk99]. Dabei ist zu verstehen, dass bei der Anwendung von Strahlung in der Medizin, die Verhältnismäßigkeit zwischen verbessertem Behandlungsergebnis und zusätzlichem Aufwand angestrebt werden muss, um die bestmöglichen Erfolgsaussichten der Therapie mit den geringst möglichen Nebenwirkungen für den Patienten zu verwirklichen. Der letzte Satz ist auch ein Bestandteil der Gesetzgebung [SSV02] und stellt somit eine erforderliche Voraussetzung für die Erstellung und die Durchführung eines Behandlungsplanes dar.

Die technologischen Entwicklungen, wie beispielsweise die modernen bildgebenden Verfahren und die darauf basierte Brachytherapieplanung [Mil01][Mil00][Bal00][Gia00], das Konzept der automatisierten Strahlernachladetechnik (engl. Source Afterloading) [Hen63] und die Entwicklung der Dosisoptimierungsmethoden in der Brachytherapie [Lah00][Kar02][Lah99] haben dazu beigetragen:

- die Genauigkeit bei der Tumorlokalisation zu erhöhen
- die Bestrahlung ohne Strahlenbelastung des Personals durchzuführen
- die Forderungen an verbesserten Dosisverteilungen zu erfüllen

Trotz der Implementierung dieser neuen Techniken, basieren die heutzutage verwendeten Dosisberechnungsalgorithmen in den kommerziell verfügbaren Bestrahlungsplanungssystemen der Brachytherapie immer noch auf den mit Monte Carlo (MC) Simulationen vorberechneten Tabellenwerten, mit Dosisparametern, die in bestimmten Dosimetrieprotokollen [Nat95] explizit definiert sind. Die Ergebnisse dieser MC Berechnungen werden jedoch in mathematischen wasserhomogenen Standardphantomgeometrien [Wil95a][Ang00] durchgeführt, die die Existenz von Körperinhomogenitäten im Patienten und dessen endliche Abmessungen nicht berücksichtigen. Diese Tatsache stellt die wesentliche Motivation dieser Arbeit dar, deren Zielsetzung ist:

1. Den Einfluss von Körperinhomogenitäten und der endlichen Abmessungen der Körperanatomie auf die Dosimetrie in der ^{192}Ir HDR (aus dem Englischen: High Dose Rate, hohe Dosisleistung) Brachytherapie zu untersuchen und ein schnelles analytisches Dosisberechnungsmodell für die Berücksichtigung dieser Eigenschaften zu entwickeln.
2. Den Gültigkeitsbereich dieses Modells in Testgeometrien und patientenäquivalenten mathematischen Phantomen zu überprüfen.

Kapitel 2

Material und Methoden

2.1 Radionuklide in der Brachytherapie

Die Entdeckung von ^{226}Ra von Marie und Pierre Curie in 1898 hat den Weg für die Brachytherapie eröffnet. Dieser Weg wurde mit der Entdeckung der künstlichen Radioaktivität von Irène Curie und Frédéric Joliot in 1934 erweitert. Seitdem sind durch die Entwicklung von Kernreaktoren und Teilchenbeschleuniger mehr als 2500 Radionuklide hergestellt worden, von denen etwa 300 Halbwertszeiten zwischen 10 Tagen und 100 Jahren aufweisen. Zehn Radionuklide von dieser Gruppe sind in der klinischen Praxis der Brachytherapie eingesetzt worden. Das sorgfältige Auswählen eines künstlichen Radionuklids stellt ein Kompromiss zwischen seiner physikalischen Eigenschaften, seiner Produktionskosten und des erwünschten therapeutischen Resultates dar. Die Präsentation dieser physikalischen Eigenschaften in der vorliegenden Arbeit beschränkt sich auf Radionuklide in der Onkologie, die Photonen emittieren. Deren Einsatz macht den Großteil der Brachytherapieanwendungen aus. Die wichtigsten physikalischen Eigenschaften eines Radionuklids, die seine Einsatzfähigkeit und Einsatzform in der klinischen Routine bestimmen, sind:

a. Energie

Der wichtigste Faktor für die Bewertung eines Radionuklids in Bezug auf seine klinische Verwendbarkeit ist die Energie der emittierten Photonenstrahlung. Diese bestimmt ihre Durchdringungsfähigkeit im Gewebe, die durch den linearen Schwächungskoeffizienten μ quantifiziert werden kann. Übertragen auf die klinische Praxis ist für die notwendigen Abschirmungsmaßnahmen die Größe der Halbwertsschichtdicke (engl. HVL= Half Value Layer) quantifiziert worden. Im Allgemeinen steigt die Durchdringungsfähigkeit der Strahlung mit zunehmender Energie an, die mit der Homogenität der Dosisverteilung im Zielvolumen verbunden ist. Dies betrifft die Anforderungen an Strahlenschutzmaßnahmen und somit die Kosten des Aufbaus einer Brachytherapiestation.

In der Abbildung 2.1 ist die Dosisverteilung im Wasser gegen den radialen Abstand als Funktion der emittierten Energie dargestellt. In dieser Abbildung werden die Dosiswerte mit dem Quadrat des radialen Abstandes multipliziert um den großen Einfluss des Geometriefaktors aufzuheben und anschließend auf die Dosis in einem Abstand von 1cm normiert. Man kann den steilen Abfall der Energiedosis mit zunehmendem Abstand bei den niedrigen Energien beobachten, der durch die erhebliche Schwächung der Strahlung aufgrund des überwiegenden Photoeffektes in diesem Energiebereich zustande kommt. Bei den hohen Photonenenergien nimmt die Energiedosis mit zunehmendem Abstand nur

geringfügig ab, da die Schwächung der Strahlung durch die Streuung kompensiert wird. Die Abbildung zeigt, dass bei den mittleren Photonenenergien (50-100keV) der Effekt der Schwächung in übersteigertem Maß von der Photonenstreuung ausgeglichen wird und eine breite Region der graduellen Erhöhung der Energiedosis (Aufbaubereich) entsteht. Nicht zuletzt reduziert der Anstieg der Photonenenergie die Ionisationsdichte per Einheit zurückgelegter Weglänge im Gewebe, d.h. den linearen Energietransfer (engl. LET) auf geladene Sekundärteilchen, von dem die biologische Wirksamkeit der Strahlung abhängig ist.

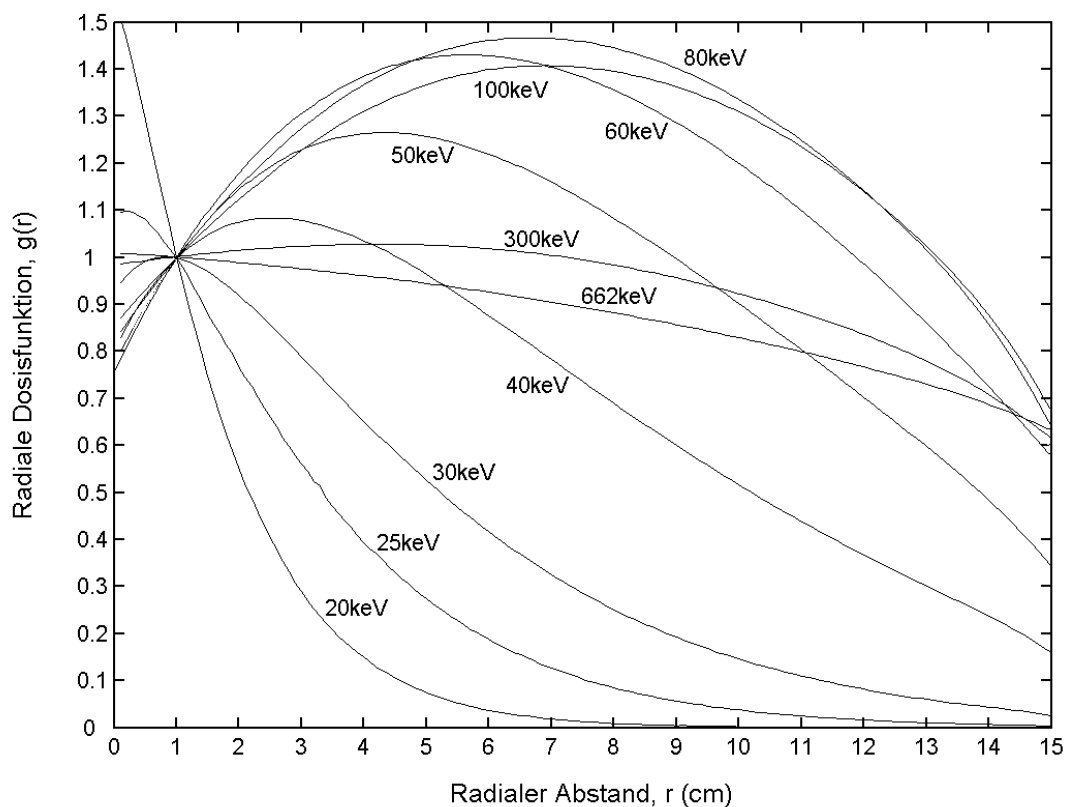


Abbildung 2.1: Die mit dem Quadrat des radialen Abstandes multiplizierte Energiedosis monoenergetischer, punktförmiger Photonenstrahler als Funktion des radialen Abstandes von der Strahlenquelle. Alle Dosiswerte wurden auf den Dosiswert im Abstand von 1cm normiert

b. Halbwertszeit

Ein zweiter wichtiger Faktor für die Auswahl eines Radionuklids im klinischen Einsatz ist seine physikalische Halbwertszeit. Die Radionuklide, die einen geringen Wert der Halbwertszeit aufweisen, von einigen Tagen (^{103}Pd) bis etwa zwei Monate (^{125}I), sind gute Kandidaten für die klinische Anwendung der sogenannten permanenten Implantationen im Gewebe. Hingegen Radionuklide mit relativ langen Halbwertszeiten, von wenigen Monaten (^{192}Ir) bis wenigen Jahren (^{60}Co) sind für temporäre Implantationen für die Brachytherapie gut geeignet.

c. Spezifische Aktivität

Weiterhin ist die spezifische Aktivität der Radionuklide, die als das Verhältnis der Aktivität pro Masseneinheit definiert wird von großer Bedeutung. Diese physikalische Eigenschaft bestimmt die Minimalgröße einer Strahlenquelle für das Erreichen einer vorgegebenen Dosisleistung oder umgekehrt die Maximaldosisleistung, die von einer

bestimmten Strahlenquellegröße erreicht werden kann. Wünschenswert ist natürlich eine möglichst kleine Strahlenquellengröße.

d. Massendichte und Ordnungszahl

Zusätzlich spielen die Massendichte, ρ , sowie die Ordnungszahl Z des Radionuklids und seiner Kapselung eine zweifache Rolle. Zum einen bei der Bestimmung ihrer Lage im Gewebe mit Hilfe der Bildgebung (Röntgen, Computertomographie (CT), Magnetresonanztomographie (MRT), usw.) nach einer permanenten Implantation, die wichtig für die Brachytherapiebestrahlungsplanung als auch für die Homogenität der Dosisverteilung in der Strahlerumgebung sind. Zum anderen beeinflussen sie - in Zusammenhang mit der Energie der emittierten Photonen - das aus dem Strahler austretende Energiespektrum, das aufgrund unterschiedlicher Schwächungs- und Streuungseigenschaften oder wegen der Produktion von charakteristischen Röntgenstrahlung von Strahler zu Strahler stark variieren kann.

In der Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Radionuklide aufgelistet, die entweder in der Vergangenheit, wie z.B. ^{226}Ra eingesetzt wurden, oder heutzutage in der klinischen Praxis ihren Einsatz finden.

Radionuklid	Energiebereich E (keV)	Mittlere Energie < E > (keV)	HVL _{Pb} (mm)	Halbwertszeit T _{1/2}	Anwendungs- art	A _{spezifische} (GBq/g)
^{226}Ra	47-2450	830	8.0	1620y	temporär	37
^{241}Am	-----	60	0.125	432y	temporär	125.8
^{137}Cs	-----	662	5.5	30y	temporär	295.8×10^1
^{60}Co	1170, 1330	1250	11	5.26y	temporär	40.7×10^3
^{192}Ir	136-612	380	2.5	73.9d	temporär	340.4×10^3
^{125}I	27-35	28	0.025	59.6d	permanent	62.9×10^4
^{169}Yb	10-308	93	0.2	32d	permanent	88.8×10^4
^{103}Pd	20-23	21	0.008	17d	permanent	277.5×10^4
^{198}Au	-----	412	2.5	2.7d	permanent	88.8×10^5

Tabelle 2.1: Physikalische Eigenschaften der in der Brachytherapie benutzten Radionuklide

Die Gruppe, der für temporäre Strahlerimplantationen eingesetzten Radionuklide, endet bei ^{192}Ir in der Liste der Tabelle 2.1. Obwohl seine Halbwertszeit mit der von ^{125}I ähnlich ist, weist ^{192}Ir einen weitaus höheren Energiebereich auf. Dies würde Strahlenschutzprobleme für das gesunde Gewebe im Patienten sowie auch für das Personal und die Mitmenschen im Falle einer permanenten Implantation von ^{192}Ir Strahler hervorrufen. Das ^{226}Ra ist nur aus geschichtlichen Gründen in der Tabelle 2.1 aufgelistet. Der Einsatz wird heutzutage wegen erheblicher Strahlenschutzprobleme und erhöhten Kosten vermieden. Radium wurde durch ^{137}Cs , ^{60}Co und ^{192}Ir ersetzt. Als im Laufe der Zeit zusätzlich die Herstellung von Strahlenquellen mit erhöhter spezifischer Aktivität möglich wurde, verbesserte sich auch die Verfügbarkeit an Strahlerquellen mit erhöhter

Dosisleistung. Heutzutage besteht eine Gruppierung der Strahler in Abhängigkeit von der resultierenden Dosisleistung. Diese Gruppierung ist in der Tabelle 2.2 [ICRU38-85] dargestellt, wobei zu beachten ist, dass die Dosisleistung sich auf den Punkt oder die Region bezieht, wo die Dosis spezifiziert ist.

Dosisleistung	cGy/h	cGy/min
Niedrige (LDR)	< 200	< 4
Mittlere (MDR)	200- 1200	4- 20
Hohe (HDR)	> 1200	> 20

Tabelle 2.2: Unterteilung der Dosisleistung der Strahler in der Brachytherapie

Heutzutage wird ^{192}Ir in den meisten klinischen Fällen hauptsächlich sowohl für die HDR- als auch für die LDR- Brachytherapie auf der Basis der Afterloadingtechnik verwendet, die das automatische Nachladen der Strahlenquelle vom Strahlerquellentresor mit einem Schrittmotor in die im Patienten implantierten Katheter nach dem Bestrahlungsplanungsschema ermöglicht. ^{137}Cs und ^{60}Co sind aufgrund ihrer niedrigeren spezifischen Aktivität durch ^{192}Ir ersetzt worden und werden nur noch in wenigen gynäkologischen Applikationen eingesetzt. ^{125}I hat ^{198}Au bei permanenten Strahlerimplantationen im Patientengewebe wegen eines zu hohen Energiespektrums bei der Emission ersetzt. ^{103}Pd stellt ebenso eine Alternative zu ^{125}I für die permanente Strahlerquelleimplantation im Tumorgewebe aufgrund seiner geringeren Halbwertszeit im Vergleich mit ^{125}I dar. Dieses Nuklid erzielt eine höhere Dosisleistung zu Beginn ihrer Aufenthaltszeit im Tumorgewebe. Dieser Effekt wird für die Vernichtung von sich sehr schnell entwickelnden Tumorzellen erwünscht. Vor kurzem ist der Einsatz von ^{169}Yb für die permanente Strahlerimplantationen in der Brachytherapie aufgrund der kleineren Halbwertszeit im Vergleich zu ^{125}I sowie auch seiner verbesserten und homogenen Dosisverteilung im Zielvolumen im Vergleich zu ^{125}I und ^{103}Pd getestet worden. Dies begründet sich darin, dass in dem von ^{169}Yb emittierten Energiebereich der Abfall der Photonenfluenz mit zunehmendem Abstand durch die Streuung der Photonen ausgeglichen wird. Ursächlich hierfür ist die erhöhte Anzahl von Compton-Streuung, wie in Abbildung 2.1 deutlich wird.

2.1.1 Iridium 192

Die vorliegende Arbeit wird hauptsächlich auf die ^{192}Ir Strahler fokussiert, deren Einsatz den Großteil der Anwendungen sowohl für die HDR- als auch für die LDR- Brachytherapie abdeckt. ^{192}Ir wird durch die Absorption eines Neutrons von dem ^{191}Ir Kern erzeugt. Anschließend zerfällt ^{192}Ir in ^{192}Pt durch β^- Zerfall mit einer Zerfallswahrscheinlichkeit von 95.4% und in ^{192}Os unter Elektroneneinfang mit einer Wahrscheinlichkeit von 4.6%. Sowohl ^{192}Pt als auch ^{192}Os werden in angeregten Energiezuständen erzeugt und erreichen ihren Energiegrundzustand durch Emission von γ -Strahlung, wie in der Abbildung 2.2 dargestellt ist.

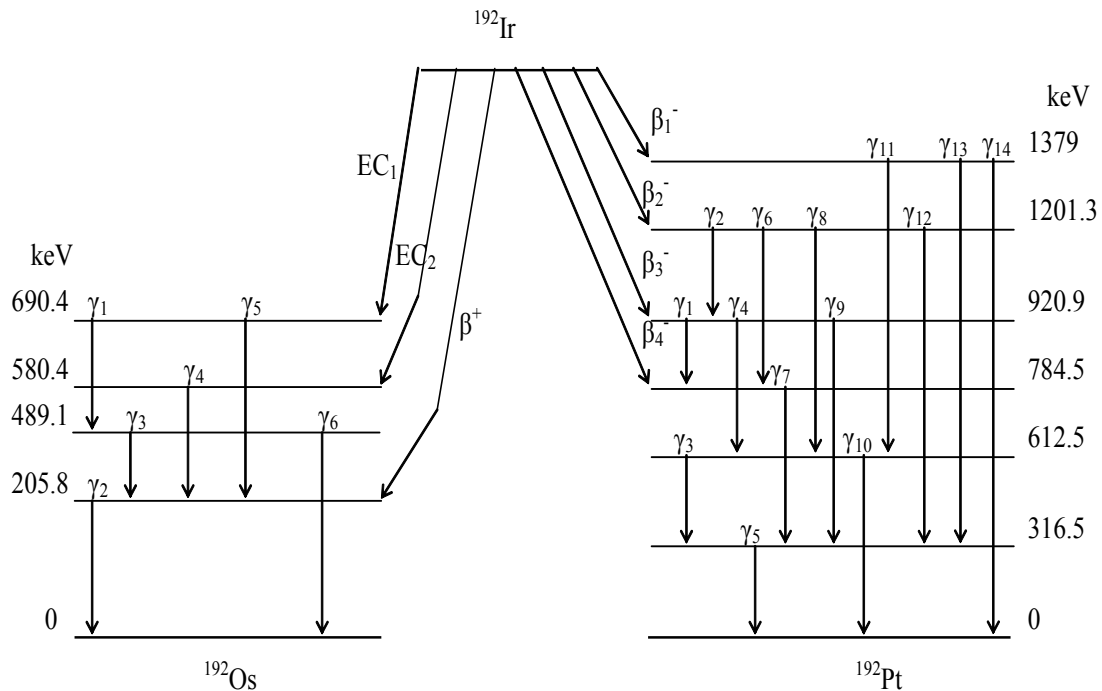


Abbildung 2.2: Das Zerfallsdiagramm von ^{192}Ir

Die wichtigsten Energielinien des ^{192}Ir Energiespektrums, das in Anhang A dargestellt ist, unter dem Aspekt ihrer Emissionshäufigkeit sowie auch ihrer Energiewerte sind diejenigen von 295.6keV (28.72%), 308.46keV (29.68%), 316.51keV (82.71%), 468.07keV (47.81%), 588.58keV (4.52%), 604.41keV (8.2%) und 612.46keV (5.34%). Hierbei werden von einem ^{192}Ir Kern pro Zerfall 2.33 Photonen und ein β^- Teilchen emittiert. Das β^- Energiespektrum weist eine mittlere Energie von etwa 200keV und eine Maximalenergie von 670keV auf.

2.2 Grundlagen der Dosimetrie in der Brachytherapie

Der Ausgangspunkt der Dosimetrie für Strahler in der Brachytherapie stellt die Ermittlung der Strahlerstärke dar. In der Vergangenheit wurde die Aktivität als Kenngröße zur Ermittlung der Strahlerstärke [DIN6809-93] verwendet. Dabei war jedoch die effektive Aktivität A_{app} (engl. apparent activity) eines realen Strahlers zu verstehen. Diese wurde als die Aktivität eines hypothetischen Punktstrahlers ohne Strahlerkapselung des gleichen Radionuklids wie der vorgegebene Strahler definiert, der die gleiche Ionendosisleistung in einem Abstand von 1 Meter frei in Luft wie diejenige von dem realen Strahler ergibt. Die Messeinheit war 1 Curie oder 1 Becquerel [Wil95b]. Dieser Messgröße folgte die äquivalente Radiummasse, die in Einheiten von Milligramm der Radiummasse oder abgekürzt mgRaeq gemessen wurde. Sie wurde definiert als die Masse von dem Radionuklid ^{226}Ra in einer aus Platinum (Pt) bestehenden Kapselung mit einer Wanddicke von 0.5mm, welche die gleiche Ionendosisleistung wie der real vorgegebene Strahler des jeweiligen Radionuklids in einem Abstand von einem Meter von dem Strahler ergeben würde. Ein mgRaeq von ^{226}Ra ergibt eine Ionendosisleistung in einem Meter Abstand von 0.825mRh^{-1} . Wie man von diesen Definitionen entnehmen kann, musste man für die Angabe der äquivalenten Radiummasse und der effektiven Aktivität immer die Ionendosisleistung in einem bestimmten Abstand ermitteln. Zwei unmittelbar mit der äquivalenten Radiummasse und der effektiven Aktivität verbundene Messgrößen sind die Ionendosisleistungskonstante Γ_X und die Luftkermaleistungskonstante Γ_K [Wil95b], die für

Punktstrahler eines bestimmten Radionuklids ohne Strahlerkapselung gegeben werden durch:

$$\Gamma_X = \frac{l^2 \cdot \dot{X}}{A} \quad (2.1)$$

$$\Gamma_K = \frac{l^2 \cdot \dot{K}}{A} \quad (2.2)$$

wobei $\dot{X}$ die Ionendosisleistung und $\dot{K}$ die Luftkermaleistung in einem Abstand von l von dem Punktstrahler der Aktivität A sind. Γ_X wird nur für Photonenstrahler definiert. Gemessen wird Γ_X in der Einheit $\text{mRm}^2\text{h}^{-1}\text{mCi}^{-1}$. Ähnlich wird die Luftkermaleistungskonstante Γ_K in der Einheit $\text{Gym}^2\text{h}^{-1}\text{mCi}^{-1}$ gemessen. Der ICRU Bericht 19 [ICRU19-71] enthält auch das Symbol, δ , bei der Definition von Γ_X um zu verdeutlichen, dass Photonen mit einer Energie kleiner als δ in der Strahlerkapselung geschwächt werden und dass sie möglicherweise nicht zur Dosis im Patienten oder bei der Strahlerkalibrierung beitragen werden.

In den meisten Fällen ist es schwierig, die Aktivität eines Strahlers zu bestimmen und durch unterschiedliche Messtechniken unterschiedliche Ergebnisse können sich einstellen. Zusätzlich bedarf ihr Einsatz der genauen Kenntnis entweder der Ionendosisleistungs- oder der Luftkermaleistungskonstante, die auch für gekapselte und ein breites Energiespektrum emittierende Strahler schwer zu ermitteln sind. Dies wurde schon mit der Einbeziehung des Symbols δ im ICRU Bericht 19 [ICRU19-71] angedeutet. In der Brachytherapie jedoch ist die genaue Kenntnis von beiden Konstanten nicht von Bedeutung, wenn man die Ionendosisleistung oder die Luftkermaleistung an einem Punkt P in einem bestimmten Abstand vom Strahler bestimmt hat. In der Regel beruhen fast alle Kalibrierungen von Brachytherapiestrahler auf die Messung der Dosisleistung in einem definierten Abstand vom Strahler. Gibt der Hersteller die Strahlerstärke als effektive Aktivität an, muss der Anwender die gleiche Ionendosisleistungs- oder Luftkermaleistungskonstante wie der Hersteller des Strahlers benutzen. Dies stellte jedoch eine potentielle Fehlerquelle dar. Ähnliches galt auch für die Angabe der Strahlerstärke als äquivalente Radiummasse.

Aufgrund der Tatsache, dass sowohl die äquivalente Radiummasse als auch die effektive Aktivität als Kenngrößen zur Ermittlung der Strahlerstärke implizit potentielle Fehlerquellen beinhalteten und dass im Grunde die gemessene Größe vom Hersteller oder in den Standardlabors die Ionisation in der Luft in einem bestimmten Abstand von dem Strahler ist, wurde eine andere physikalische Messgröße von der Amerikanischen Gesellschaft der Medizinphysiker AAPM [AAPM87] empfohlen. Diese ist die Luftkermastärke, S_k , die gegeben ist durch:

$$S_k = \dot{K}_l \cdot l^2 \quad (2.3)$$

wobei $\dot{K}_l$ die Luftkermaleistung, "frei in Luft" in einem Abstand l von dem Strahler ist, in einer Ebene, die senkrecht zur Strahlerlängsachse durch die geometrische Mitte des Strahlers verläuft. "Frei in Luft" bedeutet: In Luftumgebung unter Ausschaltung vermeidbarer Photonen-Streustrahlung. Die Einflüsse der Schwächung und Streuung der Strahlung im Strahler sind jedoch in diesem Wert enthalten [DIN6809-93].

Im Gegensatz dazu wird der Einfluss der Schwächung und Streuung der Photonen in der Luft auf die gemessene Luftkermaleistung durch den Einsatz von Korrekturfaktoren aufgehoben. Diese Größe ist fast identisch mit der Kenndosisleistung $\dot{K}_{a,100}$, (engl. reference air kerma rate) die in Europa von CFMRI [CFMRI83], DIN [DIN6809-93] sowie

auch von ICRU 1985 [ICRU38-85] empfohlen wurde. Der einzige Unterschied zur S_k ist, dass die Kenndosisleistung immer im Abstand von einem Meter von der Strahlermitte entlang seiner Mittelsenkrechte angegeben wird. Die Messeinheit für die Luftkernastärke S_k ist $1\text{U}=1\mu\text{Gym}^2\text{h}^{-1}=1\text{cGycm}^2\text{h}^{-1}$ und $1\mu\text{Gyh}^{-1}$ für die Kenndosisleistung $\dot{K}_{a,100}$. Die Kenndosisleistung kann entweder direkt durch Messungen in der Luft, oder durch Benutzung in dafür kalibrierten Schachtionisationskammern oder Messungen der Dosisleistung in Festkörperphantomen ermittelt [Bal99] werden.

2.3 Physikalische Grundlagen der Dosisdeposition

Die ionisierende Strahlung ruft eine Reihe von physikalischen und biologischen Prozessen im Gewebe hervor. Der biologische Effekt im Gewebe entsteht unter Berücksichtigung der relativen biologischen Wirksamkeit der jeweiligen Strahlenart und Strahlenenergie [Rei90]. In dieser Arbeit wird nur auf den physikalischen Wirkungsablauf der Photonen eingegangen, der im Energiebereich von 20keV bis 1MeV liegen, die für die Strahler der Brachytherapie relevant sind.

Angenommen ein Brachytherapiestrahler sei in einem bestimmten Medium positioniert und eine bestimmte Anzahl von Photonen würde in jede Richtung in Abhängigkeit von der Strahlerstärke emittiert werden. Die Anzahl der Photonen pro Fläche definiert man als

Photonenfluenz $\Phi = \frac{dN}{dA}$. Da die Abstände vom dosimetrischen Interesse bei der

Brachytherapie in der cm-Größenordnung liegen, wird Φ in cm^{-2} angegeben. Der lineare

Schwächungskoeffizient $\mu = \frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dx}$, der die Abnahme der Fluenz eines schmalen

Photonenbündels durch ein Material der infinitesimalen Schichtdicke dx beschreibt [Kri98], wird in cm^{-1} angegeben. Der lineare Schwächungskoeffizient bestimmt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Photons per Einheit seiner Weglänge in einem bestimmten Material. Die Wahrscheinlichkeit dass ein Photon in einem Medium einen Abstand r zurücklegt ohne eine Wechselwirkung zu erfahren, ist dann gegeben durch:

$$P(r) = \exp(-\mu \cdot r) \quad (2.4)$$

Die Weglänge, die durchschnittlich ein Photon in einem Medium ohne Wechselwirkung zurücklegt, nennt man mittlere freie Weglänge (aus dem Englischen: mean free path) [Att86]. Sie wird üblicherweise mit dem Symbol λ charakterisiert und wird berechnet durch:

$$\lambda = \int_0^\infty r \cdot P(r) dr = \int_0^\infty r \cdot \exp(-\mu \cdot r) dr = \frac{1}{\mu} \quad (2.5)$$

In dem relevanten Energiebereich von 20keV (für niederenergetische Strahler wie z.B. ^{125}I und ^{103}Pd) bis etwa 1 MeV (für die höherenergetische Strahler wie z.B. ^{192}Ir , ^{137}Cs und das selten benutzte ^{60}Co) nimmt die mittlere freie Weglänge Werte von 1cm bis etwa 13cm im Weichteilgewebe an.

Ein idealer punktförmiger, monoenergetischer Strahler strahlt Photonen isotrop ab. Die Photonenfluenz in einem Abstand r von diesem Strahler ist $e^{-\mu r}/4\pi r^2$. Der Term $4\pi r^2$ entspricht der Kugeloberfläche bei der gleichmäßigen räumlichen Verteilung der Photonen. Der Faktor $1/4\pi r^2$ wird Geometriefaktor genannt und berücksichtigt die Reduktion der Photonenfluenz mit zunehmendem Abstand aufgrund der Geometrie und in Abwesenheit jeglicher Form von Wechselwirkung. Der Term $e^{-\mu r}$ bestimmt den Anteil der primär

emittierten Photonen, der diesen Abstand r erreichen. Die Energiefluenz der Primärphotonen in einem Abstand r von diesem idealen, monoenergetischen Strahler kann wie folgt bestimmt werden:

$$\Psi(E, r) \propto \frac{\exp(-\mu \cdot r)}{4\pi r^2} E = \frac{\exp(-[\mu/\rho] \cdot \rho \cdot r)}{4\pi r^2} E \quad (2.6)$$

In kleinen Abständen überwiegt der r^{-2} Faktor den exponentiellen Term und folglich bestimmt der Geometriefaktor die Energiefluenz in der unmittelbaren Umgebung eines Strahlers. Dabei ist ρ die Dichte des Umgebungsmaterials und μ/ρ der Massenschwächungskoeffizient für dieses Material und für die Photonenenergie des Strahlers.

Photonen in dem Energiebereich von 20keV bis 1MeV, treten mit dem Gewebe über drei Mechanismen in Wechselwirkung ein:

- a. Photoeffekt
- b. Rayleighstreuung (Klassische Streuung)
- c. Comptonstreuung

Die Paarbildung, die einen Schwellenwert von 1.022 MeV aufweist, spielt in der Brachytherapie sogar für die höherenergetischen ^{60}Co Strahler praktisch keine Rolle. Der Massenschwächungskoeffizient in der Gleichung 2.6 wird als μ/ρ bezeichnet und für ein bestimmtes Element als Summe der verschiedenen Massenschwächungskoeffizienten errechnet [Sel93], d.h.:

$$\frac{\mu}{\rho}_{\text{total}} = \frac{\mu}{\rho}_{\text{Photoeffekt}} + \frac{\mu}{\rho}_{\text{Rayleigh-Streuung}} + \frac{\mu}{\rho}_{\text{Compton-Streuung}} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_R}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} \quad (2.7)$$

Für eine chemische Verbindung oder eine Mischung wird μ/ρ nach der Formel 2.8 errechnet [Sel93]:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = \sum_i p_i \cdot \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i \quad (2.8)$$

wobei p_i das Gewichtsanteil und $(\mu/\rho)_i$ der Massenenergieschwächungskoeffizient des i -ten Elementes in der chemischen Verbindung oder Mischung ist.

Diese Koeffizienten sind sowohl material- als auch energieabhängig. Insbesondere in dem niederenergetischen Bereich der Photonen sind Änderungen in den Werten dieser Koeffizienten von vier Größenordnungen in Abhängigkeit von der Energie zu beobachten. Die Vorherrschaft der individuellen Wechselwirkungsprozesse bei verschiedenen Energien kann man unter Verwendung von Näherungsformeln, welche die Abhängigkeit der individuellen Schwächungskoeffizienten von der Energie und dem Material angeben, abschätzen.

a. Photoeffekt

Der Photoeffekt ist der vorherrschende Wechselwirkungsprozess bei niedrigen Energien und Materialien mit einer hohen Ordnungszahl Z . Für den Massenschwächungskoeffizient gilt die Proportionalität:

$$\frac{\tau}{\rho} \propto \frac{Z^3}{E^3} \quad (2.9)$$

mit Z als Kernladungszahl und E als Photonenenergie. In der Abbildung 2.3 ist der Verlauf der Schwächungskoeffizienten als Funktion der Photonenergie für Wasser, Weichteilgewebe und Luft dargestellt. In dieser Abbildung ist auch der Massenschwächungskoeffizient für zwei oft in der Dosimetrie der Brachytherapiestrahler verwendeten Phantommaterialien, Solid Water [Chi03][Ana02] und VIPAR Gel [Mar93][Kip01][Kip03] präsentiert. Die Schwächungskoeffizienten von Wasser sind fast gleich mit denjenigen von Weichteilgeweben [17]. Dies erklärt auch die breite Einsatzmöglichkeit von Wasser als Phantommaterial. Die sprunghaften Anstiege bei Edelstahl, Wolframlegierung und Knochen kommen bei solchen Photonenergien vor, welche die Ionisation weiterer Elektronen aus inneren Schalen hervorrufen. Diese plötzlichen Anstiege der Schwächungskoeffizienten, die durch Ionisation in der K- Schale oder L- Schale entstehen, nennt man K- Kanten oder L-Kanten usw. In dieser Abbildung werden die Energien markiert, bei denen die K- Kanten für diejenigen chemischen Elemente im Knochen [ICRU44-89], in einer Wolframlegierung (DENSIMET 17) und im Edelstahl [Ana03] auftreten. Materialien mit einer großen effektiven Ordnungszahl Z_{eff} werden entweder für die Herstellung von Strahlerkapselungen, oder als Abschirmungsmaterialien verwendet und beeinflussen signifikant das Energiespektrum der emittierten Photonen.

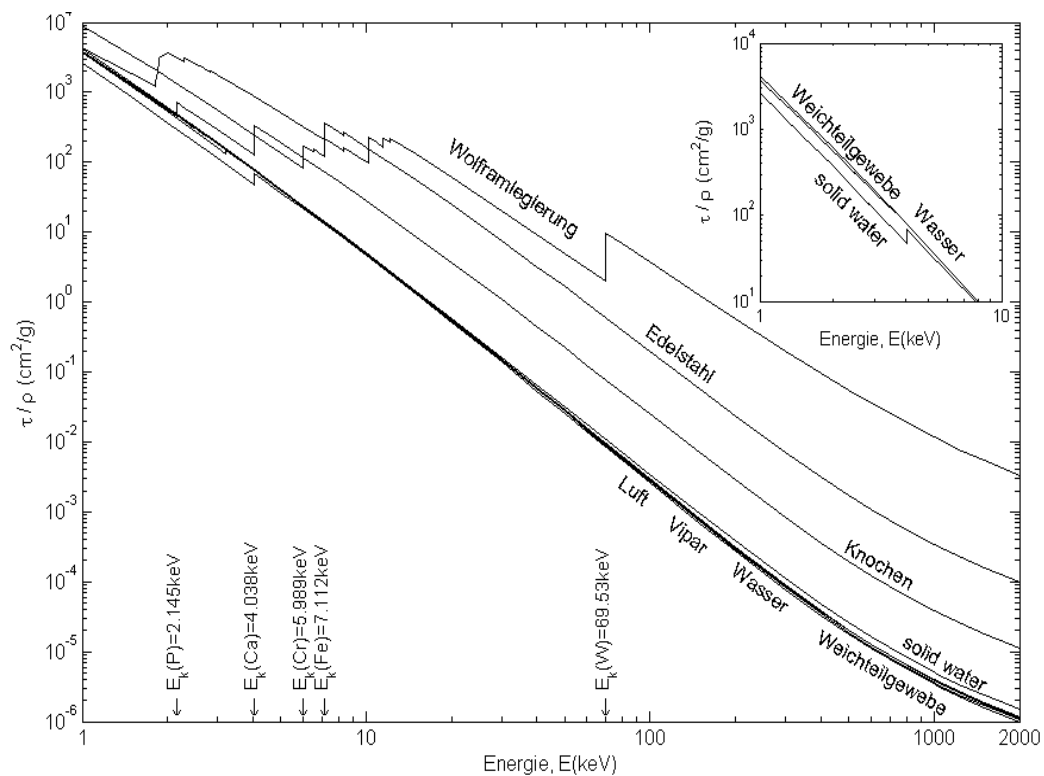


Abbildung 2.3: Die Photoeffekt Massenschwächungskoeffizienten, τ/ρ , für bestimmte chemische Verbindungen und Gemische in Abhängigkeit von der Photonenergie. Die Energien für die K-Kanten sind auf der Abszisse markiert. Der niedrige Energiebereich von 1keV bis 10keV ist vergrößert in dem Inset rechts oben für Wasser, Weichteilgewebe und Solid Water

b. Kohärente Streuung

Als kohärente (Rayleigh) Streuung wird die elastische Streuung von Photonen an Atomen genannt, bei der das einfallende Photon nur gestreut und das Atom weder ionisiert noch angeregt wird. Die Rayleighstreuung verläuft zweistufig. Das in das Targetmaterial einfliegende Photon wird von einem gebundenen Elektron absorbiert und das Elektron

wird auf einen höheren Energiezustand angeregt. Anschließend kehrt das Elektron auf seinen Grundenergiezustand zurück, unter Abstrahlung eines Photons der gleichen Energie wie die des einfallenden. Für den Massenschwächungskoeffizient, σ_R/ρ gilt die Proportionalität:

$$\frac{\sigma_R}{\rho} \propto Z \quad (2.10)$$

Die Abbildung 2.4 zeigt die Energie-Abhängigkeit des Massenschwächungskoeffizienten für die Rayleigh Streuung für bestimmte chemische Elemente, Verbindungen und Gemische. Wie man aus dieser Abbildung ersehen kann, ist die kohärente Streuung nur bei sehr niedrigen Energien und großem Z von Bedeutung. Wegen der vorherrschenden Abhängigkeit des Photoeffekts jedoch bei niedrigen Energien von $\sim Z^3$, ist der Massenschwächungskoeffizient für die Rayleigh Streuung um zwei bis drei Größenordnungen niedriger als beim Photoeffekt. Somit ist die Rayleigh Streuung im Vergleich mit dem Photoeffekt nur bei Materialien mit kleinem Z von Bedeutung. Für Wasser ist sie die vorherrschende Wechselwirkungsart bei etwa 60keV.

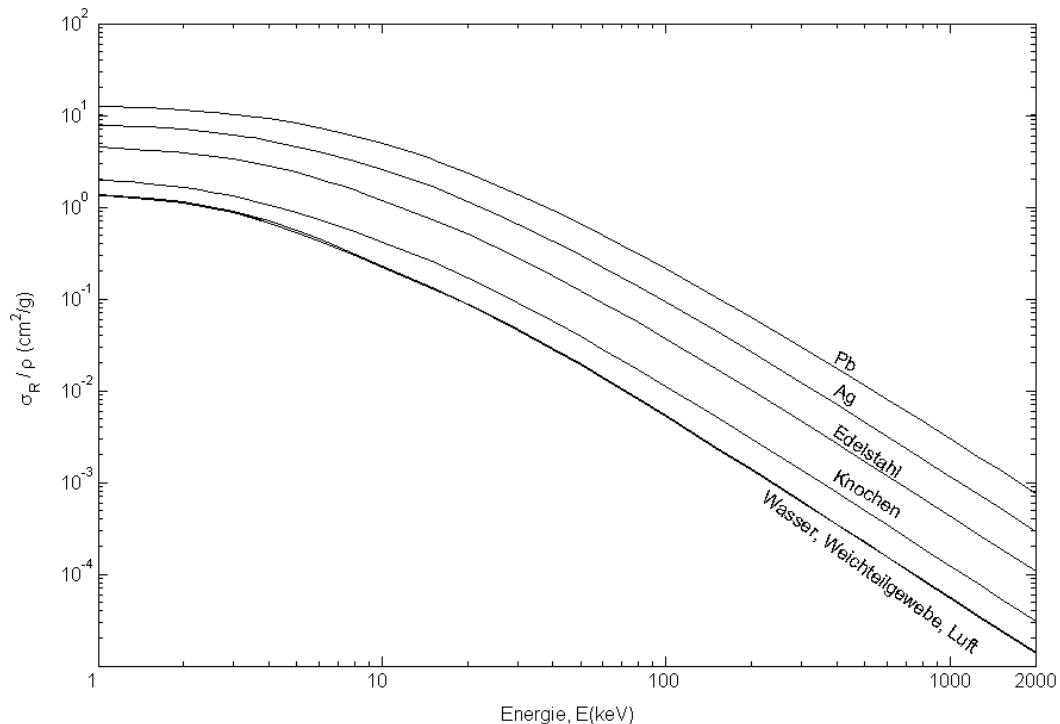


Abbildung 2.4: Die Massenschwächungskoeffizienten für die Rayleigh Streuung, σ_R/ρ , für bestimmte chemische Elemente, Verbindungen und Gemische in Abhängigkeit von der Photonenenergie

Die kohärent gestreuten Photonen werden in kleinen polaren Winkel in Bezug auf die Einflugsrichtung des Photons gestreut und mit zunehmender Energie des primären Photons sehr deutlich vorwärts gerichtet. Diese Tatsache wird anhand der Abbildung 2.5 belegt, wo die Polarwinkelverteilung der kohärent gestreuten Photonen pro Flächeneinheit im Wasser bei Primärphotonenergien von 20keV, 60keV und 662keV gegen den polaren Winkel θ dargestellt ist.

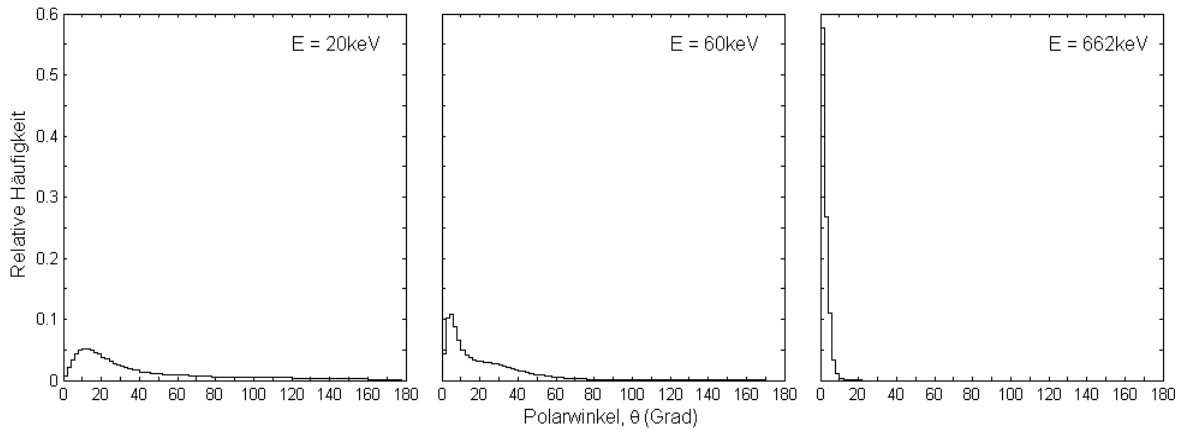


Abbildung 2.5: Die Winkelverteilung der kohärent gestreuten Photonen im Wasser für 20keV, 60keV und 662keV Primärphotonenergie. Jede Verteilung ist pro Flächeneinheit dargestellt

c. Comptoneffekt

Der Comptoneffekt ist die Streuung eines Photons an einem Atom, wobei das Photon einen Teil seiner Energie und seines Impulses auf ein Atomelektron überträgt, das freigesetzt wird. Das Photon wird mit einer reduzierten Energie unter einem Winkel θ in Bezug auf seine ursprüngliche Bewegungsrichtung gestreut. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon der Energie E von einem schwach gebundenen, äußeren, quasi freien Hüllenelektron in einen Polarwinkel θ gestreut wird, ist durch die Klein-Nishina (KN) Formel [Kle29] gegeben:

$$\frac{d({}_e\sigma^{KN})}{d\Omega} = \frac{d({}_e\sigma^{Th})}{d\Omega} \cdot \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right) \cdot \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)(1 + \alpha(1 - \cos\theta))} \right) \quad (2.11)$$

wobei ${}_e\sigma^{Th}$, der elektronische Wirkungsquerschnitt von Thomson ($=0.662$ barn/e) [Tho906] ist und $\alpha=E/m_e c^2$ das Verhältnis der Energie des Primärphotons und der Ruheenergie des Elektrons ($m_e c^2=511\text{keV}$) angibt. Bei hohen Energien wird ein großer Teil der Primärphotonenergie auf das gestreute Elektron übertragen. Umgekehrt erfährt ein niederenergetisches Photon viele Compton-Streuungen bis es vollständig absorbiert wird, da bei niedrigen Energien nur ein sehr geringer Teil seiner Energie an das gestreute Elektron abgegeben wird. Der totale elektronenbezogene Klein-Nishina Wirkungsquerschnitt kann durch Integration von Gleichung 2.11 über den Raumwinkel, $d\Omega$, berechnet werden:

$${}_e\sigma^{KN} = \int_0^\pi \frac{d({}_e\sigma^{Th})}{d\Omega} \cdot 2\pi \sin\theta d\theta = \frac{3}{4} {}_e\sigma^{Th} \cdot \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha} \cdot \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \quad (2.12)$$

Der atombezogene Compton Wirkungsquerschnitt wird unter der Annahme der gleichen Teilnahme aller Elektronen im Atom bei der Streuung durch Gleichung 2.13 berechnet:

$${}_a\sigma^{KN} = Z \cdot {}_e\sigma^{KN} \quad (2.13)$$

und folglich verändert sich der Klein-Nishina Massenschwächungskoeffizient zu:

$$\frac{\mu^{KN}}{\rho} = \left(\frac{N_A Z}{A} \right) \cdot {}_e\sigma^{KN} \quad (2.14)$$

Das Verhältnis von Z/A ist für Materialien mit kleinem Z gleich 0.5 und nimmt mit zunehmender Kernladungszahl ab (0.4 für Blei). Die Tatsache, dass dieses Verhältnis quasi

konstant bleibt führt zu der Schlussfolgerung, dass der Massenschwächungskoeffizient der Compton Streuung und generell das Auftreten einer Compton Wechselwirkung fast nicht von Z abhängt. Die Klein-Nishina Formel stützt sich auf die Annahme, dass das Hüllenelektron ungebunden ist und seine Energie der Ruheenergie gleicht. Diese Annahme ist gültig für Photonenenergien wesentlich höher als die Bindungsenergie der Elektronen. Für niedrigere Energien und Streumaterialien mit großem Z bricht diese Annahme zusammen und der Klein-Nishina Wirkungsquerschnitt wird durch den Einsatz der Streufunktion S korrigiert [Sel93]. In der Abbildung 2.6 ist sowohl der Klein-Nishina Massenschwächungskoeffizient als auch der durch die Streufunktion korrigierte Compton Massenschwächungskoeffizient für Blei ($Z=82$) und Wasser dargestellt. Die zugrundeliegende Annahme für den Klein-Nishina Massenschwächungskoeffizient für Wasser ist gültig bis ungefähr 10keV, jedoch für Materialien mit großem Z wie Blei, bricht sie bei 100 keV zusammen. Im Bereich von 200keV bis 2MeV kann die Klein-Nishina Formel mit der Funktion $E^{-1/2}$ angenähert werden.

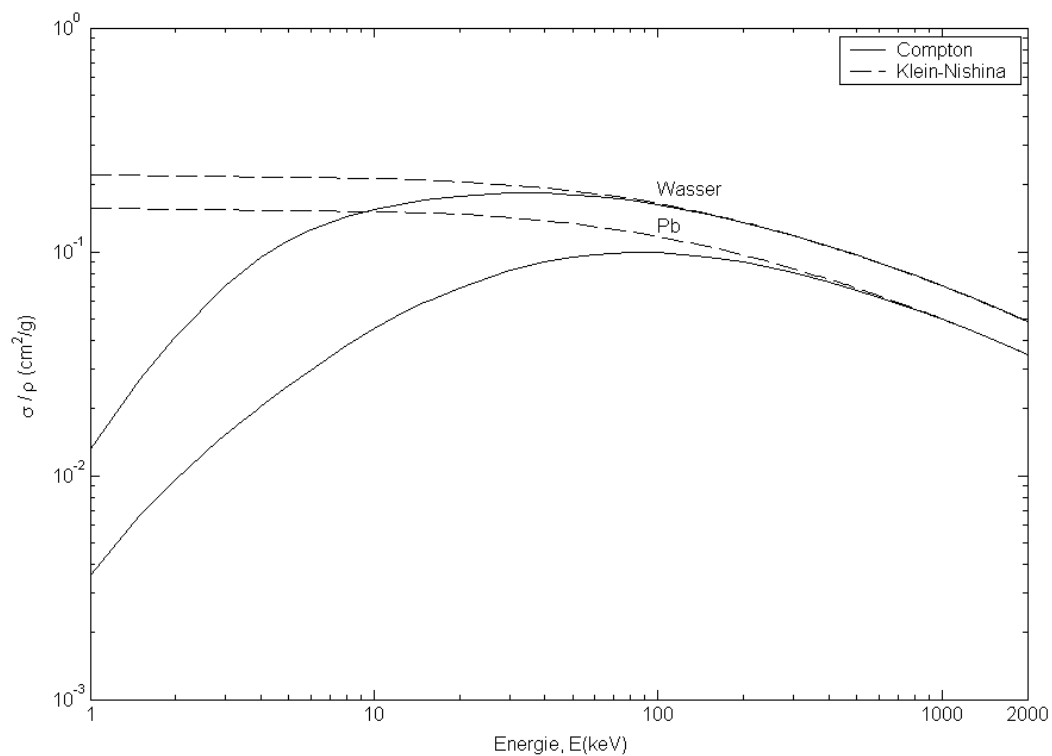


Abbildung 2.6: Die Massenschwächungskoeffizienten für die Comptonstreuung, σ/ρ , und die entsprechenden auf der Basis der Klein-Nishina Formel berechneten Massenschwächungskoeffizienten, μ^{KN}/ρ für Wasser und Blei in Abhängigkeit von der Photonenenergie

Weiterhin zeigt die Abbildung 2.7 die differentiellen Wirkungsquerschnitte, d.h. die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon im Wasser unter einem Polarwinkel θ in Bezug auf seine ursprüngliche Bewegungsrichtung für Primärphotonenergien von 20keV, 60keV und 662keV gestreut wird. Dargestellt sind sowohl die durch die Anwendung der Streufunktion korrigierten Werte als auch die Werte von der Klein-Nishina Formel. Alle Werte sind pro Flächeneinheit dargestellt. Für hoch energetische Photonen in dem brachytherapie relevanten Energiebereich ist die Winkelverteilung stark vorwärts gerichtet. Jedoch wird sie bei niedrigeren Energien, wo die Abweichungen von der Freielektron Klein-Nishina Streuung sichtbar werden, isotroper.

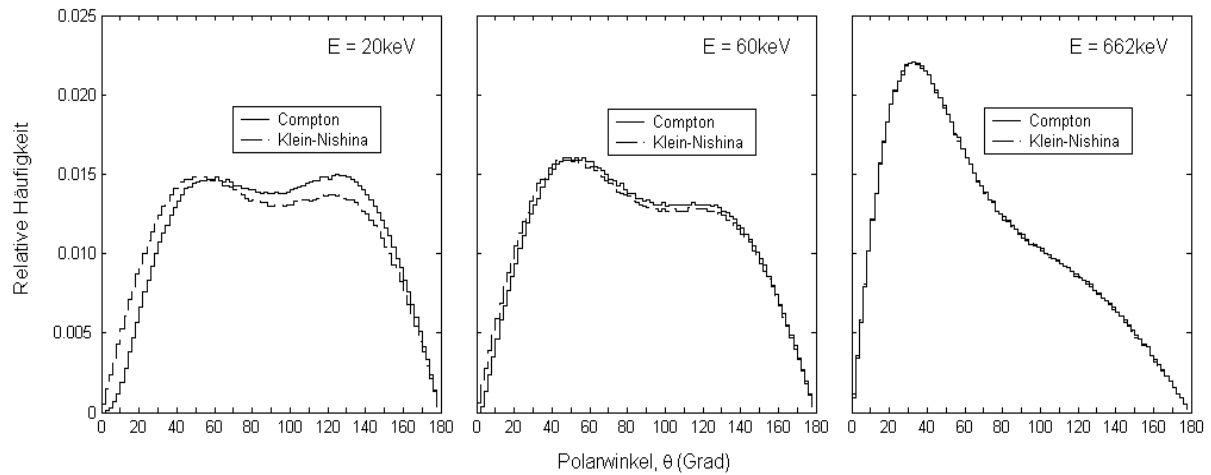


Abbildung 2.7: Die Winkelverteilungen der inkomärent gestreuten Photonen und die entsprechenden auf der Basis der Klein-Nishina Formel im Wasser für Ursprungsphotonenergien von 20keV, 60keV und 662keV. Jede Verteilung ist pro Flächeneinheit dargestellt

Der Massenschwächungskoeffizient stellt ein makroskopisches Maß der Wahrscheinlichkeit für die Wechselwirkung eines Photons mit der Materie dar. Hierbei wird ein Teil der Energie E des primären Photons auf die Elektronen des Materials übertragen. Von der im Durchschnitt auf die Elektronen übertragene Energie $\bar{E}_{tr}$ wird nur ein Teil lokal deponiert. Hochenergetische Elektronen können ihre Energie weiter transportieren oder in dem Feld eines Atomkerns abgebremst werden und dadurch wird Bremsstrahlung erzeugt, die nicht lokal deponiert wird. Der lineare Energieübertragungskoeffizient wird definiert als [Sch02]:

$$\mu_{tr} = \mu \cdot \frac{\bar{E}_{tr}}{E} \quad (2.15)$$

Multipliziert man den Massenenergieübertragungskoeffizient μ_{tr}/ρ mit der Energiefluenz der Photonen $\Psi(E, r)$ entsteht die Größe KERMA (engl. Kinetic Energy Released per unit MAss). Der Anteil der Energie der Sekundärelektronen, die als Bremsstrahlung den Wechselwirkungsort verlässt, wird mit dem Symbol g bezeichnet [ICRU33-80]. Der Massenenergieabsorptionskoeffizient μ_{en}/ρ , der die Energiedeposition der Sekundärelektronen in dem betrachteten Materialvolumen bestimmt und seine Multiplikation mit der Energiefluenz der Photonen $\Psi(E, r)$ die Energiedosis ergibt, leitet sich von dem Massenenergieübertragungskoeffizient durch die folgende Gleichung ab:

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = (1 - g) \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho} \quad (2.16)$$

Der Bremsstrahlungsanteil g im Wasser hat einen Maximumwert von 0.002 bei 1MeV [Joh71]. Somit und für die Energiespektren (20keV-1MeV) der Brachytherapiestrahler kann der Massenenergieabsorptionskoeffizient dem Massenenergieübertragungskoeffizient mit einem maximalen Fehler von 0.2% gleichgesetzt werden. Weiterhin beträgt die Reichweite der Sekundärelektronen im Wasser [Joh71] in dem brachytherapielevanten Energiebereich maximal 1.4mm. Das Sekundärelektronengleichgewicht ist somit gewährleistet [Kar01a] und Kerma ist in Abständen größer als 1mm von der Außenfläche der realen Brachytherapiestrahler praktisch gleich mit der Energiedosis [Bal01][Wan00].

Alle in dieser Arbeit für die analytischen Dosisberechnungen eingesetzten Werte zur Berechnung von Massenenergieabsorptionskoeffizienten und Schwächungskoeffizienten sind den Tabellen der XCOM Datenbank [Hub95] entnommen. Diese Tabellen enthalten die Werte der Photoeffektwirkungsquerschnitte von Scofield [Sco73], die Wirkungsquerschnitte für die kohärente Streuung von Hubbell und Øverbø [Hub79] und die Wirkungsquerschnitte für die Comptonstreuung von Hubbell *et al* [Hub77].

2.4 Monte Carlo Dosimetrie in der Brachytherapie

Die Monte Carlo (MC) Simulation [Rae76][And91] hat sich in der Brachytherapie als eine der wertvollsten Methoden zur Dosisermittlung etabliert. Über die für die Brachytherapie speziell von individuellen Forschungsinstituten entwickelten und verifizierten Monte Carlo Codes [Wil91a][Dask01a][Ang00][Kar99] hinaus, stehen auch die allgemeinen MC Programmpakete wie beispielsweise EGS [Nel96] und MCNP [Bri00][Hen02] zur Verfügung. Die Simulation des Photon- und Elektrontransportes in der Umgebung eines Brachytherapiestrahlers lässt sich in drei wesentliche Schritte einteilen. Der erste Schritt ist die Simulation der von dem aktiven Strahlercore emittierten Photonenfluenz. Der zweite Schritt ist der Transport der Photonen und der durch die Wechselwirkung der Photonen mit der Materie erzeugten Elektronen innerhalb des Strahlercores und der Strahlerkapselung. Der letzte Schritt ist die Simulation des Teilchentransports in dem den Strahler umgebenden Medium und die Bestimmung der deponierten Energie in vordefinierten geometrischen Volumenelementen, den Scoring Voxels.

Heutzutage wird die Monte Carlo Simulationsmethode entweder für die Ermittlung bestimmter Dosisparameter für die kommerziell verfügbaren Brachytherapiestrahler [Ball97][Ball01][Che01][Dask01b][Wil93a] oder zur Berechnung von physikalischen Parameter, die für die Dosisberechnung in analytischen Dosisberechnungsmodellen [Ana03][Kir97][Dask98a] und für die auf die Dosiskerne basierten Superpositionsmethoden [Wil91a][Car00] eingesetzt. Im Gegensatz zur perkutanen Strahlentherapie mit hochenergetischen Photonen, wo der Beitrag der Sekundärelektronen die Dosisverteilung in dem jeweiligen Medium glätten, dominiert in der Brachytherapie die steile Abnahme der Primärphotonenfluenz aufgrund des geometrischen Abstandsquadratgesetzes in der Umgebung des Strahlers, der in der unmittelbaren Nähe des zu bestrahlenden Volumens liegt. Die Dichte der Photonen in einem Abstand r von dem Strahler nimmt somit als Verhältnis zu der Anzahl der emittierten Photonen rasch ab. Dies hat zur Folge, dass eine erhöhte Zahl von gestarteten Photonen bei der Monte Carlo Simulation erforderlich wäre, um eine bei dem Einsatz der Monte Carlo Simulation in der perkutanen Strahlentherapie [Kaw00][Har01][Fip03] vergleichbare statistische Genauigkeit zu erreichen. Dies geht jedoch nur auf Kosten der in der klinischen Routine nicht hinnehmbaren Dosisrechenzeit. Die Integration der Monte Carlo Simulation in die Bestrahlungsplanung als Werkzeug für die Dosisberechnung der Brachytherapie ist bis zu diesem Zeitpunkt deshalb nicht realisiert worden. Ein Versuch zur Beschleunigung der Monte Carlo Simulation für die Bestrahlungsplanung in der Brachytherapie hat die Arbeit von Hedtjärn *et al* [Hed02] mit der Benutzung von “fixed-collision correlated sampling“ Methoden [Lux91] unternommen, in der die Anwesenheit von Inhomogenitäten als eine Feldstörung des homogenen Strahlenfeldes betrachtet werden. Bei der in der Arbeit von Hedtjärn *et al* [Hed02] durchgeführten Monte Carlo Simulation ist ein einfaches Physikmodell auf der Basis der Klein-Nishina Streuungsformel verwendet worden. Dieses Modell kann unter Einbeziehung der Rayleigh-Streuung und der Streufunktionen zur Korrektur der Klein-Nishina Formel erweitert werden, jedoch mit einem Verlust an seiner Rechenzeit. Der signifikante Zuwachs an der Rechenzeit der Monte Carlo Simulation für

kleine Inhomogenitäten geht bei größeren Feldstörungen allerdings verloren und das wäre im Fall der Präsenz von großvolumigen Körperinhomogenitäten wie beispielsweise der Lungen oder der Wirbelkörper nicht erwünscht.

2.4.1 Die MC Programmpaketen MCNP4c und MCNPX 2.4.0

Die in dieser Arbeit verwendeten MC Programmpakete MCNP4c [Bri00] und MCNPX 2.4.0 [Hen02] werden an dem *Los Alamos National Laboratory* in Los Alamos entwickelt. MCNP4c und MCNPX 2.4.0 werden von der *OECD/ Nuclear Energy Agency* in Europa den Forschungsinstituten, Universitäten, Firmen und Kliniken zur Verfügung gestellt. MCNP gewinnt mit der Zeit in der Medizinischen Strahlenphysik an Bedeutung wegen seiner Fähigkeit zur gleichzeitigen Simulation des Neutronen-, Photonen- und Elektronentransports in komplexen Geometrien, seiner Vielseitigkeit in der Ermittlung von Energiespektren, der Teilchenfluenz und der Energiedosis mit einer umfangreichen statistischen Auswertung der Ergebnisse, seiner PC Windows-, PC Linux- und UNIX-Betriebskompatibilität sowie auch der Möglichkeit für Parallelprocessing auf Rechnerclustern.

Der Quellcode von MCNP4c basiert zum Großteil auf Fortran 77 sowie auch auf C Routinen. MCNPX 2.4.0 stellt eine Erweiterung von MCNP4c dar und wurde für die Simulation des Teilchenschauers in der Hochenergiephysik auf der Basis von Fortran 90 Routinen entwickelt. Obwohl in dem brachytherapielevanten Energiebereich und für den Photonen- und Elektronentransport die Routinen von den beiden Codes identisch sind, wurde die Flexibilität von MCNPX 2.4.0 zur Aufstellung von Gitternetzgeometrien und der Dosisermittlung in den Gitterelementen unabhängig von der Problemgeometrie ausgenutzt. Die Aufstellung der Problemgeometrie, die Strahlerquellenkonfiguration, die Eingabe des Energiespektrums sowie auch die Bestimmung der statistisch zu ermittelnden physikalischen Größen, ihre Modifikation und der Ausdruck der statistischen Analyse in Echtzeit können als einzelne Einträge in eine ASCII-Datei definiert werden und es ist nicht notwendig die Definition von Variablen und die Form der einzelnen Quellencoderoutinen zu ändern und erneut den Code zu kompilieren. Die Visualisierung der Problemgeometrie erfolgte mit dem SABRINATM für den MCNP Code entwickelten Softwarepaket [Rip00]. Eine genaue Beschreibung von MCNP4c und MCNPX 2.4.0 ist hier aus Platzgründen nicht möglich und im folgenden wird die Simulationstechnik der MCNP Codes in einem kurzen Überblick beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in den Handbüchern von MCNP4c [Bri00] und MCNPX2.4.0 [Hen02].

- Bestimmung der ursprünglichen Teilchenflugrichtung

Unter der Annahme der gleichmäßigen Teilchenemission muss die gleiche Teilchenanzahl pro Raumwinkelement $d\Omega = d\varphi d(\cos\theta)$ abgestrahlt werden. Die Stichprobenerhebung für den Azimutwinkel φ und den Polarwinkel θ erfolgt mit der Bestimmung einer Zahl x in einem Intervall $[a, b]$ unter Verwendung einer gleichmäßigen Verteilung von Zufallszahlen ξ in dem $[0, 1]$ Intervall und der Gleichung $x = a + (b - a) \cdot \xi$. Der Azimutwinkel liegt in dem $[0, 2\pi]$ und der Kosinus des Polarwinkels θ in dem $[-1, 1]$ Intervall. Der Wert ξ der Verteilungsfunktion wird mit Hilfe des Zufallszahlengenerators festgelegt und der Wert des Azimut- und Polarwinkels wird durch die folgenden Gleichungen erhoben:

$$\varphi = 2\pi \cdot \xi \quad (2.17)$$

$$\cos\theta = 2 \cdot \xi - 1 \quad (2.18)$$

- Bestimmung der zurückgelegten Weglänge

Die Dichtefunktion für ein Photon der Energie E , das eine Weglänge zwischen r und $r+dr$ ohne Wechselwirkung mit dem umgebenden Medium zurücklegt, wird durch die folgende Gleichung angegeben:

$$f(r) = \mu \cdot \exp(-\mu \cdot r) \quad (2.19)$$

wobei μ der lineare Schwächungskoeffizient abhängig von der Photonenergie E und dem Umgebungsmedium ist. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon eine Weglänge kleiner gleich als R vor seiner ersten Wechselwirkung hat, bestimmt man durch Integration der zugehörigen Dichtefunktion über die Weglänge dr , wie folgt:

$$F(R) = \int_0^R f(r) dr = \int_0^R \mu \cdot \exp(-\mu \cdot r) dr = 1 - \exp(-\mu \cdot R) \quad (2.20)$$

Der Wert ξ der Verteilungsfunktion $F(R)$ wird von dem Zufallszahlgenerator festgelegt und bei der Auflösung der Gleichung (2.20) nach R ergibt sich die zurückgelegte Weglänge:

$$R = -\left(\frac{1}{\mu}\right) \ln(1 - \xi) \quad (2.21)$$

- Bestimmung der Wechselwirkungsweise

Am Ende der zurückgelegten Weglänge muss die Wechselwirkungsart des Teilchens bestimmt werden. Die Wahrscheinlichkeit jeder einzelnen Wechselwirkungsart pro Einheit zurückgelegter Weglänge wird durch die Wirkungsquerschnitte quantifiziert. Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Wechselwirkungsart a vorkommt, ist gleich mit:

$$W(a) = P_a = \frac{\sigma^a}{\sum_{a=1}^n \sigma^a} = \frac{\sigma^a}{\sigma_{tot}} \quad (2.22)$$

wobei n die Anzahl der potentiellen Wechselwirkungsweisen ist, die für Photonen in der Brachytherapie der Photoeffekt, der Comptoneffekt sowie auch die Rayleigh Streuung sind und somit die Zahl n den Wert drei annimmt. Der Zufallsgenerator erzeugt eine Zufallszahl ξ in dem $[0,1]$ Intervall und wird mit dem Verhältnis des jeweiligen Wirkungsquerschnittes der Wechselwirkungsart a zu dem totalen Wirkungsquerschnitt für diese Energie verglichen. Die Wechselwirkungsart wird dann durch die Bedingung $W(a-1) \leq \xi \leq W(a)$ festgelegt.

Die Bestimmung der weiteren Wechselwirkungsparameter bedarf der Nutzung von differentiellen Wirkungsquerschnitten, auf deren theoretischen Grundlagen in dieser Arbeit nicht eingegangen wird. Es steht jedoch fest, dass die Genauigkeit der Monte Carlo Codes unmittelbar von der Auswahl verschiedener Wirkungsquerschnitten und ihrer genauen physikalischen Ermittlung abhängt.

In den MCNP Codes werden die Wirkungsquerschnitte für den Photonentransport in der *mcplib02* Datenbank des DLC-200 Datasets tabelliert [Bri00] für Photonenergien von 1keV bis 100GeV. Die Wirkungsquerschnitte für den Photoeffekt stammen aus der Arbeit von Storm und Israel [Sto67]. Die Wirkungsquerschnitte für die Compton- und die Rayleigh- Streuung sowie die kohärenten Formfaktoren und die Compton Streufunktionen sind der Arbeit von Hubbell *et al* (ENDF Tabellierung) [Hub79] [Hub77] entnommen. Bei der Simulation des Photonentransportes mit den MCNP Codes und der Absorption eines

Photons von dem Atom, wird der charakteristischen Röntgenstrahlung nur für die auf die K- und die L- Schale springenden Elektronen Rechnung getragen.

Im MCNP wurde der MC Elektrontransportcode von ITS 3.0 (Integrated Tiger Series) [Hal92] integriert, der eine Sammlung von Codes auf der Basis des ETRAN Codes (Electron TRANsport) [Sel91] ist. Das Merkmal von ITS 3.0 ist der Transport der Elektronen in einer kondensierter Form, indem nicht die einzelne Wechselwirkung jedes Elektrons mit dem Medium, sondern die mittlere Auswirkung mehrerer Elektronwechselwirkungen berücksichtigt wird [Sel91]. Für den Elektrontransport im MCNP wird die *el03* Datenbank in dem DLC-200 Dataset für Elektronenenergien von 1 keV bis 1 GeV benutzt. Der kondensierte Elektrontransport beruht auf die Methode von Berger [Ber63] und wird mit einer Sequenz von Energieschritten des Elektrons mit vorbestimmten Elektronpfadlängen von s_n implementiert. Die sogenannten Hauptschritte werden so gewählt, dass der mittlere Energieverlust des Elektrons pro Schritt im MCNP etwa 8.3% seiner Energie beträgt [Scha02] und so entstehen bestimmte Energiegruppen. Es gilt:

$$\frac{E_n}{E_{n-1}} = k \quad (2.23)$$

wobei k gleich $2^{-1/8}$ und E_n die Elektronenergie am Ende des n -ten Hauptschrittes ist. Dieser Wert ist in dem MCNP Elektrontransportalgorithmus festgehalten. Für jeden Hauptschritt wird aufgrund der Gleichung 2.22 eine durchschnittliche Energieverlustrate unterstellt. Jedoch repräsentiert jeder Hauptschritt den kumulativen Effekt von individuellen zufälligen Elektronstößen im Medium und es ist mit einer Schwankung des Energieverlustes pro Hauptschritt s zu rechnen. Diesen Effekt nennt man Elektron Energie Aufstreuung (aus dem Englischen: electron energy straggling). Aufgrund dessen muss der Elektronenergieverlust nicht als ein Mittelwert betrachtet werden, sondern als eine Verteilungsfunktion, die im MCNP von der Theorie von Landau [Lan44], Blunck und Leisegang [Blu50], Blunck und Westphal [Blu51] sowie von Seltzer [Sel91] bestimmt wird. Weiterhin werden diese Energiehauptschritte in eine Anzahl von m Teilschritte mit Pfadlängen von s_n/m unterteilt, um den Elektronenpfad genauer zu simulieren. Typische Werte für m erstrecken sich von 2 für Materialien mit $Z_{\text{eff}} < 6$ bis 15 für Materialien von $Z_{\text{eff}} > 91$ [Scha02]. Für jeden Teilschritt wird der Ablenkwinkel des Elektrons von der Winkelverteilungsfunktion von Goudsmit und Saunderson [Gou40] simuliert. Da diese Verteilungsfunktion nur gering mit der Energie variiert, wird sie nur einmal pro Energiegruppe von MCNP für den energetisch am zentralsten Teilschritt berechnet und dieser Wert wird auch für die anderen Teilschritte eingesetzt. Für Elektronen mit einer Energie kleiner als 0.256 MeV werden die mikroskopischen differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega$ in der Goudsmit und Saunderson Theorie der numerischen Tabellierung von Riley [Ril75] entnommen. Für die höherenergetischen Elektronen werden sie als Kombination der Mott [Mot29] und der Rutherford [Rut911] mikroskopischen Wirkungsquerschnitte mit dem Elektronscreeningkorrekturfaktor von Seltzer [Sel88] berechnet. Die Bremsstrahlung von energiereichen Elektronen wird auch von MCNP simuliert, allerdings ist sie in dem Elektronenenergiebereich für die Brachytherapie praktisch von keiner Bedeutung.

Die MCNP Programmstruktur und der Simulationsablauf lässt sich generell in die folgenden Stufen unterteilen [Bri00], die durch die Namen der FORTRAN Routinen in Klammern gekennzeichnet werden:

- a. Initialisierung (IMCN)

- Erstes Einlesen der Input Datei (INP) um die Geometriedimensionen zu bestimmen (PASS1)
- Zweites Einlesen der Input Datei (INP) um die Simulationsparameter zu laden (RDPROB)
- Festlegung der Strahlerdaten (Position, Ausdehnung, Energie usw.) (ISOURC)
- Festlegung der, mit der Simulation zu ermittelnden Größen (ITALLY)
- Festlegung der Materialien in der Simulationsgeometrie (STUFF) ohne die Werte der Wirkungsquerschnitte zu laden
- Berechnung von Zellenvolumina und Flächeninhalt (VOLUME)
- b. Verarbeitung der Wirkungsquerschnitte (XACT)**
 - Einlesen der Wirkungsquerschnitte (GETXST)
 - Verarbeitung der Elektronendatenbank und Berechnung der Tabellen für die Elektronenreichweite, für die Energieaufstreuung der Elektronen und die Verteilung der Elektronen Ablenkwinkel (XSGEN)
- c. Simulation des Teilchentransportes (MCRUN, TRNSPT, HSTORY)**
 - Initialisierung der Sequenz der Zufallszahlen und Kontrolle des Zufallszahlgenerators (RANDOM)
 - Teilchenemission von der Quelle und Start des Transportes (STARTP)
 - Ermittlung des Abstands zu der nächstliegenden Grenzfläche (TRACK), Durchqueren der Grenzfläche (SURFAC) und Eintritt in die nächste Geometriezelle (NEWCEL)
 - Berechnung des totalen mikroskopischen Photonwirkungsquerschnittes (PHOTOT) und der vorkommenden Wechselwirkungen der Photonen in dem relevanten Medium (COLIDP). Erzeugung von Sekundärelektronen (EMAKER)
 - Berechnung der Bahnspuren der Elektronen im Medium (ELECTR)
 - Berechnung der zu ermittelnden Größen in bestimmten Zellen und an vordefinierten Flächen (TALLY)
 - Periodische Ausgabe der Ergebnisse und deren statistischen Analyse in die Output Datei (OUTPUT)
 - Graphische Darstellung der zu ermittelnden Größen und der benutzten Wirkungsquerschnitte (MCPLLOT)

Die Aufstellung der MCNP Simulationsgeometrie in der Input Datei erfolgt als Kombination von Ebenen, Zylindern, Kegeln und Kugeln auf der Basis der Booleschen Algebraoperatoren. Durch die Konjunktion, die Disjunktion und die Negation von bestimmten Flächen bilden sich die in MCNP genannten Zellen, die von den entsprechenden Flächen eingeschlossen sind und als explizite Einträge in die ASCII Input Datei eingegeben werden müssen. Deren Massen- oder Atomdichten sowie die Kennzeichnung des enthaltenen Materials müssen auch in diesem für jede Zelle bestimmten Eintrag erfolgen. Die Definition der Flächen und der Materialzusammensetzung muss auch explizit als Eintrag in der Input Datei erfolgen.

Die Definition des emittierten Teilchentyps, der Strahlerquellenposition, ihrer räumlichen Ausdehnung und Ausrichtung im Raum erfolgt in dem SDEF Eintrag. Im SDEF Eintrag wird auch auf das Vorhandensein eines Energiespektrums hingewiesen, dessen Energiespektrallinien in dem SI Eintrag und die zugeordneten Häufigkeitsverteilungswerte in dem SP Eintrag definiert werden. Das in dieser Arbeit verwendete Energiespektrum von ^{192}Ir für die Berechnung der Dosisparameter in dem analytischen Dosisrechenmodell wird der Arbeit von Glasgow und Dillman [Glas79] entnommen. Das Energiespektrum von ^{125}I für den Vergleich von MCNP mit den experimentell anhand der TLD Messungen gewonnenen Dosiswerten wird der Arbeit von Dillman und Von der Lage [Dil75] entnommen. Beide Energiespektren sind in Anhang A dargestellt.

In den MCNP Codes werden auch die zu ermittelnden Größen als Einträge in der Input Datei festgelegt. Sie werden als Tallies aus der englischen Sprache bezeichnet und entweder in Zellen oder an Flächen berechnet und statistisch analysiert. In MCNP sind sieben Tally Kategorien vorhanden und es lassen sich bis 99 Tallies von der gleichen Kategorie in der Input Datei festlegen. Für die Ermittlung der Anzahl der Teilchen, die eine Fläche durchqueren, wird das F1 Tally benutzt. Das F1 Tally ist gleich mit dem Teilchenstrom:

$$J = \int dE \int dA \int d\Omega |\hat{\Omega} \cdot \hat{n}| \cdot \Psi(\vec{r}, \hat{\Omega}, E) \quad (2.24)$$

wobei $\vec{r}$ der Ortsvektor, $\hat{\Omega}$ der Richtungsvektor und E die Energie des Teilchens ist. Die Integration der richtungs- und energieabhängigen Energiefluenz erfolgt numerisch über das Flächenintervall dA , das Energieintervall dE und das Richtungsintervall $d\Omega$. Um die Energiespektren an gewissen Flächen als Funktion der Teilchenenergie zu berechnen, definiert man allerdings die oberen Energiegrenzen der je nach erwünschten Energieauflösung angegebenen Energiestufen mit Hilfe des E Eintrages in der MCNP Input Datei. Das gleiche ist möglich für die Ermittlung des Spektrums als Funktion des Kosinus des Winkels θ zwischen dem Richtungsvektors des Teilchens und der Flächennormale $\hat{n}$ unter Benutzung des C Eintrages in der Input Datei auf die gleiche Art und Weise wie bei der Segmentierung der Energieintervalle. In der Abbildung 2.8 ist das Energiespektrum eines ^{192}Ir Punktstrahlers in einem Wasserphantom mit einem Radius von 15cm in einem Abstand 1cm, 5cm und 10cm dargestellt. Der graduelle Aufbau der Photonen in dem Energiebereich von 50keV bis 100keV entsteht durch die Compton-Streuung.

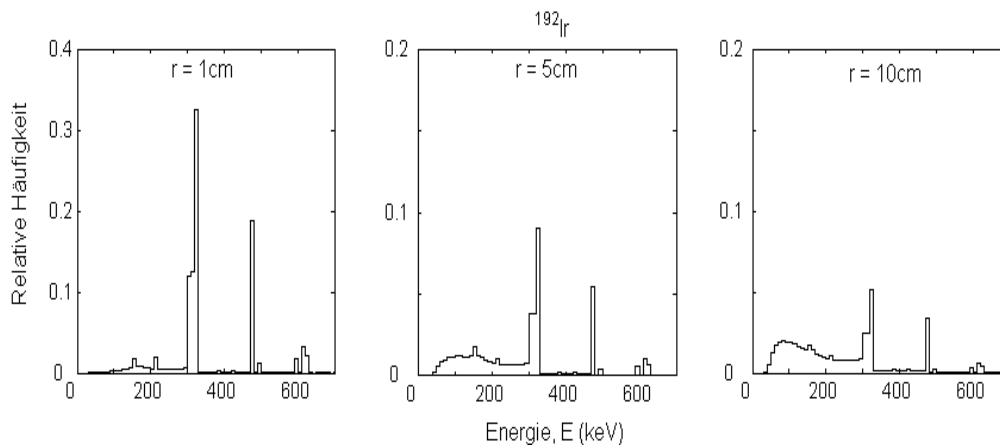


Abbildung 2.8: Das normierte Energiespektrum eines ^{192}Ir Punktstrahlers als Funktion der Photonenergie in verschiedenen Abständen von dem mit dem MCNP simulierten ^{192}Ir Strahler

Zur Dosisermittlung bestehen unter Verwendung der Energiefluenz als Ausgangspunkt zwei indirekten Methoden. Das *F4 Tally berechnet die Energiefluenz in einer Zelle der Problemgeometrie in Einheiten von MeV/cm² als Mittelwert des folgenden Verhältnisses:

$$\Psi = \frac{E \cdot W \cdot T_l}{V} \quad (2.25)$$

wobei E die Teilchenenergie, W das Teilchengewicht in der MC Simulation und T_l die Spurbahnlänge des jeweiligen Teilchens in dem Zellenvolumen V ist. Da in dieser Arbeit nur analoge MC Simulationen durchgeführt wurden, betrug W immer eins. Die Spurbahnlängen jedes einzelnen die Zelle durchquerenden Teilchens multipliziert mit seiner Energie werden praktisch aufsummiert und nach Division durch das entsprechende Zellenvolumen wird der Mittelwert gebildet. Das *F4 Tally lässt sich anhand der in der Input Datei eingetragenen DE und DF Multiplikationsfaktoren weiter modifizieren. In dieser Arbeit wurden unter dem DF Eintrag die von der NIST Datenbank [Hub95] entnommenen Massenenergieabsorptionskoeffizienten des jeweiligen Mediums in Zusammenhang mit dem bestimmten *F4 Tally eingegeben. Die Energiewerte an denen die Koeffizienten eingegeben wurden, befanden sich in der Liste unter dem DE Eintrag. Die Eingabe beschränkte sich dabei für Photonen immer auf den Energiebereich bis 1 MeV für ¹⁹²Ir und für ¹²⁵I Strahler. MCNP führt eine bilogarithmische Interpolation zwischen den Energie- und den Koeffizientenwerten, um dadurch den energieabhängigen Koeffizient als Multiplikationsfaktor für die jeweilige Energiefluenz einzusetzen. Unter DF wurden die Massenenergieabsorptionskoeffizienten, in Einheiten von cm²/g, zur Bestimmung der Dosis in MeV/g eingesetzt. Der Ausgangspunkt war das im Brachytherapieenergiebereich existierende Sekundärelektronengleichgewicht und die Gleichheit zwischen Kerma und Energiedosis.

Das zweite Verfahren zur Ermittlung der Energiedosis an bestimmten kleinen Flächenelementen stammt aus der Ermittlung der planaren Energiefluenz mit dem *F2 Tally. Dieses Tally stellt den Grenzfall des *F4 Tallys dar, wenn der Abstand zwischen zwei ein Zellenvolumen umfassenden Flächen gegen Null wandert. Diese Situation ist in der Abbildung 2.9 dargestellt.

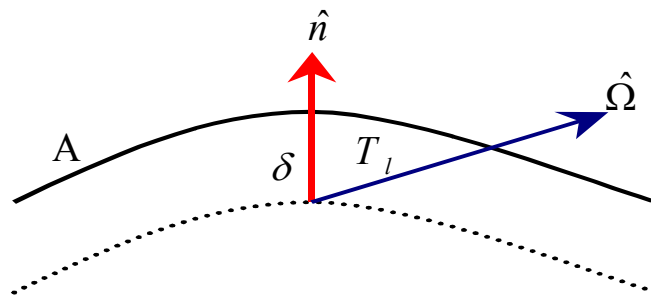


Abbildung 2.9: Schema zur Beschreibung des Flächen *F2 Energiefluenztallys

Die mittlere Energiefluenz an einer Fläche A, $\bar{\psi}_s$ (*F2), ergibt sich aus der mittleren Energiefluenz im Volumen einer Zelle $\bar{\psi}_v$ (*F4) durch die folgende Gleichung:

$$\bar{\psi}_s = \lim_{\delta \rightarrow 0} \bar{\psi}_v = \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{W \cdot T_l}{V} = \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{W \delta}{A \delta |\hat{\Omega} \cdot \hat{n}|} = \frac{W}{A |\mu|} \quad (2.26)$$

wobei δ die Zellschichtdicke ist. Für Teilchenspuren die quasi tangential zur Fläche A verlaufen, würde der Wert $1/|\mu|$ gegen unendlich wandern mit dem Ergebnis dass auch die statistische Varianz gegen unendlich ginge. Das würde jedoch die Grundlage des Central Limit Theorems für die Bildung von statistischen Konfidenzintervallen bei der Monte Carlo Simulationsmethode verletzen und aus diesem Grund wird in MCNP für Werte von $|\mu| < 0.1$ der Wert 0.05 gesetzt. Das Tally *F2 kann genauso wie das Tally *F4 mit den DE, DF Einträgen in Kerma modifiziert werden.

Über die *F2 und die *F4 Tallies hinaus, gibt es noch zwei weitere Methoden zur Dosisberechnung von MCNP. Die eine berechnet die in einem Volumen von Elektronen und Photonen deponierte Energie in MeV mit Hilfe des *F8 Tallys, das eine Bilanz der Energien E_{in} und E_{out} von der in die Zelle hineintransportierten und der Zelle verlassenden Elektronen und Photonen darstellt. Die Energiedosis kann dann als Division der abgegebenen Energie in der Zelle mit der Zellenmasse bestimmt werden. Dieses Verfahren setzt allerdings voraus, dass in der relevanten Zelle Wechselwirkungen stattfinden und erweist sich als zeitaufwendiger im Vergleich mit den beiden obenbeschriebenen Methoden, die nur auf die Anzahl der durch eine Fläche oder ein Volumen durchquerenden Teilchen beruht. Um die gleiche statistische Genauigkeit zu erreichen benötigt man die Simulation von mehreren Teilchen und dies geht zu Lasten der Simulationsdauer.

Das zweite direkte Verfahren zur Bestimmung der Energiedosis - begrenzt auf Photonen- wird mit der Auswahl des F6 Tallys realisiert. Das F6 Tally berechnet die in einer Zelle der Problemgeometrie abgegebene Energie pro Masseneinheit in Einheiten von MeV/g als Mittelwert der folgenden Gleichung:

$$H_t = W \cdot T_l \cdot \sigma_t(E) \cdot H(E) \cdot \frac{\rho_a}{m} \quad (2.27)$$

Dabei ist das Photongewicht $W=1$ und T_l ist die Photonbahnlänge in der Zelle wie oben beschrieben. ρ_a ist die Atomdichte des Materials in der jeweiligen Zelle in Einheiten von Atom/barn·cm und m die Zellenmasse in g. $\sigma_t(E)$ ist der totale mikroskopische Wirkungsquerschnitt in barn für die Photonenwechselwirkungen bei der ursprünglichen Photonenergie E . Die Funktion $H(E)$ wird als Heating Nummer bezeichnet [Bri00] und für die Photonen nimmt sie die folgende Form an:

$$H(E) = E - \sum_i^3 p_i(E) \cdot [\bar{E}_{i,out}(E)] \quad (2.28)$$

wobei E die ursprüngliche Energie des Photons und $\bar{E}_{i,out}$ die mittlere Energie der Wechselwirkungen bei den drei in der Brachytherapie dominierenden Prozessen ist. Sie ist gleich Null für den Photoeffekt und nimmt den Wert der ursprünglichen Photonenergie bei der Rayleigh-Streuung an. Zuletzt ist $p_i(E)$ die relative Auftrittswahrscheinlichkeit der i -ten Wechselwirkung und sie ist gleich mit dem Verhältnis des mikroskopischen partiellen Wirkungsquerschnittes für den Photoeffekt, die Compton Streuung oder die kohärente Streuung zum totalen Wirkungsquerschnitt bei der Energie E .

Sowohl das F6 als auch das modifizierte *F4 Tally sind volumenabhängige Tallies und werden im Falle der Dosisberechnung in Abständen von weniger als 0.4 cm von dem Strahler aufgrund der steilen Fluenzgradienten und der endlichen Zellenabmessungen nicht benutzt. In diesem Fall werden die modifizierten *F2 Tallies verwendet, deren Einsatz auch auf die Monte Carlo Simulationen bei Anwesenheit einer sphärischen Symmetrie ausgedehnt wird. Die getrennte Berechnung von Dosisbeiträgen von ungestreuten und gestreuten Photonen erfolgt durch die Verwendung der FT INC und FU Einträge, die eine

Trennung der Dosisbeiträge von ungestreuten, einfach gestreuten (1. Generation), zweifach gestreuten (2. Generation) etc., ermöglicht. Der Dosisbeitrag sämtlicher Streuphotongenerationen wird als Subtraktion [Ana03] des Dosisbeitrages der ungestreuten Photonen von der errechneten Gesamtdosis berechnet.

Obwohl die Bestimmung der verabreichten Energiedosis in MCNP4c in komplizierten Gittergeometrien möglich ist, erwies sich die explizite Definition der Scoring Zellen im Falle von zylinder- oder kugelsymmetrischen Geometrien als zeitaufwendig, weil jede Zelle als einzelner Eintrag in der Inputdatei hätte definiert werden sollen. Beispielsweise muss man $18 \cdot 10^3$ Zelleneinträge als Kombination von Ebenen in der Inputdatei einzeln festlegen, will man die Dosis bis zu einem Abstand von 10cm von der Strahlenquelle in radialen Schritten von 0.1cm und eine Polarwinkelauflösung von einem Grad mit der MC Simulation bestimmen. Dieser Engpass wurde mit der Simulation des Photon- und Elektrontransportes mit MCNPX2.4.0 überwunden. In MCNPX2.4.0 [Hen02] besteht die Möglichkeit ein sphärisches, zylindrisches oder würfelförmiges Scoringgitter mit Hilfe der tmesh/endmd Input Dateieinträge unabhängig von der MC Simulationsgeometrie zu erstellen und die Energiefluenz oder die in den Gittervoxeln abgegebene Energie zu berechnen. Für die MC Simulationen der patientenäquivalenten Geometrie des Ösophaguskarzinoms erfolgte die Berechnung der abgegebenen Energie in einem Würfelgitter mit dem RMESHn:P pedep [Hen02] Eintrag. Ähnlich erfolgte die MC Dosisberechnung im Falle der HDR Brachytherapie eines Mamakarzinoms. Beide Gittertallies entsprechen dem F6 Tally von MCNP4c und berechnen die abgegebene Energie pro Volumeneinheit in MeV/cm^3 , weil das über die Problemgeometrie gelegte Gitter in dem gleichen Gittervoxel Regionen von unterschiedlichen Materialien enthalten kann. Die deponierte Energiedosis in MeV/g errechnet man durch Teilung des MC Wertes mit der Massendichte in g/cm^3 des jeweiligen Scoring Voxels.

Für die gekoppelte Simulation des Elektron- und Photontransportes wurde der MODE P E als Eintrag in die MCNP Input Datei eingegeben. Die Simulation des Photontransportes auf der Basis des Sekundärelektronengleichgewichtes wird mit dem MCNP Input Datei Eintrag MODE P festgelegt und erwies sich um einen Faktor von 3 bis 4 schneller als der gekoppelte Photonelektrontransport. Zu beachten ist die Einschaltung des Parameters IDDES mit IDDES=1 in dem PHYS:P, um die Energie der Elektronen lokal zu deponieren und den Transport von Elektronen auszuschalten. Falls der Modus MODE P aktiviert und der Parameter IDDES=0 ausgeschaltet ist, werden zwar die Elektronen erzeugt, aber ihr Transport wird nicht simuliert und es wird angenommen dass an dem Wechselwirkungspunkt Bremsstrahlungsphotonen entstehen. In dem Energiebereich der Brachytherapie jedoch und bei Materialien von niedrigen effektiven Kernladungszahlen erwartet man keine Bremsstrahlungsdosisbeiträge und der Parameter IDDES wurde für Photontransportsimulationen IDDES=1 gesetzt.

Für die statistische Analyse der durch die Monte Carlo Simulation gewonnenen Werte werden die ermittelten Tallyergebnisse von MCNP zehn statistischen Prüfungen unterstellt. Für diesen Zweck wird nicht nur die relative Standardabweichung R des Mittelwertes eines Tallys $\bar{x}$, berechnet durch:

$$R = \frac{S_{\bar{x}}}{\bar{x}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{N \cdot (N-1)} \cdot \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}}{\bar{x}} \quad (2.29)$$

mit der Anzahl N der gestarteten Teilchen für die MC Simulation, sondern auch die Varianz der Varianz, die Pareto-Steigung der unterliegenden Verteilungsdichtefunktion und es wird ein Güteindex berechnet. Dieser wird als FOM (engl. Figure Of Merit)

bezeichnet und stellt ein Maß der Effizienz der Monte Carlo Simulation dar. Er wird durch die folgende Gleichung angegeben:

$$FOM = \frac{1}{R^2 \cdot T} \quad (2.30)$$

wobei T die Simulationsdauer ist. Da R^2 umgekehrt proportional zu der Anzahl N (der bei der MC Simulation gestarteten Teilchen) und T proportional zu N ist, muss FOM unabhängig von der Anzahl der simulierten Teilchen und konstant mit dem Simulationsverlauf sein. Es wurde darauf geachtet, dass alle von den unten aufgelisteten zehn statistischen Prüfungen bestanden waren, bevor ein MC Ergebnis graphisch dargestellt oder in Berechnungen weiterverwendet wurde. Die zehn Tests lauten [Bri00]:

1. Der Mittelwert der zu ermittelnden Größe darf keine großen Schwankungen und ein relativ konstantes Verhalten mit zunehmender Teilchenzahl N aufweisen.
2. Der Wert der relativen Standardabweichung des Mittelwerts, R, muss kleiner als 0.1 sein.
3. Der Wert der relativen Standardabweichung des Mittelwerts, R, muss mit zunehmender Anzahl N der transportierten Teilchen sinken.
4. Die Sinkrate von R muss ungefähr proportional zu $N^{-1/2}$ sein.
5. Die Varianz der Varianz muss kleiner als 0.1 sein.
6. Der Wert der Varianz der Varianz muss mit zunehmender Anzahl N der transportierten Teilchen sinken.
7. Die Abnahmerate der Varianz der Varianz muss ungefähr proportional zu N^{-1} sein.
8. Der Wert des Güteindex FOM muss ungefähr konstant bei zunehmender N bleiben.
9. Das Verhalten von FOM darf keinen klaren Anstiegs- oder Abstiegstrend aufweisen, sondern zufällige Werte nehmen.
10. Der Wert der Pareto-Steigung muss größer als 3 sein.

Die in dieser Arbeit angegebene relative Standardabweichung des Mittelwerts für die Dosis oder die Energiefluenz ist der von den MCNP Codes errechnete Wert, R.

2.5 Dosisberechnungsmodelle in der Brachytherapie

Die Dosisverteilung in der Umgebung der Brachytherapiestrahler ist eine komplexe Funktion der emittierten Energiespektren, des Strahleraufbaus und seiner Geometrie sowie auch des Umgebungsmaterials. Durch die bis heute nicht direkt anwendbare Monte Carlo Simulation in der Brachytherapiebestrahlungsplanung wurden analytische Dosisberechnungsmodelle und Dosimetrieprotokolle entwickelt, die sowohl Vorteile als auch Nachteile in Bezug auf ihre Genauigkeit an der Dosisermittlung, die damit verknüpften physikalischen Annahmen und nicht zuletzt ihre Rechengeschwindigkeit aufweisen. Im folgenden wird auf diese Dosisberechnungsmodelle und die Dosimetrieprotokolle eingegangen und auf das Sievert Integral und die Streu- und Primärphotonendosisseparationsmethode fokussiert, die den Ausgangspunkt dieser Arbeit darstellen.

2.5.1 Das AAPM TG-43 Dosimetrieprotokoll

Das am weitläufigsten etablierte Dosimetrieprotokoll in der modernen Brachytherapie ist von der Arbeitsgruppe 43 der Amerikanischen Gesellschaft für Medizinische Physik (Task Group 43, *American Association of Physicists in Medicine*) im Jahre 1995 für die Dosimetrie in der Umgebung einer einzelnen Strahlerquelle entwickelt worden [Nat95]. Dieses Protokoll wurde von der internationalen Gesellschaft der Medizinphysiker anerkannt und die meisten Arbeiten für die Ermittlung der Dosisleistung in der Umgebung eines in den Markt neueingeführten Brachytherapiestrahlers präsentieren ihre Ergebnisse auf der Basis dieses Dosimetrieprotokolls. Das AAPM TG-43 Dosimetrieprotokoll stützt sich auf eine zweidimensionale Geometrie, da die Brachytherapiestrahler eine zylinderförmige Symmetrie aufweisen, wie es in der Abbildung 2.10 dargestellt ist.

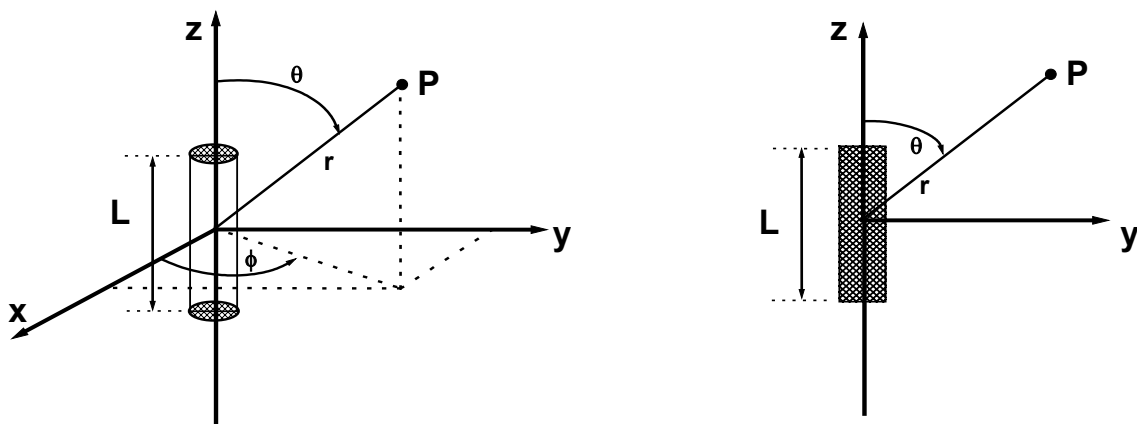


Abbildung 2.10: Polares (sphärisches) Koordinatensystem und geometrischer Aufbau eines realen zylinderförmigen Strahlers mit der Strahlerscorelänge L . Der Koordinatenursprung liegt in der geometrischen Mitte des Strahlercores und die z -Achse ist in die longitudinale Richtung des Strahlers gerichtet

Links: 3D Fall. Ein Punkt im Raum P ist definiert durch den radialen Abstand r , den Polarwinkel θ und den Azimutwinkel φ : $P=P(r, \theta, \varphi)$

Rechts: Fast alle kommerziell verfügbaren Strahler weisen eine zylinderförmige Symmetrie auf (Symmetrie rund um die z -Achse, φ unabhängig) und somit wird der 3D Fall in eine 2D Geometrie in der y - z Ebene reduziert mit $P=P(r, \theta)$

Die Dosisleistung in dem Umgebungsmaterial eines Brachytherapiestrahlers in einem Abstand r von dem geometrischen Mittelpunkt des Strahlers und an einem Polarwinkel θ in Bezug auf seine Längsachse wird durch die folgende Gleichung berechnet:

$$\dot{D}(r, \theta) = S_k \cdot \Lambda \cdot \frac{G(r, \theta)}{G(1\text{cm}, \pi/2)} \cdot g(r) \cdot F(r, \theta) \quad (2.31)$$

wobei Λ , die Dosisleistungskonstante ist. Sie gilt als die einzige in diesem Dosimetrieprotokoll in Einheiten absoluter Dosisleistung per Einheit Luftkermastärke S_k angegebene Größe. Sie wird definiert durch:

$$\Lambda = \frac{\dot{D}(1\text{cm}, \pi/2)}{S_k} \quad (2.32)$$

mit $(1\text{cm}, \pi/2)$ als Referenzpunkt des Dosimetrieprotokolls. Die Dosisleistungskonstante verkörpert die Einflüsse des Strahlergeometriefaktors, der Selbstabsorption und der Streuung sowohl in dem Strahlercore als auch in der Strahlerkapselung sowie der Streuung in dem umgebenden Medium (üblicherweise Wasser). Ihr Wert hängt unmittelbar von der Luftkermastärke des Strahlers, S_k , ab.

In der Gleichung 2.31 wird als $G(r, \theta)$ die Geometriefunktion des Strahlers bezeichnet, die die Photonenfluenz im Vakuum nur aufgrund der räumlichen Verteilung der Aktivität im Strahlercore beschreibt. Sie wird als Integration der Aktivitätsdichte, $\rho(\vec{r}')$ an einem Punkt $\vec{r}'$ innerhalb des Strahlercores über alle infinitesimalen aktiven Volumenelementen dV' berechnet, die dem Ortsvektor $\vec{r}'$ zugewiesen sind. Die Gleichung wird wie folgt angegeben:

$$G(\vec{r}) = G(r, \theta) = \int_V \frac{\rho(\vec{r}') dV'}{|\vec{r}' - \vec{r}|^2} \quad (2.33)$$

In der Tat werden bei der Berechnung der Geometriefunktion Annäherungen der Gleichung 2.33 verwendet. Das Abstandsquadratgesetz ($G(r, \theta) = G(r) = 1/r^2$) ist eine gute Annäherung für radiale Abstände, r , an denen der Strahler als geometrischer Punkt betrachtet werden kann. Diese Voraussetzung wird für $r > 2L$ [Kar00a] erfüllt, wobei L die aktive Strahlercorelänge ist (siehe Abbildung 2.10). In Abständen von $r > L$ [Kar00a] wird ein realer Strahler als ein Linearstrahler betrachtet und die Geometriefunktion an dem Punkt $P(r, \theta)$ wird berechnet durch:

$$G(r, \theta) = \frac{\beta}{L \cdot r \cdot \sin \theta} = \frac{|\theta_2 - \theta_1|}{L \cdot r \cdot \sin \theta} \quad (2.34)$$

β ist der Betrachtungswinkel der aktiven Strahlercorelänge L von dem Dosispunkt $P(r, \theta)$ (siehe Abbildung 2.11). Die Gleichung 2.34 geht in das Abstandsquadratgesetz für $r > 2L$ über. Ihre Anwendung für radiale Abstände kleiner als die aktive Strahlercorelänge, $r < L$, ruft signifikante Fehler in der Dosisbestimmung hervor, die von dem Verhältnis der Querschnittsabmessung, d , zur Länge, L , des Strahlercores abhängen. Dieser Fehler kann für die üblichen HDR Brachytherapiestrahler bis 50% betragen [Kar00a][Riv99].

Der Term $g(r)$ in der Gleichung 2.31 wird als radiale Dosisfunktion bezeichnet. $g(r)$ beschreibt die Veränderung der Dosis beziehungsweise der Dosisleistung in Abhängigkeit von dem radialen Abstand, r , bei $\theta = \pi/2$ als Ergebnis nur der Schwächung und Streuung der Photonen in dem Umgebungsmaterial und ist gleich mit:

$$g(r) = \frac{\frac{\dot{D}(r, \pi/2)}{G(r, \pi/2)}}{\frac{\dot{D}(1\text{cm}, \pi/2)}{G(1\text{cm}, \pi/2)}} \quad (2.35)$$

Dabei wird der starke Einfluss der Geometriefunktion auf die Dosisleistung aufgehoben. Die radiale Dosisfunktion wird auf dem Referenzabstand von 1cm normiert.

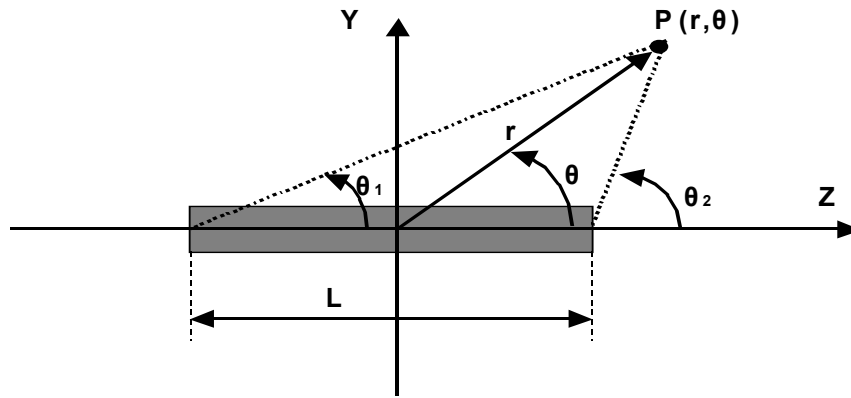


Abbildung 2.11: Geometriekonventionen des AAPM TG-43 Dosimetrieprotokolls. Der für die Berechnung der Geometriefunktion in der Annäherung des Linearstrahlers eingesetzten Winkel, θ_1 und θ_2 werden gezeigt

Der letzte Term der Gleichung 2.31, $F(r, \theta)$, beschreibt die Anisotropie der Dosisverteilung in der Umgebung eines Brachytherapiestrahlers, verursacht durch die Schwächung und Absorption der Strahlung sowohl im Strahlercore als auch in der Strahlerkapselung. Die Anisotropiefunktion, $F(r, \theta)$ wird gegeben durch:

$$F(r, \theta) = \frac{\frac{\dot{D}(r, \theta)}{G(r, \theta)}}{\frac{\dot{D}(r, \pi/2)}{G(r, \pi/2)}} \quad (2.36)$$

Es ist notwendig zu erwähnen, dass in den Bestrahlungsplanungssystemen der Brachytherapie ein Punktstrahler angenommen wird. Für viele implantierte Brachytherapiestrahler, die eine willkürliche Anordnung im Zielvolumen aufweisen, kann die Anisotropie annäherungsweise durch den folgenden nur von dem Abstand r abhängigen Anisotropiefaktor $\varphi_{an}(r)$ oder seinen Mittelwert, die Anisotropiekonstante $\bar{\varphi}_{an}$ berücksichtigt werden. Es gilt:

$$\varphi_{an}(r) = \frac{\int_0^\pi \dot{D}(r, \theta) \sin \theta d\theta}{2\dot{D}(r, \pi/2)} \quad (2.37)$$

Die Einführung dieses Dosimetrieprotokolls erfolgte um die Kalibrierung der Brachytherapiestrahler zu standardisieren und sie mit der Größe der Luftkermastärke zu verknüpfen. Weiterhin soll auch um die genaue Interpolation zwischen den durch Monte Carlo Simulationen und/oder Messungen verfügbaren Daten mit Ausnahme der Geometriefunktion ermöglicht werden. Die Geometriefunktion wird wie oben beschrieben separat behandelt und angenähert. Zu ihren Vorteilen zählen die Aufspaltung der Dosisleistung in Faktoren zur Ermöglichung der genauen manuellen Berechnung und Kontrolle der Dosis in der Umgebung des Strahlers. Die Einfachheit der Ermittlung der dosimetrischen Eigenschaften des Strahlers mit Hilfe der obenerwähnten Faktoren trägt nicht nur zu einer besseren Übersichtlichkeit der Dosisberechnung gegenüber der Anwendung von kartesischen Dosisleistungsmatrizen bei, sondern auch zur Erhöhung der Zeiteffizienz bei der Dosisberechnung in den Bestrahlungsplanungssystemen.

Die Nachteile dieses Dosimetrieprotokolls sind in der Funktionsweise zu finden [Son03]. Die Dosisleistung um einen Brachytherapiestrahler wird in Faktoren aufgespalten,

um von diesen Faktoren im nachhinein wieder berechnet zu werden. Die Aufspaltung der Dosisleistung in die Terme des TG-43 Dosimetrieprotokolls ist für die separate Untersuchung der Eigenschaften eines Brachytherapiestrahlers von wesentlichem Vorteil. Jedoch die Eingabe der Datensätze in der Form der Tabellen von $G(r,\theta)$, $g(r)$ und $F(r,\theta)$ in die Bestrahlungsplanungssysteme ist unnötig raffiniert [Son03], wenn dreimal Interpolationen in den Tabellen von $G(r,\theta)$, $g(r)$ und $F(r,\theta)$ zur Dosisleistungsberechnung in einem Punkt (r,θ) durchgeführt werden müssen, wenn zur Dosisberechnung eine einzige Interpolation in der entsprechenden Tabelle der Dosisleistung ausreichend wäre. Dies könnte zur Beschleunigung der Dosisrechenzeit in den Brachytherapieplanungssystemen beitragen.

Bei der Berechnung der Dosis beziehungsweise der Dosisleistung anhand dieses Dosimetrieprotokolls muss die Geometriefunktion $G(r,\theta)$ berücksichtigt werden, die auch bei der Ableitung der $g(r)$ - und der $F(r,\theta)$ - Funktionswerte angewendet wurde. Es ist hierbei zu beachten, dass obwohl die Extrapolation außerhalb der Tabellenwertebereiche für kleine r für die Funktionen $g(r)$ und $F(r,\theta)$ kein besonderes Risiko darstellen, könnte sie bei der Berechnung der Geometriefunktion große Fehler verursachen. Dies liegt zum Teil daran, dass die üblicherweise angewendete Gleichung 2.34 eine Approximation der Geometriefunktion $G(r,\theta)$ (siehe Gleichung 2.33) ist, die desto größere Fehler hervorruft, je kleiner der radiale Abstand, $r < 2L$, und je größer das Verhältnis von d/L ist.

Letzter und für die Entstehung dieser Arbeit wichtigster Nachteil dieses etablierten und in die klinischen Bestrahlungsplanungssystemen integrierten Dosimetrieprotokolls ist die Tatsache, dass die Ermittlung der obenbeschriebenen Faktoren mit Hilfe der Monte Carlo Simulationen in mathematischen wasserhomogenen Standardphantomen stattfinden. Die Monte Carlo Berechnung der Dosisleistung führt dann zur Aufstellung der Tabellen, die von dem Dosimetriealgorithmus der Bestrahlungsplanungssysteme verarbeitet werden. Die mathematischen Phantome sind üblicherweise kugelförmig und weisen entweder quasi unendliche Abmessungen oder einen externen Radius von 15cm auf [Dask01a][Ang00][Kar99][Wil95a]. Daraus abzuleiten ist, dass heutzutage die Abweichung der Patientendosis von der Dosis im Wasser wegen der Inhomogenitäten im Patienten sowie der unterschiedlichen Körperdimensionen von diesem Dosimetrieprotokoll in den Bestrahlungsplanungssystemen der Brachytherapie nicht berücksichtigt wird.

2.5.2 Dosiskern Superpositionsmethoden

Die Dosiskern Superpositions-/Faltungsalgorithmen wurden ursprünglich für die Dosisberechnung in der perkutanen Strahlentherapie entwickelt [Mac85][Ek190]. Das Konzept dieser Methode erfordert die genaue Kenntnis der räumlichen Verteilung der Gesamtenergie, die durch die Primärphotonen per Masseneinheit an einem durch den Ortsvektor $\vec{s}$ gegebenen Punkt in dem dreidimensionalen Raum freigesetzt wird (TERMA=engl. Total Energy Released per MAss [Ahn99]), $T_E(\vec{s})$. Zusätzlich wird bei diesem Verfahren eine Übertragungsfunktion, $h_E(\vec{r},\vec{s})$ berechnet, die die Dosisverteilung am Punkt, $\vec{r}$, in der Umgebung des Primärphotonwechselwirkungspunktes, $\vec{s}$, beschreibt. Diese Übertragungsfunktion, $h_E(\vec{r},\vec{s})$, wird auch als Energiekern oder Dosiskern bezeichnet (engl. dose spread array [Mac85] oder energy deposition kernel [Ek190]) und mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen berechnet [Mac85][Ahn87]. Die Energiedosis für Photonen der Energie E an einem Punkt P , gegeben durch den Ortsvektor $\vec{r}$, lässt sich aus der TERMA durch die folgende Gleichung berechnen:

$$D_E(\vec{r}) = \iiint T_E(\vec{s}) h_E(\vec{r},\vec{s}) d^3s \quad (2.38)$$

Die durch die Primärphotonen freigesetzte Energie wird in den Dosiskern Superpositionsmethoden durch die Berechnung der Schwächung des Primärphotonenbündels in dem dreidimensionalen Raum anhand von Ray-Tracing Algorithmen berechnet, die das Vorhandensein von Inhomogenitäten berücksichtigen. Die Adaption der Superpositionsmethode in der Dosisberechnung der Brachytherapie erfolgte zunächst mit der Berechnung der Energiedosis von gestreuten Photonen in der Umgebung von ^{125}I - und ^{137}Cs -Brachytherapie-Punktstrahlern [Wil91b]. In der vorliegenden Arbeit wird auf ihre Prinzipien nur soweit eingegangen, wie es zum Verständnis ihres Potentials und ihrer Grenzen in der Brachytherapie erforderlich ist. Ihre Entwicklung zur Berechnung der Dosis von gestreuten Photonen lässt sich in die folgenden drei Gruppen unterteilen:

a. Direkte Superposition

In diesem Lösungsansatz wird die Dosis von allen im Medium erzeugten Streuphotonen mit der folgenden Gleichung [Ahn99] berechnet:

$$D_s(r) = \iiint_V S(\vec{s}) \tilde{h}_s(|\vec{r} - \vec{s}|, \theta) d^3s \quad (2.39)$$

wobei θ der Winkel zwischen der Primärphotonflugrichtung und dem Vektor von dem Wechselwirkungspunkt $\vec{s}$ zum Dosispunkt $\vec{r}$, sowie $S(\vec{s})$ der Streuphotonenanteil von TERMA ist. $S(\vec{s})$ wird nach Russell und Ahnesjö [Rus96] als SCERMA bezeichnet. Der Energiekern für Streuphotonen ist auf die mittlere an die Streuphotonen übertragene Energie $E(1 - \mu_{\text{en}}/\mu)$ gemittelt und wird berechnet durch:

$$\tilde{h}_s(r, \theta) = \frac{d\varepsilon_s(r, \theta)}{E(1 - \mu_{\text{en}}/\mu) d^3r} \quad (2.40)$$

wobei $d\varepsilon_s$, die in dem Volumenelement d^3r an dem Punkt $P(r, \theta)$ durch die in dem Energiekernursprung erzeugten Streuphotonen deponierte Energie ist. Der Einsatz der energie kernbasierten direkten Superpositionsmethoden in inhomogenen Regionen und ihre detaillierte Dichteskalierung erfordert eine Anzahl von N^7 Berechnungen für die Dosisberechnung in N^3 Voxeln [Ahn99] und erwies sich als eine sehr zeitaufwendige Methode. Die Verwendung schneller Fourier Transformations- Methoden (engl. FFT= Fast Fourier Transformation methods) zur Beschleunigung der Energiekernfaltung bedarf ortsinvarianter Energiekerne. Diese Voraussetzung ist jedoch durch die Skalierung der Energiekerne in inhomogenen Regionen und deren Ausrichtung entlang der Primärphotonflugachse nicht erfüllt und dadurch wären noch zeitaufwendigere Superpositionsmethoden erforderlich.

b. Sukzessiv-Streuung Superposition

Dieses Verfahren behandelt die in einem Medium durch die Wechselwirkungen erzeugten Streuphotonen, als Mitglieder unterschiedlicher Generationen [Car00a]. Die durch die Wechselwirkung der Primärphotonen erzeugten Photonen gehören zu der ersten Generation (engl. 1sc= first scattering [Car00a]), die ihrerseits die Erzeugung der zweiten Streuphotongeneration (engl. 2sc= second scattering [Car00a]) hervorrufen. Alle darauffolgend erzeugten Streuphotongenerationen werden als Mitglieder derselben Gruppe der mehrfach gestreuten Photonen (engl. msc= multiple scattering [Car00a]) betrachtet. Diese Methode beginnt mit der Berechnung der Streudosis der ersten Photonengeneration, $D_{1\text{sc}}$, unter Verwendung des durch MC Simulationen für die erste Streuphotongeneration errechneten Energiekernes $\tilde{h}_{1\text{sc}}$. Die Dosisverteilung $D_{1\text{sc}}$ wird dann als Basis für die Berechnung der von den einfach auf die zweifach gestreuten Photonen übertragene Energie pro Masseneinheit, $S_{2\text{sc}}$, benutzt. Die Berechnung der Energiedosis erfolgt durch

Superposition von S_{2sc} mit einem Energiekern $\tilde{h}_{msc}$ um den Wechselwirkungspunkt der einfach gestreuten Photonen. Diese Reihenfolge ist in der Abbildung 2.12 graphisch dargestellt. Der Energiekern $\tilde{h}_{lsc}$ wird durch eine monoexponentielle und der Energiekern $\tilde{h}_{msc}$ durch eine biexponentielle Funktion angefitet, um die statistische Fluktuation der Monte Carlo Ergebnisse aufzuheben und den für die Berechnungen erforderlichen Speicherraum zu reduzieren. Der Energiekern für alle Streuphotongenerationen $\tilde{h}_{lsc}$ wird durch Summation von $\tilde{h}_{lsc}$ und $\tilde{h}_{msc}$ berechnet und infolge der exponentiellen Annäherungen für $\tilde{h}_{lsc}$ und $\tilde{h}_{msc}$ auch als eine biexponentielle Funktion angegeben [Car00a].

Verglichen mit dem Verfahren der direkten Superposition erwies sich die Methode der Sukzessiv-Streuungs-Superposition als genauer [Car00a] für die Dosisermittlung in der Nähe der Wasser-Luft Grenzflächen in kugelförmigen Phantomen, die halb gefüllt mit Wasser und an deren Mittelpunkten monoenergetische Punktstrahler mit mittleren Energien von 28.4keV, 100keV, 350keV und 662keV positioniert waren. Dies leitet sich aus der Tatsache ab, dass die einfache Superposition die Energieübertragung von den einfach auf die zweifach gestreuten Photonen nicht explizit modellieren kann. Weiterhin hat der Vergleich mit den durch Monte Carlo berechneten Werten in homogenen mit Wasser gefüllten Phantomen gezeigt, dass die Sukzessiv-Streuungs-Superpositionsmethoden die Gesamtdosis aller Streuphotonen für den monoenergetischen Punktstrahler von 350keV um etwa 3% in einem 9cm Abstand von der punktförmigen Quelle und um 10% bei 15cm überschätzen. Diese Methode liefert jedoch bessere Dosisergebnisse als die direkte Superposition für die Streudosis und gilt als Ausgangspunkt für die Collapsed Cone Superposition Algorithmen.

c. Collapsed cone Superpositionsmethode

Dieses Verfahren wurde entwickelt, um die Effizienz der Dosisberechnungen der Dosiskern-Superpositionsmethoden zu verbessern und wird gegenwärtig bei der Bestrahlungsplanung der perkutanen Strahlentherapie mit Photonen eingesetzt. Diese Superpositionsmethode setzt sich aus drei wichtigen Elementen zusammen [Ahn89]:

- Die Dosiskerne werden mit exponentiellen Funktionen der Form $h(\vec{r}, \vec{s}) = B_m \cdot \exp(-b_m \cdot |\vec{r} - \vec{s}|) / |\vec{r} - \vec{s}|^2$ angefitet, wobei B_m und b_m die Fitvariablen für den m-ten diskreten Kegel sind, in dem die von dem Photonwechselwirkungspunkt, $\vec{s}$, freigesetzte Energie transportiert wird.
- Die Annäherung der Collapsed Cones, bei der die in den diskreten Kegeln des Raumwinkels $d\Omega$ freigesetzte Energie nur entlang der Kegelachse transportiert wird.
- Das Energietransportgitter, das sich aus den Kegelachsen zusammensetzt und die Streugenerationszentren- und Dosisberechnungsvoxels abdeckt.

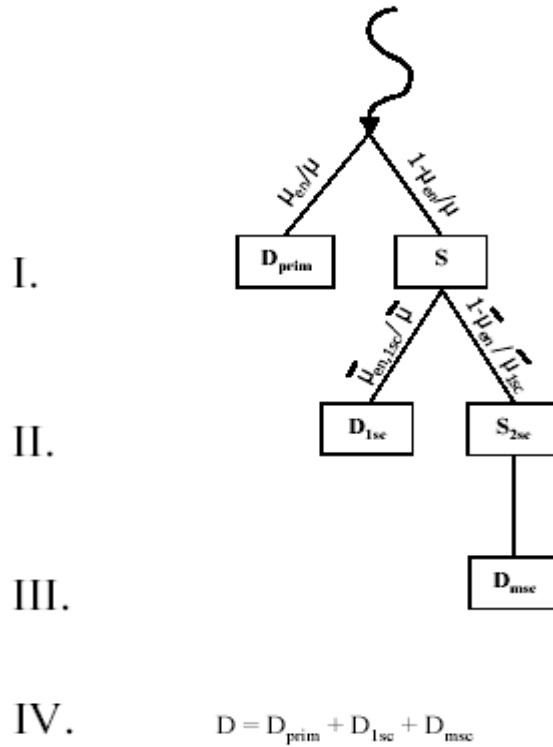


Abbildung 2.12: Die Energiezweigstellen für die Berechnungsschritte der sukzessiven Streuung Superpositionsmethode. I. Berechnung der Primärphotonendosis und der SCERMA; II. Berechnung der Dosis und der SCERMA der ersten Streuphotongeneration; III. Berechnung der Dosis der vielfach gestreuten Photonen; IV. Summation der Dosisergebnisse aller Schritte zur Berechnung der Gesamtdosis (aus [Car00a])

Dieses Verfahren stützt sich auf die sukzessive Streuungs-Superpositionsmethode. Die Zentren der ersten Photonstreuung sind auch die Spitzen von diskreten Kegeln, entlang deren Achsen die freigesetzte Energie transportiert wird. Die von den einfach gestreuten Photonen in den Kegel transportierte Energie wird durch die folgende Gleichung angegeben [Ahn89]:

$$R_{1sc,m} = S(0)\rho(0)\Delta V\Delta\Omega_m \frac{B_m}{b_m} \chi(0) \exp(-b_m \sum_i n_i \Delta r) \quad (2.41)$$

In dieser Gleichung ist $S(0)$ die SCERMA an dem Energiekernursprung (Kegelspitze). $\rho(0)$ ist die Massendichte und ΔV das Volumenelement des Voxels der ersten Photonstreuung. B_m und b_m sind die Fitvariablen des exponentiellen Fits des Energiekerns. Der $\chi(0)$ Korrekturfaktor berücksichtigt die Erzeugung der Streuphotonen in einem heterogenen Medium im Verhältnis zum Wasser und ist gleich mit $(\bar{\mu}_{en,1sc-HET} / \bar{\mu}_{1sc-HET}) / (\bar{\mu}_{en,1sc-Wasser} / \bar{\mu}_{1sc-Wasser})$. Er wird an der Stelle des Streuzentrums appliziert, während der Korrekturfaktor n_i , der die unterschiedliche Schwächung der Photonen in den inhomogenen Regionen im Verhältnis zum Wasser berücksichtigt, im ganzen dreidimensionalen Raum eingesetzt wird. Dieser Korrekturfaktor ist gleich mit dem Verhältnis $\bar{\mu}_{1sc,HET} / \bar{\mu}_{1sc,Wasser}$. $\Delta\Omega$ und Δr sind der elementare Raumwinkel und die Schichtdicke der kegelförmigen Schalen, in die der dreidimensionale Raum segmentiert wurde. Die Dosis von den einfach gestreuten Photonen wird berechnet durch:

$$D_{1sc,m}(r) = \frac{n_i b_m R_{1sc,m}(r)}{\rho_i r^2 \Delta\Omega_m} \quad (2.42)$$

Der erste Vorteil der Collapsed Cone Algorithmen zur Beschleunigung der Dosisberechnungszeit stellt die Annahme dar, dass der Energietransport und die Dosisdeposition entlang der Kegelachse stattfinden. Der zweite wesentliche Vorteil dieser Methode stammt aus der Tatsache, dass die freigesetzte Energie von den Streuphotonen in jedem durch die Überschneidung mit den kartesischen Voxeln Segment der Kegelachse rekursiv berechnet wird [Car00b]. Zur Erläuterung wird die entsprechende Rekursionsformel dargelegt:

$$R_{lsc,m}(r_i) = R_{lsc,m}(r_{i-1}) \cdot \exp(-\bar{b}(r_i)n_i\Delta r_i) + \Delta R_{lsc,m}(r_i) \quad (2.43)$$

wobei $\bar{b}$ der mittlere Schwächungskoeffizient unter Berücksichtigung der Divergenz des Photonenbündels ist. Die Berechnung des mittleren Schwächungskoeffizienten für den rekursiven Energietransport hängt von den Werten in dem aktuellen kartesischen Voxel sowie in den vorher durchquerten Voxeln entlang der Kegelachse ab. Die Dosis der Streuphotonen der folgenden Generationen wird auf der Basis der sukzessiven Superpositionsmethode berechnet. In der unmittelbaren Nähe der Kegelspitze sind die Collapsed Cone Algorithmen genau, da die kartesischen Voxeln der Problemgeometrie die kegelförmigen Segmenten für den Energietransport komplett abdecken. Während jedoch der Abstand von dem Streuzentrum zunimmt, wird das Ausmaß der kegelförmigen Segmenten größer und die auf der Kegelachse liegenden Voxels absorbieren viel mehr Energie verglichen mit denjenigen, die weit entfernt von der Kegelachse am Rande des Kegels liegen. Während bei der perkutanen Strahlentherapie die Effekte der Collapsed Cone Annäherungen selten kritisch sind, da die naheliegenden kartesischen Voxels quasi ähnliche SCERMA Werte aufweisen, ist die Situation bei in der Umgebung des Brachytherapiestrahlers auftretenden steilen Fluenzgradienten kritischer. Die Voxels in der Umgebung des Strahlers weisen deutlich höhere Fluenzwerte im Vergleich mit den entfernt liegenden Voxels auf und die Collapsed Cone Annäherung wird kritisch. Das Problem ist weniger signifikant für niedrige Photonenergien (20keV-100keV) und kann mit der Erhöhung der Anzahl der Energietransportkegelachsen gemildert werden [Car00b]. Weiterhin ist die Zuweisung diskreter SCERMA Werten in den Strahler umfassenden Voxeln wegen der nicht linearen Variation der SCERMA Verteilung von Voxel zum Voxel nicht einfach. In der perkutanen Strahlentherapie ist der Winkel zwischen den Linien des Energietransportgitters und den Primärfluenzlinien konstant. Daher kann ein mit der konstanten Kegelausrichtung assoziierter Schwächungskoeffizient für den rekursiven Energietransport eingesetzt werden. Im Gegensatz dazu variiert dieser Winkel für die stark divergierende Photonenfluenz der Brachytherapiestrahler ständig und für jedes kartesische Voxel muss ein individueller Schwächungskoeffizient berechnet werden. Aus diesen Werten wird dann ein rekursiv berechneter energiegewichteter mittlerer Schwächungskoeffizient für jede Energietransportlinie ermittelt [Car00b]. Die Artefakte der Collapsed Cone Annäherung werden mit der Verwendung einer erhöhten Anzahl von Kegelachsen und der Vergrößerung der Voxelabmessungen reduziert. Neulich ist die Collapsed Cone Superpositionsmethode für monoenergetische punktförmige Strahlerquellen der Energie 60keV, 100keV sowie 350keV in kugelförmigen Phantomen zur Dosisberechnung in der Umgebung von im Wasser positionierten endlichen Inhomogenitäten mit großen Z angewendet worden. Dabei ist die Erzeugung von charakteristischer Röntgenstrahlung in den Inhomogenitäten großer Z bei niedrigen (60keV) und mittleren (100keV) Energien berücksichtigt worden [Car03]. Die prozentuale Abweichung der durch die Collapsed Cone Superpositionsmethoden berechneten Dosiswerten von den Monte Carlo Simulationsergebnissen, betrug maximal 3% für Energien von 60keV und 350keV und maximal 7% für eine Energie von 100keV für radiale Abstände von dem monoenergetischen Punktstrahler bis 8cm in den

Phantomregionen, die nicht von der endlichen Inhomogenität abgeschirmt werden. Dabei wurde auch präsentiert, dass die Energiekernskalierung für Inhomogenitäten mit großer Ordnungszahl bei niedrigen (60keV) und mittleren Energien (100keV), wo der Photoeffekt vorherrscht, nicht ohne weitere Korrekturen durchgeführt werden kann [Car03]. Die Berechnungszeit für die optimierte Dosisberechnung in N^3 kartesischen Voxeln mit der Collapsed Cone Superpositionsmethode ist proportional zu $N^3(M_{lsc}+M_{msc})$, wobei M_{lsc} und M_{msc} die Anzahl der verwendeten diskreten Kegelachsen für die Berechnung der Streudosis von einfach und mehrfach gestreuten Photonen (siehe sukzessiv Streuung Superposition) ist.

2.5.3 Die Sievert Integrationsmethode und das SPR Verfahren

Der Ursprung des in dieser Arbeit entwickelten Dosisberechnungsmodells für die Berücksichtigung der Körperinhomogenitäten und der endlichen Patientenabmessungen in der ^{192}Ir HDR Brachytherapie, ist in der Dosisbestimmung in der wasserhomogenen Umgebung eines monochromatischen Punktstrahlers zu finden.

Die Dosisleistung im Wasser, in Einheiten von cGyh^{-1} , in einem Abstand r , in cm, von einem punktförmigen, monoenergetischen Brachytherapiestrahler lässt sich mit der folgenden Gleichung berechnen:

$$\dot{D}(r) = 57,6 \cdot 10^{-9} \cdot A \cdot E \cdot \frac{1}{4\pi r^2} \cdot \exp(-\mu \cdot r) \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{\text{Wasser}} \cdot B(r) \quad (2.44)$$

Dabei ist A die Aktivität des Strahlers in Bq, E seine Energie in keV, μ der lineare Schwächungskoeffizient für das Medium Wasser bei der Energie E , in Einheiten von cm^{-1} , μ_{en}/ρ der Massenenergieabsorptionskoeffizient für das Medium Wasser und die Energie E in Einheiten von cm^2/g und der Wert $57,6 \cdot 10^{-9}$ ist der Konvertierungsfaktor von $\text{keVg}^{-1}\text{s}^{-1}$ in cGyh^{-1} . Der Faktor $B(r)$ ist der Aufbaufaktor im Wasser, der für die bestimmte Photonenergie E mit dem Verhältnis der Gesamtdosis zur Dosis von den Primärphotonen in einem Abstand r gleich ist [Mei68]. Für einen Punktstrahler sind die Primärphotonen diejenigen, die bis zu ihrer endgültigen Absorption keine Wechselwirkung mit dem umgebenden Medium erfahren haben. In der Gleichung 2.44 berechnen alle Terme, bis auf den Aufbaufaktor $B(r)$, die Energiedosis von den Primärphotonen. Der Aufbaufaktor kann äquivalenterweise in die folgende Gleichung umgeformt werden:

$$B(r) = 1 + \text{SPR}(r) = 1 + \frac{\dot{D}_{\text{scat}}(r)}{\dot{D}_{\text{prim}}(r)} \quad (2.45)$$

wobei $\text{SPR}(r)$ das Verhältnis der Energiedosis der gestreuten Photonen, $\dot{D}_{\text{scat}}(r)$ zur Energiedosis der Primärphotonen, $\dot{D}_{\text{prim}}(r)$ (engl. SPR= Scatter to Primary Ratio) in einem Abstand r von dem Punktstrahler im Wasser ist [Rus96][Wil96].

Die Strahlerstärke S_k eines monoenergetischen Strahlers, wird als Produkt der Kennndosisleistung ‚frei in Luft‘ mit dem Quadrat des Referenzabstandes ($r_c=100\text{cm}$) von dem Strahler in Einheiten von U ($1\text{U}=1\mu\text{Gym}^2\text{h}^{-1}$, siehe auch Kapitel 2.2) durch die folgende Formel bestimmt:

$$S_k = 57,6 \cdot 10^{-9} \cdot A \cdot E \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{\text{Luft}} \quad (2.46)$$

Die Angabe der Dosisleistung eines punktförmigen, monoenergetischen Photonstrahlers im Wasser pro Einheit S_k ergibt sich dann einfach durch die Division der Gleichungen (2.44) und (2.46):

$$\frac{\dot{D}(r)}{S_k} = \frac{1}{r^2} \cdot \exp(-\mu_{Wasser} \cdot r) \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Luft}^{Wasser} \cdot [1 + SPR(r)] \quad (2.47)$$

Für einen Punktstrahler mit einem Energiespektrum (n_{Ei}, Ei) , wobei n_{Ei} die Anzahl der mit der Energie Ei emittierten Photonen pro Zerfall ist, geht die Gleichung (2.47) in die Gleichung (2.48) über:

$$\frac{\dot{D}(r)}{S_k} = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\sum_i \{n_{Ei} \cdot Ei \cdot \exp(-\mu_{W,Ei} \cdot r) \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Ei}^{Wasser} \cdot [1 + SPR_{Ei}(r)]\}}{\sum_i n_{Ei} \cdot Ei \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Ei}^{Luft}} \quad (2.48)$$

Für reale Brachytherapiestrahler muss noch die Aktivitätsverteilung in dem Strahlercore der endlichen Strahlerabmessungen berücksichtigt werden. Die Sievert Integrationsmethode [Sie21] kann für die Gleichung (2.47) oder die Gleichung (2.48) unter der Annahme eines Linienstrahlers in einer zweidimensionalen Geometrie oder eines realen Strahlers in der dreidimensionalen Geometrie angesetzt werden. Zusätzlich, muss sowohl die Aufhärtung des primären Energiespektrums im Strahlercore und in der Strahlerkapselung als auch der Beitrag der in dem Strahlercore und der Strahlerkapselung gestreuten Photonen berücksichtigt werden. Diese Photonen werden auch als Primärphotonen betrachtet, weil sie von dem Strahler emittiert werden und noch keine Wechselwirkung mit dem umgebenden Medium erfahren haben, unabhängig von deren mehrfachen Streuung im Strahler. Die Streuung der Photonen im Strahler wird von dem SPR Faktor nicht berücksichtigt. Um diesen Streueffekten Rechnung zu tragen, hat man die effektiven linearen Schwächungskoeffizienten, μ_{eff} , eingeführt, die von der durch die Primärphotonen durchquerten Materialschichtdicke abhängen. Diese Koeffizienten werden für jedes Absorbermaterial mit Hilfe von Strahlungstransmissionsmessungen für verschiedene Schichtdicken des Absorbers bestimmt, die entweder den Strahler umhüllten oder an seiner Seite tangential in Kontakt positioniert waren [Wil96]. Durch Messungen oder Monte Carlo Simulationen [Wil96] wird das Verhältnis $T(t)$ der Luftkerma in der Luft mit und ohne dem Absorber der Schichtdicke, t , ermittelt, und durch einen Fit der Form $\mu_{eff} = -\ln[T(t)]/t$ an die Mess- oder Monte Carlo Transmissionswerte werden folglich die effektiven Koeffizienten bestimmt.

Unter der Annahme, dass der lineare Energieabsorptionskoeffizient, μ_{en} , den linearen Energieschwächungskoeffizienten, μ , im „breiten Strahlenbündel“ [Rei90] genau beschreibt, sind effektive Schwächungskoeffizienten mit der folgenden Gleichung errechnet worden:

$$\mu_{eff} = -(1/t) \cdot \ln \left(\frac{\sum_i n_{Ei} \cdot Ei \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_i^{Luft} \cdot \exp(-\mu_{en,i} \cdot t)}{\sum_i n_{Ei} \cdot Ei \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_i^{Luft}} \right) \quad (2.49)$$

Die einzige Methode, die die effektiven Schwächungskoeffizienten als von der Absorberdicke unabhängige Größen betrachtet, ist diejenige, die sie als

Optimierungsvariablen für die Anpassung der Sievert Integration Dosiswerte an die Monte Carlo ermittelten Dosiswerte [Wil88] für die gleiche vorgegebene zweidimensionale Strahlergeometrie berechnet. Dieses Verfahren weist jedoch einen Verlust an Generalität auf, da es nur für bestimmte Strahler eingesetzt wird.

Der Einsatz der effektiven Schwächungskoeffizienten setzt voraus, dass die Energieabsorption der von dem Strahler ausgehenden Photonen (primären Photonen) durch das Verhältnis der über das emittierte Energiespektrum gewichtete Massenenergieabsorptionskoeffizienten von Medium zur Luft, $(\mu_{en} / \rho)_{Luft}^{Medium}$ beschrieben werden kann. Dies begründet sich darin, dass das ursprüngliche Energiespektrum sowohl in der Dosisleistung im Wasser als auch in der Luftkermastärke S_k vorkommt und die Angabe der Dosisleistung pro Einheit Luftkermastärke nur das relative Energiespektrum von Wasser zur Luft benötigt [Wil88]. Zusätzlich, bleibt das gemittelte Verhältnis der Massenenergieabsorptionskoeffizienten im Bereich der Photonenergien der Brachytherapie näherungsweise konstant, wie es in der Abbildung 2.13 zu sehen ist.

Das Sievert Integral Dosisberechnungsmodell segmentiert den aktiven Strahlercore der realen Strahlenquelle in eine große Zahl N ($\sim 10^6$ - 10^8) von infinitesimalen Strahlercoreelementen und berechnet den Dosisbeitrag jedes einzelnen Elementes in einem Punkt $P(r, \theta)$ unter der Annahme, dass es sich hierbei um Punktstrahler handelt (siehe Abbildung 2.14). Die SPR Werte sind hier diejenigen, die von dem emittierten Energiespektrum eines Punktstrahlers im Wasser durch Monte Carlo Simulationen berechnet wurden. Als letzter Schritt werden alle individuellen Dosisbeiträge aufsummiert:

$$\frac{\dot{D}(r, \theta)}{S_k} = \frac{1}{N \cdot r^2 \cdot F(r_c)} \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Luft}^{Wasser} \cdot \sum_i^N [\exp(-\mu_s \cdot s_i - \mu_f \cdot f_i - \mu_w \cdot w_i) \cdot (1 + SPR(w_i))] \quad (2.50)$$

wobei r_i der Abstand von dem i -ten Strahlercoresegment zum Dosispunkt P ist und s_i , f_i , w_i die zurückgelegten Weglängen der Primärphotonen jeweils im Strahlercore, in der Strahlerkapselung und im Wasser sind.

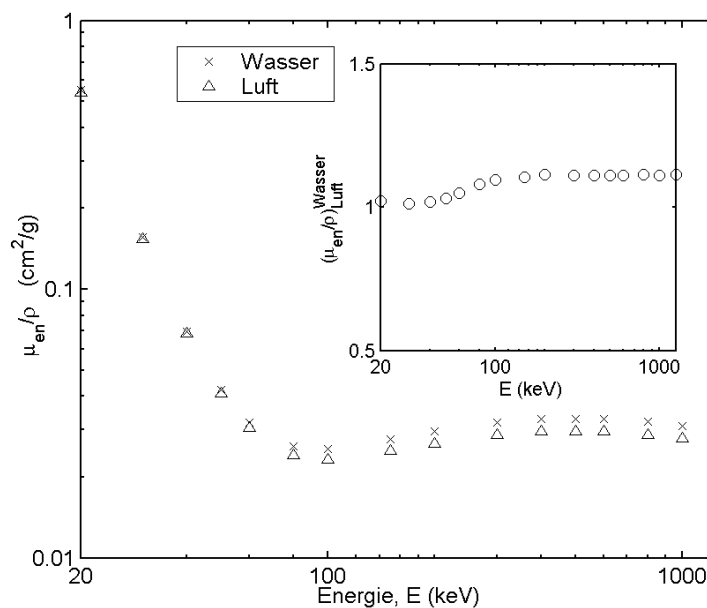


Abbildung 2.13: Der Massenenergieabsorptionskoeffizient von Wasser und Luft in Abhängigkeit von der Energie der Photonen. In dem Abbildungsinlett ist das Verhältnis dieser Koeffizienten dargestellt

Der Abstand r_i ist gleich der Summe der einzelnen Wegstrecken s_i , f_i und w_i (siehe Abbildung 2.14). Weiterhin sind die Koeffizienten μ_s , μ_f und μ_w die jeweiligen effektiven linearen Schwächungskoeffizienten für Strahlercore, Strahlerkapselung und Wasser. Der Faktor $F(r_c)$ ist ein Normierungsfaktor, durch dessen Einsatz in die Gleichung (2.50), in dem Strahlerkalibrierungsabstand $r_c=100\text{cm}$ und ‚frei in Luft‘ die Luftkermaleistung des Strahlers errechnet werden kann. Dieser Faktor berücksichtigt die Selbstabsorption der Photonen in der Strahlerkalibrierungsgeometrie (siehe Abbildung 2.14) und ist gleich mit:

$$F(r_c) = \frac{1}{N} \cdot \sum_i^N [\exp(-\mu_s \cdot s'_i - \mu_f \cdot f'_i) / r_i'^2] \quad (2.51)$$

Die Dosisberechnung mit der Sievertintegrationsmethode hat genaue Ergebnisse für die hochenergetischen Brachytherapiestrahler [Wil88], wie beispielsweise für ^{137}Cs , geliefert. Allerdings betrug für die rasche Zunahme des SPR-Verhältnisses im Wasser für ^{192}Ir Brachytherapiestrahler die Abweichung der Sievert Integrationsdosiswerte von den Monte Carlo Simulationsergebnissen in Punkten nahe der Strahlerlängsachse teilweise mehr als 20%. Zusätzlich scheiterte das ursprüngliche Sievert-Integrationsmodell an der Berücksichtigung der abnehmenden Anisotropie mit zunehmendem Abstand vom Strahler [Wil83][Gil88][Cho97]. Ursache dafür war die Annahme, dass die in dem Strahler erzeugten Streuphotonen der gleichen Flugrichtung mit der von den sie erzeugenden Primärphotonen folgen. Weiterhin wird angenommen, dass diese Streuphotonen die gleiche Energieabnahme pro Einheit Weglänge mit der sie erzeugenden Photonen aufweisen. Zusammenfassend, wurde bei der ursprünglichen Form der Sievert Integrationsmethode angenommen, dass sich der SPR-Wert trotz der Anwesenheit der Strahleraufbaumaterialien nicht ändert und nur von der zurückgelegten Weglänge im Wasser, w_i , abhing.

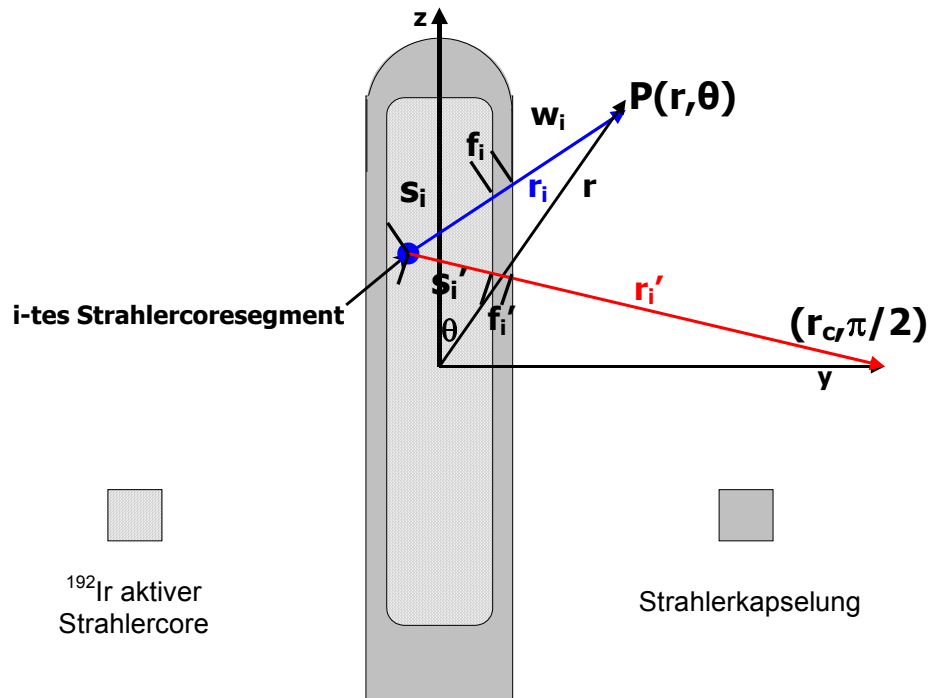


Abbildung 2.14: Schematischer Aufbau eines realen Brachytherapiestrahlers für die relevante Geometrie der Sievert Integrationsmethode

Deswegen ist das Modell zur Berechnung der Dosis im Wasser umgeformt worden [Wil96]. Der ersten Umformung zufolge wird die Anisotropie der Dosisverteilung in der Umgebung des Strahlers auf die Anisotropie der Primärphotonen zurückgeführt. Die

Dosisverteilung der gestreuten Photonen im Wasser betrachtet man als isotrop trotz der Anisotropie der Primärphotonenfluenz. Die Dosisleistung an einem Punkt P im Wasser ist jetzt gleich mit [Wil96]:

$$\dot{D}(r, \theta) = \dot{D}_{prim}(r, \theta) + \dot{D}_{scat}(r, \pi/2) = \dot{D}_{prim}(r, \theta) + \dot{D}_{prim}(r, \pi/2) \cdot SPR(r) \quad (2.52)$$

Der durch Monte-Carlo-Simulationen ermittelte SPR(r)-Wert für einen virtuellen entlang seiner Mittelsenkrechte abstrahlenden (gefiltertes Energiespektrum) mit dem Energiespektrum des realen Brachytherapiestrahlers Punktstrahler, hängt nur von dem Abstand des Punktes P von der Strahlercoremitte [92] ab. Der Primärphotondosisbeitrag, $\dot{D}_{prim}(r, \theta)$ wird auf der Basis der Gleichung (2.50) mit dem Aufheben des Terms $[1+SPR(w_i)]$ bestimmt. Das umgeformte Modell liefert genauere Dosiswerte für die ^{192}Ir -Strahlerquellen mit einer maximalen prozentuellen Abweichung von den Monte Carlo Simulationen von 9% für Polarwinkel $\theta < 10^\circ$ und 6% für $\theta \geq 10^\circ$.

Die zweite Umformung des Sievertintegrations-Dosisberechnungsmodells erfolgte [Kar00b] unter Verwendung der von der Strahlermaterialsichtdicke unabhängigen linearen Schwächungskoeffizienten in einer “engen Strahlenbündel-Geometrie“ und dem Einsatz eines Korrekturfaktors $C(r, \theta)$ für die Anisotropie der Streustrahlung im Wasser. Die Dosisleistung auf der Basis des umgeformten Sievert Integrationsmodells wird durch die folgende Gleichung angegeben:

$$\frac{\dot{D}(r)}{S_k}(r, \theta) = \frac{1}{N} \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Luft}^{Wasser} \cdot \sum_i^N \left\{ \left[\frac{\exp(-\mu_s s_i - \mu_f f_i - \mu_w w_i)}{F(r_c)} + \exp(-\mu_w \cdot r) \cdot SPR(r) \cdot C(r, \theta) \right] / r_i^2 \right\} \quad (2.53)$$

Die effektiven linearen Schwächungskoeffizienten in der “engen Strahlenbündel-Geometrie“ werden durch Gewichtung über das gefilterte Energiespektrum des Brachytherapiestrahlers mit der folgenden Gleichung, in Einheiten von cm^{-1} , berechnet:

$$\mu_{eff, Medium} = \frac{\sum_i n_{Ei} \cdot E_i \cdot \mu_{Ei, Medium}}{\sum_i n_{Ei} \cdot E_i} \quad (2.54)$$

Der Einsatz der effektiven Schwächungskoeffizienten weist dem Sievert-Integrations-Dosisberechnungsmodell Einfachheit und Generalität zu. Dabei wird nur die Schwächung der Primärphotonen berücksichtigt und nicht der Beitrag der im Strahler gestreuten Photonen zur Primärdosis. Dieser Dosisbeitrag hängt jedoch in jedem realen Strahler nicht von der Art und der Lage [Cho97] des strahlerumgebenden Mediums ab. Der gleiche Beitrag ist auch in der Angabe der Strahlerstärke in S_k Einheiten bei der Strahlerkalibrierungsgeometrie vorhanden. Daraus ist abzuleiten, dass dieser Beitrag bei der Angabe der Dosisleistung eines Brachytherapiestrahlers im Wasser pro Einheit Luftkermastärke S_k aufgehoben und somit die Benutzung der effektiven linearen Schwächungskoeffizienten gerechtfertigt wird. Der Korrekturfaktor $C(r, \theta)$ wird mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen ermittelt und durch ein einfaches Polynom angefitet. Das umgeformte Sievert-Integrationsmodell liefert für die Dosimetrie in der Wasserumgebung von realen HDR und LDR Brachytherapiestrahler Ergebnisse, die innerhalb von maximal 2% mit denen von den Monte-Carlo-Dosiswerten übereinstimmen [Kar00a][Kar01a][Pan02].

2.5.4 Das Dosisrechenmodell in unendlichen homogenen Medien

Auf der Basis der Sievert-Integrationsmethode und des SPR-Verfahrens zur Dosisberechnung in der wasserhomogenen Umgebung von realen ^{192}Ir Brachytherapiestrahlerquellen legt dieses Kapitel die zugrundeliegende Theorie zur Erweiterung dieses Modells für eine Reihe von im Patienten vorhandenen homogenen Medien sowohl für punktförmige als auch für reale Strahler dar. Als erster Schritt wird der Fall eines ^{192}Ir Punktstrahlers betrachtet. Die Dosisleistung im Wasser pro Einheit Luftkermastärke, S_k für einen ^{192}Ir -Punktstrahler, unter Verwendung der effektiven linearen Schwächungskoeffizienten und der SPR-Werte für das gefilterte ^{192}Ir -Energiespektrum, leitet sich aus der Gleichung 2.53 ab und nimmt die folgende Form an:

$$\frac{\dot{D}_W(r)}{S_k} = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Luft}^{Wasser} \cdot \exp(-\mu_W \cdot r) \cdot [1 + SPR(r)] \cdot \frac{1}{r^2} \quad (2.55)$$

Der effektive lineare Schwächungskoeffizient für Wasser, μ_W , wird durch die Gleichung 2.54 berechnet und das effektive Verhältnis der Massenenergieabsorptionskoeffizienten von Wasser zur Luft wird, wie schon in dem vorherigen Kapitel erwähnt, durch Gewichtung der einzelnen Verhältnissen der Massenenergieabsorptionskoeffizienten über das emittierte ^{192}Ir Energiespektrum (n_{Ei} , E_i) bestimmt. Es gilt:

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Luft}^{Wasser} = \frac{\sum_i n_{Ei} \cdot E_i \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Luft,Ei}^{Wasser}}{\sum_i n_i \cdot E_i} \quad (2.56)$$

Die Umsetzung dieses Dosisrechenmodells für jedes homogene Gewebematerial erfordert zunächst die Berechnung der effektiven linearen Schwächungskoeffizienten und der effektiven Verhältnissen der Massenenergieabsorptionskoeffizienten von dem jeweiligen Gewebematerial zur Luft mit Hilfe der Gleichungen 2.54 und 2.56 unter

Verwendung der $\mu_{Material, Ei}$ und $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Luft,Ei}^{Material}$ statt $\mu_{Wasser, Ei}$ und $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Luft,Ei}^{Wasser}$ für das ^{192}Ir

Energiespektrum, das wie bei den Monte-Carlo-Simulationen für die vorliegende Arbeit (siehe auch Kapitel 2.4.1) der Arbeit von Glasgow und Dillmann [Glas79] entnommen wurde. Die für die analytischen Dosisberechnungen in der vorliegenden Arbeit benutzten linearen Schwächungskoeffizienten und Massenenergieabsorptionskoeffizienten für die jeweiligen ^{192}Ir -Energiespektrumlinien sind der Arbeit von Hubbell und Seltzer [Hub95] entnommen worden. In der Tabelle 2.3 sind eine Reihe von Gewebematerialien mit den dazugehörigen Massendichten und den für das ^{192}Ir -Energiespektrum in der vorliegenden Arbeit berechneten Koeffizienten aufgelistet. Sie werden für die analytischen Dosisberechnungen verwendet. Die elementare Zusammensetzung sowie die Massendichte dieser Gewebematerialien sind dem ICRU 44 Bericht [ICRU44-89] sowohl für die analytischen Dosisberechnungen als auch für die MCNP Monte-Carlo-Simulationen entnommen worden.

Material	ρ (gcm ⁻³)	$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{Luft}^{Material}$ (cm ² g ⁻¹)	$\mu_{Material}$ (cm ⁻¹)	λ (cm)
Wasser	1.00	1.111	0.1090	9.174
Schädelknochen-Kortex	1.92	1.077	0.1978	5.056
Schädelknochen-Kiefer	1.68	1.082	0.1744	5.734
Fettgewebe	0.95	1.111	0.1036	9.653
luftgefülltes				
Lungegewebe	0.26	1.100	0.0281	35.587
Lungengewebe	1.05	1.103	0.1136	8.803
Weichteilgewebe	1.06	1.102	0.1134	8.818
Hirn	1.04	1.103	0.1202	8.319
Skelettmuskulatur	1.05	1.098	0.1208	8.278
Augenlinse	1.07	1.089	0.1223	8.177
Brustgewebe	1.02	1.104	0.1105	9.050
Luft	1.205e-03	1.000	0.0001	10000

Tabelle 2.3: Die Massendichte, ρ , die für das ¹⁹²Ir Energiespektrum effektiven Material zur Luft Massenenergieabsorptionskoeffizientenverhältnisse, die effektiven linearen Schwächungskoeffizienten und die mittleren freien Weglängen λ für verschiedene Gewebematerialien [ICRU44-89][Whi87][Woo82]

Der Einsatz der SPR_{Material}(r)-Werte für das jeweilige Gewebematerial in die Gleichung (2.55) würde die Generalität des analytischen Dosisberechnungsmodells einschränken, da es für eine Vielzahl von im Patienten vorhandenen Gewebearten explizit berechnete materialabhängige SPR-Datensätze erfordern würde. In dieser Arbeit wird die Gleichung (2.55) für die verschiedenen Gewebearten erweitert und in die Gleichung (2.57) umgeformt [Ana03]:

$$\frac{\dot{D}_{Material}(r)}{S_k} = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{Luft}^{Material} \cdot \exp(-\mu_{Material} \cdot r) \cdot [1 + SPR(\rho_{Material} \cdot r)] \cdot \frac{1}{r^2} \quad (2.57)$$

wobei die im Wasser für einen idealen Punktstrahler berechneten SPR Werte für jedes Material benutzt werden, unter der Voraussetzung, dass eine Skalierung des Abstandes mit der Massendichte des jeweiligen Materials, $\rho_{Material}$, durchgeführt wird.

Diese Gleichung steht in engem Zusammenhang mit dem AAPM TG-43 Dosimetrieprotokoll [Nat95] (siehe auch Kapitel 2.5.1), da die Geometriefunktion, $G(r,\theta)$ für einen Punktstrahler gleich dem inversen Abstandsquadrat und die Anisotropiefunktion, $F(r,\theta)$, gleich eins ist. Die radiale Dosisfunktion $g(r)$ kann ermittelt werden, indem man die mit der Gleichung 2.57 berechnete Dosisleistung in einem Punkt auf die Dosisleistung im Referenzpunkt $P(1\text{cm}, \pi/2)$ normiert. Die Dosisleistungskonstante, Λ , bestimmt man auch direkt durch die Gleichung 2.57, wenn $r=1\text{cm}$ eingesetzt wird.

Die durch Monte-Carlo-Simulationen berechneten SPR-Werte in einem quasi-unendlichen kugelförmigen Wasserphantom, $R_{\text{Phantom}}=50\text{cm}$, wurden mit einem Polynom zweiter Ordnung angefitet. Das gleiche Polynom zweiter Ordnung kann auch für eine Reihe von realen Brachytherapiestrahler verwendet werden. Es wurde nachgewiesen [Kar00b], dass die SPR-Werte für einen idealen ¹⁹²Ir-Punktstrahler im Wasser mit denjenigen SPR Werten von einer Vielzahl von realen ¹⁹²Ir-Brachytherapiestrahler bis zu

einem Abstand von $r < 10\text{cm}$ von der Strahlermitte in sehr guter Übereinstimmung stehen und somit mit dem gleichen Polynom zweiter Ordnung angefitet werden können. Dieses Polynom wird in dieser Arbeit für die Berechnung der SPR-Werte in jeder Gewebeart angewendet unter der Voraussetzung der Massendichteskalierung des radialen Abstands. Es wird durch die folgende Gleichung angegeben [Ana03]:

$$SPR_{\text{Material}}(r) = SPR(\rho \cdot r) = 0.0068 \cdot (\rho \cdot r)^2 + 0.121 \cdot (\rho \cdot r) \quad (2.58)$$

wobei ρ die Massendichte des jeweiligen Materials in Einheiten von gcm^{-3} ist. In der Abbildung 2.15 sind die SPR-Werte für Brust-, Lunge-, Fett- und Schädelknochengewebe sowie auch für Wasser, ermittelt durch die Monte-Carlo-Simulationen in homogenen kugelförmigen quasi-unendlichen Phantomen mit einem Radius von 50cm, dargestellt. In derselben Abbildung werden auch die durch die Gleichung 2.58 analytisch berechneten SPR-Werte als durchgezogene oder gestrichelte Linien gegen den massendichteskalierten Abstand ρr aufgetragen. Der Vergleich zwischen den SPR_{Wasser} -Werten mit den SPR-Werten in den homogenen Brust-, Lunge- und Fettgewebephantomen zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Die Abweichung der analytisch berechneten SPR-Werten von den entsprechenden durch die Monte-Carlo-Simulation ermittelten Werten liegt innerhalb von 1%. Die entsprechende Abweichung für den Schädelknochen ist höher. Ihr maximaler Wert liegt allerdings unterhalb von 5%. Diese Übereinstimmung suggeriert, dass die elementare Zusammensetzung der Gewebematerialien im Patienten, die eine niedrige effektive Ordnungszahl Z_{eff} , aufweisen, in der Dosimetrie von ^{192}Ir -Strahlerquellen von untergeordneter Bedeutung ist. Monte-Carlo-Simulationen in lufthomogenen sphärischen Phantomen, deren Massendichte gleich mit der Dichte von Wasser (1gcm^{-3}) gesetzt wurde, ergab eine prozentuelle Abweichung in den Dosiswerten von den entsprechenden im Wasser von maximal 7.8%, während diese maximale Abweichung im Schädelknochenphantom mit der Massendichte des Wassers bei 3.2% lag. Die Massendichteskalierung des Abstandes von der Strahlenquelle ist eine Annäherung und leitet sich von der äquivalenten Elektronendichteskalierung ab, die gemäß der Klein-Nishina Formel (siehe Gleichung 2.11 und Gleichung 2.12) für die Compton-Streuung an freien Elektronen zu erwarten wäre. Diese Annäherung bricht jedoch zusammen, wenn die Elektronbindungskorrekturen (Materialien mit großen Z_{eff}) und die Rolle des Photoeffektes signifikant werden.

In der Abbildung 2.16 sind die Energiespektren eines ^{192}Ir -Strahlers im Wasser und im Schädelknochen gegen den dichteskalierten Abstand dargestellt. Die Abbildung 2.16a entspricht dem emittierten Energiespektrum und die Abbildungen 2.16b, 2.16c den Energiespektren jeweils in dichteskalierten Abständen von 5gcm^{-2} und 10gcm^{-2} . Diese Abbildung zeigt die wachsende Bedeutung der niederenergetischen gestreuten Photonen mit zunehmendem Abstand. Monte-Carlo-Simulationen mit MCNP4c haben gezeigt [Ana03], dass ein von einem ^{192}Ir -Punktstrahler in einem quasi-unendlichen Wasserphantom emittiertes Photon im Mittel 13 Wechselwirkungen bis zu seiner endgültigen Absorption erfährt. Dieser Wert wird als das Verhältnis der stattfindenden Wechselwirkungen aller Photonen in dem jeweiligen mathematischen Phantom durch die Anzahl der ursprünglich gestarteten Photonen in der Monte Carlo Simulation definiert. Von diesen 13 Wechselwirkungen und über die endgültige Photoeffektabsorption hinaus entsprechen im Mittel 11 der Comptonstreuung und einer der kohärenten Streuung.

Die kohärente Streuung ist stark vorwärts gerichtet (siehe Abbildung 2.6) und hat eine relativ kleine Bedeutung für das ^{192}Ir -Energiespektrum der Comptonstreuung gegenüber, die für die höheren Energieanteile des ^{192}Ir -Energiespektrums ($E > 200\text{keV}$) vorwärts gerichtet ist und zur Isotropie mit abnehmender Photonenergie neigt (siehe auch Abbildung 2.7). Die Monte-Carlo-Simulationen zeigen zusätzlich [Ana03], dass nur wenige Compton-

Streuungen erforderlich sind, bis sich die höherenergetischen Primärphotonen zu der niederenergetischen Bereich von 50-100keV degradieren. In diesem Energiebereich erreicht das Verhältnis μ_{en}/μ für Wasser und somit der Energietransfer an Sekundärelektronen pro Wechselwirkung sein Minimum, d.h. die meisten Compton-Wechselwirkungen finden in diesem niederenergetischen Bereich statt. Dies manifestiert sich in dem Inlett der Abbildung 2.16c, wo sich die Streuphotonen im Wasser um die 60keV Energiespitze häufen. Die Energiespitze der Streuphotonen ist nicht nur für Wasser sondern auch für jede Gewebeart (kleine effektive Ordnungszahl, Z_{eff}) der Tabelle 2.3 charakteristisch.

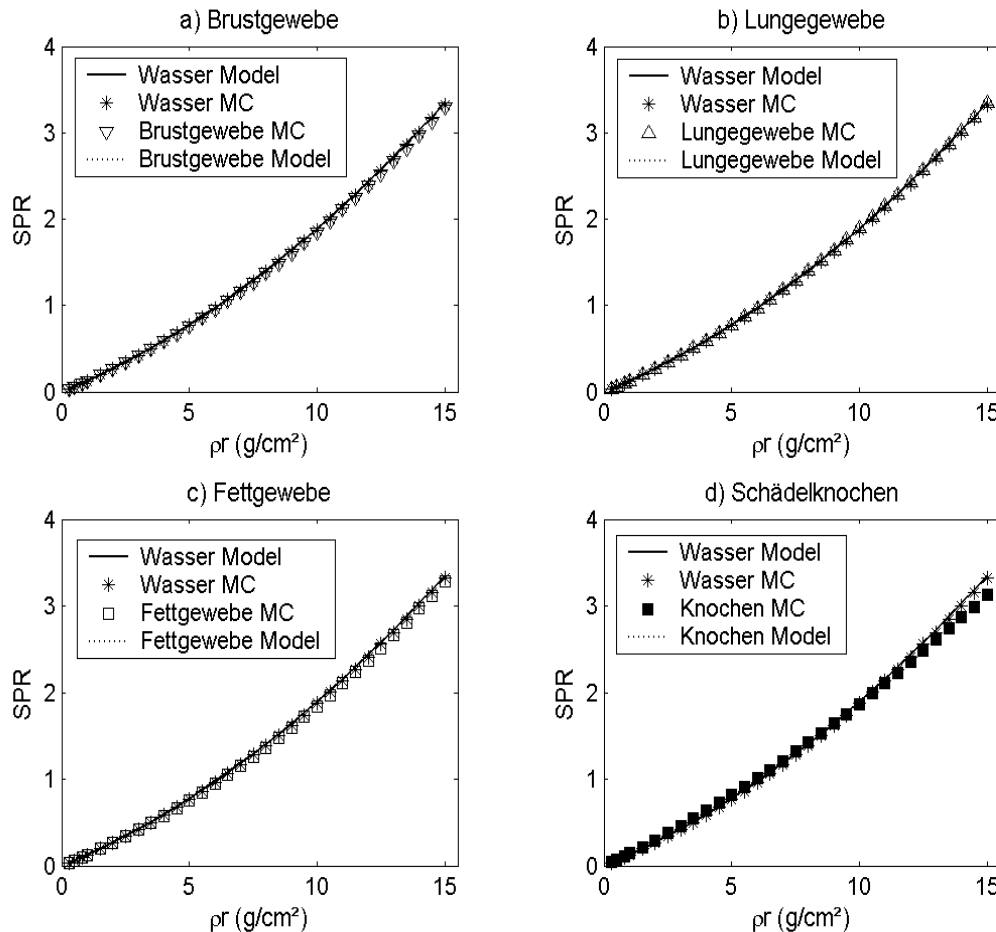


Abbildung 2.15: Monte Carlo berechnete SPR- Werte für ein homogenes Wasserphantom und für quasi-unendliche, homogene a) Brustgewebe- b) Lungegewebe- c) Fettgewebe- und d) Kortexknochengewebephantome, die einen dichteteskalierten Radius von 50gcm^{-2} aufweisen. Die analytisch berechneten SPR-Werte für das jeweilige Gewebematerial sind mit einer gestrichelten Linie und die SPR-Werte für Wasser mit einer durchgezogenen Linie dargestellt

Für Schädelknochen ist sie bei 100keV zu finden (siehe Abbildung 2.16b und 2.16c) und hat eine kleinere Höhe im Vergleich zu der entsprechenden Energiespitze im Wasser, da das Minimum des Verhältnisses μ_{en}/μ für das Knochen bei höheren Energien erreicht wird und einen höheren Wert als denjenigen im Wasser aufweist. Aus diesem Grund nimmt die mittlere Anzahl der stattfindenden Compton-Streuung-Wechselwirkungen in einem homogenen quasi-unendlichen Knochenphantom auf 6.5 ab [Ana03].

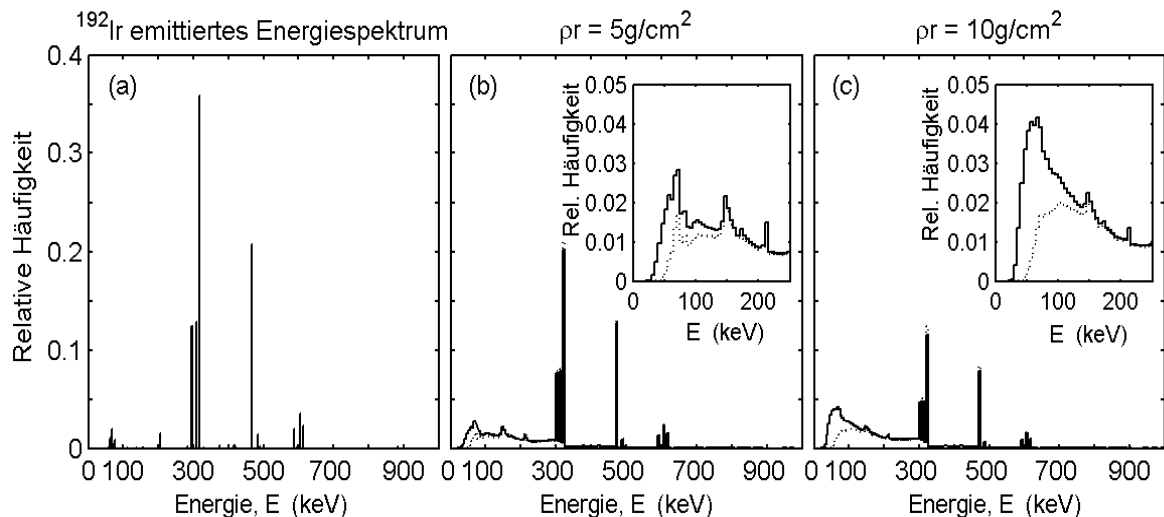


Abbildung 2.16: Photonenergiespektrum eines ^{192}Ir -Punktstrahlers a) emittiert, b) und c) im quasi-unendlichen homogenen Wasser (durchgezogene Linie) und Schädelknochen (Kortex) (gestrichelte Linie) in massendichteskalierten Abständen von jeweils $pr=5\text{gcm}^{-2}$ und $pr=10\text{gcm}^{-2}$

Zusätzlich wird aus den Abbildungen 2.16b und 2.16c ersichtlich, dass die Primärphotonen des emittierten Energiespektrums mit zunehmendem dichteskaliertem Abstand exponentiell mit dem jeweiligen Schwächungskoeffizient $\mu(E_i)$ abnehmen. Dies verursacht eine geringe Aufhärtung des Energiespektrums und somit der Energiefluenz der Primärphotonen und eine Abnahme des Massenschwächungskoeffizienten im Wasser auf maximal 1% für $pr \leq 15\text{gcm}^{-2}$. In dem Extremfall der Schwächung im Knochen beträgt diese Abnahme maximal 2%, wie es in der Abbildung 2.17 zu sehen ist. Die Aufhärtung des emittierten Energiespektrums hat praktisch keinen Einfluss auf die Verhältnisse der Medium-zu-Luft Massenenergieabsorptionskoeffizienten für den Primärphotonenanteil des Energiespektrums. Hingegen, manifestiert sich eine rasche Zunahme dieses Verhältnisses um einen Faktor von maximal 6.5 in dem niederenergetischen Bereich des ^{192}Ir -Energiespektrums ($E \leq 100\text{keV}$) im Knochen und eine Abnahme von 50% für Fett- und Brustgewebe, wie es in der Abbildung 2.18 dargestellt ist. Für die anderen Gewebematerialien (entnommen dem ICRU 44 Bericht [ICRU44-89]) bleibt dieses Verhältnis in dem dargestellten Energiebereich mit guter Annäherung konstant. Die erhebliche Zunahme für Knochen und Abnahme für Fett- und Brustgewebe dieses Verhältnisses erwies sich ohne Einfluss auf die analytischen Dosisberechnungen in homogenen Medien, jedoch muss sie an den Kontaktflächen von Wasser-zu-Inhomogenität berücksichtigt werden (siehe Kapitel 2.5.5) [Ana03]. Auf die mit dem analytischen Dosisrechenmodell ermittelten Ergebnisse in homogenen Phantomgeometrien für einen ^{192}Ir -Punktstrahler und den Vergleich mit den Monte-Carlo-Simulationen für verschiedene Gewebematerialien wird im Kapitel 3 detailliert eingegangen.

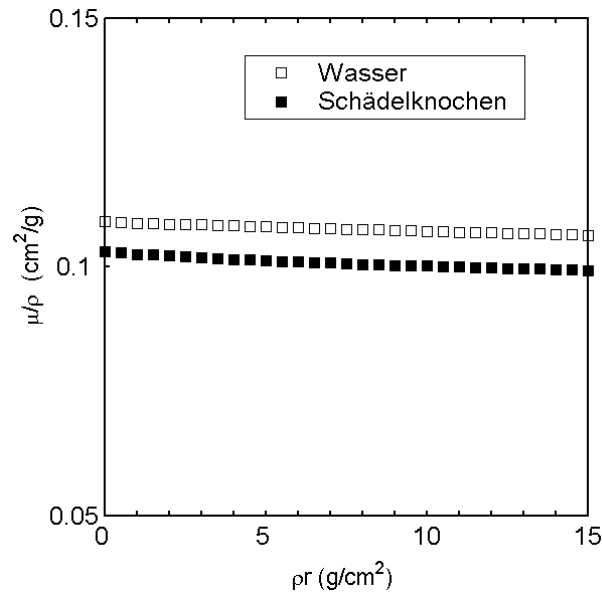


Abbildung 2.17: Effektive Massenschwächungskoeffizienten für Wasser und Schädelknochen (Kortex) in Abhängigkeit von dem dichteskalierten Abstand, pr , für einen ^{192}Ir -Punktstrahler

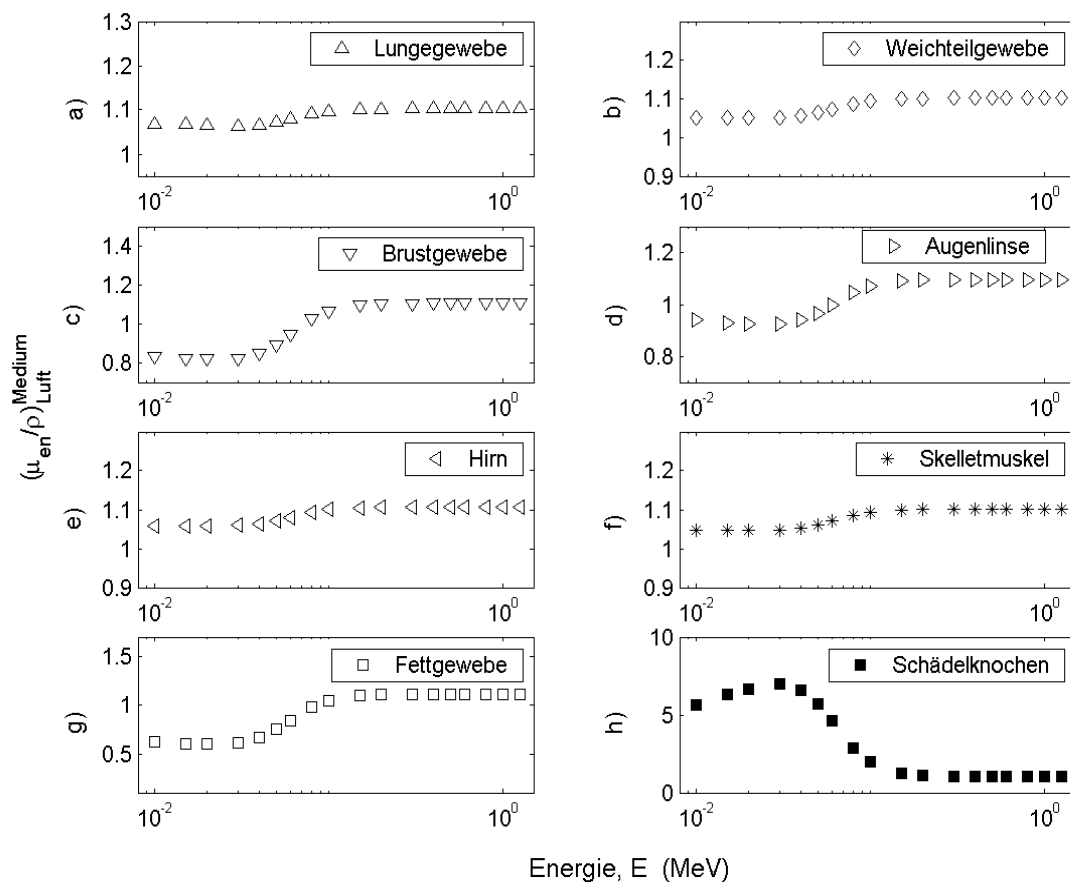


Abbildung 2.18: Das Medium-zu-Luft-Verhältnis der effektiven Massenenergieabsorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Photonenenergie für a) Lungegewebe, b) Weichteilgewebe, c) Brustgewebe, d) Augenlinse, e) Hirn, f) Skelettmuskel g) Fettgewebe und h) Kortexknochen

Für die Bestimmung der Dosisverteilung in der Umgebung eines realen Brachytherapiestrahlers muss das für ^{192}Ir -Punktstrahler entwickelte Rechenmodell umgeformt werden. Der Einsatz der Gleichung (2.57) für jedes Material von radiobiologischem Interesse in die Sievert-Integrationsmethode würde a) die Integration der Gleichung (2.57) über jedes Strahlercoresegment zur Berücksichtigung der räumlichen Verteilung der Radioaktivität b) die entsprechende Korrektur für die Schwächung der primär emittierten Photonen im Strahlercore sowie in der Strahlerkapselung und c) die Korrektur für die Abweichung der Streudosiskomponente von der Isotropie mit zunehmendem Abstand vom Strahler [Kar00b] erfordern. Im Falle einer klinischen Anwendung jedoch, wo eine erhöhte Zahl von Strahlerhaltepositionen in dem Zielvolumen vorhanden sind (z.B. bei der Brachytherapie von Prostatatumoren), würde die wiederholte Berechnung der Anisotropiefunktion (siehe Kapitel 2.5.1) in der Umgebung des Strahlers für jede einzelne vorprogrammierte Strahlerhalteposition in den implantierten Kathetern auf Kosten der Rechengeschwindigkeit gehen. In dieser Arbeit wird die Gleichung (2.57) für Punktstrahler auf die folgende Gleichung für reale Brachytherapiestrahler erweitert [Pan04]:

$$\left[\frac{\dot{D}_{\text{Material}}(r)}{S_k} \right]_{\text{reell}} = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{\text{Luft}}^{\text{Material}} \cdot \exp(-\mu_{\text{Material}} \cdot r) \cdot [1 + \text{SPR}(\rho_{\text{Material}} \cdot r)] \cdot G(r, \theta) \cdot F(r, \theta) \quad (2.59)$$

Die Dosisverteilung in der Umgebung von hochenergetischen Brachytherapiestrahler (^{192}Ir - und ^{60}Co -Strahler) hängt wesentlich von der räumlichen Verteilung der Radioaktivität im Strahlercore [Pap02][Pap03] ab. Gemäß dem TG-43 Dosimetrieprotokoll beschreibt die Geometriefunktion $G(r, \theta)$ die räumliche Verteilung der Radioaktivität und kann mit sehr guter Annäherung für radiale Abstände von der Strahlermitte von $r \leq 2L$ mit Hilfe der Gleichung (2.34) (siehe Kapitel 2.5.1) berechnet werden. Dies leitet sich aus der Betrachtung des realen Strahlers als eine Linienquelle ab [Kar00a]. Für $r > 2L$ wird $G(r, \theta)$ dem inversen Abstandsquadrat, mit der Annäherung des Punktstrahlers [Kar00a], gleichgesetzt. Die Anisotropiefunktion $F(r, \theta)$ kann in der unmittelbaren Umgebung des realen Strahlers $r \leq L$ mit eins gleichgesetzt werden [Pap02] und für $r > L$ wird sie mit dem Liso [Lli01][Lli03] Polynom angefitet, deren Form und Koeffizienten für verschiedene in der Brachytherapie benutzten ^{192}Ir -HDR Strahler im Anhang B dieser Arbeit dargelegt sind. Es muss an dieser Stelle hervorgehoben werden, dass das entwickelte Dosisberechnungsmodell für reale Strahlerquellen in der Form der Gleichung (2.59) in Übereinstimmung mit dem am weitesten verbreitete AAPM TG-43 Dosimetrieprotokoll steht. Der Vergleich der Gleichung (2.59) mit der Gleichung (2.31) für Wasser als Umgebungsmaterial ergibt für die Dosisleistungskonstante, Λ :

$$\Lambda = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{\text{Luft}}^{\text{Wasser}} \cdot \exp(-\bar{\mu}_w \cdot 1\text{cm}) \cdot (1 + \text{SPR}(1\text{cm})) \cdot G(1\text{cm}, \pi/2) = \Lambda_{\text{Punkt}} \cdot G(1\text{cm}, \pi/2) \quad (2.60)$$

und für die radiale Dosisfunktion, $g(r)$:

$$g(r) = \frac{\exp(-\bar{\mu}_w \cdot r) \cdot (1 + \text{SPR}(r))}{\exp(-\bar{\mu}_w \cdot 1\text{cm}) \cdot (1 + \text{SPR}(1\text{cm}))} \quad (2.61)$$

Die Gleichung (2.60) zeigt die Proportionalität der Dosisleistungskonstante, Λ , mit der Geometriefunktion $G(r, \theta)$ des Brachytherapiestrahlers am Referenzpunkt des TG-43 Dosimetrieprotokolls. Zusätzlich suggeriert die Gleichung (2.61), dass die radiale Dosisfunktion $g(r)$ nur gering von der Strahlergeometrie abhängt. Diese Eigenschaft der Brachytherapiestrahler wurde in den Arbeiten von Papagiannis *et al* [Pap02][Pap03] sowie

von Song und Luxton [Son03] für eine Vielzahl von Strahlerquellen untersucht und bestätigt.

2.5.5 Das Dosisrechenmodell in inhomogenen Geometrien

Das Anstreben der Entwicklung analytischer Dosisrechenmodelle zur Berücksichtigung des Einflusses von Inhomogenitäten im Patientenkörper ist nicht neu. Dabei war immer erwünscht, die Genauigkeit der Dosisbestimmung der Monte Carlo Methode anzunähern und gleichzeitig die Rechengeschwindigkeit deutlich zu erhöhen.

Eindimensionale Dosisrechenmodelle wurden schon in den Achtzigern von Prasad *et al* [Pras83], von Meertens und van der Laarse [Mee85] sowie Weeks und Dennet [Wee90] entwickelt. Bei diesen ersten Lösungsansätzen, die für Abschirmmaterialien bestimmter gynäkologischer Brachytherapieapplikatoren entworfen wurden, sind eindimensionale Schwächungskorrekturen nur für den Primärphotonendosisanteil unternommen worden. Der Streuphotonendosisanteil sowie die Position und die Ausdehnung der Inhomogenität im Verhältnis zum Strahler und dem Dosispunkt wurden ignoriert.

Ein verbesserter eindimensionaler Lösungsansatz wurde mit der Arbeit von Williamson *et al* [Wil93a] unternommen, der die Dosisverteilung in einen Primärphotonen- und einen Streuphotonendosisanteil trennte, indem zu dem berechneten Primäranteil empirisch bestimmte Streuphotonenkomponenten appliziert wurden. Die Anwendbarkeit dieser Methode beschränkte sich jedoch auf Dosispunkte entlang der Achse zylindrisch symmetrischer Inhomogenitäten mit hoher effektiver Ordnungszahl Z_{eff} .

Diese Arbeit galt als Grundlage für die Untersuchungen von Kirov *et al* [Kir97], in denen eine zweidimensionale Integration der Streudosiskomponenten anhand des Streusubtraktionsmodells von Williamson *et al* [Wil93a] und die Erweiterung auf beliebige dreidimensionale Geometrien erfolgte. Hiermit konnte man die Dosis nicht nur entlang der Achse der zylinderförmigen Inhomogenität bestimmen, sondern auch in jedem beliebigen Dosispunkt vor und hinter der Inhomogenität mit hoher Z_{eff} . Trotz der Erweiterung des Lösungsansatzes auf die dreidimensionalen Geometrien und seiner mit Monte Carlo Methoden vergleichbaren Genauigkeit, stützte sich auch dieses Rechenmodell auf die Annahme, dass der Streuphotonendosisanteil nicht von der Inhomogenität verdrängt wird. Dies hatte zur Folge, dass für bestimmte Dosispunkte hinter den Inhomogenitäten eine Abweichung der analytischen Dosiswerte von den mit Monte Carlo errechneten Werten bis zu 10% vorkam [45]. Außerdem war dieser Lösungsansatz auf das Vorhandensein von Inhomogenitäten begrenzt, die in der unmittelbaren Umgebung oder in Kontakt zu dem Strahler positioniert waren.

Um den Verdrängungseffekt des Streuphotonendosisanteils und dessen Einfluss auf die Berechnung der Dosisverteilung hinter endlichen Inhomogenitäten hoher Z_{eff} - die meistens als Abschirmmaterialien verwendet werden- zu berücksichtigen, wurde in den Untersuchungen von Daskalov *et al* [Dask98a] das vorhandene analytische Rechenmodell [Wil93a][Kir97] weiterentwickelt. Dabei konzentrierte man sich auf Inhomogenitäten hoher Massendichte ($>2.7\text{gcm}^{-3}$) und hoher Z_{eff} (>13), die eine Schichtdicke von maximal einer mittleren freien Weglänge der Photonen in diesem Material aufwiesen. Die Berücksichtigung der lateralen Dimensionen der zylinderförmigen Inhomogenitäten, ihrer Lage in Bezug auf den Strahler, ihrer Schichtdicke sowie ihrer Zusammensetzung und Massendichte ergab eine Übereinstimmung der analytisch kalkulierten Dosiswerte mit den Monte-Carlo-Dosiswerten innerhalb von 10%. Zudem war die Rechengeschwindigkeit um bis zu einem Faktor von 10^5 höher verglichen mit den MC-Berechnungen und um 10^2 verglichen mit der eindimensionalen numerischen Integrationsmethode [Wil93a].

Allerdings, haben sich bislang auch diese semiempirischen Dosisrechenverfahren nicht in die klinische Praxis durchsetzen können und wurden in die verfügbaren Brachytherapieplanungs-systemen noch nicht integriert.

In dieser Arbeit wird auf das Vorhandensein von Körperinhomogenitäten und deren Einfluss auf die Dosisverteilung bei der HDR Brachytherapie im Patienten eingegangen. Es wird angestrebt ein Dosisrechenmodell zu entwickeln, das ein für homogene Gewebematerialien und reale Strahler gültiges Dosisrechenmodell der Gleichung (2.59) als Ausgangspunkt hat. Es wird dabei angestrebt, der Präsenz von Körperinhomogenitäten Rechnung zu tragen, unabhängig von ihrer Lage im Verhältnis zum Strahler, ihrer Schichtdicke oder Form. Außerdem ist es wichtig, sowohl eine Relevanz mit dem in der HDR Brachytherapie etablierten TG-43 Dosimetrieprotokoll [Nat95] aufzuweisen und seine Implementierung in patientenähnlichen Geometrien auf ein Minimum von Basisdaten einzuschränken, ohne dabei an Generalität einzubüßen. Nicht zuletzt muss die Rechengeschwindigkeit für eine große Anzahl von Strahlerhaltepositionen in den jeweiligen Brachytherapieapplikatoren und Dosispunkten in dem dreidimensionalen Dosisgitter für die in die klinische Routine eingesetzten PCs vertretbar sein.

Auf der Basis des in dieser Arbeit vorgestellten analytischen Dosisrechenmodells der Gleichung (2.59) für homogene Gewebematerialien und unter der Verwendung des SPR-Begriffs für das Verhältnis der Energiedosis durch die gestreuten Photonen zur Energiedosis durch die Primärphotonen [Rus96][Wil96], wird die Gleichung (2.59) auf die Gleichung (2.62) erweitert für eine beliebige Anzahl von Gewebeinhomogenitäten, beliebiger Form und Dicke[Ana03][Ana04]:

$$\left[\frac{\dot{D}_{Material}(r)}{S_k} \right] = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Luft}^{Material} \cdot \exp\left(-\sum_i^n \mu_i \cdot r_i\right) \cdot [1 + M \cdot SPR(\sum_i^n \rho_i \cdot r_i)] \cdot G(r, \theta) \cdot F(r, \theta)$$

mit $r = \sum_i^n r_i$ (2.62)

Für die Dosisberechnung anhand dieses analytischen Dosisberechnungsmodells erfolgt ein Ray-Tracing-Verfahren entlang der Linie zwischen dem Strahler und dem Dosispunkt. Hiermit werden die Grenzflächen der Körperinhomogenitäten zum Wasser bestimmt und der zurückgelegte Weg jeweils im Wasser als auch in der n-ten Inhomogenität, r_i , berechnet, wie es in der Abbildung 2.19 dargestellt ist. Die Berechnung des Primärphotonendosisanteils in einem Dosispunkt erfolgt durch die Bestimmung der Schwächung der Primärphotonenfluenz in dem jeweiligen Material, anhand von den in voraus kalkulierten effektiven linearen Schwächungskoeffizienten, μ_i der Tabelle 2.3, entlang der Linie zwischen dem Strahler und dem jeweiligen Dosispunkt im Dosisgitter. Trotz der geringfügigen Aufhärtung des ^{192}Ir -Energiespektrums mit zunehmendem Abstand in dem jeweiligen Gewebematerial, bleibt sogar für den Extremfall der Schwächung im Knochen der Schwächungskoeffizient relativ konstant. Eine maximale Abnahme von 2% ist dabei zu erwarten, wie Abbildung 2.17 zeigt. Diese Tatsache begründet die Anwendung der vorkalkulierten effektiven Schwächungskoeffizienten der Tabelle 2.3 im exponentiellen Term der Gleichung (2.62), unabhängig von der Lage, der Form oder der Ausdehnung der jeweiligen Inhomogenität in der Patienten-anatomie und weist der Berechnung des Primärphotonendosisanteils eine große Generalität zu.

Die Bestimmung des Streuphotonendosisanteils erfolgt mit der Multiplikation des Primärphotonendosisanteils mit dem dichteskalierten SPR im Wasser. Hierbei erfolgt die

Dichteskalierung von SPR für alle in den Inhomogenitäten zurückgelegten Weglängen, wie sie als r_2 und r_4 in der Abbildung 2.19 dargestellt sind. In Körperregionen mit Massendichten ρ_2 kleiner als die Massendichte von Wasser ρ_w , wird die zurückgelegte Strecke r_2 auf $\rho_2 r_2$ gestaucht und im Gegensatz dazu in Körperregionen größerer Massendichten ρ_4 als ρ_w wird die Strecke r_4 auf $\rho_4 r_4$ erstreckt, wie es in der Abbildung 2.19 ersichtlich wird. Die Summation der massendichteskalierten Abstände wird dann in die Gleichung (2.58) eingesetzt um das SPR-Verhältnis im Wasser zu berechnen. Dieses Fitpolynom gilt für dichteskalierte Abstände vom Strahler $\rho r \leq 10 \text{ g cm}^{-2}$ und ist für quasi-unendliche kugelförmige Phantomgeometrien mit einem Außenradius von 50cm errechnet [Ana03]. Der Vorteil dabei ist, dass in voxelbasierten Patientengeometrien nicht auf die SPR-Werte des jeweiligen Gewebematerials im Dosisgitterelement umgeschaltet werden muss, so dass für die Bestimmung der SPR-Werte nur die Massendichteinformation des jeweiligen Voxels ausreichend ist. Die Anisotropiefunktion $F(r, \theta)$ ist eine von dem Strahleraufbau und der Strahlenergie abhängige Größe und ihre Werte sind für den jeweiligen HDR-Brachytherapiestrahler für Wasser als Phantommaterial tabelliert. Die Geometriefunktion $G(r, \theta)$ ist eine nur von der geometrischen Form des aktiven Strahlerkernes abhängige Größe (siehe Kapitel 2.5.1) und steht entweder analytisch oder tabellarisch zur Verfügung.

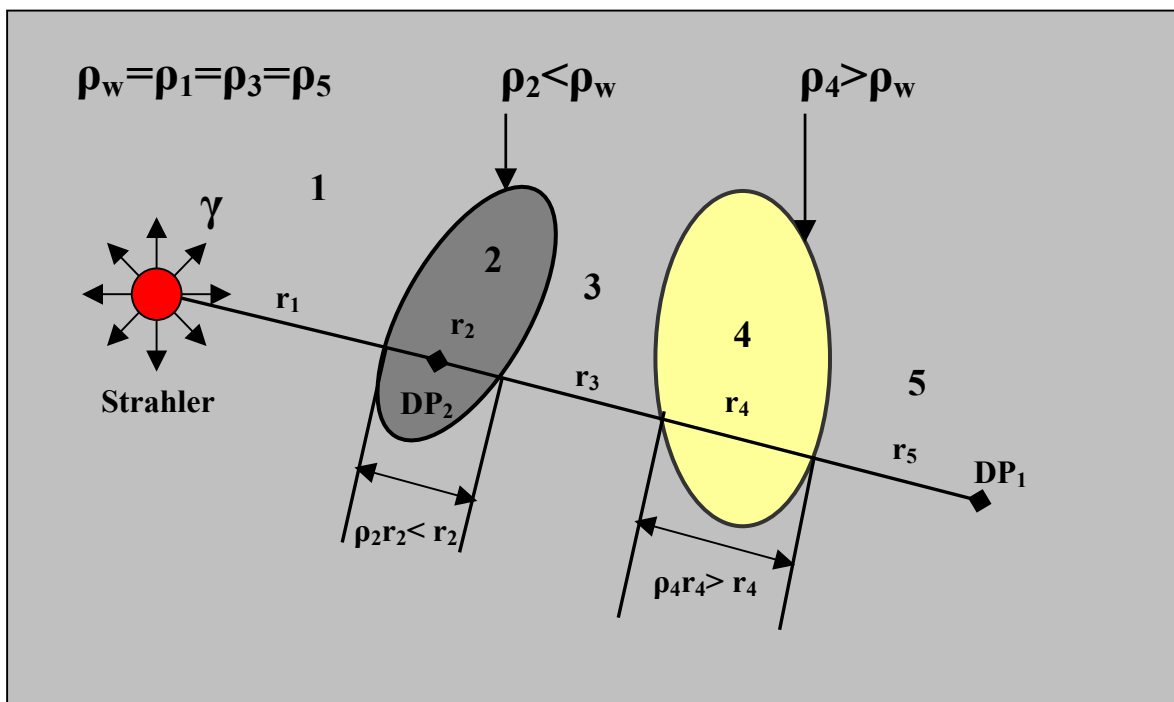


Abbildung 2.19: Einfaches Beispiel einer wasserhomogenen Geometrie, die zwei Inhomogenitäten enthält. Eine mit einer Massendichte (Region 2) ρ_2 kleiner und eine mit einer Massendichte (Region 4) ρ_4 größer als die Wasserdichte, ρ_w . In den SPR-Term der Gleichung 2.62, würde man für den dargestellten Dosispunkt $r_1 + \rho_2 r_2 + r_3 + \rho_4 r_4 + r_5$ auf der Grundlage der Massendichteskalierung einsetzen

Um die Gültigkeit der Massendichteskalierung von SPR in dem hier vorgestellten analytischen Rechenmodell zu erläutern, ist es sinnvoll, die Energiespektren von ^{192}Ir in dem Vorhandensein von Luft- und Schädelknocheninhomogenitäten in einem mit Wasser gefüllten kugelförmigen mathematischen Phantom genauer zu betrachten. Diese Inhomogenitäten stellen die beiden Extremfälle der Abweichung der Massendichte eines beliebigen Gewebematerials von der Massendichte des Wassers dar. Die in der Abbildung 2.20 dargestellten ^{192}Ir -Energiespektren wurden durch MC-Berechnungen an der vorderen

beziehungsweise hinteren Grenzfläche einer kugelschalenförmigen Luft- und Knocheninhomogenität in dem sonst mit Wasser gefüllten quasi-unendlichen Phantom bestimmt. Die Schichtdicke der inhomogenen Kugelschale beträgt 3cm und ist an einem Abstand von 3cm von dem in dem Phantom zentrierten ^{192}Ir Punktstrahler positioniert. Abbildung 2.20a zeigt dass das Energiespektrum exakt vor der vorderen Fläche der Luft- oder Knocheninhomogenität praktisch identisch mit dem entsprechenden Energiespektrum im homogenen Wasserphantom ist, bis auf geringste Unterschiede wegen der unterschiedlichen Eigenschaften der Rückstreuung der im Knochen und in der Luft entstehenden Photonen im Verhältnis zum Wasser.

Die Abbildung 2.20b zeigt, dass das Energiespektrum unmittelbar nach der Luft-Wasser Grenzfläche bei $r=6\text{cm}$ fast identisch mit demjenigen direkt vor der Wasser-Luft Grenzfläche ist. Dies lässt sich auf die vernachlässigbare Schwächung und Streuung der Photonen in der Luft zurückführen. Gegenätzlich dazu entspricht das Energiespektrum an der Knochen-Wasser Grenzfläche dem Energiespektrum bei einem größeren Abstand vom Strahler im homogenen Wasserphantom, wie die Abbildung 2.16 zeigt. Diese Tatsache untermauert die vorgestellte Massendichteskalierung von dem SPR im Wasser der Gleichung (2.62). Die Massendichteskalierung ist jedoch nicht vollkommen gerechtfertigt für den niederenergetischen Anteil des Energiespektrums nach der Knocheninhomogenität in dem Inlett der Abbildung 2.20b, der größer als derjenige im Wasser sein müsste (siehe auch Abbildung 2.16). Diese Effekte, die durch die geringen Unterschiede der Energiespektren bei der Rückstreuung von Photonen an den Grenzflächen bedingt sind, werden von diesem analytischen Dosisrechenmodell nicht berücksichtigt.

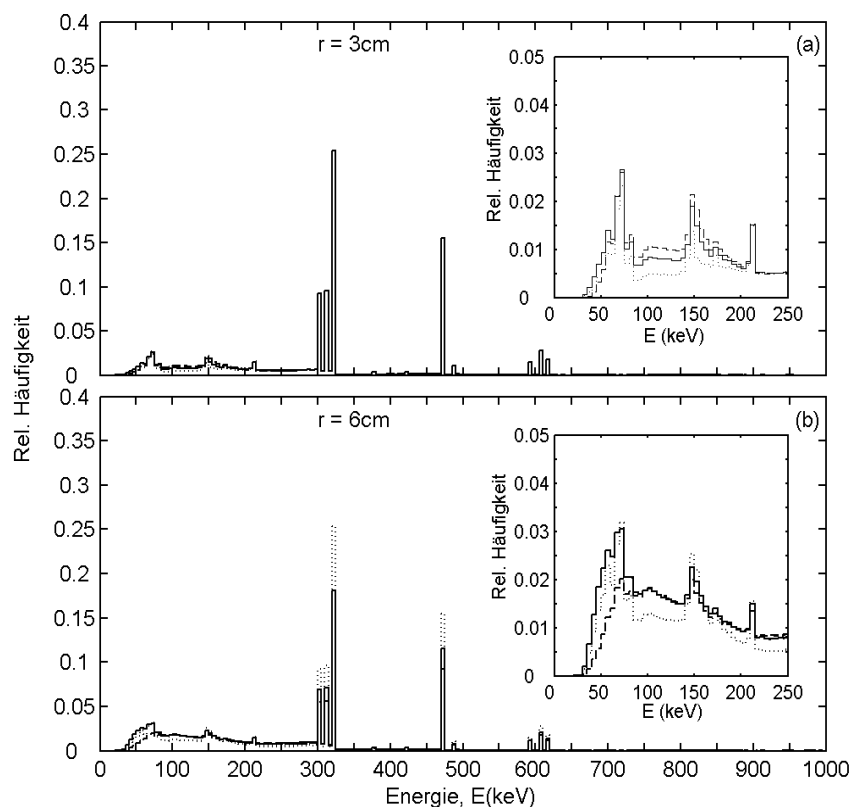


Abbildung 2.20: Photonenergiespektrum vor a) $r=3\text{cm}$ und nach b) $r=6\text{cm}$ einer Kugelschale gefüllt mit Kortexknochen- (-----) oder Luftinhomogenität (.....) mit einer Schichtdicke von 3cm in einem Abstand von $r=3\text{cm}$ von einem ^{192}Ir -Punktstrahler innerhalb eines quasi- unendlichen Wasserphantoms. Entsprechende Ergebnisse in einem quasi-unendlichen, homogenen Wasserphantom (durchgezogene Linie) werden auch gezeigt. Die Einlagen fokussieren auf die niederenergetische Region

Im Falle der Bestimmung des Primärdosisanteils entweder in der wasserhomogenen Region an dem ersten Dosispunkt (DP₁) oder innerhalb der wasserinhomogenen Regionen, beispielsweise an dem zweiten Dosispunkt (DP₂) in der Abbildung 2.19 muss man auf den jeweiligen effektiven Massenenergieabsorptionskoeffizient von Medium zur Luft umschalten. Hätte man eine Knocheninhomogenität, müsste der Koeffizient 1.111 für Wasser (siehe Tabelle 2.3) auf 1.077 an der Wasser-Knochen Kontaktfläche und zurück auf 1.111 an der Knochen-Wasser Kontaktfläche umgeschaltet werden.

Die Berechnung des Streuphotonendosisanteils am DP₁ der Abbildung 2.19 erfolgt dann nur durch Multiplikation des massendichteskalierten SPR im Wasser mit dem Primärphotonendosisanteil. In diesem Fall ist der Korrekturfaktor der Gleichung (2.62) $M=1$. Anders sieht es jedoch für die Berechnung des Streuphotonendosisanteils innerhalb einer Inhomogenität aus, zum Beispiel am DP₂. Der abrupte Anstieg des Knochen-zu-Luft Massenenergieabsorptionsverhältnisses und/oder der entsprechende Abstieg dieses Verhältnisses für beispielsweise Fettgewebe und Brustgewebe in der Abbildung 2.18 für die niederenergetischen Photonen muss berücksichtigt werden. Die Unterschiede zwischen der Kerma und/oder Dosis in dem jeweiligen Gewebematerial und dem Kerma und/oder Dosis im Wasser durch die Streuphotonen lassen sich auf die Unterschiede zwischen den jeweiligen Gewebe-Massenenergieabsorptionskoeffizienten und dem Wasser-Massenenergieabsorptionskoeffizienten für die Streuphotonen zurückführen [Ana03]. Aufgrund der gezeigten Äquivalenz der Energiespektren der Abbildung 2.16, die durch die Massendichteskalierung des SPR-Terms im Wasser in der Gleichung (2.62) bedingt ist, muss für Dosispunkte in den Inhomogenitäten mit dem Korrekturfaktor M multipliziert werden.

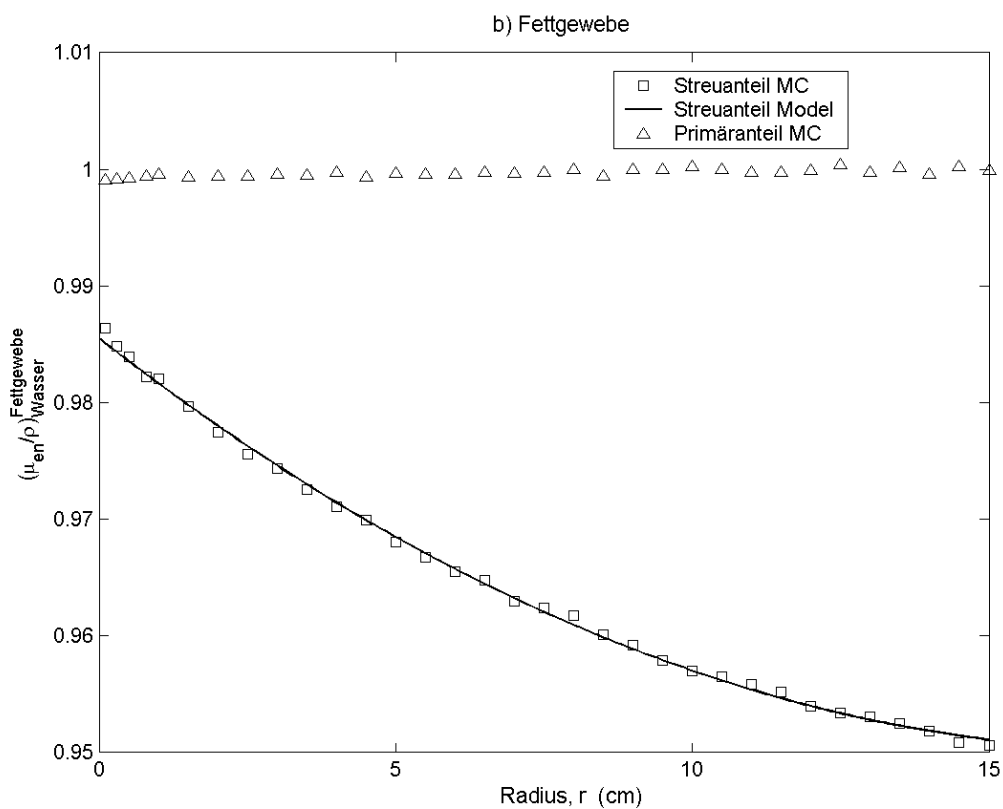
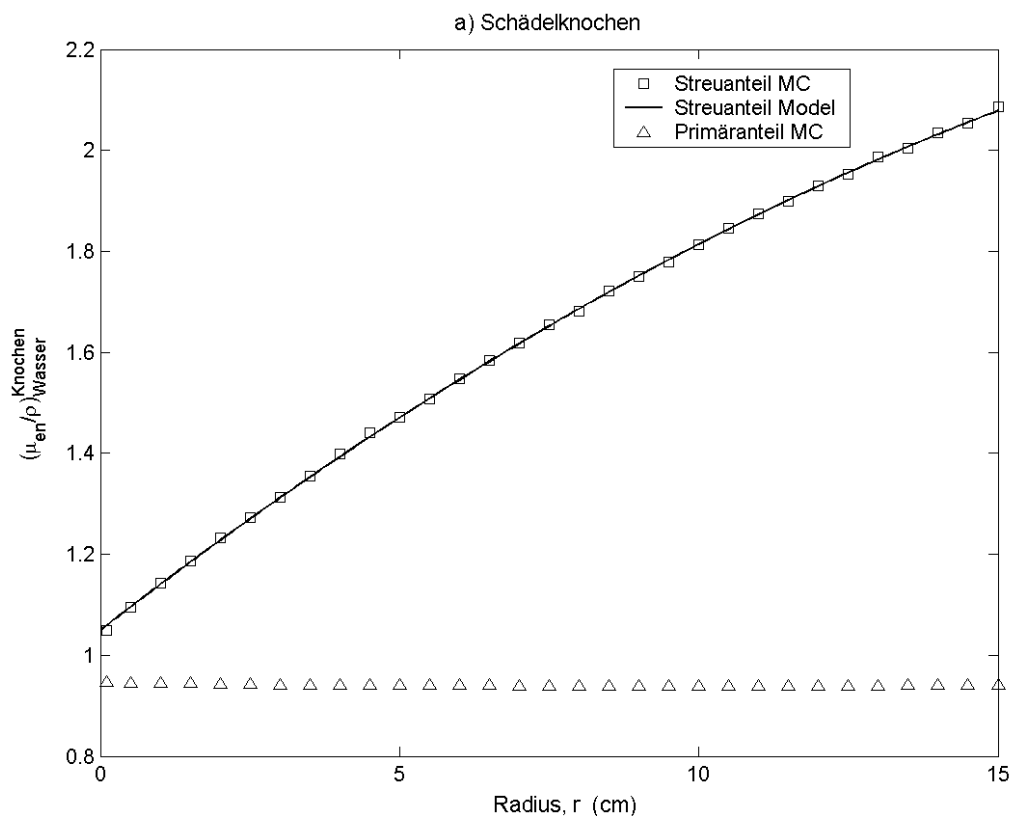
Da die Unterschiede zwischen den Energiespektren an den Wasser-Inhomogenität-Grenzflächen und denen im homogenen Wasser sehr gering sind, wie aus der Abbildung 2.20a ersichtlich wird, kann dieser ergänzende Korrekturfaktor mit dem Einsatz der effektiven Verhältnissen der Gewebematerial-zu-Wasser Massenenergieabsorptionskoeffizienten für die Streuphotonen vorgenommen werden. Diese Verhältnisse wurden mit Hilfe von MC-Simulationen getrennt für die Energiespektren der Primär- und Streuphotonen in einem quasi-unendlichen wasserhomogenen Phantom mit maximaler relativer statistischer Ungenauigkeit von 1.2% bestimmt. Diese Verhältnisse sind für Schädelknochen, Fett-, Lungen- und Brustgewebe in der Abbildung 2.21 als Funktion des Abstandes r vom Strahler dargestellt.

Während diese Gewebematerial-zu-Wasser Verhältnisse für die Primärphotonen konstant mit zunehmendem Abstand und gleich mit dem Verhältnis der Massenenergieabsorptionskoeffizienten in der Tabelle 3.2 bleiben, z.B. ~ 0.969 für Schädelknochen und ~ 0.999 für Brustgewebe, nehmen diese Verhältnisse der Streuphotonen für das Knochenmaterial extrem und für das Lungengewebe geringfügig mit zunehmendem Abstand r zu und für das Fett- und Brustgewebe ab. Dies war durch die vermehrte Bildung von Streuphotonen mit zunehmenden Abstand in niederenergetischen Bereichen des Energiespektrums zu erwarten. Die Verhältnisse der Massenenergieabsorptionskoeffizienten des jeweiligen Mediums zum Wasser für die Streuphotonen werden mit Polynomen zweiter Ordnung als Funktion des Abstandes r der Vorderfläche der jeweiligen Inhomogenität vom Strahler angepasst:

$$M = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho_{Streu}} \right)_{Wasser}^{Material} (r) = (A \cdot r^2 + B \cdot r + C) \quad (2.63)$$

so dass jetzt die Streudosisberechnung in einem wasserinhomogenen Gewebematerial durch die Multiplikation der dichteskalierten $SPR(\rho_{Material}I)$ -Werte innerhalb der

Inhomogenität mit dem Wert des Polynoms zweiter Ordnung an dem Schnittpunkt des Strahls mit der vorderen Fläche der jeweiligen Inhomogenität erfolgt.



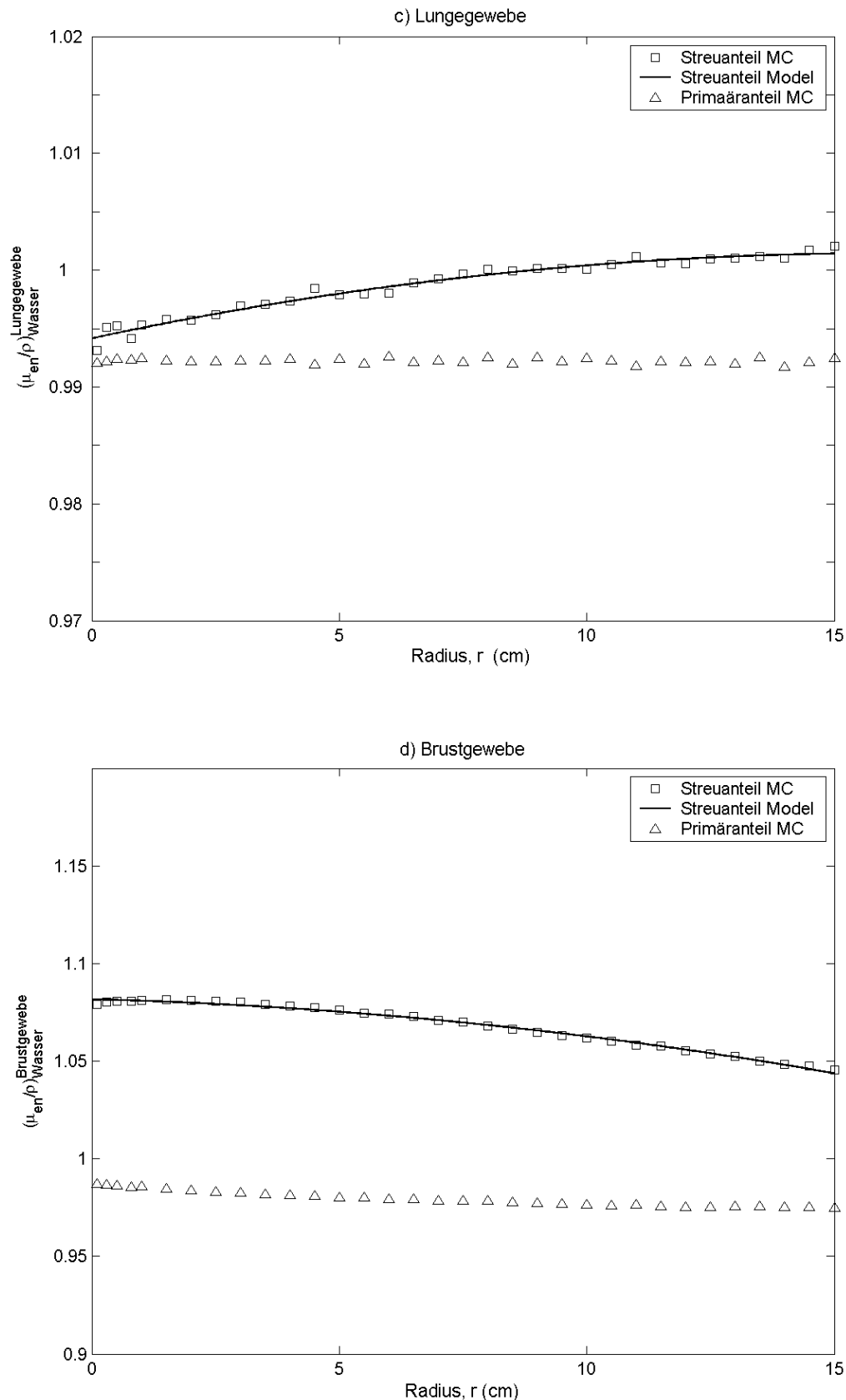


Abbildung 2.21: Monte Carlo berechneten a) Kortexknochen- b) Fett- c) Lunge- und d) Brustgewebe-zu-Wasser Massenenergieabsorptionskoeffizienten für den Primär- und Streuphotonenanteil des ^{192}Ir Energiespektrums als Funktion des Abstandes vom ^{192}Ir -Punktstrahler. Die Gleichung (2.63) wird als durchgezogene Linie dargestellt

In der Tabelle 2.4 werden die Fitkoeffizienten der Gleichung (2.63) für den Korrekturfaktor M der Gleichung (2.62) zusammengestellt.

Gewebematerial	A	B	C
Schädelknochen-Cortex	-1.500e-03	9.500e-02	1.054e+00
Schädelknochen-Kiefer	-5.000e-04	1.250e-02	1.152e+00
Fettgewebe	1.000e-04	-4.000e-03	9.856e-01
Lungengewebe	-2.806e-05	9.000e-04	9.942e-01
Brustgewebe	-1.246e-04	-6.600e-04	1.082e+00

Tabelle 2.4: Die Fitkoeffizienten A , B , C der Gleichung (2.63) zur Berechnung des effektiven Material zum Wasser Massenenergieabsorptionskoeffizienten für den Streuphotonendosisanteil

2.5.6 Das Dosisrechenmodell in endlichen Geometrien

Die gegenwärtig in der Brachytherapie angewandten Dosisrechenmodelle ignorieren nicht nur die von Wasser abweichende Patientenkörperzusammensetzung und Massendichte, sondern auch die endlichen Dimensionen des Patientenkörpers. Die Dosis wird auf der Basis des TG-43 Dosimetrieprotokolls und der in diesem Dosimetrieprotokoll relevanten physikalischen Messgrößen berechnet. Diese im Kapitel 2.5.1 vorgestellten Messgrößen werden durch MC-Berechnungen und Messungen in Wasser- oder wasserähnlichen kugelförmigen Messphantomen bestimmt, die entweder unendlich oder üblicherweise einen 15cm großen Außenradius R aufweisen. Für die MC-Dosimetrie der Brachytherapiestrahler und die daraus errechneten Dosisparameter des TG-43 Dosimetrieprotokolls, die anschließend als Input Daten für die Dosisberechnung in den Bestrahlungsplanungssystemen implementiert werden, haben sich die kugelförmigen Phantome als MC-Simulationsphantome etabliert. Die Kugelform bewirkt dass die Anisotropiefunktion des jeweiligen Strahlers in dem radialen Abstand r und unter dem Polarwinkel θ unabhängig vom Phantomaußenradius R ist.

Während die Berechnung der Energiedosis der Primärphotonen unabhängig von den Phantomdimensionen ist, hängt der Streuphotonendosisanteil signifikant von den Phantomabmessungen ab. Dies ist um so wesentlicher, je größer der Abstand von dem Strahler ist und je mehr Photonen sich in dem niederenergetischen Anteil des Spektrums anhäufen. Dies wird deutlich in der Abbildung 2.16 mit dem ^{192}Ir -Energiespektrum an verschiedenen Abständen vom Strahler in Wasser dargestellt, wo sich die Photonen um den 60keV Energiebereich ansammeln. In diesem Energiebereich steigt auch der differentielle Compton-Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_{\text{Compton}}$ für $\theta=180^\circ$, d.h. für rückwärtsgestreuten Photonen an, wie es in Kapitel 2.3 diskutiert und in der Abbildung 2.7 dargestellt wird. Es ist daher zu erwarten, dass die Position des Strahlers in Bezug auf den Phantom- oder den Patientenkörpernd die Dosisverteilung wegen des Überschusses oder Mangels an Streumaterial im Vergleich mit der Standardmessphantomgeometrie beeinflusst. Die in der vorliegenden Arbeit in einem mathematischen quasi-unendlichen Wasserphantom [Per04] mit einem Außenradius von $R=50\text{cm}$ durchgeführten MC Berechnungen zeigen, dass im Durchschnitt ein Photon bis zu seiner Absorption oder bis zum Verlassen des Phantoms etwa 13 Wechselwirkungen im Wasser erfährt. Reduziert man den Außenradius des kugelförmigen Phantoms auf die Standardgröße von $R=15\text{cm}$,

nimmt die Anzahl der Wechselwirkungen auf durchschnittlich 3.85 ab. Von denen sind im Durchschnitt 3.17 Compton- Wechselwirkungen. In der Abbildung 2.22 sind die MC berechneten SPR-Werte in Wasser für einen in den Mittelpunkt der kugelförmigen mathematischen Phantome mit verschiedenen Abmessungen positionierten ^{192}Ir -Strahler dargestellt. Aus dieser Abbildung wird ersichtlich, dass es für jeden Außenradius R einen radialen Abstand gibt, ab dem die berechneten SPR-Werte in der endlichen Phantomgeometrie von den entsprechenden SPR-Werten in dem quasi-unendlichen ($R=50\text{cm}$) Wasserphantom signifikant abweichen. Dieser ist der Abstand ab dem die Vollstreubedingungen nicht mehr gelten. In dem Inlett dieser Abbildung wird auch die radiale Dosisfunktion dargestellt, so wie sie sich von den entsprechenden MC-SPR-Werten im jeweiligen endlichen mathematischen Phantom und durch die Gleichung (2.61) berechnen lässt. Es wird gezeigt, dass in dem Fall eines in ein $R=5\text{cm}$ großes Phantom implantierten ^{192}Ir -Strahlers die auf dem TG-43 Dosimetrieprotokoll basierten Dosisberechnungen die Dosis um durchschnittlich 13% überschätzen würden, da die TG-43 Parameterwerte üblicherweise auf der Basis von Phantomgeometrien mit einem Außenradius $R=15\text{cm}$ durch MC Berechnungen ermittelt werden. Um 15% größer wäre die Dosisberechnung an dem Abstand $r=5\text{cm}$ überschätzt, würden die in einem quasi-unendlichen Phantom ermittelten $g(r)$ Werten eingesetzt. Es ist auch in der Abbildung 2.22 offensichtlich, dass die von dem Mangel an Photonenrückstreuung betroffene Phantomregion verglichen mit dem quasi-unendlichen Phantom mit zunehmendem Phantomaußenradius größer wird. Dies manifestiert sich durch den zunehmenden Abstand vom jeweiligen Phantomrand bis zum SPR-Wert, in dem signifikante SPR-Unterschiede sichtbar sind.

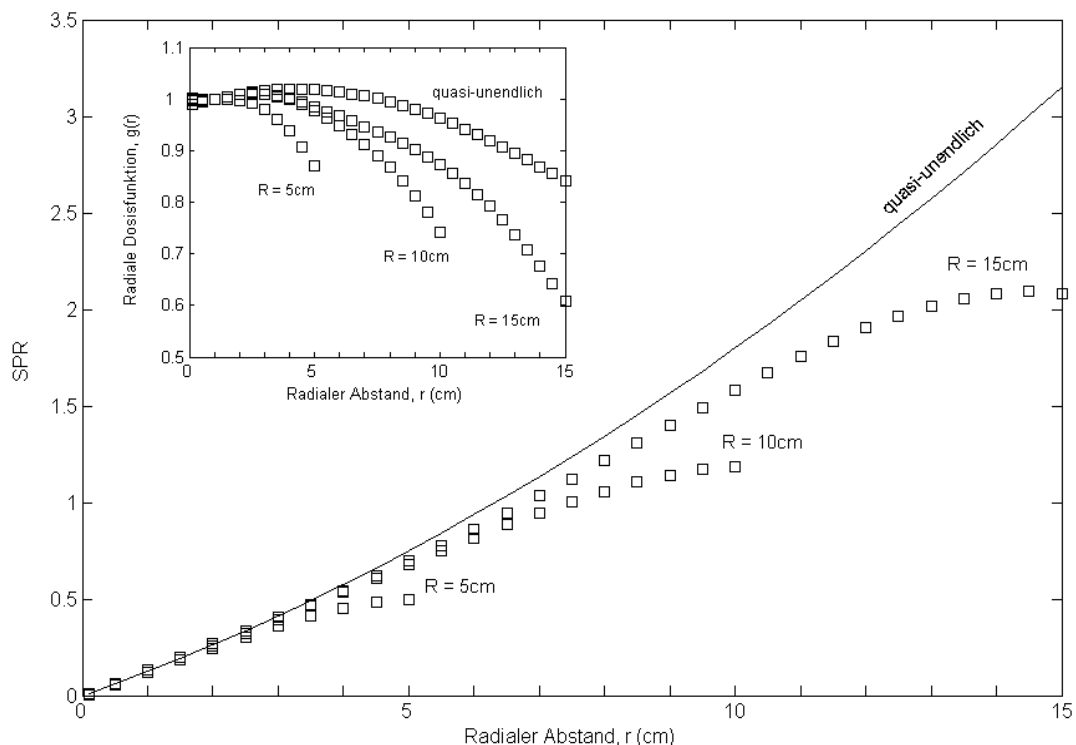


Abbildung 2.22: Die MC berechneten SPR-Werte eines ^{192}Ir -Punktstrahlers werden als Funktion des radialen Abstandes in kugelförmigen wasserhomogenen Phantomen mit einem Außenradius $R=5\text{cm}$, 10cm , 15cm sowie in einem quasi-unendlichen Phantom ($R=50\text{cm}$) dargestellt. In dem Inlett entsprechende Werte der radialen Dosisfunktion $g(r)$ berechnet durch Gleichung 2.61 werden gezeigt

Darüber hinaus zeigt die Abbildung 2.23 die MC berechneten Werte an verschiedenen radialen Abständen von einem ^{192}Ir -Punktstrahler als Funktion des Außenradius des

Phantoms. In dem flachen Bereich der jeweiligen SPR-Kurven kann davon ausgegangen werden, dass die vollständigen Streubedingungen gewährleistet werden, weil für die jeweiligen radialen Abständen der MC berechnete SPR-Wert sich als Funktion des Phantomaußenradius kaum verändert. Diese Abbildung zeigt, dass die SPR-Werte mit zunehmendem Phantomaußenradius wachsen und sich dem Plateau der vollständigen Streuverhältnisse quasi exponentiell annähern. Die Schultern der SPR-Kurven in dem dargestellten Außenradiusbereich entsprechen der Region im jeweiligen Phantom, in der das SPR sich zu dem der quasi-unendlichen Geometrie entsprechenden konstanten Wert bildet.

Um den variablen Phantomabmessungen für ^{192}Ir im Phantommittelpunkt positionierte Strahler Rechnung zu tragen, muss die für quasi-unendliche Phantome gültige Gleichung (2.58) mit dem Polynomfit zweiter Ordnung für die dichteskalierten SPR-Werte umgeformt werden. Dabei wird angestrebt, die Generalität des Dosisrechenmodells zu erhalten. Die Gleichung (2.64) berechnet den SPR Wert für jeden dichteskalierten radialen Abstand r und jeden Phantomaußenradius, R , durch die Umformung des SPR-Polynoms zweiter Ordnung der Gleichung (2.58) für $\text{SPR}_{\text{unendl}}$.

$$\text{SPR}(\rho \cdot r, \rho \cdot R) = \text{SPR}_{\text{unendl}}(\rho \cdot r)(1 - A(\rho \cdot r) \cdot \exp(-B(\rho \cdot r) \cdot \rho \cdot R)) \quad (2.64)$$

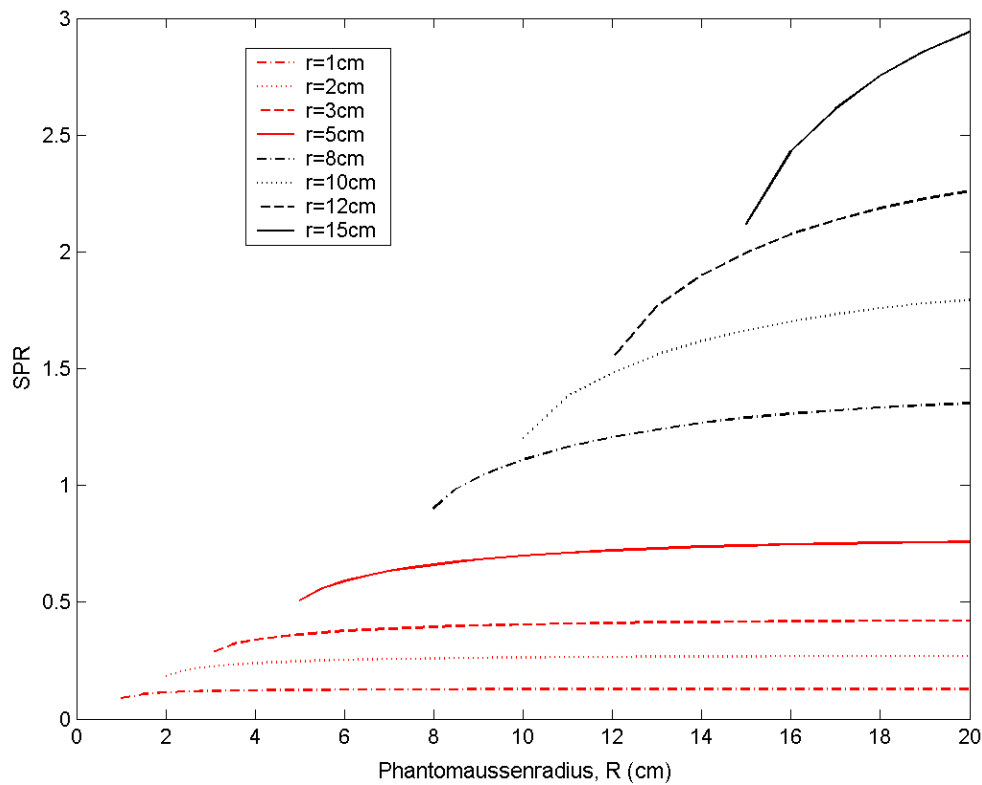


Abbildung 2.23: Die MC berechnete SPR-Werte werden an verschiedenen radialen Abständen r , als Funktion des Phantomaußenradius dargestellt

Die Parameter $A(\rho r)$ und $B(\rho r)$ sind Funktionen des dichteskalierten Abstandes, ρr . Beide können als analytische Funktionen beschrieben werden. Die anhand der Daten in den Abbildungen 2.22 und 2.23 ermittelten Koeffizienten A_i und B_i in der Gleichung 2.65 sind in der Tabelle 2.5 zusammengefasst.

$$\begin{aligned} A(\rho r) &= A_4 \cdot (\rho r)^4 + A_3 \cdot (\rho r)^3 + A_2 \cdot (\rho r)^2 + A_1 \cdot (\rho r) + A_0 \\ B(\rho r) &= B_4 \cdot \exp(-\rho r / B_3) + B_2 \cdot \exp(-\rho r / B_1) + B_0 \end{aligned} \quad (2.65)$$

A_0	A_1	A_2	A_3	A_4
0.59723	-0.18246	0.10910	-0.01375	0.00072
B_0	B_1	B_2	B_3	B_4
0.22699	0.34698	2.91220	1.97084	0.35143

Tabelle 2.5: Die Fitvariablen der exponentiellen Terme der Gleichung (2.64)

Die Implementierung der Gleichung (2.64) für das SPR-Verhältnis als Funktion von ρ und R ermöglicht die analytische Berechnung der radialen Dosisfunktion $g(r)$ für jeden Phantomaußenradius durch das Einsetzen der Gleichung (2.64) in die Gleichung (2.61).

In der Abbildung 2.24 werden die analytisch zusammen mit den MC berechneten SPR-Werte für verschiedene Phantomaußenradien dargestellt. Darüber hinaus werden die von dem Bestrahlungsplanungssystem errechneten SPR-Werte für einen in einem 15cm großen kugelförmigen Phantom zentrierten ^{192}Ir -Strahler abgebildet. Der Vergleich zwischen den MC- und den mit dem analytischen Dosisrechenmodell berechneten SPR-Werten zeigt eine gute Übereinstimmung. Die prozentuelle Abweichung der durch die Gleichung (2.64) berechneten SPR-Werte von den MC-SPR-Werten liegt durchschnittlich bei 3%. Die SPR-Werte für einen in einem 15cm großen Phantom zentrierten ^{192}Ir -Strahler sind um durchschnittlich 10.5% größer als die MC-SPR-Werten. Das in dieser Arbeit vorgestellte analytische Dosisrechenmodell kann durch die Anpassung von SPR an die jeweiligen Phantomaußenradien in der Gleichung (2.64) und durch das Einsetzen in die Gleichung (2.61) die radiale Dosisfunktion $g(r)$ für zentrierte ^{192}Ir -Strahler als Funktion von R genau bestimmen. Dadurch wird auch eine Art und Weise festgelegt, wie die in der Literatur für verschiedene Phantomaußenradien durch MC-Simulationsberechnungen ermittelten $g(r)$ -Werte für ^{192}Ir -Strahler durch ihre Umformung für einen Referenzaußenradius R miteinander verglichen werden können, wenn Vollstreubedingungen nicht vorhanden sind. Darüber hinaus können diese $g(r)$ -Werte auf einen Referenzaußenradius $R > 40\text{cm}$, der den quasi-unendlichen Phantomdimensionen und den vollständigen Streubedingungen entspricht [Per04], umgerechnet und einfacher miteinander verglichen werden.

Um den Gültigkeitsbereich des vorgestellten analytischen Dosisrechenmodells für endliche Phantomgeometrien für die Dosisberechnung in der Umgebung von exzentrisch liegenden ^{192}Ir -Strahlern auszuweiten (siehe Abbildung 2.25), muss man auf die Abbildung 2.20 fokussieren. Das ^{192}Ir -Energiespektrum wird mit zunehmendem Abstand im Wasser abgeschwächt und durch die Vorherrschaft der Compton-Streuung sammeln sich die Photonen in dem Energiebereich um die 60keV Energiespitze. Der Anteil jedoch der Photonen in diesem Energiebereich an dem gesamten Energiespektrum ist gering und die mittlere Photonenenergie in den Abständen $r=3\text{cm}$ und $r=6\text{cm}$ vom Strahler sind jeweils $\langle E \rangle_{r=3\text{cm}}=340\text{keV}$ und $\langle E \rangle_{r=6\text{cm}}=319\text{keV}$ und weichen somit von der mittleren Photonenenergie des emittierten Energiespektrums um jeweils 10.5% und 16% ab.

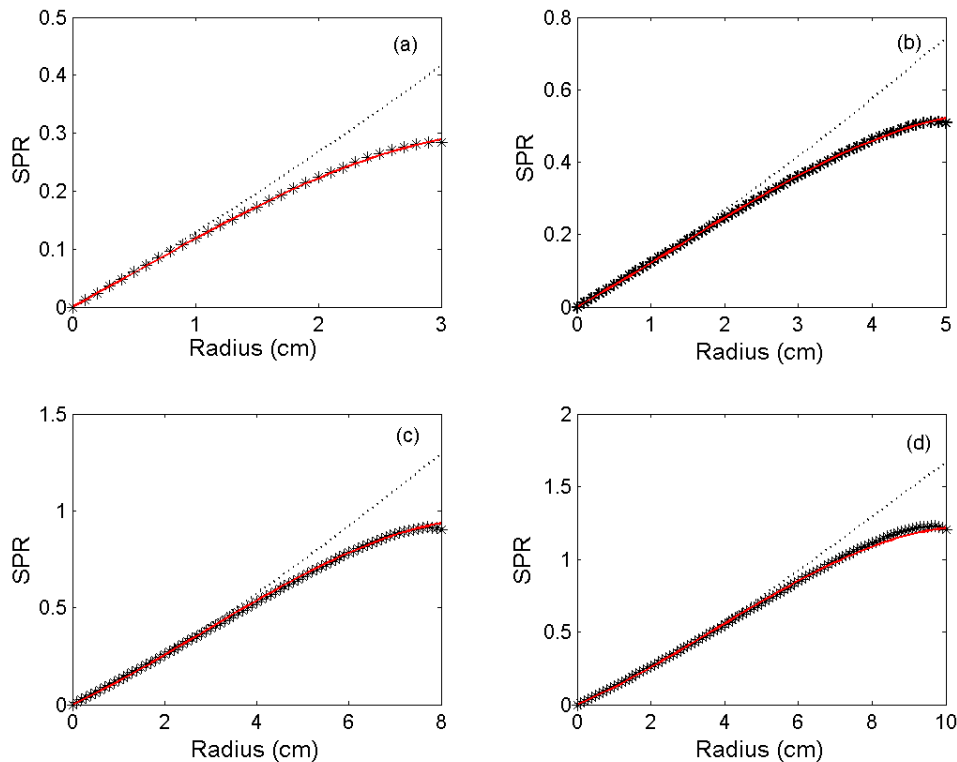


Abbildung 2.24: Für einen Phantomaußenradius von (a) $R=3\text{ cm}$ (b) $R=5\text{ cm}$ (c) $R=8\text{ cm}$ und (d) $R=10\text{ cm}$ werden analytisch (Gleichung 2.64) berechnete (rote Linie) und die mit MC Berechnungen bestimmten (*) SPR-Werte dargestellt. Die gestrichelten Linien zeigen die in einem Phantom mit dem Außenradius von 15 cm berechneten SPR-Werte

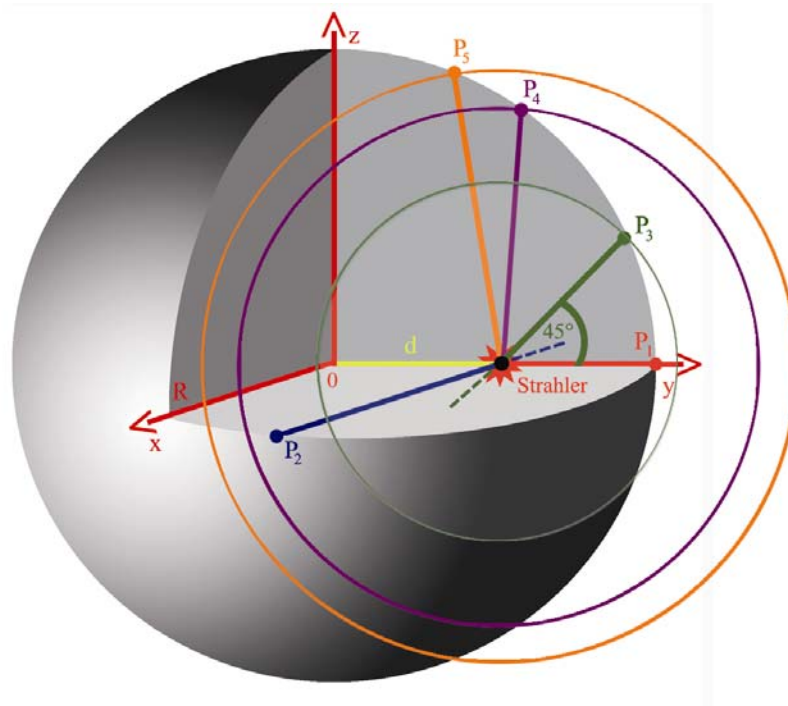


Abbildung 2.25: In einem kugelförmigen Phantom mit dem Außenradius R ein in einem Abstand d vom Phantommittelpunkt exzentrisch auf der y -Achse positionierter ^{192}Ir -Strahler (S). P_1 , P_2 , P_3 , P_4 und P_5 sind die Überschneidungspunkte zwischen der Kugelaußenfläche und der aus dem Strahler ausgehenden Linie entlang der die Dosis berechnet wird

Trotz der Anhäufung von Photonen mit zunehmendem Abstand in diesem niederenergetischen Bereich um 60keV, in dem der differentielle Compton-Wirkungsquerschnitt, $(d\sigma/d\Omega)_{\text{Compton}}$, für große Streuwinkel θ ansteigt, werden die meisten Photonen in Polarwinkeln von $\theta \leq 45^\circ$ gestreut. Dies wird auch in der von der Arbeit von Carlsson *et al* [Car00a] entnommenen Abbildung 2.26 ersichtlich. Die Abbildung 2.26 zeigt, dass für einen Punktrahler der Energie von 350keV (mittlere Energie des ^{192}Ir -Energiespektrums in einem Abstand von $r=3\text{cm}$ vom Strahler) sowohl die erste Generation der Streuphotonen als auch der Durchschnitt aller Streuphotongenerationen in einem Phantom mit dem Außenradius von 50cm hauptsächlich unter Polarwinkel von $\theta \leq 45^\circ$ in Bezug auf ihre Primärphotonenflugrichtung gestreut werden. Die für die Dosissuperpositionsmodelle anhand von MC-Simulationen errechneten Streudosiskerne sind in dem Energiebereich von ^{192}Ir stark vorwärtsgerichtet.

Aus den Abbildungen 2.20 und 2.26 kann man ableiten, dass für einen auf der Linie Strahler zum Punkt P_3 (siehe Abbildung 2.25) liegenden Dosispunkt der Streuphotonenbeitrag meistens aus Streuzentren stammt, die unter einem Polarwinkel zu dieser Linie von $\theta \leq 45^\circ$ für den jeweiligen Dosispunkt liegen. Das gleiche gilt auch für die anderen aus dem Strahler ausgehenden Linien, die den Phantomrand an den Punkten P_1 , P_2 , P_3 , P_4 und P_5 schneiden.

In die Gleichung (2.64) wird für jeden Dosispunkt entlang der Linie Strahler zum i -ten Schnittpunkt derjenige Außenradius R_i eingesetzt, der als der Abstand vom Strahler zum jeweiligen Schnittpunkt P_i errechnet wird. Das SPR wird für den jeweiligen Abstand zum Phantomrand R_i berechnet, als hätte man ein kugelförmiges Phantom mit diesem Außenradius an dieser Stelle (eine sogenannte „Streuzentrenkugel“), wie die Abbildung 2.25 zeigt. Diese Annahme leitet sich aus den Abbildungen 2.20 und 2.26 ab, wenn man das ^{192}Ir -Energiespektrum und die Polarwinkel der Streuzentren in Bezug auf ihre Primärphotonenflugrichtung betrachtet. Man erwartet jedoch, dass diese Annahme mit zunehmendem Abstand vom Strahler weniger gültig ist, weil aus einem größeren Streumaterial für die Dosispunkte in der Nähe des Phantomrandes an den Schnittpunkten P_4 und P_5 ausgegangen wird. Diese Unterstellung wird durch die orange und lila gefärbten Kreise der für das Dosisrechenmodell verwendeten Kugelphantome in der Abbildung 2.25 angedeutet. Für die Dosispunkte auf der Linie zwischen Strahler und P_1 würde die Gleichung (2.64) das SPR wegen der Annahme eines kugelförmigen Phantoms Radius SP_1 unterschätzen, weil es in der Umgebung vom Punkt P_1 das Vorhandensein von weniger Streumaterial als in der Realität unterstellt.

Für ein kugelförmiges Phantom mit dem Außenradius von $R=8\text{cm}$, in dem der ^{192}Ir -Punktrahler auf der y -Achse in einem Abstand $d=6\text{cm}$ vom Phantommittelpunkt positioniert ist (siehe Abbildung 2.25) wird das SPR anhand der Gleichung (2.64) des in dieser Arbeit vorgestellten Dosisrechenmodells berechnet. Die SPR-Werte entlang der Linien SP_2 und SP_3 werden jeweils in der Abbildung 2.27a und 2.27b dargestellt. Man sieht, dass das hier vorgestellte Dosisrechenmodell imstande ist, das SPR auch für exzentrisch liegende ^{192}Ir -Strahler genauer als die auf dem TG-43 Dosimetrieprotokoll stützenden Berechnungen für einen ortinvarianten Phantomaußenradius von $R=15\text{cm}$ zu berechnen.

Vergleicht man die mit dem analytischen Dosisrechenmodell berechneten SPR-Werten entlang parallel zur x -Achse stehenden Linie SP_2 die in ihrer Mitte den Strahlerpunkt S hat, kommt man auf einen maximalen Unterschied von 1%, wie die Abbildung 2.27a zeigt.

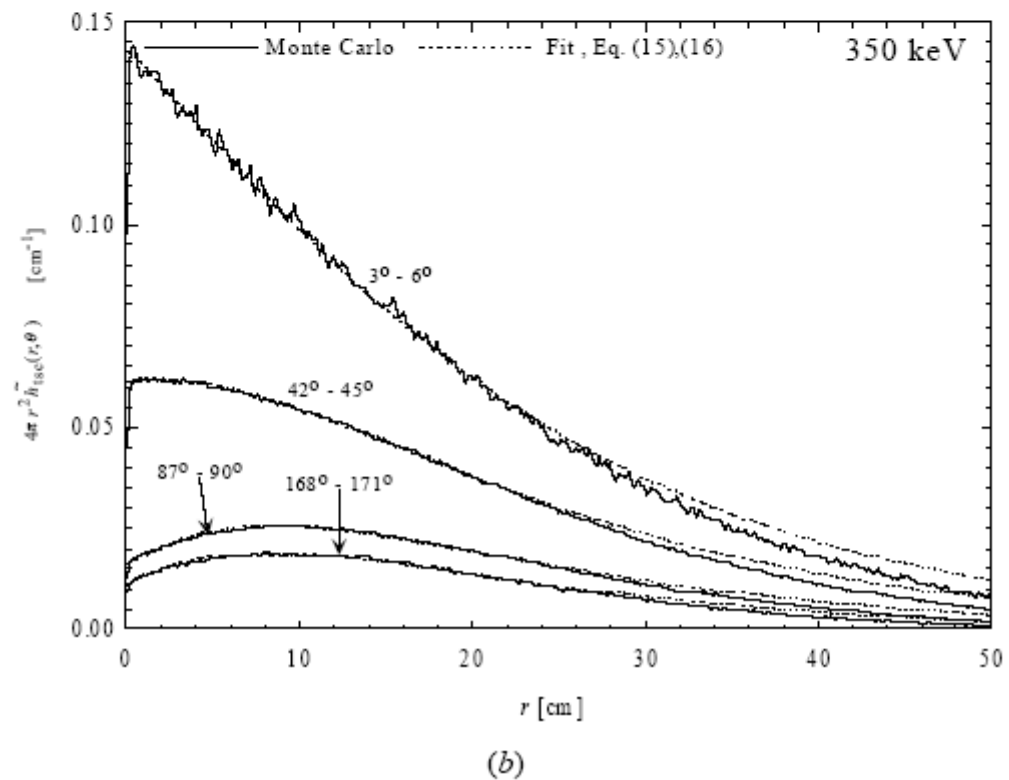
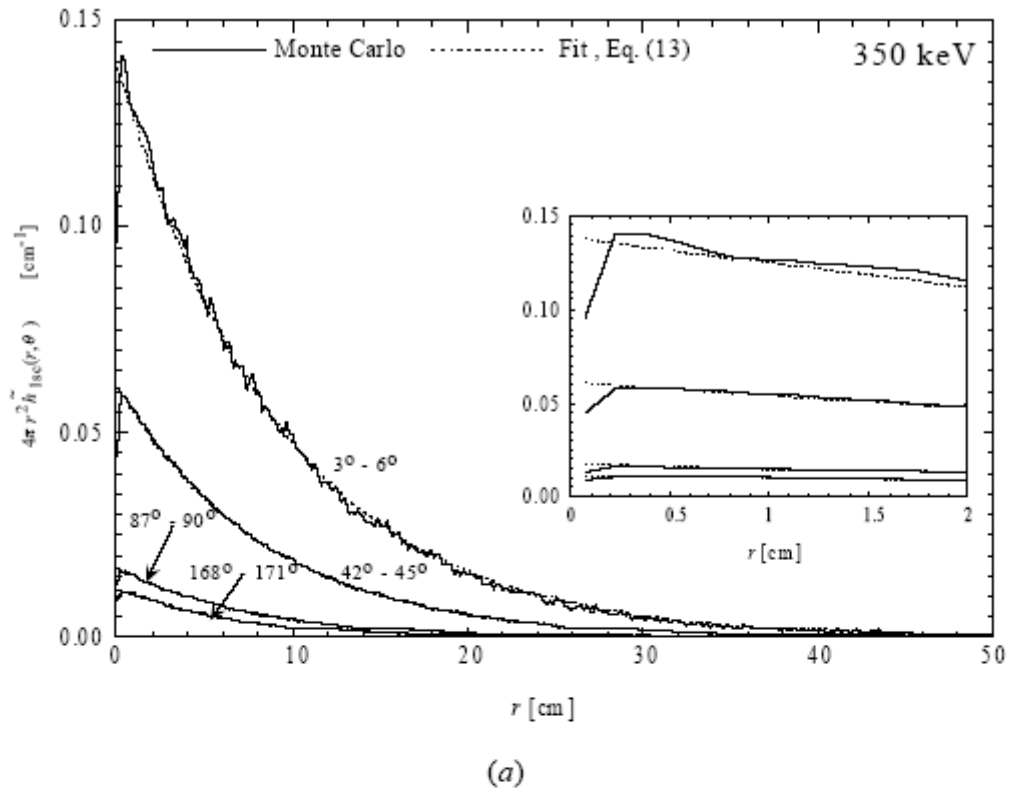


Abbildung 2.26: Die als durchgestrichelte Linie dargestellten MC berechneten Streudosiskerne für (a) den ersten Streuphotonenanteil $\tilde{h}_{lsc}$ und (b) für den gesamten Streuphotonenanteil $\tilde{h}_{tsc}$ in einem kugelförmigen Phantom mit dem Außenradius $R=50\text{cm}$. Die Werte werden in Polarwinkelintervalle von $3^\circ\text{-}6^\circ$, $42^\circ\text{-}45^\circ$, $87^\circ\text{-}90^\circ$ und $168^\circ\text{-}171^\circ$ dargestellt (aus [Car00a])

Die SPR-Werte unter der Annahme eines im Phantommittelpunkt liegenden ^{192}Ir -Strahlers mit dem üblicherweise angenommenen Phantomradius von 15cm würde das SPR um maximal 33% überschätzen. In der Abbildung 2.27b werden die SPR-Werte entlang der Linie SP_3 dargestellt, die in der Abbildung 2.25 die xy- Ebene unter 45° durchquert.

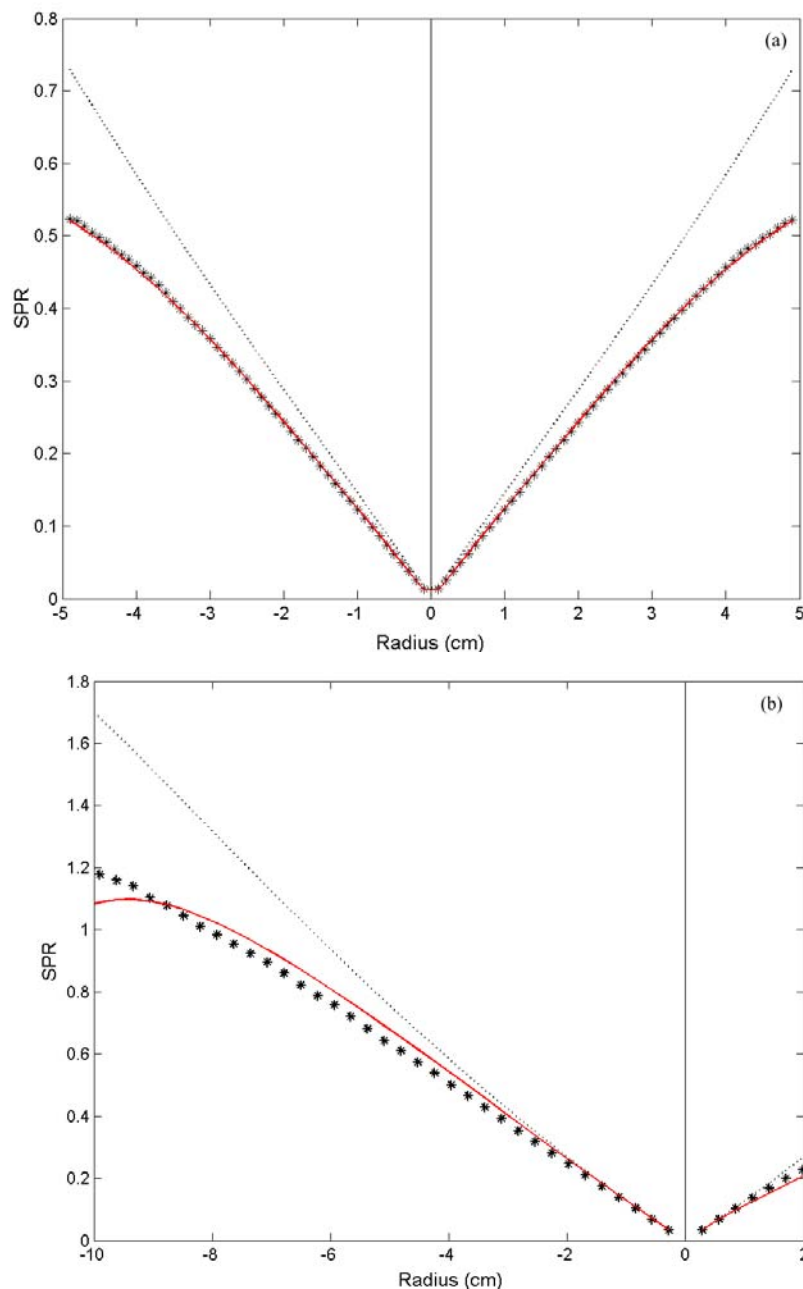


Abbildung 2.27: Für einen Phantomaußenradius von $R=8\text{cm}$ und einen in einem Abstand $d=6\text{cm}$ exzentrisch liegenden ^{192}Ir Punktstrahler werden die analytisch berechneten (rote Linie), die mit MC-Berechnungen bestimmten (*) und die in einem Phantom mit dem Außenradius von 15cm zentrierten ^{192}Ir Punktstrahler berechneten SPR-Werte (.....) (a) entlang der Linie SP_2 und (b) entlang der Linie SP_3 dargestellt (siehe Abbildung 2.25). Die senkrechten Linien zeigen (a) die Ebene $x=0\text{cm}$ und (b) die senkrecht zur SP_3 stehende Ebene, auf der der Strahler positioniert ist

Das Dosisrechenmodell bestimmt das SPR zur Seite des Phantomrandes mit einer Unterschätzung den MC-SPR-Werten gegenüber von maximal 2%, während die SPR-Werte in einem 15cm großen Phantom um 3.5% den MC-SPR-Werten gegenüber überschätzen. In die negative Richtung (d.h. weg vom Phantomrand) weichen die mit dem

Rechenmodell berechneten SPR-Werten von den MC errechneten SPR-Werten um maximal 9% ab, während die maximale prozentuelle Überschätzung der MC berechneten SPR-Werten in einem Phantom mit dem üblicherweise angenommenen Außenradius $R=15\text{cm}$ 42% erreicht.

Kapitel 3

Ergebnisse

3.1 Dosimetrische Verifikation des Monte Carlo Codes

Im Hinblick auf die Verifikation der Ergebnisse des MCNP/MCNPX Codes für ^{192}Ir -Strahler werden sowohl MC-Ergebnisse den Untersuchungen von Williamson *et al* [Wil95a] und Karaikos *et al* [Kar98] entnommen, sowie Messdaten von Kirov *et al* [Kir95] herangezogen. Diese Daten finden ihren Einsatz als Basisdaten für die Dosisberechnungsalgorithmen kommerzieller Bestrahlungsplanungssysteme.

Überdies werden in der vorliegenden Arbeit die Ergebnisse der angewendeten MCNP4c/MCNPX Codes in dem niederenergetischen Bereich ($E \leq 30\text{keV}$) auch mit TLD-100 gemessenen Daten für die Dosimetrie eines ^{125}I Prostata Seeds[∞] verifiziert [Chi03]. Zusätzlich werden die MCNP Codes mit dem für die Dosimetrie in der Brachytherapie etablierten [Kar01a][Bal01][Kar99][Kar01b][Pap02][Pap03], an der Universität Athen entwickelten MC Code (MC-UoA), verglichen.

3.1.1 Verifikation von MCNP für einen ^{192}Ir Strahler

Für die MCNP-Dosisberechnungen in der Umgebung des microSelectron[⊥] HDR ^{192}Ir -Strahlers wird ein kugelförmiges Wasserphantom mit einem Außenradius $R=15\text{cm}$ benutzt, um den MC-Berechnungen (MCPT Code) [Wil95a] (MC-UoA Code) [Kar98] und den TLD-Messungen [Kir95] zu entsprechen, die in den gleichen Phantomabmessungen durchgeführt wurden. Dieser ^{192}Ir -Strahler wird für die HDR-Brachytherapie der Strahlenklinik am Klinikum Offenbach verwendet und ist für die klinische Fälle der vorliegenden Arbeit eingesetzt.

Der in der Abbildung 3.1 dargestellte ^{192}Ir -Strahler wird in den Mittelpunkt des Phantoms positioniert. Das Phantom wird in konzentrischen Kugelschalen mit einer Schichtdicke von 0.1cm und in Polarwinkelintervalle von 2° für radiale Abstände r von 0.5 bis 15cm und für Polarwinkel θ von 0° bis 180° unterteilt. In den Scoring Voxels der erzeugten Geometrie wird die Energiefluenz mit dem *F4 Tally von MCNP berechnet und mit den entsprechenden Massenenergieabsorptionskoeffizienten für Wasser gewichtet, so dass sich Wasserkerma-Werte in Wasser ergeben. Für die MCNP-Berechnungen wird der Transport von 10^8 gestarteten Photonen verfolgt. Die relative statistische Ungenauigkeit (1σ) der MCNP berechneten Dosiswerte liegt innerhalb von 1.4% entlang der

[∞] ^{125}I selectSeed, hergestellt von Isotron, (Isotopentechnik GmbH, Berlin, Deutschland) für Nucletron (Nucletron B.V., Veenendal, Holland)

[⊥] ^{192}Ir microSelectron HDR (classic source), Nucletron B.V., Veenendal, Holland

Mittelsenkrechte des Strahlers. Für alle radialen Abstände und Polarwinkel von 0° bis 20° und von 160° bis 180° beträgt die maximale statistische Ungenauigkeit 3%.

Die Ergebnisse der MCNP-Berechnungen werden dann mit den Ergebnissen der MC-Berechnungen in der Literatur [Wil95a][Kar98] und den TLD-Dosiswerten in Wasser [Kir95] mittels der in dem TG-43 Dosimetrieprotokoll etablierten Messgrößen verglichen.

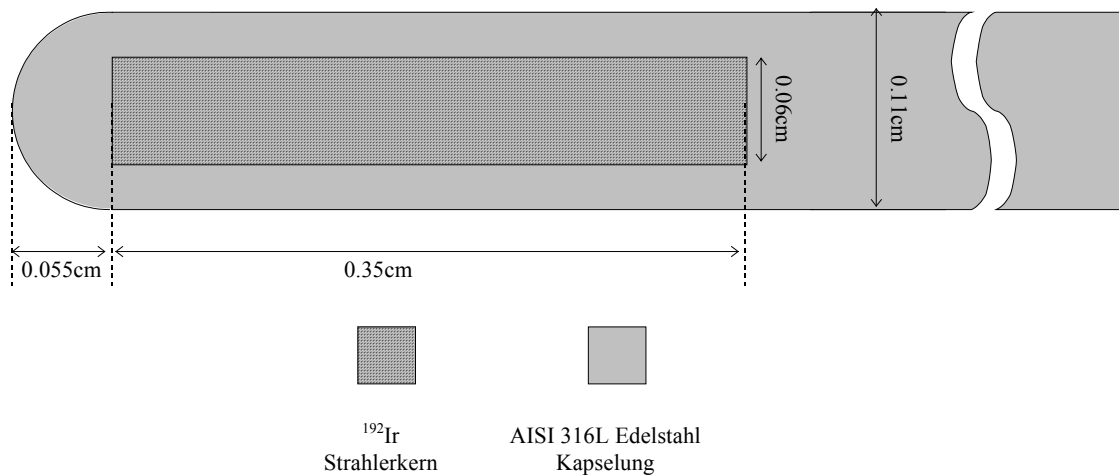


Abbildung 3.1: Geometrischer Aufbau des microSelectron HDR ^{192}Ir -Strahlers (classic design)

3.1.1.1 Dosisleistungskonstante

Die durch die MCNP-Berechnungen bestimmte Dosisleistungskonstante des ^{192}Ir -Strahlers in Wasser beträgt $\Lambda_{\text{MCNP}} = 1.118 \pm 0.009 \text{ cGyU}^{-1}\text{h}^{-1}$ und ist in sehr guter Übereinstimmung sowohl mit dem MCPT berechneten Wert [Wil95a] $\Lambda_{\text{MCPT}} = 1.115 \pm 0.006 \text{ cGyU}^{-1}\text{h}^{-1}$ als auch mit dem MC-UoA berechneten Wert [Kar98] von $\Lambda_{\text{MC-UoA}} = 1.116 \pm 0.006 \text{ cGyU}^{-1}\text{h}^{-1}$. Der Vergleich von Λ_{MCNP} mit dem TLD gemessenen Wert in Wasser [Kir95] $\Lambda_{\text{TLD}} = 1.143 \pm 0.057 \text{ cGyU}^{-1}\text{h}^{-1}$ ergibt einen Unterschied von 2.2%, der jedoch innerhalb der Messungenauigkeitsgrenzen der durchgeführten TL Dosimetrie liegt.

3.1.1.2 Radiale Dosisfunktion

Zur Verifikation des MCNP Codes und dessen Dosisberechnungen entlang der Mittelsenkrechten des in dieser Arbeit benutzten ^{192}Ir -Strahlers in dem Wasserphantom mit einem Außenradius von 15cm werden die berechneten $g(r)$ Werte mit den entsprechenden Werten für das gleiche mathematische Phantom und den gleichen Strahler verglichen. Zusätzlich werden auch die experimentellen Daten für $g(r)$ durch die TL-Dosimetrie von Kirov *et al* [Kir95] benutzt. Würfelförmige TLD-100 Proben mit Abmessungen von $0.1\text{cm} \times 0.1\text{cm} \times 0.1\text{cm}$ wurden für Abstände von 0.5 bis 2cm und TL-Proben mit Abmessungen von $0.3\text{cm} \times 0.3\text{cm} \times 0.3\text{cm}$ für Abstände von 3 bis 10cm entlang der Strahlerrmittelsenkrechte in einem Solid Water Plattenphantom verwendet. Die in Wasser MCNP berechneten sowie die von der Literatur entnommenen Werte $g(r)$ Werte sind in der Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Der Vergleich der MCNP $g(r)$ Ergebnisse mit den Werten der Literatur der zwei unterschiedlichen MC-Codes zeigt eine sehr gute Übereinstimmung für jeden radialen Abstand vom Strahlerrmittelpunkt. Die maximale prozentuelle Abweichung von 1.6% der MCNP-Werte von den MCPT-Werten ist für $r=4\text{cm}$ festzustellen. Größer ist die maximale prozentuelle Abweichung von den MC-UoA Werten für $r=10\text{cm}$ mit 2.3%. Beide

maximalen Abweichungen liegen allerdings im Rahmen der statistischen Ungenauigkeit der MC Berechnungen. Für alle anderen radiale Abstände liegt die Abweichung der MCNP-Werte von den entsprechenden MCPT und den MC-UoA Werten innerhalb von 1%. Die Abweichung der MCNP Ergebnisse von den TLD gemessenen $g(r)$ Werten findet ihr Maximum für $r=3\text{cm}$ und beträgt 7.2%. Für diesen Abstand beträgt die Messungenauigkeit der verwendeten TL-Proben 6.5% und die relative statistische Ungenauigkeit der MCNP-Werte 1%, so dass auch in diesem Extremfall die MCNP-Ergebnisse praktisch mit den von der Literatur entnommenen Messwerten in relativ guter Übereinstimmung liegen.

r (cm)	MCNP	MC-UoA	MCPT	TLD	% TLD Fehler
0.1	0.981	0.990	0.979	-	
0.2	0.995	0.993	0.990	-	
0.3	0.996	0.994	0.993	-	
0.5	0.998	0.996	0.997	1.035	7
1	1.000	1.000	1.000	1.000	7
1.5	1.004	1.003	1.002	1.015	7
2	1.005	1.004	1.003	0.960	7
3	0.993	1.005	1.002	0.926	6.5
4	0.993	1.000	0.997	0.930	6.5
5	0.972	0.991	0.987	0.912	6.5
6	0.966	0.979	0.973	0.901	6.5
8	0.930	0.940	0.933	0.885	6.5
10	0.860	0.880	0.871	0.803	6.5
12	0.798	0.800	0.795	-	-
14	0.688	0.692	0.749	-	-
15	0.609	0.608	0.682	-	-

Tabelle 3.1: MCNP-, MCPT- und MC-UoA- in Wasser berechnete sowie TLD gemessene $g(r)$ Werte mit ihrer prozentuellen Messungenauigkeit für den microSelectron HDR ^{192}Ir Strahler

3.1.1.3 Anisotropiefunktion

Die Anisotropiefunktion des ^{192}Ir -HDR-Strahlers wird für jeden Abstand im mathematischen Phantom mit der Normierung der Energiedosis an der jeweiligen Position (r,θ) auf die Energiedosis an der Position $(r,90^\circ)$. Die MCNP berechneten $F(r,\theta)$ -Werte werden zusammen mit den entsprechenden Werten von MCPT und MC-UoA für die radialen Abstände $r=1\text{cm}$ und 3cm als Funktion des Polarwinkels θ in den Abbildungen 3.2a und 3.2b aufgetragen. Die Anisotropiefunktion des ^{192}Ir -HDR-Strahlers ist für $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ vom radialen Abstand unabhängig. Gegensätzlich dazu stellt man eine maximale prozentuelle Abweichung von 6 bis 7% für $\theta < 30^\circ$ und $\theta > 150^\circ$ zwischen den Anisotropiefunktionswerten für die beiden radialen Abstände fest.

Für Polarwinkel von $10^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$ zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der MCNP- Ergebnisse mit den Ergebnissen der MCPT und MC-UoA Codes für beide radialen Abstände. Die maximale Abweichung der Anisotropiefunktion beträgt 2% bei dem Vergleich von MCNP mit beiden Codes in diesem Winkelbereich. Für $\theta < 10^\circ$ und $\theta > 150^\circ$ nimmt die Abweichung zu und erreicht das Maximum von 8% bei dem Vergleich der MCNP- mit den MCPT-Werten für $r=1\text{cm}$ und $\theta=1^\circ$ und $r=3\text{cm}$ und $\theta=1^\circ$. Geringer ist die Abweichung der MCNP-Werte in den gleichen Winkelbereichen von den MC-UoA-Werten. Ihr Maximum beträgt 5.2% für $r=3\text{cm}$ und $\theta=0^\circ$. Trotz dieser erhöhten Abweichung in diesem Winkelbereich, in dem MCNP eine statistische Ungenauigkeit von bis zu 3% aufweist, ist die Übereinstimmung zwischen den Werten der drei unterschiedlichen MC Codes gut.

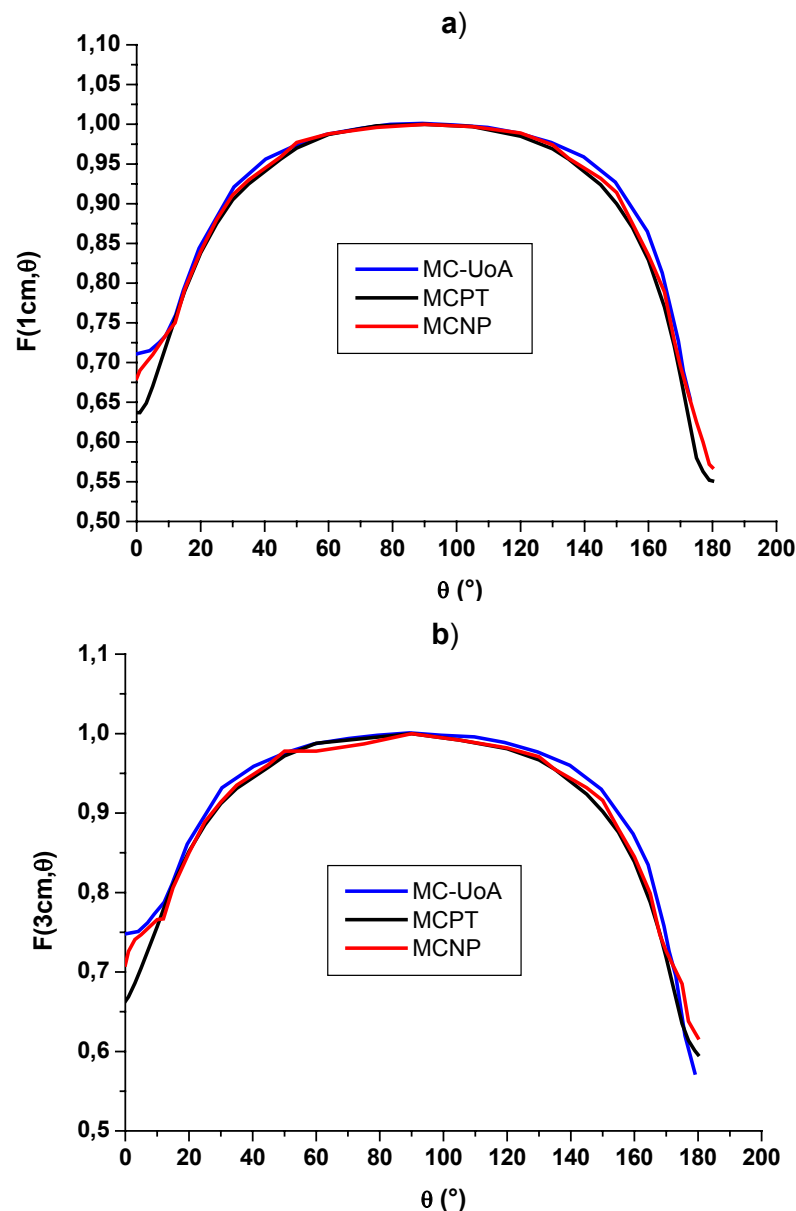


Abbildung 3.2: MCNP (rote Linie), MC-UoA (blaue Linie) und MCPT (schwarze Linie) berechnete $F(r, \theta)$ Werte für a) $r=1\text{cm}$ und b) $r=3\text{cm}$ als Funktion des Polarwinkels, θ

3.1.2 Verifikation von MCNP für einen ^{125}I Strahler

Als erster Schritt für den Vergleich von MCNP mit dem MC-UoA für den ^{125}I Strahler sind die Wirkungsquerschnitte für den in dem Energiebereich von ^{125}I dominierenden Photoeffekt von Storm *et al* [Sto67] in MCNP durch diejenigen in dem MC-UoA Code von Scofield [Sco73] für die entsprechenden Messphantommateriale ersetzt worden. Dementsprechend sind auch die Daten für die dem Photoeffekt folgende charakteristische Röntgenstrahlung von Everett *et al* [Eve73] in MCNP durch diejenige Datentabellierung von Plechaty *et al* [Ple81] im MC-UoA Code ersetzt worden. Die Wirkungsquerschnitte für die Compton- und die Rayleigh-Streuung sind in beiden MC Codes identisch und von Hubbell *et al* [Hub79][Hub77] übernommen. Dies ist auch durch die Ergebnisse von Bohm *et al* [Boh03] und Reniers *et al* [Ren04] erforderlich, die eine prozentuelle Abweichung im MCNP von bis zu 10% für die Photoeffektwirkungsquerschnitte und von bis zu 6% für den gesamten Wirkungsquerschnitt im Energiebereich von ^{125}I und ^{103}Pd (20-40keV) verglichen mit neueren Tabellierungen [Sco73][Cul97] nachgewiesen haben.

Ferner wird die Dosimetrie des ^{125}I Seeds in zwei Messphantomen durchgeführt, deren Aufbau in der Abbildung 3.3 dargestellt ist. Beide bestehen aus Solid-Water-Platten, weil Solid Water den dosimetrischen Eigenschaften von Wasser, insbesondere für niederenergetische Strahlerquellen wie ^{125}I und ^{103}Pd , in Vergleich mit PMMA oder Polystyrene näher liegt [Wil95b][Mei88b]. Ihre Abmessungen betragen $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ und sind somit den kugelförmigen MC-Phantomen mit einem Außenradius $R=15 \text{ cm}$ ähnlich. Durch die zylindrische Symmetrie der Brachytherapiestrahler, wird die experimentelle Dosimetrie praktisch in einer Ebene durchgeführt, die durch die Längsachse und die Mittelsenkrechte des Strahlers definiert wird. Der Strahler wird mit einem geeigneten Einsatz in den Mittelpunkt der Messphantome positioniert. Die Mittelpunkte des Strahlers und der TLD liegen in der gleichen Ebene. Im Messphantom der Abbildung 3.3a sind die Längsachsen der TLD und des ^{125}I Seeds parallel zueinander. Dieses Messphantom wird für die Bestimmung der radialen Dosisfunktion, $g(r)$ und der Dosisleistungskonstante Λ benutzt. Die TLD-Platzhalter in der mittleren Messphantomplatte sind in radialen Abständen von 1 bis 7cm in Abstandsschritten von 0.5cm und Winkelschritten von 5° eingraviert, so dass gleichzeitig 72 TLD (18 je Quadrant, 4 je radialen Abstand) für die Messung benutzt werden können. Diese spirale Anordnung aller TLD verhindert die gegenseitige Abschirmung in Bezug auf die Lage des Strahlers (engl. Inter Chip Screening Effect). Das in der Abbildung 3.3b dargestellte Messphantom benutzt man für die Messung der Anisotropiefunktion, $F(r, \theta)$.

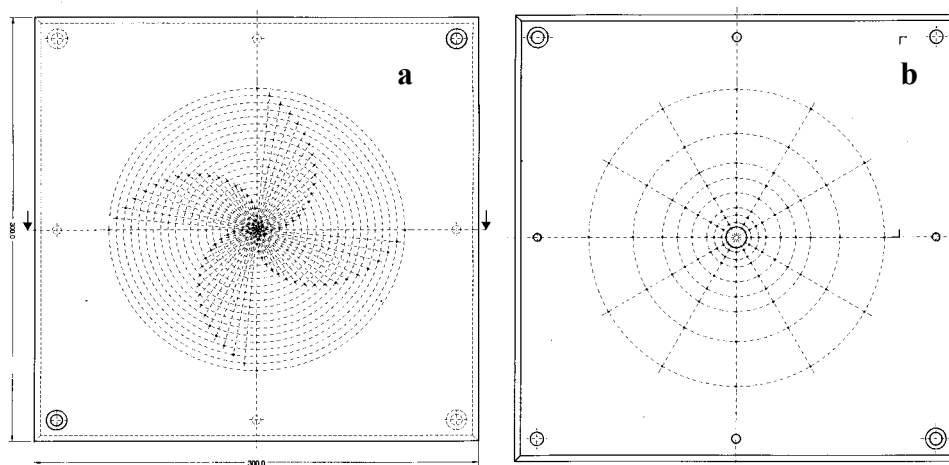


Abbildung 3.3: a) Das $g(r)$ - und b) das $F(r, \theta)$ -Messphantom

In diesem Phantom stehen die Längsachsen der TLD senkrecht zur Längsachse des Strahlers. Die radialen Abstände der TL-Proben zum Strahlermittelpunkt betragen $r=1, 1.5, 2, 3, 4, 5$ und 7cm und befinden sich in Polarwinkeln von 0° bis 330° in Winkelschrittweiten von 30° in Bezug auf die Strahlerlängsachse.

Bei der Messung im $F(r,\theta)$ Messphantom nahmen alle TL-Proben ihre Positionen ein, da die Messergebnisse an der jeweiligen (r,θ) Position von dem Vorhandensein der TLD in kleineren Abständen unter dem gleichen Polarwinkel nicht beeinflusst werden. Dies begründet sich in der Tatsache, dass die Anisotropiefunktion eine relative Dosismessgröße ist, die die Dosisleistung an der Messposition (r,θ) auf die Dosisleistung an der $(r,90^\circ)$ Messposition normiert und somit den gleichen Effekt der Interferenz von TL Dosimetern unter dem gleichen Polarwinkel an kleineren radialen Abständen aufhebt.

In Zusammenhang mit der in Anhang C beschriebenen Kalibrierungsmethode und den erforderlichen Korrekturfaktoren leitet sich die Dosisleistung im Wasser pro Einheit Strahlerstärke S_k für jede TL-Probe von dem TL Signal von der folgenden Gleichung ab [Wil95b]:

$$\frac{\dot{D}_w}{S_k} = \frac{(TL_i - TL_{Bkgd}) \cdot g(T)}{S_i \cdot \varepsilon_\lambda \cdot t \cdot S_k \cdot E(r) \cdot F_{lin}} \quad (3.1)$$

wobei TL_{bkgd} der Mittelwert des Untergrundsignals einer Gruppe m willkürlich von der Gruppe ausgewählten TL-Proben ist, die nicht bestrahlt wurden. T ist die Bestrahlungszeit der TL-Proben in dem jeweiligen Messphantom.

Die präsentierten TLD-Ergebnisse entsprechen den Mittelwerten wiederholter Messungen in den beiden Messphantomen [Ana02] für jeden Messpunkt (r,θ) bezogen auf den Strahlermittelpunkt. Die gesamte Unsicherheit bei der Dosismessung ergibt sich aus der quadratischen Summation der statistischen Ungenauigkeit der TLD-Messungen und der systematischen Unsicherheit bei der PTB-Kalibrierung des ^{125}I -Seeds gemäß dem NIST Kalibrierungsprotokoll [Wil99], der systematischen Unsicherheit bei der Dosimetrie am Siemens MEVATRON KD2, der Unsicherheit bei der Ermittlung des Abstands zwischen dem Strahler und der TL-Proben und nicht zuletzt der statistischen Ungenauigkeit der mit dem MCNP berechneten Korrekturfaktoren.

Die Ungenauigkeit bei der PTB-Kalibrierung betrug 3% und der TLD-Kalibrierung auch 3%, zum Großteil verursacht durch die systematische Ungenauigkeit der Messungen mit der Ionisationskammer von 2.2%. Die relative systematische Ungenauigkeit in den TL-Messabständen zum Strahler betragen 1%. Die relative statistische Ungenauigkeit der MCNP-Ergebnissen im ersten Konfidenzintervall (1σ) entlang der Mittelsenkrechte des Strahlers in beiden mathematischen Phantomen beträgt maximal 0.9%. Für alle radialen Abstände und Polarwinkel in Bezug auf die Strahlerlängsachse von 0° bis 89° betrug der relative statistische Fehler maximal 2.8%.

r (cm)	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0	5.5	6.0	6.5	7.0
$A = D_{W,W}^{MCNP} / D_{W,SW}^{MCNP}$	1.018	1.038	1.050	1.067	1.090	1.109	1.131	1.148	1.165	1.171	1.187	1.193	1.211	1.222
$A = D_{W,W}^{MC-UoA} / D_{W,SW}^{MC-UoA}$	1.026	1.043	1.057	1.072	1.085	1.101	1.122	1.140	1.157	1.65	1.180	1.199	1.209	1.218
C_{disp}	1.090	1.027	1.012	1.007	1.005	1.003	1.002	1.002	1.001	1.001	1.001	1.000	1.000	1.000

Tabelle 3.2: MCNP und MC-UoA [Ana02] berechnete Verhältnisse der D_w im Wasser zu D_w im Solid Water und der Verdrängungsfaktor, C_{disp} , für radiale Abständen bis 7.0cm von dem Seed Mittelpunkt

Bei den MCNP Dosisberechnungen wurde das ^{125}I -Seed in den Mittelpunkt von zwei kugelförmigen mathematischen Phantomen bestehend aus a) Wasser und b) Solid Water mit einem Außenradius, $R=15\text{cm}$ positioniert. Die Wasserenergiedosis in beiden Phantomen wird mit der Gewichtung der Wasser Massenenergieabsorptionskoeffizienten mit der an der Messposition errechneten ^{125}I Photonenenergiefluenz in beiden Phantommaterialien anhand von dem MC Tally *F4 (siehe Kapitel 2.4.1) auf der Basis der Kermaanäherung unter Sekundärelektronengleichgewicht berechnet, das im Photonenenergiebereich von 20-40keV gewährleistet wird.

In der Tabelle 3.2 sind die MC berechneten Verhältnisse der Wasserenergiedosis im Wasser zur Wasserenergiedosis im Solid Water zusammengestellt. Die MCNP Dosisverhältniswerte weichen von den entsprechenden MC-UoA Werten [Ana02] um maximal 0.7% ab. Der Tabelle kann man die zunehmende Unterschätzung der Wasserenergiedosis im Solid Water entnehmen, die bei $r=7\text{cm}$ um 22% kleiner als die Wasserenergiedosis im Wasser ist. Diese Unterschätzung ist jedoch nur vom radialen Abstand abhängig und bleibt als Funktion des Polarwinkels θ für den gleichen Abstand konstant [Ana02]. Dies ist durch die Vorherrschaft des Photoeffekts und der Vorwärtsrichtung der kohärent gestreuten Photonen in dem Energiebereich von ^{125}I zu erwarten (Kapitel 2.1.1). Dieser Korrekturfaktor muss bei der Umrechnung der Dosis im Solid Water zur Dosis im Wasser berücksichtigt werden. In der letzten Zeile der Tabelle 3.1 ist auch der Verdrängungsfaktor für das endliche Volumen der TL-Stäbchen C_{disp} für verschiedene Abstände zusammengestellt, um die Dosis im gesamten TLD-Volumen auf die Dosis in seinem Mittelpunkt umzurechnen. Der Verdrängungsfaktor nähert sich mit zunehmendem Abstand zum Strahler dem Wert 1, weil an großen Abständen TLD und Strahler sich gegenseitig als Punkte betrachten. Über diese Korrekturfaktoren hinaus wurde auch mit dem MCNP-Code das LiF-Kerma im Solid Water in der Umgebung des ^{125}I Seeds auf die gleiche Art und Weise wie das Wasserkerma im Wasser und im Solid Water berechnet. Das Verhältnis von LiF-Kerma im Solid Water zum Wasserkerma im Solid Water normiert auf das entsprechende Verhältnis bei dem Energiespektrum von 6MV ist gleich mit dem relativen Energieansprechvermögen $E'(r)$ und beträgt 1.42 ± 0.05 . Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit den publizierten Werten [Ana02][Pat01][Ren01] und dem Wert der Gleichung C.6. Der $E'(r)$ Korrekturfaktor ist sowohl vom radialen Abstand und vom Polarwinkel unabhängig. Sowohl die in der Tabelle zusammengestellten Werte als auch der Wert von $E'(r)$ sind im Korrekturfaktor $E(r)$ der Gleichung (3.1) für die Bestimmung der Wasserenergiedosis vom TLD Signal enthalten:

$$E(r) = E'(r) \cdot C_{\text{disp}}^{-1} \cdot A^{-1} \quad (3.2)$$

3.1.2.1 Dosisleistungskonstante

Die Dosisleistungskonstante ist im $g(r)$ Solid Water Messphantom gemessen worden. Der Dosisleistungswert leitet sich von dem Mittelwert der vier TL-Signalmessungen in einem Abstand von 1cm im $g(r)$ Messphantom durch die Gleichung (3.1) pro Einheit gemessener Strahlerstärke, S_k , aus der PTB Kalibrierung ab. Die gemessene Dosisleistungskonstante beträgt im Solid Water $\Lambda_{\text{TLD,SW}}=0.889 \pm 0.053 \text{ cGyU}^{-1}\text{h}^{-1}$ und im Wasser $\Lambda_{\text{TLD,W}}=0.923 \pm 0.055 \text{ cGyU}^{-1}\text{h}^{-1}$, wenn man die Dosisunterschätzung 1.038% der Tabelle 3.1 im Solid Water im Verhältnis zum Wasser berücksichtigt. Die mit dem MCNP berechnete Dosisleistungskonstante im Wasser beträgt $\Lambda_{\text{MCNP,W}}=0.950 \pm 0.007 \text{ cGyU}^{-1}\text{h}^{-1}$ und weicht somit von dem gemessenen Wert um 2.7% ab. Diese prozentuelle Abweichung jedoch liegt innerhalb der Ungenauigkeitsgrenzen der TLD Messungen. Überdies ist der MCNP errechnete Wert in sehr guter Übereinstimmung mit dem Wert der Dosisleistungskonstante im Wasser, $\Lambda_{\text{MCUoA,W}}=0.954 \pm 0.005 \text{ cGyU}^{-1}\text{h}^{-1}$, der mit dem MC-UoA Code berechnet wurde, mit einer prozentuellen Abweichung von 0.4%. Die

Fehlerquellen bei der Bestimmung der Dosisleistungskonstante anhand der TLD Dosimetrie sind in der Tabelle 3.3 zusammengestellt.

Fehlerquellen	Statistische prozentuelle Ungenauigkeit (%)	Systematische prozentuelle Ungenauigkeit (%)
TLD Messungen	3	-
TLD Kalibrierung und LINAC Kalibrierungsungenauigkeit	-	2
TLD und Seed Position	-	1
Energieabhängigkeit von LiF	-	3.5
Quadratische Summation	3	4.15
Gesamtfehler (1σ)	5.12	
PTB % Kalibrierungs- Fehler	3	
Kombinierter % Gesamtfehler	5.93	

Tabelle 3.3: Fehlerquellen bei den TLD Messungen der Dosisleistungskonstante

3.1.2.2 Radiale Dosisfunktion

Die radiale Dosisfunktion $g(r)$ wurde in Abständen von 1 bis 7cm mit einer Schrittweite von 0.5cm gemessen. Die TLD-Ergebnisse im Solid Water werden mit den Korrekturfaktoren der Tabelle 3.2 auf das Umgebungsmaterial Wasser umgerechnet und in der Tabelle 3.4 zusammengestellt. Für die Berechnung der Geometriefunktion $G(r,0)$ wurde die Gleichung für die Annäherung eines Linienstrahlers in Kapitel 2.5.1 benutzt. In der Tabelle sind sowohl die MCNP- als auch die MC-UoA-Ergebnisse für $g(r)$ im Wasser zusammengestellt. Die relative statistische Standardabweichung in dem ersten Konfidenzintervall der MC-Berechnungen beträgt maximal 1%.

r (cm)	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0	5.5	6.0	6.5	7.0
TLD	1.000	0.888	0.800	0.706	0.628	0.565	0.507	0.422	0.365	0.317	0.277	0.237	0.210
MCNP	1.000	0.915	0.817	0.722	0.633	0.554	0.483	0.420	0.362	0.313	0.269	0.231	0.199
MC-UoA	1.000	0.907	0.808	0.713	0.627	0.548	0.477	0.414	0.357	0.308	0.265	0.228	0.196

Tabelle 3.4: $g(r)$ -Werte in Wasser von TLD-Messungen und MCNP- und MC-UoA-Berechnungen

Die MCNP- $g(r)$ -Werte sind in jedem Abstand größer als diejenigen von MC-UoA [Ana02], die jedoch innerhalb der relativen statistischen Ungenauigkeit der MC Berechnungen der beiden Codes liegen. Die maximale prozentuelle Abweichung beträgt 1.6% bei $r=5.5\text{cm}$. Der Vergleich der MCNP- $g(r)$ -Werte mit den Werten der TLD-Messungen weist eine maximale prozentuelle Abweichung von 5.3% für $r=7\text{cm}$ auf. Diese liegt jedoch innerhalb der Ungenauigkeit der TLD-Messung an diesem Abstand von $\pm 6.7\%$ und lässt sich auf den steilen Abfall der Energiefluenz und somit des TL-Signals in der Umgebung der ^{125}I -Strahlerquelle mit zunehmendem Abstand zurückführen. Die Bestätigung der MCNP-Berechnungen lässt sich somit auf die gute Übereinstimmung mit den MC-UoA Rechenwerten und den TLD-Messungen zurückführen.

3.1.2.3 Anisotropiefunktion

Für die Bestimmung der Anisotropiefunktion durch die TL-Dosimetrie wird der Mittelwert der Messungen aus vier TL-Proben in jedem Quadrant des in der Abbildung 3.3b dargestellten $F(r,\theta)$ -Messphantoms benutzt. Für die Berechnung der Anisotropiefunktion aus den TLD Messungen mit dem TG-43 Dosimetrieprotokoll wurde die Gleichung (2.36) durch den Einsatz der Geometriefunktion $G(r,\theta)$ der Gleichung (2.34) angewendet.

Obwohl alle TL-Proben im $F(r,\theta)$ Phantom unter einem Nennpolarwinkel θ in Bezug auf die Längsachse des ^{125}I -Seeds liegen, beziehen sich die Messergebnisse praktisch auf einen mittleren effektiven Polarwinkel. Dies kommt dadurch zustande, weil die TL-Proben ein endliches Volumen haben und jedes Volumenelement unter einem anderen Polarwinkel bezogen auf die Strahlerlängsachse betrachtet werden.

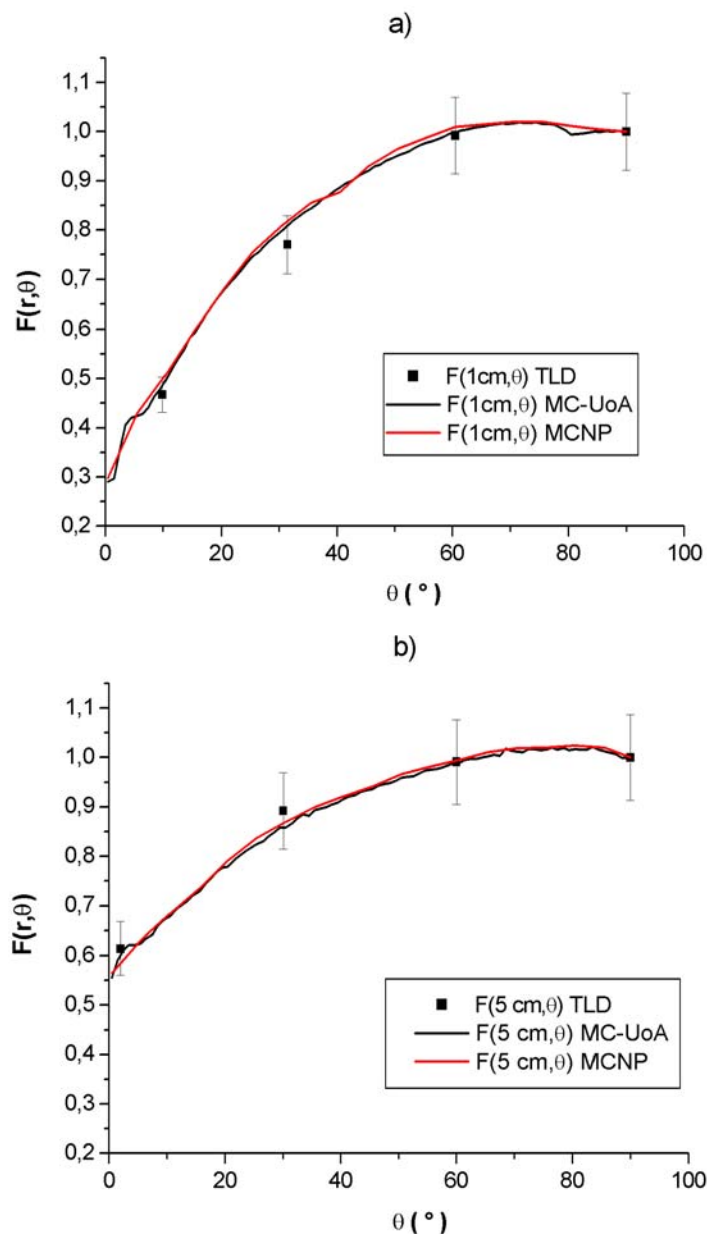


Abbildung 3.4: MCNP (rote Linie), MC-UoA (schwarze Linie) berechnete und TLD gemessene (schwarze Quadrate) $F(r,\theta)$ für a) $r=1\text{cm}$ und b) $r=5\text{cm}$ als Funktion des Polarwinkels, θ

Der Nennpolarwinkel θ ist gleich mit dem Polarwinkel ihres Mittelpunkts in der gleichen Ebene wie die Strahlerlängsachse. Um die mittleren effektiven Polarwinkel zu berechnen, benutzt man die Methode der einfachen Monte-Carlo-Integration des Polarwinkels [NumRec] θ über das TLD-Volumen. Die Unterschiede zwischen dem Nenn- und dem effektiven Polarwinkel sind um so größer, je kleiner die radialen Abstände vom Strahler sind. Beispielsweise entsprechen für das in einem Messabstand von $r=1\text{cm}$ und unter einem Nennpolarwinkel 0° liegenden TLD-Stäbchen der Länge $L=0.6\text{cm}$ durch ihr TLD Volumenelement einem Polarwinkelbereich von 0° bis $\arctan[(L/2)/r]=17^\circ$ mit einem effektiven Polarwinkel von 10° . Dieser Effekt reduziert sich mit zunehmendem Messabstand und Polarwinkel. Beispielsweise beträgt der effektive Polarwinkel 2° statt 0° an der $(5\text{cm}, 0^\circ)$ Messposition und 90° an der $(5\text{cm}, 90^\circ)$ Messposition.

Die TLD-Messwerte in den Abbildungen 3.4a und 3.4b sind an der Stelle des effektiven Polarwinkels auf der Abszisse aufgetragen. In diesen Abbildungen sind auch die mit dem MCNP sowie mit dem MC-UoA-Code berechneten Werte der Anisotropiefunktion in Solid Water dargestellt. Der Vergleich zwischen den MC-Ergebnissen zeigt eine sehr gute Übereinstimmung für beide radialen Abständen von $r=1\text{cm}$ und $r=5\text{cm}$. Die maximale prozentuelle Abweichung der MCNP Werte in einem Abstand von $r=1\text{cm}$ von den MC-UoA Werten unter einem Nennpolarwinkel von 0° beträgt 2.4%. Diese Abweichung liegt innerhalb der Grenzen der statistischen Ungenauigkeit der beiden Codes. Geringer ist die prozentuelle Abweichung für $r=5\text{cm}$ mit 1.8%. Der Vergleich zwischen den MCNP Ergebnissen und den TLD Messungen muss bei den effektiven Polarwinkeln erfolgen. Die MCNP-Werte weisen eine größere prozentuelle Abweichung von den TLD-Messwerten im Gegensatz zu der sehr guten Übereinstimmung mit den MC-UoA-Werten. Die Maxima dieser Abweichung liegen unter dem effektiven Polarwinkel von 10° für $r=1\text{cm}$ mit 7.5% und unter dem effektiven Polarwinkel von 2° für $r=5\text{cm}$ mit 2.7%. Allerdings, wie es auch aus den Abbildungen 3.4a und 3.4b ersichtlich wird, liegen diese erhöhten prozentuellen Abweichungen in dem Bereich der Messungenauigkeit der TLD im Solid Water Messphantom, die für $r=1\text{cm} \pm 7.7\%$ und für $r=5\text{cm} \pm 8.3\%$ des Messwertes an der entsprechenden Messposition betragen.

3.2 Das Dosisrechenmodell in Testphantomgeometrien

Bevor das im Kapitel "Material und Methoden" vorgestellte analytische Dosisrechenmodell für patientenäquivalente Phantomgeometrien und reale Brachytherapiebestrahlungspläne angewendet wird, wird es zunächst für eine Reihe von Testphantomgeometrien auf seine Dosisberechnungsgenauigkeit und dessen Begrenzungen geprüft.

3.2.1 Homogene Phantomgeometrien

Die Berechnung der Dosisleistung in der Umgebung eines in homogenen quasi-unendlichen (Außenradius, $R=50\text{cm}$) Kugelphantomen zentrierten Punktstrahlers erfolgt separat für die Primär- und die Streuphotonen durch die Gleichung (2.57). In diese Gleichung wird das Fitpolynom der Gleichung (2.58) für SPR eingesetzt.

Für die MCNP-Dosisleistungsberechnungen wird das Kugelphantom in n konzentrischen Kugelschalen für radiale Abstände r vom Strahler subdividiert. Die Photonenenergiefluenz gewichtet mit den entsprechenden Materialmassenabsorptionskoeffizienten wird bestimmt. Dies erfolgt auf der Basis der in dem Energiebereich von ^{192}Ir gültigen Kermaanäherung durch das vorhandene Sekundärelektronengleichgewicht. Die Energiefluenz wird anhand von dem in Kapitel

2.4.1 beschriebenen *F2 Tally berechnet. Der Transport von 10^6 von dem ^{192}Ir -Strahler emittierten Photonen wird verfolgt, um die relative statistische Ungenauigkeit der MC-Berechnungen innerhalb von 1% für alle radiale Abstände einzuhalten.

In der Abbildung 3.5 sind die Ergebnisse der analytischen Dosisberechnungen in zwei mathematischen Phantomen dargestellt. Das eine besteht aus homogenem Wasser und das andere aus homogenem Kortexknochen, damit das Dosisrechenmodell im Extremfall der Abweichung der Massendichte des Gewebematerials Knochen von Wasser untersucht wird. Die Gesamtdosisleistung wird für beide Phantome getrennt von der Primärphotonen- und der Streuphotonendosisleistung dargestellt.

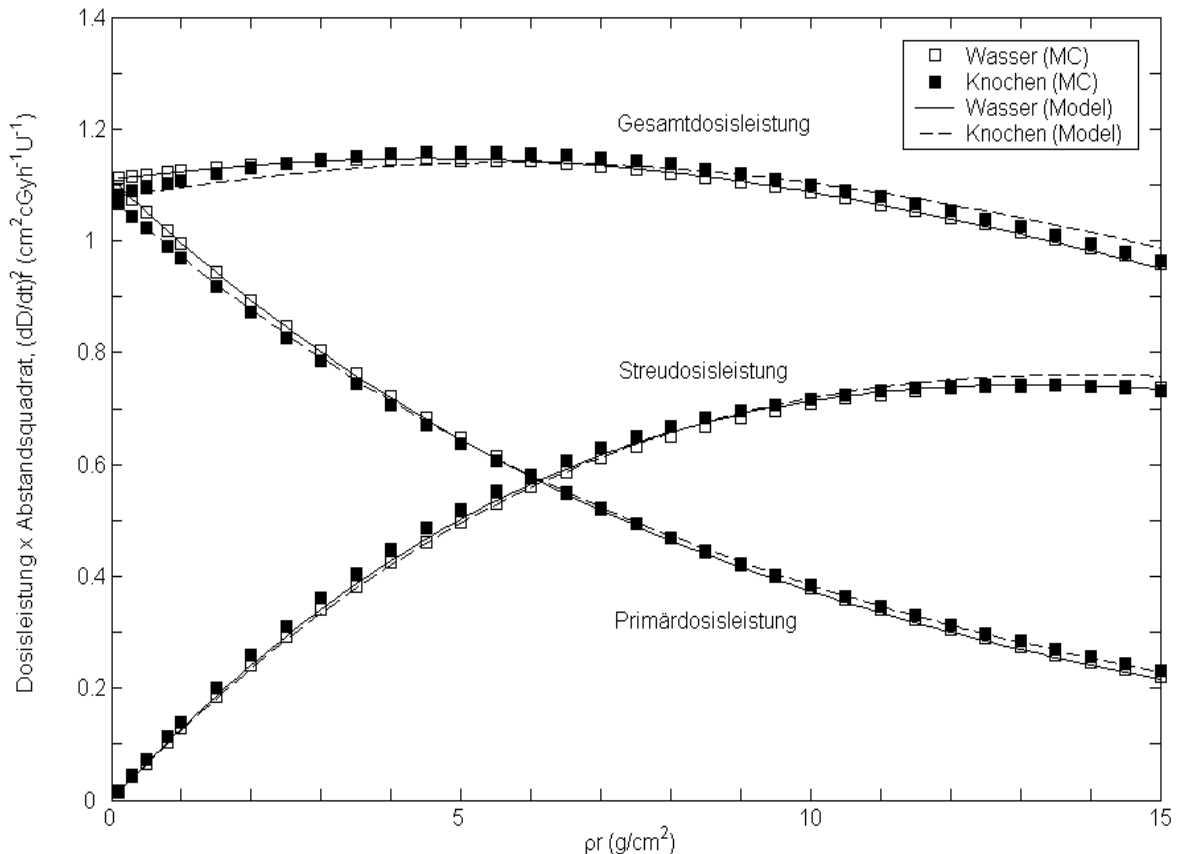


Abbildung 3.5: MC- und analytisch berechnete Dosisleistungswerte (multipliziert mit dem Quadrat des Abstandes vom Strahler) für quasi-unendliche homogene Wasser- und Kortexknochenphantome. Die Primär-, Streu- und Gesamtdosisleistungskomponente werden gegen den dichteskalierten Abstand, pr , aufgetragen

Der Vergleich der analytisch berechneten mit den MCNP berechneten Dosiswerten für Wasser ergibt eine maximale Abweichung von 1% für alle Dosisleistungsanteile und somit eine sehr gute Übereinstimmung. In dem Extremfall des Knochenphantoms weichen die analytisch berechneten Primärdosisleistungswerte für alle pr von den entsprechenden MC kalkulierten Werten für Knochen um maximal 1% ab. Diese maximale Abweichung manifestiert sich am Ende des in der Abbildung 3.5 dargestellten dichteskalierten Abstandsbereiches. Bezüglich der analytisch berechneten Streudosisleistung ergibt sich ein maximaler Unterschied zu den MC- kalkulierten Werten von 5% für $r < 5\text{cm}$, der mit zunehmendem Abstand auf 2% nachlässt. Diese Unterschiede lassen sich auf den polynomischen Fit der Gleichung (2.58) auf die SPR-Werte in Wasser zurückführen. Da jedoch für alle $r < 5\text{cm}$ der Primärphotonendosisanteil praktisch größer als der Streuphotonendosisanteil ist, wird der Fehler durch die Annäherung der $\text{SPR}_{\text{Knochen}}(r)$ durch die $\text{SPR}_{\text{Wasser}}(\rho_{\text{Knochen}}r)$ Werte für die Berechnung der Streuphotonendosis weniger

signifikant. Dabei ergibt sich eine prozentuelle Abweichung der analytischen von der MC berechneten Gesamtdosisleistung für alle dargestellten radialen Abstände im Knochenphantom von innerhalb 2%. Diese prozentuelle Abweichung wird für die Fett- und Lungewebe homogenen Phantome noch kleiner und bleibt innerhalb von 1% [Ana03] für alle Dosiskomponente im gesamten Abstandsbereich vom ^{192}Ir Strahler. Diese Befunde öffnen den Weg für die analytische Dosisberechnung in der wasserinhomogenen Umgebung ^{192}Ir Strahler für Materialien radiobiologischen Interesses.

Darüber hinaus werden die analytisch errechneten Dosisverteilungen für eine einzelne Halteposition realer ^{192}Ir -HDR-Strahler im Wasser mit den MC-Dosisergebnissen verglichen. Die Dosis im Wasser wird durch die Gleichung (2.59) in der Umgebung des ^{192}Ir microSelectron[†] HDR [Wil95a] (siehe auch Abbildung 3.1) und des neuen ^{192}Ir -HDR VariSource[‡] [Ang00] Strahlers berechnet. Aufgrund der zylindrischen Symmetrie der beiden Strahler werden die Dosisberechnung in einer 10cm x 10cm große Ebene durchgeführt, die die Längsachse der Strahler enthält, deren Strahlerstärke mit dem üblichen in der ^{192}Ir -HDR-Brachytherapie Wert von $S_k=20000\text{U}$ gleichgesetzt wurde. Der Strahler wird in der Mitte dieser Ebene positioniert, die in 2500 Pixels der Größe 0.2cm x 0.2cm unterteilt wurde. Zusätzlich wird die Dosisverteilung in der Umgebung dieser Strahler mit den auf dem TG-43 Dosimetrieprotokoll stützenden, MC generierten und für die beiden ^{192}Ir -Strahler in den klinischen Bestrahlungsplanungssystemen angewendeten und publizierten Daten [Dask01a][Ang00] in der gleichen Geometrie, wie oben beschrieben, berechnet. Diese Dosis wird deswegen "BPS generierte Dosis" genannt. Die Zeitdauer der analytischen Dosisberechnungen für diese Geometrie liegen in dem ms Bereich auf einem Windows 2000 PC mit einem 2.8GHz Intel IV Prozessor.

Analytische und BPS generierte Dosisergebnisse werden nicht nur durch die entsprechenden Konturen der identischen Dosisleistung (Isodosisleistungslinien) sondern auch auf der Pixel-zu-Pixel Basis mit Hilfe einer Farbskalierung verglichen. Diese Farbskalierung entspricht der absoluten prozentualen Abweichung zwischen den analytischen und den BPS generierten Dosisleistungswerten und wird gegeben durch:

$$\text{Abweichung}(\%) = \frac{|\dot{D}_{\text{Model}}(r, \theta) - \dot{D}_{\text{BPS}}(r, \theta)|}{\dot{D}_{\text{BPS}}(r, \theta)} \cdot 100\% \quad (3.1)$$

In der Abbildung 3.6 sind die mit dem analytischen Dosisrechenmodell berechneten und die BPS generierten Isodosisleistungslinien in Einheiten von Gyh^{-1} in der Umgebung des microSelectron (Abbildung 3.6a) und des VariSource (Abbildung 3.6b) ^{192}Ir -HDR-Strahlers dargestellt. Eine gute Übereinstimmung zeigt sich zwischen den analytischen und den BPS generierten Dosisergebnissen. Feststellbare Unterschiede innerhalb von 0.01cm sind nur an Dosispunkten in der unmittelbaren Nähe der Strahlerlängsachsen zu sehen. Diese Unterschiede liegen jedoch innerhalb der statistischen Unsicherheit der MC-Daten, die als Basisdaten für die Brachytherapieplanungssystemen benutzt werden. Der Pixel-zu-Pixel Vergleich der Abbildung 3.6a ergibt für die Mehrheit der Pixels eine prozentuale Abweichung von 0 bis 2% in der Umgebung des microSelectron und eine prozentuale Abweichung von 0 bis 1% in der Umgebung des neuen VariSource- ^{192}Ir -Strahlers.

[†] ^{192}Ir microSelectron HDR Strahler (classic design), Nucletron B.V., Veenendaal, The Netherlands

[‡] ^{192}Ir VariSource HDR Strahler (new design), Varian Oncology Systems, Palo Alto, CA, USA

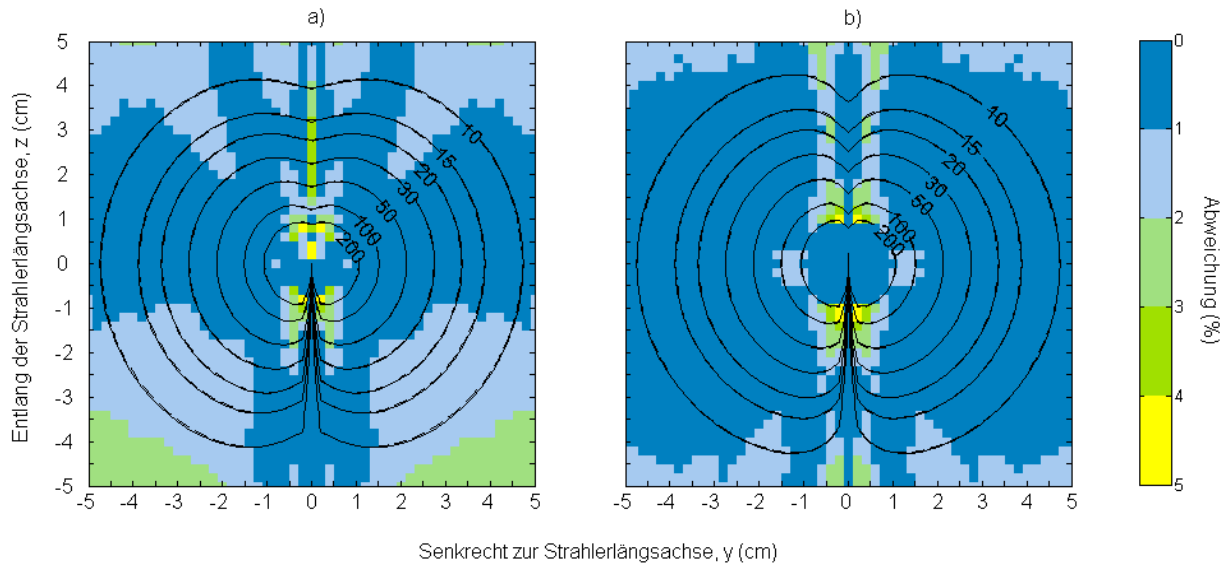


Abbildung 3.6: Analytische (—) und BPS (- - -) berechnete prozentuale Werte der Isodosisleistung in der Umgebung des microSelectron- (a) und des neuen VariSource- (b) ^{192}Ir HDR Strahlers in einer der Strahlerlängsachse enthaltenden Ebene der Strahlerstärke, $S_k=20000\text{U}$. Die Farbskala zeigt die prozentuale Abweichung zwischen den analytisch berechneten und den BPS generierten Dosisleistungswerten

Unterschiede größer als 2% und kleiner als 5% sind nur in Regionen in der unmittelbaren Nähe der Strahlerlängsachsen feststellbar, in denen jedoch auch die MC-Ungenauigkeit der für das TG-43 Dosimetrieprotokoll benutzten Parameter in der gleichen Größenordnung liegt. Benutzt man die physikalischen Messgrößen des TG-43 Dosimetrieprotokolls für den Vergleich der Dosisergebnisse, errechnet man mit dem analytischen Dosisrechenmodell die Dosisleistungskonstante des ^{192}Ir klassischen microSelectron-Strahlers $\Lambda_{\text{Modell}}=1.124\text{cGyh}^{-1}\text{U}^{-1}$, die in sehr guter Übereinstimmung mit dem im PLATO BPS und im SWIFT benutzten Wert der Dosisleistungskonstante $\Lambda_{\text{BPS}}=(1.115\pm 0.5\%)\text{cGyh}^{-1}\text{U}^{-1}$ [Wil95a] steht. Eine sehr gute Übereinstimmung zeigt sich auch für den neuen VariSource- ^{192}Ir -HDR Strahler zwischen dem mit dem Rechenmodell analytisch berechneten Wert der Dosisleistungskonstante $\Lambda_{\text{Modell}}=1.101\text{cGyh}^{-1}\text{U}^{-1}$ und dem von der Literatur [Ang00] entnommenen Wert der Dosisleistungskonstante $\Lambda_{\text{BPS}}=(1.101\pm 0.006)\text{cGyh}^{-1}\text{U}^{-1}$.

3.2.2 Inhomogene Phantomgeometrien

Um den Einfluss der Interferenz von Gewebematerialien in dem Dosisreferenzmedium Wasser auf die Dosisberechnung mit dem analytischen Rechenmodell zu untersuchen, werden quasi-unendliche mathematische Wasserphantome aufgebaut, die Schädelknochen-Luft-, Lungegewebe- und Fettgewebeinhomogenitäten enthalten. Deren Aufbau wird in der Abbildung 3.7 dargestellt.

Die Inhomogenitäten haben die Form von Kugelschalen unterschiedlicher Dicke, d , die in verschiedenen Abständen r vom ^{192}Ir -Strahler positioniert sind. MC-Berechnungen werden für den Vergleich der analytisch berechneten Dosisergebnisse benötigt. Für die kugelschalförmige Geometrie der Inhomogenitäten wird ähnlich mit dem Fall der wasserhomogenen Geometrien die Energiefluenz der Photonen an jeder Fläche der diskreten Kugelschalen mit Abstand r vom Strahler berechnet und daraus wird das Kerma abgeleitet. Der Transport 10^8 emittierter Photonen wird in der ganzen Phantomgeometrie verfolgt und die relative statistische Ungenauigkeit auf dem ersten Konfidenzintervall (1σ) der MC Dosiswerte bleibt innerhalb von 1%.

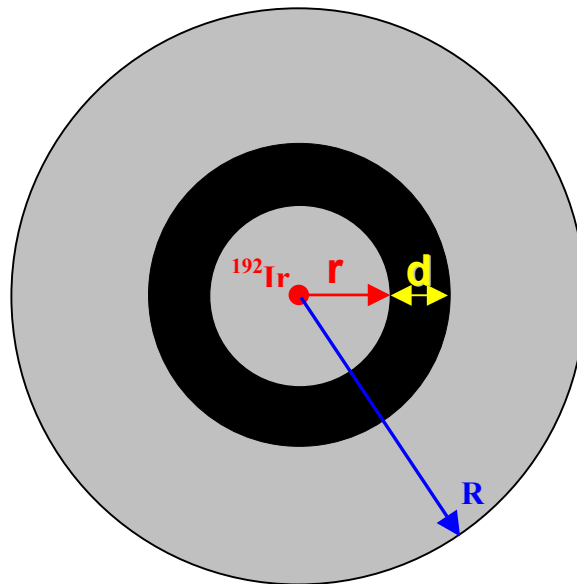


Abbildung 3.7: Zentraler Querschnitt des kugelförmigen mathematischen Wasserphantoms mit dem Außenradius R , das die kugelschalenförmige Inhomogenität des Gewebematerials der Schichtdicke, d , an einem Abstand r vom zentrierten ^{192}Ir Strahler enthält

Die beiden Abbildungen zeigen die Geometrie von 1cm und 3cm dicken Inhomogenitäten, die an einem Abstand $r=1\text{cm}$ (Abbildungen 3.8a und 3.9a) und $r=3\text{cm}$ (Abbildungen 3.8b und 3.9b) von dem ^{192}Ir -Strahler positioniert sind. Des weiteren zeigen die Abbildungen 3.8 und 3.9 die MC- und die analytisch kalkultierten Dosisleistungswerte sowohl vor und hinter als auch innerhalb der untersuchten Körperinhomogenitäten. Um die Genauigkeit des Dosisrechenmodells verglichen mit den MC Ergebnissen unter der Bedingung des Unterschieds der Massendichte zum Referenzmaterial Wasser zu untersuchen, werden das Gewebematerial Schädelknochen (in diesem Fall das Kieferknochen) und Luft in der Tabelle 2.3 ausgewählt. MC berechnete HCF (engl. Heterogeneity Correction Factor), die als das Verhältnis der Dosisleistung an einem Punkt hinter der vorhandenen Inhomogenität zu der Dosisleistung in der Abwesenheit dieser Inhomogenität definiert werden [Dask98a][Wil93b], reichen für die dargestellten Geometrien von 0.85 bis maximal 1.15 hinter der Schädelknocheninhomogenität und von 1.03 bis 1.08 hinter der Luftinhomogenität. Diese Ergebnisse lassen sich hauptsächlich auf die Änderung des Primärphotonendosisbeitrags zurückführen, da sowohl in der Abbildung 3.8 als auch in der Abbildung 3.9 die Ab- oder die Zunahme der Primärdosisleistung hinter den Inhomogenitäten an der Position $r=1$ und $r=3\text{cm}$ signifikanter als die entsprechende Änderung des Streudosisbeitrags ist.

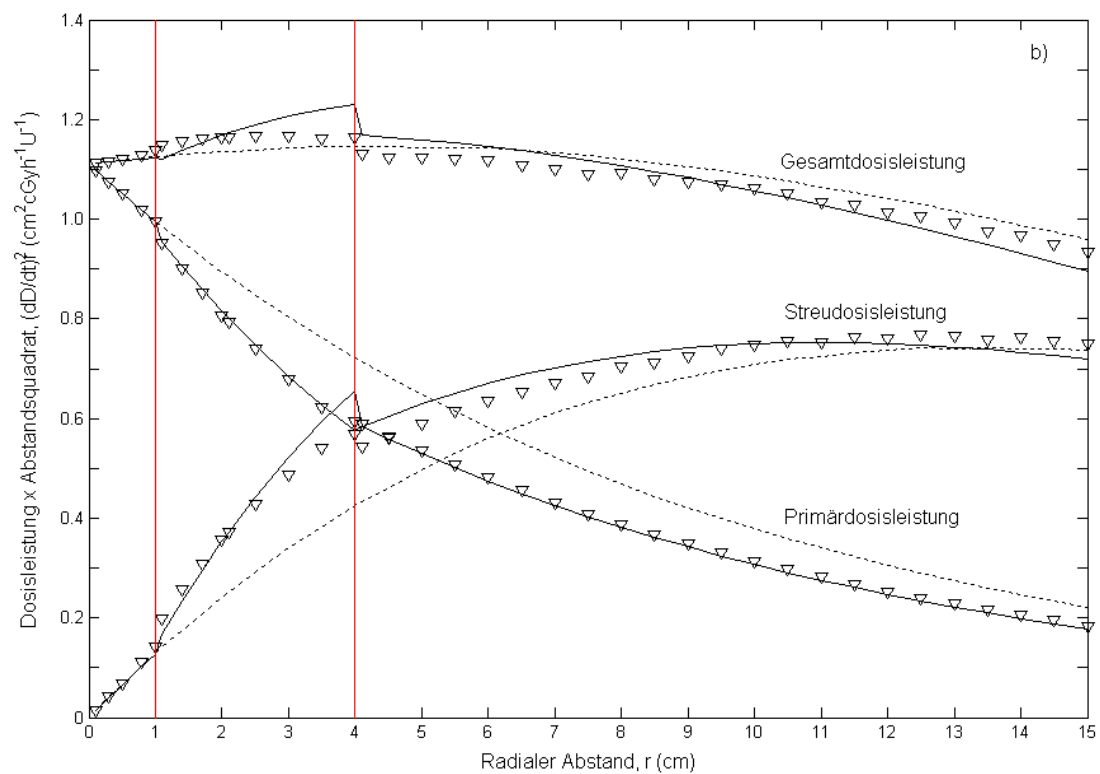
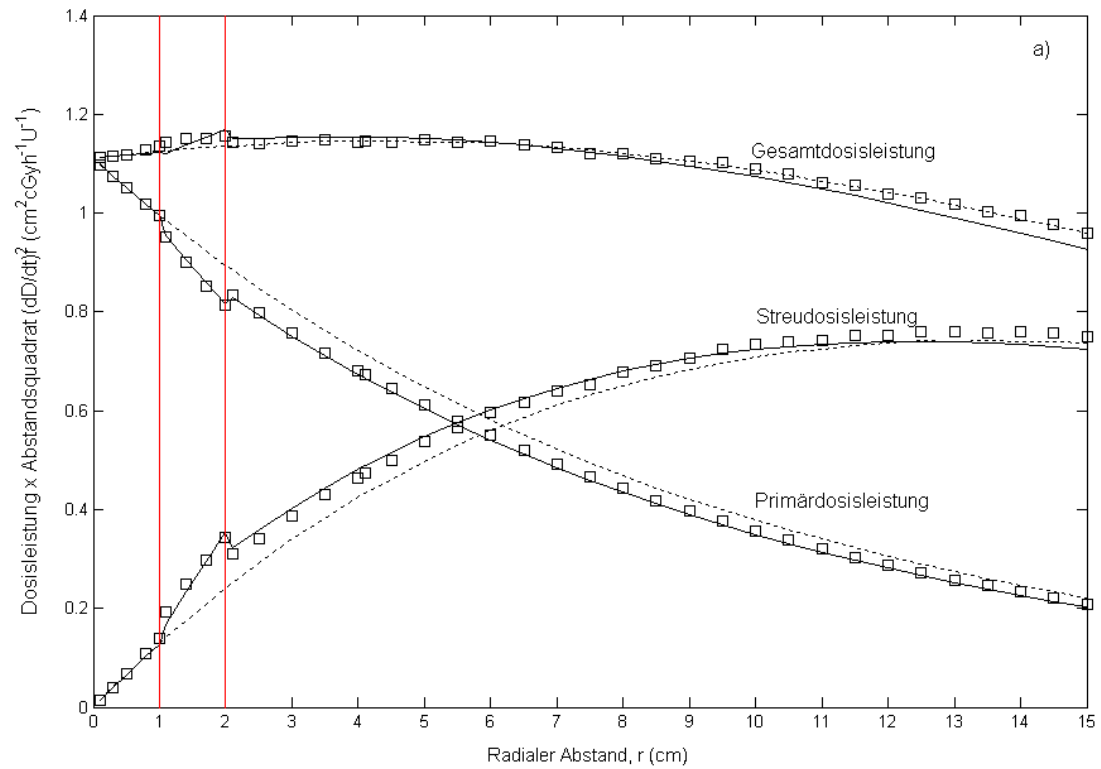
Die analytischen Dosisleistungsberechnungen erfolgen durch die Gleichung (2.62). Die Primärdosisleistung wird mit Hilfe der in der Tabelle 2.3 zusammengestellten Daten berechnet. Der Vergleich mit den MC-Dosisergebnissen für die Primärdosisleistung ergibt eine sehr gute Übereinstimmung für beide Körperinhomogenitäten, unabhängig von ihrem Abstand zum Strahler und ihrer Schichtdicke. Die maximale Abweichung liegt innerhalb von 1% für jeden Abstand r und bestätigt die Stärke des vorgestellten analytischen Dosisrechenmodells für die Dosisberechnung bei Vorhandensein von Körperinhomogenitäten beliebiger Form, Dicke und Lage zum ^{192}Ir -Strahler dar. In der Anwesenheit einer Inhomogenität der Schichtdicke d wird der HCF für die

Primärdosisleistung gegeben durch: $HCF_{\text{prim}} = \exp(-\Delta\mu \Delta r)$, wobei $\Delta\mu$ der Unterschied der effektiven Schwächungskoeffizienten des jeweiligen Mediums zu dem des Wasser ist. Es ist die Konstanz von $\Delta\mu$ über die minimale Energieaufhärtung des primären Photonenbündels mit zunehmendem Abstand hinaus (siehe Abbildung 2.17), die die große Genauigkeit des analytischen Rechenmodells in der Bestimmung der Primärdosisleistung erklärt.

Die Streudosisleistung wird als Produkt der Primärdosisleistung mit dem $SPR_{\text{water}}(pr)$ des massendichteskalierten Abstands durch die Gleichung (2.62) berechnet. Ergebnisse für die Streudosisleistung für die inhomogenen Geometrien der Abbildung 3.8 beweisen, dass das vorgestellte Dosisrechenmodell imstande ist, auch die Streudosisleistung sowohl vor und hinter als auch in der Inhomogenität zu korrigieren. Man erkennt eine Abweichung der mit dem analytischen Rechenmodell kalkulierten Werte der Streudosisleistung von den entsprechenden MC-Dosiswerten von 1 bis 9% für jeden Abstand hinter der distalen Grenzfläche der Knocheninhomogenität.

An Dosispunkten jedoch unmittelbar vor der Inhomogenitätsvorderfläche von Knochen kann das analytische Rechenmodell den geringen Anstieg der Streudosisleistung aufgrund der rückwärts gestreuten Photonen (und als Folge den Anstieg der Gesamtdosisleistung) nicht korrigieren (siehe Abbildung 3.8). Ähnlich kann das Rechenmodell den geringen Abstieg der Streudosisleistung der rückwärts gestreuten Photonen direkt vor der proximalen Grenzfläche der Luftinhomogenität in der Abbildung 3.9 nicht korrigieren. Diese Effekte, die durch geringe Unterschiede der Energiespektren bei der Rückstreuung von Photonen an den Grenzflächen bedingt sind, werden von diesem analytischen Dosisrechenmodell nicht berücksichtigt, wie es in Kapitel 2.5.5 erläutert wird. Die maximale Abweichung der analytisch berechneten Streudosisleistung von den MC-Werten liegt für alle radialen Abstände innerhalb von 9%. Wie aus den Abbildungen 3.8a und 3.8b ersichtlich wird, gelingt es dem Rechenmodell die Gesamtdosisleistung um durchschnittlich 1.5% und 3.5% nach der Knocheninhomogenität für jeweils $d_1=1\text{cm}$ und $d_2=3\text{cm}$ zu korrigieren, im Verhältnis zu den berechneten Gesamtdosiswerten unter Vernachlässigung der inhomogenen Geometrie bei der Dosisberechnung. Weiterhin zeigen die Abbildungen 3.8c und 3.8d, dass die Gesamtdosisleistung durch die Anwendung des Dosisrechenmodells um durchschnittlich 2% und 4% nach der Knocheninhomogenität für jeweils $d_1=1\text{cm}$ und $d_2=3\text{cm}$ korrigiert wird. In der Knocheninhomogenität der Abbildung 3.8d mit $d_2=3\text{cm}$ wird die Gesamtdosisleistung um durchschnittlich 5.5% trotz der Gesamtdosisüberschätzung verglichen mit den MC-Werten korrigiert. Ähnlich sieht es auch bei der Anwendung des Dosisrechenmodells für die Luftinhomogenität aus. Die Abbildungen 3.9a und 3.9b zeigen die Korrektur der Gesamtdosisleistung um durchschnittlich 1.5% und 4.5% nach der hinteren Fläche der Luftinhomogenität für jeweils $d_1=1\text{cm}$ und $d_2=3\text{cm}$. Die entsprechenden Korrekturen der Gesamtdosisleistung in den Abbildungen 3.9c und 3.9d für jeweils $d_1=1\text{cm}$ und $d_2=3\text{cm}$ sind 2% und 5.5%, während auch in der Luftinhomogenität die Gesamtdosisleistung um durchschnittlich 10% korrigiert wird.

Da es sich bei dem vorgestellten analytischen Dosisrechenmodell um einen Pfadlängen-Streudosiskorrekturmodell handelt (engl.: path length scatter dose calculation model), wird zusätzlich der Einfluss der lateralen Dimensionen von endlichen Körperinhomogenitäten auf die Dosisverteilung in der Umgebung und innerhalb einer Reihe von würfelförmigen Inhomogenitäten sichtbar, die an verschiedenen Abständen von einem im kugelförmigen Wasserphantom mit einem Außenradius von 15cm zentrierten ^{192}Ir -Strahler positioniert sind. MC Berechnungen werden in der dreidimensionalen Phantomgeometrie durchgeführt.



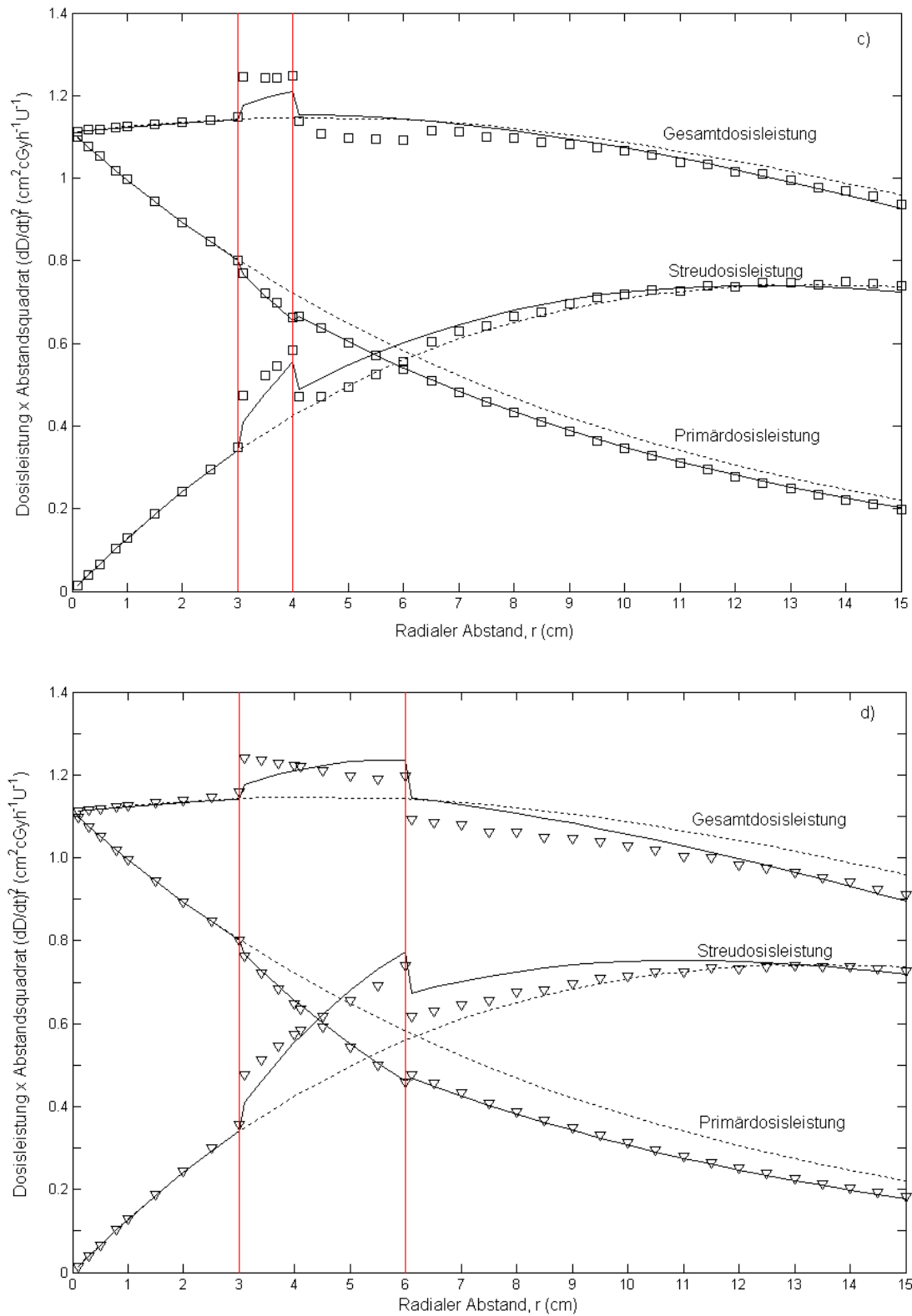
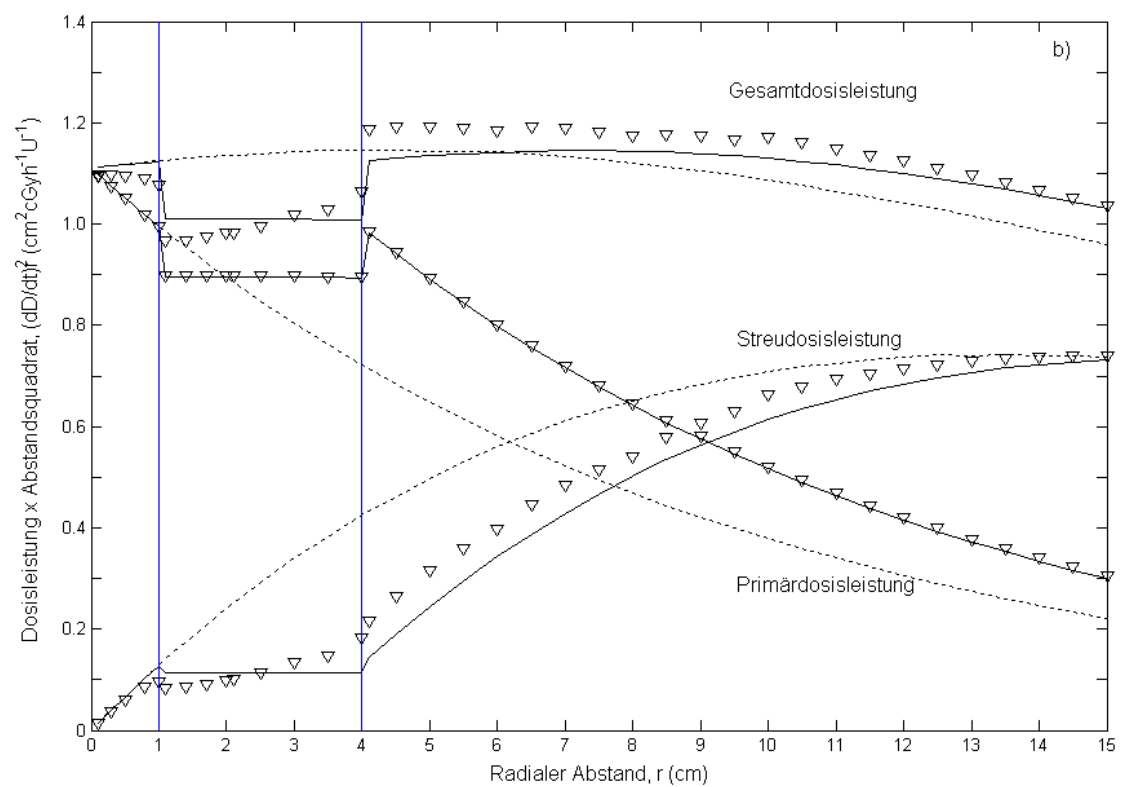
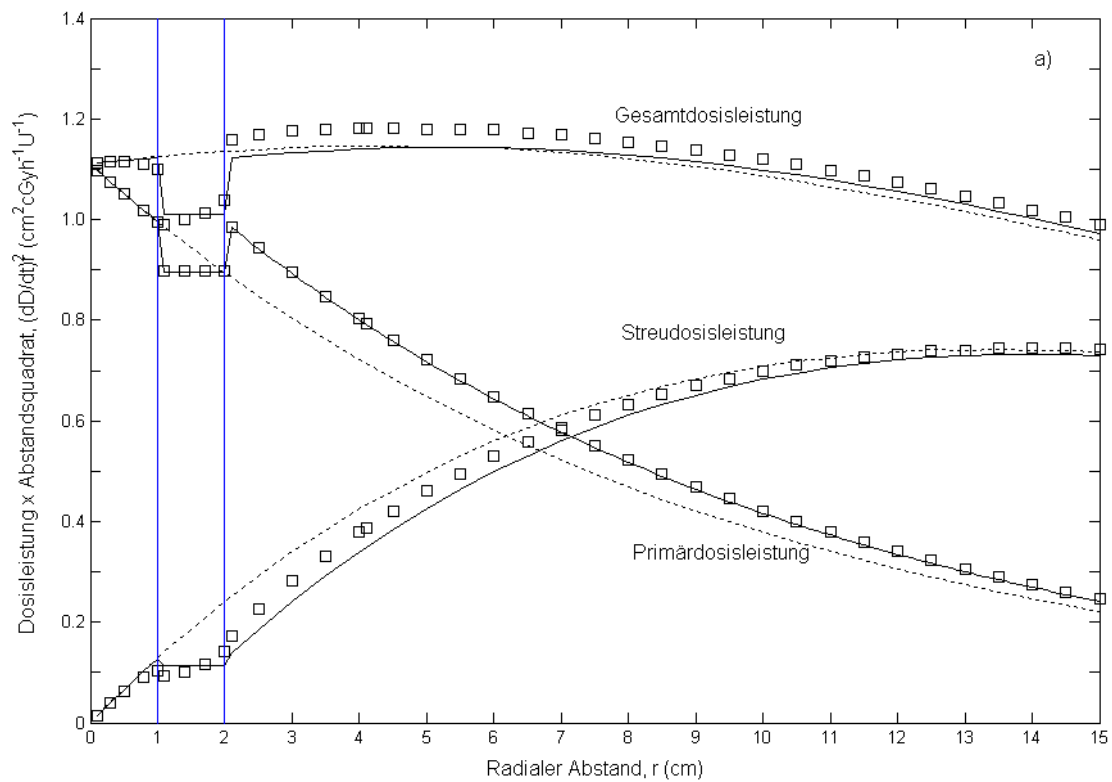


Abbildung 3.8: Analytisch (—) und MC- berechnete Dosisleistungswerte (multipliziert mit dem Abstandsquadrat) für ein quasi-unendliches Wasserphantom mit einer Schädelknocheninhomogenität (Kieferknochen) der Schichtdicke a) $d_1 = 1 \text{ cm}$ für $r = 1 \text{ cm}$ (MC Werte: $\square$) b) $d_2 = 3 \text{ cm}$ für $r = 1 \text{ cm}$ (MC Werte: ∇) c) $d_1 = 1 \text{ cm}$ für $r = 3 \text{ cm}$ (MC Werte: $\square$) und d) $d_2 = 3 \text{ cm}$ für $r = 3 \text{ cm}$ (MC Werte: ∇). Entsprechende Dosisleistungsergebnisse in einem quasi-unendlichen homogenen Wasserphantom (---) sind dargestellt. Die roten senkrechten Linien zeigen die Grenzflächen der Schädelknocheninhomogenität



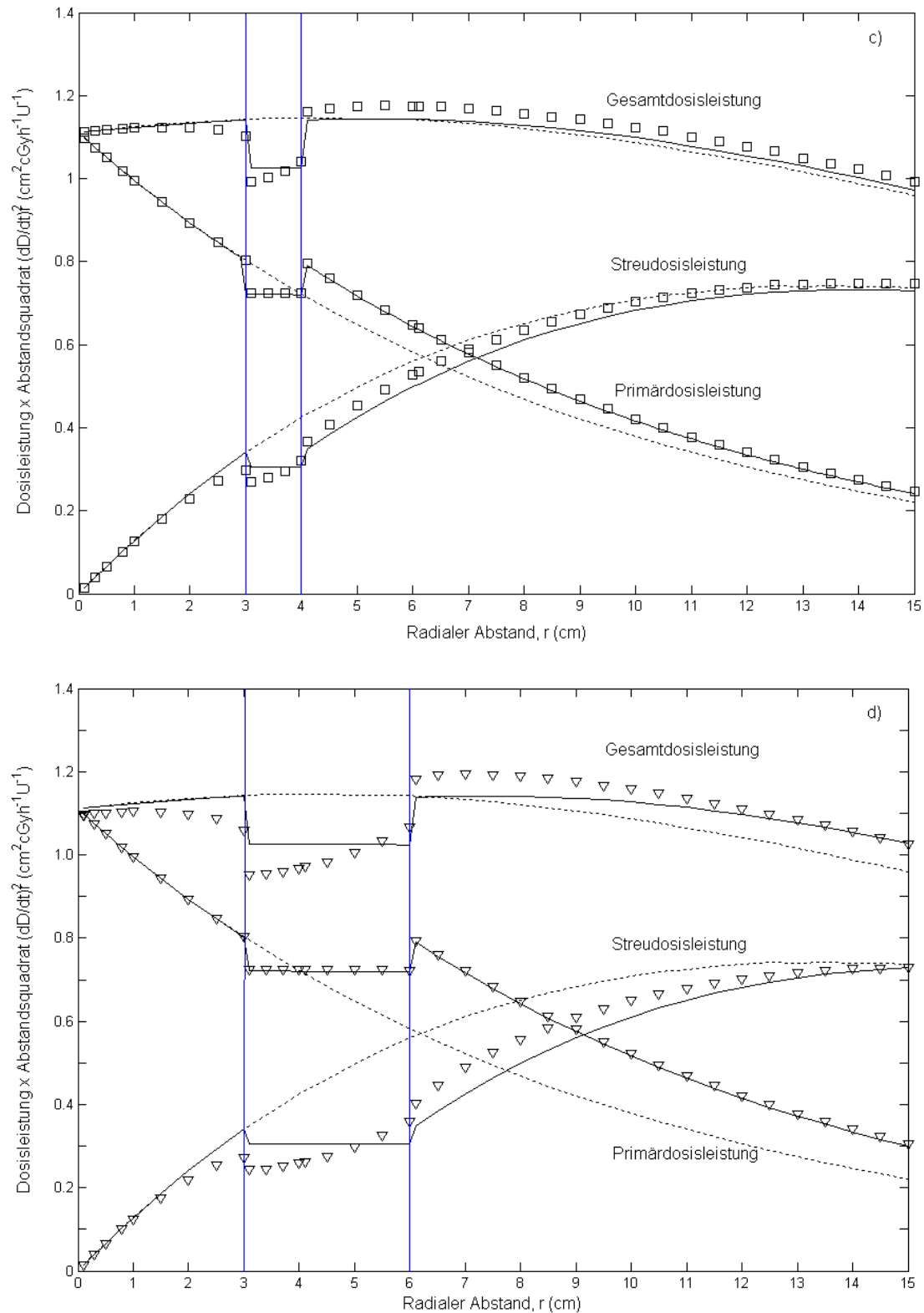


Abbildung 3.9: Analytisch (—) und MC- berechnete Dosisleistungswerte (multipliziert mit dem Abstandsquadrat) für ein quasi-unendliches Wasserphantom mit einer Luftinhomogenität der Schichtdicke a) $d_1 = 1 \text{ cm}$ für $r = 1 \text{ cm}$ (MC Werte: $\square$) b) $d_2 = 3 \text{ cm}$ für $r = 1 \text{ cm}$ (MC Werte: ∇) c) $d_1 = 1 \text{ cm}$ für $r = 3 \text{ cm}$ (MC Werte: $\square$) und d) $d_2 = 3 \text{ cm}$ für $r = 3 \text{ cm}$ (MC Werte: ∇). Entsprechende Dosisleistungsergebnisse in einem quasi-unendlichen homogenen Wasserphantom (---) sind dargestellt. Die blauen senkrechten Linien zeigen die Grenzflächen der Luftinhomogenität

Um die relative statistische Ungenauigkeit der Gleichung (2.29) von den MC-Berechnungen innerhalb von 3% einzuhalten, benötigt man für die Berechnung der Dosis in einer Ebene mit einem Dosisgitter der Auflösung $0.2\text{cm} \times 0.2\text{cm}$ und der Schichtdicke von 0.2cm 10^8 primär gestartete Photonen. Die Erfüllung dieser Anforderungen resultierte zu einer CPU Laufzeit von ungefähr 25 Stunden auf einem Pentium IV Windows 2000 PC mit einem 2.8GHz Prozessor, während das Dosisrechenmodell für die analytischen Dosisberechnungen der gleichen Geometrie etwa 2s braucht. Die analytischen Dosisberechnungen werden durch die Gleichungen (2.62) und (2.64) nicht nur im Vorhandensein der Inhomogenität sondern auch im homogenen Wasserphantom mit $R=15\text{cm}$ durchgeführt. Die wasserhomogene Phantomgeometrie mit $R=15\text{cm}$ entspricht üblicherweise der Simulationsgeometrie für die MC Berechnungen der Parameter des TG-43 Dosimetrieprotokolls für ^{192}Ir -Strahler. In den Abbildungen 3.10 sind die analytisch sowie die MC berechneten Dosisergebnisse in der Form von Konturen der gleichen Dosisleistung in Einheiten von Gyh^{-1} in der Umgebung eines ^{192}Ir Punktstrahlers mit der in der ^{192}Ir -HDR-Brachytherapie üblichen Strahlerstärke von $S_k=20000\text{U}$ dargestellt.

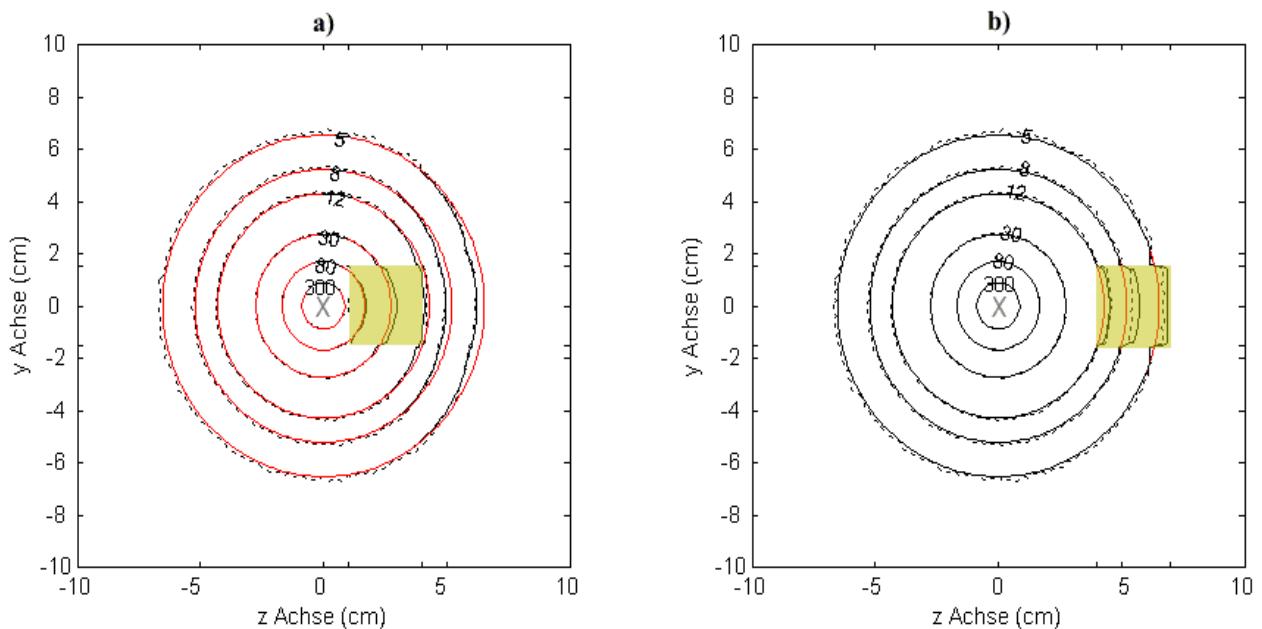
Für alle Inhomogenitäten beträgt die Abweichung der analytisch berechneten Dosiswerten von den MC Dosiswerten maximal 2.5% in den Phantomregionen, die nicht direkt an den dem Strahler zugewandten Vorderflächen (z-Ebenen), direkt neben den Seitenflächen (y-Ebenen) sowie innerhalb oder hinter der Inhomogenität liegen.

Die analytischen Berechnungen sowohl für die wasserhomogene Geometrie (dem TG-43 Dosimetrieprotokoll entsprechend) als auch für die inhomogene Geometrie unterschätzen die Dosis direkt an der Vorderfläche der Kortexknocheninhomogenität sowohl für $z=1\text{cm}$ in der Abbildung 3.10a und für $z=4\text{cm}$ in der Abbildung 3.10b. Das kommt dadurch zustande, weil das analytische Dosisrechenmodell den Dosisbeitrag der zurückgestreuten Photonen vom Knochen in Vergleich mit Wasser nicht berücksichtigt. Innerhalb der Knocheninhomogenität in der Abbildung 3.10a steht das Dosisrechenmodell für die inhomogene Geometrie in sehr guter Übereinstimmung mit den MC-Ergebnissen innerhalb von 3.5% bis auf die Region direkt vor der hinteren Grenzfläche der Knocheninhomogenität für $z=3.5$ bis 4cm , in der die Dosis bis um 7% überschätzt wird. Berechnet man die Dosis im Knochen mit dem dem TG-43 Dosimetrieprotokoll entsprechenden Rechenmodell, wird die Dosis im Knochen um 7% durch die Vernachlässigung des Anstiegs des Streuphotonenanteils im Knochen unterschätzt. An den Seitenflächen ($y=\pm 1.5\text{cm}$) und in dem Bereich hinter der Knocheninhomogenität ($z>4\text{cm}$) der Abbildung 3.10a liegt die Abweichung der Dosisrechenmodellwerte von den MC-Werten innerhalb von 2.5%, während die Anwendung des TG-43 Dosimetrieprotokoll kompatiblen Dosisrechenmodells die Dosis um 8%- durch die Vernachlässigung der erhöhten Photonenschwächung im Knochen- überschätzt. Ähnliches gilt auch für die Abbildung 3.10b, aus der ersichtlich wird, dass das Dosisrechenmodell um bis zu 9% in der Nähe der hinteren Grenzfläche der Kortexknocheninhomogenität die Dosis überschätzt ($z=5.5$ bis $z=7\text{cm}$), während das TG-43 kompatible Dosisrechenmodell die Dosis um bis zu 8.5% durch die gesamte Inhomogenität unterschätzt. In der Region hinter ($z>7\text{cm}$) und an den Seiten der Knocheninhomogenität ($y=\pm 1.5\text{cm}$) korrigiert wieder das analytische Dosisrechenmodell um 14% die von dem TG-43 Dosisrechenmodell errechneten Dosiswerten und liegt in sehr guter Übereinstimmung mit den MC-Dosisergebnissen.

In den Abbildungen 3.10c und 3.10d wird die Dosis direkt an der vorderen Grenzfläche der Luftinhomogenität jeweils für $z=1\text{cm}$ und $z=4\text{cm}$ überschätzt, da sowohl das vorgestellte als auch das TG-43 kompatible Dosisrechenmodell den Mangel an Streumaterial wegen der Luftinhomogenität und die reduzierte Anzahl von rückgestreuten Photonen im Verhältnis zum Wasser nicht berücksichtigen. In der Luftinhomogenität der Abbildung 3.10c wird die Dosis um maximal 3% von dem analytischen Dosisrechenmodell

unterschätzt, während die Dosis vom TG-43 kompatiblen Dosisrechenmodell bis zu 6.5% verglichen mit den MC Dosiswerten überschätzt wird. Neben den Seitenflächen ($y=\pm 1.5\text{cm}$) und hinter der Luftinhomogenität ($z>4\text{cm}$) korrigiert das vorgestellte Dosisrechenmodell die Dosis um durchschnittlich 5% -verglichen mit dem TG-43 kompatiblen Dosisrechenmodell- und stimmt mit den MC-Dosisergebnissen innerhalb von 6% überein. In der Abbildung 3.10d beträgt die entsprechende durchschnittliche Korrektur der Dosisberechnung durch die Anwendung des Dosisrechenmodells hinter der Luftinhomogenität 10%, d.h. die Anwendung des TG-43 kompatiblen Dosisrechenmodells würde die Dosis um 10% verglichen mit den MC-Ergebnissen unterschätzen, durch die Vernachlässigung der reduzierten Schwächung der Photonen in der Luft. Innerhalb der Luftinhomogenität wird die vom analytischen Dosisrechenmodell errechnete Dosis um maximal 6% vor der hinteren Luftgrenzfläche unterschätzt, während sie vom TG-43 kompatiblen Dosisrechenmodell an der vorderen Luftgrenzfläche um 5% überschätzt und an der hinteren Grenzfläche um 4% unterschätzt wird. Diese Effekte kommen dadurch zustande, weil an der vorderen Luftgrenzfläche ein größerer Anteil von rückgestreuten Photonen von dem TG-43 kompatiblen Rechenmodell angenommen wird, die praktisch nicht in der Luft erzeugt werden und kurz vor der hinteren Luftgrenzfläche ($z=7\text{cm}$) die Schwächung der Primär- sowie der Streuphotonen größer als die in der Luft tatsächlich stattfindenden Schwächung angenommen wird.

In dem Fall der würfelförmigen Inhomogenität mit Lungengewebe der Tabelle 2.3 der Massendichte $\rho=1.05\text{gcm}^{-3}$ stimmen sowohl die analytischen als auch die TG-43 kompatiblen Dosisergebnissen mit den MC-Dosiswerten durch das ganze Phantom innerhalb von 1.5% überein, wie es in den Abbildung 3.10e und 3.10f sichtbar ist. Die sehr gute Übereinstimmung lässt sich auf die sehr geringe Massendichteabweichung des Lungengewebes vom Wasser und die Vorherrschaft der Comptonstreuung für ^{192}Ir -Strahler zurückführen.



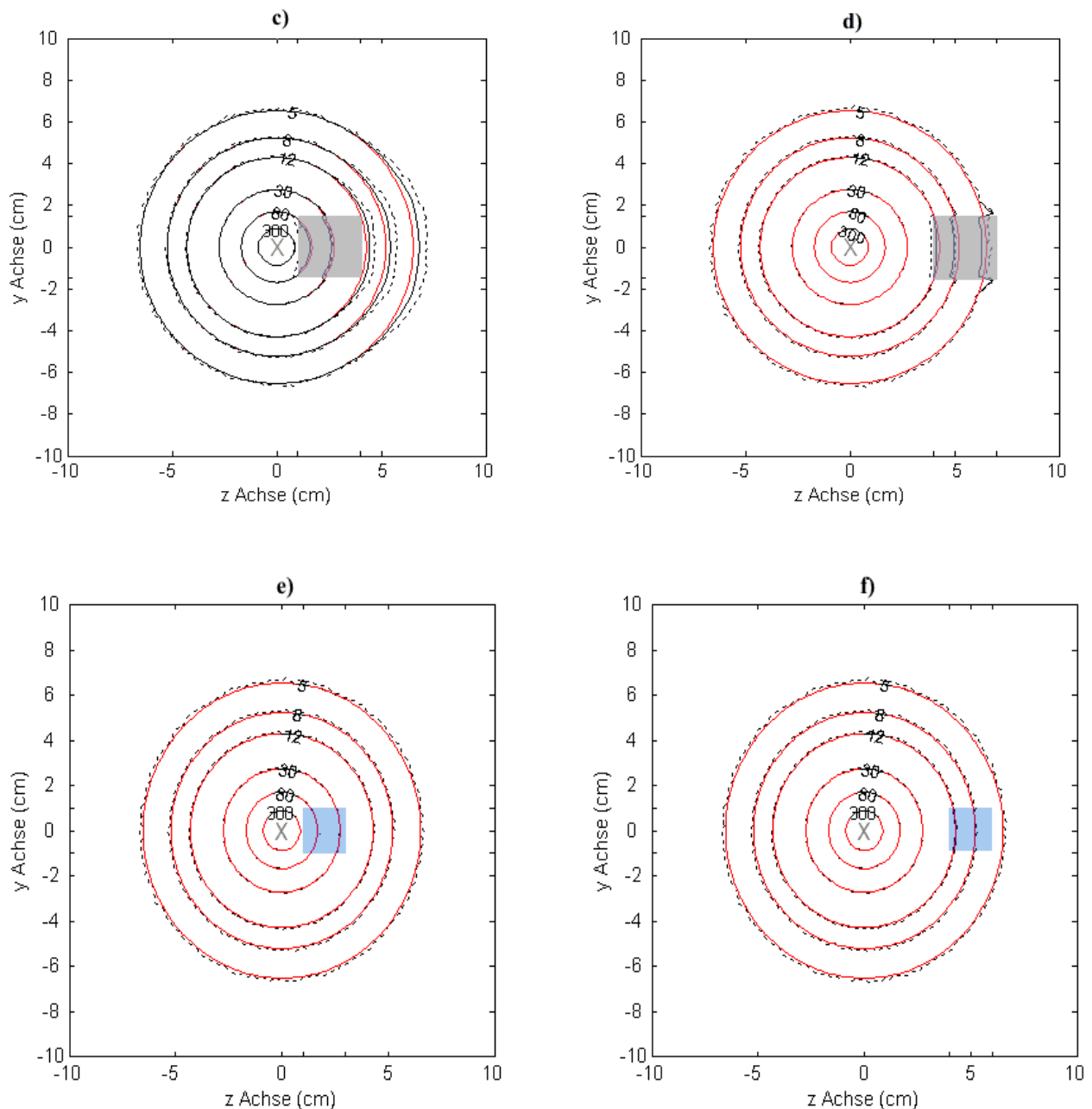


Abbildung 3.10: In der wasserhomogenen Geometrie (rote Linien), MC- (gestrichelte Linien) und in der inhomogenen Geometrie (schwarze Linien) berechnete Dosisleistungskonturen für ein $3 \times 3 \times 3 \text{ cm}^3$ großes Kortexknochenstück für a) $z=1 \text{ cm}$ und b) $z=4 \text{ cm}$, für eine $3 \times 3 \times 3 \text{ cm}^3$ große Luftinhomogenität für c) $z=1 \text{ cm}$ und d) $z=4 \text{ cm}$ und für eine $2 \times 2 \times 2 \text{ cm}^3$ große Lungengewebeinhomogenität für e) $z=1 \text{ cm}$ und f) $z=4 \text{ cm}$ in der Umgebung eines ^{192}Ir Strahlers dessen zentrale Position im Phantom mit X gekennzeichnet ist. Die Dosisleistungslinien 300 Gyh^{-1} , 80 Gyh^{-1} , 30 Gyh^{-1} , 12 Gyh^{-1} , 8 Gyh^{-1} und 5 Gyh^{-1} sind in der yz- Ebene des kugelförmigen Phantoms dargestellt. Die Vorderflächen aller Inhomogenitäten haben einen Abstand von $z=1 \text{ cm}$ oder $z=4 \text{ cm}$ vom ^{192}Ir Strahler. Die hinteren Flächen der Knochen- und Luftinhomogenitäten liegen dann jeweils bei $z=4 \text{ cm}$ und $z=7 \text{ cm}$. Ihre Seitenflächen liegen bei $y=-1.5 \text{ cm}$ und 1.5 cm sowie bei $x=-1.5 \text{ cm}$ und 1.5 cm . Bei den Lungeninhomogenitäten liegen die hinteren Grenzflächen bei $z=3 \text{ cm}$ und $z=6 \text{ cm}$ und ihre Seitenflächen bei $y=-1 \text{ cm}$ und 1 cm sowie bei $x=-1 \text{ cm}$ und 1 cm .

Obwohl es sich bei dem vorgestellten Dosisrechenmodell um ein für die Streudosiskorrektur eindimensionales Pfadlängenmodell handelt, zeigen diese Ergebnisse,

dass diese üblicherweise vorkommenden lateralen Dimensionen von Körperinhomogenitäten in dem ^{192}Ir -Energiebereich keinen großen Einfluss auf die Dosisberechnung an den Seitenflächen und hinter der dargestellten Inhomogenitäten haben. Die Unterschiede der in die Inhomogenität lateral hinein- und aus der Inhomogenität lateral hinausgestreuten Photonen sind im Verhältnis zu der wasserhomogenen Geometrie für die dargestellten Abmessungen der Inhomogenitäten nicht ausgeprägt selbst im Extremfall der Luft und des Schädelknochens. Das Dosisrechenmodell ist in der Lage Dosisberechnungen auch für diese endlichen mittelgroßen Körperinhomogenitäten zu korrigieren. Trotzdem erwartet man, dass das vorgestellte Modell bei größeren Inhomogenitäten, wie im Falle der luftgefüllten Lungen im Patiententhorax oder mit zunehmendem Abstand und dem daraus folgenden Anstieg an Streuphotonendosis in den Inhomogenitäten, in seiner Dosisbestimmung deutlich signifikanter von den als Referenzstandard geltenden MC-Dosisergebnissen abweicht.

3.2.3 Endliche Phantomgeometrien

Für die Untersuchung der Auswirkung der endlichen Phantomabmessungen auf die Dosisleistung in der Umgebung eines ^{192}Ir -Strahlers und um den Gültigkeitsbereich des in dieser Arbeit vorgestellten Modells hervorzuheben, werden zunächst MC Berechnungen für in kugelförmigen Phantomen zentrierten ^{192}Ir Strahler durchgeführt, deren Außenradien $R < 15\text{cm}$ betragen. 15cm groß ist üblicherweise der Außenradius des Phantoms, in dem die physikalischen Größen des TG-43 Dosimetrieprotokolls anhand von MC Simulationen errechnet und anschließend in die Bestrahlungsplanungssysteme (BPS) als tabellierte Basisdaten eingeführt werden [Wil95a][Ang00]. Die unter diesen Annahmen ermittelten Dosisergebnisse werden in den folgenden Abbildungen als BPS-Dosisergebnisse bezeichnet. Die Implementierung des analytischen Dosisrechenmodells für alle in diesem Kapitel vorgestellten Phantomgeometrien stützt sich auf die Gleichungen (2.62) und (2.64) für endliche Geometrien.

Die in der Abbildung 3.11 dargestellten MC-Dosisergebnisse werden unter der Annahme der Sekundärelektronengleichgewichts an kugelschalförmigen Flächen in den radialen Abständen r vom Strahler mit einer prozentuellen statistischen Ungenauigkeit von 2% berechnet. Um die Gültigkeit der Kermanäherung an dem Phantomrand zu untersuchen wurden separate MC-Simulationen unter Einschaltung des Sekundärelektronentransports durchgeführt. Die Ergebnisse zeigten, dass an dem jeweiligen Phantomrand des Wasserphantoms die Dosis von der Wasserkerma weniger als 1% abweicht und demzufolge das angenommene Sekundärelektronengleichgewicht an dem Phantomrand gewährleistet wird. In den Abbildungen 3.11a, 3.11b, 3.11c und 3.11d zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den mit dem Dosisrechenmodell und den MC Simulationen ermittelten Dosisleistungswerten. Die BPS berechneten Dosisleistungswerten weichen hingegen von den MC-Dosisergebnissen deutlich ab. Für die Phantomaußenradien $R=3\text{cm}$, $R=5\text{cm}$, $R=8\text{cm}$ und $R=10\text{cm}$ gelingt es mit dem analytischen Modell die Dosisleistung zu korrigieren, unter Berücksichtigung des Mangels an Photonenrückstreuung in der Umgebung des Phantomrandes. Sie weicht jeweils um maximal 4% für alle Phantomaußenradien von den entsprechenden MC-Dosisergebnissen ab. Die durchschnittliche Überschätzung der Gesamtdosisleistung vom BPS für einen im jeweiligen Phantom zentrierten ^{192}Ir -Strahler gegenüber den MC-Dosisergebnissen in allen Abständen r ist 12% für $R=3\text{cm}$, 13.5% für $R=5\text{cm}$, 11.8% für $R=8\text{cm}$ und 9.3% für $R=10\text{cm}$ und hat ein Maximum von bis zu 42%.

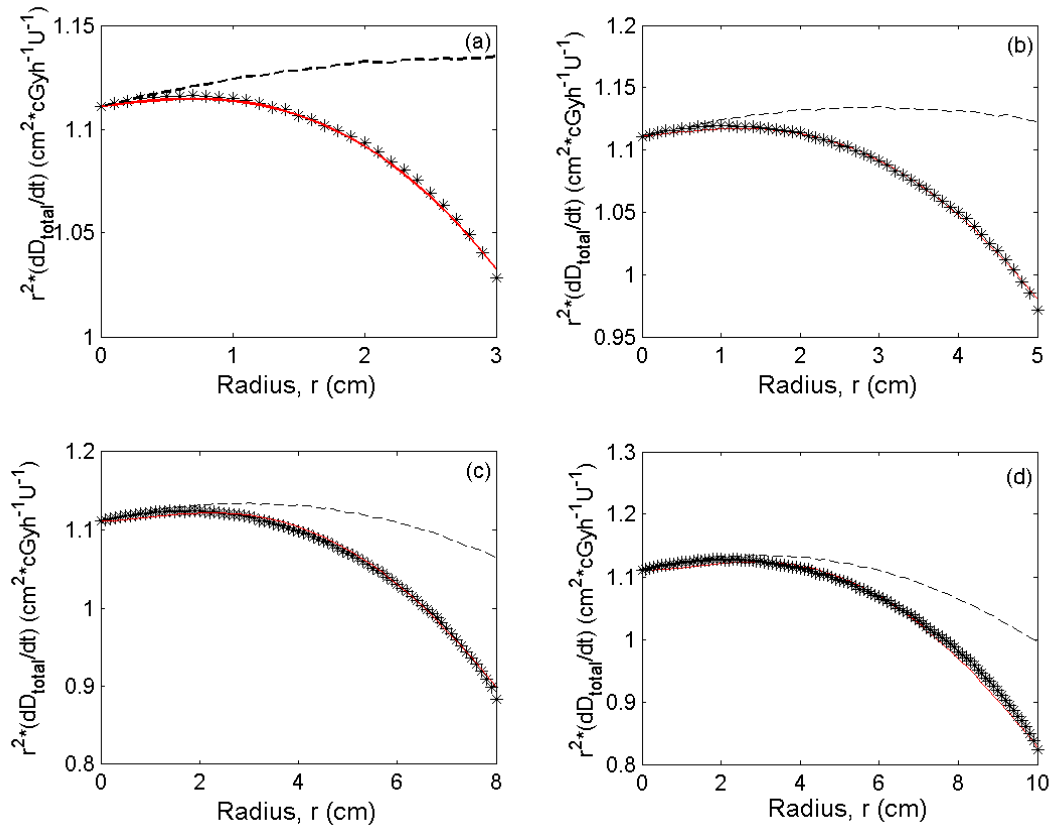


Abbildung 3.11: Für einen Phantomaußenradius von (a) $R=3\text{cm}$ (b) $R=5\text{cm}$ (c) $R=8\text{cm}$ und (d) $R=10\text{cm}$ werden die analytisch berechneten (rote Linie) und die mit MC-Berechnungen bestimmten (*) Gesamtdosisleistungswerte pro Einheit Strahlerstärke S_k und multipliziert mit dem Abstandsquadrat dargestellt. Die gestrichelten Linien zeigen die in einem Phantom mit dem Außenradius von 15cm entsprechenden Gesamtdosisleistungswerte (BPS)

Als nächster Schritt wird die Untersuchung des Einflusses der exzentrischen Position eines in einem 15cm großen Phantom liegenden ^{192}Ir -Strahlers auf die Dosisverteilung betrachtet. Die Abbildungen 3.12a bis 3.12d zeigen die Dosisüberschätzung gegenüber der MC-Dosisleistungsergebnisse auf der proximalen Seite zum Phantomrand. Diese Abbildungen zeigen auch den gegensätzlichen Effekt der Dosisunterschätzung für Dosispunkte in dem Phantominneren. In der Abbildung 3.12a überschätzt das BPS die Dosisleistung für $y=0\text{cm}$ um bis zu 13% verglichen mit den MC-Dosisleistungsergebnissen am proximalen Phantomrand. Diese Gesamtdosisüberschätzung entlang der x-Achse von BPS wird jedoch mit dem Positionieren des ^{192}Ir -Strahlers näher zum Phantomrand in den Abbildungen 3.12b, 3.12c und 3.12d abgeschwächt, da für radiale Abstände $r \leq 6\text{cm}$ der Mangel an Photonenrückstreuung von der Vorherrschaft der Primärphotonendosisleistung kompensiert wird.

Für die BPS-Dosispunkte in den Abbildungen 3.12a bis 3.12d, die auf der proximalen Seite und in der Nähe zum Phantomrand bei $y \neq 0\text{cm}$ liegen, kann man einen ähnlichen Effekt der Dosisleistungsüberschätzung beobachten. Dieser Effekt nimmt mit abnehmendem Abstand des Strahlers vom Phantomrand zu und erreicht einen maximalen Wert von 16% für die $0.005\text{cGy h}^{-1}\text{U}^{-1}$ Isodosisleistungslinie in der Abbildung 3.12d, in der der Abstand vom Strahler zum Phantomrand 2.5cm beträgt. Dieser Effekt lässt sich durch die Vorherrschaft des Streuphotonenendosisanteils in diesen großen Abständen erklären, der desto signifikanter wird, je größer die Abstände vom Strahler am Phantomrand werden.

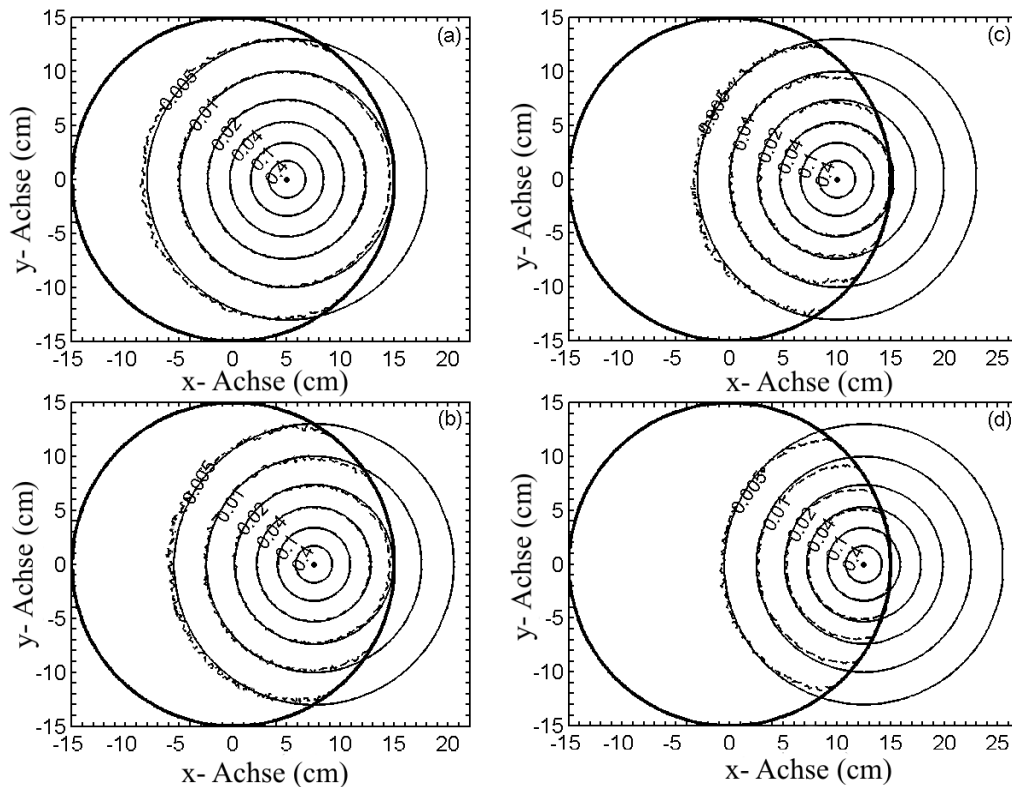


Abbildung 3.12: MC berechnete Isodosisleistungslinien in Einheiten von $\text{cGy h}^{-1} \text{U}^{-1}$ (---) für einen in einem 15cm großen Phantom exzentrisch in einem Abstand (a) $d=5\text{cm}$, (b) $d=7.5\text{cm}$, (c) $d=10\text{cm}$ und (d) $d=12.5\text{cm}$ liegenden ^{192}Ir Punktstrahler von der Phantommitte. BPS Isodosisleistungslinien (—) werden auch zusammen mit dem überlagerten Umfang des kugelförmigen Phantoms dargestellt

In diesem Bereich mangelt es sowohl an lateral hineingestreuten als auch an rückgestreuten Photonen in der realen Phantomgeometrie, und dies wird von den BPS Dosisberechnungen berücksichtigt. Die im Phantominneren und in der Nähe des Phantommittelpunkts liegenden BPS-Dosisleistungspunkte in der Abbildung 3.12d weisen eine Unterschätzung gegenüber den MC-Dosisleistungspunkten auf. Dies wird hauptsächlich für die Isodosisleistungslinie von $0.005\text{cGy h}^{-1} \text{U}^{-1}$ sichtbar, die sich in einem Abstand von etwa 10cm vom Strahler bildet, in dem der Streuphotonendosisbeitrag zur Gesamtdosisleistung am größten ist. Die BPS-Dosisunterschätzung weist ein Maximum von 10% in der Abbildung 3.12b, die jedoch stufenweise von der Abnahme der erzeugten Streuphotonen und deren Dosisbeitrag durch das Verlassen des Phantoms kompensiert wird. Die maximalen BPS Dosisüberschätzungen betragen 6%, 10%, 4% und 2% jeweils für die Abbildungen 3.12a bis 3.12d. Die Abbildung 3.12 lässt darauf schließen, dass für klinische Implantate der Brachytherapie, in denen der Strahler sich in einem Abstand von weniger als 6cm zum Körper Rand im Zielvolumen aufhält, die gravierendsten Abweichungen der BPS-gestützten-Dosisberechnung nicht in dieser Region auftreten, sondern vielmehr in den weitentfernten Regionen vom Strahler ($r > 6\text{cm}$) entweder tief im Körper oder auf der dem Strahler abgewandten Seite des Körper Randes. Der Einfluss auf die Dosisverteilung bei der Verwendung einer Vielzahl von Strahlerhaltepositionen in einem Brustimplantat für die Brachytherapie wird in Kapitel 3.3.3 ausführlich untersucht.

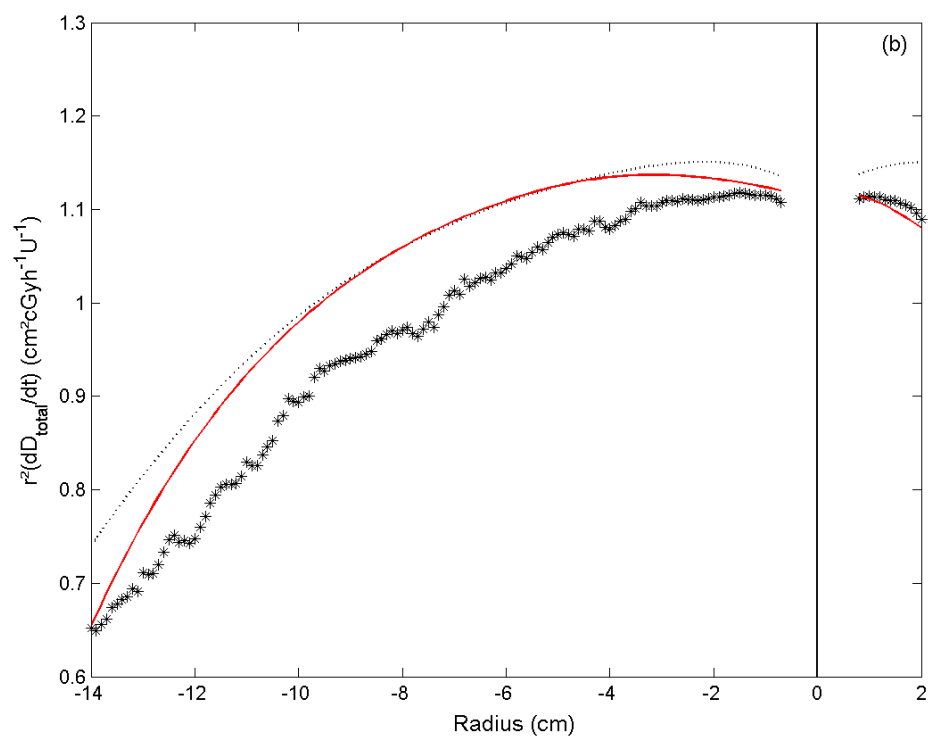
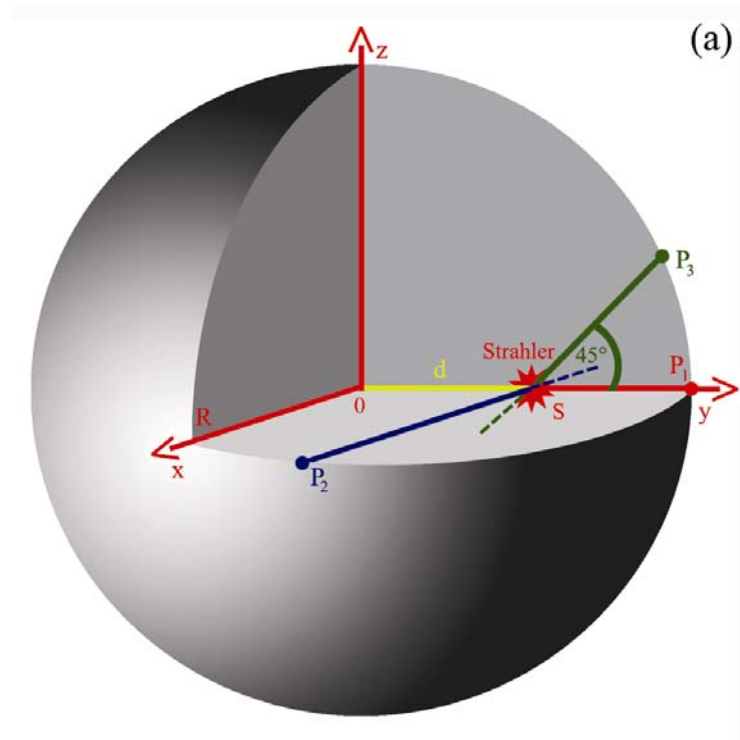
Die MC-Dosisleistungsergebnisse in der Abbildung 3.13 ergeben sich durch die Berechnung der Photonenenergiefluenz mit dem *F4-Tally in MCNP [Bri00] (siehe hierfür Kapitel 2.4.1) und deren anschließenden Gewichtung über die energieabhängigen

Massenenergieabsorptionskoeffizienten in würfelförmigen Zellen der Dimensionen 0.1cm x 0.1cm x 0.1cm. Die Mittelpunkte dieser würfelförmigen Zellen liegen genau entlang der dargestellten SP_i Linien in der Abbildung 3.13a. Durch die steil divergierenden Photonentracks in den MC-Scoring-Zellen im Abstandsbereich von 0.1cm bis 0.7cm kommt es zu den MC-Teilvolumenartefakten. Daher werden die Gesamtdosisleistungsergebnisse für Abstände $r > 0.8\text{cm}$ vom Strahler dargestellt. Die MC Dosisleistungsergebnisse weisen eine prozentuelle statistische Ungenauigkeit im ersten Konfidenzintervall von bis zu 3.5% in der Abbildung 3.13b und bis zu 1.2% für die Abbildungen 3.13c und 3.13d auf.

Aus der Abbildung 3.13b wird ersichtlich, dass die Verwendung des analytischen Dosisrechenmodells zum Phantomrand hin die Gesamtdosisleistung korrigiert. Die Gesamtdosisleistung wird um maximal 1.7% verglichen mit den entsprechenden MC-Dosisleistungswerten unterschätzt, während das BPS die Gesamtdosisleistung um maximal 5.5% überschätzt. Im Phantominneren und in der Richtung der negativen y- Achse überschätzt das analytische Dosisrechenmodell genauso wie das BPS die Dosisleistung gegenüber den MC-Dosisergebnissen um maximal 11%. Es korrigiert die Dosisleistung nur in den Abständen von 0.8cm bis 5cm und von 11cm bis 14cm. Da der Primärphotonendosisanteil von den Phantomabmessungen unabhängig ist, lässt sich dieser Unterschied auf den Streuphotonenbeitrag in diesen Abständen zurückführen. Das analytische Modell unterstellt in der Richtung der negativen y- Achse mit der Berechnung des Abstandes vom Strahler zum Schnittpunkt ($R+d=14\text{cm}$ auf der negativen y- Achse) eine 14cm große „Streuzentrenkugel“, in der der ^{192}Ir -Strahler zentriert ist (siehe hierfür Kapitel 2.5.6).

Mit zunehmendem Abstand werden die Streuphotonen unter größeren Polarwinkeln zu ihrer Primärphotonenflugrichtung (d.h. hier zu der y- Achse) hinaus- oder hineingestreut. Das von dem Dosisrechenmodell für eine 14cm große Kugel um die y- Achse umgebende angenommene Streuvolumen ist größer als das die Streuzentren enthaltende Volumen in der 8cm großen Phantomkugel. Dies verursacht die Überschätzung der Streudosisleistung, die die Überschätzung der Gesamtdosisleistung zur Folge hat. Diese Überschätzung wird jedoch ab einem Abstand von 11cm geringer, weil die Streuphotonen von dem Phantom austreten und die fehlende Rückstreuung wird von dem hier vorgestellten Dosisrechenmodell berücksichtigt. Am Phantomrand bei -14cm wird die Gesamtdosisleistung von dem analytischen Dosisrechenmodell bis um etwa 15% korrigiert, und es ist in keinem Abstand ungenauer als das BPS.

Die Abbildung 3.13c zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der MC- mit den analytischen Dosisleistungsergebnissen. Die Dosisüberschätzung des analytischen Dosisrechenmodells beträgt maximal 1.5% verglichen mit den MC-Dosisleistungsergebnissen, während die maximale BPS Dosisleistungsüberschätzung am Phantomrand bei etwa 13% liegt. In der Abbildung 3.13d und auf der Strahler zugewandten Seite des Phantoms unterschätzt das analytische Dosisrechenmodell die Gesamtdosisleistung um etwa 1%, während das BPS die Dosisleistung um maximal etwa 3.6% verglichen mit den MC Dosisleistungsergebnissen überschätzt. Auf der Phantomseite unterhalb der xy- Ebene in der Abbildung 3.13a weist das Dosisrechenmodell eine maximale Abweichung von 4% den MC Dosisleistungsergebnissen gegenüber auf und korrigiert die bis zu 28% betragende Überschätzung der Dosisleistung von BPS am Phantomrand.



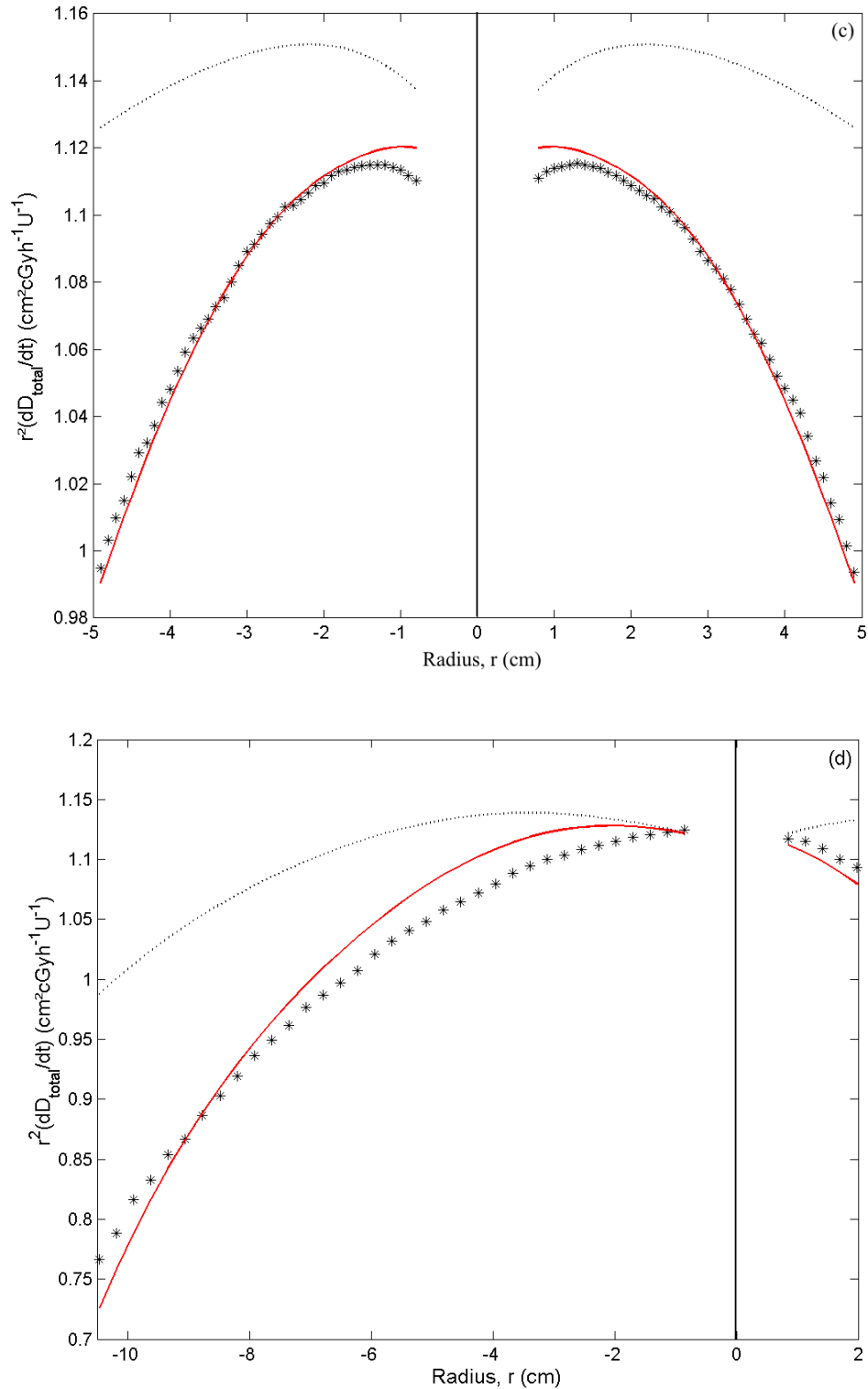


Abbildung 3.13: Die in der Phantomgeometrie (a) für einen in einem Abstand $d=6\text{cm}$ in einem 8cm großen kugelförmigen Phantom exzentrisch liegenden Strahler analytisch (rote Linie), MC (*) und BPS (...) berechnete Gesamtdosisleistung pro Einheit S_k multipliziert mit dem Abstandsquadrat in Einheiten von $\text{cm}^2\text{cGy h}^{-1}\text{U}^{-1}$ für (b) entlang der ganzen y -Achse (c) entlang der SP_2 Linie in deren Mitte der ^{192}Ir Strahler liegt und (d) entlang der SP_3 Linie die unter 45° die xy -Ebene an der Stelle des ^{192}Ir Strahlers durchquert. Die gestrichelten Linien deuten auf die Dosisberechnung für (c) hinter der yz -Ebene und für (d) unter der xy -Ebene hin

Der nächste Schritt ist die Untersuchung des kombinierten Effekts der endlichen Phantomgeometrie mit dem Vorhandensein einer Körperinhomogenität. Die Einlage in der Abbildung 3.14 zeigt die Phantomgeometrie, die dem menschlichen Schädel ähnelt. Zusätzlich ist die Tiefe von 4cm des ^{192}Ir -Strahlers hinter dem Phantomrand eine übliche Tiefe einer Strahlerhalteposition bei der ^{192}Ir -HDR-Brachytherapie von oberflächlich liegenden Hirntumoren.

Alle in der Abbildung 3.14 dargestellten Dosisergebnisse bis zu einem Abstand von $r=2\text{cm}$ stehen in sehr guter Übereinstimmung zueinander. In der Nähe des Phantomrandes jedoch, wird die Primärphotonen- und die Streuphotonenendosisleistung hinter der Knochengrenzfläche von BPS um jeweils 9% und 21% verglichen mit den entsprechenden Dosisleistungsergebnissen überschätzt.

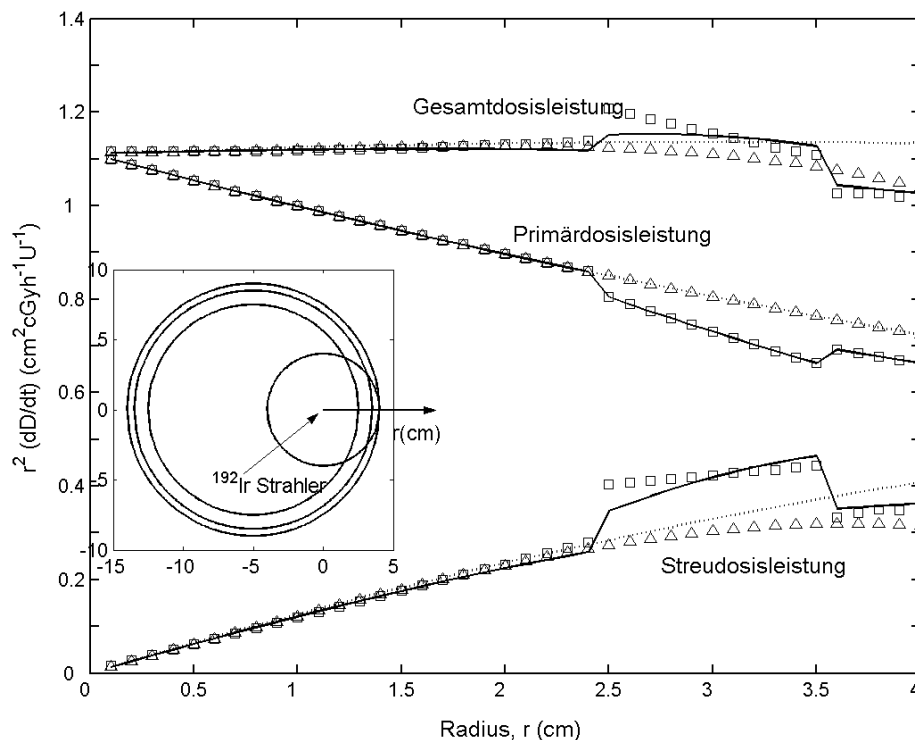


Abbildung 3.14: Monte Carlo ($\square$) und analytisch berechnete ($—$) Dosisleistungsergebnisse (multipliziert mit dem Abstandsquadrat) in einem sphärischen Wasserphantom von $R=9\text{cm}$, das eine 1cm dicke Kortexknocheninhomogenität enthält, die an einem Abstand von $r=7.5\text{cm}$ vom Kugelmittelpunkt positioniert ist. Der ^{192}Ir Punktstrahler liegt exzentrisch in einem Abstand von 5cm vom Kugelmittelpunkt. Die dargestellten Dosisleistungsergebnisse werden als Funktion von r (siehe hierfür die Einlage) aufgetragen. In der Abbildung werden die entsprechenden Dosisleistungswerte für die identische Phantomgeometrie ohne die Knocheninhomogenität (Δ) und für das 15cm große homogene Wasserphantom im BPS ($\cdots$) dargestellt

Dies führt zu einer Überschätzung der Gesamtdosisleistung von 13%. In der realen Phantomgeometrie ohne die Knocheninhomogenität (wasserhomogene Geometrie) wird von den MC-Simulationen die Primärphotonendosisleistung wie erwartet um 9% überschätzt. Die Streuphotonenendosisleistung wird um 5% unterschätzt, verglichen mit den MC Dosisleistungsergebnissen in der realen Phantomgeometrie. Die Verwendung des analytischen Dosisrechenmodells für die Berechnung der Primärphotonendosisleistung ergibt eine sehr gute Übereinstimmung mit der MC-Primärphotonendosisleistung. Die maximale Dosisabweichung beträgt 1%. Die Berechnung der Streuphotonenendosisleistung mit den analytischen Dosisrechenmodell basiert auf der Berechnung von SPR in einer 5cm

großen Kugel, da der Abstand vom Strahler zum Phantomrand mit der Massendichte des Knochens skaliert wird (d.h. $\rho_{\text{Wasser}} \cdot r_{\text{Knochen}} + \rho_{\text{Knochen}} \cdot d_{\text{Knochen}} + \rho_{\text{Wasser}} \cdot r_{\text{K}} = 1.0 \text{ gcm}^{-3} \cdot 2.5 \text{ cm} + 1.92 \text{ gcm}^{-3} \cdot 1.0 \text{ cm} + 1.0 \text{ gcm}^{-3} \cdot 0.5 \text{ cm} = 4.92 \text{ gcm}^{-2} \approx 5.0 \text{ gcm}^{-2}$). Die analytisch berechnete Streuphotonenendosisleistung weist eine maximale 5% Überschätzung gegenüber der MC-Streuphotonenendosisleistung auf. Hinter der Knocheninhomogenität und direkt vor dem Phantomrand berechnet das Dosisrechenmodell die Gesamtdosisleistung mit einer maximalen Abweichung von den MC-Dosisleistungsergebnissen von 3% und korrigiert die Gesamtdosisleistung auch für diese Geometrie.

3.3 Anwendung des Modells an klinischen Testfällen

3.3.1 Transperineale HDR Brachytherapie des Prostatakarzinoms

Für die Implementierung des vorgestellten Dosisberechnungsmodells bei einer homogenen Patientengeometrie und den Vergleich des Modells mit dem in der HDR Brachytherapie etablierten TG-43 Dosimetrieprotokoll wird der Bestrahlungsplan für ein Prostatakarzinom herangezogen.

Patienten, die ein Prostatakarzinom der früheren oder mittleren klinischen Stadien von T1b bis T3b aufweisen, sind gute Kandidaten für die Brachytherapie als Boost-Bestrahlung in Kombination mit der IMRT perkutanen Strahlentherapie, die eine vorteilhafte Alternative zur totalen Prostataresektion darstellen [Kov05]. Insbesondere Patienten mit Prostatatumoren der früheren klinischen Stadien ($\leq T2a$) mit einem Prostata Spezifischen Antigen Wert (PSA) von $\leq 10 \text{ ng/ml}$ und niedrigem Gleason-Score von ≤ 7 aufgrund der publizierten Daten von Phase- I/II- Studien aus den USA [Mar01] und Japan [Yos00] lassen sich mit der dreidimensionalen konformalen HDR Brachytherapie des lokal begrenzten Prostatakarzinoms als einzige Therapie (Monotherapie [Mar01] [Yos00]) alternativ zur permanenten LDR Seed Implantation behandeln [Kov05] [Mart03].

Die HDR Brachytherapie des Prostatatumors wird intraoperativ durch die transperineale Implantation der Brachytherapiekatheter in Vollnarkose oder Spinalanästhesie des Patienten durchgeführt. Die Form, die Länge und das Volumen der Prostata werden mittels transrektalen Ultraschalls (TRUS) bestimmt. Die biplanare 7.5-MHz TRUS –Sonde wird möglichst parallel zur Urethra justiert und dann auf einem Stepper fixiert, so dass nur noch kraniokaudale Bewegungen der Sonde auf dem Stepper möglich sind. Mittels transversaler und sagittaler Ultraschallbilder können Apex und Basis der Prostata definiert sowie Urethra, Rektum und Harnblase dargestellt werden. Ein Template wird dann am Perineum des Patienten auf dem Stepper fixiert und das Koordinatensystem des Templates auf das TRUS- Bild der Prostata projiziert. Die transversalen TRUS- Bilder werden dann vor der Implantation der Brachytherapienadeln der Länge von 20cm und mit dem Durchmesser von 0.19cm in Echtzeit aufgenommen und in das Brachytherapieplanungssystem SWIFT¹ gespeichert. Unter Verwendung der gespeicherten TRUS Bilder werden dann das Planungszielvolumen (PTV) und die Risikoorgane sowohl in der transversalen als auch in den rekonstruierten sagittalen und koronalen Bildebenen konturiert und gespeichert. Als nächster Schritt wird je nach Form und Ausdehnung der Prostata und der Risikoorgane im SWIFT System die Festlegung und die Anzahl der zu implantierenden Nadeln auf dem Template vorgenommen. Die Referenzdosis bei der konformalen 3D- HDR Brachytherapie wird als die mittlere Dosis auf der PTV Oberfläche (engl.: MDPTV) definiert [Kov05] [Mart03]. Die Haltepositionen und die Aufenthaltszeit des ¹⁹²Ir HDR Strahlers in den

¹ SWIFT™ Nucletron B.V., Veenendaal, The Netherlands

virtuellen Kathetern werden unter Berücksichtigung der Patientenanatomie optimiert [Lah99][Lah00][Karo02] und die 3D Dosisverteilung wird berechnet.

Auf der Basis des virtuellen Bestrahlungsplanes erfolgt die Implantation und die Anpassung der Brachytherapiekatheter unter gleichzeitiger Kontrolle deren Position und Tiefe im Zielvolumen mittels der TRUS Bildgebung und des SWIFT Systems. Nach dem Abschluss der Implantation der Brachytherapiesonden wird eine neue TRUS Bildersequenz akquiriert und gespeichert. Der aktuelle Verlauf der Sonden im Zielvolumen wird rekonstruiert und das Planungszielvolumen sowie die Risikoorgane neu eingezeichnet. Anschließend wird die Dosisverteilung neu optimiert [Lah99][Lah00][Mil01] und der aktuelle Brachytherapiebestrahlungsplan erstellt, kontrolliert, gespeichert und an die Afterloading Konsole für die anschließende Patientenbestrahlung kopiert. In dem Fall der Monotherapie ist die Referenzdosis 9.5Gy und wird in vier Fraktionen bis zu einer Gesamtdosis von 38Gy appliziert. Für jede nachfolgende Fraktion wird ein individueller Bestrahlungsplan entweder mit SWIFT anhand von TRUS Bildern oder anhand von CT Bildern mit PLATO[†] BPS erstellt. Wie im SWIFT Planungssystem besteht auch im PLATO BPS die Möglichkeit der automatischen Katheterrekonstruktion [Mil01][Mil00], deren automatischen Aktivierung gemäß den Zielvolumen- und Risikoorgankonturen [Gia00] und die Dosisoptimierung unter Berücksichtigung der Patientenanatomie [Lah99][Lah00][Karo02] erfolgt.

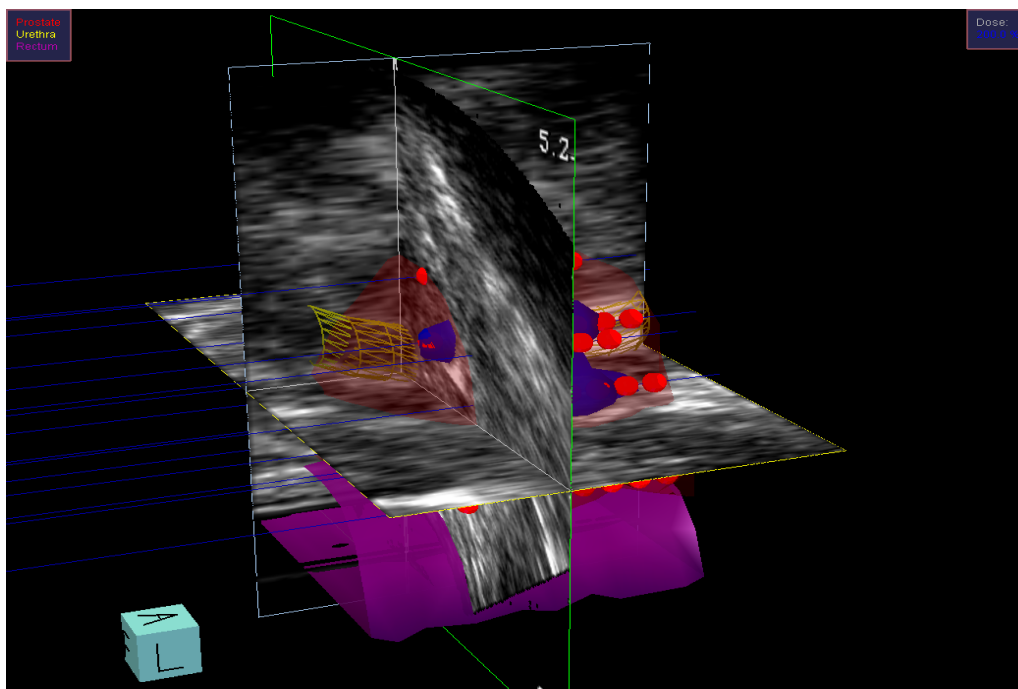


Abbildung 3.15: Transversale, sagittale und koronale TRUS Bilderebenen der Patientengeometrie für die transperineale ¹⁹²Ir HDR Prostata Brachytherapie. Das Zielvolumen ist rot gefärbt, die Urethra ist mit den gelben Gitternetzlinien und das Rektum mit der lila Farbe als 3D Konturen darstellbar. Zusätzlich werden die Brachytherapiekatheter als gerade blaue Linien und die aktiven Strahlerhaltepositionen als rote Kugeln im PTV eingezeichnet

Für die vorliegende Arbeit wurde ein SWIFT generierter Bestrahlungsplan für einen Monotherapie Patienten mit 16 Kathetern und 83 Strahlerhaltepositionen ausgewählt, um die Ergebnisse des analytischen Dosisberechnungsmodells mit den Ergebnissen der auf

[†] PLATO Brachytherapy Planning System v. 14.2.3, Nucletron B.V., Veenendaal, The Netherlands

dem TG-43 Dosimetrieprotokoll Dosimetriealgorithmen für einen klinischen Testfall zu vergleichen [Pan04].

Die Geometrie der Prostataregion für den ausgewählten Patienten wird in den drei TRUS Bildebenen der Abbildung 3.15 darstellbar und die Abbildung 3.16 zeigt die 3D-Konturen von PTV, Urethra und Rektum zusammen mit den 16 virtuellen Kathetern und den 83 optimierten Strahlerhaltepositionen im SWIFT. Sämtliche SWIFT Planungsdaten wurden dann für den ausgewählten Patienten von SWIFT in das PLATO BPS Planungssystem übertragen und die 3D-Dosisberechnung wurde im PLATO BPS berechnet.

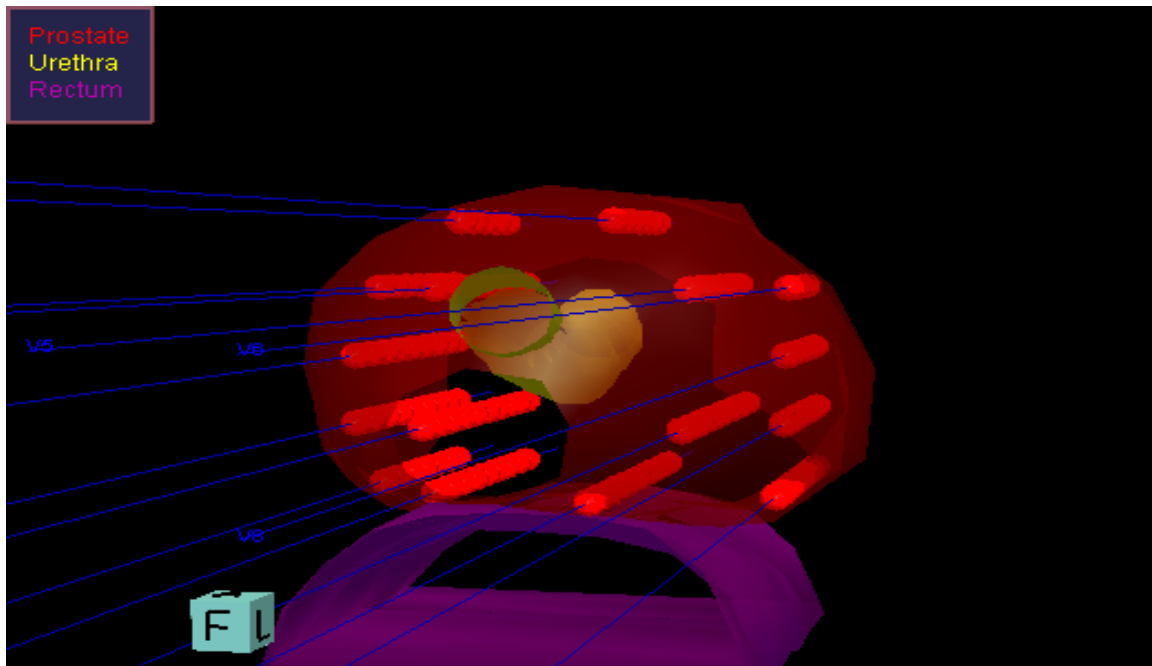


Abbildung 3.16: 3D Ansicht des Prostatazielvolumens (rot) sowie der Urethra (gelb) und des Rektums (lila) mit den 16 zu implantierenden Brachytherapiekathetern und den optimierten Strahlerhaltepositionen im Zielvolumen

Unter Verwendung des SWIFT generierten klinischen Implantates mit den 16 Brachytherapiekathetern und den optimierten 83 Strahlerhaltepositionen im Planungszielvolumen für die Prostatamonotherapie wird die Dosisverteilung durch die Gleichung (2.59) berechnet. Ein in $125 \cdot 10^3$ Voxeln der Abmessungen von $0.2\text{cm} \times 0.2\text{cm} \times 0.2\text{cm}$ unterteiltes würfelförmiges $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 10\text{cm}$ Dosigitter wird für die analytischen Dosisberechnungen exakt wie das von PLATO BPS für das gleiche Implantat benutzte Dosigitter verwendet. Die analytische Dosisberechnung erfolgt mit der Aufsummierung des Dosisbeitrags jeder Strahlerhalteposition multipliziert mit der Strahlerstärke S_k und gewichtet über die entsprechende Strahlerhaltezeit an dieser Position. Die CPU Zeit für die analytischen Berechnungen beträgt auf einem Windows 2000 PC mit einem 2.8GHz Intel IV Prozessor für das Implantat 35s, die in der gleichen Größenordnung mit den PLATO BPS Berechnungen auf eine Workstation des Typs *Silicon Graphics O2* mit einem 400MHz MIPS Prozessor unter dem Betriebssystem IRIX liegen und 20s betragen. Die in den Abbildungen 3.17 und 3.18 dargestellten Dosiswerten werden als prozentuell relative Dosisergebnisse normiert auf die Referenzdosis von $D_{\text{ref}}=9.5\text{Gy}$ sowohl für das analytische Dosisrechenmodell als auch für die PLATO BPS Berechnungen dargestellt.

In der Abbildung 3.17 werden 3D Dosisverteilungen kalkuliert mit dem analytischen Dosisrechenmodell (Abbildung 3.17a) und dem BPS Planungssoftware (Abbildung 3.17b)

für das klinische Prostataimplantat der Abbildungen 3.15 und 3.16 gemäß dem im PLATO BPS benutzten Koordinatensystem (positive z- Achse verläuft in die kraniokaudale Richtung) gezeigt. Die transversale xy- Ebene enthält diejenigen Strahlerhaltepositionen mit den längsten Strahleraufenthaltszeiten in den Kathetern und die xz- Ebene umfasst die Brachytherapiekatheeter 9 bis 12. Ein farbskalierter breiter relativer Dosisbereich von 30% bis 500% der Referenzdosis ermöglicht die visuelle Inspektion der auftretenden Dosisgradienten in dem klinischen Implantat. Die Darstellung der Dosisverteilung deutet auf die gute Übereinstimmung zwischen den Dosiswerten des analytischen Dosisrechenmodells und der BPS Planungssoftware hin.

In der Abbildung 3.18 wird der detaillierte Vergleich des Planungssystems mit dem analytischen Dosisrechenmodell sichtbar, in der Isodosenlinien von 30%, 40%, 50%, 75%, 100%, 150% und 200% der Referenzdosis für die ausgewählte transversale (Abbildung 3.18a) und die koronale Ebene (Abbildung 3.18b) eingezeichnet sind. In dieser Abbildung sind auch die durch die Gleichung (3.1) kalkulierten Werte der Abweichung zwischen BPS und dem analytischen Modell auf einer Pixel-zu-Pixel Basis darstellbar. Die von dem BPS entnommenen Katheter- und Strahlerhaltepositionen sind in der Abbildung auch markiert. Zwischen den BPS und den analytisch errechneten Dosisdatensätzen werden keine feststellbaren Unterschiede beobachtet. Der Pixel-zu-Pixel Vergleich zeigt, dass die absolute Mehrheit der Pixels prozentuelle Abweichungswerte von weniger als 2% aufweisen. Es gibt nur sehr wenige Pixels, die entsprechende Unterschiede von mehr als 2%, jedoch unterhalb von 5%, in der unmittelbaren Nähe der Brachytherapie- und Strahlerhaltepositionen, aufweisen. Dieses Ergebnis deutet auch auf die sehr gute Übereinstimmung des in der vorliegenden Arbeit entwickelten Dosisrechenmodells mit dem TG-43 Dosimetrieprotokoll für homogenes wasseräquivalentes Gewebe in dem Prostataimplantat hin.

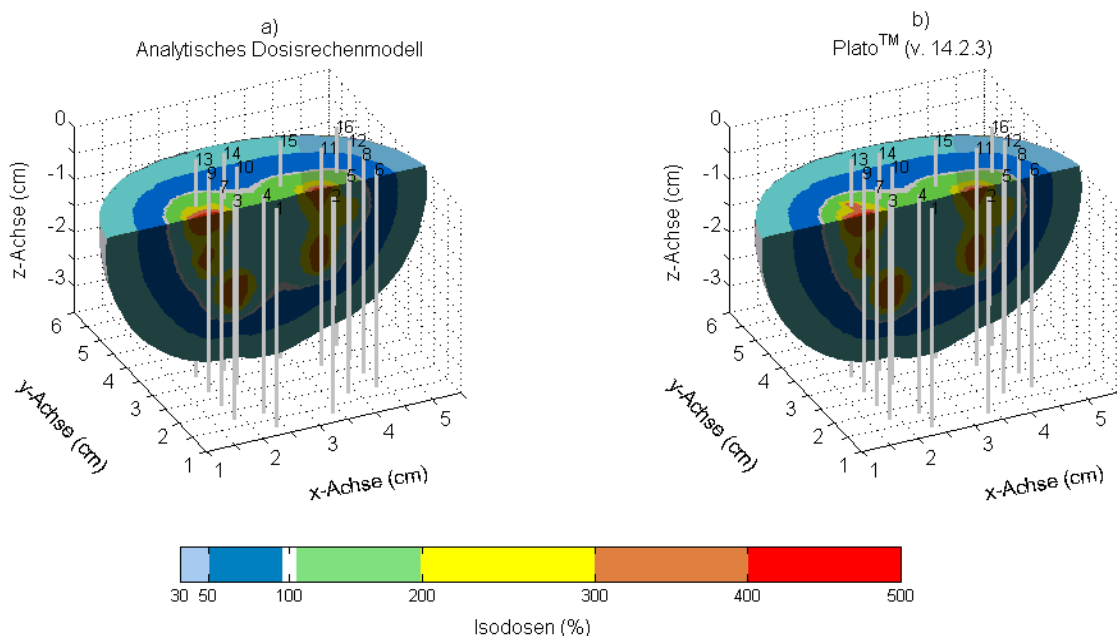


Abbildung 3.17: Farbig skalierte relative Dosisverteilungen für das klinische Prostataimplantat berechnet durch das analytische Dosisrechenmodell (a) und durch das PLATO BPS v. 14.2.3. Planungssoftware. Die Dosisverteilungen sind entlang zwei senkrecht zu einander liegenden Querschnittsebenen dargestellt. Die xy- Ebenen (transversale Ebenen) enthalten die Strahlerhaltepositionen mit der längsten Strahleraufenthaltszeit und die xz- Ebenen (koronale Ebenen) enthalten die eingezeichneten Kathetern 9, 10, 11 und 12. Die Kontur der Referenzdosis ($D_{ref}=9.5\text{Gy}$, 100%) ist mit der weißen Farbe markiert

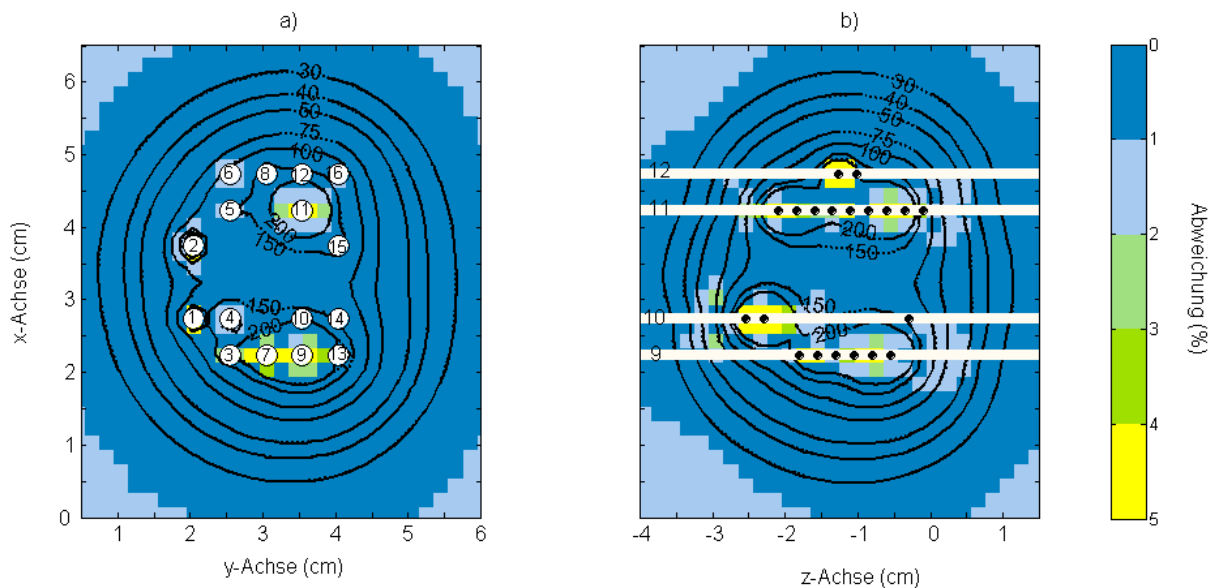


Abbildung 3.18: Mit dem analytischen Dosisrechenmodell (—) und dem PLATO Planungssoftware (- - -) berechnete 2D Isodosenverteilung für die Prostata Monotherapie Behandlung in einer transversalen Ebene, die den 9. Katheter an der Strahlerhalteposition mit der maximalen Strahleraufenthaltszeit durchquert (a) und in einer die Katheter 9, 10, 11, 12 umfassenden koronalen Ebene (b). Die Katheterpositionen sowie die Strahlerhaltepositionen sind auch eingezeichnet. Die Farbskala zeigt die prozentuelle Abweichung zwischen den analytisch und den PLATO berechneten Dosisergebnissen

Zusätzlich wird die Dosisrechengenauigkeit des analytischen Modells im Vergleich mit dem BPS unter Verwendung der integrierten Dosis Volumen Histogramme (DVH) für das bestimmte klinische Implantat der ^{192}Ir HDR Monotherapie untersucht. Den Histogrammen kann man unter anderem auch den Volumenanteil von Zielvolumina und Risikoorganen entnehmen, die einen bestimmten Anteil der Referenzdosis erhalten haben. Dosisberechnungen werden unter Verwendung des analytischen Dosisrechenmodells für $5 \cdot 10^3$ im PTV und $5 \cdot 10^3$ in der Urethra gleichmäßig verteilte Dosispunkte durchgeführt, daraus die DVH-Werte ermittelt und anschließend mit den BPS-DVH-Werten verglichen. Die Ergebnisse sind in der Abbildung 3.19 dargestellt und eine allgemeine gute Übereinstimmung zwischen den analytischen und den DVH Werten ist feststellbar.

Den Empfehlungen der Amerikanischen Brachytherapie Gesellschaft [Nag99] für die transperineale Prostata Brachytherapie entsprechend, werden die D90-, D80-Werte, die als diejenige Dosis definiert wird, die mindestens von jeweils 90% und 80% des Zielvolumens absorbiert wird, von den DVH-Ergebnissen berechnet. Ähnlich wird auch für die Urethra der D10-Wert den analytischen berechneten und den PLATO generierten DVH-Ergebnissen entnommen und zusammen mit den D90- und D80-Werten für das Prostatazielvolumen in der Tabelle 3.5 zusammengestellt.

Die in der Tabelle 3.5 zusammengestellten DVH-Werte betonen die sehr gute Übereinstimmung der BPS-Dosisergebnisse mit dem analytischen Dosisrechenmodell der Gleichung (2.59) für wasserhomogene Geometrien für klinische Implantate, wie das verwendete Implantat der transperinealen ^{192}Ir -HDR Monotherapie. Die Abweichung zwischen Dosisrechenmodell und BPS ist geringer als 1%.

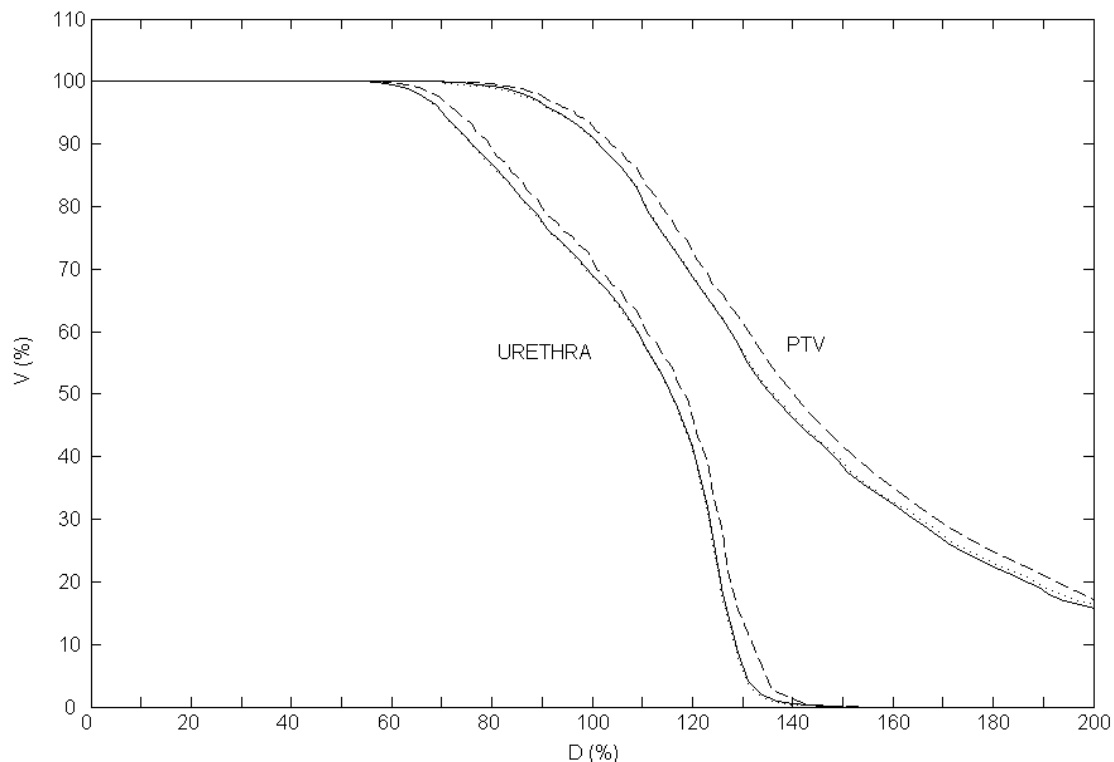


Abbildung 3.19: Analytisch (—) und PLATO BPS (.....) berechnete Dosis Volumen Histogramme für das Prostata Planungszielvolumen und die Urethra als Risikoorgan bei der ^{192}Ir HDR Monotherapie. Entsprechende analytische DVH Ergebnisse für PTV und Urethra unter Beseitigung der Anisotropiefunktion von der Gleichung (2.59) sind auch dargestellt

Berechnungsart	Prostata PTV D90 (Gy)	Prostata PTV D80 (Gy)	Urethra D10 (Gy)
Analytisches Model	9.60	10.55	12.07
PLATO BPS 14.2.3	9.61	10.55	12.16

Tabelle 3.5: D90, D80 analytisch und mit PLATO berechnete Werte für das Prostatazielvolumen und D10 entsprechende Werte für die Urethra als Risikoorgan

Nicht zuletzt sind in der Abbildung 3.19 auch die analytischen DVH-Ergebnisse unter Vernachlässigung der durch die Lliso-Polynome analytisch berechneten (siehe Anhang B) Anisotropiefunktion in der Gleichung (2.59) dargestellt. Die der Tabelle 3.5 entsprechenden Werte sind für das Zielvolumen $D90=9.88\text{Gy}$ und $D80=10.83\text{Gy}$ und für die Urethra $D10=12.5\text{Gy}$. Diese Werte sind etwa um 3% größer als die entsprechenden Werten unter Berücksichtigung der Anisotropiefunktion. Die Berücksichtigung der Anisotropiefunktion in den analytischen Dosisberechnungen für die DVH erhöht die Rechenzeit (CPU Zeit) bei einem 2.8GHz Intel Pentium IV Prozessor unter dem Windows 2000 Betriebssystem für $5 \cdot 10^3$ Dosispunkte im Zielvolumen von 0.3s auf 1.2s. Obwohl der Unterschied von 0.9s wenig signifikant ist, könnte die Anisotropiefunktion während der anfänglichen Stadien der klinischen Bestrahlungsplanungsprozedur vernachlässigt werden um die Optimierung des Planes mit einer höheren Anzahl von Dosispunkten im Zielvolumen und in den Risikoorganen zu beschleunigen, zumal eine höhere Anzahl von

Strahlerhaltepositionen im klinischen Implantat vorkommen kann und die Zeit zwischen Implantation und Bestrahlung möglichst klein gehalten werden muss. Die Anisotropiefunktion kann dann in der Endphase der Dosisberechnung und bei der Erstellung des endgültigen physikalischen Bestrahlungsplanes in das analytische Dosisrechenmodell der Gleichung (2.59) eingesetzt werden.

3.3.2 Intraluminale HDR Brachytherapie des Ösophaguskarzinoms

Als nächster Schritt für die Anwendung des in dieser Arbeit vorgestellten Dosisberechnungsmodells gilt der klinische Testfall einer intraluminalen ^{192}Ir -HDR-Brachytherapie des Ösophagus. In diesem Kapitel wird der Einfluss von Körperinhomogenitäten auf die Dosisverteilung im Planungszielvolumen sowie in den benachbarten Risikoorganen untersucht. Weiterhin wird auf die durch die Implementierung des analytischen Dosisrechenmodells erfolgende Korrektur der Dosisverteilung und dessen Begrenzungen in Bezug auf das etablierte TG-43 Dosimetrieprotokoll im Vergleich zu MC Berechnungen fokussiert.

Die intraluminale ^{192}Ir HDR Brachytherapie der Speiseröhre wird hauptsächlich als kurative Boost- der perkutanen Strahlentherapie folgend oder als palliative Bestrahlung appliziert [Gas97]. Darüber hinaus wurde diese Behandlungsmethode als alleinige Therapie für Ösophagustumoren der früheren Stadien vorgeschlagen [Hir95][Sur92][Cha99] mit 3 bis 5 Fraktionen von jeweils 5 bis 8 Gy in 0.5cm Gewebstiefe in wöchentlichen Abständen. Als Boost Behandlungsmethode wird die intraluminale HDR Brachytherapie in zwei Fraktionen von 5 bis 7 Gy nach Abschluss der perkutanen Strahlentherapie in einer Gewebstiefe von 0.5cm appliziert. Die Gesamtreferenzdosis der perkutanen Strahlentherapie sollte einschließlich der HDR Brachytherapie 70 Gy nicht überschreiten [Cha99]. Als palliative Radiotherapie bei fortgeschrittenen Tumorstadien empfiehlt sich die intraluminale HDR Brachytherapie im Afterloadingverfahren zur Passageaufweitung bei einer Stenose des Ösophagus [Cha99]. Die Einführung des intraluminalen Brachytherapiekatheters in die Speiseröhre erfolgt üblicherweise unter endoskopischer Kontrolle. Für die Bestrahlungsplanung werden entweder Röntgenaufnahmen oder die CT- bzw. MR- Bildgebung verwendet.

Für die Tumorlokalisation bestimmt die Strahlenbelastung des Rückenmarks sowohl von der perkutanen Strahlentherapie als auch von der Brachytherapie die Dosierungsgrenze für das Zielvolumen. Es ist daher essenziell, eine genaue Dosisbestimmung sowohl für das Rückenmark als auch für die anderen mitbestrahlten Risikoorganen wie das Sternum und die Lungen, die in der Abbildung 3.20 dargestellt sind, durchführen zu können. Aus diesen Gründen wird das Beispiel einer Brachytherapieapplikation ausgewählt, um den Einfluss der inhomogenen Patientenanatomie auf die Dosisberechnung der Brachytherapie zu untersuchen.

Unter Berücksichtigung der durchschnittlichen Ausdehnung, der anatomischen Lage vom PTV und der Entfernung der Risikoorganen vom PTV im Patientenkörper mit Hilfe der klinischen CT transversalen Bilder, wird ein mathematisches anatomicadaptiertes Patientenphantom erstellt, das in der Abbildung 3.21 dargestellt ist. Als Grundlage dafür dient das CT-Bild der Abbildung 3.20 in etwa der Mitte der zu bestrahlenden Ösophaguslänge. Anhand dieses Bildes werden die vereinfachte Form und Größe der einzelnen Körperinhomogenitäten und deren Abstände zum Katheter festgelegt.

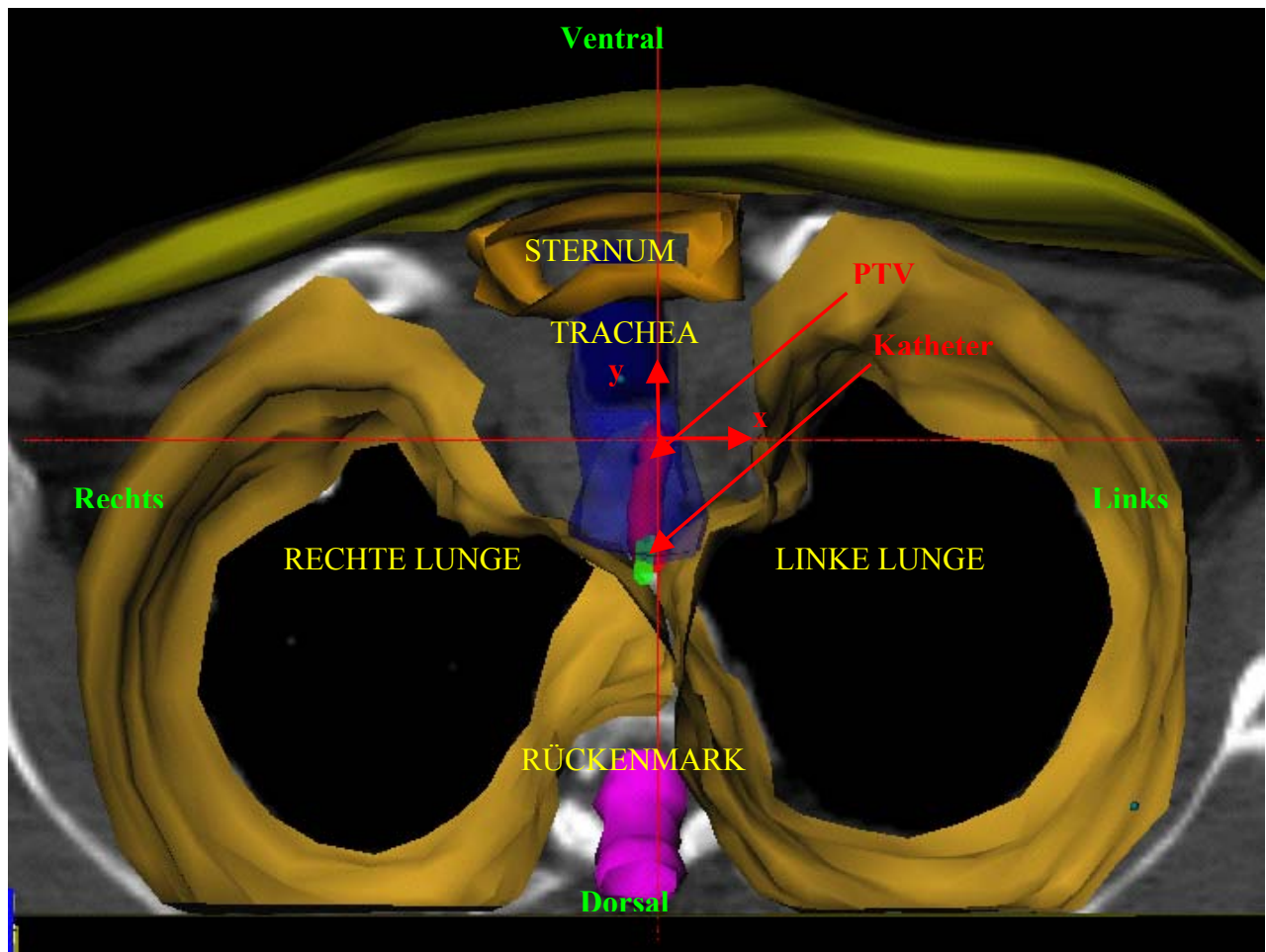


Abbildung 3.20: 3D Darstellung der für diese Arbeit ausgewählte Patientenkörperanatomie für das Beispiel einer Brachytherapie Applikation des Ösophagus. Das CT Bild in etwa der Mitte der zu bestrahlenden Ösophaguslänge wird auch gezeigt

Um die repräsentativen mit dem Brachytherapieplanungssystem PLATO[†] berechneten Dosisverteilungen mit dem MCNPX und dem vorgestellten analytischen Dosisrechenmodell vergleichen zu können, wird ein klinischer PLATO[†] generierter Bestrahlungsplan verwendet, da dieses Bestrahlungsplanungssystem auf dem TG-43 Dosimetrieprotokoll [Nat95] basiert, das die Anisotropiefunktion berücksichtigt und die Geometriefunktion des ¹⁹²Ir-microSelectron HDR Strahlers [Wil95a] über die Linienstrahler-Formulierung annähert. Bei der in den Ösophagus durchgeführten Implantation des Brachytherapiekatheters wird die Referenzdosis von 5 Gy in einem Abstand von 0.5cm von dem gerade entlang der z-Achse zentrierten Katheter an der Ösophaguswand appliziert. Der ¹⁹²Ir Strahler hat eine Strahlerstärke von $S_k=37463\text{U}$. Die Schrittweite der 13 ausgewählten beladenen Strahlerhaltepositionen beträgt 0.5cm und die siebte Strahlerhalteposition liegt auf der $z=0\text{cm}$ Ebene. Die mit dem BPS geplanten und optimierten Strahleraufenthaltszeiten betragen jeweils 6s, 4.8s, 4.1s, 3.9s, 4s, 3.9s, 4.1s, 3.9s, 4s, 3.9s, 4.1s, 4.9s und 6.1s und sorgen für eine zylinderförmige gleichmäßige Dosisverteilung von 5Gy in einer Tiefe von 0.5cm. Die Länge der mit den Strahlerhaltepositionen im Katheter beladenen Region beträgt somit 6cm.

[†] PLATO Brachytherapy Planning System v. 14.2.4, Nucletron B.V., Veenendaal, The Netherlands

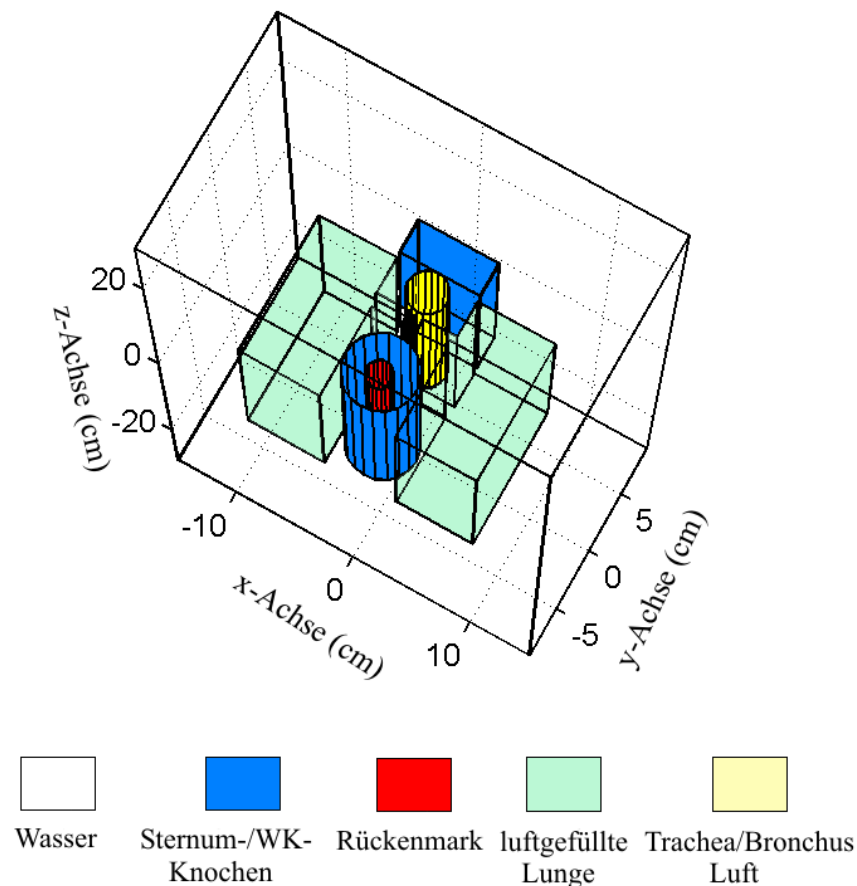


Abbildung 3.21: 3D Darstellung des mathematischen patientenadaptierten Phantoms, das sowohl für die MC als auch für die analytischen Dosismodellberechnungen zugrundegelegt wird

Das in der Abbildung 3.21 dargestellte patientenadaptive mathematische Phantom hat eine Breite von 30cm entlang der x-Achse und eine Länge von 18cm entlang der y-Achse. Alle Körperinhomogenitäten erstrecken sich von -15cm bis 15cm auf der z-Achse in Bezug auf die mittlere Strahlerhalteposition (die siebte Strahlerhalteposition), die auf der Ebene $z=0\text{cm}$ liegt. Es wird dabei angenommen, dass sich die Form der Patientenorgane entlang der z-Achse nicht verändert und z-invariant ist. Die Krümmung der Organe entlang der z-Achse wird in der Phantomgeometrie nicht berücksichtigt. Über die z Ebenen von -15cm und 15cm hinaus werden zwei Wasserschichten der Dicke von jeweils 15cm angelegt, für $-30\text{cm} \leq z \leq -15\text{cm}$ und für $15\text{cm} \leq z \leq 30\text{cm}$, damit Vollstreubedingungen gewährleistet werden können. Das Rückenmark und alle Körperregionen bis auf die Knochenstrukturen, die Trachea und die Lungen in dem mathematischen Phantom der Abbildung 3.21 werden als wasserhomogen betrachtet. Das ausgewählte Material für die rechte und die linke Lunge ist das luftgefüllte Lungengewebe. Alle Knochenstrukturen werden mit Schädelknochenmaterial (Kortexknochen) und die Trachea mit Luft simuliert. Die chemischen Zusammensetzungen und die Massendichten dieser Gewebematerialien werden dem ICRU Bericht 44 [ICRU44-89] entnommen, die in der Tabelle 2.3 zusammengestellt sind. Die Entscheidung über die Wasserhomogenität von Rückenmark und die Auswahl der Luft für die Trachea beruht auf der Kalibrierungskurve der elektronischen Dichte als Funktion der Hounsfield Einheiten, $\rho_e=f(\text{HU})$ für den Siemens CT[¶] der Strahlenklinik des Klinikums Offenbach. Die CT- Werte in der Trachea liegen im

[¶] Siemens SOMATOM 4 PLUS, Siemens Medical Solutions AG, Erlangen, Deutschland

Bereich von $HU = -700$ bis -1000 , die auf die Elektronen- und Massendichte von Luft zurückzuführen sind.

Die MC-Simulationsberechnungen auf der Basis des klinischen BPS Bestrahlungsplanes für das patientäquivalente mathematische Phantom wie auch alle hier vorgestellten MC-Ergebnisse werden mit dem MCNPX 2.4.0 [Hen02] Code durchgeführt. Die 13 Haltepositionen des ^{192}Ir -HDR-microSelectron-Strahlers [Wil95a] in dem Ösophaguskatheter werden in einem einzelnen MC-Run simuliert. Die Simulationsgeometrie mit den als rote Punkte abgebildete 13 Strahlerhaltepositionen sowie die als Funktion der Energie farbkodierten Photonentracks der ersten 100 emittierten Photonen sind in der Abbildung 3.22 dargestellt. Die genauen geometrischen Eigenschaften des ^{192}Ir -HDR-Strahlers werden der Arbeit von Williamson und Li entnommen [Wil95a]. Das verwendete ^{192}Ir -Photonenenergiespektrum wird in Anhang A der Tabelle A.1 entnommen. Der Dosisbeitrag jeder MC simulierten Strahlerhalteposition wird proportional zu dem Verhältnis der entsprechenden Aufenthaltszeit des BPS Planes zu der gesamten Bestrahlungszeit gewichtet und anschließend aufsummiert. Der Elektronentransport wird nicht verfolgt und das Kerma wird der Dosis unter der Annahme des Sekundärelektronengleichgewichts gleichgesetzt. Die RMESH:P pedep Karte (siehe Kapitel 2.4.1) wird hier verwendet, um ein von der Phantomgeometrie unabhängiges rechteckiges Dosisgitter zu definieren. In den Dosisgittervoxeln wird dann die absorbierte Energie pro Voxelvolumen und emittiertes Photon in Einheiten von MeVcm^{-3} berechnet. Die deponierte Energie pro Volumeneinheit in jedem Voxel wird durch Division durch die Massendichte jedes Voxels in absorbierte Energie pro Masseneinheit in MeVg^{-1} umgerechnet. Die Annahme des Sekundärelektronengleichgewichtes bricht jedoch bei Abständen von weniger als 0.1cm vom Strahler [Ang00] und an den Grenzflächen der Inhomogenität zusammen. Aus diesem Grund werden für diese zylinder- oder rechteckförmigen Grenzflächen separate MC-Berechnungen unter der Einschaltung des Sekundärelektronentransports durchgeführt, um die Dosis an diesen Grenzflächen genauer zu berechnen. Um die Ergebnisse in Einheiten nach dem TG-43 Dosimetrieprotokoll auszudrücken, wird eine separate MC-Simulation für die Berechnung der Strahlerstärke pro Aktivitätseinheit S_k/A in Einheiten von UBq^{-1} durchgeführt. Bei dieser MC Berechnung wird der ^{192}Ir Strahler im Vakuum positioniert und die Luftkerma in Luft pro emittiertes Photon in einer Luftzelle berechnet, die an einem Abstand von 100cm auf der Mittelsenkrechte des ^{192}Ir -Strahlers positioniert wird (siehe auch hierfür Kapitel 2.2). 10^7 Photonengeschichten werden simuliert und das S_k/A Verhältnis beträgt $(9.81 \cdot 10^{-8} \pm 0.5\%) \text{UBq}^{-1}$.

Das rechteckige über die Phantomgeometrie gelegte 3D Dosisgitter erstreckt sich von -10cm bis 10cm entlang der z-Achse, von -6cm bis 6cm entlang der x- und der y- Achse in Bezug auf die mittlere Strahlerhalteposition des Implantates (7te Strahlerhalteposition, Koordinatenursprung). Die MCNPX-Dosisgittervoxeln haben eine Abmessung von $0.2\text{cm} \times 0.2\text{cm} \times 0.2\text{cm}$ und sind in ihrer Dimension gleich mit der Auflösung des BPS-Dosisgitters für den in dieser Arbeit verwendeten Bestrahlungsplan. Trotz der sehr feinen Auflösung von 0.2cm , fallen einige von den würfelförmigen Voxels auf die zylinderförmige Peripherie der Trachea, des Rückenmarks und der Wirbelkörper und enthalten demzufolge zwei unterschiedlichen Materialien. Die Dosisergebnisse dieser Voxel werden bei der folgenden Berechnung von DVHs nicht berücksichtigt. Es werden insgesamt $4.5 \cdot 10^7$ Primärphotonengeschichten von den 13 Strahlerhaltepositionen simuliert. Die CPU-Laufzeit auf einem Pentium IV 2.8GHz PC beträgt 90 Stunden. Eine relative statistische Abweichung im 1σ Konfidenzintervall von weniger als 5% ergab sich für jedes einzelne MC-Dosisgittervoxel.

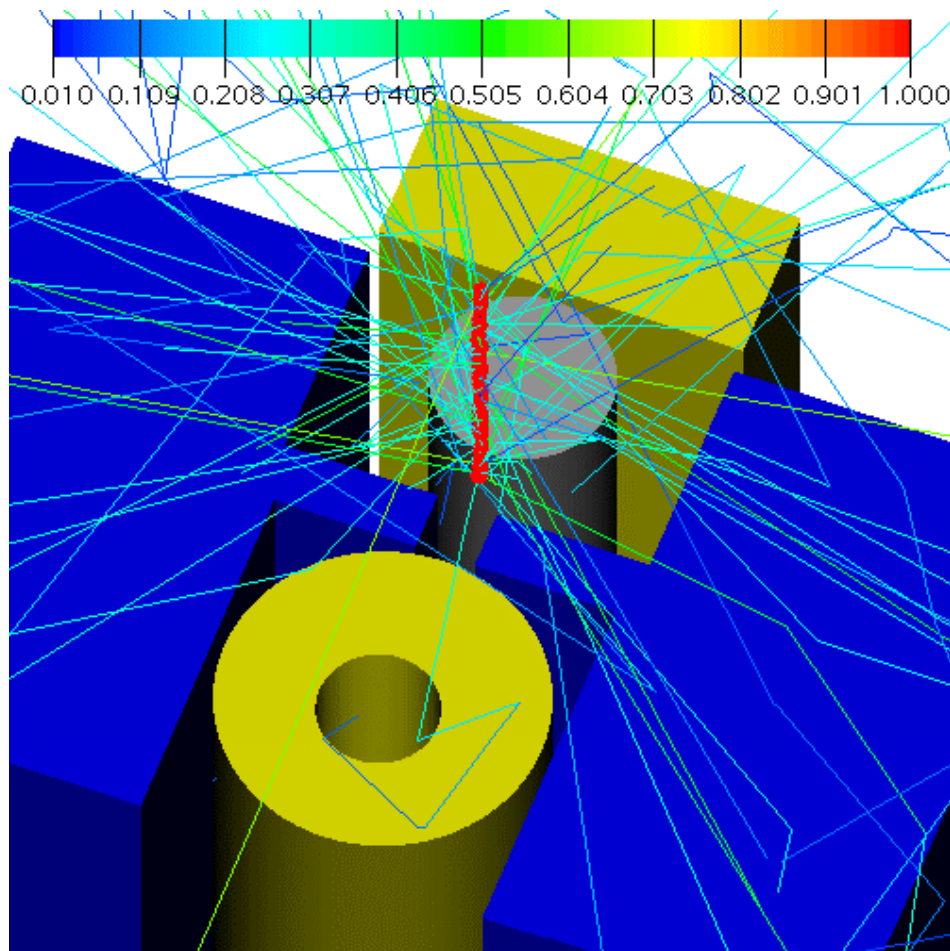


Abbildung 3.22: Mit der SABRINA Software [Rip00] erstellte 3D Visualisierung der Ösophagus MC- Simulationsgeometrie. Die roten Punkten sind die 13 Strahlerhaltepositionen und die Photonentracks werden energetischbezogen farbkodiert. Die Farbskala ist in Einheiten von MeV oben dargestellt. Zur besseren Visualisierung wird die transversale Querschnittsebene $z=-8\text{cm}$ für die 3D Strukturen des patientäquivalenten Phantoms ausgewählt

Die analytische Dosisberechnung erfolgt anhand der Gleichungen (2.58) und (2.62). Die Geometriefunktion $G(r,\theta)$ der Gleichung (2.62) wird wie in Kapitel 2.5.1 und die Anisotropiefunktion $F(r, \theta)$ durch die Lliso- Polynome analytisch berechnet (siehe Anhang B). In der nahen Umgebung des Strahlers, für $r < L$, wird die Anisotropiefunktion gleich eins gesetzt [Pap02]. Die analytische Dosisberechnung erfolgt dann durch die Aufsummierung des Dosisbeitrags jeder Strahlerhalteposition multipliziert mit der Strahlerstärke S_k an dem Bestrahlungsdatum und mit der entsprechenden Aufenthaltszeit an dieser Position. Die Strahleraufenthaltszeiten und die Koordinaten des Mittelpunktes jeder Strahlerhalteposition werden dem PLATO BPS Bestrahlungsplan entnommen. Das 3D-Dosisgitter für die analytische Dosisberechnung wird gleich dem MC Simulationsgitter gewählt. Die CPU-Zeit für die analytischen Berechnungen beträgt auf dem gleichen PC (2.8GHz Intel IV Prozessor) insgesamt 48s. Diese Berechnungszeit liegt in der gleichen Größenordnung wie die PLATO-BPS-Berechnungen auf einer Workstation des Typs *Silicon Graphics O2* mit einem 400MHz MIPS Prozessor unter dem Betriebssystem IRIX. Die analytischen Berechnungen für das Ösophagus-Implantat in diesem mit vielen wasserinhomogenen Strukturen gestalteten patientäquivalenten Phantom sind verglichen mit den MC Berechnungen um mindestens drei Größenordnungen schneller auf einem Standard Windows PC.

Die Abbildung 3.23 zeigt die Dosisverteilung in dem hypothetischen Fall einer wasserhomogenen Geometrie in der Umgebung des Ösophaguskatheters. Die graphische Darstellung der analytischen und der PLATO-BPS-generierten Dosisberechnungen erfolgt in Form von auf die Referenzdosis von 5Gy normierten Isodosislينien. Die mit dem analytischen Dosisrechenmodell sowie die mit dem BPS errechneten Dosisergebnisse weisen eine sehr gute Übereinstimmung auf. Die maximale Abweichung beträgt 1% sowohl in der sagittalen als auch in der transversalen Ebene, wie es aus der Abbildung 3.23 ersichtlich wird. Der Form der Isodosislينien in der Abbildung 3.23b zufolge kann man schließen, dass für die in der Umgebung des Katheters liegenden Dosispunkte der Beitrag der angrenzenden Strahlerhalteposition am größten ist. Darüber hinaus ist die Primärphotonendosis in diesen Abständen wichtig, weil die Rolle der Streuphotonen erst ab 6cm an dem ^{192}Ir -Energiespektrum signifikant wird. Gegenätzlich dazu und durch den steilen Abfall der Geometriefunktion an von dem Katheter weit entfernten Dosispunkten ist die Dosis als Ergebnis aller Strahlerhaltepositionen zu betrachten. Demzufolge ist die Dosis in den Risikoorganen, die an relativ größeren Abständen von dem Brachytherapiekatheter liegen, proportional mit der Anzahl der Strahlerhaltepositionen im Implantat.

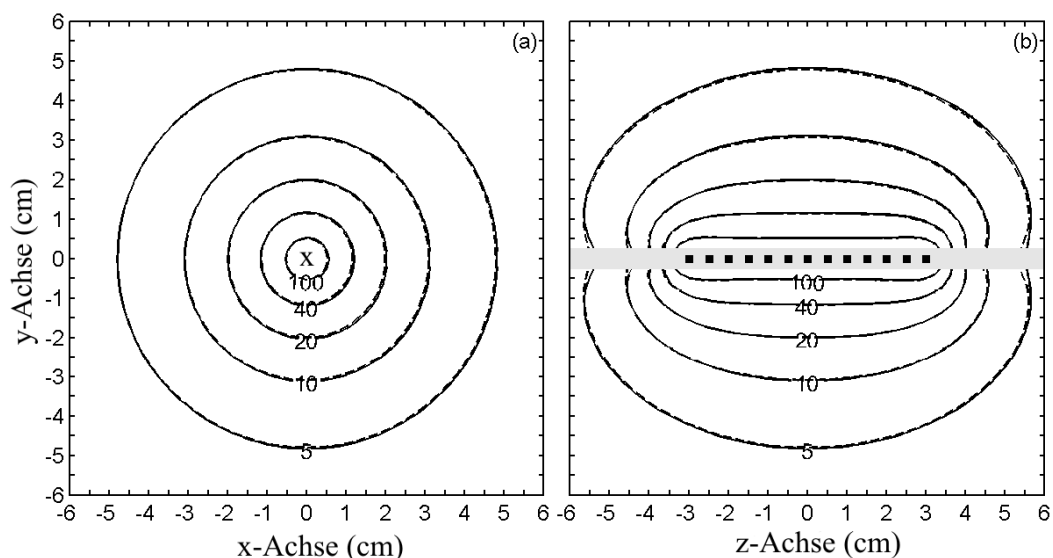


Abbildung 3.23: Die 2D Isodosenverteilung berechnet mit dem analytischen Dosisrechenmodell (—) und dem PLATO BPS (- - -) (a) in der transversalen Ebene $z=0\text{cm}$ und (b) in der den Katheter genau in der Mitte durchquerenden sagittalen Ebene $x=0\text{cm}$. Der Katheter sowie die Strahlerhaltepositionen sind auch eingezeichnet

Würde man zum Beispiel die Anzahl der Strahlerhaltepositionen in dem Katheter erhöhen, würde die dem PTV umfassende 100%-Isodosislينie sich nur entlang der Katheterlängsrichtung (z-Achse) erstrecken, während sich der Rest der Isodosislينien in der Abbildung 3.23b in größere Abständen versetzt würde mit der Erhöhung der Dosis in den Risikoorganen als Folge.

In der Abbildung 3.24 ist die MC-berechnete Dosisverteilung zusammen mit den analytisch berechneten sowie mit der BPS-generierten Dosisverteilungen in der Form der 100%-, 40%-, 20%-, 10%- und 5%-Isodosislينien in der patientenadaptiven Phantomgeometrie dargestellt. Die 100%-Isodosislينie entspricht der Referenzdosis von 5 Gy.

Der Vergleich zwischen den MC-, den BPS- und den analytischen Dosisergebnissen für die 100% Isodosislينie zeigt keinen Unterschied. Das Vorhandensein der Körperinhomogenitäten in der Umgebung des PTVs beeinflusst die Dosisverteilung im

Zielvolumen nicht und das Bestrahlungsplanungssystem sowie das analytische Dosisrechenmodell sind in der Lage verglichen mit den MC Berechnungen sehr genau die Dosisverteilung zu bestimmen. Dies kommt durch die Vorherrschaft des Primärphotonendosisanteils in diesen kleinen Abständen zustande. Für die Risikoorgane können jedoch feststellbare Unterschiede der Dosisverteilung beobachtet werden. Es muss darauf hingewiesen werden, dass die an den runden Grenzflächen der Körperinhomogenitäten auftretenden Spikes der MC-Isodosislينien durch die in diesen Regionen teils zwei Gewebematerialien enthaltenden Voxel des rechteckigen MC-Dosisgitters hervorgerufen werden und diese MC Werte werden bei der Auswertung nicht berücksichtigt.

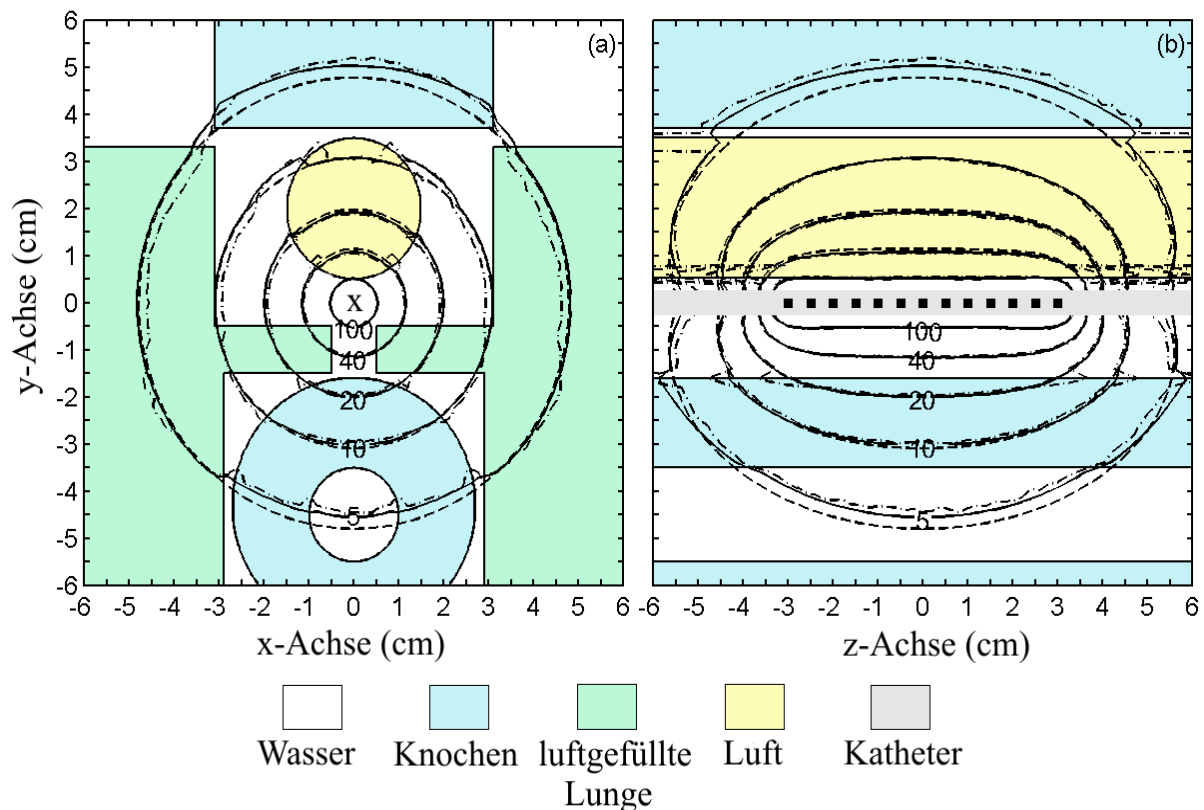


Abbildung 3.24: Die 2D Isodosenverteilung berechnet mit dem analytischen Dosisrechenmodell (—) dem PLATO BPS (- - -) und dem MCNPX Code (- . - . -) (a) in der transversalen Ebene $z=0\text{ cm}$ und (b) in der sagittalen Ebene $x=0\text{ cm}$. Der Katheter sowie die Strahlerhaltepositionen sind auch eingezeichnet

Bezüglich des Rückenmarks kann das eine wasserhomogene Geometrie unterstellende BPS die erhöhte Abschwächung der Strahlung im Wirbelkörper nicht berücksichtigen, was eine Abnahme der Dosis im Rückenmark zur Folge hat. Dies manifestiert sich mit dem Schrumpfen der 5%-MC-Isodosislينie im Rückenmark in der Abbildung 3.24, das nur von dem analytischen Dosisrechenmodell berücksichtigt wird. Das BPS überschätzt folglich die Dosisverteilung im Rückenmark um 13% verglichen mit den MC Ergebnissen. Berücksichtigt man, dass die Vorbelastung und die Überdosierung des Rückenmarks für die Applikation höherer Dosen an dem Ösophagus ein limitierender Faktor ist, könnte die Referenzdosis am Ösophagus mit der ^{192}Ir -HDR-Brachytherapie in diesem Fall um bis 13% erhöht werden. Darüber hinaus könnte die Verwendung des analytischen Rechenmodells in diesem Fall die Dosisergebnisse um mindestens 10% korrigieren.

Im Falle des Sternums zeigt die Abbildung 3.24 den inversen Effekt der Unterschätzung der Dosisverteilung vom BPS verglichen mit den MC-Dosisberechnungen. Sie beträgt

maximal 15%. Das Vorhandensein von Luft in der Trachea zwischen dem Brachytherapiekatheter und dem Sternum-Knochen resultiert in einer Reduktion der Abschwächung der in das Sternum eintretenden Photonenfluenz. Dies wird vom BPS in den Dosiskalkulationen nicht berücksichtigt. Das Sternum liegt in größeren Abständen vom Katheter als das Rückenmark. Dadurch hat sich ein wesentlicher Beitrag des Streuphotonenanteils aufgebaut, der die erhöhte Abschwächung der Photonenfluenz im Knochen im Verhältnis zum Wasser kompensiert. Auch dies wird von BPS nicht berücksichtigt und die Vergleiche zwischen der MC-5%-Isodosisl Linie mit der 5%-BPS-Isodosisl Linie ergeben einen maximalen 15%igen Unterschied. Diese Abweichung wird durch die Verwendung des analytischen Dosisrechenmodells korrigiert und die analytisch berechneten Dosiswerten weichen von den entsprechenden MC Werten um maximal 5% ab.

Trotz allem beziehen sich diese Abweichungen der BPS-Dosiswerte von den MC-Dosiswerten in diesem Fall auf die 5% Isodosisl Linie. Dies würde sich jedoch im Falle der Verwendung von zusätzlichen Strahlerhaltepositionen im Ösophaguskatheter ausweiten und demzufolge die 10% oder höhere Isodosisl Linien betreffen, die durch die Risikoorgane durchgehen würden. Bezüglich der Dosisverteilung in den luftgefüllten Lungen weichen die BPS-Dosiswerte von den MC-Dosiswerten aufgrund der niedrigeren Massendichte der Lungen im Verhältnis zum Wasser ab. Dies wird von den großen Lungenvolumina und der Änderung der lateralen Photonenstreuung verursacht. Das Dosisrechenmodell ist nicht imstande, die Dosisverteilung in den großen Lungenvolumina zu korrigieren. Das kommt durch die Tatsache zustande, dass die Streudosisberechnung mit dem vorgestellten analytischen Dosisrechenmodell entlang der Pfadlänge der Primärphotonen erfolgt, und die Unterschiede in der lateralen Streuung durch das Vorhandensein einer Inhomogenität nicht berücksichtigt werden. Dies ist für relativ kleinere oder mittelgroße Inhomogenitäten unwichtig. In großen Körperinhomogenitäten und in großen Abständen vom Strahler ($r > 6\text{cm}$) nimmt es aber an Bedeutung zu. Eine Limitation ist also die lateralen Hinein- oder Herausstreuung der Photonen in großvolumigen Körperinhomogenitäten Rechnung zu tragen, vor allem wenn sie an größeren Abständen zu den Strahlern positioniert sind [Ana04].

Der Einfluss der Körperinhomogenitäten auf die Dosis im PTV und in den Risikoorganen wird zusätzlich mit Hilfe der in der Abbildung 3.25 dargestellten DVHs untersucht. Die DVHs werden sowohl für das PTV als auch für die Risikoorgane mit der PLATO Planungssoftware (EVAL Modul), mit MCNPX und dem analytischen Dosisrechenmodell für das gleiche Dosisgitter berechnet. In der Abbildung 3.25a zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den MC, den analytischen und den BPS-DVH-Werten, die darauf hindeutet, dass die umliegenden Körperinhomogenitäten keinen Einfluss auf die Dosisverteilung im PTV haben und folglich sowohl BPS als auch das analytische Dosisrechenmodell sehr genaue Dosisergebnisse liefern.

Aus den Abbildungen 3.25b und 3.25c wird ersichtlich, dass das BPS im Rückenmark die Dosis bis zu maximal 60% verglichen mit den MC-Ergebnissen überschätzt, und umgekehrt im Sternum um maximal 40% unterschätzt. Das Dosisrechenmodell erweist sich sowohl für das Rückenmark als auch für das Sternum als fähig die Dosis genauer im ganzen Bereich der Volumenanteile zu bestimmen und weicht von den MC-DVH-Werten um maximal 5% ab. Nur in dem Fall der Berechnung der DVH in den Lungen in der Abbildung 3.25d kann das analytische Dosisrechenmodell wie das BPS die Dosis nicht genauer ermitteln. Dennoch führt es zu keinen größeren Abweichungen von den MC-berechneten DVH-Werten als das BPS generierte DVH. Die maximale Abweichung der analytischen DVH-Ergebnisse von den MC-DVH-Ergebnissen beträgt etwa 25%.

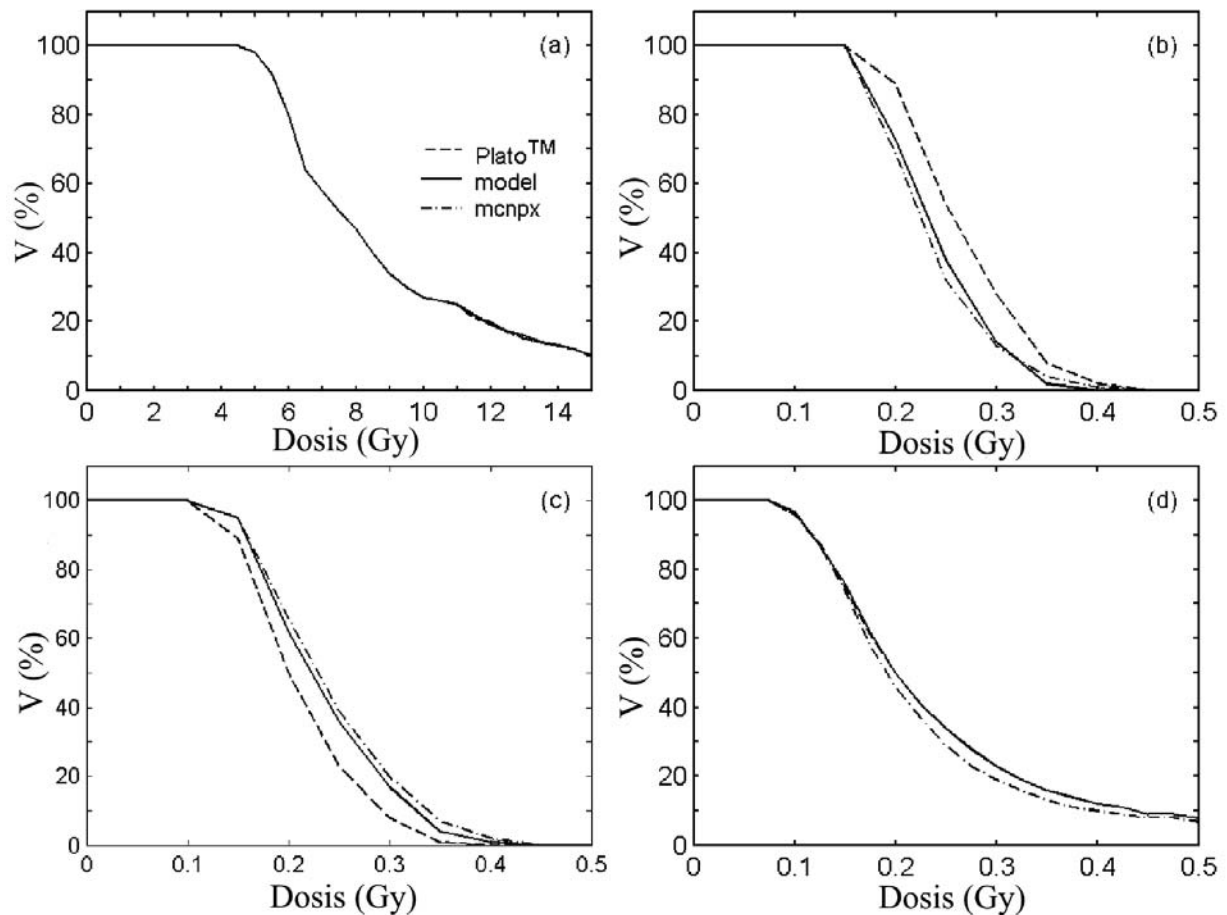


Abbildung 3.25: Analytische, PLATO BPS- und MC- berechnete DVH für (a) das PTV (b) das Rückenmark (c) das Sternum (d) die Lungen für eine klinische ^{192}Ir HDR Ösophagus Brachytherapie und eine wasserinhomogene patientäquivalente Phantomgeometrie

3.3.3 Interstitielle Brachytherapie eines Brusttumors

In den letzten Jahren hat die ^{192}Ir -HDR-Brachytherapie als Behandlungsmethode für Brusttumoren entweder als Boostbestrahlung kombiniert mit der perkutanen Strahlentherapie oder als einzige Bestrahlungsmethode an dem Tumorbett nach einer brusterhaltenden chirurgischen Operation von Tumoren der früheren Stadien (<T2 nach der TNM Klassifikation) an Bedeutung gewonnen [Vic99][Bag01][Per95].

Die CT-gestützte HDR Brachytherapie erfolgt mit einem CT-Scan der thorakalen Region der Patientin und der Aufnahme der 0.3 bis 0.5cm dicken CT-Schnittbildern in ein Simulationsprogramm für 3D-Planung und -Simulation, in diesem Fall ProSoma[™]. Die Form und die Ausdehnung des Tumors werden visualisiert, definiert und eingezeichnet. Gleichzeitig werden die möglichen Konfigurationen der Implantation der Brachytherapiekatheter in dieser Phase diskutiert. Als nächster Schritt folgt die Implantation der flexiblen, aus Kunststoff bestehenden Brachytherapiekatheter unter Lokalanästhesie in die Brust. Die Implantation der Durchziehsonden erfolgt unter CT-Kontrolle entweder durch die Rasterlöcher einer Schablone, die an der Haut der Patientin fixiert ist, oder „frei- Hand“ ohne Schablone mit dem Nähen der Sonden an der Haut. Nach der Implantation wird der endgültige CT-Scan durchgeführt und die CT-Bilder werden in das BPS geschickt, wo das PTV und die Risikoorgane eingezeichnet und der

[™] ProSoma, MedCom GmbH, Darmstadt

Bestrahlungsplan mit der Rekonstruktion, der Aktivierung der Strahlerhaltepositionen und der anschließenden Optimierung erstellt werden. Die Dosisfraktionen von 4 bis 5 Gy bis zu einer Gesamtdosis von 32Gy oder 40Gy werden zweimal täglich verabreicht [Vic99][Bag01][Per95].

In der ^{192}Ir -HDR-Brachytherapie des Mammakarzinoms wird die endliche Abmessung der Brust und der Patientenkörperanatomie von den BPS noch nicht berücksichtigt. TLD-Messungen [Man01], die in Phantomen und *in vivo* an der Patientenhaut durchgeführt wurden, zeigten eine Dosisüberschätzung an der Patientenhaut von bis zu 14% im Phantom und bis zu 4% für die Patienten im Vergleich zu auf dem TG-43 Dosimetrieprotokoll basierenden BPS-Rechnungen. Da für die ^{192}Ir -HDR-Brachytherapie die Dosistoleranz ein limitierender Faktor zur Vermeidung schlechter kosmetischer Ergebnisse ist [Vic99][Bag01] und man bei der Dosisoptimierung bemüht ist, die Überdosierung an der Haut zu vermeiden, ist der Ausgangspunkt dieses Kapitels die Untersuchung der exakten Dosisverteilung mittels MC Berechnungen an einem klinischen Fall. Darüber hinaus ist auch die Erklärung und die Bestimmung des Ungenauigkeitsgrades der durch das BPS berechneten Dosisergebnisse verglichen mit den MC-Dosiswerten von Bedeutung.

Auch für diesen klinischen Testfall wird der MCNPX Code benutzt, um einen PLATO-Brachytherapieplan eines realen Brustimplantates zu simulieren, der die in den 6 Durchziehsonden verwendeten 26 Strahlerhaltepositionen des klassischen ^{192}Ir -HDR-microSelectron Strahlers [Wil95a] im PTV benutzt und die Strahleraufenthaltszeiten optimiert um die Referenzdosis von 5Gy an die Oberfläche des PTV konformal anzupassen. Die Planparameter und die errechneten Dosisergebnisse in einer Ortsauflösung von 0.2cm x 0.2cm x 0.2 cm werden dem PLATO-BPS entnommen, das das TG-43 Dosimetrieprotokoll für den klassischen ^{192}Ir -HDR-microSelectron Strahler enthält. Die BPS-Dosisberechnungen stützen sich auf die im BPS gespeicherten Dosisparameter, die in einer Phantomgeometrie des in einer Wasserkugel mit dem Außenradius von 15cm zentrierten microSelectron ^{192}Ir -HDR-Strahlers mit MC vorberechnet [Wil95a] wurden. Folglich berücksichtigt das PLATO BPS die verschiedenen Abstände des Strahlers an der jeweiligen Strahlerhalteposition von der äußeren Patientenkontur und von der angrenzenden Lunge in seinen Dosisberechnungen nicht. Die Strahlerstärke S_k am Bestrahlungsdatum beträgt 14797U. Die CT-Bilderserie in der klinischen Bestrahlungsplanungsprozedur werden für die Konstruktion des patientäquivalenten mathematischen Phantoms verwendet. Die Abbildung 3.26a zeigt die zentrale transversale Schnittebene des mathematischen patientenadaptierten Phantoms, und die Abbildung 3.26b das entsprechende CT-Bild der gesamten CT-Bildersequenz.

Das adoptierte Koordinatensystem unterscheidet sich in der Output-Datei vom PLATO BPS benutzten Koordinatensystem, in dem die Position und die Ausrichtung der Strahlerhaltepositionen angegeben werden. Um den direkten Vergleich der MC- mit den BPS-Dosisergebnissen zu ermöglichen, werden alle Koordinateninformationen der klinischen BPS-Output-Datei durch Rotation und Translation an das Phantomkoordinatensystem angepasst. Das mathematische Phantom repräsentiert die rechte Thoraxregion der Patientin mit dem Mamakarzinom. Die Brust- und die Lungeabmessungen im Phantom werden als der Durchschnitt der Ausdehnung der Brust und der rechten Lunge in der CT- Bilderserie der interessierenden Patientenkörperanatomie bestimmt. Das ausgewählte Material ist Wasser in der Phantomgeometrie bis auf die Lungenregion, in der luftgefüllte Lunge von der Tabelle 2.3 das ausgewählte Material ist.

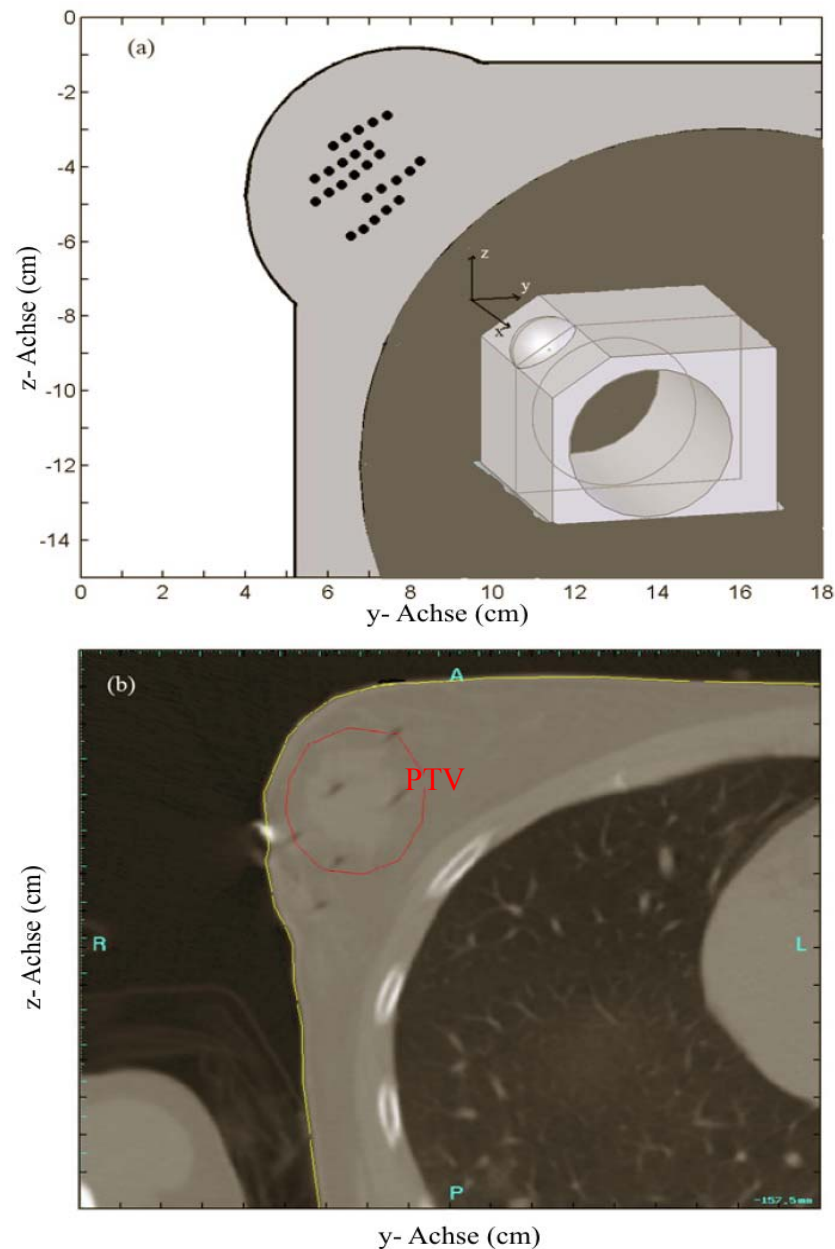


Abbildung 3.26: (a) Zentrale transversale Schicht des verwendeten mathematischen patientenadaptiven Phantoms mit denen auf diese Schnittebene projizierten und als schwarze Kreise dargestellten Strahlerhaltepositionen und (b) das entsprechende CT Bild. In der Einlage verkleinert dargestellt das mathematische Phantom mit dem in der Arbeit gültigen Koordinatensystem. Das Inlett der Abbildung 3.26a stellt ein skaliertes 3D Bild des mathematischen Phantoms mit dem verwendeten kartesischen Koordinatensystem dar. Die positive x- Achse zeigt in die kraniokaudale Richtung, die positive z- Achse definiert die dorsal- zu- ventral Richtung und die positive y- Achse definiert die links nach rechts Richtung und daher entsprechen die yz- den transversalen, die xz- den sagittalen und die xy- den koronalen Ebenen. Die Phantomabmessungen betragen 20cm entlang der y-Achse und 30cm entlang der x- Achse. Die Brust wird durch die Überschneidung einer Kugelfläche mit einem Radius von 8cm und einer schrägen Ebene simuliert (siehe Abbildung 3.26a). Die rechte Lunge wird durch einen Zylinder mit einem Durchmesser von 18cm und einer Höhe von 30cm entlang der x- Achse simuliert

Die MC-Simulationsberechnungen werden in dieser Phantomgeometrie durchgeführt und die 26 Strahlerhaltepositionen mit den dem BPS entnommenen Koordinaten werden

simuliert. Die exakten Abmessungen an der jeweiligen Haltepositionen des ^{192}Ir -HDR-Strahlers werden bei der MC-Berechnung verwendet. Das ^{192}Ir -Energiespektrum wird der Tabelle A.1 in Anhang A entnommen. Der Beitrag jeder MC-simulierten Strahlerhalteposition wird proportional zu dem Verhältnis der entsprechenden Aufenthaltszeit des BPS Planes zu der gesamten Bestrahlungszeit gewichtet und anschließend aufsummiert. Für die MC Dosisbestimmung wird ein rechteckiges Dosisgitter mit der Auflösung von $0.2\text{cm} \times 0.2\text{cm} \times 0.2\text{cm}$ definiert. Die Mittelpunkte der Dosisvoxels sind mit den Dosispunkten des BPS in der Phantomgeometrie identisch. Nur der Photonentransport wird simuliert, weil in dem ^{192}Ir -Energiebereich das Sekundärelektronengleichgewicht gewährleistet ist und die Kerma der Dosis entspricht. Diese Annahme bricht jedoch an einem Abstand von 0.1cm vom Strahler [Ang00] und direkt an den Grenzflächen von Wasser und der jeweiligen Inhomogenität zusammen. Aus diesem Grund werden nur für diese zylinder- oder kugelförmigen Grenzflächen separate MC-Berechnungen unter der Einschaltung des Sekundärelektronentransports durchgeführt und die Dosis an diesen Grenzflächen berechnet. Die sich über unterschiedlichen Phantommaterialien liegenden würfelförmigen Voxeln werden von jeder Auswertung ausgeschlossen. Die in den Voxeln deponierte Energie in Einheiten von MeVcm^{-3} pro Photon wird durch Division mit der entsprechenden Massendichte des Voxels in Einheiten von MeVg^{-1} pro Photon umgeformt. Um nach dem TG-43 Dosimetrieprotokoll die MC-Dosiswerte auszudrücken, werden alle Werte auf den Normierungsfaktor der Strahlerstärke pro Einheit Aktivität ($9.81 \cdot 10^{-8} \pm 0.5\%$) UBq^{-1} normiert. Bei den unterschiedlichen MC-Runs werden von den 26 Strahlerhaltepositionen 10^7 bis $6 \cdot 10^7$ Photonengeschichten emittiert. Die MC-Rechenzeit beträgt 150h auf einem Pentium IV 2.8GHz Windows PC. Die Anzahl der Photonengeschichten werden so ausgewählt, dass in den für die Auswertung relevanten Regionen die relative statistische Ungenauigkeit (1σ) der MC-Dosiswerte innerhalb von 2% bleibt.

Vor der Untersuchung des Einflusses der wasserinhomogenen und endlichen patientäquivalenten Phantomgeometrie auf die Dosisverteilung wird die Genauigkeit der MC-Berechnung bezüglich der Lage und der Ausrichtung des HDR-Strahlers in den 26 Strahlerhaltepositionen geprüft. Um den Effekt der endlichen Abmessungen und der inhomogenen Strukturen auf die Dosisverteilung auszuschalten, wird ein separater MC-Simulationsrun durchgeführt, in welchem Phantom die Lunge- und die Brust-umgebende Luft durch Wasser ersetzt wird. Es wird dabei darauf geachtet, dass um das Implantat herum eine 15cm dicke Wasserschicht liegt, um die MC-Berechnungsergebnisse mit den dem BPS entnommenen Dosiswerten direkt vergleichen zu können. Die Abbildungen 3.27a und 3.27b zeigen die MCNPX- und BPS- kalkulierten Dosiswerte in den zentralen transversalen und sagittalen Schnittebenen der Phantomgeometrie in der Form von prozentualen Isodosislinien, die auf die Referenzdosis von 5Gy normiert sind. Man sieht, dass die MC-Dosiswerte trotz ihrer statistischen Fluktuationen an der PTV-Peripherie in guter Übereinstimmung mit den BPS-Dosiswerten stehen. Dies untermauert die Genauigkeit der MC-Simulation der Strahlerhaltepositionen und garantiert, dass potentielle Abweichungen der MC-Ergebnisse von den BPS-Werten durch systematische Fehler auszuschließen sind [Pan05].

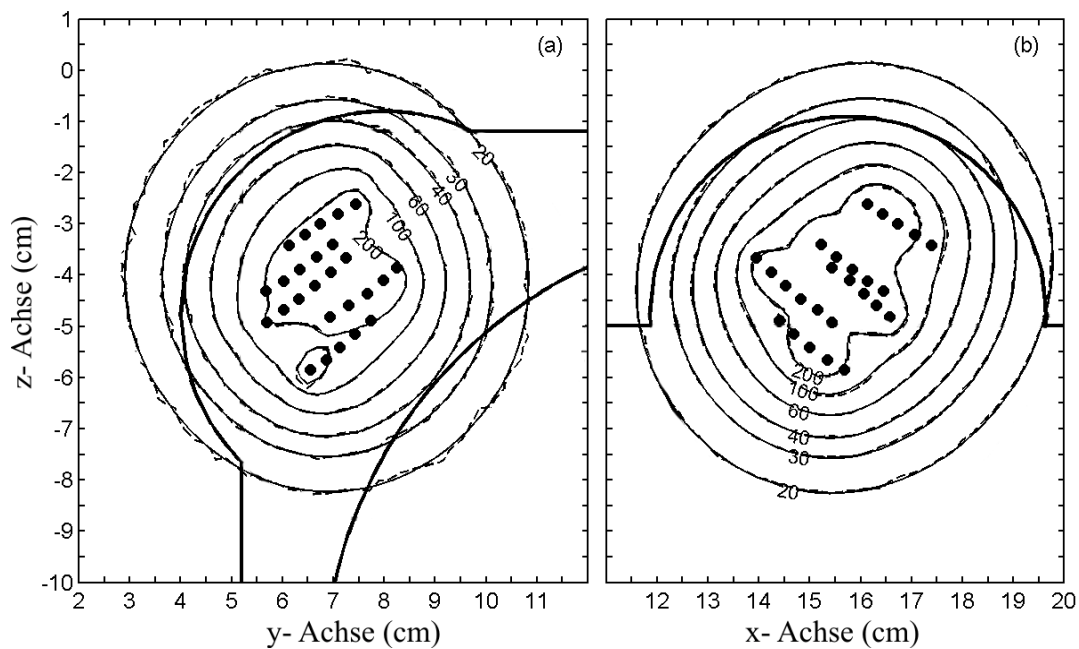


Abbildung 3.27: MC- berechnete (- - -) und BPS ermittelte (—) prozentuelle Isodosislinien in (a) der zentralen transversalen und (b) der zentralen sagittalen Schnittebenen des mit Wasser gefüllten und dem Implantat mit Wasser umhüllenden Phantoms. Die Projektion der Strahlerhaltepositionen auf die beiden Schnittebenen als schwarze Kreise sowie die Grenzflächen des inhomogenen Phantoms werden auch gezeigt

Um den Einfluss der endlichen Abmessungen der Brust auf die Dosisverteilung ohne die Mitwirkung der Lungeninhomogenität zu untersuchen, wird die MC-Berechnung in dem in der Abbildung 3.28 dargestellten Phantom durch das Ersetzen des Lungenmaterials durch Wasser durchgeführt. Die Abbildungen 3.28a und 3.28b stellen die MC- und BPS-kalkulierten Dosisverteilung als auf die Referenzdosis von 5Gy normierten Isodosislinien jeweils in der zentralen transversalen und in der zentralen sagittalen Schnittebenen dar. Die 100% Isodosislinie umfasst die Oberfläche des PTVs, dessen Kontur von der Brustoberfläche 3cm entfernt ist. Die MC- und BPS-Dosiswerte für die 100% Isodosislinie stimmen gut miteinander überein, so dass sich rückschließen lässt, dass die endlichen Abmessungen der Brust die Dosisverteilung auf dem PTV und im PTV nicht beeinflusst, so dass die Dosisverteilung auch von dem BPS verlässlich berechnet werden kann. Dies ist vereinbar mit den in Kapitel 3.2.3 vorgestellten Ergebnissen für einen einzelnen exzentrisch liegenden ^{192}Ir -Strahler, weil der Effekt der mangelnden Photonenrückstreuung in der nahen Umgebung der Phantom- oder der Brustoberfläche nicht so wichtig ist, wenn diese Dosispunkte auch in der Nähe des Strahlers liegen. Das lässt sich auf die Vorherrschaft der Primärphotonendosis gegenüber der Streuphotonendosis für die ^{192}Ir -Energien zurückführen. Dieser Befund ist für jeden Abstand der Oberfläche des PTVs von der Körperoberfläche gültig und unabhängig von der Anzahl der Strahlerhaltepositionen im Implantat. Abweichungen zwischen den BPS- und den MC-Dosiswerten werden für Isodosislinien kleiner als die 40% für beide in der Abbildung 3.28 dargestellten Schnittebenen ermittelt. Die maximale Dosisüberschätzungen vom BPS den MC Ergebnissen gegenüber bei den 20%, 30% und 40% Isodosislinien sind jeweils 5%, 7% und 8% in der Abbildung 3.28a und entsprechend 8%, 10% und 5% in der Abbildung 3.28b. Um den Effekt der endlichen Brustabmessungen auf die Dosis an der Haut der Brust genauer zu quantifizieren, wird ein separater MC-Run durchgeführt. Dabei wird die Dosis in 50 gleichmäßig in einer Tiefe von 0.1cm unter der Brustoberfläche verteilten kugelförmigen Zellen mit einem Radius von 0.1cm berechnet. Anschließend werden diese

MC-Dosiswerte mit den MC-Dosiswerten verglichen, mit denen die BPS-Dosiswerte wegen der dem Implantat umfassenden 15cm dicken Wasserschicht sehr gut übereinstimmen. Der Vergleich zeigt eine Dosisüberschätzung von den BPS Dosisberechnungen gegenüber den MC- Dosisberechnungen, die die Krümmung und die endlichen Abmessungen der Brust berücksichtigen. Für die in der Mitte der Brustoberfläche liegenden Zellen beträgt diese Dosisüberschätzung im Durchschnitt 5% und sie steigt in den auf der rechten oder linken Seite der Brust liegenden Zellen auf maximal 10% an. In den auf der kranialen und der kaudalen Seite der Brust liegenden Zellen beträgt die Dosisüberschätzung von BPS maximal 7%. Die Überschätzung der Hautdosis ist deutlich niedriger als die mit der TLD Dosimetrie gemessene Dosisüberschätzung von 13.9% [Man01] insbesondere in der dem Implantat näherliegenden zentralen Brustregion.

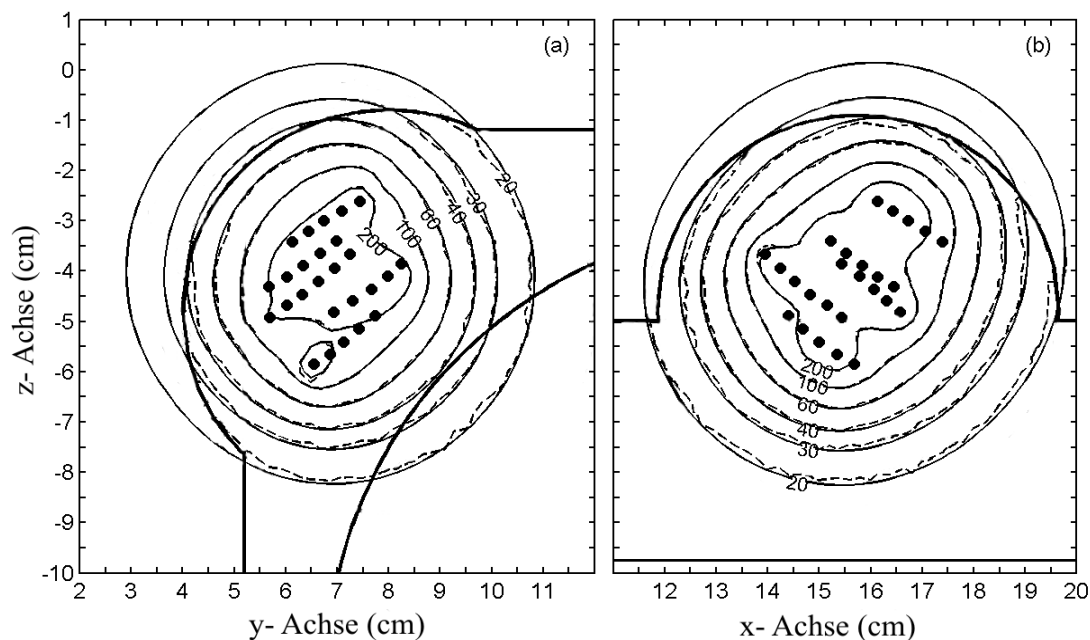


Abbildung 3.28: MC- berechnete (- - -) und BPS ermittelte (—) prozentuale Isodosislينien in (a) der zentralen transversalen und (b) der zentralen sagittalen Schnittebenen des realen jedoch mit Wasser gefüllten Phantoms. Die Projektion der Strahlerhaltepositionen auf die beiden Schnittebenen als schwarze Kreise sowie die Grenzflächen des inhomogenen Phantoms werden gezeigt

Als letzter Schritt wird die MC-Berechnung in der inhomogenen Brustphantomgeometrie der Abbildung 3.26 mit den endlichen Abmessungen durchgeführt. Die MC- zusammen mit den BPS-Dosisergebnissen sind als Isodosislينien in der Abbildung 3.29 präsentiert. Die Dosiswerte in dieser Abbildung zeigen, dass nicht nur die 100%-Isodosislينie sondern auch alle Isodosislينien, die höher als 60% sind, weder von der endlichen Abmessungen der Brust noch von dem Vorhandensein der wasserinhomogenen Lunge in der Umgebung von PTV beeinflusst werden. Während der Abstand von der Lungenoberfläche zunimmt und die Entfernung von der PTV Oberfläche abnimmt geht diese Dosisüberschätzung von 8% für die 20%-Isodosislينie auf 2% für die 60%-Isodosislينie zurück und liegt innerhalb der statistischen Ungenauigkeit der MC-Dosisberechnungen. Die innerhalb der Lunge vom BPS unterstellte wasserhomogene Geometrie und die Annahme der zunehmenden Schwächung der Photonenfluenz sowie die hypothetische Zunahme an Photonenstreuung führen zu einer Dosisüberschätzung verglichen mit den MC-Dosiswerten, die bei der 20%-Isodosislينie in der Abbildung 3.29 und im DVH der Lunge in der Abbildung 3.30a deutlich zu erkennen ist. Bezüglich der Dosis an der Brusthaut wird die Dosis vom BPS verglichen mit den MC-Dosisberechnungen überschätzt, insbesondere am Rande der Brust

und in der nahen Umgebung der Lunge. Diese Überschätzung bleibt jedoch innerhalb von 5% für Dosispunkte in der zentralen Brustregion (in der Nähe der Schnittebenen $x=0\text{cm}$ und $y=0\text{cm}$) und innerhalb von 10% für die am Rande der Brust liegenden Dosispunkte. Dieser Befund wird auch in der Abbildung 3.30b ersichtlich, wo die Dosisergebnisse der 50 in einer Tiefe von 0.1cm unterhalb der Brustoberfläche gleichmäßig verteilten kugelförmigen Zellen mit einem Radius von 0.1cm in der Form eines DVHs für die Haut zusammengestellt sind.

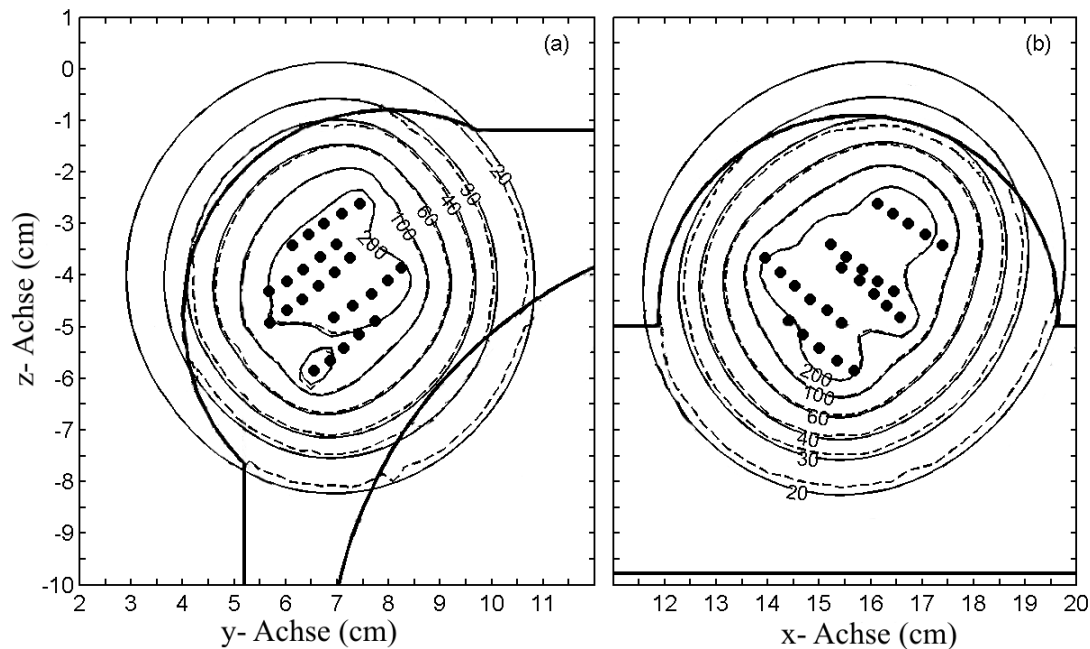


Abbildung 3.29: MC- berechnete (- - -) und BPS ermittelte (—) prozentuale Isodosislinien in (a) der zentralen transversalen und (b) der zentralen sagittalen Schnittebenen des realen inhomogenen Brustphantoms. Die Projektion der Strahlerhaltepositionen auf die beiden Schnittebenen als schwarze Kreise sowie die Grenzflächen des inhomogenen Phantoms werden gezeigt

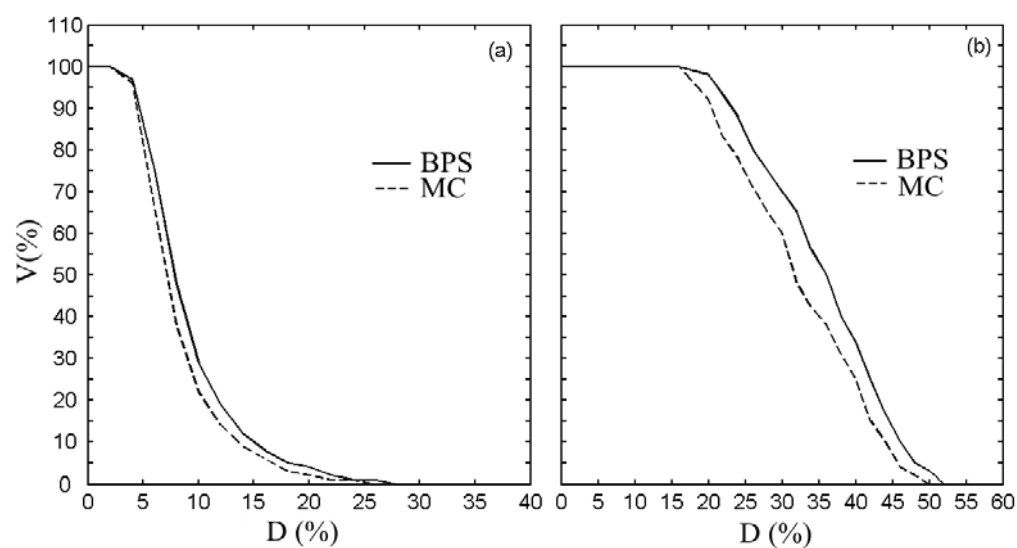


Abbildung 3.30: MC- berechnete (- - -) und BPS berechnete (—) kumulative DVH für (a) die rechte Lunge und (b) die Brusthaut für die in dieser Arbeit untersuchte ^{192}Ir -HDR-Brachytherapie eines Brusttumors

Kapitel 4

Diskussion und Ausblick

Schon seit der Zeit der Einführung der Kobaltgeräte und gegenwärtig unter Verwendung der hochenergetischen Photonenstrahlen von Linearbeschleunigern werden die analytischen Dosisberechnungsmodelle ausgehend von der 1D Batho Methode [Bat64] über das ETAR (aus dem Engl.: Equivalent Tissue Air Ratio) 3D Verfahren [Son78] bis hin zu den etablierten 3D Dosiskern-Superpositionsmethoden [Mac85][Ahn89][Ahn99] für die Bestrahlungsplanung bei der perkutanen Strahlentherapie eingesetzt. Ihr Potential den Einfluss der Körperinhomogenitäten und die endlichen Körperdimensionen bei der Dosisberechnung zu berücksichtigen, und ihre Schnelligkeit verglichen mit den rechengenaueren Photon MC-Simulationsberechnungen [Kaw00][Fip03] stellen die wichtigsten Gründe für ihren verbreiteten Einsatz bei der Bestrahlungsplanung dar.

Die wichtigsten Unterschiede der Brachytherapie gegenüber der perkutanen Strahlentherapie, die über die klinischen Anwendung hinausgehen sind:

- **Der Energiebereich.** In dem Energiebereich von 22keV (^{103}Pd) bis zu 662keV (^{137}Cs) ist die Dosis unter der Einhaltung des Sekundärelektronengleichgewichts mit sehr guten Annäherung (Abweichung weniger als 0.1% für Wasser als Dosismedium) gleich mit der Stoßkerma. In diesem Energiebereich werden die Photonen im jeweiligen Material unter größeren Polarwinkeln als die Photonen in den Energiebereichen der Megavoltage-Beams in Bezug auf ihre primären Flugrichtung gestreut. Diese Eigenschaft der Photonen steigt mit zunehmendem Abstand vom Strahler an. Demzufolge spielen die in ein wasserhomogenes oder heterogenes Volumen lateral hinein- und hinausgestreuten Photonen in dem Energiebereich der Brachytherapie eine wichtigere Rolle als im Energiebereich der hochenergetischen Photonenstrahlen bei der perkutanen Strahlentherapie. Außerdem wird bei der Brachytherapie die Dosisverteilung nicht durch die Sekundärelektronen wie bei der perkutanen Strahlentherapie aufgeglättet.
- **Die Photonenfluenz.** In dem für die Brachytherapie relevanten Abstandsbereich vom jeweiligen Strahler ($r=0.1\text{cm}-10\text{cm}$) ist die Abnahme der vom Strahler emittierten Primärphotonenfluenz wesentlich steiler (Abstandsquadratgesetz) als die entsprechende Abnahme bei der perkutanen Strahlentherapie im Patientenkörper.
- **Die Anzahl der Bestrahlungsfelder.** Was in der perkutanen Strahlentherapie die Bestrahlungsfelder sind, sind die applizierten Katheter und die darin resultierenden Strahlerhaltepositionen. Bezüglich der Dosisberechnungsmethodologie entsprechen die Anzahl der Bestrahlungsfelder der Gesamtzahl der Aufenthaltsorte des Strahlers. Demzufolge stehen den 3-9 üblicherweise verwendeten

Bestrahlungsfeldern in der perkutanen Strahlentherapie bis zu hunderten von Aufenthaltspositionen in der Brachytherapie gegenüber. Dies resultiert in entsprechend längeren Rechenzeiten für die Brachytherapie.

- **Die Dosisgradienten.** Durch den starken Einfluss der Geometriefunktion [Pap02] auf die Dosisverteilung bilden sich in dem für die Brachytherapie relevanten Abstandsbereich steile Dosisgradienten. Für die genaue Dosisberechnung in der Umgebung eines Brachytherapiestrahlers benötigt man üblicherweise eine Dosisgitterauflösung von 0.1cm-0.2cm.

Diese Unterschiede und der damit verbundene Einfluss auf die Rechenzeit sind auch die größten Hindernisse für die gegenwärtig klinisch nicht eingesetzten 3D Dosiskernsuperpositionsmethoden [Car00a][Car00b] und die 2D analytischen Dosisberechnungsverfahren [Kir97] in realen inhomogenen und endlichen Patientengeometrien. Die MC Simulationsberechnungen für die genaue Dosisbestimmung in den Brachytherapiebestrahlungsplanungssystemen könnten in der Zukunft wegen der vielversprechenden “correlated sampling“-Methoden zur Beschleunigung der MC-Simulationsberechnungen von Hedtjörn *et al* [Hed02] in realen wasserinhomogenen und endlichen Patientengeometrien implementiert werden.

Das Ziel dieser Arbeit war es, den Einfluss von Körperinhomogenitäten und der endlichen Abmessungen der Körperanatomie auf die Dosimetrie in der ^{192}Ir -HDR-Brachytherapie zu untersuchen, ein schnelles analytisches Dosisberechnungsmodell für die Berücksichtigung dieser Eigenschaften zu entwickeln sowie den Gültigkeitsbereich dieses Modells in Testgeometrien und patientenäquivalenten mathematischen Phantomen zu überprüfen.

Unter Betrachtung der zugrundeliegenden Physik in dem Energiebereich des für die HDR Brachytherapie meist verwendeten ^{192}Ir -Radionuklids und auf der Basis der Sievert Integrationsmethode [Wil83][Kar00b], des SPR-Verfahrens [Rus96], der Untersuchung der TG-43 [Nat95] physikalischen Größen und der signifikanten Rolle der Geometriefunktion in der ^{192}Ir Brachytherapie [Pap02] wird ein analytisches 3D Dosisberechnungsmodell unter Einbeziehung einer 1D Streudosis Korrektur entwickelt. Da es nicht möglich war die analytisch berechneten Dosisergebnisse direkt mit Messungen zu vergleichen, ist der Vergleich mit den Berechnungen eines Monte-Carlo-Programms von großem Nutzen. Darüber hinaus lieferten die MC-Simulationsberechnungen wertvolle Ergebnisse zur Aufstellung des vorgeschlagenen analytischen Dosisberechnungsmodells. Aus diesen Gründen wurde in dieser Arbeit das verbreitete Programmpaket MCNP verwendet. Die Präzision und die Zuverlässigkeit der MC-Simulationen mit MCNP wurde durch Vergleiche mit den in der Brachytherapie bewährten MC-UoA [Ang00][Kar98][Kar01a] und MCPT [Wil95a] Codes, sowie mit TLD Messdaten jeweils für ^{192}Ir -[Kir95] als auch für ^{125}I Strahler [Ana02] in Messphantomen verifiziert.

Im folgenden werden die Ergebnisse bei der Verwendung dieses Modells in Testphantomgeometrien und in patientenäquivalenten mathematischen Phantomen, der Vergleich der analytischen Dosisergebnisse und der kommerziellen BPS-Dosisergebnisse mit den MC-Dosisergebnissen sowie die möglichen Einsatzgebiete dieses Modells diskutiert.

In unendlichen homogenen Phantomgeometrien für alle Gewebematerialien liefert die Massendichteskalierung des Abstandes in der SPR-Gleichung für Wasser genaue Gesamtdosisergebnisse mit einer Abweichung von den MC-Dosisergebnissen von maximal bis 2% für $\rho \leq 10\text{gcm}^{-2}$ für den Extremfall des vom Wasser in seiner Massendichte am meisten abweichenden Schädelknochen. Dies lässt sich auf die Vorherrschaft der

Comptonstreuung im ^{192}Ir -Energiebereich und die Äquivalenz des Energiespektrums von ^{192}Ir - in dem jeweiligen Gewebematerial m an einem Abstand r mit dem ^{192}Ir -Energiespektrum an dem dichteskalierten Abstand $\rho_m r$ im Wasser zurückführen. Dieser Befund öffnet auch den Weg für die Dosisberechnung in inhomogenen Geometrien. In der vorliegenden Arbeit wurde nachgewiesen, dass die in dem vorgestellten Dosisberechnungsmodell verwendeten physikalischen Größen auf die physikalischen Größen des etablierten TG-43 Dosimetrieprotokolls abgebildet werden können. Der maximale Unterschied des analytischen Modells vom TG-43 Dosimetrieprotokoll in der Dosisberechnung ist für zwei reale ^{192}Ir -Strahler im Wasser (microSelectron HDR [Wil95a] und VariSource HDR [Ang00]) jeweils maximal 2% und 1%.

Als erster Schritt wurden **in inhomogenen Phantomgeometrien** kugelschalförmige Inhomogenitäten in kugelförmigen Phantomen positioniert. Der ^{192}Ir -Strahler wurde im Phantom zentriert und die Dosis mit dem analytischen Modell, mit MC-Simulationen sowie mit der TG-43 Dosimetrieprotokoll Berechnungsmethode bestimmt. Die Berechnung der Primärdosisleistung ist von der Schichtdicke, der Entfernung vom Strahler sowie den lateralen Ausdehnungen der Inhomogenität unabhängig. Für die am stärksten in ihrer Massendichte abweichenden Knochen- und Luftinhomogenitäten gelingt es mit dem Modell in jedem Abstand und für jede inhomogene Geometrie die Primärdosisleistung mit einer Abweichung zu der MC-Primärdosisleistung von maximal 1% sehr genau zu berechnen. Dies ist auf die Stabilität von $\Delta\mu = \mu_{\text{Medium}} - \mu_{\text{Wasser}}$ in dem $\text{HCF}_{\text{prim}} = -\exp(-\Delta\mu\Delta r)$ Term auch in dem Fall der geringfügigen Aufhärtung der Primärphotonenenergiefluenz im Kieferknochen zurückzuführen. Die analytisch berechnete Streudosisleistung hinter der jeweiligen Inhomogenität weicht im Durchschnitt um maximal 10% von der MC-Streudosisleistung ab. Das analytische Dosisberechnungsmodell ist nicht in der Lage den geringen Streudosisabstieg vor der Luft- und den Streudosisanstieg vor der Knocheninhomogenität zu berücksichtigen, weil es den Mangel oder den Überschuss von den in Inhomogenitäten zurückgestreuten Photonen nicht berücksichtigt. Dies wird um so wichtiger je größer der Abstand ist und sich folglich mehr Photonen im niederenergetischen Bereich des ^{192}Ir -Spektrums ($\sim 60\text{--}100\text{keV}$) ansammeln (höhere Wahrscheinlichkeit für Compton Rückstreuung). Dieser Effekt manifestiert sich jedoch im extremsten Fall in der Abstandszone von $2.5\text{cm--}3.0\text{cm}$ vor der in einem Abstand von 3cm liegenden Luftinhomogenität. Die maximale 12%-Abweichung der analytischen Dosisergebnissen von den MC-Dosiswerten in der Knocheninhomogenität lässt sich auf die Genauigkeit des $M(r)$ -Ausdruckes für das Verhältnis des Medium zum Wasser Massenenergieabsorptionskoeffizienten in den jeweiligen Abständen in der Inhomogenität für den Streuphotonenanteil zurückführen. Je geringer der Abstand der Inhomogenität zum Strahler und je dünner ihre Schichtdicke ist, um so genauer werden die analytischen Dosisberechnungen. Das analytische Modell korrigiert die Gesamtdosisleistung von TG-43 um bis zu 9% hinter und bis zu 8% in den als Extremfälle geltenden Luft- und Schädelknocheninhomogenitäten in die Richtung der MC-Dosisergebnisse, was eine wesentliche Verbesserung der Berechnungsgenauigkeit bedeutet.

Phantomgeometrien mit endlichen Inhomogenitäten

In den mit Wasser gefüllten Regionen vor, hinter sowie auf den lateralen Seiten der positionierten Körperinhomogenitäten kann mit dem Modell durch die zu- oder abnehmende Abschwächung der Photonenfluenz durch die Inhomogenität und durch die Massendichteskalierung von SPR die Dosis mit einer maximalen Abweichung von $\pm 6\%$ von den MC-Dosisergebnissen berechnet werden. Auf den lateralen Seiten der Luft- oder Knocheninhomogenitäten spielt die jeweils reduzierte oder erhöhte von der Inhomogenität laterale hinausgestreute Photonendosis eine weniger signifikante Rolle als die Schwächung der Primärphotonen. Die Korrektur der TG-43 Dosisberechnungsmethode beträgt 10% im

Fälle der Luftinhomogenität und 14% für die Knocheninhomogenität von den MC-Dosisergebnissen im Wasser. Beobachtet man jedoch die Dosisverteilung in der Nähe der distalen Flächen der Inhomogenitäten insbesondere für die größeren Abstände ($\sim r > 6\text{cm}$), wo die Streuphotonendosis größer als die Primärphotonendosis wird, stellt man im Knochen eine 9%-Überschätzung und in der Luft eine bis zu 6%-Unterschätzung der Dosisleistung fest. Das Modell kann wegen seiner 1D-Streudosis Korrektur weder den Anstieg der in die Luft vom umgebenden Wasser lateral hinein- oder zurückgestreuten Photonen berücksichtigen noch den Abstieg der Dosisleistung von Wasser in Knochen, der durch mangelnde Photonenrückstreuung zustande kommt. Trotz dieser Limitationen korrigiert das Modell die vom TG-43 errechnete Dosis in den Inhomogenitäten in die Richtung der MC-Dosisergebnisse. Die großen Inhomogenitätsvolumina in größeren Abständen ($\sim r > 6\text{cm}$) vom Strahler, wie sie im Falle der luftgefüllten Lungen auftreten, begrenzen auch das Einsatzgebiet des analytischen Modells für die Dosisberechnung in den Inhomogenitäten. Man könnte hierfür trotz der geringeren Größe der Dosisverteilung in solchen großen Abständen rechengenauere 3D-Dosisberechnungsmethoden wie die 3D-Dosiskernsuperpositionsmethoden einsetzen, die den Einfluss der lateralen Form und Dimensionen der stark vom Wasser in ihrer Massendichte abweichenden Inhomogenitäten auf die Streuphotonendosis berücksichtigen.

Die Rechenzeit des analytischen Modells gegenüber betrug für jede Inhomogenität maximal 2s, während die MC Dosisberechnungen maximal 7200s für die gleiche Geometrie und Dosisgitterauflösung ($0.2\text{cm} \times 0.2\text{cm} \times 0.2\text{cm}$) auf einem Windows 2000 PC mit einem 2.8GHz Intel IV Prozessor gedauert haben. Somit sind die Modelberechnungen verglichen mit den MC Berechnungen um etwa 3 Größenordnungen schneller.

In endlichen Phantomgeometrien und für im Phantom zentrierte ^{192}Ir Strahler gelingt es dem Dosisberechnungsmodell durch die Anpassung von SPR an den jeweiligen Phantomaußenradius die fehlende Rückstreuung in der Nähe des Phantomrandes zu berücksichtigen. Der Vergleich mit den MC-Dosisleistungsergebnissen zeigt einen maximalen Unterschied von 4% während die über alle Abstände gemittelte Überschätzung der Dosisleistung von einem auf dem TG-43 Dosimetrieprotokoll basierten kommerziellen BPS für die Phantomaußenradien $R=3\text{cm}$, 5cm , 8cm und 10cm jeweils etwa 12%, 14%, 12% und 9% betragen. Somit können die in der Literatur durch MC-Simulationsberechnungen in mathematischen Phantomen mit unterschiedlichen Außenradien ermittelten $g(r)$ Werte durch die in dieser Arbeit vorgestellte Formel auf die $g(r)$ Werte in dem Referenzaußenradius von 15cm oder auf den Phantomaußenradius von 40cm (quasi-unendliche Phantome für die Brachytherapie [Per04]) umgerechnet werden. Dadurch können die $g(r)$ Werte von kommerziellen ^{192}Ir -Strahlern einfacher miteinander verglichen werden. Die Arbeit von Perez *et al* [Per04] stellt auch eine ähnliche Methode vor, die nicht nur die Gültigkeit bei ^{192}Ir , sondern auch bei ^{137}Cs und bei den niederenergetischen ^{125}I und ^{103}Pd Strahlern untersucht.

In endlichen Phantomgeometrien und für im Phantom exzentrisch liegende ^{192}Ir -Strahler wurde gezeigt, dass auf der dem Strahler zugewandten gekrümmten Phantomseite ($R_{\text{BPS}}=15\text{cm}$) die BPS-Dosisüberschätzung verglichen mit der MC-Simulationsmethode für einen einzelnen ^{192}Ir -Strahler maximal 13% für einen Abstand vom Strahler zum Rand von $r=7.5\text{cm}$ beträgt. Sie nimmt mit abnehmenden Abstand des Strahlers zum Phantomrand ab, weil der Primärphotonendosisanteil der Gesamtdosisleistung dominiert und von der Lage des Strahlers in Bezug auf den Phantomrand unabhängig ist. Während die Verschiebung des Strahlers zum Phantomrand hin die Dosisüberschätzung vom BPS auf der Strahler zugewandten Phantomseite reduziert, werden die Dosisüberschätzungen vom BPS bei größeren Abständen ($\sim r > 6\text{cm}$) und bei $y \neq 0\text{cm}$ wegen der mangelnden lateral ins Phantom

hineingestreuten Photonen erhöht. Der gegensätzliche Effekt wird im Phantominnen und auf der dem Strahler abgewandte Seite beobachtet. Da der Abstand vom Strahler zum distalen Phantomrand größer als der für die Dosisberechnung im BPS angenommene Phantomaußenradius von 15cm ist, wird die Dosisleistung vom BPS bis maximal 10% verglichen mit der MC-berechneten Dosisleistung unterschätzt. Die gravierendsten Dosisabweichungen von BPS- zur MC-Dosisleistung treten insofern nicht in der Region des proximalen Phantom- bzw. Körperandes sondern in den weitentferntesten Regionen tief im Körper und am distalen Phantomrand auf. Die Implementierung des Modells für die endlichen Geometrien in einer 8cm großen Phantomgeometrie mit einem in einem Abstand von $d=6\text{cm}$ vom Phantommittelpunkt auf der y-Achse exzentrisch liegenden Strahler unterschätzt zur proximalen Phantomseite die Dosisleistung um maximal 1.7%, während das BPS sie um 5.5% überschätzt. Die Unterschätzung kommt durch die Annahme, die Streuphotonenbeitrag auf dieser Seite würde innerhalb einer „Streuzentrenkugel“ des Radius ($R=d=2\text{cm}$) auftreten. Umgekehrt wird durch die Annahme einer „Streuzentrenkugel“ des Radius ($R+d=14\text{cm}$) die Dosisleistung entlang der y-Achse zum distalen Rande vom Modell ebenso vom BPS ($R_{\text{BPS}}=15\text{cm}$) um 11% für $5\text{cm} < r < 11\text{cm}$ überschätzt. Für $r > 11\text{cm}$ und durch die Abnahme der rückgestreuten Photonen, die das Modell in der Nähe des distalen Phantomrandes berücksichtigt, korrigiert das Modell die Dosis von BPS um maximal etwa 15% und ist in keinem Abstandsbereich ungenauer als das BPS. Dies manifestiert sich auch in der Modell-Dosisüberschätzung der MC-Werte entlang einer Linie parallel zur x-Achse um maximal 1.5%. Dem steht eine maximale Dosisüberschätzung des BPS von 13% gegenüber. Für eine schräge Ebene reduziert die Implementierung des Modells die Dosisüberschätzung der BPS-Dosisberechnungen verglichen mit den MC-Simulationsberechnungen von maximal 3.6% auf maximal 1.3% und von maximal 28% auf maximal 4%, jeweils auf der Strahler-proximalen und der Strahler-distalen Phantomseite. Die Implementierung des analytischen Modells mit der Massendichteskalierung der „Streuzentrenkugel“ in einer endlichen inhomogenen Phantomgeometrie, die dem menschlichen Schädel ähnelt und einen exzentrisch liegenden ^{192}Ir -Strahler enthält, reduziert die Überschätzung der Gesamtdosisleistung von BPS im Vergleich zu den MC Dosisleistungsergebnissen von maximal 13% auf maximal 3% am proximalen Phantomrande. Dabei wird die Streudosisleistungsüberschätzung von 21% auf 5% reduziert. Diese Befunde begründen den Einsatz des Modells für die Dosisbestimmung in endlichen Phantomgeometrien als einen Schritt zur Verbesserung der Dosisberechnung von BPS.

In der transperinealen HDR-Brachytherapie des Prostatakarzinoms wurde das analytische Dosisrechenmodell zur Berechnung der Dosisverteilung für den realen ^{192}Ir -microSelectron-HDR-Strahler auf der Basis eines klinischen Bestrahlungsplans mit 16 Kathetern und 83 Strahlerhaltepositionen im Prostatazielvolumen unter der Betrachtung der Urethra als Risikoorgan implementiert und mit einem kommerziellen BPS verglichen. Die analytische Dosisberechnung fand in einem $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 10\text{cm}$ großen Dosisgitter mit einer Voxelaufösung von $0.2\text{cm} \times 0.2\text{cm} \times 0.2\text{cm}$, entsprechend der Auflösung im verwendeten BPS-Dosisgitter statt. Der auf Pixel-zu-Pixel basierte Vergleich anhand von Isodosislينien und Isodosisflächen zwischen den analytischen und den BPS-Dosisberechnungen in den $125 \cdot 10^3$ Voxeln resultierte in einer sehr geringen Abweichung von kleiner als 2%. Nur in der unmittelbaren Umgebung der Katheter für $r < 0.5\text{cm}$ kommt es zu einer Abweichung zwischen 2% und 5%, wo die BPS Rechengenauigkeit in Frage gestellt wird [Kip03]. Die sehr gute Übereinstimmung des Modells mit dem BPS für klinische homogene Zielvolumengeometrien wurde auch unter Betrachtung der Dosis Volumen Histogramme für das PTV und die Urethra untermauert, wobei für eine Anzahl von $5 \cdot 10^3$ Dosispunkte im PTV und in der Urethra zu Dosisabweichungen kleiner als 1% waren. Die Rechenzeit für diesen klinischen Plan mit 83 Strahlerhaltepositionen betrug 35s

auf einem Windows-PC mit einem Pentium IV 2.8GHz Prozessor und ist somit vergleichbar mit der in der klinischen Praxis auftretende BPS-Rechenzeit von 20s für das gleiche Implantat und für die gleiche Dosisgitterausdehnung und –Auflösung auf einer Silicon-Graphics-O₂-Workstation mit einem 400MHz MIPS Prozessor.

Intraluminale Brachytherapie des Ösophaguskarzinoms

Für ein mathematisches patientenadaptives Phantom wird auf der Basis eines klinischen Bestrahlungsplanes mit einem intraluminalen Brachytherapiekatheter und 13 Strahlerhaltepositionen des ¹⁹²Ir-HDR-Strahlers die Dosisverteilung vom analytischen Modell mit der entsprechenden BPS- und MC-Dosisverteilung in einer durch die Trachea, das Sternum, die Wirbelkörperstruktur und die luftgefüllten Lungen inhomogenen Geometrie verglichen. Die Dosisberechnungsgitter sowohl für die MC, für die BPS und für die analytischen Dosisberechnungen wurden zueinander angepasst, so dass die siebte Strahlerhalteposition im Katheter in der Mitte liegt. Die Dosisgitterabmessungen betrugen 12cm x 12cm x 30cm mit einer Voxelauflösung von 0.2cm x 0.2cm x 0.2cm für alle drei Berechnungsmethoden. Nachteil dabei war die Überlappung mit den runden geometrischen mathematischen Organstrukturen und der Ausschluß der in zwei unterschiedlichen Regionen überlappenden Voxel bei der Auswertung der Dosisergebnisse. Die auf die Referenzdosis von 5Gy in einem Abstand von 5cm vom Katheter normierte Isodosislينien und die entsprechenden DVH wurden untersucht. Es wurde gezeigt, dass durch die Dominanz der Geometriefunktion und der Primärphotonendosis in einem Abstand von 0.5cm von der Kathetermitte das BPS und das Dosisberechnungsmodell mit einer maximalen Abweichung von 1% verglichen mit den MC-Simulationsberechnungen sehr genau die Dosis im PTV berechnen. Die umgebenden inhomogenen Strukturen haben dabei keinen Einfluss auf die Dosimetrie. Unter Betrachtung der zentralen sagittalen und transversalen Schnittebenen stellt man fest, dass bei der Dosisberechnung im Sternum eine Unterschätzung und im Rückenmark eine Überschätzung vom BPS verglichen mit den MC-Ergebnissen in dem Bereich der 5%-Isodosislينie von jeweils 15% und 13% vorkommen. Dieser Bereich würde sich jedoch im Falle der Verwendung von zusätzlichen Strahlerhaltepositionen im Ösophaguskatheter ausweiten und demzufolge die 10% oder höhere Isodosislينien betreffen, die durch die Risikoorgane durchgehen würden. Durch die Implementierung des Modells wird die Dosis mit einer maximalen Abweichung von 5% im Sternum und 3% im Rückenmark verglichen mit den MC-Ergebnissen korrigiert. Dies kommt durch die Fähigkeit des Modells zustande, die erhöhte oder reduzierte Abschwächung der Primärphotonen- und Streuphotonendosisleistung insbesondere für mittelgroße lateral ausgedehnte Inhomogenitäten in Abständen von $r < 5\text{-}6\text{cm}$ sowohl in den herumliegenden wasseräquivalenten Regionen als auch innerhalb der Inhomogenitäten genauer als das BPS zu berechnen. Dies manifestiert sich auch in den entsprechenden DVHs. Jedoch ist das Modell bei größeren Abständen und in großen inhomogenen Volumina (wie die luftgefüllte Lunge) nicht in der Lage genauere Dosisberechnungen als das BPS zu liefern. Das ist auf die Eigenschaft, die Streudosiskorrektur eindimensional unter Vernachlässigung der lateralen Streuung und der Rückstreuung der Photonen in die großen inhomogenen Volumina zu berechnen, zurückzuführen. In diesen Bereichen stößt das vorgestellte Modell an seine Grenzen, ist jedoch auch in diesen Regionen nicht ungenauer als das BPS. Die gesamte Rechenzeit der analytischen Dosisberechnungen auf einem Windows PC mit einem Pentium IV 2.8GHz Prozessor betrug 48s und ist um mindestens drei Größenordnungen schneller als die entsprechende MC-Rechenzeit bei der MCNP-Simulation, die bei $4.5 \cdot 10^7$ Primärphotonengeschichten für das gleiche Dosisgitter auf dem gleichen PC 90h benötigt, um eine statistische Ungenauigkeit von weniger als 5% auf dem ersten Konfidenzintervall für alle Voxels zu erreichen.

In der interstitiellen Brachytherapie des Brusttumors wurde die Genauigkeit der Dosisberechnung vom BPS in einem patientäquivalenten mathematischen Phantom für einen klinischen ^{192}Ir -HDR-Brachytherapiebestrahlungsplan mit sechs Kunststoffkathetern und 26 Strahlerhaltepositionen in Vergleich zu den entsprechenden MC-Dosisergebnissen für die gleiche endliche und inhomogene Implantatgeometrie untersucht. Die BPS sowie die MC Dosiswerte in dieser Abbildung zeigen, dass nicht nur die 100%-Isodosisinie, ($D_{\text{ref}}=5\text{Gy}$) sondern auch alle Isodosisinien, die höher als 60% sind, weder von den endlichen Abmessungen der Brust noch von dem Vorhandensein der wasserinhomogenen Lunge in der Umgebung von PTV beeinflusst werden. Folglich kann man schließen, dass die Berechnung des DVHs für das PTV und die damit verbundenen Qualitätsindizes wie das V_{100} und der Dosishomogenitätsindex (DHI) [Vic99] von BPS genau bestimmt werden und zuverlässig sind. Dies bleibt unabhängig von der Anzahl der Strahlerhaltepositionen und dem Abstand des Brustimplantates zum Patientenkörperperrand. Durch die Abnahme der Rückstreuung innerhalb der Lunge überschätzt das BPS jedoch die Dosis in der Brust in der nahen Umgebung der Lunge. Diese Überschätzung ist desto signifikanter, je näher die Dosispunkte zwischen der Brust- und der Lungenoberfläche liegen, weil die Effekte des Mangels an Rückstreuung sowohl von der brustumgebenden Luft sowie von der Lunge miteinander kombiniert werden. Diese Dosisüberschätzung liegt im maximalen Bereich von 8% für die 20% Isodosisinie und geht auf 2% für die 60% Isodosisinie zurück. Sie liegt somit innerhalb der statistischen Ungenauigkeit der MC-Dosisberechnungen. Die Berechnung der Hautdosis in kleinen an der Brustperipherie gleichmäßig verteilten 0.1cm großen Kugeln wird mit MCNP unter Einschaltung des Sekundärelektronentransports durchgeführt. Das BPS überschätzt verglichen mit den MC Dosisergebnissen die Dosis um 5% in der zentralen Brustregion und um maximal 10% in der an der Peripherie der im mathematischen Phantom definierten in der Brust liegenden Dosispunkte. Deswegen stellen die vom BPS durchgeführten Dosisberechnungen in der Lunge und in der Brustperipherie einen konservativen Annäherungsversuch dar. Das in den Phantomgeometrien für einen Strahler vorgestellte und getestete Modell wurde bei der erhöhten Anzahl der hier nicht zueinander parallel ausgerichteten Strahler nicht verwendet. Da das Modell vor allem die Dosis auf der zum Brustrand zugewandten Seite gut korrigiert, könnte es in diesem klinischen Testfall vom Nutzen sein, da wie bereits gezeigt, die Dosisverteilung in größeren Abständen als 10cm vom Implantatrand in die Richtung des Körperinneren von weniger Relevanz in der Brachytherapie sind.

Im Hinblick auf die gestellten Anforderungen auf ein schnelles Dosisberechnungsmodell für die Berücksichtigung der Körperinhomogenitäten und der endlichen Patientkörperdimensionen für die Dosimetrie der ^{192}Ir -HDR Brachytherapie, wurde dieses Modell mit einem minimalen Satz von Parametern entwickelt. Dabei wurde das Modell einfach gehalten und ist mit dem TG-43 Dosimetrieprotokoll kompatibel. Die Dichteskalierung von SPR und die Bedeutung der unter kleinen Polarwinkeln gestreuten Photonen kommt durch die vorherrschende Compton-Streuung in den Energiebereichen von ^{192}Ir zustande und lässt den Weg für die Entwicklung von schnellen analytischen Modellen auch für andere Radionuklide wie ^{137}Cs und ^{198}Au offen. Durch die Implementierung des Modells erfolgt die Korrektur der Dosisverteilung in den Abstandsbereichen von $r \leq 5\text{cm}$ -6cm in inhomogenen Patientengeometrien. Sie ist Basis für eine genauere Berechnung als die TG-43 Ermittlung der Dosisverteilung bei endlichen Patientengeometrien. Die Rechenzeit für patientäquivalente Geometrien ist verglichen mit den MC-Simulationsberechnungen mindestens um 3 Größenordnungen kürzer und liegt in dem s Zeitbereich. Diese Eigenschaften könnten insbesondere bei der Bestrahlungsplanung und der Dosisoptimierung in intraoperativen Applikationen der Brachytherapie eingesetzt

werden, wo eine schnelle Entscheidung auf der Basis der Dosiskorrektur in inhomogenen und/oder endlichen Patientengeometrien getroffen werden muss. Man darf jedoch nicht übersehen, dass das Modell an seine Grenzen stößt, sobald größere Inhomogenitätsvolumina in der Patienten-anatomie vorkommen und dass es ein Kompromiss zwischen Schnelligkeit und Dosiskorrektur darstellt.

Kapitel 5

Zusammenfassung

In den letzten Jahren wurden im Rahmen der CT- und der Ultraschall-gestützten 3D konformalen Planung sowie der inversen Optimierung in der Brachytherapie große Fortschritte erzielt. Die gegenwärtig etablierten und in der klinischen Praxis verwendeten Dosisberechnungsmodelle berücksichtigen bei der Dosisberechnung weder die inhomogene Körperanatomie noch die endlichen Abmessungen des Patientenkörpers. Ziel der Arbeit war die Untersuchung der Präzision der klinisch etablierten Dosisberechnungsmodelle (TG-43 Dosimetrieprotokoll) in inhomogenen und endlichen Geometrien und die Entwicklung eines schnellen Dosisberechnungsmodells zur Berücksichtigung der Körperinhomogenitäten und der endlichen Abmessungen in der ^{192}Ir -Brachytherapie.

Unter Berücksichtigung der zugrundeliegenden Physik in dem ^{192}Ir -Energiebereich und auf der Basis der Sievert-Integrationsmethode und des SPR-Verfahrens, in welchem der Dosisbeitrag getrennt nach Primär- und Streuphotonen berechnet wird, wurde ein analytisches Dosisberechnungsmodell entwickelt. Dieses ist in der Lage eine 3D-Dosisverteilung unter Anwendung einer 1D-Streudosiskorrektur entlang der Linie vom Strahlermittelpunkt zum Dosispunkt zu berechnen. Seine Eigenschaften wurden in einer Reihe von homogenen, inhomogenen und endlichen Phantomen untersucht und mit experimentell verifizierten präzisen Monte-Carlo-Simulationsberechnungen überprüft. Für eine schnelle Dosisberechnung wurde ein minimaler Parametersatz mit den entsprechenden Fitvariablen, den Schwächungskoeffizienten und den Massenenergieabsorptionskoeffizienten für Primär- und Streuphotonen mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen der ^{192}Ir -Energiespektren in homogenen und inhomogenen Phantomgeometrien abgeleitet. Seine physikalischen Größen wurden auch auf die Parameter des TG-43 Dosimetrieprotokolls abgebildet, um auf diese Art und Weise den direkten Vergleich mit dem klinisch eingesetzten TG-43 Dosimetrieprotokoll zu ermöglichen.

Es wurde gezeigt, dass durch die Anwendung des neuen Dosisberechnungsmodells in inhomogenen und endlichen Phantomgeometrien genauere Dosisberechnungen erzielt werden können als die mit dem heutzutage in der Brachytherapie etablierten Dosimetrieprotokoll. Die Anwendungsgrenzen des Verfahrens in vom Strahler entfernten Regionen ($\sim r > 6\text{cm}$) und bei stark inhomogenen und großvolumigen Strukturen in der Berechnung der Streuphotonendosis in der Inhomogenität oder bei in Testphantomen exzentrisch liegenden Strahler wurden präsentiert.

Die Rechengenauigkeit und die Rechengeschwindigkeit des Modells auf der Basis von realen klinischen Brachytherapieimplantaten und Brachytherapiebestrahlungsplänen bei einer großen Anzahl von Strahlerhaltepositionen wurde in homogenen (^{192}Ir -HDR-

Monotherapie eines Prostatakarzinoms) und in extrem inhomogenen (^{192}Ir -HDR-intraluminale Brachytherapie des Ösophagus) patientadaptiven Phantomgeometrien mit Dosisberechnungen von kommerziellen Planungssystemen (BPS) und mit Monte-Carlo-Simulationsberechnungen verglichen. Es wurde gezeigt, dass in homogenen Geometrien im Prostatazielvolumen das kommerzielle BPS in der Lage ist, die Dosisverteilung genau zu berechnen und dass die analytischen Dosisberechnungen in sehr guter Übereinstimmung mit der BPS-Dosisberechnungen stehen. Die Rechenzeit des Modells in diesem klinischen Fall, mit einer hohen Anzahl von Strahlerhaltepositionen, liegt in dem für die Brachytherapieplanung üblichen Sekundenbereich und erzielt eine hohe Rechengeschwindigkeit auf Standard PCs. Für eine dem Ösophagus umgebende inhomogene Körperanatomie korrigiert das entwickelte Dosisberechnungsmodell die Dosisverteilung im Rückenmark, im Sternum und in den Wirbelkörpern wegen der Berücksichtigung sowohl der erhöhten oder reduzierten Schwächung von Primärphotonen- und Streuphotonenfluenz als auch der Veränderung der Erzeugung von Streuphotonen im Verhältnis zum Wasser in den inhomogenen mittelgroßen Organstrukturen. Sein Einsatz kann daher dem Arzt aufgrund der korrigierten Dosisverteilungen und Dosisvolumenhistogramme bei seinen Überlegungen über die Dosisbelastung dieser Risikoorgane helfen. Es ist aber wegen seiner 1D Streudosiskorrekturmethode nicht in der Lage die Dosisverteilung von BPS in den großvolumigen und vom Strahler entfernter liegenden Lungen zu korrigieren. In diesem klinischen Fall erweist sich das Modell um mindestens drei Größenordnungen schneller als die präzisen MC Simulationsberechnungen auf Standard PCs und bleibt in dem für den klinischen Einsatz erwünschten Rechenzeitbereich von Sekunden.

Als letzter Schritt wird die Rechengenauigkeit der Dosisverteilung vom BPS für ein klinisches Brustimplantat untersucht. Dazu wird der Brachytherapiebestrahlungsplan mit MC-Simulationsberechnungen in einem patientadaptiven Brustphantom verglichen. Die Dosisverteilung im Zielvolumen sowie in der Brustperipherie des Zielvolumens wird vom BPS, verglichen mit den MC-Dosisergebnissen, sehr genau berechnet. Es wird nachgewiesen, dass die vom Arzt erwünschte Zielvolumenabdeckung trotz der endlichen Körperanatomie gewährleistet wird. Verglichen mit den MC-Dosisergebnissen überschätzt das BPS die Hautdosis um maximal 10%. Die Einsatzmöglichkeiten des Modells für diese Geometrie werden auf der Basis der Ergebnisse für die endlichen Testphantomgeometrien diskutiert.

Anhang A

Die Photonenenergiespektren von ^{192}Ir und ^{125}I

Das in dieser Arbeit für die Monte-Carlo-Dosisberechnungen und analytischen Berechnungen benutzte ^{192}Ir -Energiespektrum der Tabelle A.1 ist der Referenzarbeit von Glasgow und Dillman [Glas79] entnommen worden. Das für die Evaluierung und den Vergleich des MCNP-Monte-Carlo-Codes mit den TLD-Messungen im Solid Water [Ana02] verwendete ^{125}I -Energiespektrum für die γ - und die charakteristische Röntgenstrahlung wurde der Arbeit von Dillman und Von der Lage [Dil75] entnommen. Dies ist in der Tabelle A.2 dargestellt.

Energieintervall (keV)	Photonen im Energieintervall pro 100 Zerfälle (%)
7-14	5.8
61-67	10.72
71-79	2.892
136-137	0.181
201-202	0.485
205-206	3.33
283-284	0.266
295-296	28.85
308-309	30.05
316-317	82.8
374-375	0.721
416-417	0.664
468-469	47.8
484-485	3.16
489-490	0.427
588-589	4.48
604-605	8.16

612-613	5.26
884-885	0.288

Tabelle A. 1: *Das in der vorliegenden Arbeit benutzte ^{192}Ir -Photonenenergiespektrum*

Energie (KeV)	Photonen pro 100 Zerfälle (%)
27.2	39.06
27.4	76.15
30.9	20.56
31.8	4.26
35.4	6.66

Tabelle A. 2: *Das in der vorliegenden Arbeit verwendete ^{125}I -Photonenenergiespektrum*

Anhang B

Analytische Berechnung der Anisotropiefunktion

Die Berechnung der Anisotropiefunktion, $F(r, \theta)$, der in der Tabelle B.1 aufgelisteten ^{192}Ir HDR Brachytherapiestrahlern erfolgt mit Hilfe der Fittfunktion von Liso *et al* [Lli01][Lli03] an die berechneten TG-43 $F(r, \theta)$ Werten von Williamson *et al* [Wil95a] für das Design der alten („classic design“) ^{192}Ir -HDR-microSelectronTM-Strahlerquelle, von Daskalov *et al* [Dask01a] für das neue microSelectronTM ^{192}Ir -HDR-Strahlerdesign, von Wang *et al* [Wan98] für das alte VarisourceTM Strahlerdesign sowie von Angelopoulos *et al* [Ang00] für das neue VarisourceTM Strahlerdesign. Die Fittfunktion wird von der folgenden Gleichung gegeben:

$$F(r, \theta) = k(r) + \frac{a(r) \cdot (\theta / \pi)^{e(r)}}{1 + b(r) \cdot (\theta / \pi)^{e(r)}} + \frac{a'(r) \cdot (1 - \theta / \pi)^{e'(r)}}{1 + b'(r) \cdot (1 - \theta / \pi)^{e'(r)}} \quad (\text{B.1})$$

Die Fitvariablen sind Funktionen des radialen Abstandes von der Strahlermitte, r , der in Kapitel 2.5.1 in der Abbildung 2.11 dargestellt ist. Diese Funktionen werden durch die folgende Gleichungsgruppe berechnet [Lli01][Lli03]:

$$\left\{ \begin{array}{l} k(r) = k_1 r^{k_2} + k_3 r + k_4 \\ a(r) = a_1 r^{a_2} + a_3 r + a_4 \\ b(r) = b_1 r^{b_2} + b_3 r + b_4 \\ e(r) = e_1 r^{e_2} + e_3 r + e_4 \\ a'(r) = a'_1 r^{a'_2} + a'_3 r + a'_4 \\ b'(r) = b'_1 r^{b'_2} + b'_3 r + b'_4 \\ k'(r) = e'_1 r^{e'_2} + e'_3 r + e'_4 \end{array} \right\} \quad (\text{B.2})$$

Die Parameter der in der Gleichungsgruppe B.2 Fitvariablen sind in der Tabelle B.2 aufgelistet.

Strahler	Strahlercore			Strahlerkapselung		Außendurchmesser
	Material	Länge	Durchmesser	Material	Schichtdicke	
microSelectron™ (classic Design)	Ir	0.35	0.0600	Edelstahl	0.0250	0.110
microSelectron™ (neues Design)	Ir	0.36	0.0650	Edelstahl	0.0125	0.090
Varisource™ (altes Design)	Ir	1.00	0.0340	Ti/Ni	0.0125	0.059
Varisource™ (altes Design)	Ir	0.50	0.0340	Ti/Ni	0.0125	0.059

Tabelle B. 1: Die Abmessungen und Materialeigenschaften der HDR-¹⁹²Ir-Strahlerquellen, deren Anisotropie mit dem Liso-Funktion [Lli01][Lli03] angefitet wurde. Alle Abmessungen sind in Einheiten von cm angegeben

Nucletron ¹⁹² Ir-HDR-microSelectron "classic" Design				
i	k _i	a _i	b _i	e _i
1	2.6133 x 10 ⁻²	0.0	5.8123	1.088
2	-1.44644	0.0	-1.0123	-2.146 x 10 ⁻²
3	3.918 x 10 ⁻²	-1.960	4.60 x 10 ⁻¹	0.0
4	1.2917 x 10 ⁻¹	35.863	64.82	7.446 x 10 ⁻¹
		a' _i	b' _i	e' _i
1		0.0	1.334 x 10 ⁻⁵	-1.629 x 10 ⁻⁴
2		0.0	-3.572	-3.827
3		-6.5169 x 10 ⁻¹	3.4474 x 10 ⁻¹	0.0
4		25.220	65.552	1.9574
Nucletron ¹⁹² Ir-HDR-microSelectron neues Design				
	k _i	a _i	b _i	e _i
1	1.8111 x 10 ⁻²	0.0	3.072	2.1846 x 10 ⁻¹
2	-1.48814	0.0	-1.5753	-5.565 x 10 ⁻¹
3	3.5352 x 10 ⁻²	-1.2851	-1.2076 x 10 ⁻¹	0.0
4		29.523	69.696	1.74
		a' _i	b' _i	e' _i
1		0.0	7.2814 x 10 ⁻²	-7.277 x 10 ⁻⁴
2		0.0	-3.137	-2.546

		a'_i	b'_i	e'_i
3		-1.227	-1.2149×10^{-1}	0.0
4		29.941	65.54	1.8305
Varian- ¹⁹² Ir-HDR-Varisource altes Design				
	k_i	a_i	b_i	e_i
1	9.7125×10^{-1}	17.542	106.858	-2.16×10^{-1}
2	6.113×10^{-2}	-1.073×10^{-1}	1.36737×10^{-1}	-2.085
3	3.086×10^{-2}	4.9608	-11.16535	-4.836×10^{-2}
4	-1.254083	50.245	-3.406	1.6151
		a'_i	b'_i	e'_i
1		26.0619	28.561	-8.709×10^{-2}
2		1.105337	-5.3172×10^{-1}	-3.646
3		-39.7765	-6.7652	-5.854×10^{-2}
4		73.554	77.124	1.5911
Varian- ¹⁹² Ir-HDR-Varisource neues Design				
	k_i	a_i	b_i	e_i
1	5.372×10^{-2}	2.4×10^{-2}	5.447	1.559
2	-1.113	0.0	-1.37	-3.25×10^{-2}
3	3.7078×10^{-2}	-1.6029	-8.777×10^{-1}	-5.9×10^{-2}
4	-1.184×10^{-1}	40.663	64.17	-1.35×10^{-1}
		a'_i	b'_i	e'_i
1		-1.9×10^{-2}	3.766×10^{-2}	-2.169×10^{-1}
2		0.0	-3.3867	-5.68×10^{-1}
3		-9.482×10^{-1}	8.11×10^{-1}	-9.8×10^{-3}
4		33.4	64.01	1.6675

Tabelle B. 2: Die Parameter der Fitvariablen der Anisotropiefunktion der gängigsten ¹⁹²Ir-HDR-Brachytherapiestrahlerquellen [Lli01][Lli03]

Anhang C

Die TL Dosimetrie in der Brachytherapie

C.1 Grundlagen der TL Dosimetrie in der Brachytherapie

Unter Thermolumineszenz (TL) kann kurz der Effekt der Lichtemission eines Festkörpers bei Erwärmung beschrieben werden, wenn er vorher mit ionisierender Strahlung angeregt wurde. Die mit der Anregung verbundene Energieabsorption führt zu einer Umbesetzung der Elektronenniveaus im Festkörper. Die Anzahl der Umbesetzungen ist proportional zu der absorbierten Energie. Beim Erwärmen des TL-Dosimeters nach einer bestimmten, meist linearen Aufheizfunktion $T(t)$ wird ein Lichtstrom Φ_{TL} hervorgerufen. Die Darstellung $\Phi_{TL}(T)$ beziehungsweise $\Phi_{TL}(t)$ heißt Glowkurve.

Es ist nicht im Sinne der vorliegenden Arbeit auf die Theorie der Thermolumineszenz der Festkörper einzugehen. Detaillierte Hinweise über die Theorie und die Anwendung der Thermolumineszenz findet man in der Fachbücherliteratur [McK85][Cam68][Hor84].

Die Thermolumineszenz wird als eine Standardmethode der experimentellen Dosimetrie der Brachytherapie anerkannt, nicht nur wegen ihres Einsatzes in der Ermittlung der dosimetrischen Eigenschaften verschiedener Brachytherapiestrahler [And90][Wea90][Nat90][Chi90], sondern auch als Verifikationswerkzeug der MC-Dosimetrie [Val94][Kir95][Das96]. Unter den verschiedenen kommerziell verfügbaren TL Dosimetern, ist TLD-100 (LiF dotiert mit Mg und Ti in kleinen Konzentrationen um die von der physikalischen applizierten Dosis induzierte Thermolumineszenz hervorzuheben) das meistverwendete Material in der Dosimetrie der Brachytherapie und das in dieser Arbeit benutzte Material.

TLD-100 weist eine Z_{eff} von 8.3 auf. Dieser Wert liegt der $Z_{eff}=7.4$ vom Weichteilgewebe nahe und darf als ungefähr gewebeäquivalent betrachtet werden. Sein Ansprechvermögen als Funktion der Energie ist konstant bis zu 200keV. Unterhalb dieses Energiewertes steigt das Ansprechvermögen von TLD-100 mit abnehmender Energie durch die Vorherrschaft des Photoeffekts an. Daher muss bei der Auswertung in den kleinen Energiebereichen eine Korrektur vorgenommen werden. In dieser Arbeit werden TLD-100 Stäbchen mit einem Durchmesser von 1mm und einer Länge von 6mm zur Verifikation von MCNP angewendet. Das TLD-100 Material (LiF:Mg,Ti) weist eine zufriedenstellende Empfindlichkeit auf. Sein Signal-zu-Rausch-Verhältnis kann durch die Erweiterung der Bestrahlungsdauer verbessert werden, da es sich bei den TL-Dosimeter um Signalintegrations-Dosimetern handelt. TLD-100 Dosimeter verfügen zudem über einen breiten dynamischen Dosisbereich (lineares Verhalten von 0.01cGy bis ca. 100cGy und supralinear bis zu einer Dosis von 20% seiner Sättigungsdosis D_s für ein ^{60}Co Strahlenfeld als Kalibriermodalität [Bus81])

C.1.1 Kalibrierung der Thermolumineszenzdosimeter

Durch den gesamten Vorgang der Kalibrierung einer Gruppe von TLD-100 Stäbchen muss Rücksicht auf ihre identische „thermische Geschichte“ genommen werden. Damit ist gemeint, dass alle zur Gruppe gehörenden Dosimeter den gleichen Stabilisierungs-, Aufheizungs- und Auswertephase unterzogen werden müssen. Zusätzlich müssen sie in dem gleichen Platzhalter unter den gleichen Bedingungen gelagert werden [Fei92]. Als Auswertesignal der TLD gilt in dieser Arbeit der über den Auswerte-/Erwärmzyklus integrierter Lichtstrom $\Phi_{TL}(t)$ unter der gesamten Glowkurve, TL, gemessen in nC.

Jedem TL Dosimeter[↑] in dieser Arbeit wurde in den aus Aluminium bestehenden Platzhaltern eine Identitätsnummer vergeben. Diese Aluminiumplatzhalter wurden nicht nur für die Lagerung, sondern auch für das Erhitzen der TLD in dem elektronisch gesteuerten TLD-Ofen[¶] benutzt. Vor jeder Bestrahlung wurden die TL-Stäbchen im TLD-Ofen für eine Stunde bei 400°C und für zwei Stunden bei 100°C erhitzt. Das Erhitzen der TLD bei 400°C dient der Eliminierung des restlichen Lichtstromes nach ihrer Auswertung im TLD Auswertegerät[§], während ihr Erhitzen bei 100°C die Stabilisierung der Elektronenfallen in dem TL-Festkörper erzielt [Anc88][Dri86]. Zusätzlich nach ihrer Bestrahlung und unmittelbar vor ihrer Auswertung wurden sie einer Erhitzphase bei 100°C für zehn Minuten unterzogen, um ihr Signal mit dem Löschen der Spitzen 1 und 2 der TLD-100-charakteristischen Glowkurve weiterhin zu stabilisieren [Meig95]. In dem TLD-Auswertegerät wurden die TL-Stäbchen ständig mit einer konstanten Aufheizrate von 15°Cs⁻¹ auf eine maximale Temperatur von 270°C aufgewärmt und dabei ihr Signal unter der gesamten Glowkurve registriert.

Jede Bestrahlung der TLD für ihre Kalibrierung erfolgte an dem Siemens* MEVATRON KD2 Linearbeschleuniger der Strahlenklinik am Klinikum Offenbach. Die TLD wurden in die für sie geeigneten Eingravierungen einer Polystyrenphantomplatte eingelegt, die zwischen anderen Polystyreneplatten in der Tiefe des Dosismaximums des 6 Megavoltage (MV) Beams ($d_{max}=1.8\text{cm}$) positioniert wurde. Die Strahlenfeldgröße betrug 20x20cm² und umfasste den gesamten Bereich der in der Platte liegenden TLD. Die Energiedosis in der Strahlenfeldmitte wurde mit Hilfe einer zylinderförmigen Ionisationskammer[¥] und dem entsprechenden Elektrometer[↔] gemessen. Sowohl die benutzte Ionisationskammer und das Elektrometer wurden an den Physikalisch-Technischen Werkstätten in Freiburg kalibriert. Diese Kalibrierung ist rückführbar auf Normale der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig. Die angegebene prozentuelle Unsicherheit der Kalibrierung von $\pm 2.2\%$ entspricht der zweifachen Standardabweichung. Die Dosisinhomogenität des Strahlenfeldes an den Positionen jedes einzelnen TL-Dosimeters bezogen auf den Dosiswert in der Strahlenfeldmitte wurde mit der gleichzeitigen Bestrahlung und der Auswertung eines Films[¬] in dem Filmlaserscanner[⊥] bestimmt und der mit der Ionisationskammer gemessene Dosiswert wurde für jedes TLD korrigiert.

Trotz Herstellerangaben für eine empfindlichkeitsbezogene prozentuelle Abweichung in der TLD Gruppe von maximal 5%, muss für jedes TLD ein individueller

[↑] St Gobain Bicon, Wermelskirchen, Deutschland

[¶] PTW TLDO, Freiburg, Deutschland

[§] Bicon Harshaw QS 5500, Wermelskirchen, Deutschland

* Siemens Medical Solutions AG, Colorado, USA

[¥] PTW Ionisationskammer M2332, 0.3cm³

[↔] PTW UNIDOS Elektrometer

[¬] X-OMAT V Film, KODAK

[⊥] PTW Lumiscan 50 (FIPS Plus)

Empfindlichkeitskoeffizient bestimmt werden. Dieser heißt auch Chip Faktor und wird für das i-te Dosimeter gegeben durch:

$$S_{i,k} = \frac{TL_{i,k}}{\frac{1}{N} \sum_i^N TL_{i,k}} \quad (C.1)$$

wobei $TL_{i,k}$ das gemessene Signal des i-ten TL-Dosimeters bei der k-ten Bestrahlung der Kalibrierungsphase ist. Diese Signale ergeben sich nach dem Abzug von dem Auswertesignal des i-ten TL-Dosimeters des Mittelwertes der Untergrundsignalen einer Untergruppe von 5-10 TLD, die nicht bestrahlt werden [Yu99]. Diese Prozedur wird für jede TL Probe mindestens dreimal wiederholt um den Mittelwert des i-ten Chip Faktors zu bilden und um diejenigen Dosimeter auszusortieren, die sich nicht stabilisiert haben und eine relative Standardabweichung von mehr als 2 bis 4% aufweisen.

Der zweite Schritt des Kalibriervorgangs erfolgt mit der Bestrahlung einer nach der ersten Phase verbleibenden TLD Untergruppe in dem Plattenphantom unter den selben vorher diskutierten Bedingungen mit einer Dosis, D_0 , von 40 bis 100cGy, weil sich die TLD in diesem Dosisbereich linear verhalten. Das absolute Ansprechvermögen der an der Referenzdosis D_0 bestrahlten Untergruppe der Proben, ε_λ , wird durch das Verhältnis des Mittelwertes der TL-Signale der Untergruppe bei mindestens drei Bestrahlungen zur Referenzdosis, $D_0=80$ cGy, gegeben:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{\overline{TL}}{D_0} \quad (C.2)$$

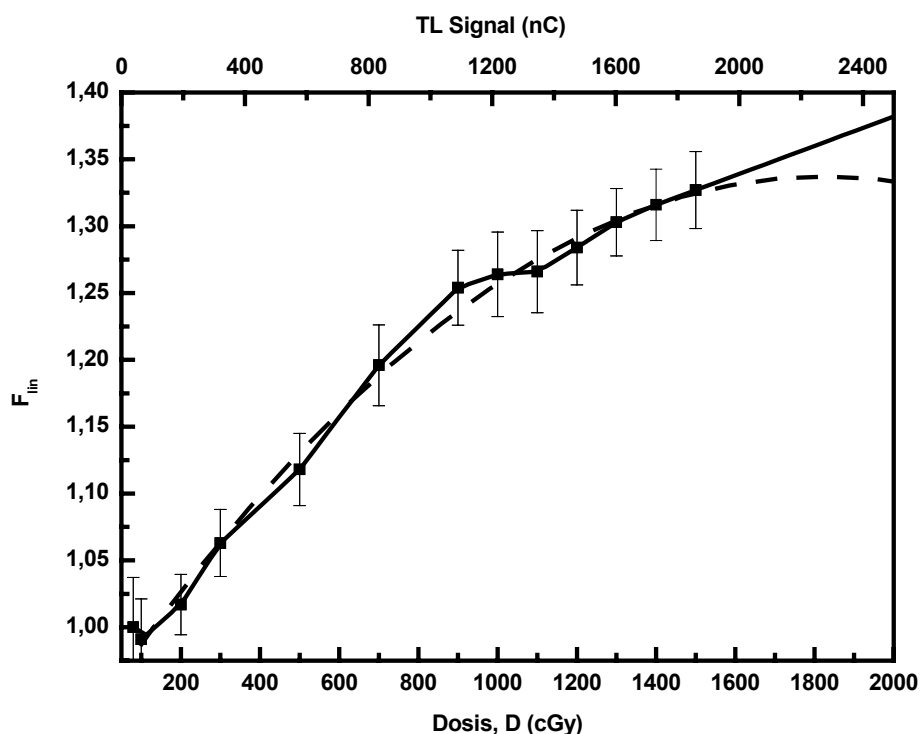


Abbildung C.1: Die Korrekturfaktoren für das supralineare Verhalten der in dieser Arbeit benutzten TLD-100 Dosimeter, F_{lin} , bei gestuften Dosiswerten von 80 bis 1500 cGy, das zweite Ordnung Fitpolynom der Gleichung (C.4) (gestrichelte Linie) und die „cubic spline“ Interpolationskurve (durchgezogene Linie) bis zu einer Dosis von 2000cGy

Da die TL-Dosimeter über einen breiten Dosisbereich benutzt werden, in dem sie sich nicht immer linear als Funktion der applizierten Dosis verhalten, muss als dritter Schritt für ihr supralineares Verhalten korrigiert werden. Dies erfolgt mit der Unterteilung der TLD-Gruppe in m Untergruppen von $n=6$ bis 8 TLD, die an bestimmten Dosiswerten im Fall der vorliegenden Arbeit von 80cGy bis 1500cGy bestrahlt werden. Der Vorgang muss für jede m -te Untergruppe mindestens dreimal zur Bestimmung des Mittelwerts des absoluten Ansprechvermögens, ε_m , der m -ten Untergruppe wiederholt werden. Diese ε_m Werte werden dann auf den Wert des Ansprechvermögens ε_λ der Referenzdosis D_0 normiert und so bildet sich der Supralinearitätskorrekturfaktor, F_{lin} :

$$F_{lin} = \frac{\varepsilon_m(TL_m)}{\varepsilon_\lambda(TL_\lambda)} \quad (C.3)$$

Die Supralinearitätskorrekturfaktoren werden in der Abbildung C.1 dargestellt und mit einem Polynom zweiter Ordnung ($R^2=0.994$) angefitet:

$$F_{lin} = -1.175e-07 \cdot TL^2 + 4.291e-04 \cdot TL + 0.946 \quad (C.4)$$

C.1.2 Korrekturen zur TL Dosimetrie in der Brachytherapie

Der im letzten Kapitel beschriebene Kalibrierungsvorgang der TL Proben ermöglicht die experimentelle Bestimmung der Dosis in der Umgebung des Polystyrenephantoms, D_{pol} , in dem 6MV Strahlungsfeld am Linearbeschleuniger. Es gilt für jedes TLD im Kalibrierungsphantom:

$$D_{pol,6MV} = \frac{TL_{pol,6MV}}{S_i \cdot F_{lin} \cdot \varepsilon_{pol,6MV}} \quad (C.5)$$

Aufgrund der steilen Dosisgradienten in der Umgebung der Brachytherapiestrahler kann die systematische Ungenauigkeit des Abstandes zwischen dem Strahler und dem TLD zu einem signifikanten Fehler bei der Bestimmung der Dosis führen. Für Dosismessungen in einem Abstand von 1cm wird eine Positionierungsungenauigkeit der TLD und des Strahlers von maximal 100 μ m akzeptiert [Per94]. Die Ergebnisse der TL-Dosimetrie werden im Wasser entsprechend des TG-43 Dosimetrieprotokolls [Nat95] angegeben, obwohl sie in Festkörperphantomen wegen der Anforderungen an hohe Positionierungsgenauigkeit durchgeführt werden. Die gesamte Bestrahlungsdauer muss den Kompromiss zwischen der Einhaltung des linearen Verhaltens des TLD-Signals und der Gewährleistung eines hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnisses finden. Für eine langzeitige Bestrahlungsdauer T wie in dieser Arbeit mit LDR ^{125}I Seeds, muss ein Korrekturfaktor für die exponentielle Abnahme der Aktivität des Strahlers angewendet werden. Dieser Faktor wird gegeben durch:

$$g(T) = \frac{1}{\int_0^T \exp(-\lambda \cdot t) dt} = \frac{\lambda}{1 - \exp(-\lambda \cdot T)} \quad (C.6)$$

wobei λ die Zerfallskonstante des Radionuklids ist.

Überdies kann das Phantommaterial für die Bestrahlung der TLD im Strahlungsfeld des Brachytherapiestrahlers vom Phantommaterial für die TLD Kalibrierung unterscheiden. Da im Energiebereich des 6MV-Kalibrierungsbeams die absorbierte Dosis nur gering von der elementaren Zusammensetzung des Phantommaterials abhängt (Vorherrschaft der Compton-Streuung), ist praktisch das Verhältnis der Ansprechvermögen der TLD in

beiden Phantommaterialien in dem Kalibrierungsenergiebereich mit guter Annäherung gleich eins.

Ferner ist das bei der Kalibrierung der TLD ermittelte absolute Ansprechvermögen ε_λ für das Energiespektrum des 6MV-Strahls gültig. Ein zusätzlicher Korrekturfaktor muss für den Unterschied zwischen dem Energiespektrum des Brachytherapiestrahlers und demjenigen des 6MV-Strahls eingeführt werden. Das ist notwendig, zumal sich die Photonen der Brachytherapiestrahler mit zunehmendem Abstand an dem niederenergetischen Bereich des Spektrums anhäufen (<30-40keV) und der Photoeffekt vorherrscht. Die Bestrahlung der TL Proben zur Verifikation von MCNP4c erfolgten in zwei Solid-Water-Phantomen[∇][Cos82]. Solid Water ist ein für die Dosimetrie niederenergetischer Brachytherapiestrahler geeignetes Material und seine chemische Zusammensetzung wird als prozentueller Gewichtsanteil gegeben durch: H (8.0901%), C (67.170%), O (19.8734%), N (2.4149%), Ca (2.3200%), Cl (0.1306%) [Cos82]. Der vom Abstand zum Strahler, r , abhängige Korrekturfaktor für das relative Energieansprechvermögen, $E'(r)$, in dem Solid Water Messphantom für das ^{125}I -Energiespektrum in Bezug auf das 6MV Strahlungsfeld wird gegeben durch:

$$E'(r) = \frac{TL_{SW,125-I} / D_{SW,125-I}}{TL_{SW,6MV} / D_{SW,6MV}} = \frac{D_{TLD,SW,125-I} / D_{SW,125-I}}{D_{TLD,SW,6MV} / D_{SW,6MV}} \quad (C.7)$$

wobei die TL Signale TL im Solid Water bei dem ^{125}I und 6MV durch die Dosis im TLD in der Umgebung von Solid Water, $D_{TLD,SW}$, durch die Proportionalität $TL = \alpha D_{TLD}$ bedingt, ersetzt wird. Der Proportionalitätsfaktor α ist unabhängig von der Energie und hebt sich in der Gleichung (C.7) auf.

In Hinblick auf die Kavitätstheorie von Burlin [Att86] dürfen die TLD als große Kavitäten betrachtet werden. Diese Theorie suggeriert, dass in den großen Kavitäten Energie nur von denjenigen Elektronen absorbiert wird, die durch die Wechselwirkung der Photonen innerhalb des Festkörpers und nicht in ihrem Umgebungsmaterial erzeugt wurden. Dies ist nicht nur für die niederenergetischen Brachytherapiestrahler wie ^{125}I - und ^{103}Pd -Strahler gültig, wo die Reichweite der in dem TLD Umgebungsmaterial erzeugten Sekundärelektronen sehr gering ist, sondern auch für ^{192}Ir [Val94][Pra00]. Ferner ist es nachgewiesen worden [Val94], dass mit der Umformung der Burlin-Kavitätstheorie und zusätzlichen MC-Berechnungen die TLD in den Energiespektren von ^{60}Co und den 4MV und 6MV Beams mit einer 1% Ungenauigkeit als große Kavitäten sogar für sehr kleine TLD-Volumina (0.1cm x 0.1cm x 0.1cm) betrachtet werden können. Diese Theorie begründet den Einsatz des effektiven Verhältnisses der Massenenergieabsorptionskoeffizienten vom dem TLD Material zum Umgebungsmaterial bei den Energiespektren von ^{125}I und 6MV [Pra00][Kar98][Mob97]. Die Gleichung (C.7) geht in die Gleichung (C.8) über:

$$E'(r) = \frac{\left(\mu_{en} / \rho \right)_{SW,125-I}^{LiF}}{\left(\mu_{en} / \rho \right)_{SW,6MV}^{LiF}} \quad (C.8)$$

In der Abbildung C.2 werden die Ergebnisse für $E'(r)$ für TLD-100(LiF:Mg,Ti), Wasser, Polystyrene, PMMA (Poly Methyl Meth Acrylate) und Solid Water gegen die

[∇] GfM Weiterstadt, Deutschland

Energie und normiert auf den Wert bei der ^{60}Co Energie aufgetragen. Aus dieser Abbildung wird ersichtlich, dass das relative Energieansprechvermögen der TLD-100 in jedem Material bis ungefähr 200 keV konstant bleibt. Zusätzlich lässt sich feststellen, dass aus Polystyrene oder PMMA bestehende Messphantome für die Dosimetrie von niederenergetischen Brachytherapiestrahler ungeeignet sind.

Die Annäherung der Gleichung (C.8) vergleicht die Dosiswerte im homogenen LiF:Mg,Ti mit dem jeweiligen homogenen Phantommateriale und vernachlässigt die Tatsache, dass das Energiespektrum die an einer bestimmten Position liegende TL-Probe unmittelbar von dem umliegenden Material bestimmt wird. Das relative Ansprechvermögen eines TL Dosimeters in einem bestimmten Umgebungsmaterial kann experimentell durch die Verwendung realer Brachytherapiestrahler [Pra00][Wea84] oder MV-Strahlenfeldes erfolgen, vorausgesetzt die mittlere effektive Energie des Megavoltage-Strahlenfeldes entspricht der mittleren Energie der relevanten Brachytherapiestrahler [Meig88a][Meig88b]. Statt dessen kann die Monte-Carlo-Simulationsmethode entweder für die Berechnung des exakten Energiespektrums im Mittelpunkt der TL-Probe im Phantom zum Zweck seiner Mittelung mit den entsprechenden Massenenergieabsorptionskoeffizienten oder für die Berechnung von KERMA im Dosimetervolumen herangezogen werden, unter der Annahme, es handele sich bei den TLD um große Kavitäten [Val94][Pra00]. Diese Vorgangsweise wird auch in der vorliegenden Arbeit gewählt.

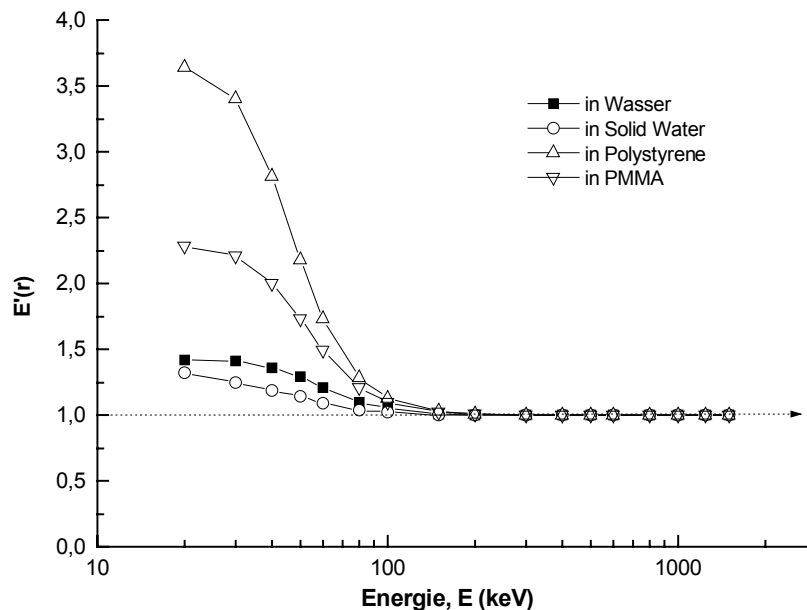


Abbildung C.2: *Relatives Energie Ansprechvermögen in Wasser, Solid Water, Polystyrene und PMMA, berechnet mit der Benutzung der entsprechenden Massenenergieabsorptionskoeffizienten. Alle Werte sind auf den Wert des Ansprechvermögens bei der ^{60}Co Photonenenergie normiert*

Nicht zuletzt ist noch eine Korrektur für das endliche Volumen der TL-Proben bei der Dosimetrie der Brachytherapiestrahler erforderlich, da sich in ihrer nahen Umgebung steile Dosisgradienten einstellen. Das Signal der TL-Proben im Messphantom insbesondere in der unmittelbaren Umgebung des Strahlers, entsprechen der Integration der in dem TL Volumen absorbierten Dosis und nicht der Dosis im Mittelpunkt der TLD. Deswegen muss man für diesen Effekt noch einen Korrekturfaktor einführen. Er wird als das Verhältnis der Dosis im Dosimetermittelpunkt zu dem über sein Volumen gemittelten Dosiswert definiert. Dieser Korrekturfaktor wird Verdrängungsfaktor genannt [Wil95b], C_{disp} , (aus dem Englischen: displacement factor). Praktisch wird der Verdrängungsfaktor durch die

Zerteilung des Strahlers in N_S und des Dosimeters in N_{TLD} infinitesimalen Volumenelementen und durch die einfache Monte-Carlo-Integration [NumRec] des Dosisbeitrags, oder ihres Geometriefaktors $1/r^2$, von dem i -ten Strahlerelement (Punktstrahler) [Bal98] an dem j -ten infinitesimalen TLD Volumenelement berechnet. In der vorliegenden Arbeit ist $N_S=N_{TLD}=N=10^6$. Es gilt:

$$C_{disp} = \sum_{i=1}^{N_S} \left\{ \frac{1}{(\vec{r}_i')^2} \cdot \left[\sum_{k=1}^{N_{TLD}} \frac{1}{(\vec{r}_{ij}'')^2} \right]^{-1} \right\} \quad (C.9)$$

wobei die Terme der Gleichung (C.9) in der Abbildung C.3 dargestellt sind.

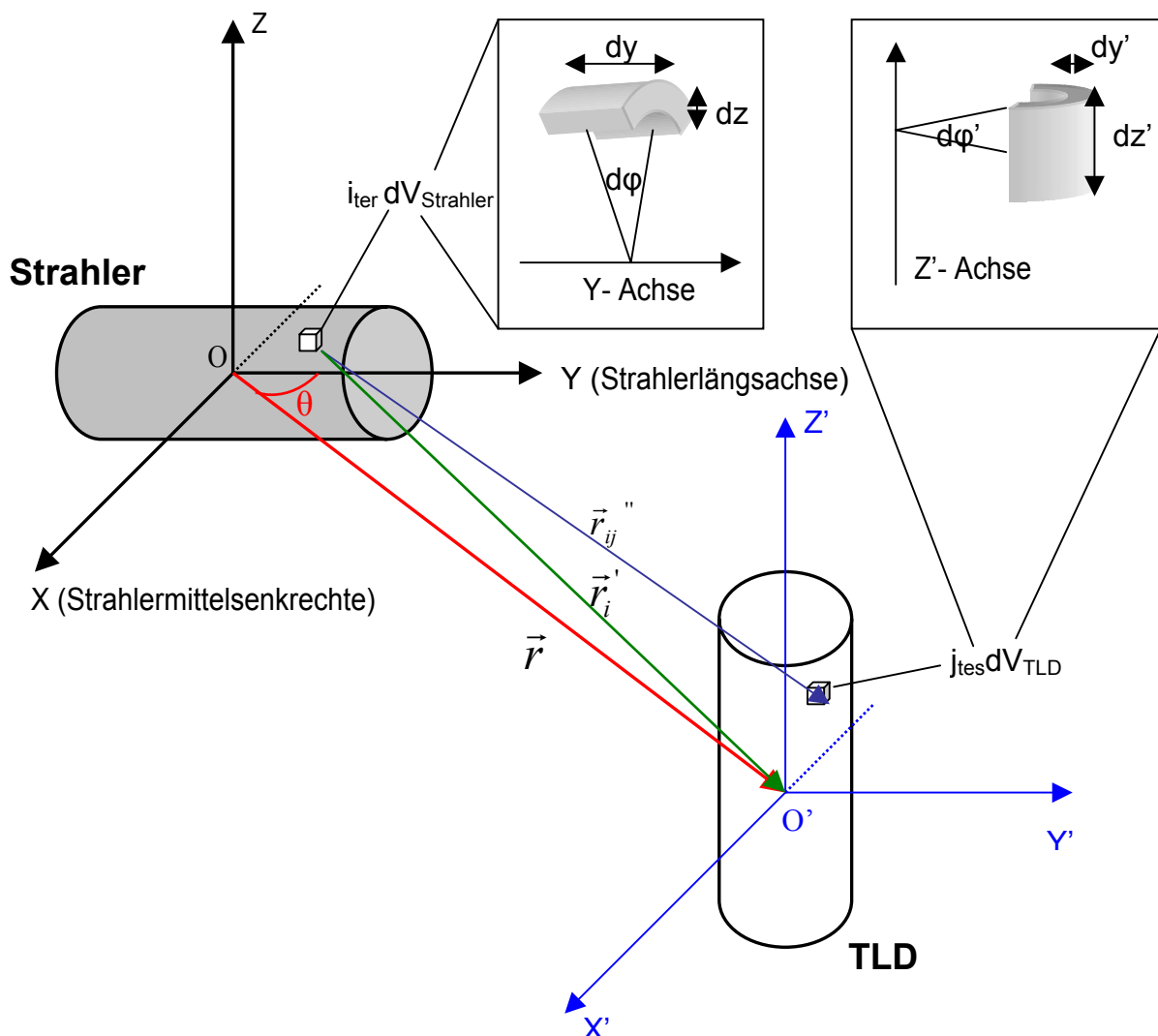


Abbildung C.3: Geometrische Darstellung der in der Gleichung (C.9) auftretenden Vektoren für die Berechnung des TLD Verdrängungsfaktors, C_{disp} , im Solid Water Messphantom mit der einfachen Monte Carlo Integrationsmethode

Abbildungsverzeichnis

1.1: Der Ablauf der Brachytherapiebehandlung.....	3
2.1: Die mit dem Quadrat des radialen Abstandes multiplizierte Energiedosis monoenergetischer, punktförmiger Photonenstrahler als Funktion des radialen Abstandes von der Strahlenquelle. Alle Dosiswerte wurden auf den Dosiswert im Abstand von 1cm normiert.....	6
2.2: Das Zerfallsdiagramm von ^{192}Ir	9
2.3: Die Photoeffekt Massenschwächungskoeffizienten, τ / ρ , für bestimmte chemische Verbindungen und Gemische in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Die Energien für die K-Kanten sind auf der Abszisse markiert. Der niedrige Energiebereich von 1keV bis 10keV ist vergrößert in dem Inset rechts oben für Wasser, Weichteilgewebe und Solid Water.....	13
2.4: Die Massenschwächungskoeffizienten für die Rayleigh Streuung, σ_R / ρ , für bestimmte chemische Elemente, Verbindungen und Gemische in Abhängigkeit von der Photonenenergie.....	14
2.5: Die Winkelverteilung der kohärent gestreuten Photonen im Wasser für 20keV, 60keV und 662keV Primärphotonenergie. Jede Verteilung ist pro Flächeneinheit dargestellt.....	15
2.6: Die Massenschwächungskoeffizienten für die Comptonstreuung, σ / ρ , und die entsprechenden auf der Basis der Klein-Nishina Formel berechneten Massenschwächungskoeffizienten, μ^{KN} / ρ für Wasser und Blei in Abhängigkeit von der Photonenenergie.....	16
2.7: Die Winkelverteilungen der inkohärent gestreuten Photonen und die entsprechenden auf der Basis der Klein-Nishina Formel im Wasser für Ursprungsphotonenergien von 20keV, 60keV und 662keV. Jede Verteilung ist pro Flächeneinheit dargestellt.....	17
2.8: Das normierte Energiespektrum eines ^{192}Ir -Punktstrahlers als Funktion der Photonenergie in verschiedenen Abständen von dem mit dem MCNP simulierten ^{192}Ir -Strahler.....	23
2.9: Schema zur Beschreibung des Flächen *F2 Energiefluenztallys.....	24
2.10: Polares (sphärisches) Koordinatensystem und geometrischer Aufbau eines realen zylinderförmigen Strahlers mit der Strahlerscorelänge L. Der Koordinatenursprung liegt in	

der geometrischen Mitte des Strahlercores und die z-Achse ist in die longitudinale Richtung des Strahlers gerichtet. Links: 3D Fall. Ein Punkt im Raum P ist definiert durch den radialen Abstand r , den Polarwinkel θ und den Azimutwinkel φ : $P=P(r,\theta,\varphi)$. Rechts: Fast alle kommerziell verfügbaren Strahler weisen eine zylinderförmige Symmetrie auf (Symmetrie rund um die z-Achse, φ unabhängig) und somit wird der 3D Fall in eine 2D Geometrie in der y-z Ebene reduziert mit $P=P(r,\theta)$28

2.11: Geometriekonventionen des AAPM TG-43 Dosimetrieprotokolls. Der für die Berechnung der Geometriefunktion in der Annäherung des Linearstrahlers eingesetzten Winkel, θ_1 und θ_2 werden gezeigt.....30

2.12: Die Energiezweigstellen für die Berechnungsschritte der sukzessiv-Streuung Superpositionsmethode. I. Berechnung der Primärphotonendosis und der SCERMA; II. Berechnung der Dosis und der SCERMA der ersten Streuphotongeneration; III. Berechnung der Dosis der vielfach gestreuten Photonen; IV. Summation der Dosisergebnisse aller Schritte zur Berechnung der Gesamtdosis (aus [Car00a]).....34

2.13: Der Massenenergieabsorptionskoeffizient von Wasser und Luft in Abhängigkeit von der Energie der Photonen. In dem Abbildungsinlett ist das Verhältnis dieser Koeffizienten dargestellt.....38

2.14: Schematischer Aufbau eines realen Brachytherapiestrahlers für die relevante Geometrie der Sievert Integrationsmethode.....39

2.15: Monte Carlo berechnete SPR-Werte für ein homogenes Wasserphantom und für quasi-unendliche, homogene a) Brustgewebe- b) Lungengewebe- c) Fettgewebe- und d) Kortexknochengewebephantome, die einen dichteskalierten Radius von 50gcm^{-2} aufweisen. Die analytisch berechneten SPR-Werte für das jeweilige Gewebematerial sind mit einer gestrichelten Linie und die SPR-Werte für Wasser mit einer durchgezogenen Linie dargestellt.....44

2.16: Photonenergiespektrum eines ^{192}Ir -Punktstrahlers a) emittiert, b) und c) im quasi-unendlichen homogenen Wasser (durchgezogene Linie) und Schädelknochen (Kortex) (gestrichelte Linie) in massendichteskalierten Abständen von jeweils $\rho r=5\text{gcm}^{-2}$ und $\rho r=10\text{gcm}^{-2}$45

2.17: Effektive Massenschwächungskoeffizienten für Wasser und Schädelknochen (Kortex) in Abhängigkeit von dem dichteskalierten Abstand, ρr , für einen ^{192}Ir -Punktstrahler.....46

2.18: Das Medium-zu-Luft-Verhältnis der effektiven Massenenergieabsorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Photonenenergie für a) Lungengewebe, b) Weichteilgewebe, c) Brustgewebe, d) Augenlinse, e) Hirn, f) Skelettmuskel g) Fettgewebe und h) Kortexknochen.....46

2.19: Einfaches Beispiel einer wasserhomogenen Geometrie, die zwei Inhomogenitäten enthält. Eine mit einer Massendichte (Region2) ρ_2 kleiner und eine mit einer Massendichte (Region 4) ρ_4 größer als die Wasserdichte, ρ_w . In den SPR Term der Gleichung 2.62, würde man für den dargestellten Dosispunkt $r_1+\rho_2r_2+r_3+\rho_4r_4+r_5$ auf der Grundlage der Massendichteskalierung einsetzen.....50

- 2.20:** Photonenergiespektrum vor a) $r=3\text{cm}$ und nach b) $r=6\text{cm}$ einer Kugelschale gefüllt mit Kortexknochen- (-----) oder Luftinhomogenität (.....) mit einer Schichtdicke von 3cm in einem Abstand von $r=3\text{cm}$ von einem ^{192}Ir -Punktstrahler innerhalb eines quasi-unendlichen Wasserphantoms. Entsprechende Ergebnisse in einem quasi-unendlichen, homogenen Wasserphantom (durchgezogene Linie) werden auch gezeigt. Die Einlagen fokussieren auf die niederenergetische Region.....51
- 2.21:** Monte Carlo berechneten a) Kortexknochen- b)Fett- c)Lunge- und d) Brustgewebe- zu-Wasser Massenenergieabsorptionskoeffizienten für den Primär- und Streuphotonenanteil des ^{192}Ir -Energiespektrums als Funktion des Abstandes vom ^{192}Ir -Punktstrahler. Die Gleichung (2.63) wird als durchgezogene Linie dargestellt.....54
- 2.22:** Die MC berechneten SPR-Werte eines ^{192}Ir Punktstrahlers werden als Funktion des radialen Abstandes in kugelförmigen wasserhomogenen Phantomen mit einem Außenradius $R=5\text{cm}$, 10cm , 15cm sowie in einem quasi-unendlichen Phantom ($R=50\text{cm}$) dargestellt. In dem Inlett entsprechende Werte der radialen Dosisfunktion $g(r)$ berechnet durch Gleichung 2.61 werden gezeigt.....56
- 2.23:** Die MC berechnete SPR-Werte werden an verschiedenen radialen Abständen r , als Funktion des Phantomaußenradius dargestellt.....57
- 2.24:** Für einen Phantomaußenradius von (a) $R=3\text{cm}$ (b) $R=5\text{cm}$ (c) $R=8\text{cm}$ und (d) $R=10\text{cm}$ werden analytisch (Gleichung 2.64) berechnete (rote Linie) und die mit MC Berechnungen bestimmten (*) SPR-Werte dargestellt. Die gestrichelten Linien zeigen die in einem Phantom mit dem Außenradius von 15cm berechneten SPR-Werte.....59
- 2.25:** In einem kugelförmigen Phantom mit dem Außenradius R ein in einem Abstand d vom Phantommittelpunkt exzentrisch auf der y -Achse positionierter ^{192}Ir -Strahler (S). P_1 , P_2 , P_3 , P_4 und P_5 sind die Überschneidungspunkte zwischen der Kugelaußenfläche und der aus dem Strahler ausgehenden Linie entlang der die Dosis berechnet wird.....59
- 2.26:** Die als durchgestrichelte Linie dargestellten MC berechneten Streudosiskerne für (a) den ersten Streuphotonenanteil $\tilde{h}_{1,sc}$ und (b) für den gesamten Streuphotonenanteil $\tilde{h}_{t,sc}$ in einem kugelförmigen Phantom mit dem Außenradius $R=50\text{cm}$. Die Werte werden in Polarwinkelintervalle von 3° - 6° , 42° - 45° , 87° - 90° und 168° - 171° dargestellt (aus [Car00a]).....61
- 2.27:** Für einen Phantomaußenradius von $R=8\text{cm}$ und einen in einem Abstand $d=6\text{cm}$ exzentrisch liegenden ^{192}Ir -Punktstrahler werden die analytisch berechneten (rote Linie), die mit MC-Berechnungen bestimmten (*) und die in einem Phantom mit dem Außenradius von 15cm zentrierten ^{192}Ir Punktstrahler berechneten SPR-Werte (.....) (a) entlang der Linie SP_2 und (b) entlang der Linie SP_3 dargestellt (siehe Abbildung 2.25). Die senkrechten Linien zeigen (a) die Ebene $x=0\text{cm}$ und (b) die senkrecht zur SP_3 stehende Ebene, auf der der Strahler positioniert ist.....62
- 3.1:** Geometrischer Aufbau des microSelectron HDR- ^{192}Ir -Strahlers (classic design).....65

- 3.2:** MCNP- (rote Linie), MC-UoA (blaue Linie) und MCPT- (schwarze Linie) berechnete $F(r,\theta)$ Werte für a) $r=1\text{cm}$ und b) $r=3\text{cm}$ als Funktion des Polarwinkels, θ67
- 3.3:** a) Das $g(r)$ - und b) das $F(r,\theta)$ -Messphantom.....68
- 3.4:** MCNP (rote Linie), MC-UoA (schwarze Linie) berechnete und TLD gemessene (schwarze Quadrate) $F(r,\theta)$ für a) $r=1\text{cm}$ und b) $r=5\text{cm}$ als Funktion des Polarwinkels, θ ..72
- 3.5:** MC- und analytisch berechnete Dosisleistungswerte (multipliziert mit dem Quadrat des Abstandes vom Strahler) für quasi-unendliche homogene Wasser- und Kortexknochenphantome. Die Primär-, Streu- und Gesamtdosisleistungskomponente werden gegen den dichteskalierten Abstand, r_p , aufgetragen.....74
- 3.6:** Analytische (—) und BPS (- - -) berechnete prozentuale Werte der Isodosisleistung in der Umgebung des microSelectron- (a) und des neuen VariSource- (b) ^{192}Ir -HDR-Strahlers in einer der Strahlerlängsachse enthaltenden Ebene der Strahlerstärke, $S_k=20000\text{U}$. Die Farbskala zeigt die prozentuale Abweichung zwischen den analytisch berechneten und den BPS generierten Dosisleistungswerten.....76
- 3.7:** Zentraler Querschnitt des kugelförmigen mathematischen Wasserphantoms mit dem Außenradius R , das die kugelschalenförmige Inhomogenität des Gewebematerials der Schichtdicke, d , an einem Abstand r vom zentrierten ^{192}Ir Strahler enthält.....77
- 3.8:** Analytisch (—) und MC- berechnete Dosisleistungswerte (multipliziert mit dem Abstandsquadrat) für ein quasi-unendliches Wasserphantom mit einer Schädelknocheninhomogenität (Kieferknochen) der Schichtdicke a) $d_1=1\text{cm}$ für $r=1\text{cm}$ (MC-Werte: $\square$) b) $d_2=3\text{cm}$ für $r=1\text{cm}$ (MC-Werte: ∇) c) $d_1=1\text{cm}$ für $r=3\text{cm}$ (MC-Werte: $\square$) und d) $d_2=3\text{cm}$ für $r=3\text{cm}$ (MC-Werte: ∇). Entsprechende Dosisleistungsergebnisse in einem quasi-unendlichen homogenen Wasserphantom (---) sind dargestellt. Die roten senkrechten Linien zeigen die Grenzflächen der Schädelknocheninhomogenität.....80
- 3.9:** Analytisch (—) und MC-berechnete Dosisleistungswerte (multipliziert mit dem Abstandsquadrat) für ein quasi-unendliches Wasserphantom mit einer Luftinhomogenität der Schichtdicke a) $d_1=1\text{cm}$ für $r=1\text{cm}$ (MC-Werte: $\square$) b) $d_2=3\text{cm}$ für $r=1\text{cm}$ (MC-Werte: ∇) c) $d_1=1\text{cm}$ für $r=3\text{cm}$ (MC-Werte: $\square$) und d) $d_2=3\text{cm}$ für $r=3\text{cm}$ (MC-Werte: ∇). Entsprechende Dosisleistungsergebnisse in einem quasi-unendlichen homogenen Wasserphantom (---) sind dargestellt. Die blauen senkrechten Linien zeigen die Grenzflächen der Luftinhomogenität.....82
- 3.10:** In der wasserhomogenen Geometrie (rote Linien), MC- (gestrichelte Linien) und in der inhomogenen Geometrie (schwarze Linien) berechnete Dosisleistungskonturen für ein $3\times 3\times 3\text{ cm}^3$ großes Kortexknochenstück für a) $z=1\text{cm}$ und b) $z=4\text{cm}$, für eine $3\times 3\times 3\text{ cm}^3$ große Luftinhomogenität für c) $z=1\text{cm}$ und d) $z=4\text{cm}$ und für eine $2\times 2\times 2\text{ cm}^3$ große Lungengewebeinhomogenität für e) $z=1\text{cm}$ und f) $z=4\text{cm}$ in der Umgebung eines ^{192}Ir Strahlers dessen zentrale Position im Phantom mit X gekennzeichnet ist. Die Dosisleistungslinien 300Gyh^{-1} , 80Gyh^{-1} , 30Gyh^{-1} , 12Gyh^{-1} , 8Gyh^{-1} und 5Gyh^{-1} sind in der yz - Ebene des kugelförmigen Phantoms dargestellt. Die Vorderflächen aller Inhomogenitäten haben einen Abstand von $z=1\text{cm}$ oder $z=4\text{cm}$ vom ^{192}Ir Strahler. Die hinteren Flächen der Knochen- und Luftinhomogenitäten liegen dann jeweils bei $z=4\text{cm}$

und $z=7\text{cm}$. Ihre Seitenflächen liegen bei $y=-1.5\text{cm}$ und 1.5cm sowie bei $x=-1.5\text{cm}$ und 1.5cm . Bei den Lungeninhomogenitäten liegen die hinteren Grenzflächen bei $z=3\text{cm}$ und $z=6\text{cm}$ und ihre Seitenflächen bei $y=-1\text{cm}$ und 1cm sowie bei $x=-1\text{cm}$ und 1cm85

3.11: Für einen Phantomaußenradius von (a) $R=3\text{cm}$ (b) $R=5\text{cm}$ (c) $R=8\text{cm}$ und (d) $R=10\text{cm}$ werden die analytisch berechneten (rote Linie) und die mit MC-Berechnungen bestimmten (*) Gesamtdosisleistungswerte pro Einheit Strahlerstärke S_k und multipliziert mit dem Abstandsquadrat dargestellt. Die gestrichelten Linien zeigen die in einem Phantom mit dem Außenradius von 15cm entsprechenden Gesamtdosisleistungswerte (BPS).....87

3.12: MC-berechnete Isodosisleistungslinien in Einheiten von $\text{cGyh}^{-1}\text{U}^{-1}$ (---) für einen in einem 15cm großen Phantom exzentrisch in einem Abstand (a) $d=5\text{cm}$, (b) $d=7.5\text{cm}$, (c) $d=10\text{cm}$ und (d) $d=12.5\text{cm}$ liegenden ^{192}Ir Punktstrahler von der Phantommitte. BPS-Isodosisleistungslinien (—) werden auch zusammen mit dem überlagerten Umfang des kugelförmigen Phantoms dargestellt.....88

3.13: Die in der Phantomgeometrie (a) für einen in einem Abstand $d=6\text{cm}$ in einem 8cm großen kugelförmigen Phantom exzentrisch liegenden Strahler analytisch (rote Linie), MC (*) und BPS (...) berechnete Gesamtdosisleistung pro Einheit S_k multipliziert mit dem Abstandsquadrat in Einheiten von $\text{cm}^2\text{cGyh}^{-1}\text{U}^{-1}$ für (b) entlang der ganzen y - Achse (c) entlang der SP_2 Linie in deren Mitte der ^{192}Ir -Strahler liegt und (d) entlang der SP_3 Linie die unter 45° die xy - Ebene an der Stelle des ^{192}Ir -Strahlers durchquert. Die gestrichelten Linien deuten auf die Dosisberechnung für (c) hinter der yz - Ebene und für (d) unter der xy - Ebene hin.....91

3.14: Monte Carlo ($\square$) und analytisch berechnete (—) Dosisleistungsergebnisse (multipliziert mit dem Abstandsquadrat) in einem sphärischen Wasserphantom von $R=9\text{cm}$, das eine 1cm Kortexknocheninhomogenität enthält, die an einem Abstand von $r=7.5\text{cm}$ vom Kugelmittelpunkt positioniert ist. Der ^{192}Ir -Punktstrahler liegt exzentrisch in einem Abstand von 5cm vom Kugelmittelpunkt. Die dargestellten Dosisleistungsergebnisse werden als Funktion von r (siehe hierfür die Einlage) aufgetragen. In der Abbildung werden die entsprechenden Dosisleistungswerte für die identische Phantomgeometrie ohne die Knocheninhomogenität (Δ) und für das 15cm große homogene Wasserphantom im BPS (---) dargestellt.....92

3.15: Transversale, sagittale und koronale TRUS Bilderebenen der Patientengeometrie für die transperineale ^{192}Ir -HDR-Prostata Brachytherapie. Das Zielvolumen ist rot gefärbt, die Urethra ist mit den gelben Gitternetzlinien und das Rektum mit der lila Farbe als 3D Konturen darstellbar. Zusätzlich werden die Brachytherapiekatheter als gerade blaue Linien und die aktiven Strahlerhaltepositionen als rote Kugeln im PTV eingezeichnet.....94

3.16: 3D Ansicht des Prostatazielvolumens (rot) sowie der Urethra (gelb) und des Rektums (lila) mit den 16 zu implantierenden Brachytherapiekathetern und den optimierten Strahlerhaltepositionen im Zielvolumen.....95

3.17: Farbige skalierte relative Dosisverteilungen für das klinische Prostataimplantat berechnet durch das analytische Dosisrechenmodell (a) und durch das PLATO BPS v. 14.2.3. Planungssoftware. Die Dosisverteilungen sind entlang zwei senkrecht zueinander liegenden Querschnittsebenen dargestellt. Die xy - Ebenen (transversale Ebenen) enthalten

die Strahlerhaltepositionen mit der längsten Strahleraufenthaltszeit und die xz- Ebenen (koronale Ebenen) enthalten die eingezeichneten Kathetern 9, 10, 11 und 12. Die Kontur der Referenzdosis ($D_{\text{ref}}=9.5\text{Gy}$, 100%) ist mit der weißen Farbe markiert.....96

3.18: Mit dem analytischen Dosisrechenmodell (—) und dem PLATO Planungssoftware (- - -) berechnete 2D Isodosenverteilung für die Prostata Monotherapie Behandlung in einer transversalen Ebene, die den 9. Katheter an der Strahlerhalteposition mit der maximalen Strahleraufenthaltszeit durchquert (a) und in einer die Katheter 9, 10, 11, 12 umfassenden koronalen Ebene (b). Die Katheterpositionen sowie die Strahlerhaltepositionen sind auch eingezeichnet. Die Farbskala zeigt die prozentuelle Abweichung zwischen den analytisch und den PLATO berechneten Dosisergebnissen.....97

3.19: Analytisch (—) und PLATO BPS (.....) berechnete Dosis Volumen Histogramme für das Prostata Planungszielvolumen und die Urethra als Risikoorgan bei der ^{192}Ir -HDR-Monotherapie. Entsprechende analytische DVH Ergebnisse für PTV und Urethra unter Beseitigung der Anisotropiefunktion von der Gleichung (2.59) sind auch dargestellt.....98

3.20: 3D Darstellung der für diese Arbeit ausgewählte Patientenkörperanatomie für das Beispiel einer Brachytherapie Applikation des Ösophagus. Das CT Bild in etwa der Mitte der zu bestrahlenden Ösophaguslänge wird auch gezeigt.....100

3.21: 3D Darstellung des mathematischen patientenadaptierten Phantoms, das sowohl für die MC als auch für die analytischen Dosismodellberechnungen zugrundegelegt wird....101

3.22: Mit der SABRINA Software [Rip00] erstellte 3D Visualisierung der Ösophagus MC-Simulationsgeometrie. Die roten Punkten sind die 13 Strahlerhaltepositionen und die Photonentracks werden energetischbezogen farbkodiert. Die Farbskala ist in Einheiten von MeV oben dargestellt. Zur besseren Visualisierung wird die transversale Querschnittsebene $z=-8\text{cm}$ für die 3D Strukturen des patientäquivalenten Phantoms ausgewählt.....103

3.23: Die 2D Isodosenverteilung berechnet mit dem analytischen Dosisrechenmodell (—) und dem PLATO BPS (- - -) (a) in der transversalen Ebene $z=0\text{cm}$ und (b) in der den Katheter genau in der Mitte durchquerenden sagittalen Ebene $x=0\text{cm}$. Der Katheter sowie die Strahlerhaltepositionen sind auch eingezeichnet.....104

3.24: Die 2D Isodosenverteilung berechnet mit dem analytischen Dosisrechenmodell (—) dem PLATO BPS (- - -) und dem MCNPX Code (- . - .) (a) in der transversalen Ebene $z=0\text{cm}$ und (b) in der sagittalen Ebene $x=0\text{cm}$. Der Katheter sowie die Strahlerhaltepositionen sind auch eingezeichnet.....105

3.25: Analytische, PLATO BPS- und MC- berechnete DVH für (a) das PTV (b) das Rückenmark (c) das Sternum (d) die Lungen für eine klinische ^{192}Ir HDR Ösophagus Brachytherapie und eine wasserinhomogene patientäquivalente Phantomgeometrie.....107

3.26: (a) Zentrale transversale Schicht des verwendeten mathematischen patientenadaptiven Phantoms mit denen auf diese Schnittebene projizierten und als schwarze Kreise dargestellten Strahlerhaltepositionen und (b) das entsprechende CT Bild. In der Einlage verkleinert dargestellt das mathematische Phantom mit dem in der Arbeit gültigen Koordinatensystem. Das Inlett der Abbildung 3.26a stellt ein skaliertes 3D Bild des mathematischen Phantoms mit dem verwendeten kartesischen Koordinatensystem dar. Die positive x- Achse zeigt in die kraniokaudale Richtung, die positive z- Achse definiert

die dorsal- zu- ventral Richtung und die positive y- Achse definiert die links nach rechts Richtung und daher entsprechen die yz- den transversalen, die xz- den sagittalen und die xy- den koronalen Ebenen. Die Phantomabmessungen betragen 20cm entlang der y-Achse und 30cm entlang der x- Achse. Die Brust wird durch die Überschneidung einer Kugelfläche mit einem Radius von 8cm und einer schrägen Ebene simuliert (siehe Abbildung 3.26a). Die rechte Lunge wird durch einen Zylinder mit einem Durchmesser von 18cm und einer Höhe von 30cm entlang der x- Achse simuliert.....109

3.27: MC- berechnete (- - -) und BPS ermittelte (—) prozentuelle Isodosislinien in (a) der zentralen transversalen und (b) der zentralen sagittalen Schnittebenen des mit Wasser gefüllten und dem Implantat mit Wasser umhüllenden Phantoms. Die Projektion der Strahlerhaltepositionen auf die beiden Schnittebenen als schwarze Kreise sowie die Grenzflächen des inhomogenen Phantoms werden auch gezeigt.....111

3.28: MC- berechnete (- - -) und BPS ermittelte (—) prozentuale Isodosislinien in (a) der zentralen transversalen und (b) der zentralen sagittalen Schnittebenen des realen jedoch mit Wasser gefüllten Phantoms. Die Projektion der Strahlerhaltepositionen auf die beiden Schnittebenen als schwarze Kreise sowie die Grenzflächen des inhomogenen Phantoms werden gezeigt.....112

3.29: MC- berechnete (- - -) und BPS ermittelte (—) prozentuale Isodosislinien in (a) der zentralen transversalen und (b) der zentralen sagittalen Schnittebenen des realen inhomogenen Brustphantoms. Die Projektion der Strahlerhaltepositionen auf die beiden Schnittebenen als schwarze Kreise sowie die Grenzflächen des inhomogenen Phantoms werden gezeigt.....113

3.30: MC- berechnete (- - -) und BPS berechnete (—) kumulative DVH für (a) die rechte Lunge und (b) die Brusthaut für die in dieser Arbeit untersuchte ^{192}Ir -HDR-Brachytherapie eines Brusttumors.....113

C.1: Die Korrekturfaktoren für das supralineare Verhalten der in dieser Arbeit benutzten TLD-100 Dosimeter, F_{lin} , bei gestuften Dosiswerten von 80 bis 1500 cGy, das zweiter Ordnung Fitpolynom der Gleichung (2.69) (gestrichelte Linie) und die „cubic spline“ Interpolationskurve (durchgezogene Linie) bis zu einer Dosis von 2000cGy.....131

C.2: Relatives Energie Ansprechvermögen in Wasser, Solid Water, Polystyrene und PMMA, berechnet mit der Benutzung der entsprechenden Massenenergieabsorptionskoeffizienten. Alle Werte sind auf den Wert des Ansprechvermögens bei der ^{60}Co Photonenenergie normiert.....134

C.3: Geometrische Darstellung der in der Gleichung (2.74) auftretenden Vektoren für die Berechnung des TLD Verdrängungsfaktors, C_{disp} , im Solid Water Messphantom mit der einfachen Monte-Carlo-Integrationsmethode.....135

Tabellenverzeichnis

2.1: Physikalische Eigenschaften der in der Brachytherapie benutzten Radionuklide.....	7
2.2: Unterteilung der Dosisleistung der Strahler in der Brachytherapie.....	8
2.3: Die Massendichte, ρ , die für das ^{192}Ir -Energiespektrum effektiven Material-zur-Luft Massenenergieabsorptionskoeffizientenverhältnisse, die effektiven linearen Schwächungskoeffizienten und die mittleren freien Weglängen λ für verschiedene Gewebematerialien[ICRU44-89][Whi87][Woo82].....	42
2.4: Die Fitkoeffizienten A, B, C der Gleichung (2.63) zur Berechnung des effektiven Material zum Wasser Massenenergieabsorptionskoeffizienten für den Streuphotonendosisanteil.....	55
2.5: Die Fitvariablen der exponentiellen Terme der Gleichung (2.64).....	58
3.1: MCNP, MCPT und MC-UoA in Wasser berechnete sowie TLD gemessene $g(r)$ Werte mit ihrer prozentuellen Messungenauigkeit für den microSelectron HDR ^{192}Ir Strahler.....	66
3.2: MCNP und MC-UoA [Ana02] berechnete Verhältnisse der D_w im Wasser zu D_w im Solid Water und der Verdrängungsfaktor, C_{disp} , für radiale Abständen bis 7.0cm von dem Seed Mittelpunkt.....	69
3.3: Fehlerquellen bei den TLD Messungen der Dosisleistungskonstante.....	71
3.4: $g(r)$ Werte in Wasser von TLD Messungen und MCNP und MC-UoA..... Berechnungen	71
3.5: D90, D80 analytisch und mit PLATO berechnete Werte für das Prostatazielvolumen und D10 entsprechende Werte für die Urethra als Risikoorgan.....	98
A.1: Das in der vorliegenden Arbeit benutzte ^{192}Ir -Photonenenergiespektrum.....	125
A.2: Das in der vorliegenden Arbeit verwendete ^{125}I Photonenenergiespektrum.....	125
B.1: Die Abmessungen und Materialeigenschaften der HDR ^{192}Ir -Strahlerquellen, deren Anisotropie mit dem Liso-Funktion [Lli01][Lli03] angefitet wurde. Alle Abmessungen sind in Einheiten von cm angegeben.....	127
B.2: Die Parameter der Fitvariablen der Anisotropiefunktion der gängigsten ^{192}Ir HDR Brachytherapiestrahlerquellen [Lli01][Lli03].....	128

Literaturverzeichnis

[AAPM87] American Association of Physicists in Medicine “Specification of brachytherapy source strength” *American Institute of Physics*. New York (AAPM Report Series No. **21**) (1987).

[Ahn87] Ahnesjö A, Andreo P, Brahme A “Calculation and application of point spread functions for treatment planning with high energy photon beams” *Acta Oncologica* **26**:49-56 (1987)

[Ahn89] Ahnesjö A “Collapsed cone convolution of radiant energy for photon dose calculation in heterogeneous media” *Med. Phys.* **16**:577-592 (1989)

[Ahn99] Ahnesjö A, Aspradakis M M “Dose calculations for external photon beams in radiotherapy” *Phys. Med. Biol.* **44**:R99-R155 (1999)

[Ana02] Anagnostopoulos G, Baltas D, Karaiskos P, Sandilos P, Papagiannis P and Sakelliou L “Thermoluminescent dosimetry of the selectSeed 125I interstitial brachytherapy seed” *Med. Phys.* **29**:709–716 (2002)

[Ana03] Anagnostopoulos G, Baltas D, Karaiskos P, Pantelis E, Papagiannis P and Sakelliou L “An analytical dosimetry model as a step towards accounting for inhomogeneities and bounded geometries in ^{192}Ir brachytherapy treatment planning” *Phys. Med. Biol.* **48**:1625–1647 (2003)

[Ana04] Anagnostopoulos G, Baltas D, Pantelis E, Papagiannis P, Sakelliou L “The effect of patient inhomogeneities in oesophageal ^{192}Ir HDR brachytherapy: a Monte Carlo and analytical dosimetry study” *Phys. Med. Biol.* **49**:675-2685 (2004)

[Anc88] Ancil J C, Clark B G, Arsenault C J “Experimental determination of dosimetry functions of Ir-192 sources” *Med. Phys.* **25**:2279-2287 (1988)

[And90] Anderson L L, Nath R, Weaver K A, Nori D, Phillips T L, Son Y H, Chiu Tsao S T, Meigooni A S, Meli J A, Smith V (Interstitial Collaborative Working Group) “Interstitial Brachytherapy, physical, biological and clinical considerations” New York, Raven Press (1990)

[And91] P Andreo “Monte Carlo techniques in medical radiation physics” Review Article, *Phys. Med. Biol.* **36**:861-920 (1991)

- [Ang00] A Angelopoulos, P Baras, L Sakelliou, P Karaiskos, P Sandilos “Monte Carlo dosimetry of a new ^{192}Ir high dose rate brachytherapy source” *Med. Phys.* **27**:2521-2527 (2000)
- [Att86] Attix F. H. “Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry” John Wiley & Sons New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1986)
- [Bag 01] Baglan K L, Martinez A A, Frazier R C, Kini V R, Kestin L L, Chen P Y, Edmundson G, Mele E, Jaffray D, Vicini F A “The use of high-dose-rate brachytherapy alone after lumpectomy in patients with early-stage breast cancer treated with breast conserving therapy” *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **50**:1003-1011 (2001)
- [Ball97] Ballester F, Hernandez C, Pérez-Calatayud J, Lliso F “Monte Carlo calculation of dose rate distributions around ^{192}Ir wires” *Med. Phys.* **24**:1221-1228 (1997)
- [Ball01] Ballester F, Pérez-Calatayud J, Puchades V, Lluch J L, Serrano-Andrés M A, Limami Y, Lliso F, Casal E “Monte Carlo dosimetry of the Buchler high dose rate ^{192}Ir source” *Phys. Med. Biol.* **46**:N79-N90 (2001)
- [Bal98] Baltas D, Giannouli S, Garbi A, Diakonos F, Geramani K, Ioannidis G T, Tsalpatouros A, Uzunoglou N, Kolotas C and Zamboglou N “Application of the Monte Carlo integration (MCI) method for calculation of the anisotropy of ^{192}Ir brachytherapy sources” *Phys. Med. Biol.* **43**:1783-1801(1998)
- [Bal99] Baltas D, Geramani K, Ioannidis G, Hierholz K, Rogge B, Kolotas C, Müller-Sievers K, Milickovic N, Kober B, Zamboglou N “Comparison of calibration procedures for ^{192}Ir high-dose-rate brachytherapy sources” *Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.* **43**:653-661 (1999)
- [Bal00] Baltas D., Milickovic N., Kolotas C., Zamboglou N “The Role of Imaging in Radiotherapy Treatment Planning, Signal Processing. Concept similarities among Sonar, Radar, and Medical Imaging Systems” *Advanced Signal Processing Handbook*, CRC Press, Boca Raton, Chapter **20**, (2000)
- [Bal01] D Baltas, P Karaiskos, P Papagiannis, L Sakelliou, E Löffler, N Zamboglou “Beta versus gamma dosimetry close to Ir-192 brachytherapy sources” *Med. Phys.* **28**: 1875-1882 (2001)
- [Bat64] Batho H F “Lung corrections in cobalt 60 beam therapy” *Can. Assoc. Radiol.* **15**:79-83 (1964)
- [Bec896] Becquerel H. “Emission de radiations nouvelles par l’uranium métallique” *Comptes rendus Acad. des Sciences*, Paris, **122**, 400 (1896)
- [Ber63] M J Berger “Monte Carlo Calculation of Penetration and Diffusion of Fast Charged Particles” in *Methods in Computational Physics*, Vol **1**, edited by B. Alder, S. Fernbach and M. Rotenberg (Academic Press, New York) p. 135 (1963)
- [Blu50] O Blunck, S Leisegang “Zum Energieverlust schneller Elektronen in dünnen Schichten” *Z. Physik* **128**:500 (1950)

[Blu51] O Blunck, R Westphal “Zum Energieverlust energiereicher Elektronen in dünnen Schichten“ *Z. Physik* **130**:641 (1951)

[Boh03] Bohm T, DeLuca P, DeWerd L A, “Brachytherapy dosimetry of ^{125}I and ^{103}Pd sources using an updated cross section library for the MCNP Monte Carlo transport code” *Med. Phys.* **30**:701-711 (2003)

[Bri00] Briesmeister J F “MCNP- A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C” LA-13709-M Los Alamos National Laboratory (2000)

[Bus81] Busuoli G “Chapter 8: Precision and accuracy of TLD measurements in applied thermoluminescence dosimetry” Adam Hilger Ltd (1981)

[Bus96] Busch M., Sauerwein W. “Klinisch-methodische Grundlagen der Brachytherapie” in Scherer E, Sack H. (Hrsg): *Strahlentherapie: Radiologische Onkologie* 4te Auflage, Springer Verlag, 81-108, 1996

[Cam68] Cameron J R, Suntharalingam N, Kenney G N “Thermoluminescent Dosimetry” Univ. Wisconsin, Madison, WI (1968)

[Car00a] Carlsson A K, Ahnesjö A “Point Kernels and superposition methods for scatter dose calculations in brachytherapy” *Phys. Med. Biol.* **45**:357-382 (2000)

[Car00b] Carlsson A K, Ahnesjö A “The collapsed cone superposition algorithm applied to scatter dose calculations in brachytherapy” *Med. Phys.* **27**:2320-2332 (2000)

[Car03] Carlsson Tedgren A K, Ahnesjö A “Accounting for high Z shields in brachytherapy using collapsed cone superposition for scatter dose calculation” *Med. Phys.* **30**:2206-2217 (2003)

[CFMRI83] Comité Français pour la Mesure des Rayonnements Ionisants (CFMRI) “Recommandations pour la Détermination des Doses Absorbées en Curiethérapie”, Rapp. C.F.M.R.I. No. 1 CFMRI, Paris (1983)

[Cha99] Chao C, Perez C, Brady L “Radiation Oncology: Management Decisions” Lippincott Raven, Philadelphia, PA (1999)

[Che01] Chen Z, Nath R “Dose rate constant and energy spectrum of interstitial brachytherapy sources” *Med. Phys.* **28**:86-96 (2001)

[Chi90] Chiu Tsao S T, Anderson L L, O’ Brien K, Sanna R “Dose rate determination of ^{125}I seeds” *Med Phys.* **17**:815-825 (1990)

[Chi03] Chiu Tsao S T, Duckworth T L, Hsiung C Y, Li Z, Williamson J, Patel N S, Harrison L B 2003, Thermoluminescent dosimetry of the SourceTech Medical model STM1251 ^{125}I seed. *Med. Phys.* **30** 1732–1735

[Cho97] Cho S. H., Muller-Runkel R “Validity of the interval method for the determination of the anisotropy factor of high dose rate ^{192}Ir sources” *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **37**:483-487 (1997)

- [Cos82] Constantinou C, Attix F H, Paliwal B R "A solid water phantom material for radiotherapy x-ray and gamma ray beam calibrations" *Med. Phys.* **9**:436 (1982)
- [Cul97] Cullen D E, Hubbell J H, Kissel L "EPDL97: The evaluated photon data library, '97 version" Lawrence Livermore National Laboratory report UCRL-50400 Vol. **6**, Rev. 5 (1997)
- [Cur898] Curie P., Curie M., Bèmont G. "Sur une substance nouvelle radioactive, contenue dans la pechblende" *Comptes rendus Acad. des Sciences*, Paris, **127**, 1215, 1898
- [Das96] Das R K, Li Z, Perrera H, Williamson J F "Accuracy of the Monte Carlo method in characterizing brachytherapy dosimeter energy response artifacts" *Phys. Med. Biol.* **41**:995-1006 (1996)
- [Dask98a] Daskalov G M, Kirov A S, Williamson J F "Analytical approach to heterogeneity correction factor calculation for brachytherapy" *Med. Phys.* **25**:2200-2208 (1998)
- [Dask01a] Daskalov G M, Löffler E, Williamson J F "Monte Carlo-aided dosimetry of a new high dose-rate brachytherapy source" *Med. Phys.* **25**:2200-2208 (2001)
- [Dask01b] Daskalov G M, Williamson J F "Monte Carlo-aided dosimetry of the new Bebig Isoseed[®] ¹⁰³Pd interstitial Brachytherapy Seed" *Med. Phys.* **28**: 2154-2161 (2001)
- [Dil75] Dillman L T, Von der Lage F C "Radionuclide decay schemes and nuclear parameters for use in radiation dose estimation" NM/MIRD Pamphlet No. 10 (1975)
- [DIN6809-93] DIN 6809 Teil 2 Klinische Dosimetrie, "Brachytherapie mit umschlossenen gammastrahlenden radioaktiven Stoffen", Normenausschuss Radiologie (NAR) im DIN Deutsches Institut für Normung e.V. (1993)
- [DIN6814-8] DIN 6814-8 "Begriffe in der radiologischen Technik", Teil 8: Strahlentherapie DIN Deutsches Institut für Normung e.V., Beuth Verlag Berlin (2000)
- [Dri86] Driscoll C M H, Barthe J R, Oberhofer M, Busuoli G, Hickman C "Annealing procedures for commonly used radiothermoluminescent materials" *Radiat. Prot. Dos.* **14**:17-32 (1986)
- [Dyk99] J. Van Dyk (Editor) "The Modern Technology of Radiation Oncology: A compendium for Medical Physicists and Radiation Oncologists", Chapter 1, Radiation Oncology Overview, Medical Physics Publishing, Madison, Wisconsin, USA, (1999)
- [Ekl90] Eklöf A, Ahnesjö A, Brahme A "Photon beam energy deposition kernels for inverse radiotherapy planning" *Acta Oncologica* **29**:447-454 (1990)
- [Eve73] Everett C J, Cashwell E D "MCP Code Fluorescence- Routine Revision" Los Alamos National Laboratory report, LA-5240-MS, May (1973)
- [Fei92] Feist H "Entwicklung der Thermolumineszenzdosimetrie mit LiF zu einer Präzisionsmethode für absolute Energiedosisbestimmungen in der Strahlentherapie mit

Photonen- und Elektronenstrahlungen hoher Energie" Habilitationsschrift Ludwig-Maximilian Universität München (1992)

[Fip03] Fippel M, Haryanto F, Dohm O, Nüsslin F "A virtual photon energy fluence model for Monte Carlo dose calculation" *Med. Phys.* 30:301-311 (2003)

[Gas97] Gaspar L, Nag S, Herskovic A, Mantravadi R, Speiser B and the Clinical research Committee, American Brachytherapy Society, Philadelphia, PA " American Brachytherapy Society (ABS) consensus guidelines for brachytherapy of esophageal cancer" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* 38:127-132 (1997)

[Gia00] Giannouli S., Baltas D., Milickovic N., Lahanas M., Kolotas C., Zamboglou N. Uzunoglu N. "Autoactivation of source dwell positions for HDR brachytherapy treatment planning" *Med. Phys.* 27:2517-2520 (2000)

[Gil88] Gillin M T, Lopez F, Kline R W, Grimm D F, Niroomand A "Comparison of measured and calculated dose distribution around an iridium-192 wire" *Med. Phys.* 15:915-918 (1988)

[Glas79] G P Glasgow, L T Dillman "Specific-ray constant and exposure rate constant for ^{192}Ir " *Med. Phys.* 6, 49–52 (1979)

[Gou40] S Goudsmit, J L Saunderson "Multiple Scattering of Electrons" *Phys. Rev.* 57:24 (1940)

[Hal92] J A Halbleib, R P Kensek, G D Valdez, T A Mehlhorn, S M Seltzer, M J Berger "ITS Version 3.0: the integrated TIGER series of coupled electron/photon Monte Carlo transport codes-Version 3.0" *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 39: 1025-1030 (1992)

[Har01] Hartmann Siantar C L, Walling R S, Daly T P, Fadeggon B, Albright N, Bergstrom P, Bielajew A F, Chuang C, Garrett D, House R K, Knapp D, Wiczorek D J, Verhey L J "Discreption and dosimetric verification of the PEREGRIN Monte Carlo dose calculation system for photon beams incident on a water phantom" *Med. Phys.* 28:1322-1337 (2001)

[Hen63] Henschke U. K. , Hillaris B.S. , Mahan G.D "Afterloading in interstitial and intracavitary radiation therapy" *Amer. J. Roentgenol.* 90:386-395 (1963)

[Hil88] Hillaris B. S., Nori D., Anderson L.L. "An Atlas of Brachytherapy" New York: Macmillian Publishing Co. (1988)

[Hed02] Hedtjärn H, Carlsson G A, Williamson J F "Accelerated Monte Carlo based dose calculations for brachytherapy planning using correlated sampling" *Phys. Med. Biol.* 47:351-376 (2002)

[Hen02] Hendricks J.S., McKinney G. W., Waters L. S., Hughes H. G. "MCNPX User's Manual, version 2.4.0" LA CP 02-408, Los Alamos National Laboratory (2002)

[Hir95] Hirokawa Y, Akagi Y, Kashimoto K, Kiri H, Tanaka S, Ito K "Early experience of high dose rate intraluminal irradiation for superficial oesophageal cancer " *Proc. 4th Int. Brachytherapy and Remote Afterloading Symp. (Palm Beach, FL, May 1995)* (1995)

[**Hor84**] Horowitz Y S “Thermoluminescence and Thermoluminescent Dosimetry” CRC Press, Inc. Boca Raton, Florida (1984)

[**Hub77**] Hubbell J H, Veigele Wm J, Briggs E A, Brown R T, Cromer D T and Howerton R J 1975, Atomic Form Factors, Incoherent Scattering Functions, and Photon Scattering Cross Sections. *J. Phys. Chem. Ref. Data* **4**:471-538; erratum in **6**, 615-616 (1977).

[**Hub79**] Hubbell J H and Øverbø I “Relativistic Atomic Form Factors and Photon Coherent Scattering Cross Sections” *J. Phys. Chem. Ref. Data* **8**:69-105 (1979)

[**Hub95**] J. H. Hubbell and S. M. Seltzer “Tables of x-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients” (version 1.03) (on line). Available: <http://physics.nist.gov/xaamdi>. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899. Originally published as NISTIR 5632, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. (1995)

[**IAEA98**] International Atomic Energy Agency IAEA. “Design and implementation of a radiation therapy programme: clinical, medical physics, radiation protection and safety aspects” IAEA-TECDOC-1040, IAEA, Vienna, (1998)

[**ICRP55- 90b**] ICRP, International Commission on Radiological Protection. “Optimization and Decision-Making in Radiological Protection.” ICRP Publication **55**. Pergamon Press, New York, New York (1990)

[**ICRP60-90**] ICRP, International Commission on Radiological Protection. “Recommendations of the International Commission on Radiological Protection.” ICRP Publication **60**. Pergamon Press, New York, New York (1990)

[**ICRU19-71**] International Commission on Radiation Units and Measurements “Radiation quantities and units” ICRU Report No. **19**, ICRU, Washington, DC, (1971)

[**ICRU33-80**] International Commission on Radiation Units and Measurements “Radiation Quantities and Units” Publication **33** (ICRU) Publications, Washington, DC 20014, USA, (1980)

[**ICRU38-85**] International Commission on Radiation Units and Measurements “Dose and volume specification for reporting intracavitary therapy in gynecology” ICRU Report No. **38**, Bethesda, MD (1985)

[**ICRU44-89**] International Commission on Radiation Units and Measurements “Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement” Report **44** (Bethesda, MD) (1989)

[**Joh71**] Johns H. E., Cunningham J. R. “The Physics of Radiology” Charles C Thomas Springfield, Illinois, USA Third Edition (1971)

[**Kar98**] Karaikos P, Angelopoulos A, Sakelliou L, Sandilos P, Antypas C, Vlachos L, Koutsouveli E “Monte Carlo and TLD dosimetry of an ^{192}Ir high dose rate brachytherapy source” *Med. Phys.* **25**:1975-1984 (1998)

- [Kar99] P Karaiskos, A Angelopoulos, P Baras, L Sakelliou, P Sandilos, K Dardoufas, L Vlachos “A Monte Carlo investigation of the dosimetric characteristics of the VariSource ^{192}Ir high dose rate brachytherapy source” *Med. Phys.* **26**:1498-1502 (1999)
- [Kar00a] Karaiskos P, Sakelliou L, Sandilos P, Vlachos L “Limitations of the point and line source approximations for the determination of geometry factors around brachytherapy sources” *Med. Phys.* **27**: 124-128 (2000)
- [Kar00b] Karaiskos P, Angelopoulos A, Baras P, Rozaki-Mavrouli H, Sandilos P, Sakelliou P “Dose rate calculations around brachytherapy sources using a Sievert integration model” *Phys. Med. Biol.* **45**:383-397 (2000)
- [Kar01a] Karaiskos P, Papagiannis P, Sakelliou L, Anagnostopoulos G, Baltas D “Monte Carlo dosimetry of the selectSeed ^{125}I interstitial brachytherapy seed” *Med. Phys.* **28**:1753-1760 (2001)
- [Kar01b] Karaiskos P, Papagiannis P, Angelopoulos A, Sakelliou L, Baltas D, Sandilos P, Vlachos L “Dosimetry of ^{192}Ir wires for LDR interstitial brachytherapy seed following the AAPM TG-43 dosimetric formalism” *Med. Phys.* **28**:156-166 (2001)
- [Karo02] Karouzakis K., Lahanas M., Milickovic N., Baltas D., Zamboglou N. “Brachytherapy dose-volume histogram computations using optimized stratified sampling methods” *Med. Phys.* **29**:424-432 (2002)
- [Kaw00] Kawrakow I, Fippel M “Investigation of variance reduction techniques for Monte Carlo photon dose calculation using XVMC” *Phys. Med. Biol.* **45**:2163-2183 (2000)
- [Kip01] Kipouros P., Pappas E., Baras P., Hatzipanayoti D., Karaiskos P., Sakelliou L., Sandilos P., Seimenis I., “Wide dynamic dose range of VIPAR polymer gel dosimetry” *Phys. Med. Biol.* **46**:2143-2159 (2001).
- [Kip03] Kipouros P, Papagiannis P, Sakelliou L, Karaiskos P, Sandilos P, Baras P, Seimenis I, Kozicki M, Anagnostopoulos G and Baltas D “3D dose verification in ^{192}Ir HDR prostate monotherapy using polymer gels and MRI,” *Med. Phys.* **30**:2031–2039 (2003)
- [Kir95] Kirov A S, Williamson J F, Meigooni A S, Zhu Y “TLD diode and Monte Carlo dosimetry of an ^{192}Ir source for high dose rate brachytherapy” *Phys. Med. Biol.* **40**:2015-2036 (1995)
- [Kir97] Kirov A S, Williamson J F “Two-dimensional scatter integration method for brachytherapy dose calculations in 3D geometry” *Phys. Med. Biol.* **42**:2119-2135 (1997)
- [Kle29] Klein O and Nishina Y “Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac”, *Z. Physik* **52**:853-868 (1929)
- [Kov05] Kovács G, Pötter R, Loch T, Hammer J, Kolkman-Deurloo I-K, de la Rosette J J M C H, Bertermann H “GEC/ESTRO recommendations on temporary brachytherapy using stepping sources for localised prostate cancer” *Radiotherapy and Oncology* **74**:137-148 (2005)

- [Kri98] Krieger H. "Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz" Band 1 Grundlagen B. G. Teubner Stuttgart (1998)
- [Kri99] Krieger H., Baltas D., Kneschaurek P. "Leitlinien in der Radioonkologie(P3): Dosisspezifikation in der HDR-Brachytherapie" DGMP-Bericht Nr. 14, DGMP, DEGRO, ARO, DKG und BVDSt. August (1999)
- [Lah99] Lahanas M., Baltas D., Zamboglou N. "Anatomy-based three-dimensional dose optimization in brachytherapy using multiobjective genetic algorithms" *Med. Phys.* **26**:1904-1918 (1999)
- [Lah00] Lahanas M., Baltas D., Giannouli S., Milickovic N., Zamboglou N. "Generation of uniformly distributed dose points for anatomy-based three-dimensional dose optimization methods in brachytherapy" *Med. Phys.* **27**:1034-1046 (2000)
- [Lan44] Landau L "On the Energy Loss of Fast Particles by Ionization" *J. Phys. USSR* **8**:201 (1944)
- [Lli01] Lliso F, Pérez-Calatayud Carmona V, Ballester F, Lluch J L, Serrano M A, Limami Y, Casal E "Fitted dosimetric parameters of high dose-rate ^{192}Ir sources according to the AAPM TG-43 formalism" *Med. Phys.* **28**:654-660 (2001)
- [Lli03] Lliso F, Pérez-Calatayud Carmona V, Ballester F, Puchlades V, Granero D "Technical note: Fitted dosimetric parameters of high dose-rate ^{192}Ir sources according to the AAPM TG-43 formalism" *Med. Phys.* **30**:651-654 (2003)
- [Lux91] Lux I, Koblinger L "Neutron and Photon Calculations *Monte Carlo Transport Methods*" Boca Raton, FL: CRC Press (1991)
- [Mac85] Mackie T R, Scrimger J W, Battista J J "A convolution method of calculating dose for 15-MV X ray" *Med. Phys.* **12**:188-196 (1985)
- [Man01] Mangold C A, Rijnders A, Georg D, Van Limbergen E, Pötter R, Huyskens D "Quality control in interstitial brachytherapy of the breast using pulsed dose rate: treatment planning and dose delivery with an Ir-192 afterloading system" *Radiotherapy and Oncology* **58**:43-51 (2001)
- [Mart03] Martin T, Baltas D, Kurek R, Rödigger S, Kontova M, Anagnostopoulos G, Dannenberg T, Buhleier T, Skazikis G, Tunn U, Zamboglou N "3-D conformal HDR brachytherapy as monotherapy for localized prostate cancer" *Strahlentherapie und Onkologie* **4**:225-232 (2003)
- [Mar01] Martinez A A, Pataki I, Edmundson G, Sebastian E, Brabbins D, Gustafsson G "Phase II prospective study of the use of conformal high-dose-rate brachytherapy as monotherapy for the treatment of favorable stage prostate cancer: a feasibility report" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **49**: 61-69 (2001)
- [Mar93] M. J. Maryanski, J. C. Gore, R. P. Kennan, and R. J. Schultz, "NMR relaxation enhancement in gels polymerized and cross linked by ionizing radiation: a new approach to 3D dosimetry by MRI," *Magn. Reson. Imaging* **11**: 253-258 (1993)

- [McK85] McKeever S W S "Thermoluminescence of solids" Cambridge University Press (1985)
- [Mee85] Meertens H, van der Laarse R "Screens in ovoids of a Selectron cervix applicator" *Radiotherapy Oncol.* **3**:69-80 (1985)
- [Meig88a] Meigooni A S, Meli J A, Nath R "Influence of the variation of energy spectra with the depth in the dosimetry of ^{192}Ir using LiF TLD" *Phys. Med. Biol.* **33**:1159-1170 (1988)
- [Meig88b] Meigooni A S, Meli J A, Nath R "A comparison of solid phantoms with water for dosimetry of ^{125}I brachytherapy sources" *Med. Phys.* **15**:695-701 (1988)
- [Meig95] Meigooni A, Mishra V, Panth H, Williamson J F "Instrumentation and dosimeter-size artifacts in quantitative thermoluminescence dosimetry of low-dose fields" *Med. Phys.* **22**:565-561 (1995)
- [Mei68] Meisberger L L, Keller R J, Shalek R J "The effective attenuation in water of the gamma rays in gold 198, iridium 192, cesium 137, radium 226 and cobalt 60" *Radiology* **90**:953-957 (1968)
- [Mil00] Milickovic N., Giannouli S., Baltas D., Lahanas M., Kolotas C., Zamboglou N. "Catheter autoreconstruction in CT based brachytherapy treatment planning" *Med. Phys.* **27**:1047-1059 (2000)
- [Mil01] Milickovic N., Giannouli S., Baltas D., Lahanas M., Zamboglou N., Uzunoglu N. "Algorithm for autoreconstruction of catheters in computer tomography-based brachytherapy treatment planning" *IEEE, Trans. On Biomedical Eng.* **48**:372-383 (2001)
- [Mob97] Mobit P N, Nahum A E, Mayles P "An EGS4 Monte Carlo examination of general cavity theory" *Phys. Med. Biol.* **42**:1319-1334 (1997)
- [Mot29] N F Mott "The Scattering of Fast Electrons by Atomic Nuclei" *Proc. Roy. Soc. (London)* **A125**:425 (1929)
- [NCCIC98] National Cancer Institute of Canada: Canadian Cancer Statistics 1998. Toronto, Canada (1998)
- [Nag94] Nag S. "High Dose Rate Brachytherapy: A Textbook" Armonk, New York: Futura Publishing Co., Inc. (1994)
- [Nag97] Nag S. "Principles and Practice of Brachytherapy" Armonk, New York: Futura Publishing Co., Inc. (1997)
- [Nag99] Nag S, Beyer D, Friedland J, Grimm P, Nath R "American Brachytherapy Society (ABS) recommendations for transperineal permanent brachytherapy of prostate cancer" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **44**:789-799 (1999)
- [Nat90] Nath R, Meigooni A S, Meli J A "Dosimetry on the transverse axes of ^{125}I and ^{192}Ir interstitial brachytherapy sources" *Med. Phys.* **17**:1032-1040 (1990)

- [Nat95] Nath R, Anderson L L, Luxton G, Weaver K A, Williamson J F, Meigooni A S "Dosimetry of interstitial brachytherapy sources: Recommendations of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group 43" *Med. Phys.* **22**:209-234 (1995)
- [Nel96] Nelson W R, Rogers D W O "The EGS4 Code System" SLAC-265 (Stanford Linear Accelerator Center, Stanford CA (1996)
- [NumRec] <http://www.library.cornell.edu/nr/bookcpdf.html>
- [Pan02] Pantelis E, Baltas D, Dardoufas K, Karaiskos P, Papagiannis P, Rosaki-Mavrouli H, Sakelliou L "On the dosimetric accuracy of a Sievert Integration model in the proximity of ^{192}Ir HDR sources" *Int. J. Rad. Oncol. Biol. Phys.* **53**:1071-1084 (2002)
- [Pan04] Pantelis E, Papagiannis P, Anagnostopoulos G, Baltas D, Karaiskos P, Sandilos P, Sakelliou L "Evaluation of a TG-43 compliant analytical dosimetry model in clinical ^{192}Ir HDR brachytherapy treatment planning and assessment of the significance of source position and catheter reconstruction uncertainties" *Phys. Med. Biol.* **49**:55-67 (2004)
- [Pan05] Pantelis E, Papagiannis P, Karaiskos P, Angelopoulos A, Anagnostopoulos G, Baltas D, Zamboglou N, Sakelliou L "The effect of finite patient dimensions and tissue inhomogeneities on dosimetry planning of ^{192}Ir HDR breast brachytherapy: a Monte Carlo dose verification study" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **61**:1596-1602 (2005)
- [Pap02] Papagiannis P, Angelopoulos A, Pantelis E, Sakelliou L, Baltas D, Karaiskos P, Sandilos P, Vlachos L "Dosimetry comparison of ^{192}Ir sources" *Med. Phys.* **29**:2239-2246 (2002)
- [Pap03] Papagiannis P, Angelopoulos A, Pantelis P, Sakelliou L, Karaiskos P, Shimizu Y "Monte Carlo dosimetry of ^{60}Co HDR brachytherapy sources" *Med. Phys.* **30**: 712-721 (2003)
- [Pat01] Patel NS, Chiu-Tsao S T, Williamson J F, Fan P, Duckworth T, Shasha D, Harrison L B "Thermoluminescent dosimetry of the SymmetraTM ^{125}I model I25.S06 interstitial brachytherapy seed" *Med. Phys.* **28**:1761-1769 (2001)
- [Per94] Perera H, Williamson J F, Li Z, Mishra V, Meigooni A S "Dosimetric characteristics, air –kerma strength calibration and verification of Monte Carlo simulation for a new ^{169}Yb brachytherapy source" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **28**:953-970 (1994)
- [Per95] Perera F, Chisela F, Engel J, Venkatesan V "Method of localization and implantation of lumpectomy site for high dose rate brachytherapy after conservative surgery for T1 and T2 breast cancer" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **31**:959-965 (1995)
- [Per98] Perez C.A., Brady L.W. (Eds.) "Principles and Practice of Radiation Oncology" Philadelphia, PA: Lippincott-Raven (1998)
- [Per04] Perez-Calatayud J, Granero D, Ballester F "Phantom size in brachytherapy source dosimetric studies" *Med. Phys.* **31**:2075-2081 (2004)

- [Ple81] Plechaty E F, Cullen D E, Howerton R J “Tables and graphs of photo-interaction cross sections from 0.1keV to 100MeV derived from the LLL Evaluated Nuclear Data Library” UCRL-50400, Vol. 6, Rev. 3, Lawrence Livermore Laboratory (1981)
- [Pras83] Prasad S C, Bassano D A, Kubsada S S “Buildup factors and dose around a ^{137}Cs source in the presence of inhomogeneities” *Med. Phys.* **10**:705-708 (1983)
- [Pra00] Pradhan A S, Quast U “In phantom response of LiF TLD-100 for dosimetry of ^{192}Ir HDR source” *Med. Phys.* **5**:1025-1029 (2000)
- [Rae76] D E Raeside “Monte Carlo Principles and Applications” Review Article, *Phys. Med. Biol.* **21**:181-197 (1976)
- [Rei90] H. Reich (Hrsg.) “Dosimetrie ionisierender Strahlung” B. G. Teubner Stuttgart (1990)
- [Ren01] Reniers B, Vynckier S, Scalliet P “Dosimetric study of the new InterSource ^{125}I iodine seed” *Med. Phys.* **28**:2285-2288 (2001)
- [Ren04] Reniers B, Verhaegen F, Vynckier S “The radial dose function of low-energy brachytherapy seeds in different solid phantoms: comparison between calculations with EGSnrc and MCNP4c Monte Carlo codes and measurements” *Phys. Med. Biol.* **49**:1569-1582 (2004)
- [Ril75] Riley M E, MacCallum C J, Biggs F “Theoretical Electron-Atom Elastic Scattering Cross Sections, Selected Elements, 1 keV to 256 keV” *Atom. Data and Nucl. Data Tables* **15**:443 (1975)
- [Rip00] Van Riper K. A. “Sabrina User’s Guide” Los Alamos Report LAUR933696 (2000)
- [Riv99] Rivard M J “Refinements to the geometry factor used in the AAPM Task Group Report No. 43 necessary for brachytherapy dosimetry calculations” *Med. Phys.* **26**:2445-2450 (1999)
- [Rus96] Russell K R and Ahnesjö A “Dose calculation in brachytherapy for a ^{192}Ir source using a primary and scatter dose separation technique” *Phys. Med. Biol.* **41**:1007-1024 (1996)
- [Rut911] Rutherford E “The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom” *Philos. Mag.* **21**:669 (1911)
- [Scha02] Schaart D R, Jansen J T M, Zoetelief J, De Leege P F A “A comparison of MCNP4c electron transport with ITS 3.0 and experiment at incident energies between 100 keV and 20 MeV: influence of voxel size, substeps and energy indexing algorithm” *Phys. Med. Biol.* **47**:1459-1484 (2002)
- [Sch02] W. Schlegel und J. Bille (Hrsg.) “Medizinische Physik Band 2 Medizinische Strahlenphysik”, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York (2002)

- [Sco73] Scofield J H “Theoretical Photoionization Cross Sections from 1 to 1500 keV”, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-51326 (1973)
- [Sel88] Seltzer S M “An Overview of ETRAN Monte Carlo Methods” in Monte Carlo Transport of Electrons and Photons, edited by T M Jenkins, W R Nelson, A Rindi (Plenum Press, New York) 153 (1988)
- [Sel91] Seltzer S M “Electron-photon Monte Carlo calculations: the ETRAN code” Appl. Radiat. Isot. **42**: 917-941 (1991)
- [Sel93] Seltzer S. M. “Calculation of photon Mass Energy- Transfer and Mass Energy-Absorption Coefficients” *Radiation Research* **136**: 147-170, 1993
- [Sie21] Sievert R M “Die Intensitätsverteilung der primären Strahlung in der Nähe medizinischer Radiumpräparate” *Acta Radiologica* **1**:89-128 (1921)
- [Son78] Sontag M R, Cunningham J R “Corrections to absorbed dose calculations for tissue inhomogeneities” *Radiology* **129**:787-794 (1978)
- [Son03] Song H, Luxton G “Calculation of brachytherapy doses does not need TG-43 factorization” Point/Counterpoint *Med. Phys.* **30**:997-999 (2003)
- [SSV02] Bundesanzeiger Nr. 207a. “Bekanntmachung zur Durchführung der Strahlenschutzverordnung. Strahlenschutz in der Medizin. Richtlinie nach der Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen” (Strahlenschutzverordnung – StrSchV). Bundesanzeiger Verlags GmbH (2002)
- [Sto67] Storm E, Israel H “Photon cross-section from 0.001 to 100 MeV for elements 1 through 100” Los Alamos Scientific Report LA-3753 (1967)
- [Sur92] Sur R, Singh D, Sharma S, Singh M, Kochhar R, Negi P, Sethi T, Patel F, Ayyagari S, Bhatia S “Radiation therapy of esophageal cancer: role of high dose rate brachytherapy” *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **22**:1043-1046 (1992)
- [Tho906] Thomson J J “Conduction of Electricity Through Gases” (Cambridge Univ. Press, London), p. 325 (1906)
- [Val94] Valicenti R K, Kirov A S, Meigooni A S, Mishra V, Das R K, Williamson J F “Experimental validation of Monte Carlo calculations about a high intensity ^{192}Ir source of pulsed dose rate brachytherapy” *Med. Phys.* **22**:821-829 (1994)
- [Vic99] Vicini F A, Kestin L A, Edmundson G K, Jaffray D A, Wong J W, Kini V R, Chen P Y, Martinez A A “Dose volume analysis for quality assurance of interstitial brachytherapy for breast cancer” *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **45**:803-810 (1999)
- [Wan98] Wang R, Sloboda R “Monte Carlo aided dosimetry of a new high dose-rate brachytherapy source” *Med. Phys.* **25**:415-423 (1998)
- [Wan00] R Wang, X A Li “ A Monte Carlo calculation of dosimetric parameters of $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ and ^{192}Ir SS sources for intravascular brachytherapy” *Med. Phys.* **27**:2528-2535 (2000)

- [Wea84] Weaver K A “Response of LiF powder to ^{125}I photons” *Med. Phys.* **11**:850-854 (1984)
- [Wea90] Weaver K A, Smith V, Huang D, Barnett C, Schell M C, Ling C “Dose parameters of ^{125}I and ^{192}Ir seed sources” *Med. Phys.* **16**:636-643 (1990)
- [Wee90] Weeks K J, Dennet J C “Dose calculation and measurements for CT-compatible version of the Fletcher applicator” *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **18**:1191-1198 (1990)
- [Whi87] White D R, Woodard H Q, Hammond S M “Average soft tissue and bone models for use in radiation dosimetry” *Br. J. Radiology* **60**:907-913 (1987)
- [Wil83] Williamson J F, Morin R L, Khan F M “Monte Carlo evaluation of the Sievert integral for brachytherapy dosimetry” *Int. J. Rad. Oncol. Biol. Phys.* **28**:1021-1032 (1983)
- [Wil88] Williamson J F “Monte Carlo and analytic calculation of absorbed dose near ^{137}Cs intracavitary sources” *Int. J. Rad. Oncol. Biol. Phys.* **15**: 227-237 (1988)
- [Wil91a] Williamson J F, Baker P S, Li Z “A convolution algorithm for brachytherapy dose computations in heterogeneous geometries” *Med. Phys.* **18**:1256-1264 (1991)
- [Wil91b] J F Williamson “Comparison of measured and calculated dose rates in water near I-125 and Ir-192 seeds” *Med. Phys.* **18**:776-786 (1991)
- [Wil93a] Williamson J F, Li Z, Wong J W “One dimensional scatter-subtraction method for brachytherapy dose calculation near bounded heterogeneities” *Med. Phys.* **20**:233-244 (1993)
- [Wil93b] Williamson J F, Perera H, Li Z, Lutz W R “Comparison of calculated and measured heterogeneity correction factors for 125-I, 136-Cs and 192-Ir brachytherapy sources near localized heterogeneities” *Med. Phys.* **20**:209-222 (1993)
- [Wil95a] Williamson J F, Li Z “Monte Carlo aided dosimetry of the microSelectron pulsed and high dose-rate Ir-192 sources” *Med. Phys.* **22**:809-820 (1995)
- [Wil95b] J.F. Williamson, B.R. Thomadsen, R. Nath (Editors) “Brachytherapy Physics, AAPM Summer School 1994” Medical Physics Publishing Corporation, Madison, Wisconsin (1995)
- [Wil96] Williamson J F “The Sievert integral revisited: evaluation and extension to ^{125}I , ^{169}Yb and ^{192}Ir brachytherapy sources” *Int. J. Rad. Oncol. Biol. Phys.* **36**: 1239-1250 (1996)
- [Wil99] Williamson J F, Coursey B M, DeWerd L A, Hanson W F, Nath R, Ibbot G “Dosimetry and calibration changes: Recommendations of the American Association of Physicists in Medicine Radiation Therapy Committee Ad Hoc Subcommittee on low-energy seed dosimetry” *Med. Phys.* **26**:570-573 (1999)
- [Win98] Wingo P.A., L.A. Ries, H. M. Rosenberg, D.S. Miller, B. K. Edwards. “Cancer incidence and mortality, 1973-1995: A report card for the U.S. ” *Cancer* **82**:1197-1207 (1998)

[Woo82] Woodard H Q, White D R “Bone models for use in radiotherapy dosimetry” *Br. J. Radiology* **55**:277-282 (1982)

[Yos00] Yoshioka Y, Takayuki N, Yoshida K, Takehiro I, Yamazaki H, Tamaka E, Shioki H, Imai A, Nakamura S, Shimamoto S, Toshihiko I “High-dose-rate interstitial brachytherapy as a monotherapy for localized prostate cancer: Treatment description and preliminary results of a phase I/II clinical trial” *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **48**:675-681 (2000)

[Yu99] Yu C, Luxton G “TLD dose measurement: A simplified accurate technique for the dose range from 0.5cGy to 1000cGy” *Med. Phys.* **26**:1010-1016 (1999)

[Zam95] N. Zamboglou und M. Flentje (Hrsg.) “Onkologische Seminare lokoregionaler Therapie Band 1. Radioonkologische Aspekte in der palliativen Tumorthherapie” W. Zuckschwerdt Verlag München, Bern, Wien, New York (1995)

Danksagung

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Dr. W. Schlegel für die Betreuung und die Begutachtung meiner Arbeit. Ebenfalls für die Möglichkeit, die er mir gegeben hat, diese Thematik zu bearbeiten, sein hohes Interesse an der Fertigstellung meiner Promotion sowie sein Verständnis und sein Engagement bei dem Durchlesen dieses Manuskripts.

Herrn Prof. Dr. J. Bille möchte ich meinen Dank für die Bereitschaft, die Betreuung und die Begutachtung meiner Arbeit zu übernehmen aussprechen. Ich bin auch Herrn Prof. Gromes und Herrn Prof. Dr. Dr. Debus sehr dankbar, die sich bereit erklärt haben als externe Prüfer an meiner Disputation teilzunehmen.

Bei Herrn Prof. Dr. D. Baltas möchte ich mich besonders bedanken, weil er mit seinem Fachwissen in der Brachytherapie und sein immer hohes Engagement und sein dauerhaftes Interesse an meiner Arbeit zu dem Fortschritt meines Projektes wesentlich beigetragen hat. Seine Diskussionsbereitschaft und die Motivation, die er mir auch unter schwierigen Umständen gegeben hat, haben mir während meiner Promotionszeit immer geholfen. Vor allem möchte ich mich bei ihm für das fleißige Korrekturlesen meiner Dissertation bedanken. Seine konstruktive Kritik hat zur Verbesserung dieses Manuskriptes beigetragen.

Bei dem Chefarzt der Strahlenklinik in Offenbach, Herrn Prof. Dr. Dr. N. Zamboglou möchte ich mich sehr bedanken. Er hat mir ermöglicht in der klinischen Praxis Arbeitserfahrung im Fachgebiet der Medizinischen Physik zu sammeln.

Ein besonderer Dank gilt der Gruppe der Medizinischen Physik an der Fakultät der Physik der Universität Athen, mit der eine enge Kooperation gelungen ist. Insbesondere bei Herrn Prof. Dr. L. Sakellou, Herrn Prof. A. Angelopoulos, Herrn Dr. P. Papagiannis und Herrn Dr. P. Karaiskos bedanke ich mich für die fachlichen Gespräche über die theoretischen Grundlagen der Brachytherapie, die hervorragende Zusammenarbeit und die für das Gelingen meiner Arbeit notwendigen inhaltlichen Anregungen.

Ein Dankeschön geht auch an Herrn Dr. P. Kipouros und Herrn Dr. E. Pantelis für die interessanten wissenschaftlichen Gespräche.

Meinen besten Freunden Herrn Dipl.- Phys. A. Antaloglou, Herrn Dr. C. Loukas, Herrn Dipl.- Ing. I. Apostolidis, Herrn Dr. P. Papagiannis und Herrn Dr. P. Kipouros für ihre tatkräftige Hilfe und ihre wertvolle moralische Unterstützung bin ich sehr dankbar. Ebenfalls geht ein Dankeschön an Herrn Dipl.-Ing D. Gebrebrahan, Frau Dr. N. Milickovic und Frau E. Moll für ihre wertvollen psychologischen Impulse zur Fertigstellung dieser Arbeit.

Aus tiefstem Herzen möchte ich meiner Familie und insbesondere meinen Eltern danken, die mir überhaupt erst diese Ausbildung ermöglicht haben und immer im Leben in jeder Hinsicht zu mir gestanden haben.