

ENTWICKLUNG UND BAU VON
PROTOTYPEN EINES
TRANSITION-RADIATION-DETEKTORS
FÜR DAS CBM-EXPERIMENT

Diplomarbeit

am Institut für Kernphysik Frankfurt

Florian Roether

Mai 2015

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	1
1.1 Das Standardmodell	2
1.2 Quantenchromodynamik	3
1.3 Das Quark-Gluon-Plasma	4
2 Das Compressed Baryonic Matter Experiment	7
2.1 FAIR	7
2.2 Aufbau des CBM-Experiments	8
3 Der Übergangsstrahlungsdetektor	11
3.1 Elektromagnetische Wechselwirkungen	11
3.1.1 Energieverlust in Materie	11
3.1.2 Übergangsstrahlung	13
3.2 Aufbau und Funktionsweise eines TRD	15
3.2.1 Die Kammer	15
3.2.2 Der Radiator	17
3.3 Anforderungen an den CBM-TRD	17
3.4 Aufbau der Frankfurter Prototypen	18
3.4.1 Das Backpanel	19
3.4.2 Das Eintrittsfenster	19
3.4.3 Radiatoren	20
4 Simulationen des Eintrittfensters	21
4.1 Einfluss der verschiedenen Parameter auf die Ausdehnung des Eintrittsfensters	22
4.1.1 Einfluss der Druckdifferenz	22
4.1.2 Einfluss der Folievorspannung	23
4.1.3 Einfluss der Folienstärke	24
4.1.4 Einfluss der Kammergröße	25
4.1.5 Einfluss des Detektorgases	26

5 Ergebnisse der Strahlzeit 2012	29
5.1 Aufbau am T9-Meßstand	30
5.2 Analyse der Messdaten	31
5.2.1 Einfluss des differenziellen Drucks	33
5.2.2 Einfluss des absoluten Drucks	34
5.2.3 Korrektur der Messdaten	35
6 Zusammenfassung und Ausblick	39
Literatur	43
Anhang	45

KAPITEL 1

Einführung

Die Vorstellung, dass die gesamte uns umgebende Materie aus einzelnen Bausteinen, aus kleinsten, nicht weiter teilbaren Teilchen zusammengesetzt sei, wurde schon von den griechischen Naturphilosophen Leukipp und Demokrit, die im 5. und 4. Jahrhundert v. Chr. lebten, entwickelt. Sie nannten diese konstituierenden Teilchen Atome ($\alpha\tauομος$ = unteilbar) und erklärten, dass diese Urkörper oder Atome sich in ewiger Bewegung befänden. [Grü91] Was zunächst Ergebnis einer spekulativen Sicht auf die allgemeine Eigenschaft, das Wesen aller Körper jenseits ihrer sinnlichen Erscheinung war [Heg71], wurde in der modernen Physik als reales Forschungskonzept weiter verfolgt, wobei die Physiker theoretisch und experimentell immer weiter in die Struktur der unteilbaren Atome vorgedrungen sind und immer kleinere Konstituenten der Materie entdeckt haben. Joseph John Thomson (1856-1940) identifizierte 1897 im Rahmen seiner Untersuchung der Kathodenstrahlung Elektronen als universellen Bestandteil der Materie. Er nahm noch an, dass negativ geladene Elektronen und entsprechend viele Teilchen, die positive Ladung tragen und so die elektrische Neutralität des Atoms bewirken, über das ganze Volumen eines Atoms verteilt sind. [Pov14] Ernest Rutherford (1871-1937) beschoss Goldatome mit radioaktiven Alphateilchen und schloss aus seinen Beobachtungen, dass ein Atom aus einem sehr kleinen, aber nahezu die gesamte Masse enthaltenden, positiv geladenen Kern und einer Hülle aus negativ geladenen Elektronen besteht. Seine Vermutung, dass die Atomkerne neben positiv geladenen Protonen noch neutrale Teilchen enthalten, wurde 1932 experimentell bestätigt, als James Chadwick (1811-1974) durch den Beschuss von Kernen mit α -Teilchen das Neutron als weiteren Grundbestandteil des Kerns entdeckte. [Pov14] Wolfgang Pauli (1900-1958) hatte schon 1930 die Existenz eines vierten Teilchens postuliert, um den β -Zerfall in Übereinstimmung mit den Erhaltungssätzen für Energie, Impuls und Drehimpuls zu bringen. Er nannte dieses Teilchen Neutrino. [Pov14] So waren Mitte der 30er Jahre, also noch bevor Teilchenbeschleuniger eingesetzt wurden, vier Teilchen identifiziert, mit denen man die bekannten Phänomene der Atom- und Kernphysik beschreiben konnte. Während aber Elektron und Neutrino auch aus

heutiger Sicht elementare Teilchen darstellen, erwiesen sich Protonen und Neutronen (Nukleonen) im Verlauf der weiteren Forschung als ihrerseits aus noch fundamentaleren Bausteinen der Materie zusammengesetzt. Bei Experimenten, die in den 1950er und 1960er Jahren an Teilchenbeschleunigern durchgeführt wurden, erreichte man durch den Beschuss von Atomkernen mit hochenergetischer Strahlung eine immer bessere Auflösung und gewann damit Aufschluss über immer kleinere Strukturen. Experimente von James Bjørken und Richard Feynman (1908-1988) führten 1969 zum Nachweis einer Substruktur der Nukleonen. Feynman nannte die Konstituenten der Nukleonen noch Partonen. Aber die Bezeichnung Quarks, die Murray Gell-Man schon 1964 gewählt hatte, als er die verschiedenen Materienteilchen nach bestimmten Kriterien gruppierte, setzte sich durch. [Pov14] Als die fundamentalen Bausteine der Materie gelten deshalb heute die Leptonen und die Quarks.

1.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell umfasst alle bekannten Elementarteilchen und bildet die Grundlage der Kernphysik. Die je sechs Quarks bzw. Leptonen sind nach heutigem Kenntnisstand die Grundbausteine der Materie und zählen aufgrund ihres halbzahligen Spins zu den Fermionen. Die zweite Gruppe im Standardmodell bilden die Bosonen.

Drei Generationen der Materie (Fermionen)			
	I	II	III
Masse→	2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV
Ladung→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$
Spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Name→	u	c	t
	up	charm	top
Quarks			
Masse→	4,8 MeV	95 MeV	4,18 GeV
Ladung→	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
Spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Name→	d	s	b
	down	strange	bottom
Leptonen			
Masse→	<2 eV	<0,19 MeV	<18,2 MeV
Ladung→	0	0	0
Spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Name→	ν_e	ν_μ	ν_τ
	Elektron-Neutrino	Myon-Neutrino	Tau-Neutrino
Eichbosonen			
Masse→	91,2 GeV	0	0
Ladung→	0	1	1
Spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Name→	Z^0		
	Z Boson		
Masse→	0,511 MeV	105,7 MeV	1,777 GeV
Ladung→	-1	-1	-1
Spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Name→	e	μ	τ
	Elektron	Myon	Tau
Masse→	80,4 GeV	0	0
Ladung→	± 1	1	1
Spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Name→		W^\pm	
		W Boson	

Abbildung 1.1: Übersicht über das Standardmodell

Zu den Eigenschaften der Teilchen gehören neben der Masse und dem Spin auch drei verschiedene Ladungen. Diese Ladungen sind die elektrische, die schwache und die starke Ladung, wobei die schwache Ladung g mit der elektrischen e über den sogenannten Weinbergwinkel verknüpft ist [Ber15]. Die Quarks besitzen im Gegensatz zu den Leptonen eine starke Ladung. Zu jedem Quark oder Lepton existiert auch ein entsprechendes Anti-Teilchen, dessen Spin, Masse und Lebensdauer gleich sind, während die Ladung negiert ist. Als Bosonen werden alle Teilchen mit einem ganzzahligen Spin bezeichnet. Zu ihnen gehören das Photon als Vermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung, das Gluon für die starke Wechselwirkung sowie die W^+ , W^- und Z^0 -Bosonen für die schwache Wechselwirkung. Diese auch als Eichbosonen bezeichneten Elementarteilchen repräsentieren somit die drei Kräfte, welche in der Kernphysik von Bedeutung sind. Die vierte in der Physik bekannte Kraft, die Gravitation, ist sehr viel schwächer und hat im subatomaren Bereich keine Bedeutung. Die Existenz eines Tensorbosons als Vermittler der Gravitation ist bislang rein theoretischer Natur, und nicht Teil des Standardmodells. Teilchen unterliegen genau dann einer Wechselwirkung, wenn sie eine entsprechende Ladung tragen. Zu den Hadronen zählen alle Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterworfen sind. Zu ihnen zählen die Mesonen, bestehend aus einem Quark und einem Antiquark, sowie die Baryonen, die aus drei Quarks bzw. drei Antiquarks bestehen.

1.2 Quantenchromodynamik

Ein aus drei up-Quarks bestehendes Baryon ist das Δ^{++} -Baryon:

$$|\Delta^{++}\rangle = |uuu\rangle |\uparrow\uparrow\uparrow\rangle \quad (1.1)$$

Dieses Baryon aus drei up-Quarks mit gleichem Spin hätte eine symmetrische Wellenfunktion und würde das Pauli-Prinzip verletzen. Die Existenz dieses Baryons lässt sich mit der Farbladung erklären. Demnach tragen alle Quarks eine Farbladung, die den Wert rot, grün oder blau bzw. für Antiquarks antirot, antigrün und antiblau annehmen kann. Auf dieser Farbladung basiert die starke Wechselwirkung. Unterscheidet sich bei dem Δ^{++} -Baryon die Farbladung der drei up-Quarks, ist das Pauli-Prinzip erfüllt. Durch die Kombination aller drei Farben ist das Baryon zudem nach außen farbneutral. Allerdings ergibt sich für andere Teilchen die Farbneutralität nicht zwangsläufig aus dem Pauli-Prinzip, was die Frage nach der Existenz von farbigen Baryonen oder Mesonen aufwirft. Bislang konnten keine ungebundenen Teilchen beobachtet werden, die nicht farbneutral sind. Dieses Phänomen wird als Confinement bezeichnet. Eine Erklärung dafür liefert die Quantenchromodynamik (QCD), welche die starke Wechselwirkung theoretisch begründet und beschreibt. Die Gluonen fungieren als Vermittler der starken Wechselwirkung. Aus der Forderung nach Erhaltung der Farbladung folgt, dass auch das Gluon Träger einer Farbladung sein muss (Abb. 1.2). [Ber15]

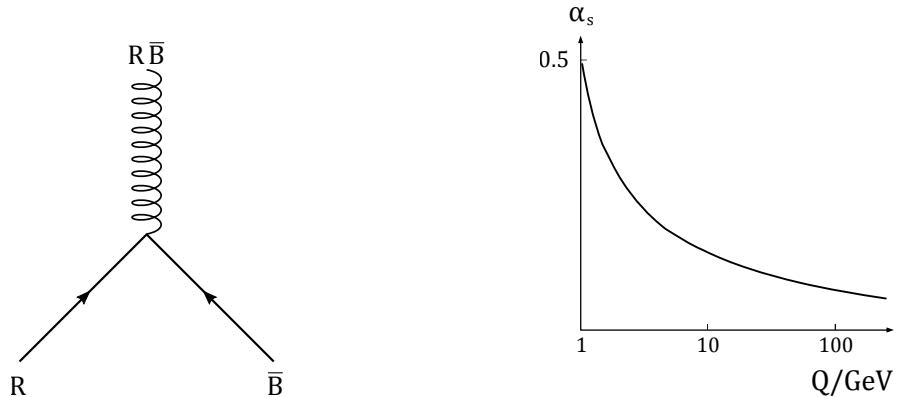


Abbildung 1.2: Annihilation von Quark und Antiquark.

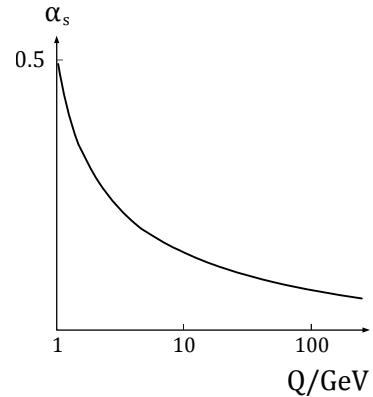


Abbildung 1.3: Energieabhängigkeit der Kopplungskonstante α_s

Die Farbladung der Gluonen bedingt ihre Wechselwirkung untereinander und hat dadurch Auswirkungen auf die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung. [Ber15; Gri87] Diese nimmt bei hoher Energie ab (Abb. 1.3) und führt zum Effekt der asymptotischen Freiheit. Dadurch können sich Quarks und Gluonen bei hohen Temperaturen und/oder hoher Dichte frei bewegen. Dieser Zustand wird als Quark-Gluonen-Plasma (QGP) oder auch als deconfinement bezeichnet.

1.3 Das Quark-Gluon-Plasma

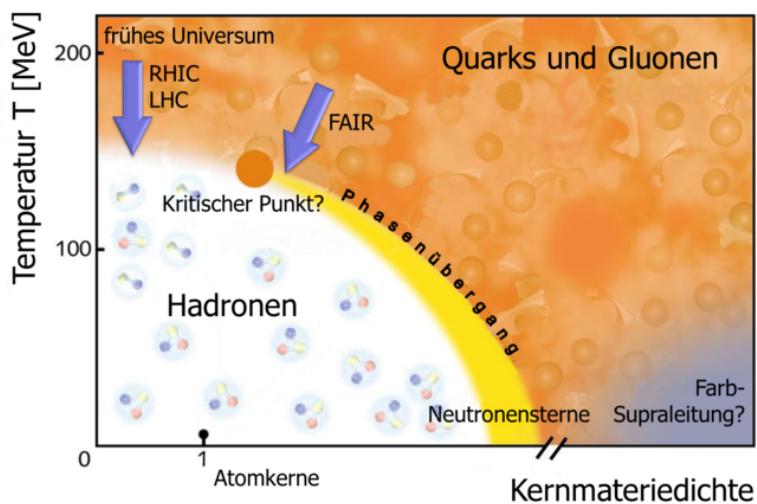


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung des QCD-Phasendiagramms

Abbildung 1.4 zeigt eine schematische Darstellung der verschiedenen Phasen in Abhängigkeit von Temperatur und Dichte. Gittersimulationen deuten darauf hin, dass der Phasenübergang von der hadronischen Phase zum Quark-Gluonen-Plasma bei hohen Temperaturen und geringer Baryonendichte fließend verläuft. Bei hoher Baryonendichte und moderaten Temperaturen hingegen wird ein Phasenübergang erster Ordnung als möglich erwartet. Solch extreme Bedingungen, wie sie nur Bruchteile von Sekunden nach dem Urknall im Universum geherrscht haben und wie sie heute nur noch im Zentrum von Neutronensternen vermutet werden, können mit Hilfe von Schwerionenbeschleunigern erzeugt werden. Sie entstehen bei der Kollision von Schwerionen. Um die Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas zu erforschen, gilt die Untersuchung der Impulsspektren der bei der Kollision erzeugten Photonen, Dileptonen und Hadronen als besonders erfolgversprechend. [Sen11a] Bei Dileptonen handelt es sich um Paare von Leptonen mit ihren entsprechenden Antiteilchen.

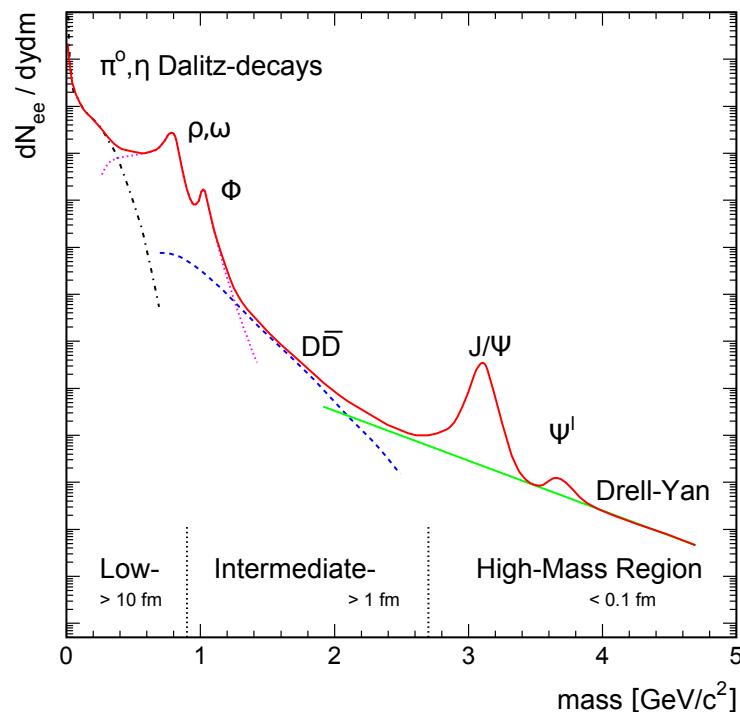


Abbildung 1.5: Dilepton-Spektrum mit den Beiträgen, welche durch den Zerfall von verschiedenen Mesonen entstehen. [Dah08]

Abbildung 1.5 zeigt den Anteil, den der Zerfall verschiedener Mesonen am Dilepton-Spektrum hat. Dabei ist deren Produktion von den Bedingungen des Quark-Gluonen-Plasmas abhängig. Dies ermöglicht die Erforschung des QCD-Phasendiagramms

durch die Vermessung des Dilepton-Spektrums. Die meisten bisherigen Experimente erforschten das QCD-Phasendiagramm dabei im Bereich hoher Temperaturen und geringer Baryonendichten (Abb. 1.4). Bei dem im folgenden Kapitel vorgestellten Compressed Baryonic Matter Experiment liegt der Fokus hingegen auf der Erforschung des QCD-Phasendiagramms bei hoher Baryonendichte und moderaten Temperaturen.

KAPITEL 2

Das Compressed Baryonic Matter Experiment

Ziel des Compressed Baryonic Matter Experiments (CBM) ist die Erforschung des QCD-Phasendiagramms im Bereich hoher Baryonendichte bei moderaten Temperaturen mit Hilfe von hochenergetischen Schwerionenkollisionen. Dabei liegt der Fokus auf dem Phasenübergang vom Confinement zum Quark-Gluon-Plasma. Der Aufbau des Experiments erfolgt an der im Bau befindlichen Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) in Darmstadt. Im Folgenden wird zunächst eine kurze Übersicht der neuen Beschleuniger-Anlage gegeben. Daran anschließend wird der Aufbau des CBM-Experiments erläutert.

2.1 FAIR

Bei der Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) handelt es sich um den Ausbau des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung (GSI) zu einer internationalen Beschleuniger-Anlage (Abb. 2.1). Dabei werden die bestehenden GSI-Beschleuniger (UNILAC und SIS18) weiterhin als Vorbeschleuniger genutzt und sind somit Teil der neuen Beschleuniger-Anlage. Dessen Herzstück bildet ein Doppelring-Schwerionen-Synchrotron (SIS100/SIS300) mit einem Umfang von 1100 Metern. Während mit der ersten Ausbaustufe (SIS100) eine magnetische Steifigkeit von 100 Tm erreicht werden soll, wird diese in der nächsten Stufe (SIS300) 300 Tm betragen. Die magnetische Steifigkeit $B \cdot \rho$ ¹ gibt dabei die erreichbare Strahlenergie vor. Bei SIS100 werden damit Schwerionen auf Energien von bis zu 2.7 GeV/u ($^{238}U^{28+}$) beschleunigt. Dabei enthält jeder Puls bis zu $5 \cdot 10^{11}$ Ionen. Durch die zweite Ausbaustufe (SIS300) kann die Energie der Schwerionen auf 34 GeV/u ($^{238}U^{98+}$) gesteigert werden.

¹ B: magnetische Flussdichte, ρ : Larmor-Radius

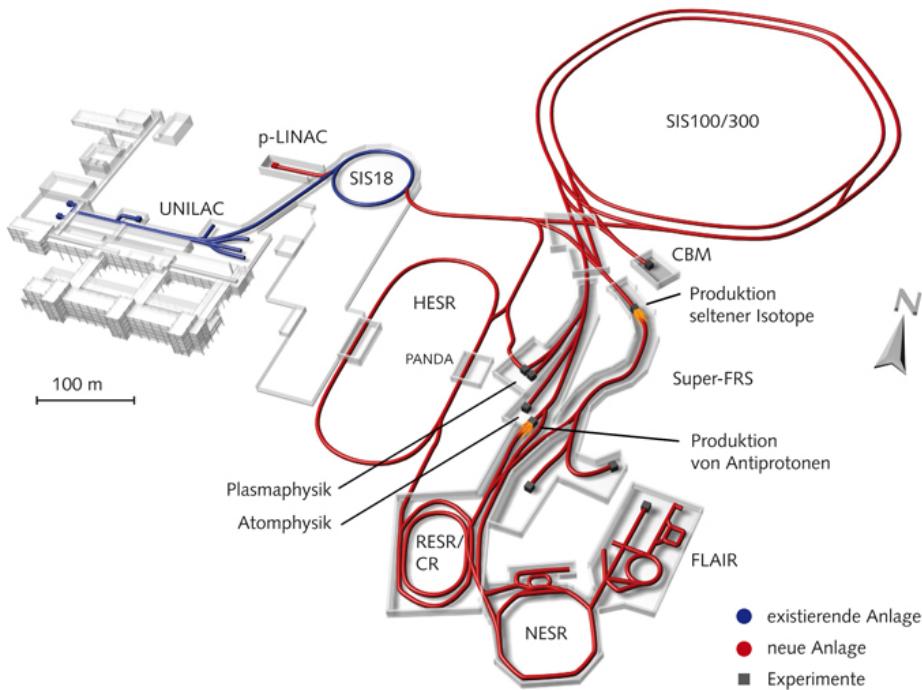


Abbildung 2.1: Aufbau der zukünftigen FAIR-Beschleuniger-Anlage

Neben dem neuen Schwerionensynchrotron werden mit HESR, NESR und RESR auch neue Speicherringe die bestehende Anlage ergänzen. Zusammen mit dem SIS100 bzw. SIS300 ermöglichen diese den gleichzeitigen Betrieb mehrerer Experimente. Neben CBM sind das unter anderem PANDA, NUSTAR und APPA. Wie auch CBM untersucht PANDA die starke Wechselwirkung. Dies erfolgt zum Beispiel mittels der Annihilation von Protonen und Antiprotonen, welche zuvor extern über ein Target erzeugt und im High Energy Storage Ring (HESR) gespeichert wurden. Alternativ können die Antiprotonen, durch Auswechseln des Targets, auch zur Kollision mit schweren Elementen gebracht werden. [Col08] Weitere Experimente, die bei FAIR entstehen werden, sind Teil der NUSTAR-Kollaboration. Zentraler Bestandteil von NUSTAR ist der supraleitende Fragment Separator (Super-FRS). Dieser ermöglicht die isotopenreine Separation von exotischen Kernen, welche anschließend untersucht werden können. [col08] Schließlich wird APPA den Einfluss von Strahlung auf Materialien und Zellen untersuchen.

2.2 Aufbau des CBM-Experiments

Zur Erforschung des QCD-Phasendiagrams nutzt CBM die erwähnte hohe Luminosität des neuen Schwerionensynchrotrons. Dies ermöglicht die Untersuchung der Kollisionen mittels Observablen, welche nur eine geringe Multiplizität aufweisen. Die sich durch die Luminosität ergebende hohe Ereignisrate macht dabei die Entwicklung

besonders schneller und ratenfester Detektoren erforderlich.

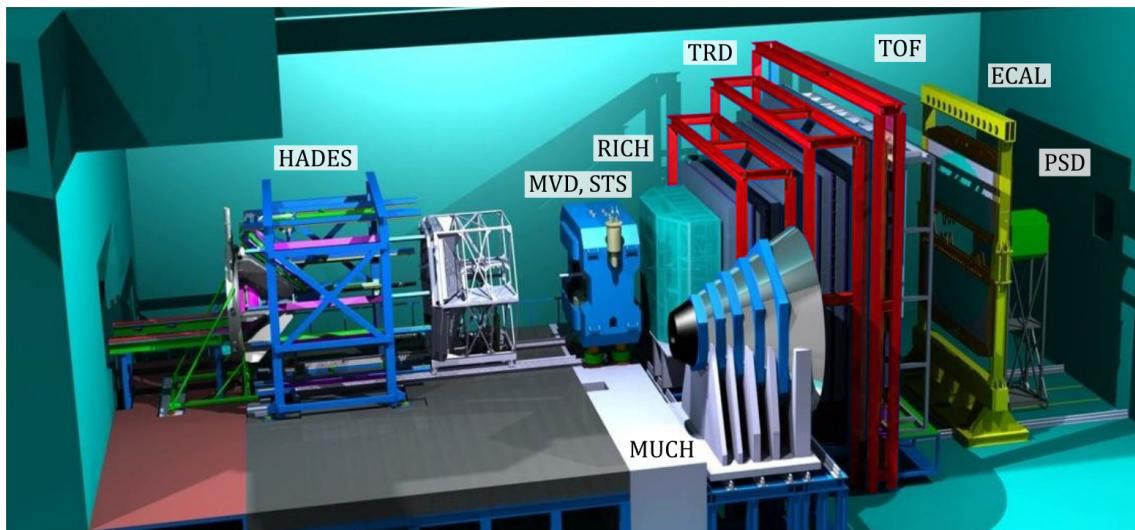


Abbildung 2.2: Aufbau des CBM-Experiments

Der modulare Aufbau der einzelnen Subsysteme von CBM ermöglicht den Betrieb in zwei verschiedenen Konfigurationen. Während die eine auf die Identifizierung von Elektronen ausgelegt ist, ermöglicht die zweite die Messung von Myonen.

Abbildung 2.2 zeigt den Aufbau von CBM. Links im Bild ist der HADES-Detektor zu sehen, welcher sich die Halle mit CBM teilen wird. Auf der rechten Seite ist das CBM-Experiment mit seinen unterschiedlichen Subsystemen installiert. Das Target befindet sich zusammen mit dem Micro Vertex Detektor (MVD) und dem Silicon Tracking System (STS) innerhalb des supraleitenden Dipolmagneten, welcher die Flugbahnen der bei der Kollision entstandenen geladenen Teilchen auffächert. Der MVD dient zur Rekonstruktion der sekundären Vertices von D-Mesonen, und trägt damit zur Unterdrückung des Untergrundes bei. Das direkt hinter dem MVD montierte STS kann sowohl die Trajektorien, als auch aus diesen den Impuls geladener Teilchen bestimmen. Dies geschieht mit einer Ortsauflösung im Bereich von $30\mu\text{m}$ sowie einer Impulsauflosung von 1%. Zusammen mit dem Time of Flight Detektor (TOF) ermöglicht dies die Identifizierung von Hadronen [Sed14].

Im Elektronen-Setup ermöglicht die Kombination des Ring Cherenkov Detektors (RICH) und des Transition Radiation Detektors (TRD) die Identifizierung von Elektronen. Der RICH-Detektor nutzt zur Teilchenidentifikation das von diesen in CO₂-Gas erzeugte Cherenkov-Licht. Die Funktionsweise des TRD wird im folgenden Kapitel detailliert beschrieben. Zusammen ergänzen sich beide Detektoren und bieten so eine hohe Effizienz über einen großen Impulsbereich. Zusätzlich trägt der TRD auch zur experimentweiten Spurenrekonstruktion bei, ebenso wie das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL), das sich hinter dem TOF Detektor befindet. Das ECAL ist für die Messung neutraler Teilchen und insbesondere für die Identifizierung von Photonen

verantwortlich. Als letzter Detektor liefert der Projectile Spectator Detector (PSD) Informationen über die Zentralität der Kollisionen [Sed14; Sen11b]

Im Myonen-Setup wird der RICH sowie ein Teil des TRDs gegen den Muon Chamber Detektor (MUCH) ausgetauscht. Dieser ermöglicht die Messung von Myonen. Auch in dieser Konfiguration kommen der TOF und der PSD zum Einsatz.

KAPITEL 3

Der Übergangsstrahlungsdetektor

Der Übergangsstrahlungsdetektor (Transition Radiation Detector) dient zum einen der Identifizierung, d.h. dem Nachweis und der Unterscheidung geladener Teilchen, und zum anderen der Rekonstruktion ihrer Flugbahnen. Dieses Kapitel erläutert zunächst die allgemeine Funktionsweise und den Aufbau eines TRD und die verschiedenen Abwandlungen (Bauformen). Im Anschluss daran werden die von dem CBM-Experiment gestellten Anforderungen und deren Einfluss auf das Design des Detektors behandelt.

3.1 Elektromagnetische Wechselwirkungen

Zum Nachweis geladener Teilchen nutzen Detektoren deren elektromagnetische Wechselwirkung mit Materie. Durchquert ein geladenes Teilchen ein Material, so können dabei unter anderem drei Prozesse auftreten: die Atome können ionisiert werden, das Teilchen kann Cherenkov-Licht emittieren, oder es kann in inhomogenen Materialien Übergangsstrahlung erzeugen. Der Übergangsstrahlungsdetektor nutzt dabei den Energieverlust aufgrund von Ionisation, sowie den Effekt der Übergangsstrahlung.

3.1.1 Energieverlust in Materie

Geladene Teilchen können beim Durchgang durch ein Medium mit einzelnen Atomen, bzw mit deren Elektronen wechselwirken. Dabei geben sie einen kleinen Teil ihrer Energie ab. Der Energieverlust geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie lässt sich allgemein durch die Bethe-Bloch-Formel beschreiben:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{E_{\text{kin}}^{\max}}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (3.1)$$

Der Energieverlust wird dabei von der Ladung z und der Geschwindigkeit $v = c\beta$ des Teilchens, und der Kernladungszahl Z , der Massenzahl A des Mediums, sowie dessen effektivem Ionisationspotential I und dem Dichteparameter δ bestimmt.

Des weiteren gehen über $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ die Avogadro-Konstante N_A und der klassische Elektronenradius r_e in die Formel ein. E_{kin}^{\max} steht für die Energie, die pro Wechselwirkung maximal übertragen werden kann. Dabei gilt für Teilchen, deren Masse groß im Vergleich zu der eines Elektrons ist ($M_0 > M_e$), bei moderaten Geschwindigkeiten:

$$E_{\text{kin}}^{\max} = 2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 \quad (3.2)$$

Für die Beschreibung des Energieverlustes von Elektronen bedarf es einiger Modifikationen. Nach der Interaktion des einfallenden und des stationären Elektrons ist keine Unterscheidung möglich. Die Energie kann sich demnach auf beide Elektronen beliebig verteilen. Somit ergibt sich:

$$E_{\text{kin}}^{\max} = \frac{p^2}{m_e + E/c^2} = \frac{E^2 - m_e^2 c^4}{E + m_e c^2} = E - m_e c^2 \quad (3.3)$$

Wird bei der Wechselwirkung die Energie E_{kin} übertragen, verbleibt beim primären Elektron die Energie $E - m_e c^2 - E_{\text{kin}}$. Für die Betrachtung aller möglichen Endzustände reicht jedoch die Betrachtung der Fälle von 0 bis $(E - m_e c^2)/2$. Für hoch relativistische Teilchen kann $E/2 = (E - m_e c^2)/2$ angenommen werden. Eine gute Näherung für den Energieverlust von Elektronen ist somit:

$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{\gamma m_e c^2}{2I} - \beta^2 - \frac{\delta^*}{2} \right) \quad (3.4)$$

In dieser Formel ist δ^* ein modifizierter Dichteparameter. Bei bekanntem Impuls können durch Messung des Energieverlustes geladene Teilchen identifiziert werden. Abbildung 3.1 zeigt den Energieverlust geladener Teilchen.

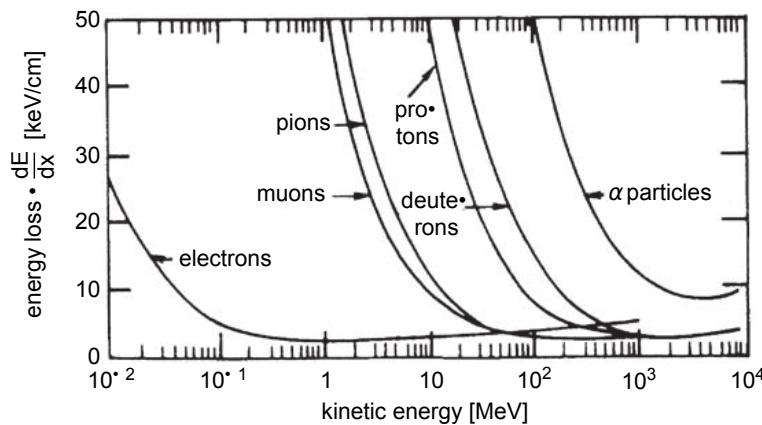


Abbildung 3.1: Energieverlust geladener Teilchen in Luft

3.1.2 Übergangsstrahlung

Der Effekt der Übergangsstrahlung (Transition Radiation) wurde erstmals 1946 von Ginzburg und Frank vorhergesagt. Sie entsteht, wenn ein geladenes Teilchen die Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlicher Permittivität passiert. Tatsächlich beobachtet wurde sie zunächst im sichtbaren Spektrum. Aufgrund der geringen Intensität wurde ihr keine praktische Anwendbarkeit zugeschrieben. Eine Renaissance erlebte die Übergangsstrahlung, als Garbhan zeigte, dass für hoch relativistische Teilchen die Übergangsstrahlung im Röntgenbereich erwartet werden kann, und dass deren Intensität proportional zum Lorentzfaktor ist. [Bor92] Die Erzeugung von Übergangsstrahlung lässt sich mit dem Konzept der Spiegelladung erklären. Dazu betrachten wir ein Elektron, welches sich auf die Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlicher Permittivität ϵ_1 und ϵ_2 zubewegt. Dabei induziert das Elektron eine Spiegelladung, und bildet mit dieser zusammen einen elektrischen Dipol (Abb. 3.2). Das erzeugte Dipolfeld ändert sich mit dem Abstand des Elektrons zur Grenzfläche, bis es schließlich verschwindet, wodurch es zur Emission von Übergangsstrahlung kommt (Abb. 3.3).

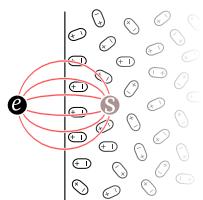


Abbildung 3.2: Dipolfeld

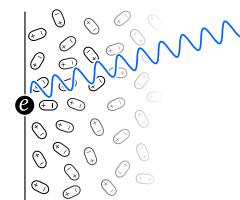


Abbildung 3.3: Übergangsstrahlung

Das Spektrum, welches bei einem einzelnen Übergang entsteht, lässt sich für hoch-relativistische geladene Teilchen, also solche mit einem hohen Lorentzfaktor ($\gamma \gg 1$)

wie folgt beschreiben [Ant11; Dil13]:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2} \left(\frac{\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_1^2} - \frac{\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_2^2} \right)^2 \quad (3.5)$$

mit dem Emissionswinkel θ , dem Raumwinkel Ω , der Photonen-Energie ω , der Feinstrukturkonstante α und $\xi_i^2 = \omega_{Pi}^2/\omega^2$, wobei die Plasmafrequenz ω_{Pi} die Materialkonstante der beiden Medien ist. Sie wird folgendermaßen berechnet:

$$\omega_P = \sqrt{\frac{4\pi\alpha n_e}{m_e}} \quad (3.6)$$

Mit der Elektronendichte n_e des Materials und der Elektronenmasse m_e . Die Wahrscheinlichkeit 3.5 für die Erzeugung eines TR-Photons bei einem einzelnen Übergang ist sehr gering. Um sie zu erhöhen, werden mehrere Übergänge entlang der Trajektorie eines Teilchens benötigt. Bei der folgenden Betrachtung gehen wir von einem Folienstapel aus, mit der Foliendicke l_1 und dem Folienabstand l_2 . Eine einzelne Folie besitzt dabei zwei Grenzflächen zum umgebenden Medium, so dass es zu zwei Übergängen und zu Interferenzeffekten kommt. Zur Beschreibung des Spektrums einer einzelnen Folie kommt somit noch ein Interferenz-Faktor hinzu:

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{folie}} = \left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{übergang}} \cdot 4 \sin^2(\phi/2) \quad (3.7)$$

Dabei ist $\sin^2(\phi/2)$ der Interferenz-Faktor des Radiator-Materials mit $\phi \simeq (\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_1^2)\omega l_1/2$. Der Interferenzeffekt ist deutlich im Spektrum einer einzelnen Folie zu sehen (Abb. 3.4), während die Absorption von niederenergetischen Photonen (<5keV) in einem Folienstapel zu einer starken Unterdrückung in diesem Bereich führt. Das Spektrum eines Folienstapels mit n Folien lässt sich folgendermaßen beschreiben:

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{stapel}} = \left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{folie}} \cdot \exp \left(\frac{1-n}{2}\sigma \right) \frac{\sin^2(n\phi_{12}/2) + \sinh^2(n\sigma/4)}{\sin^2(\phi_{12}/2) + \sinh^2(\sigma/4)} \quad (3.8)$$

Mit dem Absorptionsquerschnitt $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$ der Folie und des Mediums zwischen den Folien.

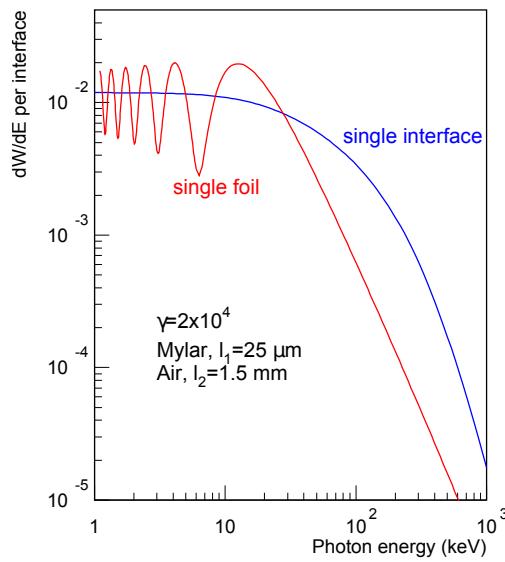


Abbildung 3.4: Spektrum einer einzelnen Folie [Ant11]

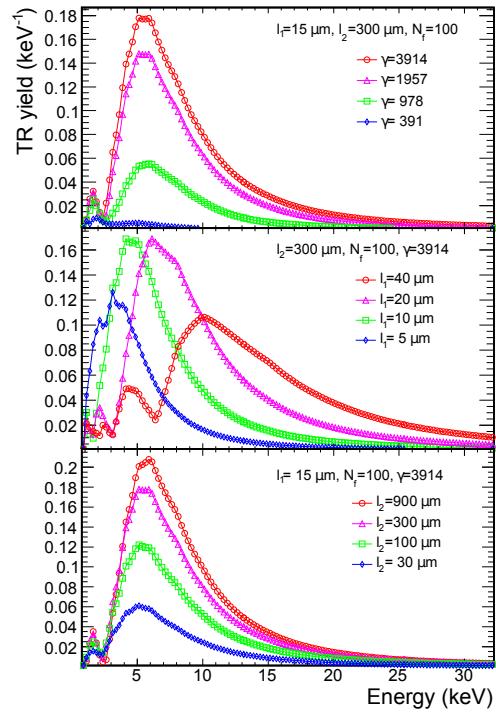


Abbildung 3.5: Spektrum eines Folienstapels [Ant11]

Das in einem Folienstapel erzeugte Spektrum zeigt anschaulich die Abhängigkeit der Strahlungsintensität vom Lorenzfaktor (Abb 3.5 oben) und dem Folienabstand l_2 (Abb 3.5 unten). Das Maximum des TR-Spektrums wird hingegen von der Foliendicke l_1 bestimmt:

$$\omega_{\max} = \frac{l_1 \omega_{P1}^2}{2\pi\beta c} \quad (3.9)$$

3.2 Aufbau und Funktionsweise eines TRD

Wenn man einmal von der Ausleseelektronik absieht, besteht ein TRD im Wesentlichen aus zwei Komponenten. Zum einen aus dem Radiator, welcher für die Erzeugung der Übergangsstrahlung verantwortlich ist. Und zum anderen aus der Kammer, in der sich das Detektorgas befindet. Die Verwendung eines kosteneffizienten Gasdetektors ermöglicht den großflächigen Einsatz bei relativ geringem Gewicht.

3.2.1 Die Kammer

Ihr grundlegender Aufbau besteht aus einem Gasvolumen, welches sich zwischen zwei Kathodenebenen befindet, die als Ein- und Austrittsfenster für die (geladenen)

Teilchen fungieren. Zwischen diesen ist eine Drahtebene gespannt.

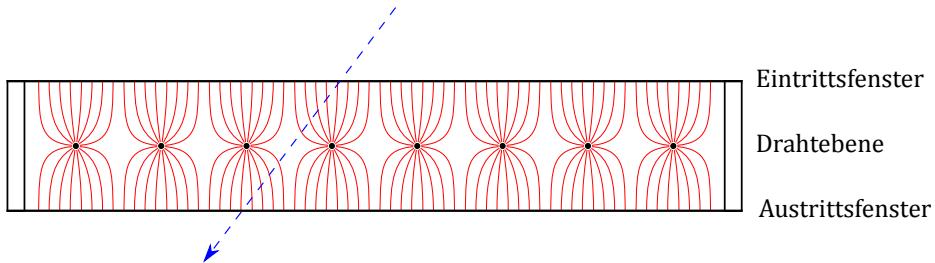


Abbildung 3.6: Aufbau der Kammer

Diese Drähte liegen gegenüber den Kathodenebenen auf einem positiven Potential und erzeugen innerhalb der Kammer ein elektrisches Feld. Als Detektorgas wird meistens ein Edelgas wie Argon oder Xenon verwendet.

Geladene Teilchen, welche das Gasvolumen durchqueren und dabei mit einzelnen Gasatomen kollidieren, übertragen dabei einen kleinen Teil ihrer Energie. Übersteigt diese die erste Ionisierungsenergie des verwendeten Detektorgases (Ar 15.8eV, Xe 12.1eV), kommt es zur Ionisation des Gasatoms. Das Teilchen erzeugt eine Spur von Elektron-Ion-Paaren, welche durch das elektrische Feld getrennt werden. Die Elektronen driften zu den Anodendrähten, deren elektrisches Feld zum Draht hin proportional zu U_0/r ansteigt. Wobei r der Abstand zum Drahtmittelpunkt und U_0 die anliegende Spannung ist. Durch das ansteigende elektrische Feld E werden auch die Elektronen in Drahtnähe stärker beschleunigt ($a = eE/m_e$). Dabei kann die kinetische Energie der Elektronen so stark ansteigen, dass diese ihrerseits weitere Gasatome ionisieren. Bei diesem als Gasverstärkung bezeichneten Lawineneffekt steigt die Anzahl der erzeugten Sekundärelektronen exponentiell an. Das radiale Feld der Anodendrähte, welches für diesen Effekt sorgt, wird von dem Durchmesser der Anodendrähte und der anliegenden Spannung bestimmt. Diese wird so gewählt, dass die Kammer im Proportionalbereich betrieben wird. Dadurch kann von der am Draht auftreffenden Ladung auf die Anzahl der Primärelektronen und damit auf die vom Teilchen in der Kammer deponierte Energie geschlossen werden.

Um die erzeugten Signale aus der Kammer auslesen zu können, gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten. Zum einen kann die an den Drähten auftreffende Ladung direkt ausgelesen werden. Dabei sind die Anodendrähte über einen Schutzwiderstand mit der Hochspannung verbunden. Die abfließende Ladung erzeugt an dem Widerstand einen Spannungsabfall, der von der Ausleseelektronik gemessen werden kann. Durch das Auslesen der einzelnen Drähte ergibt sich eine eindimensionale Ortsauflösung entlang der einzelnen Drähte. Die zweite Möglichkeit beruht auf dem Effekt, dass die am Draht erzeugte Ladung eine Spiegelladung in den Kathodenebenen erzeugt. Um eine zweidimensionale Ortsauflösung zu erhalten, wird dabei das Austrittsfenster in

viele Pads segmentiert, die einzeln ausgelesen werden können.

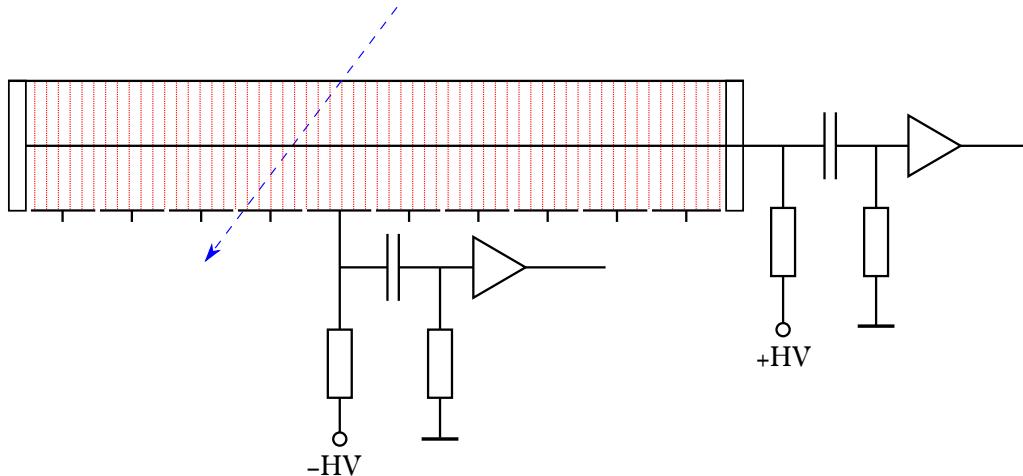


Abbildung 3.7: Auslese der Kammer

3.2.2 Der Radiator

Der Radiator befindet sich direkt vor der Kammer. In ihm können geladene Teilchen Übergangsstrahlung erzeugen, welche dann in der Kammer detektiert wird. Als Radiator können Folienstapel wie sie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wurden, verwendet werden. Solche Radiatoren werden aufgrund ihres Aufbaus auch als reguläre Radiatoren bezeichnet. Ihr großer Vorteil besteht darin, dass sie sich gut theoretisch beschreiben lassen und dass das erzeugte Spektrum sich leicht simulieren lässt. Allerdings ist ihre Konstruktion aufwändig. Für den Einsatz bei einem Experiment wie CBM, bei dem große Flächen von Radiatoren abgedeckt werden müssen, ist es wichtig, dass diese auch in größeren Mengen mit vertretbarem Aufwand gebaut werden können. Hier bieten sich Radiatoren aus Materialien wie thermoplastischem Schaumstoff oder Fasermatten an. Radiatoren aus solchen Materialien werden als irreguläre Radiatoren bezeichnet. Die thermoplastischen Schaumstoffe haben zudem den Vorteil, dass sie in sich mechanisch stabil sind. Durch die Wahl von Parametern wie Faserdicke oder Blasengröße, kann auch bei diesen Radiatoren Einfluss auf das erzeugte Spektrum genommen werden.

3.3 Anforderungen an den CBM-TRD

Übergangsstrahlungsdetektoren sind schon seit Jahrzehnten im Einsatz und gut verstanden. Doch die spezifischen Anforderungen eines jeden Experiments erfordern die Anpassung und Optimierung der verwendeten Detektoren. Die im SIS300 Aufbau geplante Eventrate von bis zu 10MHz und die erwartete hohe Teilchenzahl pro Event führen zu Hitraten von bis zu 100kHz/cm². Dies erfordert einen besonders schnellen Detektor. Die Geschwindigkeit, mit der die Signale einer MWPC ausgelesen

werden können, wird maßgeblich von der Driftzeit der bei der Ionisation erzeugten Elektronen bestimmt. Ist diese zu groß, können die Signale aufeinander folgender Treffer sich überlagern und nicht mehr unterschieden werden. Man spricht in diesem Fall vom Pile-up. Die Driftzeit hängt wiederum von der angelegten Spannung und den Dimensionen der Kammer ab. Die Spannung kann nicht beliebig erhöht werden, ohne dass der proportionale Charakter der Gasverstärkung verloren geht. Eine Möglichkeit, die Driftzeit zu minimieren, besteht in der Konstruktion einer dünnen Kammer mit einem geringen Abstand der Kathodenebenen zur Ebene der Anodendrähte. Die dadurch bewirkte Verringerung des Gasvolumens hat jedoch auch einen nicht unerheblichen Einfluss auf die Absorptionswahrscheinlichkeit der TR-Photonen im Detektorgas. Diese ergibt sich direkt aus dem Absorptionskoeffizienten μ , welcher vom verwendeten Gas und dessen Dichte sowie der Photonenenergie abhängt.

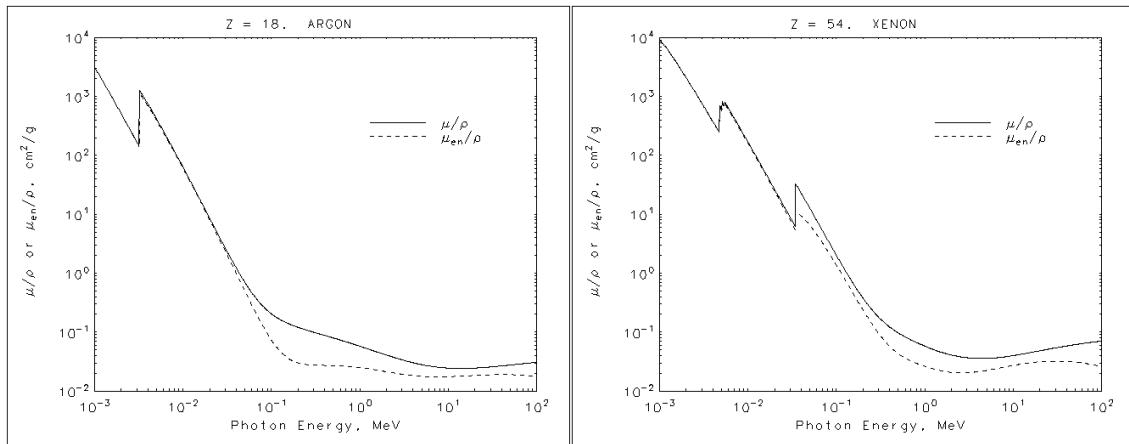


Abbildung 3.8: Massenschwächungskoeffizienten von Argon und Xenon in Abhängigkeit der Photonen-Energie (Daten: NIST)

Abbildung 3.8 zeigt den Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ von Argon bzw Xenon in Abhängigkeit von der Photonen-Energie. Deutlich sind bei beiden Gasen die K-Peaks und beim Xenon die drei L-Peaks zu erkennen. Mit der Gasdichte (Argon: $1.784 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{m}^3}$ / Xenon: $5.898 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{m}^3}$) lässt sich daraus der Absorptionskoeffizient bestimmen. Gerade eine dünne Kammer ist deshalb auf einen Radiator angewiesen, der besonders "weiche" TR-Photonen erzeugt. Gleichzeitig muss das Eintrittsfenster so beschaffen sein, das es diese Photonen nicht absorbiert.

3.4 Aufbau der Frankfurter Prototypen

Neben Frankfurt sind auch Institute aus Münster und Bukarest an der Entwicklung von Prototypen für den CBM-TRD beteiligt. Im folgenden wird der Aufbau des ersten "full size" Prototypen beschreiben, der am Frankfurter Institut für Kernphysik geplant und gebaut wurde.

Für die Strahlzeit 2012 am CERN wurden zwei Kammern konzipiert. Der Frankfurter

Ansatz zur Entwicklung besonders schneller ratenfester Detektoren verfolgt dabei das Konzept besonders dünner Kammern. Die zwei Prototypen sind symmetrisch aufgebaut, was bedeutet das der Abstand der Drahtebene zu der Padplane und dem Eintrittsfenster gleich ist. Gebaut wurde ein mal eine 4+4mm und einmal eine 5+5mm Geometrie. Jede Kammer hat eine aktive Detektorfläche von 59x59cm².

3.4.1 Das Backpanel

Das Backpanel bildet die Basis der Kammer. Es besteht aus der Padplane, welche zusammen mit einer Wabenstruktur und der Endplatte der Kammer verklebt wurde und so einen Sandwich-Verbund bildet. Zusammen mit einem Aluminiumrahmen gewährleistet diese Struktur eine hohe mechanische Stabilität. Der Rahmen beherbergt auch vier Gasanschlüsse und den HV-Anschluss für die Anodenspannung.

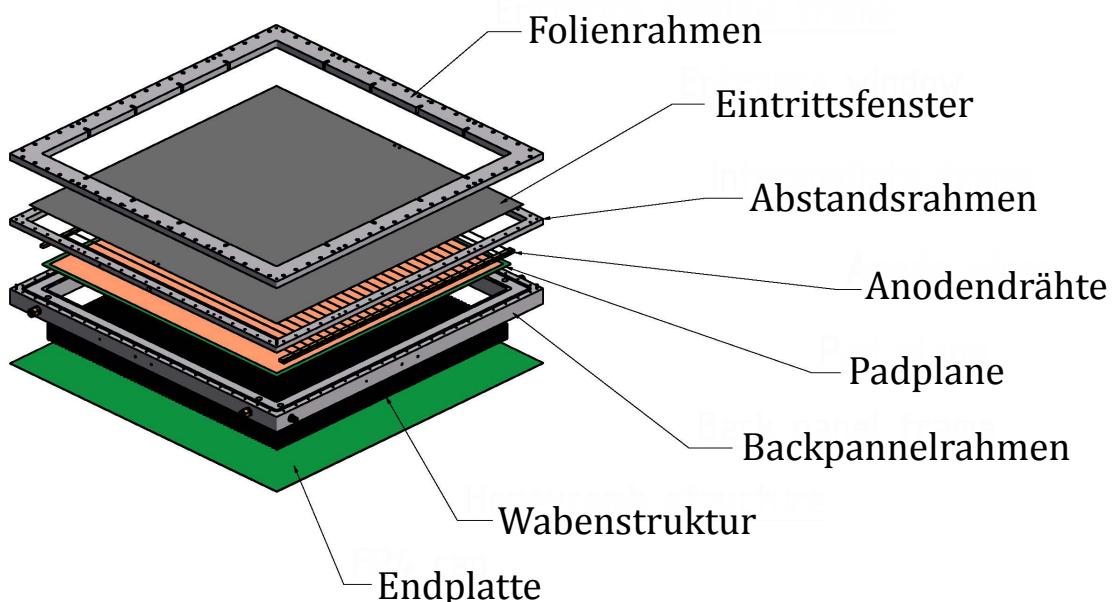


Abbildung 3.9: Explosionszeichnung des Detektors

An den Seiten der Padplane sind die Drahtabstandsleisten befestigt, auf die wiederum die Anodendrähte geklebt sind. Bei diesen handelt es sich um mit Gold bedampfte Wolframdrähte mit einem Durchmesser von 20µm. Je nach Kammertyp haben sie einen Abstand von 5mm bzw 6mm. Die Verbindung zu den einzelnen Pads wird über Flachbandkabel auf die Rückseite der Kammer geführt.

3.4.2 Das Eintrittsfenster

Als Eintrittsfenster fungiert eine 20µm Mylarfolie, die einseitig mit Aluminium beschichtet ist. Sie wurde zunächst zwischen zwei Plexiglasrahmen gespannt. Die Plexiglasrahmen konnten im Anschluss mittels angebrachten Heizfolien erwärmt

werden. Bei einer Temperaturzunahme von 35°C dehnten sie sich um 0.3% aus und spannten dadurch die Folie. In diesem Zustand wurde der Folienrahmen auf die Folie geklebt. Der fertige Folienrahmen wurde anschließend mit dem Abstandsrahmen verschraubt. Im Abstandsrahmen befinden sich auch zwei LEMO-Buchsen welche den elektrischen Kontakt zur Folie ermöglichen.

Im letzten Schritt wurden Folien- und Abstandsrahmen mit dem Backpannel verschraubt. Sowohl zwischen Folien- und Abstandsrahmen, als auch zwischen Abstandsrahmen und Backpannel sorgen O-Ringe für die notwendige Gasdichtigkeit.

3.4.3 Radiatoren

Für den Test der Prototypen wurden auch verschiedene Radiatoren aus Fasermaterial und PE-Schaum gebaut, um die unterschiedlichen Materialien testen zu können. Als Referenz wurden auch reguläre Folienradiatoren mit drei verschiedenen Folienabständen konstruiert (0.5mm, 0.7mm und 1.2mm). Um eine Variation der Folienanzahl zu ermöglichen, wurden immer 50 Folien zu einem Stack zusammengefasst.

KAPITEL 4

Simulationen des Eintrittfensters

Wie schon im vorangegangenen Kapitel beschrieben, besteht das Eintrittsfenster aus einer dünnen, einseitig mit Aluminium beschichteten Mylarfolie. Sie ist zwar über den Folienrahmen gespannt, kann sich aber aufgrund von Druckunterschieden zwischen dem Gasdruck in der Kammer und dem äußeren Luftdruck, ausdehnen. Die Feldgeometrie in der Kammer und damit die Gasverstärkung wird stark von einer Deformation des Eintrittsfensters beeinflusst. Um zu verstehen, wie sich Parameter wie Druckdifferenz, Kammergröße, Folienspannung und Foliendicke auf das Eintrittsfenster auswirken, wurde ein Programm zu dessen Simulation mit geschrieben. Die Entwicklung erfolgte auf Basis der am CERN entwickelten Analysesoftware ROOT.

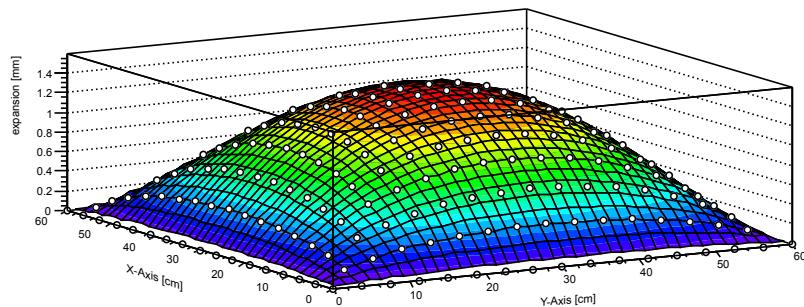


Abbildung 4.1: Graphische Darstellung der Simulation des Eintrittsfensters

Das Programm simuliert die Folie in dem es diese durch ein Gitternetz nachbildet. Die Knotenpunkte des Netzes (weiße Punkte in Abb. 4.1) sind mit ihren Nachbarn elastisch verbunden. Diese Verbindungen kann man sich als kleine Federn vorstellen, deren Eigenschaften sich aus dem Material der Folie sowie deren Dicke ergeben. Durch diese Verbindungen können die einzelnen Knoten Zugkräfte aufeinander ausüben. Jeder Knoten repräsentiert zudem einen kleinen Teil der Folienfläche. Auf dieses Flächenelement übt der differenzielle Druck eine Kraft aus. Die Summe aller auf einen

Knoten wirkenden Kräfte führt zu einer Verschiebung des Knotenpunktes im Raum, bis sich die wirkenden Kräfte aufheben. Ist dieser Zustand für alle Knoten erreicht, ist die Simulation beendet und gibt als Resultat ein zweidimensionales Höhenprofil der Folienoberfläche aus.

4.1 Einfluss der verschiedenen Parameter auf die Ausdehnung des Eintrittsfensters

Bei den folgenden Simulationen wurde aus dem Höhenprofil die maximale Ausdehnung der Folie extrahiert.

4.1.1 Einfluss der Druckdifferenz

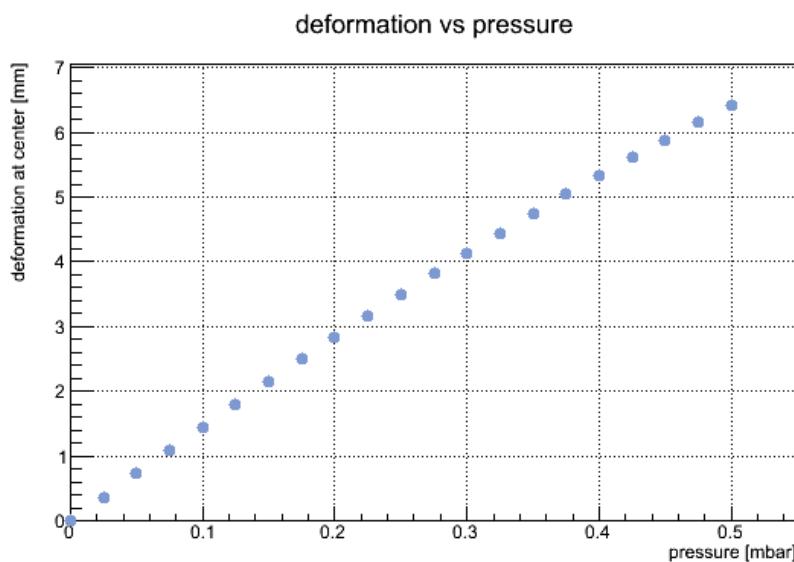


Abbildung 4.2: Simulierte Druckabhängigkeit der maximalen Foliendeformation¹

Die Auswirkungen des differenziellen Drucks auf die Deformation der Folie spielen im Rahmen dieser Arbeit und insbesondere im folgenden Kapitel eine wichtige Rolle. Die Simulation der Druckabhängigkeit der maximalen Ausdehnung der Folienmitte (Abb. 4.2), zeigt, dass die Korrelation zwischen Kammerdruck und Deformation annähernd linear ist. Zur Überprüfung der Simulation wurde eine Testkammer (Abb. 4.3) mit einem 60x60cm² messenden Eintrittsfenster aus einer 20µm starken Mylarfolie gebaut. Mittels eines Druckreglers konnte der Luftdruck in der Kammer geregelt werden. Die gemessene Ausdehnung der Folie stimmte gut mit den simulierten Werten überein (Abb. 4.4).

¹ Folienstärke: 20µm; Folienabmessungen: 60x60cm²; Folienspannung: 0.2%



Abbildung 4.3: Testkammer zur Messung der Folienausdehnung

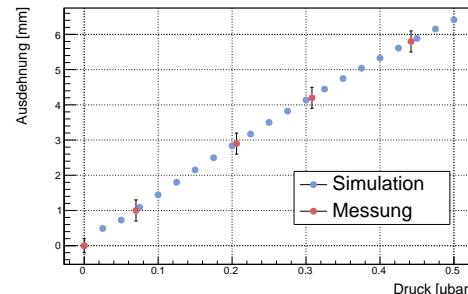


Abbildung 4.4: Vergleich von Simulation und Messung

4.1.2 Einfluss der Folienvorspannung

Wie in Kapitel 3 beschrieben wurde die Folie vor der Verklebung mit dem Folienrahmen vorgespannt. Die Simulation des Einflusses der Folienspannung auf die Deformation der Folie bei einem differenziellen Druck von $100\mu\text{bar}$ (Abb. 4.5) zeigt, dass schon eine geringe Folienvorspannung von 0.1% die maximale Ausdehnung um 65% verringert.

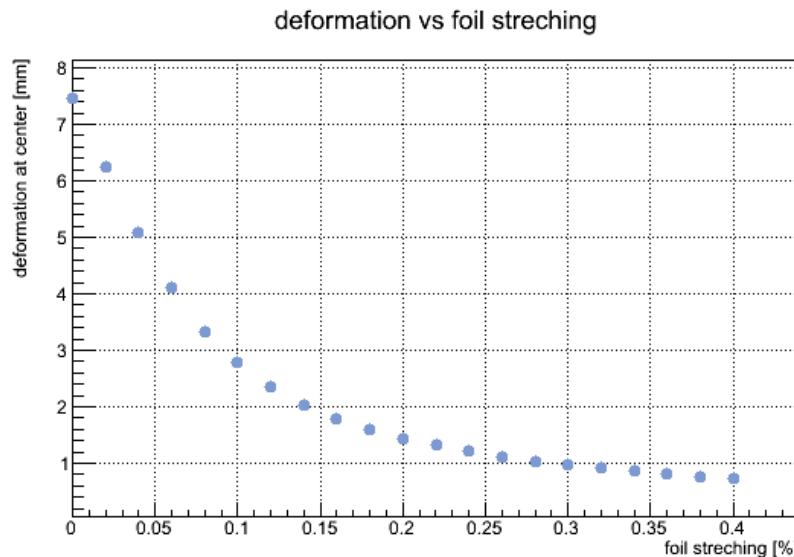


Abbildung 4.5: Simulierte maximale Foliendeformation in Abhängigkeit von der Folienspannung²

Durch den exponentiellen Verlauf dieser Abhängigkeit ergibt sich, dass eine Vorspannung von 0.2 bis 0.4% ausreichend ist, da eine noch größere Folienvorspannung

² Druck: $100\mu\text{bar}$; Folienstärke: $20\mu\text{m}$; Folienabmessungen: $60 \times 60\text{cm}^2$

die maximale Ausdehnung nur noch wenig verringert und gleichzeitig das Risiko steigen lässt, dass Risse in der Aluminium-Beschichtung der Folie entstehen. Dadurch können sich nicht kontaktierte Bereiche auf der Folie bilden, welche sich elektrisch aufladen und so die Feldgeometrie stören.

4.1.3 Einfluss der Folienstärke

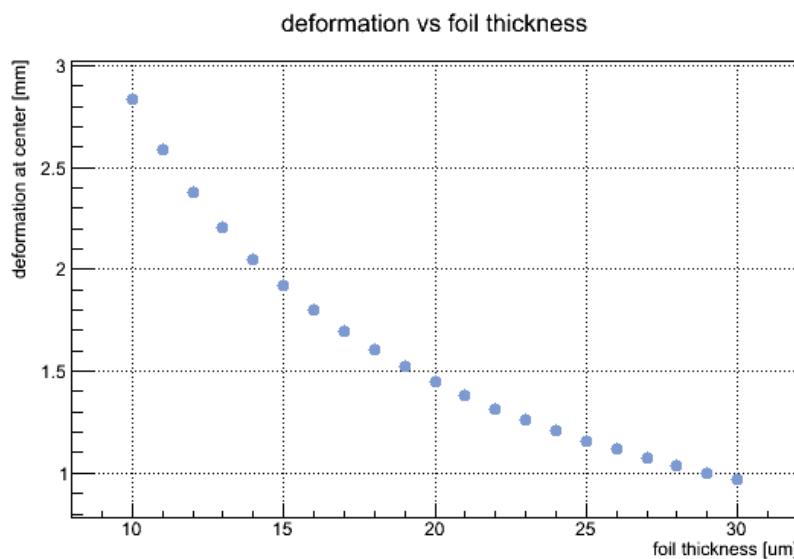


Abbildung 4.6: Simulierte maximalen Foliendeformation in Abhängigkeit von der Foliendicke³

Die Deformation der Folie wird auch von deren Dicke beeinflusst (Abb. 4.6). Da die Folienstärke auch die Absorptionswahrscheinlichkeit der TR-Photonen bestimmt, muss dieser Aspekt bei der Konstruktion des Detektors berücksichtigt werden. Mit Hilfe des Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ kann die Absorptionswahrscheinlichkeit p in Abhängigkeit von der Folienstärke d und der Photonenenergie E_{photon} bestimmt werden:

$$p = 1 - \exp\left(-\frac{\mu}{\rho}\rho_m d\right) \quad (4.1)$$

Wobei μ/ρ von der Photonenenergie abhängt und ρ_m für die Dichte von Mylar steht. Die Berechnungen erfolgten auf Basis von Daten⁴ des National Institute of Standards and Technology. Gerade im Bereich niedriger Photonenenergie (4-10keV) führt eine größere Folienstärke zu einer höheren Absorptionswahrscheinlichkeit durch

3 Druck: 100μbar; Folienabmessungen: 60x60cm²; Folienspannung: 0.2%

4 <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/index.cfm>

das Eintrittsfenster (Abb. 4.7).

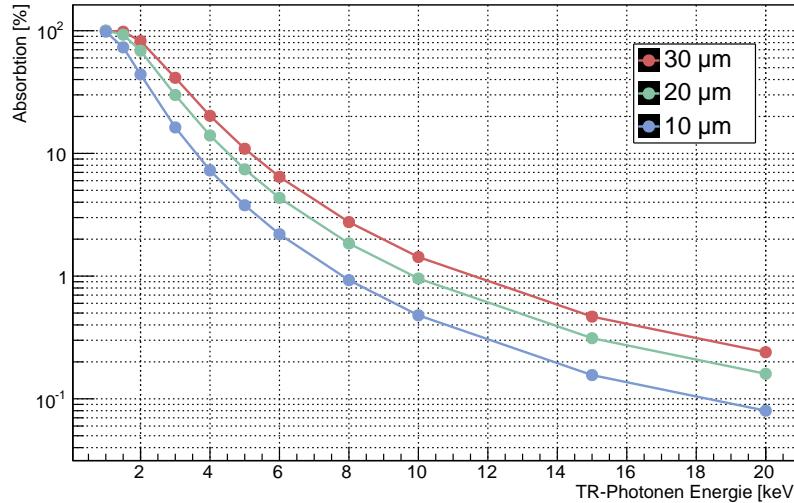


Abbildung 4.7: TR-Absorption für verschiedene Folienstärken

Auch wenn eine größere Foliendicke die maximale Deformation reduziert, sollte aufgrund der höheren TR-Absorption eine Foliendicke von 15 bis 25 μm gewählt werden.

4.1.4 Einfluss der Kammergröße

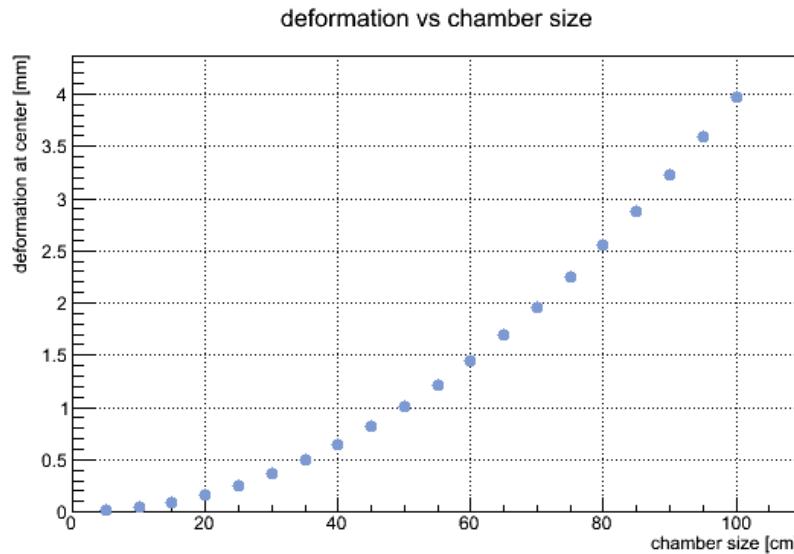


Abbildung 4.8: Simulierte maximalen Folien Deformation in Abhängigkeit von der Seitenlänge einer quadratischen Kammer⁵

Wie stark sich Druckunterschiede auf die Deformation des Eintrittsfensters auswirken hängt auch von dessen Abmessungen ab. Für die Simulation wurde eine quadratische Form des Eintrittsfensters gewählt. Abbildung 4.8 zeigt dessen Ausdehnung in Abhängigkeit von der Seitenlänge.

4.1.5 Einfluss des Detektorgases

Ein besonderer Aspekt ist der Einfluss des verwendeten Detektorgases. In den vorangegangenen Simulationen wurde die Dichte des in der Kammer enthalten Gases nicht berücksichtigt. Die folgenden Simulationen holen dies nach. Eine Gasmischung von 80% Xenon und 20% CO₂ führt am Boden einer aufrecht stehenden, 60cm hohen Kammer zu einem um 300µbar höheren Druck gegenüber der oberen Kante. Dies macht deutlich das der hydrostatische Druckunterschied aufgrund unterschiedlicher Dichten von Detektorgas und umgebender Luft nicht vernachlässigt werden kann. Im folgenden wurden Simulationen bei einem differenziellen Druck von 100µbar (gemessen am oberen Rand der Kammer), für eine Gasmischung von 80% Ar / 20% CO₂ (Abb. 4.11) und 80% Xe / 20% CO₂ (Abb. 4.12) durchgeführt. Als Umgebungsmedium wurde Luft mit einer Dichte von 1.204 kg/m³ angenommen. Im Vergleich zur Deformation in einer Simulation ohne Beachtung der Gasdichte (4.10) zeigt sich für das Detektorgas mit Argon-Anteil eine leicht erhöhte Ausdehnung. Sowohl Argon ($\rho = 1.784\text{kg/m}^3$) als auch Kohlenstoffdioxid ($\rho = 1.98\text{kg/m}^3$) haben eine höhere Dichte als Luft, was zu einem höheren hydrostatischen Druck in der Kammer führt. Xenon ($\rho = 5.898\text{kg/m}^3$) führt schließlich auf Grund seiner noch höheren Dichte zu einer bauchförmigen Ausdehnung des Eintrittsfensters. Die maximale Ausdehnung lag bei dem Detektorgas mit Xenon-Anteil mit 3mm deutlich über der Deformation ohne Beachtung der Ausdehnung (1.85mm) bzw der mit Argon (1.6mm).

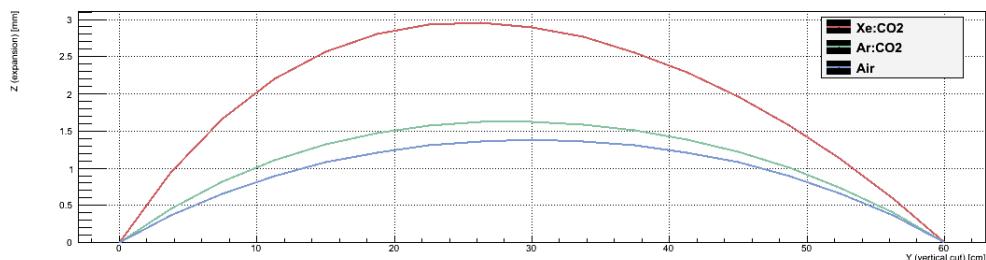


Abbildung 4.9: Vertikaler Verlauf der Folienausdehnung

5 Druck: 100µbar; Folienstärke: 20µm; Folienspannung: 0.2%

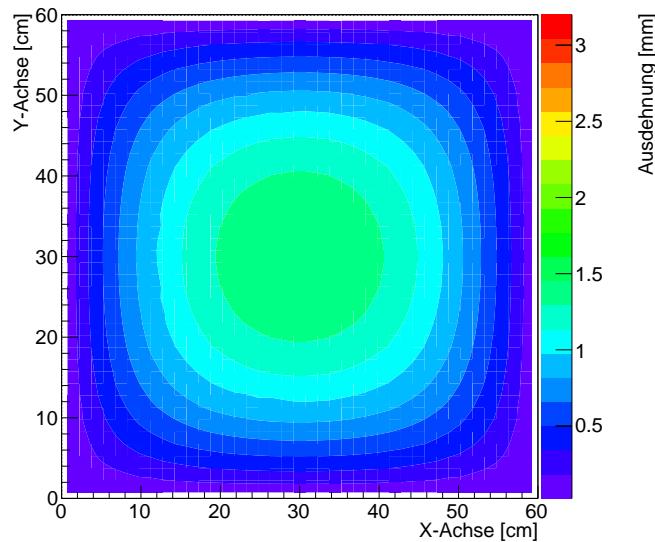


Abbildung 4.10: Ausdehnung bei $100\mu\text{bar}$, ohne Beachtung der Gasdichte

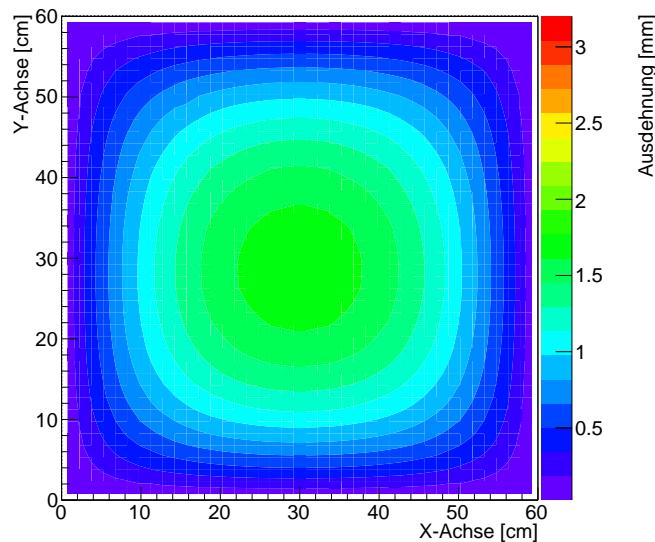


Abbildung 4.11: Ausdehnung bei $100\mu\text{bar}$, mit 80% Argon und 20% Kohlendioxid

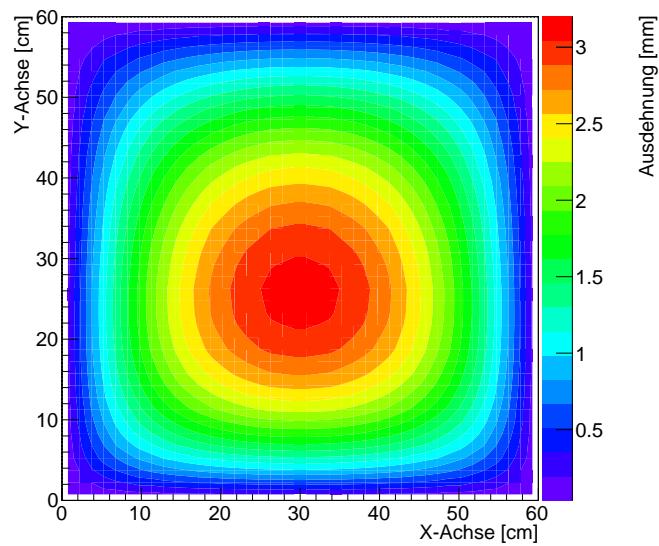


Abbildung 4.12: Ausdehnung bei $100\mu\text{bar}$, mit 80% Xenon und 20% Kohlendioxid

Die Ergebnisse der Simulationen zum Eintrittsfenster werden im folgenden Kapitel in Kombination mit Simulationen der Gasverstärkung für die Korrektur der Strahlzeitdaten eingesetzt.

KAPITEL 5

Ergebnisse der Strahlzeit 2012

Der Test der Prototypen erfolgte 2012 im Rahmen einer Strahlzeit am CERN. Dabei lag der Fokus auf der Untersuchung verschiedener Radiatoren und deren Einfluss auf die Separation von Pionen und Elektronen.

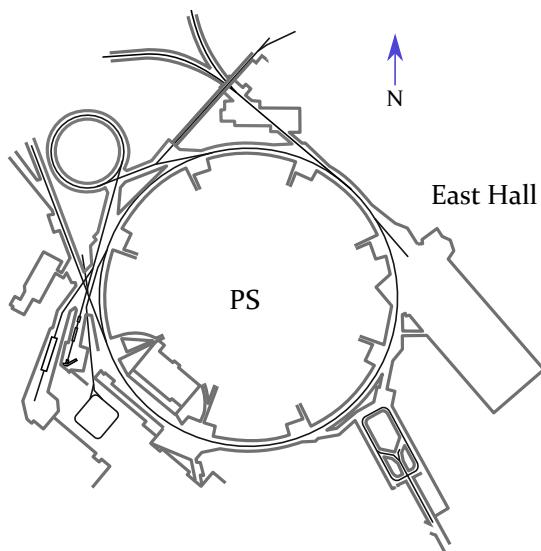


Abbildung 5.1: Proton Synchrotron und East Hall

Das Proton Synchrotron (PS) am CERN dient als Vorbeschleuniger für das Super Proton Synchrotron (SPS). Darüber hinaus beliefert der PS-Beschleuniger auch die direkt angegliederte East Hall (Abb 5.1). Die auch als East Area bezeichnete Halle verfügt über mehrere Teststände und diente schon dem Test vieler Komponenten der großen LHC-Experimente (ALICE, ATLAS, CMS, LHC-B). Über verschiedene Targets können aus den Primär-Protonen des PS Sekundärteilchen erzeugt werden. Mittels mehrerer Magnete können diese nach ihrer Energie selektiert und den einzelnen Testständen zugeführt werden. Dabei kann die Energie des Strahls von 0.5

GeV/c bis 10 GeV/c variiert werden. Kurz vor Erreichen der Teststände wird der Sekundärteilchen-Strahl mittels mehrerer Quadrupolmagnete nochmals fokussiert. Der Aufbau der Detektoren erfolgte in der East Hall am T9-Meßstand.

5.1 Aufbau am T9-Meßstand

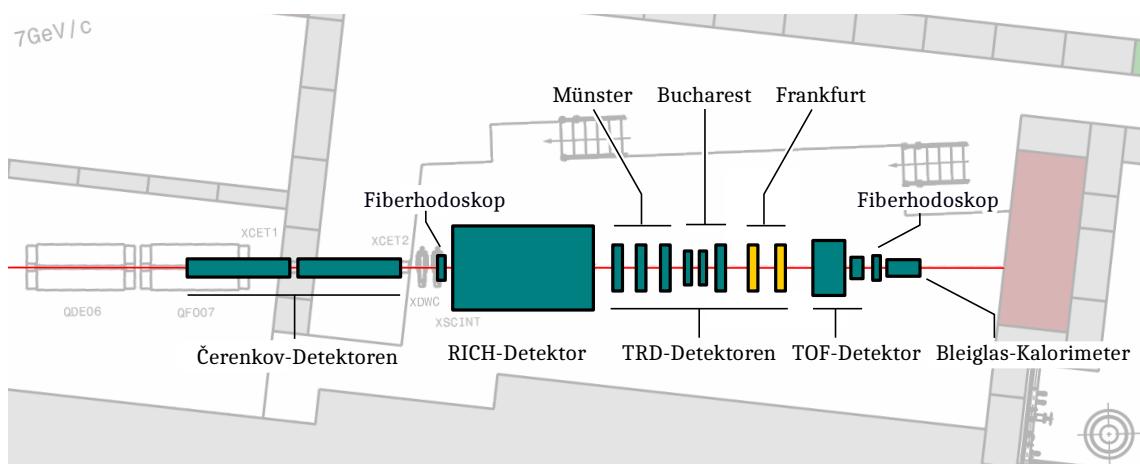


Abbildung 5.2: Aufbau der Detektor-Prototypen am T9-Meßstand

Abbildung 5.2 zeigt den Aufbau der verschiedenen Detektoren. Der Strahl kommt in dieser Abbildung von links und passiert zuerst zwei fest installierte Čerenkov-Detektoren und das erste Fiberhodoskop. Im Anschluss daran durchquert er die verschiedenen Prototypen, bis er schließlich das zweite Fiberhodoskop passiert und im Bleiglas-Kalorimeter endet. Die Čerenkov-Detektoren und das Bleiglas-Kalorimeter dienten als Referenz-Detektoren zur Teilchenidentifizierung. Dazu wurden die Schwellenwerte der Čerenkov-Detektoren über den Gasdruck entsprechend angepasst.

Als Detektorgas für die Übergangsstrahlungsdetektoren kam ein Gemisch aus 80% Xenon und 20% CO₂ zum Einsatz. Mittels eines Massenflussreglers wurde ein konstanter Gasfluss sichergestellt, und dieser über einen Verteiler den einzelnen Detektoren zugeführt. Für die Hochspannungsversorgung der Kammern sorgten Iseq-HV-Module, die gemeinsam mit Wiener-LV-Modulen in einem MPOD-Baugruppenträger untergebracht waren. Als Ausleseelektronik wurde der SPADIC v0.3 eingesetzt, dessen Stromversorgung von den LV-Modulen übernommen wurde. Der Anschluss der SPADIC-Ausleseelektronik an die Kammer erfolgte über kurze Flachbandkabel, um Störungen so gering wie möglich zu halten. Des Weiteren wurden alle beteiligten Komponenten des Aufbaus geerdet, um ein Aufladen einzelner Bauteile zu vermeiden. Für die Aufzeichnung und Analyse der Daten wurde die an der GSI entwickelte Analysesoftware Go4 genutzt.

5.2 Analyse der Messdaten

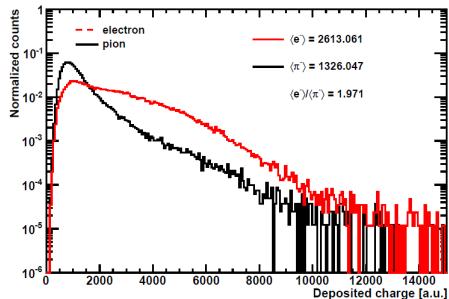


Abbildung 5.3: Gemessenes Elektron- und Pion-Spektrum [Are12]

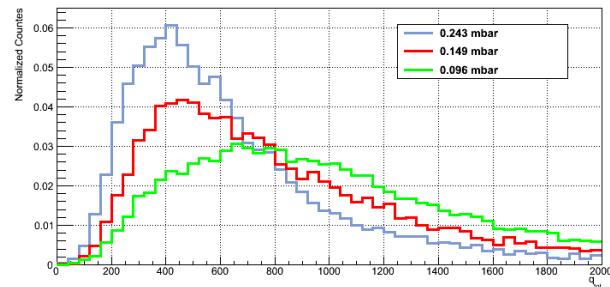


Abbildung 5.4: Einfluss des differenziellen Kammerdrucks auf das Pionen-Spektrum

Zur Aufzeichnung der Signale diente, wie erwähnt, der SPADIC 0.3. Dieser enthält für jeden seiner acht Kanäle einen Vorverstärker und Pulsformer sowie einen 25MHz-8Bit-Analog-to-Digital-Converter (ADC), und ermöglicht somit, den zeitlichen Verlauf der Signale mit einer Auflösung von 40ns aufzuzeichnen. Wird der SPADIC im Self-Trigger-Mode betrieben, erfolgt die Auslese der Daten für einen Kanal, wenn diese einen zuvor eingestellten Schwellenwert überschreiten. Um die Ladung, die auf einem Pad eintrifft, zu ermitteln, wird über den zeitlichen Verlauf des Signals integriert. Da sich die Ladung eines Events gemäß der Padresponse-Funktion auf mehrere Pads verteilt, müssen diese auch ausgelesen werden, wenn deren Signal nicht über dem eingestellten Schwellwert liegt. Dafür bietet der SPADIC die Funktion, bei Überschreitung des Schwellwertes eines Kanals, auch benachbarte Kanäle zu triggern. Die Auswertung der Daten der Cherenkov-Detektoren und des Bleiglas Kalorimeters ermöglicht eine von den TRD-Detektoren unabhängige Teilchenidentifizierung. Dazu werden Bedingungen erfüllt welche die von den Teilchen erzeugte Signale erfüllen müssen. Abbildung 5.5 Diese sogenannten Cuts auf die Signale der drei Detektoren. Tragen wir die jeweils von Pionen und Elektronen deponierte Energie in ein Histogramm ein, so erhalten wir zwei Spektren (Abb. 5.3). In den Spektren ist deutlich die von den TR-Photonen zusätzlich deponierte Energie im Elektron-Signal zu erkennen. Dieser Unterschied in der deponierten Energie ermöglicht eine Unterscheidung von Elektronen und Pionen. Dabei liefert die Auswertung der Daten einer einzelnen Lage zunächst nur eine geringe Performance bei der Teilchenidentifizierung. Erst durch den Einsatz mehrerer Lagen kann die angestrebte Leistung des gesamten Detektors erreicht werden. Für eine erfolgreiche Teilchenidentifizierung ist des Weiteren eine stabile Gasverstärkung unerlässlich.

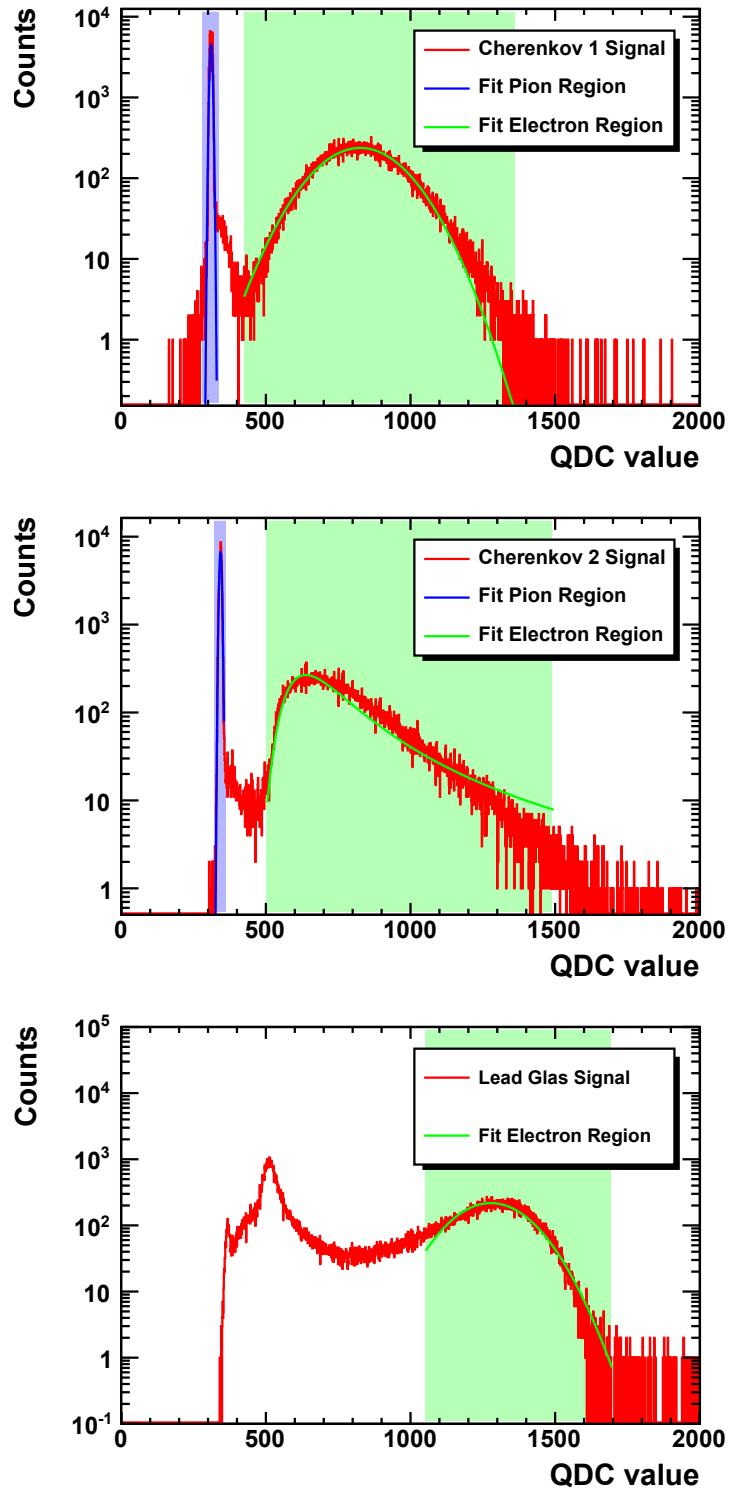


Abbildung 5.5: Signale der beiden Cherenkov-Detektoren und des Bleiglas zusammen mit den angewendeten Cuts (hellblaue bzw hellgrüne Bereiche)

Zur Untersuchung der Gasverstärkung betrachten wir im folgenden immer die Pion-Signale, da diese unabhängig vom eingesetzten Radiator sind. Abbildung 5.4 zeigt die Pion-Spektren von drei Runs mit unterschiedlichem differenziellen Kammerdruck. Deutlich ist bei steigendem Druck die Verschiebung zu kleineren Energien aufgrund einer geringeren Gasverstärkung zu erkennen. Eine Teilchenidentifizierung ist somit nur möglich, wenn die Daten jedes einzelnen Runs manuell korrigiert werden. Dazu wird jeweils die Position des Maximums des Pion-Spektrums vermessen, wodurch sich für jeden Run ein Korrekturfaktor ergibt. Eine Korrektur der Schwankungen innerhalb eines Runs ist dadurch allerdings nicht möglich.

Im folgenden wird untersucht, inwieweit eine automatische Korrektur der Spektren aufgrund der Daten über den differenziellen und absoluten Druck möglich ist. Dazu betrachten wir zunächst den Einfluss auf die Gasverstärkung.

5.2.1 Einfluss des differenziellen Drucks

Der differenzielle Druck, das heißt der Druckunterschied zwischen Kammer und Umgebung führt, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, zu einer Deformation des Eintrittsfensters. Diese beeinflusst die Feldgeometrie und damit auch die lokale Gasverstärkung. Die Gasverstärkung einer Vieldrahtproportionalkammer lässt sich gut durch die Diethorn-Gleichung beschreiben [Dav05]:

$$G = \left(\frac{V}{r_a \ln(r_c/r_a) E_{\min} \frac{\rho}{\rho_0}} \right)^{\frac{V \ln 2}{\ln(r_c/r_a) \Delta V}} \quad (5.1)$$

Mit der Spannung V , dem Drahtradius r_a und der (Xe/CO₂)-Gasdichte ρ . Die Gasdichte ρ_0 und minimale Ionisierungsenergie E_{\min} beziehen sich hingegen nur auf das Xenon. r_c hängt schließlich von geometrischen Faktoren wie dem Abstand der Drähte zueinander und zu den Kathodenebenen ab.

Die Simulation der Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Ausdehnung des Eintrittsfensters erfolgte mit Garfield (Abb. 5.6). Die Ergebnisse zeigen, dass schon kleine Änderungen im Abstand von Drahtebene und Eintrittsfenster die Gasverstärkung stark beeinflussen.

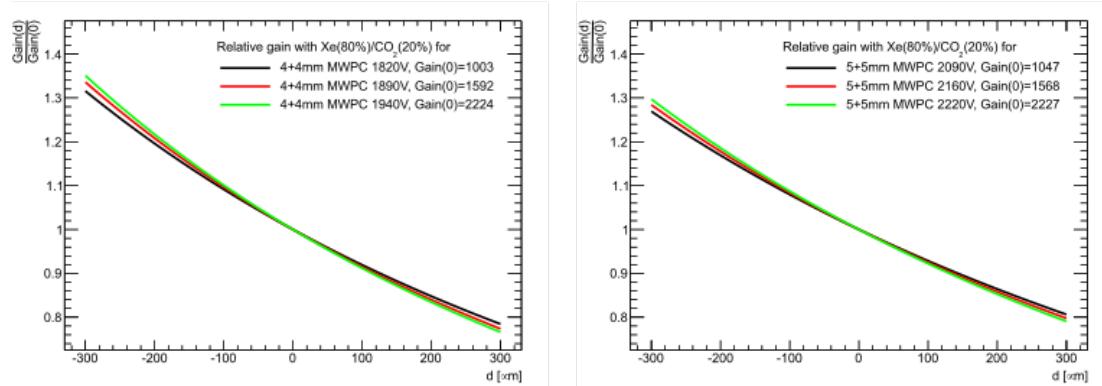


Abbildung 5.6: Simulationen zur Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Abstand des Eintrittsfensters zu den Anodendrchten. [Hel13]

5.2.2 Einfluss des absoluten Drucks

Während der differenzielle Druck sich durch die Deformation des Eintrittsfensters und der damit verbundenen nderung der Feldgeometrie auf die Gasverstärkung auswirkt, beeinflusst der absolute Druck diese direkt. Eine mit einem niedrigen Druck einhergehende geringe Dichte des Detektorgases vergrößert die mittlere freie Weglänge der bei der Gasverstärkung beschleunigten Elektronen. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit, dass diese die minimale Ionisierungsenergie erreichen, ohne zuvor durch Kollisionen einen Teil ihrer Energie zu verlieren. Um diesen Einfluss korrigieren zu können, messen alle Detektoren, bei denen der Effekt der Gasverstärkung eine Rolle spielt, immer auch den absoluten Gasdruck im Detektor. Zur Beschreibung des Einflusses des Drucks auf die Gasverstärkung lässt sich die Diethorn-Gleichung (5.1) mit Hilfe der allgemeinen Gasgleichung umschreiben:

$$G(T,P) = \left(\kappa \rho_0 \frac{T}{P} \right)^\alpha \quad (5.2)$$

Mit den Konstanten:

$$\kappa = \frac{VR}{r_a \ln(r_c/r_a) E_{\min}} \quad (5.3)$$

sowie

$$\alpha = \frac{V \ln 2}{\ln(r_c/r_a) \Delta V} \quad (5.4)$$

Für die Ermittlung der relativen Gainänderung bei konstanter Temperatur können wir $\kappa = \rho_0 = T = 1$ setzen, und die mit Garfield durchgeführte Simulation der Gasverstärkung damit fitten, um α zu ermitteln.

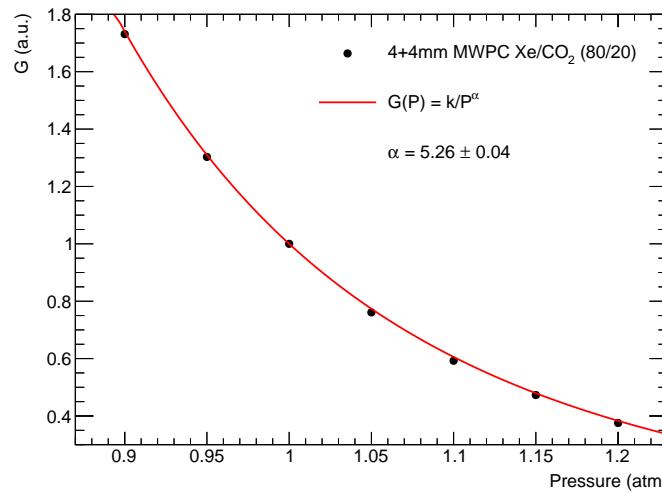


Abbildung 5.7: Simulation zur Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Absolutdruck des Detektorgases. [Hel15]

5.2.3 Korrektur der Messdaten

Nach den Simulationen zur durch den differenziellen Druck verursachten Deformation des Eintrittsfensters im vorangegangenen Kapitel und den Simulationen der Gasverstärkung in Abhängigkeit von Kathodenebene und absolutem Druck des Detektorgases folgt die eigentliche Korrektur der Messdaten. Zur Analyse der Gasverstärkung betrachten wir die Peak-Position des Pionen-Spektrums. Für die Performance der Teilchenidentifizierung ist eine stabile Gasverstärkung von besonderer Bedeutung. Die Schwankungen sollten im Bereich von wenigen Prozent liegen. Die Analyse der Messdaten (Abb. 5.8) zeigt, dass die Gasverstärkung während der Strahlzeit aufgrund der Druckschwankungen um bis zu 40% vom Mittelwert abwich.

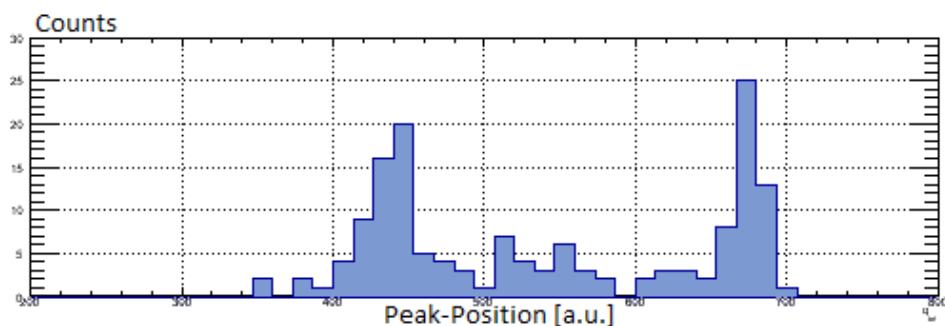


Abbildung 5.8: Verteilung der Pionen-Peak-Position in den Strahlzeitdaten

Um die Messdaten auf Basis des Kammerdrucks zu korrigieren, wurden die Simulationen des Eintrittsfensters und der Gasverstärkung kombiniert. Abbildung 5.9 zeigt die relative Gasverstärkung der einzelnen Runs, aufgetragen gegen den differenziellen Druck der Kammer, zusammen mit dem erwarteten Verlauf auf Grundlage der durchgeführten Simulationen der Deformation des Eintrittsfensters sowie den mit Garfield simulierten Auswirkung auf die Gasverstärkung. Die Pionen-Peak-Position als Maß für die Gasverstärkung wurde auf die erwartete Peak-Position normiert.

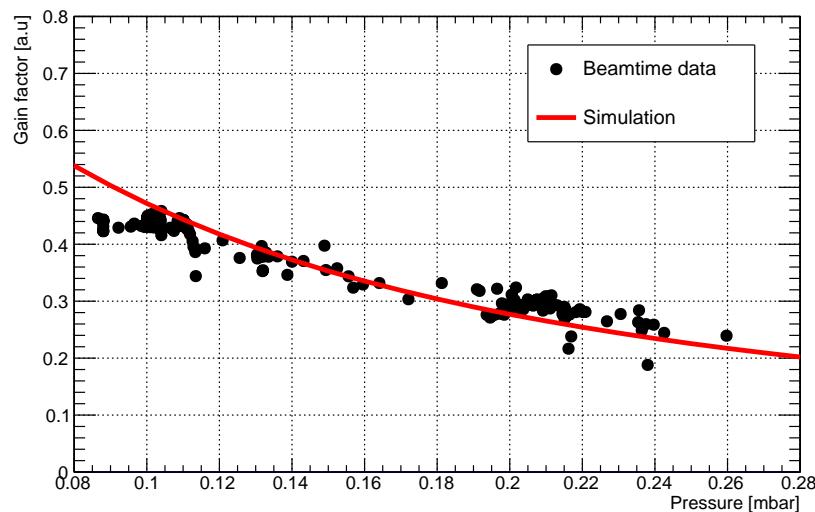


Abbildung 5.9: Relative Gasverstärkung in Abhängigkeit vom differenziellen Druck

Die Simulationen liefern für jeden Run einen Korrekturfaktor auf Grundlage des differenziellen und absoluten Kammerdrucks und ermöglicht so eine Kalibration der aufgezeichneten Spektren. Abbildung 5.10 zeigt die Verteilung der Pion-Peak-Position nach der Korrektur. Im Vergleich zu den nicht korrigierten Spektren liegt die maximale Abweichung vom Mittelwert bei 20%. Dies zeigt, dass eine Korrektur der Signale prinzipiell möglich ist. Allerdings wurde mit dieser Methode bei den Daten dieser Strahlzeit nicht die angestrebte maximale Gainvariation von unter 10% erreicht. Hier könnte man durch die kontinuierliche Aufzeichnung des differenziellen Drucks die Qualität noch einmal steigern.

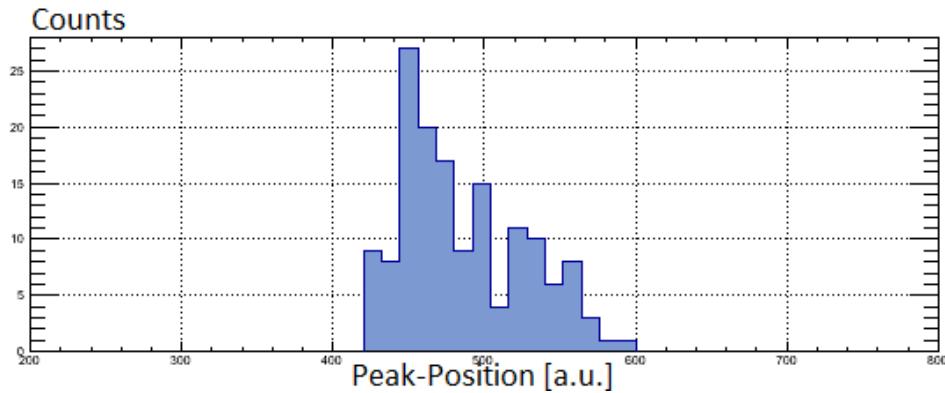


Abbildung 5.10: Verteilung der Pionen-Peak-Position nach Korrektur

Ein Detektor mit einem nicht stabilisierten Eintrittsfenster mit diesen Abmessungen, dessen Gasdruck nicht aktiv überwacht und geregelt wird, stellt in gewisser Weise einen Extremfall da. Denn große Änderungen in der Gasverstärkung stellen auch besondere Anforderungen an die Frontend-Elektronik. Diese müsste für einen großen dynamischen Bereich ausgelegt sein. Die Ergebnisse zeigen, dass für einen finalen Detektor eine stabile Gasverstärkung von besonderer Bedeutung ist. Dies könnte beispielsweise durch eine mechanische Stabilisierung des Eintrittsfensters oder eine präzise Steuerung des Gasdrucks erfolgen. Das abschließende Kapitel soll einen Ausblick auf mögliche zukünftige Entwicklungen geben.

KAPITEL 6

Zusammenfassung und Ausblick

Die Simulationen zur Druckabhängigkeit der Deformation des Eintrittsfensters und der Auswirkungen auf die Gasverstärkung sowie die Daten der Strahlzeit machen deutlich, dass die Ausdehnung des Eintrittsfensters einen starken Einfluss auf die Performance des Detektors hat. Auch eine aktive Überwachung und Regulierung des differentiellen Kammerdrucks (siehe [Thi96]) könnte die hydrostatischen Druckunterschiede zwischen Detektorgas und umgebender Luft nicht verhindern (siehe Kapitel 4, Abb. 4.12)

Eine direkte Methode zur Stabilisierung der Gasverstärkung liegt in der mechanischen Stabilisierung des Eintrittsfensters. Dies kann zum Beispiel durch einen geeigneten Radiator erfolgen, welcher in sich selbst stabil ist. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Verwendung einer geeigneten Stützstruktur, wie beispielsweise eines Gitters. Um den Einfluss eines Gitters zu simulieren gehen wir der einfachheit halber davon aus das sich dieses selber nicht verformt. Bei den folgenden Simulationen sollen die gleichen Rahmenbedingungen wie in Abschnitt 4.1.5 gelten (80%Xe:20%CO₂, 20µm Foliendicke und Abmessungen des Eintrittsfensters von 60x60cm²)

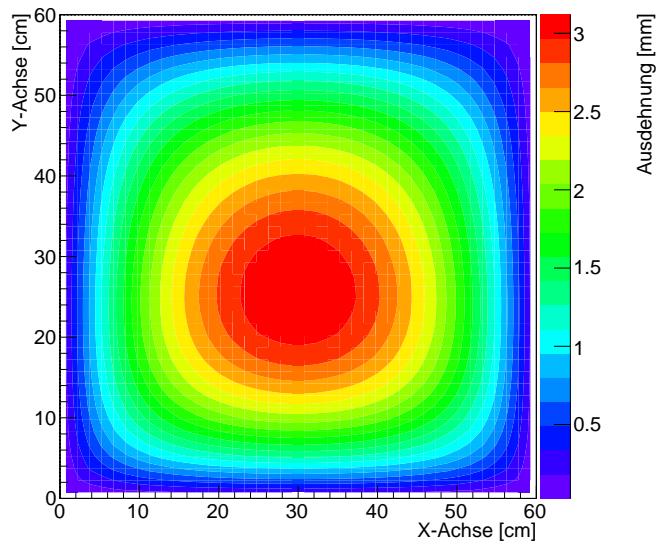


Abbildung 6.1: Ausdehnung ohne Stützgitter bei $100\mu\text{bar}$, mit 80% Xenon und 20% Kohlendioxid

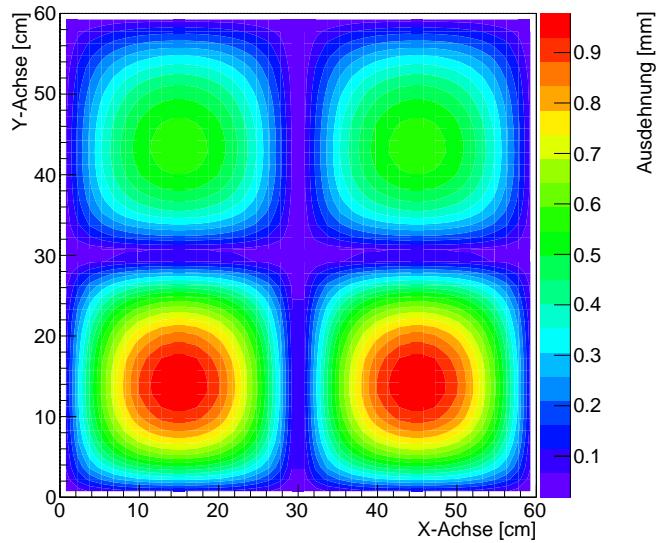


Abbildung 6.2: Ausdehnung bei $100\mu\text{bar}$, mit 80% Xenon und 20% Kohlendioxid und einer Stabilisierung durch ein 2x2-Stützgitter

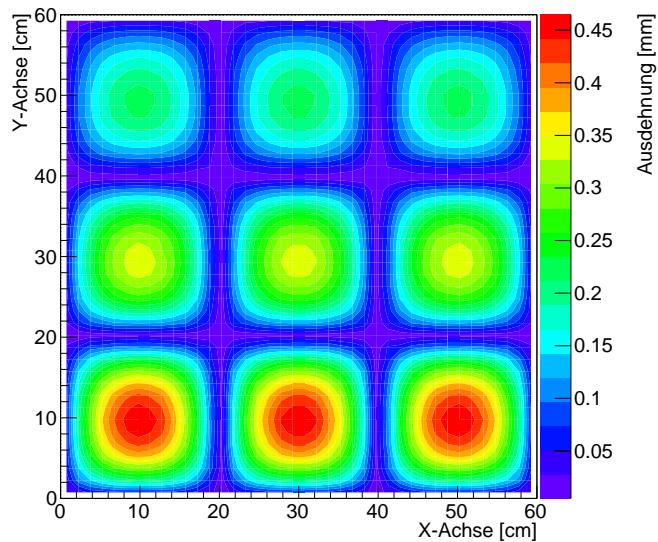


Abbildung 6.3: Ausdehnung bei $100\mu\text{bar}$, mit 80% Xenon und 20% Kohlendioxid und einer Stabilisierung durch ein 3x3-Stützgitter

Die Simulationen zeigen, dass schon ein einfaches Stützgitter, welches das Eintrittsfenster in vier Felder unterteilt, die maximale Ausdehnung um mehr als 60% von 3.1mm auf weniger als einen Millimeter reduziert. Eine Unterteilung in neun Felder durch ein Stützstruktur ermöglicht eine Reduzierung der maximalen Ausdehnung auf weniger als einen halben Millimeter bei sonst unveränderten Rahmenbedingungen. Hierbei ist zu beachten, dass ein reales Gitter sich je nach Material und Konstruktionsweise, unter Druck verformen würde. Auch können durch die Stege des Gitters Bereiche entstehen, an denen die TR-Photonen absorbiert werden. Eine mechanische Stabilisierung ist Gegenstand aktueller Untersuchungen am Institut für Kernphysik. Ein weiterer Ansatz zur Stabilisierung der Gasverstärkung besteht in der Veränderung der Feldgeometrie des Detektors. Abbildung 6.4 zeigt die bekannte Drahtgeometrie, wie sie bei diesem Detektor zum Einsatz kam. Bei der Modifikation in Abbildung 6.5 wurden zwischen den Anodendrähten weitere Drähte eingezogen. Diese Felddrähte liegen auf einem separaten Potential, und entkoppeln dadurch die Anodendrähte von den Kathodenebenen.

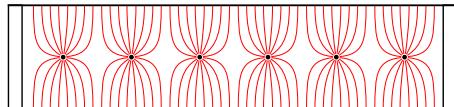


Abbildung 6.4: Aufbau einer MWPC mit Standard-Drahtgeometrie

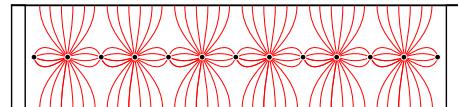


Abbildung 6.5: Aufbau einer MWPC mit alternierenden Drähten

Erste Versuche am Institut an einem $15 \times 15 \text{ cm}^2$ messenden Prototypen mit alternierenden Drähten verliefen erfolgversprechend. Abbildung 6.7 zeigt die Messungen bei einem differenziellen Kammerdruck von $500 \mu\text{bar}$ und einer alternierenden Drahtgeometrie. Im Vergleich zu einer Kammer mit der Standard-Geometrie (Abb. 6.6) zeigt sich bei gleichem Druck eine deutliche uniformere Gasverstärkung.

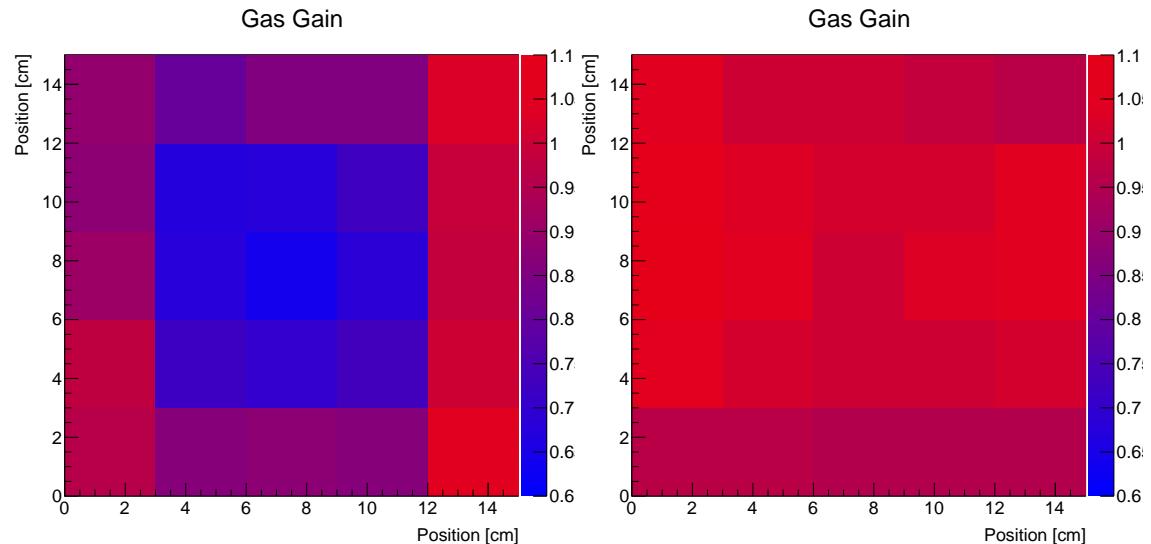


Abbildung 6.6: Messung der Gasverstärkung einer Kammer mit Standard-Drahtgeometrie bei einem differenziellen Druck von $500 \mu\text{bar}$ [Glä14]

Abbildung 6.7: Messung der Gasverstärkung einer Kammer mit alternierender Drahtgeometrie bei einem differenziellen Druck von $500 \mu\text{bar}$ [Glä14]

Literatur

- [Ant11] ANTON ANDRONIC, JOHANNES P. WESSELS: „Transition Radiation Detectors“. (2011), Bd. (siehe S. [14](#), [15](#)).
- [Are12] AREND, ANDREAS: „Private Kommunikation mit Andreas Arend“. (2012), Bd. (siehe S. [31](#)).
- [Ber15] BERGER, CHRISTOP: *Elementarteilchenphysik*. Aachen: Springer Spektrum, 2015 (siehe S. [3](#), [4](#)).
- [col08] COLLABORATION, THE NuSTAR: „Technical Design Report on the Super-FRS“. (2008), Bd. (siehe S. [8](#)).
- [Col08] COLLABORATION, THE PANDA: „Technical Design Report for: PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC)“. (2008), Bd. (siehe S. [8](#)).
- [Dah08] DAHMS, TORSTEN: „Dilepton spectra in p+p and Au+Au collisions at RHIC (Dissertation)“. (2008), Bd. (siehe S. [5](#)).
- [Dav05] DAVIDE PINCI, ALESSIO SARTI: „Studdy of the MWPC gas gain behaviour as a function of the gas pressure and temperature“. (2005), Bd. (siehe S. [33](#)).
- [Dil13] DILLENSEGER, PASCAL: „Charakterisierung und Signalanalyse von TRD-Prototypen für das CBM Experiment (Masterarbeit)“. (2013), Bd. (siehe S. [14](#)).
- [Glä14] GLÄSSEL, SUSANNE: „Private Kommunikation mit Susanne Glässel“. (2014), Bd. (siehe S. [42](#)).
- [Gri87] GRIFFITH, DAVID: *Introduction to elementary Particles*. Canada: John Wiles und Sons, 1987 (siehe S. [4](#)).
- [Grü91] GRÜNWALD, MICHAEL: „Fragmente der Vorsokratiker“. (1991), Bd. (siehe S. [1](#)).
- [Heg71] HEGEL, GEORG WILHELM FRIEDRICH: „Vorlesung über die Geschichte der Philosophie I“. (1971), Bd. (siehe S. [1](#)).

- [Hel13] HELLBÄR, ERNST: „Elektrostatische Simulationsstudien zum Übergangssstrahlungsdetektor des CBM-Experiments“. (2013), Bd. (siehe S. 34).
- [Hel15] HELLBÄR, ERNST: „Private Kommunikation mit Ernst Hellbär“. (2015), Bd. (siehe S. 35).
- [Pov14] POVH, BOGDAN: „Teilchen und Kerne“. (2014), Bd. (siehe S. 1, 2).
- [Sed14] SEDDIKI, SELIM: „The Compressed Baryonic Matter experiment“. (2014), Bd. (siehe S. 9, 10).
- [Sen11a] SENGER, PETER: *The CBM Physics Book*. Germany: The CBM Collaboration, 2011 (siehe S. 5).
- [Sen11b] SENGER, PETER: „The CBM Physics Book“. (2011), Bd. (siehe S. 10).
- [Thi96] THIESSEN, DOUGLAS MICHAEL: „The Gas System for the HERMES Transition Radiation Detector“. (1996), Bd. (siehe S. 39).

Danksagung

An erster Stelle bedanke ich mich bei Prof. Dr. Harald Appelshäuser, der mir die Möglichkeit gegeben hat diese Diplomarbeit am IKF zu erstellen und in den entscheidenden Momenten neue Impulse lieferte. Ein besonderer Dank gilt auch Prof. Dr. Christoph Blume für das Zweitgutachten und die große Unterstützung während der Arbeit. Ein großer Dank an dieser Stelle auch an Matthias Hartig sowie Werner Amend, der die Konstruktion der Detektoren mit vollem Einsatz unterstützt hat. Insbesondere für die schöne Zeit am CERN möchte ich mich bei Andreas Arend, Pascal Dillenseger, Thomas Bel und Ernst Hellbär bedanken. Für die angenehme Zeit und die viele interessanten Gespräche geht mein Dank an das ganze Institut.

Zuletzt noch ein ganz herzlicher Dank an meine Familie und Freunde die mich so tatkräftig während diese Arbeit unterstützt haben.

