

Doctoral thesis / Dissertation

for the doctoral degree / *zur Erlangung des Doktorgrads*

Doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

Dosimetry in non-equilibrium situations

Dosimetrie unter Nicht-Gleichgewichtsbedingungen



Submitted by / *Vorgelegt von*

Sonja Wegener

from / *aus*

Lemgo

Würzburg, 2019

Submitted on / *Eingereicht am*:
13.02.2019

Stamp / *Stempel* Graduate School

Members of thesis committee / *Mitglieder des Promotionskomitees*

Chairperson / *Vorsitz*:
Prof. Dr. Christian Klingenberg

1. Reviewer and Examiner / *1. Gutachter und Prüfer*:
Prof. Dr. Otto Sauer

2. Reviewer and Examiner / *2. Gutachter und Prüfer*:
Prof. Dr. Michael Laßmann

3. Examiner / *3. Prüfer*:
Dr. Ralf-Peter Kapsch

Additional Examiners / *Weitere Prüfer*:

-

Day of thesis defense / *Tag des Promotionskolloquiums*:
01.07.2019

Kurzzusammenfassung

Für die Dosimetrie in der Strahlentherapie sind eine Reihe von Detektoren unterschiedlicher Bauform und Funktionsweise erhältlich. Detektoreigenschaften wie die Größe des aktiven Volumens, energieabhängiges Ansprechen und Feldstörungen durch Bauteile beeinflussen ihr Signal, so dass kein idealer, universell einsetzbarer Detektor existiert. Insbesondere unter Messbedingungen, bei denen sich die Teilchenfluenz am Ort der Messung stark ändert, können die Detektorsignale stark von den wahren Dosisverhältnissen abweichen, z.B. in kleinen Feldern. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Ansprechen verschiedener Detektortypen in solchen Extremsituationen analysiert. Dioden und Ionisationskammern verschiedener Bauformen und Größen wurden in verschiedenen Experimenten gegen Gafchromic-EBT3-Film verglichen.

Das Ansprechen auf Streustrahlung konnte durch Ausblockung der Feldmitte untersucht werden, wobei zusätzlich geometrisch der Volumeneffekt korrigiert wurde. Dabei zeigte sich teils ein starkes Überansprechen. Ferner wurde gezeigt, dass die bei der Messung von Querprofilen, also sowohl in der Feldmitte, in Bereichen starker Dosisgradienten und außerhalb des Nutzfeldes, auftretenden Abweichungen durch die Verwendung einer Detektorkombination kompensiert werden können. Somit verbessert sich auch die Übereinstimmung mit den auf Film gemessenen Profilen.

Für Ionisationskammern wurden effektive Messpunkte bestimmt, wobei die notwendigen Verschiebungen teils deutlich geringer waren als in den gängigen Dosimetrieprotokollen empfohlen. Insbesondere für kleinvolumige Ionisationskammern mit geringen Signalstärken kam es bei der Verwendung von im Bestrahlungsraum positionierten Elektrometern zu Störeinflüssen durch Streustrahlung. Diese Effekte konnten durch Reduzierung der das Elektrometer erreichenden Streustrahlung verringert werden.

Anschließend ließ sich das Ansprechen im Aufbaubereich vergleichen. Hier zeigten sich insbesondere Unterschiede zwischen den Detektortypen, aber auch zwischen den verwendeten Polaritäten der Kammeranspannung. Durch die Verwendung einer Bleifolie wurde der Einfluss von Elektronenkontamination herausgefiltert. Zusätzlich wurden das Ansprechen verschiedener Detektoren im oberflächennahen Bereich auch bei angelegten magnetischen Feldern von Feldstärken bis zu 1,1 T untersucht.

In allen Fällen wurden Detektorgebrauchsgrenzen aufgezeigt. Die Erkenntnisse ermöglichen es, in den verschiedenen Extremsituationen geeignete Detektoren zu wählen, und eine Abschätzung der residualen Abweichungen durchzuführen. Gezeigt wurde auch, wo eine Detektorkombination die Genauigkeit verbessern kann.

Abstract

A multitude of different detectors is available for relative dosimetry in radiotherapy. Those detectors differ in their design and working principle. Depending on the detector details, the main drawbacks are the volume averaging effect or energy-dependent response. Consequently, there is no universally usable ideal detector. Especially under conditions without charged particle equilibrium, detector signals can deviate substantially from the real dose ratios, e.g. in small fields. In this work, the behavior of detectors of different types was analyzed for a range of extreme situations. Diodes and ionization chambers were compared against EBT3 film in several experiments.

Detector response to scattered radiation was analyzed by blocking the central part of photon fields. The geometric volume averaging effect was corrected for simultaneously. Overresponse was observed, and the magnitude depended on the exact detector type. For profile measurements, detector response in the field center, the high gradient regions and out of the field can offset the results. A way to compensate the drawbacks of individual detectors by means of measurements with a detector combination was shown to improve the agreement of the measured profiles with profiles measured on EBT3 film.

For ionization chambers, effective points of measurements were determined, which decreased with detector radius and were mostly smaller than the shifts usually recommended in dosimetry protocols. Especially for ionization chambers with very small volumes and, therefore, low signals, an offset current produced by irradiation of an electrometer positioned in the treatment room distorted the measured signals. The effect was greatly reduced by limiting the dose to the electrometer, e.g. by increasing the distance between the electrometer and the radiation source or by shielding sensitive electrometer parts with lead.

Afterwards, the detector response in the build-up region was studied. Here, differences were observed between the detector types as well as the signs of the biasing voltage. Electron contamination was filtered out using a lead foil close to the collimator. In addition to that, the response of different detectors near the surface in the presence of magnetic fields was studied up to magnetic field strengths of 1.1 T.

In all cases, detector limitations became obvious. This knowledge allows the choice of the proper detector for a given situation as well as an idea of the magnitude of the remaining error, as studied under the extreme model conditions described above. It was also shown how a combination of two detectors, for example, a diode and an ionization chamber, can improve the accuracy of the obtained data.

Vorbemerkungen

In dieser Arbeit zur Untersuchung der Eigenschaften von Kleinfeld-Detektoren jenseits der Referenzbedingungen wurden verschiedene Experimente durchgeführt. Die zentralen Ergebnisse der Arbeit sind bereits in der Fachliteratur erschienen oder sind zur Veröffentlichung eingereicht [1-6].

- [1] S. Wegener and O.A. Sauer, Separation of scatter from small MV beams and its effect on detector response. *Med Phys* **44**, 1139-1148 (2017).
- [2] S. Wegener and O.A. Sauer, Energy response corrections for profile measurements using a combination of different detector types. *Med Phys* **45**, 898-907 (2018).
- [3] S. Wegener, S. Weick and O.A. Sauer, Influence of a transverse magnetic field on the response of different detectors in a high energy photon beam near the surface. *Z Med Phys* **29**, 22-30 (2019).
- [4] S. Wegener and O.A. Sauer, Electrometer offset current due to scattered radiation. *J Appl Clin Med Phys*. **19**, 274-281 (2018).
- [5] S. Wegener and O.A. Sauer, The effective point of measurement for depth-dose measurements in small MV photon beams with different detectors (submitted).
- [6] S. Wegener, B. Herzog and O.A. Sauer, Detector response in the build-up region of small MV fields (submitted).

Zu Veröffentlichung 1 wurden sowohl die Experimente von mir durchgeführt als auch das Manuskript von mir geschrieben. Das Manuskript wurde Korrektur gelesen von Prof. Otto Sauer, so dass einige Teile des Textes auch auf ihn zurückgehen. Dies gilt auch für die Arbeiten 3 bis 5. An Arbeit 3 war zusätzlich Dr. Stefan Weick beteiligt, der einen Anteil des Textes formuliert oder überarbeitet hat. Die grundlegende Version des Manuskripts stammt von mir.

Veröffentlichung 2 beruht auf einer früheren, nie vollendeten Arbeit von Dr. Marco Parczyk. Das Konzept für die Messungen wurde von mir jedoch erweitert, alle Daten neu aufgenommen und neu ausgewertet. Das Manuskript wurde ebenfalls bis auf Bruchteile von mir neu geschrieben. Das Manuskript wurde Korrektur gelesen von Prof. Sauer, so dass einige Teile des Textes auch auf ihn zurückgehen.

Veröffentlichung 6 ist eine Gemeinschaftsarbeit. Bei den Messungen der Tiefendosiskurven zur Bestimmung des Detektoransprechens im Aufbaubereich wurden einige Messungen von Barbara Herzog im Rahmen ihrer Masterarbeit unter meiner Anleitung durchgeführt, insbesondere die Bestimmung des Volumeneffekts. Darauf aufbauend wurden diese Ergebnisse von mir durch weitere Messungen ergänzt und analysiert. Das Manuskript wurde von mir geschrieben und Korrektur gelesen von Prof. Sauer, so dass einige Teile des Textes auch auf ihn zurückgehen.

Weitere, nicht direkt themenbezogene Veröffentlichungen und Vorträge während meines Dissertationsprojektes sind im Anhang aufgelistet.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	1
2	Grundlagen.....	5
2.1	Wechselwirkung von Strahlung mit Materie.....	5
2.1.1	Ungeladene Teilchen.....	5
2.1.2	Geladene Teilchen.....	8
2.2	Funktionsweise klinisch verwendeter Detektoren.....	11
2.2.1	Ionisationskammern.....	11
2.2.2	Silizium-Dioden.....	13
2.2.3	Diamant-Detektoren.....	15
2.2.4	Radiochromer Film.....	16
2.3	Gleichgewichtsbedingungen für die Dosimetrie.....	19
2.3.1	Sekundärelektronengleichgewicht.....	19
2.3.2	Großer Detektor gegenüber der Elektronenreichweite.....	19
2.3.3	Kleiner Detektor gegenüber der Elektronenreichweite.....	20
2.3.4	Realistische Detektoren.....	21
2.3.5	Einfluss der Detektordichte.....	22
2.4	Dosimetrie unter Nichtgleichgewichtsbedingungen.....	24
2.4.1	Korrekturfaktoren.....	24
2.4.2	Kleine Felder.....	26
2.4.3	Feldkanten.....	28
2.4.4	Oberfläche.....	29
2.4.5	Magnetische Felder.....	31
3	Material und Methoden.....	34
3.1	Messverfahren.....	34
3.1.1	Detektoren.....	34
3.1.2	Filmdosimetrie.....	37
3.1.3	Messaufbauten.....	40
3.2	Verfahren zur Auswertung.....	44
3.2.1	Bestimmung der Volumenkorrekturen.....	44
3.2.2	Bestimmung der Streubeiträge.....	45
3.2.3	Bestimmung des effektiven Messpunktes.....	47
3.2.4	Bestimmung der örtlichen Korrekturen mit zwei Detektoren.....	49
3.2.5	Bestimmung des Verhaltens im Aufbaubereich.....	51
3.2.6	Bestimmung des Ansprechens im Magnetfeld.....	52

4	Einfluss von Streustrahlung auf das Elektrometer	53
5	Einfluss der Wahl des effektiven Messpunkts.....	61
6	Detektorverhalten gegenüber Streubeiträgen.....	64
7	Detektorverhalten am Rand und außerhalb des Nutzfeldes.....	75
8	Detektorverhalten im Aufbaubereich	86
9	Detektorverhalten unter Einfluss eines magnetischen Feldes.....	96
10	Zusammenfassung und Ausblick	101
	Literaturverzeichnis.....	103
	Abkürzungsverzeichnis	111
	Anhang	113

1 Einleitung

Etwa die Hälfte der Patienten, die an Krebs erkranken, erhalten im Rahmen ihres Behandlungskonzepts eine Strahlentherapie [7, 8]. Die Wirkung der Therapie mit ionisierender Strahlung beruht dabei auf einer Schädigung des Tumors bei gleichzeitig bestmöglicher Schonung des umgebenden Gewebes.

Frühe Empfehlungen zur notwendigen Genauigkeit der verschriebenen Dosis stammen von Brahme *et al.* [9]. Seinen Überlegungen liegen Überlebenskurven von Zellen und Modelle zur Übertragung der Daten auf das Ansprechen eines Tumors oder Organs auf die ionisierende Strahlung zu Grunde. Für ein akzeptables Behandlungsergebnis sind demnach Genauigkeiten in der applizierten Dosis zwischen 3 und 5% je nach strahlenbiologischen Eigenschaften des Tumors notwendig [9]. Zwar unterscheiden sich die Empfehlungen hinsichtlich der notwendigen Genauigkeit für die Dosis etwas, wobei auch heute ein Wert von etwa 3% allgemein akzeptierte Meinung ist [10, 11].

Die Notwendigkeit der korrekten Applikation der verschriebenen Dosis gilt natürlich auch für die inzwischen enorm weiterentwickelten Bestrahlungstechniken (Abbildung 1). Intensitätsmodulierte Bestrahlung mittels vieler Segmente aus unterschiedlichen Einstrahlrichtungen (intensity-modulated radiotherapy, IMRT) sowie Rotationsbestrahlungen (volumetric modulated arc therapy, VMAT) sind als Standardverfahren etabliert. Dabei wird die Dosis aus vielen kleinen Beiträgen summiert. Darüber hinaus werden Präzisionsbestrahlungen von sehr kleinen Volumina (Stereotaxien) sowohl im Körperstamm als auch im Kopf durchgeführt. Diese Anwendungen erfordern eine sehr viel höhere Genauigkeit, was sich in entsprechenden Anforderungen an die Qualitätssicherung bei Anwendung dieser Verfahren widerspiegelt [12-14].

Wichtig ist, dass die im Planungssystem angezeigte und verordnete Dosisverteilung auch der Verteilung entspricht, die dem Patienten verabreicht wird. Eine Studie an mehr als 700 Instituten zwischen 2001 und 2011 zeigte jedoch, dass die im Zielvolumen gemessenen Dosiswerte von den geplanten in über 30% der Fälle Unterschiede von mehr als 5% aufwiesen [15]. Um am Ende der Behandlung eine Dosisvorgabe mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent zu erfüllen, ist es notwendig, dass bei einzelnen Schritten der Bestrahlungskette die Anforderungen sehr viel höher als dieser Gesamtwert sein müssen [10]. Allerdings gibt es zahlreiche Einflussparameter im sehr komplexen Bestrahlungsprozess [10, 11, 16-18]. Viele Unsicherheiten entstehen während der vielen Schritte von der Definition der zu bestrahlenden Volumen bis zu anatomischen Veränderungen des Patienten im Laufe der üblicherweise mehrwöchigen Bestrahlung. Sie liegen damit im Aufgabenbereich der Medizin. Einige Unsicherheiten sind jedoch

2 Einleitung

geometrischer Art und bedingt durch den Beschleuniger. Insbesondere muss die korrekte Applikation der Bestrahlung durch die Beschleuniger sichergestellt werden. Notwendig ist dabei auch, dass das Planungssystem Dosisberechnungen korrekt durchführt. Dabei können die gewählten Algorithmen zur Berechnung eine Rolle spielen, besonders im Fall von Inhomogenität. Klar ist aber auch, dass ein Bestrahlungsplanungssystem nur so gut rechnen kann, wie das ihm zugrundeliegende Modell des Beschleunigers. Messdaten gehen in dieses Modell ein. Entsprechend hoch sind die Anforderungen an diese Basisdaten, da hier leicht systematische Fehler entstehen können. Gleichfalls werden Messungen auch herangezogen, um Berechnungen des Planungssystems zu überprüfen, etwa bei der Verifikation von Bestrahlungsplänen einzelner Patienten im Rahmen der Qualitätssicherung.

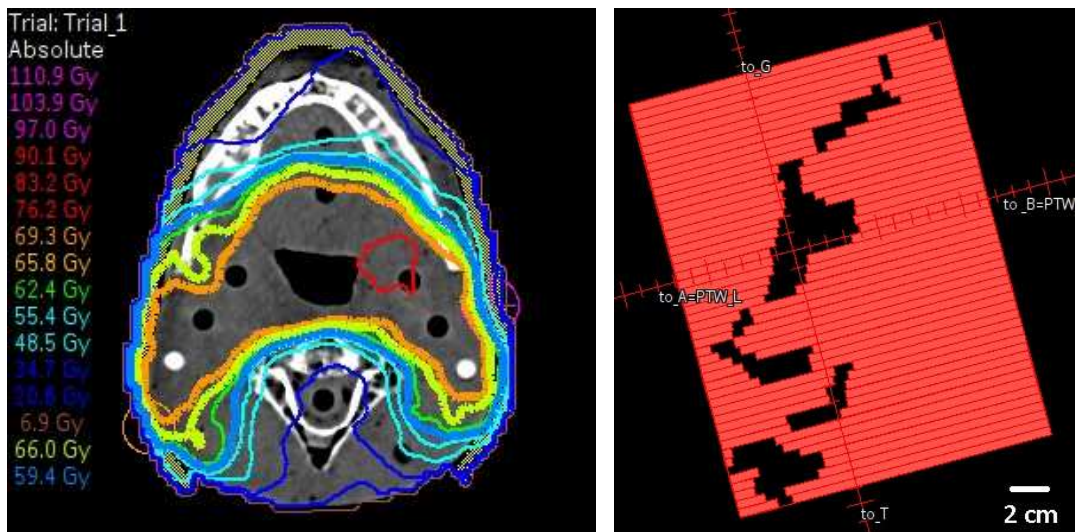


Abbildung 1 Beispiel für einen modernen Behandlungsplan einer Bestrahlung im Kopf-Hals-Bereich mittels VMAT in Pinnacle. Links: Die Dosisverteilung dargestellt auf der Computertomographie eines humanoiden Phantoms. Rechts: Die Stellung der Leaves des Multileafkollimators an einem Kontrollpunkt.

Die Absolutdosimetrie eines Beschleunigers ist wieder eine Kette mit Unsicherheiten in jedem Glied. Anfängen von Primärstandards mit den Unsicherheiten in den verwendeten physikalischen Daten über den Prozess der Kalibrierung von Dosimetern und Übertragung auf ein klinisch einstellbares Feld ergeben sich bereits für die Dosimetrie unter Referenzbedingungen mehrere Quellen der Unsicherheit [10]. Die typische Unsicherheit bei der klinischen Dosimetrie unter Verwendung des Protokolls TRS-398 für die Absolutdosimetrie beträgt etwa 1,3% für Photonen und 1,5% für Elektronen [19]. Von Referenzbedingungen führt die Relativedosimetrie zu allen anderen klinischen Bestrahlungsfeldern. Dabei auftretende Unsicherheiten auf Grund von Beschleunigereigenschaften wurden z.B. von Moran und Ritter

zusammengetragen [17]. Die Problematiken der Dosimetrie in kleinen Feldern wurden insbesondere in den Empfehlungen der IAEA zur Kleinfelddosimetrie im Report TRS-483 diskutiert und das Vorgehen erstmals standardisiert [20].

Eine andauernde Fragestellung der Kleinfelddosimetrie ist die Wahl eines geeigneten Detektors (Abbildung 2) und der zugehörigen Korrekturfaktoren in kleinen Feldern. Auf Grund von Detektorgröße und –material und damit einhergehenden Feldstörungen ist das Messsignal vieler Detektoren bei verschiedenen, insbesondere kleinen Feldgrößen nicht mehr proportional zur Dosis. Die notwendigen Korrekturfaktoren sind üblicherweise pro Energie, Feldgröße und Detektor tabelliert und können unter vielen Umständen als allgemeingültig angesehen werden [21, 22]. Die unterlassene oder fehlerhafte Verwendung dieser Faktoren kann allerdings zu Abweichungen führen, welche die akzeptierten Dosisunsicherheiten bei weitem übersteigen. So ist verglichen mit dem Referenzfeld der Größe $10 \times 10 \text{ cm}^2$ eine Korrektur des Signals einer Ionisationskammer CC01 mit einem Volumen von 10 mm^3 mit einem Faktor 1,047 in einem Feld der Größe $0,6 \times 0,6 \text{ cm}^2$ bei 6 MV notwendig [20]. Dies ist vor allem auf Volumenmittelung zurückzuführen. Im Vergleich benötigt das Signal einer Siliziumdiode in dem gleichen Feld einen Korrekturfaktor von 0,960 [20]. Dies wird hauptsächlich auf Grund des Materials sehr viel höherer Dichte und Kernladungszahl nötig.



Abbildung 2 Es existieren zahlreiche unterschiedliche Detektoren mit individuellen Eigenschaften. Beispielhaft gezeigt ist hier das Foto einer EDGE-Diode (links), Rekonstruktion einer hochauflösenden computertomographischen Aufnahme der abgeschirmten Diode PTW 60008 (Mitte) und die schematische Zeichnung einer Mikro-Ionisationskammer iba CC003 (rechts).

Detektoreigenschaften beeinflussen aber auch weitere Messungen. Für die Erfassung von Basisdaten für einen Beschleuniger sind etwa neben Outputfaktoren auch Messungen von Querprofilen und Tiefendosiskurven nötig. Nicht nur in sehr kleinen Feldern, sondern sowohl an Feldkanten bei den Profilen

4 Einleitung

als auch nahe der Oberfläche bei Tiefendosiskurven findet man kein Sekundärelektronengleichgewicht. Außerhalb der Basisdatenerfassung sind vor allem unregelmäßig geformte Bestrahlungsfelder messtechnisch herausfordernd. Probleme mit Ionisationskammern bei IMRT illustriert zum Beispiel eine Arbeit von Bouchard *et al.*, wobei Korrekturfaktoren weit über 10% für mehrere künstliche IMRT-Segmente bestimmt wurden [23].

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Eigenschaften verschiedener Detektoren in Bereichen jenseits des Sekundärelektronengleichgewichts. Es sollen damit sowohl Limitationen von Detektoren verstanden werden, als auch die Wahl von Detektoren für verschiedene relative Messaufgaben erleichtert werden. Konkret wurden in dieser Arbeit dazu verschiedene Fälle untersucht. Zunächst wurde das Ansprechen verschiedener Detektoren auf Streustrahlung in einem Setup untersucht, bei dem der zentrale Anteil des Strahls durch einen Stahlstab ausgeblockt wurde. Dies wurde mit dem Ansprechen im offenen Feld und auf den Primäranteil des Feldes verglichen. Korrekturen für die Messung von Profilen auch außerhalb des Nutzfeldes wurden für verschiedene Detektoren bestimmt. Ebenfalls wurde das Ansprechen verschiedener Detektoren nahe der Oberfläche verglichen, teilweise zusätzlich im Spezialfall eines angelegten magnetischen Feldes. Notwendige Vorarbeit dazu war die Bestimmung des effektiven Messpunktes verschiedener Ionisationskammern und eine Untersuchung des Einflusses von Streustrahlung auf den verwendeten Elektrometertyp.

2 Grundlagen

2.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

2.1.1 Ungeladene Teilchen

Bei den für die Teletherapie bedeutendsten ungeladenen Teilchen handelt es sich um Photonen, die üblicherweise mittels eines Linearbeschleunigers erzeugt werden. Photonen können auf verschiedene Weise mit Atomen wechselwirken, wobei die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung von der Photonenenergie und von der Ordnungszahl des Materials abhängt [24, 25]. Eine Darstellung der Wahrscheinlichkeiten verschiedener Interaktionen als Funktion der Photonenenergie findet sich für exemplarisch gewählte Materialien in Abbildung 3.

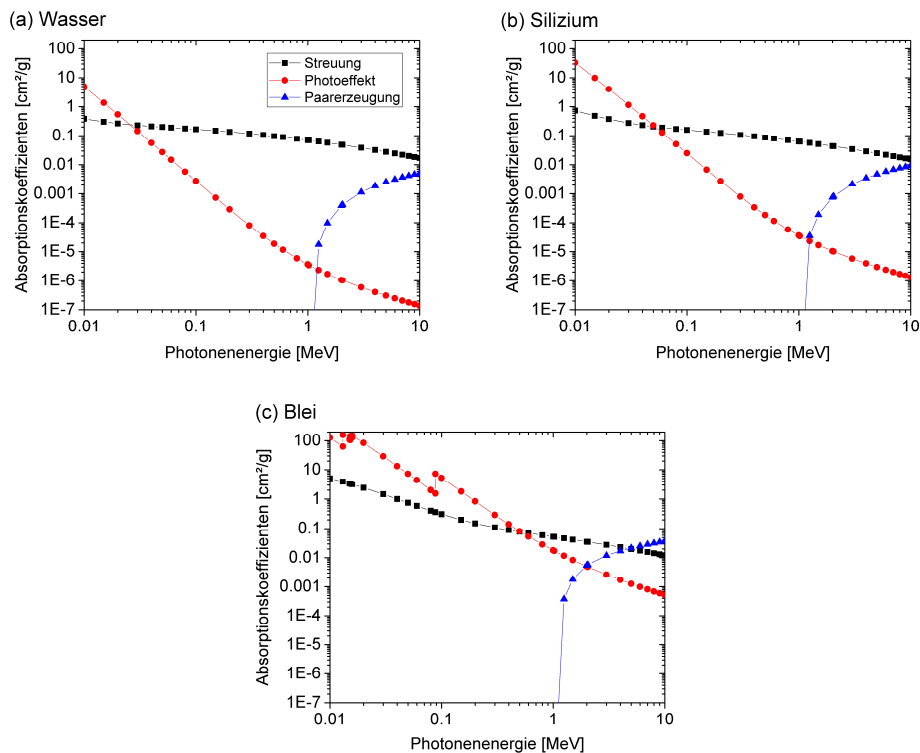


Abbildung 3 Häufigkeiten verschiedener Wechselwirkungen in Abhängigkeit von der Photonenenergie dargestellt für drei verschiedene Materialien (a) Wasser, (b) Silizium und (c) Blei. Daten aus der XCOM-Datenbank [26].

Die im Energiebereich der Strahlentherapie häufigsten Prozesse sind der photoelektrische Effekt bei niedrigen Energien, der Compton-Effekt bei mittleren sowie die Paarerzeugung bei hohen Energien. Bei Energien ab etwa 10 MeV liegt bei den meisten Materialien die Schwelle für den Kernphotoeffekt, bei dem eine Kernumwandlung stattfindet und in der Folge Protonen oder Neutronen emittiert werden [24]. Neutronen wechselwirken anders als Photonen hauptsächlich über Streuung und Kernreaktionen [25].

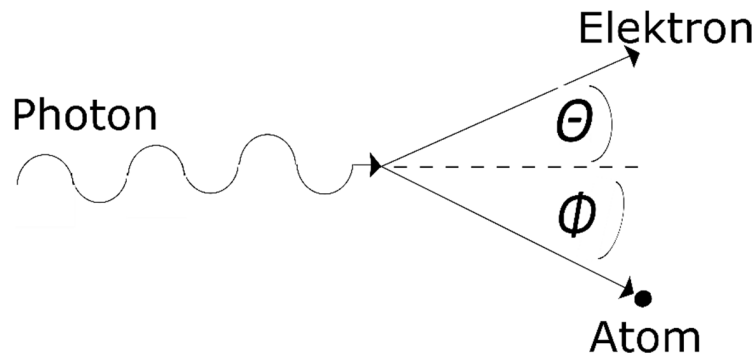


Abbildung 4 Schematische Darstellung des Photoeffekts. Ein Photon wechselwirkt dabei mit einem gebundenen Elektron. Ein Elektron verlässt das Atom, das Photon wird absorbiert. Basierend auf [25].

Beim **photoelektrischen Effekt** (auch Photoeffekt) wechselwirkt das einfallende Photon mit einem gebundenen Elektron einer inneren Atomschale (Abbildung 4). Das Photon der Energie $h\nu$ wird dabei absorbiert und das mit der Energie E_B gebundene Elektron verlässt das Atom als Photoelektron mit der kinetischen Energie E_K [24]

$$E_K = h\nu - E_B. \quad (1)$$

Die Wahrscheinlichkeit für den Photoeffekt wird durch den Photoabsorptionskoeffizienten τ beschrieben und ist materialabhängig. Dabei spielt sowohl die Massendichte ρ als auch die Kernladungszahl Z eine Rolle. Die Abhängigkeit kann für Photonenenergien E_γ unterhalb von 511 keV angenähert werden durch [27]

$$\tau \propto \rho \cdot \frac{Z^n}{A} \cdot E_\gamma^{-3} \quad (n = 4 \text{ bis } 4,5). \quad (2)$$

Dabei steht A für die Massenzahl. Im Allgemeinen nimmt τ mit steigender Energie des einfallenden Photons ab. Jedoch zeigen sich Unstetigkeiten an den sogenannten Absorptionskanten: Der Absorptionskoeffizient steigt für Photonenenergien gleich der Bindungsenergie der Elektronen [24, 27]. Oberhalb von 511 keV Photonenenergie verhält sich der Photoabsorptionskoeffizient reziprok zur Photonenenergie [27].

Photoelektronen zeigen eine energieabhängige Winkelverteilung, wobei bei steigenden Photonenenergien mehr Elektronen in Vorwärtsrichtung emittiert werden [27]. Die in Folge der Emission des Photoelektrons entstandene Lücke in einer inneren Schale wird durch ein Elektron einer äußeren Schale aufgefüllt. Dabei kommt es zur Aussendung charakteristischer Photonenstrahlung oder von Auger-Elektronen [25, 27].

Beim **Compton-Effekt** handelt es sich um die Wechselwirkung des einfallenden Photons der Energie $h\nu$ mit einem äußeren quasi-freien Elektron (Abbildung 5). Dabei wird das Photon unter einem Winkel θ mit Energie $h\nu'$ gestreut [24, 27]

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (3)$$

Dabei bezeichnet m_e die Ruhemasse des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit. Die Differenzenergie wird auf den als Compton-Elektron bezeichneten Stoßpartner übertragen [24]

$$E_K = h \cdot (\nu - \nu'). \quad (4)$$

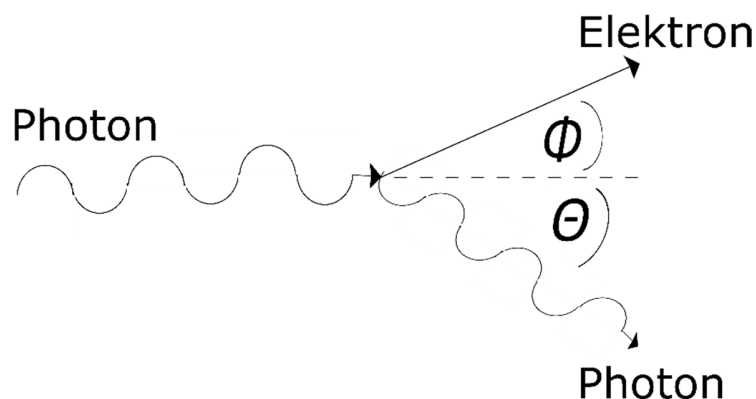


Abbildung 5 Schematische Darstellung des Compton-Effekts. Ein Photon wechselwirkt dabei mit einem äußeren Elektron. Das Elektron wird emittiert, das Photon wird mit verringerter Energie unter dem Winkel θ gestreut. Basierend auf [25].

Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten für den Compton-Effekt können mittels der quantenelektrodynamischen Beschreibung durch die Formel von Klein und Nishina berechnet werden [25, 27]. Auf Grund der Annahme, dass die Wechselwirkung mit einem freien Elektron erfolgt, gibt es keine Abhängigkeit von der Kernladungszahl. Für die Abhängigkeit des Wechselwirkungskoeffizienten σ_C von der Photonenenergie E_γ gilt im wahrscheinlichsten Bereich der Wechselwirkung zwischen 0,2 und 10 MeV näherungsweise [27]

$$\sigma_C \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot E_\gamma^{-n} \quad (n = 0,5 \text{ bis } 1). \quad (5)$$

Aus der Formel von Klein-Nishina ergibt sich auch eine Winkelverteilung, bei welcher der in Vorwärtsrichtung gestreute Anteil der Elektronen mit der Photonenenergie zunimmt [27].

Neben dem Compton-Effekt gibt es auch elastische Streuprozesse. Die Wechselwirkung zwischen einem Photon und einem gebundenen Elektron, bei dem das Photon ohne Energieübertrag unter einem kleinen Winkel gestreut wird, bezeichnet man als Rayleigh-Streuung [24, 25]. Für menschliches Gewebe oder Wasser ist sie nur bei Photonenenergien unter 20 keV von Bedeutung [27].

Bei der **Paarerzeugung** entsteht aus einem Photon im Coulomb-Feld des Kerns spontan ein Elektron-Positron-Paar [24, 27]. Dazu ist es notwendig, dass die Photonenenergie das Doppelte der Ruhemasse eines Elektrons m_e übersteigt, also eine Schwelle von 1022 keV überschreitet. Die restliche Photonenenergie wird kinetische Energie E_k der entstandenen Teilchen [24]

$$E_k = h\nu - 2m_e c^2. \quad (6)$$

Näherungsweise lässt sich die Wahrscheinlichkeit für Paarbildung bei der Photonenenergie E_γ durch den Paarbildungskoeffizienten κ beschreiben [27]

$$\kappa \propto \rho \cdot Z \cdot \log(E_\gamma). \quad (7)$$

Wenn der seltene Prozess der Paarbildung im Feld eines Hüllenelektrons stattfindet, so spricht man wegen der gleichzeitigen Emission des dritten beteiligten Hüllenelektrons von Triplettbildung [27]. Diese tritt erst oberhalb einer Schwellenenergie von 2044 keV auf.

2.1.2 Geladene Teilchen

In vielen der Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie entstehen geladene Teilchen, hauptsächlich Elektronen. Elektronen wiederum wechselwirken mit Materie auf Grund von Coulomb-Wechselwirkungen mit Hüllenelektronen oder mit dem Kern in Form von Streuung, Anregung oder Ionisation und der Entstehung von Bremsstrahlung. Die typische freie Weglänge zwischen Kollisionen liegt für Elektronen bei 10 nm bis 100 nm in Elementen mit Atommassen zwischen Kohlenstoff und Blei, wohingegen sie für Photonen im gleichen Medium bei einigen 10 cm liegt [25].

Die Art der **Streuung** hängt im Wesentlichen vom Abstand s_e des einfallenden geladenen Teilchens und seinem Stoßpartner ab, dem sogenannten Stoßparameter (Abbildung 6) [25, 27]. Streuung am Atomkern kann **elastisch** sein, wenn der Stoßparameter sehr viel kleiner ist als der Atomradius r_a . In dem Fall ($s_e \ll r_a$) wird das einfallende geladene Teilchen im elektrischen Feld des Atomkerns nur abgelenkt und es findet kaum Energieübertrag statt. Streuung kann aber auch **inelastisch** sein. Im Fall großer Stoßparameter ($s_e \gg r_a$) können Valenzelektronen ausgelöst werden oder das Atom angeregt werden. Dabei verliert das einfallende Elektron die für die Ionisation oder Anregung benötigte Energie und ändert seine Richtung. Im Fall mittlerer Stoßparameter ($s_e \approx r_a$) findet die Wechselwirkung mit einzelnen Hüllenelektronen, meist aus inneren Schalen, statt. Bei den folgenden Relaxationsprozessen des Atoms werden charakteristische Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronen emittiert.

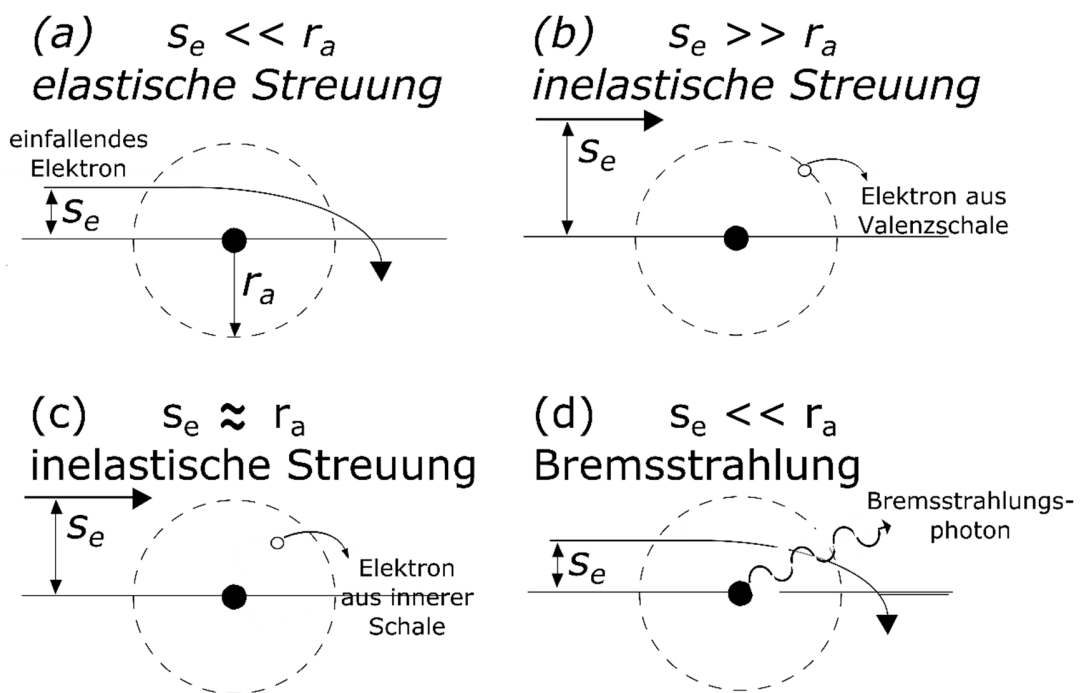


Abbildung 6 Schematische Darstellung häufiger Interaktionen geladener Teilchen mit einem Atom. Die Art der Wechselwirkung hängt vom Stoßparameter s_e im Vergleich zum Atomradius r_a ab. Abbildung basierend auf [25].

Die Erzeugung von Photonen, sogenannter **Bremsstrahlung**, kann bei Wechselwirkungsprozessen im Nahbereich ($s_e \ll r_a$) auftreten. Für die Wechselwirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung σ_B gilt der Zusammenhang

$$\sigma_B \propto m^{-2} \cdot Z^2. \quad (8)$$

10 Grundlagen

mit der Masse m des einfallenden Teilchens und der Ordnungszahl Z des Atoms. Die Erzeugung von Bremsstrahlung spielt somit vor allem bei Elektronen und in Materialien hoher Ordnungszahl eine Rolle. Dabei geben leichte geladene Teilchen einen signifikanten Anteil ihrer Energie ab und werden abgebremst. Weiterhin kann bei Antimaterie, wie z.B. bei entstandenen Positronen, Annihilation auftreten.

Eine aussagekräftige Kenngröße ist vor allem der Energieverlust eines geladenen Teilchens während es in einem Medium mit Dichte ρ durch mehrfache Streuung abgebremst wird. Das Stoßbremsvermögen S_{tot} ist definiert als Verlust der kinetischen Energie E_K pro Weg s [24, 27]

$$\frac{S_{tot}}{\rho} = -\frac{dE_K}{\rho ds}. \quad (9)$$

Das Stoßbremsvermögen setzt sich dabei aus den Beiträgen der verschiedenen oben genannten Wechselwirkungen zusammen. Bethe beschreibt das Stoßbremsvermögen für elastische Stöße quantenmechanisch. Dies lässt sich zusammen mit den auf die Bremsstrahlung entfallenden Anteile auf die folgende Form bringen [25]

$$\frac{S_{tot}}{\rho} = 4\pi r_e^2 m_e c^2 N_A \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I^2} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]. \quad (10)$$

Dabei ist N_A/A die Anzahl der Atome pro Gramm des stoppenden Mediums und Z die Kernladungszahl dieses Mediums. Die Geschwindigkeit des stoßenden Teilchen ist $v = \beta c$, seine Ladung z und der Elektronenradius r_e . I ist das mittlere Anregungspotential des Materials.

2.2 Funktionsweise klinisch verwendeter Detektoren

Zahlreiche verschiedene Detektoren werden zur Dosimetrie in der Strahlentherapie eingesetzt. Während Kalorimeter ihre Verwendung als Standard in nationalen Metrologieinstituten finden, sind die häufigsten klinisch eingesetzten Dosimeter Ionisationskammern und Siliziumdetektoren. Weiterhin finden vor allem bei der Dosimetrie kleiner Felder Diamantdetektoren und Szintillatoren eine Anwendung. Für zweidimensionale Verteilungen eignet sich Film. Weitere Detektoren sind zum Beispiel Thermolumineszenz-Detektoren (TLD), Optisch Stimulierte Lumineszenz-Detektoren (OSL) und Gele. Im Folgenden soll sich die Beschreibung von Aufbau und Messprinzip auf die in dieser Arbeit verwendeten Ionisationskammern (2.2.1), Silizium-Dioden (2.2.2) und Diamantdetektoren (2.2.3) sowie radiochromen Film (2.2.4) beschränken.

2.2.1 Ionisationskammern

Ionisationskammern sind die häufigsten in der klinischen Dosimetrie verwendeten Detektoren. Sie sind dabei typischerweise luftgefüllt und offen gegenüber der Umgebungsluft, existieren aber auch mit Flüssigkeitsfüllung.

Das Funktionsprinzip einer Ionisationskammer kann vereinfacht analog zu einem Plattenkondensator gesehen werden (Abbildung 7). Wenn durch Wechselwirkungen der Strahlung mit dem Füllgas zwischen den Platten Ionisationsprozesse stattfinden, entstehen primäre Elektron-Ionenpaare. Im elektrischen Feld des Kondensators werden diese nun getrennt, gesammelt und mit geeigneten Strom- oder Ladungsmessgeräten nachgewiesen [28]. Eine dem Plattenkondensator ähnliche Form findet man bei den Flachkammern aber auch bei Durchstrahlkammern, die aus dünnen Folien gefertigt sind, die mit elektrisch leitendem Material bedampft sind, und zum Beispiel als Monitorkammer dienen können.

Typischerweise ist die Kondensatorbauform aber zylinderförmig. Dies umfasst neben Farmer- und Kompaktkammern auch stark in der Größe reduzierte Ionisationskammern, sogenannte Micro-Ionisationskammern mit Volumen kleiner als $0,02 \text{ cm}^3$. Die kleinste, aktuell kommerziell erhältliche Ionisationskammer ist dabei eine sogenannte Nano-Ionisationskammer RAZOR Nano Chamber mit einem Messvolumen von 3 mm^3 [29].

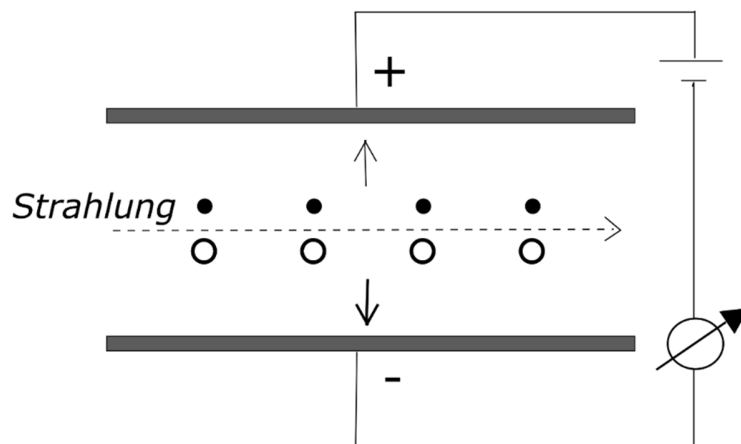


Abbildung 7 Funktionsprinzip einer Ionisationskammer. Im Volumen der Ionisationskammer werden durch die einfallende Strahlung Ladungen getrennt und nachgewiesen. Abbildung basierend auf [28].

Wichtigste Voraussetzung bei Messungen mit Ionisationskammern ist es, dass die im Messvolumen erzeugten Ladungen vollständig gesammelt werden können oder Verluste zumindest quantifizierbar sind. Entstandene Ladungen können sich in Rekombinationsprozessen an weitere Moleküle anlagern oder entgegengesetzte freie Ladungen neutralisieren, was etwa bei zu geringer Kammer Spannung auftreten kann. Eine Ionisationskammer wird deshalb im Sättigungsbereich betrieben, in dem der Strom proportional zur Dosisleistung ist und bis auf geringe Verluste der Menge der erzeugten Ladungsträger entspricht [28]. Werden bei einer Ionisationskammer erzeugte Ladungen Q ausschließlich und vollständig nachgewiesen, so lässt sich unter Kenntnis der zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares nötigen mittleren Energie, der sogenannten Ionisierungskonstanten \bar{W}_{gas} , die im Kammervolumen deponierte Energiedosis D_{gas} berechnen als [24]

$$D_{gas} = \frac{Q}{m} \left(\frac{\bar{W}_{gas}}{e} \right) \quad (11)$$

mit m der Masse des Füllgases und e der Elementarladung. Mittels Hohlraumtheorien lässt sich von der Dosis im Gas auf die Dosis im Medium schließen (siehe Abschnitt 2.3).

Die Verschiebung vom Referenzpunkt zum effektiven Messpunkt einer zylindrischen Ionisationskammer ist in den gängigen Dosimetrieprotokollen für Photonenstrahlung zwischen 0,5-mal [30] bis 0,6-mal [31, 32] dem Kammerinnenradius angenommen. Auch wenn dies praktisch einfacher ist, so kann der effektive Messpunkt (EPOM) einzelner, insbesondere kleinerer Kammern eine deutlich geringere Verschiebung vom Referenzpunkt aufweisen [33]. Bestimmen lässt sich diese entweder mittels Monte-Carlo-Simulationen [33, 34] oder aus Messungen von Tiefendosiskurven [35] oder tissue-phantom ratios (TPR) [36].

Der effektive Messpunkt von Flachkammern wird in der Regel mittig an der Rückseite des Eintrittsfensters, angenommen [31, 32, 37]. Zahlreiche Arbeiten stellen diese Position aber in Frage [36, 38, 39]. Notwendige Verschiebungen von etwa 0,4 ($\pm 0,1$) mm weg vom Fokus für Roos- und Markus-Kammer in Photonen- und Elektronenstrahlung [36] werden genannt. Andere Arbeiten stellten Unterschiede zwischen verschiedenen Detektortypen fest mit Werten von 0,4 ($\pm 0,04$) mm für die Roos-Kammer, 0,27 ($\pm 0,04$) mm für die Markus-Kammer und 0,07 ($\pm 0,04$) mm für die Advanced Markus-Kammer für Elektronenstrahlung [38].

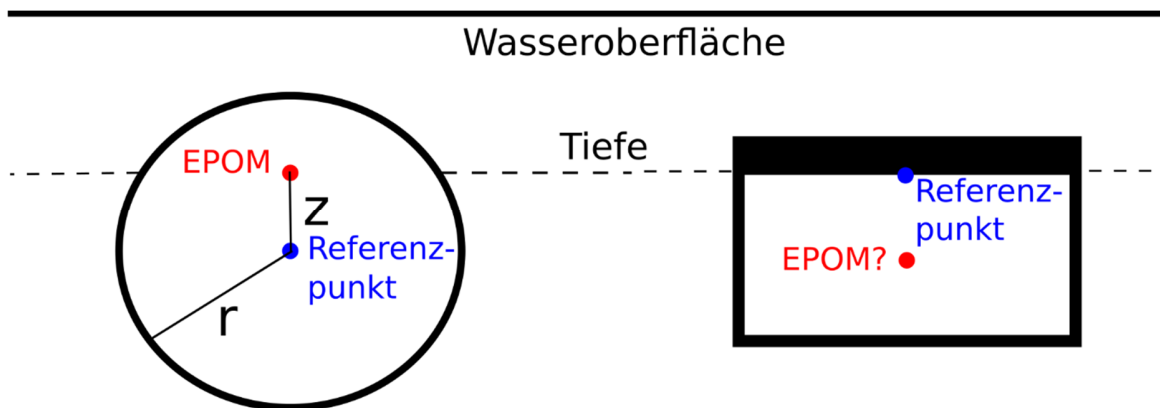


Abbildung 8 Darstellung des effektiven Messpunkts (EPOM) von Ionisationskammern. Für zylindrische Kammern wird nicht der Referenzpunkt in der Kammermitte gewählt sondern ein effektiver Messpunkt, der je nach verwendetem Dosimetrieprotokoll und verwendeter Strahlung bei 0,5 oder 0,6-mal dem Kammerradius r zum Fokus verschoben ist. Bei Flachkammern wird in der Regel der Referenzpunkt an der Rückseite des Eintrittsfensters angenommen, wobei es auch Indizien für eine Verschiebung des Referenzpunkts weg vom Fokus gibt.

2.2.2 Silizium-Dioden

Silizium-Dioden sind Halbleiterdetektoren. Zentrales Element ist ein Siliziumchip, auf dem ein p-n-Übergang hergestellt wird (Abbildung 9). Dazu wird pures Silizium zunächst in geringer Konzentration mit Fremdatomen dotiert, entweder des n-Typs (z.B. Phosphor) oder des p-Typs (z.B. Bor). An der Oberfläche wird anschließend eine Schicht Atome des gegensätzlichen Typs in sehr viel höherer Konzentration eingebracht. Ladungsträger diffundieren auf Grund des Konzentrationsunterschieds in die Schicht des anderen Typs, wodurch ein elektrisches Feld und eine ladungsträgerfreie, intrinsische Zone entsteht. Weitere Diffusion findet dann wegen des Feldes nicht mehr statt [25]. Durch ionisierende Strahlung entstehen Elektronen-Loch-Paare überall in der Diode. Ladungen, die nicht mehr als eine Diffusionslänge vom p-n-Übergang entfernt erzeugt werden, können den p-n-Übergang erreichen ohne vorher zu

rekombinieren. Dort wirkt das elektrische Feld auf die Ladungen. Sie erreichen das Material mit entgegengesetzter Dotierung und können über das Elektrometer als Strom detektiert werden.

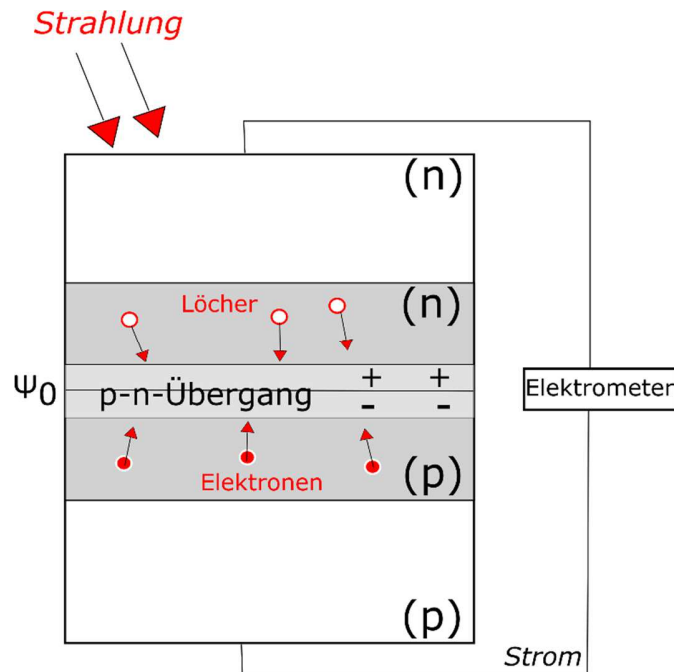


Abbildung 9 Schematische Darstellung des Prinzips einer Diode als Strahlungsdetektor. In der Diode bildet sich auf Grund unterschiedlicher Dotierungen und Konzentrationsgradienten ein elektrisches Potential ψ_0 . Durch Strahlung nahe des p-n-Übergangs (grauer Bereich) erzeugte Ladungsträger (dargestellt in rot), diffundieren bis zu dieser Grenzschicht und werden durch das elektrische Feld auf die andere Seite transportiert und können als Strom registriert werden. Abbildung basierend auf [25, 40].

Der Strom einer Diode hängt von vielen verschiedenen Parametern ab. Dioden des n- und p-Typs unterscheiden sich in ihren Eigenschaften, z.B. bezüglich des Verhaltens gegenüber Vorbestrahlung und der Abhängigkeit des Signals von der Dosisleistung [41]. Obwohl sich im Herstellungsprozess der Diode ein sehr kleines aktives Volumen erzielen lässt somit und ein Detektor mit hoher Ortsauflösung entsteht, erhält man dennoch eine etwa 18000-fache Ladung verglichen mit einer Ionisationskammer des gleichen Volumens [25]. Allerdings birgt das Material selbst einen Nachteil. Silizium weist eine höhere Ordnungszahl Z als Wasser auf. Damit erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für den Photoeffekt (siehe Abschnitt 2.1.1) insbesondere für Photonenstrahlung geringer Energie. Dies führt unter bestimmten Bedingungen zu einem Überansprechen von Dioden z.B. in großen Feldern, in denen ein hoher Anteil Streustrahlung den Detektor erreicht [42].

Zum Ausgleich des Überansprechens existieren für Messungen in großen Feldern abgeschirmte Dioden (manchmal auch ‚gekapselte‘ Dioden genannt). Dabei wird durch ein Material hoher Ordnungszahl in der

Nähe des Siliziumchips versucht, Photonen niedriger Energie herauszufiltern. Das Design dieser Abschirmungen beruht dabei auf empirischen Tests. Während es in bestimmten Situationen zu besseren Ergebnissen führen kann, so führt die Abschirmung zu einer Änderung des Spektrums, und das Signal der abgeschirmten Diode in verschiedenen Feldern ist teils abhängig von der Menge der Streustrahlung [43]. In besonderem Maße ungeeignet sind abgeschirmte Diode allerdings in kleinen Feldern, wo sie typischerweise höhere Korrekturen als akzeptabel benötigen. Entsprechend werden, z.B. in TRS-483, für sehr kleine Felder unabgeschirmte Dioden empfohlen [20].

2.2.3 Diamant-Detektoren

Diamant hat einige günstige Eigenschaften, die ihn als Strahlungsdetektor attraktiv machen. Im Vergleich zum Silizium ist dies vor allem die große radiologische Ähnlichkeit zu Wasser. Der Unterschied zwischen den Ordnungszahlen des Diamanten und Wasser ist geringer als zwischen Silizium und Wasser, jedoch ist die Dichte des Diamanten etwas höher (Tabelle 1).

Tabelle 1 Eigenschaften verschiedener Materialien. Dichten aus [44, 45], effektive Ordnungszahl aus [46].

Material	Ordnungszahl Z	Effektive Ordnungszahl Z^{eff}	Dichte ρ [g/cm ³]
Silizium	14		2,3
Diamant	6		3,5
Wasser	1 (H), 12 (O)	3,34 (bei 6 MV)	0,9982 (20°C)

Während zunächst natürliche Diamanten für Detektoren verwendet wurden, setzt man heute auf synthetische Diamanten. Die natürlichen Diamantdetektoren funktionierten wie Ionisationskammern als Festkörper [47]. Durch die Strahlung wurden Elektronen und positive Löcher erzeugt, die sich im Kristall frei bewegten, und die elektrische Leitfähigkeit änderte sich [47]. Auf Grund dieses Messprinzips benötigten diese Detektoren eine angelegte Spannung. Ein Problem der natürlichen Diamantdetektoren war deren Verfügbarkeit und somit auch ihr Preis: In einer Arbeit wird beschrieben, dass aus einigen tausend natürlichen Diamanten, die bereits auf der Basis ihrer Eigenschaften vorselektiert wurden, nur ein Stein ein sehr hohes Signal auf Strahlung zeigte [30]. Auch wiesen die Detektoren eine hohe Exemplarstreuung auf, z.B. auf Grund unterschiedlicher aktiver Volumen und Reinheitsgrade. Es wurde festgestellt, dass eine individuelle Charakterisierung der Eigenschaften einzelner Detektoren notwendig war, etwa der Abhängigkeit des Signals von der Strahlungsqualität und die notwendige Vorbestrahlung [48]. Bei Messungen von Outputfaktoren wichen die Ergebnisse mit zwei verschiedenen natürlichen Diamantdetektoren voneinander ab, z.B. im 0,6×0,6 cm²-Feld um 3,2% [49].

Moderne Diamantdetektoren, z.B. der von PTW als microDiamond 60019 kommerziell erhältliche Detektor, funktionieren nach dem Prinzip einer Schottky-Diode mit Metall/p/p⁺-Struktur (Abbildung 10) [50, 51]. Diese Diamanten werden künstlich auf einem Diamantsubstrat hergestellt. Auf dieses werden eine mit Bor dotierte Diamantschicht und eine weitere Diamantschicht als sensitive Schicht sowie ein Kontakt aus Aluminium aufgebracht [51]. Die entstehenden microDiamond-Detektoren sind in Größe und Durchmesser ihrer aktiven Volumina sehr genau gefertigt, wie die Analyse von zehn Detektoren zeigte [52]. Auch das Überansprechen von fünf verschiedenen microDiamond-Detektoren in einem Feld mit 4 mm Durchmesser war vergleichbar. Hier wichen der Detektor mit dem höchsten und der mit dem niedrigsten Überansprechen um 2,1% voneinander ab [53].

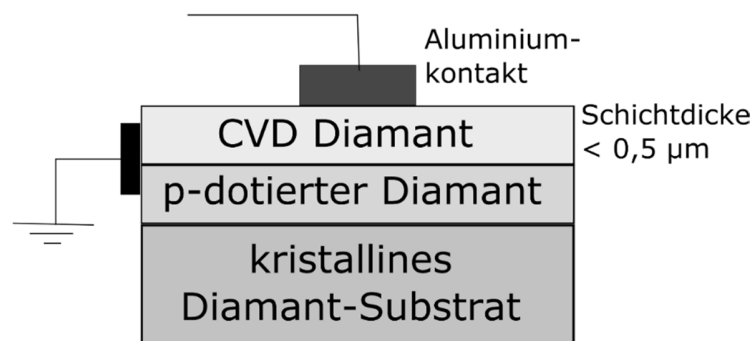


Abbildung 10 Aufbau eines modernen Diamant-Detektor, der nach dem Prinzip einer Schottky-Diode funktioniert. Der Detektor besteht aus einem Diamant-Substrat, einer p-dotierten Diamantschicht, einer weiteren mittels Chemical Vapor Deposition (CVD) aufgetragenen Diamantschicht sowie einem Aluminiumkontakt. Abbildung basierend auf [51].

2.2.4 Radiochromer Film

Radiochrome Filme sind chemische Dosimeter, die ihre optischen Eigenschaften bei Bestrahlung verändern. Im Gegensatz zu radiographischen Filmen sind radiochrome Filme selbstentwickelnd. Kommerziell vertrieben unter dem Namen Gafchromic-Film existieren verschiedene Generationen des Films [54-56]. EBT3-Filme enthalten jeweils eine aktive Schicht Lithium-pentacosano-10,12-diyonate (LiPCDA) in kristalliner Form zwischen zwei Polyesterschichten [57]. Durch ionisierende Strahlung polymerisieren die Monomere, was zu einer dosisabhängigen Änderung der Absorption führt. EBT-XD enthält kleinere Kristallstrukturen als regulärer EBT3-Film [54] und ist über einen weiteren Dosisbereich einsetzbar.

Im Vergleich zur Verwendung eines aktiven Detektors, z.B. einer Ionisationskammer, gibt es bei der Verwendung von Film einige Herausforderungen. Zum einen beeinflussen wie bei jedem Detektor die

Filmeigenschaften selbst die Messung [58]. Zum anderen sind bei chemischen Detektoren oftmals sehr viele Parameter zu beachten [59, 60], was ein sehr standardisiertes Vorgehen bei der Messung nötig macht. Zudem muss mit größeren Unsicherheiten gerechnet werden [60-62]. Ein wesentlicher Punkt bei der Verwendung von Film im klinischen Umfeld ist die gemeinsame Verwendung mit einem handelsüblichen Flachbettscanner. Es ist zu beachten, dass durch den Scanprozess Artefakte auftreten, so dass die Digitalisierungsergebnisse unter anderem abhängig von der Position des eingescannten Films auf der Scanneroberfläche vor allem rechtwinklig zur Scanrichtung [63, 64] und der Filmorientierung [57, 61] sind.

Trotz dieser Limitationen hat Film einige Vorteile gegenüber aktiven Detektoren. Die wesentlichen Vorteile sind sowohl die geringe Dicke der aktiven Schicht als auch die hohe laterale Ortsauflösung. Diese ist theoretisch natürlich durch die Kristallform und Verarbeitung des Filmes beschränkt, hängt für praktische Anwendungen aber nur von der mit dem Scanner eingestellten Auflösung ab. In verschiedenen Arbeiten werden in der Regel Auflösungen zwischen 75 und 300 dots per inch (dpi) verwendet [65-67], für spezifische Fragestellungen wurden aber bereits auch sehr viele höhere Auflösungen verwendet [68]. Die Größe auftretender Volumenmittelungseffekte großer Detektoren kann mit Filmprofilen quantifiziert werden [53]. Neben der Kleinfelddosimetrie [65, 69] findet Film in vielen Anwendungen Verwendung, etwa in der IMRT-Verifikation [70] und in der Brachytherapie [71]. Für EBT2-Film wurde ein Einfluss eines Magnetfeldes auf Filmmessungen beobachtet: Die Effekte waren dosisabhängig und eine Verringerung der optischen Dichte bis zu 15% wurde bei einer Dosis von 17,6 Gy beobachtet [72]. Für EBT3-Film hingegen wurde gezeigt, dass die optische Dichte in allen drei Farbkanälen bei gegebener Dosis lediglich um -0,8% sank [73].

Das Ansprechvermögen des Films ist nicht völlig unabhängig von der verwendeten Strahlungsqualität. Ein Überansprechen des Films bei niedrigen Energien von 50 kV Röntgenstrahlung führte zu einer Veränderung der optischen Dichte bis zu maximal 11% gegenüber Photonen mit 6 MV bei gleicher Dosis [74]. Dabei waren die verschiedenen Farbkanäle unterschiedlich empfindlich und auch die applizierte Gesamtdosis auf dem Film spielte eine Rolle. In einer anderen Studie variierte das Ansprechen des Films um 8% zwischen Bestrahlung mit 28 keV und 4 MeV Photonen [75]. Der Task Group Report der AAPM TG-158 listet die Energieabhängigkeit des Ansprechens des Films neben der Abhängigkeit von der absorbierten Dosis und dem dynamischen Bereich als Herausforderung, wenn Film für Messungen außerhalb des Nutzfeldes verwendet wird [76].

Sorriaux *et al.* analysierten die Charakteristika von EBT3-Film und fanden, dass die Unsicherheiten in der Bestimmung der optischen Dichte der Filme reduziert werden konnten, wenn ein striktes Protokoll für die Verarbeitung der Filme eingehalten wurde [77]. Lokale Unterschiede des Films wurden als eines der Hauptprobleme herausgestellt. Eine Untersuchung der Unsicherheiten, die von der Bestimmung der optischen Dichte über die Erstellung der Kalibrierkurve bis zur Umwandlung von optischer Dichte des Messfilms in Dosis reichten, ließ sie schlussfolgern, dass die Bestimmung der Dosis bei einem mit 2 Gy bestrahlten EBT3-Film bei 6 MV eine Standardunsicherheit von knapp unter 1% aufweist [77]. Eine alternative Methode, die auch in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde, wurde von Micke *et al.* entwickelt [78]. Dabei werden die Informationen von allen Farbkanälen verwendet, um z.B. Anomalien zu kompensieren, die etwa durch eine Variation in der Dicke der aktiven Farbstoffschicht entstehen können. Bei Verwendung dieser 3-Kanal-Methode und einem strengen Filmhandhabungs- und Scanprotokoll, liegen typische Unsicherheiten der bestimmten Dosis unter 1% [78]. Dieser Wert enthält noch keine experimentellen Unsicherheiten, wie etwa Schwankungen des Outputs des Beschleunigers oder die Genauigkeit bei der Einstellung von Feldgrößen.

2.3 Gleichgewichtsbedingungen für die Dosimetrie

Zur Dosisbestimmung wird üblicherweise eine Sonde in das Strahlungsfeld eingebracht. Es existieren zwei verschiedene idealisierte Grenzfälle, um vom Messsignal auf die Wasserenergiedosis in Abwesenheit des Detektors zu schließen [25]. Einer ist der Fall eines großen Detektor gegenüber den Elektronenreichweiten (Abschnitt 2.3.2). Der zweite ist der Fall der Bragg-Gray-Bedingungen, bei denen die Anwesenheit des Detektors den Sekundärelektronenfluss unverändert lässt (Abschnitt 2.3.3). Ein realistischer Detektor ist als Kombination anzusehen (Abschnitt 2.3.4). Fehlende Gleichgewichtsbedingungen beeinflussen insbesondere das Signal, wenn sich die Detektormaterialien hinsichtlich der Massendichte von Wasser unterscheiden (Abschnitt 2.3.5).

2.3.1 Sekundärelektronengleichgewicht

Elektronengleichgewicht besteht dann, wenn die in ein Volumen hineintransportierte Bewegungsenergie aller Elektronen gleich der aus dem Volumen heraustransportierten Bewegungsenergie ist. In diesem Fall ist der Energieübertrag im Volumen nur durch die Änderung der Energie der Photonen bestimmt [28].

Beim **Sekundärelektronengleichgewicht** wird kein Gleichgewicht für sogenannte Deltateilchen gefordert. Dies sind durch Wechselwirkung eines Teilchens mit Materie erzeugte Elektronen [79], das heißt Elektronen der zweiten Generation. Folglich bedeutet Sekundärelektronengleichgewicht, dass „die in einem kleinen Volumenelement von Photonen an Sekundärelektronen abgegebene Energie, soweit sie von diesen aus dem Volumenelement heraus transportiert und nicht danach in Bremsstrahlung umgewandelt wird, gleich der von Sekundärelektronen in das Volumen hineintransportierten und darin verbleibenden Energie ist“ [80].

2.3.2 Großer Detektor gegenüber der Elektronenreichweite

Der Grenzfall eines großen Detektors wird in Abbildung 11 gezeigt. Angenommen wird, dass das aktive Volumen des Detektors groß gegenüber den Reichweiten der Sekundärelektronen ist. Mit Ausnahme der Grenzfläche zwischen Detektor und umgebendem Medium wurden im Detektor deponierte Sekundärelektronen auch aus dem Detektormaterial ausgelöst. Unter der Annahme, dass sich die Photonenfluenz im Detektor kaum vom ungestörten Medium unterscheidet und sich das Verhältnis der Energiedosis zur Kerma in den beiden Medien kaum ändert, lassen sich die Dosisverhältnisse zwischen Medium und Detektor direkt als Verhältnis der Massenabsorptionskoeffizienten angeben [25]

$$\frac{D_B}{D_A} = \frac{(\mu/\rho)_B}{(\mu/\rho)_A}, \quad (12)$$

wobei μ/ρ Massenenergieabsorptionskoeffizienten für die entsprechende Photonenenergie sind.

Für MV-Strahlung betragen die Reichweiten der Sekundärelektronen in Wasser typischerweise einige cm. Daher gibt es für diesen Energiebereich keinen Detektor, der als großer Photonendetektor eingesetzt wird.

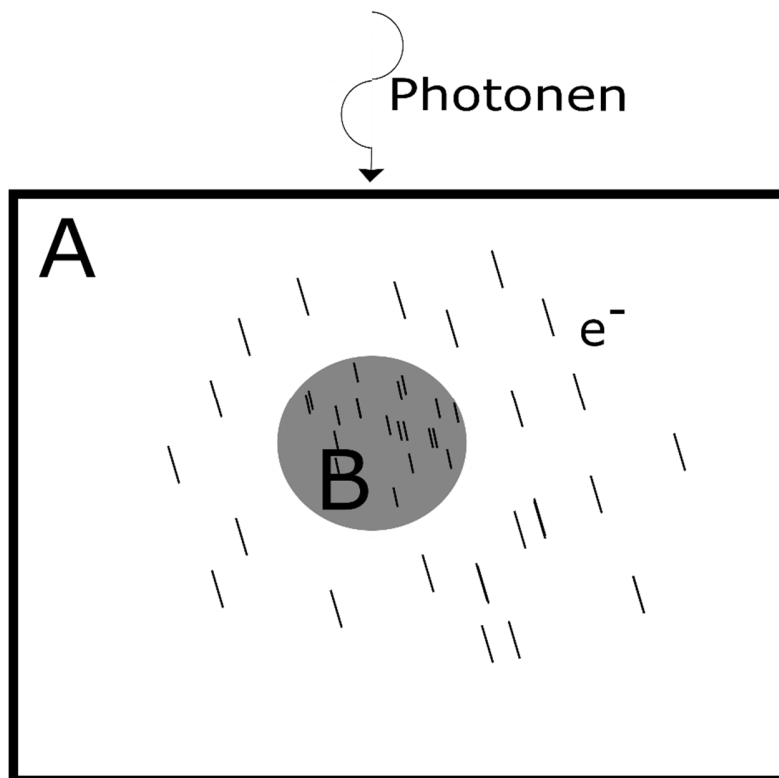


Abbildung 11 Skizze zur Veranschaulichung des Verhaltens eines (dichten) Detektors, der groß gegenüber der Elektronenreichweite ist.

2.3.3 Kleiner Detektor gegenüber der Elektronenreichweite

Bragg-Gray-Bedingungen sind dann erfüllt, wenn sich ein mit Material B gefüllter Hohlraum innerhalb eines Materials A befindet und für das Strahlungsfeld die Flussdichte, Energie- und Richtungsverteilung der Elektronen der ersten Generation durch den mit Material B gefüllten Hohlraum nicht verändert wird, wenn die Energieübertragung von im Material B ausgelösten Sekundärelektronen auf dieses Material im Vergleich zur insgesamt auf Material B übertragenen Energie verschwindend gering ist, und wenn die

spektrale Flussdichteverteilung der Elektronen aller Generationen innerhalb des Materials B ortsunabhängig ist [28, 80]. Anschaulich bedeutet dies, dass in einem gegenüber den Elektronenreichweiten kleinen Volumen die meisten durchquerenden Elektronen von außerhalb des Volumens stammen, und nur sehr wenige von Wechselwirkungen von Photonen im Volumenelement selbst (Abbildung 12). Somit detektiert ein nach diesem Prinzip funktionierender Detektor Elektronen [25]. Unter Bragg-Gray-Bedingungen gilt, dass in Detektor und umgebendem Medium erzeugte Energiedosen im Verhältnis der Massen-Stoßbremsvermögen der Elektronen stehen [80].

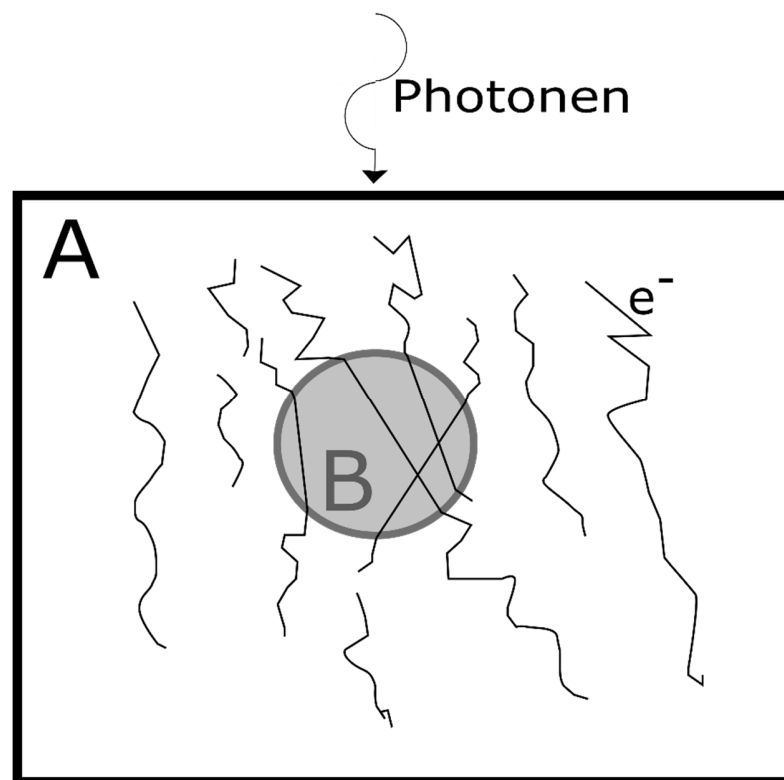


Abbildung 12 Skizze zur Veranschaulichung des Verhaltens eines Bragg-Gray-Detektors. Das Volumen B ist klein und stört das Elektronenspektrum praktisch nicht.

2.3.4 Realistische Detektoren

Unter realistischen Bedingungen, beispielsweise in einem Halbleiterdetektor, der im Vergleich zu den Elektronenreichweiten nicht klein ist, gilt weder die Annahme von Sekundärelektronengleichgewicht noch von Bragg-Gray-Bedingungen. Die Theorie wurde durch Burlin modifiziert. In einfacher Form lassen sich die Dosisverhältnisse schreiben als [25]

$$\frac{D_B}{D_A} = \omega \frac{(L/\rho)_B}{(L/\rho)_A} + (1 - \omega) \frac{(\mu/\rho)_B}{(\mu/\rho)_A}, \quad (13)$$

wobei μ und L die Massenenergieabsorptionskoeffizienten und Massenstoßbremsvermögen der jeweiligen Materialien sind und ω ein Wichtungsfaktor zwischen 0 und 1 ist. Während die Verhältnisse $L_{\text{Luft}}/L_{\text{Wasser}}$ und $\mu_{\text{Luft}}/\mu_{\text{Wasser}}$ kaum eine Energieabhängigkeit im für die Strahlentherapie relevanten Energiebereich aufweisen, steigt $\mu_{\text{Silizium}}/\mu_{\text{Wasser}}$ bei Energien kleiner 0,1 MeV stark an bis auf mehr als den 7-fachen Wert bei 0,05 MeV [81]. Somit steigt in Feldern mit einem hohen Anteil niederenergetischer Photonen, zum Beispiel in kleinen Feldern, das Signal eines Siliziumdetektors stark an.

2.3.5 Einfluss der Detektordichte

Bei Detektoren verschiedener Materialien ist vor allem die unterschiedliche Dichte, und nicht die atomare Zusammensetzung, der Grund für unterschiedliches Ansprechen in kleinen Feldern [44]. Anhand einfacher Überlegungen lässt sich zeigen, dass die Detektordichte das Ansprechen von Detektoren beeinflusst (Abbildung 13a). Betrachtet man statt eines Detektors mit der Dichte von Wasser einen Detektor anderer Dichte, so verkürzt bzw. verlängert sich die Reichweite der Elektronen im Detektormedium. Die Energieabgabe wird entlang der Elektronenspuren als kontinuierlich angesehen. Das Detektorsignal ist somit proportional zur Länge der Elektronenspuren im Detektorvolumen und wird im großen Feld normiert. Verändert man nun die Feldgröße, was einer oben im Bild beginnenden Entfernung der Pfeile entspricht, so lässt sich an Hand der im Detektorvolumen verbleibenden Elektronenspuren das Signal relativ zum großen Feld bestimmen (Abbildung 13b). Dabei zeigt sich eine Überschätzung des Signals von Detektoren größerer Dichte als Wasser und eine Unterschätzung des Signals von Detektoren geringerer Dichte als Wasser. Mit dem gleichen Modell lässt sich auch illustrieren, dass in kleinen Feldern das Signal eines Detektors weiter steigt, wenn er von einer Hülle dichteren Materials umgeben ist.

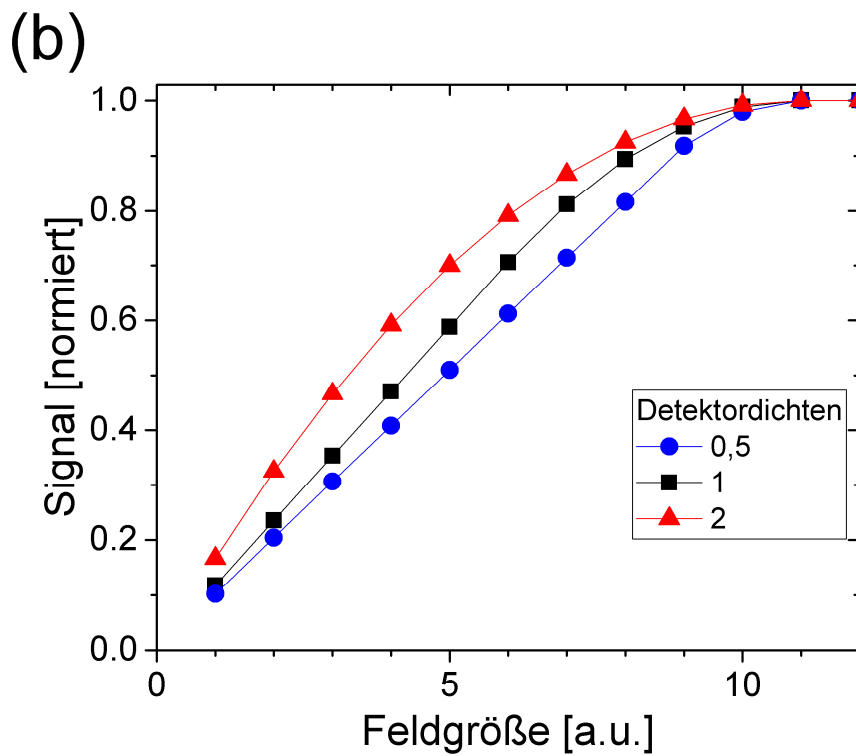
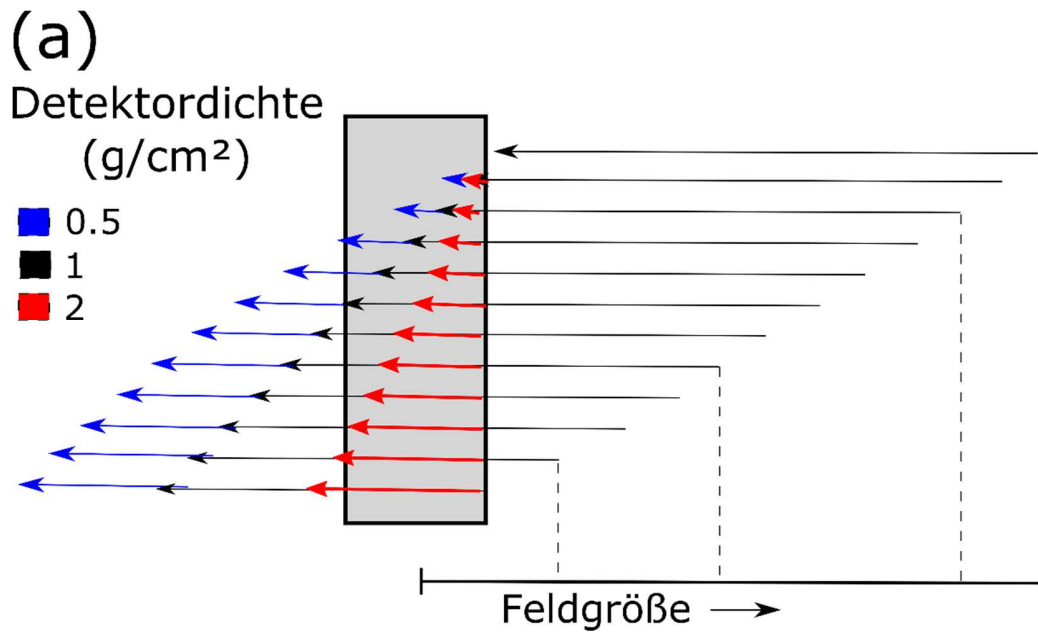


Abbildung 13 Schema zur Visualisierung des Einflusses der Detektordichte. (a) Elektronenspuren verkürzen sich in einem Detektor höherer Dichte (rote Pfeile) bzw. verlängern sich in einem Detektor geringerer Dichte (blaue Pfeile) als das umgebende Medium. Ein Verringern der Feldgröße entspricht der Entfernung des obersten Pfeils. (b) Das Verhältnis der Signale bei verschiedenen Feldgrößen für die Detektoren unterschiedlicher Dichte entsprechend der Schema-Zeichnung.

2.4 Dosimetrie unter Nichtgleichgewichtsbedingungen

Bereits in Abschnitt 2.3.1 wurde deutlich, dass eine Dosisbestimmung eigentlich nur dann sicher möglich ist, wenn bestimmte Bedingungen erfüllt sind. Für die Bestimmung von Outputfaktoren in kleinen Feldern sind Korrekturfaktoren (Abschnitt 2.4.1) für eine Vielzahl von Detektoren und Situationen in der Literatur vorhanden und regelmäßig Thema weiterer Veröffentlichungen. Das grundsätzliche Problem bleibt aber, dass es sowohl umständlich als auch wenig intuitiv ist, mit Tabellen von Korrekturfaktoren zu arbeiten. Sobald die Felder etwas komplizierter werden, ist dieses Verfahren auch nicht mehr praktikabel. Die speziellen Probleme in Nichtgleichgewichtssituationen, wie man sie in kleinen Feldern (Abschnitt 2.4.2), an Feldkanten (Abschnitt 2.4.3), an Grenzflächen (Abschnitt 2.4.4) oder in magnetischen Feldern (Abschnitt 2.4.5) findet, werden im Folgenden genauer analysiert und ein Überblick über den aktuellen Stand der Arbeiten zur Kompensation dieser Effekte gegeben.

2.4.1 Korrekturfaktoren

Die Wasserenergiedosis $D_{w,Q}$ in Abwesenheit einer Ionisationskammer am Messort lässt sich in einem Strahlungsfeld mit Strahlungsqualität Q aus dem Messsignal M_Q , welches gegenüber allen Einflussparametern korrigiert ist, und einem bekannten Kalibrierfaktor N_{D,w,Q_0} für diese Ionisationskammer und der Korrektur k_{Q,Q_0} für die Strahlungsqualität in dem gegebenen Feld bestimmen als [32]

$$D_{w,Q} = M_Q N_{D,w,Q_0} k_{Q,Q_0}. \quad (14)$$

Korrekturen des Messsignals umfassen dabei Rekombination, Polarität, die Umgebungsbedingungen Temperatur und Luftdruck und den Nulleffekt [30-32]. Je nach verwendetem Dosimetrieprotokoll und der damit verbundenen Positionierungsvorschriften kann ein weiterer Faktor notwendig werden, um den Dosisgradienten am Messort zu berücksichtigen [30].

Manchmal lässt sich auf Grund des verwendeten Bestrahlungsgerätes etwa die Feldgröße oder der Abstand zwischen Quelle und Phantomoberfläche (source-surface distance, SSD) nicht wie spezifiziert einstellen oder Messungen müssen statt in Wasser in einem Festkörperphantom durchgeführt werden. In den Fällen ist ein möglichst ähnliches Feld, das maschinenspezifische Referenzfeld f_{msr} , zu verwenden als Zwischenstufe zwischen Referenzfeld f_{ref} und klinisch verwendetem Feld f_{clin} , z.B. einem sehr kleinen

Feld (Abbildung 14) [20]. Korrekturen auf Grund der Feldgröße, Geometrie, Phantommaterial und Strahlungsqualität werden dabei durch einen weiteren Faktor $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$ berücksichtigt. Er ist definiert als

$$k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} = \frac{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} / M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}}{D_{w,Q}^{f_{ref}} / M_Q^{f_{ref}}} \quad (15)$$

und steht damit für den Unterschied zwischen dem Ansprechen des Detektors in den Feldern f_{msr} und f_{ref} .

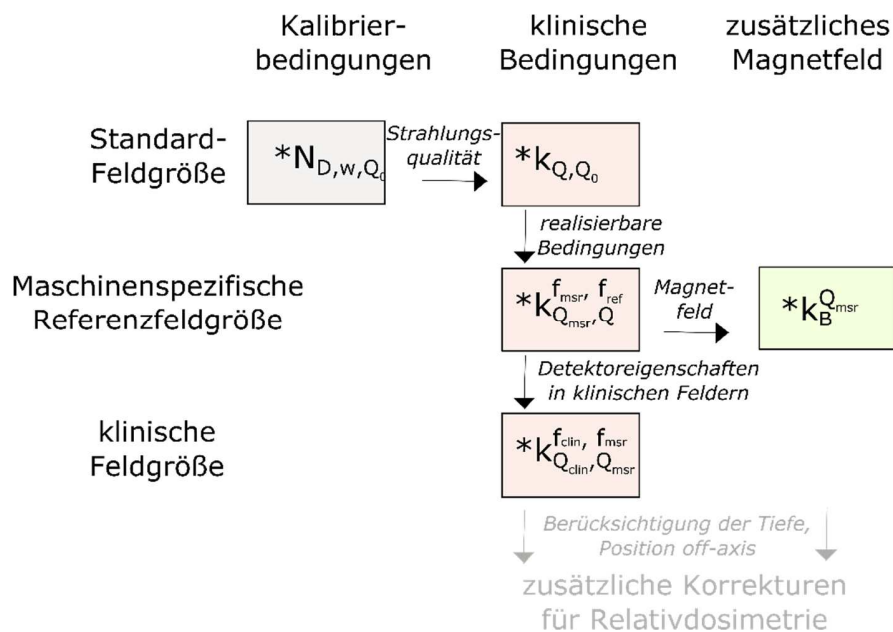


Abbildung 14 Schematische Darstellung des Prinzips der Anwendung von Korrekturfaktoren auf das gegenüber allen Einflussparametern korrigierte Messsignal M in verschiedenen Situationen. Je mehr man sich von den Kalibrierbedingungen entfernt, desto umfangreicher die notwendigen Korrekturen.

Für das klinische Feld f_{clin} mit Strahlungsqualität Q_{clin} interessiert das Dosisverhältnis zwischen klinischem und maschinenspezifischem Referenzfeld, der sogenannte Outputfaktor $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$. Dieser lässt sich bestimmen als [82]

$$\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \cdot \left[\frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}} / M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} / M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \quad (16)$$

oder [82]

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \cdot k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}. \quad (17)$$

Hier lässt sich erkennen, weshalb ein Korrekturfaktor $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ nahe eins für Detektoren von praktischem Nutzen ist. In diesem Fall lassen sich Outputfaktoren mit hoher Genauigkeit direkt aus den gemessenen Signalen gewinnen. Andernfalls muss der Korrekturfaktor bekannt sein. Dieser wird experimentell über den Ausdruck in Klammern in Gleichung (16) oder mittels Monte-Carlo-Simulationen bestimmt.

2.4.2 Kleine Felder

Ein Photonenfeld wird nach TRS-483 als klein bezeichnet, wenn mindestens einer der folgenden Punkte zutrifft: Es existiert kein Sekundärelektronengleichgewicht auf der zentralen Achse, die Primärquelle ist auf der zentralen Achse teils von kollimierenden Bauteilen abgedeckt oder, eher praktisch, die Detektorgröße ist vergleichbar groß wie oder größer als die Felddimensionen [20].

Die Bedingung bezüglich des Sekundärelektronengleichgewichts beschränkt das Feld vor allem in seiner Breite. Sobald der Radius des Feldes kleiner wird als die maximale Reichweite der Sekundärelektronen, ist diese Bedingung nicht mehr gegeben. In TRS-483 wird folgende Zahlenwertgleichung zur Bestimmung dieser Reichweite r_{LCPE} (in cm) als Funktion der Strahlungsqualität $TPR_{20,10}(10)$ verwendet [20]:

$$r_{LCPE} = 8,369 \times TPR_{20,10}(10) - 4,382. \quad (18)$$

Dies bedeutet für die nominelle Beschleunigungsspannung von 6 MV ($TPR_{20,10}(10) = 0,676$) eines beispielhaften Primus-Beschleunigers eine Reichweite von 1,28 cm. Für die nominellen Energien eines beispielhaften Synergy-Beschleunigers von 6 MV ($TPR_{20,10}(10) = 0,682$), 10 MV ($TPR_{20,10}(10) = 0,731$) und 18 MV ($TPR_{20,10}(10) = 0,773$) betragen die Reichweiten 1,33 cm, 1,74 cm und 2,09 cm.

Bezüglich der zweiten Definition des kleinen Feldes, der Fokusfläche des Photonenstrahls und partiellen Abschirmung der Quelle, sind die Größenverhältnisse der Felder vergleichbar mit den oben genannten für das fehlende Sekundärelektronengleichgewicht [20].

Die Größe des Detektors gegenüber dem zu vermessenden Feld wurde als drittes Kriterium für ein kleines Feld genannt [20]. Damit wird vor allem dem Volumeneffekt Rechnung getragen. Nimmt man für den Volumeneffekt eine rein geometrische Mittelung über die zum Strahl orthogonale Querschnittsfläche des aktiven Volumens des Detektors an, so betragen notwendige Korrekturen z.B. für die Diode PFD (2 mm Durchmesser) je nach Orientierung senkrecht oder parallel zu einem runden Feld mit 4 mm Durchmesser

1,018 bis 1,037 [65]. Für die Stereotaxie-Diode (0,6 mm Durchmesser) sind jedoch unter gleichen Bedingungen nur Korrekturfaktoren von 1,002 bzw. 1,003 notwendig.

Fehlendes laterales Sekundärelektronengleichgewicht wirkt sich dann aus, wenn ein Detektor in das Feld eingebracht wird, der nicht wasseräquivalent ist [83]. Die Verwendung von Detektoren mit von Wasser abweichender Dichte führt zu Änderungen der Elektronenspuren [84]. Insbesondere ist ein sehr starker Anstieg des Signals von Detektoren mit hoher Dichte in kleinen Feldern auf Grund der verkürzten Spuren zu erwarten. Die durch verschiedene Detektorelemente außerhalb des sensitiven Volumens entstehenden Feldstörungen werden typischerweise untersucht, indem verschiedene Modelle der Detektoren, die sukzessive um Bauteile ergänzt werden, in Simulationen untersucht werden. In der Regel stören vor allem die Bauteile mit hoher Dichte in der Nähe des aktiven Volumens [85].

Aus den vorher grundsätzlich angesprochenen Überlegungen ergeben sich eine Reihe von Folgerungen, die auch experimentell und per Simulationen gut untersucht sind. Ergebnis ist, dass es für jeden Detektor eine gewisse Feldgröße gibt, unterhalb derer er kein hinreichend zur Dosis proportionales Signal mehr liefert, sei es auf Grund von Volumeneffekten oder auf Grund seines Materials. Der in Abschnitt 2.4.1 definierte Korrekturfaktor $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ muss Anwendung finden. Es gibt unzählige Literaturangaben zu diesen Werten sowohl aus Experimenten als auch aus Simulationen [53, 65, 86-89], die sich teilweise aber auch uneinig sind. Letztendlich scheint es zumindest für Linearbeschleuniger, dass Korrekturfaktoren universal und vom Bestrahlungsgerätetyp unabhängig sind [21]. TRS-483 etwa enthält nur zwei Tabellen getrennt für die nominellen Energien 6 und 10 MV für alle Linearbeschleuniger, unabhängig davon, ob ein Ausgleichsfilter verwendet wird oder nicht. Weitere Tabellen existieren separat für Cyberknife, für Tomotherapie-Geräte und für das Gammaknife [20].

Alle tabellierten Werte beziehen sich auf effektive Feldgrößen. Für irreguläre Felder ist dabei ein quadratisches Feld zu bestimmen, welches auf dem Zentralstrahl die gleichen Streubeiträge liefert [90, 91]. Während für größere rechteckige Felder mit den Seitenlängen a und b das äquivalente Quadrat mit Seitenlänge s_{EQ} in der Praxis meist nach der Sterling-Formel [92]

$$s_{EQ} = \frac{2ab}{a + b} \quad (19)$$

berechnet wird, wird die effektive Feldgröße s_{geom} bei kleinen Feldern üblicherweise als geometrisches Mittel aus den Halbwertsbreiten (FWHM) a und b der beiden Feldkanten bestimmt zu [93]

$$s_{geom} = \sqrt{a \cdot b}. \quad (20)$$

Aus praktischen Gründen lassen sich Korrekturfaktoren in unregelmäßig geformten Feldern nur schwer tabellieren, obwohl derartige Felder zum Beispiel bei der Verifikationsmessung von IMRT oder VMAT ständig Gegenstand von Messungen sind. Eine Arbeit von Bouchard und Seuntjens [23] zeigt, welche Probleme auftreten können, wenn mit einer Ionisationskammer verschiedene IMRT-Segmente einzeln gemessen werden. Korrekturfaktoren der einzelnen Segmente lagen für die verwendete Farmerkammer mit 0,65 cm³ Volumen teilweise bei 1,17 oder sogar 1,27 in den künstlichen Feldern. In einem Beispiel für dynamische Felder waren die Korrekturen noch höher. Praktisch ist eine Korrektur der Messungen einer klinischen IMRT kaum möglich. Eine einfachere Strategie zur Minimierung der notwendigen Korrekturen wäre hier zunächst etwa die Reduzierung des Volumeneffekts durch die Verwendung kleinerer Messvolumen. Diesen Ansatz findet man etwa bei der Größenwahl der Ionisationskammer im Kammereinsatz von Plastikphantomen für die planspezifische Qualitätssicherung (planspezifische QA). In der Literatur finden sich entsprechend der Messaufgaben getätigte Wahlen von kleinen Kammern mit Volumen von 0,016 cm³ [94] und 0,007 cm³ [95].

2.4.3 Feldkanten

Bei der Messung von Querprofilen abseits des Zentralstrahls ändert sich die spektrale Verteilung als Funktion des Ortes stark [96]. Im Halbschattenbereich ist ein sehr viel höherer Anteil an niederenergetischen Photonen im Spektrum vorhanden, hauptsächlich Comptonstreuung aus dem Phantom. Weiter außerhalb des Feldes verschiebt sich das Spektrum noch weiter zu niedrigen Energien, im Wesentlichen durch mehrfach gestreute Photonen, sowie in die andere Richtung durch Transmission durch die Kollimatorblenden [96].

Insbesondere an Feldkanten mit hohen Dosisgradienten entscheidet die Größe des verwendeten Detektors über die Ausprägung des Volumeneffekts. In einem Feld mit 5 mm Durchmesser ist der Volumeneffekt bei der Messung des Halbschattens bis zu einer Detektorgröße von 0,5 mm vernachlässigbar [97].

Das Verhalten von Detektoren an Feldkanten wird durch deren laterales Ansprechvermögen bestimmt. Ein mögliches Verfahren zu dessen Bestimmung beruht auf einer Entfaltung von Profilen [98, 99]. Weitere Untersuchungen des Detektorverhaltens an Feldkanten und auch außerhalb des Nutzfeldes beruhen auf Monte-Carlo-Simulationen [100, 101]. Die gewonnenen Korrekturfaktoren für Positionen jenseits des

Zentralstrahls zeigen folgendes Bild: Bei einem 5 mm Feld geben die Dioden das Querprofil innerhalb des Feldes bis zum Halbschattenbereich korrekt wieder, unterschätzen allerdings mit ihrem Signal die Dosis weiter außerhalb des Feldes. Mit zunehmender Feldgröße erhöht sich allerdings das Signal und ab einer Feldgröße von 25 mm zeigt sich bereits ein Überansprechen weit außerhalb des Feldes [100]. Mikroionisationskammern zeigen ein zu hohes Signal im Halbschattenbereich. Auch außerhalb des Feldes ist das Ansprechen konstant zu hoch, das Überansprechen nimmt aber mit der Feldgröße ab [100].

2.4.4 Oberfläche

Die Dosisverteilung in Wasser lässt sich in drei wesentliche Bereiche einteilen (Abbildung 15). Die einfallenden Photonen treffen auf das Wasser, in der Folge entstehen Sekundärteilchen und damit steigt der Energieübertrag und die Dosis. Man spricht vom Aufbaubereich. Auch dort liegt kein Elektronengleichgewicht vor. Hierbei „fehlen“ die Elektronen aus den Schichten, in denen sich nur ein Medium geringer Dichte, in diesem Fall Luft, befunden hat. In größerer Tiefe ist die mittlere Reichweite der Sekundärelektronen überschritten. Sekundärelektronen aus allen möglichen darüber liegenden Schichten werden nun eingebracht. Die Tiefendosiskurve bildet ein Maximum aus. Auf Grund von Abstandseffekten und Schwächung der Photonen nimmt der Energieübertrag mit weiterer Tiefe ab, die Tiefendosiskurve fällt monoton.

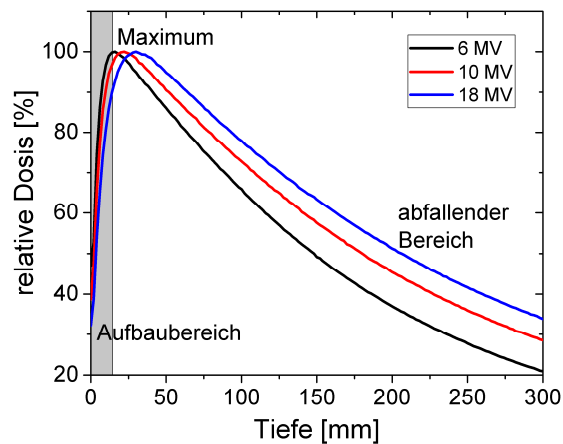


Abbildung 15 Tiefendosiskurven verschiedener Energien. Die Kurve erreicht ein Maximum, dessen Tiefe energieabhängig ist. Den Bereich zwischen der Oberfläche und dem Maximum bezeichnet man als Aufbaubereich (hier grau hinterlegt für die Kurve mit 6 MV).

Gäbe es reine Photonenstrahlung, so wäre der Energieübertrag an der Oberfläche nur sehr gering, und würde nur auf einem geringen Anteil rückgestreuter Elektronen beruhen. Zusätzlich trägt im Aufbaubereich immer Elektronenkontamination durch Streuprozesse im Beschleunigerkopf, im Blendensystem und auch in der Luft bei [102-104].

Die Wahl geeigneter Detektoren im Aufbaubereich ist schwierig. Teilweise wird eine Extrapolationskammer empfohlen [105-107], welche allerdings nicht sehr verbreitet und umständlich in der Anwendung ist. Flachkammern werden üblicherweise für den Zweck der Messung im Aufbaubereich eingesetzt, erreichen aber bei kleineren Feldern ihre Grenze auf Grund ihres Durchmessers und zeigen eventuell von der Polarität abhängige Signalunterschiede [108]. Film ist dünn, zeigt aber eine Energieabhängigkeit, die insbesondere bei niedrigen Energien, wie sie an der Oberfläche verstärkt auftreten, zunimmt. Eine andere Möglichkeiten der Messung an der Oberfläche und im Aufbaubereich stellen dünne TLDs dar [106].

Die Signale der typischen im Wasserphantom verwendeten Detektoren unterscheiden sich im Aufbaubereich und an der Oberfläche stark [107]. In der Literatur finden sich Korrekturfaktoren für den Aufbaubereich, die mittels Monte-Carlo bestimmt wurden [100, 101]. Diese weisen darauf hin, dass Ionisationskammern in der Regel ein Unteransprechen nahe der Oberfläche zeigen, wohingegen die untersuchten Dioden in dieser Region überansprechen [100]. Im Allgemeinen erfordert aber die Monte-Carlo-Simulation im oberflächennahen Bereich besondere Aufmerksamkeit, da sich hier Beiträge durch Elektronen und durch niederenergetische Anteile des Photonenspektrums besonders bemerkbar machen.

Zudem ist es schwierig, die Werte gegen Experimente zu validieren. Verschiedene Autoren räumen Unsicherheiten der Simulationen oder Diskrepanzen zwischen Simulationen und Messungen nahe der Oberfläche von Photonenfeldern ein, insbesondere bei hohen Energien oder in großen Feldern [109, 110].

2.4.5 Magnetische Felder

Strahlentherapie in Anwesenheit magnetischer Felder ist nicht neu [111-113]. Die ursprüngliche Idee war dabei, die Dosisverteilung durch das Magnetfeld zu beeinflussen. Das Interesse an der Dosimetrie in magnetischen Feldern stieg in letzter Zeit wieder stark an auf Grund der neu verfügbaren Geräte, die Bildgebung mittels Magnetresonanz (MR) mit Bestrahlungsgeräten kombinieren [114]. Die Kombination wird dabei auf unterschiedliche Weise realisiert. Es existieren verschiedene Geräte mit Marktreife oder in unterschiedlichen Stadien der Entwicklung [114-118]. In den Einzelheiten unterscheiden sich diese in der verwendeten Feldstärke von 0,2 T [116] bis 1,5 T [114] und in der Orientierung des Magnetfelds, die entweder parallel [116], oftmals als longitudinale Orientierung zum Magnetfeld bezeichnet, oder senkrecht [114], oftmals als transversale Orientierung bezeichnet, zur Strahlrichtung ist.

Während der Transport der Photonen als ungeladene Teilchen durch das magnetische Feld nicht beeinflusst wird, wirkt die Lorentzkraft auf die entstehenden Sekundärelektronen. Elektronen mit Ladung q , die sich mit Geschwindigkeit \vec{v} in einem magnetischen Feld \vec{B} bewegen, erfahren eine Kraft \vec{F} [119]

$$\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}). \quad (21)$$

Die Dosisverteilung verändert sich dadurch insbesondere an der Oberfläche. Dort herausgelöste Elektronen bewegen sich auf Grund der Lorentzkraft zurück zur Oberfläche, wo es zu einem Dosisanstieg kommt [120]. Dieser Effekt wird als Electron Return Effect (ERE) bezeichnet. Ferner verringert sich in einem transversalen Magnetfeld auch die Tiefe des Dosismaximums in Abhängigkeit von der Feldstärke [121].

Für die Absolutdosimetrie wird vorgeschlagen, den Formalismus (Abschnitt 2.4.1) um einen Korrekturfaktor für Magnetfelder zu erweitern [122]. Aus Formel (14) wird dann für ein Feld f_{msr} der Feldstärke B mit Strahlungsqualität Q_{msr} [122]

$$D_{w,Q_{msr}}^{B,f_{msr}} = M_{Q_{msr}}^{B,f_{msr}} \cdot N_{D,w,Q_0} \cdot k_{Q,Q_0} \cdot k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} \cdot k_B^{Q_{msr}}. \quad (22)$$

Dabei ist der letzte Faktor k_B^{Qmsr} ein neuer Korrekturfaktor, der den Effekt des Magnetfelds auf das Ansprechen der verwendeten Ionisationskammer berücksichtigt. Dem zugrunde liegt die Definition [122]

$$k_B^{Qmsr} = \frac{D_{w,Qmsr}^{B,fmsr} / M_{Qmsr}^{B,fmsr}}{D_{w,Qmsr}^{fmsr} / M_{Qmsr}^{fmsr}}. \quad (23)$$

Viele Veröffentlichungen führen diese Faktoren k_B^{Qmsr} für verschiedene Detektoren, Orientierungen relativ zum Magnetfeld und verschiedene Feldstärken an [123-129]. In der longitudinalen Orientierung des Magnetfeldes benötigen zahlreiche Detektoren geringere Korrekturen als in der transversalen Orientierung [128, 129]. Eine wesentliche Herausforderung für die Dosimetrie in magnetischen Feldern sind Grenzflächen und damit insbesondere Lufteinschlüsse oder Luftblasen, wie sie etwa in Festkörperphantomen vorkommen [130]. Für die Relativdosimetrie in den MR-Linacs müssen bezüglich Abmessungen und verwendeter Materialien neue Wasserphantome verwendet werden. Prototypen existieren bereits [131].

Monte Carlo-Methoden werden üblicherweise als der Goldstandard angesehen, gegen den Detektoren verglichen werden. Während es für den Einfluss eines magnetischen Feldes auf radiochromen Film zunächst nur einige Indizien gab [132], zeigte eine Untersuchung von Reynoso *et al.*, dass sein Ansprechen im magnetischen Feld im roten und grünen Farbkanal um bis zu 15% verändert wurde [72]. Als mögliche Ursache wurde dabei die Orientierung der Farbstoffmoleküle angesehen. Während diese großen Unterschiede bei Experimenten mit EBT2 gefunden wurden, wurden für EBT3 nur geringere Unterschiede berichtet. Delfs *et al.* stellten zwar signifikante, aber nur sehr geringe Unterschiede fest [73]. Zudem ließ sich auf Grund optischer Eigenschaften die These widerlegen, dass die Orientierung der Polymerketten bei der Polymerisierung sich durch das magnetische Feld änderte. Insbesondere bleiben bei den in MR-Linacs verwendeten Feldstärken relative Dosisverteilungen korrekt [73]. Ebenfalls in Verwendung sind radiochrome Gele und Plastik, vgl. z.B. [133]. Ein vielversprechendes Dosimeter im Magnetfeld scheint ersten Berichten zu Folge auch Alanin zu sein [134]. Für Messungen in einem MR-Linac bieten sich auch Polymergele an, die bei Bestrahlung polymerisieren und über MR-Bildgebung - etwa über den zur absorbierten Dosis proportionalen T2-Wert - ausgewertet werden können [135]. Untersucht wurde zum Beispiel das BANG Polymergel und dabei wurde auch im Magnetfeld eine lineare Kalibrierkurve gefunden, deren Steigung sich allerdings zwischen 0 T und 1,0 T um 0,7% unterschied [133]. Für Relativdosimetrie wurde das Gel damit als ohne Korrekturfaktor im Magnetfeld anwendbar befunden [133].

Gerade im grenzflächennahen Bereich sind besonders starke Veränderungen der Dosisverteilung zu erwarten [120]. Dieses ist auch klinisch von Interesse, etwa bei der Bestimmung der Hautdosis [136]. Die meisten Arbeiten zu Detektorverhalten in magnetischen Feldern beschränken sich allerdings auf die für die Absolutdosimetrie angedachten Referenzbedingungen und auf Tiefendosiskurven in Tiefen ab dem Aufbaubereich und tiefer. Darüber hinaus gibt es Arbeiten bezüglich der durch ein Magnetfeld hervorgerufenen Änderung des lateralen Ansprechvermögens von Detektoren [137], wie es etwa bei der Messung von Profilen eine Rolle spielt.

3 Material und Methoden

3.1 Messverfahren

Es wurden für diese Arbeit sechs verschiedene Experimente durchgeführt. Dies sind

1. die Bestimmung des Ansprechens verschiedener Detektoren auf Streustrahlung,
2. die Bestimmung des Einflusses von Streustrahlung auf das Elektrometer als Vorarbeit für weitere Messungen,
3. die Bestimmung des effektiven Messpunktes verschiedener Detektoren als Vorarbeit für weitere Messungen,
4. die Bestimmung des Ansprechens verschiedener Detektoren außerhalb des Feldes und die Möglichkeit der Kombination zweier Detektoren,
5. die Bestimmung des Ansprechens verschiedener Detektoren im Aufbaubereich und
6. die Bestimmung des Ansprechens verschiedener Detektoren im Aufbaubereich in Anwesenheit eines magnetischen Feldes.

Verwendete Detektoren (Abschnitt 3.1.1) inklusive des verwendeten Verfahrens zur Auswertung des Filmes (Abschnitt 3.1.2) sowie der Messaufbau (Abschnitt 3.1.3) und die Auswertemethodik (Abschnitt 3.2) werden im Folgenden beschrieben.

3.1.1 Detektoren

Es stand für diese Arbeit eine Vielzahl von Detektoren zur Verfügung, jedoch nicht alle von Beginn an. Alle verwendeten Detektoren und ihre Eigenschaften finden sich in Tabelle 2. Aus diesen Detektoren wurde je nach Messaufgabe und Verfügbarkeit eine geeignete Auswahl getroffen. Welche Detektoren jeweils wofür eingesetzt wurden, ergibt sich aus Tabelle 3.

Alle Detektoren wurden mit der vom Hersteller empfohlenen Spannung verwendet, d.h. 300 V für Ionenkammern, 400 V für PTW-Ionenkammern und 0 V für Dioden und den microDiamant-Detektor. Die empfohlene Vorbestrahlung wurde beachtet. Messungen wurden in allen Fällen mindestens stichprobenartig, teils auch systematisch (Elektrometereffekte, Bestimmung des effektiven Messpunktes,

Oberflächen) mit der entgegengesetzten Polarität durchgeführt. Dabei wurde nach Änderung des Vorzeichens der Spannung erneut vorbestrahlt.

Tabelle 2 Detektordaten aus Angaben der Hersteller bzw. [20]. Nominelle Sensitivitäten ebenfalls aus Herstellerangaben oder, wo angegeben, aus Referenzen [138].

Detektor	Typ	Radius [mm]	Länge [mm]	Volumen [mm ³]	Sensitivität [nC/Gy]	Bemerkung
PTW 60008	Silizium-Diode	0,56	0,0025	0,0025	175	abgeschirmt
PTW 60016	Silizium-Diode	0,56	0,03	0,03	9	abgeschirmt
PTW 60012	Silizium-Diode	0,56	0,0025	0,0025	175	unabgeschirmt
PTW 60017	Silizium-Diode	0,56	0,03	0,03	9	unabgeschirmt
SFD (grün)	Silizium-Diode	0,3	0,06	0,017	9 [138]	Stereotaxie-Diode, unabgeschirmt
iba RAZOR	Silizium-Diode	0,3	0,02	0,006	4,1	Stereotaxie-Diode, unabgeschirmt
PFD (gelb)	Silizium-Diode	1	0,06	0,19	100	abgeschirmt
Sun Nuclear EDGE	Silizium-Diode	0,4	0,03	0,019	32	Messinggehäuse
PTW 60019 microDiamant	Synthetischer Diamant-Detektor	1,1	0,001	0,004	1	
PTW Semiflex 31013	zylindrische Ionisationskammer	2,75	16,25	300	10	
PTW Semiflex 31010	zylindrische Ionisationskammer	2,75	6,5	125	3,3	
PTW PinPoint 31006	Micro- Ionisationskammer, Strahlelektrode	1	5	15	0,4	
iba PPC40	Flachkammer	8	2	400	11	
iba PPC05	Flachkammer	4,95	0,6	50	1,7	
PTW 30013	Farmer-Kammer	3,05	23	600	20	
iba FC65	Farmer-Kammer	3,1	23	650	21	
iba FC23	kurze Farmer- Kammer	3,1	9	230	7,2	
iba CC13	zylindrische Ionisationskammer	3,0	5,8	130	3,6	
iba CC04	Micro- Ionisationskammer	2,0	3,6	40	1	
iba CC01	Micro- Ionisationskammer	1,0	3,6	10	0,3	
iba CC003	Micro- Ionisationskammer	1,0	2	3	0,11	
PTW T-REF	Durchstrahlkammer	40,8	2	10500	325	verwendet als Referenzkammer

Tabelle 3 Verwendete Detektoren je Aufgabe.

Typ	Setup 1	Setup 2	Setup 3	Setup 4	Setup 5	Setup 6
	Stab	Elektrometer	Messort	Profile	Oberfläche	Magnet
Flachkammern		iba PPC40 iba PPC05	iba PPC40 iba PPC05		iba PPC40 iba PPC05	
	PTW 31010 PTW 31006	PTW 31013 PTW 30013		PTW 31010 PTW 31006		PTW 31010
zylindrische Ionisationskammern		iba FC65 iba FC23 iba CC13 iba CC04 iba CC01 iba CC003	iba FC65 iba FC23 iba CC13 iba CC04 iba CC01 iba CC003		iba FC23 iba CC13 iba CC04 iba CC01 iba CC003	
Silizium-Dioden	PTW 60012 PTW 60017 PTW 60008 PTW 60016 SFD PFD EDGE		iba RAZOR Detector	PTW 60012 SFD EDGE	PTW 60012 PTW 60008 iba RAZOR Detector SFD PFD EDGE	PTW 60012
Sonstige Detektoren	microDiamant PTW 60019		microDiamant PTW 60019	microDiamant PTW 60019	microDiamant PTW 60019	microDiamant PTW 60019
Verwendete Referenzdetektoren für Beschleunigeroutput	-	Durchstrahl- detektor, PTW T-REF	Durchstrahl- detektor, PTW T-REF	Durchstrahl- detektor, PTW T-REF	Durchstrahl- detektor, PTW T-REF	Durchstrahl- detektor, Eigenbau PTB

Für die Messungen wurden die Detektoren entweder axial, d.h. mit der langen Achse parallel zur Strahlrichtung, oder vertikal, d.h. mit der langen Achse rechtwinklig zur Strahlrichtung, eingebracht. Die Einzelheiten finden sich bei den jeweiligen Setups (Abschnitt 3.1.3). Auch der effektive Messpunkt wurde unterschiedlich gewählt, in der Regel entsprechend der Herstellervorgaben (Messungen mit Stab, Profile). Bei der Bestimmung des effektiven Messpunktes wurde bei den Ionisationskammern der Referenzpunkt, d.h. die Kammermitte, und bei den Festkörperdetektoren der obere Abschluss der Umhüllung bezüglich der Wasseroberfläche als Nullpunkt angenommen und die notwendige Verschiebung verglichen mit einer Flachkammer bestimmt. Für die Messungen des Aufbaubereichs wurden dann die ermittelten effektiven Messpunkte aus diesem vorherigen Experiment gewählt bzw. die Kurven so verschoben, dass es der Wahl dieses effektiven Messpunktes entsprach. Im Falle der Magnetmessungen musste zusätzlich die Dicke des Eintrittsfensters aus 0,3 mm Polymethylmethacrylat (PMMA) mit einer wasseräquivalenten Tiefe von 0,345 mm berücksichtigt werden.

3.1.2 Filmdosimetrie

Die Filmdosimetrie wurde für jeden Film eines Teilprojektes nach einem festen Protokoll durchgeführt, welches aber auf Grund zusätzlicher Erfahrungen während der Arbeit mit Filmen zwischen den verschiedenen Projekten leicht modifiziert wurde. Die Details dazu finden sich in Tabelle 4. Es kamen in der Arbeit drei Chargen EBT3-Film (Gafchromic, USA) zum Einsatz, Lot-Nr. 12011402 (haltbar bis Dezember 2016), Lot-Nr. 06081601 (haltbar bis Juni 2018) und Lot-Nr. 12121703 (haltbar bis Dezember 2019). Für jedes Teilprojekt, in dem Film verwendet wurde, wurde auf Grund des größeren zeitlichen Abstandes zum vorherigen Projekt zusätzlich zur jeweiligen Messung die Kalibrierkurve neu aufgenommen. Somit wurde auch wie generell empfohlen für jede Charge und Orientierung eine eigene Kalibrierkurve verwendet.

Filme wurden mittels eines Guillotine-Papier-Schneiders in Stücke der benötigten Größe geschnitten. Dabei wurde die Orientierung mit einem wasserfesten Stift markiert. Es wurden zwischen 7 und 10 Filme als Kalibrierfilme in einem 10×10-Feld in 10 cm Wassertiefe mit Dosiswerten zwischen 0 und maximal 15 Gy bestrahlt. Zusätzlich wurden jeweils noch zwei Referenzfilme mitgeführt mit Dosis 0 und einer bekannten Dosis in der Größenordnung der zu erwartenden Dosis auf den Messfilmen.

Die Messfilme wurden im Wasserphantom mittels eines speziell angefertigten PMMA-Halters platziert. In diesen Halter konnte der Film eingesteckt werden und schwebte so an drei Seiten frei im Wasser (Abbildung 16a). Für das Experiment im Magnetfeld war die Einstrahlrichtung horizontal, weshalb ein anderer speziell angefertigter Halter, ähnlich einem Diarahmen, verwendet wurde (Abbildung 16b). Dieser Halter wurde anschließend auch bei den Experimenten an der Oberfläche eingesetzt, da eine bessere Reproduzierbarkeit der Positionierung damit gegeben war. Bei der Bestrahlung wurden die Monitoreinheiten (monitor units, MU) entsprechend der erwarteten Dosisverhältnisse zwischen den verschiedenen Feldern angepasst, so dass eine ähnliche Dosis auf allen Filmen appliziert wurde. Es wurde dabei eine etwa 2 Gy entsprechende Dosis für die meisten Messungen gewählt. Für die Querprofile wurde eine Dosis von etwa 4 Gy im Maximum gewählt, damit auch im Bereich der abfallenden Dosis zu den Rändern noch eine höhere Genauigkeit erzielt wurde. In der Regel wurden die Messungen mehrfach, bis zu fünfmal, durchgeführt.

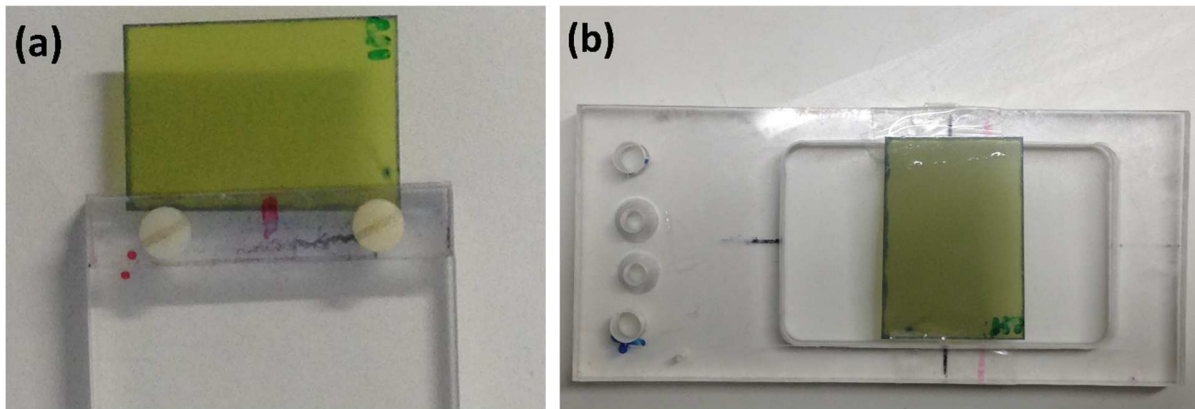


Abbildung 16 Fotos der zur Bestrahlung der Filme verwendeten Halter aus Plexiglas. Die Halter wurden jeweils an dem beweglichen Arm des Wasserphantoms befestigt. Filme konnten seitlich in den Halter gesteckt und fixiert werden (a) bzw. wurden auf den einem Diarahmen ähnlichen Halter aufgebracht und seitlich mit dünnen Klebestreifen fixiert (b).

Gelagert wurden die Filme nach der Bestrahlung in einem lichtundurchlässigen Karton. Die Digitalisierung erfolgte 48 Stunden nach der Bestrahlung. Verwendet wurde dazu ein Scanner Epson Expression 1100XL mit Durchlichteinheit (EPSON Seico, Japan), der vor dem Scannen der eigentlichen Filme durch Vorbereitungsscans gründlich aufgewärmt wurde. Die Verwendung von solchen Flachbettscannern kann zu Artefakten führen, insbesondere zu Veränderungen der bestimmten optischen Dichte in Abhängigkeit von der Position und Orientierung des Films auf dem Scanner [64, 139, 140]. Aus diesem Grund wurde nur der mittlere Bereich der Scanneroberfläche für die Filme verwendet und die Abweichung für den verwendeten maximalen Dosiswert über diesen Bereich quantifiziert. Mittels einer Schablone konnten Filme reproduzierbar positioniert werden. Die längeren Filme für die Querprofile waren bereits beim Filmschneiden in der Orientierung so angefertigt worden, dass sie entlang der langen Achse des Scanners aufgelegt werden konnten. Damit reduzierte sich der Einfluss des entlang der kurzen Achse sehr viel stärker wirkenden Parabeleffekts. Auch in diesem Fall lagen Abweichungen auf Grund der Position unterhalb 1%.

Während des Scans wurde jeweils die gleiche Orientierung verwendet wie bei den Kalibrierfilmen. Zwei Referenzfilme waren jeweils mit auf dem Bild. Um den Abstand zwischen Film und Glasoberfläche konstant zu halten und Wölbungen des Films zu vermeiden [55], wurde immer eine Glasplatte über die Filme gelegt. Gescannt wurden alle drei Farbkanäle jeweils über die komplette Fläche des Scanners mit einer Auflösung von 150 dpi, was einer Pixelgröße von 0,169 mm entspricht. Gespeichert wurden die Bilder als tagged image files (.tif). Filme wurden während des Scanvorgangs mittels eines AutoHotkey-Skripts mehrfach gescannt, zwischen acht- und zehnmal, und der Mittelwert in MatLab (Version R2015A, The Mathworks,

Inc., USA) gebildet. Dabei wurden die ersten drei Bilder jedes Films verworfen, da der Scanner anfangs noch nicht stabil ist [140]. Es hatte sich in vorherigen Versuchen gezeigt, dass sich bei Verwendung von acht bis zehn Scans pro Film das Rauschen durch Mittelung am stärksten verbessern lässt.

Tabelle 4 Übersicht über die gewählten Parameter bei der Messung und Auswertung der Filme

	Gewählte Parameter	Bemerkung
Filmtyp	EBT3	Lot-Nummern: 12011402 06081601 12121703
Scanner	EPSON Expression 1100XL	Durchlichteinheit verwendet
Filmorientierung	Setup 1 und 6: Portrait-Orientierung Setup 4 und 5: Landscape-Orientierung	Die Wahl der Orientierung wurde teils aus geometrischen Gründen getroffen.
Filmkalibrierung	7 bis 10 Filme bestrahlt unter Referenzbedingungen in 10 cm Wassertiefe mit Dosisstufen zwischen 0 Gy und Maximal 15 Gy	Jeweils pro Lot und in vierteljährlichem Abstand neue Kalibrierung verwendet
Filmbestrahlung	in Wasser Maximumsdosis etwa 2 Gy, bei Profilen 4 Gy Referenzfilme von jeder Bestrahlung mit 0 Gy und nahe der erwarteten Maximaldosis im 10x10 cm ² -Feld wurden arbeitstäglich mit erstellt	
Nachdunkeln	Wartezeit von 48 h zwischen Bestrahlung und Scan	
Scan-Protokoll	Gründliches Aufwärmen des Scanners durch wiederholtes Scannen vor der ersten Filmdigitalisierung 150 dpi Auflösung Verwendung aller drei Farbkanäle (48 bit)	Bild wird gespeichert als .tif
Anzahl der Scans	Mehrere Scans pro Film durchgeführt mittels AutoHotkey-Script Setup 1 und 4: 10 Setup 5: 8 Setup 6: 6	Die gewählte Anzahl ist ein Kompromiss aus benötigter Zeit für die Digitalisierung und Rauschen.
Kalibrierfunktion	Optische Dichte $X(D)$ reziprok linear vs. Dosis D $X(D) = A + B/(D - C)$ mit freien Parametern A, B, C	
Weiterverarbeitung	Die ersten drei Scans pro Film wurden verworfen, die restlichen mittels MatLab gemittelt. Umwandlung in Dosis erfolgte in FilmQA Pro mittels One-Scan-Protokoll. Ein Nachdunkeln der verwendeten Referenzfilme durch wiederholtes Scannen wurde quantifiziert und korrigiert.	

Die Konversion der Farbwerte in Dosis erfolgte mittels der Software FilmQA Pro, basierend auf der Dreikanal-Methode von Micke *et al.* [78] unter Verwendung des One-Scan-Protokolls mit zwei zusätzlichen Referenzfilmen [141]. Durch das mehrfache Scannen der Referenzfilme dunkelten diese nach. Dieser Effekt

konnte durch regelmäßiges Scannen eines Testfilms zwischen den Messungen quantifiziert die bestimmte Dosis der Messfilme und mittels einer linearen Funktion entsprechend korrigiert werden.

Dosiswerte wurden entweder als Mittelwert der Dosis in einer definierten Filmregion in der Software FilmQA Pro bestimmt, mittels einer quadratischen Anpassung im Bereich des Feldmaximums in Origin erhalten oder als Querprofil entnommen. Effektive Feldgrößen, wenn angegeben, wurden aus Profilen in Gun-Target-Richtung (GT) oder rechtwinklig dazu (AB) bestimmt. Dazu wurde jeweils der Abstand zwischen den 50%-Isodosen („Full Width Half Maximum“) bestimmt und die effektive Feldgröße s entsprechend der Empfehlung von Cranmer-Sargison *et al.* [93] nach Gleichung (20) berechnet.

3.1.3 Messaufbauten

Die Einzelheiten der Setups unterschieden sich je nach Messaufgabe. Abbildung 17 zeigt die verwendeten Aufbauten schematisch. Die wichtigsten Merkmale sind in Tabelle 5 aufgelistet.

Die Messungen zum Ansprechen von Detektoren auf Streustrahlung, zu Elektrometereffekten, zum effektiven Messpunkt und zum Detektorverhalten im Aufbaubereich wurden an einem Primus-Beschleuniger (Siemens, Erlangen, Deutschland) bei einer Strahlungsqualität von 6 MV ($Q = 0,676$) durchgeführt. Die Messungen der Profile mit einer Detektorkombination wurden an einem Synergy-Beschleuniger mit Agility Multileafkollimator (MLC) (Elekta, Crawley, UK) bei 6, 10 und 18 MV ($Q = 0,682$; $0,731$ bzw. $0,773$) durchgeführt. Messungen im Magnetfeld wurden an einem Beschleuniger der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig des Typs Precise (Elekta, Crawley, UK) durchgeführt.

Verwendet wurde in allen Fällen ein Wasserphantom MP3 (PTW, Freiburg, Germany) mit TANDEM-Elektrometer und Software MEPHISTO mc². Bei den Messungen im Magnetfeld wurden als Phantom ein speziell angefertigter Eigenbau der PTB und deren in-house-Lösungen bezüglich Software und Elektrometer verwendet.

Bei den Experimenten zur Untersuchung der Beiträge der Streustrahlung in Setup 1a wurde ein etwa 15 cm langer Stahlstift mit einem Durchmesser von 4 mm mittig im Feld positioniert, um den Zentralstrahl auszublocken. Im Setup zur Untersuchung des Primäranteils wurde lediglich auf dem Detektor ein Plexiglasstab von etwa 5 cm Länge aufgebracht. Dieser hatte einen Durchmesser von 7 mm und entsprach damit etwa dem Durchmesser der verwendeten Dioden von PTW bzw. des Microdiamanten.

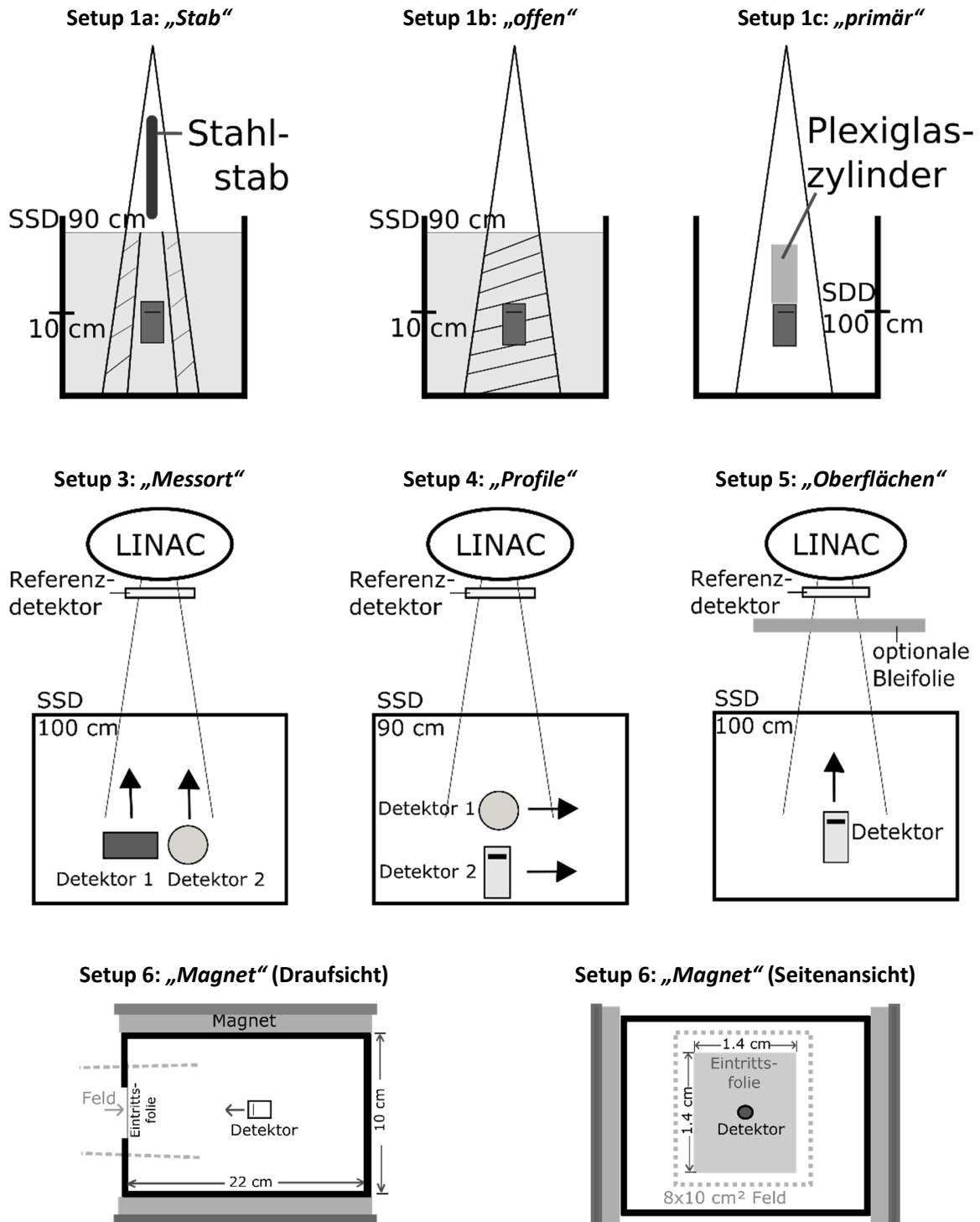


Abbildung 17 Skizzen der verwendeten Messaufbauten (nicht maßstabsgetreu). Spezifiziert sind Quelle-Oberflächen-Abstand (SSD) bzw. Quelle-Detektor-Abstand (SDD) und die Messtiefe. Abbildungen teilweise nach [1-3] mit Erlaubnis.

Tabelle 5 Daten der verschiedenen Setups

Detektor	Setup 1a	Setup 1b	Setup 1c	Setup 3	Setup 4	Setup 5	Setup 6
	Stab	offen	primär	EPOM	Profile	Oberfläche	Magnet
LINAC		Siemens PRIMUS		Siemens PRIMUS	Elekta Synergy Agility	Siemens PRIMUS	Elekta Precise
Strahlungsqualität		6 MV		6 MV 10 MV 18 MV	6 MV 10 MV 18 MV	6 MV	6 MV
Phantom		MP3 (Wasser)		MP3 (Wasser)	MP3 (Wasser)	MP3 (Wasser)	Eigenbau (Wasser)
SSD		90 cm		100 cm	90 cm	100 cm	110 cm
SDD		100 cm		100 cm	100 cm		
Nominelle Feldgröße		(0,8 cm) ² bis (10 cm) ²		(2 cm) ² (4 cm) ² (10 cm) ²	(0,6 cm) ² bis 4x10 cm ²	(2 cm) ² (4 cm) ² (10 cm) ²	8x10 cm ²
Detektororientierung		Dioden axial PinPoint axial		IC vertikal	Dioden axial, IC vertikal. Vertikal zur Scanrichtung	Dioden axial, IC vertikal	Dioden axial parallel zu B, IC vertikal senkrecht zu B
Referenzdetektor				T-REF	PTW 31010, T-REF	T-REF	Eigenbau (Transmission) B-Feld senkrecht zu Photonen
Sonstiges	Stahlstab r=4 mm		PMMA- Kappe			optional Bleifolie	

Bei den Messungen an der Oberfläche im Setup 5 wurde bei einem Teil der Messungen eine Bleifolie mit etwa 1,5 mm Dicke kollimatornah angebracht, um damit Elektronenkontamination aus dem Beschleunigerkopf zu entfernen.

Die Messungen zum Ansprechen der Detektoren im Magnetfeld im Setup 6 wurden mit einem Elektromagneten des Typs Bruker ER0173W (Bruker, USA) durchgeführt, mit dem in diesem Aufbau eine maximale Feldstärke von 1,1 T erreicht werden konnte. Die relative Orientierung von Magnetfeld und Strahl war senkrecht aufeinander, was üblicherweise als transversales Magnetfeld bezeichnet wird. Die Magnetfeldstärke variierte etwa 15% über die Gesamtlänge des Phantoms. Messungen wurden bei einem Gantrywinkel von 270 Grad durchgeführt. Damit trat der Strahl seitlich ins Phantom durch ein Eintrittsfenster aus PMMA der Größe 6x11 cm² und der Dicke 0,3 mm.

Die Messungen zur Reaktion des internen Elektrometers auf Streustrahlung im Setup 2 passen nicht ganz in das beschriebene Schema. Ein internes Elektrometer bezeichnet in diesem Zusammenhang ein Elektrometer, welches sich im Bestrahlungsraum befindet. Im Gegensatz dazu bezeichnet ein externes Elektrometer ein Elektrometer, welches sich außerhalb des Bestrahlungsraums befindet. Wie aus Abbildung 18 zu entnehmen, wurde das TANDEM-Elektrometer dabei in einer Elektrometer-Isozentrum-Distanz (EID) positioniert und teilweise zusätzlich mit 10 cm dicken Bleiblöcken abgeschirmt. Ein gefülltes Wasserphantom wurde als Streukörper wie in einer typischen Bestrahlungssituation aufgebaut. Eine Ionisationskammer Semiflex 31013 und ein zweiter Detektor Farmer 30013 wurden vor der Tür des Bestrahlungsraums positioniert und an das interne Elektrometer an Feld- und Referenzkanal angeschlossen. Eine weitere Ionisationskammer Semiflex 31013 wurde am gleichen Ort positioniert jedoch an ein externes Unidos-Elektrometer angeschlossen. Zusätzlich wurde eine weitere Ionisationskammer des gleichen Typs auf dem internen Elektrometer positioniert und außerhalb des Bestrahlungsraums an ein Unidos-Elektrometer angeschlossen. Die Signale der verschiedenen Detektoren wurden nun jeweils etwa gleichzeitig über einen Zeitraum von 60 s integriert. Dabei wurden die Feldgrößen zwischen $1 \times 1 \text{ cm}^2$ und $10 \times 10 \text{ cm}^2$ und der Abstand EID zwischen 100 cm und 150 cm variiert. Messungen wurden jeweils mit beiden Polaritäten der Kammerspannung durchgeführt. Zusätzlich wurden stichprobenartig Messungen mit um 180° rotiertem und einem weiteren Elektrometer der gleichen Bauart wiederholt. Zur Illustration des Einflusses des Elektrometers auf realistische Messaufgaben, wurden Tiefendosiskurven und Querprofile mit verschiedenen Detektoren mit und ohne Bleiabschirmung aufgenommen.

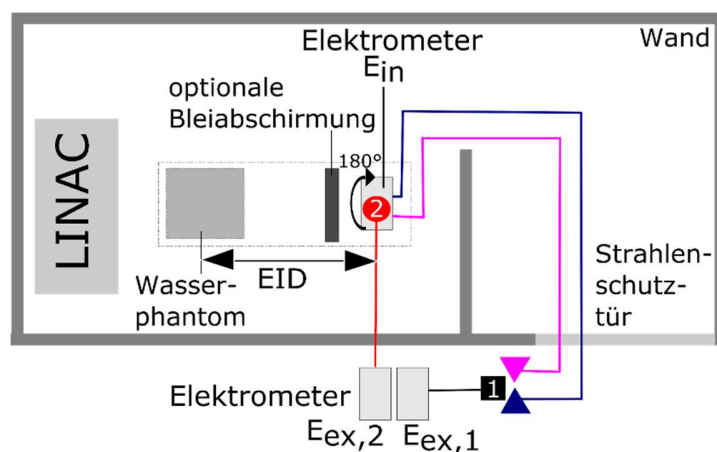


Abbildung 18 Aufbau zur Analyse der Effekte von Streustrahlung auf das interne Elektrometer. Vier Ionisationskammern wurden an Punkt 1 (außerhalb des Bestrahlungsraums) und Punkt 2 (auf dem internen Elektrometer) positioniert und jeweils an ein externes oder internes Elektrometer angeschlossen. Ein Wasserphantom wurde als Streukörper verwendet, der Abstand des internen Elektrometers zum Isozentrum EID variiert und in einigen Experimenten eine zusätzliche Bleiabschirmung des internen Elektrometers eingesetzt. Abbildung nach [4] mit Erlaubnis.

3.2 Verfahren zur Auswertung

Die Auswerteverfahren unterscheiden sich je nach Messaufgabe. Hier werden die Konzepte hinter den einzelnen Messungen dargestellt.

3.2.1 Bestimmung der Volumenkorrekturen

Ein Detektor mit einem gegebenen Volumen zeigt ein anderes Signal als ein Punktdetektor, wenn er in einem Bereich verwendet wird, in dem die Dosisverteilung nicht homogen über sein gesamtes Volumen ist. Unter Vernachlässigung aller Störungseffekte und Konstruktionsdetails ist das Detektorsignal in erster Ordnung proportional zur Dosis, die in seinem aktiven Volumen deponiert wird. Um einen solchen rein geometrischen Effekt zu korrigieren, kann ein Volumenkorrekturfaktor bestimmt werden, indem das aktive Volumen in i Segmente zerlegt wird und der Anteil des Volumen V_i jedes dieser Segmente am Gesamtvolumen des Detektors V mit der jeweiligen relativen Dosis $D_i(x)$ am entsprechenden Ort x_i multipliziert wird [53]. Die Volumenkorrektur $k_V(x)$ gegenüber einer Punktdosis $D(x)$ am Ort $x = 0$ berechnet sich dann als

$$k_V(x) = \frac{D(x)}{\sum_i \left(D_i(x_i) \frac{V_i}{V} \right)}. \quad (24)$$

Volumenkorrekturfaktoren wurden in dieser Arbeit für die Messungen unter der Ausblockung und im offenen Feld (Setup 1a und 1 b) ohne Berücksichtigung der Detektorhöhe, also als 2D-Korrektur, bestimmt. Dazu wurden Querprofile aus den Messungen verschiedener Felder mit radiochromen Filmen gewonnen und jeweils auf die Dosis in der Feldmitte normiert. Das Feld wurde um den Mittelpunkt in Kreise mit einer Breite von 0,17 mm unterteilt, welches genau einer Pixelgröße bei der Scanauflösung von 150 dpi entsprach. Für jede Feldgröße wurde nun der Anteil der Ringfläche zur gesamten Kreisfläche multipliziert mit der relativen Dosis der Punkte in diesem Abstand. Die Produkte wurden aufsummiert und ergaben den Faktor, um den das Signal eines Detektors mit dem Radius r kleiner ist als das eines punktförmigen Detektors in der Feldmitte.

Das Reziproke ist der Volumenkorrekturfaktor $k_V(s, r)$ eines Detektors mit Radius r bei einer Feldgröße s . Polynomielle Funktionen wurden gewählt, um die Feldgrößenabhängigkeit von $k_V(s, r)$ für Detektoren verschiedener Radii in Feldern zwischen 9 mm und 10 cm zu beschreiben. Somit wurden die Daten insgesamt geglättet und $k_V(s, r)$ stieg oder fiel monoton. Diese Glättung änderte die Werte von $k_V(s, r)$ um höchstens 0,001 im offenen und 0,003 im ausgeblockten Feld. Feldgrößen kleiner als 9 mm konnten

auf Grund des Stabdurchmessers nur für offene Felder vermessen werden. Für diese Feldgröße wurden Volumenkorrekturen für weitere Berechnungen nicht verwendet und daher unterhalb dieser Feldgröße unverändert gelassen. Volumenkorrekturfaktoren wurden für Detektorradii zwischen 0,3 mm und 1,1 mm bestimmt und umfassen damit alle in den Experimenten verwendeten Detektorgrößen. Wenn Signalverhältnisse mit diesen Volumenkorrekturfaktoren multipliziert werden, so werden sie im Folgenden als volumenkorrigiert bezeichnet.

Für den Fall der Messungen von Tiefendosiskurven (Setup 5) wurden bereits Volumenkorrekturen bestimmt [142]. Diese Korrekturen wurden mit Filmen in den unterschiedlichen Tiefen entsprechend des oben beschriebenen Verfahrens gewonnen. Die entsprechenden 2D-Korrekturen geben an, wie sich ein dünner Detektor mit Radius r in verschiedenen Tiefen im Signal von einem Punktdetektor unterscheidet.

3.2.2 Bestimmung der Streubeiträge

Zur Bestimmung des Einflusses von Streustrahlung auf das Detektoransprechen wurden Messungen in drei verschiedenen Setups durchgeführt: mit einer zentralen Ausblockung (Setup 1a), im offenen Feld (Setup 1b) und in Luft unter einer Plexiglasaufbaukappe zur Bestimmung des Primäranteils (Setup 1c). Für jedes dieser Experimente i wurden für die verschiedenen Detektoren normierte Signalverhältnisse $S_{i,Det}(s)$ aus den Messungen $M_{i,Det}(s)$ für die effektive Feldgröße mit Seitenlänge s bestimmt. Gewählt wurde i als B im ausgeblockten Feld (Setup 1a nach Abbildung 17), O im offenen Feld (Setup 1b) und P für den Primäranteil (Setup 1c). Dabei wurden die Signalverhältnisse auf das Referenzfeld ref normiert, welches als Feld mit der Seitenlänge 4 cm gewählt wurde

$$S_{i,Det}(s) = \frac{M_{i,Det}(s)}{M_{i,Det}(ref)} \quad (25)$$

Für offene Felder (O) und ausgeblockte Felder (B) wurden die Signalverhältnisse auch in Relation zum Film bestimmt

$$SR_i(s) = \frac{M_{i,Det}(s)}{M_{i,Det}(ref)} * \frac{M_{i,Film}(ref)}{M_{i,Film}(s)} = \frac{S_{i,Det}(s)}{S_{i,Film}(s)} \quad (26)$$

Eine exponentiell-lineare Funktion beschreibt die Abhängigkeit der Signalverhältnisse $SR_i(s)$ von der effektiven Feldgröße für Felder ab 9 mm Größe

$$SR_i(s) = A * e^{-s/B} + C + D * s \quad (27)$$

mit Fitparametern A, B, C und D. Unter der Annahme, dass der Film die "wahre" Dosis repräsentiert, so ist $SR_O(s)$ entsprechend Gleichung (26) das Reziproke des Korrekturfaktors entsprechend des Formalismus von Alfonso [82] für den jeweiligen Detektor.

Aus den Filmmessungen O und B ließ sich die relative primäre Dosis S_P^{calc} berechnen als

$$S_P^{calc}(s) = \frac{D_O(s) - D_B(s)}{D_O(ref) - D_B(ref)}. \quad (28)$$

D_O und D_B ist die Dosis pro MU, die im jeweiligen Setup mit dem Film bestimmt wurde. Die Absorption durch die Plastikhalterung, in der der Stab für Setup B angebracht war, wurde dabei berücksichtigt.

Die Dosis im offenen Feld kann als Summe der primären Dosis und der Dosis aus den Streubeiträgen erhalten werden, was jeweils dem Experiment P bzw. B entspricht

$$D_O(s) = D_P(s) + D_B(s). \quad (29)$$

Unter Verwendung des Zusammenhangs

$$D_i(s) = D_i(ref) * S_i(s) \quad (30)$$

mit S_i definiert wie in Gleichung (25) und einem detektorabhängigen Faktor y_{Det} , der den Anteil des primären Signals am Signal im offenen Feld angibt als

$$y_{Det} = \frac{M_{P,Det}(ref)}{M_{O,Det}(ref)} \quad (31)$$

lässt sich Gleichung (29) umschreiben als

$$S_O(s) = y_{Det} * S_P(s) + (1 - y_{Det}) * S_B(s). \quad (32)$$

Die berechneten Signale im offenen Feld S_O^{calc} wurden entsprechend bestimmt als

$$S_O^{calc}(s) = y_{Det} * S_P^{calc}(s) + (1 - y_{Det}) * S_B(s). \quad (33)$$

y_{Det} wurde so gewählt, dass die Signalverhältnisse im offenen Feld am besten reproduziert wurden, indem $\sum_x [S_O^{calc}(s) - S_O(s)]^2$ minimiert wurde. Ein Alternatives Vorgehen, um den Wert y_{Det} für jeden Detektor zu bestimmen, liefert der Zusammenhang

$$1 - y_{Det} = \frac{M_B(ref)}{M_O(ref)} \quad (34)$$

Dieser kann direkt durch Messung bestimmt werden, indem das Verhältnis der Detektorsignale bei der Referenzfeldgröße mit Block (B) und ohne Block im offenen Feld (O) gebildet wird.

3.2.3 Bestimmung des effektiven Messpunktes

Das Prinzip der Bestimmung des effektiven Messpunktes ist die Verschiebung einer gemessenen Kurve gegen eine Referenzkurve. Von dieser Referenzkurve wird angenommen, dass sie die Dosisverteilung im Wasser in Abwesenheit des Detektors korrekt wiedergibt. Für die hier verwendeten Ionisationskammern wurde der effektive Messpunkt analog zum Verfahren von McEwen [35] an Hand des Vergleichs von damit gemessenen Tiefendosiskurven mit Tiefendosiskurven von Flachkammern bestimmt. Im 10×10 cm² und 4×4 cm²-Feld diente die iba PPC40, im 2×2 cm²-Feld auf Grund ihrer geringeren Dimensionen die iba PPC05 als Referenzdetektor. Der effektive Messort der PPC40 wurde nach der aktuell gültigen DIN 6800-2, den Herstellerangaben und internationaler Dosimetrieprotokolle auf der Rückseite des Eintrittsfensters gewählt. Die Positionierung der PPC05 erfolgte unter Berücksichtigung des relativ zur PPC40 bestimmten EPOM.

Die Schritte zur Bestimmung des effektiven Messpunktes sind in Abbildung 19 gezeigt. Die gemessenen Kurven wurden jeweils auf 10 cm Tiefe normiert. Für Ionisationskammern mit geringerem Volumen als die CC13 (0,13 cm³) wurde zwischen den Polaritäten gemittelt. Anschließend wurde zwischen den im Abstand von 0,2 mm bis 0,5 mm aufgenommenen Messpunkten auf 0,1 mm linear interpoliert. Die Abweichung zwischen dem Referenzdetektor und der zu untersuchenden Ionisationskammer wurde als Summe der quadratischen Abweichungen der relativen Dosis in allen Tiefen quantifiziert. Da sich der Bereich an der Oberfläche auf Grund von Detektoreigenschaften, insbesondere bereits des Durchmessers, sehr stark unterscheidet, wurden die ersten 8 mm der Kurven von dem Verfahren exkludiert.

Im Folgenden wurde dann die Kurve der Ionisationskammer jeweils um 0,1 mm verschoben unter Beachtung der Renormierung der Kurve auf die dazugehörige Tiefe 10 cm. Die Verschiebung, bei der die wie oben bestimmte Abweichung minimal wurde, entspricht der Verschiebung, die zwischen dem Referenzpunkt in der Kammermitte und dem effektiven Messpunkt durchgeführt werden muss.

Die notwendigen Verschiebungen wurden jeweils für alle möglichen Kombinationen der mit Referenzdetektor und Ionisationskammer gemessenen Kurven bestimmt und daraus Mittelwert und Standardabweichung bestimmt.

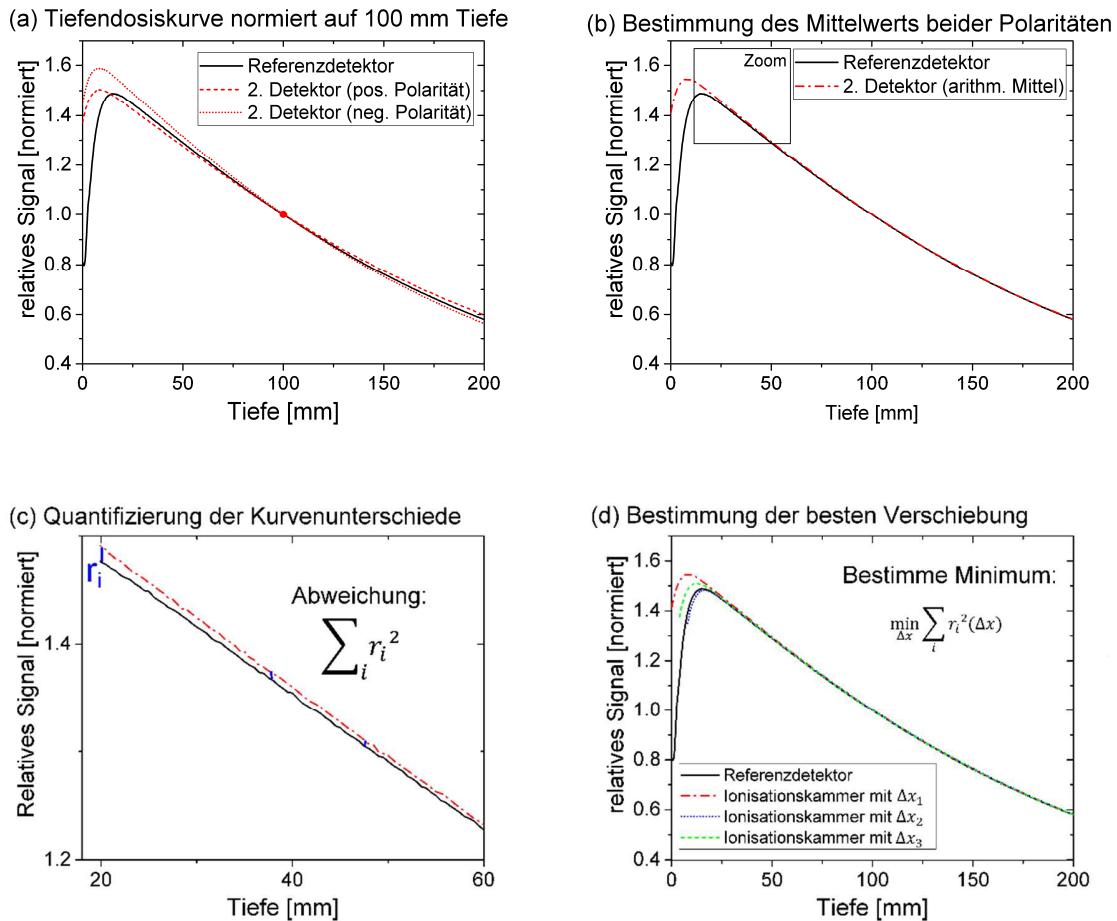


Abbildung 19 Schematische Darstellung des Prinzips der Bestimmung des effektiven Messpunktes von Ionisationskammern. (a) Die grundlegende Idee ist der Vergleich von gemessenen Referenzkurven einer Flachkammer mit den Kurven eines zweiten Detektors, dessen effektiver Messpunkt ermittelt werden soll. In folgenden Schritten wird (b) die Tiefendosiskurve gegebenenfalls zwischen den Kurven des zweiten Detektors

bei beiden Polaritäten gemittelt, (c) die quadratische Abweichung zwischen den Kurven bestimmt und (d) die Kurven so gegeneinander verschoben, dass die Position gefunden wird, bei der die Abweichung minimal ist.

3.2.4 Bestimmung der örtlichen Korrekturen mit zwei Detektoren

Messortabhängige Korrekturen des Detektoransprechens wurden aus einer Kombination der gemessenen Profile mit einer großvolumigen Ionisationskammer und einem Kleinfelddetektor bestimmt. Das Prinzip dieser Korrektur ist in Abbildung 20 dargestellt.

Sei $M_{SD}(x)$ das unkorrigierte Dosisprofil gemessen mit einem Kleinfelddetektor SD, z.B. einer Silizium-Diode, und $k_{Q,SD}(x)$ ein ortsabhängiger Faktor, der das energieabhängige Ansprechen des Detektors berücksichtigt. Wenn $D(x)$ das wahre Dosisprofil in Wasser ist, so ergibt sich aus der Faltung dieses Profils mit K_{SD} die volumengemittelte Dosis über das sensitive Volumen dieses Detektors als $(D * K_{SD})(x)$. Das energiekorrigierte Messsignal entspricht in diesem Fall genau der volumenkorrigierten Dosis

$$k_{Q,SD}(x) \cdot M_{SD}(x) = (D * K_{SD})(x). \quad (35)$$

Analoge Beziehung gilt auch für eine Ionisationskammer IC

$$k_{Q,IC}(x) \cdot M_{IC}(x) = (D * K_{IC})(x). \quad (36)$$

Faltet man beide Seiten von Gleichung (35) mit $K_{IC}(x)$ und beide Seiten von Gleichung (36) mit $K_{SD}(x)$, wendet die Kommutativität an und vergleicht beide Gleichungen, so ergibt sich

$$k_{Q,SD}(x) \cdot (M_{SD} * K_{IC})(x) = k_{Q,IC}(x) \cdot (M_{IC} * K_{SD})(x). \quad (37)$$

Damit lässt sich die ortsabhängige Korrektur des Ansprechens der Diode als $k_{Q,SD}(x)$ bestimmen

$$k_{Q,SD}(x) = k_{Q,IC}(x) \frac{(M_{IC} * K_{SD})(x)}{(M_{SD} * K_{IC})(x)}. \quad (38)$$

Dabei ist

$$(M_{IC} * K_{SD})(x) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} M_{IC}(x') \cdot K_{SD}(x - x') \quad (39)$$

und

$$(M_{SD} * K_{IC})(x) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} M_{SD}(x') \cdot K_{IC}(x - x'). \quad (40)$$

Die diskreten örtlichen Sensitivitäten, d.h. der angenommene Faltungskern für die Volumenkorrektur, müssen bekannt sein. Im Folgenden werden die Kernel $K(x)$ approximiert als diskrete, normalisierte Gauß-

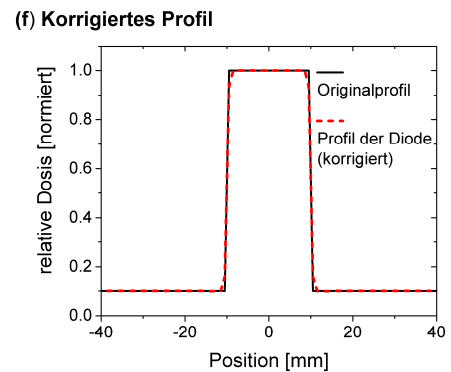
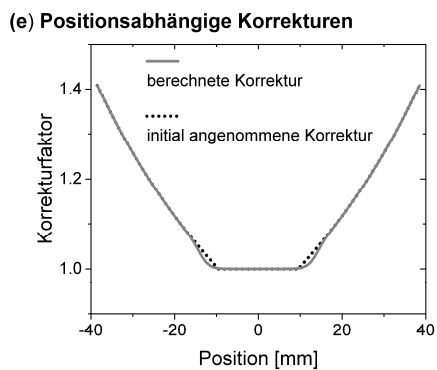
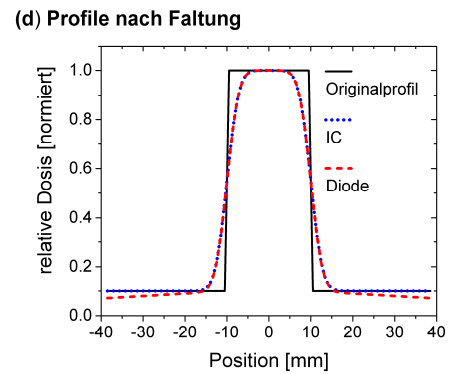
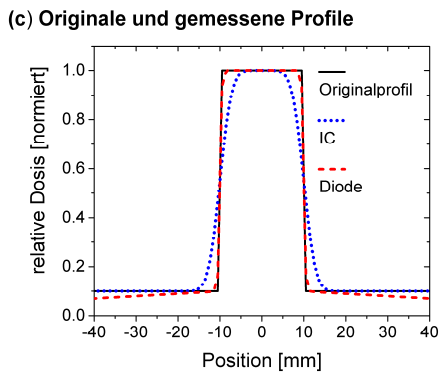
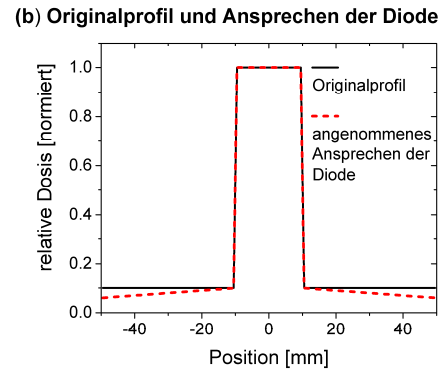
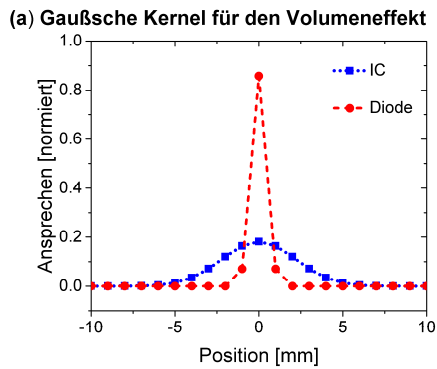


Abbildung 20 Prinzip der Korrektur von Profilen bei Verwendung zweier Detektoren. Für jeden Detektor wird der Gaußsche Kernel für den Volumeneffekt nach Formel (41) gewählt (a). Das Originalprofil ist rechteckig. Das Ansprechen der Diode wird als abweichend angenommen (b). Aus (a) und (b) folgen die Profile mit Ionisationskammer und Diode gemessen (c). Nach der Faltung (d), ergeben sich die Korrekturfaktoren (e) für das ortsabhängige Ansprechen der Diode. Nach deren Anwendung, erhält man das korrigierte Profil (f). Abbildungen nach [2] mit Erlaubnis.

Funktionen. Nach Looe *et al.* [143] wurde die Standardabweichung σ dabei als 0,4-mal der Durchmesser des Detektors gewählt

$$K(x) = \begin{cases} \frac{K'(x)}{\sum_{x'=-6mm}^{6mm} K'(x')}, & -6mm \leq x \leq 6mm \\ 0, & |x| > 6mm \end{cases} \quad (41)$$

$$K'(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right).$$

Der Abstand zwischen den Messpositionen im Experiment betrug 0,5 mm für die rechteckigen und 1 mm für die quadratischen Felder. Gleichung (41) beschreibt das Verfahren zur Bestimmung der Korrekturfaktoren für den eindimensionalen Fall, d.h. entlang der Scanrichtung. Für kleine quadratische Felder wurde die Faltung mit gleichem Kernel auch in die zweite Richtung in der Ebene angewendet.

In dieser Arbeit wird die Ionisationskammer 31010 als energieunabhängige großvolumige Ionisationskammer IC verwendet. Alle anderen kleinen Detektoren nehmen den Platz der Diode SD in den obigen Gleichungen ein. Dies schließt den MicroDiamant und die PinPoint-Ionisationskammer mit ein.

Das Verhältnis der Energieabhängigkeiten zwischen den Kleinfelddetektoren und der Ionisationskammer ist gegeben als

$$k_{Q,SD}^{IC}(x) = \frac{k_{Q,SD}(x)}{k_{Q,IC}(x)}. \quad (42)$$

3.2.5 Bestimmung des Verhaltens im Aufbaubereich

Das Ansprechen verschiedener Detektoren im Aufbaubereich wurde gegen EBT3-Film verglichen. Dazu wurden die mit jedem Detektor gemessenen Signale $S(z)$ normiert auf den Wert $S(100 \text{ mm})$ in 100 mm Tiefe. So entstehen relative Tiefendosiskurven $PDD_{norm}(z)$ mit

$$PDD_{norm}(z) = \frac{S(z)}{S(100 \text{ mm})}. \quad (43)$$

Der Quotient dieser normierten Tiefendosiskurven der verschiedenen Detektoren und der normierten Tiefendosiskurve des Films wird als ein Maß für die Unterschiede im tiefenabhängigen Ansprechen der Detektoren verwendet. Für alle Ionisationskammern mit einem Volumen bis zu 40 mm^3 wurde zwischen den Messungen beider Polaritäten gemittelt. Oberhalb dieses Volumens war kein Unterschied der Signale bei unterschiedlicher Polarität festzustellen.

Alle Tiefendosiskurven wurden mittels eines Fits mit Parametern A, B, C, D und E geglättet [144]

$$PDD(z) = (A + (1 - A)(1 - B^z)) * C * \exp(-D * (1 - E * z) * z). \quad (44)$$

Zusätzlich wurde der Einfluss der Detektorpositionierung untersucht. Dazu wurden Tiefendosiskurven des microDiamant-Detektors 60019 und verschiedener Ionisationskammern in einem $10 \times 10 \text{ cm}^2$ Feld in hoher räumlicher Auflösung aufgenommen. Die Daten wurden anschließend verschoben, um sowohl die Unsicherheit auf Grund der Positionierung an Hand der Daten des MicroDiamant-Detektors abzuschätzen, als auch die Auswirkung der Wahl des effektiven Messpunkts der Ionisationskammern zu quantifizieren. Verglichen wurde in letzterem Fall die Wahl einer Verschiebung des effektiven Messpunkts um den halben Innenradius und die Wahl detektorindividueller Verschiebungen gewonnen aus dem Verfahren in Abschnitt 3.2.3. Die Änderungen wurden dabei analog zu Gleichung (43) berechnet, wobei jeweils die Signaländerung in der Normierungstiefe durch Verschiebung berücksichtigt wurde.

Der Einfluss von Elektronenkontamination wurde entsprechend Gleichung (43) durch Vergleich der Kurven mit und ohne Bleifolie untersucht. Ebenfalls verglichen wurden so die Unterschiede der Tiefendosiskurven gemessen mit positiver und negativer Polarität.

3.2.6 Bestimmung des Ansprechens im Magnetfeld

Für die Relativedosimetrie mit verschiedenen Detektoren im magnetischen Feld müssen die Änderungen des Ansprechens der Detektoren bekannt sein, z.B. die Tiefenabhängigkeit bei Tiefendosiskurven. Relative Änderungen des Ansprechens zwischen einer Tiefe z und der Referenztiefe z_{ref} können mittels eines tiefenabhängigen Korrekturfaktors $k_B(z)$ beschrieben werden, welcher hier definiert ist als:

$$k_B(z) = \frac{k_B^{Q_{\text{msr}}}(z)}{k_B^{Q_{\text{msr}}}(z_{\text{ref}})}. \quad (45)$$

Die Bezeichnung $k_B(z)$ ist aus praktischen Gründen gewählt, wobei zu beachten ist, dass eine implizite Energieabhängigkeit besteht.

Die Korrekturfaktoren $k_B(z)$ wurden experimentell für verschiedene Detektoren im Vergleich zu EBT3-Film bestimmt, wobei angenommen wurde, dass der Film die Dosis in Wasser korrekt wiedergibt. Idealerweise sollte ein Detektor ein $k_B(z)$ nahe eins aufweisen. In diesem Fall wäre sein Signal weitgehend unabhängig vom magnetischen Feld und eine geeignete Wahl für Relativmessungen.

4 Einfluss von Streustrahlung auf das Elektrometer

Dieses Kapitel enthält im Wesentlichen Ergebnisse, die bereits in Veröffentlichung [4] publiziert wurden. Dabei wurde genauer untersucht, wie die Messergebnisse bei unterschiedlichen Messaufgaben durch auf das Elektrometer treffende Streustrahlung beeinflusst werden.

Der Versuchsaufbau, der allgemein zur Analyse des Einflusses von Streustrahlung genutzt wurde, wurde in Abschnitt 3.1.3 und dort insbesondere in Abbildung 18 gezeigt. Die dabei gemessenen Stromstärken unterscheiden sich je nach Position des verwendeten Detektors (Abbildung 21). Der Strom bei Verwendung einer Ionisationskammer, die sich außerhalb des Bestrahlungsraums befand, aber an einem Elektrometer E_{in} im Bestrahlungsraum angeschlossen war, veränderte sich bei Einschalten der Strahlung. Gleichzeitig änderte sich aber der Strom in einem Detektor derselben Bauart am gleichen Ort jedoch angeschlossen an ein Elektrometer E_{ex} außerhalb des Bestrahlungsraums nicht. Dies zeigt, dass nicht der Detektor ursächlich für den Strom ist. Der gemessene Strom hatte negatives Vorzeichen unabhängig von der verwendeten Polarität der Kammeranspannung.

Der gemessene Strom stieg für größere Feldgrößen und zeigte den gleichen relativen Anstieg wie das Signal des Detektors, der sich auf dem internen Elektrometer befand. Der Strom verringerte sich bei zunehmendem Abstand EID zwischen Elektrometer und Isozentrum bei fester Feldgröße (Abbildung 22).

Die Stromstärken unterscheiden sich in den beiden Kanälen des internen Elektrometers. Ein Umtauschen der angeschlossenen Ionisationskammer Semiflex 31013 und der Ionisationskammer des Farmer-Typs zeigte keine nennenswerte Änderung der Signale der einzelnen Kanäle. Eine Rotation des Elektrometers um 180° jedoch verringerte das Signal in beiden Kanälen. Ein Austausch des Elektrometers gegen ein baugleiches ergab vergleichbare Ergebnisse, wie in den vorherigen Messungen.

Die Beobachtungen sind ein Indikator dafür, dass Streustrahlung einen Einfluss auf das Elektrometer hat. Es entsteht durch Bestrahlung des Elektrometers jeweils ein zusätzliches Signal. Wie sich dieses auf Messungen auswirkt, wurde für die typischen Aufgaben Tiefendosiskurven, Profile und Outputfaktoren untersucht.

54 Einfluss von Streustrahlung auf das Elektrometer

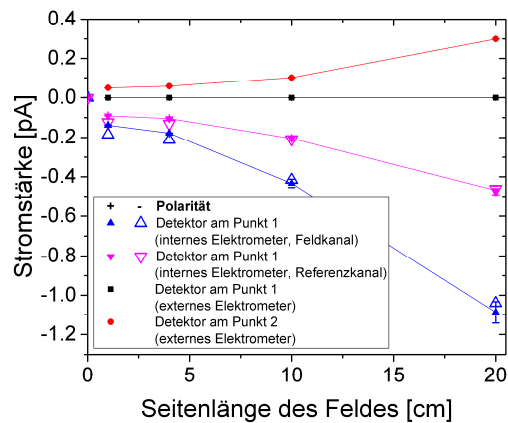


Abbildung 21 Gemessene Ströme im Experiment mit internen Elektrometern. Die jeweiligen Detektoren sind dabei entsprechend Abbildung 18 positioniert. Während außerhalb des Bestrahlungsraums von einer an einem externen Elektrometer angeschlossenen Ionisationskammer kein Signal gemessen wird (■), wird ein mit der Feldgröße steigender Strom an den an gleicher Position befindlichen und an das interne Elektrometer angeschlossenen Detektoren gemessen ((▲ und ▼). Gleichzeitig steigt auch die das interne Elektrometer erreichende Streustrahlung (●). Offene Symbole zeigen jeweils die Ergebnisse der gleichen Messung bei negativer Polarität der Kammerstromspannung an. Abbildung nach [4] mit Erlaubnis.

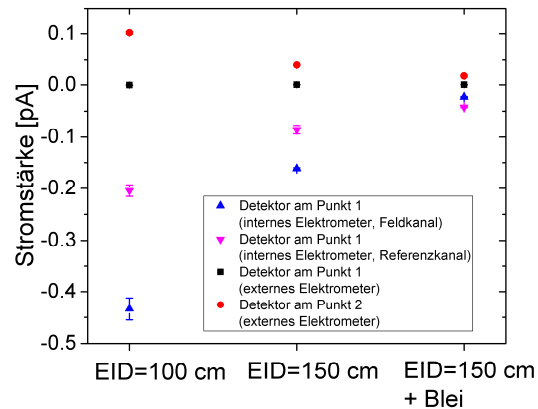


Abbildung 22 Signale der verschiedenen Detektoren in Abhängigkeit von Abstand des internen Elektrometers zum Isozentrum (EID) und bei Verwendung einer zusätzlichen Bleiabschirmung des Elektrometers. Die jeweiligen Detektoren sind dabei entsprechend Abbildung 18 positioniert. Während außerhalb des Bestrahlungsraums von einer an einem externen Elektrometer angeschlossenen Ionisationskammer kein Signal gemessen wird (■), wird ein Strom an den an gleicher Position befindlichen und an das interne Elektrometer angeschlossenen Detektoren gemessen (▲ und ▼) gemessen. Dieser sinkt durch zunehmenden Abstand und die Bleiabschirmung. Vergleichbar verhält sich auch die das interne Elektrometer erreichende Streustrahlung (●). Abbildung nach [4] mit Erlaubnis.

Die Verhältnisse der Signale in 20 cm und 10 cm Tiefe, M_{20}/M_{10} , wurden für verschiedene Detektoren bestimmt (Abbildung 23). Für die Detektoren mit größeren Volumen bis hinunter zur Größe der Ionisationskammer CC13 wurden keine nennenswerten Unterschiede zwischen den Messungen bei verschiedenen Polaritäten der Kammeranspannung beobachtet. Zudem zeigten alle Detektoren vergleichbare Werte von M_{20}/M_{10} . Für Detektoren, die kleiner als die Ionisationskammer CC13 sind, wurden bei Messungen mit unterschiedlichen Polaritäten Abweichungen deutlich. Je kleiner dabei der Detektor ist, desto größer sind die beobachteten Unterschiede. Der Mittelwert der Messungen bei positiver und negativer Polarität lag für alle Kammern näher an den Werten, die auch mit den größeren Detektoren erhalten wurden. Für die kleinste Kammer, die Ionisationskammer CC003, lag M_{20}/M_{10} gemessen bei positiver Polarität etwa 7% niedriger als für negative Polarität. Bei Verwendung der Bleiabschirmung verringerte sich der Unterschied auf 0,3%.

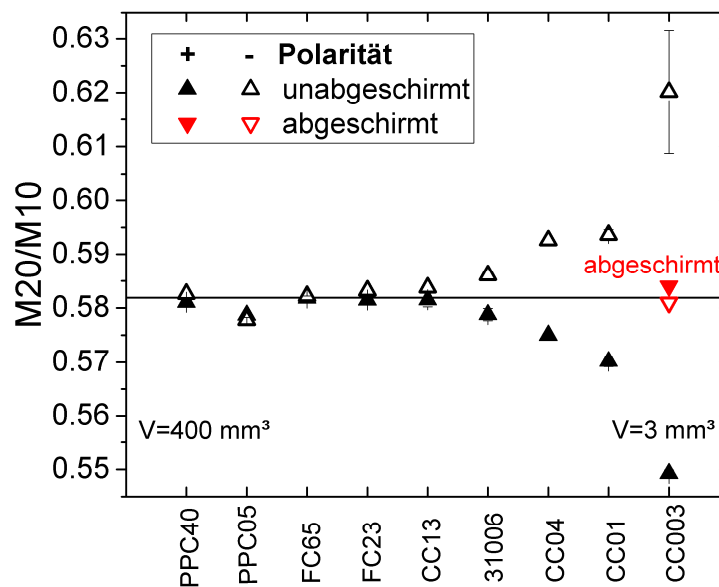


Abbildung 23 Verhältnis der Signale in 20 cm und in 10 cm Wassertiefe für die verschiedenen untersuchten Detektoren. Das Detektorvolumen nimmt von links nach rechts ab. Offene Symbole zeigen jeweils die Ergebnisse der gleichen Messung bei negativer Polarität der Kammeranspannung an. Zusätzlich dargestellt ist das Ergebnis der Messung, wenn das interne Elektrometer hinter der Bleiabschirmung positioniert wird. Abbildung nach [4] mit Erlaubnis.

Was zunächst nach einem Polaritätsproblem aussieht, kann durch den zusätzlichen Strom erklärt werden, der durch Streustrahlung entsteht, die auf das Elektrometer trifft: Wenn der entstehende negative Strom zum Detektorstrom addiert wird, so hängt das Resultat vom Vorzeichen des eigentlichen Messsignals ab.

Bei positiver Polarität wird ein positives Messsignal erhalten, so dass sich das Gesamtsignal durch die Addition reduziert. Nach der Normierung erhält man so eine steilere Tiefendosiskurve als ohne den zusätzlichen Strom. Bei negativer Polarität ist das Messsignal negativ, und somit der Betrag des resultierenden Gesamtstroms nach der Addition größer. Folglich entsteht nach der Normierung eine flachere Tiefendosiskurve als ohne den zusätzlichen durch das Elektrometer verursachten Strom. Dies entspricht genau dem Auseinanderlaufen der Kurven in Abbildung 23. Gleichzeitig erklärt dies auch, wieso die scheinbaren Unterschiede bei Verwendung der Abschirmung verschwinden.

Das Auftreten der Beobachtungen vor allem bei kleinen Kammern erklärt sich aus dem Verhältnis des Messsignals der Detektoren zum zusätzlichen vom Elektrometer erzeugten Signal. Typische Stromstärken der durch das Elektrometer induzierten Ströme liegen in der Größenordnung von -1 pA bei einem Abstand von 100 cm . Für Ionisationskammern mit einem großen Volumen ist die Sensitivität hoch (21 nC/Gy für die Farmerkammer FC65) und der Effekt ist vernachlässigbar. Für die kleinste hierbei verwendete Ionisationskammer, die Ionisationskammer CC003, ist die Sensitivität viel niedriger ($0,11 \text{ nC/Gy}$, d.h. ca. 190-mal geringer als bei der FC65). Unter den typischen Messbedingungen, beispielsweise bei der Messung von Outputfaktoren im $10 \times 10 \text{ cm}^2$ Feld bei einem Elektrometerabstand von 150 cm vom Isozentrum trägt dieses zusätzliche Signal fast 10% zusätzlich zum Messsignal bei.

Bei der Messung von Tiefendosiskurven mit kleinvolumigen Ionisationskammern wurden zuvor schon Abweichungen von den Ergebnissen großvolumiger Ionisationskammern beobachtet. Reggiori *et al.* sahen ein geringes Überansprechen der Ionisationskammer CC003, das mit zunehmender Feldgröße bis zu einem Maximalwert von $1,9\%$ in einem $20 \times 20 \text{ cm}^2$ Feld anstieg [29]. Leider wurden in dieser Arbeit keine Untersuchungen zur Polarität berichtet und ein anderes Phantom (iba Bluephantom2) verwendet. Die beobachtete Feldgrößenabhängigkeit passt aber zu den oben beschriebenen Beobachtungen.

Polaritätseffekte bei Micro-Ionisationskammern wurden von Sarkar *et al.* untersucht [145]. Sie fanden Abweichungen bis zu 5% zwischen den Tiefendosiskurven bei entgegengesetzten Polaritäten für eine Ionisationskammer mit einem Kammervolumen von 7 mm^3 . Dabei untersuchten sie auch verschiedene Phantome verschiedener Hersteller und verschiedene Elektrometertypen. Sie stellten fest, dass interne Elektrometer das Problem verursachen, konnten die genaue Ursache aber nicht abschließend benennen. Die von ihnen beobachteten Unterschiede zwischen den Produkten verschiedener Hersteller scheinen wenig verwunderlich: Die Phantome waren unterschiedlich gebaut und die Elektrometer in unterschiedlichen Positionen relativ zum Wasserphantom. Auch die unterschiedliche Konstruktion der Elektrometer und abschirmende Bauteile tragen weiter zu den Unterschieden bei.

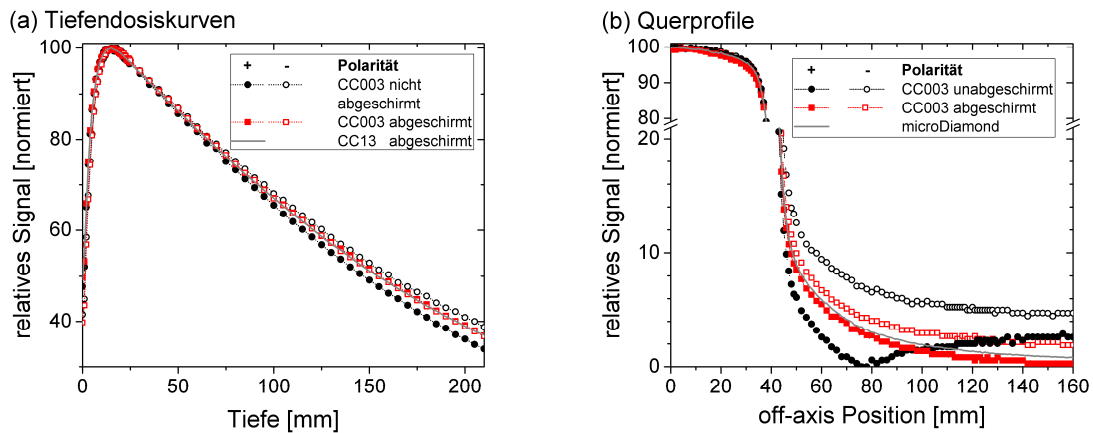


Abbildung 24 Einfluss des zusätzlichen Signals des Elektrometers auf Tiefendosiskurven (a) und Querprofile (b) gemessen mit der kleinvolumigen Ionisationskammer CC003, jeweils mit beiden Polaritäten ohne Abschirmung des internen Elektrometers (schwarze Symbole) und mit Bleiabschirmung des Elektrometers (rote Symbole). Offene Symbole zeigen jeweils die Ergebnisse der gleichen Messung bei negativer Polarität der Kammerspannung an. Vergleichskurven mit Ionisationskammer CC13 bzw. dem microDiamond sind ebenfalls dargestellt (grau). Abbildungen nach [4] mit Erlaubnis.

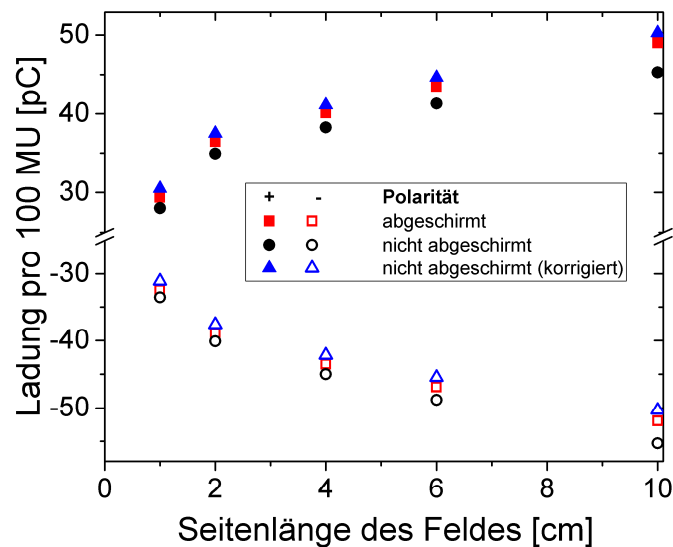


Abbildung 25 Einfluss des zusätzlichem Signals des Elektrometers auf die Messung von Outputfaktoren mit der Ionisationskammer CC003 mit und ohne Bleiabschirmung des Elektrometers bzw. nach Korrektur des Messsignals um das bestimmte zusätzliche Elektrometersignal. Offene Symbole zeigen jeweils die Ergebnisse der gleichen Messung bei negativer Polarität der Kammerspannung an. Abbildung nach [4] mit Erlaubnis.

Abbildung 24a zeigt Tiefendosiskurven gemessen mit der Ionisationskammer CC003 unter Verwendung beider Polaritäten bei EID = 150 cm. Der Unterschied zwischen den relativen Kammersignalen bei entgegengesetzter Polarität in 20 cm Tiefe betrug etwa 5%, wenn das Elektrometer nicht abgeschirmt wurde. Die gleiche Kurve gemessen mit der Bleiabschirmung vor dem Elektrometer zeigte die Unterschiede zwischen den Polaritäten unterhalb des Dosismaximums nicht mehr. Der Unterschied in 20 cm Tiefe betrug nur noch 0,3%. Zudem fielen die Kurven mit abgeschirmtem Elektrometer genau zwischen die Kurven, die ohne Elektrometerabschirmung aufgenommen waren. Auch stimmten sie mit einer mit Ionisationskammer CC13 aufgenommenen Kurve überein. Im Aufbaubereich blieben Unterschiede bestehen.

Abbildung 24b zeigt Querprofile gemessen mit einem internen Elektrometer, einmal ohne und einmal mit Bleiabschirmung. Die Unterschiede zwischen den Kurven bei entgegengesetzten Polaritäten verringerten sich bei der Verwendung der Abschirmung, z.B. von 4,4% auf 0,2% beim Abstand 70 mm von der zentralen Achse. Die mit abgeschirmtem Elektrometer gewonnenen Kurven näherten sich der Kurve an, die mit dem microDiamant-Detektor PTW 600019 gemessen wurde. Auf Grund des zusätzlichen Stroms, der durch Streustrahlung verursacht wurde, und immer ein negatives Vorzeichen trug, kam es bei positiver angelegter Kammerspannung außerhalb des Nutzfeldes zu negativem Gesamtstrom. Da MEPHYSTO mc² tbaScan nur positive Werte ausgibt, sieht es so aus, als stiege die Kurve nach einem Absinken auf null ab einer Entfernung von etwa 80 mm vom Zentralstrahl wieder an.

Die Ergebnisse der Messung der Outputfaktoren sind in Abbildung 25 gezeigt. Die gemessene Ladung für 100 MU stieg in allen Feldern und für beide Polaritäten, wenn die Abschirmung des Elektrometers verwendet wurde. Korrigierte Messwerte, d.h. die Messwerte bei unabgeschirmtem Elektrometer korrigiert um den durch Streustrahlung auf das Elektrometer verursachten Beitrag, lagen nochmal über den Messungen mit der Abschirmung. Dies zeigt, dass die Abschirmung bereits einen sehr großen Effekt hatte, das Elektrometer aber nicht vollständig vor der Streustrahlung schützte.

Normalerweise wird bei Outputfaktormessungen auf eine Referenzfeldgröße normiert. Kleine systematische Unterschiede zwischen Messungen mit internem und externem Elektrometer waren auch für die normierten Signale sichtbar. Wenn Mittelwerte aus Messungen beider Polaritäten gebildet wurden, so zeigten sich keine merkbaren Unterschiede zwischen internem und externem Elektrometern bei den relativen Signalen verschiedener Feldgrößen. Durch die Normierung verringerte sich der Einfluss des zusätzlichen Elektrometersignals teilweise. Durch die Verwendung verschiedener Feldgrößen änderte sich

auch die jeweils durch Streustrahlung das Elektrometer erreichende Dosis. Dennoch werden systematische Abweichungen in die Messung eingebaut, was zu erhöhten Unsicherheiten führt.

Die Strahlung, die ein internes Elektrometer erreicht, sollte so weit wie möglich reduziert werden, etwa durch den größtmöglichen Abstand. Oftmals gibt es Einschränkungen, etwa durch die Länge des mitgelieferten Kabels. Je nach den Details der Messungen, z.B. bei geringer Sensitivität der Kammer oder bei der Messung außerhalb des Feldes, ist ein unterschiedlicher Grad der Reduktion notwendig. Die Notwendigkeit beschränkt sich nicht nur auf kleinvolumige Ionisationskammern, sondern gilt in gleicher Weise auch für Detektoren anderer Bauart mit geringer Sensitivität. Wenn es nicht möglich ist, den notwendigen Abstand zu erreichen, ist es empfehlenswert, das Elektrometer abzuschirmen. Es ist denkbar, dass ansonsten durch Artefakte in den Messungen falsche Daten in das Bestrahlungsplanungssystem gelangen können. Um solche Probleme auszuschließen, sollte der von Sarkar *et al.* ausgesprochenen Empfehlung gefolgt werden, zunächst Unterschiede bei der Messung mit verschiedenen Polaritäten zu beurteilen [145]. Im Prinzip könnte auch die Größe des störenden Stroms für das verwendete Setup entsprechend Abbildung 18 quantifiziert und korrigiert werden. Dabei hängt der zusätzliche Strom allerdings von der genauen Dosis ab, der das interne Elektrometer ausgesetzt ist, z.B. in Abhängigkeit von Elektrometertyp, -position und -orientierung, Strahlungsqualität, Feldgröße und Streuobjekt. Für die Messung von Outputfaktoren sollten externe Elektrometer verwendet werden, um das Einbringen systematischer Fehler und höherer Unsicherheiten zu verhindern. Für Relativmessungen kann es je nach verwendetem Equipment nicht möglich sein, das Elektrometer außerhalb des Bestrahlungsraums zu positionieren.

Mit den in dieser Arbeit verwendeten Bleiblöcken zur Abschirmung konnte in allen Messungen die Streustrahlung so weit reduziert werden, dass deren Effekte auf das Elektrometer gegenüber dem Messsignal vernachlässigbar waren. Ausnahme waren die Messungen weit außerhalb des Feldes, wo nur sehr geringe Nutzsignale der Detektoren registriert werden. Bei dem verwendeten Elektrometermodell schienen strahlungssensitive Bauteile nur sehr nah an den Eingangsbuchsen für die Kabel zu den Detektoren zu liegen. Die Abschirmung einzelner Elektrometerteile anstatt des ganzen Detektors scheint daher eine mögliche Optimierung für die praktische Verwendung.

Während die Unterschiede der Tiefendosiskurven bei positiver und bei negativer Polarität in der Tiefe erklärt und durch zusätzliche Abschirmung reduziert werden konnten, so blieben Unterschiede vor allem nahe der Oberfläche bestehen. Diese werden in Abschnitt 8 weiter diskutiert. Polaritätseffekte für Micro-Ionisationskammern wurden auch von McEwen *et al.* bei einer Strahlungsqualität von 30 MV untersucht

60 Einfluss von Streustrahlung auf das Elektrometer

[35]. Polaritätseffekte für die untersuchte Kammer Exradin A16 (7 mm^3) zeigten dabei nur eine geringe Tiefenabhängigkeit – außer nahe der Oberfläche. Elektronenkontamination wurde als eine mögliche Ursache für die Unterschiede im Aufbaubereich gesehen. Aus diesem Grund ist auch die Änderung von Polaritätsunterschieden nahe der Oberfläche nach Herausfiltern der Elektronenkontamination interessant.

5 Einfluss der Wahl des effektiven Messpunkts

Die Literatur legte nahe, dass die in Dosimetrieprotokollen für Kompaktkammern üblicherweise empfohlenen Verschiebungen zwischen dem Referenzpunkt auf der Kammerachse des Detektors und dem effektiven Messpunkt vor allem für kleinere Detektoren zu groß sind [33]. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse einer systematischen Untersuchung der effektiven Messpunkte verschiedener Detektoren gezeigt. Die Ergebnisse in diesem Kapitel entsprechen im Wesentlichen denen in Veröffentlichung [5].

Der Vergleich der Tiefendosiskurven aller in dieser Arbeit verwendeten kleinvolumigen Ionisationskammern gegen mit Flachkammern gemessene Tiefendosiskurven (vgl. Abschnitt 3.2.3) bestätigt, dass der halbe Kammerinnenradius oftmals eine zu große Verschiebung darstellt. Abbildung 26 zeigt die experimentell bestimmten Verschiebungen des effektiven Messpunkts zur Kammerachse als Funktion des Kammerinnenradius für verschiedene verwendete Detektoren. Für die größten Detektoren wie etwa die Farmerkammer FC65 lässt sich der ermittelte effektive Messpunkt sehr gut mit den Empfehlungen der DIN 6800-2 mit einer Verschiebung um den halben Innenradius [30] vereinbaren. Je kleiner aber der Detektor ist, desto geringer ist der Anteil des Radius, der für die Verschiebung notwendig wird. Die Unterschiede zwischen den drei verwendeten Feldgrößen sind gering, so dass sich ein allgemeiner effektiver Messpunkt als Mittelwert dieser drei Werte angeben lässt. Diese Werte sind in Tabelle 6 angegeben und konnten so im Folgenden bei der Detektorpositionierung für die Messungen an der Oberfläche berücksichtigt werden.

Tabelle 6 Notwendige Verschiebungen von der Kammerachse zum effektiven Messpunkt (EPOM) für verschiedene Ionisationskammern sowie Unterschied zur empfohlenen Verschiebung vom halben Kammerinnenradius. Die angegebenen Werte sind Mittelwerte aus den drei untersuchten Feldgrößen zwischen $2 \times 2 \text{ cm}^2$, $4 \times 4 \text{ cm}^2$ und $10 \times 10 \text{ cm}^2$ bei 6 MV. Dabei bezeichnen positive Werte eine Verschiebung weg vom Fokus. Bei den Dioden bedeuten die angegebenen Werte den Abstand zwischen Detektoroberkante und effektivem Messpunkt. Negative Vorzeichen bedeuten dabei eine Verschiebung zur Quelle.

Detektor	z/r	z [mm]	$0,5r - z/r$ [mm]
FC65	$0,49 \pm 0,01$	$1,51 \pm 0,04$	$<0,1 \text{ mm}$
FC23	$0,45 \pm 0,01$	$1,41 \pm 0,04$	$0,1 \text{ mm}$
CC13	$0,40 \pm 0,01$	$1,19 \pm 0,04$	$0,3 \text{ mm}$
CC04	$0,36 \pm 0,03$	$0,72 \pm 0,05$	$0,3 \text{ mm}$
CC01	$0,36 \pm 0,04$	$0,36 \pm 0,04$	$0,1 \text{ mm}$
CC003	$0,30 \pm 0,04$	$0,30 \pm 0,04$	$0,2 \text{ mm}$
PPC05		$-0,27 \pm 0,05$	
microDiamant 60019		$-0,86 \pm 0,04$	
iba RAZOR Detector		$-0,59 \pm 0,07$	

Wie bei allen Messungen musste hierbei wieder ein Detektor als Referenz gewählt werden. Dafür wurden die Flachkammer PPC40 für die Felder von 4 cm und 10 cm Kantenlänge sowie die PPC05 für das $2 \times 2 \text{ cm}^2$ Feld verwendet. Flachkammern gelten als hervorragende Detektoren für die Messung von Tiefendosiskurven. Gerade bei dieser Untersuchung spielt der obere Aufbaubereich mit eventuellen Abweichungen keine Rolle, da nur Messungen ab 8 mm Tiefe berücksichtigt wurden. Eine Einschränkung ist bei den Flachkammern, dass auch ihr effektiver Messpunkt noch Gegenstand aktiver Untersuchungen ist. Gewählt wurde die Rückseite des Eintrittsfensters der PPC40. Verschiebt sich der effektive Messpunkt der Flachkammern aber z.B. um 0,4 mm [36], so wirkt sich dies natürlich auch auf die angegebenen effektiven Messpunkte der Ionisationskammern aus. Jedoch haben wir im Vergleich zu Tiefendosiskurven auf EBT3-Film keine Hinweise auf die Notwendigkeit einer Verschiebung des effektiven Messpunkts vom Referenzpunkt der PPC40 gefunden. Auch wenn an dieser Stelle also strittig sein mag, ob die Detektoren in der richtigen Tiefe positioniert sind, so ist jedenfalls zunächst einmal eine Vergleichbarkeit zwischen den verschiedenen Ionisationskammern gegeben. Ohne Berücksichtigung des effektiven Messpunktes jedes einzelnen Detektors wäre es nicht möglich, ein konsistentes Bild des Verhaltens von Ionisationskammern an der Oberfläche zu bekommen.

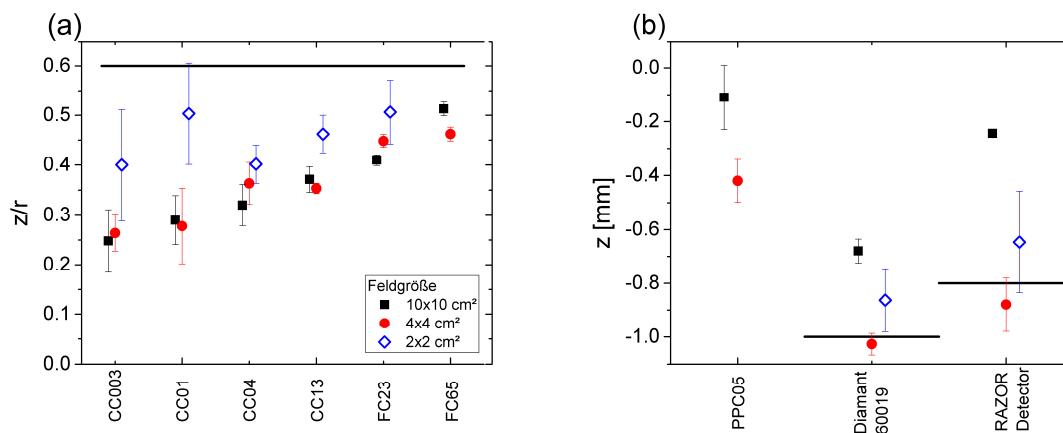


Abbildung 26 Verschiebungen von der Kammerachse zum effektiven Messpunkt für Ionisationskammern als Vielfaches des Kammerradius (links) bzw. Verschiebungen von der Hinterkante des Eintrittsfensters (PPC05) bzw. der Oberkante des Detektors (PTW 60019 und iba RAZOR Detector, rechts) für drei verschiedene Feldgrößen. Unsicherheiten des Mittelwertes sind als Fehlerbalken angegeben. Die horizontalen Linien geben empfohlene Verschiebungen nach TG-51[31] bzw. nach Herstellerangaben an.

Auch wenn für die meisten der untersuchten Detektoren keine Daten in der Literatur gefunden werden konnten, so sind die typischen Verschiebungen von etwa $0,3r$ für die Micro-Ionisationskammern vergleichbar zu den Werten, die für andere kleinvolumige Detektoren gefunden wurden [33, 35, 36]. Für die PinPoint-Kammer PTW 31006 wurde eine Verschiebung von $0,30 (\pm 0,05)$ mm angegeben [36]. Für die

Ionisationskammern Exradin A16 und A14 mit aktiven Volumina von 7 mm^3 und 9 mm^3 wurden Verschiebungen von 0,2r berichtet [33].

6 Detektorverhalten gegenüber Streubeiträgen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen unter der Abschirmung (Setup 1a) in Verbindung mit den dazugehörigen Messungen in offenen Feldern (Setup 1b) und des Primäranteils (Setup 1c) aufgezeigt und diskutiert. Die Ergebnisse sind im Wesentlichen Veröffentlichung [1] entnommen. Zu erwarten war eine Vergrößerung der Detektorunterschiede im Ansprechen auf die Streustrahlung im Vergleich zum offenen Feld. Zudem war zu beachten, dass der Volumeneffekt auf Grund der unterschiedlichen Profile (Dosismaximum im offenen Feld, Dosisminimum unter der Abschirmung) seine Richtung veränderte. Dies wurde entsprechend korrigiert.

Geometrische Volumenkorrektur

Faktoren zur geometrischen Volumenkorrektur für die offenen Felder finden sich in Abbildung 27a und für die entsprechenden ausgeblockten Felder in Abbildung 27b für Detektorradii zwischen 0,3 und 1,1 mm inklusive der typischen Radien der verwendeten Detektoren. Volumenkorrekturen sind in offenen Feldern mit Kantenlängen unter 2 cm und in allen ausgeblockten Feldern nötig. In kleineren offenen Feldern sind Korrekturen größer eins, während in kleineren ausgeblockten Feldern auf Grund des Dosisminimums Korrekturfaktoren Werte kleiner eins annehmen. Im offenen Feld liegen die Korrekturen bei 1,016 bei einer Feldgröße von 9 mm und bei 1,033 (Detektor mit Radius 1,1 mm) bei einer Feldgröße von 5,4 mm. Die größte notwendige Korrektur im ausgeblockten Feld beträgt 0,975 (Detektor mit Radius 1,1 mm).

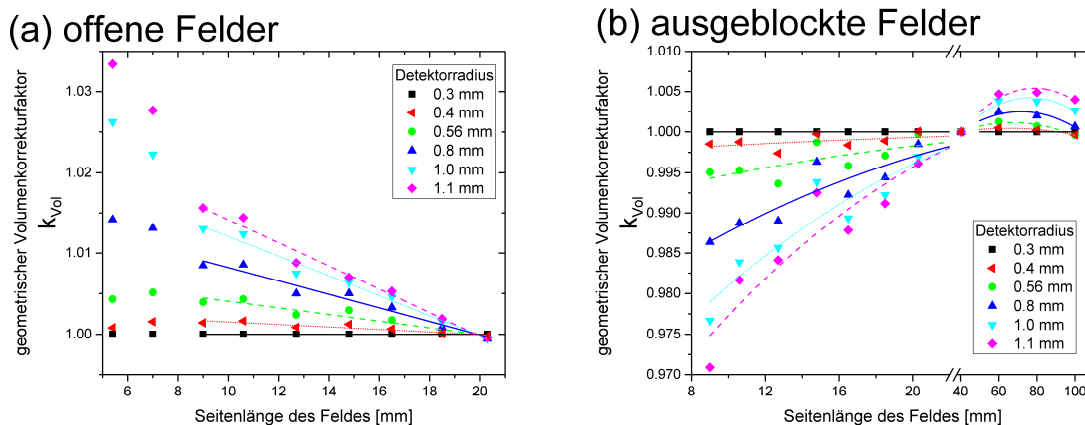


Abbildung 27 Geometrische Volumenkorrekturen bestimmt aus Profilen auf EBT3-Film für unterschiedliche Detektorradii und unterschiedliche Feldgrößen für (a) offene Felder gemessen in Setup 1b und (b) Felder mit zentraler Ausblockung gemessen in Setup 1a. Für offene Felder mit Seitenlängen größer 2 cm waren keine Volumenkorrekturen für die angegebenen Detektorgrößen notwendig. Abbildungen nach [1] mit Erlaubnis.

Signalverhältnisse im offenen Feld

Eine Zusammenstellung der Signalverhältnisse aller untersuchten Detektoren im Vergleich zum Film findet sich für die offenen Felder in Abbildung 28a. Nach Anwendung der Volumenkorrektur finden ergeben sich die in Abbildung 28b gezeigten Signalverhältnisse. Ein Fit mit Gleichung (27) ergab eine gute Repräsentation der Messdaten bis zu einer Feldgröße von 9 mm. Kleinere Feldgrößen weichen ab und wurden nicht in den Fit einbezogen. Fitparameter finden sich in Publikation 1.

Auf Fehlerbalken wurde in der Abbildung aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet. Ein typischer Typ A Fehler beträgt im offenen Feld bis 9 mm 0,3% (1 SD), konnte jedoch Werte bis zu 0,7% im Fall des PFD annehmen. Die Unsicherheit enthält statistische Einflüsse von wiederholten Messungen, wiederholter Detektorpositionierung im Feldzentrum sowie wiederholtem Aufbau des Experiments. Die Dosis auf dem Film wies für die offenen Felder Unsicherheiten bis zu 0,9% (1 SD) auf. Systematische Typ B Unsicherheiten etwa für die Filmkalibrierung sind darin noch nicht enthalten. Die Auswertesoftware gibt mit der Dosis eine Unsicherheit aus dem Fitprozess an, die typischerweise immer knapp unter einem Prozent in der Filmmitte lag. Alle angegebenen Signalverhältnisse für Feldgrößen bis 9 mm haben eine maximale Unsicherheit von 2% im offenen Feld. Die Unsicherheit für die beiden kleinsten Felder sind größer, etwa 8% bis 15%. Dieses ist vor allem auf die schlechte Reproduzierbarkeit der Feldgrößen mit den Leaves des Primus-Beschleunigers zurückzuführen.

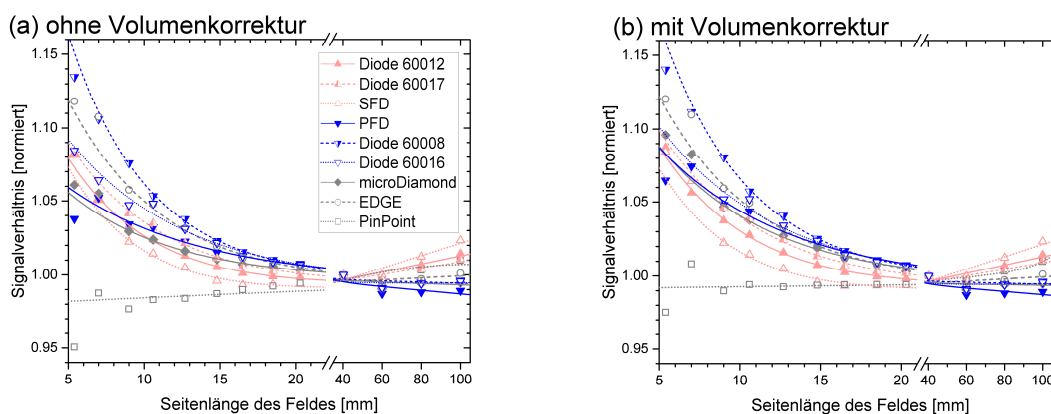


Abbildung 28 Signalverhältnisse verschiedener Detektoren verglichen mit EBT3-Film für die offenen Felder aus Setup 1b (a) mit und (b) ohne Volumenkorrektur entsprechend Abbildung 27. Abbildungen nach [1] mit Erlaubnis.

Im Feldern kleiner als das 4 cm-Referenzfeld zeigten die abgeschirmten Dioden 60008 und EDGE Überansprechen. Im 9 mm-Feld betrug das jeweils 7,6% bzw. 5,8%. Ähnlich zeigten auch die

unabgeschirmten Dioden 60012 und SFD Überansprechen mit 3,3% bzw. 2,2% in diesem Feld. Der PFD folgte dem gleichen Verhalten wie die beiden anderen abgeschirmten Dioden bei Feldern zwischen der Referenzfeldgröße und etwa 15 mm. In darunterliegenden Feldern verringerte sich jedoch das Ansprechen, so dass es beim 9 mm-Feld bei 3,4% lag. Der microDiamant-Detektor zeigte ein Ansprechen etwas über den abgeschirmten Dioden, außer bei den kleinsten Feldgrößen. Die Anwendung der Volumenkorrektur erhöhte das Überansprechen. Die untersuchte Ionisationskammer zeigte bei kleinen Feldern ein gegenteiliges Verhalten. Ihr Ansprechen lag unterhalb des Films für Felder unterhalb der Referenzfeldgröße mit einem maximalen Unteransprechen von 2,2% im Feld der Größe 9 mm. Die Dioden 60016 und 60017 wurden zum Vergleich eingeschlossen. Die damit erhaltenen Ergebnisse stimmen mit den jeweiligen Vorgängermodellen 60008 und 60012 im Rahmen von Abweichungen bis zu 1,1% im Feld der Größe 9 mm überein.

In Feldern größer als die Referenzfeldgröße von 4 cm änderte sich das Verhalten aller Detektoren etwa linear mit der Feldgröße. Das Überansprechen für die unabgeschirmten Dioden stieg bis auf etwa 1,4% für die Diode 60012 und 2,3% für die SFD im 10 cm-Feld. EDGE, Diode 60008 und microDiamant-Detektor waren bis zu einem Prozent unterhalb und die PinPoint-Ionisationskammer bis zu einem Prozent oberhalb des Films für alle großen Felder. Der PFD lag bis zu 1,1% unterhalb des Films im größten 10 cm-Feld. Volumenkorrekturen waren nicht erforderlich in Feldern größer als dem Referenzfeld.

In der Literatur finden sich zahlreiche Korrekturfaktoren publiziert (Abbildung 29). Die hier bestimmten Werte für Feldgrößen zwischen 2 und 10 cm weichen weniger als 1% von den Monte-Carlo-berechneten Faktoren von Benmakhlouf (für SFD, PFD und die PTW-Dioden) [89] und Francescon (für die Diode 60012 und EDGE) [22] ab. Für kleinere Feldgrößen stimmten die Ergebnisse teils gut mit den in der Literatur gefundenen Werten überein, z.B. mit denen für PFD und SFD von Benmakhlouf [89]. In einigen Fällen waren die erhaltenen Korrekturfaktoren aber auch höher als in der Literatur, jedoch noch im Rahmen der angegebenen Unsicherheiten vergleichbar. Experimentelle Daten von Bassinet für mit einem Micro-Multileafkollimator an einem Novalis-Beschleuniger geformte Felder unter sonst ähnlichen Bedingungen (für EDGE, SFD und die neuere Generation der PTW-Dioden) wichen weniger als 1% über 2 cm Feldgröße ab und waren maximal 1,4% höher im nominellen 12 mm Feld [86]. In dem Fall wurden als Referenz EBT2-Film und Thermolumineszenzdetektoren verwendet. Ralston verwendete einen volumenkorrigierten Szintillationsdetektor als Referenz für Korrekturfaktoren an einem Novalis mit MLC [53]. Die dabei angegebenen Korrekturfaktoren waren bis zu 1,7% höher im 10 mm-Feld. Da all diese Vergleiche auf nominellen Feldgrößen basieren und auch an anderen Beschleunigertypen als dem hier verwendeten Primus-Beschleuniger durchgeführt wurden, sowie teilweise für andere Diodenmodelle, lässt sich auch

unter Beachtung der hier und in den jeweiligen Arbeiten angegebenen Unsicherheiten schließen, dass die erhaltenen Werte für die offenen Felder vergleichbar mit Literaturwerten sind. Das angewendete Verfahren der Bestimmung der Korrekturfaktoren ist damit validiert.

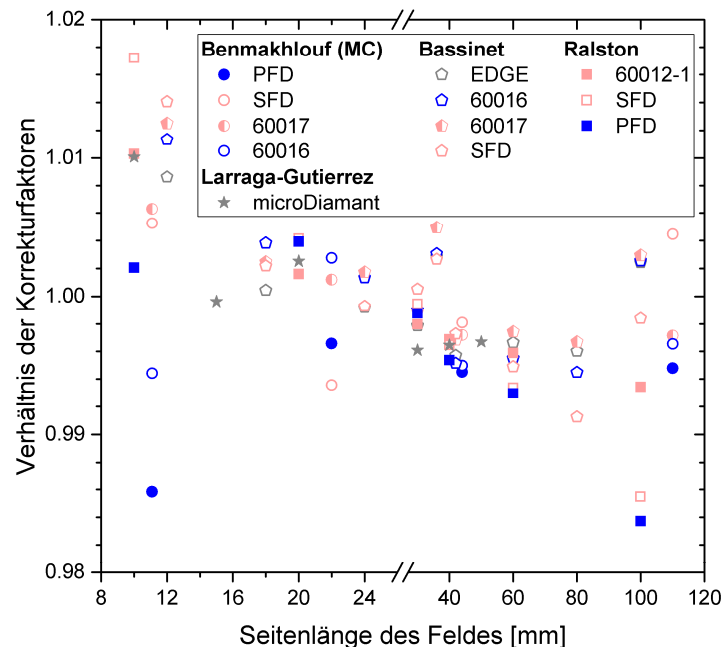


Abbildung 29 Vergleich der bestimmten Korrekturfaktoren für kleine, offene Felder mit Angaben aus der Literatur [65, 86, 87, 89]. Abbildung nach [1] mit Erlaubnis.

Signalverhältnisse im Feld mit Ausblockung

Signalverhältnisse für alle Detektoren in geblockten Feldern verglichen mit Film finden sich in Abbildung 30a und zusätzlich in Abbildung 30b mit der angewendeten Volumenkorrektur. Die Linien sind Fits mit Gleichung (27). Die Fitparameter finden sich in Publikation [1]. Im Vergleich zu den offenen Feldern (Abbildung 28) stieg das Überansprechen sowohl in Feldern kleiner als auch größer dem Referenzfeld.

Im Falle der ausgeblockten Felder, insbesondere für Feldgrößen in der Größenordnung des Durchmessers der Ausblockung, war die Positionierung der Abschirmung und das Ausrichten der Detektoren im darunterliegenden Minimum kritisch. Dies reflektiert sich in den Unsicherheiten in den Signalverhältnissen für die individuellen Detektoren von bis zu 5,4% für das kleinste untersuchte Feld. Oberhalb von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ Feldgröße sanken die Unsicherheiten unter 1,0%. Für die gezeigten Signalverhältnisse referenziert auf den

Film betragen die Unsicherheiten maximal 2,4% für alle Felder außer dem kleinsten geblockten Feld.

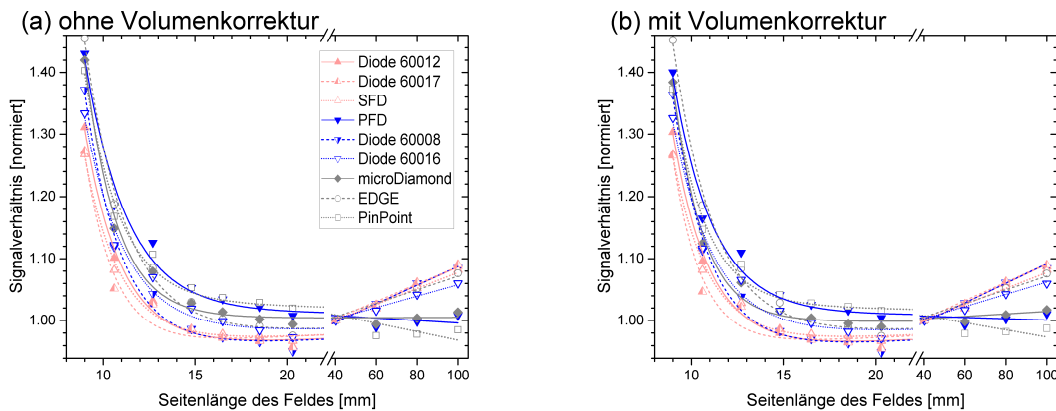


Abbildung 30 Signalverhältnisse verschiedener Detektoren verglichen mit EBT3-Film für die ausgeblockten Felder aus Setup 1a (a) mit und (b) ohne Volumenkorrektur entsprechend Abbildung 27. Abbildungen nach [1] mit Erlaubnis.

In ausgeblockten Feldern kleiner als die Referenzfeldgröße zeigten unabgeschirmte Dioden das geringste Überansprechen, aber trotzdem eine 10- bis 12-fache Erhöhung gegenüber dem Überansprechen im offenen 9 mm Feld. Für die abgeschirmten Dioden war das Bild nicht ganz so konsistent. Die Diode 60008 zeigte Überansprechen ähnlich der unabgeschirmten Dioden bis zu 13 mm Feldgröße. Dann stieg das Ansprechen auf etwa den 5-fachen Wert im offenen Welt. Das Ansprechen des EDGE-Detektors lag nur knapp über den unabgeschirmten Detektoren bis zu einer Feldgröße von 19 mm. Darunter stieg das Überansprechen steil an und erreichte den Maximalwert aller Detektoren mit 45%, eine 8-fache Steigerung gegenüber dem offenen Feld. Der PFD zeigte höheres Überansprechen als alle anderen Festkörperdetektoren in Feldern mittlerer Größe bis zu 13 mm. Bei noch kleineren Feldgrößen zeigte der PFD die größte Abweichung vom Film. Der microDiamant-Detektor befand sich das Überansprechen betreffend immer im mittleren Bereich. Ähnlich des PFD betrug das Überansprechen etwa den 12-fachen Wert des offenen 9 mm Feldes.

Für Felder größer als die Referenz zeigten alle Festkörperdetektoren auch für die ausgeblockten Felder eine lineare Abhängigkeit des Ansprechens von der Feldgröße. Das Überansprechen der unabgeschirmten Dioden 60012 und SFD betrug rund 8% im 10 cm Feld, was etwa dem 4 bis 6-fachen Wert im offenen Feld entspricht. Im Gegensatz zu den offenen Feldern zeigte auch die Diode 60008 Überansprechen. Somit unterschied sich das Verhalten dieser abgeschirmten Diode praktisch nicht mehr von den unabgeschirmten Dioden. Das Überansprechen des EDGE-Detektors lag knapp unterhalb dem der anderen Dioden. Der Diamant zeigte nur geringes Überansprechen bis zu 1,3% im größten untersuchten Feld.

Während alle anderen Dioden, abgeschirmt oder nicht, ein deutliches Überansprechen zeigten, verhielt sich der PFD ähnlich wie der Diamant und stimmte innerhalb von 1% mit dem Film überein. Wieder zeigte die PinPoint-Ionisationskammer ein anderes Verhalten als die Dioden. Das Ansprechen lag bis zu 2,5% unterhalb des Films.

Volumenkorrekturen änderten nichts an den Trends. Zur Quantifizierung von Polaritätseffekten wurden für die PinPoint-Ionisationskammer Messungen bei beiden Polaritäten durchgeführt. Für kleine Felder unterhalb 4 cm lagen die Unterschiede im Rahmen der Unsicherheiten. Für größere Felder über 4 cm unterschieden sich die Signalverhältnisse zwischen bei den Polaritäten bei verschiedenen Feldgrößen um nicht mehr als 1,5%. Die größten Abweichungen traten im ausgeblockten 10 cm Feld auf.

Alle experimentell bestimmten Korrekturfaktoren entstehen durch Vergleich mit einem Detektor, der die wahren Dosisverhältnisse angibt. In der vorliegenden Arbeit wurde sich auf EBT3-Filme als Referenz bezogen. Obwohl radiochrome Filme dafür eine gute Wahl darstellen, bleiben statistische und systematische Unsicherheiten, die üblicherweise größer sind als für die aktiven Detektoren. Die angegebenen Werte weisen Unsicherheiten von bis zu 2% in den offenen Feldern und 2,4% in den ausgeblockten Feldern auf. Dies ist in der Größenordnung der Unsicherheiten, die in der Literatur für ähnliche Arbeiten genannt werden, z.B. 2,5% von Ralston *et al.* für Messungen mit Film des Typs EBT2 [65].

Signalverhältnisse für den Primäranteil

Die Signalverhältnisse unter dem Plexiglaszylinder in Luft waren beinahe unabhängig vom verwendeten Detektor mit Ausnahme der PinPoint-Ionisationskammer (Abbildung 31). Eine Abschätzung des Primäranteils der Felder aus den Filmmessungen berechnet nach Formel (33) findet sich in der gleichen Abbildung und unterscheidet sich nur um wenige Prozent. Die statistischen Unsicherheiten in der Messung ohne wiederholtes Aufbauen der Messung liegen für alle Detektoren unter 0,4% für eine Feldgröße von 1 cm und größer und unter 0,7% für die kleinsten Felder. Die Unsicherheiten für SFD und PFD liegen zwischen 0,4% und 1,1%.

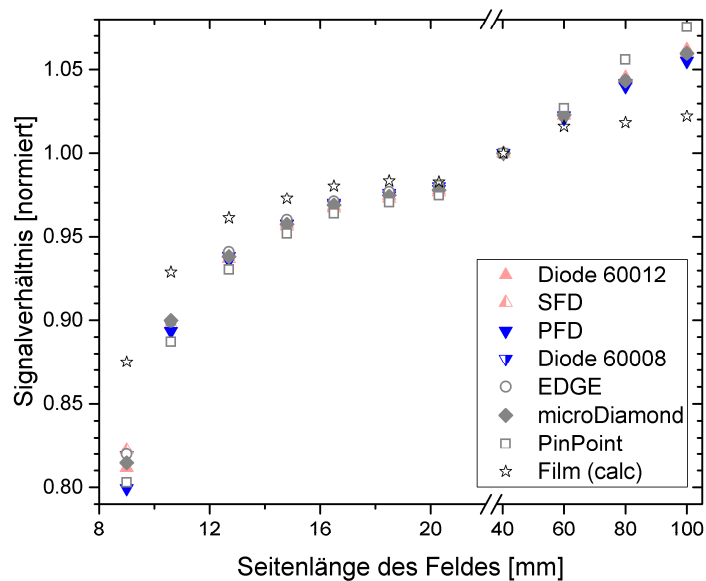


Abbildung 31 Signalverhältnisse verschiedener Detektoren normiert auf das Feld der Seitenlänge 4 cm gemessen unter einem schmalen Plexiglaszylinder in Luft in Setup 1c. Es wurden keine Volumenkorrekturen angewendet. Abbildung nach [1] mit Erlaubnis.

Die Dosis in jedem Punkt eines Strahlungsfeldes kann als Kombination von Primärstrahlung und Streustrahlung angesehen werden. Die beiden Beiträge können idealerweise getrennt voneinander bestimmt werden, hier einmal unter der Ausblockung (nur Streuung) und einmal in Luft unter einem Plexiglaszylinder (näherungsweise nur der Primäranteil). Das offene Feld repräsentiert die Kombination von beiden. Für jeden Detektor können die primäre Komponente und das Signal aus dem ausgeblockten Feld im richtigen Verhältnis y_{Det} addiert werden und das Signal im offenen Feld wird innerhalb von 1% reproduziert. Die dafür zu verwendenden Werte y_{Det} sowie die Abweichungen zu den Messungen im offenen Feld finden sich im Detail in Publikation [1]. Die Werte für y_{Det} variieren nicht sehr stark zwischen den Dioden mit Werten zwischen 0,72 bis 0,77. Dies passt zu dem Modell von Sauer *et al.*, welches Dosis als Funktion der Feldgröße beschreibt [81]. Der dort verwendete Fitparameter P_{∞} für die primäre Dosis ist mit einem Wert von 0,746 als Mittelwert von mehreren untersuchten Festkörperdetektoren für 6 MV genau in diesem Bereich. Der Faktor y_{Det} ist auch experimentell aus Messungen bei der Referenzfeldgröße zunächst mit und dann ohne Ausblockung einfach zu bestimmen.

Praktisch ist im Experiment die strikte Trennung zwischen Primäranteil und Streuung auf Grund von nicht zu verhindernder Kontamination nicht möglich. Es kann weder ausgeschlossen werden, dass primäre Photonen durch zur als Ausblockung verwendeten Stab kommen, noch dass in der Plastikcappe mehrfach

gestreute Photonen den Detektor erreichen. Aus Absorptionskoeffizienten und einem 6 MV Spektrum [146] kann der Anteil an Photonen, die durch den Stahlstab transmittiert werden als etwa 0,35% abgeschätzt werden. Die gemessene Transmission lag in derselben Größenordnung. Vor allem die Messung der primären Komponente ist sehr herausfordernd und die in der vorliegenden Arbeit verwendete Konfiguration kann nur als Näherung angesehen werden. Dennoch waren die in Setup 1c (Abbildung 17) unter dem Plexiglaszylinder gemessenen Verhältnisse den aus dem Film berechneten Verhältnissen SR_{calc}^P ähnlich. Vor allem zeigten die berechneten Verhältnisse nur eine moderate Abhängigkeit von der Feldgröße mit einem Anstieg von 2% bei Feldgrößenänderung von 4 cm auf 10 cm. Somit war es einem feldgrößenunabhängigen Primäranteil ähnlich.

Die Trennung des Ansprechens in die individuellen Beiträge erlaubt eine getrennte Betrachtung der Effekte. Da umgekehrt auch der Primäranteil aus den Ergebnissen im ausgeblockten und im offenen Feld bestimmt werden kann, stellt dieses Verfahren eine mögliche Approximation dieses experimentell schwer zu bestimmende Anteils dar. Ebenso können auf Grund der Trennung zwischen Primäranteil und Streuanteil Korrekturfaktoren für offene Felder aus den Faktoren für die geblockten Felder bestimmt werden. Dies stellt ein mögliches alternatives Verfahren zur Korrekturfaktorenbestimmung dar, bei dem die Unterschiede im ausgeblockten Feld deutlicher ausgeprägt sind und damit auch einfacher quantifizierbar.

Diskussion des Verhaltens verschiedener Detektoren

Das Ansprechen der Detektoren sowohl in den offenen als auch insbesondere in den ausgeblockten Feldern wurde durch die Dosisprofile über dem aktiven Volumen des Detektors beeinflusst. In den offenen Feldern war die Dosis auf der zentralen Achse am höchsten und nahm zu den Seiten hin ab. In den ausgeblockten Feldern war der Detektor im Minimum positioniert und die Dosis stieg zu den Seiten. Um das Ansprechen der Detektoren in beiden Fällen vergleichen zu können, musste eine Korrektur der Volumenmittelung durchgeführt werden. Korrekturfaktoren im kleinsten offenen Feld von 9 mm waren 1,000 für die SFD, 1,004 für die Diode 60012 und 1,016 für den PFD. Diese Volumenkorrektur berücksichtigt den Querschnitt des aktiven Volumens nur rein geometrisch. Ralston *et al.* erhielten vergleichbare Werte für ein mit MLC geformtes etwas kleineres 5 mm Feld von 1,003 für die SFD, 1,007 für die Diode 60012 und 1,037 für den PFD [65].

Wenn Volumenmittelung die einzige Ursache für unterschiedliches Detektoransprechen wäre, so müsste sich das Überansprechen für den PFD z.B. im 9 mm Feld zwischen offenem und ausgeblocktem Feld um 4,2% und für die Dioden 60008 und 60012 um 0,9% erhöhen. Aus diesem Grund kann geschlossen werden,

dass der Volumeneffekt zwar einen Teilbeitrag zum Überansprechen liefert, jedoch nicht der dominierende Effekt ist.

Die Monte Carlo-Analyse des Zellexperiments von Syme *et al.* zeigte einen deutlichen Anstieg der Fluenz niederenergetische Elektronen unter dem Block [147]. Auch die Detektoren unter dem in dieser Arbeit verwendeten dünnen Stab waren nur der Streustrahlung mit einem zu niedrigeren Energien verschobenen Energiespektrum ausgesetzt. Folglich war zu erwarten, dass das Ansprechen der Detektoren unter dem Block im Vergleich zum offenen Feld vor allem für die Dioden steigt.

Der Vergleich zwischen verschiedenen Detektortypen mit und ohne Ausblockung ergab einige Unterschiede. Unabgeschirmte Dioden (60012, SFD) zeigten wie erwartet ein mit der Feldgröße lineares Überansprechen in den größeren offenen Feldern sowie ein exponentiell zunehmendes Überansprechen in kleinen Feldern. Lineares Überansprechen bei großen Feldgrößen wurde z.B. von Sauer *et al.* gezeigt [81]. Exponentialfunktionen wurden zuvor bereits verwendet, um das Verhalten von Dioden bei kleinen Feldgrößen zu beschreiben, z.B. von Liu *et al.* [21]. In den ausgeblockten Feldern stieg das Überansprechen stark an, der Trend war aber jeweils der gleiche. Diese Beobachtung lässt sich sehr gut mit der Modellvorstellung vereinbaren, dass das Überansprechen auf niederenergetische, gestreute Photonen zurückzuführen ist [42], die unter der Ausblockung mehr zum Spektrum beitragen [147]. Die im Vergleich zu Wasser hohe Ordnungszahl des Siliziums erklärt das Überansprechen eines Siliziumdetektors in großen offenen Feldern zwischen 5 cm und 40 cm, wobei die Unterschiede auf Grund des Streuanteils entstehen [148]. Für Siliziumdetektoren werden besonders hohe Korrekturfaktoren notwendig, wenn die Beiträge von niederenergetischen Photonen zum gesamten Spektrum nicht mehr klein sind, z.B. in großen Feldern oder in fluenzmodulierten Bestrahlungsfeldern [83]. Die in der vorliegenden Arbeit hergestellte Situation unter dem Block kann als Extrem einer solchen Situation angesehen werden.

Die abgeschirmten Dioden (60008, EDGE) zeigten für die großen offenen Felder ein Ansprechen nahe oder nur knapp unterhalb des Films. Dafür zeigte sich dann in den kleinen Feldern ein höheres Überansprechen als bei den unabgeschirmten Dioden. Abgeschirmte Dioden sind so konzipiert, dass der Anteil der niederenergetischen Photonen reduziert und die Zahl der entstehenden Sekundärelektronen erhöht wird [43]. Dadurch wird das Überansprechen in großen Feldern und Feldern mittlerer Größe kompensiert. Die deutlichsten Unterschiede zwischen den Experimenten mit und ohne Block wurden für die abgeschirmten Dioden sichtbar. Vor allem in Feldern größer als die Referenzfeldgröße zeigten alle drei Dioden unterschiedliches Verhalten: Das Verhalten der Diode 60008 war praktisch nicht von der 60012 zu unterscheiden. Das Ansprechen des EDGE-Detektors lag knapp unterhalb der unabgeschirmten Dioden

und der PFD zeigte ein Verhalten ähnlich dem Film. Dies kann auf die unterschiedliche Konstruktion der Detektoren zurückzuführen sein: Es werden verschiedene Abschirmungstypen und Materialien eingesetzt. Der weiteren Analyse dieser Frage könnte man sich auch mit Monte Carlo-Methoden nähern.

Insbesondere ist es für die Dioden 60008 und 60012 auffällig, dass das Verhalten in großen Feldern unter dem Block ähnlich und im offenen Feld unterschiedlich ist. Im ausgeblockten Feld wurde das Überansprechen der abgeschirmten Diode so weit reduziert, dass es sich auf dem Niveau der ungeschirmten Diode befand, was sie praktisch ununterscheidbar macht. Dieses Beispiel illustriert, dass Abschirmungen für die Verwendung unter festgelegten Bedingungen optimiert sind. Während der Entwicklung des Detektors wurde vermutlich experimentell so lange an der Abschirmung modifiziert bis genau die richtigen Verhältnisse in offenen Standardfeldern einer bestimmten Spanne von Feldgrößen entstanden. Eine Reduktion des Überansprechens eines Detektors durch eine Änderung der Detektororientierung von parallel zu rechtwinklig, so dass sich damit weniger der Abschirmung im Strahl befand, wurde auch von Ralston *et al.* beobachtet [65]. Die Ergebnisse implizieren, dass das Verhalten von abgeschirmten Dioden in typischen klinischen Feldern jenseits des offenen Standardfeldes unvorhersehbar sein kann.

Der Diamantdetektor verhielt sich über weite Bereiche der Feldgrößen wie der Film, sowohl im offenen als auch im ausgeblockten Feld zwischen 2 cm und 10 cm Feldgröße. Dieses Verhalten macht den Diamantdetektor zu einem Detektor erster Wahl für die klinische Anwendung, bei der man über einen weiten Bereich von Feldgrößen messen möchte ohne dabei Korrekturfaktoren anwenden zu müssen. Diamant weist eine dem Wasser ähnliche Kernladungszahl auf als beispielsweise das Silizium, jedoch eine höhere Dichte (Tabelle 1). Für sehr kleine Felder müssen dennoch genau wie bei den Siliziumdioden Korrekturfaktoren angewendet werden.

Die hier gefundenen Ergebnisse illustrieren, wie sich das Ansprechen von Detektoren unter verschiedenen Bedingungen verändern kann. Auch wenn die Situation unter dem Block extrem ist, werden die in diesem Experiment gefundenen Charakteristika in geringerem Umfang in verschiedenen Situationen auftreten, z.B. auch bei Messungen außerhalb des Zentralstrahls oder außerhalb des Feldes. Typische Beispiele für Dioden, die sich im Gradienten befinden und hauptsächlich von Streustrahlung getroffen werden, finden sich auf einem Diodenarray wie es für die Messungen zur Qualitätssicherung von Patientenplänen eingesetzt wird. Die Dioden in der Umgebung der Hochdosisbereiche erhalten einen großen Anteil an Streustrahlung vergleichbar der Situation unter der Ausblockung. Indem man an dieser Stelle das Überansprechen korrigiert, sollte sich die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung verbessern.

74 Detektorverhalten gegenüber Streubeiträgen

Ein praktisches Beispiel, das die Erkenntnisse aus den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen verwendet, findet sich ebenfalls bei der Dosimetrie von Bestrahlungsplänen im Rahmen der Qualitätssicherung in einem Phantom. Eine der Ausblockung des primären Strahls ähnliche Situation findet sich bei Wirbelkörperbestrahlungen. Bei diesen wird ein starker Gradient zum Spinalkanal aufgebaut, so dass dieses Risikoorgan ausgespart wird und sich in einem lokalen Dosisminimum befindet [149]. Bei der Messung dieser Pläne in einem homogenen Zylinderphantom mit einem zentralen Detektor in diesem Minimum zeigte sich ebenfalls der Diamant-Detektor als besonders geeignet [150, 151].

7 Detektorverhalten am Rand und außerhalb des Nutzfeldes

Für verschiedene Kleinfelddetektoren wurden Korrekturen des Ansprechens inner- und außerhalb des Nutzfeldes aus einer Messung mit einem zweiten Detektor und anschließender Faltung der Messsignale gewonnen. Diese Faktoren konnten angewendet werden, um Profile zu korrigieren. Die Ergebnisse dieses Kapitels entsprechen im Wesentlichen denen aus Veröffentlichung [2].

Ortsabhängige Korrekturen des Detektoransprechens

Ansprechunterschiede für verschiedene Detektoren außerhalb des Feldes angegeben als Korrekturen $k_{Q,SD}^{IC}$ bei drei verschiedenen Photonenenergien und verschiedenen Rechteckfeldern finden sich in Abbildung 32. Das beobachtete Ansprechen unterscheidet sich je nach Detektortyp.

Für die Diode 60012 und den EDGE-Detektor weisen die Korrekturfaktoren in allen untersuchten Feldgrößen ein Maximum im Abstand von etwa 7 mm von der Feldkante auf und sinken danach wieder ab. Die Größe der Korrekturfaktoren steigt mit steigender Photonenenergie und nimmt Werte bis zu 1,21 bei der Diode 60012 und 1,28 beim EDGE-Detektor im $10 \times 10 \text{ cm}^2$ bei 18 MV an. Der microDiamant-Detektor zeigt kein solches Maximum, sondern $k_{Q,SD}^{IC}$ steigt kontinuierlich mit zunehmendem Abstand von der Feldmitte, so dass die notwendigen Korrekturen ab einem Abstand von 15 mm bis 20 mm von der Feldkante die der Dioden übersteigen. Die SFD benötigt die kleinsten Korrekturen von maximal 14%. Für die PinPoint-Ionisationskammer sind die Korrekturen außerhalb des Feldes kleiner als eins und verringern sich weiter mit zunehmendem Abstand von der Feldmitte.

Verschiedene Photonenenergien beeinflussen den beschriebenen örtlichen Verlauf der Korrekturfaktoren nicht. Jedoch steigt für die Dioden die Korrektur mit der Photonenenergie und das Maximum wird weiter nach außerhalb des Feldes verlagert. Auch für die verschiedenen untersuchten Feldgrößen zeigt sich jeweils eine ähnliche Form der Korrekturen. Dennoch scheint $k_{Q,SD}^{IC}$ eine Abhängigkeit von der Feldgröße aufzuweisen, wobei höhere Korrekturen in kleineren Feldern notwendig sind. Dies ist auch konsistent mit den Beobachtungen in kleinen quadratischen Feldern bis zu einer nominellen Größe von $0,6 \times 0,6 \text{ mm}^2$ (hier nicht abgebildet).

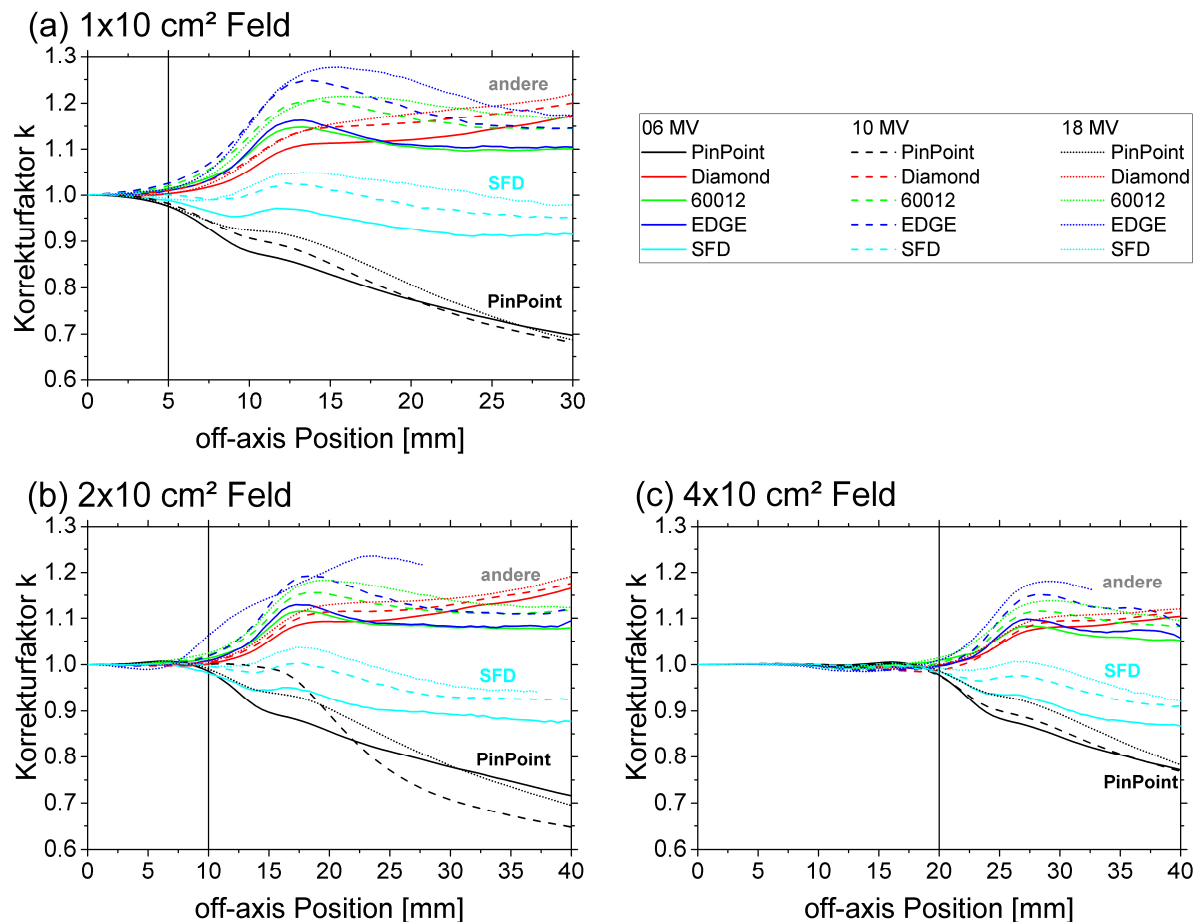


Abbildung 32 Off-axis Korrekturfaktoren $k_{Q,SD}^{IC}$ als Funktion der Position für verschiedene Detektoren verglichen mit der Ionisationskammer Semiflex 31010 für verschiedene Feldgrößen (a)-(c). Abbildungen nach [2] mit Erlaubnis.

Anwendung der Korrekturen auf gemessene Profile

Abbildung 33a zeigt Profile eines 2x2 cm² großen Feldes gemessen mit verschiedenen Detektoren und Film. Die Korrekturfaktoren für die jeweiligen Detektoren wurden durch die Faltung mit der Ionisationskammer Semiflex 31010 bestimmt. Die zugehörigen korrigierten Profile sind in Abbildung 33b zu sehen. Es ist offensichtlich, dass die mit unterschiedlichen Detektoren gemessenen Profile nach der Korrektur geringere Variationen aufweisen und auch eine verbesserte Übereinstimmung mit dem Film zeigen. Einzige Ausnahmen sind die SFD und der microDiamant-Detektor im 1x1 cm²-Feld. Full Width Half Maximum (FWHM) und Halbschatten sind in Tabelle 7 aufgelistet. Die Standardabweichung der FWHM der verschiedenen Detektoren reduziert sich im 2x2 cm²- und 1x1 cm²-Feld um den Faktor zwei durch die Korrektur. Das gleiche gilt für die Abweichung vom Film. Für die kleinere Feldgröße ist nur eine geringe Verbesserung zu beobachten. Auch der Halbschatten verbessert sich in den größeren Feldern geringfügig. Für die Dioden ist der Halbschatten vor der Korrektur typischerweise kleiner als für den Film und steigt

dann durch Multiplikation mit den Korrekturfaktoren. Das Gegenteil ist für die PinPoint-Ionisationskammer zu beobachten.

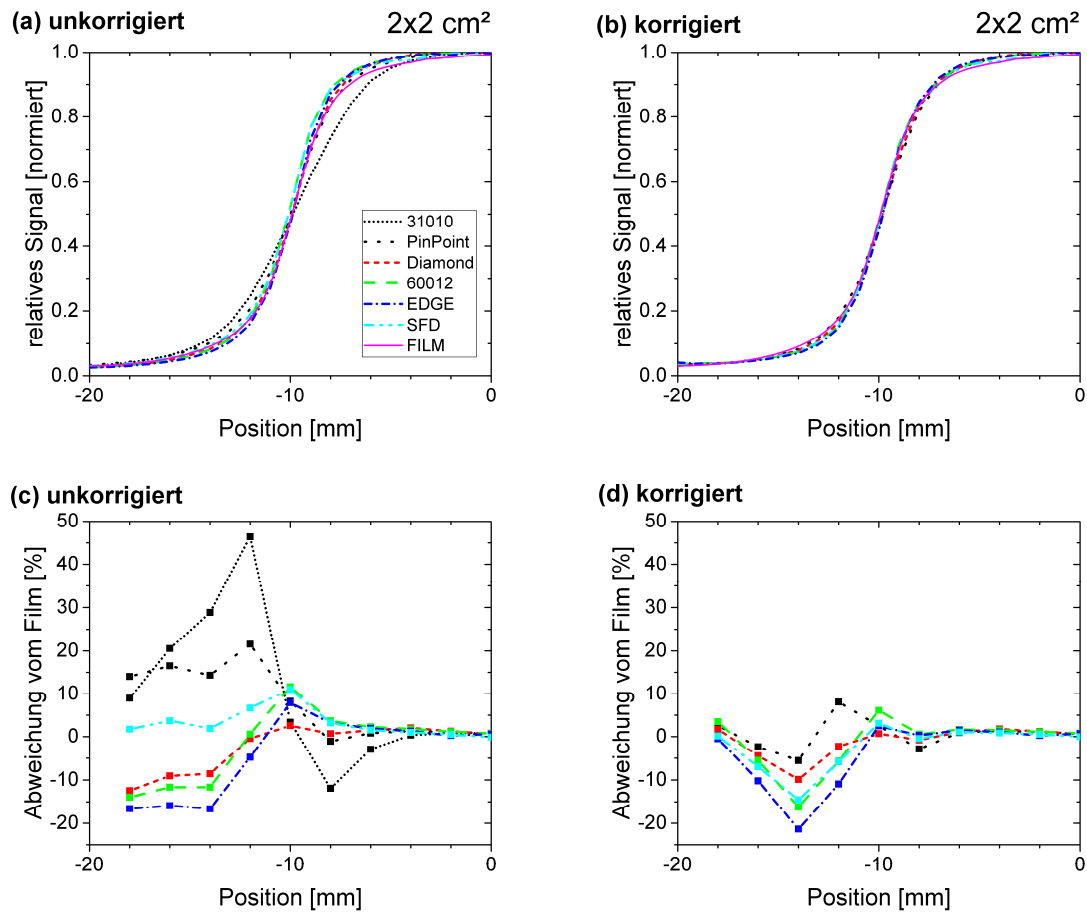


Abbildung 33 Profile eines $2 \times 2 \text{ cm}^2$ 6 MV Feldes gemessen mit verschiedenen Detektoren (a). Korrekturfaktoren wurden bestimmt aus der Kombination des jeweiligen Detektors mit der Semiflex 31010 und auf die Profile angewendet (b). Unterschiede zwischen den Profilen der verschiedenen Detektoren und EBT3-Film sind gezeigt für (c) den unkorrigierten Fall und (b) nach Anwendung der Korrekturfaktoren (d). Abbildungen nach [2] mit Erlaubnis.

78 Detektorverhalten am Rand und außerhalb des Nutzfeldes

Tabelle 7: Halbwertsbreiten (FWHM) und Halbschatten (80%/20%) aus Profilen verschiedener kleiner quadratischer Felder und aus den entsprechenden Profilen nach Anwendung der vorher bestimmten positionsabhängigen Korrekturfaktoren. Verwendet wurde immer eine Detektorkombination aus einem Kleinfelddetektor und einer Ionisationskammer größeren Volumens, Semiflex 31010. Die angegebene Standardabweichung ist der Wert für alle Detektoren außer EBT3-Film und der Ionisationskammer Semiflex 31010. Die mittlere Abweichung vom Film bezieht sich auf die Feldgrößen aller Detektoren außer der Ionisationskammer Semiflex 31010. Nach [2].

Detektor	FWHM [mm]		Halbschatten [mm]	
	unkorrigiert	korrigiert	unkorrigiert	korrigiert
EBT3	19,8		3,4	
Semiflex 31010	20,0		5,2	
PinPoint	20,2	20,0	3,9	3,8
microDiamond	20,0	19,9	3,4	3,5
Diode 60012	20,3	20,1	3,2	3,3
EDGE	20,2	20,0	3,1	3,2
SFD	20,3	20,0	3,3	3,4
Standardabweichung	0,15	0,08	0,33	0,22
Mittlere Abweichung vom Film	0,42	0,19	0,23	0,15

Detektor	FWHM [mm]		Halbschatten [mm]	
	unkorrigiert	korrigiert	unkorrigiert	korrigiert
EBT3	9,7		2,9	
Semiflex 31010	10,5		4,6	
PinPoint	10,1	9,9	3,4	3,4
microDiamond	10,0	9,9	3,0	3,2
Diode 60012	9,8	9,8	2,9	2,9
EDGE	9,9	9,8	2,8	2,9
SFD	9,8	9,8	2,9	3,0
Standardabweichung	0,11	0,06	0,24	0,21
Mittlere Abweichung vom Film	0,21	0,08	0,15	0,17

Detektor	FWHM [mm]		Halbschatten [mm]	
	unkorrigiert	korrigiert	unkorrigiert	korrigiert
EBT3	6,1		2,6	
Semiflex 31010	8,2		4,2	
PinPoint	6,8	6,7	3,2	3,1
microDiamond	6,5	6,5	2,8	2,8
Diode 60012	6,3	6,3	2,6	2,6
EDGE	5,7	5,8	2,5	2,7
SFD	6,4	6,4	2,6	2,6
Standardabweichung	0,38	0,33	0,28	0,20
Mittlere Abweichung vom Film	0,38	0,35	0,19	0,21

Einordnung der Beobachtungen in die Literatur

Unterschiede zwischen den mit verschiedenen Detektoren gemessenen Profilen wurden beobachtet. Am deutlichsten waren diese Unterschiede im Bereich des Halbschattens. Es gibt zahlreiche Publikationen, die sich mit den Unterschieden in diesem Bereich beschäftigen [22, 85, 87, 101, 152, 153]. Die hier gewonnenen Ergebnisse stimmen dabei mit den beobachteten Trends überein, z.B. erhält man einen größeren Halbschatten, wenn man mit dem microDiamant-Detektor misst, als wenn man mit der SFD misst, wie auch beschrieben von Lárraga-Gutiérrez *et al.* [87]. Es ist ebenfalls eindeutig, dass mit der Ionisationskammer Semiflex 31010 ein zu großer Halbschatten gemessen und auch die Feldgröße überschätzt wird, z.B. um 2 mm in einem 6 mm großen Feld (Tabelle 7). Dieser Detektor ist auf Grund von Volumeneffekten ungeeignet für Messungen des Halbschattens und in Feldern dieser Feldgröße.

Es sind scheinbar noch keine experimentellen Arbeiten zur Bestimmung des Detektoransprechens entlang von Querprofilen in verschiedenen Positionen durchgeführt worden. Jedoch gibt es auf Monte Carlo-Methoden basierende Arbeiten von Francescon *et al.* [100, 101] und Papaconstadopoulos *et al.* [85]. In den genannten Arbeiten werden Korrekturfaktoren innerhalb und außerhalb des Feldes in verschiedenen Abständen für eine Zahl von Detektoren genannt. Ferner werden die Korrekturfaktoren dann auch noch in die Beiträge verschiedener Detektorteile zerlegt.

Für die Dioden 60012 und EDGE wurden in unserer Arbeit Korrekturen größer eins mit einem Maximum rund 7 mm von der nominellen Feldkante bestimmt. Die Faktoren stiegen mit der Photonenenergie. Die Ergebnisse aus den Simulationen von Francescon [100] weisen ebenfalls dieses Maximum auf, jedoch wurde es bereits etwa in halbem Abstand gesehen. Zusätzlich dazu wurde ebenfalls festgestellt, dass das Unteransprechen der Dioden in kleineren Feldgrößen stieg. Im Allgemeinen waren die genannten Korrekturfaktoren für die Dioden kleiner als die in unserer Arbeit bestimmten. Es ist dabei zu beachten, dass sich die Untersuchungen hinsichtlich der verwendeten Felder unterscheiden: Einmal sind es per MLC geformte Felder, einmal durch Rundkollimatoren am Linearbeschleuniger geformte Felder. Auch wenn sich die Arbeit von Papaconstadopoulos *et al.* [85] auf eine Wassertiefe von 5 cm bezieht, so wurde auch hier für die ungeschirmte Diode eine Korrektur größer eins außerhalb des Feldes festgestellt, die nach außen weiter anstieg. Ein Maximum konnte nicht beobachtet werden, die Daten reichen allerdings auch nur etwa 3 mm von der Feldkante nach außen. Das Verhalten der Dioden außerhalb des Feldes wurde auf komplexe Änderungen der Feldstörungen durch das Material des Siliziumchips und auch auf Änderungen der mittleren Photonen- und Elektronenenergie in den Fußbereichen des Felds zurückgeführt [100]. Die in der Literatur genannten Korrekturen enthalten die Volumenkorrektur und sollten damit niedriger sein als

die von uns bestimmten, hauptsächlich das Ansprechen auf ein verändertes Energiespektrum berücksichtigenden Korrekturen, die keine Volumenkorrekturen beinhalten. Besonders groß ist der Einfluss des Volumeneffekts in den ersten Millimetern um den Bereich der starken Gradienten an der Feldkante. Für Dioden ist der Unterschied minimal [85, 100]. Dennoch lässt sich die inkludierte Korrektur des Volumeneffekts als ein Teil der Erklärung anführen, warum unsere Werte die in anderen Untersuchungen bestimmten Korrekturen übersteigen.

Dioden sind bekannt dafür, dass sie überschärfte Profile mit geringeren Halbschatten liefern [154]. Ob ein Detektor den Halbschatten korrekt darstellt, lässt sich mit den Korrekturfaktoren auf dem Level der 80% und der 20%-Isodosen bestimmen. Für die Dioden wurde ein starkes Ansteigen der Korrekturen außerhalb des Nutzfeldes beobachtet. Deshalb lässt sich der überschärfte Halbschatten bei den unkorrigierten Profilen beobachten (Abbildung 33) und sein Wert steigt dann wieder nach Anwendung der Korrekturen.

Für den microDiamant-Detektor lässt sich eine kontinuierliche Zunahme der Korrekturen außerhalb des Feldes beobachten, d.h. Korrekturen größer eins und damit Unteransprechen. Auf den ersten Blick scheint dies im Widerspruch zu zwei Untersuchungen zu stehen [85, 101]. In beiden Arbeiten wurden Korrekturen kleiner eins, also Überansprechen, festgestellt. Die Unterschiede zwischen der Literatur und den hier gemachten Beobachtungen lassen sich aber dadurch erklären, dass der Volumeneffekt die berichteten Korrekturfaktoren dominiert. Das Chipmaterial alleine würde zu einem Ansteigen der Korrekturen außerhalb des Feldes führen, wohingegen die resultierenden Korrekturfaktoren von Papaconstadopoulos für mehrere Millimeter außerhalb des Nutzfeldes fast vollständig auf die Volumenmittelung zurückzuführen sind [85]. In der vorliegenden Arbeit wurde Volumenmittelung durch die Anwendung der Faltung mit einem zweiten größervolumigen Detektor korrigiert. Unabhängig von allen Volumenkorrekturen ist der zunehmende Korrekturfaktor für den Diamantdetektor auch nachvollziehbar: Diamant (Ordnungszahl $Z=6$) ist vergleichbar zu Silizium ($Z=14$) aus einem Material mit höherer Ordnungszahl als Wasser (effektive Ordnungszahl von Wasser $Z_{\text{eff}} \approx 3,3$ bei 6 MV [46]). Aus diesem Grund sollte sich der gleiche Trend zeigen, jedoch mit geringerer Ausprägung, wie beobachtet. Bei Abständen ab etwa 15 mm ab der Feldkante wird der Anteil der Streustrahlung aus dem Nutzfeld vernachlässigbar und Transmission erhält ein größeres Gewicht. Dort übersteigen die Korrekturen für den microDiamant-Detektor die für die Dioden. Der Kreuzungspunkt bewegt sich mit zunehmender Photonenenergie weiter nach außen.

Die SFD unterschied sich von den anderen Dioden darin, dass geringere Korrekturen notwendig waren. Es scheint aus diesem Grund der Detektor zu sein, der für Profilmessungen besonders gut geeignet ist. Im

Gegensatz zu den anderen Dioden zeigte der Detektor Überansprechen mit zunehmender Feldgröße, d.h. Korrekturen kleiner eins. Eine besondere Eigenschaft der SFD im Vergleich zu den anderen Detektoren ist das sehr kleine Volumen, aber die Größe alleine kann nicht als Erklärung für das unterschiedliche Verhalten außerhalb der Region mit starken Gradienten herangezogen werden. Unterschiede werden wahrscheinlich durch Feldstörungen hervorgerufen durch verschiedene Detektorbauteile verursacht. Aus diesem Grund passt es zu der Beobachtung, dass die SFD weniger zusätzliches Material enthält als andere Dioden. Die SFD hat einen Durchmesser von etwa 4 mm verglichen mit etwa 7 mm bei der Diode 60012. Die SFD hat einen Siliziumchip mit einer Seitenlänge von etwa 1,1 mm (mittels Computertomographie bestimmt) und wird typischerweise auch als Scheibe mit einem Durchmesser von etwa 1 mm simuliert [155, 156]. Der EDGE-Detektor wird mit einem etwas größeren Chip von 1,3 mm Seitenlänge modelliert [157]. Simulationen zur Diode 60012 finden sich in der Literatur mit einem Chip mit 1,5 mm Durchmesser [156, 158]. Zusätzlich enthält die Diode 60012 Material hoher Ordnungszahl in Form eines Filters in der Umgebung des Siliziumchips, welcher im Detail für das Nachfolgemodell 60017 beschrieben ist [156]. Der EDGE-Detektor befindet sich in einem Messinggehäuse. Weitere Indizien für die Wahrscheinlichkeit, dass Störungen durch Detektorteile die Unterschiede zwischen SFD und anderen Dioden bedingen, sind die Details, die zur Monte Carlo-Simulation von Detektoren notwendig sind. Während die SFD bereits als simpler Siliziumchip in Wasser approximiert werden kann, so muss die Diode 60017, das Nachfolgemodell der hier verwendeten 60012, mit dem zusätzlichen Filter modelliert werden, um experimentelle Beobachtungen zu reproduzieren [156]. Eklund und Ahnesjö beobachteten nur geringfügige spektrale Veränderungen in einem großen Feld für gestreute Photonen und primäre Elektronen durch die Hülle einer un abgeschirmten Diode vergleichbar der SFD. Die Anwesenheit einer Abschirmung hingegen führte zu einem größeren Effekt [43].

Die PinPoint-Ionisationskammer zeigte Überansprechen außerhalb des Feldes, welches bei größeren Entfernungen weiter stieg. Dieses Verhalten war gegensätzlich zum Verhalten der meisten anderen untersuchten Detektoren, die alle Materialien hoher Dichte enthielten. Für die PinPoint-Ionisationskammer 31014 wurde das Verhalten direkt außerhalb des Feldes simuliert und als dominierender Effekt wurde eine Störung der Elektronenfluenz auf Grund der geringen Dichte der Luft in der Ionisationskammer gefunden [100, 101]. Jedoch bleibt dieses Überansprechen konstant ab Abständen von 1,5 bis 2-mal dem Feldradius von der Feldmitte aus. Das in der vorliegenden Arbeit verwendete Modell 31006 der PinPoint-Ionisationskammer enthält allerdings statt einer Aluminium- eine Stahlelektrode, die ursächlich für die Unterschiede sein könnte. Auch sprechen die oben erwähnten Unterschiede zwischen

den Polaritäten bei der PinPoint-Ionisationskammer dafür, dass im Bereich sehr weit außerhalb des Feldes Elektrometereffekte einen Beitrag zum Signal liefern, der der Kammerantwort zugerechnet wird.

Annahmen und Limitationen

Für diese Arbeit wurde die übliche Detektororientierung mit dem Detektorstiel rechtwinklig zur Einstrahlrichtung für Ionisationskammern und dem Detektorstiel parallel zur Einstrahlrichtung für die Halbleiterdetektoren gewählt, um das Prinzip der Korrektur experimentell zu überprüfen. Alle bestimmten Korrekturen sind für diese gewählte Orientierung gültig. Die Scanrichtung war dabei so gewählt, dass die Feldkanten über die MLC des Agility definiert werden. Das Prinzip kann auf andere Felder, andere Detektororientierungen und andere Detektoren übertragen werden. Eine Änderung der Orientierung eines Detektors verlangt im Allgemeinen aber eine Anpassung der Breite σ des Gauß-Kernels auf die Detektordimensionen in der Ebene rechtwinklig zur Einstrahlrichtung. Dabei sollten auch eventuell auftretende Störungen durch den Detektorstiel berücksichtigt werden. Insbesondere die Orientierung parallel zur Scanrichtung, so dass sich der Detektor mit der Spitze voran durchs Feld bewegt, sollte daher vermieden werden. Dies entspricht auch der Empfehlung beispielsweise in TRS-483 [20].

Bei der PinPoint-Ionisationskammer wurden Unterschiede bei den Profilen im Randbereich außerhalb des Feldes zwischen den verschiedenen Polaritäten von etwa 6% (6 MV) und 8% (18 MV) beobachtet. Korrekturen müssen für jede Polarität einzeln bestimmt werden. Empfehlenswert ist es, bei der Untersuchung kleinvolumiger Kammern darauf zu achten, dass Elektrometereffekte durch Abschirmung weitestgehend reduziert werden (Abschnitt 4).

Alle Korrekturen $k_{Q,SD}^{IQ}$ sind berechnet als Quotient von $k_{Q,SD}$ und $k_{Q,IC}$ und beruhen damit auf der Annahme, dass die Ionisationskammer Semiflex 31010 in der untersuchten Situation nur eine vernachlässigbare Energieabhängigkeit zeigt. Die nach der Korrektur bestehenden systematischen Unterschiede zwischen den Kleinfelddetektoren und dem Film (Abbildung 33) könnten darauf zurück zu führen sein, dass diese Annahme im Bereich des fehlenden Sekundärelektronengleichgewichts nicht mehr gültig ist. Monte Carlo-berechnete Korrekturfaktoren k_Q für typische Spektren von Linearbeschleunigern zeigen, dass der Faktor mit sinkenden Strahlungsqualität abnimmt [159], auch wenn sich die entsprechende Arbeit auf wohldefinierte Bedingungen in ausreichend großen Feldern bezieht und außerhalb des Feldes noch geringere Strahlungsqualitäten zu erwarten sind. Die Annahme der vernachlässigbaren Energieabhängigkeit der Ionisationskammer Semiflex 31010 kann dennoch begründet werden: Hill *et al.* haben Ionisationskammer für die Relativedosimetrie evaluiert und für Kompaktkammern ein wenig variierendes Ansprechen auch bei niederenergetischer kV-Strahlung gefunden. Selbst bei

Photonenstrahlung mit niedriger Beschleunigungsspannung von 50 kV wurden mit diesen Detektoren Tiefendosiskurven erhalten, die im Rahmen von 3% mit simulierten Kurven übereinstimmen [160]. Die Ionisationskammer Semiflex 31010 zeigte darüber hinaus nur einen geringen Polaritätseffekt. Unterschiede zwischen den Polaritäten außerhalb des Feldes waren maximal 0,8% (6 MV) und 1,4% (18 MV). Während all diese Punkte die Wahl der 31010 rechtfertigen, so könnten auch andere Detektoren mit vernachlässigbarer Energieabhängigkeit für die Untersuchung verwendet werden. Der Szintillator W1 etwa zeigt exzellente Eigenschaften für Profilmessungen [85, 100] und notwendige Korrekturen können fast ausschließlich auf Volumenmittelung zurückgeführt werden [85]. Somit würde er sich als Detektor zur experimentellen Bestimmung von örtlichen Korrekturen nach der hier vorgestellten Methode eignen.

Ferner beruhen die Korrekturen auf einer Annahme über die aktiven Volumina der verwendeten Detektoren. Sowohl die Form des Kerns, hier als Gauß-Verteilung gewählt, als auch die Breite für jeden Detektor beeinflussen die Ergebnisse. Gauß-Verteilungen werden üblicherweise verwendet um das laterale Ansprechen von Ionisationskammern zu beschreiben [97, 143, 161, 162] und erzielen bessere Ergebnisse als andere Funktionen, etwa parabolische [161, 162] oder Lorentzsche [143, 162]. In der vorliegenden Arbeit wurde eine Breite von 0,4-mal dem Detektordurchmesser als Kernbreite σ gewählt. Dies entspricht dem experimentell bestimmten Wert von 2,2 mm für die Ionisationskammer Semiflex 31010, der auch von Looe *et al.* [143] verwendet wurde. Die Verwendung nicht korrekter Kernbreiten beeinflusst die bestimmten Korrekturfaktoren. Eine Änderung des Durchmessers der Diode 60012 um 5% ändert die Resultate kaum merklich. Eine Änderung des Durchmessers der Ionisationskammer Semiflex 31010 um 5% oder 0,2 mm hingegen ändert die Ergebnisse der Korrekturfaktoren für die Diode geringfügig. In diesem Beispiel führt es zu Änderungen der Korrekturfaktoren im Feld von etwa 0,5% und außerhalb des Feldes von bis zu 2%. Die Höhe des beobachteten Maximums der Korrekturfaktoren für die Dioden außerhalb der Feldkante fällt in dem Fall 1% niedriger aus und die Position verschiebt sich um etwa 1 mm weg vom Feld. Andere erkennbare Änderungen finden sich vor allem an den Feldkanten, wo sich Volumenänderungen des Detektors besonders auswirken. Trotzdem bleiben die generellen Trends und Beobachtungen die gleichen.

In dieser Arbeit wurde die Verbesserung der Profile gegen die mit EBT3-Film erhaltenen Profile bestimmt. Von diesen wurde angenommen, dass sie das korrekte Dosisprofil in Wasser zeigten. Film wurde auch in anderen Untersuchungen unter ähnlichen Bedingungen an Feldkanten als Referenz eingesetzt [99]. Dennoch hat die Filmdosimetrie ihre Limitationen (vgl. Abschnitt 2.2.4) insbesondere aber weiter außerhalb des Feldes als hier verwendet. Für die Validierung des Verfahrens wurden nur FWHM und Halbschatten verwendet. Die Dosis auf dem Film betrug im Maximum etwa 4 Gy und somit bei den für die

Bestimmung des Halbschattens betrachteten 20% noch 0,8 Gy. Bei sehr niedriger Dosis vergrößerte Unsicherheiten spielen an diesem Punkt noch keine Rolle. Unsicherheiten auf Grund des Filmprozesses können konservativ als etwa zwei Prozent abgeschätzt werden (vgl. auch die Diskussionen im vorherigen Abschnitt 6 zu den Messungen mit Ausblockung aus Abschnitt 3.2.2). Für die Bestimmung von FWHM und 80%/20%-Halbschatten spielt dies eine vernachlässigbare Rolle. Bei der Bestimmung der 50%-Dosislevel eines Profils entspricht eine Dosisänderung von etwa 3% der Änderung zwischen benachbarten Pixeln und somit nur einer Distanz von 0,169 mm.

Vor- und Nachteile der beschriebenen Methode, Ausblick

Die aus Messungen mit einer Kombination von zwei Detektoren erhaltenen Korrekturfaktoren können jedes Mal direkt für ein beliebiges Feld erstellt werden. Der wesentliche Nachteil von Monte Carlo-basierten Korrekturfaktoren ist hingegen, dass sie nur für eine verwendete spezifische Geometrie tabelliert sind, z.B. für verschiedene Kombinationen aus Beschleuniger, Detektoren, Energien und Feldgrößen. Eine allgemeine Verwendung von diesen Faktoren in der Praxis ist somit sehr umständlich.

Die Übereinstimmung der korrigierten Profile und des Films verbesserte sich gegenüber den unkorrigierten Profilen um einen Faktor zwei in Feldern ab einer Feldgröße von $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Im kleinsten untersuchten $0,6 \times 0,6 \text{ cm}^2$ -Feld wurde eine geringere Verbesserung um einen Faktor 1,2 erzielt. Eine Limitation des vorgestellten Verfahrens ist die Verwendung in sehr kleinen Feldern. Zwei Vorgehensweisen bieten sich an, um das Prinzip auch auf kleinere Felder zu übertragen. Erstens könnte man das Korrekturprinzip auch auf zwei Dimensionen übertragen, so dass ein zweidimensionaler Kernel verwendet wird, der auch die Länge des Detektors berücksichtigt. Praktisch realisieren ließe sich dies durch die mehrfache Messung von Profilen mit kleinem Versatz. Eine zweite Möglichkeit wäre die Verwendung einer kleineren Ionisationskammer als Faltungspartner. Dabei ist jedoch zu beachten, dass kleinvolumige Ionisationskammern eine Energieabhängigkeit zeigen können. Material und Abmessungen der zentralen Elektrode beeinflussen das Ansprechen der Kammer [163, 164]. Sowohl außerhalb als auch bereits innerhalb des Feldes benötigen kleine Ionisationskammern teilweise selbst enorme Korrekturfaktoren [100].

In den für diese Arbeit durchgeführten Experimenten wurden alle Profile nacheinander mit jeweils einem Detektor gemessen. Somit konnte jeweils ein Referenzdetektor für die Korrektur der Dosisleistung am zweiten Kanal des Elektrometers verwendet werden. Für den Routineeinsatz dieses Messprinzips mit zwei Detektoren könnte eine Detektorhalterung angefertigt werden, in die zwei Felddetektoren in festem, ausreichendem Abstand eingebracht werden können. Dies würde den Detektorwechsel zwischen den

Messungen erleichtern, da keine Änderungen des Aufbaus nötig sind. Vorstellbar ist es, die Berechnung der Korrekturen und die Multiplikation der Profile mit den dabei bestimmten Faktoren automatisiert in der Messsoftware zu implementieren.

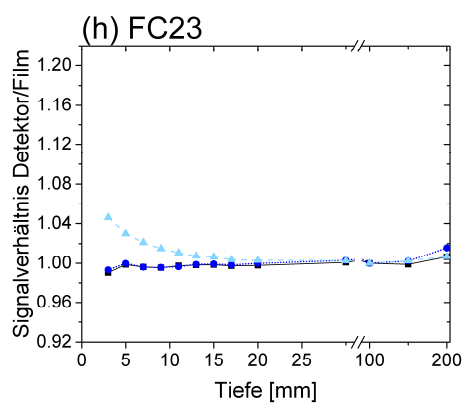
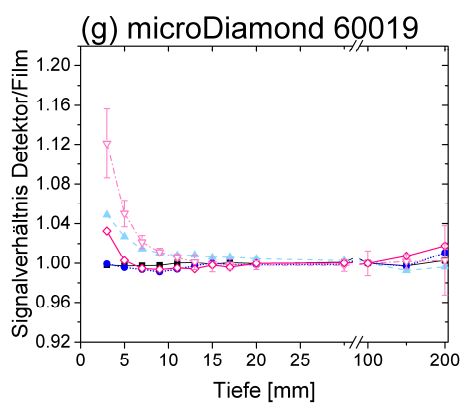
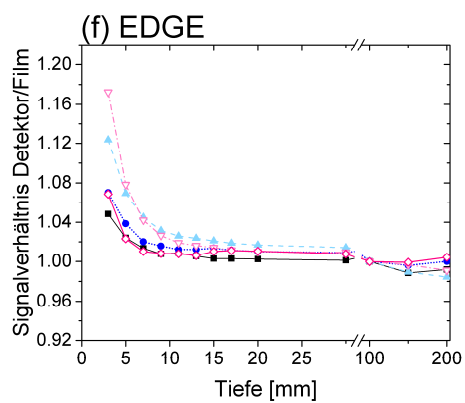
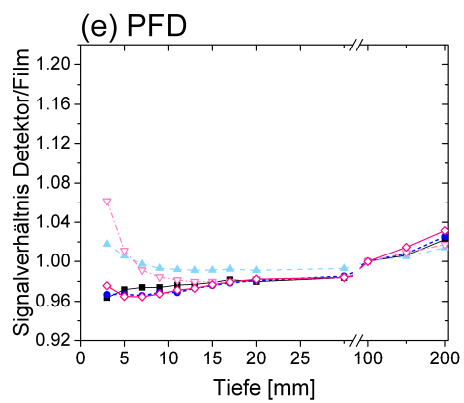
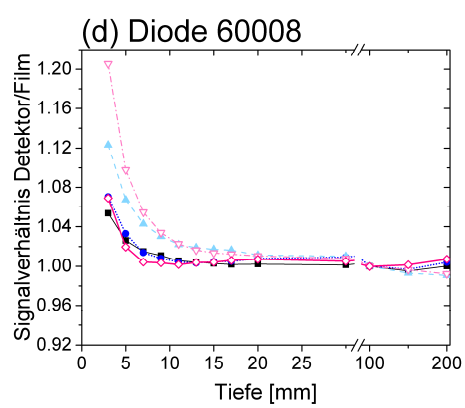
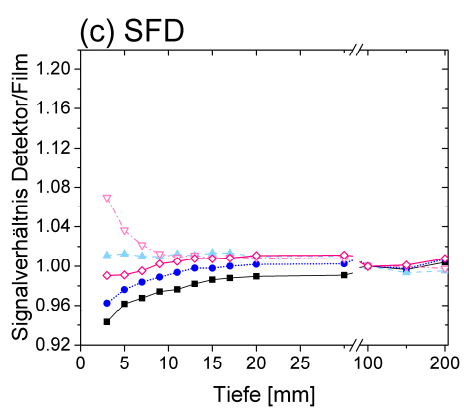
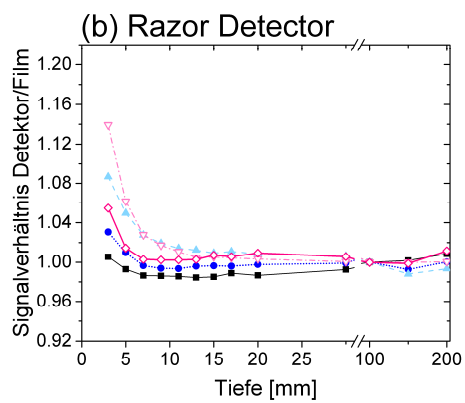
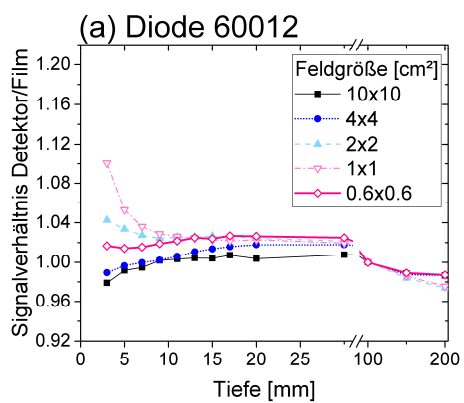
8 Detektorverhalten im Aufbaubereich

Tiefenabhängige Korrekturen des Ansprechens

Oftmals unterschieden sich die Tiefendosiskurven verschiedener Detektoren von den Kurven mit EBT3-Film, insbesondere im Aufbaubereich (Abbildung 34). Allgemein ist auch eine Feldgrößenabhängigkeit zu beobachten, wobei das Überansprechen der meisten Detektoren gegenüber dem Film im Aufbaubereich zwischen dem $10 \times 10 \text{ cm}^2$ Feld und dem $1 \times 1 \text{ cm}^2$ Feld mit kleiner werdender Feldgröße ansteigt. Im kleinsten gemessenen Feld, dem $0,6 \times 0,6 \text{ cm}^2$ Feld sinkt es dann wieder.

Einige allgemeine Beobachtungen lassen sich aber machen: In den größeren Feldern ($10 \times 10 \text{ cm}^2$ und $4 \times 4 \text{ cm}^2$) passen die Kurven mit der kurzen Farmerkammer FC23 (Abbildung 34h), der Ionisationskammer iba CC13 (Abbildung 34i) und der Flachkammer iba PPC40 (Abbildung 34m) sehr gut bis zur geringsten untersuchten Tiefe zusammen. In 5 mm Tiefe beträgt die notwendige Korrektur maximal 1%. Bei Feldgrößen von $2 \times 2 \text{ cm}^2$ und $1 \times 1 \text{ cm}^2$ zeigen alle untersuchten Ionisationskammern Überansprechen im Aufbaubereich (Abbildung 34h-l). Für die RAZOR Diode, die abgeschirmte Diode PTW 60008 und den EDGE-Detektor steigt das Überansprechen noch weiter mit maximalen Korrekturen von 21% in einem $1 \times 1 \text{ cm}^2$ Feld in der Tiefe von 3 mm. Die unabgeschirmte Diode PTW 60012, SFD und PFD weisen in einigen Feldern ein geringeres Ansprechen als der Film auf und ein höheres Ansprechen als der Film in den Feldern mittlerer Größe. Die Feldgrößenabhängigkeit des Ansprechvermögens im Aufbaubereich ist detektorabhängig: Die Spanne zwischen den Korrekturen verschiedener Feldgrößen in 11 mm Tiefe beträgt 3,8% für die SFD und 2,9% für die RAZOR Diode, während sie nur 1,8% für den EDGE-Detektor und 1,4% für den microDiamant 60019 beträgt.

Weiterhin lassen sich unterschiedliche Steigungen der Kurven in der Tiefe beobachten. Die Tiefendosiskurven einiger Detektoren, z.B. der RAZOR Diode, der SFD, der Diode PTW 60008 und des microDiamanten 60019 liegen sehr nahe am Film mit Korrekturfaktoren um den Wert 1. Einige Detektoren hingegen weichen ab, insbesondere die Diode PTW 60012 mit einem Ansprechen von 0,987 und der PFD mit einem Ansprechen von 1,022 relativ zum Film bei einer Tiefe von 200 mm in einem $10 \times 10 \text{ cm}^2$ Feld.



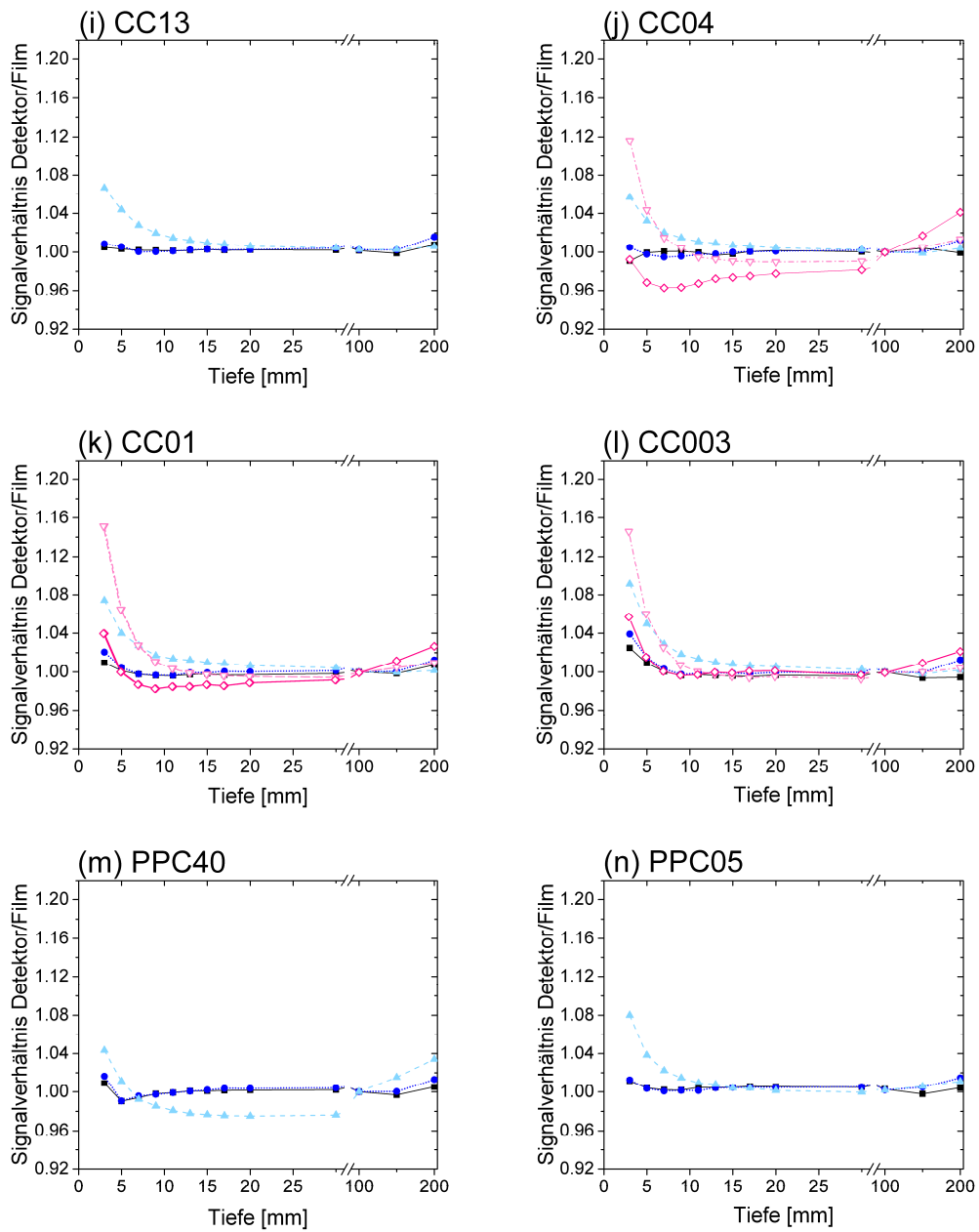


Abbildung 34 Signalverhältnisse in verschiedenen Tiefen gemessen mit verschiedenen Detektoren und verglichen gegen EBT3-Film.

Unsicherheiten der angegebenen Verhältnisse wurden abgeschätzt, indem die Standardabweichungen aus wiederholten Messungen, die Qualität des Fits mit Gleichung (44) sowie Ungenauigkeiten in der Positionierung der Detektoren berücksichtigt wurden. Die Unsicherheiten sind für die verschiedenen Detektoren und Feldgrößen vergleichbar. Aus Gründen der besseren Sichtbarkeit wurden die Unsicherheiten nur exemplarisch für eine Kurve eingezeichnet (Abbildung 34g.) Die größten Beiträge zur Unsicherheit im Aufbaubereich stammen von der Detektorpositionierung. Sie steigt, je näher man der Oberfläche kommt. Die Unsicherheiten eines individuellen Detektors bei wiederholten Messungen in unabhängig nochmal aufgebauten Messaufbauten liegen typischerweise in der Größenordnung von einigen Promille. Damit sind sie viel geringer als die Unsicherheiten aus den Filmmessungen.

Das Verhalten aller Detektoren unterschied sich vom Film. Tiefenabhängige Korrekturfaktoren für verschiedene Detektoren aus Monte Carlo-Simulationen wurden zum Beispiel auch von Francescon *et al.* [100] berichtet. Für größere Tiefen als das Dosismaximum hingen die Details der notwendigen Korrekturen vom Diodentyp ab. In der Tiefe stimmen die Tiefendosiskurven – außer für den EDGE-Detektor – mit unseren Ergebnissen überein. Im oberflächennahen Bereich, wo ihr erster Datenpunkt für einen 5 mm Cone in 2 mm Tiefe angegeben ist, zeigt die iba Diode etwa 6% Überansprechen wohingegen die beiden anderen Dioden PTW 60012 und EDGE bei etwa 3,5% und 4% liegen. Unsere Ergebnisse in 3 mm Tiefe in einem $0,6 \times 0,6 \text{ cm}^2$ Feld betragen für die iba RAZOR Diode 5,5%, für die PTW 60012 1,5% und für den EDGE-Detektor 6,9%. Für die iba CC01 zeigten deren Daten ein Unteransprechen in geringer Tiefe, wohingegen wir ein Überansprechen von 2,3% in 3 mm Tiefe beobachteten. Der Trend, dass Ionisationskammern ein geringeres Ansprechen und Dioden ein höheres Ansprechen zeigten, wurde auch in einer weiteren Studie des selben Autors bestätigt [101]. Die Unterschiede zwischen den Ergebnissen lassen sich teilweise auf die unterschiedliche Wahl des effektiven Messpunkts zurückführen. Auch wenn die Daten zur Feldgrößenabhängigkeit in ihrer Abbildung 3 [100] nicht bis zur Oberfläche gezeigt sind, so lässt sich aus den vorhandenen Daten erkennen, dass das typische Überansprechen in 10 mm Tiefe relativ zu 100 mm Tiefe moderat bei Verwendung eines 20 mm Cones ist, für einen 10 mm Cone ansteigt und für den 5 mm Cone zwischen den beiden vorherigen Werten liegt. Auch in der hier vorliegenden Arbeit zeigt sich eine Feldgrößenabhängigkeit mit einem Anstieg des Überansprechens vom $2 \times 2 \text{ cm}^2$ Feld zum $1 \times 1 \text{ cm}^2$ Feld. Für das $0,6 \times 0,6 \text{ cm}^2$ Feld hingegen wurde ein geringeres relatives Signal erhalten als für das $1 \times 1 \text{ cm}^2$ Feld.

Die Kurven in Abbildung 34a-f zeigen, dass einige Dioden nicht die korrekte Tiefendosiskurve wieder geben. Dies bestätigt die bekannte Beobachtung, dass Dioden nicht ohne Weiteres für die Messung von Tiefendosiskurven verwendet werden können. Ein Überansprechen von 4% für die iba RAZOR Diode in 300 mm Tiefe wurde für ein $11,5 \times 10 \text{ cm}^2$ großes Feld bestimmt [101]. Hier hingegen wurden keine

nennenswerten Tiefenabhängigkeiten für relative Tiefendosiskurven beider stereotaktischer Dioden (SFD und RAZOR Diode) in größeren Tiefen bis zu 200 mm beobachtet, jedoch für andere Dioden, z.B. PTW 60012 und PFD. Zwischen der Tiefe des Dosismaximums und 100 mm Tiefe führt die Wahl des Detektors zu benötigten Korrekturen kleiner 3% für alle untersuchten Detektoren und Feldgrößen. Für die meisten Detektoren sind die notwendigen Korrekturen deutlich kleiner, z.B. für den microDiamanten betragen sie maximal 0,6%.

Die Wahl des Detektors nahe der Oberfläche beeinflusst das Messergebnis erheblich. Idealerweise sollte ein Detektor gewählt werden, dessen Korrekturfaktoren nahe am Wert 1 liegen. Die größten Abweichungen davon zeigen sich für einige der Dioden, insbesondere die abgeschirmten Dioden. Auf diese Detektoren sollte bei dieser Messaufgabe eher verzichtet werden. Unabgeschirmte Dioden, der microDiamant-Detektor und die kleineren Ionisationskammern scheinen alle vergleichbar im Aufbaubereich auch kleiner Felder. Für die komplette Tiefendosiskurve können dann vor allem der microDiamant und die kleineren Ionisationskammern CC01 und CC003, jeweils gemittelt über beide Polaritäten, verwendet werden. Ab einer Feldgröße von $2 \times 2 \text{ cm}^2$ ist auch eine Wahl der Ionisationskammer CC13 und ab einer Feldgröße von $4 \times 4 \text{ cm}^2$ der Flachkammer PPC40 sinnvoll.

Auch hier liegt die Annahme zu Grunde, dass Film die wahre Dosisverteilung und Tiefendosiskurve wiedergibt. Die hohe Übereinstimmung zwischen Film und iba CC13 bzw. PPC40 in den größeren Feldern (Abbildung 34) stützt diese These. Größere Effekte auf Grund einer Energieabhängigkeit des Films nahe der Oberfläche sind demnach nicht gegeben. Ein weiterer möglicher Einfluss durch den Transmissionsdetektor T-REF konnte ausgeschlossen werden: Der Detektor wurde für die Messungen mit den verschiedenen Detektoren im Strahlengang sehr nah am Kollimator und damit möglichst weit von der Wasseroberfläche entfernt eingebracht. Bei den Filmmessungen wurde er nicht ins Feld eingebracht. Änderungen in den Tiefendosiskurven durch Anwesenheit des Detektors im Vergleich zum ungestörten Feld überschritten 1% nicht.

Insgesamt wurde gezeigt, dass es deutliche Unterschiede zwischen den Detektoren und insbesondere auch teilweise zum Film gab. Welche Detektoreigenschaften dazu führten, wurde durch weitere Experimente analysiert. Der Volumeneffekt auf Grund des Detektordurchmessers trägt nur einen geringen Anteil zum Signal bei, und macht sich vor allem bei den großen Flachkammern bemerkbar. Für einen Detektor mit dem Durchmesser 5 mm (etwa die Größe der PPC05) wurde der notwendige Volumenkorrekturfaktor im Feld der Größe $1 \times 1 \text{ cm}^2$ in 3 mm Tiefe zu 1,049 bestimmt. Für einen Detektor mit dem Durchmesser 3 mm (etwa die Größe der Semiflex 31010) beträgt der Faktor nur noch 1,004 [142].

Einfluss der Detektorpositionierung relativ zur Oberfläche

Die Position eines Detektors relativ zur Wasseroberfläche, d.h. der gewählte effektive Messpunkt, beeinflusst die Tiefendosiskurve vor allem im Aufbaubereich. Eine Änderung der Position des effektiven Messpunkts um Bruchteile eines Millimeters ändert Tiefendosiskurven in größerer Tiefe hingegen nur um wenige Promille. Für alle untersuchten Detektoren waren die experimentell bestimmten Verschiebungen vom Referenzpunkt auf der Kammerachse zum effektiven Messpunkt kleiner als 0,5-mal dem Radius des aktiven Kammervolumens. Im Aufbaubereich, insbesondere in Tiefen kleiner als 10 mm unterhalb der Oberfläche, führte die Wahl dieser effektiven Messpunkte statt eines Werts von $0,5r$ zu einer Änderung der Tiefendosiskurven von einigen Prozent (Abbildung 35).

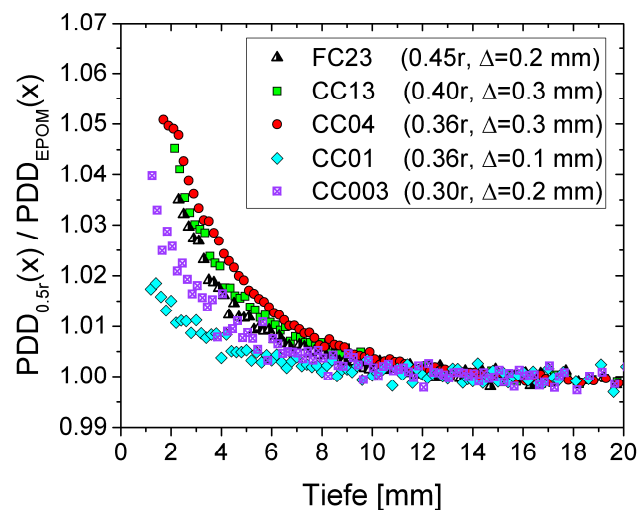


Abbildung 35 Einfluss der Detektorposition auf die Tiefendosiskurven verschiedener Ionisationskammern, wenn anstatt einer Verschiebung des effektiven Messpunkts von 0,5-mal dem Radius des aktiven Volumens detektorindividuelle, experimentell ermittelte Verschiebungen verwendet werden.

Unsicherheiten stammen vor allem von der Kalibrierung der Detektorposition an der Wasseroberfläche. Selbst eine Verschiebung von 0,2 mm bewirkt an der Oberfläche eine Veränderung der Tiefendosiskurve von einigen Prozent. Hier wurden alle Ionisationskammern mit ihren effektiven Messpunkten verwendet, die kammerindividuell in vorherigen Experimenten bestimmt wurden. Dieses Vorgehen ist unumgänglich, um Werte zu Ionisationskammern verschiedener Größen vergleichen zu können.

Auch für Dioden kann die starke Sensitivität der Messung gegenüber der Position des effektiven Messpunkts eine Rolle spielen. Das Überansprechen der Dioden an der Oberfläche gegenüber Film ist teilweise durch die Wahl ihres effektiven Messpunkts mitbeeinflusst. Bei anderer Wahl eines effektiven

Messpunkts verringern sich die Unterschiede zwischen Dioden und Film. Für die Wahl der Messpunkte von Dioden wurde auf die Herstellerinformationen zurückgegriffen. Das hier genutzte Verfahren zur Bestimmung der effektiven Messpunkte der Ionisationskammern ist nicht kompatibel mit Detektoren, die nicht die gleiche Steigung des Tiefendosisverlaufs aufweisen [33]. Es gibt Bedarf nach einem Verfahren zur Bestimmung des effektiven Messpunkts solcher Detektoren. Ein einfacher Ansatz ist die Berücksichtigung einer wasser-äquivalenten Dicke des Eintrittsfensters. Dieser ist aber sicher nicht ausreichend: Die Diode PTW 60008 mit einem Referenzpunkt in 2 mm Tiefe hat nach Herstellerangaben eine effektive Tiefe von 2,2 mm. Dessen Berücksichtigung führt in 5 mm Tiefe zu einer Änderung der Tiefendosiskurve von 1%. Eine Messung mit dem effektiven Messpunkt in der effektiven Tiefe trägt folglich zu einer Verringerung des beobachteten Überansprechens der Diode bei, ist aber klein gegenüber dem für diesen Detektor bestimmten Überansprechen.

Andere Autoren haben bereits die Probleme angesprochen, Korrekturfaktoren für Tiefendosiskurven mit multidimensionalen Abhängigkeiten, z.B. Feldgrößen und Tiefen, anzuwenden [101]. Da die Positionierung der Detektoren entscheidend für die angegebenen Korrekturen ist, besteht eine zusätzliche Unsicherheit. In den durchgeführten Experimenten führte die wiederholte Positionierung der Detektoren zwar zu reproduzierbaren Ergebnissen bei gleichem Anwender. Wenn andere Anwender die Korrekturfaktoren auf ihre Messungen anwenden, ist sicherzustellen, dass die Tiefe jeweils in der gleichen Weise definiert wird. Idealerweise sollte ein Verfahren zur Positionierung angewendet werden, welches beobachterunabhängig ist, z.B. [165, 166]. Für die praktische Anwendung scheint es daher vernünftig, auf die Anwendung von Korrekturen zu verzichten und stattdessen Detektoren zu wählen, die möglichst kleine Korrekturen benötigen und die Restunsicherheit zu akzeptieren. Idealerweise sollten konsistente Ergebnisse mit mehreren geeigneten Detektoren angestrebt werden.

Elektronenkontamination

Das Einbringen einer Bleifolie in den Strahlengang reduzierte die relative Dosis aller Detektoren im Aufbaubereich gegenüber der Normierungstiefe in 10 cm (Abbildung 36a). Die Signalreduktion war jedoch detektorspezifisch. Während es bei der abgeschirmten Diode PTW 60008, bei PFD und EDGE zu einer Reduktion von etwa 2% in 3 mm Tiefe führte, betrug die Reduktion bei den meisten anderen Dioden etwa 3% in dieser Tiefe. Die Ergebnisse des Films passten zu den abgeschirmten Dioden. In 20 cm Tiefe stieg das Signal für alle Detektoren um etwa 0,5% bei Verwendung der Folie.

Für alle Detektoren wurden die gleichen Trends bezüglich der Feldgrößenabhängigkeit beobachtet (exemplarisch für einen Detektor in Abbildung 36b). Der Einfluss der Bleifolie ist am stärksten im größten

Feld und verringert sich dann mit abnehmender Feldgröße. In 3 mm Tiefe sinkt das Verhältnis der relativen Kurven mit und ohne Folie von 0,962 im Feld der Größe 10×10 cm² auf 0,979 im Feld der Größe 1x1 cm².

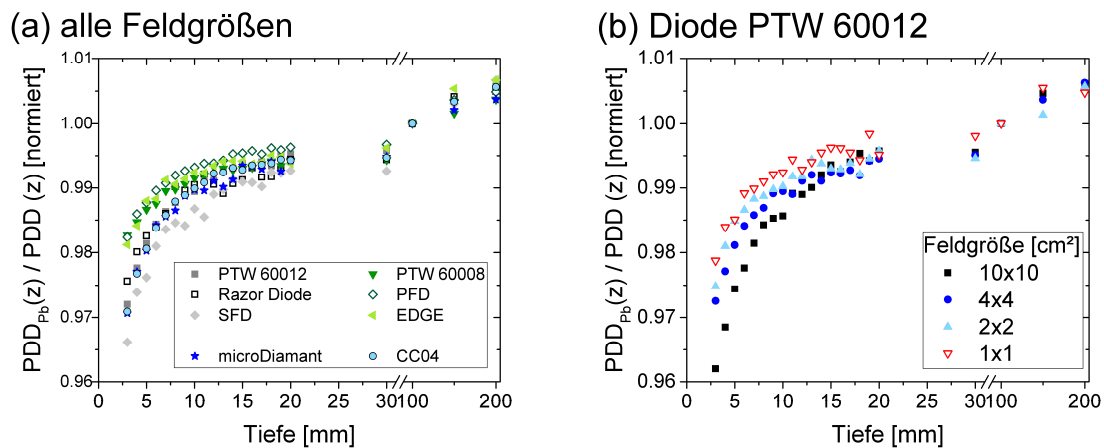


Abbildung 36 Einfluss einer Bleifolie auf Tiefendosiskurven verschiedener Detektoren. Dargestellt sind die Verhältnisse der Signale mit und ohne Bleifolie für (a) verschiedene Detektoren und (b) exemplarisch für die Diode PTW 60012 bei verschiedenen Feldgrößen.

Das Herausfiltern des niederenergetischen Anteils des Photonenspektrums führt zu den Änderung der Tiefendosiskurven an der Oberfläche und in der Tiefe, sowie zu der zu beobachtenden Feldgrößenabhängigkeit. Für einen 6 MV Siemens-Beschleuniger beträgt der Dosisbeitrag durch Elektronenkontamination in 4 mm Tiefe etwa 4% der Dosis dieses Photonenfeldes im Maximum [146] und bewegt sich damit etwa in der gleichen Größenordnung wie in unseren Messungen.

Die Elektronenkontamination wurde als ein möglicher Grund für unterschiedliches Detektoransprechen gesehen. Die Verwendung der Bleifolie zum Herausfiltern von Elektronenkontamination und sehr niederenergetischen Photonen zeigte tatsächlich systematische Unterschiede zwischen den Detektortypen. Die abgeschirmten Dioden wurden durch das Einbringen der Folie weniger beeinflusst als die unabgeschirmten Dioden. Dies ist ein Indikator dafür, dass die unabgeschirmten Dioden initial ein Überansprechen gegenüber den vorhandenen Elektronen oder den niederenergetischen Photonen im Feld ohne Folie zeigen. Das Überansprechen von Dioden ist ein bekanntes Phänomen und tritt an der Oberfläche genauso auf wie in anderen besser charakterisierten Situationen. Der Effekt ist allerdings eher gering mit Änderungen der Tiefendosiskurven um 3% bzw. 2% für abgeschirmte und unabgeschirmte Dioden. Diese Beobachtung kann also nur in geringem Umfang Unterschiede in Abbildung 34 erklären.

Polaritätseffekte im Aufbaubereich

Die vorher genannten Ergebnisse in diesem Kapitel für kleinvolumige Ionisationskammern beziehen sich immer auf den Mittelwert zwischen beiden verwendeten Vorzeichen der Polarität. Es existieren Unterschiede zwischen den Tiefendosiskurven bei den jeweiligen Polaritäten (Abbildung 37). Für die drei untersuchten Feldgrößen $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $4 \times 4 \text{ cm}^2$ und $2 \times 2 \text{ cm}^2$ waren die Ergebnisse vergleichbar.

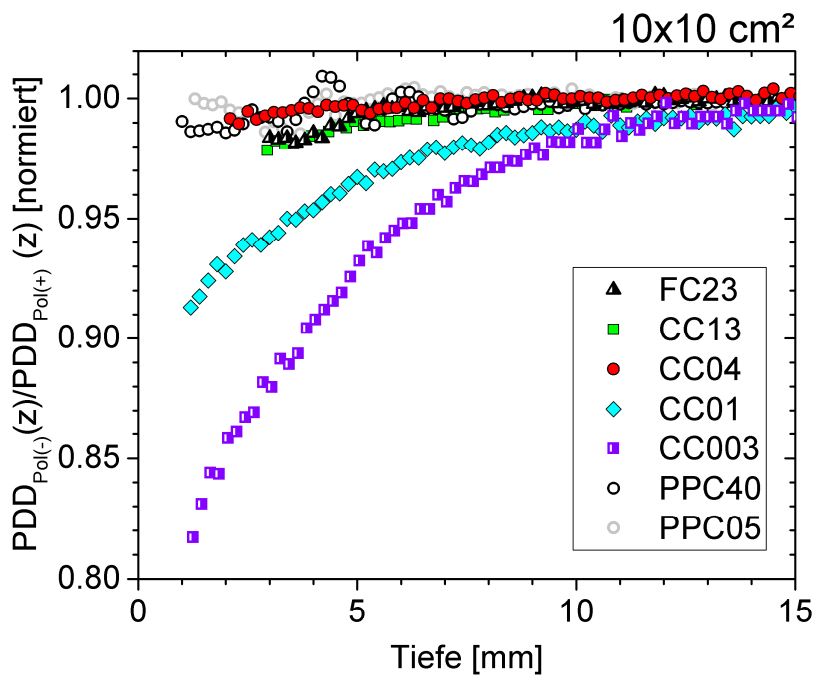


Abbildung 37 Einfluss der Polarität auf Tiefendosiskurven. Dargestellt sind die Verhältnisse der Signale bei negativer und positiver Polarität der Kammeranspannung für verschiedene Ionisationskammern.

Der größte Polaritätseffekt zeigte sich für die beiden kleinsten untersuchten Ionisationskammern. Das Verhältnis zwischen den Tiefendosiskurven beider Polaritäten im Feld der Größe $10 \times 10 \text{ cm}^2$ betrug 0,88 für die iba CC003 und 0,94 für die iba CC01 in 3 mm Tiefe. Für die größeren Ionisationskammern änderten sich die Verhältnisse nicht mehr als 2% in Tiefen von 3 mm und mehr. Es ist folglich notwendig, zwischen den Polaritäten zu mitteln, wenn Messungen mit kleinen Ionisationskammern an der Oberfläche durchgeführt werden.

Auch bei der Messung von Outputfaktoren in kleinen Feldern liegt eine Situation fehlenden Sekundärelektronengleichgewichts vor. Dort wird empfohlen, Messungen bei beiden Polaritäten durchzuführen und zu mitteln. Aus Untersuchungen von Flachkammern ist bekannt, dass Polaritätseffekte

im Aufbaubereich von Photonenstrahlung zunehmen, was im Detail von Parametern des Kammerdesigns abhängt [108, 167]. Als Erklärung wird herangezogen, dass durch Bestrahlung der Sammelelektrode Elektronen in Vorwärtsrichtung ausgelöst werden. Wenn dann eine zusätzliche Spannung an die Elektrode angelegt wird, unterscheidet sich das Potential je nach Vorzeichen [108, 167]. In der Tiefe mit zunehmendem Sekundärelektronengleichgewicht verschwindet dieser Effekt. Dort wird die Ladung dann durch Elektronen kompensiert, die im Medium oberhalb des Detektors ausgelöst und in der Elektrode gestoppt werden.

9 Detektorverhalten unter Einfluss eines magnetischen Feldes

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchungen des Ansprechens verschiedener Detektoren nahe der Oberfläche in Anwesenheit eines magnetischen Feldes gezeigt und diskutiert. Die hier dargestellten Ergebnisse entsprechen dabei im Wesentlichen denen aus Veröffentlichung [3].

Ein magnetisches Feld beeinflusst die Tiefendosiskurve. Exemplarisch sind Tiefendosiskurven für verschiedene Feldstärken gemessen mit dem microDiamant-Detektor in Abbildung 38 gezeigt. Fehlerbalken sind nicht abgebildet. Bei wiederholter Messung wich aber kein Punkt mehr als 0,5% von der gezeigten Kurve ab. Verglichen mit der Kurve ohne angelegtes Magnetfeld nahm die relative Dosis an der Oberfläche bei einer Feldstärke $B=0,35$ T ab und stieg wieder für höhere Magnetfeldstärken, jedoch nicht über den Wert von $B=0$. Für die höchste untersuchte Feldstärke $B=1,1$ T verschob sich die Kurve Richtung Oberfläche und das Maximum veränderte seine Position um 2 mm zu einer Tiefe von 14,5 mm verglichen mit einer Tiefe von 16,5 mm ohne Magnetfeld. Bei 0,75 T ist eine Verschiebung um 1 mm zu erkennen, bei 0,35 T ist noch keine Verschiebung sichtbar.

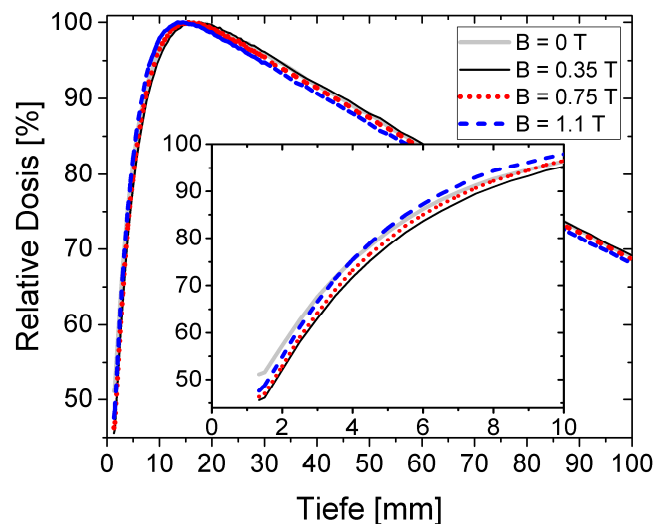


Abbildung 38 Tiefendosiskurven für verschiedene Magnetfeldstärken zwischen $B = 0$ (graue, dicke Linie) und $B = 1,1$ T (blaue, gestrichelte Linie) gemessen mit dem microDiamant-Detektor PTW 60019. Abbildung nach [3] mit Erlaubnis.

Die beobachteten Veränderungen von Tiefendosiskurven nahe der Oberfläche (Abbildung 38) sind vergleichbar mit früheren Beobachtungen, z.B. die verringerte Tiefe des Dosismaximums in Magnetfeldern hoher Feldstärke [121]. Die verringerte relative Oberflächendosis bei $B = 0,35$ T verglichen mit $B = 0$ ist durch die Ablenkung der kontaminierenden Elektronen zu erklären, die in der Luft [102] oder in Beschleunigerbauteilen wie insbesondere dem Kollimator oder dem Ausgleichsfilter [103] entstehen. Magnetfelder werden schon seit langem zum Zweck der Reduktion der Elektronenkontamination verwendet [168]. Das Spektrum der kontaminierenden Elektronen hat eine Maximumsenergie von 6 MeV mit dem höchsten Anteil der Verteilung um etwa 1 MeV [146]. Bei einer Feldstärke von 0,35 T lässt sich der Radius der Bahnen diese Elektronen in der Größe von etwa einem cm abschätzen, was gering genug sein sollte, um den Großteil der Kontamination zu entfernen. Für höhere Magnetfeldstärken steigt die relative Dosis nahe der Oberfläche wieder, bleibt aber immer noch unterhalb des Wertes von $B = 0$. Auch für $B = 1,1$ T ist sie niedriger für die ersten 4 mm und erst danach steigt sie gegenüber dem Fall $B = 0$. Keyvanloo *et al.* stellten auch fest, dass die Hautdosis und die ersten 4 mm der Tiefendosiskurve in einer Simulation eines 0,56 T Feldes etwas geringer ausfielen als für $B = 0$ [169]. Deren Ergebnisse und auch die hier gezeigten Messungen suggerieren, dass eine geringere Feldstärke bei der Verwendung von Standardfeldern zu einer Schonung der Haut führt. Bei einer realistischen Bestrahlung werden jedoch sehr viel komplexere Techniken verwendet. Die Wahl verschiedener Einstrahlwinkel und Feldgrößen beeinflusst die Ergebnisse [170].

Für die Wahl eines geeigneten Detektors ist entscheidend, wie sich dessen Ansprechen im Magnetfeld verändert. Unterschiede zwischen den Detektoren können vor allem im Bereich nahe der Oberfläche beobachtet werden. Die Verhältnisse der Tiefendosiskurven, jeweils normiert auf die Tiefe 100 mm, nahe der Oberfläche mit und ohne Magnetfeld sind in Abbildung 39 für die drei untersuchten Detektoren dargestellt. Zum Vergleich sind jeweils auch die Änderung der mit Film bestimmten Tiefendosiskurven durch das Magnetfeld gezeigt. Ein Polynom fünften Grades wurde verwendet, um die Filmdaten anzupassen. Dieser Fit ist mit einem 95% Konfidenzintervall als Schlauch dargestellt.

Die Stärke des Magnetfelds variierte um etwa 15% über die gesamte Scanlänge. Diese Limitation entsteht durch die Verwendung eines Elektromagneten. Aus Messungen mit vier verschiedenen Feldstärken lässt sich interpolieren und abschätzen, dass sich 15% Inhomogenität auf das Signal der verschiedenen Detektoren relativ zur Normierungstiefe maximal 0,7%, 1,1% und 1,5% in 5 mm Tiefe für die Ionisationskammer 31010, den microDiamant-Detektor 60019 und die Siliziumdiode 60012 auswirkt.

Unterhalb einer Tiefe von 20 mm wurden keine Unterschiede zwischen den Tiefendosiskurven mit und ohne Magnetfeld beobachtet. In diesem Bereich muss also ein zusätzliches angelegtes Magnetfeld bei der Detektorwahl für Tiefendosiskurven nicht in dem Maße berücksichtigt werden wie an der Oberfläche. Einschränkungen bei der Wahl eines geeigneten Detektors für Tiefendosiskurven für den Fall ohne angelegtes magnetisches Feld (vgl. Abschnitt 8) sollte natürlich weiterhin Rechnung getragen werden.

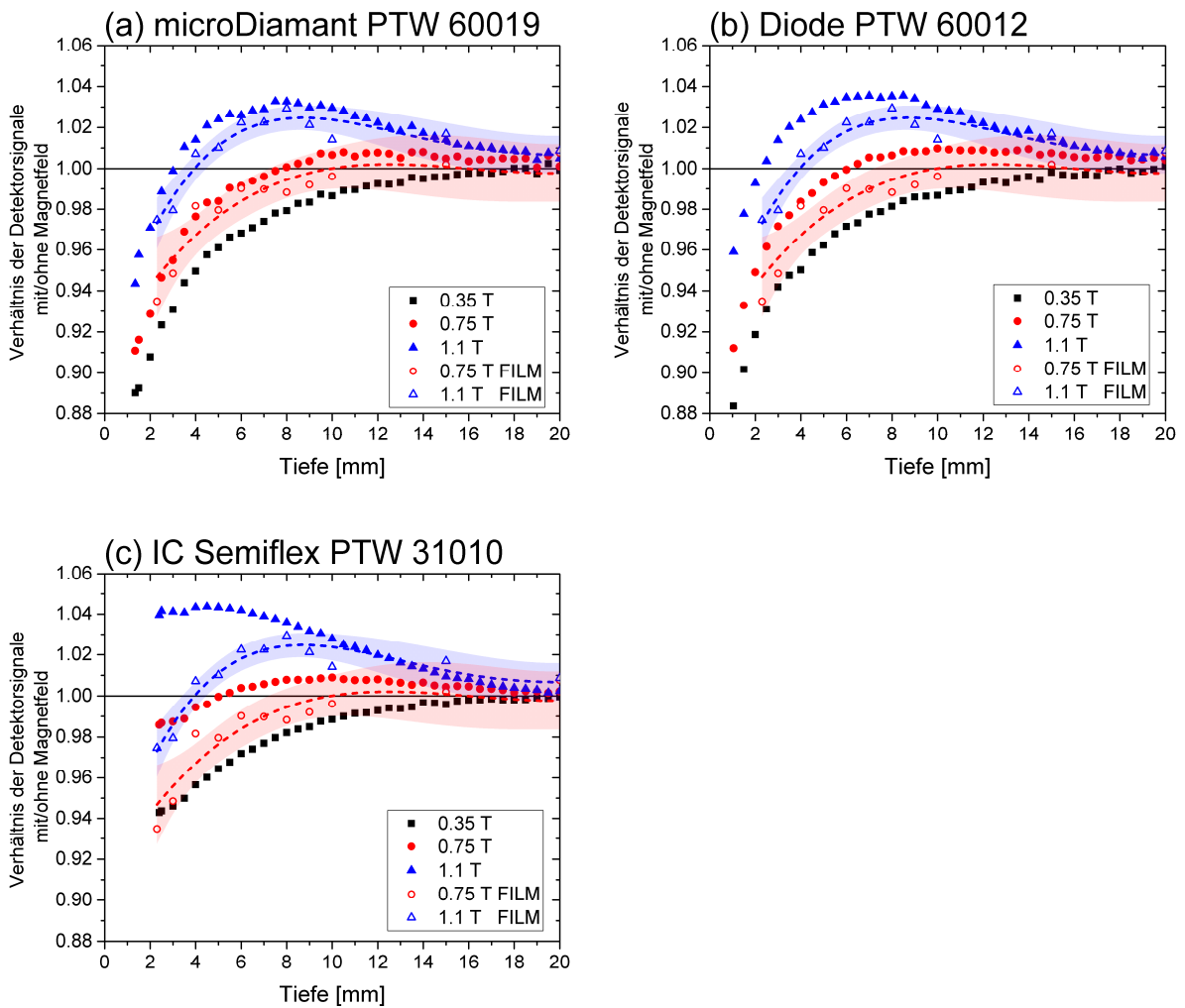


Abbildung 39 Verhältnisse der Detektorsignale des microDiamant-Detektors (a), einer unabgeschirmten Diode (b) und einer Ionisationskammer (c) als Funktion der Tiefe in Magnetfeldern verschiedener Feldstärken verglichen mit $B = 0$. Verhältnisse für EBT3-Film sind als offene Symbole mit angegeben. Deren 95%-Konfidenzintervalle sind farblich hinterlegt. Abbildungen nach [3] mit Erlaubnis.

Die Übereinstimmung der Werte zwischen EBT3-Film und dem microDiamant-Detektor zeigt (Abbildung 39a), dass der Diamantdetektor gut für die Messung im Aufbaubereich nahe der Oberfläche geeignet ist.

Probleme bei der Dosimetrie im Magnetfeld entstehen oftmals auf Grund von Dichteunterschieden zwischen Kammermaterialien und Wasser, zum Beispiel bei Ionisationskammern [122, 123, 129]. Diamant (Ordnungszahl $Z=6$, Dichte $3,5 \text{ g/cm}^3$) scheint in diesem Zusammenhang eine bessere Wahl eines Detektormaterials als Luft zu sein. In einer festen Tiefe in Wasser in der Orientierung parallel zum Strahl und rechtwinklig zum Magnetfeld, zeigte der natürliche Diamantdetektor PTW 60003 in Simulationen nur sehr moderate Änderungen mit der Feldstärke, etwa einen 2%-Anstieg der Dosis im aktiven Volumen für $B = 1 \text{ T}$ im Vergleich zu $B = 0$ [128]. Dieses kann als weiteres Argument für die Verwendung des Materials Diamant verstanden werden, dennoch sind die prinzipiellen Unterschiede in der Funktionsweise des microDiamant-Detektors und des natürlichen Diamanten zu berücksichtigen. Der microDiamant-Detektor scheint also eine sinnvolle Wahl für die Messung von Tiefendosiskurven selbst nahe der Oberfläche zu sein.

Im Gegensatz dazu stieg im Aufbaubereich das Ansprechen der Silizium-Diode im Magnetfeld verglichen mit $B = 0$ mehr als für den Film (Abbildung 39b). Die beobachteten Unterschiede betragen 3,4% in 3 mm Tiefe und 2,1% in 5 mm Tiefe bei $B = 1,1 \text{ T}$. Dioden sind sowieso nicht die typischen Detektoren der Wahl für Tiefendosiskurven. Trotzdem lassen sich mit unabgeschirmten Dioden akzeptable Tiefendosiskurven in kleinen Feldern aufnehmen, wohingegen abgeschirmte Dioden in größeren Feldern empfohlen werden [171]. Dennoch erreicht eine abgeschirmte Diode im Aufbaubereich ihre Grenzen auch bereits ohne Magnetfeld, wenn hohe Präzision gefordert ist [172]. Silizium-Detektoren sind bekannt für die Energie- und somit auch Tiefenabhängigkeit ihres Ansprechens auf Grund der steigenden Wirkungsquerschnitte für den photoelektrischen Effekt wegen der höheren Ordnungszahl verglichen mit Wasser [154]. Da Photonentransport vom magnetischen Feld nicht beeinflusst wird, sollte dieser Effekt in den Verhältnissen zwischen Tiefendosiskurven nicht bemerkbar sein. Die Unterschiede müssen auf Grund veränderter Elektronenspuren entstehen. Die mittlere Energie der Sekundärelektronen ist an der Oberfläche größer als in der Tiefe, was sich auf die mittlere freie Weglänge auswirkt und auch auf die Möglichkeit des Magnetfeldes, die Trajektorien zu beeinflussen. In einem Siliziumdetektor ist die freie Weglänge sowieso bereits sehr viel kleiner als in Wasser oder sogar Luft und auch das aktive Volumen des Detektors ist sehr viel kleiner als bei der verwendeten Ionisationskammer.

Die Veränderungen der Tiefendosis im Magnetfeld werden von der Ionisationskammer PTW 31010 nicht korrekt wiedergegeben (Abbildung 39c). Dieses Verhalten ist auf Grund der mit Luft gefüllten Kavität zu erwarten. Auch in der Referenzdosimetrie mit Magnetfeld müssen für Ionisationskammern bereits zahlreiche Einflussparameter beachtet werden, z.B. die Kammerorientierung zum Magnetfeld und die Abhängigkeit von der Stärke des Magnetfeldes. Die gleichen Probleme sind auch an der Oberfläche

100 Detektorverhalten unter Einfluss eines magnetischen Feldes

gegeben, so dass zur Verwendung von Ionisationskammern an der Oberfläche sehr detaillierte Untersuchungen vieler Parameter, experimentell oder durch Simulationen, erforderlich sind. Aus diesem Grund kann geschlossen werden, dass Ionisationskammern zur Verwendung im Aufbaubereich in Anwesenheit eines Magnetfeldes impraktikabel sind.

Die Beobachtungen basieren auf den Messungen bei einer einzelnen Feldgröße ($8 \times 10 \text{ cm}^2$) und zeigen prinzipiell auf, welches Detektorverhalten zu erwarten ist. Vor der praktischen Anwendung sind diese Messungen auf weitere Feldgrößen auszudehnen.

10 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, das Ansprechen verschiedener Detektoren in bisher nicht hinreichend experimentell untersuchten Situationen zu analysieren. Dazu wurden Messungen unter verschiedenen Bedingungen durchgeführt und eine Vielzahl von unterschiedlichen Kleinfelddetektoren verwendet. Durch Ausblockung des zentralen Teils eines Feldes wurde das Detektoransprechen auf Streustrahlung untersucht. Durch eine Faltung der Signale einer großvolumigen Ionisationskammer und einem kleinvolumigen Detektor, typischerweise einer Diode, wurden Korrekturen für die verwendeten Kleinfelddetektoren im Bereich des Halbschattens und weiter außerhalb des Feldes ermittelt. Ferner wurde das Ansprechen verschiedener Detektoren an der Oberfläche untersucht, zusätzlich auch im Spezialfall eines magnetischen Feldes. Diese Situationen bilden ein weites Spektrum möglicher Szenarien ab, in denen die verwendeten Detektoren in der Strahlentherapie zum Einsatz kommen können. In allen Fällen wurde gegen radiochromen Film verglichen, von dem angenommen werden kann, dass er die Dosisverhältnisse korrekt wiedergibt.

Diese Arbeit stellt einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis des Verhaltens verschiedener Detektoren dar. In vielen Fällen war das Verhalten bisher nur aus Monte-Carlo-Simulationen bekannt, so dass jetzt zusätzliche experimentelle Daten zur Verfügung stehen. Keiner der untersuchten Detektoren war unter allen Umständen ideal. Dennoch ließen sich für die unterschiedlichen Messaufgaben Detektoren identifizieren, die mehr oder weniger geeignet erscheinen. Die Wahl eines entsprechenden Detektors ist immer eine Frage der Messbedingungen. Sowohl für die Messung von Basisdaten als auch bei Messungen in Phantomen zur dosimetrischen Verifikation einzelner Bestrahlungspläne können die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse berücksichtigt werden.

Ausblick

Auf Grund der durchgeführten Experimente konnte das Verständnis der Eigenschaften verschiedener Detektoren auch in extremen Situationen verbessert werden. Diese Erkenntnisse gilt es nun auch in die Praxis umzusetzen. Es wird sich zeigen, ob eine Eingabe verbesserter Basisdaten ins Bestrahlungsplanungssystem, insbesondere von Profilen und im Aufbaubereich, sowie eine gleichzeitige Anpassung der Kleinfelddosimetrie an neue Vorgaben [20], zu einer Verbesserung der dosimetrischen Übereinstimmung von geplanten und gemessenen Dosisverteilungen bei stereotaktischen und fluenzmodulierten Bestrahlungen führt.

102 Zusammenfassung und Ausblick

Ein weiterer Bereich des Nichtgleichgewichts tritt an Grenzflächen auf. Bisher haben sich die Arbeiten auf die Grenzfläche von Luft und Wasser an der Oberfläche beschränkt. In der Realität finden sich solche Grenzflächen aber auch vielfach im menschlichen Körper: Im Bereich der Nasennebenhöhlen wechseln sich Gewebe und Lufträume ab. Beim Wirbelkörper umgibt der Knochen das Risikoorgan Spinalkanal. Bei der Bestrahlung von Lungenmetastasen befindet sich oftmals eine solide Metastase im Lungengewebe. Teilweise sind metallische Fremdkörper im Körper vorhanden. Eine Untersuchung des Ansprechens von geeigneten Detektoren an solchen Grenzflächen steht aus. Diese Ergebnisse sollen helfen, Dosisberechnungen auch experimentell zu verifizieren.

Literaturverzeichnis

1. Wegener, S. and O.A. Sauer, *Separation of scatter from small MV beams and its effect on detector response*. Med Phys, 2017. **44**(3): p. 1139-1148.
2. Wegener, S. and O.A. Sauer, *Energy response corrections for profile measurements using a combination of different detector types*. Med Phys, 2018. **45**(2): p. 898-907.
3. Wegener, S., S. Weick, and O.A. Sauer, *Influence of a transverse magnetic field on the response of different detectors in a high energy photon beam near the surface*. Z Med Phys, 2019. **29**: p. 22-30.
4. Wegener, S. and O.A. Sauer, *Electrometer offset current due to scattered radiation*. J Appl Clin Med Phys, 2018. **19**(6): p. 274-281.
5. Wegener, S. and O.A. Sauer, *The effective point of measurement for depth-dose measurements in small MV photon beams with different detectors*. Med Phys, (submitted).
6. Wegener, S., B. Herzog, and O.A. Sauer, *Detector response in the build-up region of small MV fields*. Med Phys, (submitted).
7. Tyldesley, S., et al., *Estimating the need for radiotherapy for patients with prostate, breast, and lung cancers: verification of model estimates of need with radiotherapy utilization data from British Columbia*. Int J Radiat Oncol Biol Phys, 2011. **79**(5): p. 1507-15.
8. Barton, M.B., et al., *Estimating the demand for radiotherapy from the evidence: a review of changes from 2003 to 2012*. Radiother Oncol, 2014. **112**(1): p. 140-4.
9. Brahme, A., *Dosimetric Precision Requirements in Radiation Therapy*. Acta Radiologica: Oncology, 1984. **23**(5): p. 379-391.
10. Thwaites, D.I., *Accuracy required and achievable in radiotherapy dosimetry: have modern technology and techniques changed our views?* Journal of Physics Conference Series (Online), 2013. **444**(1).
11. Van Dyk, J., J.J. Battista, and G.S. Bauman, *Sci-Fri PM: Delivery - 11: Accuracy considerations in modern radiation oncology: An update*. Med Phys, 2012. **39**(7Part4): p. 4644.
12. *DIN 6875-3: Spezielle Bestrahlungseinrichtungen - Teil 3: Fluenzmodulierte Strahlentherapie - Kennmerkmale, Prüfmethode und Regeln für den klinischen Einsatz*. 2008.
13. *DIN 6875-4: Spezielle Bestrahlungseinrichtungen - Teil 4: Fluenzmodulierte Strahlentherapie - Konstanzprüfungen*. 2011.
14. *DGMP-Bericht Nr. 19: Leitlinie zur Strahlentherapie mit fluenzmodulierten Feldern (IMRT)*. 2004.
15. Molineu, A., et al., *Credentialing results from IMRT irradiations of an anthropomorphic head and neck phantom*. Med Phys, 2013. **40**(2): p. 022101.
16. IAEA, *Accuracy Requirements and Uncertainties in Radiotherapy*. IAEA Human Health Series. 2016, Vienna: International Atomic Energy Agency.
17. Moran, J.M., Ritter, T., *Limits of precision and accuracy of radiation delivery systems*. Uncertainties in External Beam Radiation Therapy. 2011, Madison WI: Medical Physics Publishing.
18. McEwen, M., et al., *Addendum to the AAPM's TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon beams*. Med Phys, 2014. **41**(4): p. 041501.
19. Castro, P., et al., *Study of the uncertainty in the determination of the absorbed dose to water during external beam radiotherapy calibration*. J Appl Clin Med Phys, 2008. **9**(1): p. 2676.
20. IAEA, *Dosimetry of Small Static Fields Used in External Beam Radiotherapy*, in *Technical Reports Series No. 483*. 2017, International Atomic Energy Agency: Vienna.
21. Liu, P.Z., N. Suchowerska, and D.R. McKenzie, *Can small field diode correction factors be applied universally?* Radiother Oncol, 2014. **112**(3): p. 442-6.

22. Francescon, P., S. Cora, and N. Satariano, *Calculation of $k(Q_{clin}, Q_{msr})$ (f_{clin} , f_{msr}) for several small detectors and for two linear accelerators using Monte Carlo simulations*. Med Phys, 2011. **38**(12): p. 6513-27.
23. Bouchard, H. and J. Seuntjens, *Ionization chamber-based reference dosimetry of intensity modulated radiation beams*. Med Phys, 2004. **31**(9): p. 2454-65.
24. Podgorsak, E.B.E., *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*, ed. E.B. Podgorsak. 2005, Wien, Österreich: International Atomic Energy Agency.
25. Andreo, P., et al., *Fundamentals of Ionizing Radiation Dosimetry*. 2017, Weinheim, Germany: Wiley-VCH.
26. Berger, M.J., et al., *XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.5)*. [Online] Available: <http://physics.nist.gov/xcom>. 2010, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
27. Krieger, H., *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. 4 ed. 2012, Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag.
28. Krieger, H., *Strahlungsmessung und Dosimetrie*. 1 ed. 2011, Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag.
29. Reggiori, G., et al., *Small field characterization of a Nanochamber prototype under flattening filter free photon beams*. Phys Med, 2018. **49**: p. 139-146.
30. Burgemeister, E.A., *Dosimetry with a diamond operating as a resistor*. Phys Med Biol, 1981. **26**(2): p. 269-75.
31. Almond, P.R., et al., *AAPM's TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams*. Med Phys, 1999. **26**(9): p. 1847-1870.
32. IAEA, *Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy*. Technical Reports Series. 2000, Vienna: International Atomic Energy Agency.
33. Tessier, F. and I. Kawrakow, *Effective point of measurement of thimble ion chambers in megavoltage photon beams*. Med Phys, 2010. **37**(1): p. 96-107.
34. Kawrakow, I., *On the effective point of measurement in megavoltage photon beams*. Med Phys, 2006. **33**(6): p. 1829-1839.
35. McEwen, M.R., I. Kawrakow, and C.K. Ross, *The effective point of measurement of ionization chambers and the build-up anomaly in MV x-ray beams*. Med Phys, 2008. **35**(3): p. 950-8.
36. Looe, H.K., D. Harder, and B. Poppe, *Experimental determination of the effective point of measurement for various detectors used in photon and electron beam dosimetry*. Phys Med Biol, 2011. **56**(14): p. 4267-90.
37. 6800-2:2008-3, D., *Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung - Teil 2: Dosimetrie hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung mit Ionisationskammern*. 2008.
38. von Voigts-Rhetz, P., D. Czarnecki, and K. Zink, *Effective point of measurement for parallel plate and cylindrical ion chambers in megavoltage electron beams*. Z Med Phys, 2014. **24**(3): p. 216-23.
39. Wang, L.L. and D.W. Rogers, *Study of the effective point of measurement for ion chambers in electron beams by Monte Carlo simulation*. Med Phys, 2009. **36**(6): p. 2034-42.
40. Shi, J., W.E. Simon, and T.C. Zhu, *Modeling the instantaneous dose rate dependence of radiation diode detectors*. Med Phys, 2003. **30**(9): p. 2509-19.
41. Rikner, G. and E. Grusell, *General specifications for silicon semiconductors for use in radiation dosimetry*. Phys Med Biol, 1987. **32**(9): p. 1109.
42. Yin, Z., R.P. Hugtenburg, and A.H. Beddoe, *Response of silicon diode dosimeters to scattered radiation from megavoltage photon beams*. Radiat Prot Dosimetry, 2002. **101**(1-4): p. 415-8.
43. Eklund, K. and A. Ahnesjö, *Spectral perturbations from silicon diode detector encapsulation and shielding in photon fields*. Med Phys, 2010. **37**(11): p. 6055-6060.
44. Scott, A.J., et al., *Characterizing the influence of detector density on dosimeter response in non-equilibrium small photon fields*. Phys Med Biol, 2012. **57**(14): p. 4461-76.
45. Reich, H. and U. Burmester, *Dosimetrie ionisierender Strahlung*. 1990, Stuttgart: Teubner.

46. Kurudirek, M., *Effective atomic numbers and electron densities of some human tissues and dosimetric materials for mean energies of various radiation sources relevant to radiotherapy and medical applications*. Radiation Physics and Chemistry, 2014. **102**: p. 139-146.
47. Laub, W.U., T.W. Kaulich, and F. Nusslin, *A diamond detector in the dosimetry of high-energy electron and photon beams*. Phys Med Biol, 1999. **44**(9): p. 2183-92.
48. De Angelis, C., et al., *An investigation of the operating characteristics of two PTW diamond detectors in photon and electron beams*. Med Phys, 2002. **29**(2): p. 248-54.
49. Marsolat, F., et al., *A new single crystal diamond dosimeter for small beam: comparison with different commercial active detectors*. Phys Med Biol, 2013. **58**(21): p. 7647-60.
50. Almaviva, S., et al., *Chemical vapor deposition diamond based multilayered radiation detector: Physical analysis of detection properties*. Journal of Applied Physics, 2010. **107**(1): p. 014511.
51. Verona, C., et al., *Spectroscopic properties and radiation damage investigation of a diamond based Schottky diode for ion-beam therapy microdosimetry*. Journal of Applied Physics, 2015. **118**(18): p. 184503.
52. Marinelli, M., et al., *Experimental determination of the PTW 60019 microDiamond dosimeter active area and volume*. Med Phys, 2016. **43**(9): p. 5205-5212.
53. Ralston, A., et al., *Over-response of synthetic microDiamond detectors in small radiation fields*. Phys Med Biol, 2014. **59**(19): p. 5873.
54. Schoenfeld, A.A., et al., *Changes of the optical characteristics of radiochromic films in the transition from EBT3 to EBT-XD films*. Phys Med Biol, 2016. **61**(14): p. 5426.
55. Palmer, A.L., D.A. Bradley, and A. Nisbet, *Evaluation and mitigation of potential errors in radiochromic film dosimetry due to film curvature at scanning*. J Appl Clin Med Phys, 2015. **16**(2): p. 425-431.
56. Richley, L., et al., *Evaluation and optimization of the new EBT2 radiochromic film dosimetry system for patient dose verification in radiotherapy*. Phys Med Biol, 2010. **55**(9): p. 2601-17.
57. Schoenfeld, A.A., et al., *The artefacts of radiochromic film dosimetry with flatbed scanners and their causation by light scattering from radiation-induced polymers*. Phys Med Biol, 2014. **59**(13): p. 3575.
58. Suchowerska, N., et al., *Perturbation of radiotherapy beams by radiographic film: measurements and Monte Carlo simulations*. Phys Med Biol, 1999. **44**(7): p. 1755-65.
59. Rink, A., et al., *Temperature and hydration effects on absorbance spectra and radiation sensitivity of a radiochromic medium*. Med Phys, 2008. **35**(10): p. 4545-55.
60. Bouchard, H., et al., *On the characterization and uncertainty analysis of radiochromic film dosimetry*. Med Phys, 2009. **36**(6): p. 1931-46.
61. van Battum, L.J., et al., *Accurate dosimetry with GafChromic EBT film of a 6 MV photon beam in water: what level is achievable?* Med Phys, 2008. **35**(2): p. 704-16.
62. Sorriaux, J., et al., *Evaluation of Gafchromic® EBT3 films characteristics in therapy photon, electron and proton beams*. Phys Med, 2013. **29**(6): p. 599-606.
63. Poppinga, D., et al., *A new correction method serving to eliminate the parabola effect of flatbed scanners used in radiochromic film dosimetry*. Med Phys, 2014. **41**(2): p. 021707.
64. Lynch, B.D., et al., *Important considerations for radiochromic film dosimetry with flatbed CCD scanners and EBT GAFCHROMIC film*. Med Phys, 2006. **33**(12): p. 4551-6.
65. Ralston, A., et al., *Small field diode correction factors derived using an air core fibre optic scintillation dosimeter and EBT2 film*. Phys Med Biol, 2012. **57**(9): p. 2587.
66. Underwood, T.S.A., et al., *Validation of a prototype DiodeAir for small field dosimetry*. Phys Med Biol, 2015. **60**(7): p. 2939.
67. Tyler, M.K., et al., *Characterization of small-field stereotactic radiosurgery beams with modern detectors*. Phys Med Biol, 2013. **58**(21): p. 7595.

68. Morales, J.E., et al., *An experimental extrapolation technique using the Gafchromic EBT3 film for relative output factor measurements in small x-ray fields*. Med Phys, 2016. **43**(8): p. 4687-4692.
69. Tyler, M.K., et al., *Small field detector correction factors: effects of the flattening filter for Elekta and Varian linear accelerators*. J Appl Clin Med Phys, 2016. **17**(3): p. 223-235.
70. Casanova Borca, V., et al., *Dosimetric characterization and use of GAFCHROMIC EBT3 film for IMRT dose verification*. J Appl Clin Med Phys, 2013. **14**.
71. Palmer, A.L., A. Nisbet, and D. Bradley, *Verification of high dose rate brachytherapy dose distributions with EBT3 Gafchromic film quality control techniques*. Phys Med Biol, 2013. **58**(3): p. 497-511.
72. Reynoso, F.J., et al., *Technical Note: Magnetic field effects on Gafchromic-film response in MR-IGRT*. Med Phys, 2016. **43**(12): p. 6552.
73. Delfs, B., et al., *Magnetic fields are causing small, but significant changes of the radiochromic EBT3 film response to 6 MV photons*. Phys Med Biol, 2018. **63**(3): p. 035028.
74. Massillon-JL, G., et al., *Energy Dependence of the New Gafchromic EBT3 Film: Dose Response Curves for 50 KV, 6 and 15 MV X-Ray Beams*. International Journal of Medical Physics, Clinical Engineering and Radiation Oncology, 2012. **1**(2): p. 60-65.
75. Butson, M.J., T. Cheung, and P.K. Yu, *Weak energy dependence of EBT gafchromic film dose response in the 50 kVp-10 MVp X-ray range*. Appl Radiat Isot, 2006. **64**(1): p. 60-2.
76. Kry, S.F., et al., *AAPM TG 158: Measurement and calculation of doses outside the treated volume from external-beam radiation therapy*. Med Phys, 2017. **44**(10): p. e391-e429.
77. Sorriaux, J., et al., *Evaluation of Gafchromic(R) EBT3 films characteristics in therapy photon, electron and proton beams*. Phys Med, 2013. **29**.
78. Micke, A., D.F. Lewis, and X. Yu, *Multichannel film dosimetry with nonuniformity correction*. Med Phys, 2011. **38**(5): p. 2523-34.
79. 6814-2:2000-07, D., *Begriffe in der radiologischen Technik - Teil 2: Strahlungsphysik*. 1997.
80. 6814-3:2016-08, D., *Begriffe in der radiologischen Technik - Teil 3: Dosimetrie*. 2016.
81. Sauer, O.A. and J. Wilbert, *Measurement of output factors for small photon beams*. Med Phys, 2007. **34**(6): p. 1983-8.
82. Alfonso, R., et al., *A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields*. Med Phys, 2008. **35**(11): p. 5179-86.
83. Bouchard, H., et al., *Detector dose response in megavoltage small photon beams. I. Theoretical concepts*. Med Phys, 2015. **42**(10): p. 6033-47.
84. Das, I.J., G.X. Ding, and A. Ahnesjö, *Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry*. Medical Physics, 2008. **35**(1): p. 206-215.
85. Papaconstadopoulos, P., F. Tessier, and J. Seuntjens, *On the correction, perturbation and modification of small field detectors in relative dosimetry*. Phys Med Biol, 2014. **59**(19): p. 5937.
86. Bassinet, C., et al., *Small fields output factors measurements and correction factors determination for several detectors for a CyberKnife(R) and linear accelerators equipped with microMLC and circular cones*. Med Phys, 2013. **40**(7): p. 071725.
87. Lárraga-Gutiérrez, J.M., et al., *Properties of a commercial PTW-60019 synthetic diamond detector for the dosimetry of small radiotherapy beams*. Phys Med Biol, 2015. **60**(2): p. 905.
88. Underwood, T.S.A., et al., *Application of the Exradin W1 scintillator to determine Ediode 60017 and microDiamond 60019 correction factors for relative dosimetry within small MV and FFF fields*. Phys Med Biol, 2015. **60**(17): p. 6669.
89. Benmakhlof, H., J. Sempau, and P. Andreo, *Output correction factors for nine small field detectors in 6 MV radiation therapy photon beams: a PENELOPE Monte Carlo study*. Med Phys, 2014. **41**(4): p. 041711.
90. Bjärngård, B.E. and R.L. Siddon, *A note on equivalent circles, squares, and rectangles*. Med Phys, 1982. **9**(2): p. 258-260.

91. Siddon, R.L., J.K. Dewynngaert, and B.E. Bjärngard, *Scatter integration with right triangular fields*. Med Phys, 1985. **12**(2): p. 229-231.
92. Sterling, T.D., H. Perry, and L. Katz, *Automation of radiation treatment planning. IV. Derivation of a mathematical expression for the per cent depth dose surface of Cobalt 60 beams and visualisation of multiple field dose distributions*. Br J Radiol, 1964. **37**: p. 544-50.
93. Cranmer-Sargison, G., et al., *A methodological approach to reporting corrected small field relative outputs*. Radiother Oncol, 2013. **109**(3): p. 350-355.
94. Jurado-Bruggeman, D., et al., *Multi-centre audit of VMAT planning and pre-treatment verification*. Radiother Oncol, 2017. **124**(2): p. 302-310.
95. Song, J.H., et al., *Dosimetric verification by using the ArcCHECK system and 3DVH software for various target sizes*. PLoS One, 2015. **10**(3): p. e0119937.
96. Chofor, N., et al., *Low-energy photons in high-energy photon fields--Monte Carlo generated spectra and a new descriptive parameter*. Z Med Phys, 2011. **21**(3): p. 183-97.
97. Pappas, E., et al., *Experimental determination of the effect of detector size on profile measurements in narrow photon beams*. Med Phys, 2006. **33**(10): p. 3700-3710.
98. Looe, H.K., D. Harder, and B. Poppe, *Understanding the lateral dose response functions of high-resolution photon detectors by reverse Monte Carlo and deconvolution analysis*. Phys Med Biol, 2015. **60**(16): p. 6585-607.
99. Poppinga, D., et al., *Experimental determination of the lateral dose response functions of detectors to be applied in the measurement of narrow photon-beam dose profiles*. Phys Med Biol, 2015. **60**(24): p. 9421.
100. Francescon, P., et al., *Variation of $k_{Q,clin}$, $Q_{msr,clin}$, f_{msr} for the small-field dosimetric parameters percentage depth dose, tissue-maximum ratio, and off-axis ratio*. Med Phys, 2014. **41**(10): p. 101708.
101. Francescon, P., et al., *Monte Carlo simulated corrections for beam commissioning measurements with circular and MLC shaped fields on the CyberKnife M6 System: a study including diode, microchamber, point scintillator, and synthetic microdiamond detectors*. Phys Med Biol, 2017. **62**(3): p. 1076-1095.
102. LaRiviere, P.D., *Surface dose from 6 MV photon interactions in air*. Phys Med Biol, 1983. **28**(3): p. 285.
103. Nilsson, B., *Electron contamination from different materials in high energy photon beams*. Phys Med Biol, 1985. **30**(2): p. 139-51.
104. Beauvais, H., A. Bridier, and A. Dutreix, *Characteristics of contamination electrons in high energy photon beams*. Radiother Oncol, 1993. **29**(3): p. 308-316.
105. Gerbi, B.J. and F.M. Khan, *Measurement of dose in the buildup region using fixed-separation plane-parallel ionization chambers*. Med Phys, 1990. **17**(1): p. 17-26.
106. O'Shea, E. and P. McCavana, *Review of surface dose detectors in radiotherapy*. Journal of Radiotherapy in Practice, 2006. **3**(2): p. 69-76.
107. Das, I.J., et al., *Accelerator beam data commissioning equipment and procedures: Report of the TG-106 of the Therapy Physics Committee of the AAPM*. Med Phys, 2008. **35**(9): p. 4186-4215.
108. Gerbi, B.J. and F.M. Khan, *The polarity effect for commercially available plane-parallel ionization chambers*. Med Phys, 1987. **14**(2): p. 210-5.
109. Abdel-Rahman, W., et al., *Validation of Monte Carlo calculated surface doses for megavoltage photon beams*. Med Phys, 2005. **32**(1): p. 286-98.
110. Ding, G.X., *Dose discrepancies between Monte Carlo calculations and measurements in the buildup region for a high-energy photon beam*. Med Phys, 2002. **29**(11): p. 2459-63.
111. Bielajew, A.F., *The effect of strong longitudinal magnetic fields on dose deposition from electron and photon beams*. Med Phys, 1993. **20**(4): p. 1171-9.

112. Jette, D., *Magnetic fields with photon beams: dose calculation using electron multiple-scattering theory*. Med Phys, 2000. **27**(8): p. 1705-16.
113. Bostick, W.H., *Possible Techniques in Direct-Electron-Beam Tumor Therapy*. Phys. Rev., 1950. **77**(4): p. 564-565.
114. Raaymakers, B.W., et al., *Integrating a 1.5 T MRI scanner with a 6 MV accelerator: proof of concept*. Phys Med Biol, 2009. **54**(12): p. N229-N237.
115. Kolling, S., B. Oborn, and P. Keall, *Impact of the MLC on the MRI field distortion of a prototype MRI-linac*. Med Phys, 2013. **40**(12): p. 121705.
116. Fallone, B.G., et al., *First MR images obtained during megavoltage photon irradiation from a prototype integrated linac-MR system*. Med Phys, 2009. **36**(6): p. 2084-8.
117. Mutic, S., et al., *The Design and Implementation of a Novel Compact Linear Accelerator-Based Magnetic Resonance Imaging-Guided Radiation Therapy (MR-IGRT) System*. International Journal of Radiation Oncology • Biology • Physics, 2016. **96**(2): p. E641.
118. Lagendijk, J.J., et al., *MR guidance in radiotherapy*. Phys Med Biol, 2014. **59**(21): p. R349.
119. Demtröder, W., *Experimentalphysik II, Elektrizität und Optik*. 7 ed. 2017, Berlin: Springer.
120. Raaijmakers, A.J.E., B.W. Raaymakers, and J.J.W. Lagendijk, *Integrating a MRI scanner with a 6 MV radiotherapy accelerator: dose increase at tissue-air interfaces in a lateral magnetic field due to returning electrons*. Phys Med Biol, 2005. **50**(7): p. 1363.
121. Raaymakers, B.W., et al., *Integrating a MRI scanner with a 6 MV radiotherapy accelerator: dose deposition in a transverse magnetic field*. Phys Med Biol, 2004. **49**(17): p. 4109.
122. O'Brien, D.J., et al., *Reference dosimetry in magnetic fields: formalism and ionization chamber correction factors*. Med Phys, 2016. **43**(8): p. 4915.
123. Meijsing, I., et al., *Dosimetry for the MRI accelerator: the impact of a magnetic field on the response of a Farmer NE2571 ionization chamber*. Phys Med Biol, 2009. **54**(10): p. 2993.
124. Stefanowicz, S., et al., *Dosimetry in clinical static magnetic fields using plastic scintillation detectors*. Radiation Measurements, 2013. **56**: p. 357-360.
125. O'Brien Daniel, J., et al., *Relative dosimetry with an MR-linac: Response of ion chambers, diamond, and diode detectors for off-axis, depth dose, and output factor measurements*. Med Phys, 2017. **45**(2): p. 884-897.
126. Spindeldreier, C.K., et al., *Radiation dosimetry in magnetic fields with Farmer-type ionization chambers: determination of magnetic field correction factors for different magnetic field strengths and field orientations*. Phys Med Biol, 2017. **62**(16): p. 6708.
127. Reynolds, M., B.G. Fallone, and S. Rathee, *Technical Note: Response measurement for select radiation detectors in magnetic fields*. Med Phys, 2015. **42**(6): p. 2837-2840.
128. Reynolds, M., B.G. Fallone, and S. Rathee, *Dose response of selected solid state detectors in applied homogeneous transverse and longitudinal magnetic fields*. Med Phys, 2014. **41**(9): p. 092103.
129. Reynolds, M., B.G. Fallone, and S. Rathee, *Dose response of selected ion chambers in applied homogeneous transverse and longitudinal magnetic fields*. Med Phys, 2013. **40**(4): p. 042102.
130. Agnew, J., et al., *Quantification of static magnetic field effects on radiotherapy ionization chambers*. Phys Med Biol, 2017. **62**(5): p. 1731-1743.
131. Smit, K., et al., *Relative dosimetry in a 1.5 T magnetic field: an MR-linac compatible prototype scanning water phantom*. Phys Med Biol, 2014. **59**(15): p. 4099-109.
132. Raaijmakers, A.J.E., B.W. Raaymakers, and J.J.W. Lagendijk, *Experimental verification of magnetic field dose effects for the MRI-accelerator*. Phys Med Biol, 2007. **52**(14): p. 4283.
133. Lee, H.J., et al., *Investigation of magnetic field effects on the dose-response of 3D dosimeters for magnetic resonance - image guided radiation therapy applications*. Radiother Oncol, 2017. **125**(3): p. 426-432.
134. Gallas, R.R., et al., *Towards alanine/ESR as a secondary standard for dosimetry in magnetic fields*. Biomed. Eng.-Biomed. Tech., 2017. **62**(s1): p. 298-300.

135. Baldock, C., et al., *Topical Review: Polymer gel dosimetry*. Phys Med Biol, 2010. **55**(5): p. R1-R63.
136. Keyvanloo, A., et al., *Skin dose in longitudinal and transverse linac-MRIs using Monte Carlo and realistic 3D MRI field models*. Med Phys, 2012. **39**(10): p. 6509-21.
137. Looe, H.K., et al., *Magnetic field influences on the lateral dose response functions of photon-beam detectors: MC study of wall-less water-filled detectors with various densities*. Phys Med Biol, 2017. **62**(12): p. 5131.
138. Dieterich, S. and G.W. Sherouse, *Experimental comparison of seven commercial dosimetry diodes for measurement of stereotactic radiosurgery cone factors*. Med Phys, 2011. **38**(7): p. 4166-73.
139. van Battum, L.J., et al., *How flatbed scanners upset accurate film dosimetry*. Phys Med Biol, 2016. **61**(2): p. 625-49.
140. Paelinck, L., W. De Neve, and C. De Wagter, *Precautions and strategies in using a commercial flatbed scanner for radiochromic film dosimetry*. Phys Med Biol, 2007. **52**(1): p. 231-42.
141. Lewis, D., et al., *An efficient protocol for radiochromic film dosimetry combining calibration and measurement in a single scan*. Med Phys, 2012. **39**(10): p. 6339-50.
142. Herzog, B., *Dosimetrie im Aufbaubereich von kleinen hochenergetischen Photonenfeldern*. 2017, Masterarbeit an der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg.
143. Looe, H.K., et al., *The dose response functions of ionization chambers in photon dosimetry - Gaussian or non-Gaussian?* Z Med Phys, 2013. **23**(2): p. 129-43.
144. Sauer, O.A. and J. Wilbert, *Functional representation of tissue phantom ratios for photon fields*. Med Phys, 2009. **36**(12): p. 5444-5450.
145. Sarkar, V., et al., *Percent depth-dose distribution discrepancies from very small volume ion chambers*. J Appl Clin Med Phys, 2015. **16**(2): p. 432-442.
146. Sheikh-Bagheri, D. and D.W. Rogers, *Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code*. Med Phys, 2002. **29**(3): p. 391-402.
147. Syme, A., et al., *Relative biological damage and electron fluence in and out of a 6 MV photon field*. Phys Med Biol, 2009. **54**(21): p. 6623-33.
148. Yin, Z., R.P. Hugtenburg, and A.H. Beddoe, *Response corrections for solid-state detectors in megavoltage photon dosimetry*. Phys Med Biol, 2004. **49**(16): p. 3691-702.
149. Toussaint, A., et al., *Variability in spine radiosurgery treatment planning – results of an international multi-institutional study*. Radiat Oncol, 2016. **11**: p. 57.
150. Spickermann, H., *Prüfung des 3D Dosismoduls des ArcCHECK-Zylinder-Messphantoms*. 2017, Masterarbeit an der Technischen Universität Ilmenau.
151. Spickermann, H., S. Wegener, and O.A. Sauer, *Evaluation of the reconstructed dose from the three-dimensional dose module of a helical diode array: Factors of influence and error detection*. Phys Med Biol, 2019. **64**(1): p. 015010.
152. Ciancaglioni, I., et al., *Dosimetric characterization of a synthetic single crystal diamond detector in clinical radiation therapy small photon beams*. Med Phys, 2012. **39**(7): p. 4493-501.
153. Chalkley, A. and G. Heyes, *Evaluation of a synthetic single-crystal diamond detector for relative dosimetry measurements on a CyberKnife™*. The British Journal of Radiology, 2014. **87**(1035): p. 20130768.
154. Westermark, M., et al., *Comparative dosimetry in narrow high-energy photon beams*. Phys Med Biol, 2000. **45**(3): p. 685-702.
155. Yarahmadi, M., S. Wegener, and O.A. Sauer, *Energy and field size dependence of a silicon diode designed for small-field dosimetry*. Med Phys, 2017. **44**(5): p. 1958-1964.
156. Cranmer-Sargison, G., et al., *Monte Carlo modelling of diode detectors for small field MV photon dosimetry: detector model simplification and the sensitivity of correction factors to source parameterization*. Phys Med Biol, 2012. **57**(16): p. 5141-53.
157. Huet, C., et al., *Study of commercial detector responses in non-equilibrium small photon fields of a 1000 MU/min CyberKnife system*. Phys Med, 2016. **32**(6): p. 818-825.

158. Moignier, C., C. Huet, and L. Makovicka, *Determination of the KQclinclin, Qmsr fmsr correction factors for detectors used with an 800 MU/min CyberKnife((R)) system equipped with fixed collimators and a study of detector response to small photon beams using a Monte Carlo method.* Med Phys, 2014. **41**(7): p. 071702.
159. Gonzalez-Castano, D.M., et al., *The determination of beam quality correction factors: Monte Carlo simulations and measurements.* Phys Med Biol, 2009. **54**(15): p. 4723-41.
160. Hill, R., et al., *An evaluation of ionization chambers for the relative dosimetry of kilovoltage x-ray beams.* Med Phys, 2009. **36**(9): p. 3971-81.
161. Garcia-Vicente, F., J.M. Delgado, and C. Peraza, *Experimental determination of the convolution kernel for the study of the spatial response of a detector.* Med Phys, 1998. **25**(2): p. 202-7.
162. Barraclough, B., et al., *Technical Note: Impact of the geometry dependence of the ion chamber detector response function on a convolution-based method to address the volume averaging effect.* Med Phys, 2016. **43**(5): p. 2081.
163. Muir, B.R. and D.W.O. Rogers, *The central electrode correction factor for high-Z electrodes in small ionization chambers.* Med Phys, 2011. **38**(2): p. 1081-1088.
164. Ma, C. and A.E. Nahum, *Effect of size and composition of the central electrode on the response of cylindrical ionization chambers in high-energy photon and electron beams.* Physics in Medicine & Biology, 1993. **38**(2): p. 267.
165. Siebers, J.V., J.D. Ververs, and F. Tessier, *Quantitative ionization chamber alignment to a water surface: Theory and simulation.* Med Phys, 2017. **44**(7): p. 3794-3804.
166. Ververs, J.D., M.R. McEwen, and J.V. Siebers, *Quantitative ionization chamber alignment to a water surface: Performance of multiple chambers.* Med Phys, 2017. **44**(7): p. 3839-3847.
167. Johns, H.E., N. Aspin, and R.G. Baker, *Currents Induced in the Dielectrics of Ionization Chambers through the Action of High-Energy Radiation.* Radiation Research, 1958. **9**(6): p. 573-588.
168. Biggs, P.J. and C.C. Ling, *Electrons as the cause of the observed dmax shift with field size in high energy photon beams.* Med Phys, 1979. **6**(4): p. 291-295.
169. Keyvanloo, A., et al., *Skin dose in longitudinal and transverse linac-MRIs using Monte Carlo and realistic 3D MRI field models.* Med Phys, 2012. **39**(10): p. 6509-6521.
170. Kim, A., et al., *Magnetic field dose effects on different radiation beam geometries for hypofractionated partial breast irradiation.* J Appl Clin Med Phys, 2017. **18**(6): p. 62-70.
171. Griessbach, I., et al., *Dosimetric characteristics of a new unshielded silicon diode and its application in clinical photon and electron beams.* Med Phys, 2005. **32**(12): p. 3750-4.
172. Scherf, C., et al., *Silicon Diodes as an Alternative to Diamond Detectors for Depth Dose Curves and Profile Measurements of Photon and Electron Radiation.* Strahlentherapie und Onkologie, 2009. **185**(8): p. 530-536.

Abkürzungsverzeichnis

AB	Profilorientierung von der A- zur B-Seite des Beschleunigers, auch "crossplane"
CC	compact chamber, Kompaktkammer, Namensbestandteil der Detektoren von iba
CVD	chemical vapour deposition, Chemische Gasphasenabscheidung
DIN	Deutsches Institut für Normung e.V.
dpi	dots per inch, Maß für die Auflösung
EBT2	Eigenname, Dosimetriefilm, Vorgänger des EBT3-Films
EBT3	Eigenname, Dosimetriefilm der Firma Ashland
EBT-XD	Eigenname, Dosimetriefilm der Firma Ashland für einen größeren Dosisbereich als EBT3
EDGE	Eigenname, Detektor der Firma Sun Nuclear
EID	electrometer-isocenter-distance, Elektrometer-Isozentrum-Abstand
EPOM	effective point of measurement, effektiver Messpunkt
ERE	electron return effect
FC	Farmer chamber, Farmerkammer, Namensbestandteil der Detektoren von iba
FWHM	Full Width at Half Maximum, Halbwertsbreite
GT	Profilorientierung von Gun zum Target des Beschleunigers, auch "inplane"
IAEA	International Atomic Energy Agency
iba	Eigenname, Hersteller von Dosimetrieprodukten
LiPCDA	Lithium-pentacosa-10,12-diyonate, Farbstoff
MLC	multileaf collimator, Multileafkollimator
MR	magnetic resonance, Magnetresonanz
MR-Linac	MR-linear accelerator, MR-Linearbeschleuniger, kombiniertes MR und Bestrahlungsgerät

112 Abkürzungsverzeichnis

MU	monitor units, Monitoreinheiten
OSL	Optisch Stimulierte Lumineszenz
PFD	Photon diode field detector, Photonendetektor der Firma Wellhöfer/iba
PMMA	Polymethylmethacrylat
PPC	plane parallel chamber, Flachkammer, Namensbestandteil der Detektoren von iba
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
PTW	Eigenname, Physikalisch-Technische Werkstätten, Hersteller von Dosimetrieprodukten
QA	quality assurance, Qualitätssicherung
SDD	source-detector distance, Quelle-Detektor-Abstand
SFD	stereotactic field detector, Stereotaxie-Diode der Firma Wellhöfer/iba
SSD	source-surface distance, Quelle-Oberflächen-Abstand
tif	tagged image file, Dateiformat
TLD	Thermolumineszenzdosimeter
TPR	tissue-phantom ratio, Gewebephantomverhältnis
TRS-398	Technical Report Series der IAEA, Dosimetrieprotokoll
TRS-483	Technical Report Series der IAEA, Dosimetrieprotokoll für kleine Felder
T-REF	Eigenname, Transmissionsdetektor der Firma PTW
VMAT	volumetric modulated arc therapy, modulierte Rotations-Strahlentherapie

Anhang

Publikationsliste

1. S. Wegener and O.A. Sauer, Separation of scatter from small MV beams and its effect on detector response. *Med Phys* 44, 1139-1148 (2017).
2. M. Yarahmadi, S. Wegener, and O.A. Sauer, Energy and field size dependence of a silicon diode designed for small-field dosimetry. *Med Phys* 44, 1958-1964 (2017).
3. K. Bratengeier, B. Herzog, S. Wegener, and K. Holubyev, Finer leaf resolution and steeper beam edges using a virtual isocentre in concurrence to PTV-shaped collimators in standard distance – a planning study. *Radiat Oncol* 12, 88 (2017).
4. B. Casar, M. Pasler, S. Wegener, D. Hoffman, C. Talamonti, J. Qian, I. Mendez, D. Brojan, M. Kusters, R. Canters, S. Pallotta, P. Peterlin, Influence of the Integral Quality Monitor transmission detector on high energy photon beams: A multi-centre study. *Z Med Phys* 27, 232-242 (2017).
5. S. Wegener and O.A. Sauer, Energy response corrections for profile measurements using a combination of different detector types. *Med Phys* 45, 898-907 (2018).
6. S. Wegener, S. Weick and O.A. Sauer, Influence of a transverse magnetic field on the response of different detectors in a high energy photon beam near the surface, *Zeitschrift für Medizinische Physik* 29, 22-30 (2019).
7. S. Wegener and O.A. Sauer, Electrometer offset current due to scattered radiation. *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 19, 274-281 (2018).
8. G. Razinskas, S. Wegener, J. Greber, and O.A. Sauer, Sensitivity of the IQM transmission detector to errors of VMAT plans. *Med Phys* 45, 5622-5630 (2018).
9. K. Bratengeier, S. Wegener, K. Holubyev, Steeper dose gradients resulting from reduced source to target distance - a planning system independent study. *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 20, 89-100 (2019).
10. H. Spickermann, S. Wegener and O.A. Sauer, Evaluation of the reconstructed dose from the three-dimensional dose module of a helical diode array: Factors of influence and error detection. *Phys Med Biol* 64, 015010 (2019).

11. S. Wegener, B. Herzog and O.A. Sauer, Detector response in the build-up region of small MV fields (submitted to Medical Physics).
12. S. Wegener and O.A. Sauer, The effective point of measurement for depth-dose measurements in small MV photon beams with different detectors (submitted to Medical Physics).

Konferenzbeiträge und Vorträge

1. S. Wegener und O.A. Sauer, *Laterales Ansprechvermögen unterschiedlicher kleinvolumiger Sonden*. 46. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik. 09.-12.09.2015, Marburg. (Poster)
2. S. Wegener and O.A. Sauer, *Separation of effects influencing detector response in small MV photon fields*. 18th International Conference on Solid State Dosimetry. 03.-08.07.2016, München. (Poster)
3. S. Wegener and O.A. Sauer. *Separating effects influencing detector response in small MV photon fields*. AAPM Annual Meeting, 31.07.-04.08.2016, Washington D.C., USA. (Poster)
4. S. Wegener, B. Herzog, and O.A. Sauer. *Does a head-mounted ionization chamber detect IMRT errors?*. AAPM Annual Meeting, 31.07.-04.08.2016, Washington D.C., USA. (Poster)
5. O.A. Sauer, S. Wegener, and F. Exner. *On the Determination of Equivalent Squares for Rectangular Small MV Photon Fields*. AAPM Annual Meeting, Washington D.C., 31.07.-04.08.2016, USA.
6. S. Wegener, S. Weick, S. Wintzheimer, M. Flentje, and O.A. Sauer. *Einfluss eines Magnetfeldes auf Tiefendosiskurven verschiedener Detektoren*. 47. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik, 07.- 10.09.2016, Würzburg. (Vortrag)
7. F. Exner, S. Wegener, and O.A. Sauer, *Bestimmung von Äquivalentquadraten für kleine, rechteckige Photonenfelder*. 47. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik, 07.-10.09.2016, Würzburg.
8. S. Fink, S. Wegener, and O.A. Sauer, *Implementierung der EPID-Dosimetrie und Validierung mit absichtlich fehlerbehafteten Plänen*. 47. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik, 07.-10.09.2016, Würzburg.
9. S. Wegener, A. Spiering, O.A. Sauer, *Arccheck und 3DVH QA*. Lunchsymposium der Firma SunNuclear anlässlich der 47. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik, 07.-10.09.2016, Würzburg. (Vortrag)
10. S. Wegener, A. Spiering, O.A. Sauer, *Comprehensive quality assurance test high precision teletherapy*. ESTRO 36, 05.-09.05.2017, Wien, Österreich. (Poster)

11. S. Wegener, O.A. Sauer, *Contributions to detector response in arbitrary photon fields*. ESTRO 36, 05.-09.05.2017, Wien, Österreich. (Poster)
12. S. Wegener, B. Herzog, O.A. Sauer, *IMRT plan QA with the IQM detector*, in-booth talk in der Industrieausstellung für iRT Systems, ESTRO 36, 05.-09.05.2017, Wien, Österreich. (Vortrag)
13. S. Wegener, O.A. Sauer, *Clinical Workflow Using Both Phantom-Based and DVH-Based QA Solutions*, in-booth talk in der Industrieausstellung für Sun Nuclear, ESTRO 36, 05.-09.05.2017, Wien, Österreich. (Vortrag)
14. S. Wegener, A. Spiering und O.A. Sauer, *Qualitätssicherung an einem Linac für stereotaktische und bildgeführte Strahlentherapie*, Treffen der DGMP-Arbeitskreise für Stereotaxie und Computer in der Radioonkologie, 22.-23.05.2017, Köln. (Vortrag).
15. S. Wegener, O.A. Sauer. *Evaluation of the performance of the Integral Quality Monitor*. 48. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik, 10.-13.09.2017, Dresden. (Vortrag)
16. B. Herzog, S. Wegener, O.A. Sauer, *Detector response in the build-up region of small 6MV photon fields*. 48. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik, 10.-13.09.2017, Dresden.
17. H. Spickermann, S. Wegener, O.A. Sauer, *Evaluation of the ArcCHECK 3DVH-module*. 48. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik, 10.-13.09.2017 Dresden.
18. K. Bratengeier, S. Wegener, B. Herzog, *Distance-dependent penumbra and MLC-width: new insights in determinants of healthy tissue sparing in stereotactic irradiation*. 48. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik, 10.-13.09.2017, Dresden.
19. S. Wegener, O.A. Sauer, *Assessment of factors contributing to detector-response in high-energy photon fields*, International Conference on Monte Carlo Techniques for Medical Applications, 15.-18.10.2017, Neapel, Italien. (Poster)
20. S. Wegener, O.A. Sauer, *Improving the measurement of dose profiles using a combination of two detector types*, DPG-Frühjahrestagung, 19.-23.03.2018, Würzburg. (Vortrag)

21. S. Wegener und O.A. Sauer, *Die Bestimmung des effektiven Messpunktes von Ionisationskammern*, Treffen der DGMP-Arbeitskreise Klinische Dosimetrie und Stereotaxie, 16.-17.04.2018, Münster. (Vortrag)
22. S. Wegener, H. Spickermann, O.A. Sauer, *Auf dem Weg zur 3D-Planverifikation mit Polymergelen*, Treffen der DGMP-Arbeitskreise Klinische Dosimetrie und Stereotaxie, 16.-17.04.2018, Münster. (Vortrag)
23. S. Wegener, O.A. Sauer, *Folgen des Einflusses von Streustrahlung auf interne Elektrometer bei Messung mit kleinvolumigen Ionisationskammern*, 24. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Radioonkologie, 21.-24.06.2018, Leipzig. (Poster)
24. S. Wegener, *Strahlentherapie – Die Dosis macht's*, Vortragsreihe der Graduate Schools der Universität Würzburg, Landesgartenschau 2018, 09.08.2018, Würzburg. (Vortrag)

Lebenslauf

Diese Seite enthält persönliche Daten. Sie ist deshalb nicht Bestandteil der Online-Veröffentlichung.

Affidavit

I hereby confirm that my thesis entitled *Dosimetry in non-equilibrium situations* is the result of my own work. I did not receive any help or support from commercial consultants. All sources and / or materials applied are listed and specified in the thesis.

Furthermore, I confirm that this thesis has not yet been submitted as part of another examination process neither in identical nor in similar form.

Würzburg, 13.02.2019

Place, Date

Signature

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, die Dissertation *Dosimetrie unter Nicht-Gleichgewichtsbedingungen* eigenständig, d.h. insbesondere selbständig und ohne Hilfe eines kommerziellen Promotionsberaters, angefertigt und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Ich erkläre außerdem, dass die Dissertation weder in gleicher noch in ähnlicher Form bereits in einem anderen Prüfungsverfahren vorgelegen hat.

Würzburg, den 13.02.2019

Ort, Datum

Unterschrift

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle herzlich bei den zahlreichen Personen bedanken, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit auf vielfältige Weise unterstützt haben. Zunächst danke ich Herrn Prof. Sauer für die Möglichkeit dieses Projekt zu bearbeiten, für seine Impulse und ausführliche Diskussionen. Weiter danke ich Herrn Prof. Flentje für die temporäre Freistellung von Klinikaufgaben für die Forschung sowie die Möglichkeit, zahlreiche auch internationale Kongresse und Kurse zu besuchen, welche diese Arbeit vorangetrieben und ein Fundament für weitergehende Aktivitäten gelegt haben.

Herrn Prof. Laßmann und Herrn Dr. Kapsch danke ich für ihr Engagement in meinem Promotionskomitee und für die Bereitschaft zur Begutachtung meiner Arbeit. Herrn Dr. Kapsch und seinen Kollegen danke ich darüber hinaus besonders für die Möglichkeit, Messungen an der PTB durchzuführen.

Alle meine Kollegen haben mich jederzeit bei den unterschiedlichsten Fragen unterstützt. Besonderer Dank gilt dabei Raum 34 und 34a. Vor allem Herrn Dr. Schwab danke ich für den Support bei den Messmitteln und bei Fragen zu den Feinheiten der Dosimetrie. Eine sehr erfolgreiche Zusammenarbeit bestand auch mit unseren Masterstudentinnen. Frau Herzog trug im Rahmen ihrer Masterarbeit zum Verständnis des Ansprechens verschiedener Detektoren im Aufbaubereich bei, so dass ich auf ihre Ergebnisse – insbesondere zum Volumeneffekt – zurückgreifen konnte. Frau Spickermann zeigte im Rahmen ihrer Masterarbeit, dass die Erkenntnisse bezüglich der Detektorwahl auch in der praktischen Anwendung bei QA-Messungen im Phantom relevant sind.

Bei unserem Feinmechanikermeister Herrn Schmitt bedanke ich mich für die zahlreichen Sonderanfertigungen und Spezialbohrungen, die immer kurzfristig verfügbar waren.

Weiterhin danke ich iba Dosimetry und PTW-Freiburg für das Ausleihen verschiedener Detektoren, die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wurden.