

Aus den Alb Fils Kliniken
Klinikum am Eichert
Abteilung für Radioonkologie & Praxis für Strahlentherapie

**Entwicklung eines Monte Carlo Modells für die
Dosisberechnung
der roboter-basierten Hochpräzisionsbestrahlung**

**Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Humanwissenschaften**

**der Medizinischen Fakultät
der Eberhard Karls Universität
zu Tübingen**

vorgelegt von

Dettinger, Boris

2021

Dekan: Professor Dr. B. Pichler

1. Berichterstatter: Professor Dr. M. Bleif
2. Berichterstatter: Professorin Dr. D. Thorwarth
3. Berichterstatter: Professor Dr. R. Kleiner

Tag der Disputation: 11.03.2021

Dipl.-Ing.(DH) Boris Dettinger, M.Sc., B.Sc.:

Entwicklung eines Monte Carlo Modells für die Dosisberechnung der roboter-basierten Hochpräzisionsbestrahlung

Inaugural-Dissertation

Eberhard Karls Universität Tübingen, Medizinische Fakultät

Bearbeitungszeitraum: 14. März 2016 - 13. März 2020

Finale Druckversion: 24.11.2020

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	IV
Tabellenverzeichnis	IX
Abkürzungsverzeichnis	XI
1 Einleitung	1
1.1 Hintergrund	1
1.2 Anforderungen an die Radiochirurgie	2
1.3 Ziel der Arbeit	4
1.4 Anmerkung	5
2 Theorie	6
2.1 Physikalische Grundlagen	6
2.1.1 Wechselwirkung von direkt ionisierender Strahlung	7
2.1.2 Wechselwirkung von indirekt ionisierender Strahlung	10
2.1.3 Radiometrische Größen	15
2.1.4 Dosimetrische Größen	17
2.2 Technische Grundlagen	20
2.2.1 Dosisberechnungsalgorithmen	20
2.2.2 Elektronen Linearbeschleuniger	24
2.2.3 Cyberknife [©] VSI System	26
2.3 Strahlenbiologische und medizinische Grundlagen	30
2.3.1 Wechselwirkung von Strahlung in Gewebe	30
2.3.2 Biologische Wirkung	32

2.3.3	Strahlentherapie und Radiochirurgie	33
3	Material und Methoden	35
3.1	Überblick	35
3.2	Messung der Referenzdaten	36
3.3	EGSnrc Code System	38
3.4	Modellierung des Strahlerkopfs	43
3.5	Verifikation des Strahlerkopfmodells	49
3.6	Vergleichskriterium Simulation vs. Messung	52
3.7	Dosisberechnung in Phantomdatensätzen	55
3.7.1	Datengenerierung und Aufbereitung	56
3.7.2	Plattenphantom mit lungenäquivalentem Einsatz	58
3.7.3	Schädelphantom	60
3.7.4	Lungenphantom	61
4	Ergebnisse	63
4.1	Messung der Referenzdaten	63
4.2	Ergebnis Strahlerkopfmodell	70
4.3	Ergebnis Phantomdatensätze	85
4.3.1	Plattenphantom mit lungenäquivalentem Einsatz	85
4.3.2	Schädelphantom	92
4.3.3	Lungenphantom	96
5	Diskussion	101
6	Zusammenfassung und Ausblick	111
A	Anhang	114
A.1	BEAMnrc Eingabe Daten: Aufbau Fixkollimatoren	115
A.2	BEAMnrc Eingabe Daten: Sek. Kollimatoren (Fix)	122
A.3	BEAMnrc Eingabe Daten: Aufbau Iriskollimatoren	128
A.4	BEAMnrc Eingabe Daten: Sek. Kollimatoren (Iris)	129
A.5	DOSXYZnrc Eingabe Daten	135

A.6	Koordinatentransformation	138
A.7	Ergebnisse Dosisquerprofile Fixkollimator	139
A.8	Ergebnisse Dosisquerprofile Iriskollimator	150
A.9	Diskussion Phantom - Schädelphantom	159
A.10	Diskussion Phantom - Lungenphantom	160
	Literaturverzeichnis	161
	Eigenanteilserklärung	173
	Danksagung	174

Abbildungsverzeichnis

1.1	Prozesskette in der Strahlentherapie	2
1.2	Dosiswirkkurven und therapeutisches Fenster	3
2.1	Massenbremsvermögen von Luft und Wasser	9
2.2	Photoeffekt	11
2.3	Comptoneffekt	13
2.4	Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Photonenenergie	14
2.5	Schematische Darstellung eines Kernels	21
2.6	Bestimmung des Interaktionsereignisses eines Photons	23
2.7	Schematische Darstellung des Strahlerkopfs	25
2.8	Cyberknife [©] VSI System	27
2.9	Strahlenwirkung	31
2.10	Zellüberlebenskurven	33
3.1	Grafische Darstellung des BEAMnrc Modells	45
3.2	CM Sekundärkollimator Fix	46
3.3	Parameter für CM Upper Bank und Lower Bank	48
3.4	Input Datei für die DOSXYZnrc Simulation	50
3.5	Geometrie der 2D Gamma Index Methode	54
3.6	IMRT Thorax Phantom	59
3.7	Schädelphantom	60
3.8	Dynamic Thorax Phantom	61
4.1	Vergleich PDD Kurven Fix 60 mm (Diode vs. Diode)	64

4.2	Vergleich PDD Kurven Fix 60 mm (Diamant vs. Diode)	64
4.3	Vergleich der PDD Kurven Fix 5 mm (Diamant vs. Diode)	65
4.4	Vergleich OCR x-Achse Fix 60 mm (Diode vs. Diode)	66
4.5	Vergleich OCR x-Achse Fix 60 mm (Diamant vs. Diode)	67
4.6	Vergleich OCR x-Achse Fix 5 mm (Diamant vs. Diode)	68
4.7	Bestimmung der kinetischen Energie des Elektronenstrahls	70
4.8	Vergleich PDD Fix 60 mm (Simulation (finale Parameter) vs. Referenz)	72
4.9	Vergleich PDD Fix 5 mm (Simulation (finale Parameter) vs. Referenz)	73
4.10	Vergleich PDD Iris 60 mm (Simulation (finale Parameter) vs. Referenz)	74
4.11	Vergleich OCR x-Achse Fix 60 mm (Simulation vs. Referenz)	77
4.12	Vergleich OCR x-Achse Fix 40 mm (Simulation vs. Referenz)	78
4.13	Vergleich OCR Fix 5 mm (Simulation vs. Referenz)	79
4.14	Vergleich OCR x-Achse Iris 60 mm (Simulation vs. Referenz)	81
4.15	Vergleich OCR y-Achse Iris 60 mm (Simulation vs. Referenz)	81
4.16	Vergleich OCR Iris 10 mm (Simulation vs. Referenz)	82
4.17	Dosisverteilung Plattenphantom Fix 60 mm	85
4.18	Ergebnis Plattenphantom Fix 60 mm: γ Analyse ($D > 20 \%$)	88
4.19	Ergebnis Plattenphantom Fix 60 mm: Dosis-Unsicherheitsvert.	89
4.20	Ergebnis Plattenphantom: Tiefenprofil Fix 60 mm ($D > 5 \%$)	90
4.21	Dosisverteilung Schädelphantom	92
4.22	Ergebnis Schädelphantom: γ Analyse ($D > 20 \%$)	93
4.23	Ergebnis Schädelphantom: γ Analyse ($D > 5 \%$)	95
4.24	Dosisverteilung Lungenphantom	96
4.25	Ergebnis Lungenphantom: Dosis-Unsicherheitsverteilung	97
4.26	Ergebnis Lungenphantom: γ Analyse ($D > 30 \%$)	98
4.27	Ergebnis Lungenphantom: γ Analyse ($D > 35 \%$)	100
5.1	Ergebnis Plattenphantom Fix 60 mm: γ Analyse Simulation vs. Simulation	105

5.2	Ergebnis Plattenphantom Fix 10 mm: γ Analyse Simulation vs. Simulation	106
5.3	Ergebnis Schädelphantom: γ Analyse (Dosiswerte ≥ 0 %)	108
A.1	BEAMnrc Component Modules: Strahlerkopf komplett (Fix)	115
A.2	BEAMnrc Component Modules: Target	116
A.3	BEAMnrc Component Modules: PriColl	117
A.4	BEAMnrc Component Modules: PriColl2	117
A.5	BEAMnrc Component Modules: PbFilter	118
A.6	BEAMnrc Component Modules: IonChamb	118
A.7	BEAMnrc Component Modules: AlMirror	119
A.8	BEAMnrc Component Modules: MsTool	119
A.9	BEAMnrc Component Modules: PatShld	120
A.10	BEAMnrc Component Modules: Aufnahm	120
A.11	BEAMnrc Component Modules: SekColl (40 mm)	121
A.12	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 60 mm Durchmesser (Fix)	122
A.13	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 50 mm Durchmesser (Fix)	122
A.14	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 40 mm Durchmesser (Fix)	123
A.15	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 35 mm Durchmesser (Fix)	123
A.16	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 30 mm Durchmesser (Fix)	124
A.17	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 25 mm Durchmesser (Fix)	124
A.18	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 20 mm Durchmesser (Fix)	125
A.19	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 15 mm Durchmesser (Fix)	125
A.20	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 12,5 mm Durchmesser (Fix)	126
A.21	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 10 mm Durchmesser (Fix)	126
A.22	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 7,5 mm Durchmesser (Fix)	127
A.23	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 5 mm Durchmesser (Fix)	127
A.24	BEAMnrc Component Modules: Strahlerkopf komplett (Iris)	128
A.25	BEAMnrc Component Modules: Aufbau Sek.Koll. (Iris)	129
A.26	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 60 mm Durchmesser (Iris)	130
A.27	BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 50 mm Durchmesser (Iris)	130

A.28 BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 40 mm Durchmesser (Iris)	. . . 131
A.29 BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 35 mm Durchmesser (Iris)	. . . 131
A.30 BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 30 mm Durchmesser (Iris)	. . . 132
A.31 BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 25 mm Durchmesser (Iris)	. . . 132
A.32 BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 20 mm Durchmesser (Iris)	. . . 133
A.33 BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 15 mm Durchmesser (Iris)	. . . 133
A.34 BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 12,5 mm Durchmesser (Iris)	. . . 134
A.35 BEAMnrc Input Datei Sek. Koll. 10 mm Durchmesser (Iris)	. . . 134
A.36 DOSXYZnrc Input Datei Tiefendosiskurve Fix 60 mm 135
A.37 DOSXYZnrc Input Datei Dosisquerprofile Fix 60 mm 136
A.38 DOSXYZnrc Input Datei Outputfaktoren Fix 60 mm 137
A.39 Koordinatentransformation IEC6217 zu DOSXYZnrc 138
A.40 OCR y-Achse Fix 60 mm (Simulation vs. Referenz) 140
A.41 OCR y-Achse Fix 40 mm (Simulation vs. Referenz) 140
A.42 OCR x-Achse Fix 50 mm (Simulation vs. Referenz) 141
A.43 OCR y-Achse Fix 50 mm (Simulation vs. Referenz) 141
A.44 OCR x-Achse Fix 35 mm (Simulation vs. Referenz) 142
A.45 OCR y-Achse Fix 35 mm (Simulation vs. Referenz) 142
A.46 OCR x-Achse Fix 30 mm (Simulation vs. Referenz) 143
A.47 OCR y-Achse Fix 30 mm (Simulation vs. Referenz) 143
A.48 OCR x-Achse Fix 25 mm (Simulation vs. Referenz) 144
A.49 OCR y-Achse Fix 25 mm (Simulation vs. Referenz) 144
A.50 OCR x-Achse Fix 20 mm (Simulation vs. Referenz) 145
A.51 OCR y-Achse Fix 20 mm (Simulation vs. Referenz) 145
A.52 OCR x-Achse Fix 15 mm (Simulation vs. Referenz) 146
A.53 OCR y-Achse Fix 15 mm (Simulation vs. Referenz) 146
A.54 OCR x-Achse Fix 12,5 mm (Simulation vs. Referenz) 147
A.55 OCR y-Achse Fix 12,5 mm (Simulation vs. Referenz) 147
A.56 OCR x-Achse Fix 10 mm (Simulation vs. Referenz) 148
A.57 OCR y-Achse Fix 10 mm (Simulation vs. Referenz) 148
A.58 OCR x-Achse Fix 7,5 mm (Simulation vs. Referenz) 149

A.59 OCR y-Achse Fix 7,5 mm (Simulation vs. Referenz)	149
A.60 OCR x-Achse Iris 50 mm (Simulation vs. Referenz)	151
A.61 OCR y-Achse Iris 50 mm (Simulation vs. Referenz)	151
A.62 OCR x-Achse Iris 40 mm (Simulation vs. Referenz)	152
A.63 OCR y-Achse Iris 40 mm (Simulation vs. Referenz)	152
A.64 OCR x-Achse Iris 35 mm (Simulation vs. Referenz)	153
A.65 OCR y-Achse Iris 35 mm (Simulation vs. Referenz)	153
A.66 OCR x-Achse Iris 30 mm (Simulation vs. Referenz)	154
A.67 OCR y-Achse Iris 30 mm (Simulation vs. Referenz)	154
A.68 OCR x-Achse Iris 25 mm (Simulation vs. Referenz)	155
A.69 OCR y-Achse Iris 25 mm (Simulation vs. Referenz)	155
A.70 OCR x-Achse Iris 20 mm (Simulation vs. Referenz)	156
A.71 OCR y-Achse Iris 20 mm (Simulation vs. Referenz)	156
A.72 OCR x-Achse Iris 15 mm (Simulation vs. Referenz)	157
A.73 OCR y-Achse Iris 15 mm (Simulation vs. Referenz)	157
A.74 OCR x-Achse Iris 12,5 mm (Simulation vs. Referenz)	158
A.75 OCR y-Achse Iris 12,5 mm (Simulation vs. Referenz)	158
A.76 Ergebnis Schädelphantom: γ Analyse ($D \geq 0$ %)	159
A.77 Ergebnis Dosisverteilung und Unsicherheit im Lungenphantom in der sagittalen Isozentrumsschicht	160

Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften der relevanten Wechselwirkungen	15
2.2	Strahlenfeldgrößen (Teilchenanzahl)	16
2.3	Strahlenfeldgrößen (Teilchenenergie)	16
3.1	Definition Strahlenquelle in BEAMnrc	40
3.2	MC Transportparameter in BEAMnrc	41
3.3	Inhalt der Moduldatei für die Fix- und Iriskollimatoren	44
3.4	Eckpunkte Öffnung Upper Bank	47
3.5	Eckpunkte Öffnung Lower Bank	47
3.6	CT Scan- und Rekonstruktionsparameter der Phantome	56
3.7	HU Konvertierungskurve CT Siemens Definition AS	57
3.8	HU Konvertierungskurve für DOSXYZnrc	58
3.9	Berechnungsparameter im Planungssystem Precision [©]	59
4.1	Outputfaktoren Fixkollimatoren	69
4.2	Outputfaktoren Iriskollimatoren	69
4.3	Ergebnis Gamma Analyse: Simulation PDDs mit Energien von 5,6 bis 7,2 MeV	71
4.4	Ergebnis Gamma Analyse: Simulation Dosisquerprofile in x- Richtung	75
4.5	Ergebnis Gamma Analyse: Simulation Dosisquerprofile in y- Richtung	76
4.6	Auswertung der gemittelten FWHM (Fixkollimator)	80
4.7	Auswertung der gemittelten FWHM (Iriskollimator)	82
4.8	Outputfaktoren Fixkollimatoren	83

4.9	Outputfaktoren Iriskollimatoren	84
4.10	HU Konvertierungskurve Plattenphantom	85
4.11	Ergebnis Plattenphantom Fix 60 mm: γ Analyse ($D > 20\%$) . . .	87
4.12	Ergebnis Plattenphantom Fix 60 mm: γ Analyse ($D > 5\%$) . . .	89
4.13	Ergebnis Plattenphantom Fix 10 mm: γ Analyse ($D > 5\%$) . . .	91
4.14	Ergebnis Schädelphantom: γ Analyse ($D > 20\%$)	94
4.15	Ergebnis Schädelphantom: γ Analyse ($D > 5\%$)	95
4.16	Ergebnis Lungenphantom: γ Analyse ($D > 30\%$)	99
5.1	Detaillierte Auswertung FWHM in x- und y-Richtung (Iris) . . .	102
5.2	Outputfaktoren Fix: Simulation und Messung vs. Referenz . . .	103
5.3	Ergebnis Schädelphantom (DTA 0,5 mm, ΔD 0,5 % und $D >$ 5%).	107
A.1	Auswertung der FWHM in x- und y-Richtung (Fixkollimator) .	139
A.2	Auswertung der FWHM in x- und y-Richtung (Iriskollimator) .	150

Abkürzungsverzeichnis

2 D	2 dimensional
3 D	3 dimensional
AP	Anterior Posterior (anatomische Richtungsangabe)
CAX	Central Axis
CK	Cyberknife
CM	Component Module
CT	Computertomographie
CTV	Clinical Target Volume
DD	Dose Difference
DRR	Digitally Reconstructed Radiograph
DTA	Distance To Agreement
DVH	Dosisvolumenhistogramm
EGS	Electron Gamma Shower
FFF	Flattening Filter Free
FWHM	Full Width at Half Maximum
GTV	Gross Tumour Volume
HU	Hounsfield Unit

IEC	International Electrotechnical Commission
KERMA	Kinetic Energy Released in Matter
LET	Linear Energy Transfer
Linac	Linear Accelerator
MC	Monte Carlo
MRT	Magnetresonanztomographie
MU	Monitor Unit
NTCP	Normal Tissue Complication Probability
PET	Positronen-Emissions-Tomographie
PSF	Point Spread Function
PTV	Planning Target Volume
RC	Radiochirurgie
RT	Radiotherapie
SAD	Source Axis Distance
SI	Superior Inferior (anatomische Richtungsangabe)
SSD	Source Surface Distance
TCP	Tumor Control Probability
TERMA	Total Energy Released in Matter
TPS	Treatment Planning System

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Hintergrund

Nach aktueller Schätzung des Robert Koch Instituts erkrankten im Jahr 2016 in Deutschland rund 492.000 Menschen an Krebs. Für das Jahr 2020 wird ein Anstieg auf über 550.000 Fälle prognostiziert. Mit insgesamt 226.680 Todesfällen im Jahr 2017, sind Krebserkrankungen die zweithäufigste Todesursache in Deutschland [15]. Die drei Säulen der Tumorthherapie bilden die chirurgische Resektion des Tumors, die Strahlentherapie sowie die Chemo- bzw. Hormon- oder Immuntherapie. Die beiden erstgenannten sind lokale Therapien, die Chemo- bzw. Hormon- oder Immuntherapien sind systemische Behandlungen. Alle genannten Verfahren können und werden miteinander kombiniert um die bestmögliche Tumorkontrolle zu erzielen. Die Entscheidung fällt in interdisziplinären Teams aufgrund des Tumortyps, dem Malignitätsgrad und der anatomischen Ausbreitung der Erkrankung [64]. Abhängig davon und unter Berücksichtigung des allgemeinen gesundheitlichen Zustandes des Patienten wird in der Onkologie zwischen zwei Therapieschemata unterschieden. Zum einen die Therapie mit kurativer Zielsetzung, zum anderen die palliative Therapie, welche bei fortgeschrittener und nicht mehr heilbarer Tumorerkrankung die Schmerzen lindern soll. Die Radiochirurgie, als ein Teilbereich der Strahlentherapie, fokussiert sich dabei auf klar abgrenzbare und nicht allzu große Tumore und versucht dort, durch Eskalation der eingestrahnten Dosis, in wenigen Fraktionen eine bessere Tumorkontrolle zu erreichen. Hierfür sind dedizierte Geräte notwendig, welche die nötigen Anforderungen an die geometrische und

dosimetrische Präzision und letztlich an die Genauigkeit des Gesamtsystems erfüllen.

1.2 Anforderungen an die Radiochirurgie

Die Radiochirurgie sowie die konventionelle Strahlentherapie setzen sich aus verschiedenen Teilschritten zusammen. Das Ergebnis der Therapie ist abhängig von der Genauigkeit der Einzelschritte. In nachfolgender Abbildung 1.1 ist die Kette der Einzelprozesse in der Strahlentherapie dargestellt.

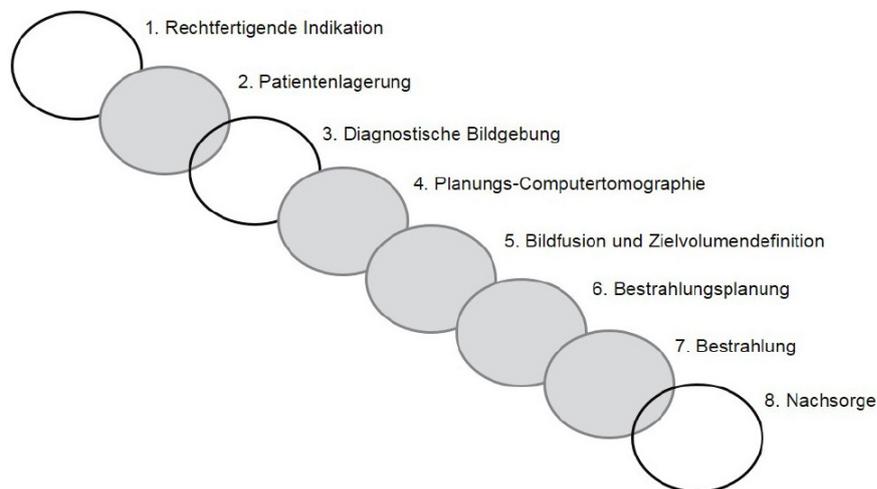


Abbildung 1.1: Kette der Einzelprozesse in der Strahlentherapie [8]

Am Anfang jeder Therapie steht die Diagnose und die richtige Beurteilung des Tumortyps (Typing), dem Malignitätsgrad (Grading) und der Tumorausbreitung (Staging). Abhängig davon wird die korrekte Indikation zur Strahlentherapie gestellt [64]. In der Teletherapie wird heutzutage standardmäßig auf der Basis einer Computertomographie (CT) geplant. Dieses Planungs-CT liefert neben den anatomischen Informationen, Angaben der Elektronendichte, welche für die Dosisberechnung notwendig ist. Um den Tumor exakt zu definieren, können weitere Bildmodalitäten, wie die Magnetresonanztomographie (MRT) und die Positronen-Emissions-Tomographie (PET) notwendig sein. Beide Bilddatensätze lassen sich in moderne Planungssysteme importieren und dort fusionieren. Somit ist in den meisten Fällen eine klare Abgrenzung

des Tumors möglich. Damit diese rigide Bildfusion möglich ist, müssen die Patienten bei der jeweiligen Bildakquise die selbe Lagerungsposition haben. Dies gilt auch für die anschließende Bestrahlung. In den letzten Jahren wurden die einzelnen Prozesse im Behandlungsablauf kontinuierlich verbessert. So ist eine Schichtdicke von unter einem Millimeter bei einer Computertomographie für die Radiochirurgie nicht unüblich. Verbesserungen in der Magnetresonanztomographie (MRT) durch stärkere Magnetfelder oder weiterentwickelte Sequenzen ermöglichen eine genauere Tumorabgrenzung. Neue Tracer in der Positronen-Emissions-Tomographie (PET) ermöglichen eine bessere Differenzierung zwischen malignen und benignen physiologischen Prozessen. Auch die Dosisberechnung wird durch moderne Algorithmen präziser und nähert sich dem Goldstandard der Monte Carlo (MC) Simulation an. Die Lagerung der Patienten an den Bestrahlungsgeräten selbst wird durch bildgebende Systeme unterstützt und gilt heutzutage als Standard (engl.: Image Guided Radiotherapy, IGRT). Ziel der Strahlentherapie ist es die Tumorkontrollwahrscheinlichkeit (engl.: Tumor Control Probability, TCP) zu erhöhen, aber gleichzeitig die Normalgewebekomplikationen zu minimieren (engl.: Normal Tissue Complication Probability, NTCP). Dies ist nur in einem geringen Dosisbereich möglich. Folgende Abbildung 1.2 zeigt die Dosiswirkkurven und das entstehende therapeutische Fenster am Beispiel einer normofraktionierten Strahlentherapie.

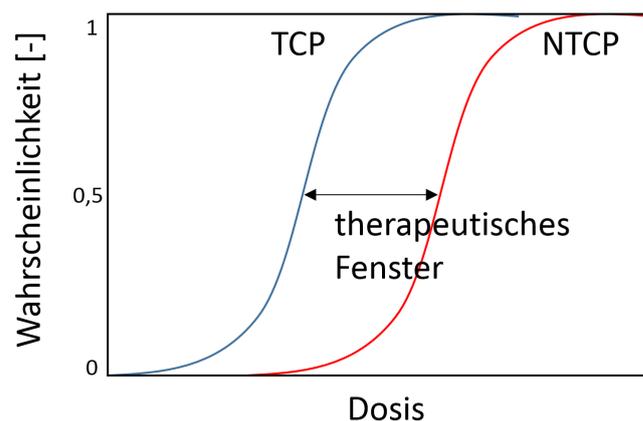


Abbildung 1.2: Dosiswirkkurven und therapeutisches Fenster

Durch Dosisescalation und extremer Hypofraktionierung bis hin zur Einzeitbehandlung wird das therapeutische Fenster in der Radiochirurgie weiter

verkleinert. Um dieses schmale Band optimal zu nutzen, müssen die Dosisgradienten extrem steil sein. Ebenso müssen sehr kleine Feldgrößen darstellbar sein um eine sehr gute Konformität zu erzielen. Als dediziertes Gerät für die Radiochirurgie nutzt das Cyberknife[®] VSI (Fa. Accuray, Sunnyvale, CA, USA) die Kombination kleiner Felder und die Verwendung von vielen Einstrahlrichtungen um die Dosis selbst bei irregulär geformten Tumoren hochkonformal, unter maximaler Schonung des umgebenden Gewebes, anzupassen. Durch die nicht- isozentrische Feldanordnung wird dies noch einmal verbessert. Ein weiterer positiver Effekt der vielen Einstrahlrichtungen ist, anders als bei der zeitlichen Fraktionierung, eine räumliche Portionierung der Gesamtdosis. Dies wird zusätzlich durch die nonkoplanare, sphärische Feldanordnung mit bis zu 1400 möglichen Einstrahlrichtungen verstärkt. In der Radiochirurgie müssen die Unschärfen der Einzelschritte minimal sein um die Gesamtgenauigkeit zu erhöhen und das therapeutische Fenster optimal zu nutzen. Daher gelten hierfür die höchste Anforderung an die geometrische und dosimetrische Präzision nach aktuellem Bericht der Strahlenschutzkommission [8].

1.3 Ziel der Arbeit

Neben der präzisen Applikation ist es zwingend notwendig die gewünschte Dosis im Planungsprozess exakt zu berechnen. Doch genau hier sind meist Kompromisse in der Genauigkeit aufgrund der Rechenzeiten von Nöten, um in einer akzeptablen Zeit, Bestrahlungspläne zu erstellen. Die genaueste Berechnung der Dosisverteilung in einem Patienten ist mit Hilfe einer vollständigen Monte Carlo (MC) Simulation des Bestrahlungsgerätes und des Patienten erreichbar. Aufgrund der stochastischen Natur des MC Verfahrens ist eine ausreichend große Anzahl an Teilchenschicksale zu simulieren [11]. Dieser Goldstandard ist jedoch trotz leistungsfähiger Computerhardware im klinischen Alltag (noch) nicht praktikabel. Ziel dieser Arbeit ist es, ein Monte Carlo Modell des Bestrahlungsgerätes Cyberknife[®] VSI (Fa. Accuray, Sunnyvale, CA, USA) zu erstellen. Dies beinhaltet die Modellierung des Linearbeschleunigerkopfs und die daraus abgeleitete Monte Carlo Simulation mit Hilfe des frei verfügbaren Softwarepakets EGSnrc. Das erstellte Modell wird anhand von Phantommessungen verifiziert und iterativ angepasst. In einem zweiten Schritt werden die

Ergebnisse mit den Dosisberechnungsalgorithmen des Planungssystems in einfachen Phantomen verglichen, um die Genauigkeit und Unsicherheiten abzuschätzen. In einem letzten Vergleich werden repräsentative Patientenpläne mit dem selbst entwickelten Monte Carlo Modell berechnet und mit dem Ergebnis des Planungssystems verglichen. Neben einem Path-Length Algorithmus bietet das Planungssystem Precision[©] die Möglichkeit einer Monte Carlo Dosisberechnung. Dieses MC Modell ist zu Gunsten der benötigten Rechenzeit jedoch vereinfacht. Da die volle Monte Carlo Simulation mittels EGSnrc als Goldstandard anzusehen ist, kann dieses Modell zukünftig als Referenz für kritische Tumorlokalisationen herangezogen werden. Somit ist eine vollständig unabhängige Berechnung der dreidimensionalen Dosisverteilung in der Patientengeometrie möglich. Des Weiteren kann es als unabhängiges Dosisberechnungsprogramm in der Qualitätssicherung die Planverifikation mittels Filmdosimetrie ersetzen. Neben der sehr zeitintensiven Durchführung, werden bei dieser Art der Verifikation die Feldanordnung und Einstrahlparameter auf ein einfaches Phantom übertragen und die Dosisverteilung in diesem homogenen Phantom neu berechnet. Die ursprüngliche Dosisberechnung basierend auf der Patientenanatomie bleibt hingegen ungeprüft. Genau diese verbleibende Unsicherheit in der Gesamtkette der Hochpräzisionsbestrahlung lässt sich durch das spezifische Strahlerkopfmodell weiter minimieren.

1.4 Anmerkung

Dies ist eine interdisziplinäre Arbeit im Bereich der Medizinphysik. Aufgrund dessen wird versucht in Kapitel 2 Einstiegshilfen in das Thema, zum einen für Mediziner und zum anderen für Physiker sowie Ingenieure, zu geben.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Physikalische Grundlagen

Ionisierende Strahlung wird in der Strahlentherapie eingesetzt um einen biologischen Effekt in der Zielzelle zu erzielen. Dieser Effekt wird durch die Ionisierung des Mediums erreicht. Durch Loslösen von Elektronen in den jeweiligen Atomen werden chemische Bindungen aufgebrochen und führen letztendlich zu einer Änderung der physiologischen Funktion der Zielzelle [20]. Besitzen die Teilchen eine Ruhemasse $m_0 > 0$, wird sie als Korpuskularstrahlung bezeichnet. Diese kann ungeladen (z.B. Neutronen) oder geladen (z.B. Protonen) sein. Ist die Ruhemasse der Teilchen $m_0 = 0$, spricht man von Wellen- oder Photonenstrahlung. Ionisierende Strahlung kann entweder direkt (bei geladenen Teilchen) oder indirekt, über entstehende Sekundärteilchen, ionisieren [60]. Es werden verschiedene Strahlungsarten in der Krebstherapie und Diagnostik eingesetzt. Die einfach zu erzeugende Bremsstrahlung ist jedoch das Mittel der Wahl in der Strahlentherapie. In folgender Einführung wird daher die Photonenstrahlung und ihre Wechselwirkung sowie die dabei entstehenden Sekundärteilchen (Elektronen) und ihre Wechselwirkungen, als jeweilige Vertreter ihrer Art, beschrieben. Gerade diese Wechselwirkungen werden in der Monte Carlo Simulation für jedes Teilchen simuliert und berechnet.

2.1.1 Wechselwirkung von direkt ionisierender Strahlung

Jede Art von geladenen Teilchen verliert ihre kinetische Energie beim Durchgang durch Materie aufgrund verschiedener Wechselwirkungsprozesse. Diese sind abhängig von der Masse, der Ladung sowie dem Abstand des Teilchens zum Wechselwirkungszentrum. Dieser Parameter wird als Stoßparameter s bezeichnet. Über die Größe des Stoßparameters s in Bezug zum Atomradius r_{atom} lassen sich die Wechselwirkungsmechanismen unterteilen. Im Folgenden sind die Mechanismen für einfallende Elektronen beschrieben [40]:

$s \gg r_{atom}$: Es erfolgt eine Coulomb Wechselwirkung mit der gesamten Atomhülle. Das Elektron kann entweder elastisch gestreut werden oder es findet eine Ionisation oder Anregung des Atoms statt und das Elektron wird inelastisch gestreut. Werden dabei Elektronen aus der Hülle gelöst, geben diese Sekundärelektronen ihre geringe Energie unmittelbar an die Umgebung ab. Aufgrund der geringen Energieübertragung werden beide Vorgänge als weiche Stöße (engl. soft collisions) bezeichnet.

$s \approx r_{atom}$: Hier erfolgt eine unmittelbare Wechselwirkung mit einzelnen Hüllenelektronen. Aufgrund des größeren Energieübertrags werden diese als harte Stöße (engl. hard collisions) bezeichnet. Die dabei entstehenden Sekundärelektronen haben eine höhere Energie und somit eine größere Reichweite und können ihrerseits wieder über weiche Stöße wechselwirken. Ist ihre Energie ausreichend für eine Ionisation, werden diese Sekundärelektronen als δ Elektronen bezeichnet.

$s \ll r_{atom}$: Ist die Energie der Elektronen groß genug, können sie die Hülle durchdringen und direkt mit dem Coulomb Feld des Atomkerns wechselwirken. Werden sie ohne Energieverlust gestreut, spricht man von elastischer Kernstreuung. Werden die Elektronen unter Energieabgabe abgelenkt, wird ein Teil der Energie in Photonenstrahlung, die sogenannte Bremsstrahlung, umgewandelt. Dies wird als inelastische Kernstreuung bezeichnet.

2.1.1.1 Das Bremsvermögen für Elektronen

Die beschriebenen Wechselwirkungen führen aufgrund des geringen Energieübertrags und der hohen Anzahl der Interaktionen zu einem quasi kontinuierlichen Abbremsen der Elektronen (engl.: continuous slowing down, csd). Dieser

Vorgang lässt sich zusammenfassend beschreiben durch das sogenannte Bremsvermögen (engl.: stopping power, S) im betrachteten Medium. Dieser über alle Wechselwirkungen gemittelte Energieverlust bezogen auf die zurückgelegte Weglänge wird als zentrale Größe gewählt:

$$S = \frac{d\bar{E}}{dx} \quad (2.1)$$

Wird das Bremsvermögen auf die jeweilige Dichte des Mediums bezogen, spricht man vom Massenbremsvermögen (engl.: mass stopping power):

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} * \frac{d\bar{E}}{dx} \quad (2.2)$$

Das Bremsvermögen lässt sich weiter differenzieren in den Energieverlust, der durch oben beschriebene Stoßprozesse (engl.: collision stopping power) hervorgerufen wird, oder durch Strahlungserzeugung (engl.: radiative stopping power). Das Massenbremsvermögen setzt sich somit aus 2 Teilen zusammen:

$$\frac{S}{\rho} = \left(\frac{1}{\rho} * \frac{d\bar{E}}{dx} \right)_{col} + \left(\frac{1}{\rho} * \frac{d\bar{E}}{dx} \right)_{rad} = \left(\frac{S}{\rho} \right)_{col} + \left(\frac{S}{\rho} \right)_{rad} \quad (2.3)$$

Für das Bremsvermögen durch Stoßprozesse für Elektronen und Positronen gilt nach H. A. Bethe:

$$S_{col} = \rho * 2\pi * r_e^2 * m_0 c^2 * \frac{Z}{u * A} * z^2 * \frac{1}{\beta^2} * R_{col}^*(\beta) \quad (2.4)$$

wobei ρ die Dichte des Absorbers, r_e der klassische Elektronenradius, u die atomare Masseneinheit, m_0 die Ruheenergie des Elektrons, Z die Kernladungszahl, A die Massenzahl des Absorbers, z die Ladung des einfliegenden Elektrons und $\beta = v/c$ ist. R_{col}^* ist eine Restfunktion, welche die exakten Energie- und Materialabhängigkeiten zusammenfasst. Nach Einsetzen der Konstanten ergibt sich das Massenstoßbremsvermögen zu:

$$\left(\frac{S}{\rho} \right)_{col} = 0,15354 * \frac{Z}{A} * z^2 * \frac{1}{\beta^2} * R_{col}^*(\beta) \quad (2.5)$$

Für das Massenbremsvermögen durch Strahlungsprozesse für Elektronen und Positronen gilt nach H. A. Bethe:

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{rad} = \frac{1}{u} * r_e^2 * \alpha * \frac{Z^2}{A} * E_{tot} * (R_{rad,n} + \frac{1}{Z}R_{rad,e}) \quad (2.6)$$

wobei E_{tot} die Gesamtenergie des Elektrons, α die Feinstrukturkonstante ist, $R_{rad,n}$ und $R_{rad,e}$ sind wiederum Restfunktionen, welche die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte für die Strahlungsbremung zusammenfassen. Hierbei wird unterschieden, ob die Bremsstrahlungserzeugung im Coulombfeld des Kerns oder eines Elektrons erfolgt. Nach Einsetzen der Konstanten ergibt sich das Massenstrahlungsbremungsvermögen zu:

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{rad} = 0,349 * 10^{-3} * \frac{Z^2}{A} * E_{tot} * (R_{rad,n} + \frac{1}{Z}R_{rad,e}) \quad (2.7)$$

Aus beiden Formeln erkennt man die Abhängigkeit der Prozesse von der Energie E des einfallenden Teilchens, sowie von der Ordnungszahl Z oder $\frac{Z}{A}$ des Mediums. Veranschaulicht wird dies in folgender Abbildung 2.1. Hier ist die Zusammensetzung des totalen Massenbremungsvermögens von Elektronen in Luft bzw. Wasser in Abhängigkeit der Energie dargestellt [6]. Daraus geht hervor, dass die Strahlungsbremung in diesen Medien im Energiebereich $< 10\text{MeV}$ eine untergeordnete Rolle spielt und die Energieübertragung maßgeblich durch Stoßprozesse erfolgt.

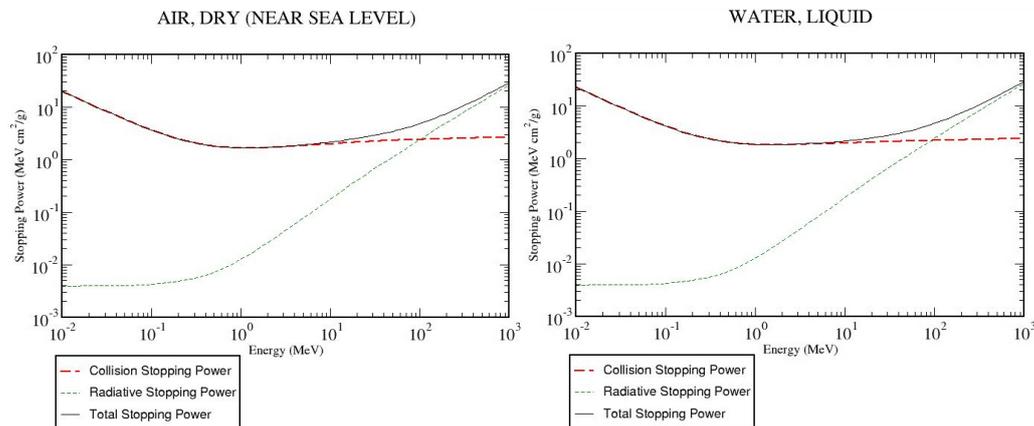


Abbildung 2.1: Massenbremungsvermögen von Luft (links) und Wasser (rechts) in Abhängigkeit von der Strahlungsenergie. Die Grafiken sind aus der ESTAR Datenbank entnommen [6]

2.1.2 Wechselwirkung von indirekt ionisierender Strahlung

Im Gegensatz zu einer kontinuierlichen Energieabgabe der Elektronen, erfahren die Photonen eine oder wenige Wechselwirkungen. Die Energie des einfallenden Photons bestimmt dabei die Art der Wechselwirkung. Die dabei entstehenden Sekundärelektronen oder -positronen übertragen in einem zweiten Schritt die Energie an das umgebende Medium (siehe vorheriges Kapitel 2.1.1).

2.1.2.1 Schwächung und Energieübertragung von Photonenstrahlung

Das Photon wird beim Durchqueren eines Mediums aus dem primären Strahl gestreut oder komplett absorbiert und die Intensität nimmt mit der durchstrahlten Weglänge Δx ab. Für ein schmales Strahlenbündel wird der ursprünglichen Anzahl N an Photonen ein konstanter relativer Anteil entnommen und die Abnahme lässt sich mit Hilfe des linearen Schwächungskoeffizienten μ beschreiben:

$$-\Delta N = \mu * \Delta x * N \quad (2.8)$$

Der Schwächungskoeffizient μ bzw. der Massenschwächungskoeffizient μ/ρ ist abhängig von der Energie und der Ordnungszahl des durchstrahlten Mediums. Da für die Abnahme der Photonen mehrere Wechselwirkungsprozesse verantwortlich sind, ist der lineare Schwächungskoeffizient μ bzw. der Massenschwächungskoeffizient μ/ρ als Summe zu verstehen. Im Energiebereich der Strahlentherapie von ca. 10 kV bis 10 MeV setzt er sich folgendermaßen zusammen:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Total} = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Photo} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Ray} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Compt} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Paar} \quad (2.9)$$

Wobei die Summanden die linearen Massenschwächungskoeffizienten für den Photoeffekt, die Rayleigh-Streuung, den Comptoneffekt und für den Paarbildungseffekt sind. Jede dieser Interaktionen hat ihre spezifische Abhängigkeit von der Photonenenergie E sowie der Ordnungszahl Z des durchstrahlten Mediums und soll im Folgenden kurz erläutert werden.

2.1.2.2 Photoeffekt

Treffen Photonen auf ein Medium, können sie dort Elektronen aus dem Verbund lösen. Hierzu muss die Photonenenergie E gleich groß oder größer als die Bindungsenergie des jeweiligen Elektrons sein. Durch das Herauslösen eines Elektrons wird das Atom ionisiert. Beim Photoeffekt wird die gesamte Energie des Photons absorbiert. Die Wahrscheinlichkeit τ für den Photoeffekt nimmt mit ansteigender Ordnungszahl Z des Materials zu und fällt mit größer werdender Photonenenergie E . Folgende Formel zeigt den Zusammenhang. Der Faktor n im Exponent ist energieabhängig und liegt für den Photoeffekt zwischen 4 und 5.

$$\tau \propto \frac{Z^n}{E^{3,5}} \quad (2.10)$$

Die Abbildung 2.2 veranschaulicht den Vorgang des Photoeffekts anhand des Teilchenmodells. Der Photoeffekt ist im Bereich niedriger Photonenenergie E bis ca. 0,5 MeV dominant. Somit tritt diese Wechselwirkung weniger in der Strahlentherapie auf, sondern spielt eine zentrale Rolle in der Röntgendiagnostik.

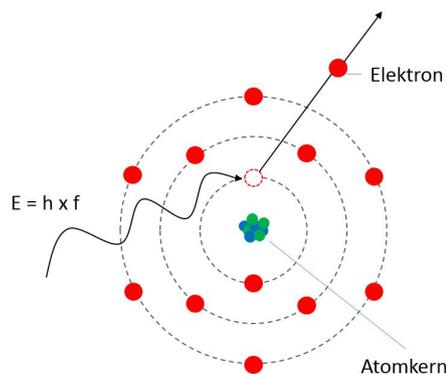


Abbildung 2.2: Photoeffekt anhand des Teilchenmodells. Anzahl der Elektronen sowie die Atomkernzusammensetzung sind symbolisch gewählt. Das eintreffende Photon überträgt die gesamte Energie auf das Atom. Das Elektron wird herausgelöst und das Atom ionisiert.

2.1.2.3 Rayleigh-Streuung

Bei niedriger Energie des einfallenden Photonenstrahls wird lediglich die Bewegungsrichtung der Photonen geändert. Dieser Prozess wird als klassische, kohärente oder Rayleigh-Streuung bezeichnet. Hierbei findet keine Energieübertragung auf das Medium statt. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit nimmt mit steigender Energie sehr schnell ab. Daher spielt er in der Strahlentherapie eine untergeordnete Rolle.

2.1.2.4 Comptoneffekt

Hier überträgt das einfallende Photon nur einen Teil seiner Energie an ein quasi freies Elektron. Hierunter versteht man ein im Vergleich zur Photonenenergie schwach gebundenes Elektron. Dieses wird dabei elastisch gestoßen. Aufgrund des Energieverlust verringert sich die Frequenz des Photons. Die verbleibende Energie des Photons ist abhängig vom Stoßwinkel. Die Frequenzabnahme bzw. Zunahme der Wellenlänge $\Delta\lambda$ lässt sich folgendermaßen beschreiben:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \cos\theta \frac{h}{m_{ec}} - \frac{h}{m_{ec}} = \frac{h}{m_{ec}} * (1 - \cos\theta)$$

$$\Delta\lambda = \lambda_C (1 - \cos\theta) \quad (2.11)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit, h das Plancksche Wirkungsquantum, m_e die Ruhemasse des Elektrons, λ die Wellenlänge vor und λ' die Wellenlänge nach der Interaktion sowie θ der Streuwinkel des Photons ist. Die maximale Energieabgabe des Photons ist bei einem Winkel von $\theta = 180^\circ$ (Rückstreuung). Der Wechselwirkungsquerschnitt σ_C ist proportional zur Ordnungszahl Z und umgekehrt proportional zur Energie E des Photons.

$$\sigma_C \propto Z * \frac{\ln E}{E} \quad (2.12)$$

Die Abbildung 2.3 verdeutlicht den Comptoneffekt. Im Energiebereich der medizinischen Anwendung von 100 keV bis ca. 10 MeV ist es der dominierende Wechselwirkungsquerschnitt [60]. Der Grenzfall der Comptonstreuung für

kleine Photonenenergien ist die sogenannte Thomson-Streuung. Hier findet aufgrund der geringen Photonenenergie kein Impulsübertrag statt.

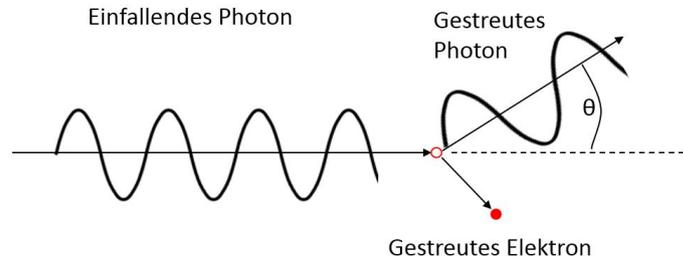


Abbildung 2.3: Comptoneffekt: Ein einfallendes Photon gibt einen Teil seiner Energie an ein quasi freies Elektron ab. Das Photon wird unter dem Winkel θ elastisch gestreut. Das Elektron wird gelöst und das Atom ionisiert.

2.1.2.5 Paarbildungseffekt

Haben die einfallenden Photonen eine Energie $E > 2 * 0,511MeV$ kann es im elektrischen Feld des Atomkerns zu einer Paarbildung kommen. Hierbei wandelt sich die Energie des Photons in ein Elektron und ein Positron um. Genau betrachtet geht noch der Rückstoß des Atomkerns ein und die Photonenenergie muss geringfügig höher sein. Bei höherer Photonenenergie geht diese in kinetische Energie des Elektronen- Positronenpaars über. Die Wahrscheinlichkeit κ der Paarbildung steigt mit der Ordnungszahl Z der Materie quadratisch an. Ab einer Energie von etwa 10 MeV ist die Paarbildung der dominierende Effekt in der Strahlentherapie.

$$\kappa \propto Z^2 * \ln E \quad (2.13)$$

Findet die Paarbildung nicht in der Nähe des Atomkerns, sondern im Feld eines Elektrons statt, wird dieses aufgrund des übertragenen Impulses aus dem Atom gelöst. Somit wird das Atom ionisiert und ein Positron und zwei Elektronen freigesetzt (Triplet Bildung).

2.1.2.6 Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten

Betrachtet man die Wechselwirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Ordnungszahl Z und der Photonenenergie $h\nu$, ergibt sich folgendes Bild im relevanten Energiebereich der medizinischen Anwendungen (siehe Abbildung 2.4).

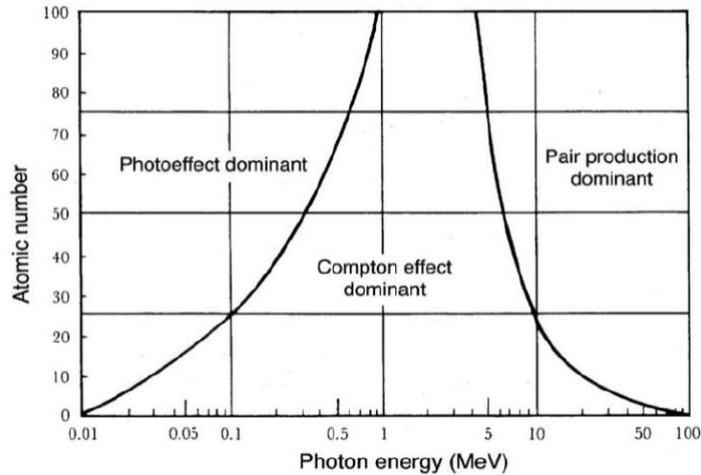


Abbildung 2.4: Absorption von Strahlung: Beiträge von Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung zum Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Photonenenergie [57]

Die linke Kurve zeigt den Energiebereich bei dem der Photoeffekt und der Comptoneffekt gleichermaßen auftreten. Die rechte Kurve zeigt dies für den Comptoneffekt und den Paarbildungseffekt. Im Energiebereich von ca. 500 keV bis 10 MeV, was den weiten Teil der Strahlentherapie einschließt, sowie einer Ordnungszahl von $Z = 7$, was ungefähr dem menschlichen Gewebe entspricht, ist der Comptoneffekt die dominierende Wechselwirkung. Die Abhängigkeiten der einzelnen Wechselwirkungen lässt sich folgendermaßen zusammenfassen (siehe Tabelle 2.1):

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Eigenschaften der relevanten Wechselwirkungen [57]

	Photoeffekt	Rayleigh Streuung	Comptoneffekt	Paarbildung
Photonen Interaktion mit:	Gesamtem Atom	Gebundenem Elektron	Freien Elektron	Coulombfeld des Kerns
Art der Interaktion	Photon verschwindet	Photon wird gestreut	Photon wird gestreut	Photon verschwindet
Energieabhängigkeit	$\frac{1}{(h\nu)^2}$	$\frac{1}{(h\nu)^2}$	fällt mit Energie	steigt mit Energie
Schwellwert	Nein	Nein	Nein	$2m_e c^2$
Linearer Schwächungskoeffizient	τ	σ_R	σ_C	κ
Freigesetzte Teilchen	Photoelektron	Keins	Compton Elektron	Elektronen- Positronen Paar
Abhängigkeit des linear. Schwächungskoeff. von Z	$\tau \sim Z^4$	$\sigma_R \sim Z^2$	$\sigma_C \sim Z$	$\kappa \sim Z^2$
Abhängigkeit des Massenschwächungskoeff. von Z	$\frac{\tau}{\rho} \sim Z^3$	$\frac{\sigma_R}{\rho} \sim Z$	Unabhängig	$\frac{\kappa}{\rho} \sim Z$
Durchschnittliche übertragene Energie	$h\nu - P_K \omega_K E_B(K)$	0	$(\bar{E}_K)_{tr}^{CE}$	$(h\nu - 2m_e c^2)$
Anschließendes Ereignis	Charakter. Röntgenstrah- lung, Auger Effekt	Keins	Charakter. Röntgenstrah- lung, Auger Effekt	Vernichtungs- strahlung
Energiebereich (in Wasser)	$< 20keV$	$< 20keV$	$20keV - 10MeV$	$> 10MeV$

2.1.3 Radiometrische Größen

Bei makroskopischer Betrachtung der Strahlungsausbreitung, kann man diese als kontinuierlich und nicht stochastischer Prozess ansehen und durch die Strahlungsfeldgrößen beschreiben. Das Strahlungsfeld ist dabei der Bereich, der von ionisierender Strahlung durchsetzt wird. Zur Beschreibung des Feldes wird die Anzahl der Teilchen N oder die transportierte Energie W genutzt. Die Größen sind über die jeweilige Energie E der Teilchen miteinander verknüpft. Unter der Teilchenflussdichte versteht man dabei die Anzahl der

Teilchen N , welche eine Querschnittfläche dA einer Kugel senkrecht im Zeitintervall dt durchsetzen. Ist das Strahlungsfeld nicht homogen in der Energie E ihrer Teilchen, muss zur Beschreibung die spektrale Teilchenflussdichte verwendet werden. Das Zeitintegral der Teilchenflussdichte ergibt die Teilchenfluenz. Das Flächenintegral den Teilchenfluss [20, 46].

Tabelle 2.2: Strahlenfeldgrößen bezogen auf die Anzahl der Teilchen

Feldgröße	Formel	Einheit
Teilchenfluss	$\dot{N} = \frac{dN}{dt}$	$\frac{1}{s}$
Teilchenfluenz	$\Phi = \frac{dN}{dA}$	$\frac{1}{m^2}$
Teilchenflussdichte	$\dot{\Phi} = \frac{d^2N}{dAdt}$	$\frac{1}{m^2s}$
spektrale Flussdichte	$\frac{\dot{\Phi}}{dE} = \frac{d^3N}{dAdtdE}$	$\frac{1}{m^2sJ}$

Erfolgt die Beschreibung des Strahlungsfeldes über die transportierte Energie der Teilchen, ergeben sich analog folgende Größen. Die Energieflussdichte beschreibt dabei die gesamte transportierte Strahlungsenergie W der Teilchen, welche eine Querschnittfläche dA einer Kugel senkrecht im Zeitintervall dt durchsetzen. Ist das Strahlungsfeld nicht homogen in der Energie E ihrer Teilchen, muss zur Beschreibung die spektrale Energieflussdichte verwendet werden. Das Zeitintegral der Energieflussdichte ergibt die Energiefluenz. Das Flächenintegral wiederum den Energiefluss. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Strahlenfeldgrößen ist in Tabelle 2.2 dargestellt.

Tabelle 2.3: Strahlenfeldgrößen bezogen auf die Teilchenenergie

Feldgröße	Formel	Einheit
Energiefluss	$\dot{W} = \frac{dW}{dt}$	$\frac{J}{s}$
Energiefluenz	$\Psi = \frac{dW}{dA}$	$\frac{J}{m^2}$
Energieflussdichte	$\dot{\Psi} = \frac{d^2W}{dAdt}$	$\frac{J}{m^2s}$
spektrale Energieflussdichte	$\frac{\dot{\Psi}}{dE} = \frac{d^3W}{dAdtdE}$	$\frac{J}{m^2sJ}$

Die radiometrischen Größen können durch die Angabe einer Richtung ergänzt werden. So gilt beispielsweise für die raumwinkelbezogene Energieflussdichte in eine Raumrichtung $\vec{\Omega}$:

$$\dot{\vec{\Psi}}_{\Omega} = \vec{\Omega} * \dot{\Psi}_{\Omega} \quad (2.14)$$

Durch diese Größen lässt sich theoretisch das Strahlenfeld und die transportierte Energie für jeden Ort und zu jedem Zeitpunkt mit Hilfe der Boltzmannsche Strahlentransportgleichung berechnen:

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} * \text{grad}\varphi_{E,\Omega}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) &= -n * \sigma_t(E) * \varphi_{E,\Omega}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \\ &+ \int_0^{\infty} \int_{4\pi} n * \sigma_S(E') * p(\vec{r}, E, E', \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \\ &* \varphi_{E,\Omega}(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') \\ &+ s_{E,\Omega}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Hierbei beschreibt der erste Term die Absorption und Herausstreuung von Teilchen aus dem betrachteten Energie- und Raumwinkelintervall. Der zweite Term beinhaltet die Hineinstreuung von Teilchen der Energie E' aus der Raumrichtung Ω' in das betrachtete Intervall. Der dritte Term schließlich beschreibt die Entstehung von Teilchen im Intervall.

2.1.4 Dosimetrische Größen

Die dosimetrische Größen ergeben sich durch die Strahlenfeldgrößen und einem Faktor, welcher die Übertragung der Energie beschreibt.

2.1.4.1 Terma

Die Terma (engl. Total Energy Released per unit Mass) beinhaltet die gesamte, durch primäre Wechselwirkungsprozesse pro Masseneinheit entzogene, Energie des Strahlenfeldes. Dabei ist es unerheblich ob die entstehenden Sekundärteilchen das betrachtete Massenelement wieder verlassen. Maßgeblich ist der Entstehungsort. Somit gilt:

$$T = \frac{dW_{\text{Gesamt}}}{dm} \quad (2.16)$$

oder dargestellt mit Hilfe des Massenschwächungskoeffizienten $\frac{\mu}{\rho}$ und der Strahlenfeldgröße Ψ :

$$T = \frac{\mu}{\rho} * \Psi \quad (2.17)$$

Die Terma beschreibt die Energie die zur Verfügung steht, welche im Umfeld des Wechselwirkungsorts deponiert werden kann. Der Begriff der Terma ist insbesondere für die analytische Dosisberechnung mit Hilfe von Dosiskernen von Bedeutung.

2.1.4.2 Kerma

Bei Photonenstrahlung wird zunächst die Energie durch die beschriebenen Wechselwirkungsprozesse an Sekundärelektronen übertragen. Die Summe der übertragenen kinetischen Energien W_{tr} auf die geladenen Teilchen im betrachteten Massenelement dm , wird als Kinetic Energy Released per unit Mass (Kerma) bezeichnet:

$$K = \frac{dW_{tr}}{dm} \quad (2.18)$$

Die entstehenden Sekundärteilchen können nun direkt ionisieren (Stoßkerma) oder ihrerseits Bremsstrahlung (Strahlungskerma) erzeugen, welche das zu betrachteten Massenelement wieder verlässt. Derjenige Teil der Energie eines Photons, der auf die Sekundärteilchen übertragen wird, lässt sich durch den Energieübertragungskoeffizienten darstellen:

$$\mu_{tr} = \mu * \frac{E_{tr}}{E_{ph}} \quad (2.19)$$

Mithilfe der Energiefluenz Ψ und des Energieübertragungskoeffizienten μ_{tr} , lässt sich so die spektrale Kerma bestimmen zu:

$$K_E = \Psi * \frac{\mu_{tr,E}}{\rho} * dE \quad (2.20)$$

Integriert man die Gleichung 2.20 und nimmt einen Mittelwert $\bar{\mu}_{tr}$ von $\mu_{tr,E}$ über das Spektrum an, ergibt sich die Kerma zu:

$$K = \Psi * \frac{\bar{\mu}_{tr}}{\rho} \quad (2.21)$$

Der Energieübertragungskoeffizienten μ_{tr} lässt sich wiederum aufteilen in den Anteil der im Volumen durch Stoßprozesse lokal absorbiert wird μ_{ab} und in den Anteil μ_{rad} der das Volumen verlässt. Somit lässt sich analog zu Gleichung 2.21 das Stoßkerma mit Hilfe der Strahlenfeldgröße Ψ ausdrücken:

$$K_{coll} = \Psi * \frac{\mu_{ab}}{\rho} \quad (2.22)$$

Für niedrige bis mittlere Energien und leichte Materialien ist μ_{ab} und μ_{tr} nahezu gleich. Steigt die Energie sowie die Ordnungszahl Z an, erhöht sich der relative Anteil, der durch Strahlungsprozesse verloren geht (siehe Kapitel 2.1.1).

2.1.4.3 Absorbierte Energiedosis

Die Energiedosis ist die durch Strahlung deponierte Energie im betrachteten Massenelement, welche dort absorbiert wird. Hierzu zählen alle Energiebeiträge unabhängig vom Entstehungsort. Somit gilt für die Dosis:

$$D = \frac{dW_{deponiert}}{dm} \quad (2.23)$$

Sie ist proportional zur Stoßkerma:

$$D = \beta * K_{coll} \quad (2.24)$$

Eine exakte Bilanz der Energiebeiträge in und aus dem betrachteten Massenelement ist schwierig zu erstellen. Vereinfacht man jedoch die Bilanz und setzt voraus, dass die erzeugte Bremsstrahlung das betrachtende Volumen verlässt, ist für die biologische Wirkung nur die durch Stoßprozesse übertragene Energie maßgeblich. Deponieren nun diese Sekundärelektronen ihre Energie direkt in diesem Volumen und man setzt weiterhin ein Sekundärelektronengleichgewicht voraus, lässt sich die in diesem Volumen deponierte Energie für jedes einzelne Teilchen mit dem Stoßbremsvermögen zu $d\bar{E} = S_{col,E} * dx$ berechnen. Die gesamte deponierte Energie ist letztlich gegeben durch die gesamte

Anzahl der Teilchen im Strahlenfeld, der Teilchenfluenz. Die deponierte Dosis ergibt sich somit aus der Teilchenfluenz und des Massenstoßbremsvermögen, sowie der Masse des Volumenelements $m = \rho * dx * dA$, zu:

$$D = \int \frac{N_E * S_{col,E} * dx}{\rho * dx * dA} dE = \int \frac{S_{col,E}}{\rho} * \Phi_E dE \quad (2.25)$$

Oder anders ausgedrückt, die Reichweite der Sekundärelektronen ist gering und der Energieanteil (Strahlungskerma), der das Volumen verlässt, ist zu vernachlässigen. Dann gilt $\mu_{ab} = \mu_{tr}$ und Kerma, Stoßkerma und Dosis sind gleichzusetzen und es gilt:

$$D = \frac{dW_{abs}}{dm} \approx \frac{dW_K}{dm} = K = \int \frac{\mu_{abs,E}}{\rho} * \Psi_E dE \quad (2.26)$$

2.2 Technische Grundlagen

2.2.1 Dosisberechnungsalgorithmen

Theoretisch lässt sich der Strahlungstransport und somit die Dosisdeposition in jedem beliebigen Punkt durch die Boltzmannsche Strahlentransportgleichung exakt berechnen. Das Problem hierbei ist, dass sich diese Integro- Differentialgleichung nicht in geschlossener Form, sondern nur für vereinfachte Spezialfälle analytisch lösen lässt. Eine numerische Lösung hingegen ist sehr rechenintensiv [69]. Historisch erfolgte daher die Dosisberechnung zunächst mit Hilfe tabellierter Bezugswerte, welche standardisierte Feldgrößen und Abstände beinhalteten. Die Berechnung konnte händisch oder computergestützt erfolgen. Heutzutage wird die Dosisberechnung ausschließlich computergestützt im Bestrahlungsplanungssystem durchgeführt. Die verwendeten Algorithmen stellen meist einen Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenzeit dar und bilden die zu Grunde liegenden physikalischen Vorgänge mehr oder weniger genau ab [54].

2.2.1.1 Pencil Beam

Die Basis der Pencil Beam Algorithmen sind die sogenannten Energiekernels bzw. Kernels. Diese beschreiben, wie die Energieübertragung im homogenen

Medium erfolgt bei einem eintreffenden, dünnen Bestrahlungsfeld. Das tatsächliche Feld wird aus diesen Einzelstrahlen aufsummiert. Die Kernels werden für verschiedene Energien durch Monte Carlo Simulationen berechnet und abgespeichert hinterlegt [4]. Da die Kernels im homogenen Medium vorberechnet wurden, können Gewebeinhomogenitäten nur noch entlang der Strahlungsrichtung berücksichtigt werden, jedoch nicht in lateraler Richtung. Die Berücksichtigung verschiedener Inhomogenitäten entlang der Strahlrichtung erfolgt durch Skalierung des Kernels basierend auf der radiologischen Tiefe. Die radiologische Tiefe errechnet sich aus der geometrischen Tiefe und der lokalen Schwächungskoeffizienten des Mediums relativ zu Wasser. Folgende Abbildung 2.5 zeigt einen Kernel und verdeutlicht den Einfluss einer in Strahlrichtung liegender Inhomogenität.

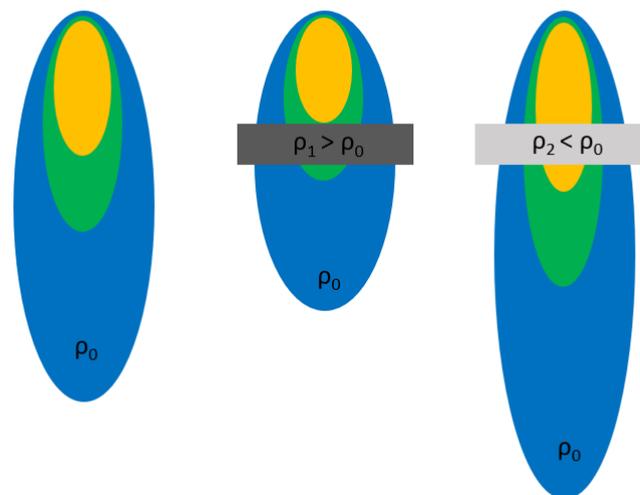


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines Kernels und Einfluss von Inhomogenitäten. Links: Kernel im homogenen Medium. Mitte: dichteskalierter Kernel bei Inhomogenität mit höherer Dichte. Rechts: dichteskalierter Kernel bei Inhomogenität mit geringerer Dichte.

2.2.1.2 Superpositions-/ Konvolutionsalgorithmen

Beim Superpositionsverfahren wird der Transport der Photonenenergie von der primären Quelle zum Wechselwirkungsort gesondert von den sekundären Wechselwirkungen und der lokalen Dosisdeposition betrachtet. Zunächst wird ein Ray Tracing der primären Photonenfluenz durchgeführt und die Divergenz

im Phantom berücksichtigt. Die Fluenz wird dabei gemäß den Massenschwächungskoeffizienten abgeschwächt. Daraus lässt sich nach Gleichung 2.27 die Terma T_E für den betrachteten Punkt r' berechnen. Dies ist die gesamte zur Verfügung stehende Energie, die im Umkreis deponiert werden kann.

$$T_E(r') = \left(\frac{r_0}{r'}\right)^2 \frac{\mu(E, r')}{\rho(r')} \Psi_E(r_0) * \exp\left(-\int_{r_0}^{r'} \mu(E, l) dl\right) \quad (2.27)$$

Hierbei ist $\mu(E, r')$ der lineare Schwächungskoeffizient im Medium an der Stelle r' . $\Psi_E(r_0)$ ist die spektrale Energiefluenz auf der Referenzebene r_0 im Strahlerkopf. Der bekannte Faktor $\left(\frac{r_0}{r'}\right)^2$ berücksichtigt die Divergenz. Der Term im Exponent berechnet wiederum die radiologische Tiefe. Die Energieabsorption, durch Sekundärenergietransport der Photonen und Elektronen zum Dosispunkt, wird wiederum durch einen Kernel k bzw. einer point spread function (PSF) beschrieben. Allgemein lässt sich so die Dosis D in jedem beliebigen Punkt r berechnen:

$$D(r) = \frac{1}{\rho(r)} \int \iiint T_E(r') * \rho(r') * k(E, r', r) d^3r' dE \quad (2.28)$$

Für die Dosisberechnung im Planungssystem werden Vereinfachungen angenommen um die Rechenzeiten zu verkürzen. Dies geschieht durch Annahme einer energieunabhängigen Terma und Vorberechnung von polyenergetischen Kernen. Diese sind jedoch tiefenabhängig. Im Gegensatz zu den Pencil Beam Verfahren wird ein laterales Raycasting zwischen dem Primärinteraktionspunkt r' und dem Wirkungspunkt r durchgeführt. Somit können auch laterale Dichteinhomogenitäten berücksichtigt werden. Setzt man des Weiteren einen ortsinvarianten Streukern voraus, lässt sich das Faltungsintegral mit Hilfe der Fouriertransformation numerisch sehr schnell lösen. Diese Algorithmen werden als Konvolutionsalgorithmen bezeichnet.

2.2.1.3 Monte Carlo Berechnung

Das Vorgehen unterscheidet sich grundlegend von den bereits genannten Algorithmen. Es wird nicht die makroskopische Dosisdeposition betrachtet und

versucht diese analytisch zu beschreiben und letztlich numerisch zu lösen, sondern es wird der gesamte Weg eines Photons verfolgt (engl. particle history). So werden all seine Wechselwirkungen, wie in Kapitel 2.1.1 und 2.1.2 beschrieben, von der Entstehung im Target über den Beschleuniger bis hin zum Patienten betrachtet. Die physikalischen Wechselwirkungen und deren Wahrscheinlichkeiten sind im Detail bekannt. Durch Generierung von Zufallszahlen wird zunächst die mittlere freie Weglänge des Teilchens, in Abhängigkeit der Energie und des Gewebetyps, bestimmt. Anschließend wird durch ein erneutes Sampling einer Zufallszahl das Interaktionsereignis basierend auf dem relativen Wirkungsquerschnitt ausgewählt. In Abbildung 2.6 ist die Vorgehensweise für die Bestimmung des Interaktionsereignisses verdeutlicht. Die dabei entstehenden Teilchen durchlaufen dieselbe Prozedur bis zur Unterschreitung einer definierten Energieschwelle oder Verlassen des betrachteten Volumens. Durch Simulation einer sehr großen Anzahl an Teilchen lässt sich so die Dosisdeposition, insbesondere in inhomogenen Medien, sehr genau bestimmen [11, 54].



Abbildung 2.6: Bestimmung des Interaktionsereignisses eines Photons in Abhängigkeit der generierten Zufallszahl. In diesem Fall ist die Zufallszahl 0,6. Dies fällt in das Intervall des Comptoneffekts. Die Intervalllänge ergibt sich aus dem Wirkungsquerschnitt bezogen auf die Summe aller Wirkungsquerschnitte.

Aus dem Bereich der Teilchenphysik haben sich verschiedene Monte Carlo Programme entwickelt, die für die Simulation von medizinischen Elektronen Linearbeschleunigern geeignet sind. GEANT 4 (CERN, Schweiz und Frankreich) [3], MCNP (Los Alamos National Laboratory, USA) [9] oder EGS4 (Stanford, USA) [53] und die Weiterentwicklung daraus EGSnrc (Ottawa, Kanada) [37, 35] seien als Beispiele genannt. Letztere wurden bereits von vielen Arbeitsgruppen für die Simulation des Beschleunigerkopfs sowie für die Dosisberechnung in Phantomen eingesetzt. Aufgrund der exzellenten Ergebnisse, dienen diese als Goldstandard in der Verifikation von Dosisberechnungsalgorithmen [41, 11]. In dieser Arbeit wird das Softwarepaket EGSnrc verwendet.

Dieses beinhaltet sogenannte user codes, welche für eine spezifische Fragestellung konzipiert sind. So wird mit Hilfe des user codes BEAMnrc [61, 38] das eigentliche Strahlerkopfmodell erstellt und simuliert. Das Ergebnis dieser Simulation kann anschließend oder simultan an den user code DOSXYZnrc [38] übertragen werden. Dort erfolgt eine Monte Carlo Simulation und Dosisberechnung in einem voxelbasierten Datensatz, welcher bspw. die Patientengeometrie und Eigenschaften beinhaltet.

2.2.2 Elektronen Linearbeschleuniger

Die für die Therapie notwendige Photonenstrahlung wird in der modernen Strahlentherapie durch Elektronen Linearbeschleuniger (engl.: linear accelerator, Linac) generiert. Die Elektronen werden in einer Beschleunigerröhre durch Mikrowellen beschleunigt. Je nach Art der Wellenausbildung, wird zwischen Stehwellen- und Wanderwellenbeschleunigung unterschieden. Als Mikrowellensender wird entweder ein Magnetron oder ein Klystron eingesetzt, welche einen kurzen Puls generieren und diesen in das Beschleunigerrohr einspeisen. Die Elektronen werden synchronisiert zum Mikrowellenpuls in die Beschleunigerröhre (engl. waveguide) durch eine sogenannte Elektronenkanone mit einer Energie von ca. 50 keV eingeschossen [39]. Die beschleunigten Elektronen treten am Ende der waveguide aus dem Vakuumfenster aus und treffen unmittelbar auf ein sogenanntes Target. Hier entsteht abhängig von der kinetischen Energie der Elektronen ein Photonenspektrum, welches als Therapiestrahл genutzt wird. Aufgrund der hohen Ordnungszahl und der guten Wärmebeständigkeit wird als Targetmaterial sehr oft eine Wolframlegierung eingesetzt. Das Strahlenfeld wird zunächst durch eine Primärblende in Strahlrichtung kollimiert. Ist eine homogene Feldform gewünscht, lässt sich dies durch einen Ausgleichskörper erzielen. Hierbei wird jedoch 98 % der Strahlintensität absorbiert [23]. Wird auf diesen verzichtet, erhält man ein sehr inhomogenes Feld aber kann gleichzeitig die volle Intensität nutzen (engl. Flattening Filter Free, FFF). Diese hohe Intensität ist insbesondere bei der Hypofraktionierung bzw. Radiochirurgie gewünscht. Die Inhomogenität des Feldes spielt zum einen aufgrund der geringen Feldgröße eine untergeordnete Rolle, zum anderen können die modernen Planungssysteme dies ohne weiteres berücksichtigen. Nach Durchstrahlung der Monitorkammer wird der Strahl durch einen Sekundärkollimator an das Ziel-

volumen angepasst. In folgender Abbildung 2.7 ist der schematische Aufbau eines Strahlerkopfs dargestellt.

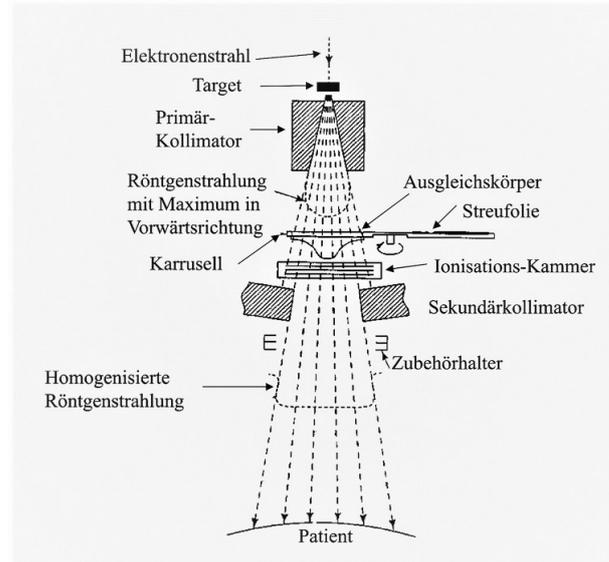


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Strahlerkopfs eines Elektronen Linearbeschleunigers. Der Elektronenstrahl trifft auf das Target und erzeugt ein Photonenspektrum. Dieses wird im Primärkollimator in Strahlrichtung in Strahlrichtung fokussiert. Durch den Ausgleichskörper kann das Feld homogenisiert werden. Nach Durchstrahlen der Ionisationskammer kann durch den Sekundärkollimator eine weitere Feldformung umgesetzt werden. Soll der Elektronenstrahl direkt als Therapiestrahler genutzt werden, wird das Target entfernt und der Ausgleichsfilter durch eine Streufolie ersetzt. Somit wird der dünne Elektronenstrahl zu einem therapeutischen Feld aufgefächert [23].

Als dediziertes Gerät der Radiochirurgie wird beim Cyberknife[®] VSI (Fa. Accuray, Sunnyvale, CA, USA) kein Ausgleichsfilter eingesetzt. Ebenso ist es nicht möglich den Elektronenstrahl als Therapiestrahler zu nutzen. Für die Strahlformung können zum einen zwölf verschiedene Rundkollimatoren oder eine Irisblende, welche dieselben Durchmessergrößen durch ein Zwölfeck darstellt, als Sekundärkollimator verwendet werden. Kenntnisse über den detaillierten Aufbau des Strahlerkopfs sind für die Modellierung von essentieller Bedeutung.

2.2.3 Cyberknife[©] VSI System

Das Cyberknife[©] VSI (Fa. Accuray, Sunnyvale, CA, USA) ist ein dediziertes Gerät für die intrakranielle sowie extrakranielle Stereotaxie. Das System besteht aus einem 6-Achsen-Roboter an dessen Ende ein kompakter 6 MV X-Band Linearbeschleuniger angebracht ist. Dieser bewegt sich auf einer virtuellen Kugel um den Patienten und kann aus bis zu 1400 verschiedenen Richtungen das Ziel bestrahlen. Eine zwingende Positions- und Lagerungskontrolle vor und während der Behandlung erfolgt durch zwei an der Decke montierten Röntgenröhren sowie zugehörigen Detektoren im Boden. Diese akquirieren in einem frei wählbaren Zeitintervall zwei orthogonale Röntgenaufnahmen unter einem Winkel von 45° und vergleichen diese mit den vorab berechneten DRRs (engl. Digitally Reconstructed Radiographs) des Planungs-CTs. Je nach Lokalisation des Zielvolumens bietet das System ein passendes Trackingverfahren an. Kleinere Abweichungen aller 6 Freiheitsgrade werden vollautomatisch durch den Roboter ausgeglichen. Sollte eine größere Lagerungskorrektur nötig sein, kann dies durch die automatisierte Positionierung des Behandlungstisches erreicht werden [2]. Die nachfolgende Abbildung 2.8 zeigt eine schematische Darstellung des Cyberknife[©] VSI Systems. Eine Besonderheit stellt das Echtzeit Tracking von bewegten Zielvolumina dar. Hierfür wird im Vorfeld ein oder mehrere Goldmarker in den Tumor eingebracht und dessen Bewegung über mehrere Atemzyklen durch die Röntgenbildgebung erfasst. Gleichzeitig wird über einen optischen Sensor die Thoraxbewegung detektiert. Aus beiden Informationen wird ein Korrelationsmodell erstellt und das System erlernt die Bewegungsrichtungen des Zielvolumens und bewegt den Roboterarm synchron dazu. Aufgrund des Korrelationsmodells lässt sich die Tumorposition zu jeder Atemlage bestimmen ohne weitere Röntgenaufnahmen zu akquirieren [67]. Durch diese Echtzeit-Strahlnachführung lässt sich das Planungszielvolumen, im Gegensatz zu anderen Lösungsansätzen zur Atemkompensation, wie Gating oder ITV Konzept, deutlich verkleinern. Das Cyberknife[©] System zeichnet sich durch eine sehr hohe geometrische Gesamtgenauigkeit aus, welche zum einen durch die hohe Präzision der mechanischen Komponenten und zum anderen vor allem durch die verschiedenen Trackingverfahren erreicht wird. Diese sind speziell auf die jeweilige Tumorkonformation angepasst [17].



Abbildung 2.8: Cyberknife[©] VSI System: 6-Achsen-Roboter mit Linearbeschleuniger, Patiententisch, Röntgenbildgebung mit 2 Röntgenröhren, welche an der Decke befestigt werden und Detektoren, welche im Boden eingelassen sind [1].

6D Skull Tracking Für intrakranielle Läsionen wird die Struktur des Schädeldachs und der Gesichtsschädelknochen mit den DRRs des Planungs-CTs verglichen und erlaubt so eine Korrektur aller 6 Freiheitsgrade (3 translatorische und 3 rotatorische). Die Genauigkeit des Trackingverfahrens wurde von der Arbeitsgruppe Inoue, M. et al. zu $0,5 \text{ mm} \pm 0,1 \text{ mm}$ bestimmt [28].

XSight Spine Tracking Für Läsionen der Wirbelsäule bzw. des Rückenmarks bietet das System das sogenannte XSight Spine Tracking. Dieses vergleicht die knöcherne Struktur der Live Röntgenbilder mit den DRRs des Planungs-CTs. Um die Abweichung zu bestimmen werden DRRs in 1° Schritten aus dem Planungs-CT abgeleitet und dienen als Referenz. Die Genauigkeit wurde von der Arbeitsgruppe von Yu et al. zu $0,5 \text{ mm} \pm 0,2 \text{ mm}$ bestimmt [81].

Fiducial Tracking Hier dienen zuvor implantierte Goldmarker als Surrogat der schlecht abgrenzbaren Weichteiltumore. Aufgrund der hohen Dichte lassen sich diese leicht in den Röntgenaufnahmen erkennen. Hier gibt es verschiedene Ausführungen und Größen. Abhängig von der Lokalisation lassen

sich diese CT-gestützt oder Ultraschall-geführt implantieren. Die Genauigkeit des Fiducialtrackings ist $0,2 \text{ mm} \pm 0,3 \text{ mm}$ [52].

Synchrony Tracking Beim Synchrony Tracking wird neben der Position und Bewegung des Goldmarkers zeitgleich die Bewegung des Brustkorbs des Patienten erfasst. Dies geschieht über 3 rote LEDs und einem optischen Sensor. Zwischen der Bewegung der roten LEDs und des Fiducials wird ein Korrelationsmodell erstellt. So lässt sich die Position in einer bestimmten Atemphase des Fiducials ganz ohne Röntgenaufnahmen vorhersagen und das Zielvolumen in Echtzeit verfolgen und bestrahlen. Für das Synchrony Tracking wurde eine Genauigkeit von $0,7 \text{ mm} \pm 0,4 \text{ mm}$ durch die Arbeitsgruppe von Hoogemann et al. bestimmt [26].

XSight Lung Tracking Dies ist eine Weiterentwicklung des Synchrony Trackings und erlaubt die Tumorverfolgung in der Lunge ganz ohne Fiducial. Voraussetzung ist, dass der Tumor dicht genug und somit abgrenzbar vom Lungengewebe sowie größer 15 mm ist. Die Genauigkeit des XSight Lung Tracking Systems ist vergleichbar mit der Genauigkeit des Fiducial gestützten Synchrony Trackings [32].

Das Cyberknife[©] System wurde 2013 mit der Planungssoftware “Multiplan V. 4.2” installiert. Anfang 2019 erfolgte ein Hardwareupgrade der Planungsrechner und ein Softwareupgrade auf das Programm “Precision 2.0.1”. Dies ist hinsichtlich der Arbeitsprozesse optimiert und bietet weitere hilfreiche Tools wie bspw. das Importieren früherer Bestrahlungspläne im DICOM Format, auch von Drittanbietern. Es wurde ein neuer Optimierungsalgorithmus implementiert. Dieser ist im Vergleich zum früheren sequentiellen Optimierer deutlich schneller bei besserer Planqualität, wie bspw. konformalere Dosisverteilung und besserer Risikoorganschonung. Gleichzeitig werden weniger Monitoreinheiten eingesetzt und eine reduzierte Behandlungszeit erzielt [83]. Ebenso wurde der Monte Carlo Dosisberechnungsalgorithmus angepasst. Für die Dosisberechnung stehen zwei Algorithmen zur Verfügung:

Ray Tracing Precision Der Standard Dosisberechnungsalgorithmus basiert auf einem Path-Length Algorithmus. Die Wegstrecke der Photonen wird

entsprechend der durchstrahlten Materien segmentiert. Die jeweilige Segmentlänge anschließend entsprechend ihrer relativen Dichte bezogen auf Wasser skaliert. Anhand der gemessenen Basisdaten erfolgt die Berechnung des Dosisbeitrags des einzelnen Strahls im betrachteten Voxel. Unberücksichtigt bleiben jedoch laterale Streubeiträge in und aus dem Feld. Ebenso unberücksichtigt bleiben die geänderten Streubeiträge an Grenzflächen von Gewebe zu Luft, Knochen oder anderer Inhomogenitäten. Dies führt zu einer ungenauen Berechnung der Dosis im Bereich der Lunge und bei der Verwendung von kleinen Feldern [11]. Die Dosis in jedem Punkt errechnet sich zu [1] :

$$\frac{D}{MU} = OCR(coll, R_{800}, D_{eff}) * \left(\frac{800}{SAD}\right)^2 * TPR(FS, D_{eff}) * DM(coll,) SAD \quad (2.29)$$

Wobei D die Dosis in Gray (Gy) ist, MU die Anzahl der Monitoreinheiten, $coll$ die Kollimatorgröße, R_{800} den Off-center Radius in einem Bezugsabstand von SAD 800 mm beschreibt, D_{eff} die effektive radiologische Tiefe darstellt. SAD ist der Abstand zur Strahlenquelle des zu betrachteten Punkts und FS die projizierte Feldgröße im zu betrachteten SAD auf die Referenzebene R_{800} . Mit diesen Angaben lassen sich die jeweiligen Werte für OCR , TPR und DM durch Interpolation aus den tabellierten Daten, welche im Rahmen der Kommissionierung gewonnen wurden, auslesen und die Dosis berechnen (OCR sind die Werte der Dosisquerprofile, TPR die Werte der Tissue-Phantom-Ratio Messwerte und DM die Outputfaktoren) [1] .

Monte Carlo Precision Der implementierte Monte Carlo Algorithmus geht von einer einzigen virtuellen Strahlungspunktquelle in der Targetebene aus. Für das Quellenmodell werden drei unabhängige Wahrscheinlichkeitsverteilungen aus den gemessenen Basisdaten abgeleitet. Zum einen das Energiespektrum, eine 2D Teilchenverteilung im originären Punkt sowie eine 2D Verteilung der wahrscheinlichen Trajektorien ausgehend von der Quelle. Aus den CT Daten wird die Massendichte sowie die Mittlere freie Weglänge (engl. Mean Free Path, MFP) für jedes Voxel bestimmt. Um die Berechnungszeiten zu reduzieren, werden verschiedene Varianzreduktionsverfahren, wie photon interaction forcing, photon splitting, russian roulette, electron history repeating und electron range rejection eingesetzt (siehe hierzu Kapitel 3.3). Darüber

hinaus werden in Wasser vorberechnete und diskretisierte Elektronenpfade, sogenannte electron tracks verwendet. Diese werden bei einer Photoneninteraktion dem Voxeldatensatz überlagert. Abhängig vom Material werden diese electron tracks ausgehend vom Entstehungsort in ihrer Reichweite skaliert. In einem zweiten Schritt wird dann die Energiedeposition mit Hilfe des Massenbremsvermögens in jedem durchquerten Voxel berechnet und schließlich aufsummiert. Dabei eventuell entstehende Sekundärteilchen werden gespeichert und anschließend betrachtet [44, 1]. In der vorherigen Version des Planungssystems “Multiplan V. 4.2” wurde der letzte electron track Schritt vereinfacht um Rechenzeit einzusparen. Unterhalb einer definierten Energieschwelle wurde die gesamte, restliche Energie im betrachteten Voxel deponiert. Geschah dies in einem Voxel mit geringer Massendichte, führte dies zu falschen Dosisspitzen in isolierten Voxeln. In der aktuellen Version “Precision 2.0.1” wird im letzten Schritt eine Differenzierung, abhängig von der Massendichte des betrachteten Voxels, getroffen. Ist die Massendichte $\geq 0,15 \text{ g/cm}^3$, wird die restliche Energie im Voxel deponiert. Ist die Massendichte $< 0,15 \text{ g/cm}^3$, wird der letzte electron track Schritt extrapoliert und die Energie in den Voxeln auf der extrapolierten Geraden berechnet [24].

2.3 Strahlenbiologische und medizinische Grundlagen

2.3.1 Wechselwirkung von Strahlung in Gewebe

Die primäre Energieübertragung ist weitgehend unabhängig von der Art des Gewebes und lässt sich zunächst in eine direkte und in eine indirekte Wirkung einteilen (physikalische Phase). Bei der direkten Wirkung erfolgt die Ionisierung eines Makromoleküls unmittelbar durch die geladenen Teilchen. Bei der indirekten Wirkung wird zunächst das umgebende Medium ionisiert. Die dort gebildeten Radikale führen ihrerseits dann zur Ionisation der Biomoleküle und zu einem Funktionsausfall der betroffenen Moleküle. Diese Radikale werden vorwiegend in der radiochemischen Phase durch Wechselwirkung mit dem intrazellulären Wasser gebildet. Die Radiolyse des Wassers kann durch Ionisation und auch durch Anregung erfolgen [60]. In Abbildung 2.9 sind beide Wirkungs-

mechanismen und die zeitliche Abfolge der jeweiligen Phase dargestellt.

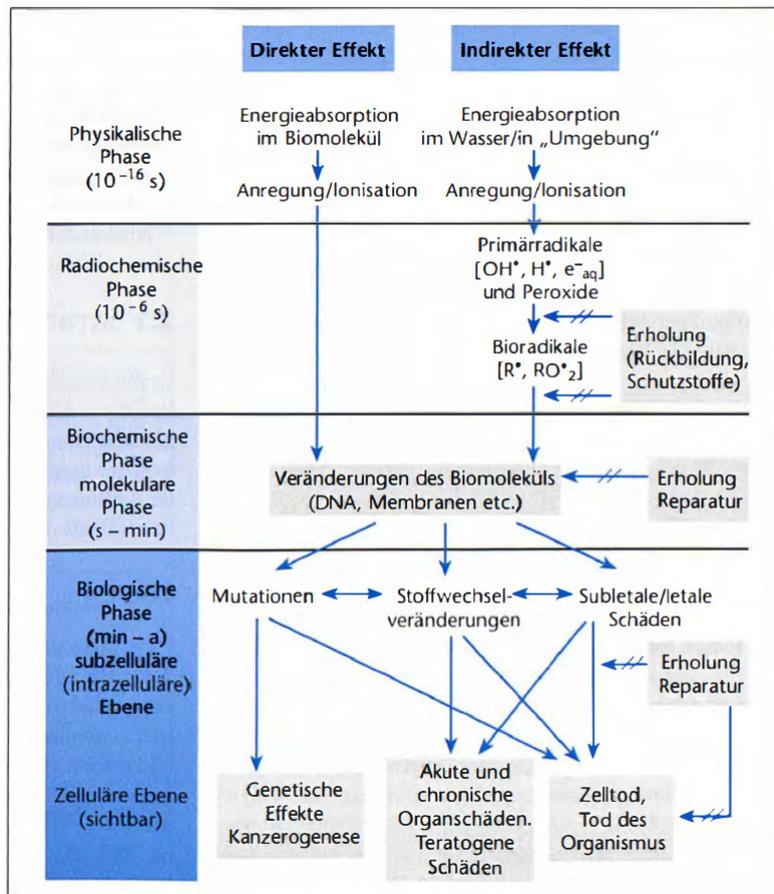


Abbildung 2.9: Strahlenwirkung: Direkter und indirekter Effekt auf das Gewebe [65]

Die Wirkung auf zellulärer Ebene beruht hauptsächlich auf der Schädigung der Desoxyribonukleinsäure (DNS). Die häufigsten und wichtigsten Läsionen sind die Einzel- und Doppelstrangbrüche. Diese werden bei der indirekten Strahlwirkung durch eine sauerstoffreiche Umgebung begünstigt. Weitere Schäden können an den Basen oder an den Desoxyribosen entstehen oder durch falsche Vernetzungen der DNS. Prinzipiell sind einzelne Schäden reparabel. Dies geschieht innerhalb von zwei bis acht Stunden. Treten Schäden jedoch gehäuft in einem kurzen Abschnitt der DNS auf, lässt sich der Schaden nicht mehr kompensieren. Der letale Schaden des Biomoleküls und der nachfolgende Zelltod der Tumorzellen ist das Ziel in der Strahlentherapie [60].

2.3.2 Biologische Wirkung

Im Gegensatz zur primären Energieübertragung ist die biologische Wirkung der Strahlung nicht unabhängig vom bestrahlten Gewebe. Sie ist neben der Art der einfallenden Strahlung abhängig vom Differenzierungsgrad des Gewebes sowie der Zellzyklusphase und der vorliegenden Oxygenierung. In der Regel ist undifferenziertes, sowie rasch proliferierendes Gewebe deutlich strahlenempfindlicher. Der Zellzyklus lässt sich in vier Phasen unterteilen. Besonders strahlenempfindlich ist die G2 Phase, in der die Vorbereitung auf die Zellteilung erfolgt, sowie die eigentliche Zellteilung, die Mitose. Mit abnehmendem Sauerstoff-Partialdruck in den Tumorzellen nimmt die Strahlensensibilität ab. Der sogenannte Sauerstoffverstärkungsfaktor (engl. Oxygen Enhancement Ratio, OER) gibt das Verhältnis der notwendigen Dosis bei Betrachtung einer hypoxischen zu einer aeroben Zelle an. Für den Vergleich wird derselbe biologische Effekt als Bezugspunkt gewählt. Der OER variiert je nach Zellzyklusphase und ist darüber hinaus insbesondere von der Strahlungsart abhängig [75]. Bei einer locker ionisierenden Strahlung, wie bspw. Photonen und Elektronen, ergibt sich ein OER von 2 - 3. D.h. hier spielt die Sauerstoffversorgung eine wichtige Rolle. Wird pro Wegstrecke im Mittel eine hohe Energie übertragen (engl. Linear Energy Transfer, LET) handelt es sich um dicht ionisierende Strahlung, wie bspw. α -Teilchen. Hier ist nahezu keine Sauerstoffabhängigkeit mehr vorhanden. Dies lässt sich auf die vielen katastrophalen Einzelinteraktionen auf dem Weg durch die Zelle bzw. dem Zellkern der Hoch-LET Strahlung zurückführen. Die letale Wirkung von Strahlung auf Zellen lässt sich in sogenannten Koloniebildungstests bestimmen. Hier wird der Anteil der überlebenden klonogenen Zellen bei einer definierten Dosis bestimmt. Wird dies für mehrere Dosiswerte wiederholt, lässt sich eine Zellüberlebenskurve ableiten. Zur mathematischen Beschreibung dieses Zusammenhangs lassen sich verschiedene Modelle heranziehen. In der Strahlentherapie hat sich jedoch weitestgehend das Linearquadratische Modell (LQ) etabliert. Hierfür werden die Parameter α und β bzw. das Verhältnis α/β eingeführt. Diese sind gewebespezifisch und repräsentieren die intrinsische Strahlenempfindlichkeit [33]. Typische Werte für spät reagierendes Normalgewebe liegen bei einem α/β von 2 - 4 Gy. Früh reagierendes Normalgewebe und Tumoren wird in der Regel ein hohes α/β von 10 (- 20) Gy zugeordnet. Für die Beschreibung der Dosiswirkungs-

beziehung bei höheren Einzeldosen eignet sich das LQ-Modell nur bedingt, da die berechneten Überlebensfraktionen nicht mit den experimentell ermittelten übereinstimmen. Eine bessere Vorhersage lässt sich mit dem Universal Survival Curve (USC)/ Single Fraction Equivalent Dose (SFED) Modell treffen [55]. Aufgrund der Komplexität und dem geringen absoluten Unterschied, wird in der klinischen Routine jedoch meist das LQ-Modell durchgängig verwendet [10]. Neben der beschriebenen Wirkung und letztlich Schädigung der DNS, scheinen insbesondere hohe Einzeldosen Schäden an weiteren Bestandteilen der Zellen zu verursachen und das Mikromilieu zu verändern, welches wiederum die Zytotoxizität der Bestrahlung erhöht [56].

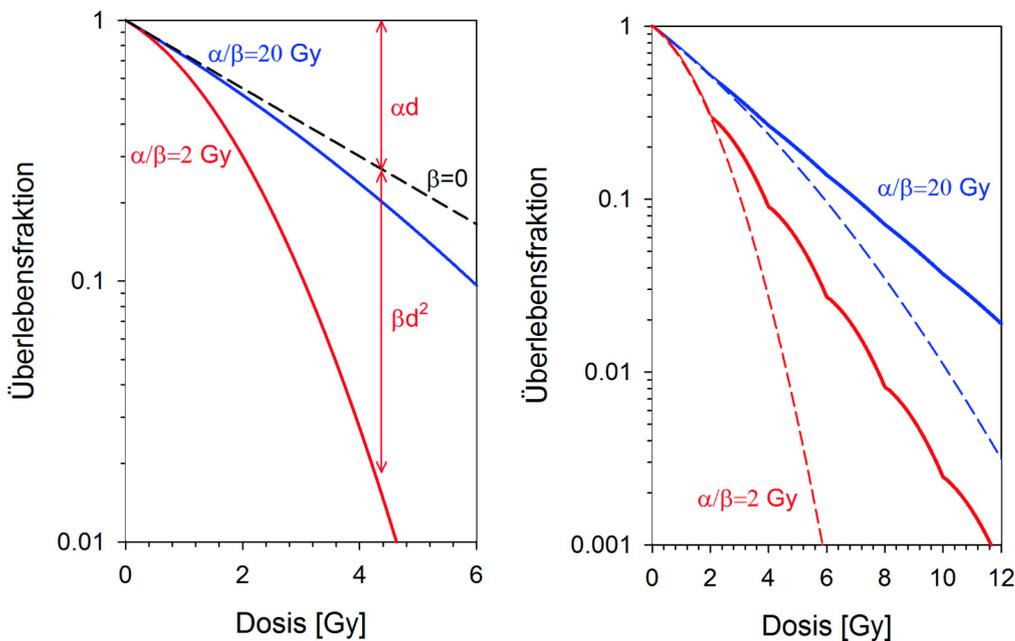


Abbildung 2.10: Links: Zellüberlebenskurve für ein kleines (rot) und ein großes (blau) α/β Verhältnis bei einer Einzeitbestrahlung. Für einen Dosiswert $< \alpha/\beta$ dominiert der lineare Verlauf. Für größere Werte der quadratische Verlauf. Rechts: Gegenüberstellung einer Einzeitbehandlung (gestrichelte Kurve) mit einer Standardfraktionierung von 2 Gy/Fr für Gewebe mit einem α/β von 2 Gy (rot) bzw. 20 Gy (blau). Je kleiner das Verhältnis, desto ausgeprägter ist der Effekt der Fraktionierung [33].

2.3.3 Strahlentherapie und Radiochirurgie

In der konventionell fraktionierten Strahlentherapie appliziert man täglich eine Dosis von 1,8 - 2,2 Gy bis zum Erreichen der Gesamtdosis und macht sich die

oben genannten biologischen Einflussfaktoren zu Nutzen. Zum einen erhöht die Reparaturfähigkeit und die Repopulation innerhalb der fraktionierungsbedingten Pausen das Überleben der bestrahlten Zellen. Zum anderen wird die Wahrscheinlichkeit des Zellüberlebens, aufgrund der Redistribution in strahlenempfindlichere Zellzyklusphasen und der Reoxygenierung anaerober Areale, vermindert. Ziel der Fraktionierung ist eben diese gegensätzlichen Effekte zu Gunsten der Tumorkontrolle bei gleichzeitiger Schonung des Normalgewebes zu erzielen. Wie in Abbildung 2.10 deutlich wird, zeigen Gewebe mit einem kleinen α/β eine weite Schulter und somit einen starken Fraktionierungseffekt. Gewebe mit einem großen α/β hingegen haben eine geringe Schulter und zeigen somit einen sehr geringen Fraktionierungseffekt. In der Radiochirurgie, die sich durch extreme Hypofraktionierung auszeichnet, lässt sich dieser Fraktionierungseffekt nicht vorteilhaft nutzen. Aufgrund der großen Einzeldosen geht die Anzahl der überlebenden Zellfraktionen gegen Null. Die Abbildung 2.10 links verdeutlicht dies. Da diese Wirkung jedoch auf gesundes Gewebe gleichermaßen zutrifft, muss in der Radiochirurgie das Zielvolumen physikalisch klar vom Normalgewebe abgrenzbar sein und der Sicherheitssaum muss minimal sein. Diese Anforderung schließt somit Bestrahlungstechniken mit einer unzureichenden geometrischen und dosimetrischen Genauigkeit aus.

Kapitel 3

Material und Methoden

3.1 Überblick

Für die Modellierung des Strahlerkopfs sind korrekte Angaben des Herstellers über Aufbau des Systems, insbesondere detaillierte technische Zeichnungen mit den exakten geometrischen Angaben und Materialzusammensetzungen notwendig. Mit Hilfe dieser Parameter wird in BEAMnrc [62] der Strahlerkopf virtuell erstellt. Die genaue Definition der einzelnen Bauteile erfolgt in sogenannten Eingabe bzw. Input Dateien. Von Vorteil war, dass bereits eine Eingabe Datei einer früheren Cyberknife[©] Version vorhanden war. So mussten die Standardbauteile wie Monitorkammer und Spiegel nicht neu erstellt werden. Alle weiteren Bauteile wurden jedoch neu angelegt. Nach Modellierung des Strahlerkopfs in BEAMnrc werden einfache Stehfelder in einem virtuellen Wasserphantom mit Hilfe des user codes DOSXYZnrc [73] simuliert. Die Ergebnisse dieser Simulationen werden mit realen Wasserphantom Messungen verglichen (Referenzdaten). Durch Veränderung der Simulationsparameter und Anpassung der Strahlerkopfgeometrie in BEAMnrc lässt sich die Ergebnisse des Modells denen des echten Beschleunigers iterativ anpassen [11]. Anschließend wird eine einfache Feldanordnung in einem inhomogenen Phantom berechnet und die Dosisverteilung mit den, im Planungssystem Precision[©], implementierten Dosisberechnungsalgorithmen gegenübergestellt. In einem zweiten Schritt werden behandlungstypische Feldanordnungen mit mehreren Feldern berechnet und wiederum mit den implementierten Dosisberechnungsalgorithmen verglichen.

3.2 Messung der Referenzdaten

Für die Validierung des Strahlerkopfmodells werden Messdaten aus Wasserphantom Messungen als Referenz benötigt. Diese erfolgen in einem 40 x 40 x 40 cm³ großen Wasserphantom (Typ MP3 der Fa. PTW, Freiburg, Deutschland). Als Messsystem wird das Zwei-Kanal Elektrometer PTW Tandem in Verbindung mit einer ungeschirmten Diode vom Typ PTW 60017 verwendet. Direkt am Strahlerkopf lässt sich eine 3D Pinpoint Kammer vom Typ PTW 31016 als Referenzkammer platzieren. Das Messsignal wird auf das korrespondierende Referenzsignal normiert und im Anschluss auf den jeweiligen Wert der zentralen Achse relativiert. Soweit möglich, sind stets die Messdaten der Kommissionierung als Bezug zu wählen. Trotz dessen werden die gleichen Messungen für ausgewählte Feldgrößen wiederholt. Der Aufbau des Wasserphantoms, die Messparameter sowie das Messsystem sind gleich wie bei der Kommissionierung. Zusätzlich werden diese Messungen mit einem weiteren Detektor vom Typ PTW microDiamond 60019 durchgeführt [14]. Die Auswahl der Detektoren erfolgte aufgrund der kleinen Feldgrößen zwischen 60 mm und 5 mm [29, 27, 19]. Die Steuerung des Wasserphantoms und des Messsystems erfolgt durch die Software Mephysto mc² (Fa. PTW, Freiburg, Deutschland). Die Daten werden nicht geglättet oder nachbearbeitet und im Dateiformat *mcc* gespeichert.

Messung Tiefendosiskurven

Die Messungen der Tiefendosiskurven werden analog zu den Messungen während der Kommissionierung mit einem konstanten SSD von 800 mm durchgeführt. Zunächst werden die Messungen der relativen Tiefendosiskurven (engl. Percentage Depth Dose, PDD) mit dem Detektor vom Typ PTW 60017 für den Fixkollimator mit 60 mm, 40 mm, 10 mm und 5 mm Durchmesser durchgeführt. Im Anschluss werden diese Messungen mit dem Detektor vom Typ PTW microDiamond 60019 wiederholt. Für den Iriskollimator werden die Feldgrößen 60 mm, 40 mm, 10 mm mit den Detektoren vom Typ PTW 60017 und vom Typ PTW microDiamond 60019 durchgeführt. Die kleineren Feldgrößen 7,5 mm und 5 mm werden klinisch nicht mit dem Iriskollimator verwendet und daher auch nicht simuliert.

Messung Dosisquerprofile

Die Messungen der Querprofile (engl. Off central-axis ratio, OCR) werden analog zu den Messungen während der Kommissionierung für die Fixkollimatoren mit 5 mm, 10 mm, 40 mm und 60 mm Durchmesser wiederholt und gegen geprüft. Bei den Iriskollimatoren wiederum für die Größen 10 mm, 40 mm und 60 mm. Das Messintervall ist im Bereich des Halbschattens 0,2 mm und im zentralen Bereich 1 mm. Bei den Kollimatoren mit 5 mm bzw. 10 mm Durchmesser ist die Schrittweite durchgängig 0,2 mm. Im Niedrigdosisbereich ist der Messabstand für alle Größen 1 mm. Im Anschluss wird eine weitere Messreihe mit dem PTW microDiamond 60019 durchgeführt. Für die Erstellung des Strahlerkopfmodells werden die OCRs in einer Tiefe von 50 mm bei einem SSD von 750 mm als Referenzprofile betrachtet.

Messung Outputfaktoren

Die Outputfaktoren werden im Rahmen dieser Arbeit erneut für alle Fixkollimatoren gemessen und mit den Messungen der Kommissionierung verglichen. Die Outputfaktoren sind für das Cyberknife[®] in einem Quellen-Detektor Abstand (engl. Source Axis Distance, SAD) von 800 mm in einer Tiefe von 15 mm definiert. Als Bezugsgröße gilt für Fix- und Iriskollimatoren der Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser. Die Messungen erfolgen zum einen mit einer Diode vom Typ PTW 60017 im Wasserphantom und zum zweiten für ausgewählte Kollimatorgrößen mit radiochromen Filmen (Typ Gafchromic EBT3, Fa. Ashland, Covington, KY, USA) in einem Plattenphantom (Typ Babyblue, Fa. Standard Imaging, Middleton, WI, USA). Die Filmcharge wird im Vorfeld mit definierten Dosen bestrahlt und eine Kalibrierkurve erstellt. Die mittels Filmmessung bestimmten Outputfaktoren dienen als Kontrolle [31]. Sie werden jedoch aufgrund der Fehleranfälligkeit im Kalibrierprozess und der daraus resultierenden Unsicherheit nicht als Basisdaten in das Planungssystem hinterlegt [76]. Vor jeder Messung wird die exakte zentrale Ausrichtung des Detektors geprüft. Es werden je 200 MU abgestrahlt und die Messung 5 mal durchgeführt. Es wird die gemessene Ladung dokumentiert. Als Referenzkammer wird wieder die 3D Pinpoint Kammer vom Typ PTW 31016 im Strahlerkopf platziert. Die gemessenen Outputfaktoren werden mit Korrekturfaktoren nach dem Report

der IAEA TRS 483 beaufschlagt [29].

Messunsicherheit

Die Messung der Referenzdaten und Vergleich mit den Kommissionierungsergebnissen soll die Grenzen der Messgenauigkeit und somit auch die Grenzen der Genauigkeit des Strahlerkopfmodells aufzeigen. Allgemein lässt sich als Basis zur Bestimmung der Messunsicherheit der “Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement (GUM)” heranziehen [30]. Hiernach liefert eine Messung einen Schätzwert für eine Messgröße, der als beste Schätzung für den wahren Wert der Messgröße angesehen wird. Die Messunsicherheit hingegen kennzeichnet den Bereich der Werte, welche der Messgröße vernünftigerweise zugeordnet werden können. Dieser Bereich wiederum lässt sich durch die Standardabweichung der Messwerte beschreiben. Der *GUM* unterscheidet zwei Methoden zur Ermittlung der Standardmessunsicherheiten der Eingangsgrößen.

- Typ A: Unsicherheiten werden aus mehrfach wiederholten Messungen ermittelt.
- Typ B: Unsicherheiten basieren nicht auf einer statistischen Analyse, sondern auf anderen messtechnischen oder wissenschaftlich fundierten Kenntnissen

Typ A Unsicherheiten ergeben sich im vorliegenden Fall aus den aktuellen und während der Kommissionierung durchgeführten Wiederholmessungen. Die Typ B Unsicherheiten, lassen sich aus den Herstellerspezifikationen und/ oder Kalibrierschein oder auch aus der Literatur entnehmen. Typ B Unsicherheiten sind insbesondere bei der Messung von absoluten Werten von Bedeutung. Bei der Messung der Referenzdaten wird jedoch stets auf einen Messwert normiert. Daher wird auf die Bestimmung der Typ B Messunsicherheiten verzichtet.

3.3 EGSnrc Code System

Das EGSnrc Code System ist ein sogenanntes general-purpose Software Paket für die MC Simulation des gepaarten Elektronen und Photonen Transports.

Der zulässige Energiebereich reicht von 10 keV bis zu 100 GeV [37]. Die Simulation des Elektronentransports ist aufgrund der vielen kleinen Interaktionen im Vergleich zum Photonentransport besonders aufwendig und rechenintensiv. Um dies zu kompensieren, wurde bereits in EGS4, die sogenannte Condensed-History-Technique (CHT) eingeführt. Diese fasst die vielen kleinen Interaktion mit geringer Energieänderung in einen einzigen Schritt zusammen [7, 35]. Das EGSnrc Paket beinhaltet mehrere user codes, von denen in dieser Arbeit BEAMnrc, für die Modellierung und Simulation des Strahlenkopfs, sowie DOSXYZnrc, für die Simulation des Teilchentransports in Phantomen verwendet werden.

BEAMnrc

BEAMnrc ist speziell für die Simulation von medizinischen Strahlenquellen konzipiert [61, 38]. Mit Hilfe der sogenannten Komponenten Module (engl. Component Modules, CMs) werden die einzelne Bauteile des Beschleunigerkopfs nachgebildet. Dies sind einfache Geometrien, wie Zylinder, Blöcke, rotationssymmetrische Elemente, denen neben den Dimensionen ein Materialtyp zugeordnet wird und so komplexe Bauteile sukzessive aufgebaut werden können. Durch Definition einer Strahlenquelle und ihrer Eigenschaften sowie Vorgabe der Transportparameter und der Anzahl der Teilchenschicksale wird die Simulation gestartet. Als Ergebnis lässt sich in einer beliebigen Ebene senkrecht zur Strahlachse eine sogenannte phasespace (phsp) Datei erzeugen. Diese beinhaltet alle relevanten Informationen der enthaltenen Teilchen, wie Teilchentyp, Energie, Position, Ladung, Richtung, Wichtung sowie optional eine Markierung, welche die Historie des Teilchens aufzeichnet. Diese Datei kann wiederum als Strahlenquelle für eine sich anschließende Simulation in DOSXYZnrc genutzt werden.

DOSXYZnrc

Der user code DOSXYZnrc dient der MC Simulation und Dosisberechnung in einem voxelbasierten Phantom. Die Voxel können in alle drei Raumrichtung beliebig definiert werden. Ebenso kann den einzelnen Voxel verschiedene Materialien mit unterschiedlichen Massendichten zugewiesen werden. Alternativ

lassen sich akquirierte CT Daten einspielen. Hierfür müssen die *DICOM* Daten zunächst in ein für DOSXYZnrc lesbares Format gewandelt werden (Dateityp *egsphant*). Die jedem Voxel zugeordnete, deponierte Energie und statistische Unsicherheit wird nach der Simulation in einer Datei gespeichert (Dateityp *3ddose*). Die deponierte Energie ist normiert auf die Anzahl der simulierten Teilchen. Für die MC Simulation muss analog zu BEAMnrc neben der Anzahl der Teilchen und Transportparameter eine Strahlenquelle definiert werden. Allerdings besteht auch die Möglichkeit eine bereits vorhandene phasespace Datei als Strahlenquelle anzugeben. Für die hier durchgeführten Simulationen wurde stets eine in BEAMnrc generierte phasespace Datei verwendet. Als Transportparameter werden dieselben wie in BEAMnrc verwendet.

Strahlenquelle

In BEAMnrc gibt es die Möglichkeit aus einer Vielzahl verschiedener Strahlenquellen zu wählen. Für die Simulation des Strahlerkopfmodells wurde die *ISOURCE = 19* ausgewählt. Dies ist ein elliptischer Strahl mit einer Gauß-Verteilung in x- und y-Richtung. Die Strahlenquelle wird zunächst als ein monoenergetischer Elektronenstrahl mit einer kinetischen Energie von 6,9 MeV definiert. Die weiteren Parameter sind folgender Tabelle 3.1 zu entnehmen.

Tabelle 3.1: Definition Strahlenquelle in BEAMnrc

<i>Source 19: Elliptical beam with gaussian distribution in X and Y</i>	
<i>Incident particle</i>	<i>Electron</i>
<i>FWHM (x-direction)</i>	<i>0.2 cm</i>
<i>FWHM (y-direction)</i>	<i>0.0 cm</i>
<i>Mean angular spread</i>	<i>0°</i>
<i>Monoenergetic</i>	<i>Yes</i>
<i>Kinetic energy of beam</i>	<i>6,9 MeV</i>

Transportparameter

Für den Teilchentransport in BEAMnrc und die anschließende Validierung in DOSXYZnrc wurden weitestgehend die Standardwerte, wie in Tabelle 3.2 aufgelistet, verwendet. Für die Grenzenergie bis zu der ein Photonentransport simuliert wird, wird der Standardwert "*Global PCUT = 0,01 MeV*" gesetzt. Für

die untere Schwelle des Elektronentransports wird ebenfalls der Standardwert “*Global ECUT = 0,7 MeV*” verwendet. Die Simulation des Condensed- History-Technique Schritts (CHT) und die anschließende Korrektur der longitudinalen und der lateralen Verschiebung der Elektronen erfolgt anhand des “*Electron-step algorithm = PRESTA-II*” (engl. Parameter Reduced Electron Step Transport Algorithm, PRESTA). An Materialgrenzflächen wird der „*Boundary crossing algorithm = PRESTA-I*” festgelegt. Die Wirkungsquerschnitte für die Bremsstrahlung wurden den Daten der National Institut of Standard and Technology (NIST, USA) entnommen. Der Elektronen-Spin wird bei den Simulationen berücksichtigt, die Stoßionisation der Elektronen hingegen nicht. Die Berechnung der Compton-Wirkungsquerschnitte der Photonen bleibt ebenfalls auf der Standardeinstellung und erfolgt mit Hilfe der Klein-Nishina-Formel. Die Wirkungsquerschnitte der Paarbildung wurden nach Bethe-Heitler bestimmt. Die Winkelverteilung der Elektronen, welche nach dem Photoeffekt entstanden sind, wird auf *simple* gesetzt. Dies bedeutet, dass die durch den Photoeffekt entstandenen Elektronen eine andere Richtung aufweisen als das ursprüngliche Photon. Im betrachteten Energiebereich ist der Einfluss der Rayleigh-Streuung zu vernachlässigen und wird daher nicht berücksichtigt. Die Wirkungsquerschnitte der Photonen wurden aus den XCOM-Daten entnommen. Alle benötigten Wechselwirkungsquerschnitte sind in einer Datei vom Typ *PEGS4* abgelegt und werden während der Simulation abgerufen.

Tabelle 3.2: MC Transportparameter in BEAMnrc

<i>Elektronen Transportparameter</i>		<i>Photonen Transportparameter</i>	
<i>Global ECUT</i>	<i>0.7 MeV</i>	<i>Global PCUT</i>	<i>0.01 MeV</i>
<i>Electron-step algorithm</i>	<i>PRESTA-II</i>	<i>Compton cross sections</i>	<i>Default</i>
<i>Boundary crossing algorithm</i>	<i>PRESTA-I</i>	<i>Bound compton scattering</i>	<i>Off</i>
<i>Brems cross sections</i>	<i>BH</i>	<i>Pair angular sampling</i>	<i>Simple</i>
<i>Brems angular sampling</i>	<i>Simple</i>	<i>Pair cross sections</i>	<i>BH</i>
<i>Spin effects</i>	<i>On</i>	<i>Photoelectron angular sampling</i>	<i>Off</i>
<i>Electron impact ionization</i>	<i>Off</i>	<i>Rayleigh scattering</i>	<i>Off</i>
		<i>Atomic relaxations</i>	<i>Off</i>
		<i>Photon cross sections</i>	<i>xcom</i>

Teilchenanzahl

Aufgrund der stochastischen Natur der Monte Carlo Simulation ist das Ergebnis ein Erwartungswert der deponierten Energiedosis im betrachteten Voxel mit einer statistischen Unsicherheit. Die Teilchenanzahl n der Simulation beeinflusst die statistische Unsicherheit (Standardabweichung s) und es gilt folgender Zusammenhang [37]:

$$s \propto \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (3.1)$$

Varianzreduktionsverfahren

Varianzreduktionsverfahren werden eingesetzt um die Effizienz einer Monte Carlo Simulation zu steigern. Unter Effizienz einer Monte Carlo Simulation versteht man den Zusammenhang zwischen der statistischen Unsicherheit s bzw. der Varianz s^2 des Erwartungswerts und der Zeit t , welche für die Simulation gebraucht wird. Für die Effizienz ε gilt:

$$\varepsilon = \frac{1}{s^2 * t} \quad (3.2)$$

In BEAMnrc und DOSXYZnrc stehen verschiedene Varianzreduktionsverfahren zur Verfügung [50, 36]. Neben der Definition eines globalen Schwellwerts für die Elektronen- und Photonensimulation, wobei insbesondere die Wahl des *“Global ECUT”* einen großen Einfluss auf die Simulationszeit hat, wurde das photon forcing sowie das Directional Bremsstrahlung Splitting (DBS) eingesetzt. Beim photon forcing wird ein Photon aufgeteilt in ein Photon, welches zu einer Interaktion in einem bestimmten Bereich oder in einem Bauteil gezwungen wird und in ein Photon, welches nicht interagiert. Hierbei erhält das erste Photon die Wichtung, die der Wahrscheinlichkeit der Interaktion entspricht. Das zweite erhält die restliche Wichtung. Beim DBS Verfahren wird zunächst ein radialsymmetrisches Feld mit Größe und Abstand zur Strahlenquelle definiert. In diesem sogenannten *“splitting field”* soll eine hohe statistische Genauigkeit erzielt werden. In den durchgeführten Simulationen wird der Radius auf 10 cm und ein Strahlungsquellenabstand von 80 cm definiert. Als zweites wird die Anzahl festgelegt, in die eine Interaktion bei der entweder Bremsstrahlung oder Vernichtungsstrahlung entsteht, aufgeteilt werden soll.

Diese “*splitting number (NBR SPL)*” wird auf 5000 festgelegt. Somit entstehen pro Interaktion 5000 Photonen mit einer Gewichtung von $1/5000$. Bewegen sich die entstehenden Photonen nicht in die Richtung des “*splitting fields*”, wird ein zufälliger Anteil mit Hilfe des russian roulette Verfahrens verworfen. Die restlichen Photonen erhalten folglich eine erhöhte Wichtung. Durchlaufen diese dann eine weitere Interaktion, wird diese ebenfalls in NBR SPL Ereignisse aufgeteilt. Alle Produkte dieser Interaktion bekommen wiederum eine Gewichtung von $1/5000$. Auch hier wird geprüft, ob diese Teilchen sich in Richtung des “*splitting field*” ausbreiten. Falls nicht, wird ebenfalls das russian roulette Verfahren angewandt. Weitere Varianzreduktionsverfahren, wie bspw. das electron range rejection, werden nicht eingesetzt. Detaillierte Beschreibungen der Verfahren sind der Literatur zu entnehmen [62, 73, 36, 37].

Unsicherheiten der Monte Carlo Simulation

Neben der statistischen Unsicherheit (Typ A), die sich über die Anzahl der zu simulierenden Teilchen beeinflussen lässt, beinhaltet die Monte Carlo Simulation ebenfalls systematische Unsicherheiten (Typ B), welche durch Anpassung des Modells an die Messungen weitestgehend minimiert werden. Diese beinhalten die Ungenauigkeiten des erstellten Strahlerkopfmodells in Bezug auf Geometrie und Materialzusammensetzung, die Ungenauigkeiten in der Auswahl der Transport Parameter ebenso wie die verwendeten Wechselwirkungsquerschnitte und Bremsvermögen in der Simulation [80].

3.4 Modellierung des Strahlerkopfs

Der beschriebene user code BEAMnrc wurde für die Erstellung des Strahlerkopfs verwendet. Aus den technischen Zeichnungen und Materialangaben des Herstellers Fa. Accuray (Sunnyvale, CA, USA) wurden die einzelnen Bauteile in Komponentenmodule (engl. Component Module, CM) umgesetzt und so der gesamte Strahlerkopf sukzessive aufgebaut. Der Aufbau wird in sogenannten Modul Dateien festgelegt. Nachfolgende Tabelle 3.3 zeigt die Moduldateien für den Fix- bzw. Iriskollimator mit den verwendeten CMs und ihrer Bezeichnung (Identifizier). Der obere Teil des Strahlerkopfs bleibt für den Fix- und Iriskol-

limator gleich. Somit konnten die CMs Target, Primärkollimator, Bleifilter, Monitorkammer, Aluminium Spiegel, Master Tool und Aufnahme für beide Kollimatortypen verwendet werden.

Tabelle 3.3: Inhalt der Moduldatei für die Fix- und Iriskollimatoren

Moduldatei Fixkollimator					
CM	FLATFILT	CONS3R	FLATFILT	SLABS	CHAMBER
Identifizier	Target	PriColl	PriColl2	PbFilter	IonChamb
CM	MIRROR	FLATFILT	FLATFILT	FLATFILT	FLATFILT
Identifizier	AlMirror	MsTool	PatShld	Aufnahm	SecColl
Moduldatei Iriskollimator					
CM	FLATFILT	CONS3R	FLATFILT	SLABS	CHAMBER
Identifizier	Target	PriColl	PriColl2	PbFilter	IonChamb
CM	MIRROR	FLATFILT	FLATFILT	BLOCK	BLOCK
Identifizier	AlMirror	MsTool	PatShld	UpperBa	LowerBa

Die genauen Parameter der einzelnen CMs werden in einer separaten, sehr viel umfangreicheren Input Datei definiert. Die Abbildung 3.1 zeigt die grafische Darstellung des generierten Strahlerkopfmodells mit einem Fix- bzw. Iriskollimator mit 60 mm Durchmesser.

Die detaillierten Parameter aller Komponentenmodule sind in Anhang A.2 dargestellt. Im Folgenden soll anhand eines Sekundärkollimators der prinzipielle Aufbau eines Komponentenmoduls und der notwendigen Parameter beschrieben werden. Je nach gewähltem CM lassen sich quaderförmige oder rotationssymmetrische Elemente anlegen und aufeinander aufbauen bis das gewünschte Bauteil aus diesen einzelnen Segmenten nachgestellt ist. Für den fixen Sekundärkollimator wird das CM FLATFILT verwendet. Hier lassen sich verschiedene rotationssymmetrische Elemente, sogenannte CONES nutzen. In der Input Datei wird zunächst die Anfangsposition in Strahlrichtung ZMIN des CM relativ zum Target angegeben. In diesem Fall 31,471 cm. Danach erfolgt die Angabe wie viele Elemente verwendet werden. Diese sind in Ebenen angeordnet. Im vorliegenden Fall sind es insgesamt 7 Ebenen bzw. LAYERS. Nun werden die LAYERS definiert. In Abbildung 3.2 sind die Angaben zur ersten LAYER gelb markiert. Diese besteht aus zwei CONES mit der Höhe ZTHICK von 1,75404 cm. Der Radius des ersten CONES am oberen Ende wird mit 1,21168 cm angegeben. Am unteren Ende mit 1,27562 cm. Der zweite CONE

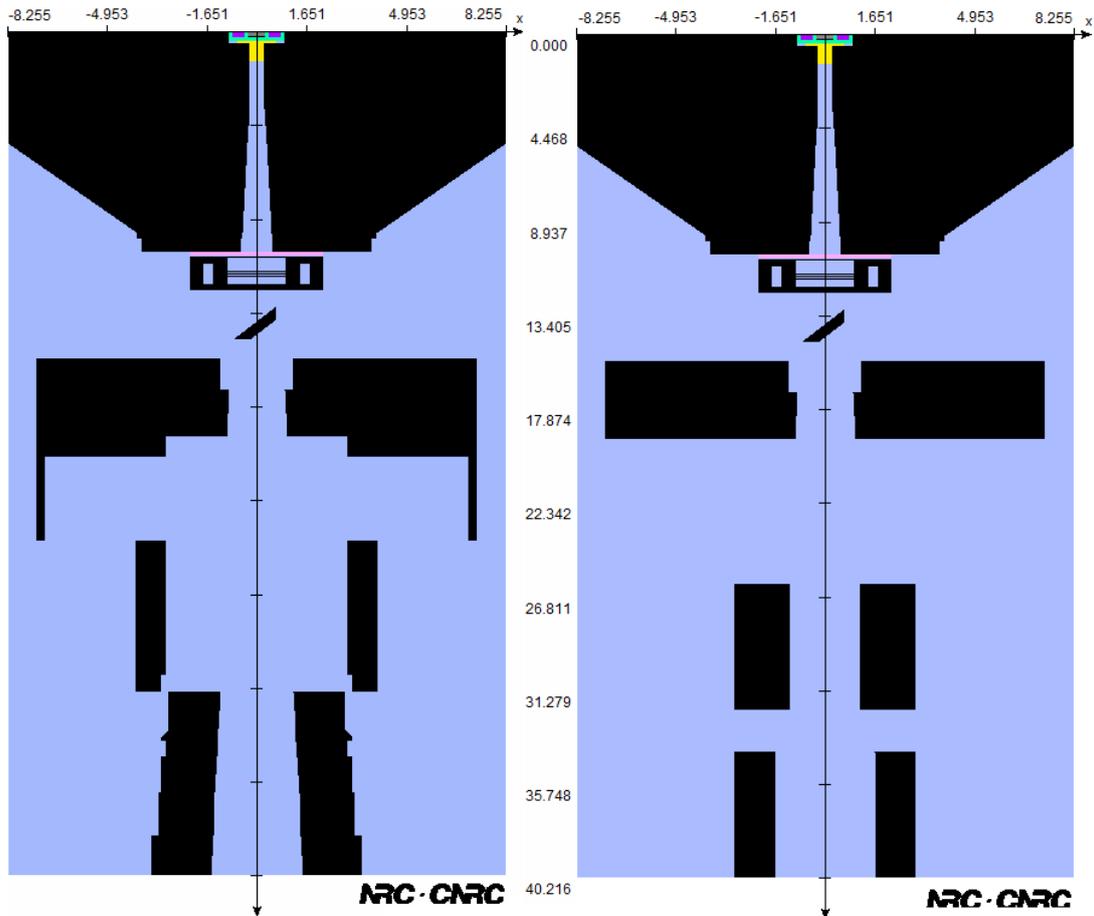


Abbildung 3.1: Grafische Darstellung des BEAMnrc Modells. Links: Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser. Rechts: Iriskollimator mit 60 mm Durchmesser

hat einen gleichbleibenden Radius von 2,921 cm. Die Definition bzw. Materialzuordnung erfolgt erst nach allen geometrischen Angaben. In diesem Fall ebenfalls gelb markiert. Für dieses Beispiel wurde nur die Materialangabe zu LAYER 1 aufgeführt. Wie auch in der grafischen Darstellung erkennbar, erhält man einen Kegel mit einer konischen Öffnung. Dieses Vorgehen wird für jeden einzelnen LAYER wiederholt. Da das System aus insgesamt 12 Fixkollimatoren besteht, ergeben sich ebenso viele Input Dateien mit den entsprechenden Parametern.

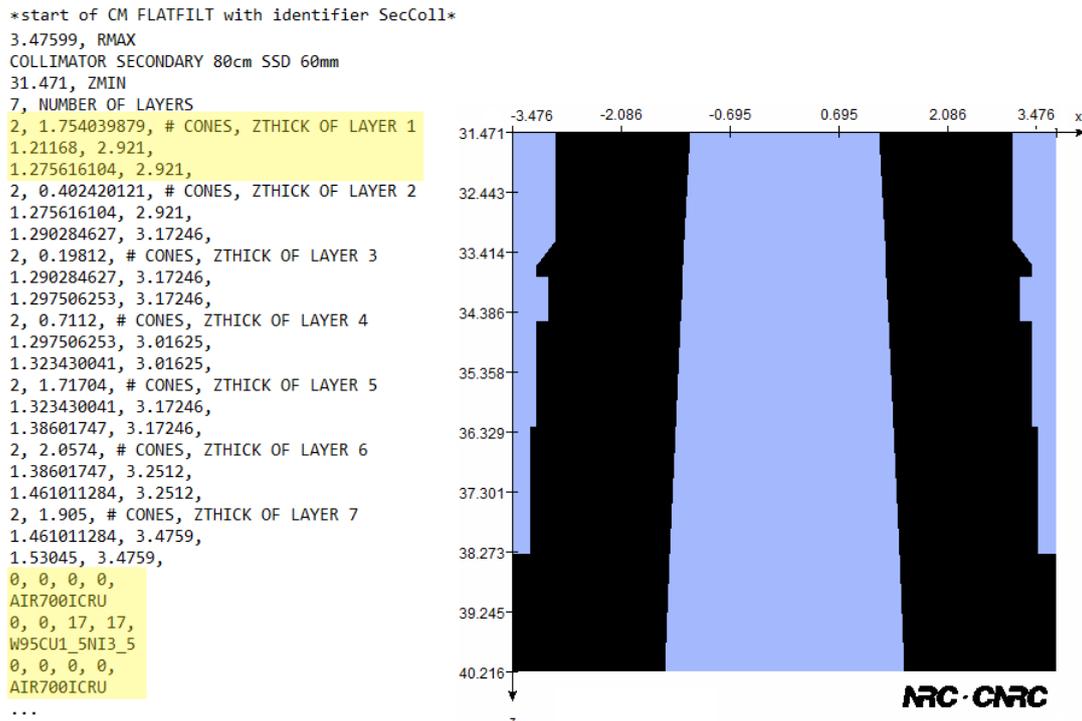


Abbildung 3.2: Links: Parameter für CM Sekundärkollimator Fix mit 60 mm Durchmesser. Rechts: grafische Darstellung

Der Iriskollimator hingegen stellt die jeweilige Feldgröße durch zwei variable Blenden, welche sich in zwei übereinanderliegenden Ebenen befinden, dar. Die Blenden bestehen aus je sechs gleichseitigen Dreiecken, welche einzeln über lineare Kugellagerschienen mit einer zentralen Kurvenscheibe verbunden sind. Diese wird über einen Elektromotor angesteuert und wandelt die rotatorische Bewegung in eine translatorische Positionierung der einzelnen Segmente um. Die Blendenebenen sind um 30° zueinander versetzt angeordnet, was letztendlich in einer zwölfeckigen Öffnung resultiert [18]. Daher wird der Iriskollimator aus 2 CMs aufgebaut. Beiden Blenden ist gemein, dass sie letztendlich einem Block mit einer sechseckigen Öffnung entsprechen. Daher werden sie aus dem CM BLOCK generiert. Für die obere Blende, die sogenannte Upper Bank, ergeben sich die Eckpunkte des Sechsecks für die unterschiedlichen Feldgrößen wie in folgender Tabelle 3.4 dargestellt. Für die, vom Target weiter entfernte, zweite Blende ergeben sich die Eckpunkte analog unter Berücksichtigung des größeren Abstands zum Target (siehe Tabelle 3.5).

Tabelle 3.4: Eckpunkte der Öffnung in der Upper Bank [mm]

FG	x ₁	y ₁	x ₂	y ₂	x ₃	y ₃	x ₄	y ₄	x ₅	y ₅	x ₆	y ₆
60	0	-1,3302	-1,1520	-0,6651	-1,152	0,6651	0	1,3302	1,152	0,6651	1,152	-0,6651
50	0	-1,0993	-0,9520	-0,5496	-0,9520	0,5496	0	1,0993	0,9520	0,5496	0,9520	-0,5496
40	0	-0,8799	-0,7620	-0,4399	-0,7620	0,4399	0	0,8799	0,7620	0,4399	0,7620	-0,4399
35	0	-0,7690	-0,6660	-0,3845	-0,6660	0,3845	0	0,7690	0,6660	0,3845	0,6660	-0,3845
30	0	-0,6633	-0,5744	-0,3316	-0,5744	0,3316	0	0,6633	0,5744	0,3316	0,5744	-0,3316
25	0	0,5549	-0,4806	-0,2775	-0,4806	0,2775	0	0,5549	0,4806	0,2775	0,4806	-0,2775
20	0	-0,4459	-0,3862	-0,2230	-0,3862	0,2230	0	0,4459	0,3862	0,2230	0,3862	-0,2230
15	0	-0,3356	-0,2906	-0,1678	-0,2906	0,1678	0	0,3356	0,2906	0,1678	0,2906	-0,1678
12,5	0	-0,2806	-0,243	-0,1403	-0,2430	0,1403	0	0,2806	0,2430	0,1403	0,2430	-0,1403
10	0	-0,2291	-0,1984	-0,1145	-0,1984	0,1145	0	0,2291	0,1984	0,1145	0,1984	-0,1145

Tabelle 3.5: Eckpunkte der Öffnung in der Lower Bank [mm]

FG	x ₁	y ₁	x ₂	y ₂	x ₃	y ₃	x ₄	y ₄	x ₅	y ₅	x ₆	y ₆
60	-0,8314	-1,4400	-1,6628	0	-0,8314	1,4400	0,8314	1,4400	1,6628	0	0,8314	-1,4400
50	-0,6870	-1,1900	-1,3741	0	-0,6870	1,1900	0,6870	1,1900	1,3741	0	0,6870	-1,1900
40	-0,5499	-0,9525	-1,0999	0	-0,5499	0,9525	0,5499	0,9525	1,0999	0	0,5499	-0,9525
35	-0,4806	-0,8325	-0,9613	0	-0,4806	0,8325	0,4806	0,8325	0,9613	0	0,4806	-0,8325
30	-0,4145	-0,7180	-0,8291	0	-0,4145	0,7180	0,4145	0,7180	0,8291	0	0,4145	-0,7180
25	-0,3468	-0,6008	-0,6937	0	-0,3468	0,6008	0,3468	0,6008	0,6937	0	0,3468	-0,6008
20	-0,2787	-0,4828	-0,5574	0	-0,2787	0,4828	0,2787	0,4828	0,5574	0	0,2787	-0,4828
15	-0,2097	-0,3633	-0,4194	0	-0,2097	0,3633	0,2097	0,3633	0,4194	0	0,2097	-0,3633
12,5	-0,1754	-0,3038	-0,3507	0	-0,1754	0,3038	0,1754	0,3038	0,3507	0	0,1754	-0,3038
10	-0,1432	-0,2480	-0,2864	0	-0,1432	0,2480	0,1432	0,2480	0,2864	0	0,1432	-0,2480

Folgendes Beispiel in Abbildung 3.3 zeigt den Abschnitt der Input Datei, welche die Upper Bank und die Lower Bank definiert, für die Kollimatorgröße von 60 mm. Zunächst wird der Abstand der Upper Bank zum Target, in diesem Fall 26,2159 cm sowie das Ende angegeben (32,2159 cm). Mit Hilfe des Parameters ZFOCUS lässt sich die Divergenz der Aussparung definieren. Hier ist der Parameter so gewählt, dass die Öffnung des Sechsecks in der Upper Bank oben und unten dieselbe Größe hat (obere gelbe Markierung). Die Form der SUBREGION lässt sich mit Hilfe der 6 Stützpunkte beschreiben. Anschließend folgt wieder die Materialzuordnung des Blocks sowie der Aussparung (untere gelbe Markierung). Anschließend wird die Lower Bank definiert. Im rechten oberen Teil der Abbildung 3.3 ist die grafische Darstellung der Upper Bank

und darunter die Lower Bank dargestellt. Man erkennt die Drehung um 30° und die unterschiedliche Größe der Aussparung aufgrund des Abstands zum Target (Konvergenz). Auch hier ist für jede Kollimatorgröße eine separate Input Datei zu erstellen.

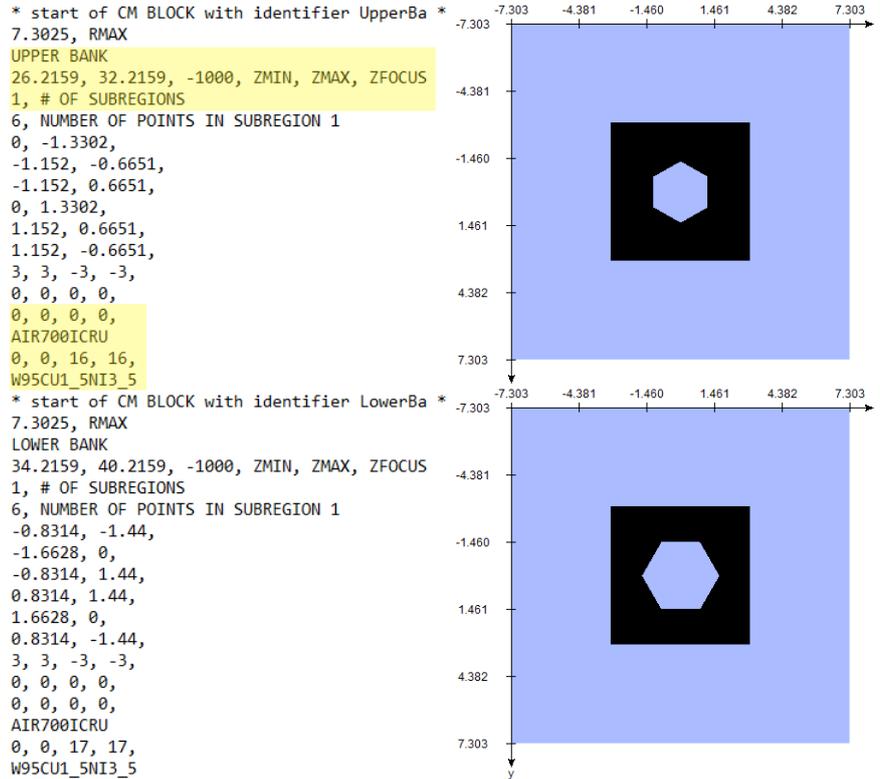


Abbildung 3.3: Links: Parameter für CM Upper Bank und Lower Bank mit 60 mm Durchmesser. Rechts: grafische Darstellung

Das Ergebnis der Simulation wird in einer phasespace Datei gespeichert. Diese wird direkt nach dem Sekundärkollimator in einem Abstand von 40 cm zum Target abgegriffen. In dieser Datei sind alle Informationen zu den vorhandenen Teilchen, ihrer Art, Ortsinformationen, Richtungsinformationen sowie Energie gespeichert. Diese Dateien dienen als Strahlungsquelle für die weiteren Simulationen in Phantomen bzw. CT Daten mit Hilfe des user codes DOSXYZnrc.

3.5 Verifikation des Strahlerkopfmodells

Der zweite Schritt ist die Simulation in einem einfachen Wasserphantom um die Gültigkeit des Strahlerkopfmodells zu verifizieren. Falls die Ergebnisse nicht mit den Messdaten übereinstimmen, werden die entsprechenden Parameter in den BEAMnrc Input Dateien geändert und erneut simuliert. Die Simulation im Wasserphantom erfolgt mit Hilfe des user codes DOSXYZnrc. Dieser user code ist speziell für die Berechnung von 3D Dosisverteilungen in einem voxelbasierten Phantom konzipiert [38]. Es besteht die Möglichkeit ein Phantom selbst zu parametrisieren und die Voxelgrößen sowie Materialeigenschaften festzulegen oder ein akquiriertes CT als Simulationsgrundlage zu verwenden [73]. Um das Strahlerkopfmodell zu verifizieren werden verschiedene virtuelle Phantome mit unterschiedlichen Voxelgrößen erstellt. Dies erlaubt die Anpassung der Voxelgröße in den relevanten Bereichen. Die Definition des eingestrahlten Feldes wird ebenfalls in DOSXYZnrc festgelegt. Neben Abstand und Einstrahlrichtung, lassen sich auch die EGSnrc Simulationsparameter definieren. Hier werden für die Simulation in BEAMnrc und DOSXYZnrc gleichermaßen die Standardwerte verwendet (siehe Abbildung 3.4 links). Für die Verifikation im virtuellen Phantom wird die Anzahl der Teilchenschicksale stets auf $15 * 10^9$ festgelegt [74]. Des Weiteren muss für jede Kollimatorgröße der Dateipfad der jeweiligen phasespace Datei angegeben werden. Somit ergeben sich für jedes Phantom 24 Input Dateien respektive Simulationen. In Abbildung 3.4 rechts ist der Teil der Input Datei dargestellt, welcher das jeweilige Phantom sowie den Dateipfad der jeweiligen phasespace Datei definiert.

```

Water Phantom
2
H20700ICRU
AIR700ICRU
0.7, 0.01, 0, 0, 0
-3, -3, -2, 0
-6.1
Global ECUT= 0.7          0.2, 8
Global PCUT= 0.01        0.025, 360
Global SMAX= 5           0.2, 8
ESTEPE= 0.25            -6.1
XIMAX= 0.5               0.2, 8
Boundary crossing algorithm= PRESTA-I 0.025, 360
Skin depth for BCA= 0    0.2, 8
Electron-step algorithm= PRESTA-II    0.0
Spin effects= On        0.1, 1
Brems angular sampling= Simple        0.2, 75
Brems cross sections= BH              0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0
Bound Compton scattering= Off          0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0
Compton cross sections= default        21, 21, 21, 21, 1, 80, 1, 0
Pair angular sampling= Simple          0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0
Pair cross sections= BH                0, 2, 0.0, 0.0, 0.0, 180.0, 0.0,
Photoelectron angular sampling= Off    35, 0.0, 1, 10, 75, 40.2159, 40
Rayleigh scattering= Off                2, 0, 2, 50, 0, 0, 0, 0
Atomic relaxations= Off                ../BEAM_CK_Fix_60/Fix_C60mm_69MeV
Electron impact ionization= Off        _X0240FWHM_Y0200FWHM.egsphsp1
Photon cross sections= xcom            1000000000, 0, 999, 91, 37, 100.0,
Photon cross-sections output= Off     1, @irestart, 0, 1, 3.0, 0, 0, 0, 20, 1, 0

```

Abbildung 3.4: Input Datei für die DOSXYZnrc Simulation. Links: MC Transportparameter. Rechts: Spezifischer Teil für die Simulation der Querprofile für den Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser

Das Ergebnis der Simulationen in DOSXYZnrc wird in einer *3ddose* Datei gespeichert. Aus dieser lässt sich zu jedem Voxel der zugehörige Dosiswert und die zugehörige statistische Unsicherheit auslesen. Für die weitere Analyse werden die Dosiswerte mit einem dafür geschriebenen Programm extrahiert und in ein Format gewandelt, welches die Software Mephysto mc^2 der Fa. PTW (Freiburg, Deutschland) verarbeiten kann. Die Simulationen werden in 15 parallele Jobs aufgeteilt und auf einem 2.93 GHz Intel(R) Xeon(R) CPU, 24 GB RAM und 2 Prozessoren à 8 Kernen berechnet. Die Rechenzeit ist abhängig von der Anzahl der Teilchen und beträgt bspw. für die Berechnung der Querprofile 24 Stunden.

Simulation Tiefendosiskurven

Das Phantom für die Simulation der Tiefendosiskurven wird in einem Abstand von 800 mm von Oberfläche zu Quelle angeordnet (SSD 800 mm). Der Strahl trifft senkrecht auf die Wasseroberfläche. Für die PDDs ist die zentrale Achse von Bedeutung. Daher wird die Voxelgröße so gewählt, dass eine Ausdehnung der zentralen Voxel in x-Richtung von -0,5 mm bis +0,5 mm reicht. Dassel-

be gilt für die Ausdehnung in die y-Richtung. In Strahlrichtung und somit in die Tiefe wird durchgängig, bis auf den ersten Millimeter, eine Diskretisierung von 2 mm gewählt. Das Phantom hat eine Tiefenausdehnung von 350 mm und deckt somit den Bereich der Wasserphantom Messungen ab. Im Anhang A.5 Abbildung A.36 ist die Input Datei des Fixkollimators mit 60 mm Durchmesser dargestellt. Diese ist für alle Kollimatorgrößen gleich und unterscheidet sich lediglich in der Angabe des Dateipfades der jeweiligen phasespace Datei, die als Strahlquelle hinterlegt wird. Die relative Tiefendosis wird insbesondere von der Strahlenergie bestimmt, daher lässt sich durch den Abgleich der Simulation und Messung auf die notwendige kinetische Energie der Elektronenquelle in der BEAMnrc Strahlerkopfsimulation schließen. Neben der mittleren kinetischen Energie zeichnet die Brennfleckgröße (engl. spot size) die Charakteristik der Elektronenquelle aus. Die Brennfleckgröße hat jedoch keinen Einfluss auf die Tiefendosis Kurve [11]. Zur Bestimmung der kinetischen Energie wurden mehrere Simulationen mit verschiedenen Energien zwischen 5,0 MeV und 7,2 MeV in 0,1 MeV Schritten durchgeführt [70]. Da die mittlere Energie auch die Flattness der Dosisquerprofile beeinflusst, lässt sich nur eine vorläufige Energie durch die Simulation der PDDs bestimmen. Die endgültige Energie ergibt sich in Zusammenspiel mit den Dosisquerprofilen.

Simulation Dosisquerprofile

Die Querprofile werden in einer Tiefe von 50 mm bei einem Oberflächen zu Quellen Abstand von 750 mm simuliert (SSD 750 mm). Auch hier ist die Einstrahlrichtung senkrecht zum Phantom. Für die Dosisquerprofile ist der Halbschattenbereich (engl. Penumbra) von Interesse, daher wird die laterale Voxelausdehnung allgemein kleiner gewählt als bei den Tiefendosis Kurven. Die Ausdehnung in x- und y-Richtung wird gleichermaßen auf 0,25 mm festgelegt. In Strahlrichtung bleibt, bis auf den ersten Millimeter, die Diskretisierung bei 2 mm. In Abbildung 3.4 rechts ist die Definition der Voxel gelb markiert. Durch die Anzahl der Voxel wird die Gesamtausdehnung des Phantoms festgelegt. In diesem Fall erstreckt sich die Ausdehnung in x- und y- Richtung jeweils von -61 mm bis +61 mm. Wobei die äußeren acht Voxel je eine laterale Größe von 2 mm haben. Durch die Dosisquerprofile lässt sich zum einen die dosimetrische Feldgröße bestimmen und somit Rückschlüsse auf die Geometrie der Sekun-

därkollimatoren schließen. Zum anderen zeigt der Verlauf des Halbschattens ob die Brennfleckgröße, und wie bereits erwähnt die Energie der Elektronenquelle, korrekt gewählt wurde [11]. Im Anhang A.5 Abbildung A.37 ist die Input Datei des Fixkollimators mit 60 mm Durchmesser, stellvertretend für alle Kollimatoren, dargestellt.

Simulation Outputfaktoren (OF)

Die Outputfaktoren werden in einer Tiefe von 15 mm bei einem Oberflächen zu Quellen Abstand von 785 mm bestimmt (SSD 785 mm). Der Strahl trifft senkrecht auf die Wasseroberfläche. Für die OFs ist die zentrale Achse und die exakte Tiefe von großer Bedeutung. Daher wird die Voxelteilung so gestaltet, dass das zentrale Voxel in der Tiefe von 15 mm eine Ausdehnung in x-Richtung von -0,5 mm bis +0,5 mm hat. Dasselbe gilt für die Ausdehnung in die y-Richtung. In z-Richtung hat dieses Voxel ebenfalls die Ausdehnung von 1 mm und reicht von 14,5 mm bis 15,5 mm. Somit ergibt sich ein Voxelvolumen von 1 mm^3 . Im Anhang A.5 Abbildung A.38 ist die Input Datei dargestellt. Diese ist für alle Kollimatorgrößen gleich und unterscheidet sich lediglich in der Angabe des Dateipfades der jeweiligen phasespace Datei, die als Strahlquelle hinterlegt wird.

3.6 Vergleichskriterium Simulation vs. Messung

Das Strahlerkopfmodell wird validiert indem die Dosisverteilungen der DOSXYZ-nrc Simulationsergebnisse mit den gemessenen Referenzdaten verglichen werden. Die einfachste Methode ist die Dosisdifferenz der 2 Dosisverteilungen für jeden einzelnen Punkt zu berechnen. Dies lässt jedoch außer Acht, dass große Dosisunterschiede im Bereich steiler Dosisgradienten, durch sehr kleine Positionierungsfehler oder durch Interpolation entstehen können. Eine andere Methode betrachtet eben diese Unterschiede in der Positionierung und wertet die Distanz aus, in der die zu evaluierende Verteilung denselben Dosiswert aufweist wie die Referenzverteilung. Hierfür muss ein Abstandswert als Toleranzkriterium definiert werden (engl.: Distance To Agreement, DTA). Die Auswertung erfolgt ebenfalls für jeden einzelnen Punkt. Nachteilig ist diese

Methode jedoch im Niedrigdosisbereich und ist somit konträr zur Bildung der Dosisdifferenz [22]. Eine Kombination beider Methoden, ist die sogenannte Gamma Index Methode (Synonym: γ Index Analyse). Diese vergleicht 2 Dosisverteilungen anhand der Auswertung von 2 Kriterien. Zum einen die Dosisdifferenz (engl.: Dose Difference, DD oder ΔD) und die Distanz bis zur Übereinstimmung (DTA oder Δd). Das Ergebnis lässt sich durch einen einfachen prozentualen Wert angeben [42, 43]. Die sogenannte “pass rate” oder auch “gamma agreement index (GAI)” beschreibt dabei den Anteil der evaluierten Punkte, welche das Kriterium mit vorgegebener Dosisdifferenz und Distanz bis zur Übereinstimmung erfüllen. Vorteil der Gamma Index Methode ist, dass der gemessene Wert beide Kriterien einschließt. Somit wird das Ergebnis nicht überproportional durch Dosisunterschiede in Bereichen, in denen ein hoher Dosisgradient vorliegt, beeinflusst [82]. Dies ist bei den betrachteten Dosisquerprofilen im Halbschattenbereich gegeben. Das Kriterium der Dosisdifferenz wird als prozentualer Wert angegeben. Bezugsgröße kann hierbei der Dosiswert des zu evaluierenden Punktes sein (lokale Dosisdifferenz) oder der maximale Dosiswert der Verteilung (globale DD). Wird eine globale DD als Kriterium gewählt, ist die Methode weniger sensitiv in Bereichen niedriger Dosiswerte. Wird jedoch eine lokale DD angewandt, kann dies wiederum zu einer überproportionalen Beeinflussung durch den Niedrigdosisbereich führen. Daher ist die Wahl des Dosisdifferenzkriteriums an die Fragestellung anzupassen und die Auswertung des Ergebnisses sollte kritisch betrachtet werden [25].

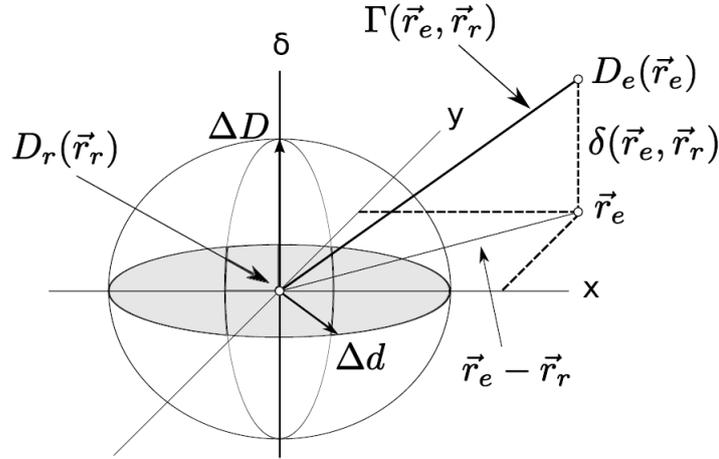


Abbildung 3.5: Geometrie der Gamma Index Methode für eine 2D Dosisverteilung [42]. Die x- und y-Achsen sind die Ortsinformation, die δ Achse zeigt die Dosisdifferenz zwischen evaluiertem und Referenzpunkt [66].

Da hier die Gamma Index Methode für die Auswertung von zweidimensionalen Dosisverteilungen gebraucht werden soll, ist im Folgenden der Formalismus nach Low et al. beschrieben [42]. Die Methode lässt sich jedoch auf den dreidimensionalen Raum übertragen. Im zweidimensionalen Fall ergeben die zwei Kriterien (DTA und DD) einen Ellipsoiden mit dem Wert des Akzeptanzkriteriums als Fläche:

$$1 = \sqrt{\frac{r^2(\vec{r}, \vec{r}_r)}{\Delta d^2} + \frac{\delta^2(\vec{r}, \vec{r}_r)}{\Delta D^2}} \quad (3.3)$$

wobei $r(\vec{r}, \vec{r}_r)$ die Distanz und $\delta(\vec{r}, \vec{r}_r)$ die Dosisdifferenz zwischen Referenzposition und eines beliebigen Punktes ist. In Abbildung 3.5 ist die Fläche bzw. das Akzeptanzkriterium grafisch dargestellt. Die Gleichung 3.3 lässt sich für die Definition des Gamma Index folgendermaßen nutzen:

$$\gamma(\vec{r}_r) = \min \{ \Gamma(\vec{r}_e, \vec{r}_r) \} \forall \{ \vec{r}_e, \} \quad (3.4)$$

wobei gilt:

$$\Gamma(\vec{r}_e, \vec{r}_r) = \sqrt{\frac{r^2(\vec{r}, \vec{r}_r)}{\Delta d^2} + \frac{\delta^2(\vec{r}_e, \vec{r}_r)}{\Delta D^2}} \quad (3.5)$$

Der Term $r(\vec{r}_e, \vec{r}_r)$ ist in diesem Fall die Distanz zwischen Referenzposition und des zu evaluierenden Punktes. $\delta(\vec{r}_e, \vec{r}_r) = D_e(\vec{r}_e) - D_r(\vec{r}_r)$ die zugehörige

Dosisdifferenz. Somit ergibt sich für das Bestehen des Kriteriums:

$$\gamma(\vec{r}_r) \leq 1 \quad (3.6)$$

Beziehungweise für das Nicht-Bestehen des Gamma Index Kriteriums:

$$\gamma(\vec{r}_r) > 1 \quad (3.7)$$

Obwohl es das erklärte Ziel ist, ein Strahlerkopfmodell zu erstellen, welches die Referenzdaten bzw. dem realen Strahlerkopf möglichst genau entspricht, gibt es Grenzen aufgrund von Messunsicherheiten und der richtigen Wahl des Detektors. Selbst bei gleichem Messaufbau und Wahl des identischen Detektors, gibt es geringe Unterschiede in der Bestimmung der Tiefendosiskurven sowie der Dosisquerprofile. Ebenso gibt es Unterschiede bei der Verwendung eines anderen Detektors, welcher jedoch ebenfalls für die Messaufgabe geeignet ist. Dies haben auch die Messungen der Referenzdaten in Kapitel 3.2 noch einmal bestätigt. Das in der Literatur häufig angegebene Kriterium zur Validierung eines Strahlerkopfmodells von ΔD (global) 2 % und DTA 2 mm ist aufgrund der kleinen Feldgrößen nicht passend und wird unter Berücksichtigung der Ergebnisse aus Kapitel 3.2 zunächst auf ΔD (global) 1 % und DTA 1 mm festgelegt.

Neben dem Gamma Kriterium soll auch die Halbwertsbreite (engl.: Full Width at Half Maximum, FWHM) bei den Dosisquerprofilen ausgewertet werden. Als Kriterium der Übereinstimmung wird eine relative Abweichung der FWHM gemittelt über das x- und y-Profil von < 1 % gefordert. Für kleine Feldgrößen ist das relative Kriterium nicht sinnvoll, da die Grenze der Messauflösung (0,2 mm) deutlich unterschritten wird. Daher wird ein zusätzlich absolutes Kriterium mit einer Übereinstimmung der FWHM gemittelt über das x- und y-Profil von $< 0,3$ mm gefordert.

3.7 Dosisberechnung in Phantomdatensätzen

Für einen Vergleich zwischen implementierten Dosisberechnungsalgorithmen und dem eigens entwickelten Strahlerkopfmodell sollen verschiedene Feldanordnungen in behandlungstypischen Konfiguration und repräsentativen Phan-

tomen berechnet und gegenübergestellt werden. Als Vergleichskriterium wird ebenfalls eine 2D Gamma Analyse durchgeführt. Der im Planungssystem Precision[©] implementierte Monte Carlo Algorithmus erzielt eine maximale statistische Unsicherheit von 1 %. Dieser Wert gilt allerdings nur im Dosismaximum. In den übrigen Bereichen steigt die statistische Unsicherheit an mit abnehmenden Dosiswerten. Daher wird das Dosiskriterium auf ΔD 2 % erhöht bei gleichbleibendem DTA von 1 mm. Der relative Dosiswert bezieht sich auf das Maximum in der betrachteten Ebene. Um die Bereiche mit deutlich erhöhter Unsicherheit aus der Analyse auszuschließen, wird ein unterer Dosisschwellwert für die Evaluation gesetzt. Dieser ergibt sich aus der Unsicherheitsverteilung der Dosisberechnung des Planungssystems Precision[©].

3.7.1 Datengenerierung und Aufbereitung

Vor der eigentlichen Simulation in DOSXYZnrc muss ein CT des Phantoms akquiriert und der generierte DICOM Datensatz in ein Dateiformat gewandelt werden, welches für die Simulation in DOSXYZnrc geeignet ist. Alle Phantome werden zunächst mit den Parametern nach Tabelle 3.6 im CT vom Typ Somatom Definition AS (Fa. Siemens, Erlangen, Deutschland) gescannt.

Tabelle 3.6: CT Scan- und Rekonstruktionsparameter der Phantome

Parameter	Plattenphantom/ Schädelphantom	Lungenphantom
kV	120	120
mAs	400	400
pitch	1	1
Schichtdicke	1 mm	1 mm
FoV	256 mm	384 mm
Auflösung in Schichtebene	0,5mm * 0,5mm	0,75mm * 0,75mm

Die Konvertierungskurve der Hounsfield Werte in die korrespondierenden relativen Elektronendichten zu Wasser und absoluten Massendichten ist bei einer Spannung von 120 kV mit dem CT Electron Density Phantom (Fa. Gammex/ Sun Nuclear, Melbourne, FL, USA) bestimmt worden und in allen klinischen Planungssystemen hinterlegt. Die 14 Wertepaare sind in folgender Tabelle 3.7 zusammengefasst. Für das Gewebe Luft bspw. ergibt sich somit

eine untere Grenze von -1000 und eine obere Grenze von -731.

Tabelle 3.7: CT Siemens Definition AS Konvertierungskurve der Hounsfield Werte in die korrespondierenden relativen Elektronendichten zu Wasser und absoluten Massendichten für das Planungssystem Precision[©] (Fa. Accuray, Sunnysvale, CA, USA)

HU Werte	Gewebe	relative Elektronendichte	Massendichte [$\frac{g}{cm^3}$]
-1000	Luft	0	0,001
-731	Lunge	0,248	0,25
-522	Lunge	0,458	0,47
-92	Fett	0,925	0,942
-46	Brust	0,958	0,981
0	Wasser	1	1
29	Hirn	1,02	1,050
71	Leber	1,064	1,096
193	Knochen (innen)	1,087	1,134
432	Knochen	1,279	1,334
766	Knochen	1,469	1,559
1162	Kortikaler Knochen	1,695	1,823
1700	-	1,695	2,6
3070	-	3,790	2,6

Für die Simulation in DOSXYZnrc muss das gescannte Phantom bzw. die DICOM Daten weiterverarbeitet und in ein kompatibles Dateiformat gewandelt werden. Dies geschieht mit Hilfe der MATLAB basierten Software DOSCTP [12]. Hiermit ist es möglich ein im DICOM Format vorliegendes Phantom in das notwendige Dateiformat vom Typ *egsphant* zu wandeln. Aufgrund der limitierten Voxelanzahl der Software DOSXYZnrc, wird die Auflösung des Plattenphantoms und des Schädelphantoms in der Schichtebene auf 1 mm x 1 mm reduziert. Die Schichtdicke bleibt bei 1 mm. Die Auflösung des Lungenphantoms wird in der Schichtebene auf 1,5 mm x 1,5 mm reduziert. Die Schichtdicke bleibt ebenfalls bei 1 mm. Zwingende Voraussetzung ist die Angabe der Konvertierungskurve der Hounsfield Werte in die korrespondierenden relativen Elektronendichten zu Wasser und absoluten Massendichten. Es werden dieselben Wertepaare wie in Tabelle 3.7 für die Simulation und Dosisberechnung in DOSXYZnrc zu Grunde gelegt. Allerdings ist eine zusätzliche Gruppierung in Gewebetypen notwendig. Diese orientiert sich an den

im Körper vorwiegend vorkommenden Gewebetypen und wird wie in Tabelle 3.8 dargestellt, vorgenommen. Für das Gewebe Luft gilt ebenfalls eine untere Grenze von -1000 und eine obere Grenze von -731.

Tabelle 3.8: Konvertierungskurve der Hounsfield Werte in die korrespondierenden absoluten Massendichten und Gewebezuordnung für die Simulation in DOSXYZnrc

Gewebe	HU Werte [-]	Massendichte [$\frac{g}{cm^3}$]
Air ICRU700	-731	0,001 - 0,250
Lung ICRU700	-92	0,250 - 0,470
Tissue ICRU700	432	0,942 - 1,134
Bone ICRU700	5976	1,134 - 2,6

Des Weiteren müssen die Koordinaten des Zielpunkts und der Strahlenquelle aus dem Precision[©] Koordinatensystem (IEC 61217) in das DOSXYZnrc Koordinatensystem transformiert werden. Daraus werden für die Input Datei der DOSXYZnrc Simulation die jeweiligen Distanzen und Raumwinkel der unterschiedlichen Beams bestimmt. Die Koordinatentransformation erfolgt mit Hilfe der Software Microsoft Excel. Somit ist eine Erweiterung der Anzahl eingestrahelter Beams, sowie eine isozentrische oder eine nicht isozentrische Anordnung, ohne weiteres möglich. Im Anhang A.6 ist beispielhaft die Berechnung für das Schädelphantom mit insgesamt 5 Beams abgebildet.

3.7.2 Plattenphantom mit lungenäquivalentem Einsatz

Zur Simulation eines Stehfeldes mit einer weitstreckigen Dichteinhomogenität wird das IMRT Thorax Phantom der Fa. Standard Imaging Inc. (Middleton, WI, USA) eingesetzt. Hier lässt sich der Übergang von Muskelgewebe in Lungengewebe darstellen. Die einzelnen Platten bestehen entweder vollständig aus wasseräquivalentem Material (Med-Cal Virtual WaterTM Plastic) mit einer Massendichte von $1,03 \text{ g/cm}^3$ und einer relativen Elektronendichte zu Wasser von 1,01 oder bieten die Möglichkeit im Inneren einen Teilbereich durch lungenäquivalentes Material mit einer Massendichte von $0,28 \text{ g/cm}^3$ und einer relativen Elektronendichte zu Wasser von 0,26 zu ersetzen. Die einzelnen Platten haben eine Dicke von 3 cm und lassen sich einfach zusammensetzen. In Abbildung 3.6 links ist eine Platte mit Lungenäquivalenteinlage dargestellt. Es

werden 2 Platten aus Vollmaterial und die mittlere Schicht aus Lungenäquivalenteinlage aufgebaut. Somit ergibt sich eine Breite von 9 cm. Das Phantom wird hochkant gescannt und das Stehfeld wie in Abbildung 3.6 rechts dargestellt platziert. Somit ergibt sich bei einer Einstrahlung senkrecht von oben, eine Tiefe von 30 cm. Als Feldgröße wird zum einen der größte Fixkollimator mit 60 mm und ein kleiner Fixkollimator mit 10 mm Durchmesser bei einem SSD von 800 mm gewählt.

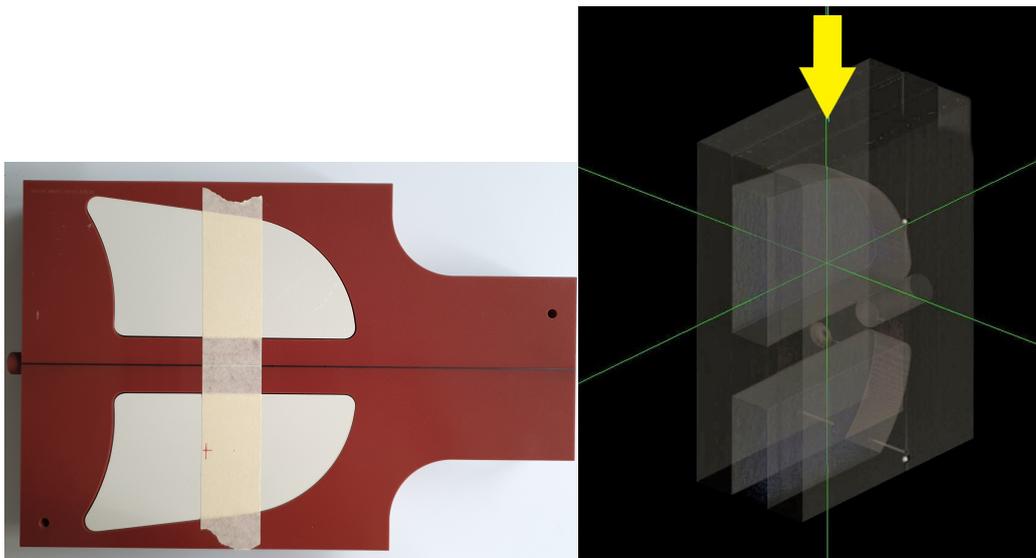


Abbildung 3.6: Links: Eine Platte mit Lungenäquivalenteinlage des IMRT Thorax Phantoms der Fa. Standard Imaging Inc. (Middleton, WI, USA). Rechts: Gelber Pfeil zeigt die Positionierung des Stehfeldes

Es werden zum einen die Dosisverteilung mit dem Ray Tracing Algorithmus sowie dem Monte Carlo Algorithmus der Fa. Accuray im Planungssystem Precision[©] (Fa. Accuray, Sunnyvale, CA, USA) berechnet. Für die Berechnungen werden nachstehende Parameter (siehe Tabelle 3.9) gewählt.

Tabelle 3.9: Berechnungsparameter im Planungssystem Precision[©] (Fa. Accuray, Sunnyvale, CA, USA)

Parameter	Ray Tracing	Monte Carlo
Auflösung	Berechnung der Dosis mit CT Auflösung	Berechnung der Dosis mit CT Auflösung
Unsicherheit	-	1 % im Dosismaximum

Zum anderen wird die selbe Anordnung in DOSXYZnrc simuliert und berechnet. Hierfür wird die Anzahl der Teilchenschicksale zunächst auf $6 * 10^9$ festgelegt.

3.7.3 Schädelphantom

Zur Simulation von intrakraniellen Läsionen wird ein Schädelphantom der Fa. Accuray (Sunnyvale, CA, USA) gescannt. Das Phantom wird in der Qualitätssicherung für die Überprüfung der Gesamtgenauigkeit genutzt. Abhängig davon, welches Trackingverfahren überprüft werden soll, lassen sich Filme im Schädel oder in der Halswirbelsäule einlegen und bestrahlen. Akquirierung der CT Daten, Konvertierung und Koordinatentransformation erfolgt wie in Kapitel 3.7.1 beschrieben. Das Isozentrum wird in den vorderen Bereich der Schädelbasis gesetzt. Als Feldkonfiguration werden 5 Beams mit einer Feldgröße von 10 mm (Fixkollimator) gewählt. Die Wichtung ist für alle 5 Beams identisch. Wie bei einer regulären Behandlung üblich, sind diese nonkoplanar angeordnet. Die exakten Parameter sind im Anhang A.6 aufgeführt. In Abbildung 3.7 ist links das Schädelphantom dargestellt und rechts eine 3D Darstellung der Strahlkonfiguration (die 5 Beams sind gelb markiert).

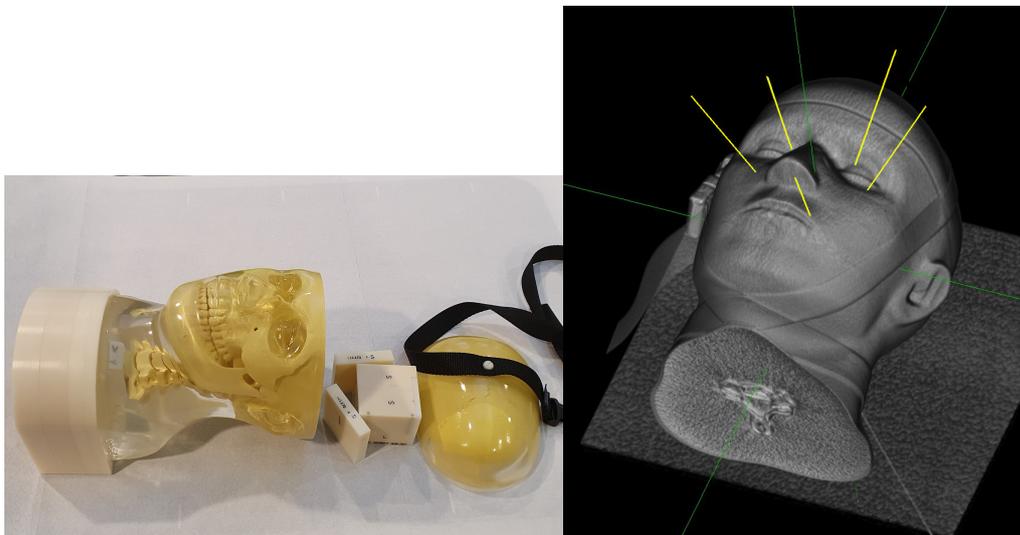


Abbildung 3.7: Links: Schädelphantom der Fa. Accuray (Sunnyvale, CA, USA). Rechts: isozentrische Feldanordnung der 5 Beams (gelb)

Das Vorgehen zur Dosisberechnung ist analog wie in Kapitel 3.7.2 beschrie-

ben. Die Anzahl der Teilchenschicksale in der DOSXYZnrc Simulation wird je Beam zunächst auf $1,5 \cdot 10^9$ festgelegt. Dies entspricht einer Gesamtanzahl von $7,5 \cdot 10^9$ Teilchen. Für jeden einzelnen Beam wird eine Input Datei erstellt und simuliert. Das Ergebnis dieser Simulation wird einem Dosiswürfel im Dateiformat *3ddose* ausgegeben. Um die gesamte Dosisverteilung zu erhalten, wird in der MATLAB basierten Software DOSCTP eine Funktion implementiert, welche die einzelnen Dateien vom Typ *3ddose* aufsummiert.

3.7.4 Lungenphantom

Zur Simulation von extrakraniellen Läsionen wird ein Lungenphantom vom Typ Dynamic Thorax Phantom der Fa. CIRS (Norfolk, VA, USA) gescannt. Dies wird in der laufenden Qualitätssicherung zur Überprüfung der Gesamtgenauigkeit des XSight Lung Tracking genutzt. Für diesen Systemtest können 2 orthogonale Filme in die Lungenläsion eingebracht und die applizierte Dosisverteilung evaluiert werden [13]. In Abbildung 3.8 ist links das Lungenphantom inklusive der Antriebs- und Steuereinheit, welche eine sinusförmige Bewegung der simulierten Läsion ermöglicht, dargestellt.

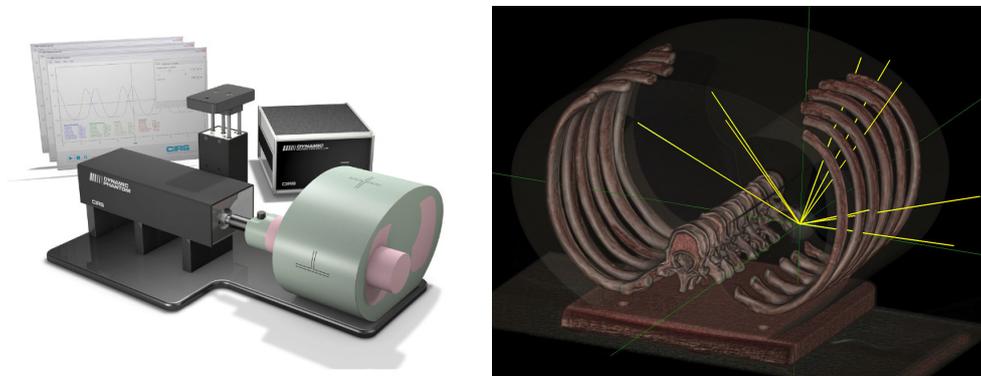


Abbildung 3.8: Links: Dynamic Thorax Phantom (Fa. CIRS, Norfolk, VA, USA) [13]. Rechts: 3D Ansicht des Phantoms mit isozentrischer Strahlkonfiguration.

Akquirierung der CT Daten, Konvertierung und Koordinatentransformation erfolgt wie in Kapitel 3.7.1 beschrieben. Das Isozentrum wird mittig in die Lungenläsion gesetzt. Als Feldkonfiguration werden 9 Beams mit einer Größe von 20 mm (Fixkollimator) gewählt. Wie bei einer regulären Behandlung üblich, sind diese nonkoplanar angeordnet (siehe Abbildung 3.8). In diesem Fall

sind die Beams unterschiedlich gewichtet. Das Vorgehen zur Dosisberechnung ist analog wie in Kapitel 3.7.2 beschrieben. Die Anzahl der Teilchenschicksale wird je Beam zunächst auf $0,75 * 10^9$ festgelegt. Dies entspricht einer Gesamtanzahl von $6,75 * 10^9$ Teilchen. Es werden 9 Input Dateien erstellt und einzeln simuliert. Im Anschluss werden diese aufsummiert. Da die einzelnen Beams eine unterschiedliche Wichtung haben, werden sie gewichtet addiert.

Kapitel 4

Ergebnisse

4.1 Messung der Referenzdaten

Messung Tiefendosiskurven

In Abbildung 4.1 oben sind stellvertretend für alle gemessenen relativen Tiefendosiskurven die PDD mit dem Detektor vom Typ PTW 60017 für den Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser dargestellt. Die rote Kurve entspricht der Messung vom Juli 2013 und die blaue der aktuellen Messung. Die Kurven sind nahezu deckungsgleich. Die Gamma Analyse mit einem Kriterium von DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % wird bis auf den Aufbaubereich erfüllt. In Abbildung 4.2 sind die aktuell gemessenen Tiefendosiskurven mit dem Detektor vom Typ PTW microDiamond 60019 (blau) im Vergleich zur Messung im Juli 2013 (rote Kurve) abgebildet. Auch hier ist das Gamma Kriterium bis auf einzelne Werte in einer Tiefe von ca. 30 cm erfüllt. Die Abbildung 4.3 zeigt die PDDs für die kleinste Fixkollimatorgröße von 5 mm. Hier wird das Gamma Index Kriterium von DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % in einem großen Bereich nicht erreicht. Dies zeigt zum einen die Grenzen der zu erreichenden Übereinstimmung bei zwei unterschiedlichen, jedoch für den Messzweck geeigneten, Detektoren auf. Zum anderen, die noch sinnvoll zu fordernde Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation. Unter Berücksichtigung dieser Messunsicherheiten wird für den Vergleich der Tiefendosiskurven zwischen Simulation und Messung das Gamma Index Kriterium zu DTA 1 mm und ΔD 1 % festgesetzt.

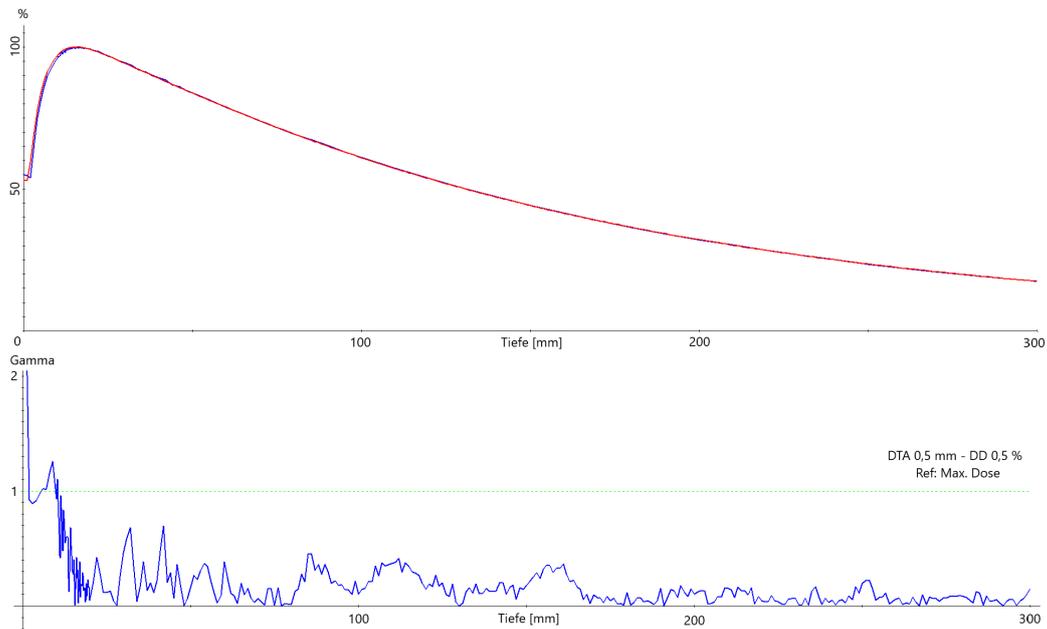


Abbildung 4.1: Oben: Vergleich PDD Kurven Fix 60 mm: Aktuell (blau) zu Kommissionierung (rot). Beide gemessen mit PTW 60017. Unten: Gamma Analyse mit DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 %.

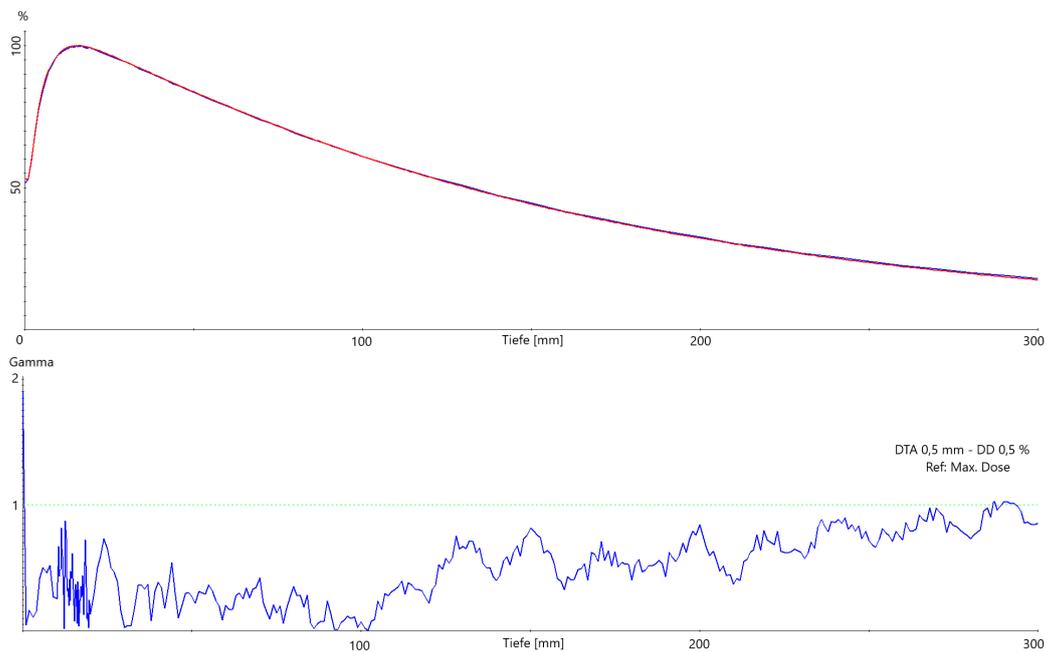


Abbildung 4.2: Oben: Vergleich PDD Kurven Fix 60 mm: Aktuell (blaue Kurve, PTW 60019) zu Kommissionierung (rote Kurve, PTW 60017). Unten: Gamma Analyse mit DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 %.

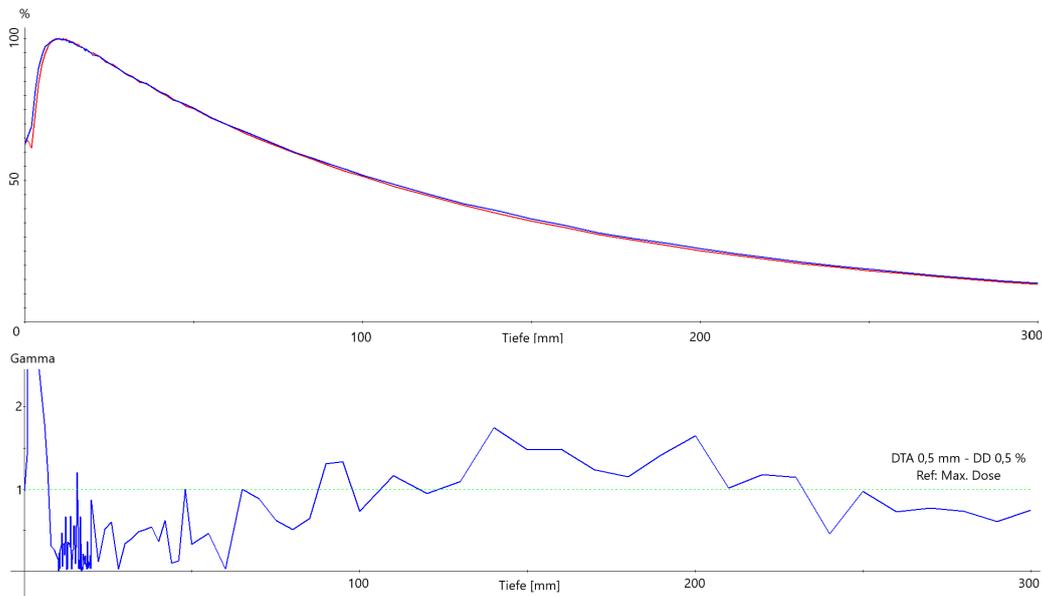


Abbildung 4.3: Oben: Vergleich der PDD Kurven Fix 5 mm: Aktuell (blaue Kurve, PTW 60019) zu Aktuell (rote Kurve, PTW 60017). Unten: Gamma Analyse mit DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 %

Messung Dosisquerprofile

Exemplarisch ist in nachfolgender Abbildung 4.4 das aktuell gemessene Querprofil in x-Richtung des Fixkollimators mit 60 mm bezogen auf die Messung während der Kommissionierung dargestellt. Beide Messungen wurden mit dem Detektor vom Typ PTW 60017 durchgeführt. Die Kurven sind nahezu identisch. Allerdings wird das Gamma Index Kriterium von DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % in einem Teilbereich nicht erreicht. Das Gamma Index Kriterium DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 % jedoch über die gesamte Breite. Abbildung 4.5 zeigt dasselbe Profil gemessen mit dem PTW microDiamond 60019 in Relation zur Kommissionierung. Auch hier ist das Gamma Index Kriterium von DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % in einem Teilbereich nicht erfüllt, das Kriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 % jedoch über die gesamte Breite. Man erkennt bereits am äußeren Halbschattenbereich das geringere Auflösungsvermögen des Diamant Detektors im Vergleich zum Diodendetektor. Drastisch wird dieser Unterschied sichtbar für die kleinste Fixkollimatorgröße von 5 mm. Hier ist der gesamte Halbschatten deutlich abgeflacht und es wird trotz der geringen Feldgröße das Gamma Index Kriterium von DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % nicht

erfüllt. Das Kriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 0,5 % wird hingegen durchweg erreicht (siehe Abbildung 4.6). Aufgrund dessen wird auch hier das Gamma Index Kriterium zu DTA 1 mm und ΔD 1 % für die Dosisquerprofile gesetzt.

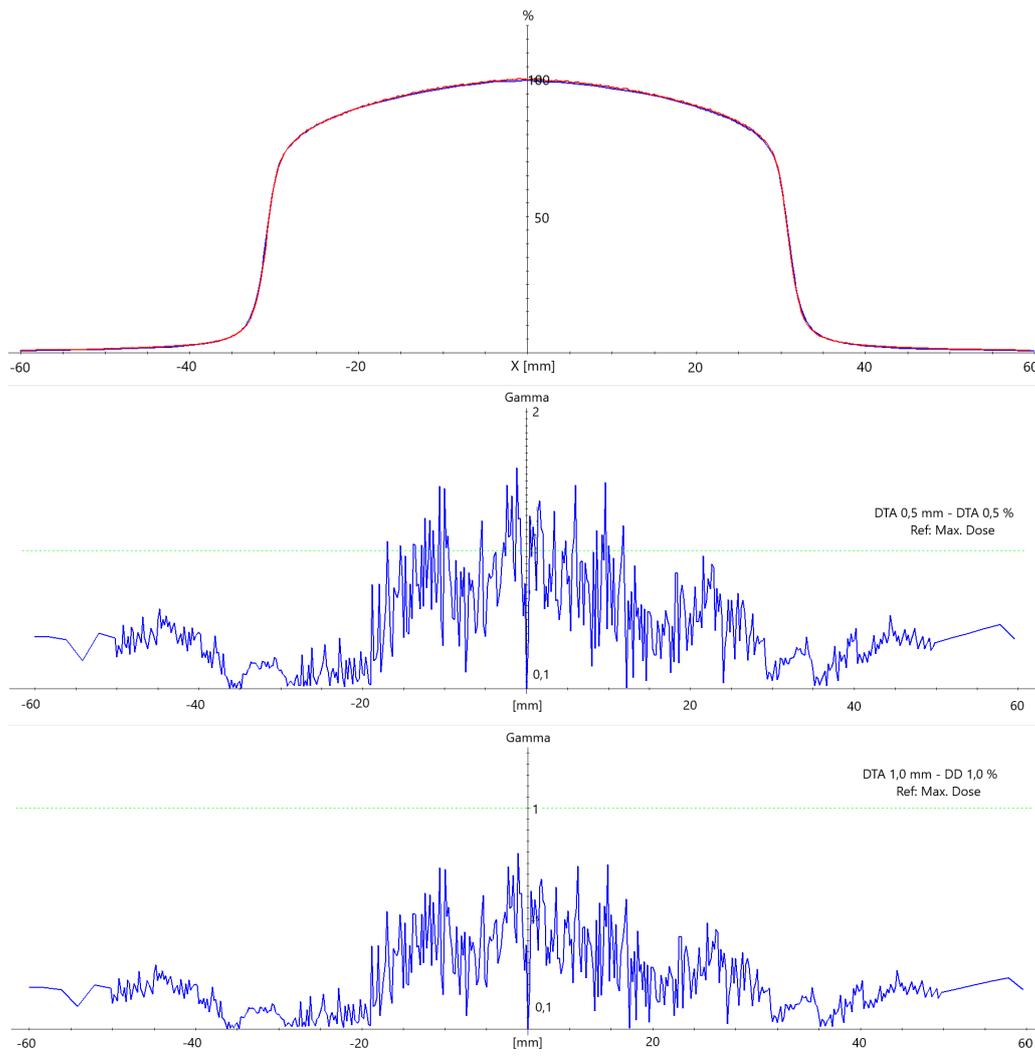


Abbildung 4.4: Oben: Vergleich OCR x-Achse Fix 60 mm: Aktuell (blau) zu Kommissionierung (rot). Beide gemessen mit PTW 60017. Mitte: Gamma Analyse mit DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 %. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %

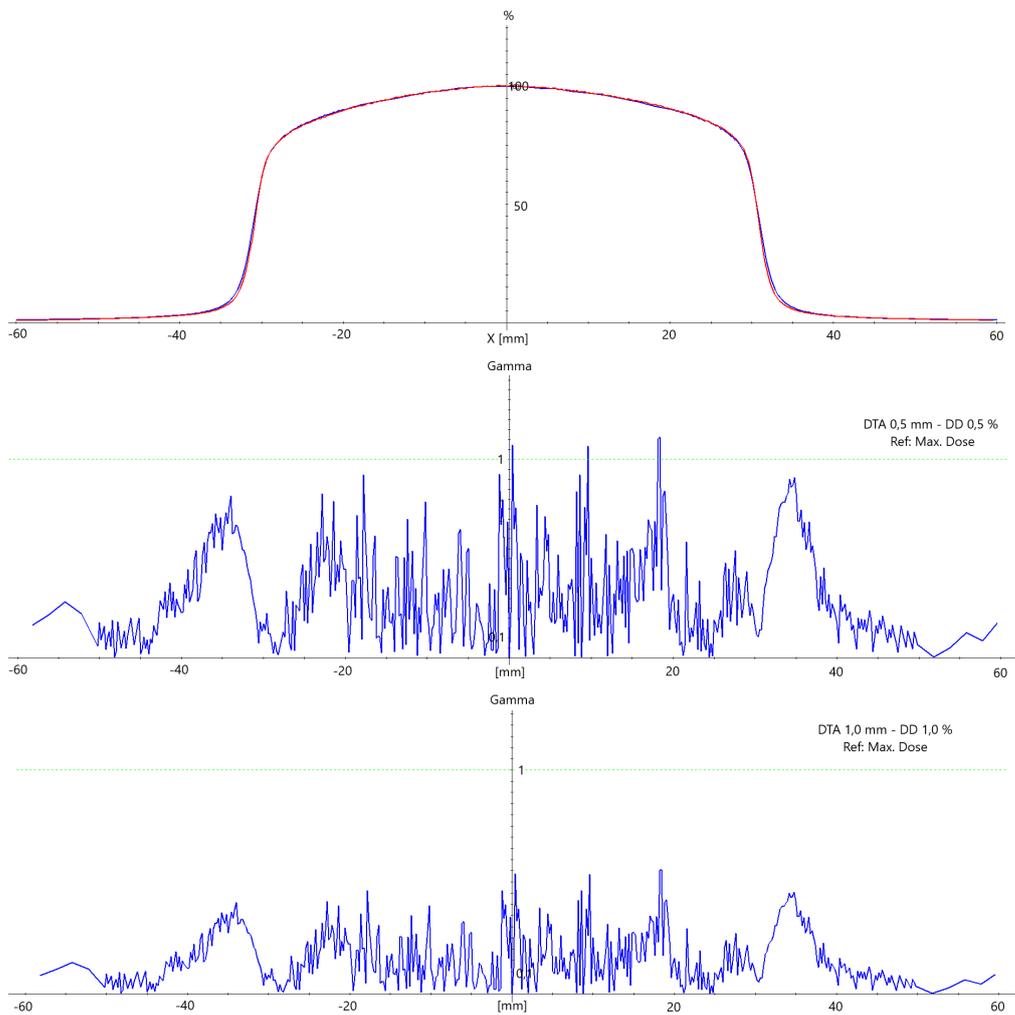


Abbildung 4.5: Oben: Vergleich OCR x-Achse Fix 60 mm: Aktuell (blaue Kurve, PTW 60019) zu Kommissionierung (rote Kurve, PTW 60017). Mitte: Gamma Analyse mit DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 %. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %

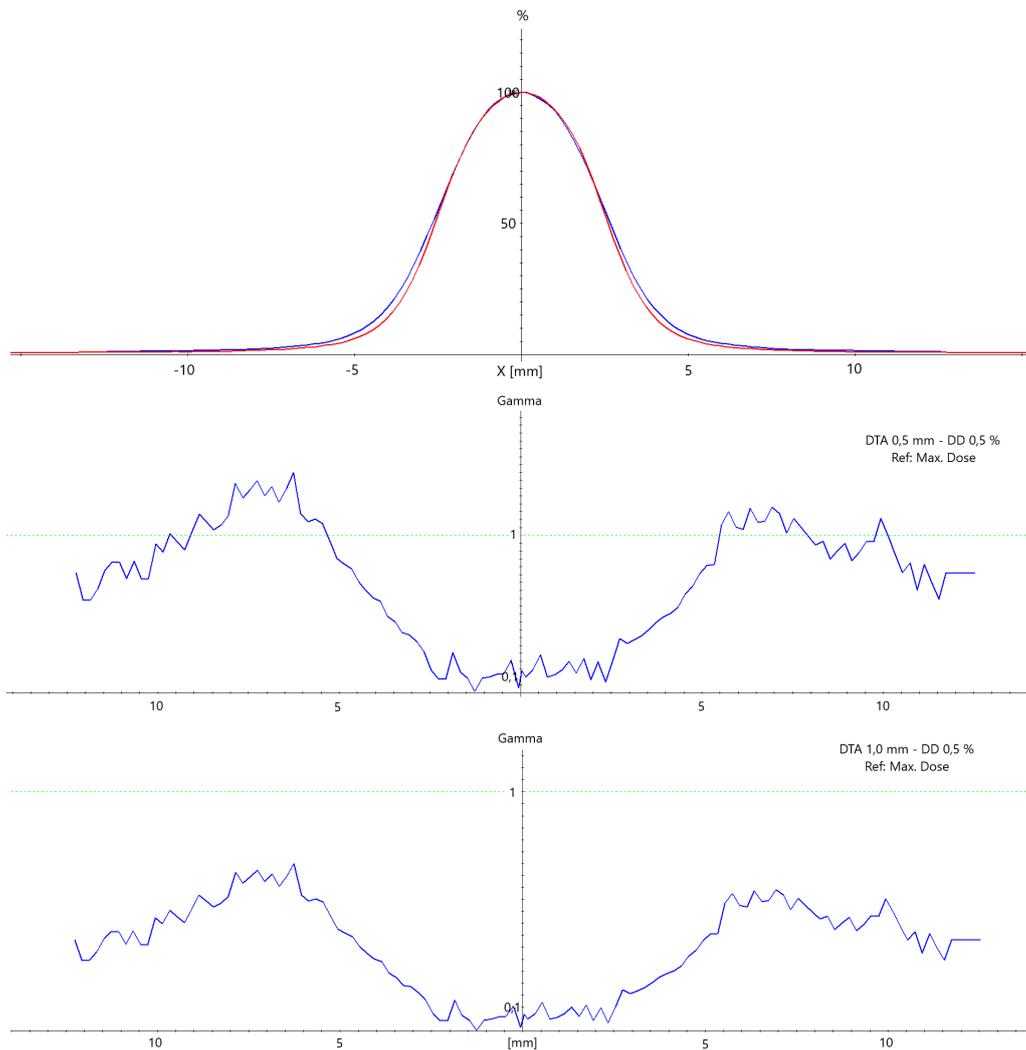


Abbildung 4.6: Oben: Vergleich OCR x-Achse Fix 5 mm: Aktuell (blaue Kurve, PTW 60019) zu Kommissionierung (rote Kurve, PTW 60017). Mitte: Gamma Analyse mit DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 %. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 0,5 %

Messung Outputfaktoren

Die Messung der Outputfaktoren für die Fixkollimatorgrößen zeigten eine sehr geringe Abweichung zu den Messungen der Kommissionierung. Daher wurde auf eine Wiederholungsmessung bei den Iriskollimatoren verzichtet. Folgende Tabellen 4.1 und 4.2 zeigen die gemessenen Outputfaktoren des Fixkollimators und Iriskollimators. Der erste normierte Messwert wurde im Rahmen der Kommissionierung aufgenommen, der zweite Wert im Rahmen dieser Arbeit. Die

Messwerte werden mit Korrekturfaktoren nach dem Report der IAEA TRS 483 beaufschlagt und im Planungssystem als neue Basisdaten hinterlegt [29]. Die Kollimatorgrößen größer 20 mm werden aufgrund des geringen Korrekturwertes nicht korrigiert. Die korrigierten Outputfaktoren dienen als Referenzwerte für die Validierung des Strahlerkopfmodells.

Tabelle 4.1: Outputfaktoren Fixkollimatoren

Outputfaktoren Fixkollimatoren 5 mm bis 20 mm						
Größe [mm]	5	7,5	10	12,5	15	20
OF Kommissionierung [-]	0,7249	0,8589	0,9049	0,9363	0,9535	0,9704
OF Aktuell [-]	0,7210	0,8570	0,9000	0,9310	0,9490	0,9680
Korrekturfaktor [29]	0,96	0,971	0,981	0,988	0,992	0,997
Outputfaktor [-]	0,6959	0,8340	0,8877	0,9251	0,9459	0,9675
Filmmessung [-]	0,6831	0,8079	0,8516	-	-	-

Outputfaktoren Fixkollimatoren 25 mm bis 60 mm						
Größe [mm]	25	30	35	40	50	60
OF Kommissionierung [-]	0,9798	0,9869	0,9895	0,9934	0,9977	1
OF Aktuell [-]	0,9750	0,9820	0,9860	0,9900	0,9950	1
Korrekturfaktor [29]	(0,999)	(1)	(1,001)	(1,001)	(1)	-
Outputfaktor [-]	0,9798	0,9869	0,9895	0,9934	0,9970	1
Filmmessung [-]	-	0,9899	-	-	-	1

Tabelle 4.2: Outputfaktoren Iriskollimatoren

Outputfaktoren Iriskollimatoren 5 mm bis 20 mm						
Größe [mm]	5	7,5	10	12,5	15	20
OF Kommissionierung [-]	0,5868	0,8299	0,9020	0,9325	0,9497	0,9702
Korrekturfaktor [29]	0,96	0,971	0,981	0,988	0,992	0,997
Outputfaktor [-]	0,5633	0,8058	0,8849	0,9213	0,9421	0,9673

Outputfaktoren Iriskollimatoren 25 mm bis 60 mm						
Größe [mm]	25	30	35	40	50	60
OF Kommissionierung [-]	0,9808	0,9861	0,9888	0,9937	0,9973	1,0001
Korrekturfaktor [29]	(0,999)	(1)	(1,001)	(1,001)	(1)	-
Outputfaktor [-]	0,9808	0,9861	0,9888	0,9937	0,9973	1,0001

4.2 Ergebnis Strahlerkopfmodell

Tiefendosiskurven

Zur Bestimmung der kinetischen Energie des initialen Elektronenstrahls wurden zahlreiche PDD Simulationen für den Fixkollimator mit 60 mm durchgeführt. Dabei wurden Energien zwischen 5,0 MeV und 7,2 MeV (monoenergetisch) in 0,1 MeV Schritten simuliert [70]. Die weiteren freien Parameter der Quelle wurden nicht verändert. Die Brennfleckgröße wurde in x- sowie in y-Richtung konstant zunächst auf 0,2 cm FWHM festgelegt. Der Streuwinkel des Elektronenstrahls auf 0°. Die weiteren MC Transportparameter sind ebenfalls unverändert. Die Abbildung 4.7 zeigt exemplarisch die berechneten Tiefendosiskurven für 5 MeV, 6 MeV und 7,2 MeV sowie die gemessene Kurve während der Kommissionierung.

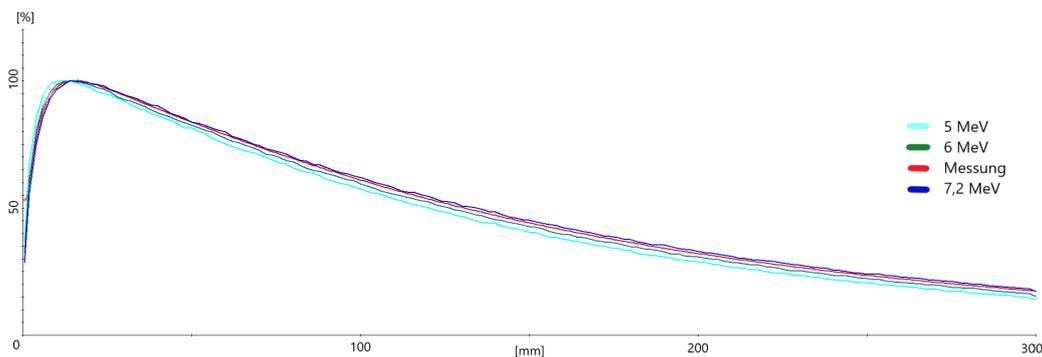


Abbildung 4.7: Bestimmung der kinetischen Energie des Elektronenstrahls. Darstellung relativer Tiefendosiskurven mit unterschiedlicher kinetischer Energie des initialen Elektronenstrahls.

In Tabelle 4.3 sind die detaillierten Ergebnisse der Gamma Analyse mit einem geforderten Auswertekriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 % (global) für die Simulationen mit Energien zwischen 5,6 MeV und 7,2 MeV aufgeführt. In der Auswertung wird der erste Millimeter an der Grenzfläche ausgeschlossen. Das Kriterium wird für die Simulationen im Energiebereich von 6,5 bis 7,1 MeV für mehr als 99 % der evaluierten Punkte erfüllt. Um die Energie mit der bestmöglichen Übereinstimmung zu bestimmen, wird die Gamma Analyse mit einem strikteren Kriterium von DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % (global) durchgeführt. In dieser Auswertung wird für die Energien von 6,6 bis 6,9 MeV

eine Übereinstimmung von mehr als 95 % erzielt. Betrachtet man für diesen Energiebereich nicht nur die Anzahl der einzelnen Ausreißer, sondern den Betrag der Gammawerte und summiert diese auf, ergibt sich für die Simulation mit einer Energie von 6,9 MeV (monoenergetisch) die beste Übereinstimmung. Alle weiteren Simulationen werden mit dieser Energie durchgeführt.

Tabelle 4.3: Ergebnis Gamma Analyse: Simulation der Tiefendosiskurven für Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser mit einem SSD von 800 mm für Energien im Bereich von 5,6 bis 7,2 MeV (monoenergetisch) bezogen auf die gemessene relative Tiefendosiskurve der Kommissionierung. Von der Auswertung ist der erste Millimeters an der Grenzfläche ausgeschlossen.

Energie [MeV]	γ Analyse mit DTA 1 mm / ΔD 1 %			γ Analyse mit DTA 0,5 mm / ΔD 0,5 %			
	> 90 %	> 95 %	> 99 %	> 90 %	> 95 %	> 99 %	Summe Betrag Ausreißer (> 95 %)
5,6	-	-	-	-	-	-	-
5,8	-	-	-	-	-	-	-
6	-	-	-	-	-	-	-
6,1	-	-	-	-	-	-	-
6,2	-	-	-	-	-	-	-
6,3	ja	-	-	-	-	-	-
6,4	-	-	-	-	-	-	-
6,5	ja	ja	ja	-	-	-	-
6,6	ja	ja	ja	ja	ja	-	1,7
6,7	ja	ja	ja	ja	ja	-	3,4
6,8	ja	ja	ja	ja	ja	-	7,4
6,9	ja	ja	ja	ja	ja	-	1,5
7,0	ja	ja	ja	-	-	-	-
7,1	ja	ja	ja	-	-	-	-
7,2	ja	-	-	-	-	-	-

Finale Quellparameter

In Abbildung 4.8 ist die MC Simulation des Fixkollimators mit einem Durchmesser von 60 mm mit den finalen Quelleneinstellungen (6,9 MeV monoenergetisch, FWHM X = 0,24 cm und Y = 0,20 cm, Streuwinkel 0°) sowie den finalen Änderungen in der Geometrie des Beschleunigerkopfs dargestellt (blaue Kurve). Die rote Kurve ist die PDD der Referenzdaten. Beide Kurven sind nahezu deckungsgleich. Das Gamma Kriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 % wurde

über die gesamte Messtiefe von 300 mm erfüllt.

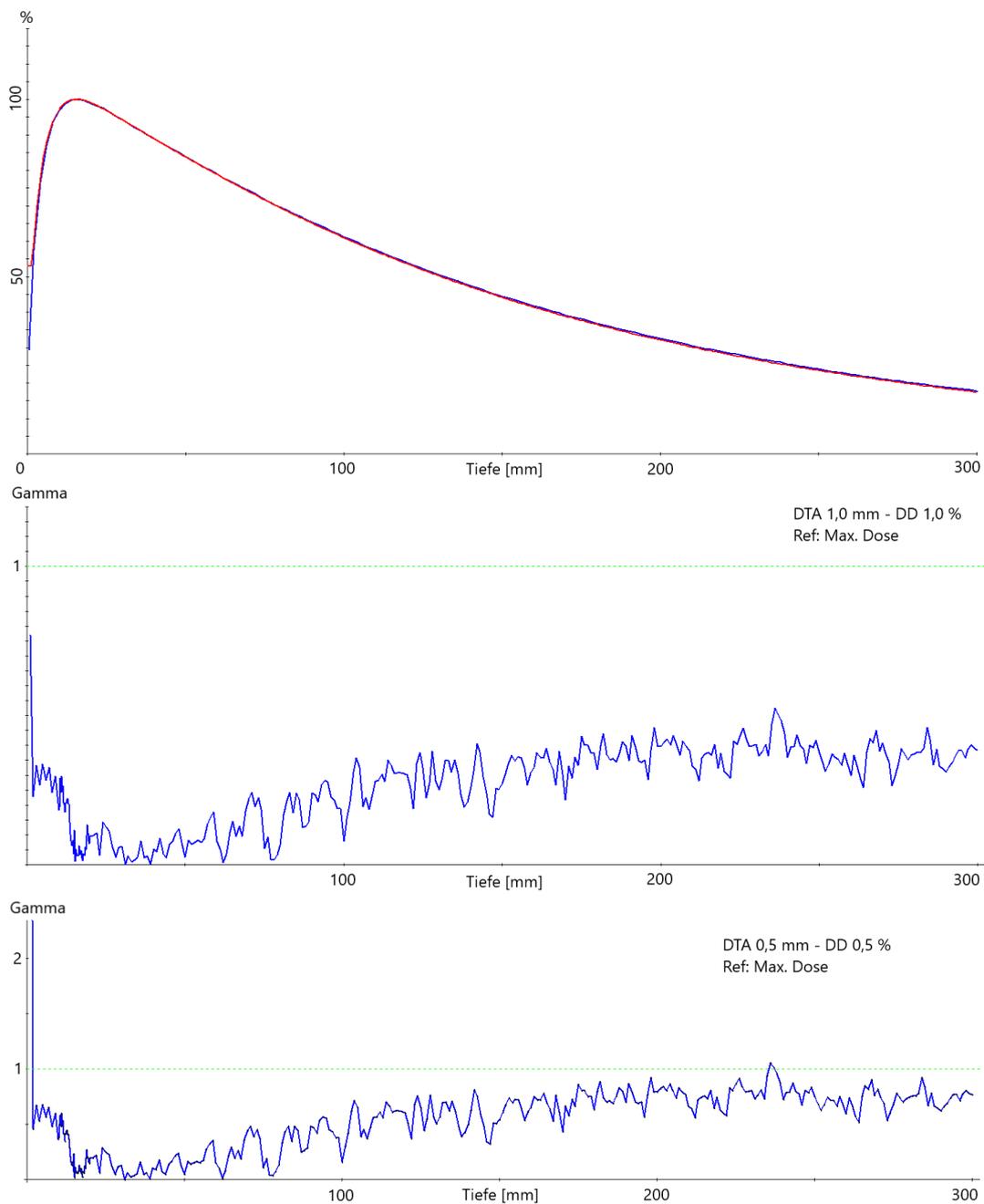


Abbildung 4.8: Oben: Simulierte PDD mit 6,9 MeV und finalen Quellparameter (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser. Mitte: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %. Unten: Gamma Analyse mit DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 %.

Selbst das Kriterium von DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % ist bis auf den ers-

ten Millimeter nahe der Oberfläche und des einzelnen Wertes bei einer Tiefe von 230 mm erfüllt. Somit wird mit den finalen Parametern auch das strikte Kriterium für deutlich mehr als 99 % der evaluierten Punkte erreicht. Für den kleinsten Kollimator mit 5 mm Durchmesser ergab sich ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der MC Simulation und der Referenzmessung. In Abbildung 4.9 sind die zwei Tiefendosiskurven sowie die Auswertung dargestellt. Das geforderte Gamma Kriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 % wurde über die gesamte Messtiefe erfüllt. Das Kriterium von DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % ist bis auf den ersten Millimeter nahe der Oberfläche ebenfalls erfüllt.

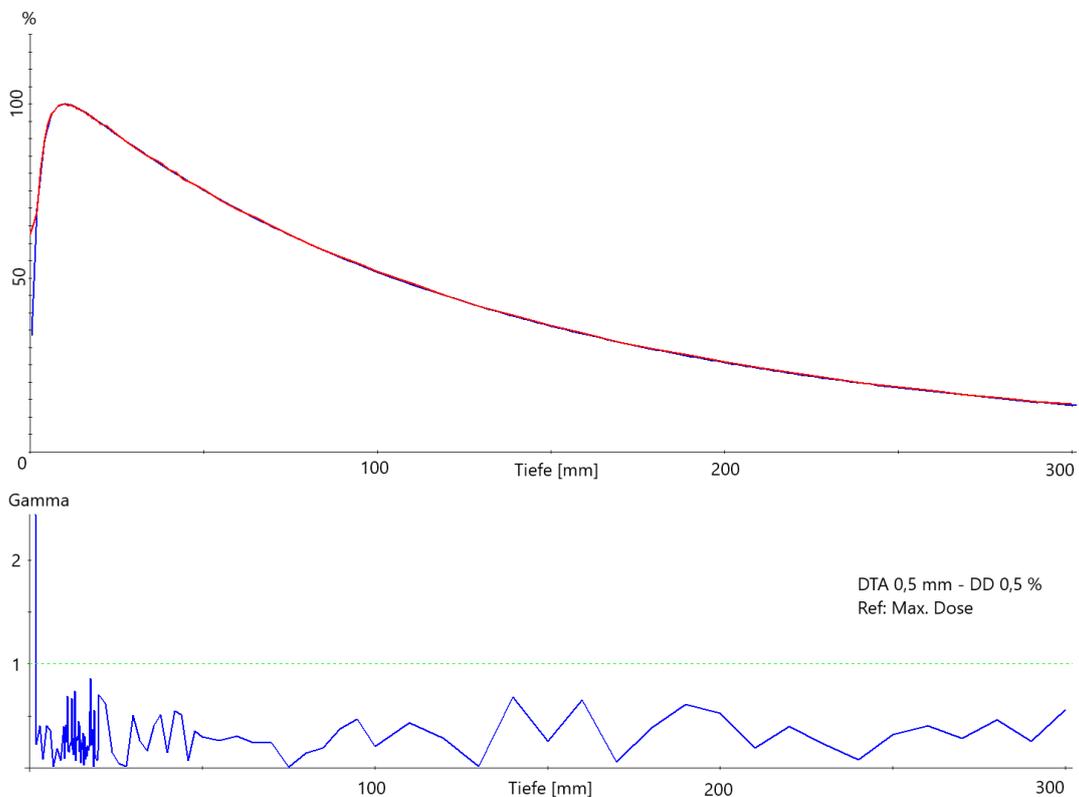


Abbildung 4.9: Oben: Simulierte PDD mit 6,9 MeV und finalen Quellparameter (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 5 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 %.

Die finalen Quellenparameter der Fixkollimatoren sowie die MC Transportparameter wurden für die Simulation der Iriskollimatoren übernommen. Die Ergebnisse der Simulationen mit dem Iriskollimator zeigten nach geometrischen Anpassung der Öffnungen in der Lower und in der Upper Bank sehr

gute Übereinstimmungen. Die Anpassungen der Öffnungen waren für die Übereinstimmung der Querprofile maßgeblich und haben auf den Verlauf der Tiefendosiskurve einen geringen Einfluss. Nachfolgend ist die Tiefendosiskurve des Iriskollimators mit einem Durchmesser von 60 mm dargestellt. Die rote Kurve ist die PDD der Referenzdaten. Beide Kurven sind nahezu deckungsgleich. Das Gamma Kriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 % wurde über die gesamte Messtiefe von 300 mm erfüllt. Auch in diesem Fall ist das strengere Kriterium von DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % bis auf den ersten Millimeter an der Grenzfläche erfüllt.

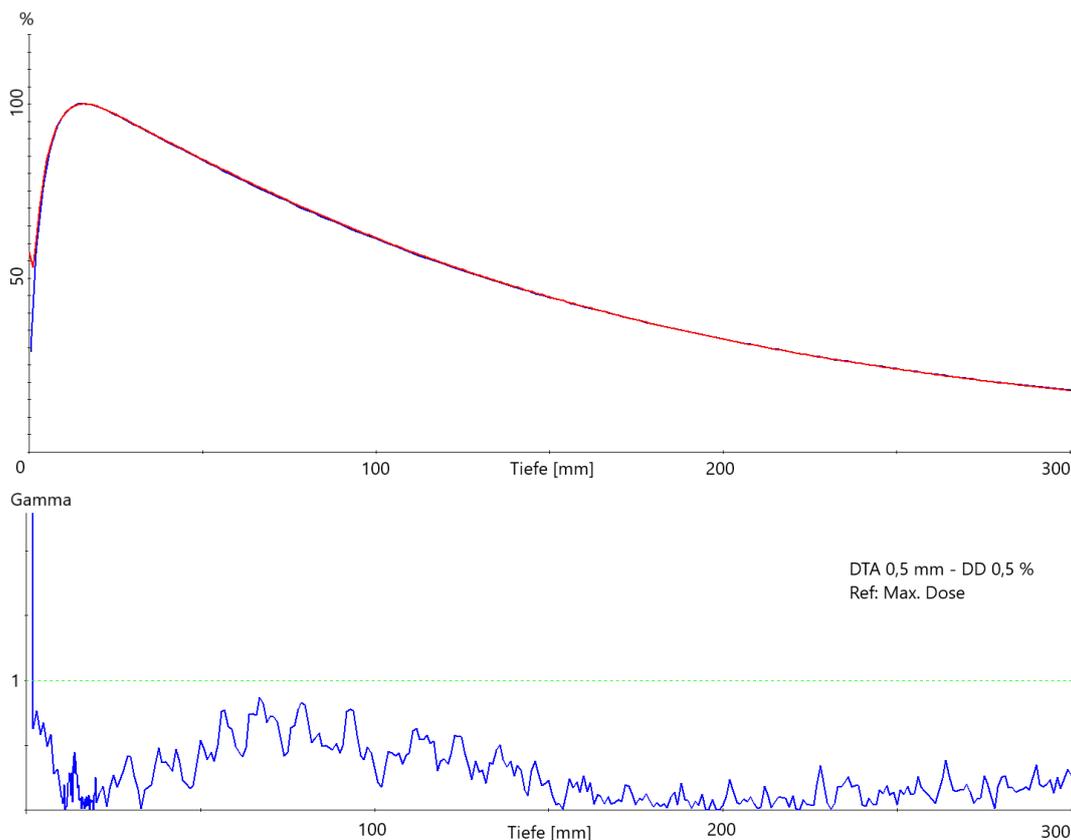


Abbildung 4.10: Oben: Simulierte PDD mit 6,9 MeV und finalen Quellparameter (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 60 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 %.

Für alle simulierten Tiefendosiskurven ist die statistische Unsicherheit in den betrachteten Voxeln auf dem Zentralstrahl $< 0,5$ %. Dieser Wert ergibt sich für die Fix- und Iriskollimatoren mit 60 mm Durchmesser in einer Tiefe von 300 mm. In einer Tiefe von 100 mm ist die Unsicherheit bei 0,2 %. Mit

abnehmender Kollimatorgröße nimmt die statistische Unsicherheit ebenfalls ab. Für den Fixkollimator mit 5 mm ist sie in einer Tiefe von 300 mm noch 0,05 %.

Dosisquerprofile

Nachdem die kinetische Energie des Elektronenstrahls bestimmt wurde, wurde die Brennfleckgröße variiert um eine Übereinstimmung in der Simulation der Dosisquerprofile mit den Referenzdaten zu erzielen. Dabei wurden die Dosisquerprofile des fixen Kollimators mit 60 mm Durchmesser in x- und y-Richtung separat betrachtet. Zunächst wurde die Brennfleckgröße in x-Richtung um den Ausgangswert von 0,2 cm verändert, bei konstanter Ausdehnung der Quelle in y-Richtung von 0 cm. In Tabelle 4.4 sind die detaillierten Ergebnisse der Gamma Analyse mit einem geforderten Auswertekriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 % (global) für die Simulationen mit unterschiedlichen Brennfleckgrößen in x-Richtung aufgeführt. Das Kriterium wird für die Simulationen mit einem FWHM in x-Richtung zwischen 0,21 cm und 0,24 cm für mehr als 95 % der evaluierten Punkte erfüllt. Die bestmögliche Übereinstimmung des Dosisquerprofils in x-Richtung ergibt sich für einen Wert von FWHM X = 0,24 cm. Hier wird das Gammakriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 % (global) durchweg erfüllt (100 %).

Tabelle 4.4: Auswertung der Dosisquerprofile in x-Richtung: Gamma Analyse der simulierten Profile und der Referenzdaten für den Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser in einer Tiefe von 50 mm und einem SSD von 750 mm.

X FWHM [cm]	γ Analyse mit DTA 1 mm / ΔD 1 %		
	> 90 %	> 95 %	> 99 %
0,150	-	-	-
0,175	-	-	-
0,200	-	-	-
0,210	ja	ja	-
0,220	ja	ja	-
0,230	ja	ja	-
0,240	ja	ja	ja
0,250	ja	-	-
0,275	ja	-	-

Ausgehend von diesem Wert, wurde nun die Ausdehnung des Brennflecks in y-Richtung zwischen 0,16 cm bis 0,24 cm simuliert. In Tabelle 4.5 sind die detaillierten Ergebnisse der Gamma Analyse mit dem geforderten Auswertekriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 % (global) für die Simulationen mit unterschiedlichen Brennfleckgrößen in y-Richtung dargestellt. Das Kriterium wird für die Simulationen mit einem FWHM in y-Richtung zwischen 0,20 cm und 0,24 cm für mehr als 95 % der evaluierten Punkte erfüllt. Die beste Übereinstimmung zeigte sich für den Wert FWHM Y = 0,2 cm. Hier wird das Gammakriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 % (global) fast durchweg eingehalten (99 %). Getrennt betrachtet sind nun die x- sowie y-Dosisquerprofile in einer sehr guten Übereinstimmung von 100 % bzw. 99 %. Somit werden für alle weiteren Simulationen diese Werte als Brennfleckgröße der Quelle angenommen.

Tabelle 4.5: Auswertung der Dosisquerprofile in y-Richtung: Gamma Analyse der simulierten Profile und der Referenzdaten für den Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser in einer Tiefe von 50 mm und einem SSD von 750 mm.

Y FWHM [cm]	γ Analyse mit DTA 1 mm / ΔD 1 %		
	> 90 %	> 95 %	> 99 %
0,160	-	-	-
0,180	ja	-	-
0,200	ja	ja	ja
0,220	ja	ja	-
0,240	ja	ja	-

Finale Quellparameter

Bei der Simulation des Fixkollimators mit 60 mm Durchmesser mit den finalen Quellparametern (6,9 MeV monoenergetisch, FWHM X = 0,24 cm und Y = 0,20 cm, Streuwinkel 0°) liegen nun vereinzelt Werte im inneren Schulterbereich des Dosisquerprofils in x-Richtung leicht über dem Gamma Kriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %. Bei Erweiterung des Dosisdifferenzkriteriums auf 1,5 % bei gleichbleibendem DTA von 1,0 mm waren alle Werte innerhalb der geforderten Genauigkeit (siehe Abbildung 4.11).

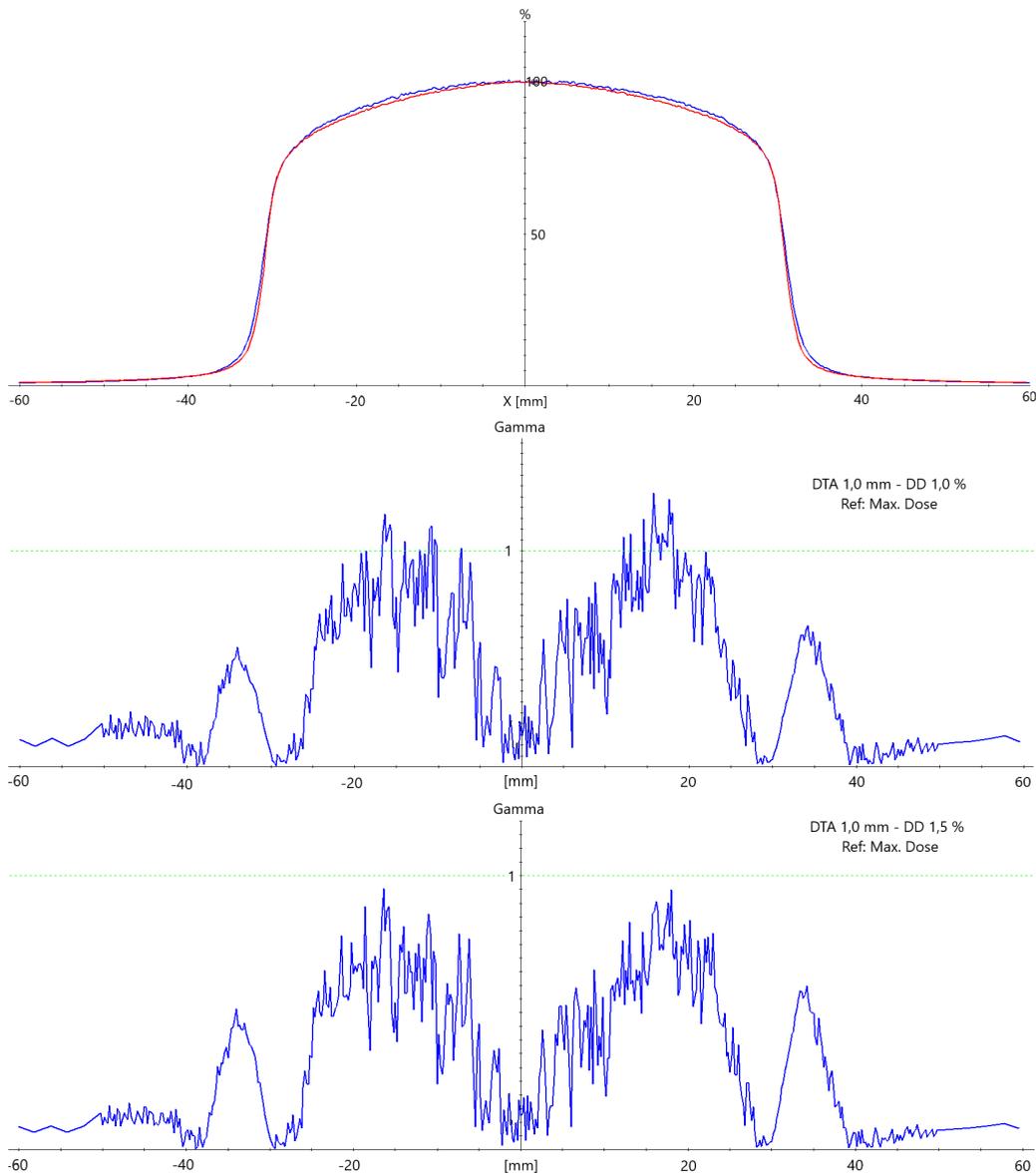


Abbildung 4.11: Oben: Simulierte OCR x- Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser. Mitte: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,5 %.

Bei allen kleineren Fixkollimatoren wurde das Kriterium durchweg erreicht. Nachfolgend ist das Ergebnis für das x-Profil des Fixkollimators mit einer Größe von 40 mm dargestellt (Abbildung 4.12). Für den kleinsten Kollimator mit 5 mm Durchmesser sind beide Profile und die jeweilige Gamma Analyse abgebildet (Abbildung 4.13). Die Ergebnisse der gemittelten Halbwertsbreite über

die x- und y-Richtung sind in Tabelle 4.6 zusammengestellt. Nach iterativer Anpassung der Öffnungen, wurden die geforderten Kriterien für alle Feldgrößen eingehalten. Im Anhang A.7 sind die graphischen Ergebnisse zum y-Profil der Kollimatorgrößen 60 mm und 40 mm, sowie die Profile und das Resultat der jeweiligen Gamma Analyse der 9 weiteren Fixkollimatoren aufgeführt. Darüber hinaus sind dort die detaillierten Ergebnisse zu den Halbwertsbreiten der x- und y-Profile zusammengefasst.

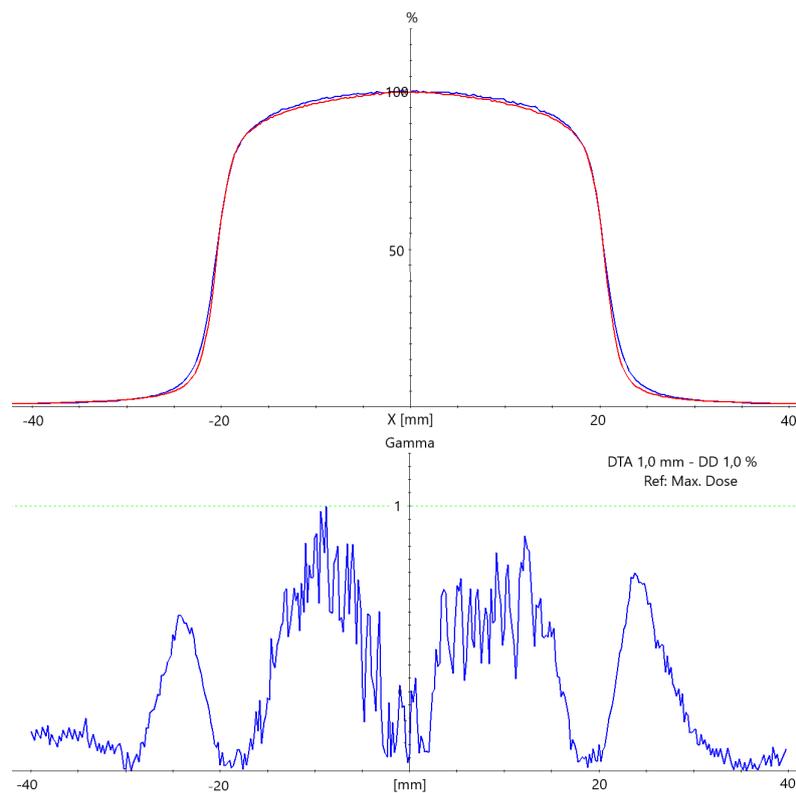


Abbildung 4.12: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 40 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

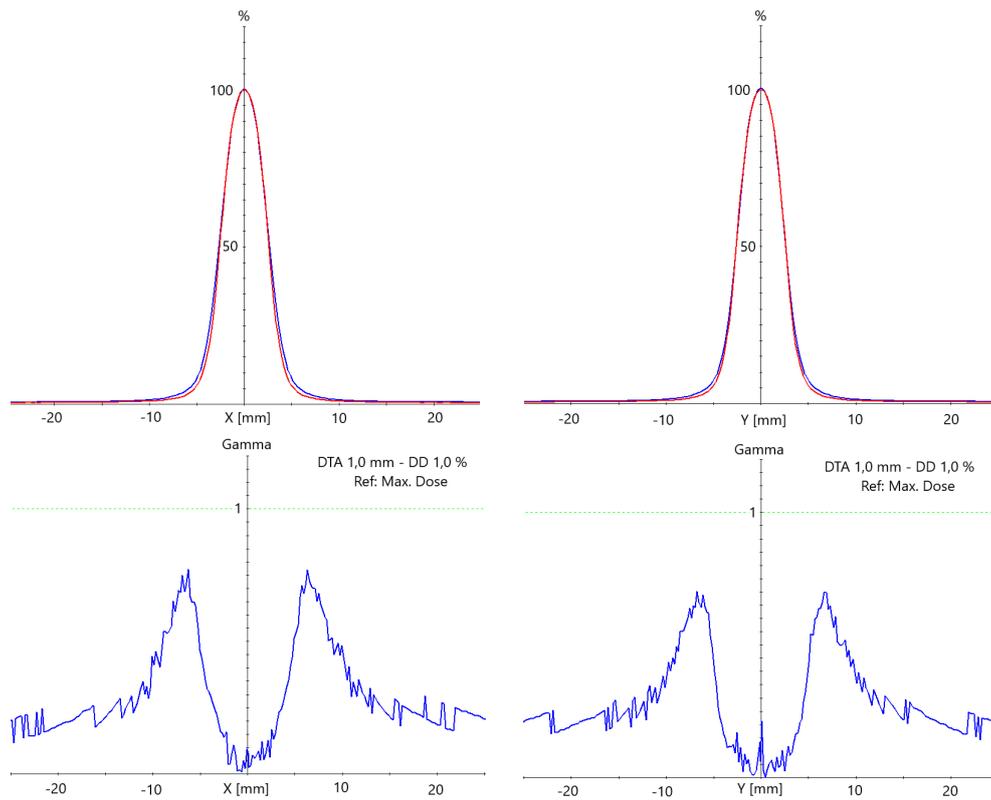


Abbildung 4.13: Oben links: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 5 mm Durchmesser. Oben rechts: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 5 mm Durchmesser. Unten links: Gamma Analyse x-Profile mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %. Unten rechts: Gamma Analyse y-Profile mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

Tabelle 4.6: Auswertung der gemittelten FWHM (Fixkollimator)

Auswertung gemittelte FWHM (Fixkollimator)						
Größe [mm]	5	7,5	10	12,5	15	20
FWHM Referenz [mm]	5,19	7,73	10,01	12,58	15,12	20,31
FWHM Simulation [mm]	5,30	7,72	10,07	12,62	15,18	20,35
abs. Abweichung [mm]	0,11	0,01	0,06	0,04	0,06	0,04
rel. Abweichung [%]	2,1	0,1	0,6	0,3	0,2	0,2

Auswertung gemittelte FWHM (Fixkollimator)						
Größe [mm]	25	30	35	40	50	60
FWHM Referenz [mm]	25,30	30,35	35,63	40,80	50,99	61,22
FWHM Simulation [mm]	25,49	30,30	35,85	40,84	50,85	61,30
abs. Abweichung [mm]	0,19	-0,05	0,22	0,04	-0,14	0,08
rel. Abweichung [%]	0,8	0,2	0,6	0,1	0,3	0,1

Bei Verwendung derselben Quellenparameter sowie MC Transportparameter für den Iriskollimator konnte für die Dosisquerprofile ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung mit den Referenzdaten erzielt werden. In einem iterativen Prozess wurde die Größe der Öffnung in der Lower sowie Upper Bank angepasst, bis eines der geforderten Kriterien für das FWHM erfüllt wurde. Die finalen Parameter der Stützpunkte für die Öffnung in der Lower sowie Upper Bank sind in den Tabellen 3.4 und 3.5 aufgezeigt. In den nachfolgenden Abbildungen ist das x- sowie das y-Profil des Iriskollimators mit 60 mm Durchmesser dargestellt (Abbildung 4.14 und 4.15). Auch hier überschreiten vereinzelt Werte im x-Profil das Gamma Kriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %. Betrachtet man das y-Profil, wird das Kriterium jedoch erfüllt. Für den kleinsten Iriskollimator mit 10 mm Durchmesser sind beide Profile und die jeweilige Gamma Analyse erfüllt (siehe Abbildung 4.16). Hier wird das Gamma Kriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 % über das ganze Profil erfüllt. Dies gilt auch für jede der 8 weiteren, klinisch eingesetzten Kollimatorgrößen. Die Ergebnisse der gemittelten Halbwertsbreite über die x- und y-Richtung sind in Tabelle 4.7 zusammengestellt. Nach iterativer Anpassung der Öffnungen, wurden die geforderten Kriterien für alle Feldgrößen eingehalten. Im Anhang A.8 sind die Ergebnisse der Gamma Analyse der 8 weiteren Iriskollimatoren zusammengefasst. Ebenso die detaillierten Ergebnisse zu den Halbwertsbreiten der x- und y-Profile.

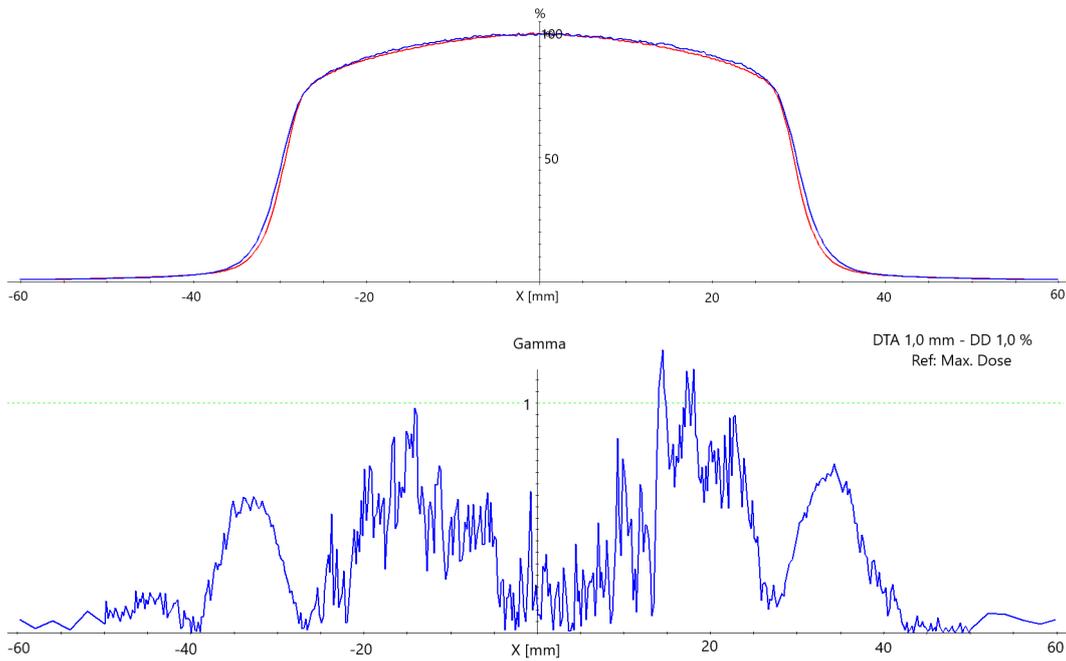


Abbildung 4.14: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 60 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

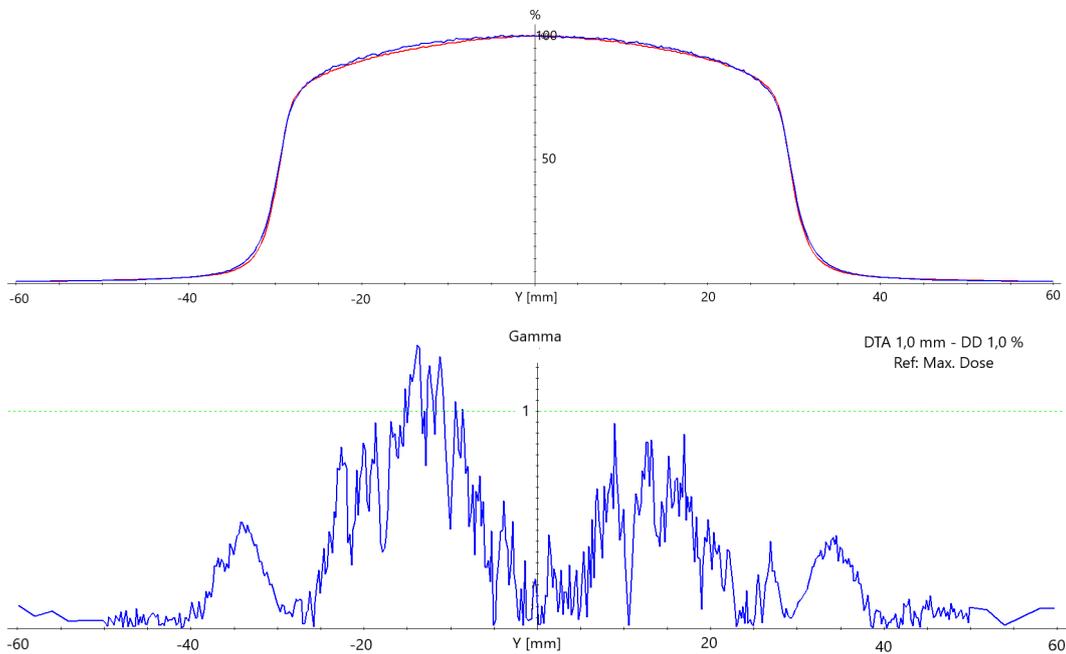


Abbildung 4.15: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 60 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

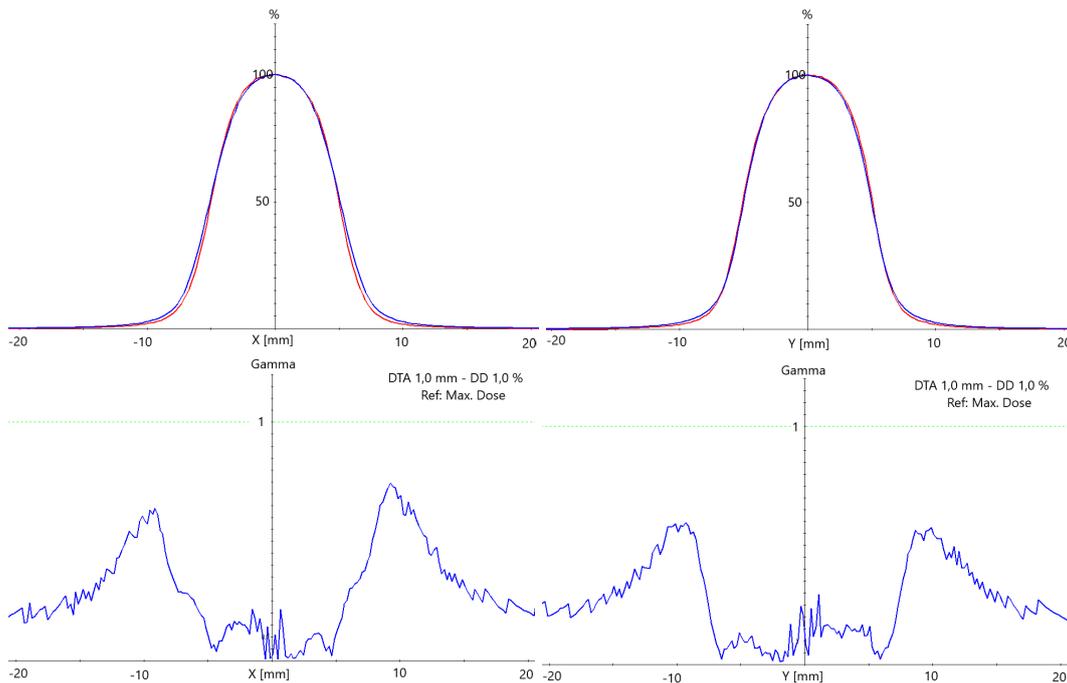


Abbildung 4.16: Oben links: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 10 mm Durchmesser. Oben rechts: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 10 mm Durchmesser. Unten links: Gamma Analyse x-Profile mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %. Unten rechts: Gamma Analyse y-Profile mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

Tabelle 4.7: Auswertung der gemittelten FWHM (Iriskollimator)

Auswertung gemittelte FWHM (Iriskollimator)					
Größe [mm]	10	12,5	15	20	25
FWHM Referenz [mm]	10,08	12,42	14,89	19,87	24,79
FWHM Simulation [mm]	10,10	12,41	14,90	19,87	24,80
abs. Abweichung [mm]	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01
rel. Abweichung [%]	0,2	0,01	0,01	0,01	0,01

Auswertung gemittelte FWHM (Iriskollimator)					
Größe [mm]	30	35	40	50	60
FWHM Referenz [mm]	29,64	34,43	39,30	49,03	58,85
FWHM Simulation [mm]	29,64	34,36	39,32	49,06	59,17
abs. Abweichung [mm]	0	-0,07	0,02	0,03	0,32
rel. Abweichung [%]	0	0,2	0,01	0,01	0,5

Aufgrund der sehr guten Ergebnisse für alle Querprofile sowie Tiefendo-

siskurven wurde auf eine weitere Anpassung der Energie bzw. Änderung des Spektrums sowie Änderung des Streuwinkels des initialen Elektronenstrahls verzichtet. Für alle simulierten Dosisquerprofile ist die statistische Unsicherheit in den betrachteten Voxeln $< 0,5\%$ für die Dosiswerte $> 50\%$ des CAX Wertes (Dosiswert auf der Zentralachse). Mit abnehmender Kollimatorgröße nimmt die statistische Unsicherheit ab und beträgt für den Fixkollimator mit 5 mm Durchmesser noch $0,05\%$ in diesem Bereich.

Simulation Outputfaktoren (OF)

Abschließend wurden die Outputfaktoren mit den finalen Einstellungen simuliert. Die Ergebnisse sind in den nachfolgenden Tabellen 4.8 und 4.9 aufgeführt. Für die Kollimatorgrößen größer 10 mm ist die Abweichung $\leq 1\%$ zu den gemessenen und korrigierten Outputfaktoren. Die größte Abweichung ergibt sich erwartungsgemäß für den Fixkollimator mit 5 mm Durchmesser. Hier beträgt die Abweichung $2,53\%$. Die Abweichung für die Iris- und Fixkollimatoren mit 10 mm Durchmesser ist übereinstimmend bei rund $1,5\%$. Für alle simulierten Outputfaktoren ergibt sich eine statistische Unsicherheit $< 0,15\%$.

Tabelle 4.8: Ergebnis Outputfaktoren (OF) für die Fixkollimatoren

Outputfaktoren Fixkollimatoren 5 mm bis 20 mm						
Größe [mm]	5	7,5	10	12,5	15	20
Outputfaktor [-]	0,6959	0,8340	0,8877	0,9251	0,9459	0,9675
Simulation [-]	0,6706	0,8156	0,8724	0,9159	0,9423	0,9683
Proz. Abweichung [%]	-2,53	-1,84	-1,53	-0,92	-0,36	0,08

Outputfaktoren Fixkollimatoren 25 mm bis 60 mm						
Größe [mm]	25	30	35	40	50	60
Outputfaktor [-]	0,9798	0,9869	0,9895	0,9934	0,9970	1
Simulation [-]	0,9810	0,9862	0,9881	0,9909	0,9970	-
Proz. Abweichung [%]	-0,12	-0,07	-0,14	0,25	0	-

Tabelle 4.9: Ergebnis Outputfaktoren (OF) für die Iriskollimatoren

Outputfaktoren Iriskollimatoren 5 mm bis 20 mm						
Größe [mm]	5	7,5	10	12,5	15	20
Outputfaktor [-]	0,5633	0,8058	0,8849	0,9213	0,9421	0,9673
Simulation [-]	-	-	0,8698	0,9113	0,9387	0,9672
Proz. Abweichung [%]	-	-	-1,51	1,00	-0,34	0,01

Outputfaktoren Iriskollimatoren 25 mm bis 60 mm						
Größe [mm]	25	30	35	40	50	60
Outputfaktor [-]	0,9808	0,9861	0,9888	0,9937	0,9973	1,0001
Simulation [-]	0,9783	0,9841	0,9894	0,9916	0,9987	1,0006
Proz. Abweichung [%]	-0,25	-0,20	0,06	-0,21	0,14	0,05

4.3 Ergebnis Phantomdatensätze

4.3.1 Plattenphantom mit lungenäquivalentem Einsatz

Nachdem das Phantom wie in Kapitel 3.7.1 beschrieben gescannt wurde, zeigte sich, dass das lungenäquivalente Material Hounsfield Werte kleiner und größer als der Wert -731 aufwies. Dies ist die Grenze der Gewebetypen Luft und Lunge und somit ist die Zuordnung inkonsequent und resultiert in vielen kleinen, nicht vorhandenen Grenzflächen. Deshalb wurde speziell für dieses Phantom die Konvertierung folgendermaßen angepasst (siehe Tabelle 4.10). So erfolgt die Zuordnung stets dem Gewebetyp Lunge.

Tabelle 4.10: Für das Plattenphantom angepasste Konvertierungskurve der Hounsfield Werte in die korrespondierende Massendichte und Gewebezuordnung für die Simulation in DOSXYZnrc

Gewebe	HU Werte [-]	Massendichte [$\frac{g}{cm^3}$]
Air ICRU700	-980	0,001 - 0,044
Lung ICRU700	-92	0,044 - 0,470
Tissue ICRU700	432	0,942 - 1,134
Bone ICRU700	5976	1,134 - 2,6

Die Simulation des Stehfeldes ergab folgende Dosisverteilung (siehe Abbildung 4.17).

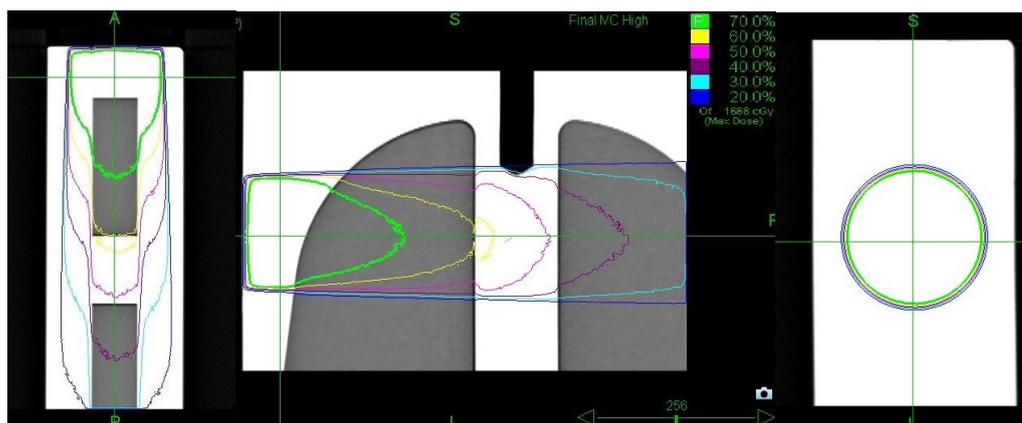


Abbildung 4.17: Ergebnis Dosisverteilung Stehfeld Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser auf das Plattenphantom mit Lungeneinsatz. Links: Axiale Ansicht. Mitte: Sagittale Ansicht. Rechts: Frontale Ansicht in 15 mm Tiefe.

Die Evaluation der Dosisverteilungen im Vergleich zur Dosisverteilung der MC Berechnung des Planungssystems Precision[©] in der transversalen und sagittalen Isozentrumsschicht zeigt ein hervorragendes Ergebnis. Das gilt auch für die frontale Schicht, welche in einer Tiefe von 15 mm in das Dosismaximum gelegt wird. In Abbildung 4.18 ist exemplarisch die Gamma Analyse der sagittalen Dosisverteilung der Simulation mit $6 * 10^9$ Teilchenschicksale dargestellt. Als Kriterium wurde ein DTA von 1 mm und ΔD von 2 % (bezogen auf das Maximum in der jeweiligen Isozentrums (IZ) Schicht) sowie die Unterdrückung der Dosiswerte kleiner 20 % (ebenfalls bezogen auf das Dosismaximum in der IZ Schicht) gewählt. In Tabelle 4.11 sind die Ergebnisse der Gamma Analyse in den drei Raumebenen zusammengefasst. Die Übereinstimmung ist in allen Raumrichtungen $\geq 97,7$ %. Gemittelt liegt sie bei $> 98,5$ %. Variiert man die Anzahl der Teilchenschicksale um den Faktor 2 auf $3 * 10^9$, dann verschlechtert sich das Ergebnis in allen Raumrichtungen. Insbesondere in der frontalen Ebene ist eine Abnahme um über 5 % festzustellen. Eine weitere Reduktion führt zu einer drastischen Verschlechterung. Wird die Anzahl der Teilchenschicksale verdoppelt, verbessert sich die Übereinstimmung in der axialen und frontalen Schicht um mehr als 1 %. In der sagittalen hingegen bleibt das Ergebnis bei 99,5 %. Das gemittelte Ergebnis über die drei Raumebenen erhöht sich somit auf 99,4 %. Der obere Bereich der Tabelle 4.11 fasst die Ergebnisse für die drei Ebenen und die unterschiedlichen Teilchenschicksale zusammen. Der untere Bereich zeigt die jeweilige statistische Unsicherheit auf dem zentralen Voxel in der jeweiligen Tiefe. Daraus ist erkennbar, dass erst ab einer Teilchenanzahl von $12 * 10^9$ Teilchen eine statistische Unsicherheit von kleiner 1,2 % erzielt wird.

Tabelle 4.11: Ergebnis Stehfeld Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser für die 3 Raumebenen in Abhängigkeit der Anzahl der simulierten Teilchen (DTA 1 mm, ΔD 2 % und Dosiswerte > 20 %). Sowie die zugehörige statistische Unsicherheit in der jeweiligen Tiefe auf der Zentralachse.

Ergebnis der γ Analyse mit DTA 1 mm, ΔD 2 % und Dosiswerte > 20 %					
	Anzahl simulierter Teilchen [-]				
Ebene	$0,75 * 10^9$	$1,5 * 10^9$	$3 * 10^9$	$6 * 10^9$	$12 * 10^9$
Axial	68,6 %	87,5 %	96,4 %	97,7 %	98,9 %
Sagittal	59,8 %	86,5 %	98,1 %	99,5 %	99,5 %
Frontal	35,1 %	51,0 %	93,3 %	98,5 %	99,7 %
Mittelwert	66,2 %	75,0 %	95,9 %	98,6 %	99,4 %
statistische Unsicherheit					
Tiefe: 5 cm	3,1 %	2,2 %	1,6 %	1,1 %	0,8 %
Tiefe: 10 cm	3,4 %	2,4 %	1,7 %	1,2 %	0,9 %
Tiefe: 15 cm	3,1 %	2,1 %	1,5 %	1,5 %	0,8 %
Tiefe: 20 cm	4,1 %	3,0 %	2,2 %	1,5 %	1,1 %

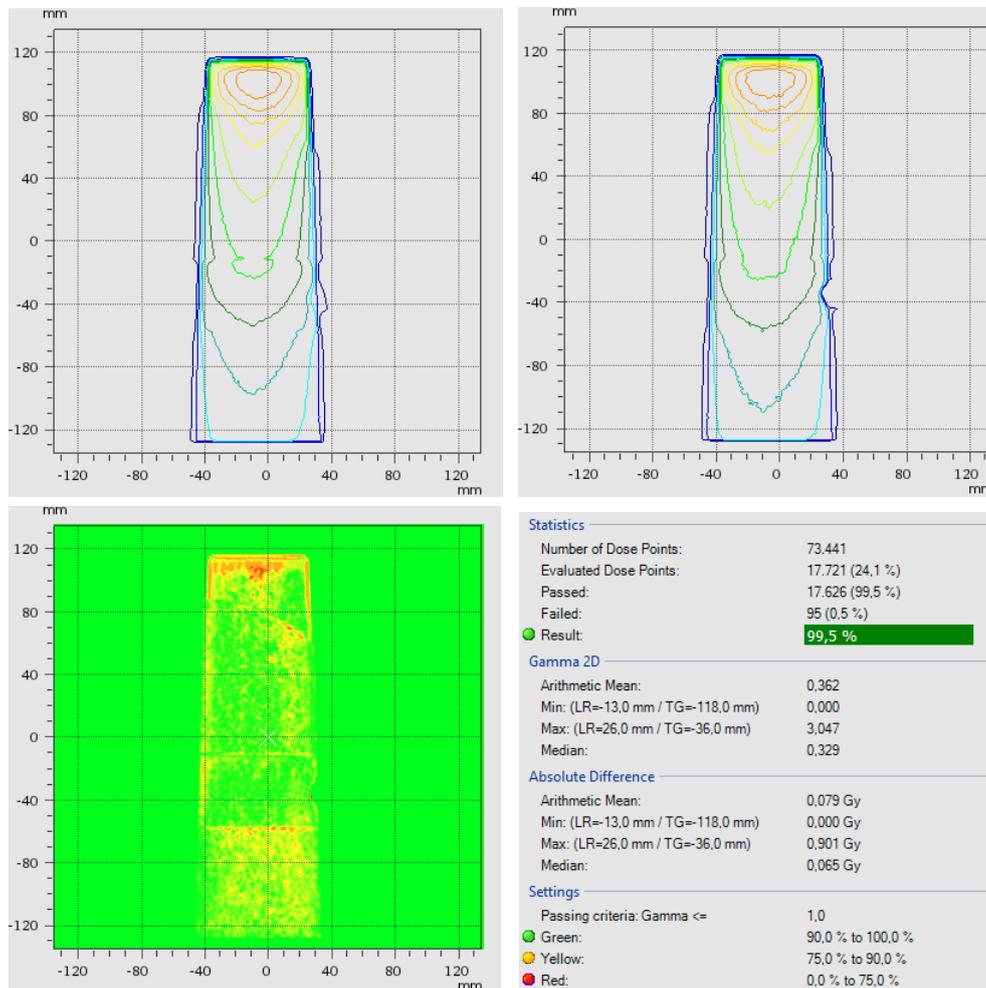


Abbildung 4.18: Ergebnis Gamma Index Analyse mit DTA 1 mm und ΔD 2 % (Dosiswerte > 20 %) in der sagittalen Isozentrumsschicht. Oben links: Dosisverteilung MC Precision[©]. Oben rechts: Dosisverteilung DOSXYZnrc bei $6 \cdot 10^9$ simulierten Teilchen. Unten links: Gamma Verteilung mit Fehlerpunkten (rot). Unten rechts: Auswertung der Gamma Index Analyse

Erweitert man die Betrachtung auf die Dosiswerte kleiner 20 %, ist die Unsicherheitsangabe des Planungssystems Precision[©] zu beachten. Diese ordnet den errechneten Dosiswerten eine Unsicherheit zu. Im Fall eines Stehfeldes ist die Unsicherheit selbst bei geringen Dosiswerten von kleiner 10 % noch bei ca. 1 bis 2 %. Somit ist in diesem Fall eine Betrachtung der kleineren Dosiswerte noch sinnvoll. In Abbildung 4.19 ist die Unsicherheitsverteilung der sagittalen Schicht dargestellt. Die blaue Zone kennzeichnet den Unsicherheitsbereich mit 1 %. Die Tabelle 4.12 fasst die Gamma Analyse im erweiterten Dosisbereich zusammen. Das Ergebnis der Gamma Analyse ist ähnlich den Ergebnissen mit

einem Dosiswert von 20 %.

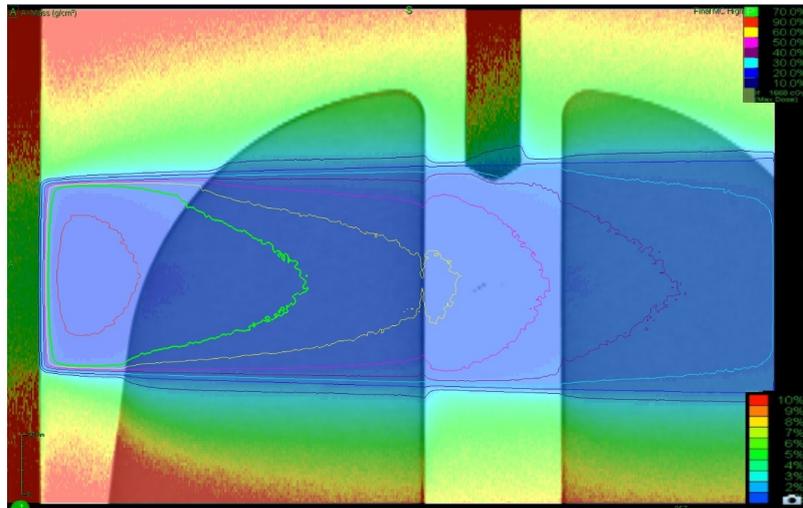


Abbildung 4.19: Unsicherheitsverteilung der MC Berechnung des Planungssystems Precision[©] eines Stehfeldes mit Kollimatorgröße 60 mm (sagittale Isozentrumsschicht)

Tabelle 4.12: Ergebnis Stehfeld Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser für die 3 Raumebenen in Abhängigkeit der Anzahl der simulierten Teilchen (DTA 1 mm, ΔD 2 % und **Dosiswerte** > 5 %).

Ergebnis der γ Analyse mit DTA 1 mm, ΔD 2 % und Dosiswerte > 5 %					
Ebene	Anzahl simulierter Teilchen [-]				
	$0,75 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^9$	$6 \cdot 10^9$	$12 \cdot 10^9$
Axial	72,1 %	88,9 %	96,8 %	98,0 %	99,0 %
Sagittal	65,8 %	88,5 %	98,3 %	99,4 %	99,5 %
Frontal	43,6 %	57,5 %	94,2 %	98,7 %	99,7 %
Mittelwert	60,5 %	78,3 %	96,4 %	98,7 %	99,4 %

In Abbildung 4.20 ist die Tiefendosiskurve der Simulation mit $12 \cdot 10^9$ Teilchen (cyanfarbenes Profil) und die Tiefendosiskurve des Planungssystems Precision[©] (rotes Profil) in der sagittalen Isozentrumsschicht dargestellt. Diese zeigt noch einmal die gute Übereinstimmung über die gesamte Tiefe des Plattenphantoms mit zwei lungenäquivalenten Einsätzen.

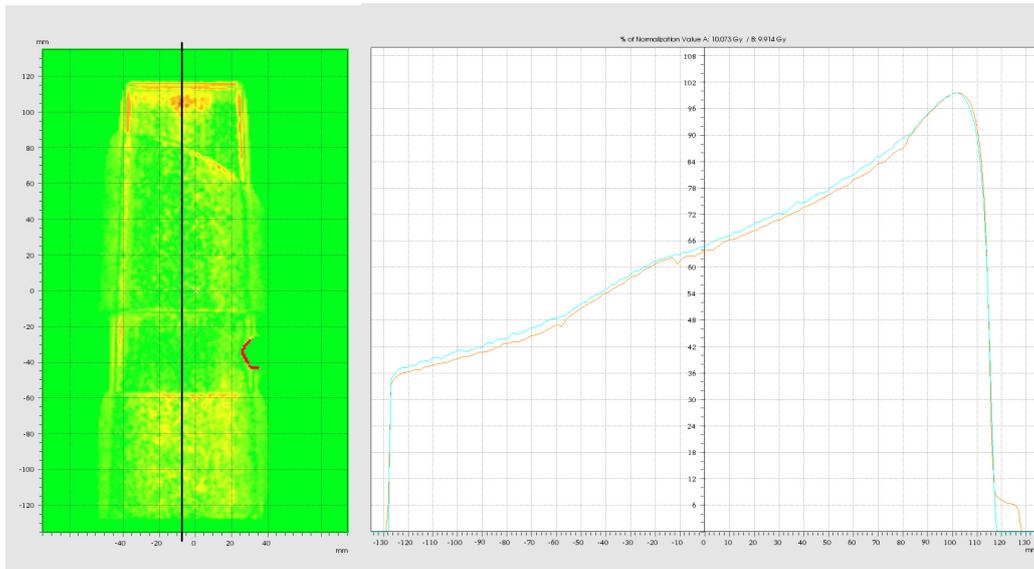


Abbildung 4.20: Links: Gamma Verteilung mit Fehlerpunkten (rot) mit DTA 1 mm, ΔD 2 % und Dosiswerte > 5 % in der sagittalen Isozentrumsschicht bei $12 \cdot 10^9$ simulierten Teilchen mit Kennzeichnung des Profilverlaufs (schwarz). Rechts: Profil der Simulation (cyan), Profil des Planungssystems Precision[©] (rot)

Die Simulation wurde analog für den Fixkollimator mit einem Durchmesser von 10 mm durchgeführt. Bei einem geforderten Gamma Kriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 2,0 % ergibt sich für alle drei Raumrichtungen eine Übereinstimmung von 100 %. Wird das Gamma Kriterium deutlich strenger gewählt mit einem DTA 0,5 mm und ΔD 1,0 %, ergibt sich trotzdem ein hervorragendes Ergebnis (siehe Tabelle 4.13). Die statistische Unsicherheit auf dem zentralen Voxel in verschiedenen Tiefen ist stets $\leq 1,0$ %.

Tabelle 4.13: Ergebnis Stehfeld Fixkollimator mit 10 mm Durchmesser für die 3 Raumebenen in Abhängigkeit der Anzahl der simulierten Teilchen (DTA 0,5 mm, ΔD 1 % und $D > 5$ %). Sowie die zugehörige statistische Unsicherheit in der jeweiligen Tiefe auf der Zentralachse.

Ergebnis der γ Analyse mit DTA 0,5 mm, ΔD 1% und Dosiswerte > 5 %			
	Anzahl simulierter Teilchen [-]		
Ebene	$0,75 * 10^9$	$1,5 * 10^9$	$3 * 10^9$
Axial	99,8 %	99,8 %	99,8 %
Sagittal	100,0 %	100,0 %	100,0 %
Frontal	100,0 %	100,0 %	100,0 %
Mittelwert	99,9 %	99,9 %	99,9 %
statistische Unsicherheit			
Tiefe: 5 cm	0,7 %	0,5 %	0,4 %
Tiefe: 10 cm	0,8 %	0,6 %	0,4 %
Tiefe: 15 cm	0,6 %	0,4 %	0,3 %
Tiefe: 20 cm	1,0 %	0,7 %	0,5 %

4.3.2 Schädelphantom

Die Monte Carlo Simulation mit $1,5 \cdot 10^9$ Teilchenschicksale je Beam bzw. in Summe $7,5 \cdot 10^9$ Teilchen ergab folgende Dosisverteilung (s. Abbildung 4.21).

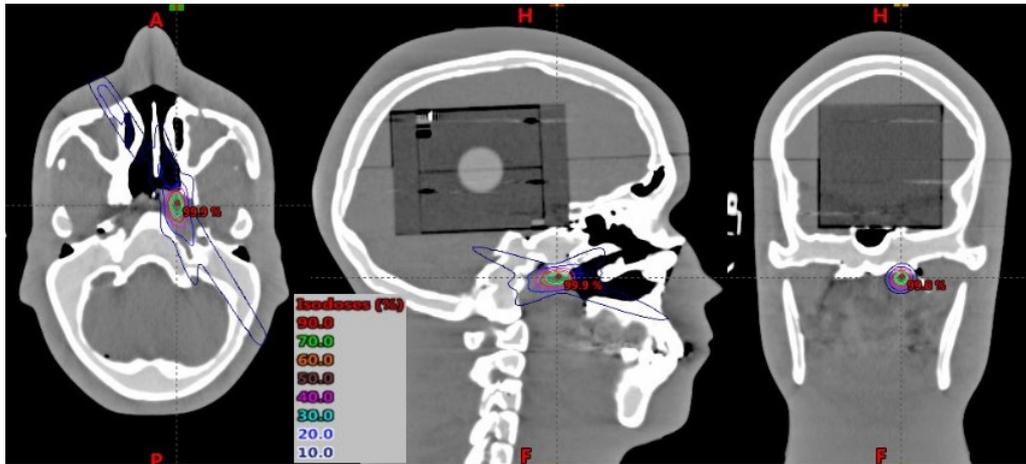


Abbildung 4.21: Dosisverteilung Monte Carlo Berechnung mit DOSXYZnrc im Schädelphantom. Es wurden pro Beam je $1,5 \cdot 10^9$ Teilchenschicksale simuliert. In Summe $7,5 \cdot 10^9$ Teilchen.

Die Evaluation der Dosisverteilungen im Vergleich zur Dosisverteilung der MC Berechnung des Planungssystems Precision[©] in der transversalen, sagittalen sowie frontalen Isozentrumsschicht zeigt ein hervorragendes Ergebnis. In der transversalen Schicht ist eine Übereinstimmung von 99,7 % bei einer Auswertung von insgesamt 872 Dosispunkten mit einem gesetzten Gamma Index Kriterium von DTA 1 mm und ΔD 2 % (Maximum in der jeweiligen IZ Schicht). Dosiswerte kleiner 20 % wurden in der Auswertung ausgeschlossen. In Abbildung 4.22 ist das Ergebnis dargestellt. Die Gesamtzahl der simulierten Teilchen orientierte sich an den vorangegangenen Simulationen. Um die Simulationszeiten zu verkürzen, wurden weitere Simulationen mit reduzierter Anzahl an Teilchenschicksale je Beam durchgeführt. Hier zeigte sich eine gleichbleibende, hervorragende Übereinstimmung der Dosisverteilungen und ein gemittelttes Ergebnis über die drei Raumebenen von über 99,0 %. Auf eine Verdopplung der Anzahl der Teilchenschicksale wurde aufgrund der erzielten Ergebnisse und der bereits sehr guten statistischen Unsicherheit im Isozentrumsvoxel verzichtet. Die Tabelle 4.14 fasst die Ergebnisse für die drei Isozentrumsebenen und die dazugehörige statistische Unsicherheit im Isozen-

trumsvoxel in Abhängigkeit der simulierten Teilchenschicksale zusammen.

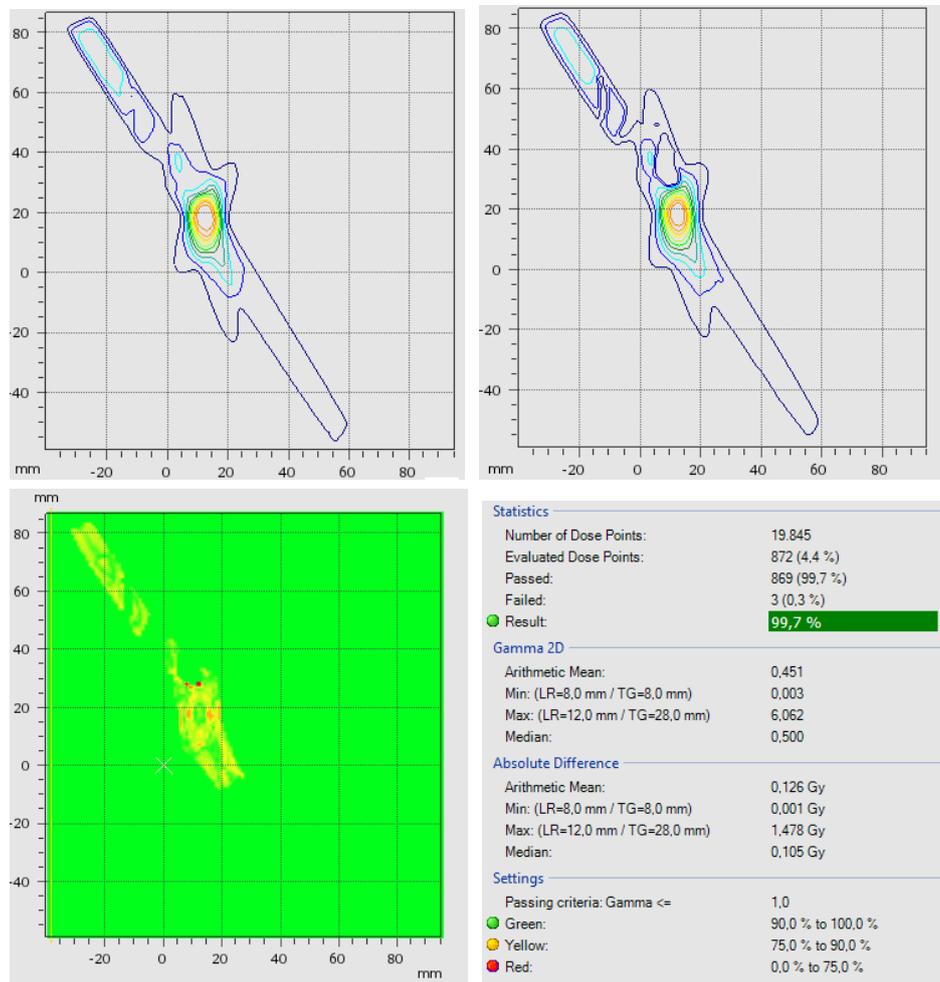


Abbildung 4.22: Ergebnis Gamma Index Analyse mit DTA 1 mm, ΔD 2 % und Dosiswerte > 20 % in der axialen Isozentrumsschicht. Oben links: Dosisverteilung MC Precision[©]. Oben rechts: Dosisverteilung DOSXYZnrc bei $7,5 \cdot 10^9$ simulierten Teilchen. Unten links: Gamma Verteilung mit Fehlerpunkten (rot). Unten rechts: Auswertung der Gamma Index Analyse

Tabelle 4.14: Ergebnis Schädelphantom für die 3 Isozentrumsebenen in Abhängigkeit der Anzahl der simulierten Teilchen (DTA 1mm, ΔD 2% und $D > 20\%$). Sowie die zugehörige statistische Unsicherheit im Isozentrum.

Ergebnis der γ Analyse mit DTA 1 mm, ΔD 2 % und Dosiswerte > 20 %			
	Anzahl simulierter Teilchen [-]		
Ebene	$1,875 * 10^9$	$3,75 * 10^9$	$7,5 * 10^9$
Axial	99,7 %	99,7 %	99,7 %
Sagittal	97,9 %	97,9 %	97,9 %
Frontal	100,0 %	100,0 %	100,0 %
Mittelwert	99,2 %	99,2 %	99,2 %
statistische Unsicherheit			
Isozentrum	0,32 %	0,23 %	0,16 %

Erweitert man die Betrachtung auf Dosiswerte < 20 %, ist ebenfalls die Unsicherheitsangabe des Planungssystems Precision[©] zu beachten. Die Unsicherheit der Dosisberechnung ist im Gegensatz zur Berechnung im Plattenphantom nicht nur in Bereichen geringer Dosis erhöht, sondern auch bei Dosiswerten > 20 %, vor allem in Bereichen von Luftkavitäten. In Abbildung 4.23 links ist die Unsicherheitsverteilung eines detaillierten Ausschnitts der axialen Schicht dargestellt. Die Anzahl der Fehlerpunkte ist im Vergleich zur Analyse mit einem Schwellwert von > 20 % deutlich erhöht. Insbesondere an den Gewebegrenzen und in den Inhomogenitäten. Die Gamma Analyse mit DTA 1 mm und ΔD 2 % (Dosiswerte > 5 %) zeigt aufgrund der ebenfalls erhöhten Gesamtzahl an evaluierten Dosispunkten ein ähnliches Ergebnis wie für die Analyse mit einem Schwellwert von $> 20\%$. Die Tabelle 4.15 fasst die Gamma Analyse im erweiterten Dosisbereich > 5 % zusammen.

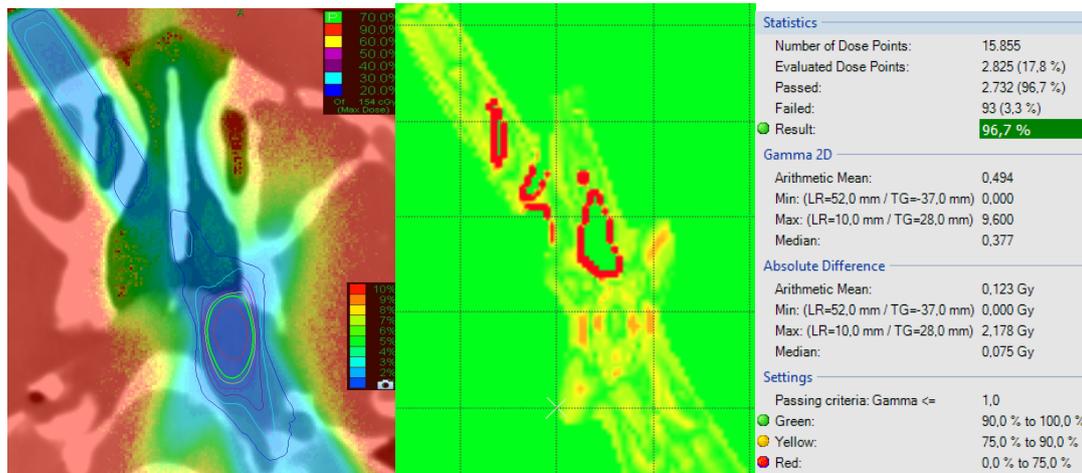


Abbildung 4.23: Ergebnis Gamma Index Analyse mit DTA 1 mm und ΔD 2 % (Dosiswerte > 5 %) in der axialen Isozentrumsschicht bei $7,5 \cdot 10^9$ simulierten Teilchen. Links: Dosisverteilung Precision©. Mitte: Gamma Verteilung mit Fehlerpunkten (rot). Rechts: Auswertung der Gamma Index Analyse

Tabelle 4.15: Ergebnis Schädelphantom (DTA 1mm, ΔD 2% und $D > 5\%$).

Ergebnis der γ Analyse mit DTA 1 mm, ΔD 2 % und Dosiswerte > 5 %			
Ebene	Anzahl simulierter Teilchen [-]		
	$1,875 \cdot 10^9$	$3,75 \cdot 10^9$	$7,5 \cdot 10^9$
Axial	96,7 %	96,7 %	96,7 %
Sagittal	97,5 %	97,5 %	97,5 %
Frontal	100,0 %	100,0 %	100,0 %
Mittelwert	98,1 %	98,1 %	98,1 %

4.3.3 Lungenphantom

Die Monte Carlo Simulation mit DOSXYZnrc mit $0,75 \cdot 10^9$ Teilchenschicksalen je Beam bzw. bei insgesamt 9 isozentrisch angeordneten Beams in Summe $6,75 \cdot 10^9$ Teilchen ergab folgende Dosisverteilung (siehe Abbildung 4.24).

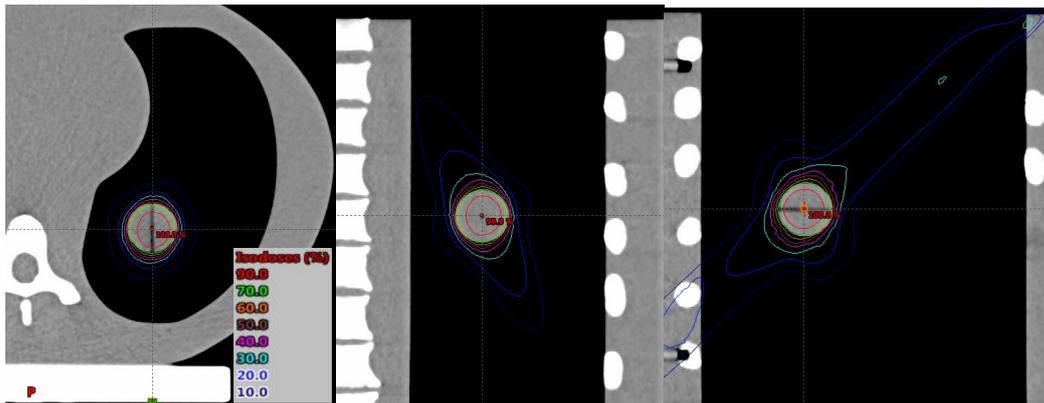


Abbildung 4.24: Dosisverteilung Monte Carlo Berechnung mit DOSXYZnrc im Lungenphantom. Es wurden pro Beam je $0,75 \cdot 10^9$ Teilchenschicksale simuliert. In Summe $6,75 \cdot 10^9$ Teilchen.

Das DTA wurde aufgrund der reduzierten Auflösung von 1,5 mm in der Schichtebene analog angepasst (siehe Kapitel 3.7.1). Der Wert der unteren Dosischwelle wird ebenfalls angehoben auf 30 %, bezogen auf das Dosismaximum in der betrachteten Schicht. Dieser Wert wurde aufgrund der Unsicherheitswerte in der Dosisberechnung des Planungssystems Precision[©] festgelegt. Wie in Abbildung 4.25 ersichtlich, ist für Dosiswerte > 20 % und < 30 % teilweise eine Unsicherheit von mehr als 4 % zu erwarten. Somit wäre in diesem Bereich eine Gamma Analyse mit einem Dosiskriterium von ΔD 2 % nicht sinnvoll. Die Evaluation der Dosisverteilungen im Vergleich zur Dosisverteilung der MC Berechnung des Planungssystems Precision[©] in der transversalen sowie frontalen Isozentrumsschicht zeigt ein hervorragendes Ergebnis. In der transversalen Schicht ist eine Übereinstimmung von 99,9 % bei einer Auswertung von insgesamt 735 Dosispunkten mit einem gesetzten Gamma Index Kriterium von DTA 1,5 mm und ΔD 2 % (Maximum in der jeweiligen IZ Schicht). Die Übereinstimmung in der frontalen Schicht liegt bei 98,5 %. Die Übereinstimmung in der sagittalen Schicht ist hingegen nur bei 87,6 %. Um die Simulationszeiten zu verkürzen, wird eine weitere Simulation mit reduzierter Anzahl an Teilchen-

schicksale je Beam durchgeführt. Hier zeigte sich in der axialen und frontalen Ebene eine gleichbleibende, sehr gute Übereinstimmung der Dosisverteilung. In der sagittalen Ebene hingegen verbesserte sich das Ergebnis um knapp 2 %. Somit verbesserte sich das gemittelte Ergebnis über die drei Raumebenen auf 95,9 %. Wird die Anzahl der Teilchenschicksale verdoppelt, ändert sich die Übereinstimmung in der axialen und frontalen Schicht kaum. In der sagittalen hingegen verbessert sich das Ergebnis ebenfalls um ca. 2 %. Das gemittelte Ergebnis über die drei Raumebenen erhöht sich somit von $> 95,0$ % auf $\geq 96,0$ %. Die Tabelle 4.16 fasst die Ergebnisse für die drei Isozentrumsebenen und die dazugehörige statistische Unsicherheit im Isozentrumsvoxel in Abhängigkeit der simulierten Teilchenschicksale zusammen.

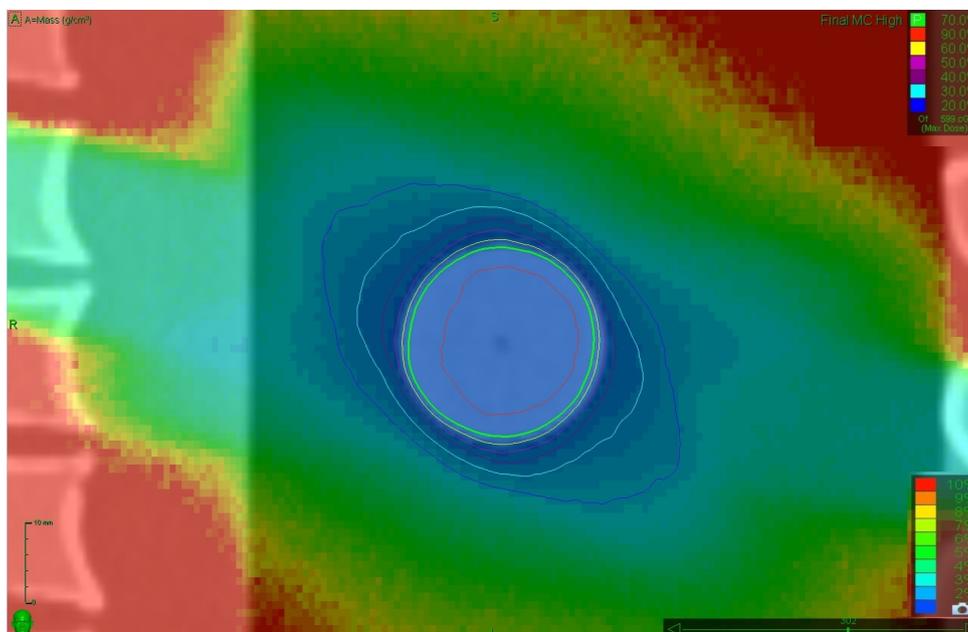


Abbildung 4.25: Ergebnis Dosisverteilung im Lungenphantom in der frontalen Isozentrumsschicht des Planungssystems MC Precision[©] mit Angabe der Unsicherheit in der Dosisberechnung.

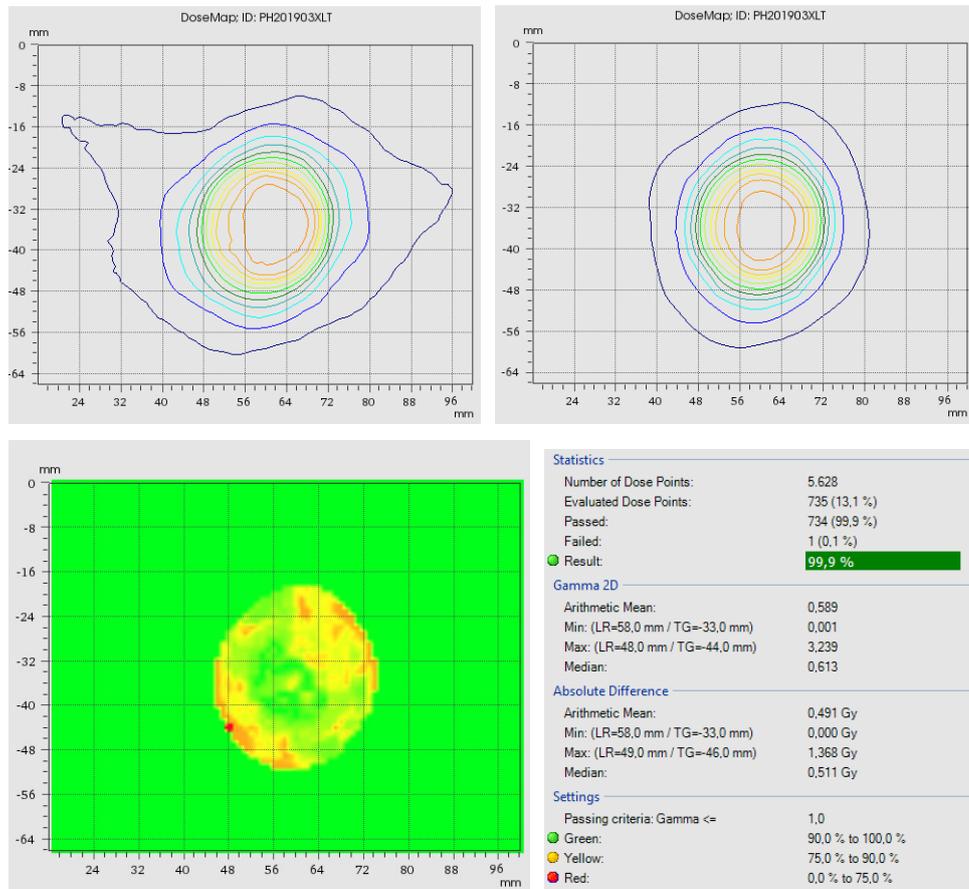


Abbildung 4.26: Ergebnis Gamma Index Analyse mit DTA 1,5 mm und ΔD 2 % (Dosiswerte > 30 %) in der axialen Isozentrumsschicht. Oben links: Dosisverteilung MC Precision[©]. Oben rechts: Dosisverteilung DOSXYZnrc bei $6,75 \cdot 10^9$ simulierten Teilchen. Unten links: Gamma Verteilung mit Fehlerpunkten (rot). Unten rechts: Auswertung der Gamma Index Analyse

Tabelle 4.16: Ergebnis Lungenphantom für die 3 Isozentrumsebenen in Abhängigkeit der Anzahl der simulierten Teilchen (DTA 1,5mm, ΔD 2% und $D > 30\%$). Sowie die zugehörige statistische Unsicherheit im Isozentrum.

Ergebnis der γ Analyse mit DTA 1,5 mm, ΔD 2 %, Dosiswerte > 30 %			
	Anzahl simulierter Teilchen [-]		
Ebene	$3,375 * 10^9$	$6,75 * 10^9$	$13,5 * 10^9$
Axial	99,9 %	99,9 %	100,0 %
Sagittal	89,4 %	87,6 %	89,5 %
Frontal	98,3 %	98,5 %	98,5 %
Mittelwert	95,9 %	95,3 %	96,0 %
statistische Unsicherheit			
Isozentrum	0,48 %	0,34 %	0,24 %

Betrachtet man die Gamma Analyse der sagittalen Ebene genauer, erkennt man das insbesondere im Dosisbereich zwischen 30 % und 40 % große Abweichungen festzustellen sind. Hebt man die untere Dosischwelle auf 35 % des Maximums an, wird auch hier das geforderte Gamma Kriterium DTA 1,5 mm und ΔD 2 % mit einer Übereinstimmung von 94,2 % erfüllt. In der Abbildung 4.27 sind die Ergebnisse für die Simulation mit $13,5 * 10^9$ Teilchen dargestellt.

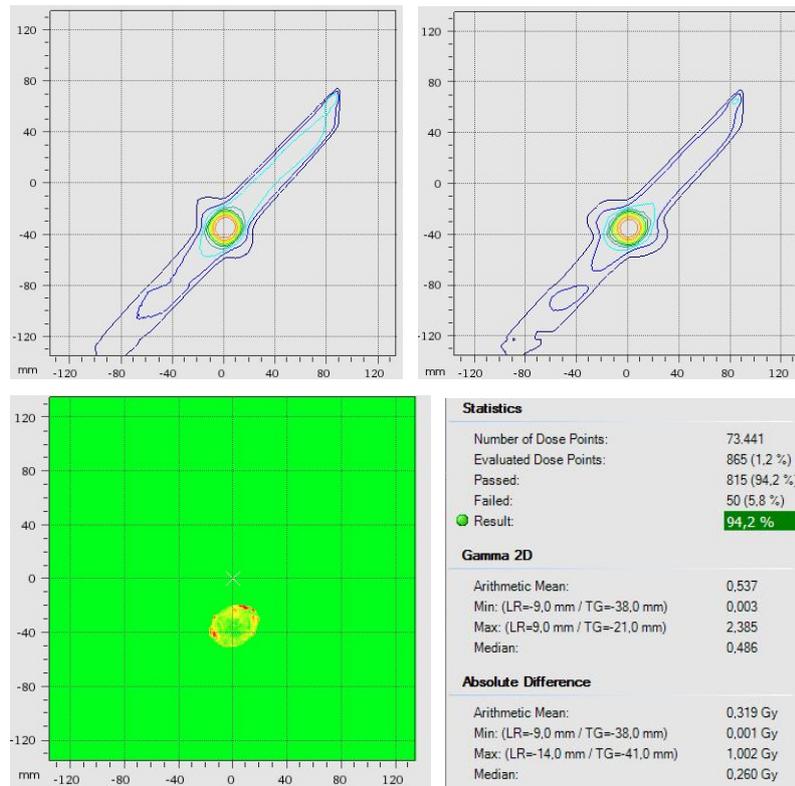


Abbildung 4.27: Ergebnis Gamma Index Analyse mit DTA 1,5 mm und ΔD 2 % (Dosiswerte > 35 %) in der sagittalen Isozentrumsschicht. Oben links: Dosisverteilung MC Precision[©]. Oben rechts: Dosisverteilung DOSXYZnrc bei $13,5 \cdot 10^9$ simulierten Teilchen. Unten links: Gamma Verteilung mit Fehlerpunkten (rot). Unten rechts: Auswertung der Gamma Index Analyse

Kapitel 5

Diskussion

Strahlerkopfmodell

Die Übereinstimmung der Simulation mit den Referenzmessdaten sowohl für die Tiefendosiskurven als auch für die Dosisquerprofile über alle 12 Fixkollimatoren sowie 10 Iriskollimatoren sind mit einem Gamma Index Kriterium von DTA 1 mm und ΔD 1 % sehr gut erfüllt. Lediglich einzelne Werte im Vergleich der Dosisquerprofile des Fix- und Iriskollimators mit 60 mm Durchmesser im zentralen Bereich überschreiten das geforderte Gamma Kriterium. Daher, und aufgrund des geringen Einflusses auf die Dosisquerverteilung, wurde auf eine weitere Verfeinerung des Modells durch Variation des Energiespektrums und Änderung des Streuwinkels des Elektronenstrahls verzichtet [11, 68]. Das Kriterium wurde, abweichend zur Empfehlung der *AAPM-TG 105* [11] und in der Literatur [49, 63] genannte Kriterium von DTA 2 mm und ΔD 2 %, sehr strikt gesetzt. Dies wurde im Hinblick auf die kleinen Feldgrößen des Cyberknife[©] Systems jedoch als sinnvoll erachtet. In der Arbeit aus 2018 von Mackeprang et al. wurde ein Monte Carlo Modell mittels EGSnrc des Nachfolgers Cyberknife[©] M6 mit Multileafkollimator erstellt. Hier wurde das Kriterium zu DTA 1 mm und ΔD 2 % auch für die kleinsten Feldgrößen festgelegt [48]. Dieses Kriterium wurde, außer für die kleinsten Feldgrößen, für die Dosisquerprofile weitestgehend eingehalten. Bei der Tiefendosis hingegen ergab sich eine Abweichung für die kleinste Feldgröße von über 4 % (bei DTA 1 mm). Eine frühere Arbeit zum Vorgängermodell des hier betrachteten Cyberknife[©] VSI von Mognier et al. zeigte vergleichbare Ergebnisse wie in der vorliegenden Arbeit [51]. Dort wurde

ebenfalls das Gamma Kriterium von DTA 1 mm und ΔD 1 % gewählt und für die Dosisquerprofile und Tiefendosiskurven eingehalten. Obwohl es sich um ein Gerät der älteren Baureihe handelt und das Monte Carlo Modell mit dem Softwareprogramm PENELOPE [5] erstellt wurde, ergaben sich ähnliche Quellenparameter. Die kinetische Energie des Elektronenstrahls wurde zu 7,0 MeV und die FWHM zu 0,22 cm bestimmt. Eine Unterscheidung der Halbwertsbreite in x- und y-Richtung wurde nicht vorgenommen. Das Modell wurde lediglich für die Fixkollimatoren, nicht jedoch für die Iriskollimatoren erstellt.

Die ermittelten Abweichungen in den Feldgrößen zwischen Simulation und Messung sind nahezu zu vernachlässigen und liegen bis auf den Fixkollimator mit 35 mm und dem Iriskollimator mit 60 mm unter der Messauflösung von 0,2 mm. In Kapitel 4.2 sind lediglich die gemittelten Abweichungen der simulierten Werte dargestellt. Betrachtet man diese jedoch achsenspezifisch, wird deutlich, dass das Simulationsergebnis teilweise in x-Richtung größer als die Referenz und in y-Richtung kleiner als die Referenzwerte sind. Da durch die fixen Rundkollimatoren nur eine symmetrische Anpassung erfolgt, ist somit keine weitere Verbesserung möglich. Für die Iriskollimatoren gilt dies gleichermaßen. Die Öffnungen in der Upper bzw. Lower Bank sind punkt- bzw. achsensymmetrisch und somit ist keine gezielte Beeinflussung der FWHM in x- bzw. y-Richtung möglich. In Tabelle 5.1 sind hierzu beispielhaft die detaillierten Ergebnisse der kleineren Iriskollimatoren aufgeführt.

Tabelle 5.1: Detaillierte Auswertung der FWHM in x- und y-Richtung (beispielhaft kleine Iriskollimatoren)

Auswertung FWHM (kleine Iriskollimatoren)					
FWHM	10	12,5	15	20	25
X Referenz [mm]	10,01	12,37	14,83	19,80	24,70
X Simulation [mm]	10,20	12,51	14,98	19,95	24,91
Y Referenz [mm]	10,15	12,47	14,95	19,94	24,88
Y Simulation [mm]	9,99	12,31	14,81	19,78	24,69
gemittelte Referenz [mm]	10,08	12,42	14,89	19,87	24,79
gemittelte Simulation [mm]	10,10	12,41	14,90	19,87	24,80
X Abweichung [mm]	0,19	0,14	0,16	0,15	0,21
Y Abweichung [mm]	-0,16	-0,16	-0,14	-0,16	-0,19
gemittelte Abweichung [mm]	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01
rel. Abweichung [%]	0,2	0,01	0,01	0,01	0,01

Die Abweichungen in der Simulation der Outputfaktoren für die Feldgrößen größer 10 mm liegen deutlich unter 1 % und sind für Durchmesser ≥ 20 mm kleiner 0,3 %. Dies ist ein sehr gutes Ergebnis. Insbesondere wenn man die prozentualen Abweichungen der Wiederholungsmessungen gegenüber den Referenzdaten betrachtet. Hier ergeben sich für Feldgrößen ≥ 15 mm stets größere Abweichungen. Lediglich für die kleinsten Kollimatoren mit einem Durchmesser $\leq 12,5$ mm sind die Abweichungen der Wiederholungsmessungen besser. Die maximale Abweichung ergab sich für den kleinsten, simulierten Kollimator mit 5 mm Durchmesser. Diese ist 2,5 % bezogen auf die korrigierten Messwerte. Nach Empfehlung der *AAPM-RSS Medical Physics Practice Guideline 9.a for SRS-SBRT* ist speziell für das Cyberknife[©] eine Übereinstimmung der gemessenen Outputfaktoren von ± 2 % für Feldgrößen > 10 mm und ± 5 % für Feldgrößen ≤ 10 mm zu den Referenzmessdaten gefordert [21]. Der aktuelle Report der *AAPM-TG 157 Beam modeling and beam model commissioning for Monte Carlo dose calculation-based radiation therapy treatment planning* empfiehlt bei der Kommissionierung des Planungssystems eine Übereinstimmung der Monte Carlo Berechnung der Outputfaktoren von ± 2 % (für Felder > 20 mm) [45]. Diese Anforderungen sind für die Simulationsergebnisse der Fix- und Iriskollimatoren durchweg erfüllt. Eine weitere Erhöhung der Anzahl an Teilchenschicksale wurde aufgrund der bereits erzielten Unsicherheit von $< 0,1$ % im betrachteten Volumen nicht durchgeführt.

Tabelle 5.2: Outputfaktoren Fixkollimatoren: Abweichungen Messung und Simulation bzgl. Referenzdaten

Outputfaktoren Fixkollimator 5 mm bis 20 mm						
Größe [mm]	5	7,5	10	12,5	15	20
OF Kommissionierung [-]	0,7249	0,8589	0,9049	0,9363	0,9535	0,9704
OF Aktuell [-]	0,7210	0,8570	0,9000	0,9310	0,9490	0,9680
Proz. Abw. Messung [%]	-0,39	-0,19	-0,49	-0,53	-0,45	-0,24
Proz. Abw. Simulation [%]	-2,53	-1,84	-1,53	-0,92	-0,36	0,08

Outputfaktoren Fixkollimator 25 mm bis 60 mm						
Größe [mm]	25	30	35	40	50	60
OF Kommissionierung [-]	0,9798	0,9869	0,9895	0,9934	0,9977	1
OF Aktuell [-]	0,9750	0,9820	0,9860	0,9900	0,9950	1
Proz. Abw. Messung [%]	-0,48	-0,49	-0,35	-0,34	-0,27	-
Proz. Abw. Simulation [%]	-0,12	-0,07	-0,14	0,25	0	-

Phantome

Bei Einschluss großer Luftkavitäten, Inhomogenitäten sowie Bestrahlungen im Thoraxbereich, insbesondere in der Lunge, ist die Empfehlung aller Fachgesellschaften Dosisberechnungsalgorithmen vom Typ B oder Monte Carlo Simulationen zu verwenden [11, 27, 21]. Wilcox et al. [79] zeigten bereits 2010 in Planungsvergleichen für die Behandlung von Lungentumoren mit dem Cyberknife[©] große Unterschiede in der Zielvolumenabdeckung und empfahlen die konsistente Verwendung des implementierten Monte Carlo Algorithmus in den genannten Bereichen [78]. Ein messtechnischer Vergleich des Ray Tracing Algorithmus mit dem implementierten Monte Carlo Algorithmus wurde in einem, dem Plattenphantom mit lungenäquivalentem Einsatz, ähnlichen Aufbau von verschiedenen Arbeitsgruppen durchgeführt [77, 24, 34]. Bei Heidorn et al. ergab der Vergleich des Ray Tracing Algorithmus zu den Messungen bei einem Gamma Index Kriterium von DTA 1,0 mm und ΔD 2 % ein Ergebnis von 55,4 % ($\pm 2,7$ %). Der Vergleich des implementierten Monte Carlo Algorithmus ergab eine Übereinstimmung von 96,6 % ($\pm 1,2$ %). Dieses Ergebnis repräsentiert die Mittelung über verschiedene Feldgrößen [24]. Aufgrund dessen wurde, in vorliegender Arbeit, bei der Betrachtung der Phantome auf die Dosisberechnung mit dem Ray Tracing Algorithmus des Planungssystems Precision[©] verzichtet.

Plattenphantom mit Lungeneinsatz

Das Plattenphantom mit einem lungenäquivalentem Einsatz wurde in Anlehnung an die Empfehlung der *AAPM TG 105* [11] ausgewählt, um die Dosisberechnung in einem langstreckigen Bereich mit niedriger Dichte zu prüfen. Das Phantom bietet den Vorteil, dass sich an den Bereich niedriger Dichte, eine Region mit wasseräquivalenter Dichte anschließt. So ergibt sich ein zusätzlicher Materialübergang. Außerdem erlaubt der modulare Aufbau den Einschub eines Films, für eine messtechnische Kontrolle. Die Ergebnisse des Stehfeldes mit dem Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser waren in sehr guter Übereinstimmung mit dem Planungssystem Precision[©], vorausgesetzt die Anzahl an simulierten Teilchen ist ausreichend groß. Dies war bei dieser Feldgröße erst mit einer Anzahl von $12 * 10^9$ Teilchen gegeben. Die in BEAMnrc generierte

phasespace Datei des Fixkollimators hat eine Dateigröße von ca. 46 GB und beinhaltet ca. $1,7 \times 10^9$ Teilchen. Diese werden wiederverwendet, bis die angegebene Gesamtanzahl erreicht ist. Setzt man die Simulation mit 12×10^9 Teilchen als Referenz und vergleicht die Ergebnisse mit einer reduzierten Anzahl an Teilchen, ist bereits bei einer Halbierung der Teilchenanzahl eine deutliche Änderung zu erkennen. In Abbildung 5.1 ist das Resultat einer exemplarischen Gamma Analyse mit einem sehr strikten Kriterium von DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % (lokal) dargestellt. Die Übereinstimmung liegt hier bei knapp 94 %. Bei einer weiteren Reduktion fällt die Übereinstimmung deutlich ab.

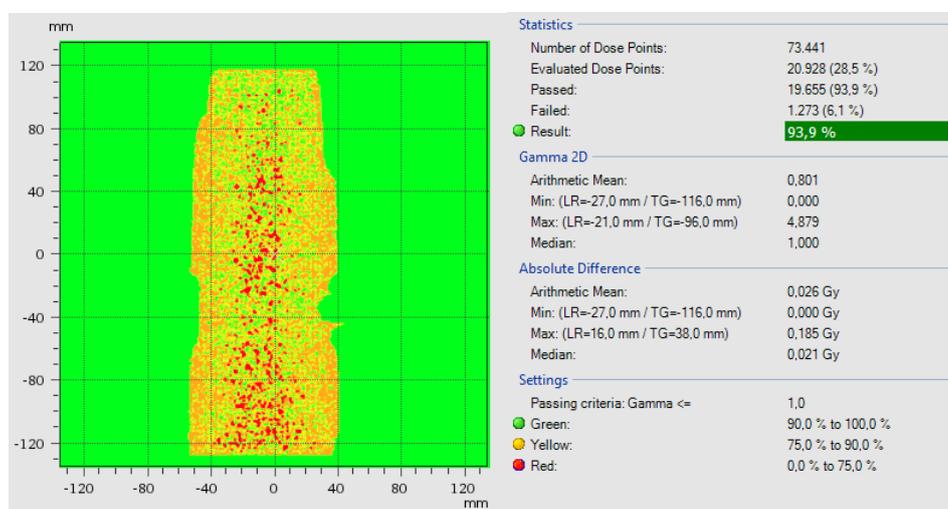


Abbildung 5.1: Ergebnis Plattenphantom Fix 60 mm: Gamma Index Analyse mit DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % lokal (Dosiswerte > 5 %) in der sagittalen Isozentrumsschicht der Simulation mit 6×10^9 Teilchen vs. Simulation mit 12×10^9 Teilchen. Links: Gamma Verteilung mit Fehlerpunkten (rot). Rechts: Auswertung der Gamma Index Analyse.

Die Resultate der Gamma Analyse des kleineren Feldes mit einem Durchmesser von 10 mm hingegen zeigten, dass hier bereits eine deutliche geringere Anzahl an Teilchenschicksale ausreicht. Vergleicht man die Dosisverteilung der Simulation mit $0,75 \times 10^9$ Teilchen mit der Simulation mit 3×10^9 Teilchen ist selbst bei einem sehr strengen Gamma Index Kriterium von DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % (lokal) die Übereinstimmung bei über 4500 evaluierten Punkten immer noch über 99 % (siehe Abbildung 5.2). Somit wäre in diesem Fall eine weitere Reduktion der Teilchen und somit eine Zeiteinsparung möglich.

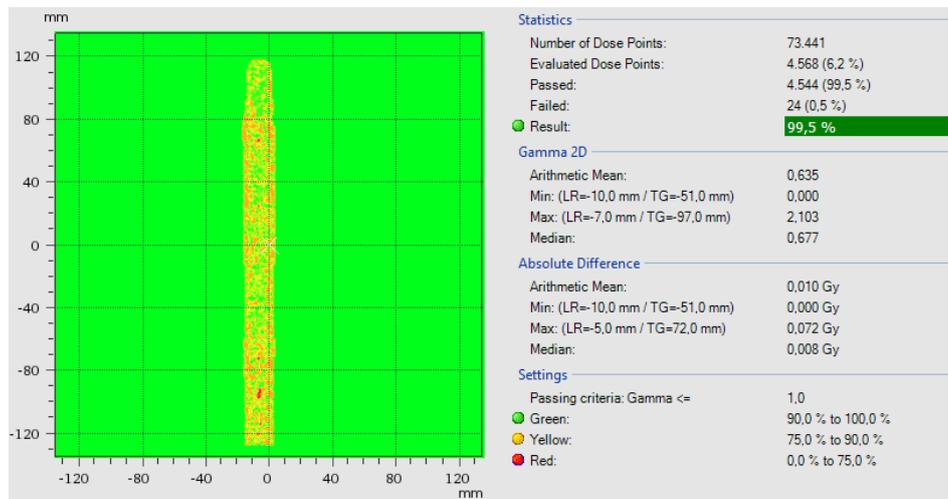


Abbildung 5.2: Ergebnis Plattenphantom Fix 10 mm: Gamma Index Analyse mit DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % lokal (Dosiswerte > 5 %) in der sagittalen Isozentrumsschicht der Simulation mit $0,75 \cdot 10^9$ Teilchen vs. Simulation mit $3 \cdot 10^9$ Teilchen. Links: Gamma Verteilung mit Fehlerpunkten (rot). Rechts: Auswertung der Gamma Index Analyse.

Schädelphantom

Für das Schädelphantom wurde der Fixkollimator mit 10 mm Durchmesser verwendet. Trotz der guten Ergebnisse aus vorangegangenem Kapitel wurde zunächst eine Simulation mit $1,5 \cdot 10^9$ Teilchen pro Beam durchgeführt (in Summe $7,5 \cdot 10^9$). Da die Felder isozentrisch eingestrahlt werden, überlagern sich diese im Isozentrum und führen somit im Hochdosisbereich zu einer deutlich besseren Statistik. Die Variation der Anzahl der Teilchenschicksale zeigte jedoch, dass eine Reduktion um den Faktor 4 möglich ist, bei gleichbleibendem Ergebnis. Führt man hier ebenfalls eine Gamma Analyse mit einem sehr strikten Kriterium von DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % (lokal) durch, ist immer noch eine Übereinstimmung von knapp 99,9 % mit dem Ergebnis der 4-fach zeitintensiveren Simulation gegeben (siehe Tabelle 5.3 linke Spalte). Somit wäre auch in diesem Fall eine weitere Reduktion der Teilchenanzahl und folglich eine Zeiteinsparung möglich. Die Arbeit von Reynaert et al. beschreibt ähnliche Übereinstimmungen von Dosisverteilungen im intrakraniellen Bereich [59]. Das Strahlerkopfmodell wurde ebenfalls mit BEAMnrc/ EGSnrc erstellt und in eine automatisierte Monte Carlo basierte Qualitätssicherungsplattform (Moderato) für das Cyberknife[©] implementiert [72, 71]. Hier erfolgte der Vergleich

zwischen dem Ergebnis des Planungssystems Precision[©] und Moderato jedoch anhand eines Dosisvolumenhistogramms des Zielvolumens. Die Abweichungen lagen für intrakranielle Zielvolumen unterhalb 2 % für die $D_{50\%}$ des Zielvolumens ($D_{50\%}$ entspricht dem Dosiswert, welche 50 % des Volumens erhält).

Tabelle 5.3: Ergebnis Schädelphantom: Gamma Index Analyse mit DTA 0,5 mm und ΔD 0,5 % lokal (Dosiswerte $> 5\%$) in den Isozentrumsschichten bezogen auf die Simulation mit $7,5 \cdot 10^9$ Teilchen. In der linken Spalte ist das Ergebnis für $1,875 \cdot 10^9$ und in der rechten Spalte für $3,75 \cdot 10^9$ Teilchen dargestellt.

Ergebnis γ Analyse mit DTA 0,5 mm, ΔD 0,5 % (Dosiswerte $> 5\%$)		
	Anzahl simulierter Teilchen [-]	
Ebene	$1,875 \cdot 10^9$	$3,75 \cdot 10^9$
Axial	99,9 %	99,9 %
Sagittal	100,0 %	100,0 %
Frontal	100,0 %	100,0 %

Die Ergebnisse aus Kapitel 4.3.2 zeigten, dass insbesondere im Übergangsbereich von Knochen bzw. Gewebe zu Luft die Fehlerpunkte lagen. Die Herabsetzung des Dosiswellenwerts machte dies in Abbildung 4.23 sehr gut sichtbar. Betrachtet man allerdings die Unsicherheit der MC Berechnung des Planungssystems Precision[©], ist genau an diesen Stellen die Unsicherheit erhöht und erreicht Werte von über 5 %. Somit lassen sich die Fehlerpunkte zunächst erklären. Geht man einen Schritt weiter und senkt die Dosiswellenwert auf 0 % ab, wird deutlich, dass die Fehlerpunkte nicht an den Grenzflächen liegen, sondern vielmehr in den Luftkavitäten. Hier jedoch nicht in allen Bereichen, wie bspw. in der rechten, frontalen Nasenöffnung (siehe Abbildung 5.3, schwarze Pfeilmarkierungen). Hier wird das Gamma Kriterium scheinbar erfüllt, obwohl die Unsicherheit in der Dosisberechnung des Planungssystems Precision[©] ebenfalls bei ca. 5 % liegt. Da bei der Absenkung des Schwellwertes nunmehr über 73000 Punkte evaluiert werden, ergibt sich trotzdem ein Ergebnis von 99,3 % (siehe Abbildung A.76 im Anhang A.9). Das Beispiel zeigt, dass die Wahl des Dosiswellenwerts mit Bedacht getroffen werden sollte und der Fokus auf die klinisch relevanten Dosiswerte gelegt werden sollte. Die Arbeitsgruppe um Mackeprang et al. [48] verifizierte daher die Ergebnisse der Dosisberechnung ihres MC Modells anhand von Filmmessungen für Dosiswerte $\geq 50\%$. Der Schwellwert und das Gamma Kriterium von DTA 2 mm und ΔD 2 % wurden

nach den Vorgaben der *AAPM TG 135* gewählt [16].

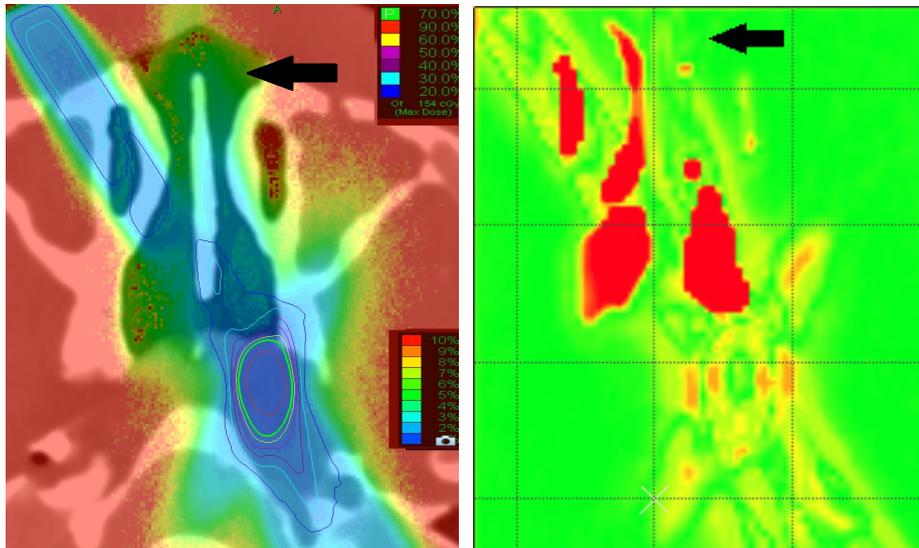


Abbildung 5.3: Ergebnis Gamma Index Analyse mit DTA 1 mm und ΔD 2 % (Dosiswerte ≥ 0 %) in der axialen Isozentrumsschicht bei $7,5 \cdot 10^9$ simulierten Teilchen. Links: Dosisverteilung Precision[©] mit Angabe der Unsicherheit. Rechts: Gamma Verteilung mit Fehlerpunkten (rot).

Lungenphantom

Die Ergebnisse der Lungenphantom Simulation zeigten ebenfalls eine gute Übereinstimmung im Bereich des Zielvolumens und für Dosiswerte größer 30 %. Lediglich die Auswertung der sagittalen Isozentrumsschicht war für diesen Schwellwert kleiner 90 %. Wird die untere Evaluationsschwelle um lediglich 5 % angehoben, ist auch hier die Übereinstimmung bei über 94 %. Dies zeigt wiederum die Relevanz des unteren Dosisbereichs und der Definition welcher Dosisbereich betrachtet werden soll [16]. Auf der anderen Seite stellt sich die Frage, ob die Abweichungen erneut auf Unsicherheiten in den MC Simulationen zurückzuführen sind. Die Unsicherheiten in der Monte Carlo Berechnung des Planungssystems Precision[©] liegen in diesem Bereich zwischen 2 % und 3 %. Siehe hierzu Abbildung A.77 im Anhang A.10. Durch Erhöhung der Teilchenschicksale konnte eine Verbesserung der Übereinstimmung in der sagittalen Isozentrumsschicht um 2 % erzielt werden. Auf der anderen Seite führte eine Reduktion um den Faktor 2 bei den simulierten Teilchen ebenfalls zu einer Verbesserung um 2 % (siehe Tabelle 4.16 in Kapitel 4.3.3). Somit scheint die

Abweichung nicht nur stochastischer Natur zu sein, sondern evtl. auf die Unterschiede in den MC Transportparametern begründet zu sein. Die Arbeitsgruppe um Reynaert et al. beobachtete ebenfalls größere Abweichungen (ca. 6 %) für das 50 % Zielvolumen. Für das Lungengewebe und die Niedrigdosisverteilungen sind keine direkten Angaben gemacht, allerdings ist dem DVH zu entnehmen, dass auch hier die Abweichungen in diesem Bereich liegen [59]. Als Folge dessen, wurde die untere Energieschwelle des Elektronentransports "GLOBAL ECUT" von 10 keV auf 50 keV erhöht. Anschließend wurde eine bessere, allerdings nicht detaillierter beschriebene, Übereinstimmung erzielt. Unerwähnt ist die Anzahl und Anordnung der eingestrahlten Beams. Der Abbildung ist jedoch eine gleichmäßige Verteilung der Niedrigdosis zu entnehmen. Dies ist am Cyberknife[©] erst durch die Verwendung von deutlich mehr als 9 Beams möglich. In der aktuellen Arbeit aus 2019 von Mackeprang et al. [47] wurden klinische Lungenpläne nachberechnet und mit dem Ergebnis des Planungssystems Precision[©] verglichen. Es wurde zum einen eine 3D Gamma Analyse mit einem Kriterium von DTA 1 mm und ΔD 2 % (global) durchgeführt, zum anderen die Abweichung der mittleren Dosis im Zielvolumen und relevanter Risikoorgane betrachtet. Die Abweichungen der mittleren Dosis waren in den einzelnen Volumina stets kleiner 2,5 %. Das Gamma Kriterium wurde für alle sieben Fälle mit einem Ergebnis von > 98 % erfüllt. Dieses Ergebnis ist sehr gut, aber kann leider nicht direkt mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit verglichen werden, bei der eine zweidimensionale Auswertung der Isozentrumsebenen durchgeführt wurde. Vorteilhaft im Sinne der Übereinstimmung ist sicherlich die Betrachtung des gesamten dreidimensionalen Dosiswürfels. Hier wird das Kriterium nicht auf eine einzelne Schicht limitiert, sondern betrachtet die angrenzenden Voxel in allen Raumebenen und führt so zu besseren Ergebnissen [58]. Insbesondere bei nonkoplanaren Einstrahlrichtungen, da hier die Dosisbeiträge der einzelnen Beams im zweidimensionalen nur partiell ausgewertet werden. Dieser Effekt wird mit dem Abstand zum Isozentrum weiter verstärkt, falls die gewählte Ebene den einzelnen Strahl schräg schneidet. Im Gegensatz zur vorliegenden Arbeit mit 9 Beams, wurden bei Mackeprang et al. klinische Fälle mit meist mehr als 20 Beams ausgewertet. Dies führt zu einer gleich verteilten Niedrigdosis um das Zielvolumen und reduziert stark ausgeprägte Dosisausziehungen aufgrund weniger Beams. Genau diese führten jedoch in vorliegender Arbeit zu den stärksten Abweichungen, wie in der

sagittalen Isozentrumsebene zu sehen ist. Die untere Energieschwelle des Elektronentransports ist wie in vorliegender Arbeit zu 700 keV gesetzt und weicht somit deutlich von der geänderten Schwelle von Reynaert et al. [59] ab.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war die Erstellung eines vollständigen Strahlerkopfmodells des Cyberknife[®] VSI Systems (Fa. Accuray, Sunnyvale, CA, USA) mit Hilfe des Softwarepakets EGSnrc. Dies wurde anhand von messtechnisch bestimmten Referenzdaten validiert. Die Referenzdaten wurden analog der Messungen im Rahmen der Kommissionierung wiederholt, um die Messunsicherheit bei der Verwendung derselben Messmittelkombination zu berücksichtigen. Zusätzlich wurden die Messungen mit einem weiteren, für den Messzweck geeigneten Detektor, durchgeführt. Die Ergebnisse der Monte Carlo Simulation von Dosisquerprofilen und Tiefendosiskurven lagen hierbei nicht nur im Toleranzbereich der zwei Detektoren, sondern lagen vielmehr im Toleranzbereich der Wiederholmessungen des für die Erstellung herangezogenen Detektors. Diese Übereinstimmung gilt für alle klinisch relevanten Feldgrößen des Fix- und Iriskollimators gleichermaßen. Somit ist das Strahlerkopfmodell bestens geeignet um bei kritischen Tumorlokalisationen als Referenz für die Dosisberechnung eingesetzt zu werden. Im Vergleich zum implementierten MC Algorithmus wurden in dieser Arbeit die Dosisquerprofile in x- und y-Richtung separat betrachtet und zur Deckung mit der korrespondierenden Messung gebracht. Im Planungssystem Precision[®] werden hingegen Vereinfachungen getroffen und die x- und y-Profilen gemittelt, gespiegelt und anschließend ein gemittelt Halprofil erstellt. Bei Betrachtung der Fixkollimatoren sind diese Abweichungen gering und in einer klinischen Feldanordnung mit bis zu über einhundert Beams aus unterschiedlichen Einstrahlrichtungen und Kollimatordrehungen vernachlässigbar. Bei den Iriskollimatoren führt diese vereinfachte Betrachtung der

zwei Dosisquerprofile jedoch zu größeren Abweichungen, da hier eine kreisrunde Öffnung angenommen wird, obwohl die tatsächliche Öffnung einem Zwölfeck entspricht. Insbesondere im äußeren Halbschattenbereich dürfte es Abweichungen geben. Obwohl der absolute Dosiswert in diesem Randbereich im Vergleich zur Feldmitte deutlich geringer ist, ist insbesondere dort eine exakte Dosisberechnung aufgrund der angrenzenden Risikoorgane nötig. Ausgehend von dieser Arbeit wäre eine genauere Betrachtung der berechneten Randdosis des MC Algorithmus des Planungssystem Precision[©] im Vergleich zum entwickelten MC Modell sowie einer messtechnischen Überprüfung interessant.

Das zweite Ziel dieser Arbeit war das Strahlerkopfmodell als unabhängige Dosisberechnung in der Qualitätssicherung zur Planverifikation einzusetzen. Dies konnte anhand von einfachen, jedoch repräsentativen, Berechnungen für den intrakraniellen sowie für den extrakraniellen Bereich gezeigt werden. Für die klinische Routine gilt es nun die einzelnen Prozesse zu optimieren. Hierzu müssten, abweichend von der in Kapitel 5 beschriebenen Vorgehensweise, die CT Daten zunächst in das Planungssystem Precision[©] transferiert und der reguläre Planungsprozess durchgeführt werden. Nach Planfreigabe ermöglicht das Planungssystem den Export der CT Daten, relevante Strukturen sowie den dreidimensionalen Dosiswürfel im DICOM Format (DICOM RT Daten). An diesen Export anschließend müsste eine automatisierte Aufbereitung der Daten für DOSXYZnrc implementiert werden, welche die in Kapitel 3.7.1 beschriebenen Funktionen enthält. Um für die klinische Routine eine akzeptable Rechenzeit bei Patienten-Plänen mit bis zu einhundert Beams zu erhalten, müsste die Teilchenanzahl je Beam drastisch reduziert werden. Die Reduktion der Teilchenanzahl führt allerdings zu einer Erhöhung der Unsicherheit in der Dosisberechnung, insbesondere im Bereich niedriger Dosiswerte. Wird dieser Bereich jedoch ausgeblendet und der Fokus der Planverifikation auf den Hochdosisbereich gelegt, ist eine Reduktion der Teilchenanzahl je Beam möglich. Eine Auswertung der Dosiswerte $> 50\%$ der Maximaldosis wird auch von der *AAPM TG 135* [16] für das Cyberknife[©] empfohlen und, wie in Kapitel 5 beschrieben, von Mackeprang et al. umgesetzt [48]. Im Planungssystem Precision[©] ist eine statistische Unsicherheit in der Dosisberechnung von max. 1 % im Dosismaximum erreichbar. Setzt man dies für die eigene Monte Carlo Berechnung voraus, erlaubt dies bspw. bei der Dosisberechnung im Schädelphantom aus Kapitel 4.3.2 eine weitere Reduktion der Teilchenschicksale auf

$0,234375 \cdot 10^9$ Teilchen bei einer Unsicherheit von 0,92 % im Isozentrumsvoxel. Werden alle weiteren Parameter belassen, führt dies zu einer reinen Simulationszeit von 7,5 Minuten pro Beam auf einem, wie in Kapitel 3.5 vorgestellten, PC. Für einen typischen klinischen Fall, wie bspw. die Bestrahlung einer Hirnmetastase mit 80 Beams, wäre die Simulation somit innerhalb von 10 Stunden möglich. Werden beide PCs eingesetzt, reduziert sich die Zeit entsprechend um den Faktor 2 auf 5 Stunden. Basierend auf den Parametern des Lungenphantoms ergibt sich für die Berechnung eines typischen Behandlungsplans einer Lungenmetastase mit 100 Beams eine Simulationszeit von ca. 22,5 Stunden auf einem PC. Wird die statistische Unsicherheit in der Dosisberechnung auf 2 % im Dosismaximum erhöht, wie von Mackeprang et al. durchgeführt [47], ist eine weitere Reduktion der Teilchenanzahl um den Faktor 4 möglich. Im Falle einer solitären Hirnmetastase mit 80 Beams führt dies zu reinen Simulationszeiten von 2,5 Stunden auf einem PC bzw. 75 Minuten auf zwei PCs. Im dargestellten Fall einer Lungenmetastase wiederum zu ca. 5,6 Stunden auf einem PC respektive 2,8 Stunden bzw. 170 Minuten auf beiden PCs. Diese Zeitspanne für die reine Simulation lässt sich in den klinischen Alltag bestens integrieren.

Für den Einsatz in der Qualitätssicherung als Planverifikation ist die, in dieser Arbeit vorgestellte, Betrachtung und Evaluation einzelner repräsentativer Schichten ausreichend. Für klinische Fragestellungen hingegen, wäre die Betrachtung und Auswertung der dreidimensionalen Dosisverteilung in den Zielvolumina bzw. in den Risikoorganen wünschenswert. Erfolgt die Berechnung mit dem entwickelten MC Modell auf den exportierten DICOM RT Daten des Planungssystems Precision[©] sind alle relevanten Strukturen vorhanden. Die weitere dreidimensionale Betrachtung und Auswertung der Dosisvolumenhistogramme lassen sich bspw. im Planungssystem EclipseTM der Fa. Varian Medical Systems, Inc. (Palo Alto, CA, USA) bzw. in der Software PlanIQTM der Fa. Sun Nuclear (Melbourne, FL, USA) durchführen. Wird der Datentransfer zwischen diesen Planungssystemen durch eine automatisierte Schnittstelle erweitert, lässt sich das in dieser Arbeit entwickelte MC Modell vollständig in den klinischen Alltag integrieren und erlaubt nun, durch die mögliche Überprüfung der originären Dosisberechnung in der Patientengeometrie, die verbleibende Unsicherheit in der Gesamtkette der Hochpräzisionsbestrahlung weiter zu minimieren.

Anhang A

Anhang

A.1 BEAMnrc Eingabe Daten: Aufbau Strahlerkopf Fixkollimatoren

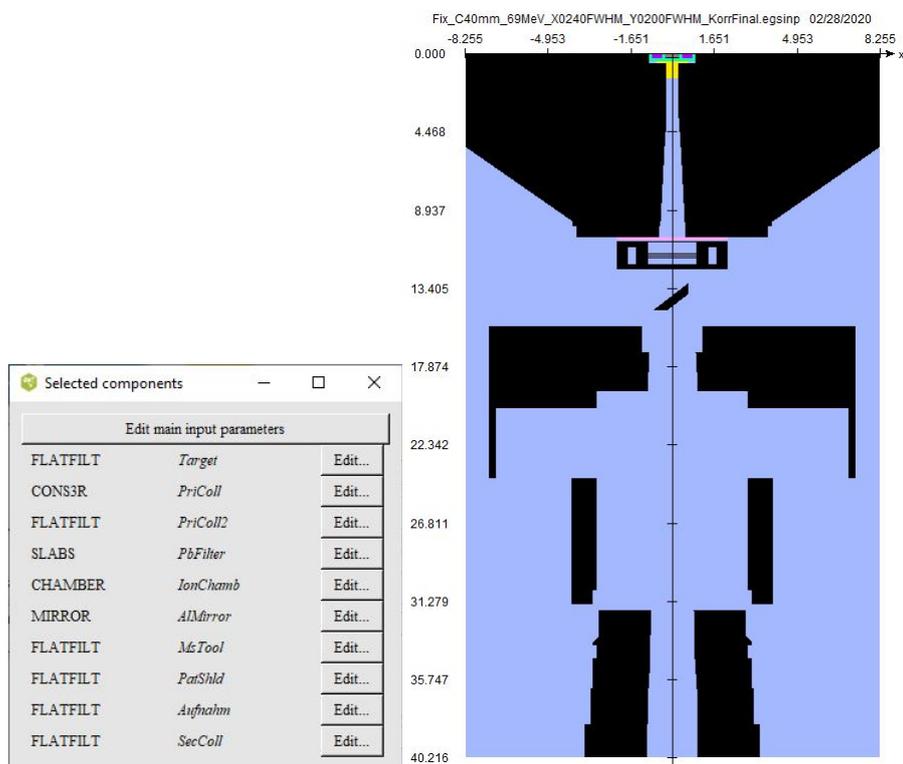


Abbildung A.1: BEAMnrc Component Modules- Strahlerkopf komplett: Übersicht der verwendeten Component Modules für die Fixkollimatoren. Abhängig von der gewählten Feldgröße wird das letzte CM SekColl (Sekundärkollimator) eingesetzt. Es gibt 12 verschiedene Fix-Sekundärkollimatoren.

A.1. BEAMNRC EINGABE DATEN: AUFBAU FIXKOLLIMATOREN 116

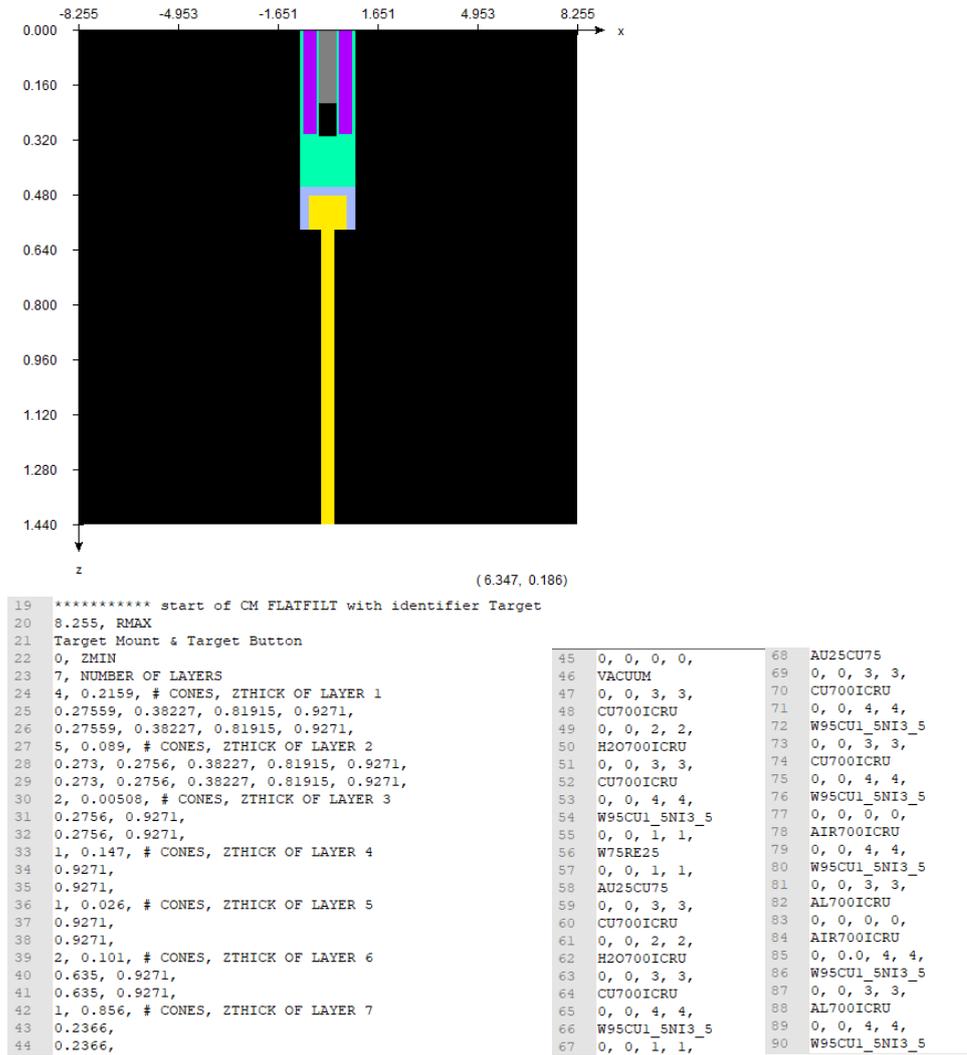


Abbildung A.2: BEAMnrc Component Modules: Target

A.1. BEAMNRC EINGABE DATEN: AUFBAU FIXKOLLIMATOREN 117

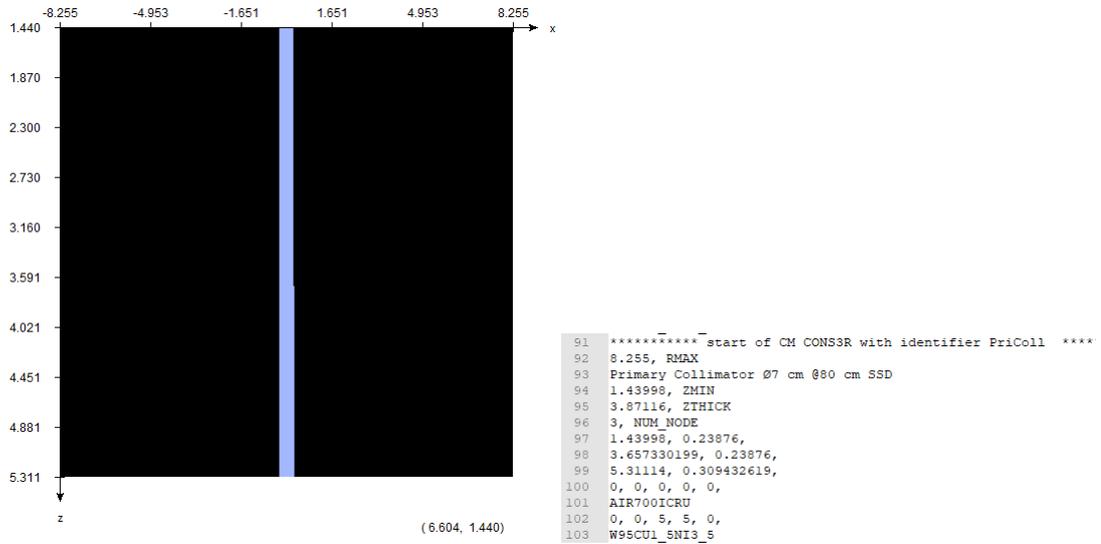


Abbildung A.3: BEAMnrc Component Modules: PriColl

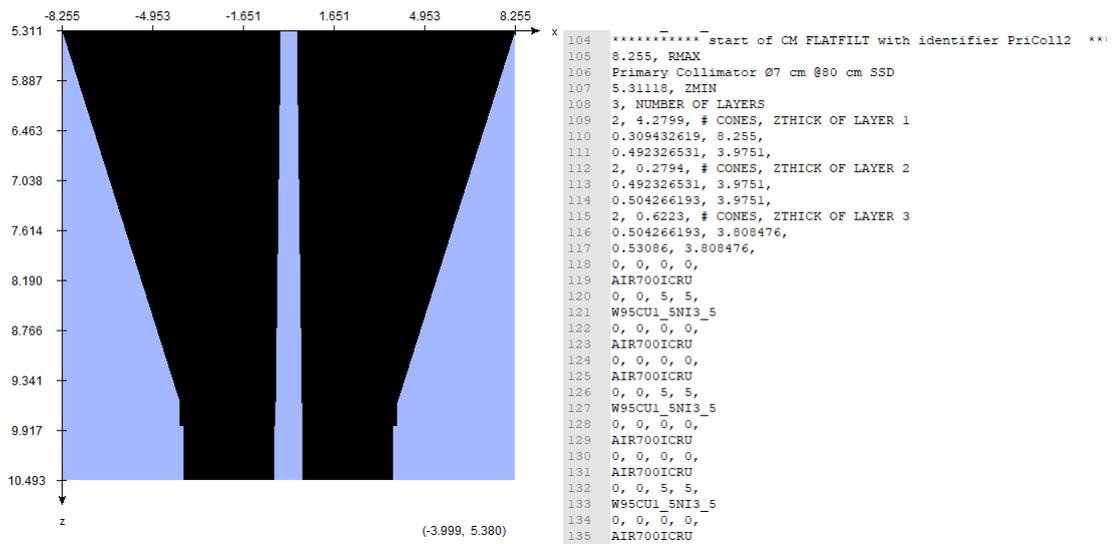


Abbildung A.4: BEAMnrc Component Modules: PriColl2

A.1. BEAMNRC EINGABE DATEN: AUFBAU FIXKOLLIMATOREN 118

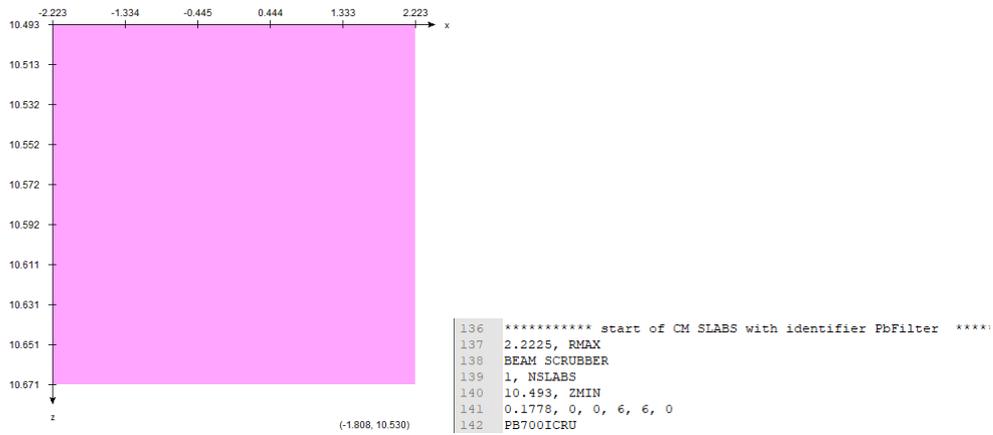


Abbildung A.5: BEAMnrc Component Modules: PbFilter



Abbildung A.6: BEAMnrc Component Modules: IonChamb

A.1. BEAMNRC EINGABE DATEN: AUFBAU FIXKOLLIMATOREN 119

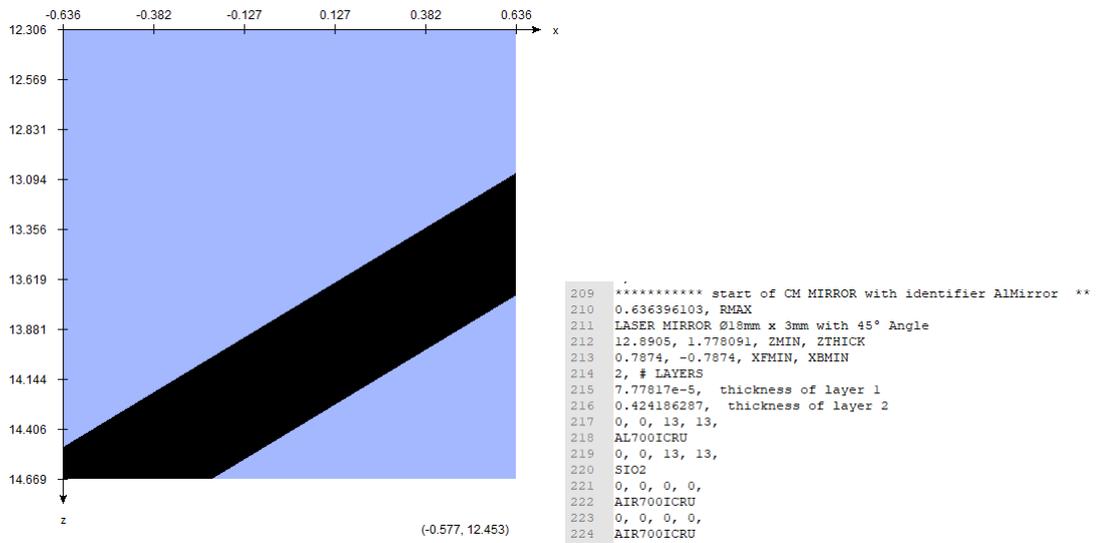


Abbildung A.7: BEAMnrc Component Modules: AlMirror

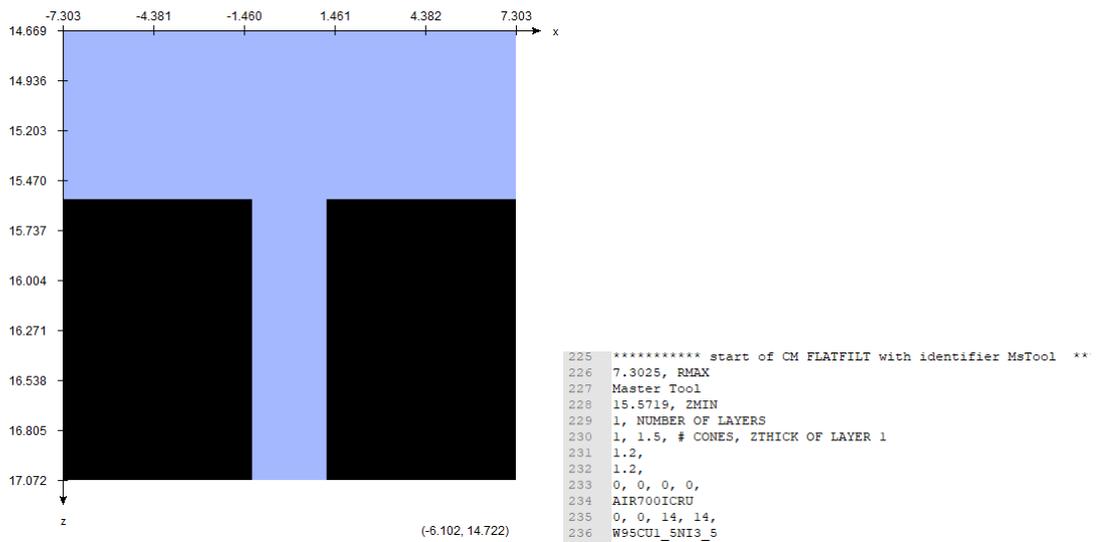


Abbildung A.8: BEAMnrc Component Modules: MsTool

A.1. BEAMNRC EINGABE DATEN: AUFBAU FIXKOLLIMATOREN 120

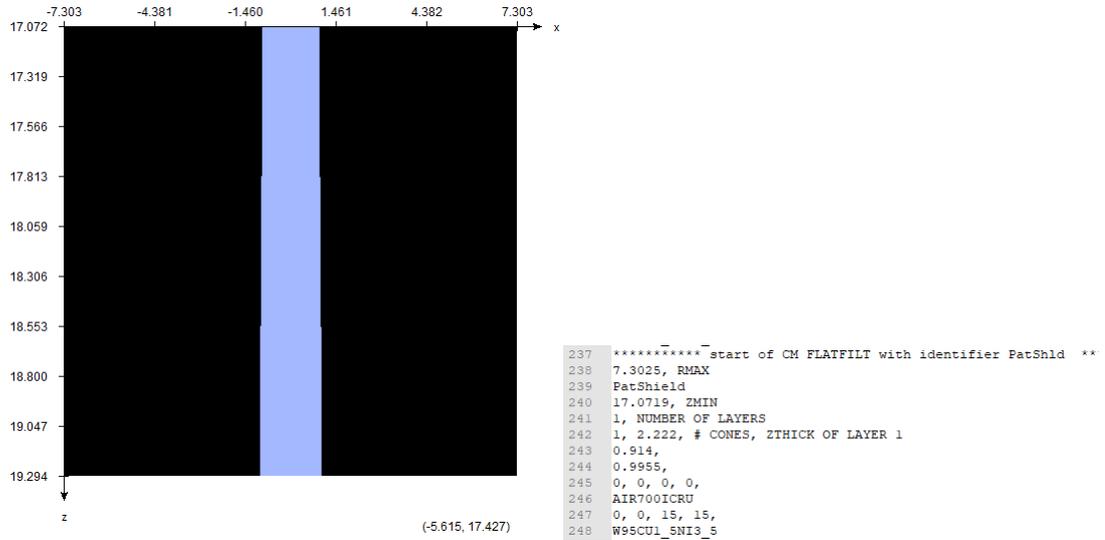


Abbildung A.9: BEAMnrc Component Modules: PatShld

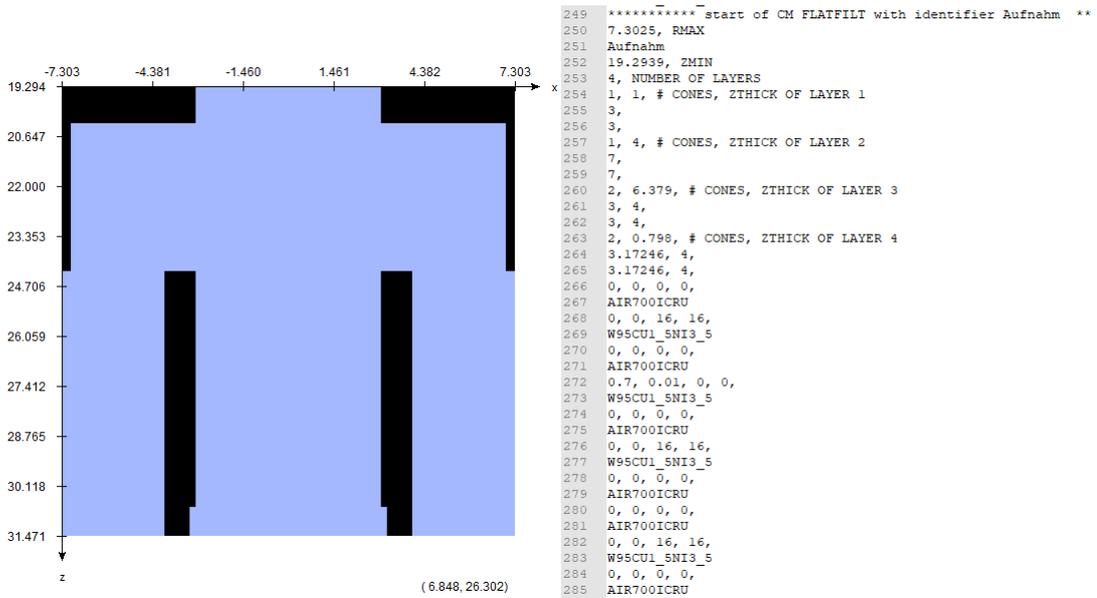


Abbildung A.10: BEAMnrc Component Modules: Aufnahm

A.1. BEAMNRC EINGABE DATEN: AUFBAU FIXKOLLIMATOREN 121

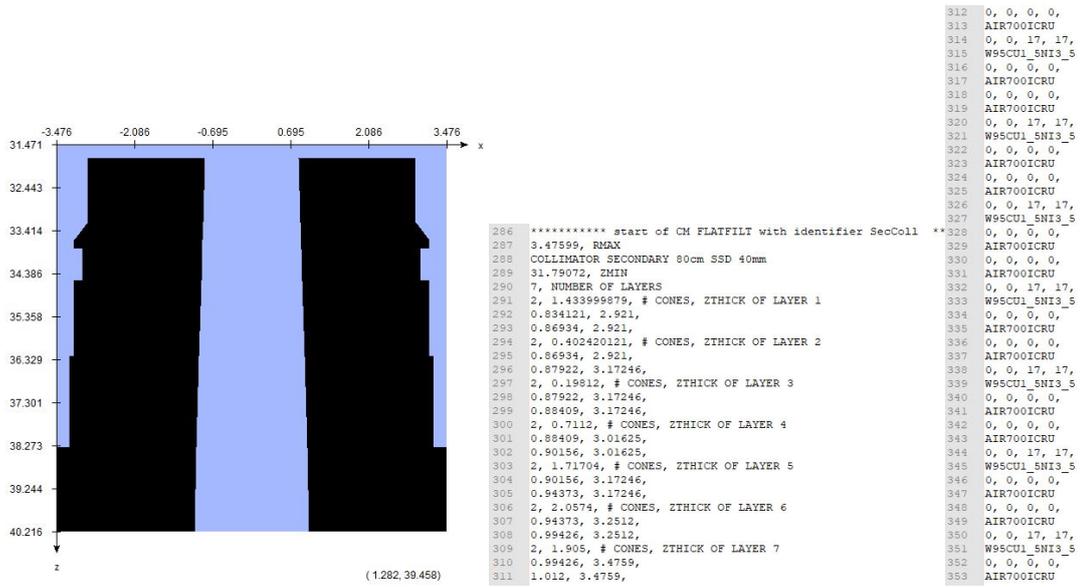


Abbildung A.11: BEAMnrc Component Modules: SekColl (40 mm)

A.2 BEAMnrc Eingabe Daten: Parameter der zwölf Fix-Sekundärkollimatoren



Abbildung A.12: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 60 mm Durchmesser (Fix)

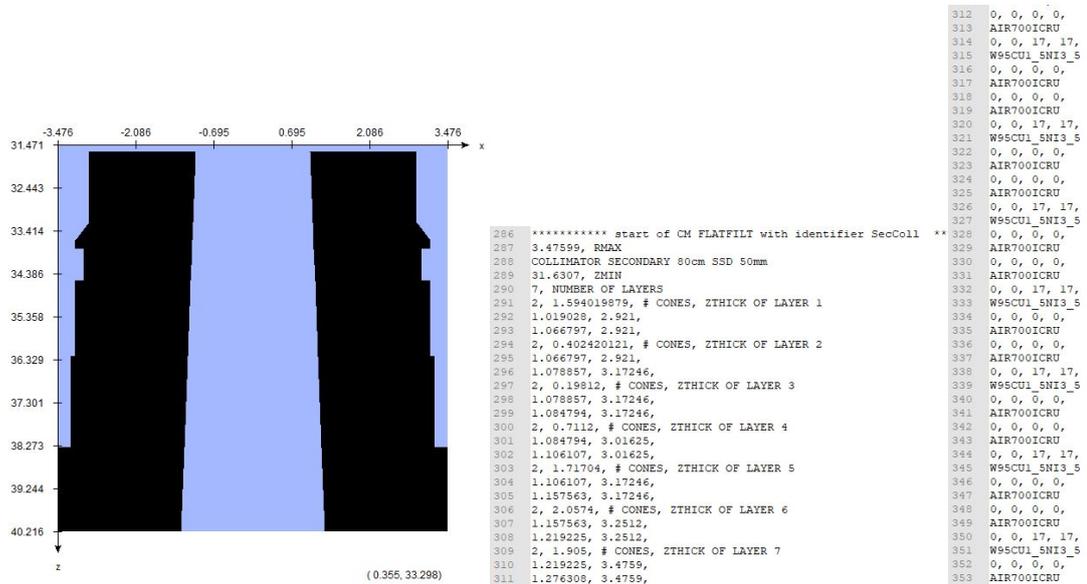


Abbildung A.13: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 50 mm Durchmesser (Fix)

A.2. BEAMNRC EINGABE DATEN: SEK. KOLLIMATOREN (FIX) 123

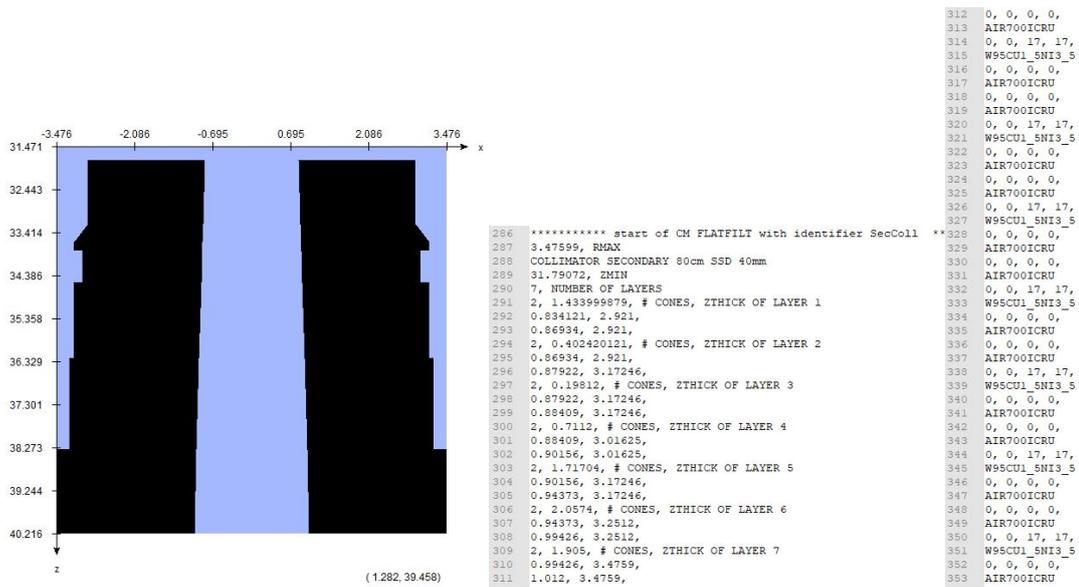


Abbildung A.14: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 40 mm Durchmesser (Fix)



Abbildung A.15: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 35 mm Durchmesser (Fix)

A.2. BEAMNRC EINGABE DATEN: SEK. KOLLIMATOREN (FIX) 124

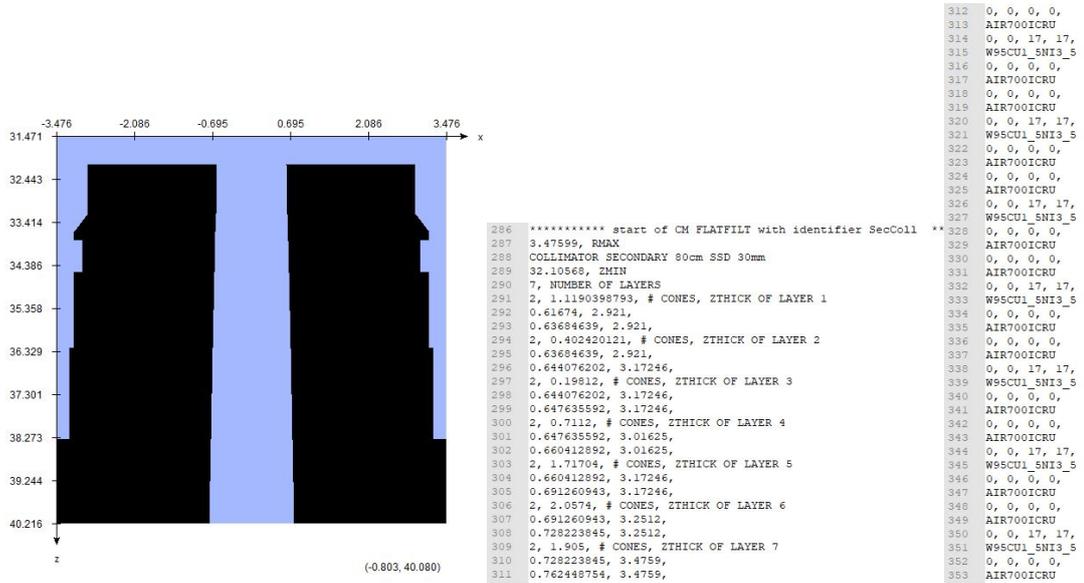


Abbildung A.16: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 30 mm Durchmesser (Fix)

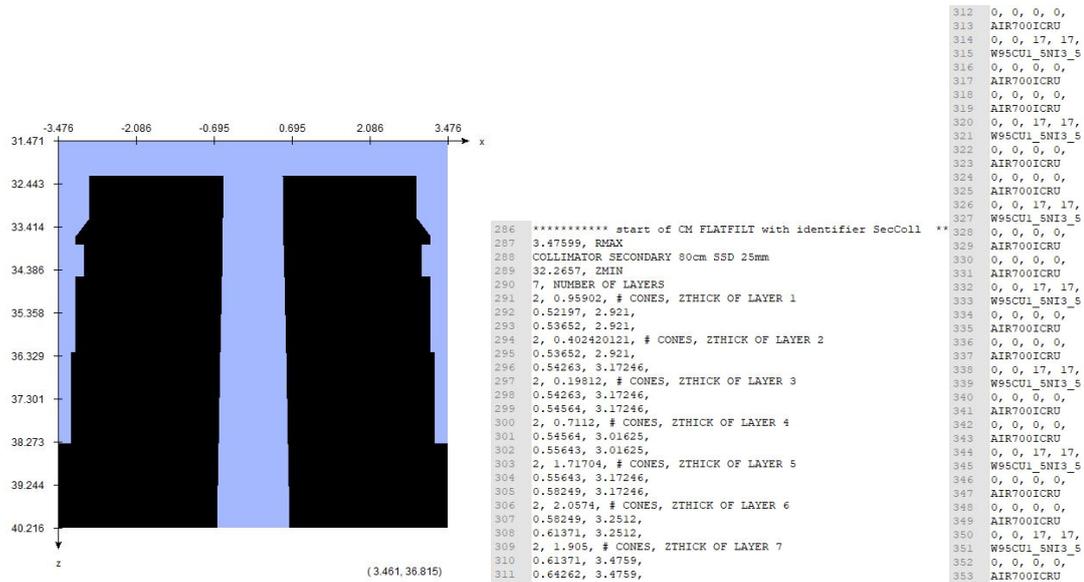


Abbildung A.17: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 25 mm Durchmesser (Fix)

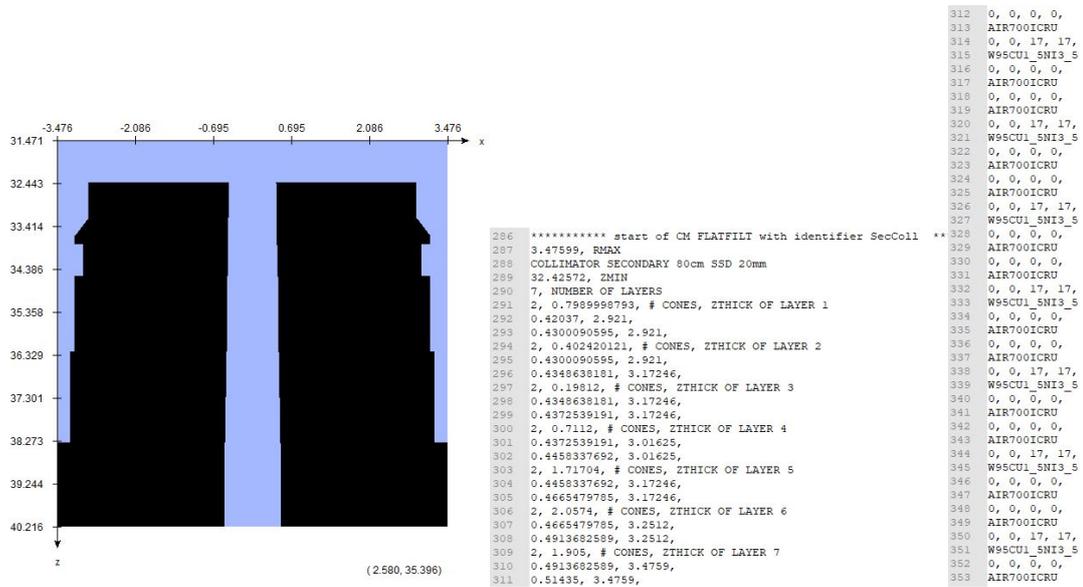


Abbildung A.18: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 20 mm Durchmesser (Fix)

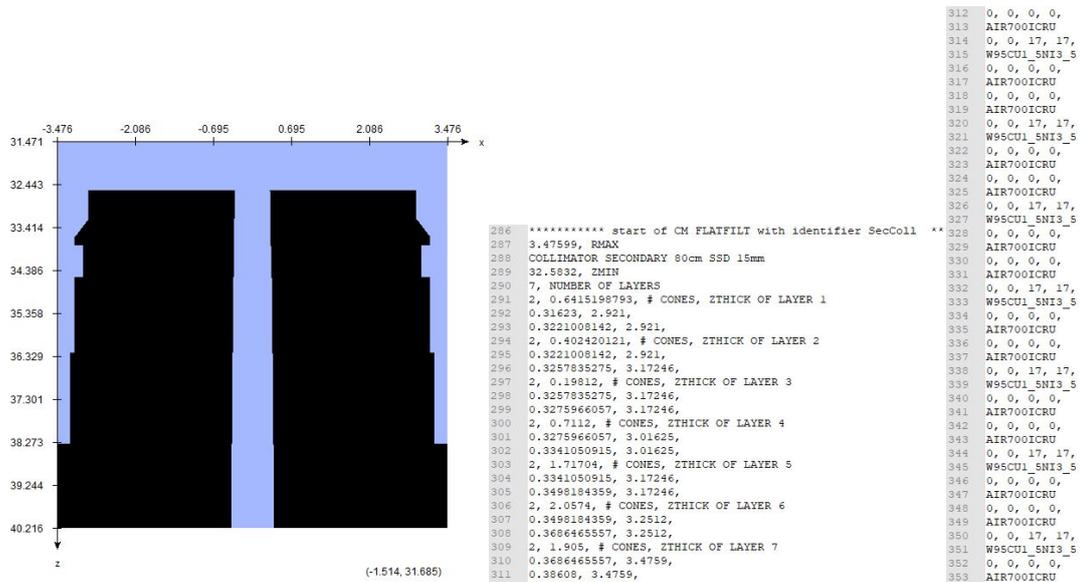


Abbildung A.19: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 15 mm Durchmesser (Fix)

A.2. BEAMNRC EINGABE DATEN: SEK. KOLLIMATOREN (FIX) 126

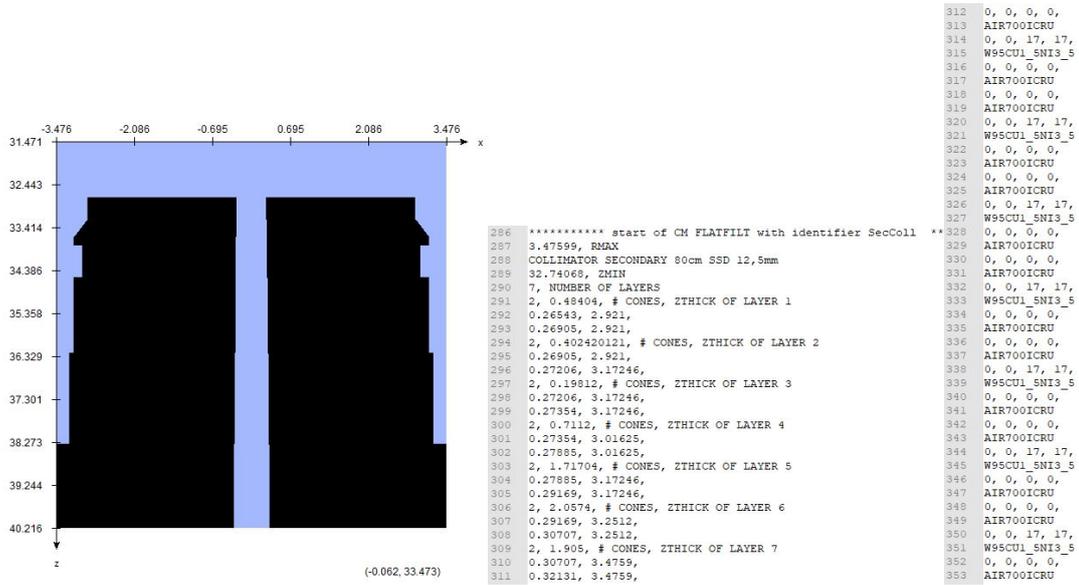


Abbildung A.20: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 12,5 mm Durchmesser (Fix)

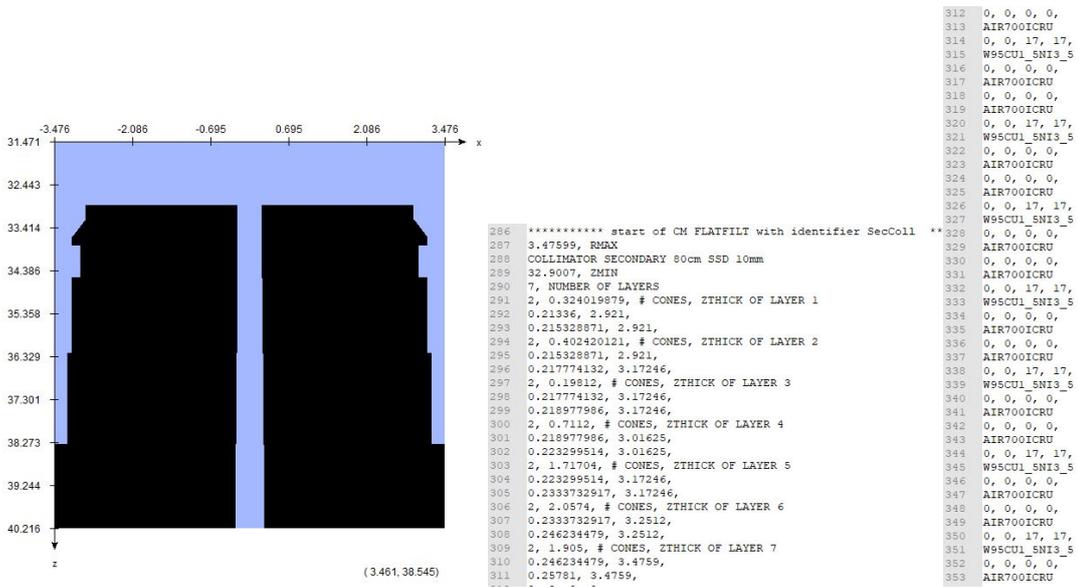


Abbildung A.21: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 10 mm Durchmesser (Fix)

A.2. BEAMNRC EINGABE DATEN: SEK. KOLLIMATOREN (FIX) 127

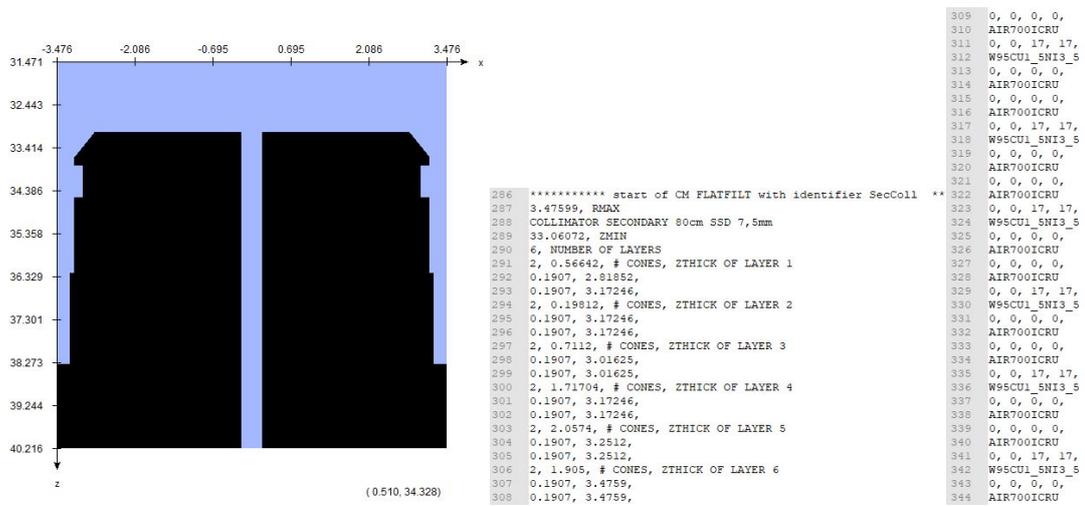


Abbildung A.22: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 7,5 mm Durchmesser (Fix)

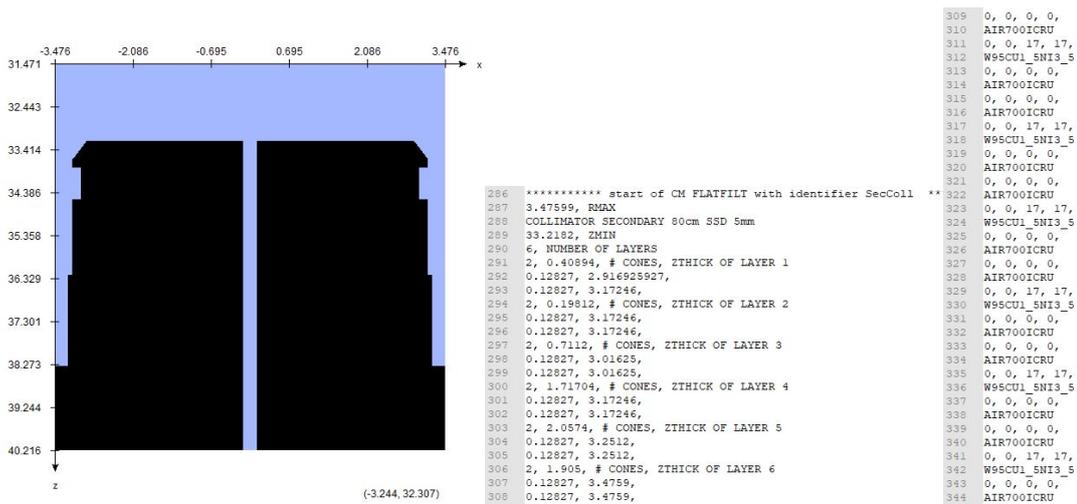


Abbildung A.23: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 5 mm Durchmesser (Fix)

A.3 BEAMnrc Eingabe Daten: Aufbau Strahlerkopf Iriskollimatoren

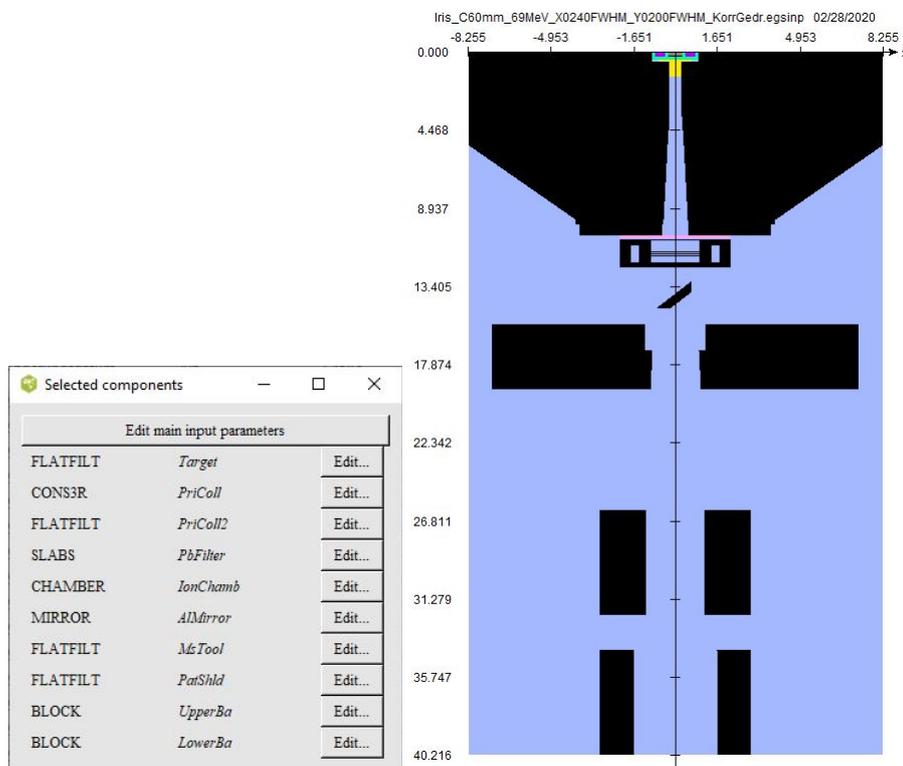


Abbildung A.24: BEAMnrc Component Modules- Strahlerkopf komplett: Übersicht der verwendeten Component Modules für die Iriskollimatoren. Die CM Target, PriColl, PriColl2, PbFilter, IonChamb, AlMirror, MsTool, PatShld sind identisch zu den CMs des Fixkollimators (siehe Anhang Abschnitt A.1). Abhängig von der gewählten Feldgröße, werden die letzten zwei CMs UpperBa und LowerBa (Sekundärkollimator) eingesetzt. Es gibt 10 verschiedene Iris-Sekundärkollimatoren.

A.4 BEAMnrc Eingabe Daten: Parameter der zehn Iris-Sekundärkollimatoren

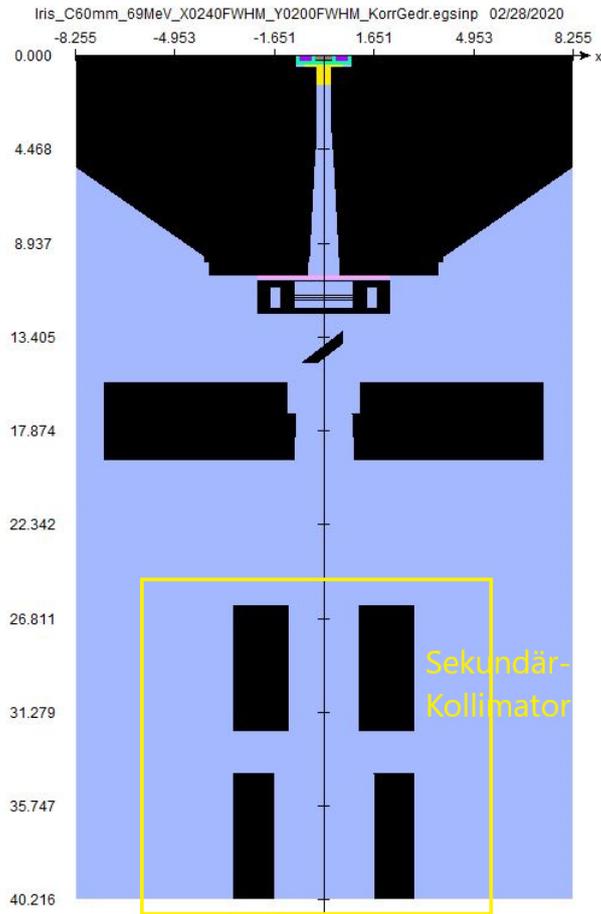


Abbildung A.25: BEAMnrc Input Datei Iriskollimator. Die Sekundärkollimatoren bestehen aus den zwei CMs Upper Bank und Lower Bank.

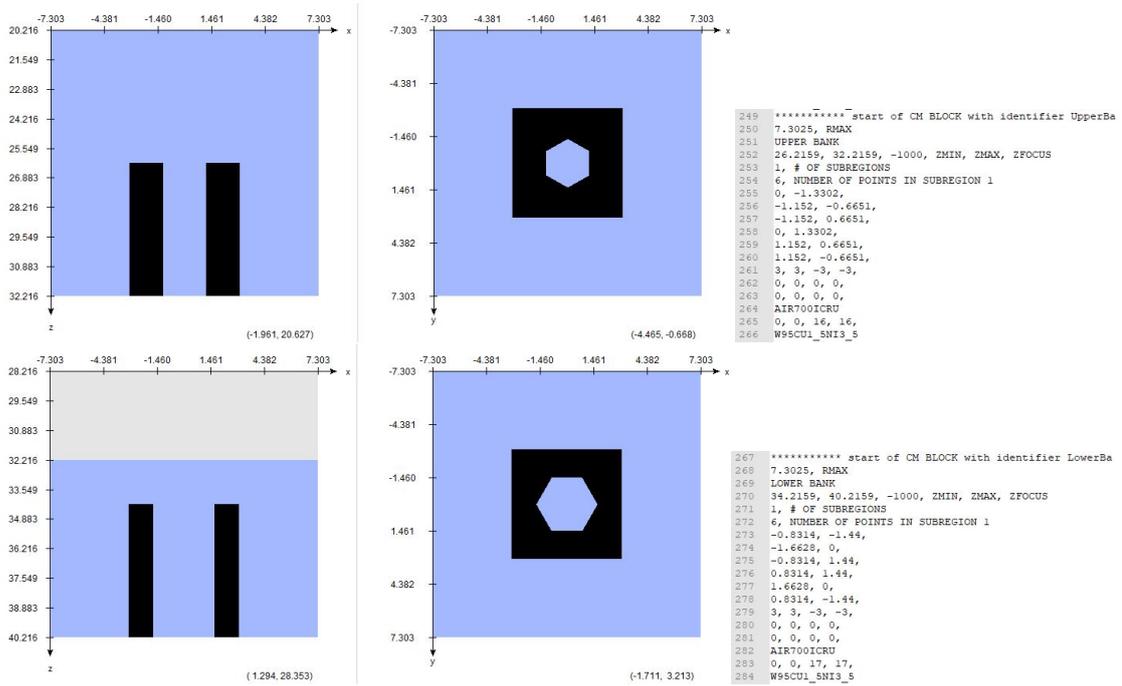


Abbildung A.26: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 60 mm Durchmesser (Iris). Bestehend aus den zwei CMs Upper Bank und Lower Bank.

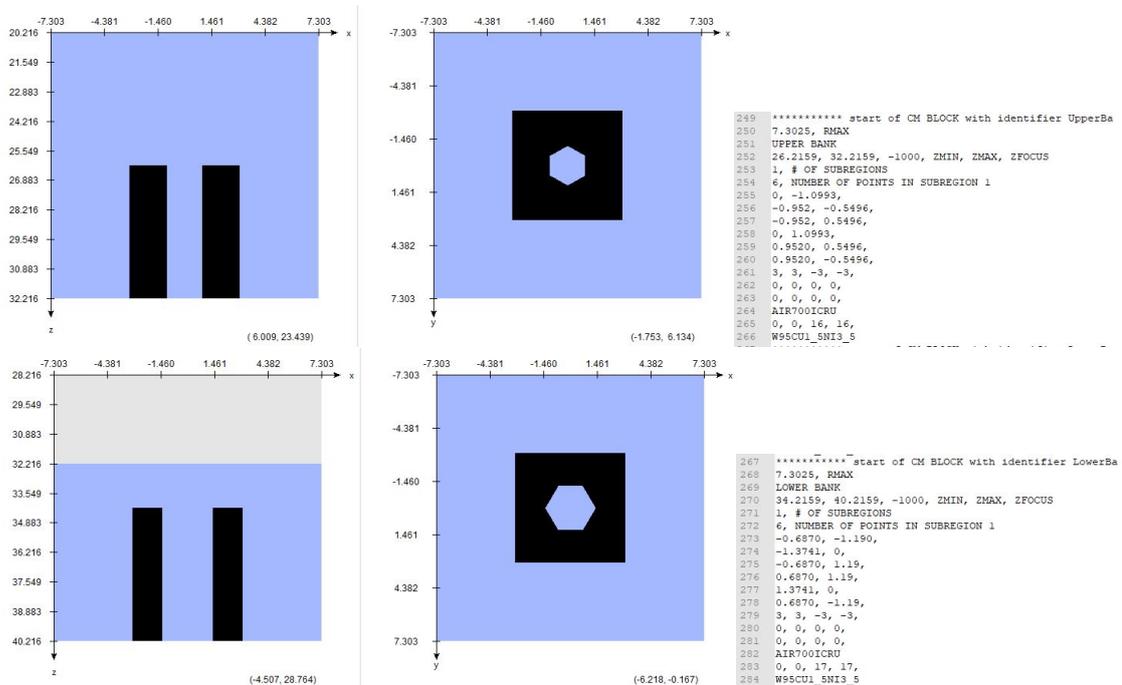


Abbildung A.27: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 50 mm Durchmesser (Iris). Bestehend aus den zwei CMs Upper Bank und Lower Bank.

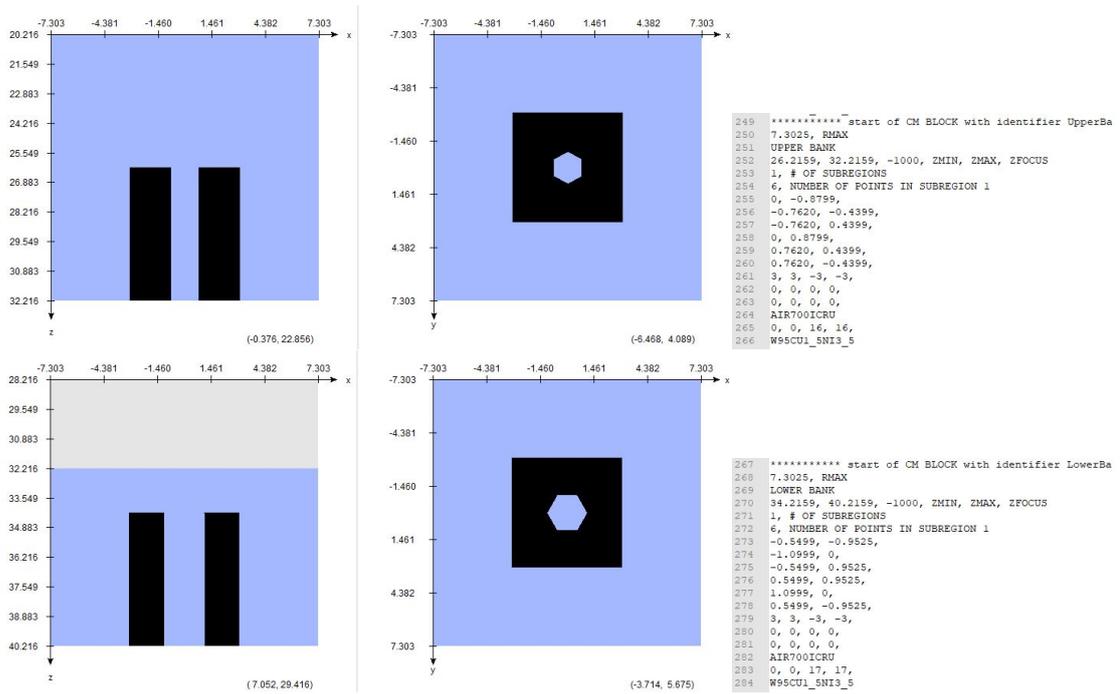


Abbildung A.28: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 40 mm Durchmesser (Iris). Bestehend aus den zwei CMs Upper Bank und Lower Bank.

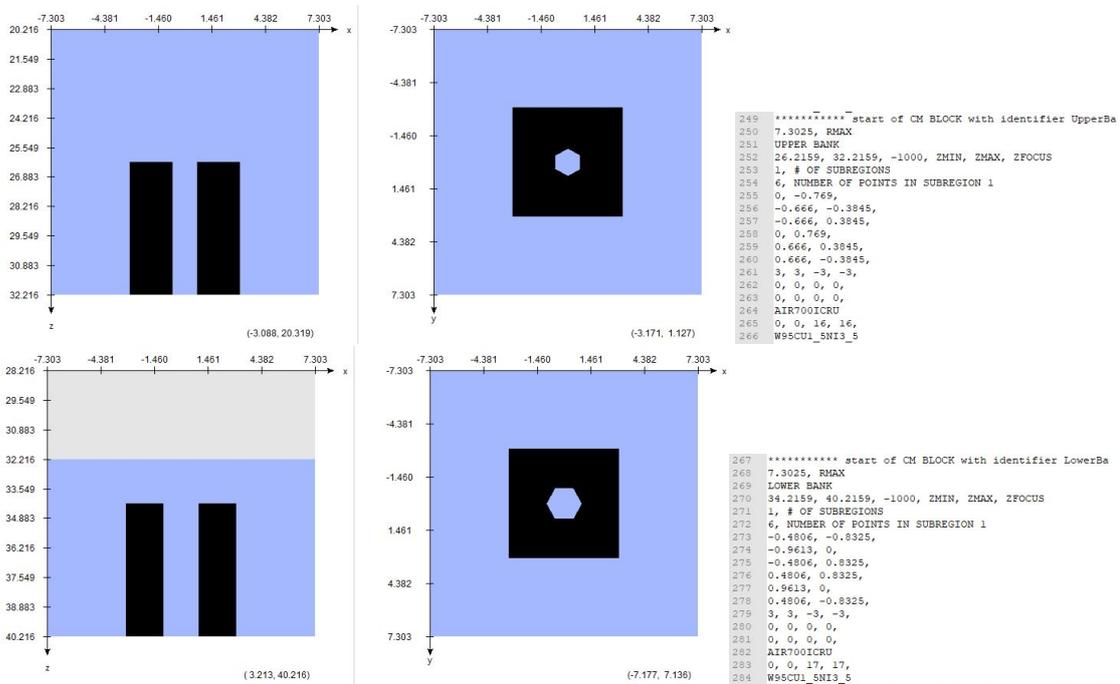


Abbildung A.29: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 35 mm Durchmesser (Iris). Bestehend aus den zwei CMs Upper Bank und Lower Bank.

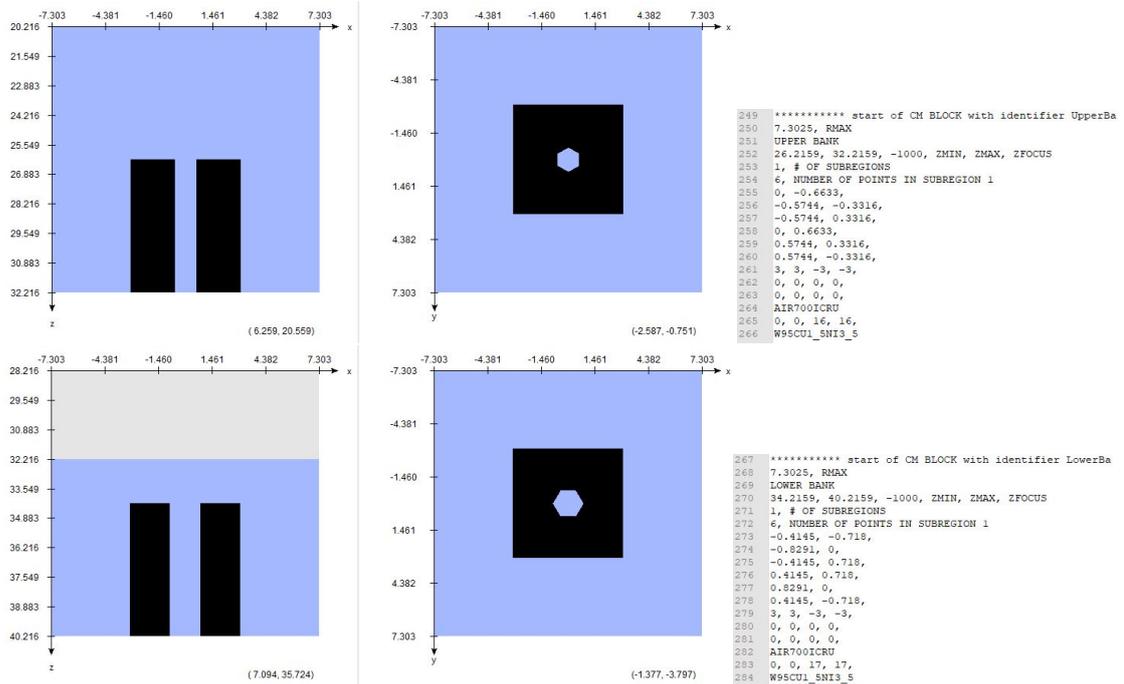


Abbildung A.30: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 30 mm Durchmesser (Iris). Bestehend aus den zwei CMs Upper Bank und Lower Bank.

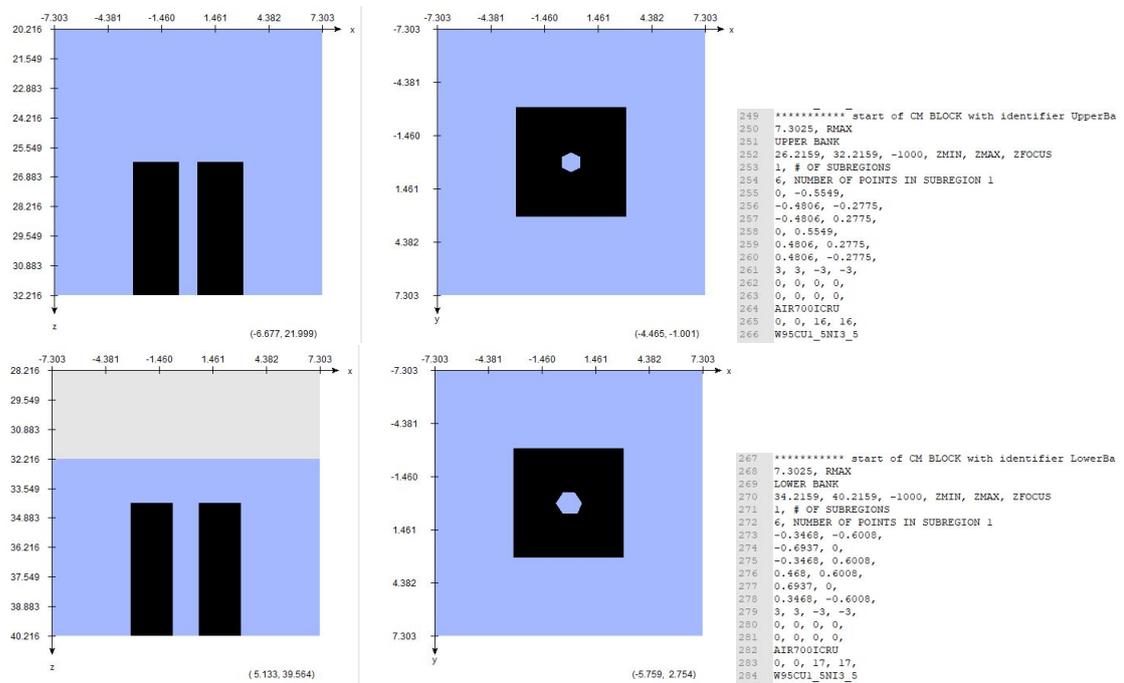


Abbildung A.31: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 25 mm Durchmesser (Iris). Bestehend aus den zwei CMs Upper Bank und Lower Bank.

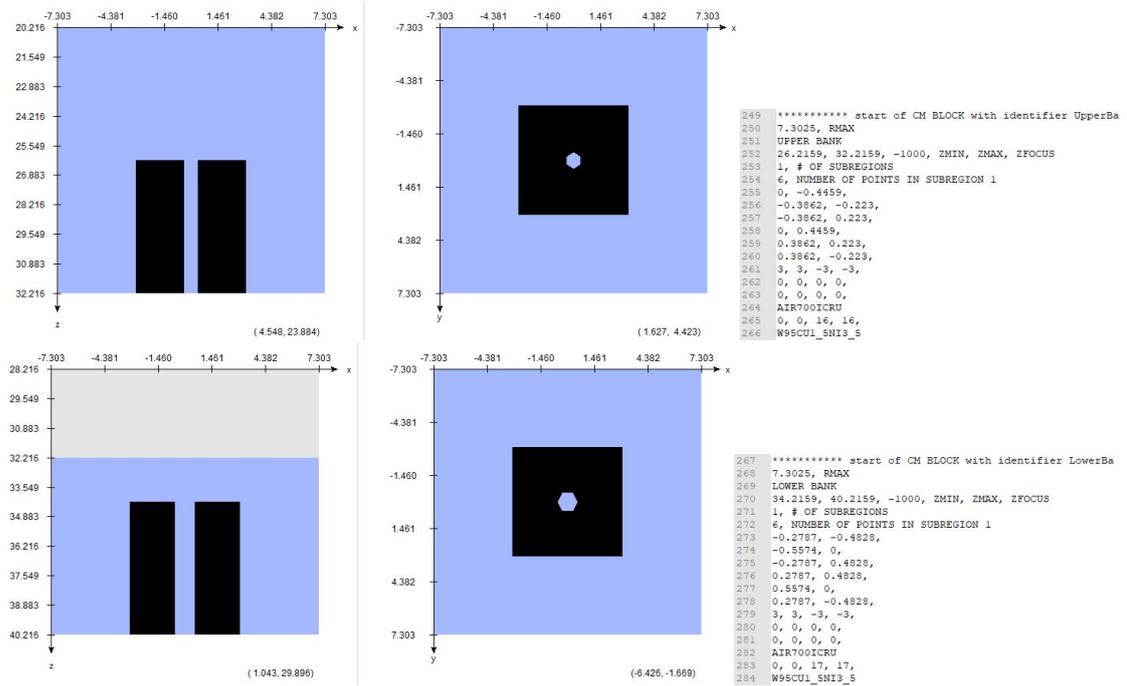


Abbildung A.32: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 20 mm Durchmesser (Iris). Bestehend aus den zwei CMs Upper Bank und Lower Bank.

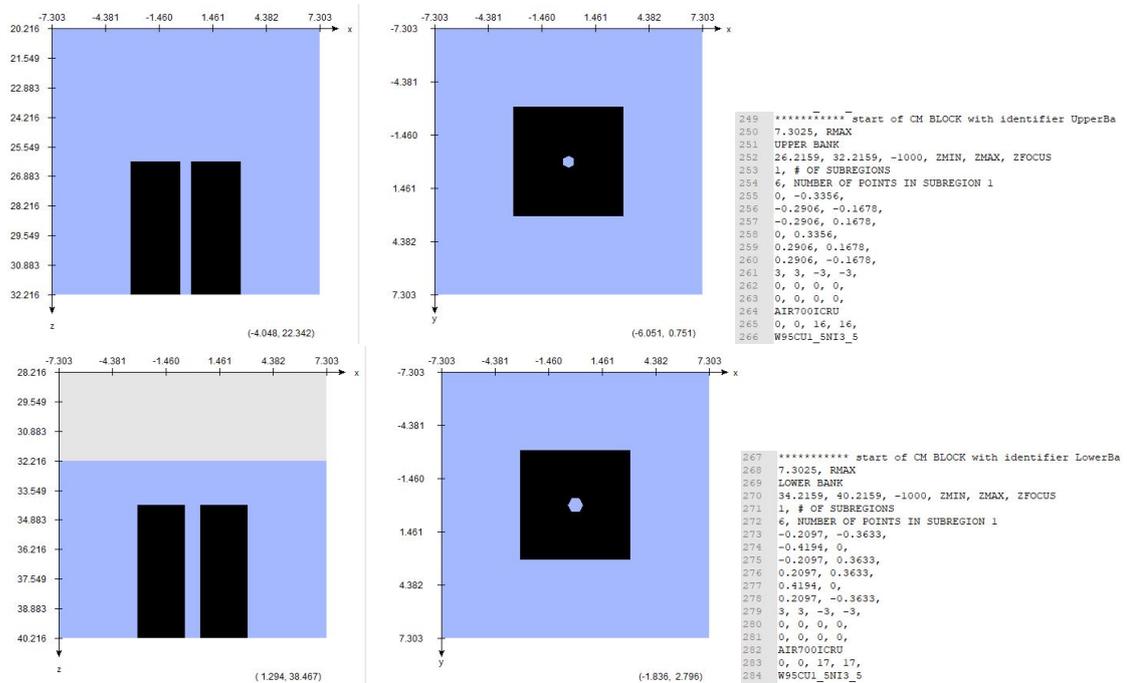


Abbildung A.33: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 15 mm Durchmesser (Iris). Bestehend aus den zwei CMs Upper Bank und Lower Bank.

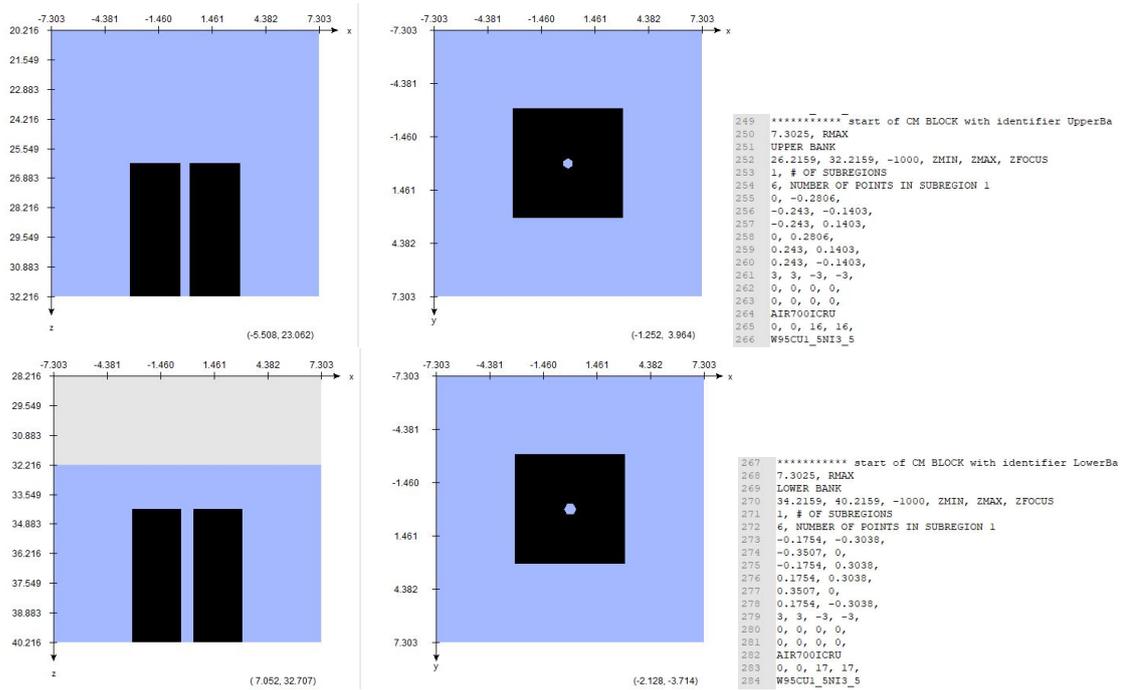


Abbildung A.34: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 12,5 mm Durchmesser (Iris). Bestehend aus den zwei CMs Upper Bank und Lower Bank.

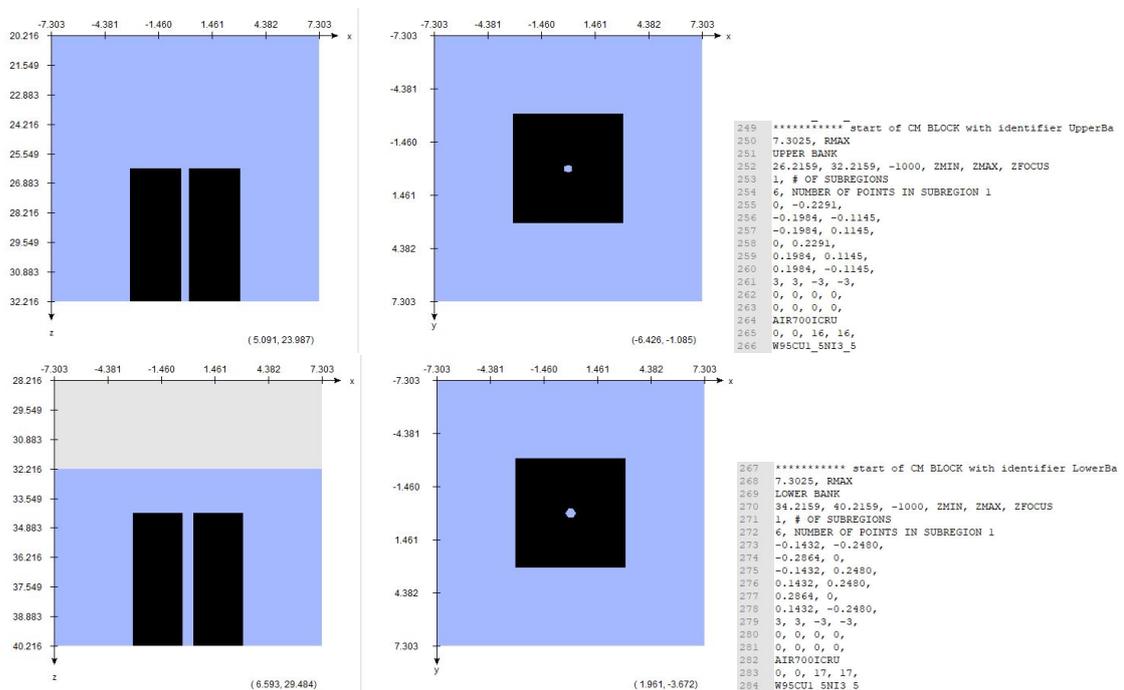


Abbildung A.35: BEAMnrc Input Datei Sekundärkollimator mit 10 mm Durchmesser (Iris). Bestehend aus den zwei CMs Upper Bank und Lower Bank.

A.5 DOSXYZnrc Eingabe Daten

```

Water Phantom
2
H20700ICRU
AIR700ICRU
0.7, 0.01, 0, 0, 0
-3, -3, -2, 0
-6.1
0.5, 8
0.05, 84
0.5, 8
-6.1
0.5, 8
0.05, 84
0.5, 8
0.0
0.1, 1
0.2, 175
0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0
0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0
21, 21, 21, 21, 1, 1, 1, 0
0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0
0, 2, 0.0, 0.0, 0.0, 180.0, 0.0, 40, 0.0, 1, 10, 80, 40.2159, 40
2, 0, 2, 50, 0, 0, 0, 0
../BEAM_CK_Fix_60/Fix_C60mm_69MeV_X0240FWHM_Y0200FWHM_Korr.egsphsp1
1000000000, 0, 999, 91, 37, 100.0, 1, @irestart, 0, 1, 3.0, 0, 0, 0, 20, 1, 0
#####
:Start MC Transport Parameter:

Global ECUT= 0.7
Global PCUT= 0.01
Global SMAX= 5
ESTEPE= 0.25
XIMAX= 0.5
Boundary crossing algorithm= PRESTA-I
Skin depth for BCA= 0
Electron-step algorithm= PRESTA-II
Spin effects= 0n
Brems angular sampling= Simple
Brems cross sections= BH
Bound Compton scattering= Off
Compton cross sections= default
Pair angular sampling= Simple
Pair cross sections= BH
Photoelectron angular sampling= Off
Rayleigh scattering= Off
Atomic relaxations= Off
Electron impact ionization= Off
Photon cross sections= xcom
Photon cross-sections output= Off

:Stop MC Transport Parameter:
#####

```

Abbildung A.36: DOSXYZnrc Input Datei: Simulation Tiefendosiskurve Fix-kollimator mit 60 mm Durchmesser

```

water Phantom
2
H2O700ICRU
AIR700ICRU
0.7, 0.01, 0, 0, 0
-3, -3, -2, 0
-6.1
0.2, 8
0.025, 360
0.2, 8
-6.1
0.2, 8
0.025, 360
0.2, 8
0.0
0.1, 1
0.2, 75
0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0
0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0
21, 21, 21, 21, 1, 80, 1, 0
0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0
0, 2, 0.0, 0.0, 0.0, 180.0, 0.0, 35, 0.0, 1, 10, 75, 40.2159, 40
2, 0, 2, 50, 0, 0, 0, 0
./BEAM_CK_Fix_60/Fix_C60mm_69MeV_X0240FwHM_Y0200FwHM_Korr.egsphsp1
1000000000, 0, 999, 91, 37, 100.0, 1, 4, 0, 1, 3.0, 0, 0, 0, 20, 1, 0
#####
:Start MC Transport Parameter:

Global ECUT= 0.7
Global PCUT= 0.01
Global SMAX= 5
ESTEPE= 0.25
XIMAX= 0.5
Boundary crossing algorithm= PRESTA-I
Skin depth for BCA= 0
Electron-step algorithm= PRESTA-II
Spin effects= on
Brems angular sampling= simple
Brems cross sections= BH
Bound Compton scattering= off
Compton cross sections= default
Pair angular sampling= simple
Pair cross sections= BH
Photoelectron angular sampling= off
Rayleigh scattering= off
Atomic relaxations= off
Electron impact ionization= off
Photon cross sections= xcom
Photon cross-sections output= off

:Stop MC Transport Parameter:
#####

```

Abbildung A.37: DOSXYZnrc Input Datei: Simulation Dosisquerprofile Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser

```

Water Phantom
2
H20700ICRU
AIR700ICRU
0.7, 0.01, 0, 0, 0
-3, -3, -3, 0
-6.05
0.5, 11
0.1, 11
0.5, 11
-6.05
0.5, 11
0.1, 11
0.5, 11
0.0
0.025, 1
0.05, 80
1, 15
0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0
0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0
21, 21, 21, 21, 1, 80, 1, 0
0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0
0, 2, 0.0, 0.0, 0.0, 180.0, 0.0, 38.5, 0.0, 1, 10, 75, 40.2159, 40
2, 0, 2, 50, 0, 0, 0, 0
../BEAM_CK_Fix_60/Fix_C60mm_69MeV_X0240FWHM_Y0200FWHM_Korr.egsphsp1
1000000000, 0, 999, 91, 37, 100.0, 1, @irestart, 0, 1, 3.0, 0, 0, 0, 20, 1, 0
#####
:Start MC Transport Parameter:

Global ECUT= 0.7
Global PCUT= 0.01
Global SMAX= 5
ESTEPE= 0.25
XIMAX= 0.5
Boundary crossing algorithm= PRESTA-I
Skin depth for BCA= 0
Electron-step algorithm= PRESTA-II
Spin effects= On
Brems angular sampling= Simple
Brems cross sections= BH
Bound Compton scattering= Off
Compton cross sections= default
Pair angular sampling= Simple
Pair cross sections= BH
Photoelectron angular sampling= Off
Rayleigh scattering= Off
Atomic relaxations= Off
Electron impact ionization= Off
Photon cross sections= xcom
Photon cross-sections output= Off

:Stop MC Transport Parameter:
#####

```

Abbildung A.38: DOSXYZnrc Input Datei: Simulation Outputfaktoren Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser

A.6 Koordinatentransformation

Koordinatentransformation: Schaedelphantom

Koordinaten Precision IECp			
Coordinates	x (LR)	y (SI)	z (AP)
Origin	-127.75		-277
Spacing	0.5		1
Size	512		246
	links höher	superior höher	posterior höher
IZ	12.25		-177
Schicht Nr.	280		100
Check	12.25		-177
Produkt von	14		10
Spacing*Size in cm			11

Koordinaten DOSXYZnrc bzw. DOSCTP			
in DOSCTP	x neu = x precision	y neu = - z precision	z neu = y precision
	kleinster Wert ist links	kleinster Wert ist links	
	Produkt von Spacing*Size in cm aufaddieren		
DOSCTP	-12.77		-30.67
IZ Position [cm]	1.230		-19.67
in DOSXYZnrc			-17.7

Precision (IEC p)				Distanz	Prüfsumme	delta x	delta y	delta z
x	y	z						
Target	12,25	-177	196,75					
Source 1	-412,36	-171,85	869,77	795,786463	0	424,61	-5,15	-673,02
Source 2	-160,95	-83,59	968,64	796,578835	0	173,2	-93,41	-771,89
Source 3	81,16	-442,79	918,26	771,990669	0	-68,91	265,79	-721,51
Source 4	406,42	65,91	966,66	898,40785	0	-394,17	-242,91	-769,91
Source 5	174,08	231,97	879,59	812,228955	0	-161,83	-408,97	-682,84

DOSXYZnrc				Distanz	delta Distanz	delta x	delta y	delta z
x	y	z						
Target	12,25	-196,75	-177	0				
Source 1	-412,36	-869,77	-171,85	795,786463	396,7865	424,61	673,02	-5,15
Source 2	-160,95	-968,64	-83,59	796,578835	396,5788	173,2	771,89	-93,41
Source 3	81,16	-918,26	-442,79	771,990669	371,9907	-68,91	721,51	265,79
Source 4	406,42	-966,66	65,91	898,40785	498,4079	-394,17	769,91	-242,91
Source 5	174,08	-879,59	231,97	812,228955	412,2290	-161,83	682,84	-408,97

Winkel Theta (z/y)							
tangens	0-180°	für Δy positiv und Δz pos/ neg					
	0-90°	für Δy positiv und Δz negativ					
	90-180°	für Δy positiv und Δz positiv				(180° - Winkel)	
tangens	180-360°	für Δy negativ und Δz pos/ neg					
		für Δy negativ und Δz negativ				(360° - Winkel)	
	180-270°	für Δy negativ und Δz positiv				(180° + Winkel)	
pi	3,141592654						
Phi [rad]	[°]						
Source 1	1,5631444	89,56157691	89,562	0,000	0,000	0,000	0,000
Source 2	1,450367272	83,09992345	83,100	0,000	0,000	0,000	0,000
Source 3	1,217841907	69,77720141	0,000	110,223	0,000	0,000	0,000
Source 4	1,265176691	72,48928474	72,489	0,000	0,000	0,000	0,000
Source 5	1,031167585	59,08155062	59,082	0,000	0,000	0,000	0,000

Winkel Phi (x/y)							
tangens	360- 180°	für Δy positiv und Δx pos/ neg					
	360- 270°	für Δy positiv und Δx negativ				(360° - Winkel)	
	270-180°	für Δy positiv und Δx positiv				(180° + Winkel)	
tangens	0-180°	für Δy negativ und Δx pos/ neg					
	0-90°	für Δy negativ und Δx negativ					
	90-180°	für Δy negativ und Δx positiv				(180° - Winkel)	
pi	3,141592654						
Phi [rad]	[°]						
Source 1	1,007963773	57,75207009	0,000	237,752	0,000	0,000	0,000
Source 2	1,35006799	77,35319791	0,000	257,353	0,000	0,000	0,000
Source 3	1,475577117	84,54434116	275,456	0,000	0,000	0,000	0,000
Source 4	1,097619484	62,88896397	297,111	0,000	0,000	0,000	0,000
Source 5	1,338094153	76,66714755	283,333	0,000	0,000	0,000	0,000

Abbildung A.39: Koordinatentransformation IEC6217 zu DOSXYZnrc

A.7 Ergebnisse Dosisquerprofile Fixkollimator

Tabelle A.1: Auswertung der FWHM in x- und y-Richtung (Fixkollimator)

Auswertung gemittelte FWHM (Fixkollimator)						
FWHM	5	7,5	10	12,5	15	20
X Referenz [mm]	5,18	7,71	10,01	12,55	15,12	20,28
X Simulation [mm]	5,37	7,77	10,11	12,64	15,20	20,36
Y Referenz [mm]	5,20	7,74	10,00	12,60	15,12	20,33
Y Simulation [mm]	5,22	7,67	10,03	12,59	15,16	20,34
gemittelte Referenz [mm]	5,19	7,73	10,01	12,58	15,12	20,31
gemittelte Simulation [mm]	5,30	7,72	10,07	12,62	15,18	20,35
X Abweichung [mm]	0,19	0,06	0,10	0,09	0,08	0,08
Y Abweichung [mm]	0,02	-0,07	0,03	-0,01	0,04	0,01
gemittelte Abweichung [mm]	0,11	0,01	0,06	0,04	0,06	0,04
relative Abweichung [%]	2,1	0,1	0,6	0,3	0,2	0,2

Auswertung gemittelte FWHM (Fixkollimator)						
Größe [mm]	25	30	35	40	50	60
X Referenz [mm]	25,27	30,34	35,61	40,76	50,92	61,13
X Simulation [mm]	25,50	30,30	35,86	40,86	50,87	61,33
Y Referenz [mm]	25,32	30,35	35,64	40,83	51,06	61,31
Y Simulation [mm]	25,48	30,29	35,84	40,82	50,83	61,26
gemittelte Referenz [mm]	25,30	30,35	35,63	40,80	50,99	61,22
gemittelte Simulation [mm]	25,49	30,30	35,85	40,84	50,85	61,30
X Abweichung [mm]	0,23	-0,04	0,25	0,10	-0,05	0,20
Y Abweichung [mm]	0,16	-0,06	0,20	-0,01	-0,23	-0,05
gemittelte Abweichung [mm]	0,19	-0,05	0,22	0,04	-0,14	0,08
relative Abweichung [%]	0,8	0,2	0,6	0,1	0,3	0,1

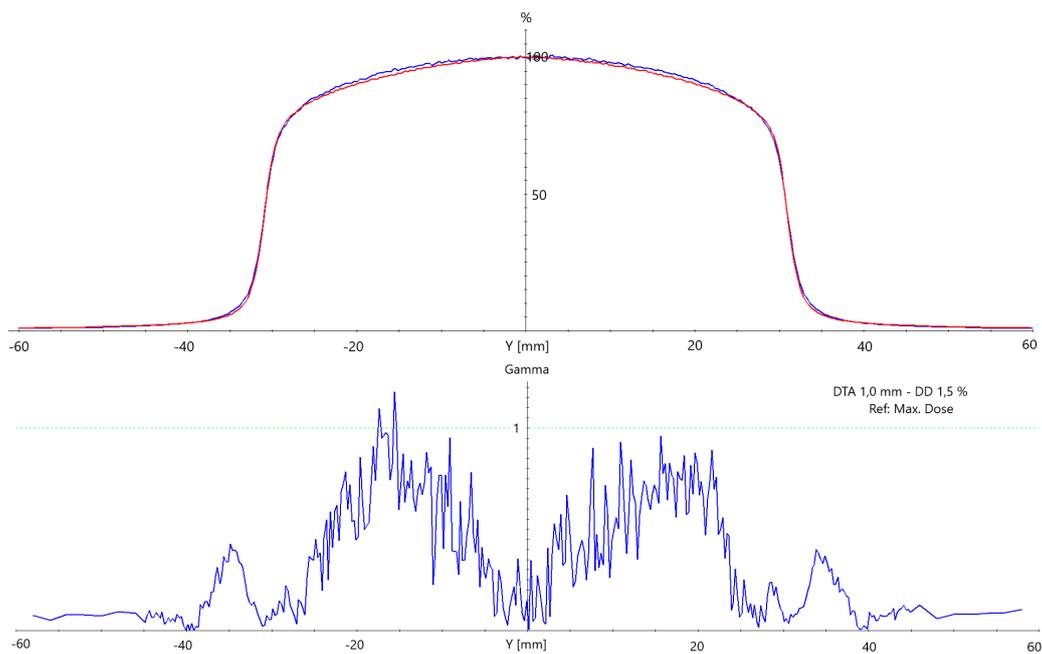


Abbildung A.40: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 60 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,5 %.

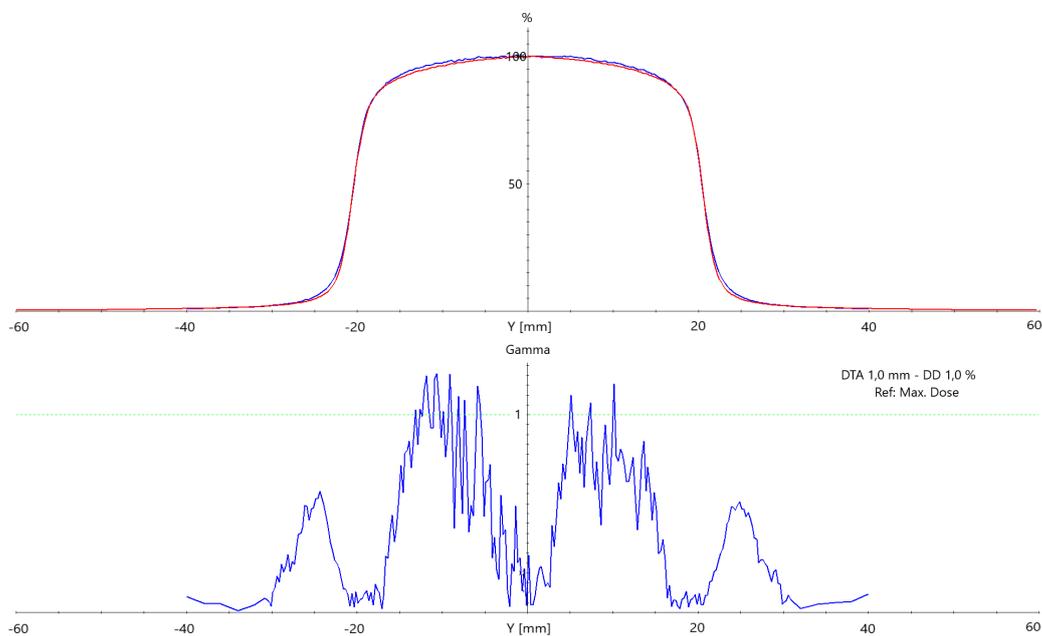


Abbildung A.41: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 40 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

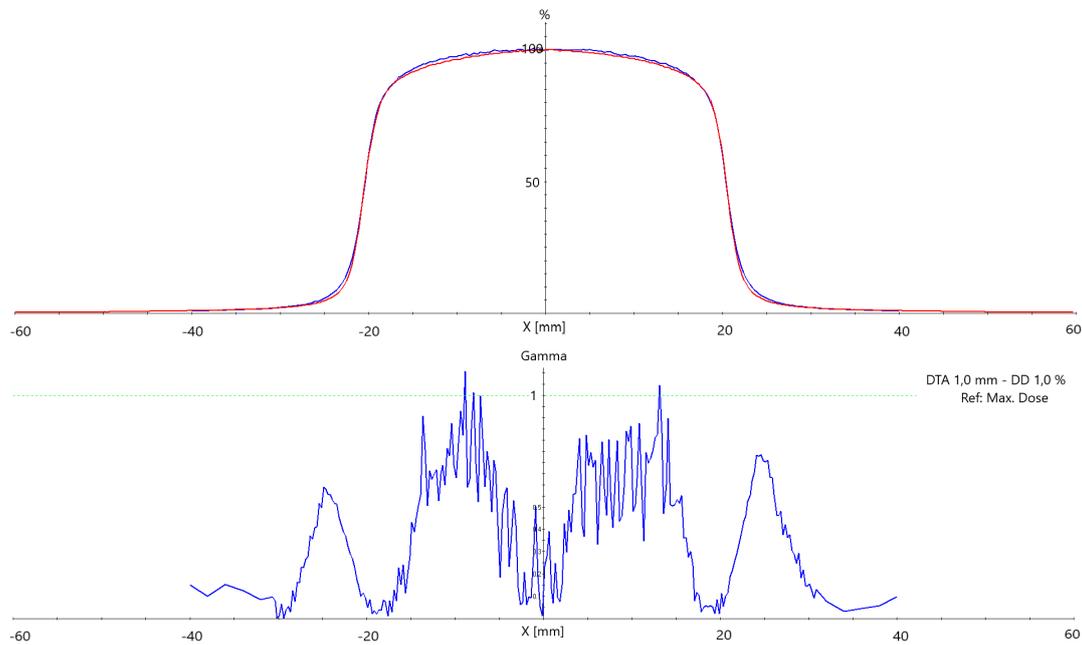


Abbildung A.42: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 50 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

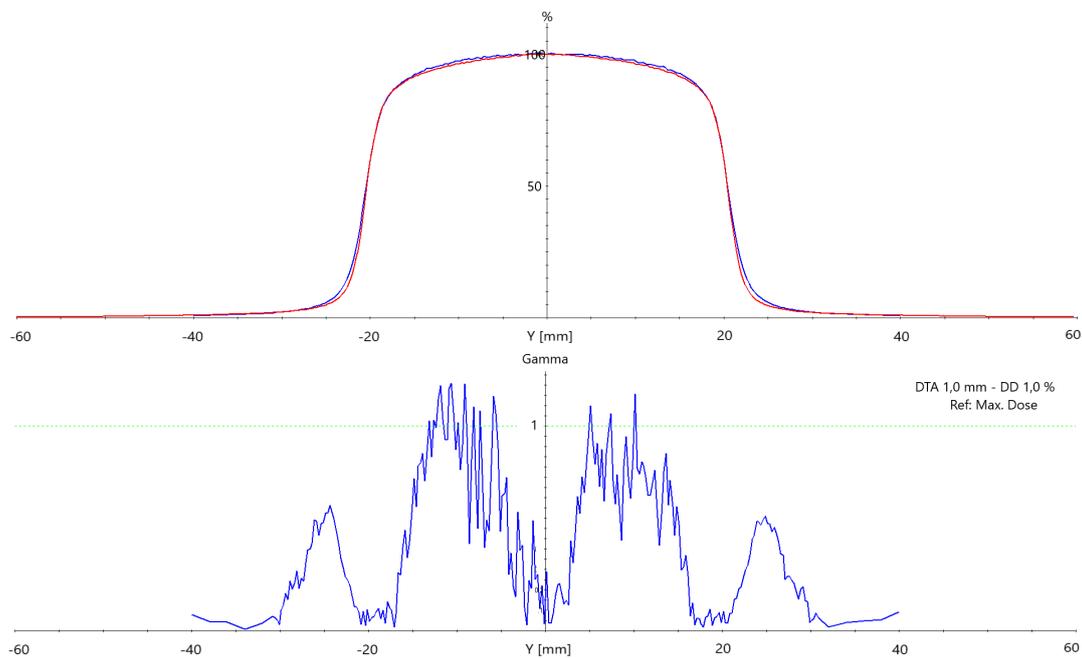


Abbildung A.43: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 50 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

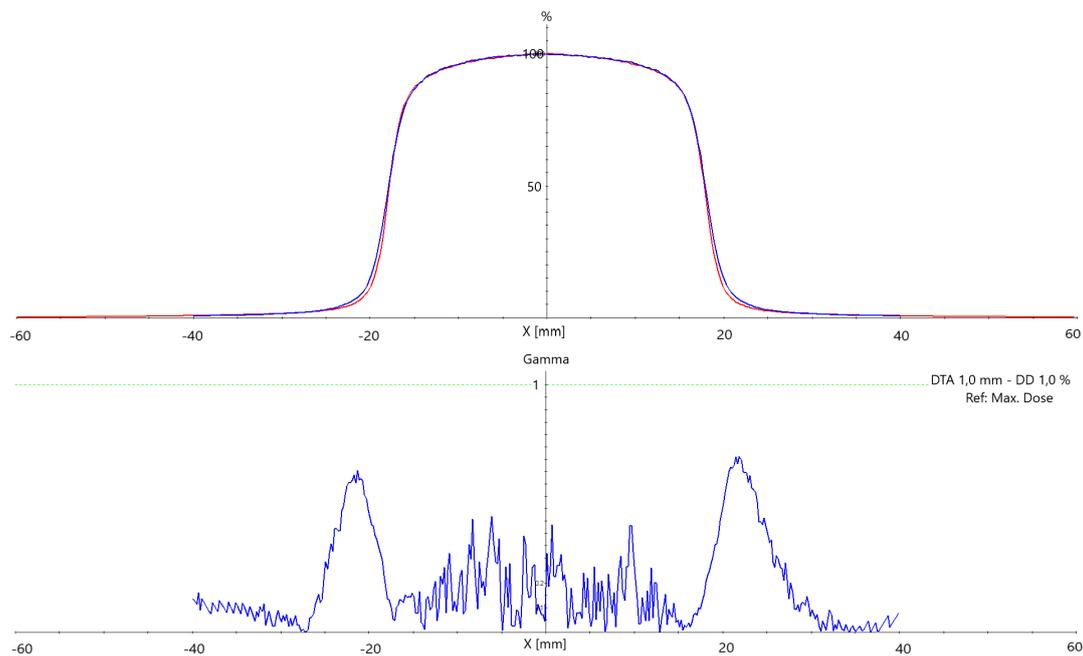


Abbildung A.44: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 35 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

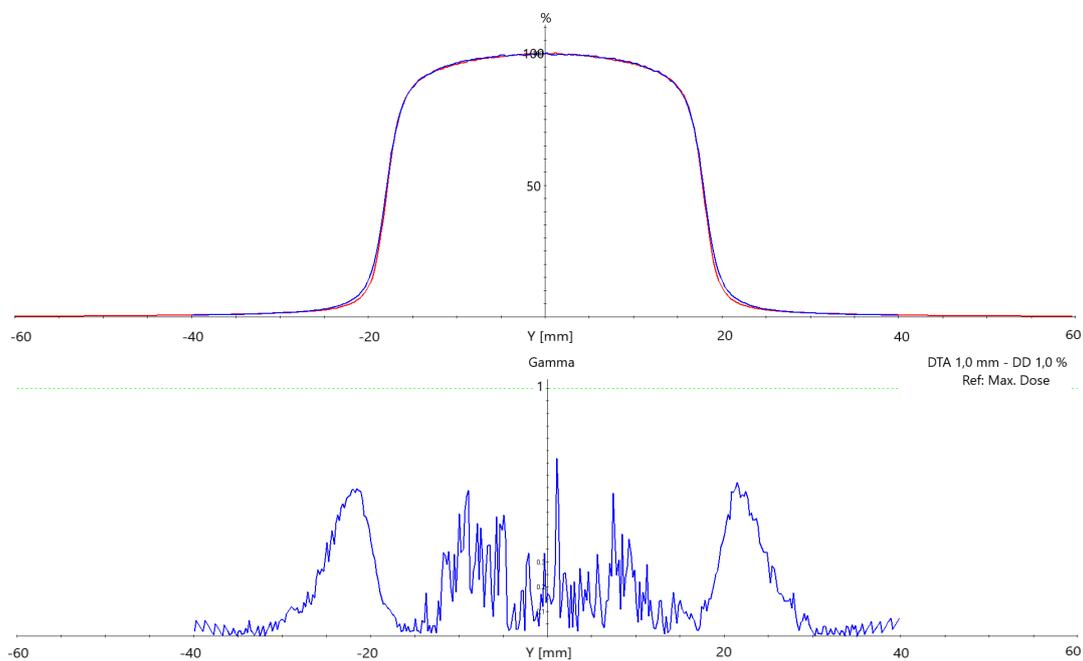


Abbildung A.45: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 35 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

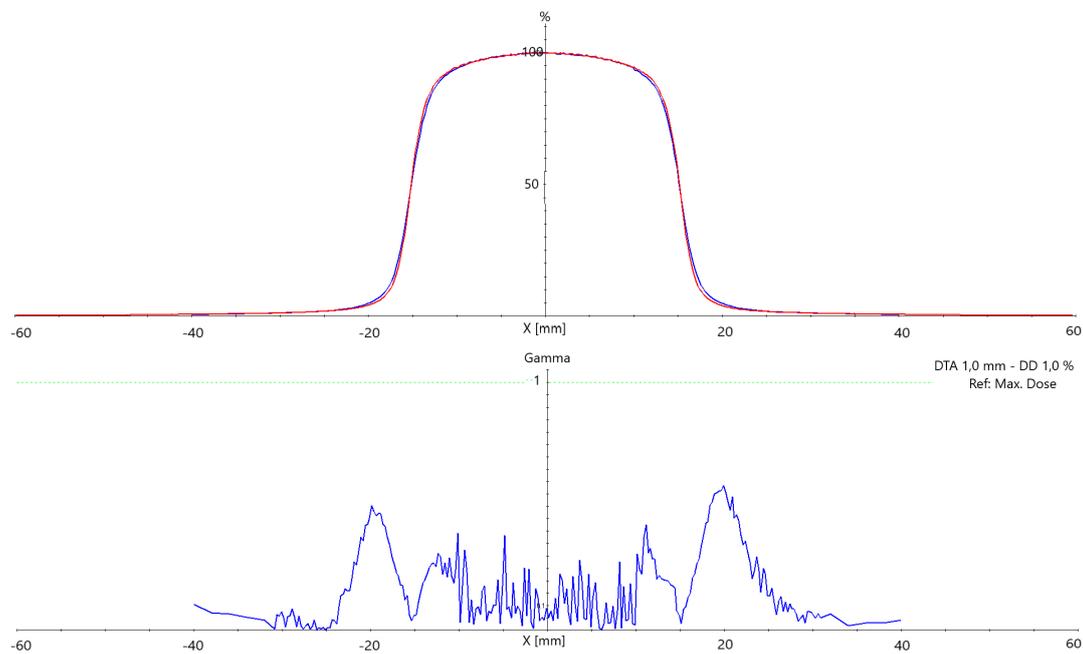


Abbildung A.46: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 30 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

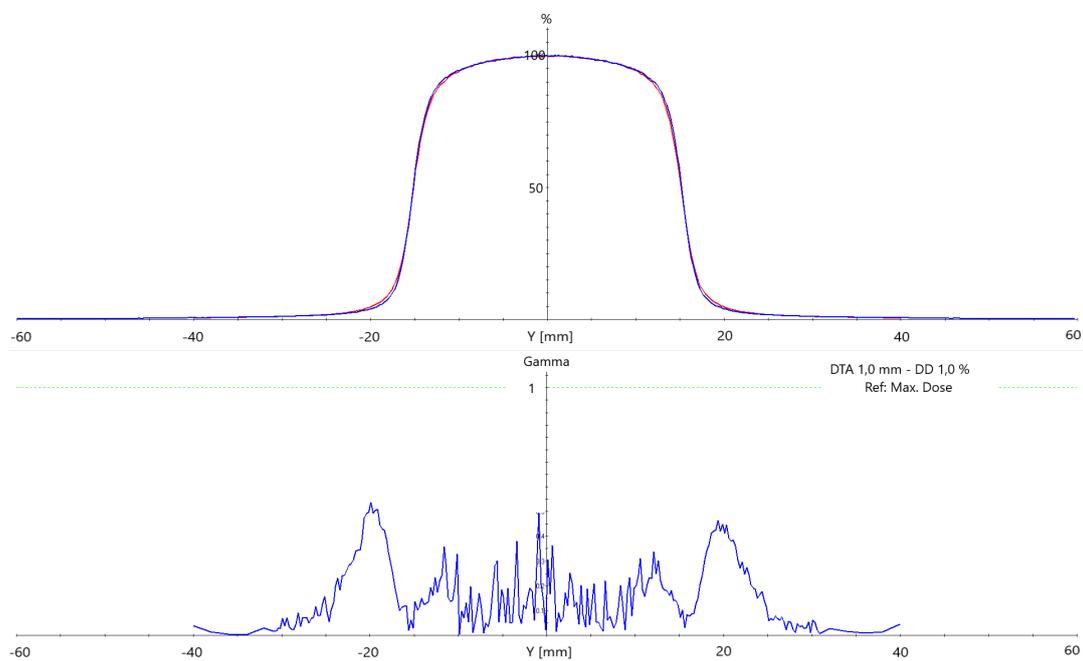


Abbildung A.47: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 30 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

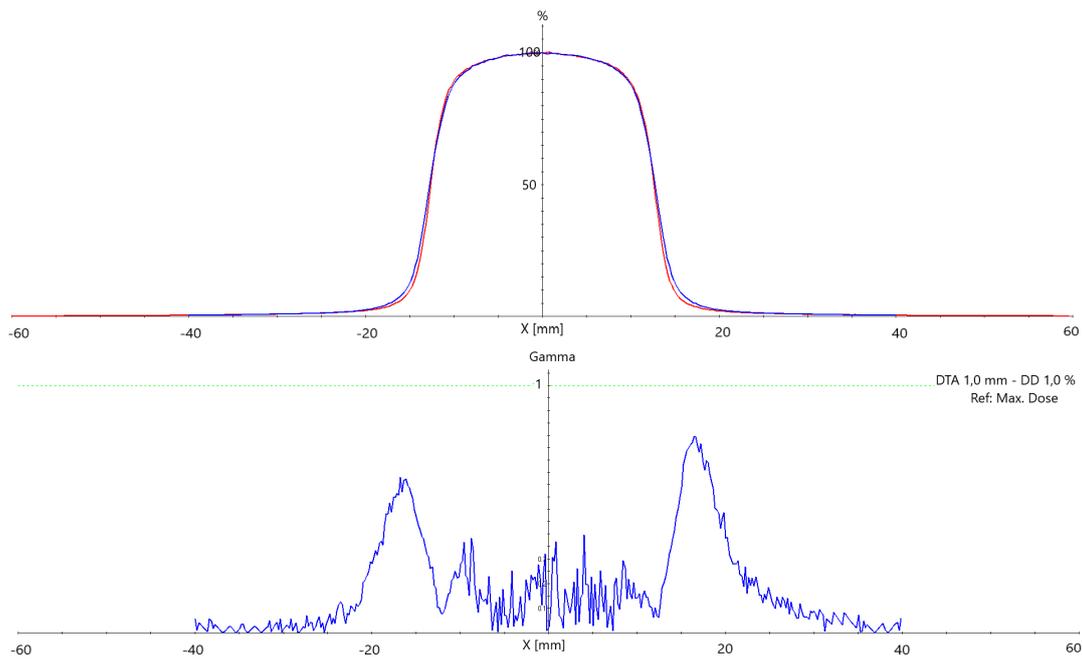


Abbildung A.48: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 25 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

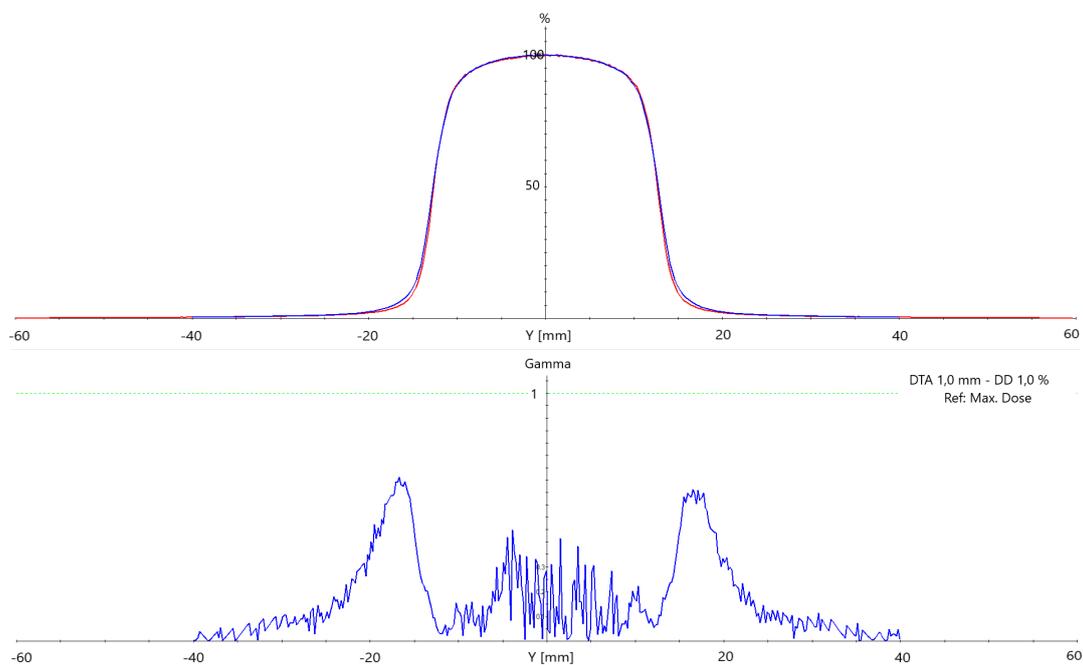


Abbildung A.49: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 25 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

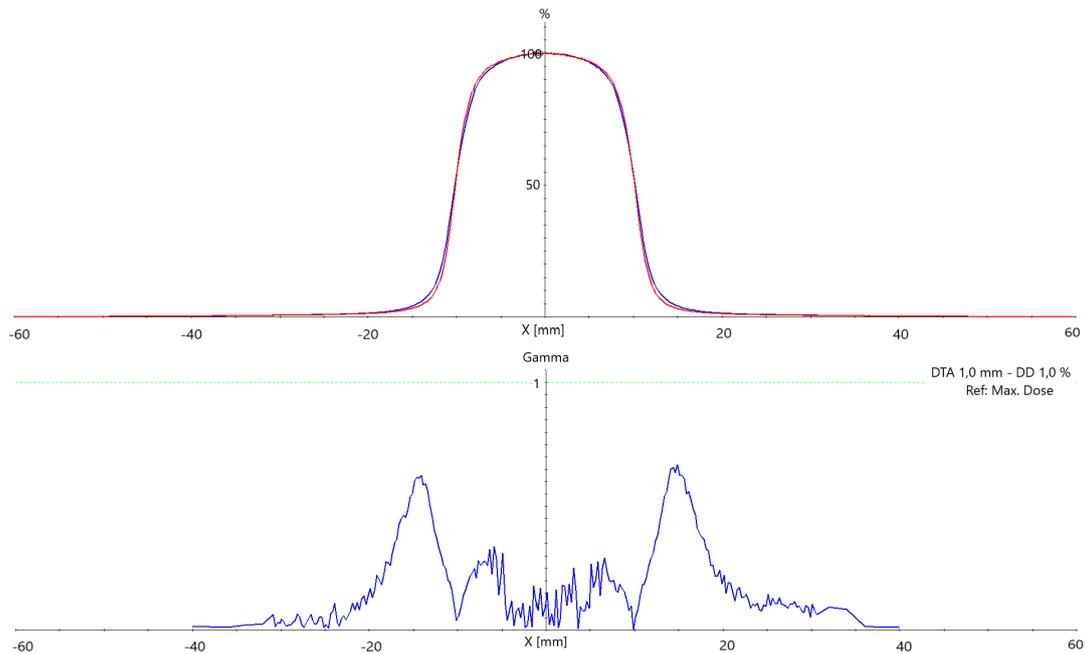


Abbildung A.50: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 20 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

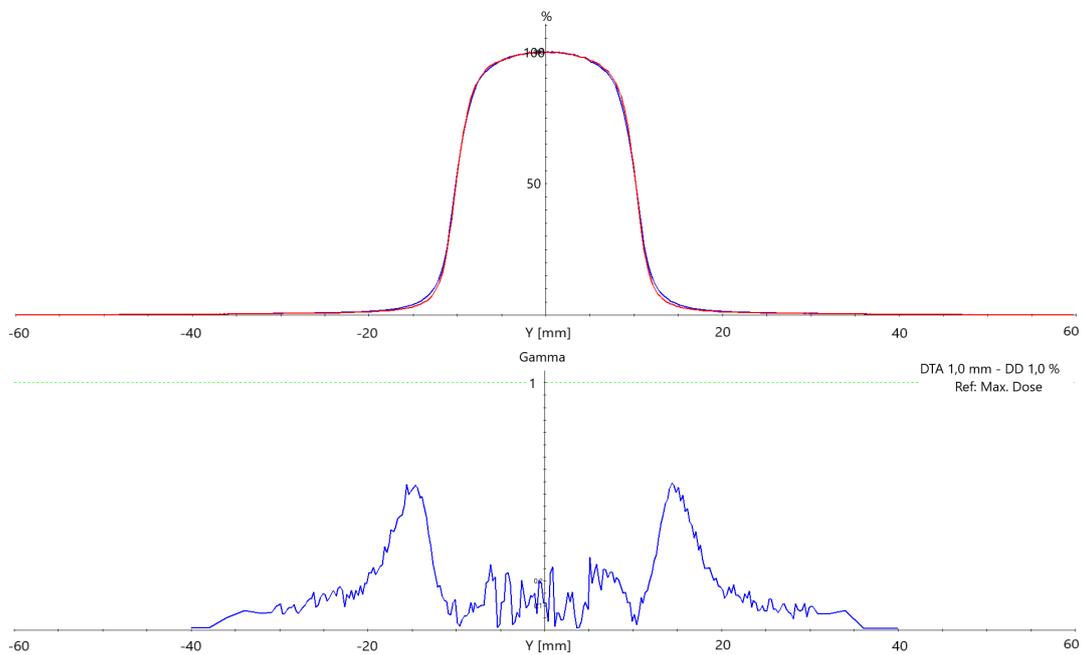


Abbildung A.51: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 20 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

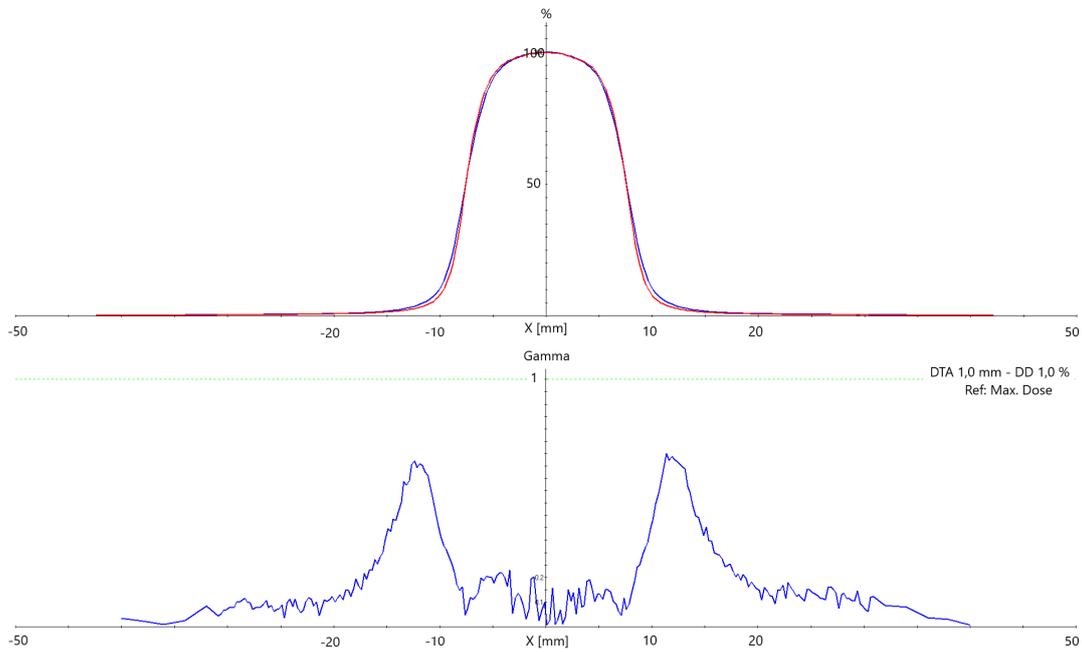


Abbildung A.52: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 15 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

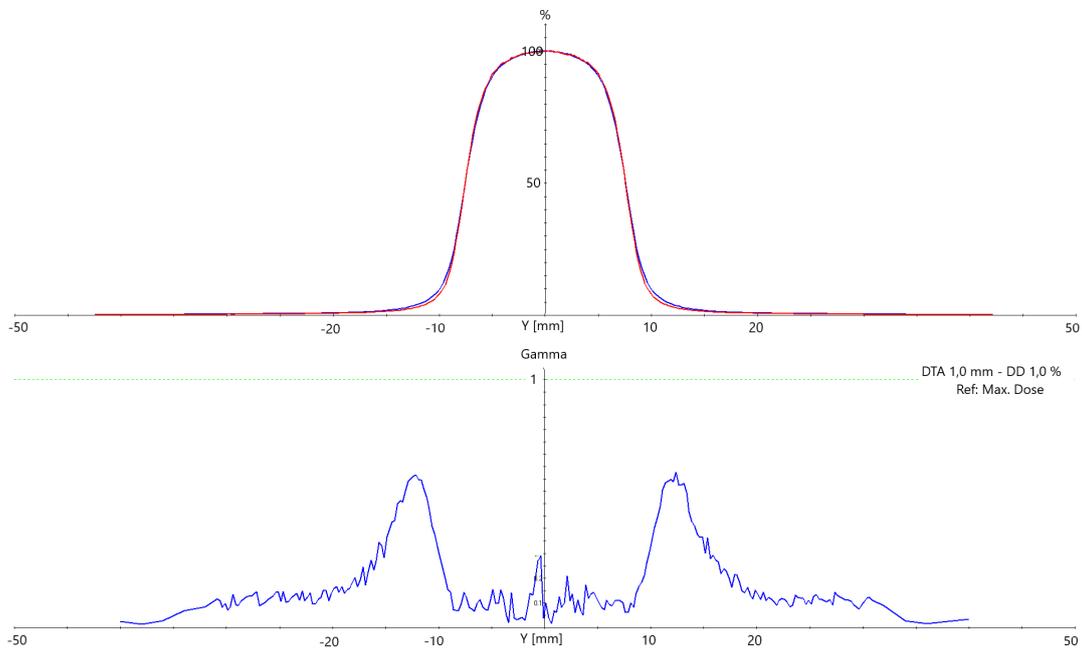


Abbildung A.53: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 15 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

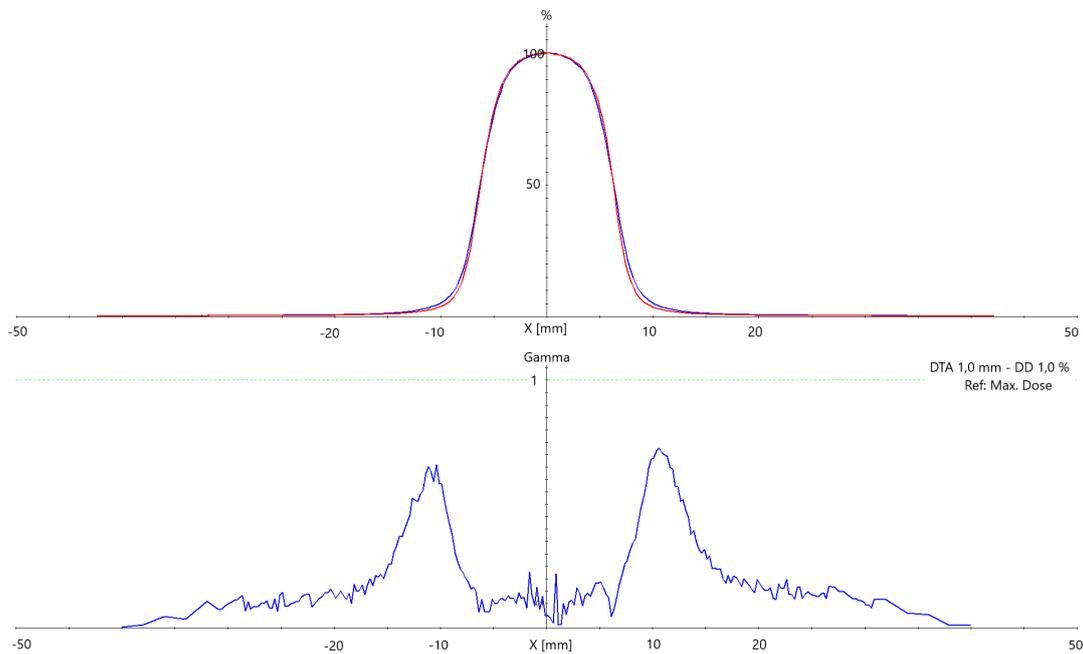


Abbildung A.54: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 12,5 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

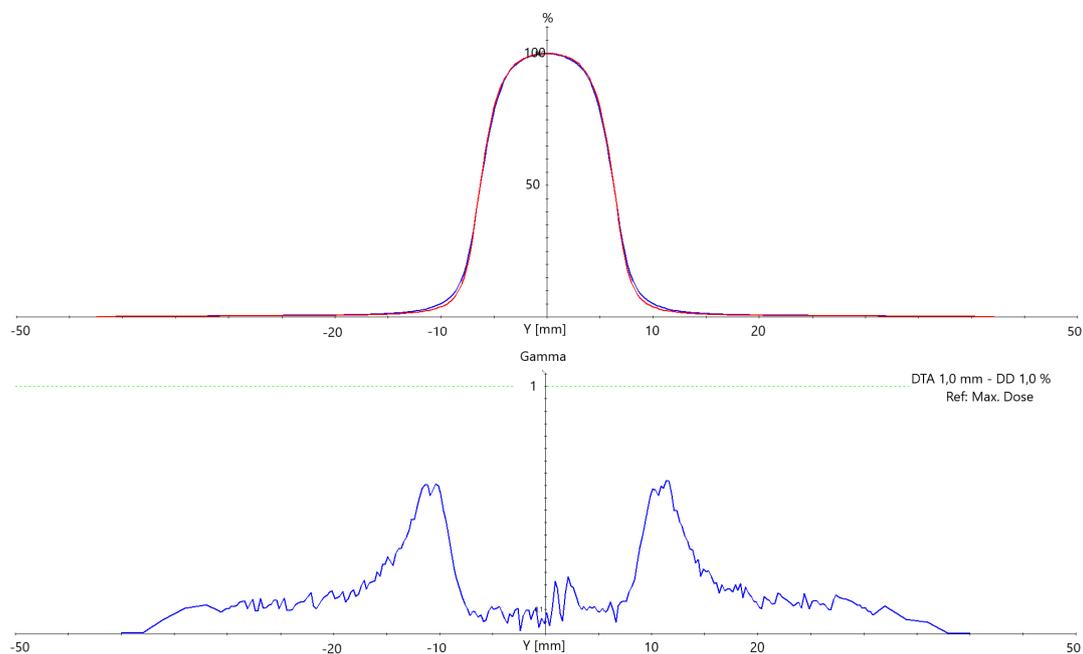


Abbildung A.55: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 12,5 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

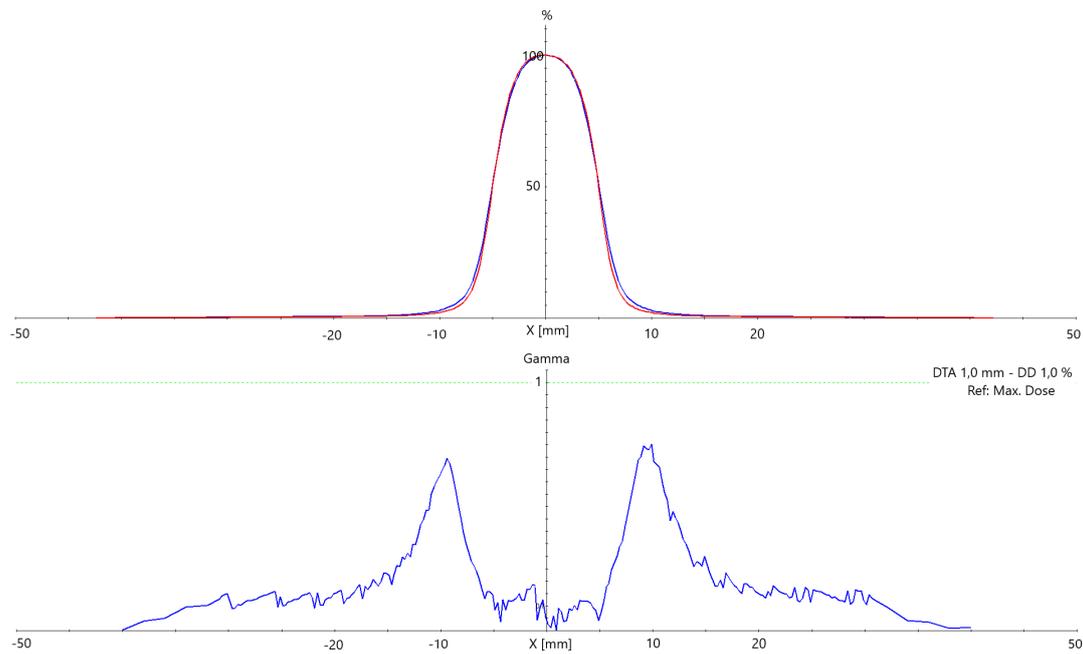


Abbildung A.56: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 10 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

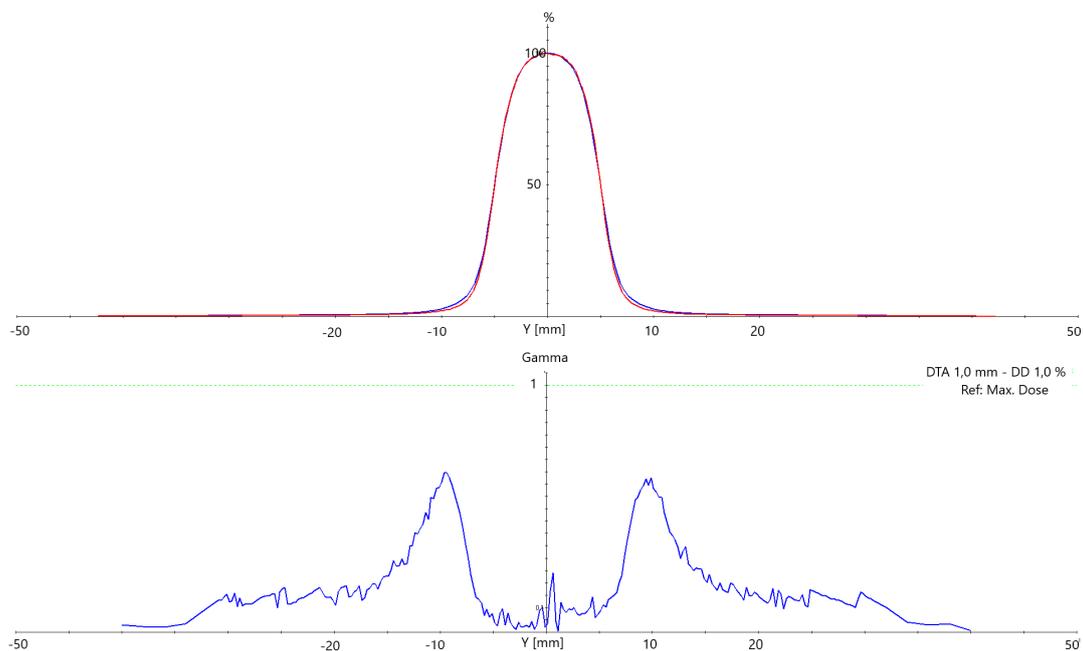


Abbildung A.57: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 10 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

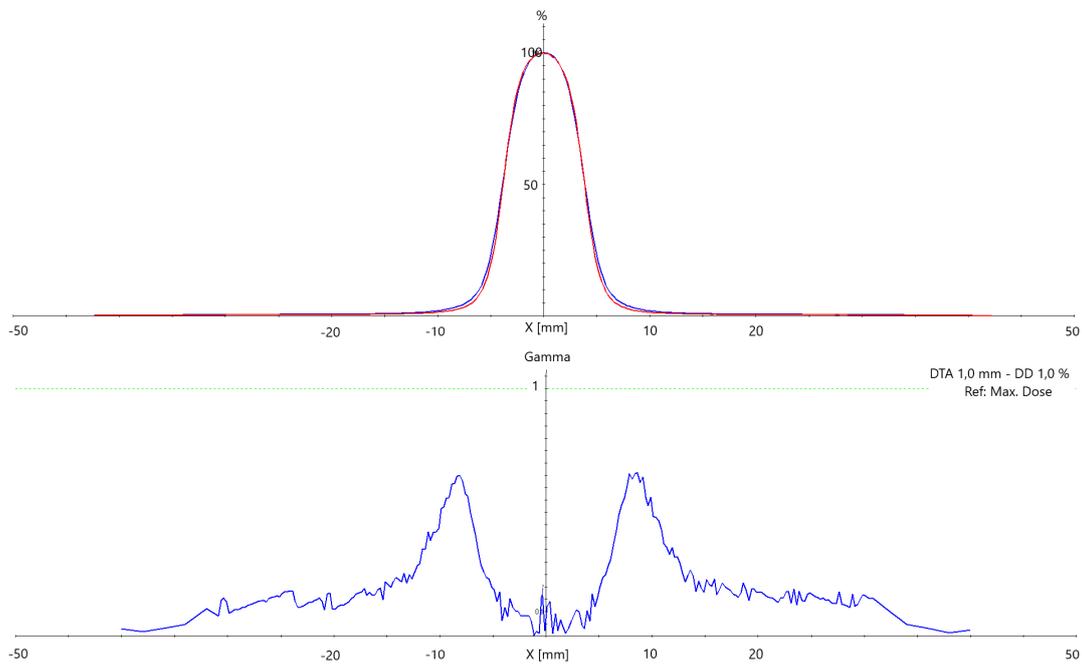


Abbildung A.58: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 7,5 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

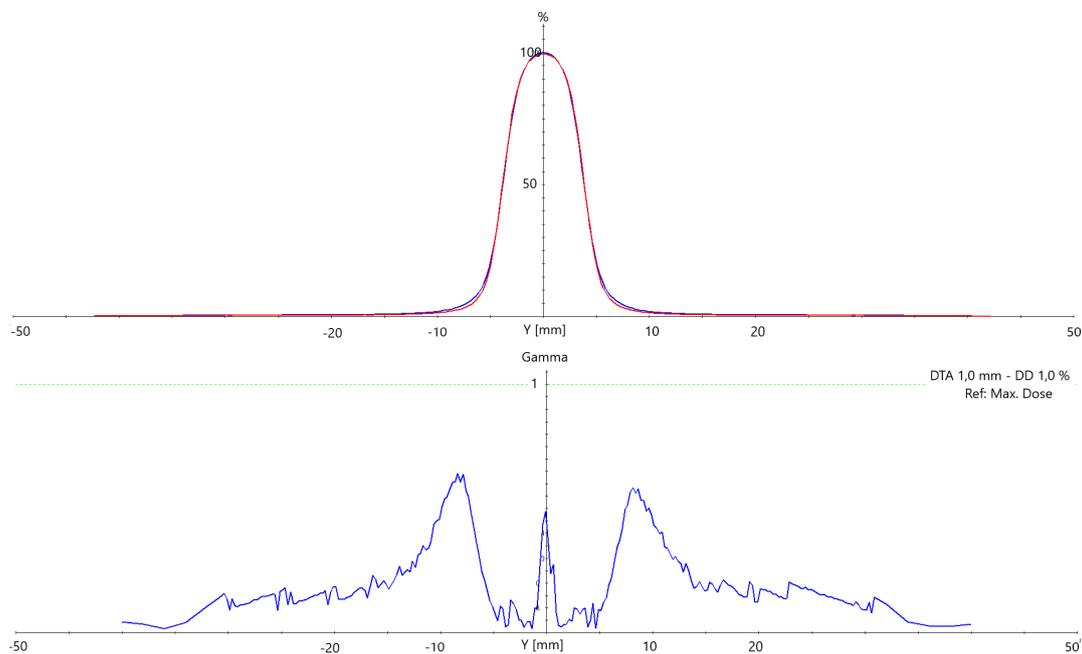


Abbildung A.59: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Fixkollimator mit 7,5 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

A.8 Ergebnisse Dosisquerprofile Iriskollimator

Tabelle A.2: Auswertung der FWHM in x- und y-Richtung (Iriskollimator)

Auswertung FWHM (Iriskollimator)					
FWHM	10	12,5	15	20	25
X Referenz [mm]	10,01	12,37	14,83	19,80	24,70
X Simulation [mm]	10,20	12,51	14,98	19,95	24,91
Y Referenz [mm]	10,15	12,47	14,95	19,94	24,88
Y Simulation [mm]	9,99	12,31	14,81	19,78	24,69
gemittelte Referenz [mm]	10,08	12,42	14,89	19,87	24,79
gemittelte Simulation [mm]	10,10	12,41	14,90	19,87	24,80
X Abweichung [mm]	+0,19	0,14	0,16	0,15	0,21
Y Abweichung [mm]	-0,16	-0,16	-0,14	-0,16	-0,19
gemittelte Abweichung [mm]	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01
relative Abweichung [%]	0,2	0,01	0,01	0,01	0,01

Auswertung gemittelte FWHM (Iriskollimator)					
Größe [mm]	30	35	40	50	60
X Referenz [mm]	29,50	34,31	39,21	48,95	58,76
X Simulation [mm]	29,76	34,50	39,49	49,25	59,39
Y Referenz [mm]	29,79	34,54	39,39	49,11	58,84
Y Simulation [mm]	29,52	34,22	39,15	48,86	58,95
gemittelte Referenz [mm]	29,64	34,43	39,30	49,03	58,85
gemittelte Simulation [mm]	29,64	34,36	39,32	49,06	59,17
X Abweichung [mm]	0,26	0,19	0,28	0,30	+0,63
Y Abweichung [mm]	-0,27	-0,32	-0,24	-0,25	+0,11
gemittelte Abweichung [mm]	0	-0,07	0,02	0,03	0,32
relative Abweichung [%]	0	0,2	0,01	0,01	0,5

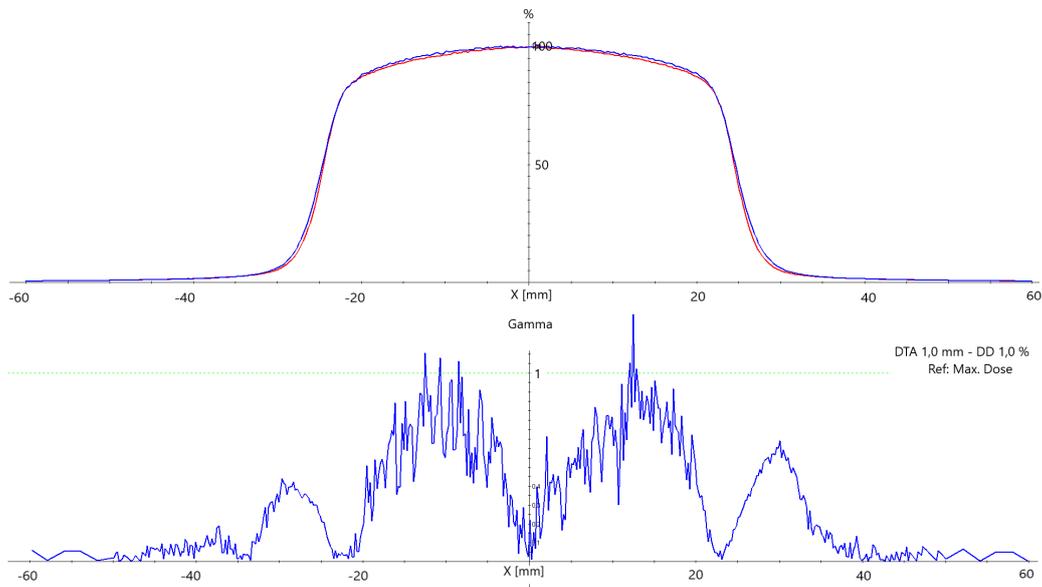


Abbildung A.60: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 50 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

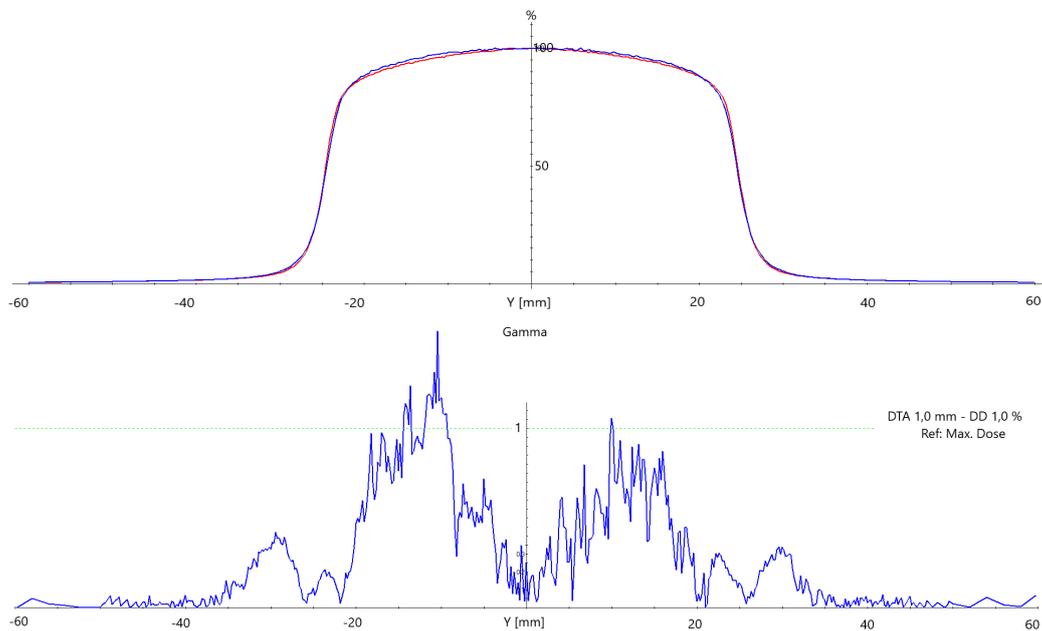


Abbildung A.61: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 50 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

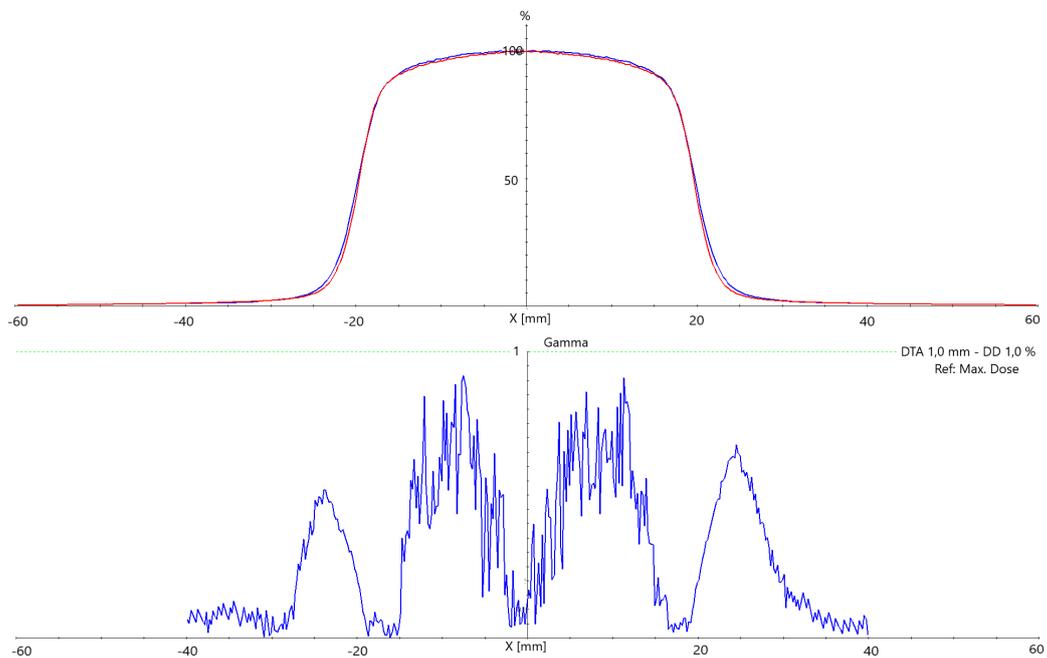


Abbildung A.62: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 40 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

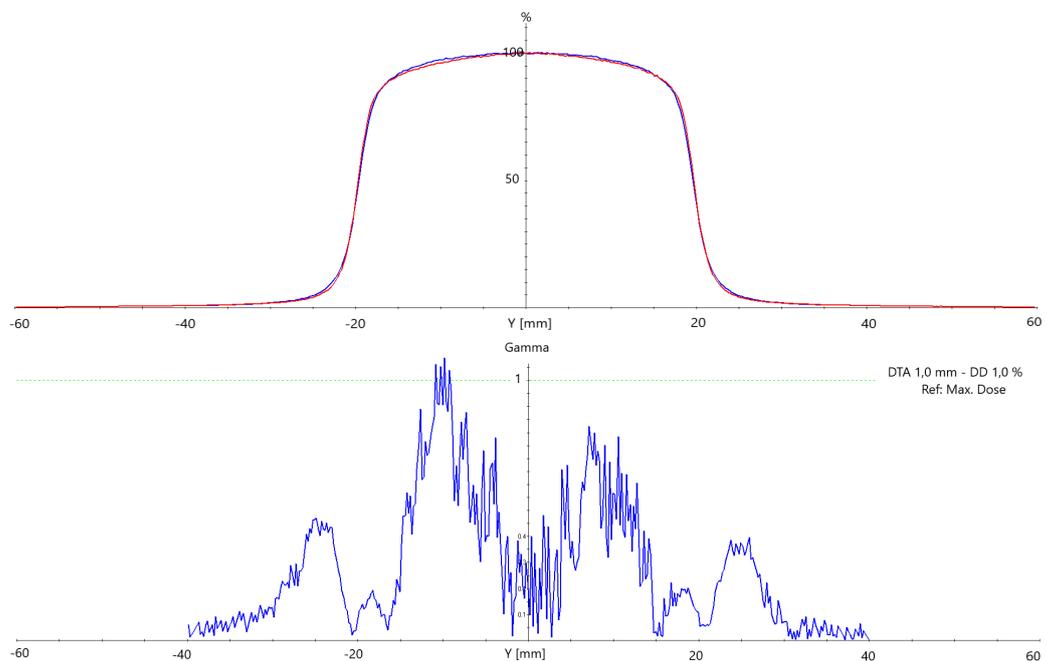


Abbildung A.63: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 40 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

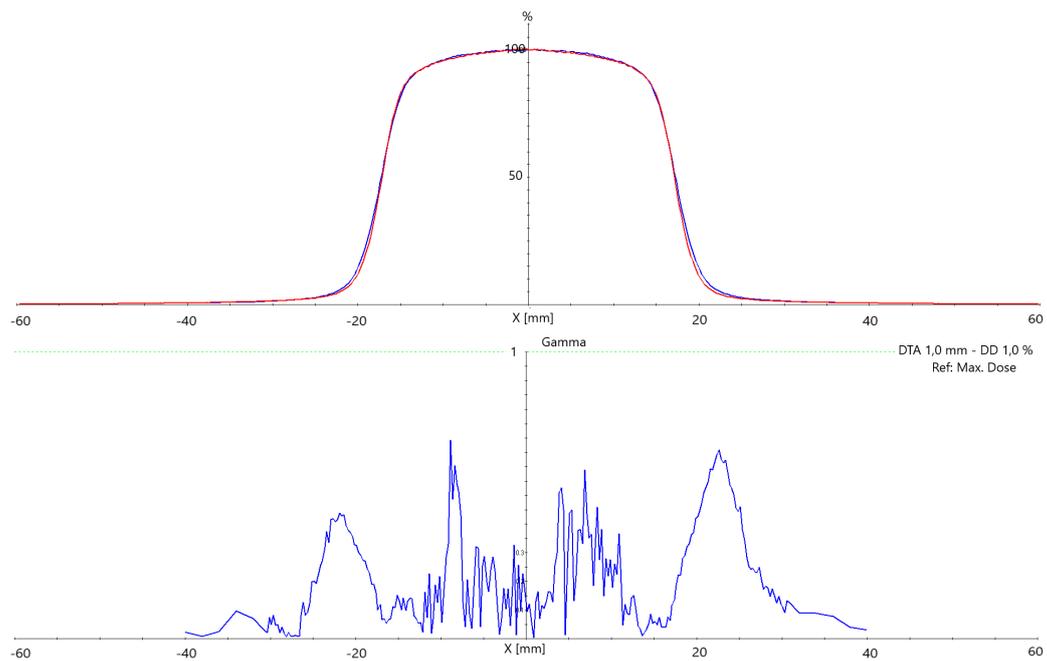


Abbildung A.64: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 35 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

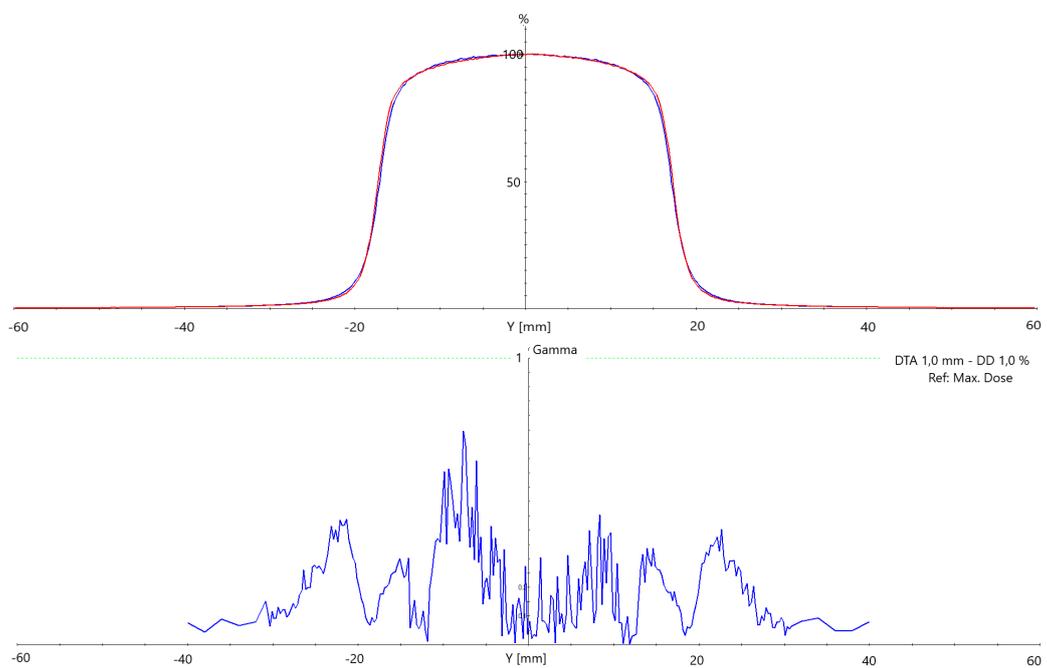


Abbildung A.65: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 35 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

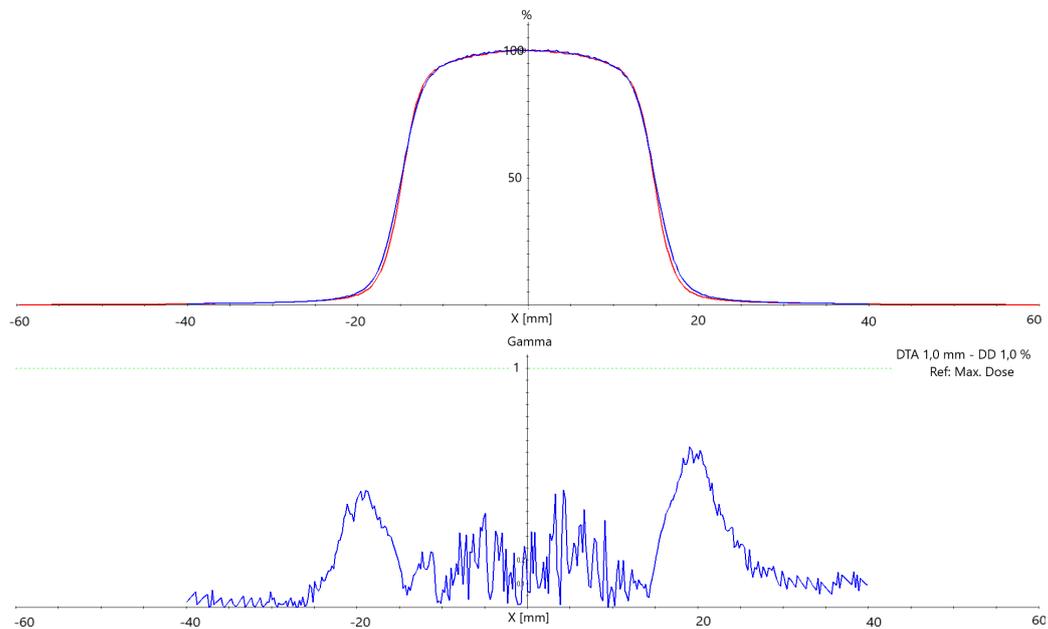


Abbildung A.66: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 30 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

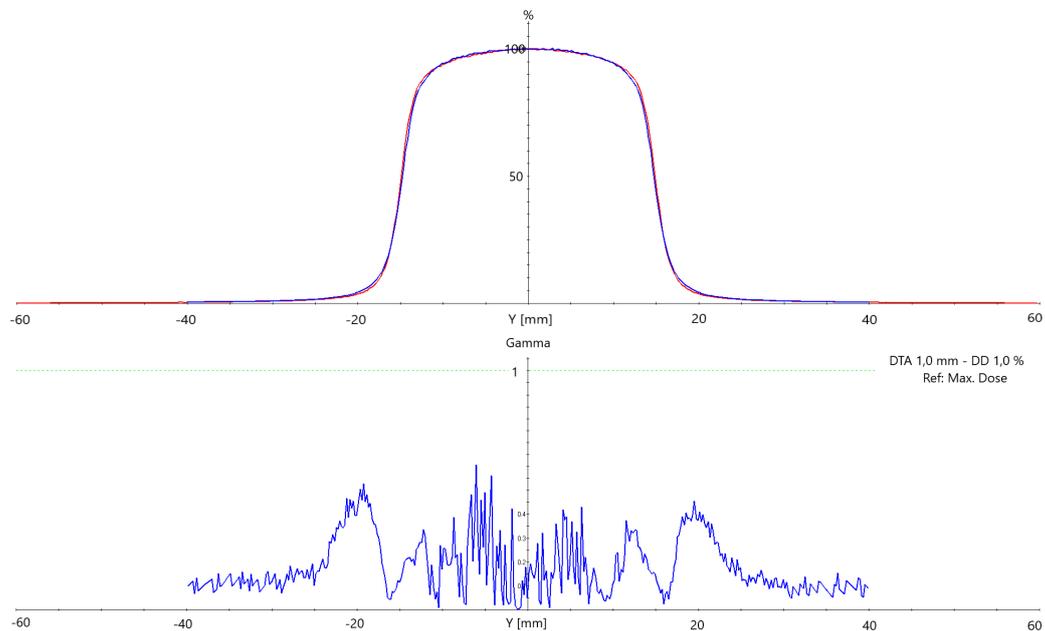


Abbildung A.67: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 30 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

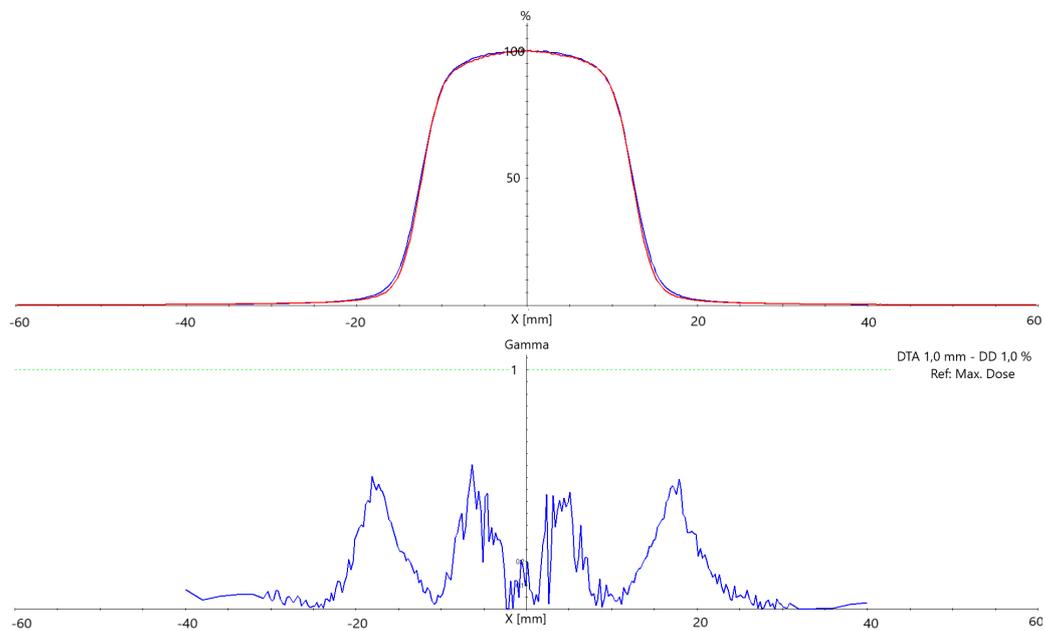


Abbildung A.68: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 25 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

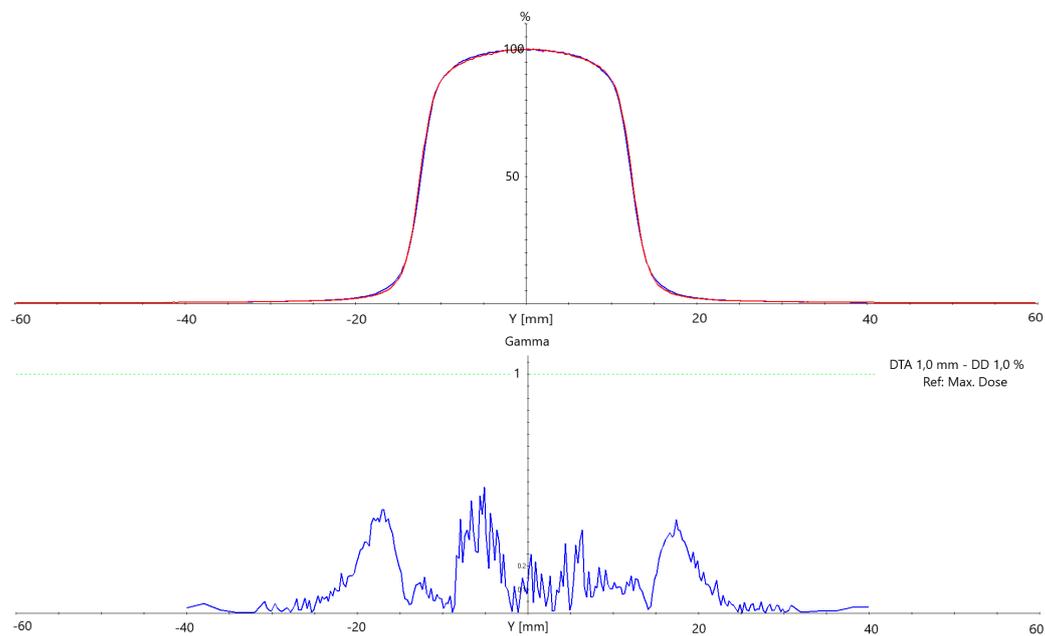


Abbildung A.69: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 25 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

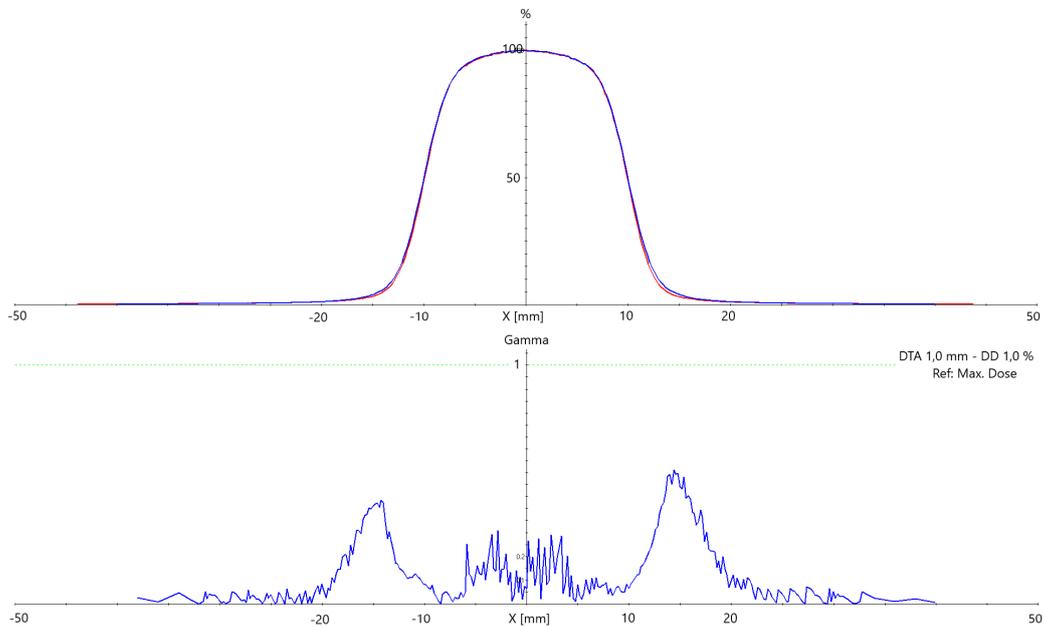


Abbildung A.70: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 20 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

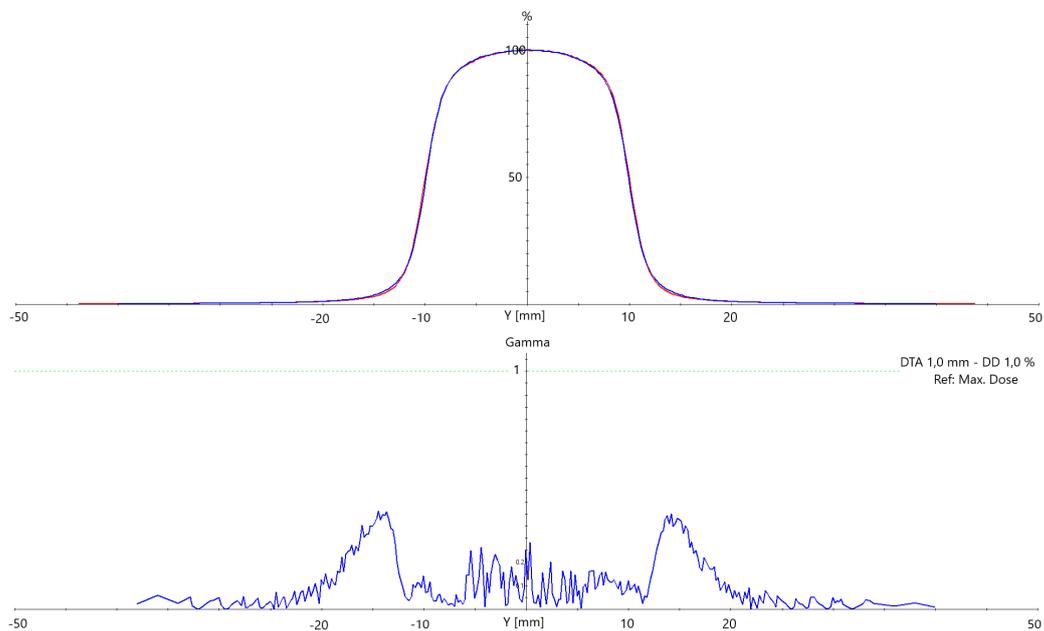


Abbildung A.71: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 20 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

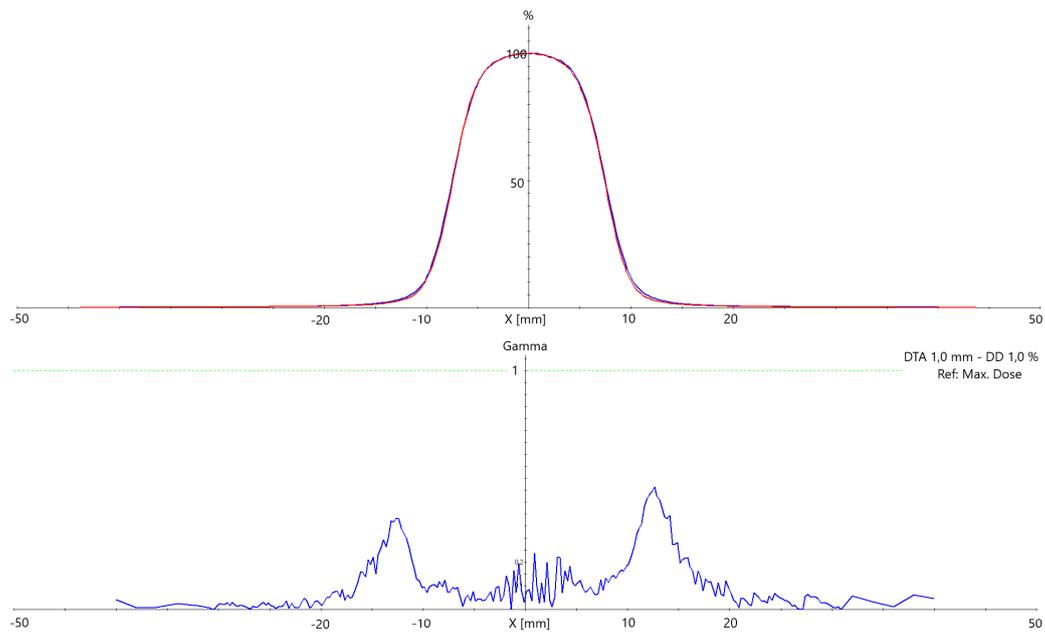


Abbildung A.72: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 15 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

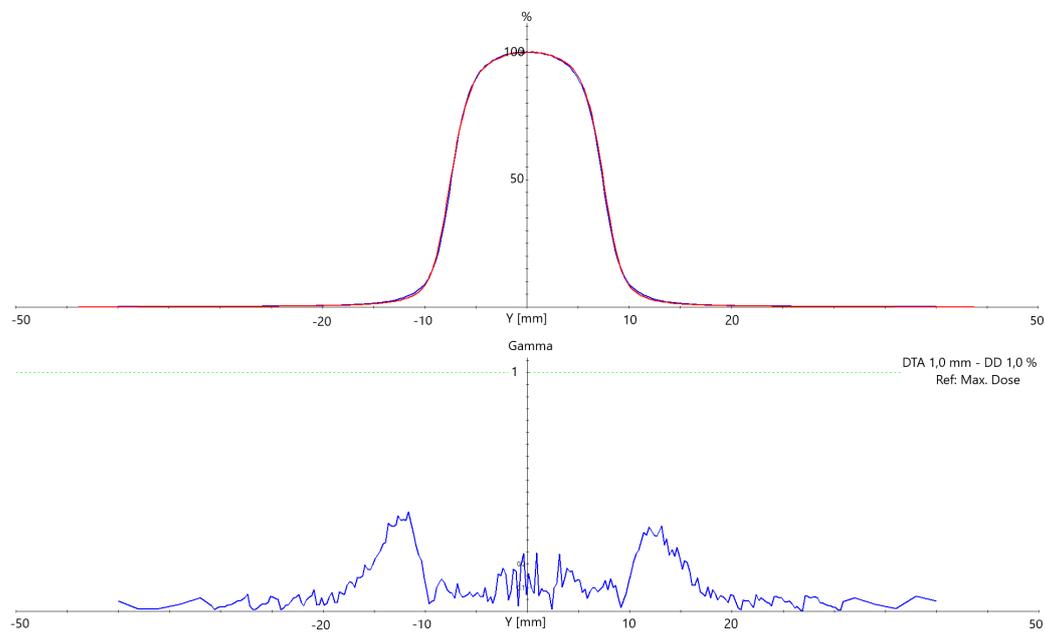


Abbildung A.73: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 15 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

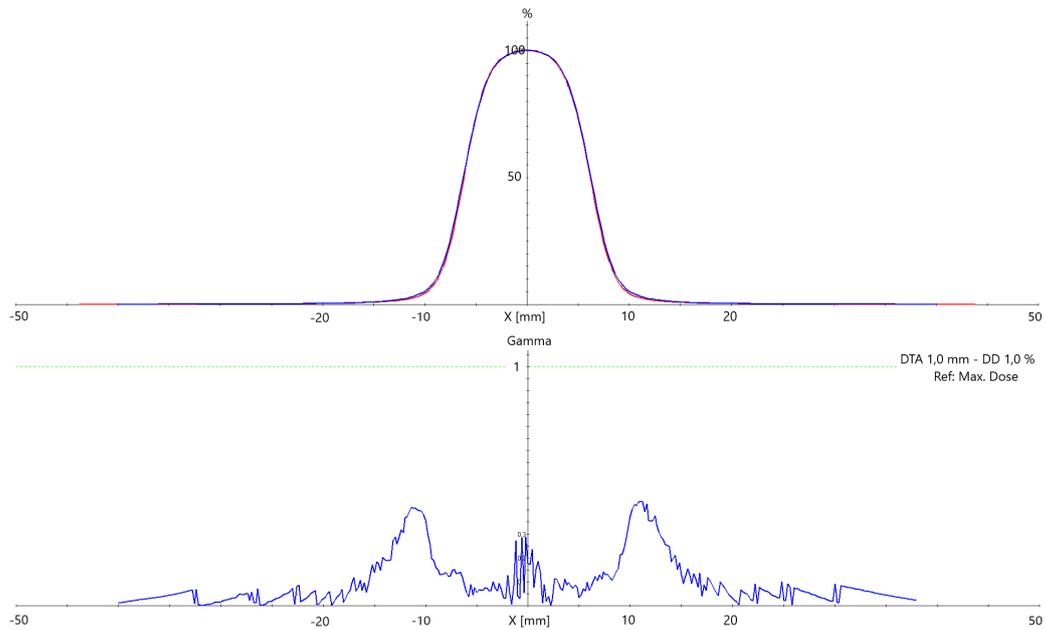


Abbildung A.74: Oben: Simulierte OCR x-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 12,5 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

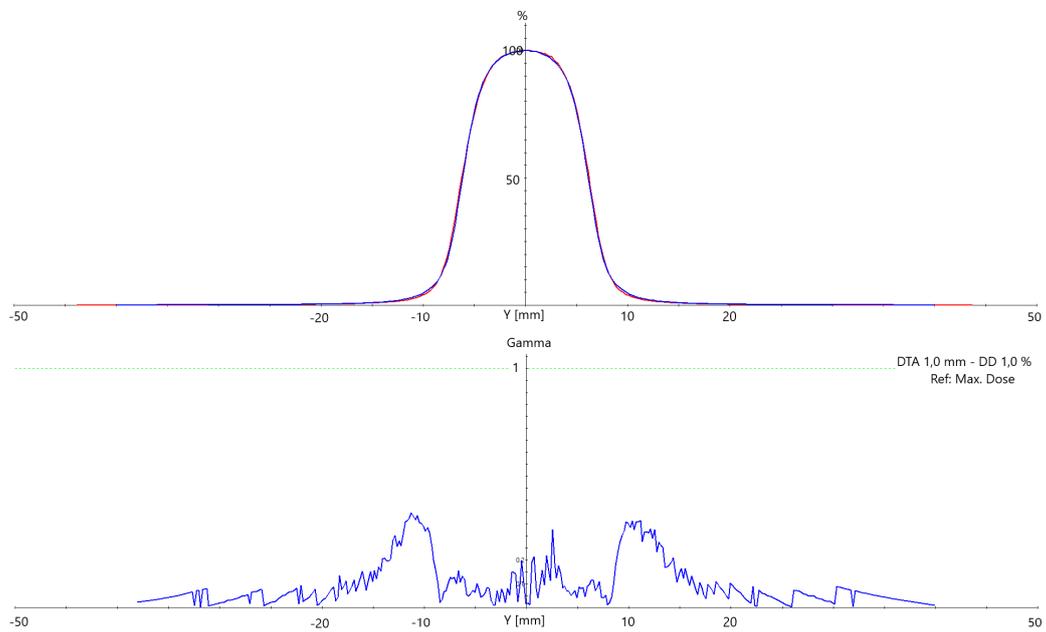


Abbildung A.75: Oben: Simulierte OCR y-Achse (blau) im Vergleich zu Referenzdaten (rot) für den Iriskollimator mit 12,5 mm Durchmesser. Unten: Gamma Analyse mit DTA 1,0 mm und ΔD 1,0 %.

A.9 Diskussion Phantom - Schädelphantom

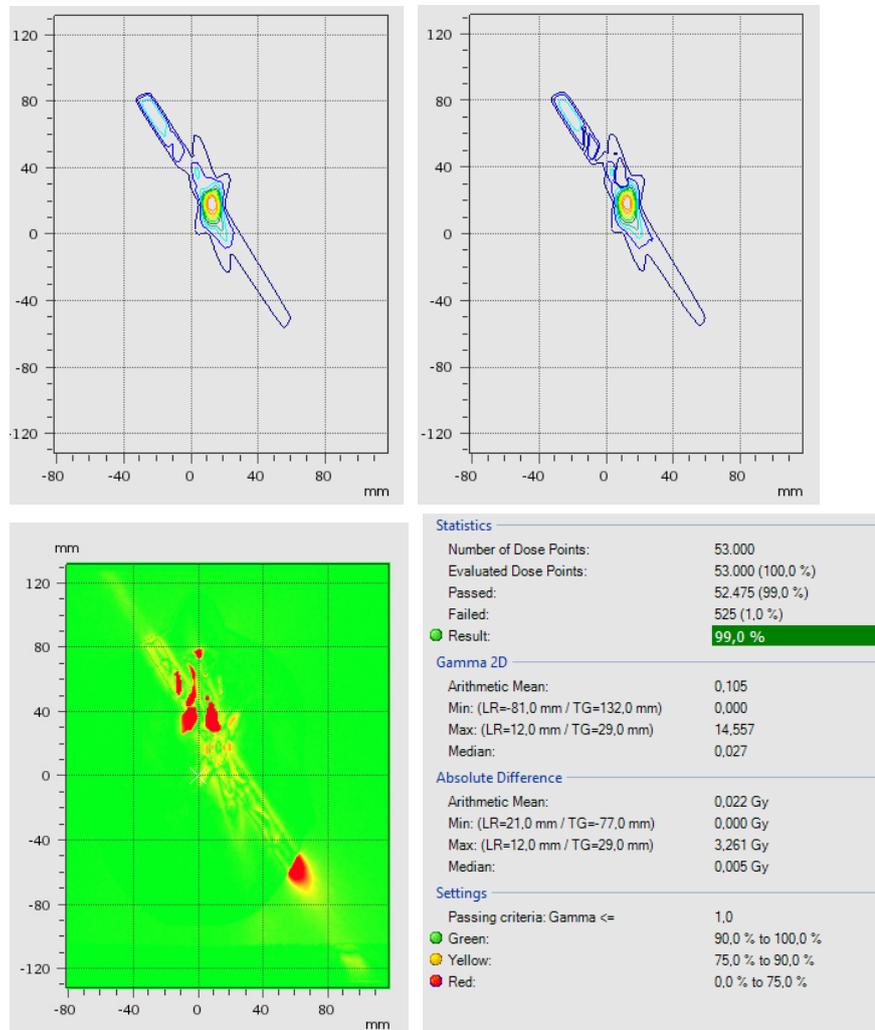


Abbildung A.76: Ergebnis Gamma Index Analyse mit DTA 1 mm und ΔD 2 % (Dosiswerte ≥ 0 %) in der axialen Isozentrumsschicht. Oben links: Dosisverteilung MC Precision[©]. Oben rechts: Dosisverteilung DOSXYZnrc bei $7,5 \cdot 10^9$ simulierten Teilchen. Unten links: Gamma Verteilung mit Fehlerpunkten (rot). Unten rechts: Auswertung der Gamma Index Analyse

A.10 Diskussion Phantom - Lungenphantom

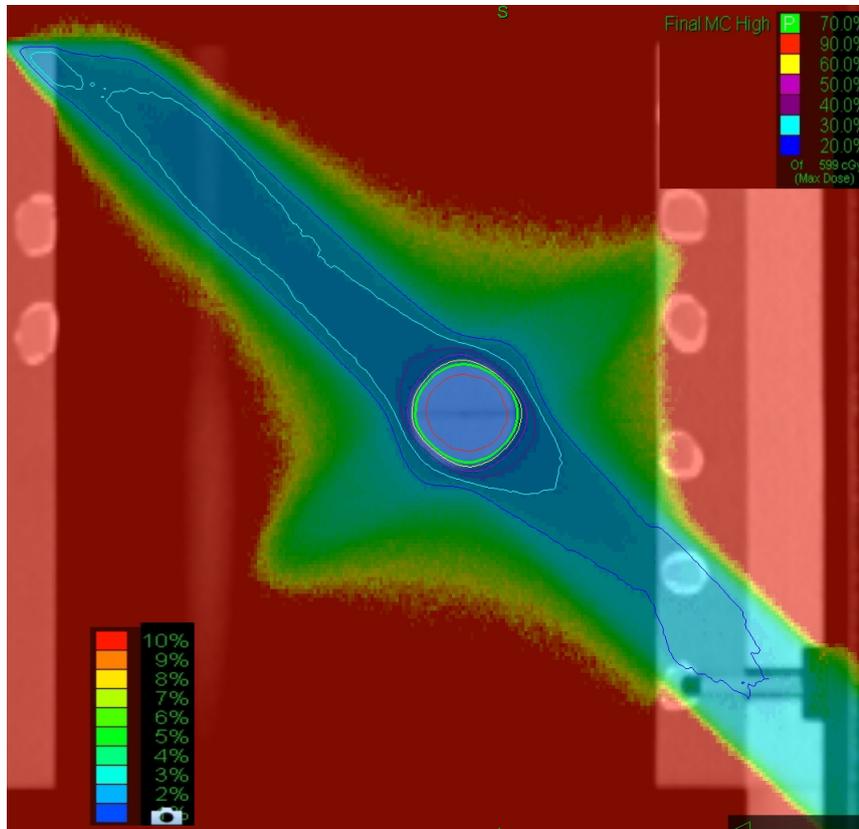


Abbildung A.77: Ergebnis Dosisverteilung im Lungenphantom in der sagittalen Isozentrumsschicht der MC Berechnung im Planungssystem Precision[©] mit Angabe der Unsicherheit in der Dosisberechnung.

Literaturverzeichnis

- [1] ACCURAY INC. (Hrsg.): *Cyberknife Physics Essentials Guide*. Sunnyvale, CA, USA: Accuray Inc., 2013
- [2] ADLER, J. R. J. ; CHANG, S. D. ; MURPHY, M. J. ; DOTY, J. ; GEIS, P. ; HANCOCK, S. L.: The Cyberknife: a frameless robotic system for radiosurgery. In: *Stereotactic and functional neurosurgery* 69 (1997), S. 124–8
- [3] AGOSTINELLI, S. ; ALLISON, J. ; AMAKO, K. ; APOSTOLAKIS, J. ; ARAUJO, H. ; ARCE, P. ; ASAI, M. ; AXEN, D. ; BANERJEE, S. ; BARRAND, G. ; BEHNER, F. ; BELLAGAMBA, L. ; BOUDREAU, J. ; BROGLIA, L. ; BRUNENGO, A. ; BURKHARDT, H. ; CHAUVIE, S. ; CHUMA, J. ; CHYTRACEK, R. ; COOPERMAN, G. ; COSMO, G. ; DEGTYARENKO, P. ; DELL'ACQUA, A. ; DEPAOLA, G. ; DIETRICH, D. ; ENAMI, R. ; FELICIELLO, A. ; FERGUSON, C. ; FESEFELDT, H. ; FOLGER, G. ; FOPPIANO, F. ; FORTI, A. ; GARELLI, S. ; GIANI, S. ; GIANNITRAPANI, R. ; GIBIN, D. ; CADENAS, J. G. ; GONZÁLEZ, I. ; ABRIL, G. G. ; GREENIAUS, G. ; GREINER, W. ; GRICHINE, V. ; GROSSHEIM, A. ; GUATELLI, S. ; GUMPLINGER, P. ; HAMATSU, R. ; HASHIMOTO, K. ; HASUI, H. ; HEIKKINEN, A. ; HOWARD, A. ; IVANCHENKO, V. ; JOHNSON, A. ; JONES, F. ; KALLENBACH, J. ; KANAYA, N. ; KAWABATA, M. ; KAWABATA, Y. ; KAWAGUTI, M. ; KELNER, S. ; KENT, P. ; KIMURA, A. ; KODAMA, T. ; KOKOULIN, R. ; KOSSOV, M. ; KURASHIGE, H. ; LAMANNA, E. ; LAMPÉN, T. ; LARA, V. ; LEFEBURE, V. ; LEI, F. ; LIENDL, M. ; LOCKMAN, W. ; LONGO, F. ; MAGNI, S. ; MAIRE, M. ; MEDERNACH, E. ; MINAMIMOTO, K. ; FREITAS, P. M. ; MORITA, Y. ; MURAKAMI, K. ; NAGAMATU, M. ; NARTALLO, R. ; NIEMINEN, P. ; NISHIMURA, T. ; OHTSUBO, K. ; OKAMURA, M. ;

- O'NEALE, S. ; OOHATA, Y. ; PAECH, K. ; PERL, J. ; PFEIFFER, A. ; PIA, M. ; RANJARD, F. ; RYBIN, A. ; SADILOV, S. ; SALVO, E. D. ; SANTIN, G. ; SASAKI, T. ; SAVVAS, N. ; SAWADA, Y. ; SCHERER, S. ; SEI, S. ; SIROTKENKO, V. ; SMITH, D. ; STARKOV, N. ; STOECKER, H. ; SULKIMO, J. ; TAKAHATA, M. ; TANAKA, S. ; TCHERNIAEV, E. ; TEHRANI, E. S. ; TROPEANO, M. ; TRUSCOTT, P. ; UNO, H. ; URBAN, L. ; URBAN, P. ; VERDERI, M. ; WALKDEN, A. ; WANDER, W. ; WEBER, H. ; WELLISCH, J. ; WENAUS, T. ; WILLIAMS, D. ; WRIGHT, D. ; YAMADA, T. ; YOSHIDA, H. ; ZSCHIESCHE, D. : Geant4 - a simulation toolkit. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506 (2003), Nr. 3, S. 250 – 303
- [4] AHNESJO, A. ; ANDREO, P. ; BRAHME, A. : Calculation and application of point spread functions for treatment planning with high energy photon beams. In: *Acta oncologica (Stockholm, Sweden)* 26 (1987), Jan-Feb, S. 49–56
- [5] BARÓ, J. ; SEMPAY, J. ; FERNÁNDEZ-VAREA, J. ; SALVAT, F. : PENELOPE: An algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 100 (1995), Nr. 1, S. 31 – 46
- [6] BERGER, M. ; COURSEY, J. ; ZUCKER, M. ; CHANG, J. : *Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions*. – abgerufen am 19.06.2019: <https://www.nist.gov/pml/stopping-power-range-tables-electrons-protons-and-helium-ions>
- [7] BIELAJEW, A. F. ; ROGERS, D. W. O.: PRESTA: the Parameter Reduced Electron-Step Transport Algorithm for electron Monte Carlo transport. In: *Nuclear instruments and methods in physics research. B* 18 (1987), Nr. 1/6, S. 165–171,174–181
- [8] BOGNER, L. ; WILLNER, J. ; COMBS, S. E.: *Festlegung von Reaktionsschwellen und Toleranzgrenzen für die Prüfung des Gesamtsystems bei der perkutanen Strahlentherapie mit Photonen und Elektronen-Stellungnahme*

- der Strahlenschutzkommission mit wissenschaftlicher Begründung.* Bonn: Strahlenschutzkommission, 2018
- [9] BRIESMEISTER, J. F.: MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C / Los Alamos National Laboratory, Los Alamos (New Mexico). 2000. – Forschungsbericht
- [10] BROWN, J. M. ; CARLSON, D. J. ; BRENNER, D. J.: The tumor radiobiology of SRS and SBRT: are more than the 5 Rs involved? In: *International journal of radiation oncology, biology, physics* 88 (2014), Feb, S. 254–62
- [11] CHETTY, I. J. ; CURRAN, B. ; CYGLER, J. E. ; DEMARCO, J. J. ; EZZELL, G. ; FADDEGON, B. A. ; KAWRAKOW, I. ; KEALL, P. J. ; LIU, H. ; MA, C. M. C. ; ROGERS, D. W. O. ; SEUNTJENS, J. ; SHEIKH-BAGHERI, D. ; SIEBERS, J. V.: Report of the AAPM Task Group No. 105: Issues associated with clinical implementation of Monte Carlo-based photon and electron external beam treatment planning. In: *Medical physics* 34 (2007), Dec, S. 4818–53
- [12] CHOW, J. C. L. ; LEUNG, M. K. K.: A graphical user interface for calculation of 3D dose distribution using Monte Carlo simulations. In: *Journal of Physics: Conference Series* 102 (2008), Febr., S. 012003
- [13] COMPUTERIZED IMAGING REFERENCE SYSTEMS INC: *Dynamic Thorax Phantom.* 2019. – abgerufen am 29.1.2019: <https://www.cirsinc.com/products/radiation-therapy/dynamic-thorax-phantom/>
- [14] DE COSTE, V. ; FRANCESCON, P. ; MARINELLI, M. ; MASI, L. ; PAGANINI, L. ; PIMPINELLA, M. ; PRESTOPINO, G. ; RUSSO, S. ; STRAVATO, A. ; VERONA, C. ; VERONA-RINATI, G. : Is the PTW 60019 microDiamond a suitable candidate for small field reference dosimetry? In: *Physics in medicine and biology* 62 (2017), Aug., S. 7036–7055
- [15] DEUTSCHES KREBSFORSCHUNGSZENTRUM KREBSINFORMATIONSDIENST: *Krebsstatistiken: Wie häufig ist Krebs in Deutschland?* Im Neuenheimer Feld 280, 69120 Heidelberg, . – abgerufen am 06.02.2020: <https://www.krebsinformationsdienst.de/grundlagen/krebsstatistiken.php>

- [16] DIETERICH, S. ; CAVEDON, C. ; CHUANG, C. F. ; COHEN, A. B. ; GARRETT, J. A. ; LEE, C. L. ; LOWENSTEIN, J. R. ; D'SOUZA, M. F. ; TAYLOR JR., D. D. ; WU, X. ; YU, C. : Report of AAPM TG 135: Quality assurance for robotic radiosurgery. In: *Medical Physics* 38 (2011), S. 2914–2936
- [17] DIETERICH, S. ; GIBBS, I. C.: The CyberKnife in clinical use: current roles, future expectations. In: *Frontiers of radiation therapy and oncology* 43 (2011), S. 181–194
- [18] ECHNER, G. G. ; KILBY, W. ; LEE, M. ; EARNST, E. ; SAYEH, S. ; SCHLAEFER, A. ; RHEIN, B. ; DOOLEY, J. R. ; LANG, C. ; BLANCK, O. ; LESSARD, E. ; MAURER, C. R. J. ; SCHLEGEL, W. : The design, physical properties and clinical utility of an iris collimator for robotic radiosurgery. In: *Physics in medicine and biology* 54 (2009), Sep, S. 5359–80
- [19] GARNIER, N. ; AMBLARD, R. ; VILLENEUVE, R. ; HAYKAL, R. ; ORTHOLAN, C. ; COLIN, P. ; GERARD, A. ; BELHOMME, S. ; MADY, F. ; BENABDESSELAM, M. ; SERRANO, B. : Detectors assessment for stereotactic radiosurgery with cones. In: *Journal of applied clinical medical physics* 19 (2018), Nov, S. 88–98
- [20] GREILICH, S. ; OSINGA-BLÄTTERMANN, J.-M. : Strahlenphysik. In: SCHLEGEL, W.; KARGER, C.; JÄKEL, O. (Hrsg.): *Medizinische Physik*. Springer Spektrum Verlag, 2018, Kapitel Strahlenphysik, S. 4–35
- [21] HALVORSEN, P. H. ; CIRINO, E. ; DAS, I. J. ; GARRETT, J. A. ; YANG, J. ; YIN, F.-F. ; FAIROBENT, L. A.: AAPM-RSS Medical Physics Practice Guideline 9.a. for SRS-SBRT. In: *Journal of applied clinical medical physics* 18 (2017), Sep, S. 10–21
- [22] HARMS, W. B. S. ; LOW, D. A. ; WONG, J. W. ; PURDY, J. A.: A software tool for the quantitative evaluation of 3D dose calculation algorithms. In: *Medical physics* 25 (1998), Oct, S. 1830–6
- [23] HARTMANN, G. ; SCHLEGEL, W. : Physikalische Grundlagen. In: WANENMACHER, M. (Hrsg.) ; DEBUS, J. (Hrsg.) ; WENZ, F. (Hrsg.): *Strahlentherapie*. Springer Verlag, 2006, Kapitel Physikalische Grundlagen, S. 49–81

- [24] HEIDORN, S.-C. ; KILBY, W. ; FURWEGER, C. : Novel Monte Carlo dose calculation algorithm for robotic radiosurgery with multi leaf collimator: Dosimetric evaluation. In: *Physica medica : PM : an international journal devoted to the applications of physics to medicine and biology : official journal of the Italian Association of Biomedical Physics (AIFB)* 55 (2018), Nov, S. 25–32
- [25] HEILEMANN, G. ; POPPE, B. ; LAUB, W. : On the sensitivity of common gamma-index evaluation methods to MLC misalignments in Rapidarc quality assurance. In: *Medical physics* 40 (2013), Mar, S. 031702
- [26] HOOGEMAN, M. ; PREVOST, J.-B. ; NUYTTENS, J. ; POLL, J. ; LEVENDAG, P. ; HEIJMEN, B. : Clinical accuracy of the respiratory tumor tracking system of the cyberknife: assessment by analysis of log files. In: *International journal of radiation oncology, biology, physics* 74 (2009), May, S. 297–303
- [27] ICRU: Report 91-Prescribing, Recording and Reporting of Stereotactic Treatments with Small Photon Beams / ICRU. 2017. – Forschungsbericht
- [28] INOUE, M. ; SATO, K. ; KOIKE, I. : An Analysis of the Accuracy of the 6D Tracking With CyberKnife. In: *International Journal of Radiation Oncology and Biology and Physics* 66 (2019), Nr. 3, S. 611
- [29] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY: Technical Report Series 483: Dosimetry of small static fields used in External Beam Radiotherapy-an IAEA-AAPM International Code of Practice for reference and relative dose determination / International Atomic Energy Agency. 2017. – Forschungsbericht
- [30] INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION: ISO IEC Guide 98 (3) 2008: Uncertainty of measurement, Part 3: Guide to the expression of uncertainty in measurement. / ISO IEC. 2008. – Forschungsbericht
- [31] IRMEN, P. ; REFT, C. S. ; FITZHERBERT, C. ; SOLIN, L. ; HAND, C. : Verification of representative data for output factors of SRS cones utilizing IAEA TRS 483 recommendations. In: *Physics in medicine and biology* (2019), Sept.

- [32] JUNG, J. ; SONG, S. Y. ; YOON, S. M. ; KWAK, J. ; YOON, K. ; CHOI, W. ; JEONG, S.-Y. ; CHOI, E. K. ; CHO, B. : Verification of Accuracy of CyberKnife Tumor-tracking Radiation Therapy Using Patient-specific Lung Phantoms. In: *International journal of radiation oncology, biology, physics* 92 (2015), Jul, S. 745–53
- [33] KARGER, C. P.: Klinische Strahlenbiologie. In: SCHLEGEL, W.; KARGER, C.; JÄKEL, O. (Hrsg.): *Medizinische Physik*. Springer Spektrum Verlag, 2018, Kapitel Klinische Strahlenbiologie, S. 452–471
- [34] KAWATA, K. ; KAMOMAE, T. ; OGUCHI, H. ; KAWABATA, F. ; OKUDAIRA, K. ; KAWAMURA, M. ; OHTAKARA, K. ; ITOH, Y. ; NAGANAWA, S. : Evaluation of newly implemented dose calculation algorithms for multileaf collimator-based CyberKnife tumor-tracking radiotherapy. In: *Medical physics* (2020), Jan
- [35] KAWRAKOW, I. : Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport. I. EGSnrc, the new EGS4 version. In: *Medical physics* 27 (2000), Mar, S. 485–98
- [36] KAWRAKOW, I. ; ROGERS, D. ; WALTERS, B. : Large efficiency improvements in BEAMnrc using directional bremsstrahlung splitting. In: *Medical physics* 31 (2004), 11, S. 2883–98
- [37] KAWRAKOW, I. ; ROGERS, D. W. O.: The EGSnrc Code System: Monte Carlo simulation of electron and photon transport / National Research Council of Canada. 2000 (Technical Report PIRS-701). – Forschungsbericht
- [38] KAWRAKOW, I. ; WALTERS, B. R. B.: Efficient photon beam dose calculations using DOSXYZnrc with BEAMnrc. In: *Medical physics* 33 (2006), Aug, S. 3046–56
- [39] KHAN, F. M. ; GIBBONS, J. P. ; FAIZ M. KHAN; JOHN P. GIBBONS (Hrsg.): *Khan's: The Physics of Radiation Therapy*. 5. Auflage. Lippincott Williams and Wilkins, a Wolters Kluwer business, 2014
- [40] KRIEGER, H. : *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. 6. Auflage. Springer Spektrum, 2019

- [41] LIN, S. ; CHU, T. ; LIN, J. : Monte Carlo simulation of a clinical linear accelerator. In: *Applied radiation and isotopes : including data, instrumentation and methods for use in agriculture, industry and medicine* 55 (2002), S. 759–65
- [42] LOW, D. A. ; HARMS, W. B. ; MUTIC, S. ; PURDY, J. A.: A technique for the quantitative evaluation of dose distributions. In: *Medical physics* 25 (1998), May, S. 656–61
- [43] LOW, D. A. ; DEMPSEY, J. F.: Evaluation of the gamma dose distribution comparison method. In: *Medical physics* 30 (2003), Sep, S. 2455–64
- [44] MA, C.-M. ; LI, J. S. ; DENG, J. ; FAN, J. : Implementation of Monte Carlo Dose calculation for CyberKnife treatment planning. In: *Journal of Physics: Conference Series* 102 (2008), S. 012016
- [45] MA, C. M. C. ; CHETTY, I. J. ; DENG, J. ; FADDEGON, B. ; JIANG, S. B. ; LI, J. ; SEUNTJENS, J. ; SIEBERS, J. V. ; TRANEUS, E. : Beam modeling and beam model commissioning for Monte Carlo dose calculation-based radiation therapy treatment planning: Report of AAPM Task Group 157. In: *Medical physics* 47 (2020), Jan, S. e1–e18
- [46] MACK, A. : *Entwicklung von Verfahren zur Optimierung der räumlichen Dosisverteilung in der Therapie mit hochenergetischen Photonenstrahlenbündeln*, Universität Tübingen, Diss., 1996
- [47] MACKEPRANG, P.-H. ; VUONG, D. ; VOLKEN, W. ; HENZEN, D. ; SCHMIDHALTER, D. ; MALTHANER, M. ; MUELLER, S. ; FREI, D. ; KILBY, W. ; AEBERSOLD, D. M. ; FIX, M. K. ; MANSER, P. : Benchmarking Monte-Carlo dose calculation for MLC CyberKnife treatments. In: *Radiation oncology (London, England)* 14 (2019), Sep, S. 172
- [48] MACKEPRANG, P.-H. ; VUONG, D. ; VOLKEN, W. ; HENZEN, D. ; SCHMIDHALTER, D. ; MALTHANER, M. ; MUELLER, S. ; FREI, D. ; STAMPANONI, M. F. M. ; DAL PRA, A. ; AEBERSOLD, D. M. ; FIX, M. K. ; MANSER, P. : Independent Monte-Carlo dose calculation for MLC based CyberKnife radiotherapy. In: *Physics in medicine and biology* 63 (2018), S. 015015

- [49] MIHALJEVIC, J. ; SOUKUP, M. ; DOHM, O. ; ALBER, M. : Monte Carlo simulation of small electron fields collimated by the integrated photon MLC. In: *Physics in medicine and biology* 56 (2011), Feb, S. 829–43
- [50] MOHAMMED, M. ; CHAKIR, E. ; BOUKHAL, H. ; MROAN, S. ; EL BARDOUNI, T. : Evaluation of variance reduction techniques in BEAMnrc Monte Carlo simulation to improve the computing efficiency. In: *Journal of Radiation Research and Applied Sciences* 9 (2016), Mai
- [51] MOIGNIER, C. ; HUET, C. ; BARRAUX, V. ; BASSINET, C. ; BAUMANN, M. ; SEBE-MERCIER, K. ; LOISEAU, C. ; BATALLA, A. ; MAKOVICKA, L. : Determination of small field output factors and correction factors using a Monte Carlo method for a 1000 MU/min CyberKnife system equipped with fixed collimators. In: *Radiation Measurements* 71 (2014), S. 287–292. – Proceedings of the 17th Solid State Dosimetry Conference (SSD17)
- [52] MURPHY, M. J.: Fiducial-based targeting accuracy for external-beam radiotherapy. In: *Medical physics* 29 (2002), Mar, S. 334–44
- [53] NELSON, W. ; HIRAYAMA, H. ; ROGERS, D. : The EGS4 Code System / Stanford (Kalifornien, USA). 1985 (Report SLAC-265). – Forschungsbericht
- [54] PAPANIKOLAOU, N. ; BATTISTA, J. ; BOYER, A. ; KAPPAS, C. ; KLEIN, E. ; MACKIE, T. ; SHARPE, M. ; VAN DYK, J. ; AAPM (Hrsg.): *Tissue inhomogeneity corrections for megavoltage photon beams. AAPM Report No 85 (Report of Task Group No. 65)*. Medical Physics Publishing, 2004
- [55] PARK, C. ; PAPIEZ, L. ; ZHANG, S. ; STORY, M. ; TIMMERMAN, R. D.: Universal survival curve and single fraction equivalent dose: useful tools in understanding potency of ablative radiotherapy. In: *International journal of radiation oncology, biology, physics* 70 (2008), Mar, S. 847–52
- [56] PARK, H. J. ; GRIFFIN, R. J. ; HUI, S. ; LEVITT, S. H. ; SONG, C. W.: Radiation-Induced Vascular Damage in Tumors: Implications of Vascular Damage in Ablative Hypofractionated Radiotherapy (SBRT and SRS). In: *Radiation Research* 177 (2012), Nr. 3, S. 311–327. – PMID: 22229487

- [57] PODGORSK, E. P. ; PODGORSK, E. P. (Hrsg.): *Radiation Oncology Physics: A handbook for Teachers and Students*. International Atomic Energy Agency, 2005
- [58] PULLIAM, K. B. ; HUANG, J. Y. ; HOWELL, R. M. ; FOLLOWILL, D. ; BOSCA, R. ; O'DANIEL, J. ; KRY, S. F.: Comparison of 2D and 3D gamma analyses. In: *Medical Physics* 41 (2014), Feb, S. 021710
- [59] REYNAERT, N. ; DEMOL, B. ; CHAROY, M. ; BOUCHOUCHA, S. ; CROP, F. ; WAGNER, A. ; LACORNERIE, T. ; DUBUS, F. ; RAULT, E. ; COMTE, P. ; CAYEZ, R. ; BOYDEV, C. ; PASQUIER, D. ; MIRABEL, X. ; LARTIGAU, E. ; SARRAZIN, T. : Clinical implementation of a Monte Carlo based treatment plan QA platform for validation of Cyberknife and Tomotherapy treatments. In: *Physica medica : PM : an international journal devoted to the applications of physics to medicine and biology : official journal of the Italian Association of Biomedical Physics (AIFB)* 32 (2016), Oct, S. 1225–1237
- [60] RICHTER, E. ; FEYERABEND, T. ; E. RICHTER; T. FEYERABEND (Hrsg.): *Grundlagen der Strahlentherapie*. Springer Verlag, 2002
- [61] ROGERS, D. W. ; FADDEGON, B. A. ; DING, G. X. ; MA, C. M. ; WE, J. ; MACKIE, T. R.: BEAM: a Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units. In: *Medical physics* 22 (1995), May, S. 503–24
- [62] ROGERS, D. ; WALTERS, B. ; KAWRAKOW, I. : *BEAMnrc User Manual*. NRCC Report PIRS-0509(A)revL. Ottawa K1A 0R6: National Research Council of Canada, Jan. 2015
- [63] SACHSE, K. N. ; PLESSIS, F. C. P.: Improved Monte Carlo clinical electron beam modelling. In: *Physica medica : PM : an international journal devoted to the applications of physics to medicine and biology : official journal of the Italian Association of Biomedical Physics (AIFB)* 66 (2019), Oct, S. 36–44
- [64] SACK, H. : Tumorklassifikation und -dokumentation. In: BAMBERG, M.; MOLLS, M.; SACK, H. (Hrsg.): *Radioonkologie Klinik*. W. Zuckschwerdt Verlag, 2009, Kapitel Tumorklassifikation und -dokumentation, S. 1–10

- [65] SAUER, R. : Strahlenbiologie. In: W. WEBER; G. KAUFFMANN; R. SAUER (Hrsg.): *Radiologie. Bildgebende Verfahren, Strahlentherapie, Nuklearmedizin und Strahlenschutz*. Bd. 4. Auflage. Urban Fischer Verlag (Elsevier), München, 2011, Kapitel 3 Strahlenbiologie, S. 19–40
- [66] SCHERMAN, J. B.: *Development and evaluation of methods for comparison of dose distributions in radiotherapy using calculated, synthetic and simulated measured dose distributions.*, Lund University Faculty of Science Medical Radiation Physics, Schweden, Diplomarbeit, 2009
- [67] SCHWEIKARD, A. ; SHIOMI, H. ; ADLER, J. : Respiration tracking in radiosurgery. In: *Medical physics* 31 (2004), Oct, S. 2738–41
- [68] SHEIKH-BAGHERI, D. ; ROGERS, D. W. O.: Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters. In: *Medical physics* 29 (2002), Mar, S. 379–90
- [69] VASSILIEV, O. N. ; WAREING, T. A. ; MCGHEE, J. ; FAILLA, G. ; SALEHPOUR, M. R. ; MOURTADA, F. : Validation of a new grid-based Boltzmann equation solver for dose calculation in radiotherapy with photon beams. In: *Physics in medicine and biology* 55 (2010), Feb, S. 581–98
- [70] VERHAEGEN, F. ; SEUNTJENS, J. : Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams. In: *Physics in medicine and biology* 48 (2003), Nov, S. R107–64
- [71] WAGNER, A. ; CROP, F. ; MIRABEL, X. ; TAILLY, C. ; REYNAERT, N. : Use of an inhouse Monte Carlo platform to assess the clinical impact of algorithm-related dose differences on DVH constraints. In: *Physica Medica* 42 (2017), S. 319–326
- [72] WAGNER, A. ; CROP, F. ; LACORNERIE, T. ; VANDEVELDE, F. ; REYNAERT, N. : Use of a liquid ionization chamber for stereotactic radiotherapy dosimetry. In: *Physics in medicine and biology* 58 (2013), März, S. 2445–2459
- [73] WALTERS, B. ; KAWRAKOW, I. ; ROGERS, D. : *DOSXYZnrc Users Manual*. NRCC Report PIRS-794revB. Ottawa K1A 0R6: National Research Council of Canada, Jan. 2016

- [74] WALTERS, B. R. B. ; KAWRAKOW, I. ; ROGERS, D. W. O.: History by history statistical estimators in the BEAM code system. In: *Medical physics* 29 (2002), Dec, S. 2745–52
- [75] WEBER, K.-J. ; WENZ, F. : Strahlenbiologische Grundlagen. In: M. WANNENMACHER; J. DEBUS; F. WENZ (Hrsg.): *Strahlentherapie*. Springer Verlag, 2006, Kapitel Strahlenbiologische Grundlagen, S. 11–48
- [76] WEN, N. ; LU, S. ; KIM, J. ; QIN, Y. ; HUANG, Y. ; ZHAO, B. ; LIU, C. ; CHETTY, I. J.: Precise film dosimetry for stereotactic radiosurgery and stereotactic body radiotherapy quality assurance using Gafchromic EBT3 films. In: *Radiation oncology (London, England)* 11 (2016), Oct, S. 132
- [77] WILCOX, E. E. ; DASKALOV, G. M.: Accuracy of dose measurements and calculations within and beyond heterogeneous tissues for 6 MV photon fields smaller than 4 cm produced by Cyberknife. In: *Med Phys* 35 (2008), Nr. 6, S. 2259 – 66
- [78] WILCOX, E. ; DASKALOV, G. ; LINCOLN, H. : Stereotactic radiosurgery-radiotherapy: Should Monte Carlo treatment planning be used for all sites? In: *Pract Radiat Oncol* 1 (2011), S. 251–60
- [79] WILCOX, E. E. ; DASKALOV, G. M. ; LINCOLN, H. ; SHUMWAY, R. C. ; KAPLAN, B. M. ; COLASANTO, J. M.: Comparison of planned dose distributions calculated by Monte Carlo and Ray-Trace algorithms for the treatment of lung tumors with cyberknife: a preliminary study in 33 patients. In: *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 77 (2010), S. 277– 84
- [80] WU, V. ; TAM, K. ; TONG, S. : Evaluation of the influence of tumor location and size on the difference of dose calculation between Ray Tracing algorithm and Fast Monte Carlo algorithm in stereotactic body radiotherapy of non-small cell lung cancer using CyberKnife. In: *J Appl Clin Med Phys* 14 (2013), Nr. 5, S. 68–78
- [81] YU, C. ; MAIN, W. ; TAYLOR, D. ; KUDUVALLI, G. ; APUZZO, M. L. J. ; ADLER, J. R. J.: An anthropomorphic phantom study of the accuracy of Cyberknife spinal radiosurgery. In: *Neurosurgery* 55 (2004), Nov, S. 1138–49

- [82] YU, L. ; KAIRN, T. ; TRAPP, J. ; CROWE, S. B.: Technical note: A modified gamma evaluation method for dose distribution comparisons. In: *Journal of applied clinical medical physics* 20 (2019), Jul, S. 193–200
- [83] ZEVERINO, M. ; MARGUET, M. ; ZULLIGER, C. ; DURHAM, A. ; JUMEAU, R. ; HERRERA, F. ; SCHIAPPACASSE, L. ; BOURHIS, J. ; BOCHUD, F. O. ; MOECKLI, R. : Novel inverse planning optimization algorithm for robotic radiosurgery: First clinical implementation and dosimetric evaluation. In: *Physica Medica* 64 (2019), S. 230 – 237

Eigenanteilserklärung

Hiermit erkläre ich eidesstattlich, dass ich die gesamte Arbeit mit dem Thema “Entwicklung eines Monte Carlo Modells für die Dosisberechnung der roboterbasierten Hochpräzisionsbestrahlung” selbständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Untersingen, den 24.11.2020

Boris Dettinger

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit ist es Zeit den Menschen zu danken, welche zum Gelingen dieses Projekts beigetragen haben. Hier möchte ich zunächst Prof. Dr. med. Martin Bleif als Betreuer meiner Arbeit seitens der Medizinischen Fakultät der Universität Tübingen danken. Darüber hinaus bin ich ihm und Prof. Dr. med. Gerd Becker zu Dank verpflichtet, da sie die Entstehung dieser Arbeit im Radiochirurgicum in Göppingen erst ermöglicht haben. Sie standen mir bei medizinischen Fragestellungen stets beratend zur Seite.

Ein großer Dank gilt PD Dr. Dr. Andreas Mack, der den Impuls für diese Arbeit gegeben hat und mich fachlich betreut hat. Er stand mir während der ganzen Zeit unterstützend, beratend und freundschaftlich zur Seite. Dasselbe gilt für Herrn Dipl. Phys. Dirk Weltz. Ohne ihn wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Er übernahm die motivierende und aufmunternde Rolle während einiger Durststrecken und “zwang” mich stets am Ball zu bleiben und durchzuhalten. Neben unzähligen, anregenden fachlichen und nicht fachlichen Diskussionen, verdanke ich ihm auch viele kleine Hilfsprogramme, die den informationstechnischen Alltag erleichtert haben. Vielen, vielen Dank.

Für eine Einführung in die Welt der Monte Carlo Simulationen und für 3 wunderbare Tage im Inselspital in Bern möchte ich Prof. Dr. Michael Fix und seinem Team danken. Über diese Tage hinaus, half er mir immer wieder bei der Bewertung meiner Ergebnisse und gab hilfreiche Tipps bei der Fehlersuche. Vielen Dank Michael.

Ein weiterer Dank gilt der Fa. Accuray für die Unterstützung bei diesem Projekt und der Herausgabe der technischen Zeichnungen und Materialangaben des Strahlerkopfs. Hier möchte ich insbesondere Frau Lisa Goggin danken, die mir am Anfang des Projekts zur Seite stand.

Ebenso möchte ich mich auch bei meinen Kollegen der Medizinischen Phy-

sik Steven Globisch, Taner Kymazarslan, Susanne Weimert und Wolfgang Wittmoser bedanken. Diese haben mir stets den Rücken freigehalten. Sowie bei allen übrigen Mitarbeiter der Abteilung für die angenehme Atmosphäre.

Ein letzter aber wohl der größte Dank gilt meiner Frau Hanna, nicht nur für die Unterstützung bei diesem Projekt, sondern für einfach alles.