## INAUGURAL-DISSERTATION

zur Erlangung der Doktorwürde

der Naturwissenschaftlich–Mathematischen Gesamtfakultät

> der Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

vorgelegt von Dipl.-Phys. Rüdiger Hofmann aus Wiesbaden

Tag der mündlichen Prüfung: 28. Mai 2003

# Ein System zur Online-Qualitätssicherung in der Strahlentherapie

Gutachter: Prof. Dr. Günther H. Hartmann Prof. Dr. Josef Bille

#### Zusammenfassung

#### Ein System zur Online-Qualitätssicherung in der Strahlentherapie

In dieser Arbeit wird ein neuartiges System zur Kontrolle der Lamellenpositionen in einem Multi-Leaf-Kollimator (ModuLeaf MLC, MRC Systems, Heidelberg) für die intensitätsmodulierte Strahlentherapie (IMRT) vorgestellt. Eine in 400 Kanäle segmentierte flüssigkeitsgefüllte Ionisationskammer erreicht eine Ortsauflösung besser als 1 mm, bezogen auf das Isozentrum, in der Bewegungsrichtung der Lamellen, mit der die Form der Kollimatoröffnung in Echtzeit kontrolliert werden kann. Die Ionisationskammer wurde in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) entwickelt und gebaut.

Weitere Untersuchungen wurden angestellt, um eine geeignete Flüssigkeit als sensitives Medium der Ionisationskammer zu finden. Eine geeignete Elektronik, mit der die Kammersignale (wenige nA) gemessen werden können und eine passende Datenauslese wurden zusammengestellt. Das Potential des Systems zur Verbesserung der Qualitätssicherung in der IMRT wird diskutiert.

#### Abstract

#### A system for online quality assurance in radiation therapy

This thesis introduces a new technique to verify the leaf position of multi leaf collimators (ModuLeaf MLC, MRC Systems, Heidelberg) for intensity modulated radiation therapy (IMRT) during beam delivery. The system is based on a liquid filled ionisation chamber which is segmentated into 400 channels. The device is able to resolve a spatial resolution better than 1 mm (at isocentre, in the direction of the leaf travel). It is possible to check the leaf position in realtime using this system. The chamber was constructed and built in cooperation with the research center in Karlsruhe (FZK).

Further investigations aim to find a liquid as a sensitive medium for the ionisation chamber. A suitable set of electronics to measure the signals of the chamber (currents of a few nA) and to read out the data was arranged. The potential for improvement of the quality assurance in IMRT of the new device is discussed.

# Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung				1	
	1.1	Strahle	ahlentherapie		
	1.2 Ziele dieser Arbeit				
<b>2</b>	Mat	erial und Methoden			5
	2.1	Bestra	ahlungsanlagen		
		2.1.1	Gammal	bestrahlungseinrichtungen	5
		2.1.2	Linearbe	eschleuniger	6
		2.1.3	Strahlen	feldeigenschaften	6
2.2 Multi–Leaf–Kollimatoren			limatoren	7	
2.2.1 Aufbau					8
		2.2.2	Der Moo	luLeaf–MLC und seine dosimetrischen Eigenschaften	9
2.3 Dosimetrie				11	
		2.3.1	Meßmet	hoden	12
2.4		Ionisation in Luft			13
		2.4.1	Behandl	ung des Rekombinationseffektes bei Gasen	14
	2.5	Ionisat	onisation in Flüssigkeiten		
		2.5.1 Signalentstehung in einer flüssigkeitsgefüllten Ionisationskamm			
			2.5.1.1	Anfangsrekombination — Die Onsager–Theorie	18
			2.5.1.2	Kolonnenrekombination	20
			2.5.1.3	Volumenrekombination	21
			2.5.1.4	Signaleffizienz für flüssigkeitsgefüllte Ionisationskammern	21
		2.5.2	Ionisationseigenschaften der verwendeten Flüssigkeiten		
			2.5.2.1	Einflüsse von elektronegativen Verunreinigungen	22
			2.5.2.2	Änderung des elektrischen Feldes durch Raumladungen	23
			2.5.2.3	Dosisleistungsabhängigkeit	23
	2.6	Die segmentierte Ionisationskammer			23

		2.6.1	Aufbau	24				
		2.6.2	Die Pad–Platine	25				
		2.6.3	Signalleitungen	26				
	2.7	Elektr	onik für den segmentierten Detektor	27				
		2.7.1	Recycling–integrator–Prinzip	27				
		2.7.2	Aufbau der Auslese–Elektronik	28				
	2.8	Softwa	vare					
	2.9	Durch	führung der Messungen	30				
		2.9.1	Messungen am Gammatron	30				
		2.9.2	Messungen am Linearbeschleuniger	32				
		2.9.3	Kalibrationsmessungen	33				
			2.9.3.1 Software	33				
			2.9.3.2 Elektronik	33				
3	$\mathbf{Erg}$	gebnisse						
	3.1	Softwarekalibration						
	3.2	Elektr	Elektronikkalibration					
	3.3	Flüssig	Flüssigkeiten-Vergleich					
		3.3.1	Ansprechverhalten	41				
		3.3.2	Reinheitsabhängigkeit	44				
		3.3.3	Dosisleistungsabhängigkeit	45				
		3.3.4	Fazit	45				
	3.4	Ortsau	ıflösung des Detektors	47				
		3.4.1	Geometrische Figuren	48				
		3.4.2	Gradient in $x$ -Richtung	52				
		3.4.3	Gradient in $y$ -Richtung	55				
	3.5	Vergleich mit filmdosimetrischen Messungen						
	3.6	Absorption						
	3.7	Positio	onierung der Ionisationskammer	61				
		3.7.1	xy-Position	61				
		3.7.2	Verkippungen	62				

## INHALTSVERZEICHNIS

4	$\mathbf{Dis}$	kussio	n und Au	ısblick	65
	4.1 Physik der Ionisationskammern $\hdots$		sationskammern	65	
	4.2	4.2 Möglichkeiten einer Online–Qualitätssicherung $\ldots \ldots \ldots \ldots$			66
		4.2.1	Vorhersa	gbarkeit der Kammersignale aus Planungsdaten	67
	4.3	Ausbl	icke		67
		4.3.1	Der näch	nste Prototyp	68
			4.3.1.1	Geometrisch korrekte Segmentierung	68
			4.3.1.2	Erweiterung auf 800 Kanäle	68
			4.3.1.3	Absorption durch den Detektor	68
		4.3.2	Software		69
			4.3.2.1	Triggerung vom LINAC	69
			4.3.2.2	Verwendung von LabVIEW RT	69
			4.3.2.3	Ist-Soll-Vergleich online	69
			4.3.2.4	Fernbedienung via Ethernet	69
5	$\mathbf{Zus}$	amme	nfassung		71
A	Que	ellcode	der Aus	lesesoftware	73
$\mathbf{A}$	bbild	lungsv	erzeichni	s	83
Τa	abelle	enverz	eichnis		85
Literaturverzeichnis					87
Da	Danksagung 9				

#### ix

## Kapitel 1

## Einleitung

Mit über 216.000 Fällen im Jahr 2000 sind bösartige Neubildungen (Krebs) die zweithäufigste Todesursache in Deutschland nach Herz- und Kreislauferkrankungen [Sta03]. In etwa 50 % aller Fälle ist in Deutschland die Therapie mit ionisierenden Strahlen Bestandteil der Behandlung von Tumorpatienten.

## 1.1 Strahlentherapie

Ziel der Strahlentherapie ist es, eine hohe Strahlendosis im Tumorgewebe — oder genauer gesagt in einem vom Arzt festgelegten Zielvolumen — zu applizieren und gleichzeitig die Strahlenbelastung des umliegenden Gewebes so gering wie möglich zu halten. Besondere Aufmerksamkeit gilt dabei den sogenannten Risikoorganen. So werden in der Strahlentherapie Gewebearten bezeichnet, die besonders vor Strahlung geschützt werden sollen, weil sie entweder besonders strahlenempfindlich sind (z.B. Gonaden) oder weil eine strahleninduzierte Komplikation hier zu besonders schwerwiegenden Nebenwirkungen führt (z.B. Herzmuskel).

In der konventionellen Strahlentherapie mit Photonen wird der Patient aus mehreren Richtungen bestrahlt, so daß sich die Strahlenfelder im Zielvolumen kreuzen und dort in der Summe eine höhere Dosis deponieren als im umliegenden, gesunden Gewebe. Besonders kompliziert sind Fälle, in denen das Zielvolumen konkave Konturen hat und Risikostrukturen zumindest teilweise umgibt. Eine einfache Anpassung der Umrisse des Strahlenfeldes an die äußeren Konturen des Zielvolumens reicht dann nicht mehr aus. Genauere Anpassung an solche Zielvolumen erreicht man nur durch eine zusätzliche Variation der Strahlenintensität in den einzelnen Strahlenfeldern [Bor98]. Man spricht dann von intensitätsmodulierter Strahlentherapie (engl. IMRT).

Der Begriff der Intensitätsmodulation kann in diesem Zusammenhang zu Mißverständnissen führen. Die Strahlungsintensität wird nicht im Sinne einer ortsabhängigen Veränderung der Bestrahlungsleistung variiert, vielmehr wird die Dosisverteilung im Strahlenfeld durch unterschiedlich lange Bestrahlungszeiten verschiedener Areale erreicht. Die Einschränkung des Strahlenfeldes auf diese Areale erfolgt mit beweglichen, ferngesteuerten Blendensystemen, die in Abschnitt 2.2 vorgestellt werden.

Es gibt im wesentlichen zwei unterschiedliche Methoden, die gewünschte, inhomogene Dosisverteilung zu erreichen. Bei der "step and shoot"–Technik werden nacheinander aus der gleichen Richtung mehrere, verschieden geformte Strahlenfelder verabreicht, die Blenden werden nur in kurzen Pausen zwischen zwei Bestrahlungsschritten bewegt. Bei der "sweeping window"–Methode wird eine Schlitzblende geformt und, in Geschwindigkeit und Form variabel, über das zu bestrahlende Areal gefahren. Da bei dieser Technik die Blende auch während der Bestrahlung bewegt wird, spricht man hier auch von dynamischer IMRT.

IMRT–Bestrahlungen erfordern einen höheren technischen Aufwand als konventionelle Strahlenbehandlungen. Durch die größere Komplexität nimmt die Zahl möglicher Fehler zu, so daß mit den therapeutischen Möglichkeiten auch die Anforderungen an die Qualitätssicherung des Gesamtsystems wachsen. Aktuelle Systeme bestimmen die Stellung der Blenden durch die mechanische Kopplung der beweglichen Blendenteile an Potentiometer. Der gemessene Widerstand gibt Aufschluß über die Blendenstellung. Da diese Methode keine direkte Messung einer Strahlungsgröße ist, wird jeder Bestrahlungsablauf vor der Anwendung am Patienten auf ein Phantom, einen dosimetrischen Meßkörper (siehe Abschnitt 2.3.1), angewendet, um eine Beziehung zwischen den gemessenen Widerständen und der verabreichten Strahlendosis herzustellen.

Eine weitere Möglichkeit zur Kontrolle der Dosis stellen die "portal imaging"–Systeme zur Verfügung [Par00, Boe96]. Hierbei wird der den Patienten durchdringende Strahlenanteil mit einem Detektor, der entweder in der Patientenliege oder an dem dem Strahlerkopf gegenüberliegenden Arm der Gantry (siehe Abschnitt 2.1) montiert ist, gemessen.

Im Falle des in die Patientenliege integrierten Detektors ändert sich der Winkel, in dem die Strahlung den Detektor trifft, mit der Richtung, aus der der Patient bestrahlt wird. Das führt zu einer Winkelabhängigkeit der Ortsauflösung. Bei horizontaler Einstrahlrichtung wird das "portal imaging"–System überhaupt nicht direkt getroffen. In jedem Fall aber stellt der zwischen Strahlenquelle und Detektor liegende Patient physikalisch betrachtet einen inhomogenen und variablen Absorber dar, dessen Einfluß auf die Meßwerte zum Beispiel aufgrund von Atembewegungen oder Positionierungsfehlern nur schwer abzuschätzen ist.

## 1.2 Ziele dieser Arbeit

Für die komplexen Positionierungen von Blenden–Systemen, mit denen IMRT durchgeführt wird, soll ein Monitorsystem entwickelt werden, das den Energiefluß zwischen dem Blendensystem und dem Patienten ortsaufgelöst und in Echtzeit darstellt.

Bisherige Verfahren messen diesen Energiefluß entweder hinter dem Patienten ("portal imaging"–Systeme), sind erst nach der Behandlung zugänglich (Filmdosimetrie) oder liefern nur mittelbare Meßwerte (mechanische Kontrolle der Blenden). Das in dieser Arbeit vorgestellte System soll die bisherige Qualitätssicherung bei der IMRT verbessern und ergänzen, vor allem auch im Hinblick auf die dynamische IMRT, bei der die Blenden während der Bestrahlung bewegt werden.

Dieses Ziel soll in mehreren Teilschritten erreicht werden:

- Für das Monitor–System soll ein geeigneter, ortsauflösender Detektor entwickelt werden. In Zusammenarbeit mit dem Institut für Kernphysik (IK) des Forschungszentrums Karlsruhe (FZK) wird eine segmentierte Ionisationskammer konstruiert, die im Gegensatz zu früheren Entwicklungen am DKFZ [Jac96] mit einer unpolaren Flüssigkeit als Nachweismedium arbeitet.
- Der Prototyp des Monitordetektor soll ausführlich getestet und optimiert werden.
- Die physikalischen Grundlagen dieses Detektors und seines Ansprechverhaltens sollen im Rahmen dieser Arbeit erörtert werden.
- Für den Betrieb des Detektors an einer Patientenbestrahlungsanlage soll eine passende Elektronik ausgewählt und aufgebaut werden, die die Detektorsignale in geeigneter Genauigkeit und Geschwindigkeit messen kann.
- Für den Test des Monitor–Systems soll eine Softwareumgebung entwickelt werden.
- Es soll eine gedankliche Grundlage zur Weiterentwicklung dieses Systems geschaffen werden.

## Kapitel 2

## Material und Methoden

In diesem Kapitel sollen die einzelnen Komponenten, die zur Realisierung des Projektes verwendet werden, sowie die grundlegenden physikalischen Rahmenbedingungen beschrieben und erörtert werden. Hierbei sind in den Abschnitten 2.1 und 2.2 zunächst die Komponenten einer modernen klinischen Bestrahlungsanlage dargestellt.

Abschnitt 2.3 beschäftigt sich mit den Grundlagen der Dosimetrie, bevor in den Abschnitten 2.4 und 2.5 die physikalischen Grundlagen der durchgeführten Messungen erörtert werden. Die Abschnitte 2.6 bis 2.8 schließlich behandeln die verwendeten Hardwarekomponenten von Detektor und Elektronik sowie die Software, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Die durchgeführten Messungen werden in Abschnitt 2.9 behandelt.

## 2.1 Bestrahlungsanlagen

Der überwiegende Teil der Tumor-Patienten, die in Deutschland eine Strahlentherapie erhalten, werden mit  $\gamma$ -Quanten behandelt. Diese hochenergetischen Photonen stammen entweder aus einer radioaktiven Quelle (meist <sup>60</sup>Co, siehe Abschnitt 2.1.1) oder werden durch den Beschuß eines Metall-Targets mit beschleunigten Elektronen (siehe Abschnitt 2.1.2) als Bremsstrahlung erzeugt.

### 2.1.1 Gammabestrahlungseinrichtungen

Gammabestrahlungsanlagen, wie etwa das Gammatron der Firma Siemens, sind Bestrahlungsgeräte, die mit einer radioaktiven  $\gamma$ -Quelle arbeiten. Im Falle des Gammatron wird hierzu <sup>60</sup>Co verwendet. Diese Quelle liefert  $\gamma$ -Strahlung mit einer Energie von 1,33 bzw. 1,17 MeV. Die Halbwertzeit von <sup>60</sup>Co beträgt 5,67 Jahre.

Die Quelle ist im Strahlerkopf in einer massiven Bleiabschirmung montiert, die für die Bestrahlung zum Patienten hin geöffnet wird. Der Strahlerkopf läßt sich mit Hilfe der sogenannten Gantry um die Längsachse der Patientenliege (in Ausgangsstellung) rotieren. Im Kreuzungspunkt aller dadurch möglichen Strahlrichtungen liegt das sogenannte Isozentrum der Bestrahlungsanlage. Das Isozentrum ist ein fester Punkt im Bestrahlungsraum, das den Ursprung des Raumkoordinatensystems für die Patientenbestrahlung festlegt. Als Isozentrumsebene bezeichnet man die Ebene, die das Isozentrum enthält und auf der die Linie vom Isozentrum zum Mittelpunkt der Strahlenquelle senkrecht steht. Die Lage der Isozentrumsebene ist vom Rotationswinkel der Gantry abhängig.

## 2.1.2 Linearbeschleuniger

Linearbeschleuniger oder kurz LINACs (für "LINear ACcellerator") sind heute die Standardgeräte für Strahlentherapie in den meisten Industrienationen. Es handelt sich dabei um Geräte, die durch den Beschuß eines Targets — in der Regel aus Wolfram mit beschleunigten Elektronen  $\gamma$ -Strahlung erzeugen. Außerdem bieten diese Geräte üblicherweise die Möglichkeit, den Patienten direkt mit Elektronen zu bestrahlen. Der Energiebereich dieser Beschleuniger liegt bei etwa 4 bis 25 MeV [Sch02a].

Die mit einem LINAC erzeugte  $\gamma$ -Strahlung unterscheidet sich in einigen wesentlichen Eigenschaften von der Strahlung einer radioaktiven Quelle, wie sie im Gammatron Anwendung findet. Statt des diskreten Spektrums radioaktiver Zerfälle wird am Target des Beschleunigers ein kontinuierliches Bremsstrahlungsspektrum mit einer Maximalenergie, die der Energie der beschleunigten Elektronen entspricht, emittiert. Weiterhin ist die Strahlung eines LINACs zeitlich nicht kontinuierlich, sondern gepulst, da auch der Elektronenbeschleuniger gepulst arbeitet. Typisch sind Pulsdauern von wenigen  $\mu$ s und Pulsfrequenzen zwischen 100 und 200 Hz.

Auch bei den meisten LINACs ist der Strahlerkopf in einer Gantry montiert und somit um den Patienten rotierbar.

### 2.1.3 Strahlenfeldeigenschaften

An dieser Stelle soll zunächst der Begriff des Strahlenfeldes, wie er in der medizinischen Anwendung gebraucht wird, erläutert werden, da sich dieser vom physikalisch üblichen Feld–Begriff grundlegend unterscheidet. Das Strahlenfeld bezeichnet hier eine Fläche, die von einer therapeutisch zu nutzenden Strahlung ausgeleuchtet wird. Für die Strahlentherapie werden Strahlenfelder gefordert, die die betreffende Fläche möglichst homogen mit Dosis belegen und die an den Feldrändern möglichst steil abfallen, d.h. die einen kleinen Halbschattenbereich aufweisen.

Therapeutische Strahlenfelder sind maximal etwa  $40 \times 40 \text{ cm}^2$  groß, bezogen auf den Abstand der Isozentrumsebene von der Strahlungsquelle. Die einzelnen Photonenspuren verlaufen nicht exakt parallel, sondern decken einen kleinen Raumwinkelbereich um die Linie Quellenmittelpunkt–Isozentrum ab. Diese Linie definiert auch die "Strahlrichtung", obwohl dieser Begriff aufgrund der Aufweitung des Feldes nicht ganz korrekt ist.

Den beiden in den Abschnitten 2.1.1 und 2.1.2 vorgestellten Typen von Bestrahlungsanlagen gemeinsam ist der prinzipielle Aufbau des Strahlerkopfes. In beiden Fällen liegt eine räumlich kleine Strahlenquelle vor, die aber im allgemeinen nicht als punktförmig idealisiert werden kann. Das hat Auswirkungen auf die Schärfe der Feldformen, die



Abbildung 2.1: Entstehung des Halbschattens bei Bestrahlungsanlagen mit ausgedehnter Quelle.

erzeugt werden können. Allerdings können sowohl die radioaktive Quelle des Gammatrons als auch der Brennfleck auf dem Target eines LINACs in eine rotationssymetrische ebene Quellverteilung umgerechnet werden [Föh01]. Die Breite p des Halbschattens im Abstand f zur Quellebene beträgt dann (siehe auch Abb. 2.1)

$$p = s \, \frac{f - f_c}{f_c} \,, \tag{2.1}$$

wobe<br/>isden Durchmesser der Strahlenquelle und <br/>  $f_c$ den Abstand zwischen Quellebene und Kollimator bezeichnen.

Weiterhin befinden sich in einem Strahlerkopf eines Linearbeschleunigers Ausgleichsfilter, die eine homogene Dosisverteilung über das maximale therapeutisch nutzbare Strahlenfeld erzeugen. Das vom Brennfleck auf dem Target ausgehende ungefilterte Feld ist in der Feldmitte deutlich stärker. Der Grund hierfür liegt in der Winkelverteilung der Bremsstrahlung, deren Maximum in Vorwärtsrichtung liegt. Durch die Ausgleichskörper werden bei LINACs bis zu 98 % der Strahlleistung zugunsten einer homogenen Dosisverteilung im Strahlenfeld ausgefiltert [Sch02a].

## 2.2 Multi–Leaf–Kollimatoren

Zur Anpassung der äußeren Konturen eines therapeutisch genutzten Strahlenfeldes an die Tumorform werden neben feststehenden Kollimatoren vor allem auch variable La-

mellenblenden, die sogenannten Multi-Leaf-Kollimatoren (MLC) eingesetzt. Diese sind speziell bei der intensitätsmodulierten Strahlentherapie (IMRT) heutzutage nicht mehr wegzudenken.

## 2.2.1 Aufbau

Ein MLC besteht aus senkrecht auf der xy-Ebene (Koordinaten gemäß IEC-Konvention [IEC96]) stehenden und paarweise angeordneten Lamellen, die einzeln in  $\pm x$ -Richtung bewegt werden können. Die Auflösung in y-Richtung ist durch die Breite der Lamellen vorgegeben. Durch Bewegung der Lamellen verändern sich die Größe und Form der Kollimatoröffnung in Strahlrichtung (-z).

Die Lamellen bestehen aus Materialien mit besonders großer Kernladungszahl Z, um gute Absorption der Photonenstrahlung zu gewährleisten. In der Regel wird Wolfram verwendet. Weiterhin ist bei der Konstruktion von MLCs die Leckstrahlung, die zwi-



Abbildung 2.2: Verschiedene Gestaltung der Lamellenzwischenräume eines MLC. Links "tongue and groove", rechts die "stepped edge"– Variante.

schen den Lamellen durchtritt, zu minimieren. Um die unabhängige Beweglichkeit der Lamellen gegeneinander gewährleisten zu können, wird zwischen ihnen ein sehr schmaler Freiraum von ca. 0,1 mm gelassen. Es gibt verschiedene Konstruktionsweisen, die verhindern, daß die Strahlung diese Zwischenräume ungehindert passiert [Sch02b]. Abbildung 2.2 zeigt zwei dieser Konstruktionen, bei denen die Form der Lamellen verändert wird. Bei der "tongue and groove"–Konstruktion läuft jeweils eine zur Lamelle gehörende Feder in einer Nut der benachbarten Lamelle. Die "stepped edge"– Variante arbeitet mit einem leichten Versatz in jeder Lamelle auf halber Höhe. Weitere Konstruktionsmöglichkeiten ergeben sich, wenn man die Lamellen einzeln oder den Kollimator als Ganzes leicht gegen die Hauptstrahlrichtung verkippt, so daß die Spalte der Lamellen nicht mehr exakt parallel zur Strahlrichtung verlaufen.

Ebenfalls bauartbedingt ist die Berücksichtigung der Strahlenfeldaufweitung. Konstruktionen, die dies beispielsweise durch unterschiedliche Verkippungen der Lamellen in Abhängigkeit von ihrer y-Position kompensieren, heißen fokussierend. Es gibt auch in x-Richtung fokussierende Kollimatoren, bei denen die Lamellenvorderkanten beweglich sind. Einfachere MLCs, bei denen die Lamellen alle parallel zueinander stehen, heißen nicht-fokussierend.

## 2.2.2 Der ModuLeaf–MLC und seine dosimetrischen Eigenschaften

Das in dieser Arbeit vorgestellte System wurde für die Verwendung mit dem ModuLeaf MLC der Firma MRC Systems GmbH in Heidelberg entwickelt. Bei allen Testmessungen mit Kollimator wurde dieser MLC benutzt. Der Kollimator besteht aus 40 Lamellenpaaren, seine physikalischen Eigenschaften sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Anzahl Lamellenpaare	40
Lamellenhöhe	$70\mathrm{mm}$
Lamellenbreite (im Isozentrum)	$2,5\mathrm{mm}$
max. Feldgröße	$(12 \times 10) \mathrm{cm}^2$
max. Lamellenweg über die Mittelachse (overtravel)	$55\mathrm{mm}$
Positioniergenauigkeit (in $x$ -Richtung)	$0,5\mathrm{mm}$
Lamellengeschwindigkeit (im Isozentrum)	$20 \mathrm{~mms^{-1}}$
Gewicht	$43\mathrm{kg}$

Tabelle 2.1: Physikalische Eigenschaften des ModuLeaf MLCs. Alle Maßangaben von geometrischen Feldgrößen beziehen sich auf Messungen im Isozentrum [Sch97].

Der ModuLeaf–MLC ist in y–Richtung fokussierend konstruiert, d. h. die Lamellen verbreitern sich auf der der Quelle abgewandten Seite etwas. In x–Richtung bewirkt



Abbildung 2.3: Quasi-fokussierende Form der Lamellenkanten des ModuLeaf-Kollimators.

die in Abbildung 2.3 gezeigte spezielle Formgebung der Lamellenkanten eine Quasi– Fokussierung. Zur Verhinderung von Leckstrahlung zwischen den Lamellen sind diese leicht zur Strahlrichtung verkippt. Die dosimetrischen Eigenschaften dieses Kollimators wurden am DKFZ 2002 untersucht [Har02b].

Von besonderem Interesse für die vorliegende Arbeit sind dabei die Ergebnisse bezüglich der Halbschattenbereiche. Diese werden definiert als die Bereiche, in denen Dosiswerte zwischen 20 % und 80 % der vollen Dosis gemessen werden. In einer Ebene kann die Halbschattenbreite also als der Abstand zwischen den 20 %- und 80 %-Isodosen–Linien bestimmt werden.

Für den Modu Leaf Kollimator beträgt die durchschnittliche Halbschattenbreite in <br/> x-Richtung 3,2 mm, in y-Richtung 2,9 mm. Die mittlere Abweichung der dosi<br/>metrisch gemessenen Position der Lamellenkanten vom eingestellten Wert liegt bei  $\pm 0,3$  mm in <br/> x-Richtung. In y-Richtung beträgt diese Abweichung nur 0,1 mm. Alle genannte Maße<br/> beziehen sich auf die Isozentrumsebene.

Die Transmission durch den Kollimator liegt für mit Elektronen von 6 MeV Energie erzeugter  $\gamma$ -Strahlung im Mittel bei 1,3 %. Die Maximalwerte liegen bei 1,8 %.

## 2.3 Dosimetrie

Der Begriff der Dosis spielt in der Strahlentherapie eine zentrale Rolle. Als Dosis bezeichnet man allgemein die durch ionisierende Strahlung in ein Massenelement eingebrachte Energiemenge. Daraus ergibt sich die zentrale Dosiseinheit, das Gray [Gy]. Es gilt:

$$1 \text{ Gy} = \frac{1 \text{ J}}{1 \text{ Kg}}$$

Die Dosimetrie beschäftigt sich mit der Messung der Dosis. Dieser Abschnitt soll nur die wichtigsten Begriffe kurz erläutern [Har02a, Rei90].

Lokal absorbierte Energie und spezifische Energie Üblicherweise wird die Dosis als eine stetige Größe angesehen und angenommen, daß sowohl räumliche wie auch zeitliche Ableitungen existieren. In mikroskopischem Maßstab aber setzt sich die Energieübertragung von der Strahlung auf durchdrungene Materie aus diskreten Einzelereignissen zusammen. Diesem Umstand wird durch die Definition der lokal absorbierten Energie  $\epsilon$  Rechnung getragen:

$$\epsilon = R_{in} - R_{out} + \sum Q .$$
(2.2)

Hierbei bezeichnen  $R_{in}$  und  $R_{out}$  die in das Meßvolumen ein- bzw. ausfallenden Strahlungsenergien aller Teilchen.  $\sum Q$  stellt die Summe aller Veränderungen der Ruheenergien aller Teilchen im Meßvolumen dar.

Durch Division durch die Masse m des absorbierenden Volumens erhält man aus der lokal absorbierten Energie die spezifische Energie z:

$$z = \frac{\epsilon}{m} \,. \tag{2.3}$$

**Energiedosis und Energiedosisleistung** Die Energiedosis D bezeichnet die gesamte in ein Massenelement eingebrachte Strahlungsenergie. Sie ist die makroskopische, stetig differenzierbare Größe, die der spezifischen Energie z entspricht. D läßt sich entweder als Mittelwert von z für ein infinitisimales Volumenelement definieren

$$D = \lim_{m \to 0} \bar{z} \tag{2.4}$$

oder der Definition von z entsprechend als Differentialquotient darstellen:

$$D = \frac{\mathrm{d}\bar{\epsilon}}{\mathrm{d}m} \,. \tag{2.5}$$

Die Energiedosis ist in der Regel die Meßgröße der Dosimetrie. Die zeitliche Ableitung  $\dot{D}$  der Energiedosis wird als Energiedosisleistung bezeichnet. Die Energiedosis bezieht sich immer auf das die Energie absorbierende Material. Man unterscheidet also beispielsweise Wasser-Energiedosis  $(D_W)$  und Luft-Energiedosis  $(D_L)$ .

Linearer Energietransfer (LET) Der Begriff des linearen Energietransfers dient dazu, Strahlenqualität zu charakterisieren. Der LET entspricht der pro Weglänge l der Teilchenbahn abgegebenen Energie:

$$LET_{\Delta} = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}l} \,. \tag{2.6}$$

 $\Delta$  gibt den Radius des Schlauches um die Teilchenbahn an, der das Bezugsvolumen definiert und wird beispielsweise durch die maximale Reichweite der sekundären Elektronen, die bei den Ionisationsprozessen entstehen, bestimmt. LET<sub> $\infty$ </sub> entspricht dann exakt dem Stoß-Brems-Vermögen (collision stopping power). Während diese allerdings auf das absorbierende Material bezogen ist, referenziert der LET die einfallende Strahlung.

Âquivalentdosis Die Âquivalentdosis H ist eine vor allem im Strahlenschutz wichtige Größe, die auf der Energiedosis basiert. Als physikalische Größe berücksichtigt die Energiedosis keine Unterschiede verschiedener Strahlungsarten in Bezug auf die biologische Wirkung im Gewebe. Strahlung mit hohem LET wirkt bei gleicher Energiedosis stärker auf biologische Strukturen als Strahlung mit niedrigerem LET. Dem wird durch die Gewichtung der Energiedosis mit einem Bewertungsfaktor q Rechnung getragen:

$$H = q \cdot D . \tag{2.7}$$

Obwohl die Einheit der Äquivalentdosis physikalisch der der Energiedosis entspricht (Gy bzw. J/Kg), verwendet man in diesem Zusammenhang zur besseren Unterscheidung der beiden Größen das Sievert (Sv, J/Kg). Daher lautet die korrekte Einheit des Bewertungsfaktors q Sievert pro Gray (Sv/Gy).

### 2.3.1 Meßmethoden

Ziel der Dosimetrie ist in aller Regel die Bestimmung der Wasser–Energiedosis bzw. ihrer Verteilung im menschlichen Körper, da zumindest Weichteilgewebe sich wasserähnlich verhält und die im Wasser gemessenen Dosen auf einen Patienten umgerechnet werden können. Aus naheliegenden Gründen kann aber im Gewebe nicht gemessen werden. Also werden bei Dosismessungen sogenannte Phantome verwendet. Ein Phantom ist ein Meßkörper, in den Detektoren eingebracht werden. Die Materialien, aus denen Phantome gebaut werden, bilden bestimmte Eigenschaften (z.B. Absorption von Strahlung) von Gewebe nach. Oftmals reicht hierfür schon ein wassergefüllter Behälter, ein Wasserphantom, aus.

Weiterhin wichtig ist, daß der Detektor, der ja aus anderen Materialien als das Phantom besteht, das Strahlenfeld möglichst wenig beeinflußt, unter anderem, indem sein Volumen im Gegensatz zum Phantomvolumen möglichst klein gehalten wird.

Ein Standard–Detektor für die Dosimetrie ist die luftgefüllte Ionisationskammer. Auch wenn eine solche Kammer von Wasser oder anderem Phantommaterial umgeben ist, wird doch im Kammervolumen die Luft–Energiedosis  $D_L$  bestimmt. Die eigentliche

Meßgröße ist die in der Kammer freigesetzte Ladung Q. Die Luft–Energiedosis ergibt sich daraus mit

$$D_L = \frac{Q}{m} \left(\frac{W}{e}\right) \ . \tag{2.8}$$

m bezeichnet hier die Masse des sensitiven Luftvolumens, e die Elementarladung und W den W-Wert (siehe hierzu Abschnitt 2.4). Die entsprechende Wasser-Energiedosis kann bei Erfüllung der Bragg-Gray-Bedingungen aus der Luft-Energiedosis durch Multiplikation mit dem Verhältnis der Massenbremsvermögen  $S_{W,L}$ - berechnet nach der Spencer-Attix-Theorie — berechnet werden:

$$D_W = \frac{Q}{m} \left(\frac{W}{e}\right) \cdot S_{W,L} \,. \tag{2.9}$$

Abweichungen von den Bragg–Gray–Bedingungen werden durch einen zusätzlichen Feldstörungs–Korrektionsfaktor p berücksichtigt (siehe z.B. [Rei90, Har02a, Bur68]):

$$D_W = \frac{Q}{m} \left(\frac{W}{e}\right) \cdot S_{W,L} \cdot p .$$
(2.10)

## 2.4 Ionisation in Luft

Ein Standardinstrument zur Messung verschiedener dosimetrischer Größen wie z.B. der Energiedosis sind luftgefüllte Ionisationskammern. Im Prinzip ist eine Ionisationskammer ein mit einem Dielektrikum gefüllter Kondensator. Die zu messende ionisierende Strahlung erzeugt im Dielektrikum freie Ladungen, das heißt positiv geladenen Ionen sowie Elektronen. Im Falle von Photonenstrahlung im Bereich von ca. 1 MeV bis maximal 15 MeV, wie sie die zuvor beschriebenen Bestrahlungsanlagen liefern, erfolgt die primäre Ionisation im Dielektrikum fast ausschließlich durch Compton-Streuung. Andere Wechselwirkungen der Photonen mit dem aktiven Medium (Photoeffekt oder Paarbildung) können vernachlässigt werden.

Die Energie, die pro erzeugtem Elektron–Ion–Paar im Medium deponiert wird, wird durch den W-Wert repräsentiert. Der W–Wert ist definiert als der Quotient der Anfangsenergie E eines einfallenden Teilchens und der mittleren Anzahl der erzeugten Elektron–Ion–Paare  $\bar{N}(E)$  [ICR79]. Es gilt also

$$W = \frac{E}{\bar{N}(E)} . \tag{2.11}$$

Der W-Wert ist nicht zu verwechseln mit dem Ionisationspotential, das auf der diskreten Energieverteilung der Hüllenelektronen beruht und die minimale benötigte Energie darstellt, um ein Atom oder Molekül zu ionisieren. Der W-Wert hingegen berücksichtigt auch Energieverluste, die nicht zur Ionisation eines Atoms oder Moleküls führen, wie Anregungen und thermische Bewegungen. Die Berechnung von W-Werten aus Energieverteilungen und Wechselwirkungsquerschnitten ist theoretisch möglich, in der Praxis verwendet man aber in der Regel experimentell ermittelte W-Werte für verschiedene Medien und Strahlungsarten [Mye68].

Da viele dosimetrische Größen und Einheiten auf Grundlage Luftionisation definiert sind, nutzen die meisten in der Dosimetrie eingesetzten Ionisationskammern Luft als aktives Medium, das heißt, es wird die von der Strahlung hervorgerufene Ionisation in einem definierten Luftvolumen gemessen. Allerdings trägt nicht zwangsläufig jeder Ionisationsprozeß zum Ladungssignal der Ionisationskammer bei. Durch Rekombination von Elektronen mit positiv geladenen Ionen gehen Ladungen verloren.

## 2.4.1 Behandlung des Rekombinationseffektes bei Gasen

In gasgefüllten Ionisationskammern gehen Ladungen (und damit Signalstärke) durch Anfangsrekombination, Volumenrekombination und Diffusion verloren. Die Anfangsrekombination, das heißt der Wiedereinfang des Elektrons durch sein Mutterion, kann durch ausreichende Kondensatorspannung weitgehend unterbunden werden, da sich Ion und Elektron in diesem Fall schnell genug voneinander entfernen.

Die angelegte Spannung darf aber nicht ausreichen, sekundäre Ionisationsprozesse von im Kondensatorfeld beschleunigten Elektronen zu ermöglichen, so daß zusätzliche Elektron–Ion–Paare entstehen. Die an den Kondensatorelektroden gesammelte Ladung ist also nur unter bestimmten Voraussetzungen proportional zur im Meßvolumen deponierten Strahlungsenergie. Der zu wählende Spannungsbereich hängt von der Geometrie der Ionisationskammer ab.

In Luft–Ionisationskammern binden sich die bei der Ionisation freigesetzten Elektronen, wenn sie dem Mutterion entkommen sind, an elektronegative Moleküle (z.B. Sauerstoff) und bilden somit negativ geladene Ionen. Im elektrischen Feld driften die positiven und negativen Ionen in entgegengesetzter Richtung und erzeugen einen durch den Kondensator fließenden Strom.

Die Prozesse bei der Stromleitung in einem ionisierten Gas wurden erstmals 1896 von Thomson und Rutherford untersucht [Tho96]. Eine entsprechende Theorie entwickelte Thomson 1899 [Tho99]. Für die dort vorgestellten Thomsonschen Gleichungen fand Mie 1904 eine Näherungsformel, die eine Signaleffizienz f einführt [Mie04]. Diese Signaleffizienz ist der Quotient aus dem gemessenen Ionisationsstrom und dem theoretisch möglichen Sättigungsstrom, der die Sammlung aller erzeugten Ladungsträger voraussetzt. Der Zusammenhang der Signaleffizienz mit der angelegten Spannung U nach Mie kann wie folgt dargestellt werden:

$$f = \frac{1}{1 + \frac{1}{6} \xi^2 \{1 - [(4 - \lambda)/10] (1 - f)\}^2}$$
(2.12)  
mit  
$$\xi^2 = m^2 \frac{d^4 q}{U^2},$$
  
$$m = \sqrt{\frac{\alpha}{e\mu + \mu_-}},$$
  
$$\lambda = \frac{e(\mu_+ + \mu_-)}{\alpha \epsilon_r \epsilon_0}.$$

Hierbei bezeichnen  $\mu_+$  und  $\mu_-$  die in der Einheit cm<sup>2</sup>/Vs angegebenen Mobilitäten der positiven bzw. negativen Ladungsträger im Medium (siehe auch Abschnitt 2.5.2),  $\epsilon_r$ und  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstanten des Mediums bzw. des Vakuums,  $\alpha$  die Rekombinationsrate, die eine Materialkonstante des Mediums ist, U die angelegte Spannung und d den Abstand der Elektroden sowie q die pro Volumenelement und Zeiteinheit durch Ionisation erzeugte Ladungsmenge und e die Elementarladung.

Greening zeigte 1964 [Gre64], daß für luftgefüllte Ionisationskammern unter Normalbedingungen  $\lambda \approx 3,56$  gilt und daß der Term  $[(4 - \lambda)/10] (1 - f)$  in Gleichung 2.12 bei ausreichend guter Signaleffizienz (f > 0,7) vernachlässigt werden kann. Unter diesen Bedingungen verkürzt sich die Mie-Gleichung zu

$$f = \frac{1}{1 + \frac{1}{6}\xi^2} \,. \tag{2.13}$$

Nach Boag [Boa66] kann die Gleichung 2.13 von Greening als geometrisches Mittel aus zwei Abschätzungen der Rekombination in der Ionisationskammer gewonnen werden. Die erste Abschätzung idealisiert die Verteilungen der Ladungsträger im Kondensatorvolumen dergestalt, daß sie zwischen den Elektroden jeweils linear von 0 (an der gleichnamigen Elektrode) auf den Maximalwert (an der ungleichnamigen Elektrode) ansteigt. Diese Verteilungen sind in Abbildung 2.4 dargestellt.

In der Ebene, die durch ein x zwischen 0 und d bestimmt wird, ist die Rekombinationsrate durch

$$\frac{\alpha}{e} \rho_{-}(x)\rho_{+}(x) = \frac{\alpha}{e} \frac{(qd^{2})^{2}}{\mu_{-}\mu_{+}U^{2}} \frac{x}{d} \left(1 - \frac{x}{d}\right)$$
(2.14)

gegeben (für einfach geladene Elektron–Ion–Paare). Die Gesamtrekombination  ${\cal R}$ kann durch das Integral

$$R = \int_{0}^{d} \left(\frac{\alpha}{e}\right) \rho_{-}(x)\rho_{+}(x) \, dx = d\left(\frac{\alpha}{e}\right) \frac{1}{6} \, \frac{q^2 d^4}{\mu_{-}\mu_{+}U^2} \tag{2.15}$$



Abbildung 2.4: Idealisierte Ladungsdichteverteilung nach Boag [Boa66].  $\rho_{-}(x)$  und  $\rho_{+}(x)$  bezeichnen die Dichte der negativen bzw. positiven Ladungsträger im Abstand x von der Kathode. Der Maximalwert der Dichte ergibt sich jeweils aus der Ionisierungsrate q, dem Elektrodenabstand d, den Mobilitäten der Ladungsträger  $\mu_{-}$ und  $\mu_{+}$  sowie der angelegten Spannung U.

berechnet werden. Als Signaleffizienz ergibt sich daraus

$$f = 1 - \frac{R}{qd}$$
(2.16)  
=  $1 - \frac{1}{6} \frac{\alpha}{e\mu - \mu_{+}} \frac{qd^{4}}{U^{2}}$   
=  $1 - \frac{1}{6} \xi^{2}$ .

Diese Abschätzung überschätzt die Gesamtrekombination, da die Dichten der Ladungsträger durch die Rekombination abnehmen, wodurch die Rekombinationsrate sinkt. Trägt man diesem Umstand Rechnung, indem man die Maximalwerte der Ladungsdichteverteilungen mit der Signaleffizienz f multipliziert, und läßt alle anderen Annahmen unberührt, so ergibt sich

$$f = 1 - \frac{1}{6} f^2 \xi^2 . (2.17)$$

Dieser Ansatz unterschätzt dann die Gesamtrekombination.

Für gepulste Strahlung, wie sie von LINACs erzeugt wird, muß die Betrachtung der Signaleffizienz anders erfolgen [Boa66,Boa80]. Ist die Dauer der Pulse kurz gemessen an den Driftzeiten der Ladungsträger in der Kammer und die Pausen zwischen den Pulsen größer als diese Driftzeiten, so kann die Gesamtrekombination wie folgt betrachtet werden. Ein Puls der Dauer t setzt im Kondensatorvolumen eine Ladungsmenge Qfrei, d.h. zu diesem Zeitpunkt besteht im gesamten Kammervolumen V eine Ladungsdichte  $\mathbf{r} = Q/V$ . Unter der Annahme, daß die positiven und negativen Ladungsträger mit konstanten Geschwindigkeiten zu den Elektroden driften, findet Rekombination nur in einem zeitlich veränderlichen Volumen statt, in dem sich positive und negative Ladungsträger "überlappen".

Die Dichten  $\rho_+$  und  $\rho_-$  sind in diesem Fall gleich und werden daher einheitlich mit  $\rho$  bezeichnet. Sie hängen direkt von der Größe des Überlappungsvolumens ab und damit von der Zeit. Es gilt

$$\frac{d\rho}{dt} = -\left(\frac{\alpha}{e}\right) \rho^2 \tag{2.18}$$

und

$$\rho = \frac{\mathbf{r}}{1 + \left(\frac{\alpha}{e}\right)\mathbf{r}t} \,. \tag{2.19}$$

Das Überlappungsvolumen schrumpft mit der Geschwindigkeit  $(\mu_{-}\mu_{+}) U/d$ . Am Ende des Pulses beträgt die Breite des Volumens  $w = d - (\mu_{-}\mu_{+}) U/dt$ . Nach einer Zeit

$$T = \frac{d^2}{(\mu_-\mu_+) U}$$
(2.20)

besteht kein Überlapp mehr. Da dann keine Rekombination mehr stattfinden kann, berechnet sich die Gesamtrekombination als

$$R = \int_{0}^{T} \left(\frac{\alpha}{e}\right) \rho^{2} w \, dt \qquad (2.21)$$
$$= \mathbf{r} d \left[1 - \frac{1}{u} \ln(1+u)\right]$$

mit

$$u = \frac{\alpha}{(\mu_-\mu_+) e} \frac{\mathbf{r}d^2}{U} \,. \tag{2.22}$$

Als Signaleffizienz ergibt sich für den Fall gepulster Strahlung

$$f = 1 - \frac{R}{\mathbf{r}d} = \frac{1}{u}\ln(1+u).$$
 (2.23)

## 2.5 Ionisation in Flüssigkeiten

Ionisationskammern, die Flüssigkeiten als aktives Medium nutzen, zeichnen sich gegenüber den gasgefüllten Exemplaren vor allem durch ein wesentlich höheres Signal auch bei kleinem Volumen aus. Diese Eigenschaft hängt unmittelbar mit der um etwa drei Größenordnungen höheren Dichte des Mediums und der damit verbundenen größeren Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit der zu messenden Strahlung zusammen. Gleichzeitig nehmen aber auch die Rekombinationswahrscheinlichkeiten deutlich zu, so daß die Betrachtung dieser Prozesse nicht ohne weiteres von den gasgefüllten Kammern übernommen werden kann. Vor allem die Anfangsrekombination gewinnt an Gewicht und muß eingehender untersucht werden.

## 2.5.1 Signalentstehung in einer flüssigkeitsgefüllten Ionisationskammer

Um die komplexen Rekombinationsvorgänge in einer flüssigkeitsgefüllten Ionisationskammer beschreiben zu können, unterscheidet man zwischen drei verschiedenen Rekombinationstypen, die dann getrennt betrachtet werden: Anfangsrekombination, Kolonnenrekombination und Volumenrekombination.

Die Anfangsrekombination wurde im vohergehenden Abschnitt bereits kurz erwähnt. Im flüssigen Medium verliert das Elektron — zum Beispiel durch Stöße — seine Anfangsenergie viel schneller als in einem Gas, es wird rascher thermalisiert. Befindet sich das Elektron dann noch im Coulombfeld des Mutterions, wird dieses Elektron–Ion–Paar rekombinieren. Anfangsrekombination findet nur in den ersten Nanosekunden nach der Entstehung eines Elektron–Ion–Paares statt.

Die Kolonnenrekombination bezeichnet Prozesse, bei denen Elektronen von benachbarten Ionen, die auf der gleichen Spur desselben ionisierenden Teilchens entstanden sind, eingefangen werden (siehe Abschnitt 2.5.1.2). Mit Volumenrekombination schließlich bezeichnet man die übrigen Rekombinationsvorgänge. Abschnitt 2.5.1.3 beschäftigt sich mit diesem Thema. Einen zusätzlichen Einfluß auf die Signalhöhe üben die Raumladungen der in der Kammer driftenden Ionen aus. Ihr Verhalten wird in Abschnitt 2.5.2.2 erörtert.

#### 2.5.1.1 Anfangsrekombination — Die Onsager–Theorie

Ludwig Onsager entwickelte 1938 bei Betrachtungen der elektrischen Leitung in Elektrolytlösungen eine Theorie zur Anfangsrekombination [Ons38]. Diese beruht auf der idealisierten Annahme eines einzelnen isolierten Elektron–Ion–Paares in einem flüssigen Medium. Für die Wahrscheinlichkeit  $\Phi_{Ons}$ , daß ein Elektron seinem Mutterion entkommt, gilt die folgende Differentialgleichung:

$$\nabla \left( e^{-\frac{\omega}{kT}} \nabla \Phi_{Ons} \right) = 0$$
mit
$$\omega = -eEr \cos \psi - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r} .$$
(2.24)

Hierbei bezeichnen e die elektrische Elementarladung, E die Feldstärke des externen elektrischen Feldes, r den Abstand zwischen Elektron und Mutterion,  $\psi$  den Winkel zwischen den Vektoren  $\vec{E}$  und  $\vec{r}$ ,  $pi\epsilon_0$  und  $\epsilon_r$  die Dielektrizitätskonstanten des Vakuums bzw. des Mediums sowie k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur.

Wenn man zunächst das externe Feld E = 0 setzt, kann die Gleichung 2.24 integriert werden. Als Randbedingung ist offensichtlich, daß  $\Phi_{Ons} = 1$  gilt, wenn  $r \to \infty$ , da in diesem Fall keine Rekombination stattfinden kann. Ebenso gilt  $\Phi_{Ons} = 0$ , wenn r = 0. Damit löst

$$\Phi_{Ons}(r) = e^{-\frac{r_0}{r}}$$

die Differentialgleichung 2.24. Die Konstante  $r_0$  wird Onsager-Radius genannt. Sie bezeichnet den Abstand zwischen Elektron und Mutterion, bei dem die Coulomb-Energie des Elektrons im Feld des Mutterions gleich seiner thermischen Energie ist, also

$$kT = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r_0} \; ,$$

woraus sich

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r kT}$$

ergibt.

Für den Fall mit einem von Null verschiedenen externen elektrischen Feld lautet die allgemeine Lösung für die Differentialgleichung 2.24

$$\Phi_{Ons}(r, \ \psi, \ E) = e^{-\beta r (1 + \cos \psi)} \int_{s = \frac{r_0}{r}}^{\infty} J_0 \left[ 2\sqrt{-\beta r (1 + \cos \psi)s} \right] e^{-s} \ ds \tag{2.25}$$

 $\operatorname{mit}$ 

$$\beta = \frac{eE}{2kT} \qquad \text{und} \qquad$$

 $J_0 = \text{Besselfunktion nullter Ordnung}$ .

Durch Einsetzen der Besselfunktion  $J_0$  erhält man aus Gleichung 2.25

$$\Phi_{Ons}(r, \ \psi, \ E) = e^{-\frac{r_0}{r} - \beta r (1 + \cos \psi)} \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[\beta (1 + \cos \psi)\right]^{(m+n)} \frac{r_0^m r^n}{m!(m+n)!} \ . \tag{2.26}$$

Die Winkelabhängigkeiten in den Gleichungen 2.25 und 2.26 können eliminiert werden, wenn man durch Integration über den gesamten Raumwinkel eine integrale Wahrscheinlichkeit für das Entkommen eines Elektrons berechnet. Als Voraussetzung hierfür nimmt man an, daß keine Richtung ausgezeichnet sei (es handelt sich um einen Diffusionsprozess) und die Thermalisierung somit winkelisotrop um das Mutterion stattfindet. Dann gilt

$$\Phi_{Ons}(r,E) = e^{-\frac{r_0}{r}} \left(1 + f(r,E)\right) \tag{2.27}$$

mit

$$f(r,E) = e^{-2\beta r} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2\beta r)^n}{(n+1)!} \sum_{j=0}^{n-1} (n-j) \frac{\left(\frac{r_0}{r}\right)^{j+1}}{(j+1)!} \,.$$

Der Abstand r ist statistischer Natur und folgt einer Verteilung um einen mittleren Thermalisationsabstand B. Nimmt man hier eine dreidimensionale Gaußverteilung der Form

$$\chi(r,B) = \frac{4r^2}{\sqrt{\pi}B^3} e^{-\frac{r^2}{B^2}}$$
(2.28)

an und wichtet damit die onsagersche Wahrscheinlichkeit für das Entkommen eines Elektrons von seinem Mutterion, so erhält man eine mittlere Wahrscheinlichkeit:

$$\Phi_{Ons}(E,B) = \int_{0}^{\infty} \Phi_{Ons}(r,E)\chi(r,B)dr . \qquad (2.29)$$

#### 2.5.1.2 Kolonnenrekombination

Der Begriff der Kolonnenrekombination bezeichnet Vorgänge, bei denen ein Elektron mit einem anderen als seinem Mutterion rekombiniert, wobei aber Elektron und Ion aus der Spur des selben ionisierenden Teilchens stammen. Dies ist nur dann wahrscheinlich, wenn der räumliche Abstand zwischen zwei Ionisationsprozessen nicht wesentlich größer als der Onsager-Radius  $r_0$  ist. Für diesen Fall ist es möglich, die Kolonnenrekombination durch eine Erweiterung der Onsager-Theorie exakt zu beschreiben [Sup91].

Wichtig und sinnvoll ist dies jedoch nur für stark ionisierende Teilchen bzw. Strahlung mit einem hohen LET. Die Beschränkung der Betrachtung auf Rekombinationspartner aus der selben Teilchenspur macht diese Theorie für die vorliegende Arbeit unbrauchbar. Die zu messende Strahlung besteht aus Photonen und ist dem Niedrig-LET-Bereich zuzuordnen.

#### 2.5.1.3 Volumenrekombination

Natürlich ist die Rekombination von Elektronen mit Ionen auch nach dem Entkommen aus dem elektrischen Feld des Mutterions möglich. Beispielsweise können zufällige Stöße zwischen einem Elektron und einem Ion zu einer Rekombination der beiden Stoßpartner führen.

Eine präzise Beschreibung der Volumenrekombination ist bisher nicht zufriedenstellend gelungen. Im Gegensatz zur Anfangsrekombination kann hier natürlicherweise kein einzelnes Elektron–Ion–Paar isoliert betrachtet werden. Man kann lediglich den Einfluß einzelner Faktoren wie elektrische Feldstärke, Dosisleistung der ionisierenden Strahlung oder Temperatur auf die Volumenrekombinationswahrscheinlichkeit betrachten.

Den größten Einfluß auf diese Wahrscheinlichkeit übt die Dosisleistung der zu messenden Strahlung aus. Anders als die Anfangsrekombination ist die Volumenrekombination natürlich von der Anzahl der im sensitiven Volumen befindlichen freien Elektronen bzw. Ionen abhängig, da diese mit der Stoßwahrscheinlichkeit direkt zusammenhängt.

Die Stärke des externen elektrischen Feldes spielt vor allem wegen ihres Einflusses auf die Driftzeiten der Elektronen und Ionen eine Rolle. Kürzere Driftzeiten bei höheren elektrischen Feldstärken führen zu kleineren Verweildauern der freien Ladungsträger im aktiven Medium und senken somit die Rekombinationswahrscheinlichkeit. Der zusätzliche Effekt durch kleinere Wechselwirkungsquerschnitte bei höheren Geschwindigkeiten unterstützt dies zwar, ist aber eher marginal. Wichtiger ist, daß die Überlagerung der gerichteten Driftbewegung mit der thermischen Bewegung gradliniger und damit "kurzwegiger" wird, so daß die Stoßwahrscheinlichkeit sinkt.

#### 2.5.1.4 Signaleffizienz für flüssigkeitsgefüllte Ionisationskammern

Eine schwedische Forschungsgruppe um B. Johansson und G. Wickmann hat die Signaleffizienz einer kleinvolumigen und ebenen flüssigkeitsgefüllten Ionisationskammer (münzförmig, d = 3 mm, h = 1 mm) untersucht [Wic92]. Die gefundenen Ergebnisse zeigen, daß die Formeln von Mie (Gleichung 2.12) und Greening (Gleichung 2.13) für Effizienzen größer als 60 % (Mie) bzw. größer als 90 % (Greening) auch auf flüssigkeitsgefüllte Kammern mit einem Fehler kleiner als 1 % anwendbar sind [Joh97a].

Für dieselbe Kammer wurde auch die Gültigkeit des Ansatzes nach Boag für gepulste Strahlung (Gleichung 2.23) unter der Voraussetzung ausreichender elektrischer Feldstärke (> 1000 V/cm) gezeigt [Joh97b].

## 2.5.2 Ionisationseigenschaften der verwendeten Flüssigkeiten

Die verwendeten und getesteten Flüssigkeiten sind Tetramethylsilan (TMS, Si(CH<sub>3</sub>)<sub>4</sub>), Tetramethylpentan (TMP, C<sub>5</sub>H<sub>8</sub>(CH<sub>3</sub>)<sub>4</sub>) und Isooktan (2, 2, 4 Trimethylpentan, C<sub>5</sub>H<sub>9</sub>(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub>). Besonders zu beachten ist der niedrige Siedepunkt von TMS, der bei 27°C liegt, da diese Eigenschaft den Einsatz bei Zimmertemperatur erschwert bzw. besondere Vorsicht — vor allem in den Sommermonaten — notwendig macht.

Die genannten Flüssigkeiten gehören zu den gesättigten Kohlenwasserstoffen und zeichnen sich durch ihre sphärischen Molekülformen aus. Diese Eigenschaft wirkt sich positiv auf die Elektronen-Mobilität aus, die für die Signalentstehung von großer Bedeutung ist. Die Mobilitäten der Ladungsträger (Elektronen und Ionen) sind Materialkonstanten der jeweiligen Flüssigkeiten und werden in der Regel in der Einheit cm<sup>2</sup>/Vs angegeben. Aus der Mobilität  $\mu$  ergibt sich die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger  $v_D$ :

$$v_D = \mu \cdot E \,, \tag{2.30}$$

_		TMP	TMS	Isooktan
$\mu_{e^-}$	$\left[\frac{cm^2}{Vs}\right]$	$29 \pm 2$	$105 \pm 5$	5,3
$\mu_{Ion}$	$\left[\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{V}\mathrm{s}} ight]$		$1,2\cdot 10^{-3}$	$8,4\cdot10^{-4}$
$t_{drift,e^-}$	$[\mu s]$	4,2	1,2	23,6
$t_{drift,Ion}$	[ms]		104,2	148,8

wobe<br/>iEdie elektrische Feldstärke bezeichnet. Tabelle 2.2 faßt die Daten für die verwendeten Medien zusammen.

Tabelle 2.2: Mobilitäten und Driftzeiten für Elektronen und Ionen in den verwendeten Flüssigkeiten [Eng93, Wic92].

Betrachtet man eine Ionisationskammer als ebenen Plattenkondensator, so produziert jedes entstandene Elektron–Ion–Paar entsprechende Spiegelladungen auf den Kondensatorplatten. Wird nun eine Spannung an den Kondensator angelegt, fließt ein Strom, dessen Stärke von der Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger abhängt. Im Gegensatz zu luftgefüllten Kammern binden sich die bei der Ionisation entstandenen Elektronen nicht an Moleküle. Durch die sehr unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten von freien Elektronen und positiven Ionen entstehen eine "schnelle" und eine "langsame" Signalkomponente, da sich die Stromstärke proportional zur Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger verhält. Die typischen Elektronen–Driftzeiten liegen bei wenigen  $\mu$ s, für Ionen gelten Werte im Millisekundenbereich. Für die Signalentstehung spielt die langsame Komponente damit praktisch keine Rolle mehr.

#### 2.5.2.1 Einflüsse von elektronegativen Verunreinigungen

Elektronegative Verunreinigungen des aktiven Mediums beeinträchtigen die Signalgüte erheblich. Schon geringe Konzentrationen von beispielsweise Sauerstoff  $(O_2)$  oder auch Wasser [Tak94] können erhebliche Anteile der bei der Ionisation entstehenden freien

Elektronen binden. Praktisch jedes im unpolaren Medium enthaltene elektronegative Atom bindet mindestens ein freies Elektron. Die Bindung zu einem negativ geladenen Ion verringert die Mobilität gegenüber der der freien Elektronen. Die zu Molekülen gebundenen negativen Ladungen gehen der wichtigen "schnellen" Signalkomponente verloren. Außerdem steigt die Rekombinationswahrscheinlichkeit für negative Ionen gegenüber freien Elektronen stark an.

#### 2.5.2.2 Änderung des elektrischen Feldes durch Raumladungen

Entscheidend für das Signalverhalten der flüssigkeitsgefüllten Ionisationskammer ist ein Effekt, der durch die recht geringe Beweglichkeit der Ionen in den Flüssigkeiten hervorgerufen wird. Die langen Driftzeiten der positiven Ladungsträger führen dazu, daß sich in der Nähe der Kathode Ionen–Wolken sammeln, die sich nur langsam auflösen. Diese Wolken stellen Raumladungen dar, die das elektrische Feld im Kondensator deformieren und abschwächen. Das schwächere elektrische Feld wiederum bewirkt ein Ansteigen der Rekombinationsraten, so daß die Signaleffizienz sinkt.

#### 2.5.2.3 Dosisleistungsabhängigkeit

In flüssigkeitsgefüllten Ionisationskammern ist häufig ein unterproportionaler Zusammenhang zwischen der Rate der einfallenden Teilchen und dem gemessenen Ionisationsstrom zu beobachten. Diese Abhängigkeit — im Fall unserer Apparatur von der Dosisleistung — wurde bisher nicht physikalisch exakt beschrieben, da die Vorgänge in flüssigkeitsgefüllten Ionisationskammern vor allem in bezug auf den Ladungstransport nicht genau verstanden sind [Leo87, Kle92].

Eine präzise physikalische Beschreibung der Dosisleistungsabhängigkeit ist auch deshalb so schwierig, weil sich die verschiedenen Faktoren, von denen die Signalhöhe abhängt, gegenseitig beeinflussen. Eine durch Raumladungen herabgesetzte effektive Feldstärke begünstigt die Rekombinationsprozesse. Dies führt zu einer geringeren Anzahl freier Ladungsträger und damit zu einer Abnahme der Dichte der Raumladungen, wodurch die effektive Feldstärke wiederum ansteigt.

Die Ausbildung von Ladungswolken führt außerdem zu einer nicht räumlichen Abhängigkeit der genannten Parameter, da das elektrische Feld nicht mehr streng homogen ist. Da aber die Bewegung der Ladungswolke über die Driftgeschwindigkeit ebenfalls mit der elektrischen Feldstärke zusammenhängt, sind präzise theoretische Vorhersagen zur Dosisleistungsabhängigkeit nicht zu treffen. Stattdessen ist man auf eine Beschreibung dieses Phänomens durch Messungen angewiesen.

## 2.6 Die segmentierte Ionisationskammer

Für die Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, wurde eine segmentierte flüssigkeitsgefüllte Ionisationskammer mit 400 Kanälen verwendet. Diese

Kammer wurde in Zusammenarbeit mit dem Institut für Kernphysik (IK) des Forschungszentrums Karlsruhe entwickelt und gebaut [Ebe02].

## 2.6.1 Aufbau

Die segmentierte Ionisationskammer besteht aus einer Keramikplatine, auf der 400 Signalelektroden, die sogenannten Pads, angeordnet sind, sowie einem Hochspannungs-



Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau der segmentierten Ionisationskammer. Tragende Teile aus Edelstahl sind schraffiert dargestellt.

gitter aus Nickel. Die Abstände zwischen den 35  $\mu$ m dicken Drähten des Gitters betragen 0,53 mm. Der Abstand zwischen dem Hochspannungsgitter und der Pad–Platine ist 5 mm, was damit auch die Dicke der sensitiven Schicht darstellt. Die gesamte Konstruktion ist in einem zylinderförmigen Topf aus Edelstahl untergebracht, der komplett mit dem aktiven Medium gefüllt ist.

Abbildung 2.5 zeigt den Aufbau der segmentierten Ionisationskammer. Der Boden der Kammer ist wannenartig und läßt sich über ein Ventil im geschlossenen Zustand befüllen. Der Deckel enthält alle elektronischen Komponenten. Auch die Durchführungen für die 400 Signalleitungen und die Hochspannungsversorgung verlaufen durch den Kammerdeckel. Alle Durchführungen sind vakuumdicht (Leckrate  $< 10^{-7}$  mbar l/s), um die Füllung der Kammer vor Verunreinigungen von außen zu schützen. Die Dichtung zwischen Kammerboden und -deckel erreicht noch bessere Werte, die Durchführungen limitieren die Gesamtdichtigkeit. Die Bodenwanne enthält weiterhin die Halterungen zur Montage der Kammer am Mini-MLC und ein 2 mm dickes Fenster aus dem Kunststoff Vectra als Strahleintritt. Ein solches Fenster befindet sich auch als Strahlaustritt im Deckel. Die Vectra-Fenster messen (75 × 89) mm<sup>2</sup>, der Topf hat einen Durchmesser von 240 mm und ist 47,5 mm hoch. Die Montage am MLC erfolgt mit dem Deckel nach unten.

Das für die Fenster verwendete Vectra ist ein harter, thermoplastischer Kohlenwasserstoff, der sich vor allem durch seine chemischen Eigenschaften als Material für die Kammer empfiehlt. Vectra ist sehr inert und damit resistent gegen die vorgesehenen Füllflüssigkeiten, die allesamt starke Lösungsmittel sind. Nur die völlige Resistenz aller in der Kammer verbauten Materialien gegen diese Füllflüssigkeiten stellt sicher, daß keine Verunreinigungen in das aktive Medium eingetragen werden.

Insgesamt werden durch die Kammer die folgenden Materialien in den Strahlengang eingebracht:  $2 \times 2 \text{ mm}$  Vectra mit einer Dichte von  $1,65 \text{ g/cm}^3$ , 0,63 mm Platine (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) sowie eine 36,6 mm dicke Schicht aus der Füllflüssigkeit. Das Hochspannungsgitter aus Nickel ist aufgrund seiner geringen Dicke vernachlässigbar, ebenso die Metall–Schichten auf der Vorder- und Rückseite der Pad–Platine.

#### 2.6.2 Die Pad–Platine

Die Pad–Platine bildet das Herzstück der segmentierten Ionisationskammer. Auf einer Fläche von  $(70 \times 84) \text{ mm}^2$  sind 400 Pads der Größe  $(3, 3 \times 4, 0) \text{ mm}^2$  angeordnet.



Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Pad-Platine. Die Grundplatte besteht aus 0,63 mm dicker Keramik  $(Al_2O_3)$ , die leitenden Teile aus Silber-Palladium. Die Signalleitungen (siehe 2.6.3) verlaufen auf der Platinenrückseite.

Die Pads bilden eine  $20 \times 20$  große Detektormatrix. Die Abstände zwischen den Pads betragen in Zeilen- wie in Spaltenrichtung 0,2 mm. Das sensitive Pad–Feld ist von einem sogenannten Erdungsring umgeben, der wie die Pads auf Masse-Potential liegt und dazu dient, das Kondensatorfeld im Randbereich der Detektormatrix zu homogenisieren. Abbildung 2.6 zeigt den Aufbau der Pad–Platine.

Die Segmentierung der Pad–Platine ist so gewählt, daß jeder Detektorstreifen genau von 2 Leafpaaren des Mini-MLC beschattet wird. In der Isozentrumsebene bedeckt ein Pad eine  $(5 \times 6) \text{ mm}^2$  große Fläche. Durch Berücksichtigung der Signalhöhen in den Pads ist die tatsächliche Ortsauflösung des Detektors besser als dieser Wert.

## 2.6.3 Signalleitungen

Auf der Rückseite der Pad–Platine werden die Stromsignale der einzelnen Pads an den Rand der Platine geleitet. Von dort werden die Signale abgegriffen und zu den



Abbildung 2.7: Verlauf der Signalleitungen auf der Rückseite der Pad-Platine [Bol02].
Durchführungen im Boden der Kammer geleitet. Abbildung 2.7 zeigt die Anordnung der Signalleitungen auf der Rückseite der Pad–Platine.

Da als Platinenmaterial eine spezielle Keramik verwendet wird, für die keine Möglichkeit besteht, Leitungen in verschiedenen Schichten übereinander zu legen, müssen alle 400 Leitungen in einer Schicht von  $(70 \times 84)$  mm<sup>2</sup> nach außen geführt werden. Diese Bedingung war einer der entscheidenden limitierenden Faktoren bei der Anzahl der Kanäle und damit bei der räumlichen Auflösung der segmentierten Ionisationskammer.

# 2.7 Elektronik für den segmentierten Detektor

Die Auslese der segmentierten Ionisationskammer erfolgt mit 2 FE4C Vielkanal–Elektrometern der Firma Physalus, Turin. Diese sind mit jeweils 4 VLSI–Chips des gleichen Herstellers und mit jeweils 256 voneinander unabhängigen Elektrometern bestückt. Insgesamt können bis zu 16 FE4C–Boards parallel betrieben werden, d. h. die maximal mögliche Anzahl zu messender Kanäle beträgt also 4096. Die Elektrometer basieren auf dem Recycling–integrator–Prinzip, das in Abschnitt 2.7.1 vorgestellt wird. Die Auflösung der Elektrometer beträgt zwischen 200 und 800 fC und ist werkseitig auf 600 fC eingestellt. Mit dieser Einstellung können Eingangsströme zwischen 0,1 nA und 1  $\mu$ A mit Fehlern kleiner als 1 % gemessen werden [Phy01a].

#### 2.7.1 Recycling-integrator-Prinzip

Die Recycling-integrator-Schaltung zur Ladungsmessung wurde 1983 von Bernard Gottschalk vorgestellt [Got83]. Vereinfacht läßt sich die Funktionsweise wie folgt darstellen: Der Eingangsstrom wird als Ladung in einem Kondensator gesammelt. Übersteigt die gesammelte Ladungsmenge einen Grenzwert, wird eine wohldefinierte Ladungsmenge aus dem Kondensator abgeleitet und dabei ein Spannungspuls erzeugt. Diese Spannungspulse werden gezählt. Die Anzahl der Pulse multipliziert mit der Ladungsmenge, die dem Kondensator pro Puls entzogen wird, ergibt die Gesamtladungsmenge des integrierten Eingangsstromes. Während der Teilentladung wird der Eingangsstrom weitergesammelt, so daß das Elektrometer ohne Totzeiten arbeitet. Ein weiterer Vorteil dieser Schaltung besteht darin, daß die gemessenen Signale direkt in digitalisierte Form vorliegen, was den Datentransport erleichtert.

Bei Übersteuerung des Eingangskanals durch einen höheren als den maximal zulässigen Strom werden Pulse mit der maximalen Frequenz generiert, die Schaltung nimmt dabei keinen Schaden. Die bei Übersteuerung gemessene Ladung entspricht also der, die beim maximal zulässigen Strom gemessen würde. Dies führt dazu, daß Fehler, die durch eine kurzfristige und geringe Übersteuerung entstehen, minimiert werden, im Gegensatz zu älteren Schaltungen ähnlicher Art, die bei Übersteuerung den Meßwert Null angaben, also keine Pulse erzeugten.

#### 2.7.2 Aufbau der Auslese–Elektronik

Abbildung 2.8 zeigt den schematischen Aufbau der Datenauslese bzw. des Datenflusses. Die Signale der Pads werden über Flachbandkabel in 50er–Gruppen an die



Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des Datenflusses im Me $\beta$ aufbau

Elektrometer–Eingänge der FE4C–Karten geführt. Diese Leitungen sind die einzigen im gesamten Aufbau, die analoge Signale transportieren, und werden deshalb so kurz wie möglich gehalten (ca. 1 m), um das Rauschen und andere Störeinflüsse gering zu halten.

Nach der Verarbeitung in der FE4C–Karte liegen die Daten als 16–Bit–Integer–Zahlen vor und können per PC mit Hilfe einer Steuersequenz (ebenfalls 16 Bit) abgerufen werden. Das FE4C verfügt zum Zwecke der Datenübertragung über jeweils 16 binäre Ein- und Ausgänge (TTL, 0 Volt = 0, +5 Volt = 1). Der PC, der zu den Messungen verwendet wird, verfügt über eine schnelle Multi–I/O–Karte (National Instruments PCI DIO 32 HS), die auf der PC–Seite ebenfalls je einen 16 Bit breiten Ein- und Ausgang nach TTL–Standard zur Kommunikation mit der Meßelektronik zur Verfügung stellt.

Die Steuersequenzen bzw. die Meßwerte werden zwischen dem Behandlungsraum, wo sich der Detektor und die FE4C–Karten befinden und dem PC im Kontrollraum über eine Strecke von ca. 10 m übertragen. Da die Übertragung im TTL–Format schon ab einer Strecke von etwa 1 m unzuverlässig werden kann [Phy01b], werden Level–Adapter– Karten der Firma Physalus verwendet, die die zu übertragenden Bits in den differenziellen RS422–Standard (rück)übersetzen.

# 2.8 Software

Die Software zur Datenauslese für den segmentierten Detektor wurde im Rahmen dieser Arbeit mit der graphischen Programmiersprache G (National Instruments LabVIEW 6i) für diese Anwendung erstellt und getestet. Der komplette Quellcode des Program-



Abbildung 2.9: Vereinfachtes Flußdiagramm der Software zur Datenauslese. Die genauen Programmabläufe können in Anhang A eingesehen werden.

mes kann im Anhang A eingesehen werden. An dieser Stelle sollen nur die grundlegende Arbeitsweise des Programms, seine Eigenschaften und die Grenzen seiner Anwendung

beschrieben werden. Abbildung 2.9 zeigt ein vereinfachtes Flußdiagramm der Auslesesoftware.

Eine Meßsequenz beginnt mit einem Startsignal, das an die FE4C–Boards gesendet wird. Mit diesem Startsignal werden die Zwischenspeicher der Elektronik auf den Wert Null gesetzt und die Messung gestartet. Nach einer vom Benutzer einstellbaren Zeit (ca. 10 bis 200 ms, in Schritten von 1 ms) wird die Messung durch ein sogenanntes Latch–Signal gestoppt. Das Latch–Signal bewirkt, daß für alle Kanäle der aktuelle Zählerstand in die Zwischenspeicher übertragen wird und damit abrufbar gemacht wird. Die Zeit zwischen dem Senden der beiden Signale wird als Differenz der jeweils direkt nach dem Senden abgefragten Systemzeiten ermittelt. Diese Differenz wird als Dauer der Messung gespeichert.

Dann folgt die Auslesesequenz, in der die Meßwerte seriell abgefragt werden. Die Nummern der auszulesenden Kanäle und ihre Reihenfolge werden durch eine Steuerdatei festgelegt, dessen Name im Quellcode der Software festgelegt ist und der vom Benutzer nicht verändert werden kann. Das Steuerfile besteht aus einer 2–dimensionalen Matrix, die für jeden auszulesenden Kanal eine Kanaladresse (8 Bits) und eine Boardadresse (4 Bits) enthält. Der Platz der Einträge in der Steuermatrix entspricht der Lage des Kanals in der Detektormatrix. Das Steuerfile beinhaltet also gleichzeitig die geometrische Zuordnung der Kanäle. Nach Ablauf der Auslesesequenz liegen die gemessenen Daten als 2–dimensionale Matrix — entsprechend dem Steuerfile — vor und werden sofort als Intensitätsdiagramm dargestellt.

Für die Ausgabe der Meßdaten in Datei–Form ist die 2–dimensionale Darstellung ungeeignet, da eine Gesamtmessung in der Regel mehrere Messungen mit gleichen Parametern enthält. Daraus ergäbe sich eine 3–dimensionale Datenstruktur, die nicht in einer ASCII–Datei darzustellen ist. Das ASCII–Dateiformat wurde aber wegen seiner relativ kompakten Form (zumindest ist ASCII gut komprimierbar) und der nahezu universellen Lesbarkeit durch unterschiedliche verarbeitende Software auf verschiedenen Rechnerplattformen (am DKFZ und am IK in Karlsruhe) als Ausgabeformat gewählt. Dazu werden die Daten einer Messung jeweils als Zeilenvektor einer Gesamtdatenmatrix hinzugefügt. Dies hat außerdem den Vorteil, daß die Meßzeit jedes Durchgangs jeweils als erstes Element eines Daten–Zeilenvektors mit gespeichert werden kann.

# 2.9 Durchführung der Messungen

In diesem Abschnitt soll die Durchführung der Messungen beschrieben werden, mit denen der Detektor und die Elektronik getestet wurden. Auswertungen dieser Messungen sind in Kapitel 3 zu finden.

#### 2.9.1 Messungen am Gammatron

Die ersten Messungen mit der Ionisationskammer wurden am Gammatron durchgeführt. In diesen Tests wurden zunächst die Eigenschaften verschiedener Nachweismedien bei unterschiedlichen Dosisleistungen untersucht. Zu diesem Zeitpunkt waren nur an einer Kante der Pad–Platine die Signalleitungen mit den Durchführungen verbunden, so daß nur an 100 Kanälen Signale gemessen werden konnten (siehe hierzu Abbildung 2.7 in Abschnitt 2.6.3). Die übrigen Pads blieben potentialfrei, also auch ungeerdet.

Die umliegenden, nicht angeschlossenen Pads führten in diesem Fall zu starken Inhomogenitäten des Kondensatorfeldes am Rand des ausgelesenen Viertels der Detektormatrix. Deshalb wurden die randnahen Kanäle aus der Auswertung herausgenommen. Abbildung 2.10 zeigt die Lage der ausgelesenen und der ausgewerteten Kanäle.



Abbildung 2.10: Ausgelesene (hellgrau) und ausgewertete (dunkelgrau) Pads der Detektormatrix bei den Messungen am Gammatron.

Die unterschiedlichen Dosisleistungen wurden durch Variation des Abstandes zwischen Quelle und Kammer erreicht. Die Dosisleistung ist proportional zum Kehrwert des Quadrats des Abstandes. Gemessen wurde jeweils in Abständen von 60, 70, 80, 90 und 100 cm. Hierzu muß ein Offset von 22,5 mm addiert werden, da die Abstandsmessung zwischen Quelle und Austrittsfenster stattfand (die Kammer lag bei diesen Messungen mit der Unterseite nach oben, damit die Kammer nicht auf den Signalkabeln liegt

und eventuell Kabelbrüche verursacht). Der Offset entspricht dem Abstand zwischen
Außenseite Austrittsfenster und der Mitte des sensitiven Volumens. Die Größe des
Strahlenfeldes wurde bei allen Messungen auf $(30 \times 30)$ cm <sup>2</sup> eingestellt. Tabelle 2.3
zeigt die verwendeten Dosisleistungen für die Messungen am Gammatron.

	Dosisleistung $\left[\frac{\mathrm{mGy}}{\mathrm{min}}\right]$			
Abstand [cm]	Jul 02	Aug 02	$\mathrm{Sep}\ 02$	Okt $02$
60	635	628	621	614
70	466	461	456	451
80	357	353	349	345
90	282	279	276	273
100	228	226	224	221

Tabelle 2.3: Dosisleistungen am Gammatron für verschiedenen Abstände von der Quelle. Die Werte sind berechnet und daher nur als Näherungen zu betrachten, sie beziehen sich auf ein  $(30 \times 30)$  $cm^2$  großes Feld (im Isozentrum) frei Luft (laut Aushang im Kontrollraum). Die angegebenen Abstände beinhalten keine Offset-Korrektur.

An jedem Meßtag wurde in jedem Abstand je 500 Messungen mit jeweils 100 ms Meßdauer mit Spannungen zwischen 100 und 1000 Volt Hochspannung durchgeführt. Die selben Messungen wurden bei geschlossener Strahlenquelle (Abstand 70 cm) zur Pedestal–Bestimmung durchgeführt. Ebenso wurden für jeden Abstand und bei geschlossener Quelle Pedestals ohne Hochspannung gemessen. Die Messungen wurden mit jedem Nachweismedium im Abstand von 2 bis 6 Tagen mindestens einmal wiederholt. Die Meßtage am Gammatron sind in Tabelle 2.4 zusammengefaßt.

#### 2.9.2 Messungen am Linearbeschleuniger

Die Messungen am LINAC (Siemens Primus) wurden nur mit Isooktan–Füllung durchgeführt, wobei die Kammer an den ModuLeaf MLC montiert war. Bei diesen Messungen sollte hauptsächlich das Ortsauflösungsvermögen des Detektors untersucht werden.

Zu diesem Zweck wurden unterschiedliche Strahlenfeldformen am ModuLeaf eingestellt. Parallel wurden diese Felder mit einem dosimetrischen Röntgenfilm (Kodak X–Omat), der in der Isozentrumsebene positioniert wurde (3 cm wasseräquivalentes Phantommaterial über dem Film), aufgenommen. Auf diese Weise läßt sich die Messung der Ionisationskammer direkt mit dem Ergebnis einer etablierten dosimetrischen Methode vergleichen.

Neben verschiedenen Figuren wie Kreis, Kreuz oder Dreieck wurden mit dem MLC gerade Kanten eingestellt, die schrittweise über die Detektorfläche verfahren wurden.

Medium	gefüllt am	Meßtag	Anzahl Kanäle
TMS	19.07.02	19.07.02	100
		25.07.02	100
	05.09.02	05.09.02	400
Isooktan	05.08.02	05.08.02	100
		07.08.02	100
		09.08.02	100
TMP	12.08.02	12.08.02	100
		14.08.02	100
		15.08.02	100

Tabelle 2.4: Übersicht der Messungen am Gammatron.

Die Schrittweite in x-Richtung betrug damit 1 mm in der Isozentrumsebene, in y-Richtung eine Lamellenbreite, was 2,5 mm in der Isozentrumebene entspricht.

#### 2.9.3 Kalibrationsmessungen

Zusätzlich zu den Messungen mit der Kammer wurde die Qualität der genommen Daten bei zwei Kalibrationsmessungen untersucht.

#### 2.9.3.1 Software

Zur Überprüfung der Zuverlässigkeit der Auslese–Software hinsichtlich der Meßzeit wurde ein zufällig ausgewählter Kanal der Elektronik mit einem konstanten Strom belegt. Dieser Strom wurde mit einem stabilisierten Gleichspannungsnetzgerät und einem externen Widerstand (-15 V über 20 G $\Omega$ ) erzeugt.

Dieser Strom wurde mit verschiedenen Meßzeiten zwischen 5 und 200 m<br/>s jeweils 500 mal gemessen.

#### 2.9.3.2 Elektronik

Der Test der Elektronik zielte darauf, die Linearität der Elektrometer zu überprüfen. Hierzu wurde ein zufällig ausgewählter Kanal der Elektronik mit einer geeichten Gleichstromquelle (Keithley Picoampere Source, Modell 261) verbunden. Es wurden jeweils 500 Messungen mit jeweils 100 ms Meßdauer für Ströme zwischen 0,01 und 100 Nanoampere durchgeführt.

# Kapitel 3

# Ergebnisse

In diesem Kapitel wird eine Auswahl der quantitativen Ergebnisse der durchgeführten Messungen gezeigt. Außerdem finden sich hier Angaben zu den Unsicherheiten der Messungen. Eine Diskussion dieser Ergebnisse erfolgt in Kapitel 4.

# 3.1 Softwarekalibration

Die Durchführung der Messung zur Softwarekalibration wird in Abschnitt 2.9.3.1 beschrieben. Ziel dieser Messung war es, die Verläßlichkeit der Meßzeitangabe zu überprüfen. Die Meßzeit wird in der Software als Differenz zweier Systemzeitmarken ermittelt, die jeweils unmittelbar nach dem Starten bzw. Beenden der Messung abgefragt werden. Die Zeit, die zum Auslesen der Speicher benötigt wird, fließt nicht in die Meßzeit mit ein. Es ist daher unerheblich, daß bei dieser Messung lediglich ein Kanal ausgelesen wird.

Der gemessene Strom kann in diesem Fall als fehlerfrei konstant angesehen werden, da die Schwankungen der Spannung des stabilisierten Netzteils die einzige Quelle eines Fehlers wären. Diese Schwankungen liegen im Promille–Bereich und können vernachlässigt werden. Eine Veränderung des Widerstandswertes, zum Beispiel durch thermische Effekte, sind bei der geringen Stromstärke nicht zu erwarten.

Abbildung 3.1 zeigt das Ergebnis dieser Messung. Auf der x-Achse ist der Mittelwert der von der Software ausgegebenen Meßzeit aufgetragen, auf der y-Achse die in dieser Zeit im Elektrometer gesammelte Ladungsmenge in willkürlichen Einheiten. Der angegebene Wert ist der Mittelwert der gezählten ADC-Schritte. Als Meßunsicherheit sind jeweils die Standardabweichungen der Meßwerte-Verteilung berechnet worden. Die Werte sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Der Zusammenhang zwischen der gemessenen Zeit und der gemessenen Ladungsmenge wird durch eine lineare Funktion sehr gut beschrieben, die Unsicherheiten sind für Meßzeiten über 50 ms mit ca. 1 ms sehr klein. Es kann davon ausgegangen werden, daß die Dauer des Meßintervalls von der Software mit einem Fehler kleiner als 2 ms angegeben wird.



Abbildung 3.1: Ergebnisse der Softwarekalibration.

eingestellte	ermittelte	Meßzeit		ADC-Wert
Meßzeit [ms]	Meßzeit $[ms]$	Std.Abw. [ms]	ADC-Wert	Std.Abw.
5	6,15	0,47	9,44	0,96
10	$13,\!15$	1,26	$19,\!87$	1,76
15	$15,\!36$	$0,\!58$	22,76	1,04
20	$20,\!35$	0,56	30, 39	$0,\!67$
25	$25,\!45$	$0,\!58$	37,84	$1,\!01$
30	$30,\!53$	$0,\!57$	$45,\!55$	$0,\!69$
40	40,73	0,48	60,71	$0,\!58$
50	$50,\!84$	0,39	75,74	$0,\!63$
60	$60,\!87$	$0,\!38$	90,73	$0,\!69$
70	$70,\!91$	$0,\!35$	105,70	$0,\!67$
80	80,93	0,33	$120,\!35$	$0,\!67$
90	$90,\!95$	0,30	$135,\!05$	$0,\!47$
100	100,91	0,33	$149,\!95$	$0,\!42$
110	110,92	0,33	164,94	$0,\!42$
120	$120,\!89$	$0,\!35$	$179,\!90$	$0,\!41$
130	130, 91	0,34	194,83	$0,\!58$
140	$140,\!93$	0,31	209,83	$0,\!57$
150	$150,\!90$	0,38	224,42	0,74
160	160,94	0,30	239,02	$0,\!44$
170	$170,\!92$	0,31	$253,\!97$	$0,\!30$
180	180,92	0,33	268,96	$0,\!35$
190	$190,\!95$	0,30	$283,\!97$	$0,\!41$
200	200,93	$0,\!34$	298,89	$0,\!52$

Tabelle 3.1: Mittelwerte und Standardabweichungen der Messung zurSoftwarekalibration.

# 3.2 Elektronikkalibration

Die Durchführung der Messung zur Elektronikkalibration wird in Abschnitt 2.9.3.2 beschrieben. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.2 dargestellt, Tabelle 3.3 zeigt die einzelnen Werte. Auf der x-Achse ist die an der Stromquelle eingestellte Stromstärke aufgetragen. Die Unsicherheit dieses Wertes wird mit 1 % angenommen. Ein Prüfprotokoll der Firma Keithley Instruments GmbH aus dem Jahr 1997 [Kei97] für dieses Gerät gibt Maximalfehler von 0,25-0,6 % an, ist aber zum Zeitpunkt der Messungen bereits veraltet gewesen.

Auf der y-Achse sind die Mittelwerte der ADC-Werte des Elektrometers aus 500 Messungen aufgetragen. Die Meßunsicherheit ist als eine Standardabweichung der Meßwerteverteilung angegeben. Die ADC-Werte sind zusätzlich um einen Offset korrigiert. Beim Wechsel in einen anderen Größenordnungsbereich traten im sonst sehr gut linearen Zusammenhang zwischen der eingestellten Stromstärke und den gemessenen ADC-Werten Sprünge auf. Eine Messung des Nullstromes ergab unterschiedliche Werte für die einzelnen Größenordnungsbereiche. Deshalb wurde der Nullstrom für jeden Größenordnungsbereich bestimmt und die gemessenen Werte um diesen Offset vermindert. Tabelle 3.2 zeigt die Werte dieser Korrektur.

Strom $[nA]$ (* $[pA]$ )	Offset $[nA]$ (* $[pA]$ )	Standardabw.[pA]
10-100*	$3,75^{*}$	1,12
0,2-1	$34,\!88^*$	0,91
2-10	$0,\!364$	$2,\!27$
20-100	3,452	17,05

Tabelle 3.2: Offset–Werte und Standardabweichungen für die verschiedenen Strombereiche bei der Messung zur Elektronikkalibration.

Aus den hier gezeigten Daten läßt sich auch bestimmen, welcher Ladungsmenge ein ADC–Zähler entspricht. Unter Verwendung der Gaußschen Fehlerfortpflanzungsformel wurde für jeden Meßwert die Ladungsmenge pro ADC–Zähler und die zugehörige Meßunsicherheit berechnet. Im Mittel erhält man

$$(575 \pm 10, 0) \frac{\text{fC}}{\text{ADC}}$$
.

Für diese Mittelung wurden die Messungen mit Strömen unter 100 pA vernachlässigt, da die Elektrometer laut Spezifikation für diese Ströme nicht geeignet sind. Die Herstellerangabe für die Ladungsmenge pro ADC–Zähler ist 600 fC/ADC.



Abbildung 3.2: Ergebnisse der Elektronikkalibration. Oben die Darstellung des gesamten gemessenen Bereichs, darunter Detailansichten der einzelnen Größenordnungsbereiche.

I [nA] (*[pA])	$\Delta I \ [nA] \ (*[pA])$	ADC-Wert	Std.Abw. ADC
10*	$0,1^{*}$	$1,\!65$	1,01
$20^{*}$	$0,2^{*}$	$3,\!29$	$1,\!00$
$30^{*}$	$0,\!3^*$	$5,\!05$	$0,\!98$
$40^{*}$	$0,4^{*}$	6,74	1,02
$50^{*}$	$0,5^{*}$	$8,\!47$	0,96
$60^{*}$	$0,\!6^{*}$	$10,\!11$	0,94
$70^{*}$	$0,7^{*}$	$11,\!87$	0,93
$80^{*}$	$0,8^{*}$	$13,\!5$	$0,\!95$
90*	$0,9^{*}$	$15,\!35$	0,94
0,1	$1^{*}$	$17,\!09$	0,91
0,2	$2^{*}$	$35,\!39$	$0,\!80$
$0,\!3$	$3^{*}$	$52,\!95$	$0,\!82$
$0,\!4$	$4^{*}$	$70,\!56$	$0,\!87$
$0,\!5$	$5^{*}$	88,3	$0,\!93$
$0,\!6$	$6^{*}$	$105,\!88$	$0,\!89$
0,7	$7^*$	$123,\!61$	$0,\!98$
$0,\!8$	8*	$141,\!17$	0,96
0,9	$9^{*}$	$158,\!82$	1,01
1	$10^{*}$	$176,\!42$	$1,\!59$
2	$20^{*}$	$333,\!31$	$2,\!68$
3	$30^{*}$	$508,\!64$	$3,\!30$
4	$40^{*}$	684,78	$3,\!99$
5	$50^{*}$	$860,\!07$	$4,\!24$
6	60*	1035,77	$5,\!48$
7	$70^{*}$	$1211,\!63$	$5,\!32$
8	80*	1387,78	$6,\!51$
9	$90^{*}$	$1562,\!98$	7,02
10	0,1	$1738,\!98$	$7,\!3$
20	0,2	3460,06	$25,\!6$
30	$0,\!3$	$5200,\!41$	31,2
40	$0,\!4$	$6937,\!77$	39,2
50	$0,\!5$	$8682,\!27$	$40,\!6$
60	$0,\!6$	$10423,\!93$	45,0
70	0,7	$12161,\!54$	$54,\!5$
80	0,8	$13899,\!28$	$53,\!9$
90	0,9	$15643,\!85$	$61,\!8$
100	1	$17387,\!35$	66,0

 Tabelle 3.3: Werte der Messung zur Elektronikkalibration.

\_\_\_\_\_

# 3.3 Flüssigkeiten-Vergleich

In diesem Abschnitt werden die Messungen behandelt, die die spezifischen Eigenschaften der verschiedenen Medien, mit denen die Kammer befüllt wurde, untersuchen. Da diese Messungen in einem Stadium der Entwicklung der Kammer stattfanden, in dem noch nicht alle 400 Kanäle einsatzfähig waren, wird im folgenden Abschnitt zunächst kurz auf das besondere Antwortverhalten der Kammer in diesem Stadium eingegangen.

### 3.3.1 Ansprechverhalten

Während den Messungen mit den verschiedenen Füllflüssigkeiten war nur ein Viertel der Pads auf der Detektorgrundplatine einsatzbereit (siehe Abschnitt 2.9.1). Abbildung 3.3



Abbildung 3.3: Typische Signalhöhenverteilung bei den Messungen mit 100 Kanälen (hier: Quellenabstand 70 cm, Spannung 1000 V, Isooktanfüllung). Deutlich zu erkennen sind die Auswirkungen der Feldinhomogenitäten am Rand des messenden Bereichs.

zeigt das sich daraus ergebende Ansprechverhalten der Kammer. Aus diesem Grund wurden für die Untersuchung der verschiedenen Flüssigkeiten nur die in Abbildung 2.10 (Abschnitt 2.9.1) dargestellten Kanäle betrachtet.

Abbildung 3.4 zeigt die Signalhöhe für die drei Flüssigkeiten in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung. Als Unsicherheit für den Wert der Spannung wurden 2%, mindestens jedoch 5 V, angenommen, für die Signalhöhe entspricht die angegebene Unsicherheit einer Standardabweichung. Auffällig ist der enorme Unterschied der absoluten Signalhöhen von TMP und TMS einerseits sowie Isooktan andererseits. Für TMP ist



Abbildung 3.4: Signalhöhe eines Kanals in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Die gezeigten Daten wurden jeweils am Tag der Füllung im Abstand 70 cm von der Quelle aufgenommen.

ab etwa 700 Volt ein leichtes Abweichen vom linearen Zusammenhang zwischen der Signalhöhe und der angelegten Spannung zu beobachten. Möglicherweise findet hier schon der Übergang vom Proportionalbereich zum Sättigungsbereich der Ionisationskammer statt.

Abbildung 3.5 zeigt die Verteilung der Signalhöhen eines Kanals (Kanal 393) für die verschiedenen Medien bei jeweils drei unterschiedlichen Spannungen (100, 500 und 1000 Volt). Die Standardabweichungen dieser Verteilungen liegen für die Messungen mit



Abbildung 3.5: Typische Signalhöhenverteilungen innerhalb eines Kanals (hier Kanal 393). Für die drei Nachweismedien sind die Meßwertverteilungen jeweils am Tag der Füllung für 3 Spannungen gezeigt. Der Abstand zur Quelle betrug jeweils 70 cm.

Spannungen über 700 Volt unter 1,5%, bis auf wenige Ausnahmen sogar unter 1%. Auch bei niedrigeren Spannungen übersteigen die Standardabweichungen 3% in der Regel nicht.

#### 3.3.2 Reinheitsabhängigkeit

Wie in Abschnitt 2.5.2.1 beschrieben können Verunreinigungen der Füllflüssigkeit einen enormen Einfluß auf die Signalhöhe haben. Systematische Untersuchungen zu diesem Thema wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht unternommen, da es schwierig ist, sehr kleine, definierte Konzentrationen von verunreinigenden Substanzen in die Kammer einzubringen. Einen Hinweis auf die Auswirkungen von Verunreinigungen erhält man aber dennoch, wenn man wie in Abbildung 3.6 die Signalhöhe in Abhängigkeit von der Zeit seit der letzten Füllung betrachtet.



Abbildung 3.6: Signalstärke in Abhängigkeit von der Zeit seit der letzten Füllung der Kammer. Aufgetragen sind jeweils die Werte des Kanals 393. Die Regressionsgraden stellen keinen echten Datenfit da, sondern dienen lediglich der Verdeutlichung der Tendenz.

Zum Zeitpunkt der Füllung kann man für die Füllflüssigkeit einen reproduzierbaren Reinheitgrad annehmen, da die Füllmedien im IK Karlsruhe in einer Destillationsanlage auf bestmögliche Reinheit gebracht werden und anschließend ohne Kontakt zur "Außenwelt" mittels einer Vakuumabfüllanlage in die Kammer eingebracht werden. Ab diesem Zeitpunkt kann davon ausgegangen werden, daß der Reinheitsgrad der Flüssigkeit z.B. durch eindiffundierenden Sauerstoff langsam sinkt.

Es zeigt sich, daß der Abfall der Signalhöhe bei TMP wesentlich stärker ausfällt als bei TMS oder Isooktan. Eine andere denkbare Erklärung für den dramatischen Abfall der Signalqualität bei TMP sind Strahlenschäden. In jedem Fall läßt dieses Verhalten TMP als weniger geeignet für den Einsatz als Medium in der Ionisationskammer erscheinen.

#### 3.3.3 Dosisleistungsabhängigkeit

Bei den Messungen am Gammatron in verschiedenen Abständen von der Strahlenquelle wurde damit die in die Kammer einfallende Dosisleistung variiert. Abbildung 3.7 zeigt die Abhängigkeit der relativen Signalhöhe (ADC/(dD/dt)) von der Dosisleistung (dD/dt). Bestünde ein linearer Zusammenhang zwischen dem gemessenen Signal und der eingestrahlten Dosisleistung, ergäbe sich eine Gerade mit der Steigung 0.

Stattdessen ist eine erhebliche Abhängigkeit der Signaleffizienz von der Dosisleistung zu beobachten, die im Widerspruch zu den Ergebnissen von Johansson und Wickman [Joh97a] steht. Die Gründe hierfür können im Einfluß der Raumladungen auf das Signalverhalten der Kammer gesucht werden. Die in dieser Arbeit vorgestellte Kammer besitzt ein wesentlich größeres (sensitives) Volumen als die von Johansson benutzte. Der Effekt von Raumladungen kann sich in diesem größeren Volumen stärker entfalten.

Dieser Effekt betrifft alle getesteten Flüssigkeiten. Die Dosisleistungsabhängigkeit ist bei Isooktan etwas schwächer ausgeprägt als bei TMP oder TMS. Ein Grund dafür liegt in der kleineren Signalhöhe bei Isooktan. Die Ladungsträgerdichte in der Kammer und damit die Menge der Raumladungen ist hier geringer als bei den anderen Medien.

Für die hier vorgestellte Messung wurde die Dosisleistung mit  $1/r^2$  berechnet, wobei r den Abstand zwischen Strahlenquelle und der Mitte des sensitiven Volumens bezeichnet. Die so gewonnenen Dosisleistungen wurden auf den Wert für den Abstand 60 cm normiert. Das zur Berechnung der Dosisleistungen verwendete Abstandsquadratgesetz wurde zuvor mit einer Messung (Farmer–Kammer und Dosimeter "Unidos", PTW, Freiburg) bestätigt.

#### 3.3.4 Fazit

Nach Abschluß der Untersuchungen zu den Eigenschaften der Füllflüssigkeiten wurde Isooktan als sensitives Medium für die weiteren Messungen ausgewählt, obwohl diese Flüssigkeit die geringsten Signalhöhen liefert. Neben den leichten Vorteile bezüglich der Dosisleistungsabhängikeit waren für diese Entscheidung eher Ausschlußkriterien für die anderen zur Wahl stehenden Flüssigkeiten maßgeblich. TMP wurde aufgrund der starken Abhängigkeit der Signalstärke von der Reinheit der Füllflüssigkeit ausgeschlossen. Gegen TMS sprachen vor allem die Schwierigkeiten, die sich durch den niedrigen Siedepunkt  $(27^{\circ}C)$  möglicherweise ergeben.



Abbildung 3.7: Dosisleistungs-Abhängigkeit der Kammer (Messung am Gammatron). Aufgetragen sind in x-Richtung die Dosisleistung, normiert auf den Wert im Abstand 60 cm und das gemessene Signal relativ zur Dosisleistung in y-Richtung.

# 3.4 Ortsauflösung des Detektors

Nach der endgültigen Fertigstellung des Detektors im September 2002 konnte mit 400 Kanälen gemessen werden. Abbildung 3.8 zeigt das Antwortverhalten der vollständig angeschlossenen Ionisationskammer. Deutlich sichtbar sind die Kanäle 15 und 28, die



Abbildung 3.8: Ansprechverhalten der Kammer mit 400 Kanälen.

etwa das dreifache bzw. das doppelte Signal liefern. Ursache hierfür sind wahrscheinlich Kurzschlüsse zwischen Signalleitungen auf der Pad–Platine. Im Kanal 15 ist dann die Summe der Kanäle 15, 55 und 104 zu sehen, Kanal 28 enthält auch das Signal seines Nachbarn 29.

Ansonsten spricht die Kammer sehr homogen an, die mittlere Abweichung vom Mittelwert aller 400 Kanäle beträgt 1,4%, die maximale 5,3%. Die leichten Erhöhungen vor allem an den Ecken der Detektormatrix sind auf Randinhomogenitäten des Kondensatorfeldes zurückzuführen.

#### 3.4.1 Geometrische Figuren

Als erster Test für das Ortsauflösungsvermögen der Kammer wurden mit dem Modu-Leaf verschiedene geometrische Figuren erzeugt und die Abbildung dieser Figuren in der Detektormatrix betrachtet. Die Abbildungen 3.9 und 3.11 zeigen die Stellungen der Kollimatorlamellen für die Figuren "Kreuz" und "x–Streifen" in bezug zur Detektormatrix.



Abbildung 3.9: Feldform der Figur "Kreuz". Die dunkelgrau dargestellten Bereiche sind durch Kollimatorlamellen abgedeckt.

Die Abbildungen 3.10 und 3.12 zeigen die mit diesen Feldformen erzeugten Signalhöhen in der Detektormatrix. Man kann erkennen, daß der Abfall der Signale an den Kanten weniger steil ist als der reale Intensitätsabfall durch Halbschatten. Eine Erklärung hierfür liefert die in Abschnitt 3.3.3 gezeigte Dosisleistungsabhängigkeit. Durch die höhere Signaleffizienz bei geringerer Strahlintensität, beispielsweise im Halbschatten, werden diese Bereiche "überbewertet".



Abbildung 3.10: Darstellung der Figur "Kreuz" mit der Kammer.



Abbildung 3.11: Feldform der Figur "x-Streifen". Die dunkelgrau dargestellten Bereiche sind durch Kollimatorlamellen abgedeckt.



Abbildung 3.12: Darstellung der Figur "x-Streifen" mit der Kammer.

#### 3.4.2 Gradient in *x*-Richtung

Zur quantitativen Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens der Kammer wurde mit dem ModuLeaf eine parallel zur y-Achse verlaufende Kante erzeugt. An dieser Kante entsteht ein in x-Richtung verlaufender Gradient in der Strahlintensität. Diese Kante wurde in 7 Schritten von jeweils 1 mm (bezogen auf die Isozentrumsebene) in x-Richtung über eine komplette Padlänge verschoben. Abbildung 3.13 zeigt die Anfangs- und Endposition der Lamellen über der Detektormatrix.



Abbildung 3.13: Feldformen zur Bestimmung der Gradienten in x-Richtung. Die dunkelgrau dargestellten Bereiche sind durch Kollimatorlamellen abgedeckt, im hellgrau dargestellten Bereich wird die Kante verschoben.

Abbildung 3.14 zeigt einen Ausschnitt eines mit der Kammer gemessenen Dosisprofils in x-Richtung (Kanäle 71 bis 75), für jede der sieben Lamellenpositionen. Schon hier ist zu erkennen, das sich die Meßwerte für jede Kollimatoreinstellung mindestens in einem Kanal (73 oder 74) gut unterscheiden.

In Abbildung 3.15 sind die Häufigkeitsverteilungen der Meßwerte aus den Kanälen 72 bis 74 jeweils für die sieben Lamellenpositionen aufgetragen. Hieraus wird deutlich, daß sogar alle sieben Positionen durch die Meßwerte in zwei Kanälen (73 und 74) unabhängig voneinander aufgelöst werden können. Hier stellt die "Verbreiterung" des



Abbildung 3.14: Auflösung in x-Richtung.

Halbschattenbereichs durch die Dosisleistungsabhängigkeit möglicherweise einen Vorteil dar. Im Kanal 74 kann durch diesen Effekt die Position einer Kante, die deutlich weiter als die reale Halbschattenbreite (3,2 mm bezogen auf das Isozentrum, siehe Abschnitt 2.2.2) entfernt ist, aufgelöst werden. Die Ortsauflösung in x-Richtung ist also besser als 1 mm, bezogen auf die Isozentrumsebene.



Abbildung 3.15: Darstellung der Ortsauflösung in x-Richtung. Erläuterungen siehe Text.

### 3.4.3 Gradient in *y*-Richtung

Die Vorgehensweise zur Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens des Detektors in y-Richtung entspricht der im Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Methode zur Untersuchung dieser Auflösung in x-Richtung. Der einzige Unterschied besteht darin, daß die Schrittweite zur Verschiebung der Kante durch die Breite der Lamellen (2,5 mm im Isozentrum) vorgegeben und limitiert ist. Die mögliche "Schrittweite" des Kollimators in y-Richtung von 2,5 mm in der Isozentrumsebene kann mit der segmentierten Ionisationskammer problemlos aufgelöst werden.



Abbildung 3.16: Feldformen zur Bestimmung der Gradienten in y-Richtung. Die dunkelgrau dargestellten Bereiche sind durch Kollimatorlamellen abgedeckt, im hellgrau dargestellten Bereich wird die Kante verschoben.



Abbildung 3.17: Auflösung in y-Richtung.



Abbildung 3.18: Darstellung der Ortsauflösung in y-Richtung. Erläuterungen siehe Text.

# 3.5 Vergleich mit filmdosimetrischen Messungen

Zusätzlich zu den Messungen mit der Ionisationskammer wurden für die verwendeten Einstellungen des Kollimators auch Messungen mit dosimetrischen Röntgenfilmen (siehe Abschnitt 2.9.2) durchgeführt. Die entwickelten Filme wurden mit einem Scanner und entsprechender Software ("FIPS" und "Mephysto", PTW Freiburg) digitalisiert.



Abbildung 3.19: Darstellung der Feldform "Kreuz" mit einem dosimetrischen Film.

Um die Filmmessungen direkt mit den Ergebnissen der Ionisationskammer vergleichen zu können, wurden die Filme zunächst in einer Schrittweite von 1 mm gerastert. Die

Projektion der Pads der Ionisationskammer in der Isozentrumsebene, wo die Filmmessungen durchgeführt wurden, hat eine Größe von  $(5 \times 6)$  mm<sup>2</sup>. Wenn man in den Daten der Filmmessung immer je  $5 \times 6$  Werte aufaddiert, erhält man als Ergebnis die Filmdaten in der Auflösung der Detektormatrix. Die Abbildungen 3.19 und 3.20 zeigen die Ergebnisse der Filmmessungen für die Figuren "Kreuz" und "x–Streifen". Die entsprechenden Darstellungen mit den Meßdaten der Kammer finden sich in Abschnitt 3.4.1 (Abbildungen 3.10 und 3.12.



Abbildung 3.20: Darstellung der Feldform "x-Streifen" mit einem dosimetrischen Film.

Es ist gut zu erkennen, daß das von der Dosisleistung abhängige Ansprechverhalten der Ionisationskammer Auswirkungen auf die Wiedergabe der Figuren hat. Die Überhöhung

des Signals bei kleineren Dosisleistungen läßt die Dosisgradienten an den Kanten der Figuren flacher erscheinen. Die Filmmessungen zeigen, daß diese Gradienten in der Realität steiler ausfallen. Aus diesem Grund stellt auch die Leckstrahlung, die den geschlossenen Kollimator passiert, bei den Filmmessungen einen wesentlich flacheren Untergrund dar als bei den Messungen mit der Kammer.

Bei der Figur "Kreuz" ist außerdem zu erkennen, daß die Differenzierung der verschiedenen Dosishöhen, die durch die unterschiedlichen Breiten der einzelnen Äste entstehen, in den Filmmesungen ausgeprägter ist. Auch dieser Effekt läßt sich auf die Dosisleistungsabhängigkeit der Kammer zurückführen. Während der Meßwertebereich der Kammer bei niedrigeren Dosisleistungen quasi "gestreckt" wird, findet für große Dosisleistungen eine "Stauchung" statt.

# 3.6 Absorption

Ein wichtiger Punkt für den Einsatz der segmentierten Ionisationskammer im Therapiebetrieb ist die Strahlungsabsorption durch den Detektor. Zur Bestimmung dieser Absorption wurden zwei Filmmessungen bei komplett geöffnetem Kollimator durchgeführt, einmal mit am ModuLeaf montierter Kammer, einmal ohne. Alle anderen Meßbedingungen wurden beibehalten. Die Kammer war für diese Messung mit Isooktan befüllt, die Beschleunigerspannung am LINAC betrug 6 MV.

Bei beiden Filmen wurde in der Feldmitte ein  $(50 \times 50)$  mm<sup>2</sup> großes Areal untersucht und der Mittelwert der in diesem Bereich gemessenen Dosis bestimmt. Tabelle 3.4 zeigt die Ergebnisse dieser Messung.

	mit Kammer	Std.abw.	ohne Kammer	Std.abw.
Dosis im				
Isozentrum [mGy]	$476,\! 6$	3,42	$570,\! 6$	$5,\!06$
Absorption $[\%]$	16,5	$0,\!95$	-	-

Tabelle 3.4: Absorption der Strahlung durch die Kammer.

Es ergibt sich eine Absorption von  $(16, 5 \pm 0, 95)$  %.

# 3.7 Positionierung der Ionisationskammer

Zur Kontrolle der Positionierung der Kammer am Modu Leaf werden Messungen mit den Figuren "Kreuz" und "x–Streifen" verwendet.

## 3.7.1 xy–Position

Die vier Arme der Figur "Kreuz" sind so gestaltet, daß immer entweder ein oder zwei



Abbildung 3.21: Profile durch die Figur "Kreuz" zur bestimmung der Positioniergenauigkeit. Die Schnitte A und C laufen in x-Richtung, B und D in y-Richtung.

Padstreifen voll ausgeleuchtet werden. Bei korrekter Positionierung der Kammer sollte das Signal zu beiden Seiten der ausgeleuchteten Streifen symmetrisch abfallen.

Abbildung 3.21 zeigt die Ergebnisse einer solchen Messung. Die Schnitte A und C verlaufen in x-Richtung, sind also Querprofile durch die Äste des "Kreuzes", die in  $\pm y$ -Richtung zeigen. Die Schnitte B und D sind analog dazu Profile durch die in  $\pm x$ -Richtung verlaufenden Äste. Insgesamt ist eine gute Symmetrie festzustellen, die Positionierung der Pads zum Kollimator ist korrekt.

### 3.7.2 Verkippungen

Zusätzlich zur Positionierung wurde untersucht, ob die Kammer bei der Montage an den ModuLeaf eventuell gegen die Laufrichtung der Lamellen (x-Richtung) verkippt ist. Hierzu wurden Profile in x-Richtung in der Figur "x-Streifen" betrachtet. Die Kanten der Streifen verlaufen exakt parallel zur x-Richtung. Im Falle einer Verkippung oder Verdrehung der Padstreifen in der Kammer gegen diese Kanten würde sich durch einen Signalanstieg bzw. –abfall innerhalb eines Profils bemerkbar machen.

Abbildung 3.22 zeigt vier solcher Profile. Es wurden keine Anzeichen für eine Verkippung der Kammer gegen die Laufrichtung der Lamellen gefunden.


Abbildung 3.22: Profile in x-Richtung für die Figur "x-Streifen" zur Untersuchung möglicher Verkippungen des Detektors gegenüber dem ModuLeaf. Im Falle einer vorhandenen Verkippung müßten alle Signalhöhen innerhalb eines Schnittes deutlich ansteigen oder abfallen.

## Kapitel 4

## **Diskussion und Ausblick**

In diesem Kapitel sollen die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Ergebnisse und Erkenntnisse diskutiert werden. Neben einigen abschließenden Bemerkungen zur Physik der Ionisationskammern soll auch geklärt werden, ob der im Rahmen dieser Arbeit getestete Detektor den gestellten Zielsetzungen entspricht. Außerdem wird ein Ausblick gegeben, in dem mögliche Weiterentwicklungen an dem hier vorgestellten System aufgezeigt werden.

### 4.1 Physik der Ionisationskammern

Die Untersuchungen und Erörterungen zu den Vorgängen in Ionisationskammern in dieser Arbeit zeigen auf, daß dieses zunächst einfach erscheinende Thema im Detail hochkomplex und schwierig ist. Eine Vielzahl von sich gegenseitig beeinflußenden Effekten spielt bei der Betrachtung von Ionisation, Rekombination und Diffusion ebenso wie bei den schwierig zu beschreibenden Transportprozessen eine Rolle. Es existieren zahlreiche Näherungsformel zur Berechnung z.B. von Signaleffizienzen, die immer nur unter bestimmten Voraussetzungen gültig sind.

Als problematisch erweist sich vor allem die Übertragung von Ergebnissen und theoretischen Überlegungen von den besser verstandenen gasgefüllten Ionisationskammern auf Detektoren mit flüssigen Nachweismedien. Beispielsweise zeigen die Untersuchungen an flüssigkeitsgefüllten Ionisationskammern der schwedischen Forschungsgruppe um Bengt Johansson [Joh97a, Joh97b, Wic92], daß solche Kammern unter günstigen Bedingungen mit Formeln beschrieben werden können, die eigentlich für gasgefüllte Kammern entwickelt wurden [Mie04, Boa66, Boa80].

Im Gegensatz dazu zeigt das Verhalten der in dieser Arbeit getesteten Ionisationskammer, daß solche Übertragungen nicht generell gültig sind. Die ausgeprägten Dosisleistungsabhängigkeiten beispielsweise wurden in Schweden nicht beobachtet. Zwar kann das Phänomen mit einem durch eine andersartige Geometrie stärker auftretenden Raumladungseffekt erklärt werden, trotzdem fehlt eine geschlossene, allgemein gültige Beschreibung aller Vorgänge in einer Ionisationskammer. Die in den Abschnitten 2.4 und 2.5 zusammengetragenen Informationen behandeln für sich genommen jeweils nur Teilaspekte der physikalischen Vorgänge. Allerdings lassen sich die einzelnen Effekte nicht entkoppeln. Eine im Kondensatorvolumen bestehende Raumladungswolke wirkt sich durch die Veränderung des elektrischen Feldes auf die Rekombinationsraten aus. Zeitlich und räumlich veränderliche Rekombinationsraten machen es wiederum unmöglich, präzise Aussagen über die Form der entstehenden Raumladungen zu treffen. Man ist bei der Bewertung der Beiträge der einzelnen Effekte auf das Verhalten des Detektors auf Abschätzungen angewiesen.

## 4.2 Möglichkeiten einer Online– Qualitätssicherung

Die in dieser Arbeit vorgestellte flüssigkeitsgefüllte Ionisationskammer ist vor allem aufgrund der gezeigten Dosisleistungsabhängigkeit der Signale als Dosimeter im klassischen Sinne eher unbrauchbar. Allerdings hat sich gezeigt, daß der Zweck, für den die Kammer entwickelt wurde, nämlich der Einsatz als Monitorsystem zur Bestimmung der Lamellenpositionen eines MLC, trotzdem mit einer guten bis sehr guten Genauigkeit erreicht werden kann. Es hat sich gezeigt, daß eine Veränderung der Feldform nicht nur den Kanal beeinflußt, über dessen Pad sich die sich bewegende Lamelle befindet, sondern auch Auswirkungen auf benachbarte Kanäle hat. Mit einer geeigneten Kalibrierung, die auch die Dosisleistungsabhängigkeit der Kammer berücksichtigt, lassen sich die Lamellenpositionen voraussichtlich auch für unregelmäßigt geformte Felder wie sie in der Therapie üblicherweise vorkommen — aus den gesammelten Daten der Kammer bestimmen.

Es sind aber auch Fälle denkbar, in denen unterschiedliche Feldformen eventuell das gleiche Signal im Detektor erzeugen. Abbildung 4.1 zeigt ein einfaches Beispiel für



Abbildung 4.1: Ein einfaches Beispiel für zwei verschiedene Feldformen, mit denen möglicherweise das gleiche Antwortverhalten des Detektors erzeugt wird.

eine solchen Fall. Die Ursache für eine solche mögliche Uneindeutigkeit der Detektorsignale ist darin zu suchen, daß die Auflösungsvermögen in x- und y-Richtung nicht unabhängig voneinander sind. Im folgenden Abschnitt soll gezeigt werden, daß dies die Eignung des Detektors als Monitorsystem kaum beeinträchtigt.

#### 4.2.1 Vorhersagbarkeit der Kammersignale aus Planungsdaten

Ziel dieser Arbeit war es, ein Detektorsystem zu entwickeln, mit dessen Hilfe die Positionen der Lamellen des ModuLeaf durch Messung der den Kollimator passierenden Strahlung verifiziert werden können. Die Aufgabe der Monitorkammer besteht nicht darin, eine unbekannte Feldform zu detektieren. Vielmehr ist es möglich, zusätzlich zu den Meßdaten der Kammer Sollwerte zu erzeugen, die sich aus den Planungsdaten für die Bestrahlung ergeben.

Aus den Planungsdaten können die erwarteten Verteilungen für den Energiefluß für jede verwendete Feldform vorrausberechnet werden. Die so erhaltenen Sollwerte für den Energiefluß stellen eine zusätzliche Information dar, mit deren Hilfe das Anwortverhalten der Kammer für jede Feldform simuliert werden kann, sofern eine präzise Kalibrierung für alle Dosisleistungswerte vorliegt.

Für die Kontrolle der Lamellenpositionen des MLC reicht es dann aus, die vorausberechneten Sollwerte der einzelnen Kanäle mit den aktuell gemessenen Werten zu vergleichen und bei Überschreitung noch zu definierender Grenzwerte zu warnen oder die Behandlung zu unterbrechen.

Der Vorteil dieser Methode gegenüber der bisher verwendeten Verifikation der Lamellenposition durch Messung von Potentiometerwiderständen, die mechanisch an die Lamellen gekoppelt sind, liegt darin, daß die mit der Ionisationskammer gewonnenen Daten unmittelbare Messungen von Strahlenfeldparametern sind. Bei der Verwendung der Potentiometer wird zuvor für jeden Patientenplan eine Phantommessung durchgeführt, um die Widerstandswerte der Potentiometer mit den Dosiswerten im Wasserphantom zu korrelieren. Diese Messungen verbrauchen wertvolle Strahlzeit, die dem Therapiebetrieb verloren geht.

Beim Einsatz der segmentierten Ionisationskammer als Monitor zur Überwachung der Lamellenpositionen könnten solche Messungen auf einige Kalibrationen beschränkt werden. Die so gewonnene Strahlzeit würde die Verlängerung der Bestrahlungszeiten, die sich durch die Absorption im Detektor zwangsläufig ergäbe, mindestens ausgleichen.

## 4.3 Ausblicke

Mit dem Abschluß dieser Arbeit ist das Online–Monitor–System natürlich noch nicht für den regulären Einsatz am LINAC bereit. Weiterentwicklungen sind sowohl für Detektor wie auch für die Software nötig. Dieser Abschnitt soll mögliche nächste Schritte für eine Weiterentwicklung des Systems aufzeigen.

#### 4.3.1 Der nächste Prototyp

Die in dieser Arbeit verwendete Ionisationskammer sollte als erster Prototyp für einen Detektor für den Online–Monitor gesehen werden. Im Laufe der Tests sind einige Punkte aufgefallen, die beim Bau eines neuen Prototyps beachtet werden sollten.

#### 4.3.1.1 Geometrisch korrekte Segmentierung

Die Segmentierung der Padplatine ist beim aktuellen Prototyp der Kammer nicht ganz korrekt. Die Größen der Pads sind so gewählt, daß die Segmentierung exakt mit den Leafkanten in y-Richtung übereinstimmte, wenn sich die Pad-Platine unmittelbar an der Unterseite der Kollimatorlamellen befände.

Tatsächlich besteht aber ein Abstand von ca. 48 mm zwischen der Pad–Platine und den Unterseiten der Lamellen, der beim nächsten Prototyp durch eine entsprechende Vergrößerung der Pads berücksichtigt werden sollte. Zusätzlich sollte bei einer modifizierten Pad–Platine der Erdungsring verbreitert und das Hochspannungsgitter vergrößert werden, um die leichten Signalerhöhungen an den Rändern der Detektormatrix, die auf schwache Feldinhomogenitäten in diesem Bereich hinweisen, zu unterbinden.

#### 4.3.1.2 Erweiterung auf 800 Kanäle

Der ursprüngliche Plan, einen Detektor mit etwa 1000 Kanälen als Online–Monitor zu entwickeln, scheiterte an den Vorgaben für das Platinenmaterial im Detektor. Die verwendete Keramik ist zwar chemisch stabil gegenüber der Füllflüssigkeit, kann aber bislang nicht in mehreren Schichten verarbeitet werden. Dies ist aber für die Vergrößerung der Kanalzahl in der Kammer unbedingt nötig, da für die Signalleitungen auf der Platine keine dichtere Packung als die aktuelle möglich ist.

Die Messungen zur Ortsauflösung des Detektor haben ergeben, daß schon mit der derzeitigen Segmentierung Differenzen der Lamellenstellung von 1 mm detektiert werden können. Wünschenswert wäre aber eine stärkere Entkopplung der Auflösungen in xund y-Richtung, die durch eine Verdopplung der Kanalzahl in y-Richtung erreicht werden könnte. Eine solche Verfeinerung der Segmentierung kann in Erwägung gezogen werden, sobald die Herstellung einer entsprechenden Pad–Platine technisch möglich ist und zu einem moderaten Preis angeboten wird.

#### 4.3.1.3 Absorption durch den Detektor

Der aktuelle Prototyp der segmentierten Ionisationskammer absorbiert etwa 16 % der therapeutisch nutzbaren Strahlung. Die Schichtdicke der im Strahlengang befindlichen Detektorfüllflüssigkeit beträgt 36,6 mm, von denen nur 5 mm tatsächlich als aktives Medium genutzt werden. Durch eine schlankere Konstruktion lassen sich bei einem neuen Prototypen erhebliche Verbesserungen erzielen. Die passive Füllflüssigkeit macht rechnerisch fast zwei Drittel der Gesamtabsorption der Kammer aus.

#### 4.3.2 Software

Die aktuelle Version der Software wurde vor allem für den Einsatz bei den Messungen am Gammatron geschrieben. Für den Einsatz am LINAC sind Optimierungen wünschenswert, die den veränderten Bedingungen, vor allem der gepulsten Strahlapplikation, Rechnung tragen. Desweiteren stellt die Software bisher noch keine Instrumente zum Einsatz der Kammer als Online–Monitor zur Verfügung, sondern dient im wesentlichen dem Sammeln von Daten.

#### 4.3.2.1 Triggerung vom LINAC

In der aktuellen Version der Software ist der genaue Zeitpunkt, zu dem eine Messung startet, zufällig und von außen nicht zu beeinflußen. Bei Messungen am LINAC besteht die Möglichkeit, vom Beschleuniger ein Triggersignal zu erhalten. Mit diesem Triggersignal können die Messungen mit den LINAC–Pulsen synchronisiert werden.

Zu diesem Zweck muß die Software modifiziert werden. Die Hardware bietet alle nötigen Voraussetzungen für die Triggerung der Software durch ein entsprechendes Signal vom Beschleuniger.

#### 4.3.2.2 Verwendung von LabVIEW RT

Die Linearbeschleuniger am DKFZ (Siemens Primus) arbeiten mit einer Pulsfrequenz von 100 Hz. Für einen Einsatz der Monitorkammer bei dynamischer IMRT ist eine zeitliche Auflösung von einem oder zwei Beschleunigerpulsen gefordert. Die dafür nötigen Meßzeiten liegen unter 10 bzw. 20 ms. Die Messungen zur Softwarekalibration haben ergeben, daß die Schwankungen in der Meßzeit in diesem Bereich noch recht groß sind. Für Zeitauflösungen besser als etwa 30 ms (entspricht 3 LINAC–Pulsen) ist die Umsetzung der Software auf LabVIEW RT zu erwägen. Mit dieser "real time"–fähigen Variante der bisher eingestzten Programmierumgebung LabVIEW ließen sich bessere Zeitauflösungen realisieren.

#### 4.3.2.3 Ist-Soll-Vergleich online

Für den Verwendungszweck als Monitorkammer muß die Software um die Möglichkeit, die aktuellen Daten mit vorgegebenen Sollwerten zu vergleichen, erweitert werden. Bisher werden die aktuellen Daten lediglich dargestellt, aber nicht weiterverarbeitet.

#### 4.3.2.4 Fernbedienung via Ethernet

Der Aufbau des Meßsystems ist durch das Verlegen der Datenleitungen (Flachbandkabel) durch die Strahlenschutztür bislang unnötig aufwendig. Eine bessere Möglichkeit, die mit einem Softwareupdate realisiert werden kann, besteht darin, den Meßrechner im Bestrahlungsraum zu plazieren und das System über eine Ethernetverbindung aus dem Kontrollraum fernzusteuern. Ethernetverbindungen zwischen Kontroll– und Bestrahlungsraum bestehen bereits und können ohne mühsames Kabelverlegen genutzt werden.

## Kapitel 5

## Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung eines Detektorsystems, mit dem die Lamellenpositionen des ModuLeaf MLCs während der Bestrahlung kontrolliert werden können. Die zu diesem Zweck am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelte segmentierte Ionisationskammer ist in der Lage, diese Aufgabe zu erfüllen.

Nach umfangreichen Tests bezüglich des Signalverhaltens der Kammer mit unterschiedlichen sensitiven Medien wurde Isooktan als Füllflüssigkeit für die Ionisationskammer ausgewählt. Gegen Tetramethylpentan (TMP) spricht die extreme Abhängigkeit der Kammersignale von der Reinheit des Mediums, TMS wurde aufgrund des niedrigen Siepunktes von 27°C ausgeschlossen. Für alle Medien wurde eine ausgeprägte Dosisleistungsabhängigkeit der Meßwerte festgestellt.

Bei der Untersuchung der Abbildungseigenschaften der Kammer konnten die Auswirkungen dieser Dosisleistungsabhängigkeit auf die Wiedergabe der eingestrahlten Feldformen gezeigt werden. Vergleiche mit filmdosimetrischen Messungen zeigten, daß Feldgradienten in der Darstellung durch die Kammer unterschätzt werden.

Trotzdem können mit der segmentierten Ionisationskammer Verschiebungen einer Kante im Kollimator um einen Millimeter, bezogen auf die Isozentrumsebene, eindeutig nachgewiesen werden. Dies ist eine Grundvoraussetzung für die Verwendung als Online– Monitor zur Kontrolle der Lamellenpositionen.

Die Auswertung von mit der Kammer erzeugten Abbildungen verschiedener geometrischer Figuren bestätigte die korrekte Position der Kammer bei der Montage am ModuLeaf MLC. Es konnten keine Anzeichen für Verkippungen oder Verdrehungen der Kammer gegen die x- und y-Achse des Kollimators festgestellt werden.

Insgesamt zeigen die Untersuchungen zum Abbildungsverhalten, zur Ortsauflösung und zur Positionierung, daß sich die Kammer als Monitor zur Kontrolle der Lamellenposition hervorragend eignet. Das Konzept dieser Kontrolle sieht die Verwendung von Sollwerten zum Vergleich mit gemessenen Istwerten vor. Die Sollwerte können aus den Planungsdaten für eine Bestrahlung gewonnen werden.

Eine Weiterentwicklung des in dieser Arbeit vorgestellten Monitorsystems ist erfolgversprechend. Das Ortsauflösungsvermögen der segmentierten Ionisationskammer ist besser als erwartet, das Konzept, die Sollpositionen der Lamellen in Sollwerte für die Meßergebnisse der einzelnen Kammersignale umzusetzen, verspricht ein effizientes Werkzeug zur Qualitätssicherung zu werden. Für eine Weiterentwicklung ist die Optimierung der folgenden Punkte am wichtigsten:

- Verringerung der Absorption durch den Detektor.
- Entwicklung einer Simulation des Ansprechverhaltens der Kammer zur Erzeugung von Sollwerten für die Kammersignale.
- Optimierung der Software für Messungen am Linearbeschleuniger.
- Integration eines Ist–Soll–Vergleichs zwischen gemessenen und vorgegebenen Daten in die Software.

# Anhang A

## Quellcode der Auslesesoftware

In diesem Anhang ist der Quellcode der Auslesesoftware, wie sie in LabVIEW realisiert wurde, gezeigt. Abbildung A.1 zeigt die Benutzteroberfläche mit Bedienelementen und Anzeigen.



Abbildung A.1: Benutzeroberfläche der Auslesesoftware.



Abbildung A.2: Der nullte Rahmen der äußeren Sequenzstruktur der Auslesesoftware.



Abbildung A.3: Der erste Rahmen der äußeren Sequenzstruktur der Auslesesoftware mit den jeweils nullten Rahmen der Sequenzstrukturen der ersten und zweiten Ebene.



Abbildung A.4: Die Rahmen 1 bis 4 der Sequenzstruktur der zweiten Ebene.



Abbildung A.5: Die Rahmen 5 bis 7 der Sequenzstruktur der zweiten Ebene.



Abbildung A.6: Der erste Rahmen der Sequenzstruktur der ersten Ebene.



Abbildung A.7: Der zweite Rahmen der Sequenzstruktur der ersten



Abbildung A.8: Der zweite Rahmen der äußeren Sequenzstruktur der Auslesesoftware.



Abbildung A.9: Der dritte Rahmen der äußeren Sequenzstruktur der Auslesesoftware.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Entstehung des Halbschattens	7
2.2	Gestaltung der Lamellenzwischenräume eines MLC $\hdots$	8
2.3	Quasi–fokussierende Form der Lamellenkanten des Modu Leaf–MLC s $\ .$ .	10
2.4	Idealisierte Ladungsdichteverteilung nach Boag	16
2.5	Schematische Aufbau der Ionisationskammer	24
2.6	Schematische Darstellung der Pad–Platine	25
2.7	Rückseite der Pad–Platine	26
2.8	Schematische Darstellung des Datenflusses im Meßaufbau	28
2.9	Vereinfachtes Flußdiagramm der Software	29
2.10	Ausgelesene und ausgewertete (Messungen am Gammatron) $\ . \ . \ .$ .	31
91	French niene den Coffeenende liberation	96
3.1	Ergebnisse der Softwarekallbration.	30
3.2	Ergebnisse der Elektronikkalibration	39
3.3	Typische Signalhöhenverteilung bei den Messungen mit 100 Kanälen $\ .$ .	41
3.4	Signalhöhe eines Kanals in Abhängigkeit von der angelegten Spannung .	42
3.5	Typische Signalhöhenverteilungen innerhalb eines Kanals $\ \ldots \ \ldots \ \ldots$	43
3.6	Signalstärke in Abhängigkeit von der Zeit seit der letzten Füllung	44
3.7	Dosisleistungs–Abhängigkeit der Kammer	46
3.8	Ansprechverhalten der Kammer mit 400 Kanälen	47
3.9	Feldform der Figur "Kreuz"	48
3.10	Darstellung der Figur "Kreuz"	49
3.11	Feldform der Figur "x–Streifen"	50
3.12	Darstellung der Figur "x–Streifen"	51
3.13	Feldformen zur Bestimmung der Gradienten in $x$ -Richtung $\ldots \ldots \ldots$	52

3.14	Auflösung in $x$ -Richtung	53
3.15	Darstellung der Ortsauflösung in $x$ -Richtung $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	54
3.16	Feldformen zur Bestimmung der Gradienten in $y$ -Richtung $\ldots \ldots \ldots$	55
3.17	Auflösung in $y$ -Richtung	56
3.18	Darstellung der Ortsauflösung in $y$ -Richtung $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	57
3.19	Darstellung der Feldform "Kreuz" mit einem dosimetrischen Film	58
3.20	Darstellung der Feldform "x–Streifen" mit einem dosimetrischen Film $% \mathcal{A}$ .	59
3.21	Profile durch die Figur "Kreuz"	61
3.22	Profile in x–Richtung zur Untersuchung möglicher Verkippungen $\ .\ .$ .	63
4.1	Verschiedene Feldformen mit gleichem Antwortverhalten des Detektors .	66
A.1	Benutzeroberfläche der Auslesesoftware	73
A.1 A.2	Benutzeroberfläche der Auslesesoftware	73 74
A.1 A.2 A.3	Benutzeroberfläche der Auslesesoftware	73 74 75
A.1 A.2 A.3 A.4	Benutzeroberfläche der Auslesesoftware	73 74 75 76
A.1 A.2 A.3 A.4 A.5	Benutzeroberfläche der Auslesesoftware	<ol> <li>73</li> <li>74</li> <li>75</li> <li>76</li> <li>77</li> </ol>
A.1 A.2 A.3 A.4 A.5 A.6	Benutzeroberfläche der Auslesesoftware          Der nullte Rahmen der äußeren Sequenzstruktur der Auslesesoftware          Der erste Rahmen der äußeren Sequenzstruktur der Auslesesoftware          Die Rahmen 1 bis 4 der Sequenzstruktur der zweiten Ebene	<ol> <li>73</li> <li>74</li> <li>75</li> <li>76</li> <li>77</li> <li>78</li> </ol>
A.1 A.2 A.3 A.4 A.5 A.6 A.7	Benutzeroberfläche der Auslesesoftware	<ol> <li>73</li> <li>74</li> <li>75</li> <li>76</li> <li>77</li> <li>78</li> <li>79</li> </ol>
A.1 A.2 A.3 A.4 A.5 A.6 A.7 A.8	Benutzeroberfläche der Auslesesoftware	<ol> <li>73</li> <li>74</li> <li>75</li> <li>76</li> <li>77</li> <li>78</li> <li>79</li> <li>80</li> </ol>

# Tabellenverzeichnis

2.1	Physikalische Eigenschaften des ModuLeaf MLCs	9
2.2	Mobilitäten und Driftzeiten für Elektronen und Ionen $\ . \ . \ . \ .$	22
2.3	Dosisleistungen am Gammatron für verschiedenen Abstände	32
2.4	Übersicht der Messungen am Gammatron	33
3.1	Mittelwerte und Standardabweichungen der Messung zur Softwarekali- bration	37
3.2	Offset–Werte für die Elektronikkalibration	38
3.3	Werte der Messung zur Elektronikkalibration	40
3.4	Absorption der Strahlung durch die Kammer.	60

## Literaturverzeichnis

- [Boa66] Boag, J. W.: Ionization chambers, in: F. W. Attix und W. C. Roesch, Hg., Radiation dosimetry, Bd. 2, Academic Press, 2. Aufl., 1966.
- [Boa80] Boag, J. W. und J. Currant: Current collection and ionic recombination in small cylindrical ionization chambers exposed to pulsed radiation, *British Journal of Radiology* 53 (1980), 471–478.
- [Boe96] Boellaard, R., M. van Herk und B. Mijnheer: The dose–response relantionship of a liquid–filled electronic portal imaging device, *Med. Phys.* **23** (1996), 1601–1611.
- [Bol02] Bolz, H.: Konstruktionszeichnung, Institut für Kernphysik (IK), Forschungszentrum Karlsruhe, 2002, unveröffentlicht.
- [Bor98] Bortfeld, T., J. Stein und W. Schlegel: Inverse Planung und Bestrahlungstechniken mit intensitätsmodulierten Feldern, in: J. Richter, Hg., *Strahlenphysik für die Radioonkologie*, Thieme Verlag, 1998.
- [Bur68] Burlin, T. E.: Cavity-chamber theory, in: F. W. Attix und W. C. Roesch, Hg., *Radiation dosimetry*, Bd. 1, Academic Press, 2. Aufl., 1968.
- [Ebe02] Eberle, K.: Eine feinsegmentierte Flüssigkeitsionisationskammer für die Strahlentherapie, Diplomarbeit, Institut für experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe (TH) und Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Karlsruhe, 2002.
- [Eng93] Engler, J., J. Knapp und G. Vater: Electron conduction in mythylsilanes and their mixtures, Nucl. Instr. and Meth. A 327 (1993), 102–106.
- [Föh01] Föhlisch, F.: Experimentelle und berechnete Fluenzverteilungen bei Multi-Leaf-Kollimatoren hoher Auflösung sowie Rückrechnung von der Fluenzverteilung auf die Leafpositionen zur Steuerung des MLC für die dynamische IMRT, Diplomarbeit, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2001.
- [Got83] Gottschalk, B.: Charge-balancing current integrator with large dynamic range, Nucl. Instr. and Meth. 207 (1983), 417–421.

- [Gre64] Greening, J. R.: Saturation characteristics of parallel-plate ionisation chambers, *Phys. Med. Biol.* **9** (1964), 143–154.
- [Har02a] Hartmann, G. H.: Einführung in die Dosimetrie, in: W. Schlegel und J. Bille, Hg., Medizinische Physik, Bd. 2, Springer-Verlag, 1. Aufl., 2002.
- [Har02b] Hartmann, G. H. und F. Föhlisch: Dosimetric characterization of a new miniature multileaf collimator, *Phys. Med. Biol.* **47** (2002), N171–N177.
- [ICR79] International Commission on Radiation Units and Measurements: Average energy required to pruduce an ion pair, ICRU Report 31, 1979.
- [IEC96] CEI/IEC: Radiotherapy equipment coordinates, movements and scales, IEC 61217. Bureau Central de la Commission Electrotechnique Internationale, Genf, Schweiz, 1996.
- [Jac96] Jacob, C.: Reichweite CT-Zahl Beziehung von Phantommaterialien und Messungen mit einer neuentwickelten multisegmentierten Ionisationskammer zur Dosisverifikation bei Schwerionenbestrahlung, Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfalkultät der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1996.
- [Joh97a] Johansson, B. und G. Wickman: General collection efficiency for liquid isooctane and tetramythylsilane used as sensitive media in a parallel-plate ionization chamber, *Phys. Med. Biol.* 42 (1997), 133–145.
- [Joh97b] Johansson, B., G. Wickman und J. Bahar-Gogani: General collection efficiency for liquid isooctane and tetramythylsilane in pulsed radiation, *Phys. Med. Biol.* 42 (1997), 1929–1938.
- [Kei97] Keithley Instruments GmbH: Prüfprotokoll, Modell 261 Picoampere Source, Serien Nr. 26060, 1997.
- [Kle92] Kleinknecht, K.: Detektoren f
  ür Teilchenstrahlung, Teubner-Verlag, 3. Aufl., 1992.
- [Leo87] Leo, W. R.: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, 1987.
- [Mie04] Mie, G.: Der elektrische Strom in ionisierter Luft in einem ebenen Kondensator, Annalen der Physik **13** (1904), 857–889.
- [Mye68] Myers, I. T.: Ionization, in: F. W. Attix und W. C. Roesch, Hg., Radiation dosimetry, Bd. 1, Academic Press, 2. Aufl., 1968.
- [Nüs02] Nüsslin, F.: Meßmethoden für die Dosimetrie, in: W. Schlegel und J. Bille, Hg., Medizinische Physik, Bd. 2, Springer-Verlag, 1. Aufl., 2002.
- [Ons38] Onsager, L.: Initial recombination of ions, *Phys. Rev.* 54 (1938), 554–569.

- [Par00] Partridge, M., P. M. Evans, M. van Herk, L. S. Ploeger, G. J. Budgell und H. V. James: Leaf position verification during dynamic beam delivery: A comparison of three applications using electronic portal imaging, *Med. Phys.* 27 (2000), 1601–1609.
- [Phy01a] Physalus: The FE4C front-end board, 2001, Bedienungsanleitung.
- [Phy01b] Physalus: The LATX/-RX level-adapter set, 2001, Bedienungsanleitung.
- [Rei90] Reich, H., Hg.: Dosimetrie ionisierender Strahlung, Teubner-Verlag, 1990.
- [Sch97] Schlegel, W., O. Pastyr, R. Kubesch, J. Stein, T. Diemer, K. H. Höver und B. Rhein: A computer controled micro-multileaf-collimator for stereotactic conformal radiotherapy, in: D. D. Leavitt, Hg., *Proc. 12th Int. Conf. Use* of Computers in Radiation Therapy, S. 79–82, Medical Physics Publishing, 1997.
- [Sch02a] Schlegel, W.: Bestrahlungsgeräte der Teletherapie, in: W. Schlegel und J. Bille, Hg., Medizinische Physik, Bd. 2, Springer-Verlag, 1. Aufl., 2002.
- [Sch02b] Schlegel, W., S. Barthold und B. Hesse: Treatment Modalities, in: W. Schlegel und A. Mahr, Hg., 3D Conformal Radiation Therapy — A multimedia introduction to methods and techniques, Kap. 9, Springer Verlag, 2002, Multimedia CD.
- [Sta03] Stat. Bundesamt: http://www.destatis.de/basis/d/gesu/gesutab19.htm, 2003.
- [Sup91] Supper, R.: Untersuchung und Erklärung des Signalverhaltens von Flüssigkeitsionisationskammern für stark ionisierende Teilchen und Entwicklung einer Rekombinationstheorie, Dissertation, Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Karlsruhe, 1991.
- [Tak94] Takata, N.: Ion loss due to initial recombination in a parallel-plate cavity ionization chamber, *Phys. Med. Biol.* **39** (1994), 1037–1046.
- [Tho96] Thomson, J. J. und E. Rutherford: On the passage of electricity through gases exposed to roentgen rays, *Phil. Mag.* **42** (1896), 392–407.
- [Tho99] Thomson, J. J.: On the theory of the conduction of electricity through gases by charged ions, *Phil. Mag.* **47** (1899), 253–268.
- [Wic92] Wickman, G. und H. Nyström: The use of liquids in ionization chambers for high precision radiotherapy dosimetry, *Phys. Med. Biol.* 37 (1992), 1789– 1812.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die — jeder auf seine Weise — zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Die Reihenfolge der Nennung ist nicht willkürlich, stellt aber keinesfalls eine Gewichtung des eingebrachten Beitrages dar.

Prof. Dr. Wolfgang Schlegel möchte ich für die gute Aufnahme in seiner Abteilung danken, ebenso wie für eine großartige Zeit im Graduiertenkolleg. Prof. Dr. Günther Hartmann danke ich für die Betreuung meiner Arbeit und zahlreiche Anregungen. Prof. Dr. Josef Bille sei ebenfalls für seine Arbeit im Graduiertenkolleg gedankt sowie für die Erstellung des Zweitgutachtens zu dieser Dissertation.

Dr. Joachim Engler und Dr. Jörg Hörrandel aus dem Institut für Kernphysik gilt mein Dank für eine gute und fruchtbare Zusammenarbeit, ebenso wie Katja Eberle, die außerdem für einige gar nicht langweilige Meßtage in Heidelberg gesorgt hat.

Heike Bolz, Norbert Bechthold, Wolfgang Paulus haben durch ihren unermüdlichen Einsatz dafür gesorgt, daß aus einigen Ideen ein real existierender Detektor entstand. Dafür meinen herzlichsten Dank.

PD Dr. Oliver Jäkel und PD Dr. Christian Karger danke ich für eine sehr angenehme Büroatmosphäre, und ihre immer vorhandene Gesprächsbereitschaft und viele kleine Hilfestellungen selbst in hektischen Zeiten.

André Bongers, Stefan Menzel und Dr. Marc Schneberger haben als Korrekturleser gearbeitet und mit ihrem Beitrag die Fehlerdichte in dieser Arbeit auf ein hoffentlich erträgliches Maß gesenkt.

Weiterhin möchte ich allen Mitgliedern der Abteilung Medizinische Physik und des gesamten Forschungsschwerpunktes E für gute Kollegialität und ein angenehmes Arbeitsklima danken.

Ich danke meinen Eltern, die mir ein Studium ermöglicht haben und mich immer unterstützt haben.

Meiner Freundin Nina danke ich für ihr Dasein und Sosein, ihre Liebe und die Kraft, die sie mir gibt.