

Masterarbeit

Aufbau einer Messanordnung zur Simulation des Verhaltens von Widerstandsplattenzählern (RPC)

Marcus Kaspar

Geb. am 07.08.1985

Studiengang: Master für Nano- und Oberflächentechnologien

Betreuer, Einrichtung: Dr. Lothar Naumann,
Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf



Betreuer, Einrichtung: Prof. Dr. Leonore Heiland,
Westfälische Hochschule Zwickau



Westfälische Hochschule Zwickau
University of Applied Sciences

Abgabedatum: 12.3.2012

Abstract

A laser based test facility for the investigation of gas-filled detectors for nuclear physics purposes has been constructed at Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf. The generation by multi photon ionization and detection of electron-ion-pairs in a test facility (RPC = **R**esistive **P**late **C**hambers) will be demonstrated by use of short ultraviolet laser pulses with a length of some picoseconds. We will proof that the test facility is able to simulate ionizing radiation. First measuring results of important gas parameters like the first Townsend coefficient or the drift velocity of electrons in different gas mixtures used for timing RPCs will be presented.

Zusammenfassung

Am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf wurde ein lasergestützter Teststand für gasgefüllte Kernstrahlungsdetektoren aufgebaut. Der Teststand erzeugt UV-Laserpulse mit einer Pulslänge von wenigen Pikosekunden. Es wird gezeigt, dass es mit Hilfe eines stark fokussierten Laserstrahls möglich ist, Elektron-Ion-Paare in einem wohl definierten Raumvolumen innerhalb eines RPC-Testdetektors (RPC = **R**esistive **P**late **C**hambers) zu erzeugen und nachzuweisen. Erste Messungen wichtiger Kenngrößen, wie z.B. des ersten Townsend-Koeffizienten oder der Elektronendriftgeschwindigkeit in verschiedenen Timing-RPC-Gasmischungen, werden vorgestellt.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, welche mir bei der Erstellung dieser Masterarbeit mit Rat und Tat zur Seite standen.

Herrn Prof. Dr. Thomas E. Cowan danke ich für die Gelegenheit, an seinem Institut für Strahlenphysik meine Masterarbeit erstellen zu dürfen.

Frau Prof. Leonore Heiland gilt mein Dank für die Betreuung meiner Masterarbeit.

Herrn Prof. Dr. Burkhard Kämpfer, als Leiter der Abteilung Hadronenphysik, danke ich für das in mich gesetzte Vertrauen.

Herrn Dr. Lothar Naumann gilt meine besonderer Dank für die interessante Aufgabenstellung und die enge Zusammenarbeit beim Erstellen dieser Masterarbeit sowie für die immer hilfreiche und gern gehörte konstruktive Kritik.

Herr Dr. Roland Kotte konnte mir bei diversen Fragen immer kompetent weiter helfen.

Herrn Dr. Mathias Siebold und Markus Löser danke ich für die vielen Anregungen und die Hilfe bei der Realisierung des für den Teststand benötigten Lasers.

Herrn Manfred Sobiella gilt mein Dank für die Hilfe bei der Konstruktion der verwendeten Gaszellen und Detektoren.

Herrn Daniel Stach möchte ich für die Anfertigung der RPC-Testdetektoren danken.

Schließlich gilt mein Dank für helfende Diskussion mit meinen weiteren Kollegen Herrn Alejandro Laso, Herrn Richard Peschke, Herrn Christian Wendisch und Herrn Dr. Jörn Wüstenfeld.

Mein persönlicher Dank geht an meine Mutter und meinen Bruder, Sabine und Tim Kaspar, für den immer sicheren Rückhalt besonders in den kritischen Phasen meines bisherigen Lebens.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	IV
Abbildungsverzeichnis.....	VI
Tabellenverzeichnis.....	IX
1. Einleitung und Motivation	- 1 -
2. Grundlagen.....	- 3 -
2.1 Driftrohr.....	- 3 -
2.1.1 Aufbau.....	- 3 -
2.1.2 Funktionsprinzip	- 4 -
2.1.3 Arbeitspunkt und Gasverstärkung	- 7 -
2.1.4 Signale	- 8 -
2.1.5 Weitere Arten von Driftkammern	- 10 -
2.2 Widerstandsplattenzähler (RPC)	- 12 -
2.2.1 Aufbau.....	- 13 -
2.2.2 Funktionsweise.....	- 15 -
2.2.3 Plattenmaterial	- 16 -
2.2.4 Signale	- 18 -
2.3 Lasersystem und Experiment	- 19 -
2.3.1 Aufbau Lasersystem.....	- 19 -
2.3.2 Experiment	- 21 -
2.3.3 Fokussierung eines Laserstrahls.....	- 23 -
2.4 Multiphotonenionisation	- 26 -
2.5 Erster Townsend-Koeffizient α	- 28 -
3 Messungen und Ergebnisse	- 29 -
3.1 Bestimmung der Radien w_{fx} und w_{fy}	- 29 -
3.2 Fokus Charakterisierung.....	- 31 -
3.3 Beugungsmaßzahl.....	- 34 -

3.4 Effektive Brennweite der Linse L_5	- 37 -
3.5 Rayleighlänge	- 38 -
3.6 Fokusvolumen und Querschnittsfläche	- 40 -
3.7 Plattengeometrie.....	- 41 -
3.8 Auswirkung des Plattenmaterials.....	- 43 -
3.9 Geometrische Akzeptanz.....	- 45 -
3.10 Simulation von radioaktiver Strahlung.....	- 47 -
3.11 Erster effektiver Townsend-Koeffizient α_{eff}	- 50 -
3.12 Driftgeschwindigkeit v_D im RPC- Detektor	- 52 -
3.12.1 Gasmischung 1 (85 % $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ + 10 % SF_6 + 5 % $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ = 85 % Freon + 10 % SF_6 + 5 % Isobutan).....	- 55 -
3.12.2 Gasmischung 2 (85 % $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ + 5 % SF_6 + 10 % $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ = 85 % Freon + 5 % SF_6 + 10 % Isobutan).....	- 56 -
3.12.3 Gasmischung 3 (85 % $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ + 0 % SF_6 + 15 % $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ = 85 % Freon + 0 % SF_6 + 15 % Isobutan).....	- 57 -
3.13 Zeitauflösung σ_D des Teststandes	- 59 -
3.13.1 Gasmischung 1 (85 % $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ + 10 % SF_6 + 5 % $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ = 85 % Freon + 10 % SF_6 + 5 % Isobutan).....	- 60 -
3.13.2 Gasmischung 2 (85 % $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ + 5 % SF_6 + 10 % $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ = 85 % Freon + 5 % SF_6 + 10 % Isobutan).....	- 61 -
3.13.3 Gasmischung 3 (85 % $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ + 0 % SF_6 + 15 % $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ = 85 % Freon + 0 % SF_6 + 15 % Isobutan).....	- 62 -
4 Zusammenfassung und Ausblick.....	- 63 -
5 Referenzen.....	- 1 -
6 Anlagen	1
6.1 Liste des verwendeten Materials	Blatt 1
6.1.1 Messgeräte:	Blatt 1
6.1.2 Messkopf:.....	Blatt 1
6.1.3 Optische Elemente:.....	Blatt 1

6.2 Kompletter Teststand.....	Blatt 2
6.3 Offener Teststand mit Laserlaufweg	Blatt 3
6.4 Messaufbau	Blatt 4
6.5 Technische Zeichnung Driftzelle	Blatt 5
6.6 Technische Zeichnung RPC-Zelle	Blatt 6
7 Selbständigkeitserklärungen	Blatt 7

Abkürzungsverzeichnis

Laser

Symbol	Einheit	Erläuterung
E	J	Energie
A	m ²	Fläche
I	Wcm ⁻²	Intensität
λ	m	Wellenlänge
t _P	s	Pulslänge
f	m	Brennweite
w	m	Radius
Z _R	m	Rayleighlänge
θ	rad	halber Öffnungswinkel
M ²	-	Beugungsmaßzahl
ϑ	s ⁻¹	Frequenz
F	-	Brennpunkt
V	m ³	Volumen
Δy	m	geometrische Akzeptanz
N	-	Anzahl

Gasgefüllte Driftzelle

Symbol	Einheit	Erläuterung
r	m	Radius innerhalb der Driftzelle
a	m	Radius des Anodendrahtes
d	m	Innenradius Kathodenrohr
A	-	Gasverstärkungsfaktor
N _{Pri}	-	Primärelektronenanzahl
N _{Sek}	-	Sekundärelektronenanzahl
N _{Ges}	-	Gesamtelektronenanzahl

Gasgefüllte RPC-Zelle

Symbol	Einheit	Erläuterung
N_{Pri}	-	Primärelektronenanzahl
N_{Sek}	-	Sekundärelektronenanzahl
N_{Ges}	-	Gesamtelektronenanzahl
v_D	ms^{-1}	Driftgeschwindigkeit
g	m	Gasspaltausdehnung (vertikal)
b	m	Spaltbreite (horizontal)
y	m	vertikale Strahlverlage
σ_S	s	Zeitauflösung im Messsystem
σ_D	s	Zeitauflösung im Detektor
τ	s	Relaxationszeit
ϵ_r	-	relative Permittivität
ϵ_0	$\text{AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$	Permittivität im Vakuum
C	AsV^{-1}	Kapazität
ρ	Ωm	spezifischer el. Widerstand

Allgemein

Symbol	Einheit	Erläuterung
E	Vm^{-1}	Feldstärke eines elektrischen Feldes
U	V	elektrische Spannung
t	s	Zeit
Q	C	Ladung
I	A	elektrischer Strom
R	Ω	elektrischer Widerstand
e	C	Elementarladung
c	ms^{-1}	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
h	Js	plancksches Wirkungsquantum
P	W	Leistung

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: schematische Darstellung eines Driftrohrdetektors (Die Abbildung aus [2] wurde als Grundlage verwendet)	- 3 -
Abbildung 2: Stoßlawine in der Nähe der Anodenoberfläche. Die Lawine hat eine Entstehungslänge von wenigen Anodenradien [4]	- 6 -
Abbildung 3: Skizze der Emission eines Photons durch die Relaxation eines angeregten gebundenen Elektrons [5]	- 6 -
Abbildung 4: schematische Darstellung des Verlaufs der Kennlinie von gasgefüllter Kernstrahlungsdetektoren [6]	- 7 -
Abbildung 5: Signalverlauf mit Dargestellten Signalanteilen eines Driftrohrs [7]	- 8 -
Abbildung 6: HADES Detektorsystem an der GSI Darmstadt [8] (TOFINO-Detektor wurde zwischenzeitlich durch einen RPC-Detektor ersetzt)	- 10 -
Abbildung 7: Orientierung der Signaldrähte in den HADES-Vieldrahtkammern (MDC). Jede Kammer enthält ca. 1000 Anodendrähte. Die Oberfläche des Detektors variiert von 0,5 m ² (MDC I) bis 4 m ² (MDC II) [8]	- 11 -
Abbildung 8: Detektoranordnung aus einzelnen Straw Tube-Detektoren [22]	- 11 -
Abbildung 9: Querschnitt eines am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf gefertigten RPC-Detektors [11]	- 13 -
Abbildung 10: RPC-Testdetektor in Gaszelle. In der Mitte ist ein Plattenpaar mit der Gasspaltausdehnung $g = 0,3 \text{ mm}$ zu erkennen. Für das Foto wurde die Quarzglasscheibe auf der dem Laserstrahl abgewandten Öffnung entfernt. [7]	- 14 -
Abbildung 11: Schematischer Aufbau des RPC-Testdetektors mit den trapezförmigen Querschnittsflächen der RPC-Platten sowie dem Laserstrahl, Laserfokus und den el. Feldlinien, welche senkrecht aus den Elektrodenoberflächen austreten [7]	- 15 -
Abbildung 12: spezifischer elektrischer Widerstand in Abhängigkeit vom Masseprozentanteil SiC [12]	- 17 -
Abbildung 13: Entwicklung einer Stoßkaskade zwischen RPC-Platten in einem homogenen el. Feld [14]	- 18 -
Abbildung 14: schematischer Aufbau Lasersystem [7]	- 19 -

Abbildung 15: schematischer Experimentaufbau des optischen Systems zur Überführung der Laserstrahlung in die gasgefüllte Messzelle [7]	21 -
Abbildung 16: Laserfokus TEM 00 [17]	23 -
Abbildung 17: Definition der Raumrichtungen [18]	25 -
Abbildung 18: schematische Multiphotonenionisation [16]	27 -
Abbildung 19: Simulation des Townsend- und Attachment-Koeffizienten für RPC-Standardgasmischung mit dem Simulationsprogramm IMONTE bei 296.15 K und 1013 mbar [15]	28 -
Abbildung 20: Rohdaten der Schnittmethode zur Bestimmung der Laserradien in horizontaler (x) und vertikaler (y) Richtung	29 -
Abbildung 21: Fokuspositionen für x- und y-Richtung	32 -
Abbildung 22: Bestimmung der halbe Öffnungswinkel für θ_x und θ_y	34 -
Abbildung 23: Rayleighlänge Z_R in x-Richtung	39 -
Abbildung 24: Skizze der RPC-Testdetektorplatten	41 -
Abbildung 25: Foto RPC-Testdetektoren $g = 0,3$ mm; $g = 0,5$ mm; $g = 1,0$ mm für Floatglas (rot) und halbleitende Keramik (grün) [7].....	43 -
Abbildung 26: Geometrische Akzeptanz Δy des 0,3 mm Keramik-RPC-Testdetektor.....	46 -
Abbildung 27: Vergleich Signale Fe-55 und Laser für Argon/Isobutan 84 % / 16 %	48 -
Abbildung 28: Vergleich Signale Fe-55 und Laser für Argon/Isobutan + X.....	49 -
Abbildung 29: Nachweis der exponentiellen Signal-Orts-Abhängigkeit eines RPC-Detektors. Die rote Line ist der Fit der Messwerte.	50 -
Abbildung 30: Simulation der Driftgeschwindigkeit v_D für verschiedene Gasmischungen mit MAGBOLTZ bei 296,15 K und 1013 mbar [19]	52 -
Abbildung 31: Schematische Darstellung der Messung der Parameter für die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit v_D . [7].....	53 -
Abbildung 32: Driftgeschwindigkeit v_D für 85 % $C_2F_4H_2$ + 10 % SF_6 + 5 % $i-C_4H_{10}$ bei Normaldruck und Raumtemperatur.....	55 -
Abbildung 33: Driftgeschwindigkeit v_D für 85 % $C_2F_4H_2$ + 5 % SF_6 + 10 % $i-C_4H_{10}$ bei Normaldruck und Raumtemperatur.....	56 -
Abbildung 34: Driftgeschwindigkeit v_D für 85 % $C_2F_4H_2$ + 0 % SF_6 + 15 % $i-C_4H_{10}$ bei Normaldruck und Raumtemperatur	57 -

Abbildung 35: Zeitauflösung σ_D für 85 % $C_2F_4H_2$ + 10 % SF_6 + 5 % $i-C_4H_{10}$
bei Normaldruck und Raumtemperatur.....- 60 -

Abbildung 36: Zeitauflösung σ_D für 85 % $C_2F_4H_2$ + 10 % SF_6 + 5 % $i-C_4H_{10}$
bei Normaldruck und Raumtemperatur.....- 61 -

Abbildung 37: Zeitauflösung σ_D für 85 % $C_2F_4H_2$ + 10 % SF_6 + 5 % $i-C_4H_{10}$
bei Normaldruck und Raumtemperatur.....- 62 -

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Auflistung verschiedener Löschgase, welche in der Praxis für verschiedene gasgefüllte Kernstrahlungsdetektoren zum Einsatz kommen [3].....	- 5 -
Tabelle 2: Radien w_{fx} , w_{fy}	- 30 -
Tabelle 3: Position Z_x und Z_y sowie die Radien w_{0x} und w_{0y} des Fokus.....	- 33 -
Tabelle 4: halbe Öffnungswinkel θ_x und θ_y	- 35 -
Tabelle 5: Positionen Z der Rayleighlänge Z_R für x - und y -Richtung	- 38 -
Tabelle 6: Berechnete Radien w_{y1} und w_{y2} von den Positionen Z_{x1} und Z_{x2}	- 40 -
Tabelle 7: Spaltbreite b in Abhängigkeit der Gasspaltausdehnung g für die RPC-Testdetektoren.....	- 42 -
Tabelle 8: Soll- und Ist-Werte der Gasspalte der RPC-Testdetektoren an den Trapezkanten von b	- 42 -
Tabelle 9: Radius w_y an der Position der Trapezkanten von b	- 45 -
Tabelle 10: berechnete theoretische geometrische Akzeptanz Δy	- 46 -

1. Einleitung und Motivation

Vor über 100 Jahren wurde unser Verständnis über den Aufbau der Materie durch bahnbrechende Arbeiten von M. Planck, A. Einstein, N. Bohr, E. Rutherford, M. Curie grundlegend verändert. Bis heute werden in dieser Tradition in den Disziplinen der Atomphysik, Kernphysik und Elementarteilchenphysik aufwendige Forschungsprogramme geplant und realisiert, wie zum Beispiel die Großexperimente am LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) am CERN in der Schweiz oder an FAIR (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch) an der GSI Darmstadt (**G**esellschaft für **S**chwerionenforschung). „In den nächsten Jahren wird bei GSI das neue internationale Beschleunigerzentrum FAIR entstehen, eines der größten Forschungsvorhaben weltweit. An FAIR wird eine nie dagewesene Vielfalt an Experimenten möglich sein, durch die Physiker aus aller Welt neue Einblicke in den Aufbau der Materie und die Entwicklung des Universums, vom Urknall bis heute, erwarten. FAIR wird Antiprotonen- und Ionenstrahlen mit bisher unerreichter Intensität und Qualität liefern. Im Endausbau besteht FAIR aus acht Ringbeschleunigern mit bis zu 1100 Metern Umfang, zwei Linearbeschleunigern und rund 3,5 Kilometern Strahlführungsrohren. Die bereits existierenden GSI-Beschleuniger dienen als Vorbeschleuniger“ [1]. Eine wichtige Voraussetzung dieser Versuche ist der Nachweis von Strahlung und Teilchen, die als Boten der zu untersuchenden Prozesse dienen. Hierfür werden häufig gasgefüllte Detektoren eingesetzt. Es existieren vielfältige Varianten dieser gasgefüllten Kernstrahlungsdetektoren. Beispiele dafür sind Widerstandsplattenzähler (RPC = **R**esistive **P**late **C**hamber) sowie die verschiedenen Bauarten von Proportionalzählern (Geiger-Müller-Zählrohr, MDC = **M**ultiwire **D**rift **C**hamber, Straw Tubes etc.). Bei der Verwendung von gasgefüllten Kernstrahlungsdetektoren ist es sehr wichtig die Gaseigenschaften (z.B. Townsend-Koeffizient, Driftgeschwindigkeit von Elektronen etc.) exakt zu kennen, welche das Zählverhalten beeinflussen. Diese müssen mittels aufwändiger und genauer Messungen für jede Gasart und Gaszusammensetzung sowie Bauart bestimmt werden. Dieses ist bis jetzt für ein komplexes Detektorkonzept nur an Teilchenbeschleunigern möglich, was mit erheblichem technischen und zeitlichen Aufwand verbunden ist oder sich der Untersuchung entzieht. Da gasgefüllten Kernstrahlungsdetektoren in vielen Gebieten

(Medizin, industrielle Anlagen, Forschung etc.) eingesetzt werden, ist dieses Wissen um deren Verhalten in Abhängigkeit verschiedener Parameter von großem Interesse.

Mit Hilfe der Lasertechnologie und ihrer rasanten Entwicklung in den letzten Jahrzehnten ist es heute möglich, extrem kurze Laserpulse (wenige Pikosekunden bis herab zu Femtosekunden) mit hohen Intensitäten ($> 10^8 \text{ W/cm}^2$) kostengünstig und in kompakten Anlagen zu erzeugen. Weiterhin ist es möglich, Laserstrahlung (Photonen) im ultravioletten Bereich des elektromagnetischen Spektrums zu generieren. Die angesprochene hohe Strahlintensität wird dabei durch eine starke Fokussierung auf eine Fläche mit einem Durchmesser im Mikrometerbereich erreicht.

Diese Aspekte liefern die Grundlage für einen neuartigen und einzigartigen Teststand für gasgefüllte Kernstrahlungsdetektoren, welcher am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf konzipiert und aufgebaut wurde. Im Rahmen der durchgeführten Masterarbeit wurde ein Detektorteststand für gasgefüllte Kernstrahlungsdetektoren, bestehend aus einem Lasersystem, einer optischen Transmissionsstrecke, verschiedenen gasgefüllten Kernstrahlungsdetektoren und einem Auswertungsmodul konzipiert und erfolgreich in Betrieb genommen. Der Laserteststand zeichnet sich insbesondere durch eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung sowie die ständige Verfügbarkeit für Experimente aus. Ein weiterer Vorteil stellt die Minimierung der Schutzbestimmungen dar, da im Routinebetrieb nur Laserschutzbestimmungen für den Teststand beachtet werden müssen.

2. Grundlagen

In dem nachfolgenden Abschnitt werden zwei Arten gasgefüllter Kernstrahlungsdetektoren behandelt, das Driftrohr und der Widerstandsplattenzähler.

2.1 Driftrohr

2.1.1 Aufbau

Im einfachsten Fall besteht ein Driftrohrchen (Geiger-Müller-Zähler) aus einem Metallrohr auf dessen Mittelachse ein möglichst dünner Metalldraht gespannt ist. Zwischen dem dünnen Metalldraht (Anode) und dem Metallröhrchen (Kathode) wird durch Anlegen einer Hochspannung U , welche im Bereich von mehreren hundert bis mehreren tausend Volt liegt (je nach gewünschtem Arbeitspunkt), ein elektrisches Feld E erzeugt. (s. Abb. 1)

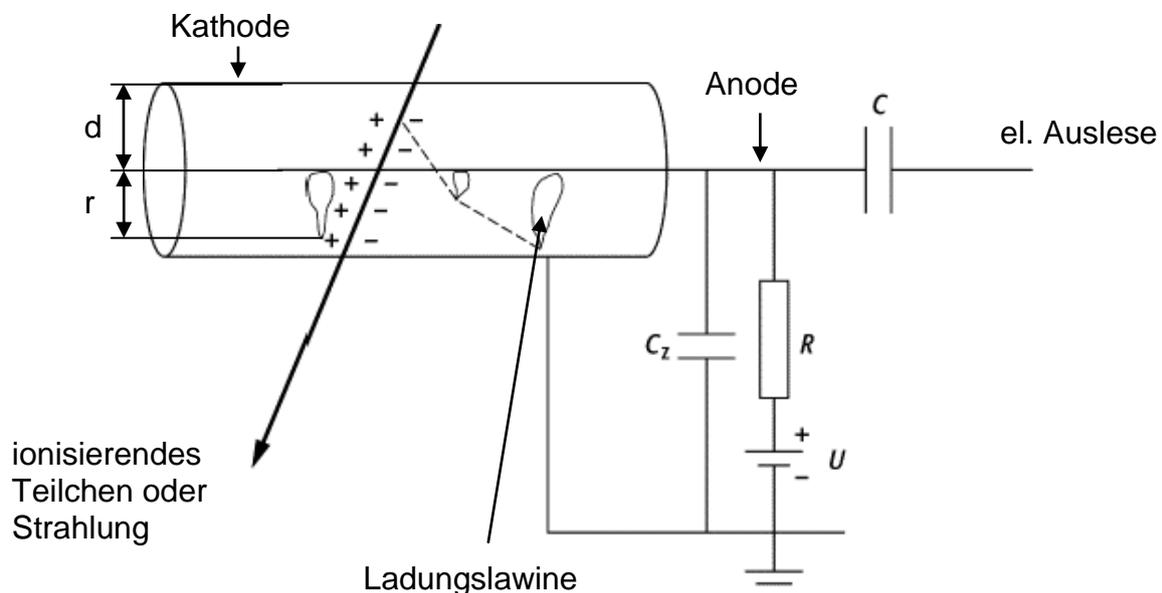


Abbildung 1: schematische Darstellung eines Driftrohrdetektors
(Die Abbildung aus [2] wurde als Grundlage verwendet)

Bei dem in dieser Masterarbeit verwendete Driftröhrchen besitzt der Anodendraht einen Durchmesser von 20 µm und besteht aus vergoldetem Wolfram. Der Kathodenzylinder ist aus vergoldetem Aluminium gefertigt und hat einen Innendurchmesser von 12 mm. Die Vergoldung der Oberflächen ist notwendig, um sicher zu stellen, dass keine Photoelektronen durch den verwendeten UV-Laserstrahl entstehen können. Das hochfrequente Signal wird direkt über einen Kondensator ausgekoppelt und kann so ausgelesen werden.

2.1.2 Funktionsprinzip

Die koaxiale Form hat Einfluss auf das elektrische Feld im Inneren des Driftrohrs. Das radialsymmetrische elektrische Feld E ist stark inhomogen und wächst indirekt proportional zum Abstand r (s. Abb. 1). So können in einem kleinen Bereich direkt oberhalb der Anode elektrische Feldstärken E von mehreren kV/cm erzeugt werden (Gleichung 1).

E = el. Feldstärke
 U = el. Spannung
 r = Radius innerhalb der Driftzelle
 d = Innenradius Kathodenrohr
 a = Radius des Anodendrahtes

$$|\vec{E}| = \frac{U}{r \cdot \ln \frac{d}{a}} \quad (1)$$

Ein Gasmischsystem, das bis zu drei unterschiedliche Gase mischen kann, liefert ein Zählgasgemisch, das unter Normaldruck in das Driftrohr geleitet wird. Dieses Zählgasgemisch besteht im Allgemeinen aus einem atomar vorliegenden Gas (Edelgas), welches als Zählgas dient, und einer Kohlenwasserstoffverbindung als Löschgas (s. Tab. 1).

Tabelle 1: Auflistung verschiedener Löschgase, welche in der Praxis für verschiedene gasgefüllte Kernstrahlungsdetektoren zum Einsatz kommen [3]

Methane	CH_4
Ethane	C_2H_6
Propane	C_3H_8
Butane	C_4H_{10}
Pentane	C_5H_{12}
Isobutane	$(\text{CH}_3)_2\text{CHCH}_3$
Carbon dioxide	CO_2
Ethylene	$(\text{C}_2\text{H}_2)_2$
Methylal	$\text{CH}_2(\text{CH}_2\text{OH})_2$

Wird ein Elektron-Ion-Paar in dem elektrischen Feld innerhalb des Kathoden-zylinders, aber weit oberhalb $r > 100 \mu\text{m}$ über der Anode erzeugt, so kommt es aufgrund des elektrischen Feldes innerhalb des Driftrohrs zu einer Ladungstrennung. Das negativ geladene Elektron driftet zur Anode (Anodendraht) und das positiv geladene Ion zur Kathode. Da die Masse eines Elektrons ca. 1800 mal kleiner ist als die eines Protons, wird das Elektron durch das elektrische Feld stärker beschleunigt als das viel schwerere Ion. Jedoch verliert das Elektron auf dem Weg zur Anode einen kleinen Teil seiner kinetischen Energie, da es an Atomen oder Molekülen der Gasmischung gestreut wird. In einem kleinen Bereich, welcher sich ca. $50 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$ oberhalb der Anodenoberfläche befindet, ist das elektrische Feld E so groß, dass die Elektronen bei der Drift durch den Gasraum so viel kinetische Energie dazu gewinnen, dass es bei den nachfolgenden Stoßprozessen zur Ionisation der Gasbestandteile und in der Folge zur Ausbildung einer Stoßlawine kommt. Abbildung 2 zeigt eine Monte-Carlo-Simulation einer solchen Stoßlawine. Des Weiteren ist dargestellt, dass sich Raumladungszonen durch die Stoßlawine ausbilden, welche unter gewissen Voraussetzungen das externe elektrische Feld zum Teil abschirmen können. Die Zeit, die es dauert, bis diese Raumladungszonen abgebaut sind, ist die sogenannte Totzeit des Detektors. Sie ist ausschlaggebend für die Anzahl der maximal möglichen detektierbaren Ereignisse pro Sekunde. Bei der Stoßlawine kann es jedoch auch zu einer Anregung der Zählgasatome mit anschließender Emission eines Photons (Pfeile in Abb. 2 links) kommen.

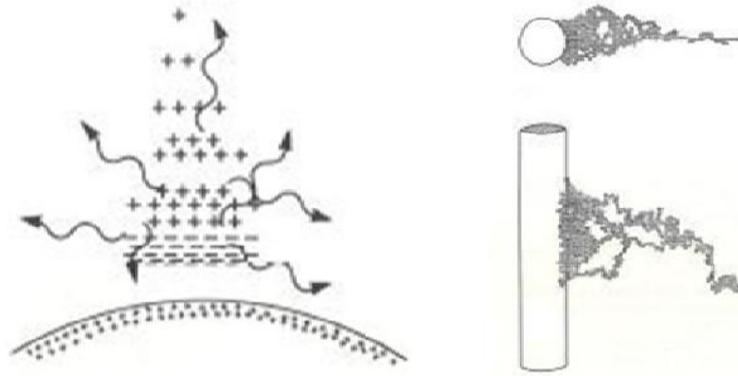


Abbildung 2: Stoßlawine in der Nähe der Anodenoberfläche. Die Lawine hat eine Entstehungslänge von wenigen Anodenradien [4]

Dies geschieht, wenn ein Zählgasatom mit einem freien Elektron in Wechselwirkung tritt, dessen kinetische Energie nicht ausreicht um das Zählgasatom zu ionisieren. Dabei gibt das freie Elektron Energie an das Zählgasatom ab und regt somit ein Elektron in der Hülle des Zählgasatoms an, sodass dieses in einen höheren Energiezustand versetzt wird. Da dieser Zustand jedoch nicht stabil ist, kommt es zu einer Relaxation dieses angeregten Zustandes, wobei ein Teil der durch die Wechselwirkung absorbierten Energie in Form eines Photons wieder abgegeben wird, was Abbildung 3 zeigt.

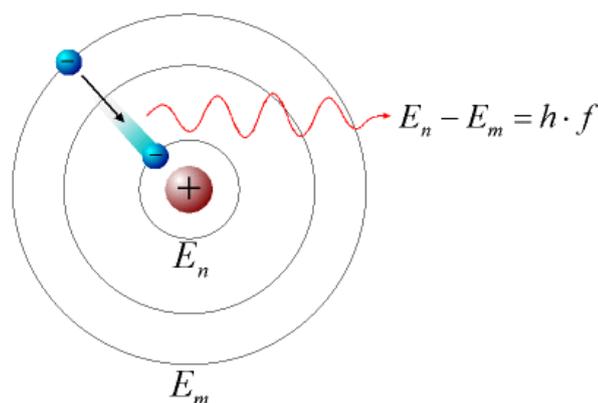


Abbildung 3: Skizze der Emission eines Photons durch die Relaxation eines angeregten gebundenen Elektrons [5]

Die so entstandenen Photonen werden nicht durch das elektrische Feld im Inneren des Driftröhrchens beeinflusst. Das bedeutet, sie sind ein Unsicherheitsfaktor, da sie

wiederum zu einer Ionisation von Zählgasatomen führen können oder mit dem Metall der Elektroden des Driftröhrchens durch den Photoeffekt weitere Elektronen in den Detektor gelangen. Dies kann unter Umständen zu einer Bogenentladung führen, welche den gasgefüllten Kernstrahlungsdetektor zerstören kann. Das schon erwähnte Löschgas in der Gasmischung hat die Aufgabe dies zu verhindern. Es ist in der Lage die Photonen zu absorbieren und deren Energie in Schwingungen der Löschgasmoleküle umzuwandeln.

2.1.3 Arbeitspunkt und Gasverstärkung

Der Arbeitspunkt eines Driftröhrchens wird durch die Höhe der angelegten Spannung U bestimmt. Abbildung 4 zeigt die Abhängigkeit des Arbeitspunktes von der angelegten Spannung U und den Verlauf der Signalstärke in den verschiedenen Bereichen der Kennlinie eines Driftröhrchens.

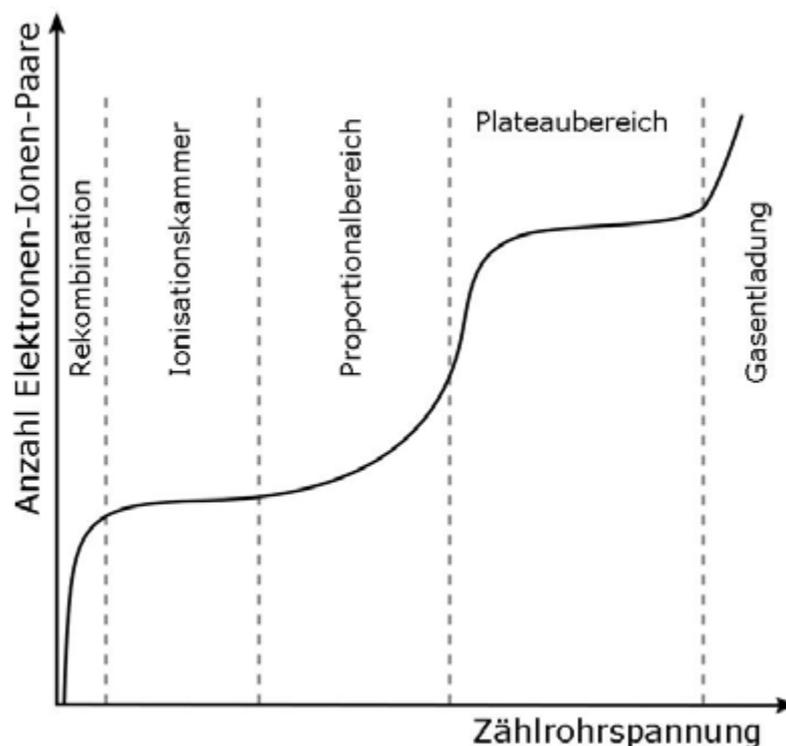


Abbildung 4: schematische Darstellung des Verlaufs der Kennlinie von gasgefüllter Kernstrahlungsdetektoren [6]

Von besonderem Interesse für diese Arbeit ist der Proportionalbereich, da in diesem die Stärke des Signals proportional von der Anzahl der Primärelektronen N_{Pri}

abhängig ist. Der Plateaubereich wird größtenteils bei Geiger-Müller-Zählrohren eingesetzt. In diesem Bereich ist der Gasverstärkungsfaktor A (siehe Kapitel „2.1.4 Signale“) maximal, da alle Zählgasatome in der Nähe der Anode ionisiert werden und somit eine Sättigung erreicht ist. In diesem Bereich ist die Signalstärke von der Anzahl der Primärelektronen N_{Pri} unabhängig. Wird die Spannung U weiter erhöht, so kommt es zu Gasentladungen, welche schädlich für das im Zähler vorhandene Löschgas sein können und den gasgefüllten Kernstrahlungsdetektor zerstören können.

2.1.4 Signale

Wie in Abbildung 1 und Abbildung 2 zu sehen ist, wird durch eine Stoßkaskade oberhalb des Anodendrahtes die Primärelektronenanzahl N_{Pri} um mehrere Größenordnungen erhöht. Diese durch die Stoßkaskade generierten Elektronen werden als Sekundärelektronen N_{Sek} bezeichnet. Der Prozess der Elektronenvervielfältigung erzeugt ein gut nachweisbares Signal im mV-Bereich, wobei die Gesamtzahl der Elektronen N_{Ges} aus der Summe der Primärelektronen N_{Pri} und Sekundärelektronen N_{Sek} besteht. Abbildung 5 zeigt die zeitliche Entwicklung eines solchen Signals (orange).

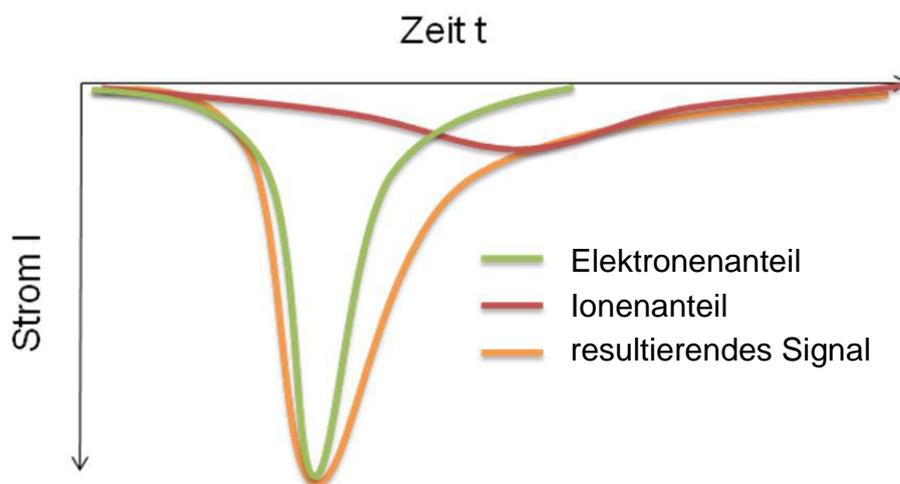


Abbildung 5: Signalverlauf mit Dargestellten Signalanteilen eines Driftrohrs [7]

Wie in Abbildung 5 zu erkennen ist, setzt sich das resultierende Signal (orange) aus der Überlagerung des Anteils der Elektronen (grün) und der entsprechend gleichen

Anzahl an Ionen (rot) zusammen. Die Fläche unterhalb der Anteilsgraphen ist gleich, nur deren Verteilung über die Zeit t ist unterschiedlich. Dies liegt an der wie in Kapitel „2.1.2 Funktionsprinzip“ schon erwähnten Trägheit (Driftgeschwindigkeit Ionen $v_{\text{Ionen}} <$ Driftgeschwindigkeit Elektron v_{Elektron}) der Ionen sowie an der möglichen Beeinflussung des elektrischen Feldes durch die Ladungsträger (Elektronen, Ionen) selbst. Aus dem vom Oszilloskop dargestellten Spannungs-Zeit-Graph (U-t-Graph) kann unter Verwendung des ohmschen Gesetzes (Gleichung 2) ein Strom-Zeit-Graph (I-t-Graph) erzeugt werden. Der Eingangswiderstand R des Oszilloskops beträgt 50Ω .

$I = \text{el. Strom}$ $U = \text{el. Spannung}$ $R = \text{el. Widerstand}$
--

$$I = \frac{U}{R} \quad (2)$$

Die Fläche unter den Teilgraphen im I-t-Diagramm entspricht der Ladungsmenge Q .

$Q = \text{Ladungsmenge}$ $I = \text{el. Strom}$ $t = \text{Zeit}$
--

$$Q = \int dQ = \int I dt \quad (3)$$

Der Gasverstärkungsfaktor A gibt an, welche Ladungsmenge durch ein Primärelektron erzeugt wird. Der Gasverstärkungsfaktor ist von der elektrischen Feldstärke (s. Abb. 4) und der Zusammensetzung des Zählgases abhängig. Unter Verwendung eines radioaktiven Prüfstrahlers, der hochenergetische Photonen emittiert und nur wenige Primärelektronen N_{Pri} erzeugt, kann ein Eichsignal generiert werden. Geht man davon aus, dass eine definierte Anzahl Primärelektronen N_{Pri} im Inneren des Driftrohrs erzeugt werden, ergibt sich der Gasverstärkungsfaktor A einer Gasmischung bei einer bestimmten, an das Driftrrohr angelegten, Spannung U (Gleichung 4).

$A = \text{Gasverstärkungsfaktor}$ $Q = \text{Ladungsmenge}$ $N_{\text{Pri}} = \text{Anzahl Primärelektronen}$ $e = \text{Elementarladung}$
--

$$A = \frac{Q}{N_{\text{Pri}} \cdot e} \quad (4)$$

Da starke Raumladungsdichten die elektrische Feldstärke modifizieren, ist der Gasverstärkungsfaktor auch von der Gesamtladung abhängig.

2.1.5 Weitere Arten von Driftkammern

Neben dem Driftrohr existieren noch mehrere andere Arten von gasgefüllten Kernstrahlungsdetektoren wie zum Beispiel Vieldrahtkammern (MDC = **M**ultiwire **D**rift **C**hamber) oder Straw Tubes. Vieldrahtkammern kommen unter anderem bei dem HADES-Detektorsystem [8] (**H**igh **A**cceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer) an der GSI Darmstadt zum Einsatz (s. Abb. 6). Neben diesen Driftkammern besteht das HADES-Spektrometer aus mehreren unterschiedlichen Detektorsystemen wie zum Beispiel einem Flug-Zeit-Detektor aus RPC-Elementen (TOF). Die MDC-Detektoren sind aus mehreren Ebenen paralleler dünner Drähte aufgebaut. Diese Ebenen stehen in unterschiedlichen Winkeln zueinander (s. Abb. 7). Die Kenngröße der Driftgeschwindigkeit der Elektronen v_{Elektron} für verschiedene Gasmischungen und Spannungen U , welche in den MDC-Detektoren zum Einsatz kommen, ist ausschlaggebend für die Ortsauflösung dieser gasgefüllten Kernstrahlungsdetektoren.

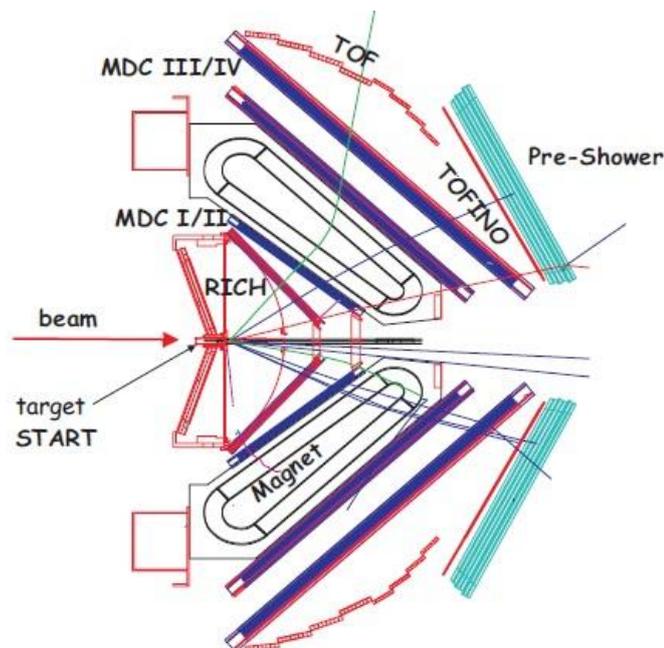


Abbildung 6: HADES Detektorsystem an der GSI Darmstadt [8]
(TOFINO-Detektor wurde zwischenzeitlich durch einen RPC-Detektor ersetzt)

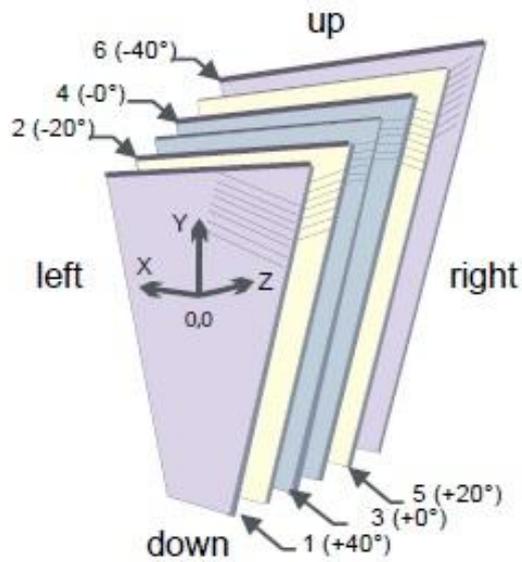


Abbildung 7: Orientierung der Signaldrähte in den HADES-Vieldrahtkammern (MDC). Jede Kammer enthält ca. 1000 Anodendrähte. Die Oberfläche des Detektors variiert von $0,5 \text{ m}^2$ (MDC I) bis 4 m^2 (MDC II) [8]

Eine weitere Art gasgefüllter Kernstrahlungsdetektoren sind Straw Tubes. Sie sind aus vielen einzelnen Driftröhrchen, welche parallel zueinander liegen, aufgebaut (s. Abb. 8). Jedes einzelne Driftröhrchen hat eine perfekte axialsymmetrische elektrische Feldstärkenverteilung und arbeitet dabei wie in den vorhergehenden Kapiteln beschrieben.

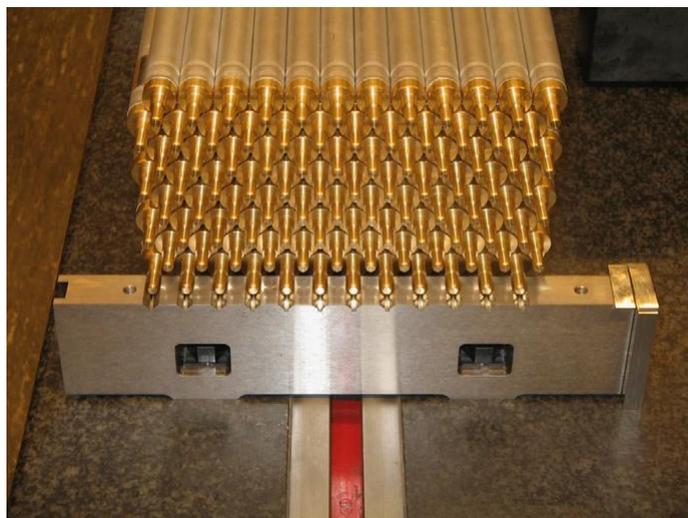


Abbildung 8: Detektoranordnung aus einzelnen Straw Tube-Detektoren [22]

2.2 Widerstandsplattenzähler (RPC)

Aufgrund ihrer einfachen Bauweise, welche die preisgünstige Herstellung großflächiger Detektoren zulässt, werden Widerstandsplattenzähler oft in der Forschung zum Nachweis geladener Teilchen eingesetzt. Die Nachweiseffizienz der Widerstandsplattenzähler von 98 % ist ein weiterer Grund für ihren häufigen Einsatz.

RPC-Detektoren finden im Allgemeinen zwei Anwendungen in der Forschung. Sie können zum einen als Trigger-RPC-Detektoren und zum anderen als Timing-RPC-Detektoren eingesetzt werden. Die Trigger-RPC-Detektoren können Zeitauflösungen von ca. 1 bis 2 ns (Nanosekunden) und Ortsauflösungen von wenigen Quadratmillimetern erreichen. Ein Beispiel, bei dem Widerstandsplattenzähler als Trigger Detektoren eingesetzt werden, ist das Myon-System des ATLAS-Detektors am CERN in der Schweiz [9]. Für solche Art Widerstandsplattenzähler werden häufig Materialien wie Floatglas oder Bakelit verwendet. Für das zweite Einsatzgebiet werden normalerweise Materialien wie leitendes Plastik, Silikatglas oder auch Floatglas eingesetzt. Diese erreichen beste Zeitauflösungen von kleiner 100 ps. Ein Beispiel für solche Timing-RPC-Detektoren sind die TOF-Module des HADES Spektrometers und des FOPI-Detektors an der GSI in Darmstadt [10]. Das Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf experimentiert zurzeit mit einer neuartigen halbleitenden Keramik für den Bau hochratenfester RPCs für das CBM-Experiment (**C**ompressed **B**aryonic **M**atter) an FAIR. Die Elektroden aus $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiC}$ Keramik sind in Zusammenarbeit mit dem Fraunhofer-Institut für Keramische Technologien und Systeme (IKTS) in Dresden entwickelt worden. Diese Keramik wird in den RPC-Testdetektoren für diese Masterarbeit verwendet und mit RPC-Testdetektoren aus Floatglas verglichen.

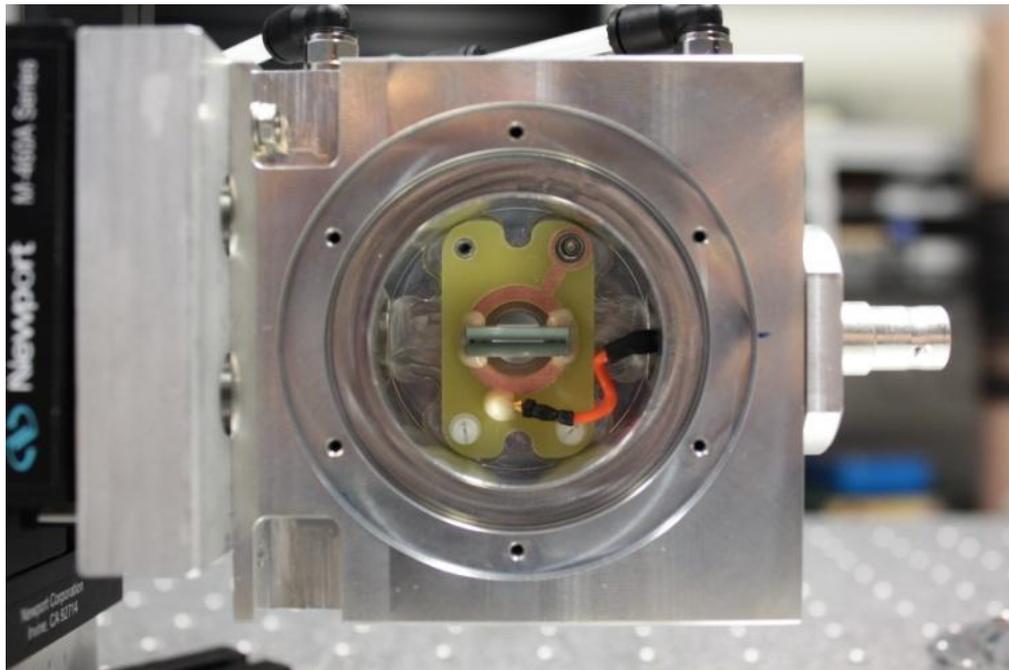


Abbildung 10: RPC-Testdetektor in Gaszelle. In der Mitte ist ein Plattenpaar mit der Gasspaltausdehnung $g = 0,3$ mm zu erkennen. Für das Foto wurde die Quarzglasscheibe auf der dem Laserstrahl abgewandten Öffnung entfernt. [7]

Für den in Abbildung 10 gezeigten RPC-Testdetektor wurden insgesamt sechs Detektoreinsätze gefertigt. Dabei wurde die Größe des Gasspalt variiert, sodass 1,0 mm, 0,5 mm und 0,3 mm große Abstände für zwei unterschiedliche Materialien (halbleitende Keramik und Floatglas) vorhanden sind. Des Weiteren wurden die Platten so gestaltet, dass ein möglichst homogenes elektrisches Feld in der Mitte der Platten gewährleistet ist. Da der Gasspalt von einem fokussierten Laserstrahl durchlaufen werden soll und elektrische Feldlinien immer senkrecht aus Oberflächen austreten, ergab sich für den Querschnitt eine Trapezform, wie in Abbildung 11 zu erkennen ist.

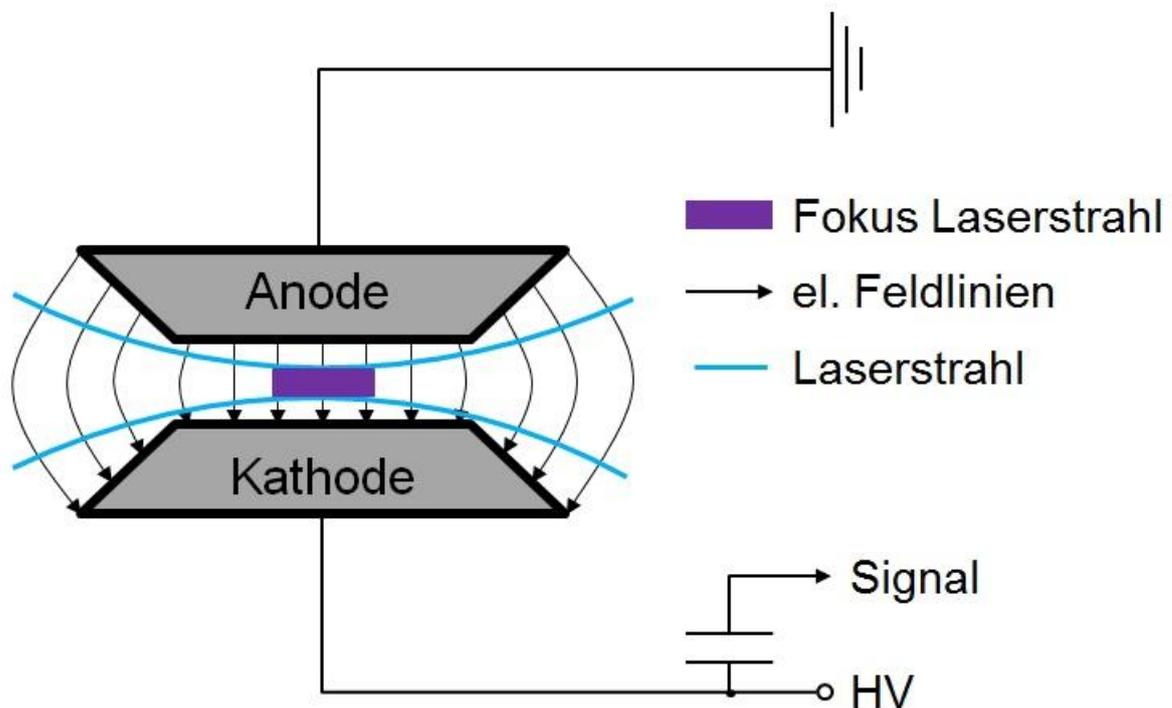


Abbildung 11: Schematischer Aufbau des RPC-Testdetektors mit den trapezförmigen Querschnittsflächen der RPC-Platten sowie dem Laserstrahl, Laserfokus und den el. Feldlinien, welche senkrecht aus den Elektrodenoberflächen austreten [7].

2.2.2 Funktionsweise

Wie schon unter Kapitel „2.1.2 Funktionsprinzip“ beschrieben, wird durch ein oder mehrere Primärelektronen eine Stoßkaskade zwischen den RPC-Platten erzeugt. Die typische elektrische Feldstärke, die in den RPC-Detektoren des Helmholtz-Zentrum Desden-Rossendorf zur Anwendung kommt, beträgt 100 kV/cm. Aufgrund des homogenen elektrischen Feldes ist die Feldstärke jedoch innerhalb des Gasspaltens konstant und nicht wie bei einem Driftrohr vom Abstand r über der Anode abhängig. Dies hat zur Folge, dass die Stoßlawine direkt am Ort der Erzeugung der Primärelektronen startet. Demzufolge ist auch die Stärke des Signals und somit die Ladungsmenge Q , welche aus dem I-t-Diagramm gewonnen werden kann, vom Ort y der Erzeugung abhängig, wie Gleichung 5 zeigt. Hier stellen y den Ort über der Anodenplatte und α den ersten Townsend-Koeffizient dar (s. Kapitel „2.5 Erster Townsend-Koeffizient α “). Die Gesamtelektronenanzahl N_{Ges} ist die Summe aus der Primärelektronenanzahl N_{Pri} und der durch sie erzeugten Sekundärelektronenanzahl N_{Sek} .

N_{Ges} = Gesamtelektronenanzahl N_{Pri} = Primärelektronenanzahl α = Townsend-Koeffizient y = Ort über Anodenplatte
--

$$N_{Ges} = N_{Pri} \cdot e^{\alpha(E) \cdot y} \quad (5)$$

2.2.3 Plattenmaterial

Eine wichtige Eigenschaft, die Relaxationszeit τ , wird maßgeblich von dem verwendeten Plattenmaterial in einem RPC-Detektor bestimmt, wobei gilt:

R = el. Widerstand C = Kapazität τ = Relaxationszeit ρ = spezifischer el. Widerstand ϵ_r = relative Permittivität ϵ_0 = Permittivität im Vakuum
--

$$\tau = R \cdot C = \rho \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \quad (6)$$

Wie Gleichung 6 zeigt, hängt die Relaxationszeit τ linear von dem spezifischen elektrischen Widerstand ρ und von der relativen Permittivität ϵ_r des Materials ab, welche für die Platten des RPC-Detektors verwendet werden. Bei dem schon erwähnten CBM-Experiment zeigte eine Simulation einer Gold-Gold-Reaktion, dass es zu Raten geladener Teilchen bis $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ kommen kann. Derzeitige RPC-Detektoren weisen eine Ratenfestigkeit von ca. $1 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ bei einer Zeitauflösung von ca. 80 ps auf. Wird diese Schwelle von $1 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ überschritten, so verlieren die zurzeit zur Verfügung stehenden RPC-Detektoren stark an Effizienz. (Die Ratenfestigkeit ist definiert als die Rate, bei der die Effizienz eines RPC-Detektors unter 95 % fällt oder Parameter der Zeitauflösung σ_D um 20 ps steigt.)

Ein Ansatz, um die Ratenfestigkeit von RPC-Detektoren zu verbessern, ist die Verwendung neuer Materialien für die Platten eines RPC-Detektors. Diese stellen sicher, dass es zu keiner Bogenentladung durch die Stoßkaskade im Inneren eines RPC-Detektors kommen kann. Aus diesem Grund kann die relative Permittivität ϵ_r des Detektormaterials nicht beliebig klein gewählt werden. Jedoch kann der spezifische elektrische Widerstand ρ der verwendeten Materialien in gewissen Grenzen variiert werden, wobei sich der Bereich von $10^8 \text{ } \Omega \text{ cm}$ bis $10^{10} \text{ } \Omega \text{ cm}$ als

geeignet erwiesen hat. Da die Platten chemisch inert gegenüber der Gasmischung, mit welcher ein RPC-Detektor gespült wird, sein müssen und zudem möglichst mechanisch steif, eignet sich die halbleitende Keramik besonders gut für dieses Einsatzgebiet. Als halbleitend wird ein Material betrachtet, dessen Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband einen Wert von 1 eV bis 3 eV aufweist. Die in dieser Masterarbeit verwendeten Detektorplatten bestehen aus einer Keramikmischung, welche sich hauptsächlich aus Siliciumcarbid (SiC) und Siliziumnitrid (Si_3N_4) zusammensetzt. Über das Mischungsverhältnis von SiC und Si_3N_4 kann der spezifische elektrische Widerstand über mehrere Größenordnungen beeinflusst werden. Diese Abhängigkeit einer Eigenschaft eines Werkstoffes von einem Anteil in einer Materialmischung wird als Perkolation bezeichnet. Die Abhängigkeit des spezifisch elektrischen Widerstandes vom Masseprozentanteil von SiC ist in Abbildung 12 dargestellt [12].

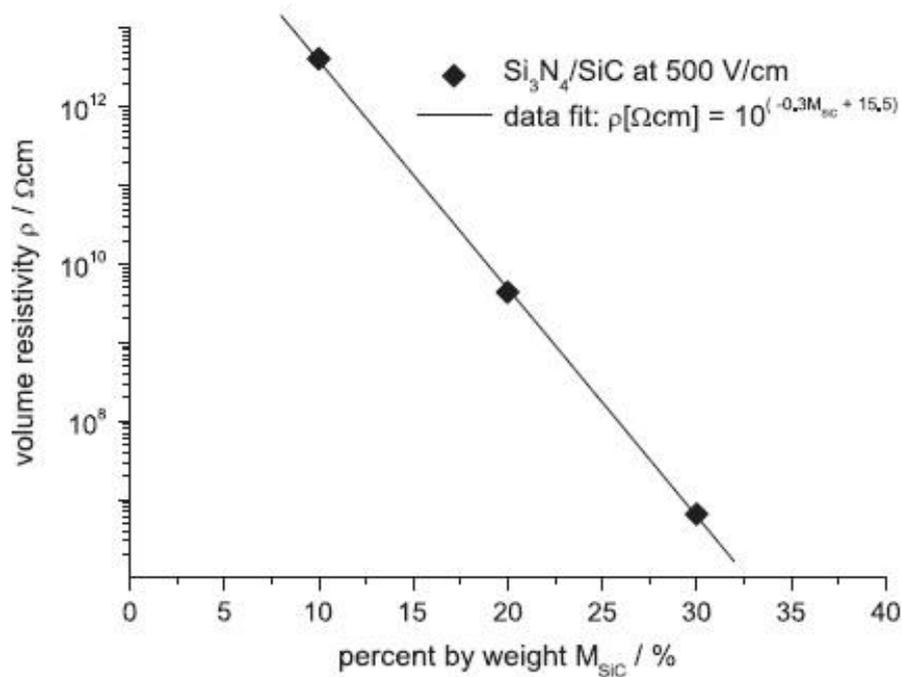


Abbildung 12: spezifischer elektrischer Widerstand in Abhängigkeit vom Masseprozentanteil SiC [12]

SiC ist ein Varistor Material (**Variable Resistor**), bei dem der Widerstand mit steigender angelegter Spannung sinkt [13]. SiC weist einen spezifischen elektrischen Widerstand in der Größenordnung von $10^4 \text{ } \Omega\text{cm}$ auf (leitend), während Si_3N_4 einen spezifischen elektrischen Widerstand ρ in der Größenordnung zwischen $10^{11} \text{ } \Omega\text{cm}$ bis $10^{12} \text{ } \Omega\text{cm}$ (isolierend) besitzt. Zudem zeichnet sich Si_3N_4 durch seine hohe Festigkeit aus, wodurch sich dieses Material für besonders dünne Platten eignen sollte. Diese unterschiedlichen Eigenschaften der beiden Si-Verbindungen bleiben in den einzelnen Körnern der Keramik erhalten. Makroskopisch ergibt sich jedoch eine Mischung der Eigenschaften. So gelingt es, den spezifischen elektrischen Widerstand ρ in dem schon erwähnten idealen Bereich von $10^8 \text{ } \Omega\text{cm}$ bis $10^{10} \text{ } \Omega\text{cm}$ zu erreichen und je nach Mischungsverhältnis zu variieren (s. Abb. 12).

2.2.4 Signale

Wie in Kapitel „2.1.4 Signale“ beschrieben, bildet sich innerhalb des Gasspalt zwischen den beiden Detektorplatten ein Stoßlawine aus, welche ein messbares Signal erzeugt. Dieser Vorgang wird durch Abbildung 13 in den Schritten a bis d näher erläutert.

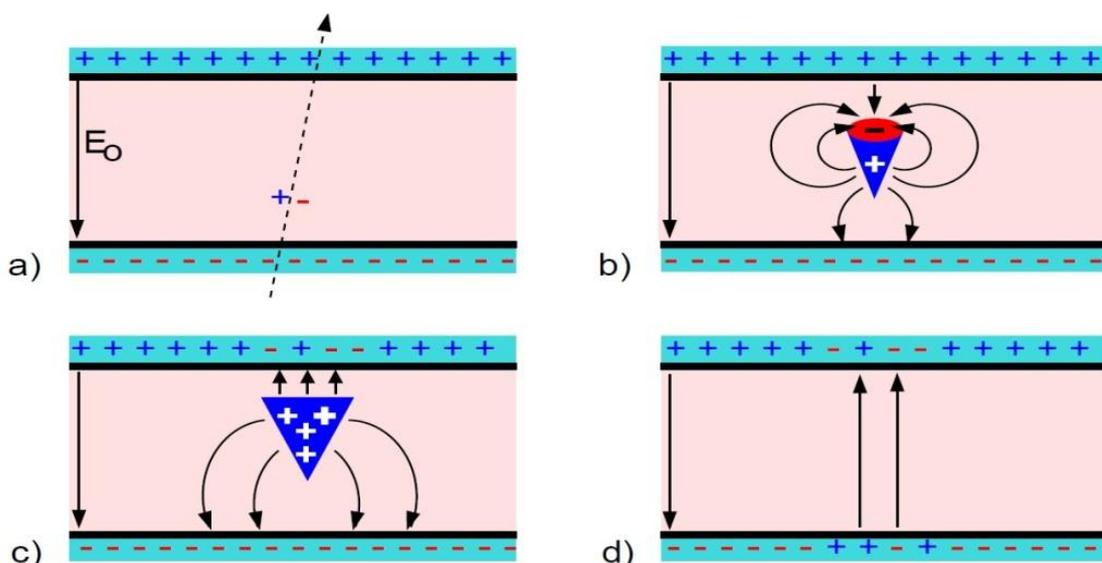


Abbildung 13: Entwicklung einer Stoßkaskade zwischen RPC-Platten in einem homogenen el. Feld [14]

- Ein ionisierendes Teilchen durchquert den Gasspalt und generiert dadurch ein oder mehrere Elektron(en)-Ion(en)-Paar(e).
- Aufgrund des starken homogenen elektrischen Feldes E_0 kommt es durch Stoßionisation zu einer lawinenartigen Verstärkung der „freien“ Ladungsträger. Diese Lawine wird durch ein immer stärker werdendes inneres elektrisches Feld beeinflusst.
- Da die Elektronendriftgeschwindigkeit v_D um drei Größenordnungen höher ist als die der Ionen, erreichen sie die Anode deutlich früher als die positiv geladenen Ionen die Kathode.
- Die Ionen erreichen die Kathode und erzeugen somit ein elektrisches Feld, welches dem Feld E_0 entgegenwirkt.

2.3 Lasersystem und Experiment

2.3.1 Aufbau Lasersystem

Abbildung 15 zeigt schematisch den Aufbau des Lasersystems mit seinen einzelnen Komponenten.

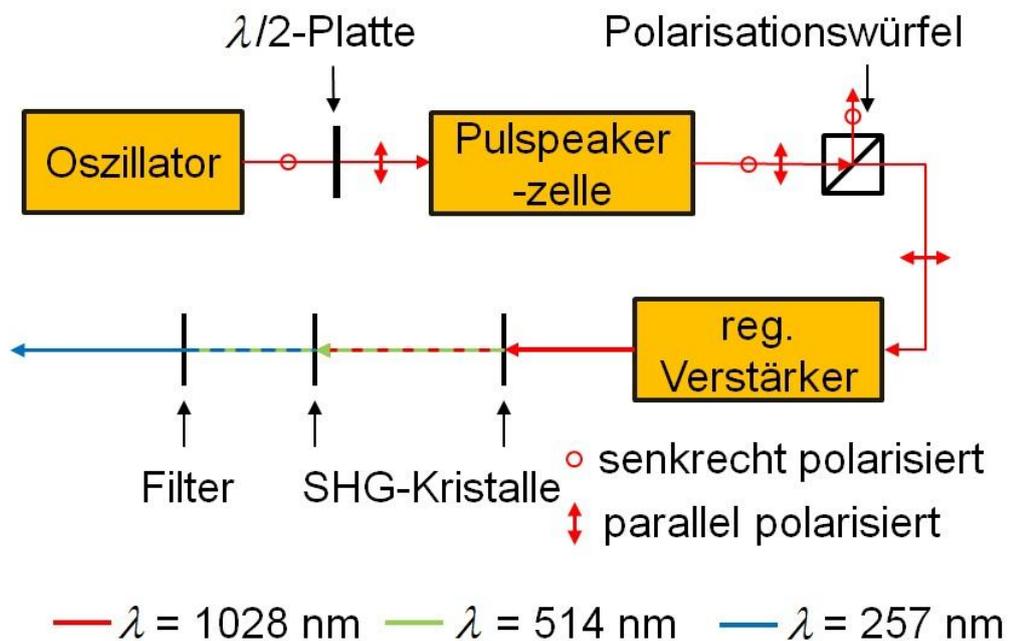


Abbildung 14: schematischer Aufbau Lasersystem [7]

Ein Oszillator generiert Laserpulse mit einer Wellenlänge λ von 1028 nm und einer Pulslänge t_p von 250 fs. Des Weiteren sind die Pulse aus dem Oszillator senkrecht linear polarisiert (senkrecht zur Tischplatte). Durch eine Wellenplatte ($\lambda/2$ -Platte) werden aus den senkrecht linear polarisierten Pulsen parallel linear polarisierte Pulse (waagrecht zur Tischplatte). Anschließend passiert der Laserstrahl eine Pockelszelle (Pulspeakercelle). Wird an die Pockelszelle eine $\lambda/2$ -Spannung angelegt, so verhält sich diese wie eine $\lambda/2$ -Platte und dreht die Polarisation der Laserpulse abermals um 90° , sodass wiederum senkrecht lineare Polarisation erzeugt wird. Liegt die $\lambda/2$ -Spannung nicht an, wird der Laserpuls unbeeinflusst transmittiert. Unter Verwendung eines Polarisationswürfels, welcher senkrecht linear polarisierte Laserpulse reflektiert und parallel linear polarisierte Pulse transmittiert, kann ein Puls aus ca. 20.7 Millionen Pulsen, die der Oszillator pro Sekunde liefert, selektiert und in den regenerativen Verstärker eingekoppelt werden. Dadurch wird eine Pulsfrequenz von 10 Hz aus den 20,7 MHz erzeugt. Der regenerative Verstärker erhöht die Energie der in ihn eingekoppelten Pulse um das Tausendfache aus dem nJ-Bereich in den μ J-Bereich. Nachdem der Laserpuls den regenerativen Verstärker verlassen hat, wird die Wellenlänge $\lambda = 1028$ nm (IR-Bereich) mittels zweier frequenzverdoppelnder Kristalle auf eine Wellenlänge von $\lambda = 257$ nm (UV-Bereich) vervierfacht (Frequenzverdopplung = SHG = **S**econd **H**armonic **G**eneration). Die Effektivität der Frequenzverdopplung ist von der Intensität und dem Kristallvolumen, in dem diese Intensität erzeugt wird, abhängig. Dadurch stehen nach der Frequenzvervierfachung Laserpulse mit einer Pulsenergie E_p von 10 μ J und mit der Wellenlänge $\lambda = (257 \pm 0,3)$ nm zur Verfügung. Die Pulslänge t_p beträgt $(1,85 \pm 0,15)$ ps. Ein Foto des kompletten Lasersystems befindet sich in den Anlagen.

2.3.2 Experiment

In Abbildung 15 ist das Linsensystem mit einigen Eckdaten über die verwendeten Komponenten für den in der Masterarbeit konzipierten Teststand für gasgefüllte Kernstrahlungsdetektoren schematisch dargestellt.

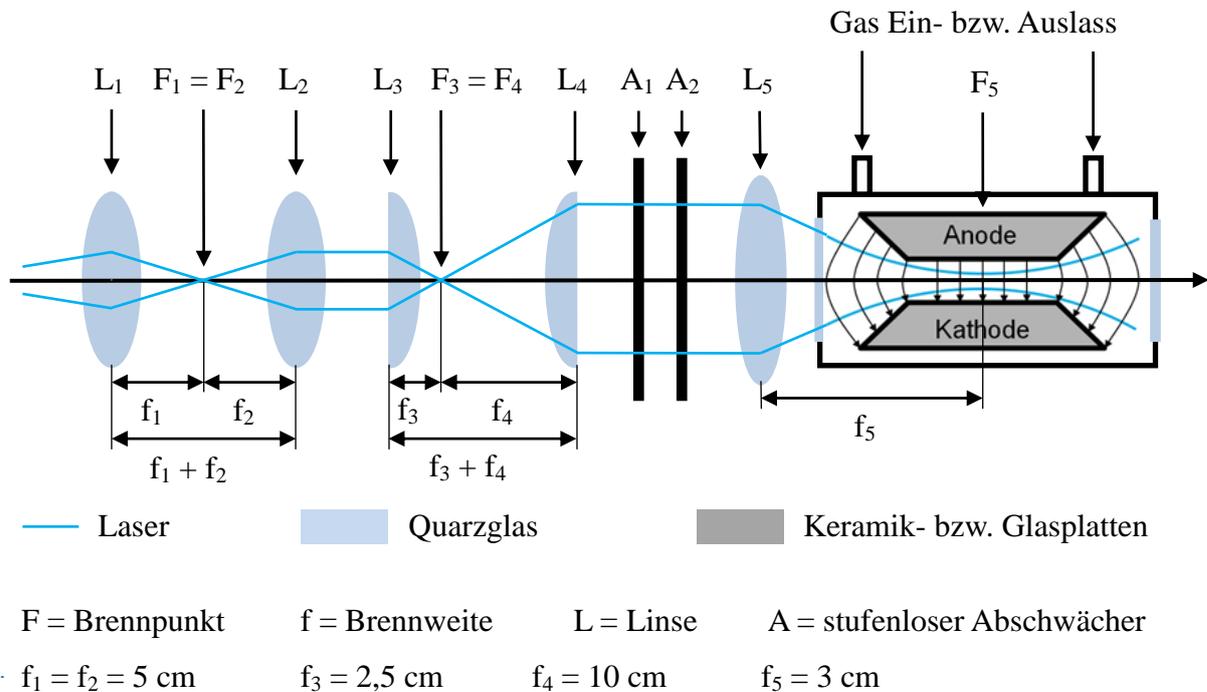


Abbildung 15: schematischer Experimentaufbau des optischen Systems zur Überführung der Laserstrahlung in die gasgefüllte Messzelle [7]

Da die Wellenlänge der Laserpulse, die das Lasersystem liefert, im UV-Bereich ($\lambda = 257 \text{ nm}$) des elektromagnetischen Spektrums liegt, muss mit UV-transparenten Materialien gearbeitet werden. Ein solches Material ist Quarzglas (SiO_2), welches im Bereich von $\lambda = 160 \text{ nm}$ bis $\lambda = 3500 \text{ nm}$ transparent ist. Mit Hilfe von anti-reflektierenden Schichten kann der Verlust an Pulsenergie pro optisches Element auf weniger als 1,5 % minimiert werden. Abbildung 15 zeigt schematisch den Experimentaufbau. Linse L_1 und Linse L_2 in Abbildung 15 sind baugleiche bikonvexe Linsen mit der Brennweite $f = 5 \text{ cm}$. Sie kollimieren den Laserstrahl, da dieser divergent aus dem Lasersystem austritt. Bei Linse L_3 und Linse L_4 handelt es sich um Zylinderlinsen. Zylinderlinsen besitzen die besondere Eigenschaft, dass sie nur in einer Ebene den Lichtstrahl beeinflussen. Das Verhältnis der Brennweiten von Linse L_3 und Linse L_4 beträgt 1 zu 4. Befindet sich die Linse mit der kleineren Brennweite

vor einer Linse mit einer größeren Brennweite und sind die beiden Linsen so positioniert, dass sich deren Brennpunkte F überlagern (s. Abb. 15 L_3 und L_4), so ist das Verhältnis der Strahlradien nach dem Passieren beider Linsen ebenfalls 1 zu 4. Werden die beiden Linsen so positioniert, dass die Linse mit der kleineren Brennweite hinter der mit der größeren liegt, wird ein Strahl, der beide Linsen durchläuft, nicht vergrößert, sondern im Verhältnis der Brennweiten verringert. Bei den Zylinderlinsen handelt es sich um plan-konvexe Linsen. Nach dem Durchqueren der Zylinderlinsen hat der Laserpuls einen elliptischen Querschnitt, dessen Breite sich parallel zur Tischplatte vervierfacht hat. Sein Radius w_{fy} senkrecht zur Tischplatte ist jedoch unverändert. Dies ermöglicht eine bessere Fokussierung in den Gasspalt, welcher sich zwischen den Platten eines Widerstandsplattenzählers (RPC) befindet, was im Kapitel „2.3.3 Fokussierung eines Laserstrahls“ näher ausgeführt wird. Mithilfe der stufenlos einstellbaren Abschwächer (A_1 und A_2) kann die Pulsenergie der Laserpulse zwischen dem μJ -Bereich und dem nJ -Bereich variiert werden. Für die endgültige Fokussierung in den Gasspalt der Testdetektoren wird eine Linse (L_5 in Abb. 15) verwendet, die asphärisch geschliffen ist. Die Brennweite f einer solchen Asphäre ist von der Richtung abhängig, aus der ein Laserstrahl in die Linse einfällt. Die Linse L_5 wurde so im Strahlengang positioniert, dass sie laut Angabe des Herstellers eine Brennweite von 30 mm aufweist. Zwischen den Linsen L_4 und L_5 , ist ein verkipperbarer, hochreflektierender 45° -Spiegel positioniert, der dazu dient, den Laserstrahl auf den Energiedetektor, welcher sich senkrecht zum Experimentaufbau befindet, zu richten. Eine komplette Liste mit den für diesen Aufbau verwendeten optischen Komponenten ist zusammen mit einem Foto des Experimentaufbaus im Anhang zu finden.

2.3.3 Fokussierung eines Laserstrahls

Abbildung 16 zeigt den Fokus eines Laserstrahls. Der in diesem Kapitel vorgestellte Formalismus bezieht sich ausschließlich auf Laserstrahlen, deren Profil eine Gaußverteilung (Transversaler Elektromagnetischer Mode: TEM 00) der Intensität I aufweist und der vor dem Einwirken einer Linse auf ihn als Parallelstrahl vorliegt.

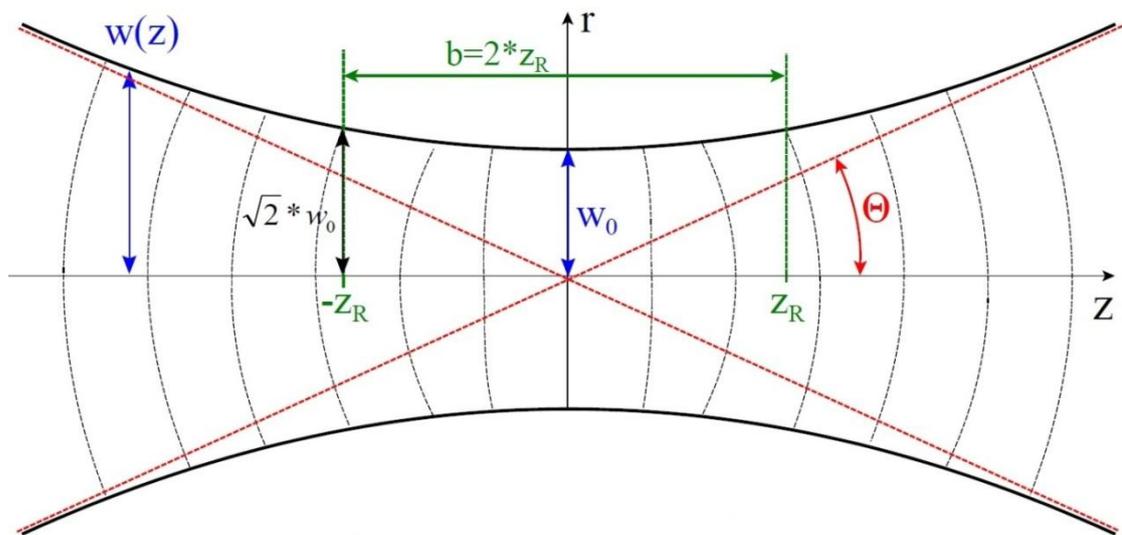


Abbildung 16: Laserfokus TEM 00 [17]

Der Fokus eines Laserstrahls ist abhängig von der Brennweite f der verwendeten Linse sowie von der Wellenlänge λ des Laserstrahls. Für einen Laserstrahl, welcher einen TEM 00 aufweist, gelten folgende Zusammenhänge.

w_0 = Fokusradius λ = Wellenlänge f = Brennweite der Linse w_f = Strahlradius vor Linse
--

$$w_0 = \frac{\lambda \cdot f}{\pi \cdot w_f} \quad (7)$$

Wie Gleichung 7 zeigt, verkleinert sich der Radius w_0 des Fokus, je größer der Strahlradius w_f vor dem Einwirken einer Linse ist. Die Ausdehnung des Laserfokus' in Z-Richtung, in der der Laserstrahl als Parallelstrahl angesehen werden kann, wird als Rayleighlänge z_R bezeichnet und ist vom Radius w_0 des Fokus abhängig (s. Gleichung 8).

Z_R = Rayleighlänge
 w_0 = Fokusradius
 λ = Wellenlänge

$$Z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} \quad (8)$$

Zwischen dem halben Öffnungswinkel θ (s. Abb. 16) des Laserstrahls und dem Radius w_0 des Fokus und der Rayleighlänge Z_R besteht der folgende Zusammenhang:

θ = halber Öffnungswinkel
 w_0 = Fokusradius
 Z_R = Rayleighlänge
 λ = Wellenlänge
 w_f = Strahlradius vor Linse
 f = Brennweite der Linse

$$\theta = \frac{w_0}{Z_R} = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0} \approx \frac{w_f}{f} \quad (9)$$

Sind die in Gleichung 7 und 8 gesuchten Werte für den Radius w_0 des Fokus' und die Rayleighlänge Z_R bekannt, so kann der Radius an jeder beliebigen Position $w(Z)$ in Richtung der optischen Achse Z berechnet werden mit:

$w(Z)$ = Strahlradius bei Z
 w_0 = Fokusradius
 Z_R = Rayleighlänge
 Z = Position

$$w(Z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{Z_R}\right)^2} \quad (10)$$

Mit Z gleich Z_R ergibt sich aus Gleichung 10 der Strahlradius $w(Z_R)$ an der Position der Rayleighlänge Z_R (s. Abb. 16).

$w(Z_R)$ = Strahlradius bei Z_R
 w_0 = Fokusradius
 Z_R = Rayleighlänge

$$w(Z_R) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{Z_R}{Z_R}\right)^2} = w_0 \cdot \sqrt{2}$$

Der Radius w eines Laserstrahl, welcher eine Gaußverteilung aufweist, ist definiert als:

w = Radius
 I_{Max} = maximale Intensität
 E_{Max} = maximale Energie

$$w = \frac{1}{\exp(2)} = \frac{I_{Max}}{\exp(2)} = \frac{E_{Max}}{\exp(2)} \quad (11)$$

Eine wichtige Kenngröße für einen Laserstrahl ist die Beugungsmaßzahl M^2 . Sie ist ein dimensionsloser Faktor und beschreibt, wie gut sich eine Laserstrahl fokussieren lässt. Der Wert der Beugungsmaßzahl M^2 für einen Gaußstrahl beträgt 1. Die Beugungsmaßzahl M^2 lässt sich nach Gleichung 12 ermitteln.

M^2 = Beugungsmaßzahl
 w_0 = Fokusradius
 θ = halber Öffnungswinkel
 λ = Wellenlänge

$$M^2 = \frac{\pi \cdot w_0 \cdot \theta}{\lambda} \quad (12)$$

Aus Gleichung 12 und Gleichung 9 ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen der Beugungsmaßzahl M^2 und w_0 :

w_0 = Fokusradius
 M^2 = Beugungsmaßzahl
 θ = halber Öffnungswinkel
 λ = Wellenlänge
 f = Brennweite der Linse
 w_f = Strahlradius vor Linse

$$w_0 = M^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi \cdot \theta} = M^2 \cdot \frac{\lambda \cdot f}{\pi \cdot w_f}$$

Im weiteren Verlauf dieser Masterarbeit werden verschiedene Raumrichtungen x und y betrachtet. Dabei wird die x -Richtung als parallel zur Tischebene und senkrecht zur optischen Achse Z definiert. Die y -Richtung ist für den Rest der optischen Betrachtungen als senkrecht zur Tischebene und optischen Achse Z definiert, wie das in Abbildung 17 gezeigt Koordinatensystem nochmals grafisch verdeutlicht.

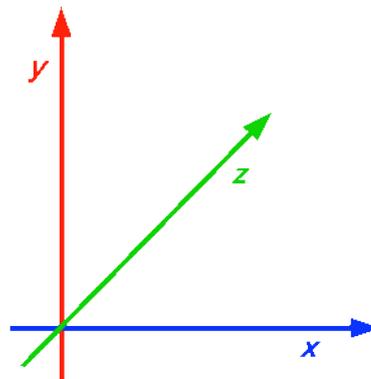


Abbildung 17: Definition der Raumrichtungen [18]

2.4 Multiphotonenionisation

Das Thema der **Multiphotonenionisation** (MPI) wird von mehreren Autoren in der Fachliteratur beschrieben. Ich beziehe meine Informationen über dieses Thema aus der Referenz [16].

Der äußere Photoeffekt beschreibt die Wechselwirkung zwischen Photonen und den äußeren Elektronen eines Atoms. Da alle Elektronen eines Atoms sich auf bestimmten energetischen Niveaus befinden, kann ein Photon, dessen Energie E höher oder gleich der Ionisationsenergie E_I ist, ein Elektron aus dem Atom herauslösen, sodass in der Folge ein Elektron-Ion-Paar entsteht. Gleichung 13 stellt diesen Zusammenhang dar.

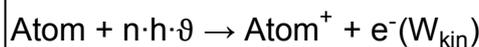
<p> h = plancksches Wirkungsquantum ϑ = Frequenz E_I = Ionisationsenergie E_{kin} = kinetische Energie E_{Ges} = Gesamtenergie λ = Wellenlänge c = Lichtgeschwindigkeit </p>



$$E_I + E_{kin} = E_{Ges} = h \cdot \vartheta = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (13)$$

Aufgrund der Energieerhaltung kann ein Photon, dessen Energie E_{Ges} niedriger als die Ionisationsenergie eines Atoms ist, kein Atom ionisieren. Erhöht sich jedoch die Photonendichte auf einer konstanten Fläche (I^N), so erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für eine Mehrfachabsorption von N Photonen wie Gleichung 14 beschreibt und Abbildung 18 zeigt.

<p> ϑ = Frequenz E_I = Ionisationsenergie E_{kin} = kinetische Energie E_{Ges} = Gesamtenergie h = plancksches Wirkungsquantum $R_{ke \leftarrow a}^{(N)}$ = Übergangsrate $\sigma^{(N)}$ = generalisierter Wirkungsquerschnitt Φ^N = Photonenfluss I^N = Intensität c = Lichtgeschwindigkeit </p>
--



$$E_I + E_{kin} = E_{Ges} = N \cdot h \cdot \vartheta = N \cdot h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (14)$$

$$R_{ke \leftarrow a}^{(N)} = \sigma^{(N)} \cdot \Phi^N \propto I^N \quad (15)$$

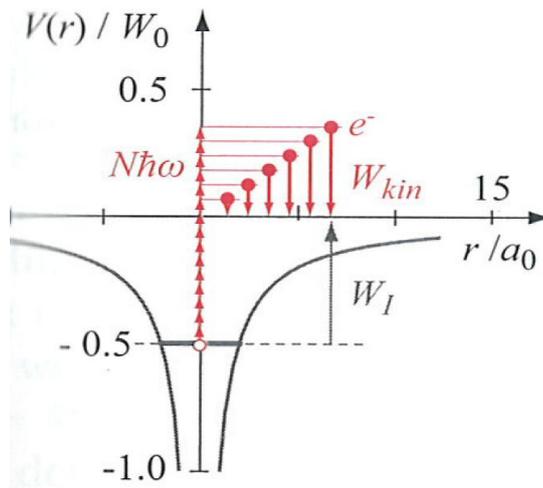


Abbildung 18: schematische Multiphotonenionisation [16]

$R_{k_e \leftarrow a}^{(N)}$ beschreibt die Übergangsrates vom gebundenen Zustand in den ungebundenen Zustand. $\sigma^{(N)}$ ist ein generalisierter Wirkungsquerschnitt, welcher die Wechselwirkung von Photonen mit einem Elektron beschreibt. Wie Gleichung 15 zeigt, ist die Übergangsrates $R_{k_e \leftarrow a}^{(N)}$ proportional zur Intensität I^N . Dies bedeutet, dass sich die Anzahl der Elektronen (Primärelektronen N_{Pri}), welche durch einen Laserpuls generiert werden, mit der Pulsenergie variieren lässt, da die Pulslänge und der Querschnitt des Laserfokus A_F konstant bleiben (Gleichung 16).

I = Intensität
E_P = Pulsenergie
P = Leistung
A_F = Querschnittsfläche des Fokus
t_P = Pulslänge

$$I \propto E_P \rightarrow I = \frac{P}{A_F} = \frac{E_P}{t_P \cdot A_F} \quad (16)$$

Wenn die Photonen mehr Energie an das Elektron übertragen als es für die Überführung ins freie Kontinuum benötigt (Gleichung 14), so verlässt das Elektron das Atom oder Molekül mit einer kinetischen Energie E_{kin} . Bei der Multiphotonenionisation kann es ebenfalls dazu kommen, dass mehr Photonen absorbiert werden als für eine Ionisation nötig sind (Gleichung 14 und Abb.18). In der Fachliteratur wird dann von einer Above Threshold Ionisation (ATI) gesprochen, welche hier jedoch nicht näher diskutiert werden soll.

2.5 Erster Townsend-Koeffizient α

Der erste Townsend-Koeffizient α ist ein Maß dafür, wie viele Elektronen-Ionen-Paare pro Wegstrecke durch eine Stoßkaskade, welche in einem gasgefüllten Kernstrahlungsdetektor erzeugt wird, generiert werden. Er ist jedoch selbst vom elektrischen Feld (Gleichung 5) abhängig. Das elektrische Feld ist von der an den Detektor angelegten Spannung und von den geometrischen Eigenschaften des Detektors abhängig. Da jedoch in RPC-Detektoren das elektrische Feld im Gasspalt konstant ist, ist auch der Townsend-Koeffizient konstant. Zur Deformationen im elektrischen Feld kommt es in den Randzonen, wie in Abbildung 11 schematisch zu sehen ist. Daher sollten die Messungen nicht durch die Randzonen beeinflusst sein. Bei der Entwicklung einer Stoßkaskade werden nicht nur freie Ladungsträger (Elektronen, Ionen) generiert. Ein Teil der freien Ladungsträger kann mit den restlichen Zählgasatomen rekombinieren oder einfach von Ihnen „eingefangen“ werden, sodass ein effektiver Townsend-Koeffizient α_{eff} eingeführt werden muss. Mit Hilfe der Simulationsprogramme MAGBOLTZ und IMONTE können Simulationen für den Townsend-Koeffizient α_{eff} durchgeführt werden. Abbildung 19 zeigt eine solche Simulation für die in den RPC-Detektoren des HZDRs verwendete Gasmischung bei verschiedenen elektrische Feldstärken.

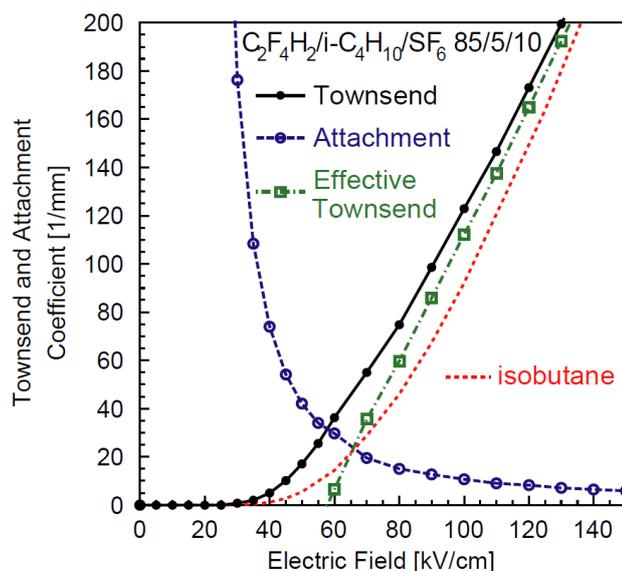


Abbildung 19: Simulation des Townsend- und Attachment-Koeffizienten für RPC-Standardgasmischung mit dem Simulationsprogramm IMONTE bei 296.15 K und 1013 mbar [15]

3 Messungen und Ergebnisse

3.1 Bestimmung der Radien w_{fx} und w_{fy}

Für die Bestimmung der Intensität I und damit der Leistungsdichte, die am Ort des Fokus vorliegt, ist die Fokusfläche von Bedeutung (Gleichung 14). Eine weitere wertvolle Information für die nachfolgenden Berechnungen stellt der Wert für den Radius w_f (Gleichung 7), welcher vor der Linse L_5 (s. Abb. 15) vorliegt, dar. Für die Bestimmung des Radius w_f wird die Schnittmethode benutzt. Bei dieser Methode wird eine scharfe Kante (z.B. Skalpell- oder Rasierklinge) schrittweise senkrecht durch den Laserstrahl geschoben. Hinter der scharfen Kante wird ein Energiemessgerät positioniert, sodass die Pulsenergie in Abhängigkeit der schrittweise fortbewegten scharfen Kante gemessen werden kann. Aufgrund des elliptischen Querschnitts des für die Experimente benutzten Laserstrahls müssen an dieser Stelle jeweils für die x- und y-Richtung gemessen werden. Abbildung 20 zeigt die Messdaten aus denen die Radien w_{fx} und w_{fy} extrahiert werden können.

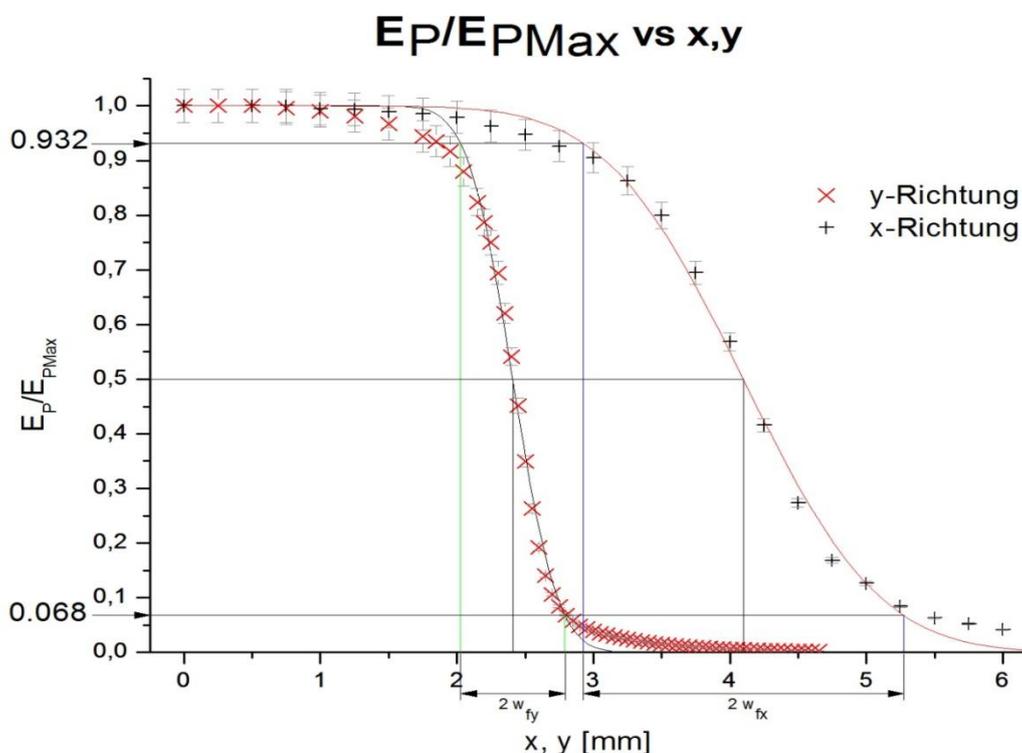


Abbildung 20: Rohdaten der Schnittmethode zur Bestimmung der Laserradien in horizontaler (x) und vertikaler (y) Richtung

Die Messunsicherheit wird mit 3 % festgelegt. Sie setzt sich aus der Messunsicherheit des verwendeten Energiemessgeräts (1,5 %) und der Schwankung der Pulsenergie (2,5 %) zusammen. Da bei einem Laserstrahl mit gaußförmiger Energieverteilung der Radius w nach Gleichung 11 definiert ist, lassen sich die x - bzw. y Werte für die Bestimmung der beiden Radien w_{fx} und w_{fy} aus dem jeweiligen Fit (erf-Funktion) extrahieren, wie Tabelle 2 zeigt.

Tabelle 2: Radien w_{fx} , w_{fy}

E_P/E_{PMax}	x_{fx} [mm]	y_{fy} [mm]
0,932:	2,923	2,025
0,5:	4,097	2,408
0,068:	5,272	2,791

Daraus ergibt sich:

$$\Delta x_1 = x_{fx} \left(\frac{E_P}{E_{PMax}} = 0,5 \right) - x_{fx} \left(\frac{E_P}{E_{PMax}} = 0,932 \right)$$

$$\Delta x_2 = x_{fx} \left(\frac{E_P}{E_{PMax}} = 0,068 \right) - x_{fx} \left(\frac{E_P}{E_{PMax}} = 0,5 \right)$$

$$\Delta y_1 = y_{fy} \left(\frac{E_P}{E_{PMax}} = 0,5 \right) - y_{fy} \left(\frac{E_P}{E_{PMax}} = 0,932 \right)$$

$$\Delta y_2 = y_{fy} \left(\frac{E_P}{E_{PMax}} = 0,068 \right) - y_{fy} \left(\frac{E_P}{E_{PMax}} = 0,5 \right)$$

Somit ergeben sich die Radien w_{fx} und w_{fy} zu:

$$w_{fx} = \frac{\Delta x_1 + \Delta x_2}{2} = \underline{\underline{(1,175 \pm 0,047) \text{ mm}}}$$

$$w_{fy} = \frac{\Delta y_1 + \Delta y_2}{2} = \underline{\underline{(0,383 \pm 0,015) \text{ mm}}}$$

Die gewonnenen Werte für die Radien w_{fx} und w_{fy} können nun mit dem angestrebten Verhältnis, welches durch die Brennweiten der Zylinderlinsen (s. Abb. 15, L_3 und L_4) und deren Abstand zueinander gegeben ist, verglichen werden. Im Idealfall sollte sich ein Verhältnis von 4 ergeben. Aus den gemessenen Daten geht jedoch ein Verhältnis von $3,068 \pm 0,172$ für die Radien w_{fx} zu w_{fy} hervor. Diese Diskrepanz kann durch mehrere Faktoren verursacht werden. Zum einen kann nicht davon ausgegangen werden, dass die Linsen so positioniert wurden, dass der Laserstrahl sie exakt im Mittelpunkt und unter dem Einfallswinkel von 0° trifft, da die Positionierung von Hand, nur mit Augenmaß und mit Hilfe von relative unflexiblen Abstandshaltern erfolgte. Zum anderen kann nicht ausgeschlossen werden, dass der Laserstrahl, der durch das Lasersystem erzeugt wird, nicht doch von dem angenommenen Gaußstrahlprofil abweicht. Diese Annahme wird durch die in Kapitel „3.3 Beugungsmaßzahl“ bestimmten Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 , die deutlich größer als Eins sind, gestützt.

3.2 Fokus Charakterisierung

Für die Ermittlung der Fokusradien w_{0x} und w_{0y} wird ein Kunststofffilm senkrecht im Strahlengang des Laserstrahls positioniert. Dieser Film wird mit dem Laserstrahl an verschiedenen Positionen entlang der optischen Achse Z belichtet. Dabei brennt sich das Intensitätsprofil des Laserstrahls in die Folie ein, sodass ein Abbild des Querschnitts des Laserstrahls auf der Folie zurück bleibt. Diese Abbildungen wurden mit Hilfe einer hochauflösenden Digitalkamera, welche mit einem Mikroskop gekoppelt ist, und geeigneter Software von Hand vermessen, weshalb eine

Messunsicherheit von 10% für die so ermittelten Messwerte festgelegt wurde. Aus diesen Messungen resultieren die in Abbildung 21 dargestellten Messkurven für die zwei Raumrichtungen x und y.

Fokuspositionen für x- und y-Richtung

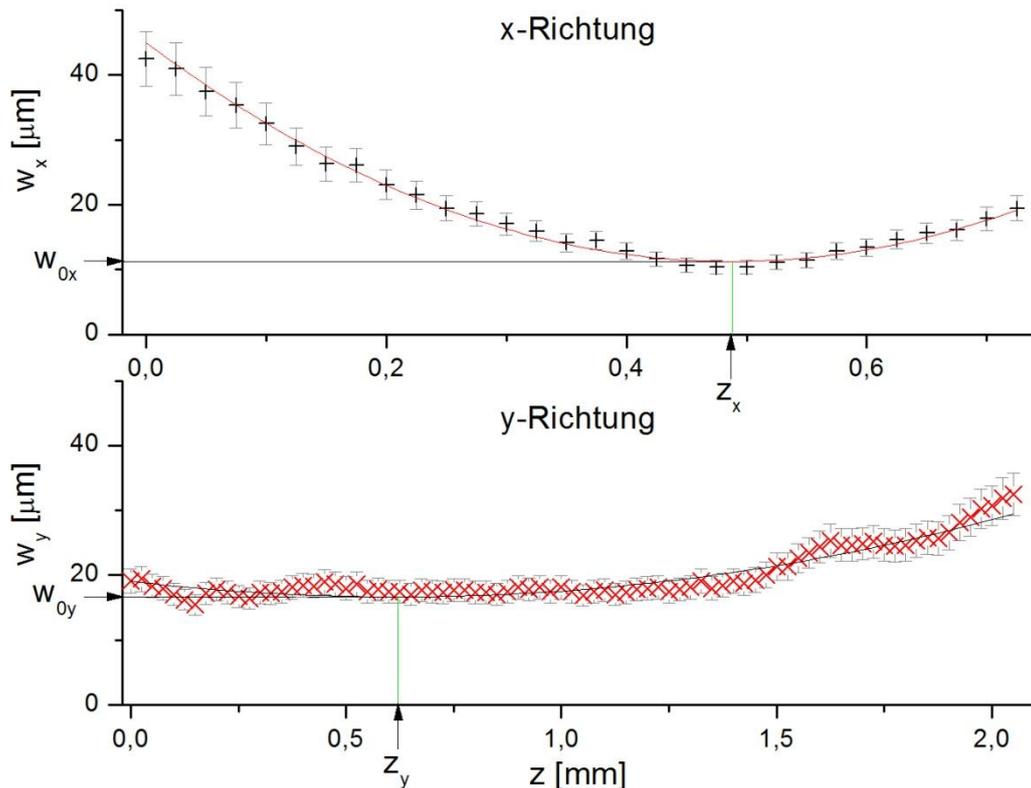


Abbildung 21: Fokuspositionen für x- und y-Richtung

Aus den Fits der beiden Messkurven lassen sich die Positionen Z der Fokusradien für die x- und y-Richtung, sowie deren Radien w_{0x} und w_{0y} bestimmen, die in Tabelle 3 aufgelistet sind.

Tabelle 3: Position Z_x und Z_y sowie die Radien w_{0x} und w_{0y} des Fokus

	Wert	σ_{Wert}
Z_x [mm]:	0,488	0,020
w_{0x} [μm]:	11,244	2,207
Z_y [mm]:	0,621	0,133
w_{0y} [μm]:	16,659	1,084

Astigmatismus ist eine Fehlerquelle beim Fokussieren eines Laserstrahls. Er entsteht, wenn der Laserstrahl nicht axialparallel zur optischen Achse Z auf die Linse L_5 trifft. Die zwei unterschiedlichen Positionen der Fokusradien Z_x und Z_y könnten darauf zurückzuführen sein. Die Untersuchung dieser Fehlermöglichkeit bedarf jedoch einer genaueren Methode mit geringeren Unsicherheiten. Aufgrund der relativ großen Unsicherheit von Z_y folgt aus dem Mittelwert der beiden gefundenen Positionen Z_x und Z_y die Gesamtposition Z des Laserfokus.

$$Z = \frac{Z_x + Z_y}{2} = \frac{(0,488 \pm 0,020) \text{ mm} + (0,621 \pm 0,133) \text{ mm}}{2} = \underline{\underline{(0,554 \pm 0,067) \text{ mm}}}$$

Da der Abstand der ermittelten Position des Laserfokus' von der Hauptebene der Linse L_5 nicht protokolliert worden ist, wird dieser über die Radien w_{fx} und w_{fy} sowie die halben Öffnungswinkel θ_x und θ_y im Kapitel „3.4 Effektive Brennweite f_{eff} der Linse L_5 “ bestimmt. Das Verhältnis der beiden Radien w_{0y} zu w_{0x} ergibt sich zu $1,482 \pm 0,306$. Im Falle des angenommenen Gaußstrahls und durch die Strahlmanipulation durch die Zylinderlinsen (s. Abb. 15, L_3 und L_4) besteht folgender Zusammenhang für die Radien w_{fx} , w_{fy} , w_{0x} , w_{0y} :

$$\frac{w_{fx}}{w_{fy}} = \frac{w_{0y}}{w_{0x}} \Rightarrow \underline{\underline{3,068 \pm 0,172 \neq 1,482 \pm 0,306}}$$

Das Verhältnis der Radien w_{0y} zu w_{0x} weicht vom Verhältnis der Radien w_{fx} zu w_{fy} ab. Dies deutet darauf hin, dass der untersuchte Laserstrahl eventuell keinem idealen Gaußstrahl entspricht und somit eine Richtungsabhängigkeit der Beugungsmaßzahl

M^2 aufweist. Die Fokusfläche A_F berechnet sich aus den ermittelten Radien w_{0x} und w_{0y} ZU:

$$A_F = \pi \cdot w_{0x} \cdot w_{0y} = \underline{\underline{(5,885 \pm 1,217) \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2}}$$

3.3 Beugungsmaßzahl

Um die Beugungsmaßzahl M^2 des optischen Systems bestimmen zu können, müssen die halben Öffnungswinkel θ_x und θ_y bestimmt werden (Gleichung 12). Sie können aus den annähernd linearen Bereichen der Messdaten für die x- und y-Richtung extrahiert werden (s. Abb. 22).

Halbe Öffnungswinkel Θ für x- und y-Richtung

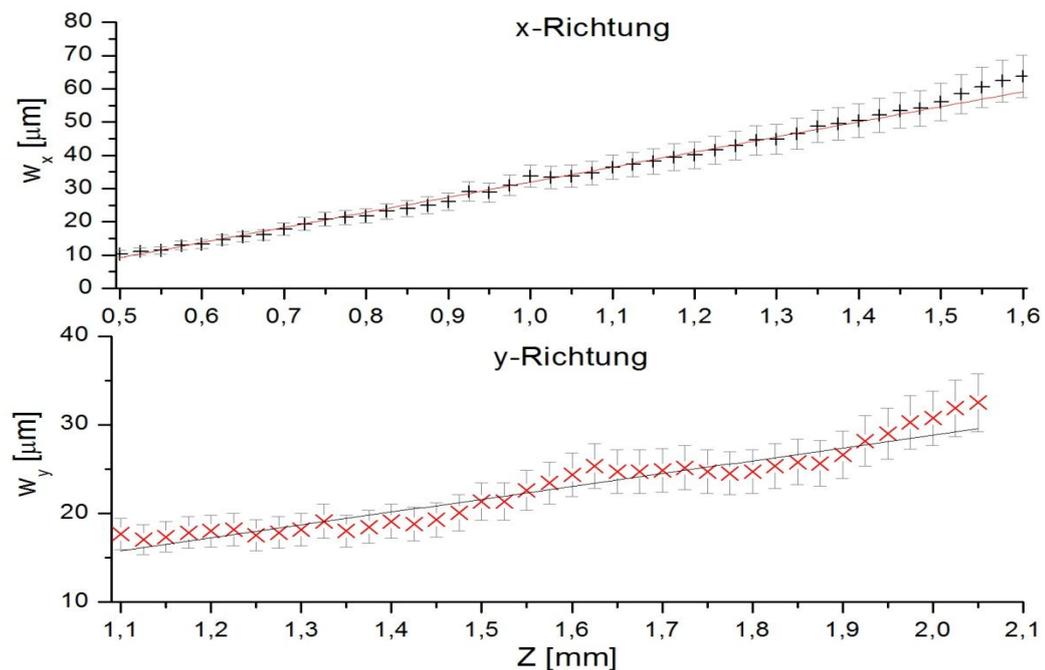


Abbildung 22: Bestimmung der halbe Öffnungswinkel für θ_x und θ_y

Es ergeben sich die in Tabelle 4 aufgezeigten halben Öffnungswinkel θ_x und θ_y aus dem Anstieg der linearen Fits für die x- und y-Richtung.

Tabelle 4: halbe Öffnungswinkel θ_x und θ_y

	θ [rad]	σ_θ [rad]
x-Richtung:	0,04536	0,00136
y-Richtung:	0,01445	0,00130

Da nun die in Gleichung 12 geforderten Werte für die verschiedenen Parameter bestimmt sind, können die Beugungsmaßzahlen für die x- und y-Richtung bestimmt werden. Sie ergeben sich zu:

$$M_x^2 = \frac{\pi \cdot w_{0x} \cdot \theta_x}{\lambda} = \frac{\pi \cdot (11,244 \pm 2,207) \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot (0,04536 \pm 0,00136)}{(257 \pm 0,3) \cdot 10^{-9} \text{ m}}$$

$$M_x^2 = \underline{\underline{6,24 \pm 1,24}}$$

$$M_y^2 = \frac{\pi \cdot w_{0y} \cdot \theta_y}{\lambda} = \frac{\pi \cdot (16,659 \pm 1,084) \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot (0,01445 \pm 0,00130)}{(257 \pm 0,3) \cdot 10^{-9} \text{ m}}$$

$$M_y^2 = \underline{\underline{2,94 \pm 0,33}}$$

Die Ergebnisse der Beugungsmaßzahlen M^2 in Abhängigkeit der Richtung zeigen, dass es nicht korrekt ist, in den Berechnungen dieser Masterarbeit von einem Gaußstrahl auszugehen. Die Ursache für die grobe Abweichung der Beugungsmaßzahl vom Idealwert $M^2 = 1$ und für die Abhängigkeit von der Richtung kann an dieser Stelle nicht beantwortet werden. Jedoch kann so der Unterschied zwischen den Verhältnissen der Radien w_{fx} zu w_{fy} und der Radien w_{0y} zu w_{0x} , welche im Kapitel „3.2 Fokus Charakterisierung“ ermittelt wurden, verstanden werden. Typische Werte der Beugungsmaßzahl M^2 für Hochleistungs-Festkörperlaser liegen

zwischen $M^2 = 1,5$ und $M^2 = 20$. Werden zwei Laserstrahlen mit unterschiedlichen Werten für die Beugungsmaßzahl aber gleichen Ausgangsradien w_f und mit der gleichen Linse fokussiert, so wird der Laserstrahl mit der kleineren Beugungsmaßzahl einen kleineren Fokusradius w_0 und einen kleineren halben Öffnungswinkel θ als der Laserstrahl mit der größeren Beugungsmaßzahl aufweisen [23]. Da die Werte der Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 des untersuchten Laserstrahls Werte > 1 aufweisen, kann davon ausgegangen werden, dass die Fokusradien w_{0x} und w_{0y} sowie die Divergenz des untersuchten Strahls und somit die ermittelten halben Öffnungswinkel θ_x und θ_y größer sind als bei einem Laserstrahl mit einer Beugungsmaßzahl $M^2 = 1$. Die ermittelten Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 und die daraus resultierenden Konsequenzen für die halben Öffnungswinkel θ_x und θ_y wirken sich jedoch positiv auf die Ortsauflösung in Z-Richtung des Teststandes aus, da die im Kapitel „2.4 Multiphotonenionisation“ beschriebene Übergangsrate $R_{K_e \leftarrow a}^{(N)}$ von der Intensität I und somit von der Querschnittsfläche des Laserstrahls abhängig ist. Negativ ist jedoch die Vergrößerung des Fokusradius w_{0y} , der zu einer größeren Unsicherheit der Elektronendriftgeschwindigkeit führt, die im Kapitel „3.12 Driftgeschwindigkeit v_D in RPC- Detektor“ näher untersucht wird. Eine weitere Folge der erhöhten Divergenz könnte eine Verringerung der Brennweite f , durch die vergrößerte Divergenz, der für die Fokussierung verwendeten Linse L_5 (s. Abb. 15) sein. Diese wird im Kapitel „3.4 Effektive Brennweite der Linse L_5 “ näher untersucht.

3.4 Effektive Brennweite der Linse L₅

Die Brennweite ist die Entfernung des Brennpunktes F von der Hauptachse einer Linse. Durch die im Kapitel „3.1 Bestimmung der Radien w_{fx} und w_{fy}“ bestimmten Radien w_{fx} und w_{fy} sowie die im Kapitel „3.3 Beugungsmaßzahl M²“ bestimmten halben Öffnungswinkel θ_x und θ_y kann die effektive Brennweite f_{eff} mittels der Gleichung 9 für beide Richtungen berechnet werden.

$$f_x = \frac{w_{fx}}{\theta_x} = \frac{(1,175 \pm 0,047) \text{ mm}}{(0,04536 \pm 0,00136) \text{ rad}} = \underline{\underline{(25,90 \pm 1,29) \text{ mm}}}$$

$$f_y = \frac{w_{fy}}{\theta_y} = \frac{(0,383 \pm 0,015) \text{ mm}}{(0,01445 \pm 0,00130) \text{ rad}} = \underline{\underline{(26,51 \pm 2,60) \text{ mm}}}$$

Es zeigt sich, dass die ermittelten Brennweiten f_x und f_y von der Herstellerangabe (f = 30 mm) für die verwendete Linse L₅ abweichen. Die Abweichungen bestätigen somit den im Kapitel „3.3 Beugungsmaßzahl“ festgestellten Zusammenhang zwischen der Beugungsmaßzahl und der Divergenz eines Laserstrahls für eine Beugungsmaßzahl M² > 1. Eine weitere Ursache könnte die chromatische Aberration (Farbfehler) der Linse L₅ sein. Trifft ein Lichtstrahl, der aus mehreren Wellenlängen λ besteht, auf eine Grenzfläche, die mit einer Änderung der Brechzahl n einher geht, so werden die unterschiedlichen Wellenlängen λ unter unterschiedlichen Winkeln beobachtet (Prisma). Dieser Effekt wird Dispersion genannt. Die Summe dieser beiden Effekte führt zu einer effektiven Brennweite f_{eff} der Linse L₅, die dem Mittelwert der beiden ermittelten Brennweiten f_x und f_y entspricht.

$$f_{\text{eff}} = \frac{f_x + f_y}{2} = \frac{(25,90 \pm 1,29) \text{ mm} + (26,51 \pm 2,60) \text{ mm}}{2}$$

$$f_{\text{eff}} = \underline{\underline{(26,21 \pm 1,03) \text{ mm}}}$$

3.5 Rayleighlänge

Da aus den vorhergehenden Betrachtungen zur Beugungsmaßzahl ersichtlich wird, dass die Theorie eines Gaußstrahls nicht exakt ist, kann die Rayleighlänge Z_R nicht mittels Gleichung 8 berechnet werden. Dies würde zu einem zu kleinen Wert führen. Der in Gleichung 10 beschriebene Zusammenhang zwischen der Rayleighlänge Z_R und dem Strahlradius $w(Z)$ kann jedoch herangezogen werden, um zu einer Aussage über die Rayleighlänge Z_R des Laserfokus im Teststand zu gelangen. Es ergeben sich folgende Radien für $w_x(Z_R)$ und $w_y(Z_R)$:

$$w_x(Z_R) = w_{0x} \cdot \sqrt{2} = (11,244 \pm 2,207) \mu\text{m} \cdot \sqrt{2} = \underline{\underline{(15,901 \pm 3,121) \mu\text{m}}}$$

$$w_y(Z_R) = w_{0y} \cdot \sqrt{2} = (16,659 \pm 1,084) \mu\text{m} \cdot \sqrt{2} = \underline{\underline{(23,559 \pm 1,533) \mu\text{m}}}$$

Aus den quadratischen Gleichungen der beiden Fits für die zwei verschiedenen Raumrichtungen ergeben sich die Werte für die Positionen der Radien $w_x(Z_R)$ und $w_y(Z_R)$. Dabei sind die Rayleighlänge Z_{Rx} und der damit verbundene Radius $w_x(Z_R)$ ausschlaggebend für die weiteren Betrachtungen, da die Rayleighlänge Z_{Rx} kleiner ist als die Rayleighlänge Z_{Ry} . Die beiden Positionen der Rayleighlänge Z_{Rx} sind in Tabelle 5 aufgelistet.

Tabelle 5: Positionen Z der Rayleighlänge Z_R für x- und y-Richtung

	Z [mm]	σ_z [mm]
Z_{1x}	0,669	0,087
Z_{2x}	0,306	0,067

Mittels der unter Kapitel „3.1 Bestimmung der Radien w_{fx} und w_{fy} “ festgestellten Position Z_x kann so die Rayleighlänge Z_{Rx} für die Positionen Z_{1x} und Z_{2x} ermittelt werden.

Es ergibt sich:

$$Z_{R1x} = Z_{1x} - Z_x = (0,669 \pm 0,087)\text{mm} - (0,488 \pm 0,020)\text{mm} = \underline{\underline{(0,181 \pm 0,089)\text{mm}}}$$

$$Z_{R2x} = Z_x - Z_{2x} = (0,488 \pm 0,020)\text{mm} - (0,306 \pm 0,067)\text{mm} = \underline{\underline{(0,181 \pm 0,069)\text{mm}}}$$

Wie in Abbildung 23 zu erkennen ist, weisen beide Richtungen der Rayleighlänge Z_R den gleichen Wert in Relation zur Fokusposition Z_x auf.

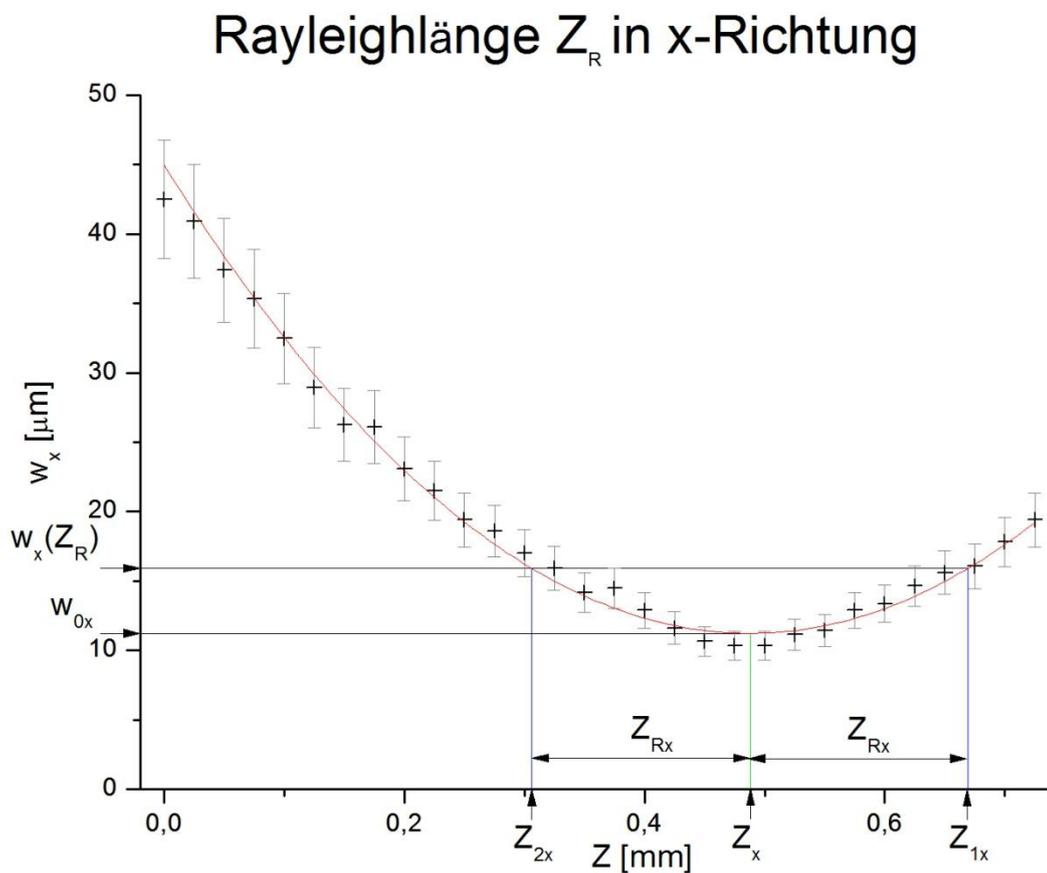


Abbildung 23: Rayleighlänge Z_R in x-Richtung

3.6 Fokusvolumen und Querschnittsfläche

Bei der Abschätzung des Volumens des Fokus V_F wird von einem Zylinder mit elliptischer Grundfläche ausgegangen. Dies vereinfacht die Formel des Volumens des Fokus zu:

$$V_F = \pi \cdot w_x(Z_{Rx}) \cdot w_y(Z_{Rx}) \cdot (Z_{R1x} + Z_{R2x}) = A_{Z_{Rx}} \cdot (Z_{R1x} + Z_{R2x})$$

Bis auf den Radius $w_y(Z_{Rx})$ sind alle Variablen in den vorangegangenen Kapiteln bestimmt worden. Um den Radius $w_y(Z_{Rx})$ zu berechnen, werden die Werte für Z_{1x} und Z_{2x} in die quadratische Gleichung des Fits der y-Richtung (s. Abb. 21) eingesetzt. Die Resultate dieser Berechnungen sind in Tabelle 6 aufgeführt.

Tabelle 6: Berechnete Radien w_{y1} und w_{y2} von den Positionen Z_{x1} und Z_{x2}

	w [μm]	σ_w [μm]
w_{y1} :	17,28	0,77
w_{y2} :	16,67	1,15

Der Wert für $w_y(Z_{Rx})$ entspricht dem Mittelwert der beiden Radien w_{y1} und w_{y2} und ergibt sich zu:

$$w_y(Z_{Rx}) = \frac{w_{y1} + w_{y2}}{2} = \frac{(17,28 \pm 0,77) \mu\text{m} + (16,67 \pm 1,15) \mu\text{m}}{2}$$

$$w_y(Z_{Rx}) = \underline{\underline{(16,98 \pm 0,69) \mu\text{m}}}$$

Somit können das Volumen V_F und die Querschnittsfläche A_F des Fokus bestimmt werden.

$$A_{Z_{Rx}} = \underline{\underline{(848,06 \pm 170,01) \mu\text{m}^2}}; \quad V_F = \underline{\underline{(0,31 \pm 0,10) \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3}}$$

3.7 Plattengeometrie

Wie schon die Abbildungen 11 und 15 zeigen, wurde ein trapezförmiger Querschnitt für die Platten der RPC-Testdetektoren gewählt. Die Abmaße der verschiedenen Platten sollen nachfolgend präzisiert werden.

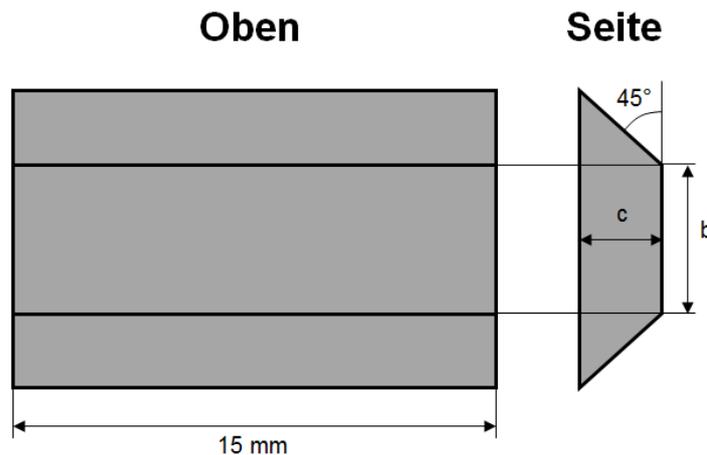


Abbildung 24: Skizze der RPC-Testdetektorplatten

Da die in der Praxis eingesetzten RPC-Detektoren meist über eine Fläche von 0,1 m² verfügen, kann davon ausgegangen werden, dass sich im Inneren ein homogenes elektrisches Feld im Abstand von wenigen Millimetern von der Kante einer solchen Platte eingestellt hat. Aufgrund des halben Öffnungswinkels θ_y des Laserstrahls ist diese großflächige Bauweise für die in dieser Arbeit vorgestellten RPC-Testdetektoren nicht praktikabel. Im Allgemeinen kann davon ausgegangen werden, dass nach einer Eindringtiefe, die dem fünffachen der Gasspaltausdehnung g entspricht, das elektrische Feld als homogen betrachtet werden kann. Dadurch ergibt sich die Breite der kurzen Trapezkante b (s. Abb. 24). Der trapezförmige Querschnitt erlaubt jedoch, dieses Kriterium auf das Vierfache zu reduzieren, da der Feldgradient durch die Trapezform nicht so stark ist wie bei einer quadratischen Querschnittsfläche. Durch diese Lockerung der Mindesteindringtiefe des Fokus' wird eine breitere geometrische Akzeptanz Δy gegenüber dem Laserstrahl innerhalb des Gasspaltes ermöglicht, welche in dem Kapitel „3.9 geometrische Akzeptanz“ noch genauer untersucht werden wird. Tabelle 7 listet die daraus resultierenden Werte für b (s.

Abb. 24) der verwendeten Platten in Abhängigkeit der Gasspaltausdehnung g auf. Die Länge der Platten beträgt 15 mm.

Tabelle 7: Spaltbreite b in Abhängigkeit der Gasspaltausdehnung g für die RPC-Testdetektoren

g [mm]	b [mm]	b/g
0,3	2,4	8
0,5	4,0	8
1,0	8,0	8

Die Dicke c_K der Platten, die aus einer halbleitenden Keramik bestehen, beträgt 2 mm. Die Platten aus Floatglas weisen dagegen eine Dicke c_G von 1 mm auf. Nach der Fertigung der RPC-Testdetektoren wurde die angestrebte Gasspaltausdehnung g nachgemessen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Tabelle 8 zusammengefasst. Abbildung 25 zeigt die fertig montierten RPC-Testdetektoren außerhalb der Gaszelle.

Tabelle 8: Soll- und Ist-Werte der Gasspalte der RPC-Testdetektoren an den Trapezkanten von b

soll g [mm]	ist g_K front [mm]	ist g_K back [mm]	\bar{g}_K [mm]	ist g_G front [mm]	ist g_G back [mm]	\bar{g}_G [mm]
0,3	0,317	0,355	0,336	-	-	-
0,5	0,453	0,441	0,447	0,502	0,528	0,515
1,0	1,032	1,038	1,035	1,062	1,083	1,073

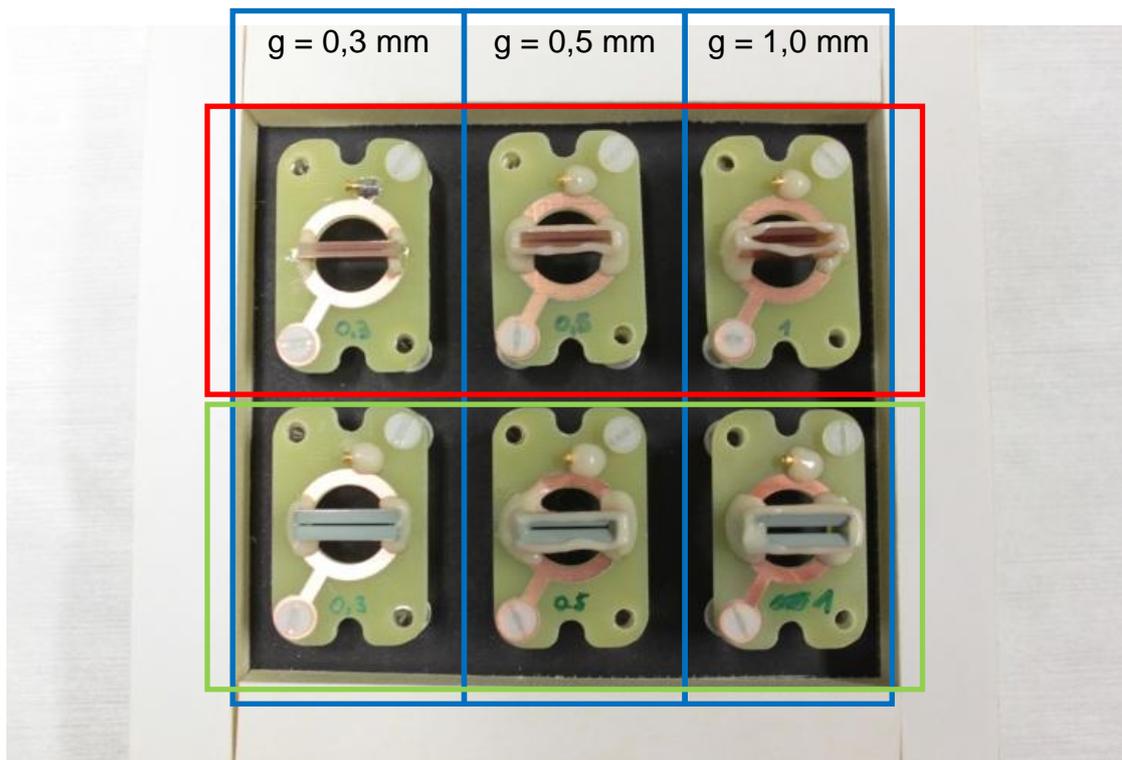


Abbildung 25: Foto RPC-Testdetektoren $g = 0,3 \text{ mm}$; $g = 0,5 \text{ mm}$; $g = 1,0 \text{ mm}$ für Floatglas (rot) und halbleitende Keramik (grün) [7]

3.8 Auswirkung des Plattenmaterials

Die Keramikplatten für die Test-RPC-Detektoren wurden aus einer einzigen größeren Platte gefertigt. Diese weist einen spezifischen elektrischen Widerstand ρ von $2 \cdot 10^8 \text{ } \Omega\text{cm}$ auf, sodass davon ausgegangen werden kann, dass dieser Wert auch für alle kleineren Platten der Test-RPC-Detektor bestand hat. Floatglas weist hingegen einen spezifischen elektrischen Widerstand ρ in der Größenordnung von $10^{13} \text{ } \Omega\text{cm}$ bis $10^{16} \text{ } \Omega\text{cm}$ auf. Aufgrund dieses Unterschieds kann mit den auf Abbildung 25 gezeigten Floatglas RPC-Testdetektoren (rot) nicht ohne Weiteres gearbeitet werden. Bei den Versuchen mit ihnen zeigte sich, dass selbst bei einer relativ niedrigen Wiederholrate der Laserpulse von 1 Hz und einer Pulsenergie E_P von 100 nJ bei einer elektrischen Feldstärke E von 100 kV/cm ein Aufladungseffekt der Floatglasplatten des RPC-Testdetektors mit einer Gasspaltausdehnung $g = 0,3 \text{ mm}$ zu beobachten ist. Der Aufladungseffekt der Floatglasplatten ist anhand des Signalstärkeverlaufs (Ladungsmenge Q der Signale) kurz nach dem Einschalten des

Lasers ersichtlich. Die Ladungsmenge innerhalb der ersten Signale sinkt mit jedem weiteren Puls des Lasers deutlich und pendelt sich auf einen Wert ein, der kleiner ist als der Wert der Ladungsmenge der ersten detektierten Signale, obwohl kein Testparameter (Pulsenergie, Wiederholrate der Laserpulse, angelegte Zähler-spannung) verändert wird. Die Ursache dieser Beobachtung ist der im Vergleich zur halbleitenden Keramik große spezifisch elektrische Widerstand und die daraus resultierende größere Relaxationszeit (Gleichung 6) sowie die im Vergleich zur Praxis große Ladungsmenge innerhalb der Signale. Die Ladungsmenge der ersten Signale ist so groß, dass sie im Zeitintervall von 1 s nicht von den Floatglasdetektorplatten neutralisiert werden kann. Einzelne Ladungsträger verbleiben somit auf den Detektorplatten, was zu einer Herabsetzung der elektrischen Feldstärke führt (s. Abb. 13 d) und somit zu einem kleineren effektiven Townsend-Koeffizienten, da dieser ebenfalls von der elektrischen Feldstärke abhängt (Gleichung 5). Werden nun Signale in einem zeitlich festen Abstand (Wiederholrate Laser) im RPC-Testdetektor generiert, stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Ladungsträgererzeugung durch die Stoßlawine und Ladungsträgerabtransport durch die Detektorplatten ein. In der Praxis werden Floatglas-RPC-Detektoren jedoch für bestimmte Aufgaben erfolgreich eingesetzt. Die Signale, die mit ihnen gemessen werden, sind so klein, dass sie vor der Auswerteelektronik verstärkt werden müssen. In dem Experimentsetup dieser Masterarbeit wird jedoch ohne Vorverstärker gearbeitet, was zur Folge hat, dass die Ladungsmenge in einem Bereich liegen muss, der noch von der zur Verfügung stehenden Messelektronik (Oszilloskop) sicher detektiert werden kann. Aus diesem Grund kann in den nachfolgenden Betrachtungen nur mit den RPC-Testdetektoren aus halbleitender Keramik (s. Abb. 25, grün) gearbeitet werden, da diese selbst bei Wiederholraten des Lasersystems von 111 Hz noch sicher ohne Aufladungseffekt arbeiten.

3.9 Geometrische Akzeptanz

Eine wichtige Information bei dem in dieser Masterarbeit vorgestellten Teststand für gasgefüllte Kernstrahlungsdetektoren ist die geometrische Akzeptanz Δy der RPC-Testdetektoren gegenüber dem in ihnen fokussierten Laserstrahl. Bei der Messung für die geometrische Akzeptanz Δy wird davon ausgegangen, dass die optische Achse des Laserstrahls und die Oberflächen der Detektorplatten parallel verlaufen und dass der Laserfokus in der Mitte der trapezförmigen Detektorplatten bei $b/2$ lokalisiert ist. Mit dem im Kapitel „3.3 Beugungsmaßzahl M^2 “ ermittelten halben Öffnungswinkel θ_y der Linse L_5 , kann der Radius w_y für $b/2$ (s. Tab. 7) der verschiedenen Gasspaltausdehnung g abgeschätzt werden.

Sie ergeben sich zu:

$$w_y \left(\pm \frac{b}{2} \right) = \theta_y \cdot \frac{b}{2}$$

Tabelle 9: Radius w_y an der Position der Trapezkanten von b

g [mm]	$w_y(\pm b/2)$ [μm]	$\sigma w_y(\pm b/2)$ [μm]
0,3	17,34	1,56
0,5	36,13	3,25
1,0	72,25	6,50

Im Idealfall folgt die geometrische Akzeptanz Δy aus der Differenz zwischen dem in Tabelle 8 aufgelisteten gemessenen Gasspaltausdehnungen g und dem doppelten Radius $w_y(\pm b/2)$. Für die Berechnung muss der kleinere der beiden gemessenen Werte von der Vorder- (front) oder der Rückseite (back) verwendet werden, da dies die begrenzende Größe der Gasspaltausdehnung gegenüber dem Laserstrahl darstellt. Die daraus resultierende berechnete geometrische Akzeptanz für die drei Gasspaltausdehnungen ist in Tabelle 10 gezeigt. Die Unsicherheiten für die berechnete geometrische Akzeptanz resultieren aus der Unsicherheit des Laserradius w_y an der Position $b/2$.

Tabelle 10: berechnete theoretische geometrische Akzeptanz Δy

g [mm]	Keramik		Floatglas	
	Δy g [μm]	$\sigma \Delta y$ g [μm]	Δy g [μm]	$\sigma \Delta y$ g [μm]
0,3	282,32	1,56	-	-
0,5	368,75	3,25	429,75	3,25
1,0	887,50	6,50	917,50	6,50

Die in Tabelle 10 aufgelistete, berechnete geometrische Akzeptanz für den 0,3 mm Keramik-RPC-Testdetektor soll im Anschluss durch Messungen beispielhaft näher untersucht werden. Zu diesem Zweck wird ein Energiemessgerät hinter die Gaszelle so positioniert, dass es die Pulsenergie der Laserpulse, welche den RPC-Testdetektor durchdringen können, misst. Bei dieser Messung gelten dieselben Annahmen für die Fokusposition und der Strahlführung, welche auf der vorhergehenden Seite angenommen wurden. Durch senkrecht, schrittweises Verschieben der Gaszelle mittels einer Mikrometerschraube gegenüber dem Laserstrahl wird die geometrische Akzeptanz des Gasspaltes bestimmt. Abbildung 26 zeigt diese Messergebnisse.

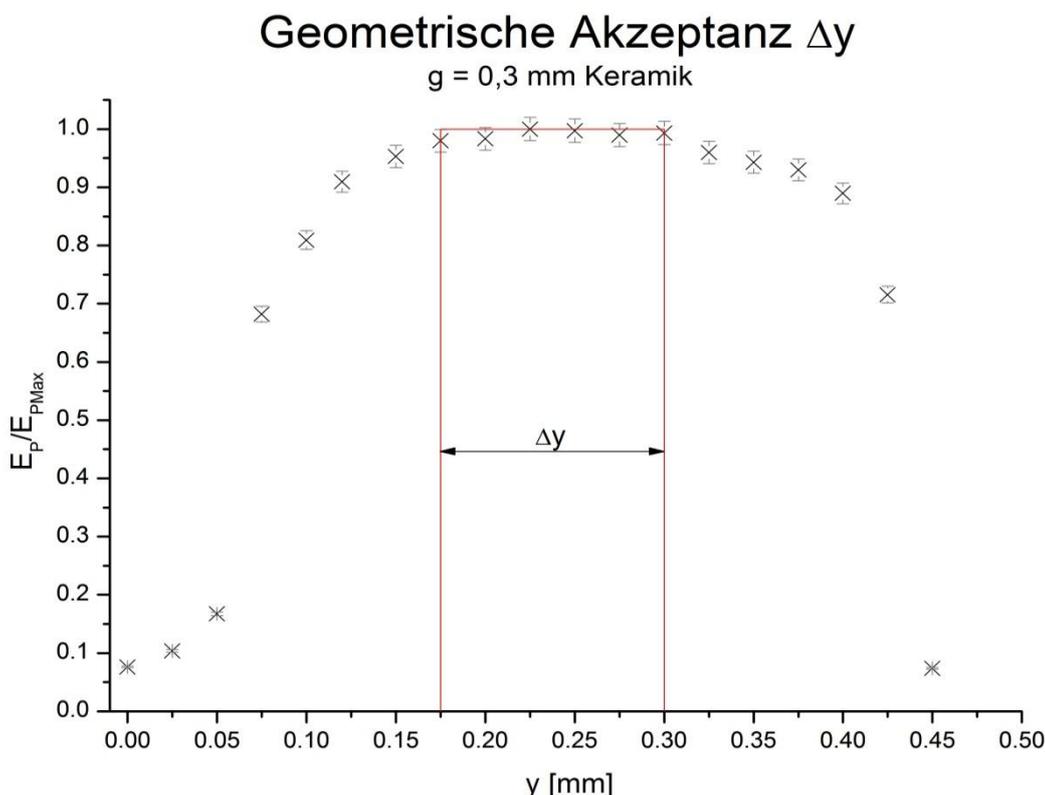


Abbildung 26: Geometrische Akzeptanz Δy des 0,3 mm Keramik-RPC-Testdetektor.

Für die verwendete Mikrometerschraube wird von einer Messunsicherheit von $\pm 10 \mu\text{m}$ ausgegangen. Die gemessene geometrische Akzeptanz für den Keramik-RPC-Testdetektor mit 0,3 mm Gasspaltausdehnung beträgt $125 \mu\text{m} \pm 10 \mu\text{m}$. Die abweichenden Ergebnisse der berechneten und der gemessenen geometrischen Akzeptanz zeigen, dass die getroffenen Annahmen für diese Messung nicht der Realität entsprechen. Die reduzierte geometrische Akzeptanz könnte durch eine Schiefelage des Laserstrahls zur optischen Achse verursacht werden. Eine weitere Möglichkeit für diese Diskrepanz kann die Gaszelle und somit auch der RPC-Testdetektor selbst sein. Aufgrund ihrer relativ einfachen Bauweise ist nicht sichergestellt, dass der Detektor parallel zur optischen Achse positioniert worden ist, was ebenfalls zu einer Verringerung der geometrischen Akzeptanz führen würde. Worin genau die Ursache für die Diskrepanz der berechneten zur gemessenen geometrischen Akzeptanz liegt, kann jedoch an dieser Stelle nicht genauer untersucht werden.

3.10 Simulation von radioaktiver Strahlung

Um die Anzahl der Primärelektronen N_{Pri} , die durch einen Laserpuls des Lasersystems erzeugt werden, abschätzen zu können, muss das resultierende Signal des Kernstrahlungsdetektors mit einem bekannten Standard verglichen werden. Als Referenz für den Laser wird daher ein radioaktiver Strahler (Eisen 55, Quellennummer: 8657LE) verwendet. Er emittiert Photonen mit einer charakteristischen Energie von 5,9 keV. Für die Simulation von ionisierenden Teilchen wird die Eigenschaft der Ortsunabhängigkeit des Signals von Driftröhren (s. Abb. 1) ausgenutzt. Da die in den Widerstandsplattenzählern verwendete Gas-mischung (85 % $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ (Freon) + 10 % SF_6 + 5 % C_4H_{10} (Isobutan)) die Primärelektronen hauptsächlich durch das Löschgas SF_6 bei den in dem Driftröhr (> 100 μm oberhalb Anode) vorliegenden niedrigen elektrischen Feldern absorbiert [15], wird eine Argon-Isobutan-Mischung mit einer Zusammensetzung von 84 % Ar und 16 % C_4H_{10} bei den Messungen für eine grobe Abschätzung verwendet. Die Position des Laserfokus' und damit der Ort der Erzeugung der Primärelektronen durch eine Multiphotonenionisation (MPI) ist unerheblich, wurde jedoch bei allen Messungen auf eine Position von ca. 2,5 mm oberhalb des Anodendrahtes festgelegt. Eine

Abschätzung der Anzahl der Primärelektronen, die durch ein Photon des radioaktiven Strahlers erzeugt werden, ergibt einen Wert von ca. 200 ± 20 Elektronen. Wie aus Abbildung 27 ersichtlich ist, generiert ein Laserpuls mit einer Pulsenergie E_P von 24 nJ ein äquivalentes Signal gegenüber den 5.9 keV γ -Quanten. Die Ergebnisse zeigen, dass unter Ausnutzung des Effekts der Multiphotonenionisation (MPI) vergleichbar viele Primärelektronen N_{Pri} an einer durch den Fokus definierten Position erzeugt werden wie durch ionisierende Strahlung, die in vielen Messaufbauten zur Anwendung kommt.

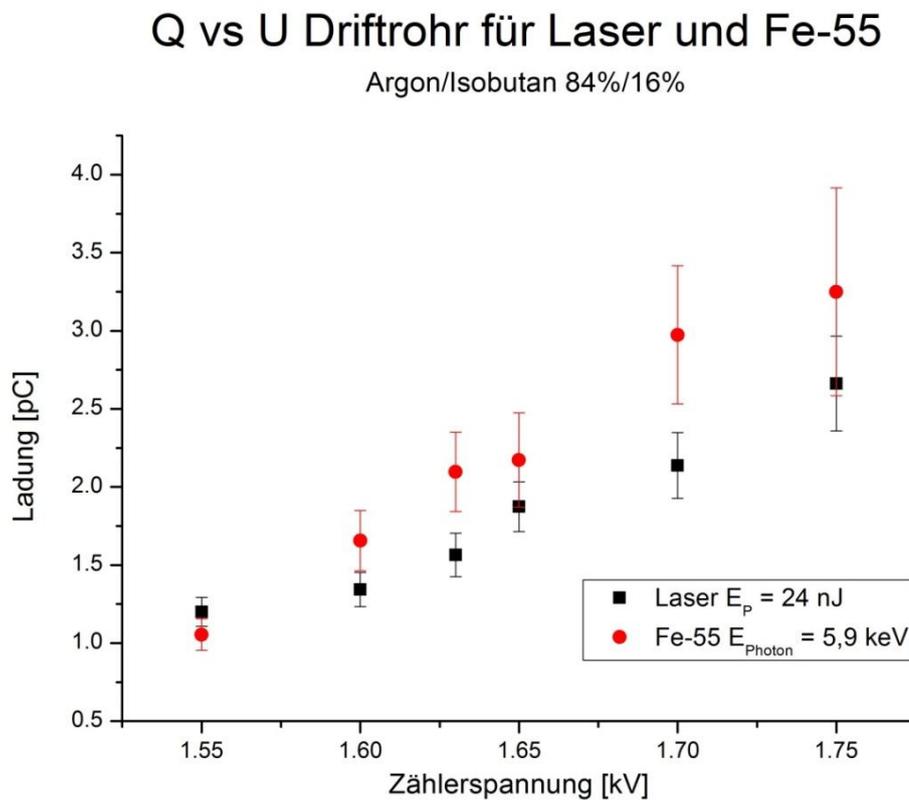


Abbildung 27: Vergleich Signale Fe-55 und Laser für Argon/Isobutan 84 % / 16 %

Somit kann der Zeitpunkt, der Ort (Höhe über Anodenplatte) und die Anzahl der Primärelektronen direkt vorgegeben werden, was eine wesentliche Verbesserung gegenüber anderen Testmöglichkeiten darstellt. Im Zuge dieser Untersuchungen kann kurz auf die Auswirkungen von Verunreinigungen der verwendeten Gasmischung eingegangen werden. Aufgrund einer Undichtigkeit der Gasventile der

Testkammer wurde das Zählgas mit Luft verunreinigt. Abbildung 28 verdeutlicht dies gegenüber Abbildung 27.

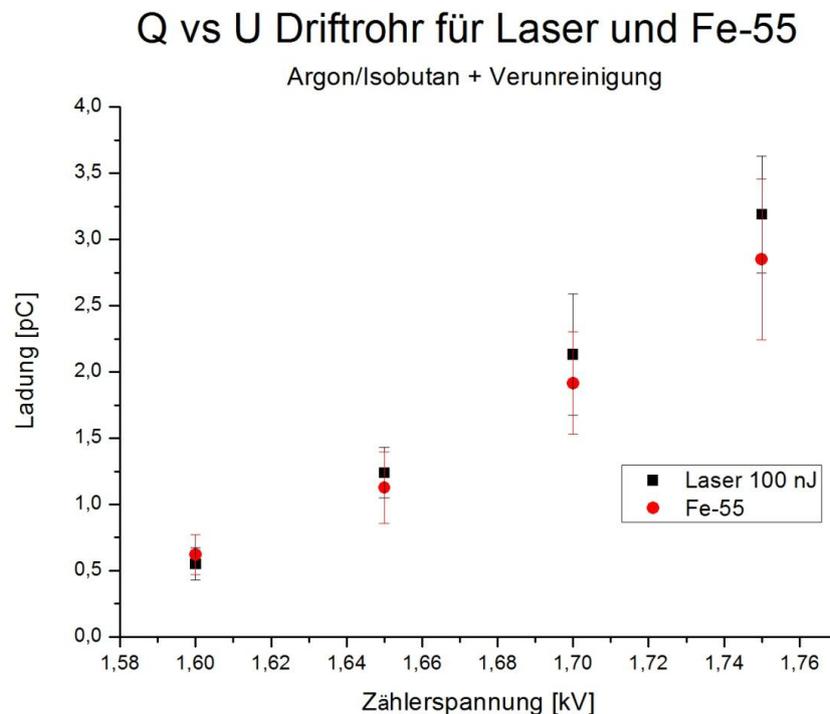


Abbildung 28: Vergleich Signale Fe-55 und Laser für Argon/Isobutan + X

Die Art der Verunreinigung ist nicht näher bestimmt worden. Jedoch kann davon ausgegangen werden, dass der Sauerstoff aus der Luft für die Veränderungen verantwortlich gemacht werden kann. Aufgrund der hohen Elektronegativität von Sauerstoff (3,44) können nicht alle Elektronen, die durch den Laser und die radioaktive Quelle generiert werden, zu der Zone, in der die elektrische Feldstärke groß genug, ist um eine Stoßkaskade zu erzeugen, driften. Sie werden vom Sauerstoff absorbiert, was zu einem höheren Attachment-Koeffizienten (s. Abb. 19) der Gasmischung führt. Aufgrund dessen muss die Anzahl der Primärelektronen gesteigert werden, die durch die Laserpulse generiert werden, was eine höhere Pulsenergie erfordert. Bei dem radioaktiven Strahler spiegelt sich dieser Sachverhalt in Form einer verringerten Signalrate wider. Die Signalstärke bleibt jedoch für beide Gasmischungen bei unterschiedlichen Zählerspannungen vergleichbar.

3.11 Erster effektiver Townsend-Koeffizient α_{eff}

Im nachfolgenden Kapitel soll die unter Gleichung 5 vorhergesagte exponentielle Signalabhängigkeit vom Ort y über der Anodenplatte eines RPC-Testdetektors experimentell überprüft werden, sowie der effektive Townsend-Koeffizient α_{eff} für die Standardgas Mischung (85 % $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ + 10 % SF_6 + 5 % $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$) der RPC-Detektoren des HZDRs bei einer elektrischen Feldstärke von 100 kV/cm bestimmt werden. Für diese Untersuchung wird der Keramik-RPC-Testdetektor mit einer Gasspaltausdehnung von 0,3 mm verwendet. Abbildung 29 zeigt die gemessenen Signalstärken (Ladungsmenge Q) über dem Ort y oberhalb der Anodenplatte. Die für die Messung benutzte Pulsenergie beträgt 226 nJ.

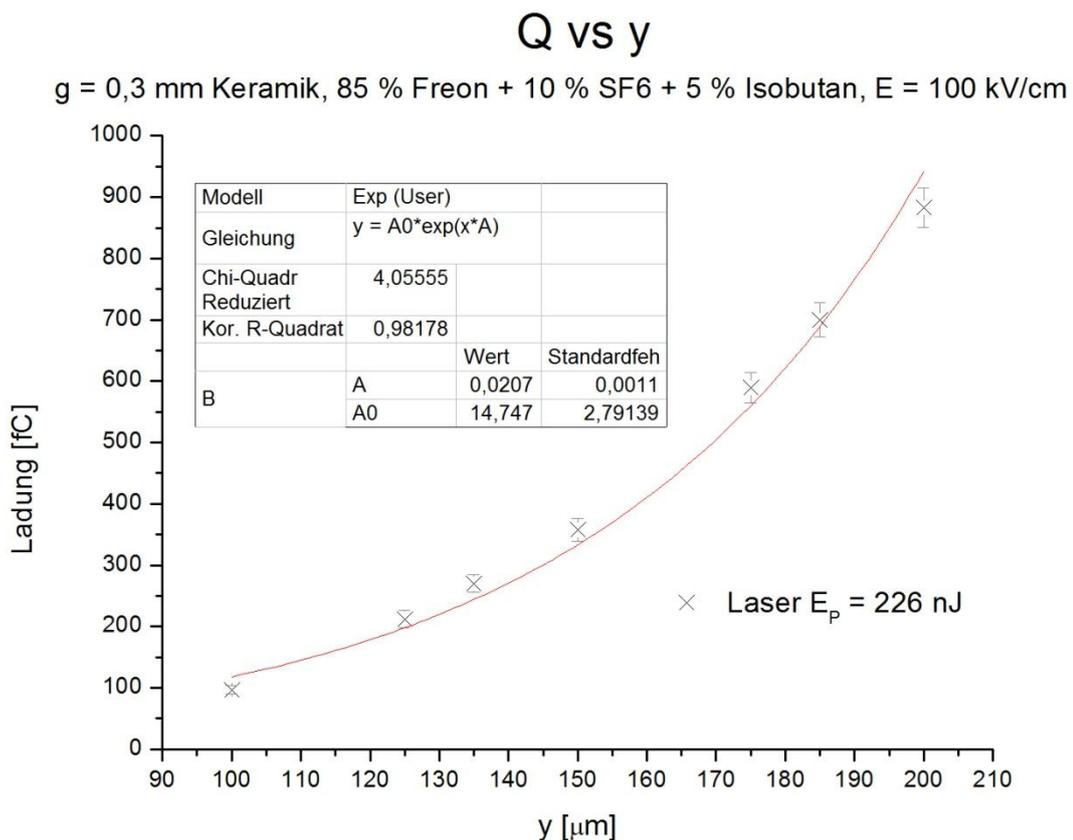


Abbildung 29: Nachweis der exponentiellen Signal-Orts-Abhängigkeit eines RPC-Detektors. Die rote Linie ist der Fit der Messwerte.

Aus dem exponentiellen Fit mit einer Exponentialfunktion, die in Abbildung 29 als rote Kurve dargestellt ist, kann der effektive Townsend-Koeffizient direkt ermittelt werden (A in Tabelle in Abbildung 30). Er ergibt sich zu:

$$\alpha_{\text{eff}} = \underline{\underline{(20,7 \pm 1,1) \text{ mm}^{-1}}}$$

Dieser Wert für den ersten effektiven Townsend-Koeffizient weicht um einen Faktor 5,5 von dem in Abbildung 19 gezeigten simulierten Wert ($\alpha_{\text{sim}} = 110 \text{ mm}^{-1}$) ab. Jedoch korreliert er mit den in Referenz [20] und [21] bestimmten Werten für den ersten effektiven Townsend-Koeffizienten für die verwendete Gasmischung im Versuch. Der Grund für den Unterschied zwischen dem gemessenen effektiven Townsend-Koeffizienten und dem simulierten ist nicht bekannt. Die Untersuchung dieses Fakts würde den Rahmen dieser Masterarbeit sprengen und gibt daher Anlass für weitere Untersuchungen.

3.12 Driftgeschwindigkeit v_D im RPC- Detektor

Die Driftgeschwindigkeit v_D von Elektronen innerhalb eines RPC-Gasspaltes konnte bisher nicht für hohe elektrische Feldstärken untersucht werden. Abbildung 30 zeigt die Elektronendriftgeschwindigkeit, die mit dem Simulationsprogramm MAGBOLTZ berechnet wurde und die bisherigen Ergebnisse der Messung in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke für verschiedene RPC-Gasmischungen bei Normaldruck und Raumtemperatur.

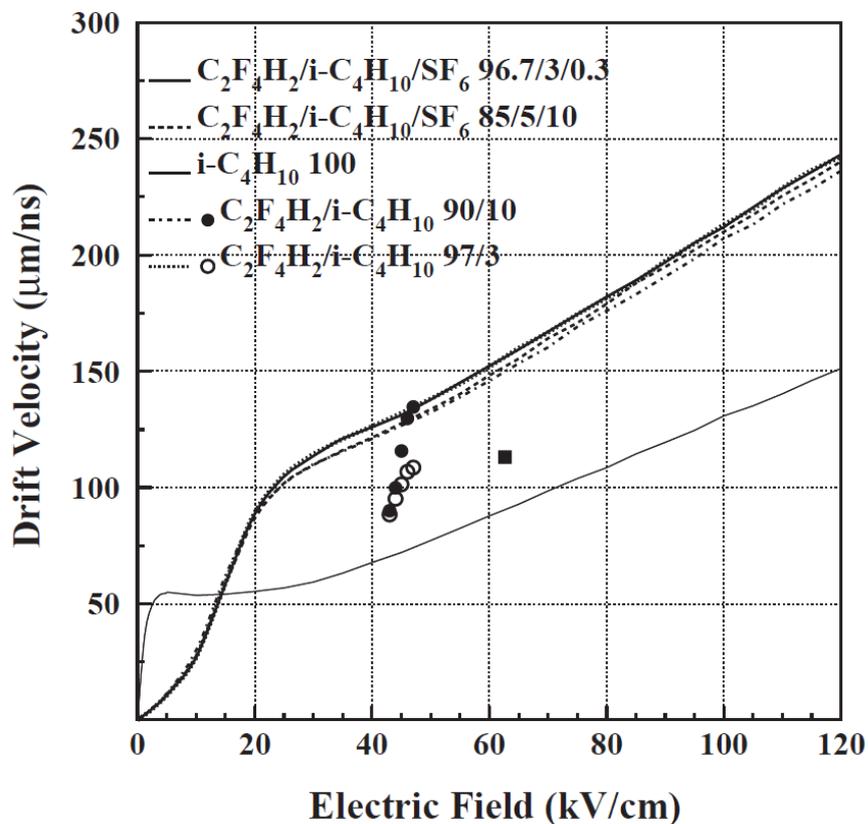


Abbildung 30: Simulation der Driftgeschwindigkeit v_D für verschiedene Gasmischungen mit MAGBOLTZ bei 296,15 K und 1013 mbar [19]

Es zeigt sich, dass es bisher nicht gelungen ist, die Elektronendriftgeschwindigkeit innerhalb eines Gasspaltes von RPC-Detektoren für die in Timing-RPCs üblichen elektrischen Feldstärken zu messen. In diesem Kapitel soll geprüft werden, ob es möglich ist, mit dem am HZDR aufgebauten Teststand für gasgefüllte Kernstrahlungsdetektoren die simulierten Werte für die Elektronendriftgeschwindigkeit zu bestätigen. Die Elektronendriftgeschwindigkeit wird aus der

Zeitdifferenz Δt zweier Signale bestimmt, welche in unterschiedlichen Höhen y zur Detektoranodenplatte generiert werden (s. Abb. 31). Alle in diesem Kapitel diskutierten Daten werden mit dem Keramik-RPC-Testdetektor erhoben, der eine Gasspaltausdehnung von 0,3 mm besitzt.

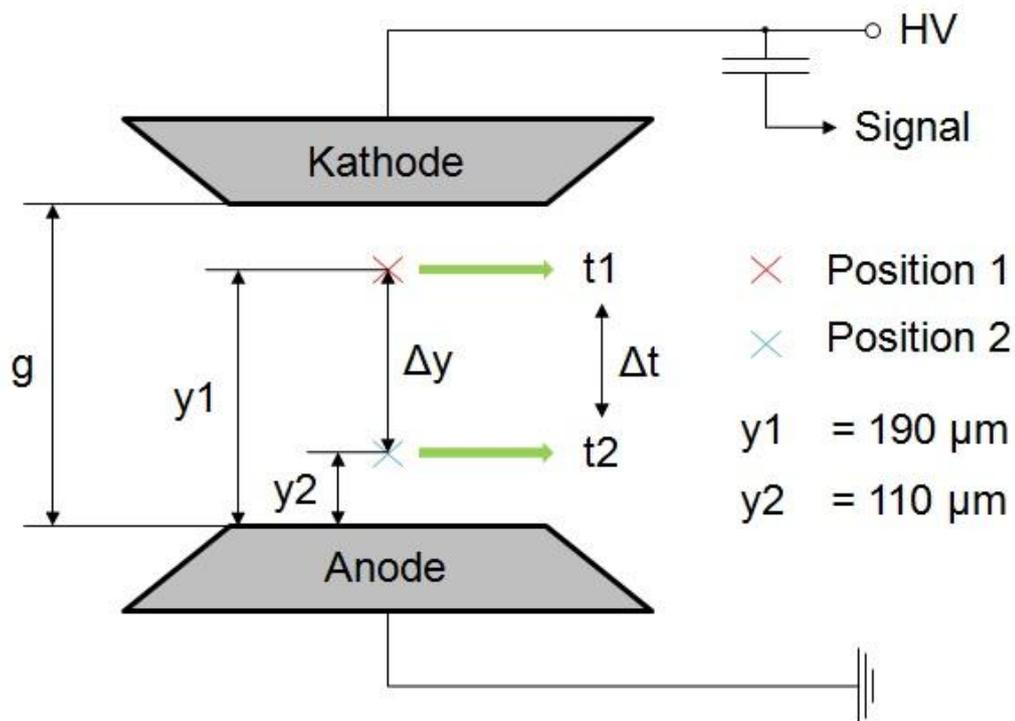


Abbildung 31: Schematische Darstellung der Messung der Parameter für die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit v_D . [7]

Als Zeitreferenz für die vom Detektor generierten Signale wird das Signal einer Triggerdiode verwendet. Sie befindet sich hinter einem Umlenkspiegel kurz vor dem Messaufbau und generiert ein Signal, welches als Startpunkt für die Zeitmessung der beiden Positionen oberhalb der Anodenplatte verwendet wird. Gemessen wird die Zeitdifferenz beim 50 %-Durchgang der beiden ansteigenden Flanken der Signale. Die Wegdifferenz Δy ist bei allen Messungen für die Elektronendriftgeschwindigkeit konstant und beträgt $(80 \pm 10) \mu\text{m}$. Die Zeitdifferenz ergibt sich somit aus der Differenz der beiden gemessenen Zeitdifferenzen t_1 und t_2 zwischen Triggerdiode und RPC-Detektor.

$$\Delta t = |t_1 \pm \sigma_{t_1} - t_2 \pm \sigma_{t_2}| = |t_1 - t_2| \pm \sqrt{(\sigma_{t_1})^2 + (\sigma_{t_2})^2}$$

$$\Delta y = |y_1 \pm \sigma_{y_1} - y_2 \pm \sigma_{y_2}| = |y_1 - y_2| \pm \sqrt{(\sigma_{y_1})^2 + (\sigma_{y_2})^2}$$

$$v_D = \frac{\Delta y}{\Delta t}$$

Auf den nächsten Seiten soll der Einfluss der Pulsenergie E_P und der Rate der Laserpulse auf die Elektronendriftgeschwindigkeit v_D für drei unterschiedliche Gasmischungen untersucht werden. Bei den drei Gasmischungen wird das enthaltene SF_6 schrittweise durch Isobutan ersetzt. Die Grenze des über den RPC-Detektor fließenden zulässigen Stroms I wurde auf $8 \mu A$ festgelegt. Somit begrenzt der Strom die maximal zulässige Zählerspannung, da sonst mit Überschlägen zu rechnen ist, welche den RPC-Detektor unter Umständen beschädigen könnten.

3.12.1 Gasmischung 1

(85 % C₂F₄H₂ + 10 % SF₆ + 5 % i-C₄H₁₀ = 85 % Freon + 10 % SF₆ + 5 % Isobutan)

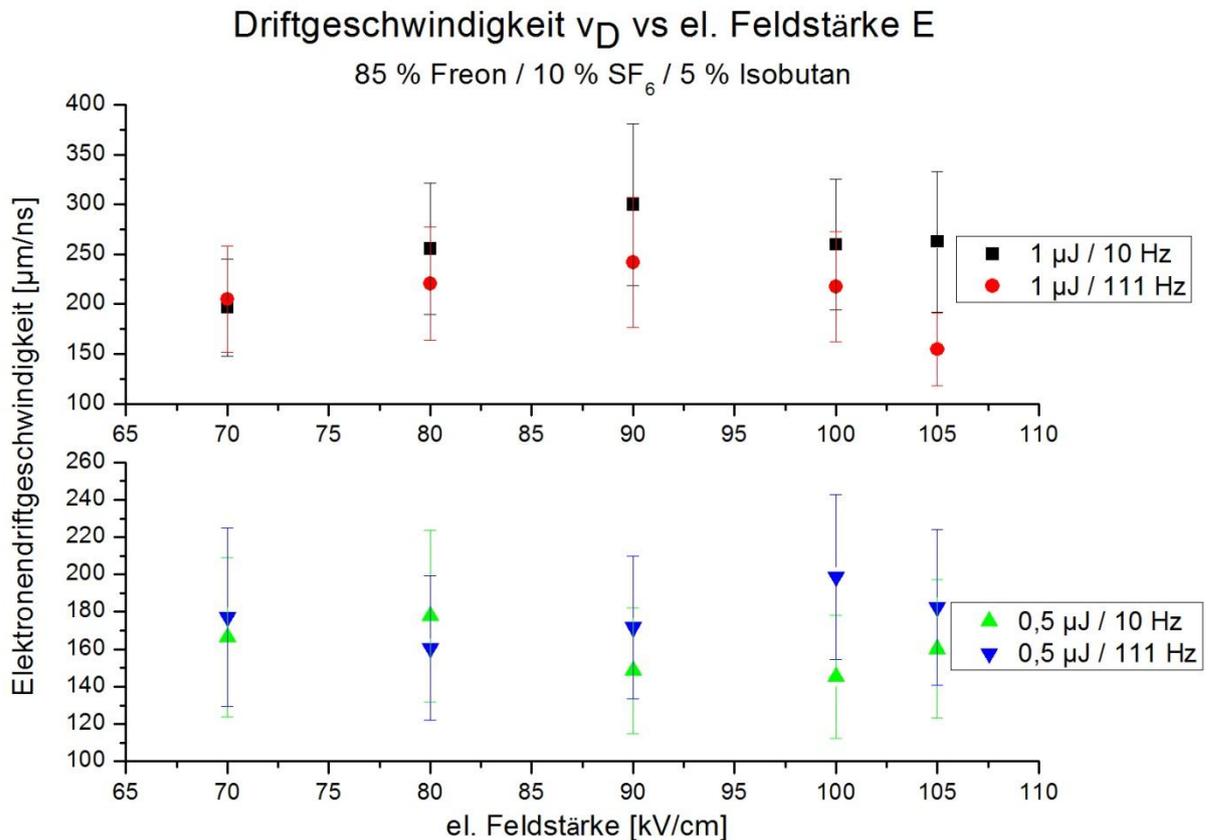


Abbildung 32: Driftgeschwindigkeit v_D für 85 % C₂F₄H₂ + 10 % SF₆ + 5 % i-C₄H₁₀ bei Normaldruck und Raumtemperatur

Aus Abbildung 32 ist ersichtlich, dass die Driftgeschwindigkeit offenbar nicht durch die Rate der Laserpulse bis 111 Hz beeinflusst wird, sondern durch die Pulsenergie und somit von der Anzahl der Primärelektronen. Bemerkenswert ist, dass die Elektronendriftgeschwindigkeit für beide Messreihen mit einer Pulsenergie von 0,5 µJ augenscheinlich über einen Feldbereich von 70 kV/cm bis 105 kV/cm konstant bleibt, was den in Abbildung 30 simulierten Elektronendriftgeschwindigkeiten widerspricht. Betrachtet man die beiden Messreihen mit einer Pulsenergie von 1 µJ, so stimmen die gemessenen Elektronendriftgeschwindigkeiten mit den simulierten Geschwindigkeiten bis ca. 90 kV/cm in guter Annäherung überein. Bei elektrischen Feldstärken von >90 kV/cm zeigen die Messungen eine Verringerung der Elektronendriftgeschwindigkeit, welche ebenfalls nicht durch die Simulation aus

Abbildung 30 vorhergesagt wird. Für die Absenkung der Elektronendriftgeschwindigkeit bei hohen elektrischen Feldstärken könnten Raumladungseffekte verantwortlich sein. Der vorher definierte maximal zulässige Strom ist bei einer Zählerspannung erreicht, die einem elektrischen Feld von 105 kV/cm entspricht.

3.12.2 Gasmischung 2

(85 % C₂F₄H₂ + 5 % SF₆ + 10 % i-C₄H₁₀ = 85 % Freon + 5 % SF₆ + 10 % Isobutan)

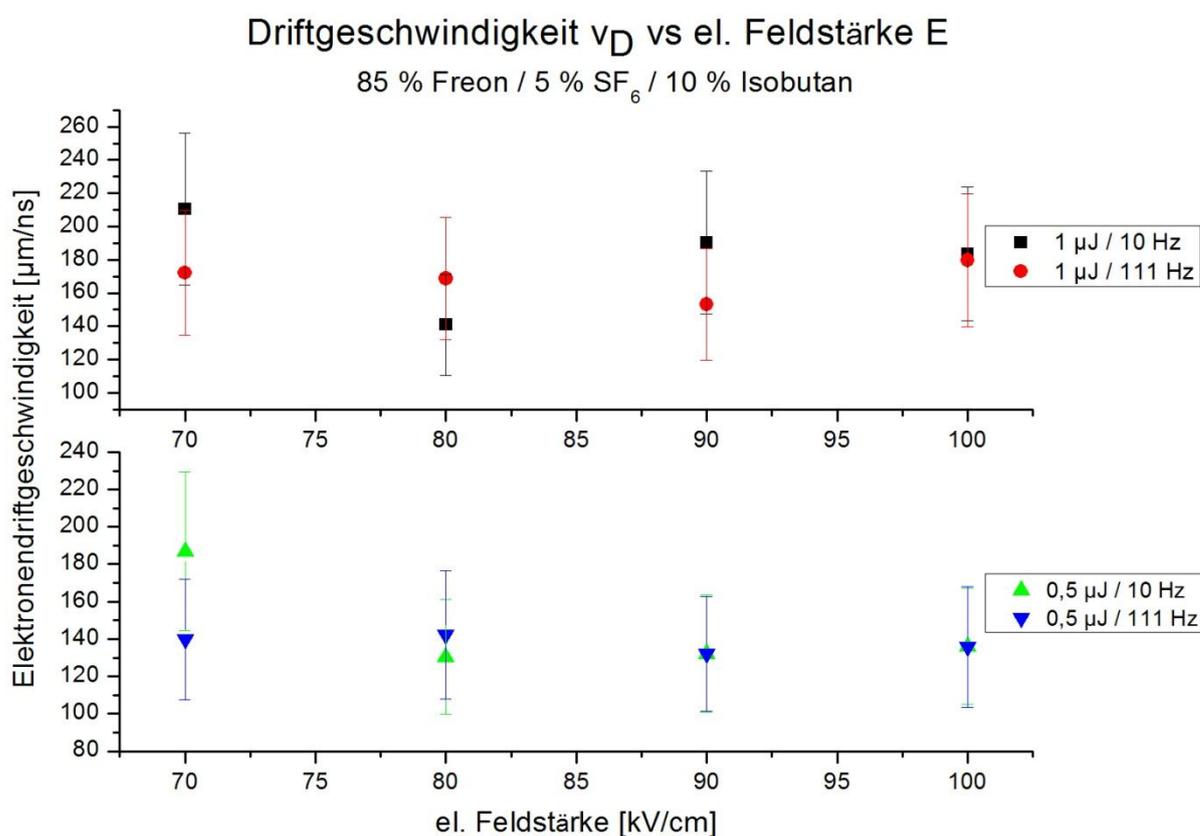


Abbildung 33: Driftgeschwindigkeit v_D für 85 % C₂F₄H₂ + 5 % SF₆ + 10 % i-C₄H₁₀ bei Normaldruck und Raumtemperatur

Die Ersetzung von 5 % SF₆ durch 5 % Isobutan führt zu einem höheren Detektorstrom und somit zu einer Absenkung der maximal möglichen elektrischen Feldstärke auf 100 kV/cm statt 105 kV/cm als bei der Gasmischung 1. Weiterhin fällt auf, dass die Elektronendriftgeschwindigkeit für die Messreihen mit einer Pulsenergie

von 1 μJ nahezu konstant bleibt und sich nicht, wie in Abbildung 30 dargestellt, über den gemessenen Bereich von 70 kV/cm bis 100 kV/cm verändert. Die Elektronendriftgeschwindigkeit der beiden Messreihen bei einer Pulsenergie von 0,5 μJ ist jedoch etwas geringer im Vergleich mit den Elektronendriftgeschwindigkeiten v_D der Gasmischung 1. Sie bleibt jedoch ebenfalls über einen Bereich der elektrischen Feldstärke von 70 kV/cm bis 100 kV/cm konstant.

3.12.3 Gasmischung 3

(85 % $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ + 0 % SF_6 + 15 % $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ = 85 % Freon + 0 % SF_6 + 15 % Isobutan)

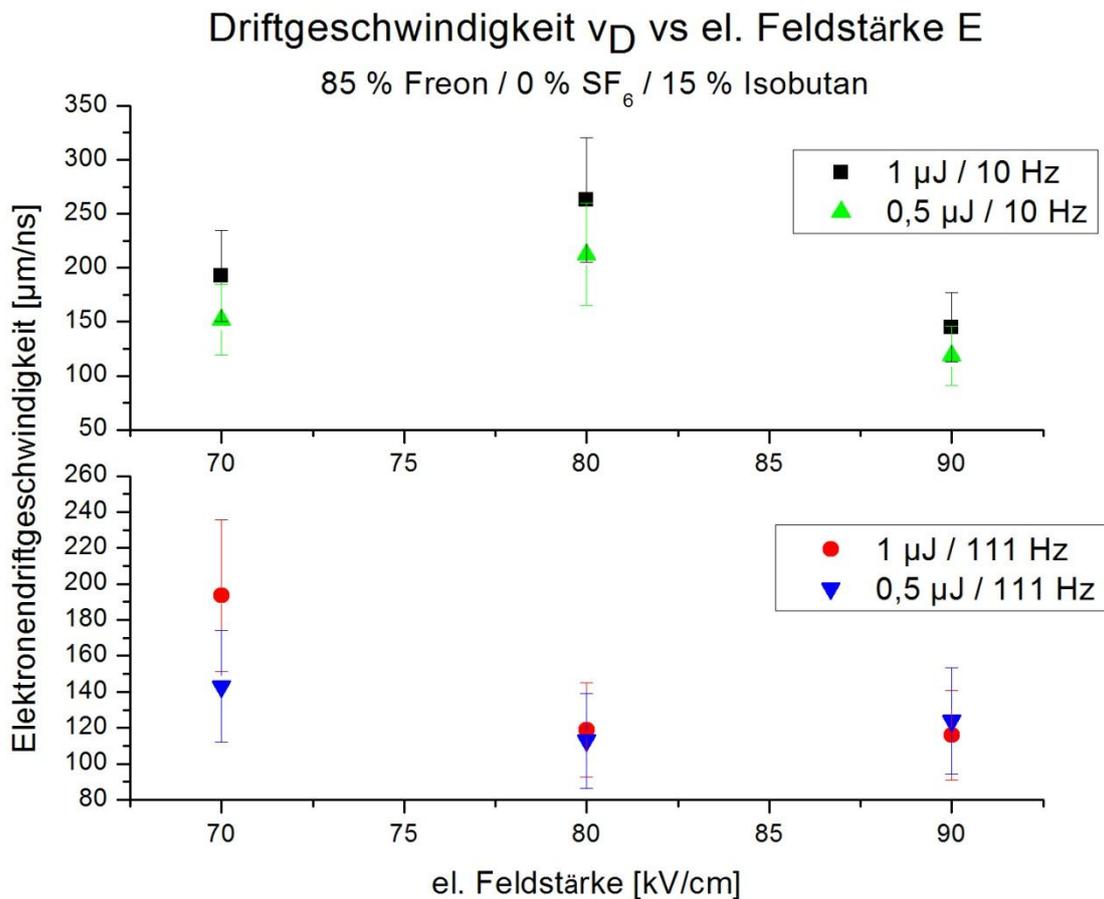


Abbildung 34: Driftgeschwindigkeit v_D für 85 % $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ + 0 % SF_6 + 15 % $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ bei Normaldruck und Raumtemperatur

Das Fehlen von SF₆ in der Gasmischung bewirkt eine noch niedrigere maximal zulässige elektrische Feldstärke von 90 kV/cm. Diese Tendenz zu niedrigeren maximal möglichen elektrischen Feldstärken bei einem verringerten Anteil von SF₆ zeigt, dass es unbedingt notwendig ist, einen gewissen Prozentsatz an elektro-negativem Gas in die Gasmischung zu integrieren, wenn hohe elektrische Feldstärken E erreicht werden sollen. Ein weiterer wichtiger Unterschied zu den beiden Gasmischungen 1 und 2 ist die Änderung der Abhängigkeit der Elektronendriftgeschwindigkeit. Während bei den beiden Gasmischungen, die SF₆ enthalten, eine Abhängigkeit von der Pulsenergie und eine Unabhängigkeit von der Wiederholrate der Laserpulse besteht, weisen die Abhängigkeiten der Elektronendriftgeschwindigkeit der Gasmischung 3 das gegenteilige Verhalten auf. Die Elektronendriftgeschwindigkeiten der beiden Messreihen, die mit einer Wiederholrate von 10 Hz durchgeführt wurden, stimmen bei elektrischen Feldstärken von 70 und 80 kV/cm weitestgehend mit den in Abbildung 30 simulierten Werten für die ähnliche Gasmischung von 90 % C₂F₄H₂ + 10 % i-C₄H₁₀ überein. Allerdings wird der Abfall der Elektronendriftgeschwindigkeit bei einer elektrischen Feldstärke von 90 kV/cm der beiden Wiederholraten von 10 Hz ebenfalls wie bei Gasmischung 1 nicht durch die Simulation vorhergesagt. Die Messreihen, die mit einer Wiederholrate von 111 Hz durchgeführt wurden, weisen eine Verringerung der Elektronendriftgeschwindigkeit bei höher werdenden elektrischen Feldstärken auf. Eine mögliche Erklärung für die niedrigere Elektronendriftgeschwindigkeit bei höheren Wiederholraten der Laserpulse könnte aus einer Verringerung der effektiven elektrischen Feldstärke resultieren, welche auf die erhöhte Anzahl an freien Ladungsträger pro Zeiteinheit zurückzuführen sein könnte. An dieser Stelle soll exemplarisch auf die Elektronendriftgeschwindigkeit der Messreihe mit einer Pulsenergie von 0,5 µJ sowie einer Wiederholrate von 111 Hz eingegangen werden. Anhand der Mittelwerte der Messwerte und der Mittelwerte ihrer Unsicherheiten zeigt sich, dass die Elektronendriftgeschwindigkeit abnimmt, je weniger SF₆ in der Gasmischung enthalten ist und desto mehr Isobutan. Wobei die Elektronendriftgeschwindigkeit von (178 ± 42) µm/ns (s. Abb. 32, 10 % SF₆, 5 % Isobutan) über (137 ± 32) µm/ns (s. Abb. 31, 5 % SF₆, 10 % Isobutan) bis auf (127 ± 29) µm/ns (s. Abb. 34, 0 % SF₆, 15 % Isobutan) abfällt.

3.13 Zeitauflösung σ_D des Teststandes

In diesem Kapitel soll die Zeitauflösung σ_D des kompletten Teststandes und deren Abhängigkeit von den verwendeten Gasmischungen, welche im Kapitel „3.12 Driftgeschwindigkeit v_D in RPC-Testdetektor“ benannt wurden, untersucht werden. Die Zeitauflösung resultiert aus den Messungen der Elektronendriftgeschwindigkeit und stellt die Zusammenfassung der Unsicherheiten der beiden Zeitmessungen t_1 und t_2 (s. Abb. 31) dar. Die Zeiten t_1 und t_2 sind das Ergebnis einer Zeitdifferenzmessung zwischen dem Signal der Triggerdiode vor dem Messaufbau und dem Signal, welches der Keramik RPC-Testdetektor mit einer Gasspaltausdehnung von 0,3 mm liefert.

Die resultierende Zeitauflösung σ_D ergibt sich daher zu:

$$\sigma_D = \sqrt{(\sigma_{t_1})^2 + (\sigma_{t_2})^2}$$

Um die Übersichtlichkeit in den nachfolgenden Plots zu wahren, werden die einzelnen berechneten Messpunkte einer Messreihe mit einer Geraden verbunden. Die Geraden stellen dabei jedoch keinen physikalischen Zusammenhang dar.

3.13.1 Gasmischung 1

(85 % C₂F₄H₂ + 10 % SF₆ + 5 % i-C₄H₁₀ = 85 % Freon + 10 % SF₆ + 5 % Isobutan)

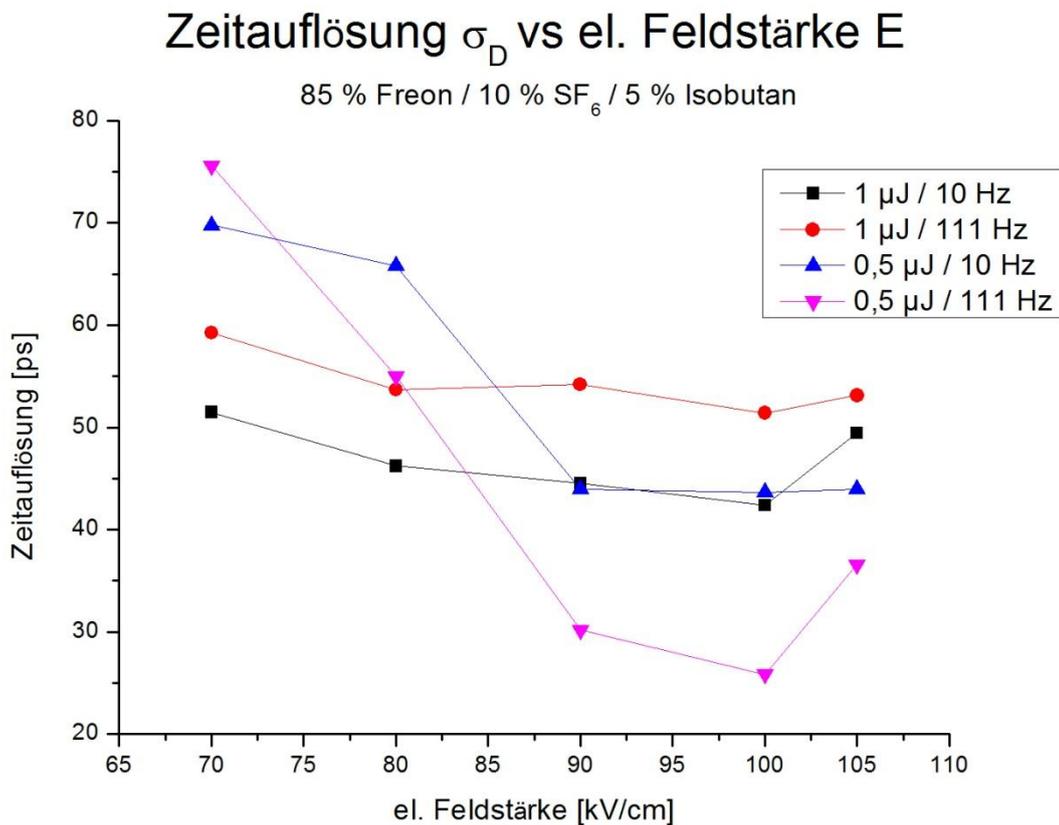


Abbildung 35: Zeitauflösung σ_D für 85 % C₂F₄H₂ + 10 % SF₆ + 5 % i-C₄H₁₀ bei Normaldruck und Raumtemperatur

Die in Abbildung 35 gezeigten Zeitaufösungen zeigen das gleiche Verhalten der Abhängigkeiten von der Pulsenergie wie die Elektronendriftgeschwindigkeiten der Gasmischung, wobei auffällt, dass es bei beiden Wiederholraten mit einer Pulsenergie von 0,5 μJ zu einer Verbesserung der Zeitauflösung kommt, je höher die elektrische Feldstärke gewählt wird. Bei den beiden Messreihen mit einer Pulsenergie von 1 μJ kommt es ebenfalls zu einer geringfügigen Verringerung der Zeitaufösungen. Sie fällt aber nicht so stark aus wie bei den Messreihen mit einer Pulsenergie von = 0,5 μJ.

3.13.2 Gasmischung 2

(85 % C₂F₄H₂ + 5 % SF₆ + 10 % i-C₄H₁₀ = 85 % Freon + 5 % SF₆ + 10 % Isobutan)

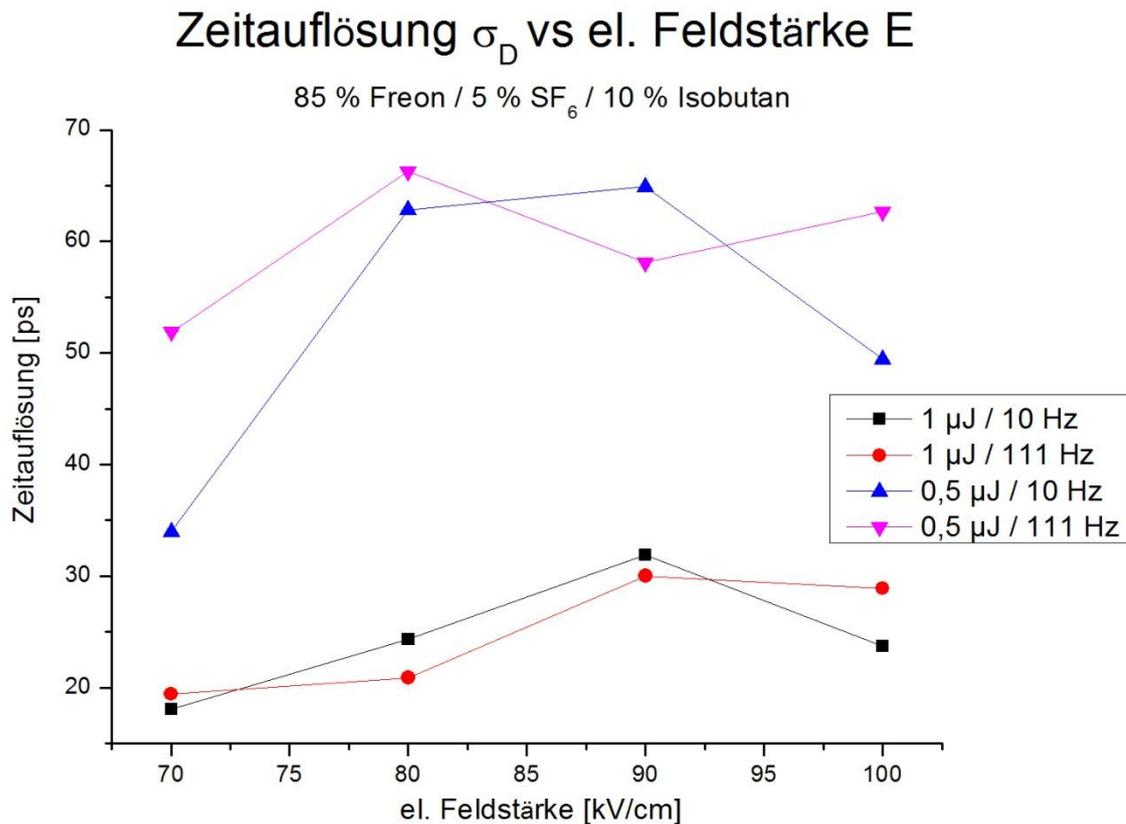


Abbildung 36: Zeitauflösung σ_D für 85 % C₂F₄H₂ + 10 % SF₆ + 5 % i-C₄H₁₀ bei Normaldruck und Raumtemperatur

Die in Abbildung 36 dargestellten Graphen zeigen abermals eindeutig auf, dass die Zeitauflösung von der verwendeten Pulsenergie abhängig ist und nicht von der Wiederholrate des Lasersystems. Die Verringerung des SF₆-Anteils um 5 % und die gleichzeitige Erhöhung des i-C₄H₁₀-Anteils um 5 % bewirkt eine klare Trennung der Zeitauflösung nach der Pulsenergie, welche in Abbildung 35 nicht zu erkennen ist. Es scheint, dass sich die Zeitauflösung für beide Pulsenergien gleich verhält, da sie bei jeder eingestellten elektrischen Feldstärke eine konstante Differenz zwischen 20 ps und 30 ps aufweist. Dies könnte eine Auswirkung der Signalforn (Steilheit der ansteigenden Flanke der vom RPC-Detektor gelieferten Signale) auf die Messmethode sein. Dieser Fakt sollte in weiteren Experimenten und mit geeigneter Messelektronik weiter untersucht werden.

3.13.3 Gasmischung 3

(85 % C₂F₄H₂ + 0 % SF₆ + 15 % i-C₄H₁₀ = 85 % Freon + 0 % SF₆ + 15 % Isobutan)

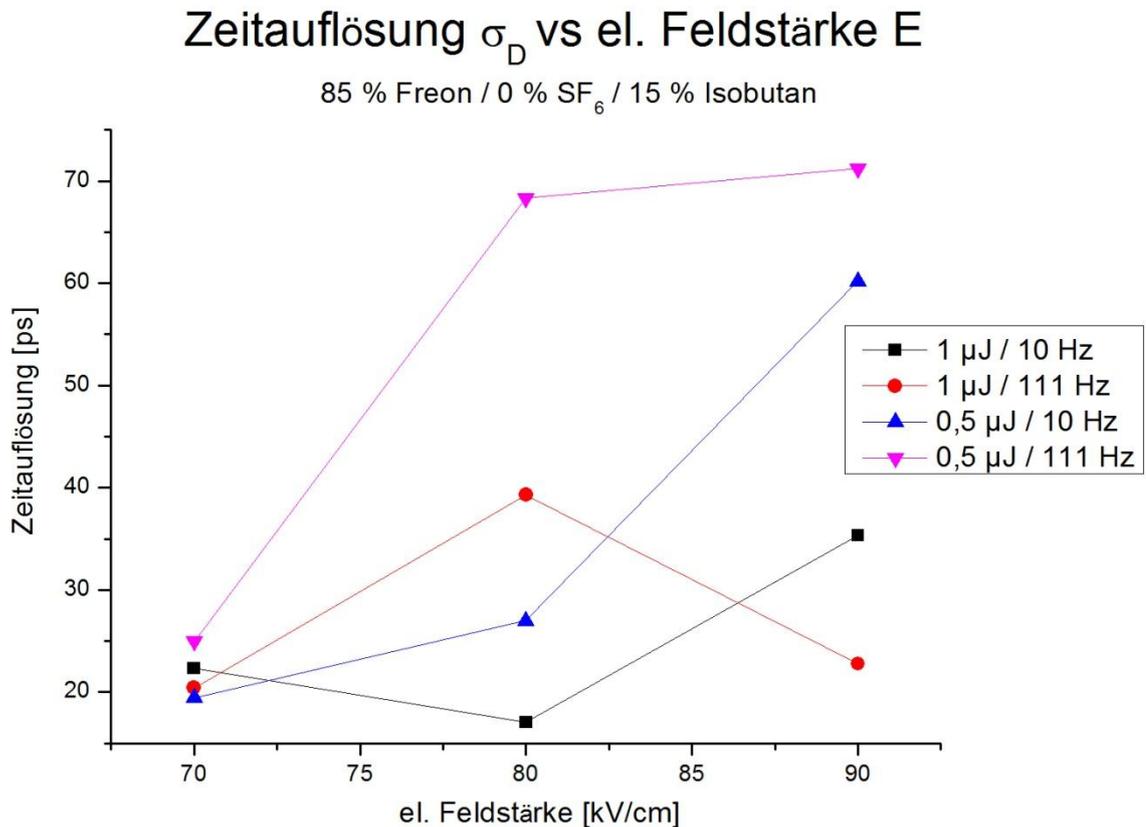


Abbildung 37: Zeitauflösung σ_D für 85 % C₂F₄H₂ + 10 % SF₆ + 5 % i-C₄H₁₀ bei Normaldruck und Raumtemperatur

Der schon unter Abbildung 34 festgestellte Wandel der Abhängigkeiten zeigt sich ebenfalls in den Graphen der Zeitauflösung, welche in Abbildung 37 dargestellt werden. Bemerkenswert ist die Tatsache, dass alle Graphen der Abbildung 37 bei einer elektrischen Feldstärke von 70 kV/cm fast dieselbe Zeitauflösung (ca. 20 ps bis 25 ps) aufweisen. Eine Untersuchung dieses Ergebnisses mit kleineren elektrischen Feldstärken konnte nicht durchgeführt werden, da Signale, die der RPC-Testdetektor bei Feldstärken unterhalb von 70 kV/cm generiert, mit der zur Verfügung stehenden Messelektronik nicht ausgewertet werden können.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Ein lasergestützter Teststand für gasgefüllte Kernstrahlungsdetektoren sowie RPC-Testdetektoren wurden konzipiert und realisiert. Es wurde gezeigt, dass es möglich ist, mit einem UV-Laserstrahl und einer entsprechenden Strahlmanipulation durch Zylinderlinsen einen Laserstrahl in einen 0,3 mm großen Gasspalt hinein zu fokussieren, ohne die Detektorplatten mit dem Laserstrahl zu streifen. Die Vorgabe, dass der Laserfokus variabel im Gasspalt sein soll, konnte ebenfalls durch einen ca. 125 μm große geometrische Akzeptanz realisiert werden. Die Pulsenergie ist durch die zwei variablen Abschwächer stufenlos einstellbar, was eine exakte Kontrolle der Intensität im Fokus ermöglicht, da dessen Ausdehnungen in x- und y-Richtung ebenfalls bestimmt wurden. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass es mit dem vorgestellten Teststand möglich ist, die Signale eines radioaktiven Strahlers (Eisen-55) zu simulieren. Wichtige Gasparameter, wie zum Beispiel der effektive Townsend-Koeffizient, sind mit dem Teststand bestimmbar. Die Zeitauflösung des Teststandes liegt theoretisch bei ca. 2 ps. Jedoch erhöht die Gasphysik innerhalb von gasgefüllten Kernstrahlungsdetektoren und der Jitter der verwendeten Auswerteelektronik die Zeitauflösung auf einen Wert > 20 ps für verschiedene Gasmischungen und verschiedene elektrische Feldstärken. Die Ortsauflösung des Teststandes ist aufgrund des sehr kleinen Fokusvolumens hervorragend. Die Elektronendriftgeschwindigkeit innerhalb eines der Praxis nachempfundenen RPC-Detektors konnte über einen breiten Bereich der elektrischen Feldstärke von 70 bis 105 kV/cm innerhalb des Gasspalt und für drei unterschiedliche Gasmischungen ermittelt werden.

Der Nachweis von einzelnen oder sehr wenigen Primärelektronen erfordert den Einsatz von Vorverstärkern bei der Signalanalyse. Für zukünftige Untersuchungen der Ratenfestigkeit bis zu Laserfrequenzen von 10^5 Hz sind weitere Modifikationen am Lasersystem vorzunehmen. Die Verbesserung der Genauigkeit bei der Positionierung des Fokus' macht den Einbau präziserer mechanischer Verschiebeeinheiten an der Messzelle sowie bei der Strahltransmissionsstrecke notwendig. Eine präzisere Ausrichtung der Elektrodenplatten zu einander, würde die Homogenität des elektrischen Feldes zwischen den Elektrodenplatten weiter verbessern. Des Weiteren sollten Messungen mit dem Teststand von gut beschriebenen Gasmischungen durchgeführt werden und diese mit den Ergebnissen anderer

Messverfahren verglichen werden sowie die in dieser Masterarbeit festgestellte Diskrepanz zwischen dem berechneten und gemessenen Townsend-Koeffizienten untersucht werden. Die Erzeugung von zwei Fokussen würde Untersuchungen gestatten, bei denen das Verhalten von gasgefüllten Kernstrahlungsdetektoren erforscht werden könnte, wenn zwei Stoßlawinen simultan im Gasvolumen erzeugt werden. Für diese Art von Untersuchungen muss die optische Transmissionsstrecke weiter verbessert werden.

Die in dieser Masterarbeit bestimmten Leistungsmerkmale des vorgestellten Teststandes für gasgefüllte Kernstrahlungsdetektoren sind herausragend und könnten durch die Realisierung der erwähnten Verbesserungsvorschläge auf ein bisher unerreichtes Niveau der Anzahl der Messmöglichkeiten sowie in ihrer Qualität gesteigert werden.

5 Referenzen

- [1] <http://www.gsi.de/portrait/fair.html>, 23.12.2011;
- [2] http://www.techniklexikon.net/images/f1256_geiger-mueller-zaehlrrohr.gif, 28.12.2011;
- [3] W. Blum, L. Rolandi, „Particle Detection with Drift Chambers“, Seite 127, Springer-Verlag (2008);
- [4] W. Blum, L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers“, Seiten 125; 131;
- [5] http://www.maphi.de/physik/grafiken/laser_emission.gif, 24.12.2011;
- [6] http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Kennlinie_Zaehlrrohr_GER.svg&filetimestamp=20071223222022, 26.12.2011;
- [7] Marcus Kaspar;
- [8] G. Agakishiev et al., The High-Acceptance Dielectric Spectrometer HADES. Eur. Phys. J. A 41, Seite 243–277, (2009);
- [9] G. Aielli et al., Nucl. Instr. and Meth. A 456, Seite 77, (2000);
- [10] A. Schüttauf, Nucl. Instr. and Meth. A 533 Seite 65, (2004);
- [11] Richard Peschke, TU Dresden Diplomarbeit „Charakterisierung der Ratenfestigkeit von Widerstandsplattenzählern“, Seite 14, (2011);
- [12] L. Naumann et al., Nucl. Instr. and Meth. A 628, Seite 138 - 141, (2011);
- [13] D. Stach, HTW Dresden Diplomarbeit, „Entwicklung und Test von Widerstandsplattenzählern hoher Ratenfestigkeit und Zeitauflösung.“ (2007);
- [14] C. Lippmann, Dissertation, „Detector Physics of Resistive Plate Chambers“ (2003);
- [15] C. Lippmann et al., Nucl. Instr. and Meth. A 517, Seite 54, (2004);
- [16] I. Hertel, C. Schulz, „Atome, Moleküle und optische Physik 1“, Seite 189, Springer-Verlag (2008);

- [17] Prof. P. Hartmann, WHZ Vorlesungsskript „Folien Lasertechnik-2.0.1“;
- [18] <http://abenteuer-universum.de/eins/cartsys.gif>, 28.2.2012;
- [19] C. Lippmann et al., Nucl. Instr. and Meth. A 518, Seite 86 - 90, (2004);
- [20] A. Colucci et al., Nucl. Instr. and Meth. A 425, Seite 84 - 91, (1999);
- [21] G. Chiodini et al., Nucl. Instr. and Meth. A 602, Seite 757 - 760, (2009);
- [22] B. Bittner et al., Nucl. Instr. and Meth. A 617, Seite 169 - 172, (2010);
- [23] http://www.wiley-vch.de/berlin/journals/ltj/04-02/ltj_63_66.pdf, 8.3.2012;

6 Anlagen

6.1 Liste des verwendeten Materials

6.1.1 Messgeräte:

OPHIR Power Meter Vega

Oszilloskop LeCroy Waverunner 6 Zi

6.1.2 Messkopf:

OPHIR Photodiode Energy Sensor PD10

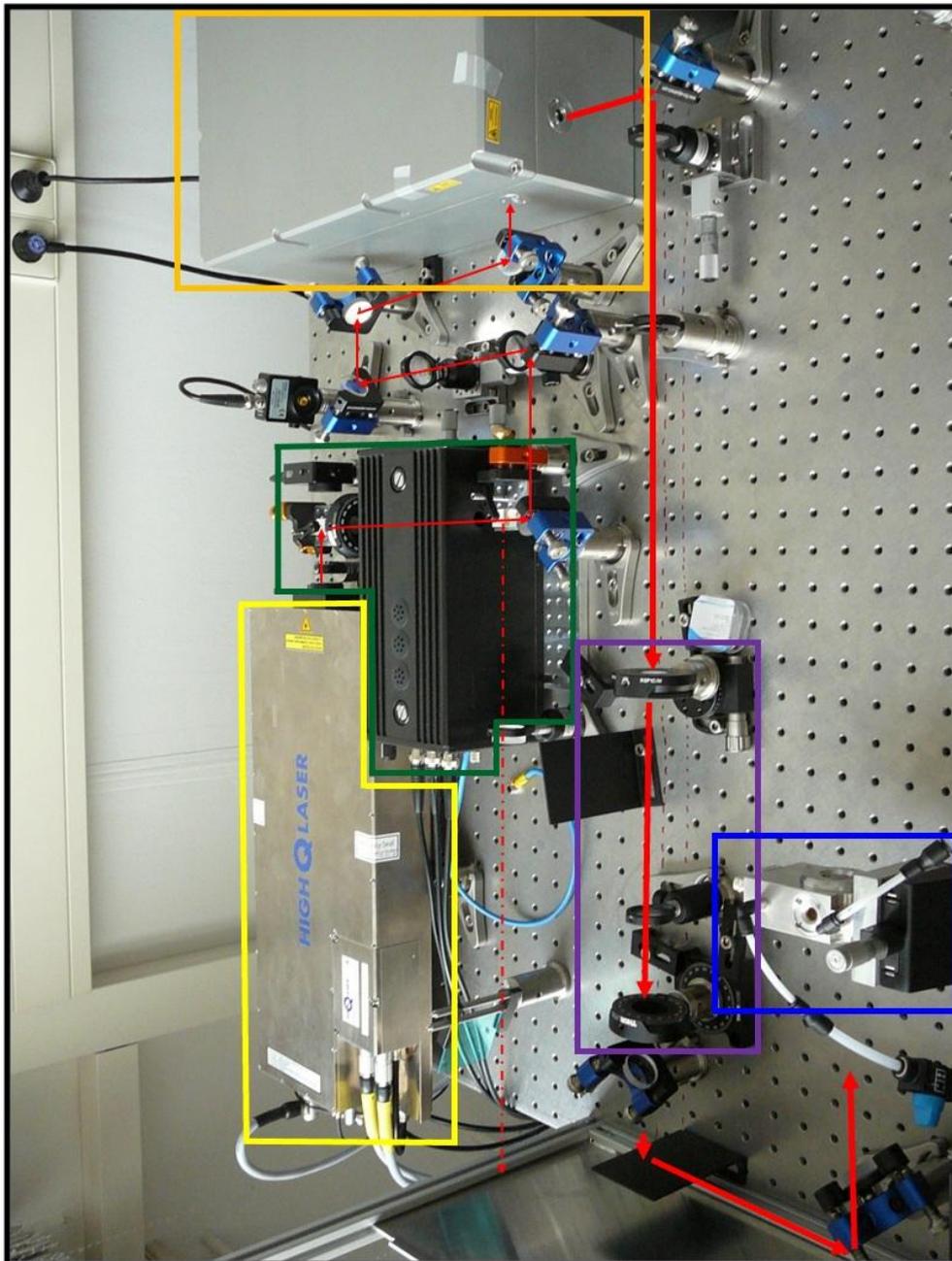
6.1.3 Optische Elemente:

Anzahl:	Art. Nr.:	Hersteller:
1	NDC50C2M	ThorLabs
1	NDC50C4M	ThorLabs
2	LENS DCX-UV 25 X 50 UV-AR CTD TS	Edmund Optics
1	ASPHERE UV 25MM X 30MM UVAR CTD T	Edmund Optics
1	CYL UVFS 12.5 DIA X 25 FL UV-AR CTD	Edmund Optics
1	CYL UVFS 25 DIA X 100 FL UV-AR CTD	Edmund Optics

6.3 Offener Teststand mit Laserlaufweg

Legende:

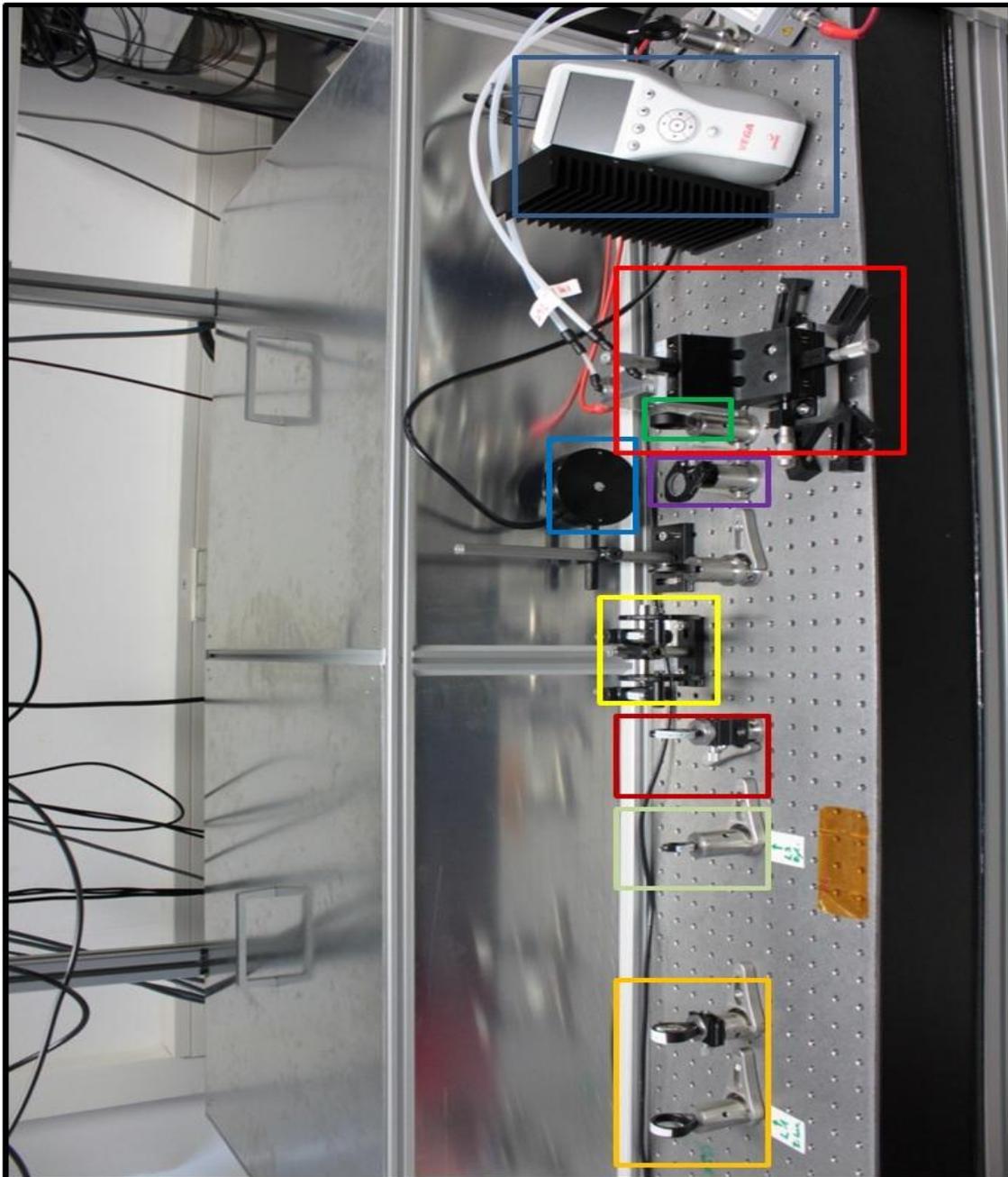
- Oszillator
- Pulsselektion
- regenerativer Verstärker
- Frequenz Vervielfachung
- Proportional-zähler/RPC
- Strahlengang
- nicht genutzte Pulse



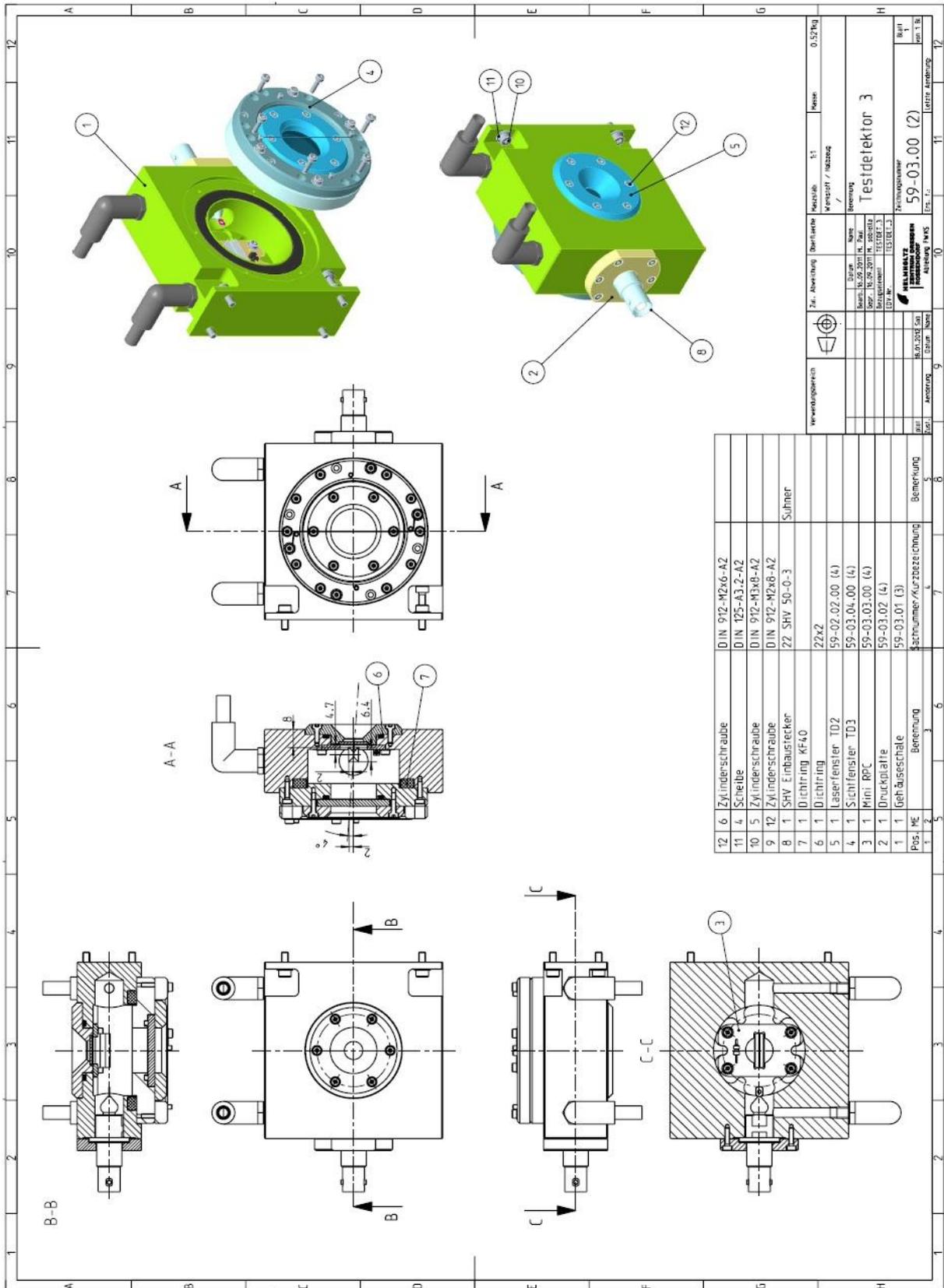
6.4 Messaufbau

Legende:

- L₁ und L₂
- L₃
- L₄
- A₁ und A₂
- L₅
- Energiemesskopf
- 45°-Umlenkspiegel
- Energiemessgerät
- Gaszelle mit x-y-z Verschiebeeinheit



6.6 Technische Zeichnung RPC-Zelle



7 Selbständigkeitserklärungen

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen übernommenen Gedanken sind als solche gekennzeichnet. Die Arbeit wurde noch nicht anderweitig für Prüfungszwecke vorgelegt.

Marcus Kaspar

Dresden, 12 März 2012