

Ernst Hellbär

Elektrostatische Simulationsstudien zum  
Übergangsstrahlungsdetektor des  
CBM-Experiments

-2013-







# Elektrostatische Simulationsstudien zum Übergangsstrahlungsdetektor des CBM-Experiments

Bachelorarbeit  
am Institut für Kernphysik Frankfurt

dem Fachbereich Physik  
der Goethe-Universität  
Frankfurt am Main  
vorgelegt von

Ernst Hellbär

Januar 2013



# Inhaltsverzeichnis

|          |                                                                        |           |
|----------|------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung.....</b>                                                 | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Grundlagen .....</b>                                                | <b>3</b>  |
| 2.1      | Das Standardmodell .....                                               | 3         |
| 2.2      | Quark-Gluon-Plasma .....                                               | 5         |
| <b>3</b> | <b>Das <i>Compressed Baryonic Matter</i>-Experiment .....</b>          | <b>7</b>  |
| 3.1      | Detektorkonzept .....                                                  | 7         |
| 3.2      | Der Übergangsstrahlungsdetektor.....                                   | 9         |
| 3.2.1    | Übergangsstrahlung .....                                               | 10        |
| 3.2.2    | Funktionsweise einer Vieldrahtproportionalkammer.....                  | 10        |
| 3.2.3    | Gasverstärkung .....                                                   | 12        |
| 3.2.4    | TRD-Prototypen .....                                                   | 13        |
| <b>4</b> | <b>Elektrostatische Simulationen.....</b>                              | <b>15</b> |
| 4.1      | Detektorgeometrien .....                                               | 15        |
| 4.2      | Simulation der Gasverstärkung .....                                    | 16        |
| 4.3      | Variation der Gasverstärkung .....                                     | 20        |
| 4.4      | Schlussfolgerungen für die Verwendung eines dünnen Folienfensters..... | 24        |
| 4.5      | Simulation der Elektron-Driftzeiten.....                               | 25        |
| <b>5</b> | <b>Zusammenfassung und Fazit .....</b>                                 | <b>29</b> |
|          | <b>Literatur .....</b>                                                 | <b>31</b> |



# 1 Einleitung

Die Entstehung unseres Universums ist ein Thema, das viele Wissenschaftler beschäftigt. Man vermutet, dass Materie und Antimaterie unmittelbar nach dem Urknall in Form eines heißen, dichten Quark-Gluon-Plasmas existierten, das sich mit der Zeit ausgedehnt und abgekühlt hat. Um mehr über die Bedingungen zu Beginn des Universums zu erfahren und sie besser zu verstehen, versucht man im Labor mit Hilfe von Schwerionenkollisionen bei hohen Energien ähnliche Bedingungen zu schaffen. Erste *fixed-target* Experimente zur Erforschung des Phasendiagramms der Quantenchromodynamik (QCD) waren BEVALAC am *Lawrence Berkeley Laboratory* und SIS18 an der GSI in Darmstadt, die Schwerionen auf Energien von 1-2 A GeV beschleunigten. Allerdings reichten diese Energien nicht aus um in die Phase des *deconfinements* vorzudringen. Mit Experimenten am AGS (Alternating Gradient Synchrotron) am *Brookhaven National Laboratory* (BNL), wo man Goldatome mit Energien zwischen 2 und 11 A GeV verwendete, und am SPS (Super Proton Synchrotron) am CERN, das Bleiatome auf Energien von 10 bis 160 A GeV beschleunigte, konnte man erste Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas nachweisen. Noch höhere Energien lassen sich mit *Collider*-Experimenten realisieren. Mit dem *Relativistic Heavy-Ion Collider* (RHIC) am BNL erreicht man Schwerpunktsenergien von bis zu  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV für Goldatome, während man am LHC am CERN derzeit sogar Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV für Bleiatome und bis zu  $\sqrt{s_{NN}}=8$  TeV für Protonen erzeugt. Da bei solch hohen Energien etwa genauso viele Teilchen wie Antiteilchen entstehen, kann man so den Bereich des Phasendiagramms mit niedriger Baryondichte und sehr hoher Temperatur untersuchen. Mit dem zukünftigen *Compressed Baryonic Matter*-Experiment an der *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR) in Darmstadt will man den bisher noch wenig bekannten Bereich des Phasendiagramms bei niedrigen bis moderaten Temperaturen und hohen Baryondichten erforschen, indem man Schwerionenkollisionen mit Energien bis zu 44 A GeV erzeugt [CBM11]. Zur Identifizierung von Elektronen, die z.B. durch den Zerfall von Charmonia entstehen können, nutzt man beim CBM-Experiment einen Übergangsstrahlungsdetektor (TRD), der auf einer *Multi-wire Proportional Chamber* (MWPC) basiert und insgesamt eine Fläche von 585 m<sup>2</sup> abdecken soll. Die Größe einer einzelnen MWPC stellt dabei eine Herausforderung an die Entwicklung der Kammern dar. Insbesondere wirft das dünne Eintrittsfenster aus Mylarfolie, das eine geringe Absorptionswahrscheinlichkeit der TR-Photonen aufweist und für die TRD-Prototypen verwendet wurde, die Frage nach der *Gain*-Stabilität der Kammer auf. Wenn sich der Außendruck ändert, dehnt sich das Folienfenster auf Grund des Unterschieds zum Innendruck der Kammer verschieden stark aus, was zu einer Änderung der Gasverstärkung führt. Die Motivation dieser Arbeit ist Simulationen durchzuführen, die die Gain-Änderung in Abhängigkeit der Folienausdehnung bestimmen, und eine Aussage zu treffen, ob solch ein dünnes Folienfenster dieser Größe für den TRD in Anbetracht der Gain-Variation in Frage kommt.



# 2 Grundlagen

## 2.1 Das Standardmodell

Die grundlegende Theorie in der heutigen Elementarteilchenphysik ist das Standardmodell, das die Elementarteilchen und die fundamentalen Wechselwirkungen beschreibt. Dabei unterscheidet man die Fermionen mit halbzahligem Spin von den Bosonen mit ganzzahligem Spin (Tabelle 2.1). Die Fermionen werden in jeweils drei Generationen von Quarks (q) und Leptonen (l) unterteilt, woraus sich insgesamt sechs verschiedene Quarkflavor und sechs verschiedene Leptonen ergeben. Das *up*-, *charm*- und *top*-Quark haben eine elektrische Ladung von  $+\frac{2}{3}$ , das *down*-, *strange*- und *bottom*-Quark tragen die Ladung  $-\frac{1}{3}$ . Das Elektron ( $e^-$ ), Myon ( $\mu^-$ ) und Tau ( $\tau^-$ ) tragen die Ladung -1, wohingegen die Neutrinos ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) keine elektrische Ladung besitzen. Zu jedem Teilchen gibt es ein entsprechendes Antiteilchen mit gleicher Masse, aber gegenteiliger Ladung und gegenteiligen Quantenzahlen.

Die Wechselwirkung zwischen Teilchen erfolgt durch den Austausch von Vektor- oder Eichbosonen. Die vier fundamentalen Wechselwirkungen sind die Gravitation, die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung. Die Gravitation, die nicht im Standardmodell enthalten ist, ist die schwächste der vier Kräfte und spielt auf subatomarer Ebene nur eine vernachlässigbare Rolle.

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch die Feldtheorie der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben und über den Austausch eines masselosen Photons ( $\gamma$ ) vermittelt. Dieses koppelt mit dem Faktor  $\sqrt{\alpha}$  an die wechselwirkenden Teilchen, wobei  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$  auch als Feinstrukturkonstante oder elektromagnetische Kopplungskonstante bezeichnet wird und ein Maß für die Kopplungsstärke ist [PDG12]. Die felderzeugende Größe ist hierbei die elektrische Ladung  $e$ . Demnach nehmen alle Quarks, das  $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$  und die entsprechenden Antiteilchen an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil, jedoch nicht die Neutrinos, welche ausschließlich schwach wechselwirken. Da das Photon keine Masse besitzt, hat die

| Fermionen |         |           |            | Ladung          |
|-----------|---------|-----------|------------|-----------------|
| Quarks    | up      | charm     | top        | $+\frac{2}{3}e$ |
|           | down    | strange   | bottom     | $-\frac{1}{3}e$ |
| Leptonen  | $e^-$   | $\mu^-$   | $\tau^-$   | -1 e            |
|           | $\nu_e$ | $\nu_\mu$ | $\nu_\tau$ | 0               |

| Eichbosonen |   |       |         |
|-------------|---|-------|---------|
| $\gamma$    | g | $Z^0$ | $W^\pm$ |

Tabelle 2.1: Die Elementar- und Austauscheteilchen des Standardmodells [PDG12].

elektromagnetische Wechselwirkung eine unendliche Reichweite und kann durch ein Coulombpotential  $V_C(r) \propto \frac{1}{r}$  charakterisiert werden.

Die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung sind die  $W^+$ -,  $W^-$ - und  $Z^0$ -Bosonen. Im Gegensatz zum Photon haben diese mit  $M_{W^\pm} \approx 80 \text{ GeV}/c^2$  und  $M_Z \approx 91 \text{ GeV}/c^2$  eine große Masse, was die schwache Wechselwirkung zu einer kurzreichweitigen Kraft macht. Das Analogon zur elektrischen Ladung ist in der schwachen Wechselwirkung die schwache Ladung  $g$ , die von derselben Größenordnung ist. Die Ursache für die geringe Kopplungsstärke der schwachen Wechselwirkung, die über die Fermikonstante  $G_F$  definiert wird und  $\frac{G_F}{(\hbar c^3)} = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g^2}{M_W^2 c^4} \approx 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  beträgt, ist somit die Masse der  $W$ - und  $Z$ -Bosonen [Gri08].

Durch die elektroschwache Vereinheitlichung lassen sich die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung als zwei Aspekte derselben Kraft, der elektroschwachen Wechselwirkung, zusammenfassen, indem man die jeweiligen Ladungen mit dem Weinbergwinkel  $\theta_W$  verknüpft [Pov06].

Während alle Fermionen schwach wechselwirken, sind Quarks und Gluonen ( $g$ ) die einzigen Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen. Durch den Austausch von Gluonen bilden die Quarks Hadronen, wobei man die Baryonen von den Mesonen unterscheidet. Hierfür hat man eine Quantenzahl eingeführt, die Baryonenzahl  $\mathcal{B}$ . Quarks haben die Baryonenzahl  $\mathcal{B} = \frac{1}{3}$  und Antiquarks entsprechend die Baryonenzahl  $\mathcal{B} = -\frac{1}{3}$ . Baryonen werden als Zustände mit Baryonenzahl  $\mathcal{B} = 1$  definiert, was einer Kombination von drei Quarks und einer beliebigen Anzahl von Quark-Antiquark Paaren entspricht. Bisher wurden jedoch nur qqq-Zustände beobachtet. Mesonen haben die Baryonenzahl  $\mathcal{B} = 0$  und sind gebundene  $q\bar{q}$ -Zustände [PDG12].

Gluonen können auch untereinander wechselwirken, sie tragen demnach genau wie die Quarks die Ladung der starken Wechselwirkung, die man Farbladung genannt hat. Diese kommt in sechs Zuständen vor, die man zur Veranschaulichung mit rot, grün und blau bzw. deren Antifarben bezeichnet. In Anlehnung daran heißt die Feldtheorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung Quantenchromodynamik (QCD). Quarks tragen immer eine Farbe bzw. Antiquarks dementsprechend eine Antifarbe, wohingegen das Gluon immer eine Farbe und eine zweite Antifarbe trägt. Bisher konnte noch kein einzelnes freies Quark oder Gluon direkt beobachtet werden, sondern nur farbneutrale Objekte. Farbneutral bedeutet in diesem Sinn entweder eine Kombination aus allen drei Farben oder Antifarben, wie bei Baryonen und Antibaryonen, oder eine Kombination aus einer Farbe und der entsprechenden Antifarbe, wie bei Mesonen. Die Ursache für die Farbneutralität aller beobachteten Teilchen ist das *confinement*. Versucht man, die Quarks aus einem Hadron zu trennen, muss man soviel Energie bereitstellen, dass sich neue reelle Quark-Antiquarkpaare bilden können. Diese Eigenschaft spiegelt sich in der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  wider, die vom Impulsübertrag bzw. der Entfernung der Teilchen voneinander abhängt (Abbildung 2.1). Für kleine Impulsüberträge und somit große Distanzen ist die Kopplung groß, für große Impulsüberträge und kleine Distanzen ist  $\alpha_s$  dagegen sehr klein, was man auch als asymptotische Freiheit bezeichnet. Die Eigenschaften der starken Wechselwirkung lassen sich näherungsweise mit einem Potential der Form

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s \hbar c}{r} + kr \quad (2.1)$$

beschreiben [Gri08]. Hier ist  $r$  der Abstand der Teilchen und  $k$  ein konstanter Faktor. Bei kleinen Abständen dominiert der erste Term, der einem Coulombpotential

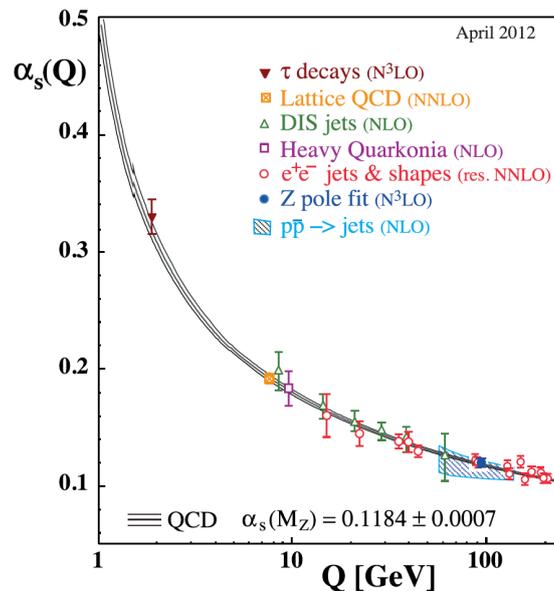


Abbildung 2.1: Messungen der starken Kopplungskonstanten als Funktion des Impulsübertrags  $Q$  [PDG12].

ähnelt, wohingegen für große Abstände das Potential auf Grund des linearen Anteils beliebig groß wird und die Energie ausreicht um ein reelles Quark-Antiquark Paar zu erzeugen. Dies führt zu einer Reichweite der starken Wechselwirkung von etwa 1 fm.

## 2.2 Quark-Gluon-Plasma

Die asymptotische Freiheit der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  führt dazu, dass Quarks und Gluonen sich bei sehr hohen Energien oder Temperaturen, wie sie wenige Mikrosekunden nach dem Urknall herrschten, frei bewegen können und nicht mehr einem einzigen Hadron zuzuordnen sind. Es kommt zum *deconfinement* und die Teilchen befinden sich in der Phase des Quark-Gluon-Plasmas (QGP) [CBM11]. Diesen Zustand kann man auch mit sehr hohen Teilchendichten erreichen. Die verschiedenen Phasen der Kernmaterie werden in Abbildung 2.2 in Abhängigkeit von der Netto-Baryondichte und der Temperatur dargestellt. Gitterrechnungen zufolge ist der Phasenübergang vom Hadrongas zum Quark-Gluon-Plasma bei verschwindender Baryondichte kontinuierlich. Die kritische Temperatur für diesen Phasenübergang wird auf  $154 \pm 9$  MeV abgeschätzt [Baz12]. Bei niedriger Temperatur und steigender Baryondichte erwartet man einen Phasenübergang erster Ordnung. Große Baryondichten werden z.B. im Innern von Neutronensternen vermutet. Die Existenz eines kritischen Punktes, der den Phasenübergang erster Ordnung begrenzt und an dem ein Phasenübergang zweiter Ordnung stattfindet, wird sowohl von theoretischen Modellen [Phi12] als auch von experimenteller Seite [Agg10] in Betracht gezogen.

In modernen *Collider*- und *fixed-target*-Experimenten werden Schwerionen auf ultrarelativistische Energien beschleunigt und zur Kollision gebracht oder auf ein fest installiertes *target* geschossen. Bei diesen Kollisionen entsteht bei Energien größer als 10 A GeV ein sehr dichtes und heißes Medium, das oft als „Feuerball“ bezeichnet wird, und für sehr kurze Zeit (weniger als  $10^{-22}$  s) ein Quark-Gluon-Plasma, gefolgt von einer schnellen Expansion und Abkühlung des Systems im Zustand des *decon-*

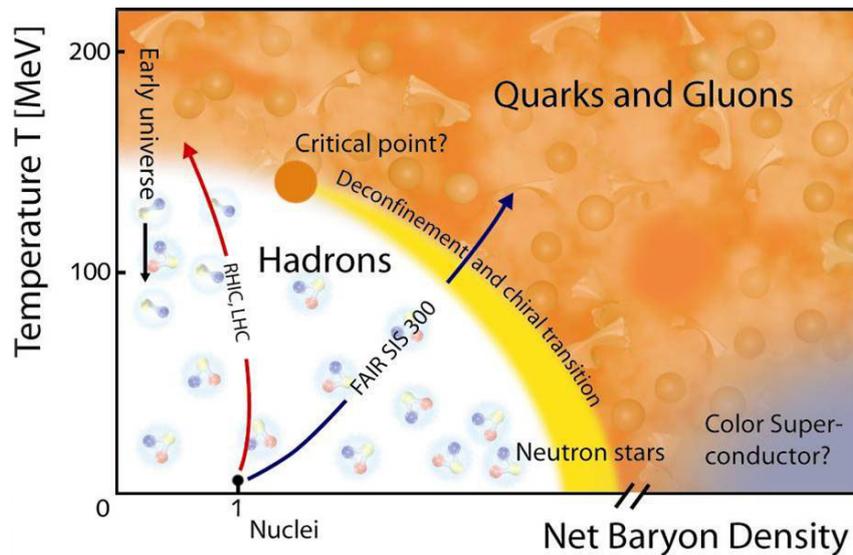


Abbildung 2.2: Das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie in Abhängigkeit von der Netto-Baryondichte und der Temperatur [Gsi10].

*finements*. Ist das System soweit abgekühlt, dass *confinement* einsetzt, verbinden sich die Quarks und Gluonen zu Hadronen, was man als Hadronisierung bezeichnet. Die Hadronen wechselwirken nicht mehr stark miteinander und es kommt zum *freeze-out*. Um Informationen aus der Phase des QGP zu erhalten, benötigt man geeignete Sonden. Dazu untersucht man die bei der Kollision erzeugten Teilchen, die mit verschiedenen Detektoren nachgewiesen werden. Die am häufigsten erzeugten Teilchen bei solchen Kollisionen sind Hadronen. Da diese jedoch während den verschiedenen Phasen bis zum *freeze-out* mit ihrer Umgebung stark wechselwirken und sich stetig den verändernden Bedingungen anpassen [CBM11], liefern Hadronen hauptsächlich Informationen aus dem Endstadium des Systems. Elektromagnetische Sonden, wie Elektron-Positron-Paare oder Photonen, wechselwirken nicht stark und können somit ungestört dem Zentrum der Kollision entweichen. Sie liefern damit Informationen über die frühe und heiße Phase des Systems. Elektromagnetische Sonden entstehen u.a. beim Zerfall von leichten Vektormesonen, wie dem  $\rho$ -,  $\omega$ - oder  $\phi$ -Meson. Weitere Teilchen, die in Leptonen oder Leptonpaare zerfallen können, sind D-Mesonen, die aus einem *charm*- und einem *up*- oder *down*-Quark bestehen, oder  $c\bar{c}$ -Zustände (Charmonia), wie z.B. das  $J/\psi$ . Da man erwartet, dass *charm*-Quarks in der frühen Phase des „Feuerballs“ erzeugt werden, ist der Nachweis dieser Teilchen eine der wichtigen Observablen zur Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas, die vom zukünftigen CBM-Experiment gemessen werden soll.

# 3 Das *Compressed Baryonic Matter*-Experiment

Das *Compressed Baryonic Matter*-Experiment (CBM) ist eines von mehreren Experimenten der derzeit im Bau befindlichen Beschleunigeranlage *Facility for Anti-proton and Ion Research* (FAIR) in Darmstadt. Dort entsteht neben dem bereits vorhandenen Linearbeschleuniger UNILAC und dem Ringbeschleuniger SIS18 der GSI ein Doppelsynchrotron SIS100/300 mit einem Umfang von etwa 1100 m, an das das CBM-Experiment angebunden ist. Weiterhin sind drei Speicherringe (HESR, RESR/CR, NESR) geplant, sowie Experimente aus der Hadronenphysik (PANDA), nuklearen Astrophysik (NUSTAR), Plasmaphysik und Atomphysik [CBM11]. Der Aufbau der gesamten Anlage ist in Abbildung 3.1 gezeigt.

Beim CBM-Experiment handelt es sich um ein *fixed-target*-Experiment mit dem Ziel, den Phasenübergang erster Ordnung zum *deconfinement* bei hohen Baryondichten und niedrigen bis moderaten Temperaturen zu untersuchen. Dies beinhaltet die Suche nach dem kritischen Punkt, an dem der Phasenübergang kontinuierlich wird, und die mögliche Veränderung hadronischer Eigenschaften im Bereich des Phasenübergangs. Hierzu werden Schwerionen auf Energien von maximal 10,7 A GeV (U) bis 14 A GeV (Ca) in SIS100 bzw. 34 A GeV (U) bis 44 A GeV (Ca) in SIS300 beschleunigt und auf das *target* geschossen, wobei man Reaktionsraten von bis zu 10 MHz erreicht. Zur Untersuchung des Phasenübergangs spielt beim CBM-Experiment die Messung von Teilchen mit *charm*-Quarks (*D*-Mesonen und Charmonia) eine große Rolle. Man analysiert die Produktionsraten dieser Teilchen und deren Verhältnisse, z.B.  $J/\psi/D$ , von denen man vermutet, dass sie sich beim Phasenübergang ändern könnten. Weitere wichtige Observablen sind u.a. Teilchen mit einem oder mehreren *strange*-Quarks, die eine Aussage über die Eigenschaften und die Entwicklung des Mediums machen, und leichte Vektormesonen, mit denen man hadronische Eigenschaften im Medium untersuchen und auf eine mögliche Veränderung dieser schließen kann. Vektormesonen werden durch ihren Zerfall in Leptonpaare nachgewiesen. Insbesondere das  $\rho$ -Meson hat eine Lebensdauer ( $\approx 10^{-24}$  s) [PDG12], die kürzer ist, als die Existenz des „Feuerballs“, und liefert direkten Zugang zur frühen Phase des Systems [Mah12].

Die effiziente Messung einer Vielzahl an Teilchen, die von *bulk* Observablen wie Pionen über Teilchen mit *strange*-Quarks bis hin zu den seltenen *charm*-Quarks reicht, erfordert die Entwicklung eines neuen Detektorsystems zusammen mit einer schnellen Ausleseelektronik und Datenerfassung.

## 3.1 Detektorkonzept

Das CBM-Experiment soll eine große Anzahl verschiedener Hadronen identifizieren und sie von Leptonen unterscheiden, deren Impuls messen, Zerfallsvertices präzise

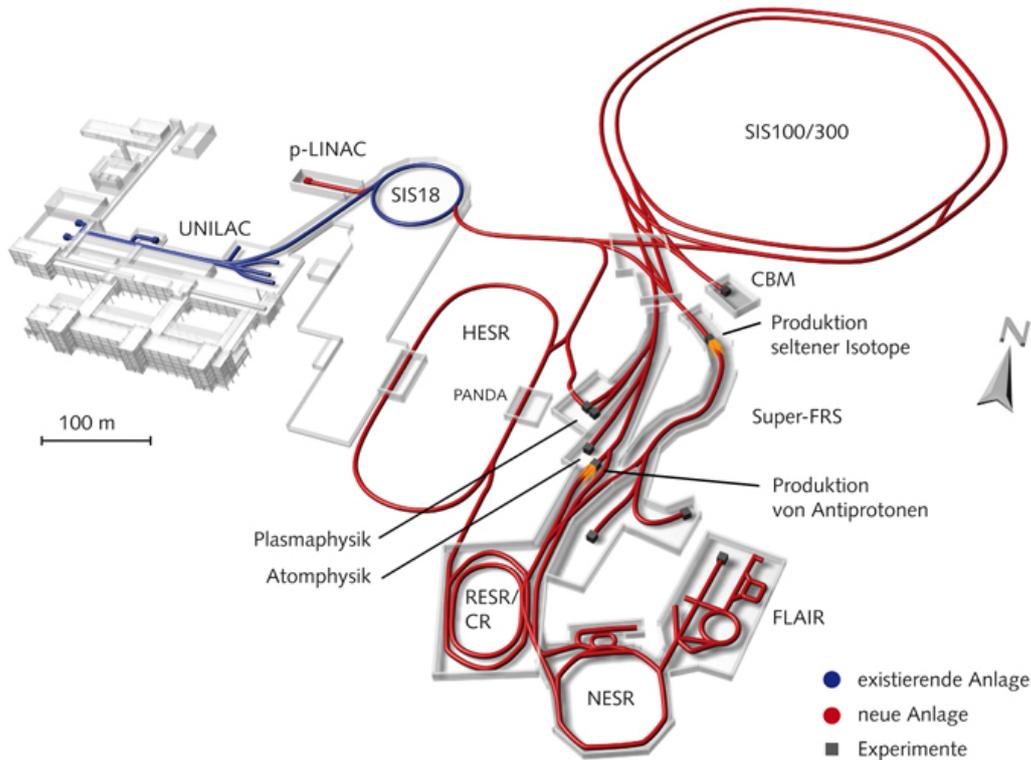


Abbildung 3.1: Der Aufbau der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR [Gsi12].

bestimmen und Teilchenspuren rekonstruieren. Um diese Ziele zu verwirklichen, werden schnelle und strahlungsharte Detektoren eingesetzt, die den hohen Teilchenflüssen und Reaktionsraten standhalten, während das Materialbudget möglichst niedrig gehalten wird. Für den *First-level Event Selector* (FLES), der die detektierten Ereignisse online rekonstruieren soll, benötigt man eine ebenso schnelle Ausleseelektronik und Datenerfassung.

In Abbildung 3.2 ist der geplante Aufbau des CBM-Detektors dargestellt. Direkt hinter dem *target* befindet sich der *Micro-Vertex Detector* (MVD) und das *Silicon Tracking System* (STS), die von einem Dipolmagnet mit einer magnetischen Steifigkeit von 1 Tm umschlossen sind. Der MVD dient in erster Linie dazu, *D*-Mesonen über ihren Zerfall in Pionen und Kaonen durch Bestimmung des sekundären Zerfallsvertex zu identifizieren. Die notwendige Präzision erreicht man durch Verwendung von 2 bis 3 Lagen *Monolithic Active Pixel Sensors* (MAPS), die zu einer Auflösung von 50-100  $\mu\text{m}$  entlang der Strahlachse führen. Mit Hilfe des STS werden Spuren geladener Teilchen in einem Impulsbereich von 0,1-10 GeV/c rekonstruiert und deren Impuls mit einer Impulsauflösung von  $\Delta p/p = 1\%$  gemessen. Es besteht aus bis zu 8 Lagen doppelseitigen *Micro-Strip* Sensoren aus Silizium, die 30-100 cm hinter dem *target* aufgebaut sind. Zur Identifikation von Elektronen bei Impulsen unter 10 GeV/c wird hinter dem Dipolmagneten ein *Ring Imaging Cherenkov* Detektor (RICH) eingesetzt. Er besteht aus einem Gasvolumen von  $\text{CO}_2$  als Radiator, vier  $40 \times 40 \text{ cm}^2$  großen Spiegeln und 16 *Multi-Anode Photomultiplier Tubes* (MAPMTs) zur Detektion der Cherenkov-Ringe [Kop12]. Weiterhin wird zur Elektronidentifikation und Pionunterdrückung bei Impulsen über 1,5 GeV/c ein *Transition Radiation Detector* (TRD) verwendet. Mit voraussichtlich bis zu zehn Lagen TRD-Modulen wird dabei ein Pionunterdrückungsfaktor von 100 bei einer Elektroneffizienz von

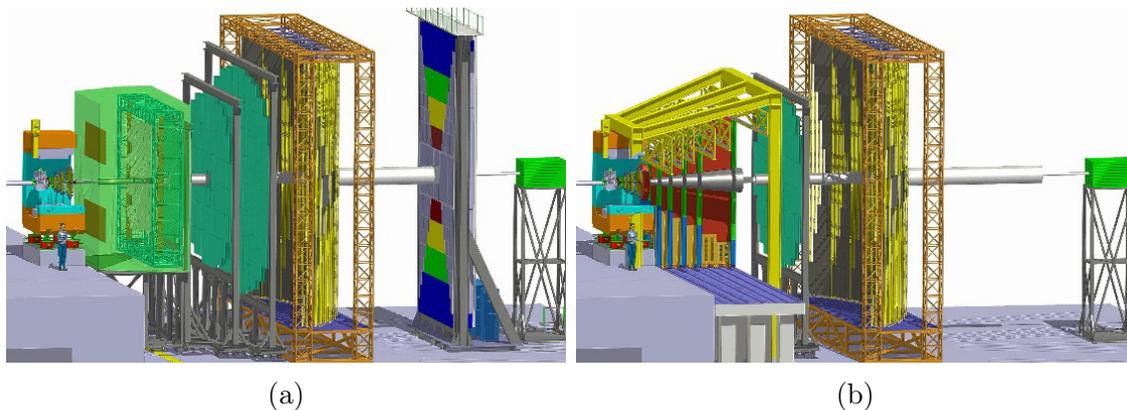


Abbildung 3.2: (a) Der Detektoraufbau mit *Silicon Tracking System* (STS) und *Micro-Vertex Detector* (MVD) innerhalb des Dipolmagneten, *Ring Imaging Cherenkov Detektor* (RICH), *Transition Radiation Detektor* (TRD), *Resistive Plate Chambers* (RPC), elektromagnetischem Kalorimeter (ECAL) und *Projectile Spectator Detector* (PSD). (b) An Stelle des RICH-Detektors wird zur Myonidentifikation das *Muon Chamber System* (MuCh) eingesetzt. [CBM11].

90 % und eine Ortsauflösung von  $200\text{-}300\ \mu\text{m}$  für globales *tracking* erreicht. Zur Identifikation von Myonen kann an Stelle des RICH-Detektors der *Muon Chamber Detektor* (MuCh) platziert werden, der aus sechs Lagen Hadronabsorber aus Eisen aufgebaut ist, zwischen denen sich jeweils drei Lagen Gasdetektoren basierend auf der GEM Technologie befinden. Hadronen werden mittels Flugzeitmessung von einem *Time of Flight* Detektor (TOF) identifiziert. Hierzu werden *Resistive Plate Chambers* (RPC) verwendet, die eine Zeitauflösung von 80 ps haben und eine Fläche von  $120\ \text{m}^2$  abdecken. Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) soll Photonen und neutrale Teilchen identifizieren und besteht aus 140 dünnen Schichten Blei und Szintillatoren. Abgeschlossen wird der Detektorkomplex vom *Projectile Spectator Detector* (PSD), der zur Bestimmung der Zentralität der Ereignisse und der Reak-tionsebene dient. Der PSD ist ein Blei-Szintillator-Kalorimeter mit einer hohen und gleichmäßigen Energieauflösung.

Für den Betrieb von SIS100 ist eine reduzierte Startversion des CBM-Detektors in Kombination mit dem HADES Spektrometer geplant, bei der der TRD zur Spurre-konstruktion für den TOF verwendet werden kann. Sobald die ersten SIS300 Strahlen zur Verfügung stehen, wird der vollständige CBM-Detektor zum Einsatz kommen [CBM11; Mah12].

Das Institut für Kernphysik Frankfurt (IKF) der Goethe-Universität ist an der Ent-wicklung des Übergangsstrahlungsdetektors beteiligt, der Gegenstand dieser Arbeit ist und im folgenden Abschnitt genauer beschrieben wird.

## 3.2 Der Übergangsstrahlungsdetektor

Ein große Anzahl der Teilchen, die bei einer Schwerionenkollision entstehen, kön-nen zum Teil in Pionen ( $\pi^\pm$ ) oder Elektronen und Positronen ( $e^\pm$ ) zerfallen. Ins-besondere sollen im CBM-Experiment leichte Vektormesonen und Charmonia über ihren Zerfall in Leptonpaare nachgewiesen werden. Um Elektronen und Positro-

nen effizient zu identifizieren und von Pionen zu unterscheiden, verwendet man einen Übergangsstrahlungsdetektor (TRD). Während Elektronen/Positronen und geladene Pionen die gleiche elektrische Ladung  $\pm 1$  besitzen, ist die Masse von Elektronen/Positronen ( $m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2$ ) wesentlich kleiner als die der Pionen ( $m_{\pi^\pm} = 139,57 \text{ MeV}/c^2$ ) [PDG12]. Bei Impulsen über  $1,5 \text{ GeV}/c$  können Elektronen und Positronen mit Hilfe eines geeigneten Radiators Übergangsstrahlung emittieren (vgl. Unterabschnitt 3.2.1), wohingegen Pionen auf Grund ihrer viel größeren Masse nicht dazu in der Lage sind. Nachgewiesen werden die Teilchen mit einer Vieldrahtproportionalkammer (*Multiwire Proportional Chamber*, MWPC), deren Aufbau und Funktionsweise in Unterabschnitt 3.2.2 beschrieben werden.

### 3.2.1 Übergangsstrahlung

Bewegt sich ein elektrisch geladenes Teilchen durch eine Anzahl von Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten, kann Übergangsstrahlung (*transition radiation*, TR) in Form von Photonen auftreten. Sie wird an den Grenzflächen der Medien emittiert und kann mit Hilfe einer Bildladung erklärt werden. Das geladene Teilchen und seine Bildladung fliegen dabei auf die Grenzfläche der beiden unterschiedlich dichten Medien zu und erzeugen einen Dipol, dessen Feldstärke zeitlich abhängig ist und Strahlung erzeugt. Damit Übergangsstrahlung auftreten kann, muss bei relativistischen Teilchen der Lorentzfaktor  $\gamma = \frac{E}{mc^2}$  größer als 1000 sein [Kle92]. Daraus folgt, dass die emittierten Photonen nahezu in dieselbe Richtung fliegen, wie das Teilchen, durch das sie erzeugt werden, da sich die Strahlung in dem Öffnungswinkel  $\theta \sim \frac{1}{\gamma}$  konzentriert.

Die Erzeugung von Übergangsstrahlung wird mit Hilfe von Radiatoren realisiert, die mit einer bestimmten Anzahl von Übergängen die Emission eines TR-Photons durch ein Elektron/Positron ermöglichen. Beispiele hierfür sind u.a. reguläre Folienradiatoren oder eine Kombination aus Polypropylenfasern und ROHACELL-Schaum, wie sie beim ALICE-TRD verwendet wird (irreguläre Radiatoren) [Pac11].

### 3.2.2 Funktionsweise einer Vieldrahtproportionalkammer

Der Nachweis von Teilchen mit Hilfe einer Vieldrahtproportionalkammer (MWPC) basiert auf der Ionisation von Gasatomen innerhalb der Kammer. Aufgebaut ist eine MWPC aus mehreren dünnen, langen Anodendrähten mit einem Durchmesser im Bereich von  $20 \mu\text{m}$ , die im Abstand von einigen Millimetern voneinander zwischen zwei geerdete Kathodenebenen aufgespannt werden. Der Abstand von einer Kathodenebene zu den Anodendrähten beträgt ebenfalls einige Millimeter (vgl. Abbildung 3.3). Durch eine an den Anodendrähten angelegte Hochspannung entsteht in der Kammer ein elektrisches Feld, dessen Feldstärke in Richtung der Anodendrähte ansteigt und in deren nächster Umgebung sehr groß ( $\sim 10^5 \text{ V/cm}$ ) wird. Gefüllt wird die Kammer mit einem Gas, welches man auch als Zählgas bezeichnet.

Bewegt sich nun ein Teilchen mit ausreichend Energie durch den Detektor, wird es mit einem oder mehreren Atomen des Zählgases zusammenstoßen und einen Bruchteil seiner Energie übertragen. Reicht diese Energie aus um das Gasatom zu ionisieren und ein Elektron-Ion-Paar zu erzeugen, spricht man von *Primärionisation*.

Die Elektronen werden auf Grund des elektrischen Feldes mit  $\vec{a} = \frac{e\vec{E}}{m}$  beschleunigt

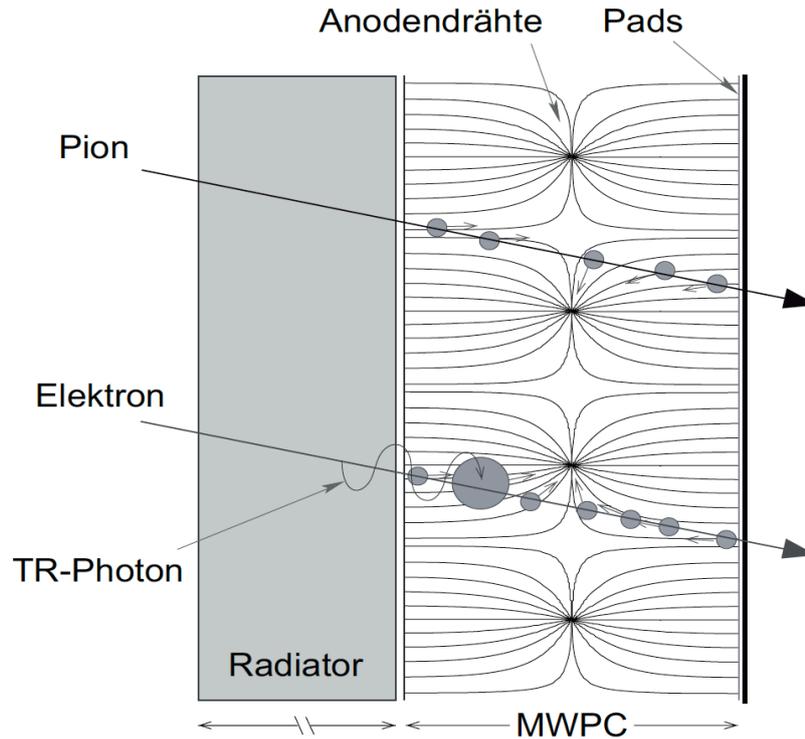


Abbildung 3.3: Der Aufbau einer Vieldrahtproportionalkammer (MWPC) mit Radiator. Während das Pion unbeeinflusst den Radiator durchquert, wird beim Elektron ein TR-Photon emittiert, wodurch sich die Signale in der MWPC deutlich unterscheiden [Rei11].

und nehmen Energie auf. Sie bewegen sich entlang der elektrischen Feldlinien zu den Anodendrähten, bis sie mit einem weiteren Gasatom kollidieren und die durch das elektrische Feld gewonnene Energie abgeben. Ist der Energieverlust des Elektrons groß genug um ein weiteres Elektron-Ion-Paar zu erzeugen, tritt *Sekundärionisation* auf. Die Elektronen werden demnach immer wieder beschleunigt und durch Kollisionen mit den Gasatomen im Detektor abgebremst. Die mittlere Geschwindigkeit, mit der sich die Elektronen durch das Gas bewegen, nennt man *Driftgeschwindigkeit*. Sie setzt sich aus der Beschleunigung  $\vec{a}$ , der mittleren freien Weglänge  $\lambda_e$  und dem Bruchteil  $\Delta(\epsilon)$  der Elektronenenergie  $\epsilon$ , die bei einem Stoß auf das Atom übertragen wird, zusammen und beträgt [Kle92]

$$v_D^2 = \frac{eE}{m} \cdot \lambda_e \cdot \sqrt{\frac{\Delta(\epsilon)}{2}}. \quad (3.1)$$

Die Driftgeschwindigkeit ist eine wichtige Größe für die Wahl des Zählergases und die Geometrie des Detektors, da u.a. die Geschwindigkeit, mit der mehrere Teilchen hintereinander nachgewiesen werden können, von ihr abhängt. Kommen die Elektronen in den Bereich sehr hoher Feldstärken in unmittelbarer Nähe der Anodendrähte, erhalten sie soviel Energie, dass sie mehrere Elektron-Ion-Paare erzeugen können, wobei die Sekundärelektronen wiederum weitere Atome ionisieren. Es kommt zu einer Elektronenlawine, die sich in Richtung des Anodendrahtes bewegt und auf dem Draht einen Ladungsimpuls auslöst. Die induzierte Ladung der Elektronen macht jedoch nur einen sehr kleinen Bruchteil des gesamten Ladungsimpulses aus, da sie nur eine vergleichsweise kurze Strecke zum Draht zurücklegen müssen. Der Hauptanteil der auf dem Anodendraht induzierten Ladung stammt von den Ionen, die sich

in Richtung der beiden Kathodenebenen bewegen und somit eine größere Distanz zurücklegen. Auf Grund ihrer größeren Masse und ihres Durchmessers driften die Ionen wesentlich langsamer durch das Gas und haben je nach Gaskonfiguration eine Driftzeit von Mikro- oder Millisekunden, wohingegen Elektronen innerhalb weniger Nanosekunden den Anodendraht erreichen. Das gemessene Signal ist proportional zur Anzahl der in der Lawine erzeugten Elektronen, weshalb man diesen Bereich der MWPC auch Proportionalbereich nennt [Blu08].

Um eine Ortsinformation des Signals zu erhalten, unterteilt man eine der Kathodenebenen in *Pads* senkrecht zu den Anodendrähten. Die von der Lawine induzierten Impulse auf den Pads variieren mit dem Abstand zur Lawine. Durch Bildung des Signalschwerpunkts erhält man demnach ein Maß für die Position der Lawine [Kle92].

Bringt man einen Radiator vor der MWPC an, wie in Abbildung 3.3, kann man nun z.B. das Signal von einem Elektron und einem Pion unterscheiden. Das Signal vom TR-Photon und dem Elektron lassen sich weder zeitlich noch räumlich auseinanderhalten, da sie fast zeitgleich den Detektor durchqueren und nahezu die gleiche Richtung haben. Dadurch erscheinen die Signalhöhen von Elektronen mit TR-Photon größer, als die von Pionen ohne TR-Photon.

Bei der Wahl des Zählergases greift man häufig zu Edelgasen wie Argon oder Xenon, da deren äußere Schale abgeschlossen ist und sie kein Elektron aufnehmen können, welches zur Lawinenbildung beitragen könnte. Oft mischt man zum Zählergas einen kleinen Anteil eines organischen Löschgases, welches weit reichende Photonen absorbieren soll, die an den Kathoden durch den Photoelektrischen Effekt Elektronen erzeugen könnten. Speziell für TRDs ist ein Zählergas mit einer möglichst großen Anzahl an Nukleonen  $Z$  geeignet, da die Absorptionswahrscheinlichkeit der TR-Photonen mit wachsendem  $Z$  steigt.

### 3.2.3 Gasverstärkung

Den Prozess der Lawinenbildung durch Ionisation im Proportionalbereich einer MWPC nennt man auch Gasverstärkung oder *Gain*. Sie wird über den ersten Townsend-Koeffizienten  $\alpha$  definiert, der vom Anregungs- und Ionisationswirkungsquerschnitt der Elektronen, dem zu ionisierenden Gas und dessen Gasdichte sowie der elektrischen Feldstärke abhängt. Der erste Townsend-Koeffizient gibt die Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare pro Wegstrecke an. Er muss für jedes Gas gemessen werden, da keine Formel existiert, mit der man ihn exakt berechnen kann. Integriert man  $\alpha$  über die gesamte Driftstrecke, erhält man die Gasverstärkung, die dem Verhältnis der Anzahl der Elektronen  $N$  in der Lawine zur Anzahl der ursprünglichen Elektronen  $N_0$  entspricht:

$$\frac{N}{N_0} = \exp \int_{s_{min}}^a \alpha(s) ds = \exp \int_{E_{min}}^{E(a)} \frac{\alpha(E)}{dE/ds} dE . \quad (3.2)$$

Hier ist  $E_{min}$  die minimale elektrische Feldstärke, die benötigt wird um zu mehrfacher Ionisation zu führen,  $a$  der Drahtradius und  $dE/ds$  der elektrische Feldgradient. Das elektrische Feld in der Umgebung eines Drahts, dessen Radius klein ist im Vergleich zum Abstand zu weiteren Drähten, ist gegeben in Abhängigkeit vom Abstand

$r$  und mit der Ladung pro Längeneinheit  $\lambda$  auf dem Draht durch

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} . \quad (3.3)$$

Daraus ergibt sich letztlich für die Gasverstärkung:

$$\frac{N}{N_0} = \exp \int_{E_{min}}^{E(a)} \frac{\lambda\alpha(E)}{2\pi\epsilon_0 E^2} dE . \quad (3.4)$$

Die Ladung pro Längeneinheit  $\lambda$  lässt sich mit Hilfe der Kapazität  $C$  und der Anodenspannung  $U$  ausdrücken mit

$$\lambda = \frac{Q}{L} = \frac{C \cdot U}{L} . \quad (3.5)$$

Die Kapazität einer MWPC lässt sich nun auf zwei Arten beschreiben. Zum einen kann man die Anodendrähte als Anodenebene annähern und die Kammer als Plattenkondensator betrachten. Hierzu muss allerdings der Anoden-Kathoden-Abstand viel größer sein als der Drahtabstand, was beim CBM-TRD nicht der Fall ist. Die zweite Möglichkeit ist eine Näherung für jeden Draht als Zylinderkondensator, was einem sehr großen Drahtabstand entsprechen würde. In diesem Fall beträgt die Kapazität des Zylinderkondensators

$$C = 2\pi\epsilon_0 \cdot \frac{L}{\ln(\frac{R}{a})} , \quad (3.6)$$

mit der Anodendrahtlänge  $L$ , dem Anoden-Kathoden-Abstand  $R$  und dem Drahtradius  $a$ . Setzt man die Kapazität nun in Gleichung 3.5 ein, erhält man für die Gasverstärkung

$$\frac{N}{N_0} = \exp \int_{E_{min}}^{E(a)} \frac{U}{\ln(\frac{R}{a})} \cdot \frac{\alpha(E)}{E^2} dE . \quad (3.7)$$

Aus dieser Näherung kann man schließen, dass die Gasverstärkung vom Abstand  $R$  der Anodendrähte zu den Kathodenebenen abhängt und bei konstanter Spannung  $U$  mit steigendem Abstand kleiner wird [Blu08; Rei08].

### 3.2.4 TRD-Prototypen

Derzeit sind in Frankfurt, Münster, Bukarest und Dubna mehrere Prototypen mit verschiedenen Geometrien in Entwicklung und wurden bereits mit unterschiedlichen Radiatoren getestet. Die beiden Prototypen des IKFs basieren auf einer symmetrischen MWPC ohne zusätzliche Driftregion und sind  $60 \times 60 \text{ cm}^2$  groß. Als Anodendrähte verwendet man  $20 \mu\text{m}$  dicke Wolframdrähte, die mit Gold beschichtet und in einem Abstand von  $2,5 \text{ mm}$  voneinander aufgespannt sind. Die beiden Kathodenebenen (*Padplane* und Eintrittsfenster aus dünner Mylarfolie) haben einen Abstand von jeweils  $4 \text{ mm}$  bzw.  $5 \text{ mm}$  zu den Anodendrähten. Bei Tests wurden die Kammern mit einer Anodenspannung von  $1940 \text{ V}$  ( $4+4 \text{ mm}$  Kammer) bzw.  $2200 \text{ V}$  ( $5+5 \text{ mm}$  Kammer) und einem Gasgemisch aus Xenon (80 %) und  $\text{CO}_2$  (20 %) betrieben.



## 4 Elektrostatische Simulationen

Die Gasverstärkung ist ein direktes Maß für die Signalhöhen, die man beim Teilchen-nachweis mit einer MWPC misst. Um vergleichbare und reproduzierbare Resultate zu erhalten, ist demnach eine möglichst hohe zeitliche Stabilität der Gasverstärkung erforderlich, unabhängig von äußeren Bedingungen und Einflüssen. Das Eintrittsfenster der TRD-Prototypen aus Frankfurt basiert auf einer dünnen Mylarfolie, die eine kleine Absorptionswahrscheinlichkeit für TR-Photonen besitzt und fest in den Rahmen der MWPC gespannt wird. Dennoch beult sich solch ein dünnes Folienfenster der Größe  $60 \times 60 \text{ cm}^2$  schon bei Druckunterschieden von einigen Mikrobar aus. Die äußeren Druckunterschiede im realen Betrieb, wie sie z.B. bei leichten Wetter-schwankungen zu erwarten sind, liegen jedoch im Millibar-Bereich. Die Anpassung des Innendrucks des TRDs durch das Gassystem benötigt auf Grund des großen Gas-volumens eine bestimmte Zeit, wodurch der Druckunterschied zwischen Außen- und Innendruck zeitlich nicht konstant ist und man eine sich verändernde Ausbeulung des Folienfensters beobachtet. Die Gasverstärkung variiert bei einer Ausbeulung des Eintrittsfensters wegen der Abhängigkeit vom Abstand der Anodendrähte zu den Kathodenebenen (vgl. Gleichung 3.7) und die geforderte zeitliche Gain-Stabilität ist nicht mehr gegeben. Diesbezüglich werden in dieser Arbeit zweidimensionale elektrostatische Simulationen durchgeführt um diese Variation der Gasverstärkung für die verschiedenen Kammergeometrien zu untersuchen und daraus erste Schlüsse über die Eignung eines dünnen Folienfensters für den finalen TRD zu ziehen. Weiterhin werden die Driftzeiten der Elektronen zu den Anodendrähten simuliert um die Zeitauflösung des TRDs in Anbetracht der hohen Reaktionsraten des CBM-Experiments von bis zu 10 MHz zu bestimmen.

Sämtliche in diesem Kapitel beschriebenen Simulationen werden mit der CERN Software *Garfield* [Gar10] erstellt, die zur Berechnung der Transporteigenschaften von Elektronen in Gasgemischen unter dem Einfluss von elektrischen und magnetischen Feldern auf das *Magboltz* Interface [Mag12] zurückgreift. Die CERN Software *ROOT* [ROO12] wird zur Erstellung der Gain- und Driftzeitplots verwendet, die in diesem Kapitel gezeigt werden.

### 4.1 Detektorgeometrien

Analog zu den Frankfurter Prototypen werden auch für die Simulationen symmetrische MWPCs mit drei verschiedenen Geometrien untersucht, die sich im Abstand der Anodendrähte zum Eintrittsfenster bzw. zu der *Padplane* unterscheiden. Das Eintrittsfenster und die *Padplane* werden durch zwei Kathodenebenen simuliert, die sich in Richtung der y-Achse senkrecht zur Strahlachse (x-Achse) unendlich weit ausdehnen und in einem Abstand von jeweils 4 mm, 5 mm bzw. 6 mm zu den Anodendrähten platziert werden. Für jede Detektorsimulation werden 399 Anodendrähte mit einem Durchmesser von jeweils  $20 \mu\text{m}$  verwendet, was bei einem Drahtabstand von 2,5 mm einer Höhe des Detektors von 100 cm entsprechen soll. Da die Detektoren jedoch in

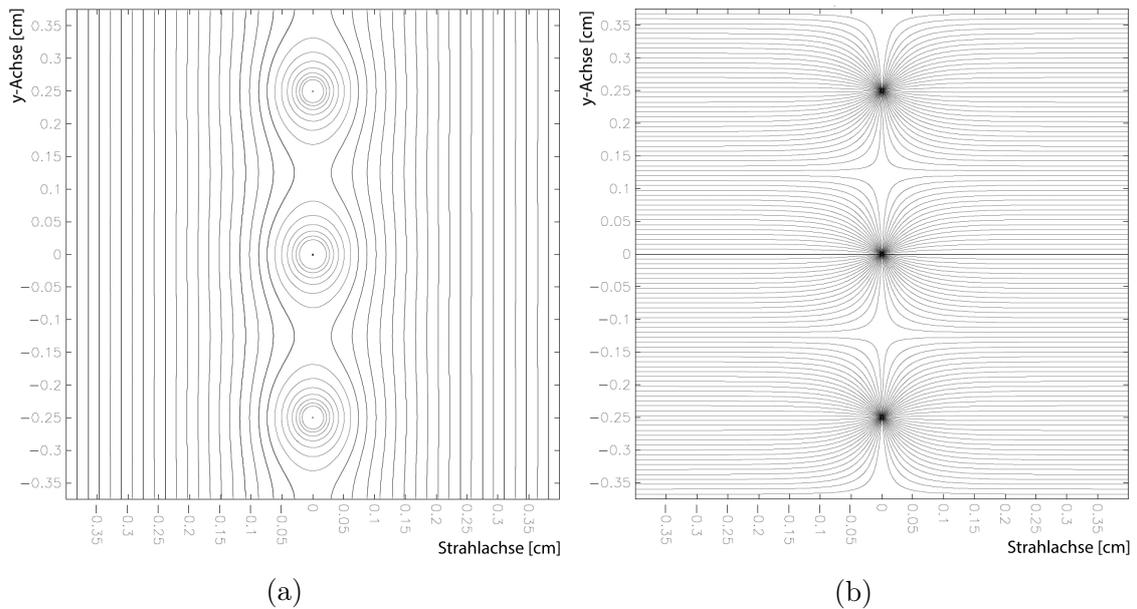


Abbildung 4.1: (a) Äquipotentiallinien und (b) Elektron-Driftlinien für die mittleren drei Drähte der 4+4 mm-Kammer bei  $(0,-0.25)$ ,  $(0,0)$  und  $(0,0.25)$  mit einer Anodenspannung von  $U = 1940$  V.

den Simulationen in beide Richtungen der  $y$ -Achse „offen“ sind und die elektrischen Felder am Rand des Detektors ihre gleichmäßige Struktur verlieren, wird nur der innere Teil einer simulierten Kammer betrachtet. Die Anodenspannung hat direkten Einfluss auf die Gasverstärkung und muss an die drei verschiedenen Detektorgeometrien individuell angepasst werden. Als Referenz dienen hierbei die Werte aus dem Testbetrieb der Prototypen, die in den Simulationen geringfügig variiert werden um verschiedene Gasverstärkungen zu erhalten. Das verwendete Gasgemisch besteht aus Xenon (Xe) und Kohlenstoffdioxid ( $\text{CO}_2$ ), wobei die Simulationen mit den Verhältnissen  $\text{Xe}/\text{CO}_2 = 80/20$  und  $\text{Xe}/\text{CO}_2 = 90/10$  durchgeführt werden. Ein höherer Xenon-Anteil hat eine größere Absorptionswahrscheinlichkeit von TR-Photonen und somit eine größere Nachweiseffizienz von Elektronen zur Folge, was jedoch keinen Einfluss auf die hier betrachteten Simulationen hat. Der Druck und die Temperatur werden konstant bei  $p = 1$  atm und  $T = 300$  K gehalten.

In Abbildung 4.1 sind für die mittleren drei Drähte einer 4+4 mm MWPC bei einer Anodenspannung von  $U = 1940$  V die Äquipotential- und Elektron-Driftlinien, entlang derer sich die Ionisationselektronen bewegen, dargestellt. Den Erwartungen zu Folge ist eine sich wiederholende, gleichmäßige Struktur zu erkennen, was auf eine konstante mittlere Gasverstärkung schließen lässt, wenn man jeweils nur eine Zelle um einen Draht herum in Betracht zieht. Deshalb werden in allen folgenden Simulationen die Gasverstärkung und die Driftzeiten jeweils nur für den mittleren Draht berechnet und können auf die anderen Drähte in der Kammer, die nicht in unmittelbarer Nähe des Rands liegen, übertragen werden.

## 4.2 Simulation der Gasverstärkung

Zunächst wird für beide Gasgemische die Gasverstärkung der drei Kammergeometrien bei jeweils drei verschiedenen Spannungen simuliert. Hierzu werden in der mittleren Zelle der Detektoren gleichmäßig über die gesamte Fläche verteilte Ioni-

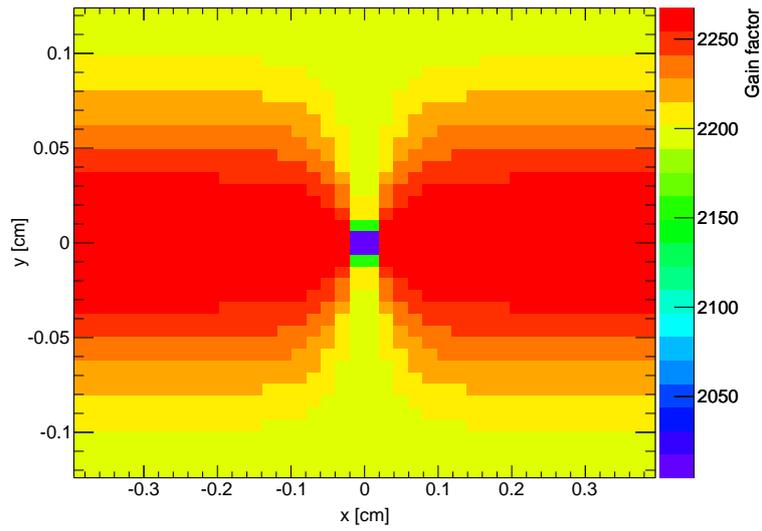
sationselektronen erzeugt, die vom elektrischen Feld beschleunigt werden und sich entlang der Driftlinien mit der mittleren Driftgeschwindigkeit  $v_D$  zum Anodendraht bewegen. Die Gesamtzahl der zur Bestimmung der mittleren Gasverstärkung erzeugten Ionisationselektronen beträgt somit 10017 bei der 4+4 mm Kammer, 12537 bei der 5+5 mm Kammer und 15057 bei der 6+6 mm Kammer, von denen jedes eine Elektronenlawine auslöst. Das statistische Mittel der Gasverstärkung, die durch jede dieser Lawinen hervorgerufen wird, wird durch die Integration des von *Magboltz* errechneten ersten Townsend-Koeffizienten über die Driftstrecke berechnet. Durch Bildung des Mittelwerts  $\langle Gain \rangle$  über die auf diese Weise bestimmten Gasverstärkungen erhält man schließlich die mittlere Gasverstärkung für jeden Draht.

In Abbildung 4.2 sind die räumlichen Verteilungen der Gasverstärkung in der mittleren Zelle des Detektors dargestellt. Zu sehen ist ein Graph für jede Detektorgeometrie mit Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) und einer Spannungseinstellung, die so gewählt ist, dass man vergleichbare absolute Werte für die Gasverstärkung erhält. Man erkennt einen minimalen Abfall der Gasverstärkung im oberen und unteren Teil der Zelle, der sich mit Hilfe der Äquipotential- und Driftlinien in Abbildung 4.1 erklären lässt. Bei einem Elektron, das am Rand der Zelle erzeugt wird, ist die Driftstrecke im Bereich sehr großer elektrischer Feldstärken (Proportionalbereich) kürzer, als bei einem Elektron, das auf der Höhe des Drahtes erzeugt wird. Da der Hauptanteil der Gasverstärkung in diesem Bereich entsteht, kommt es zu räumlichen Unterschieden in den absoluten Werten. In Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2 sind die Werte der mittleren Gasverstärkung der drei Detektorgeometrien bei jeweils drei verschiedenen Spannungen für die beiden Gasgemische Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) und Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) zusammengefasst. An Hand der ermittelten Standardabweichung, die für sämtliche Werte im Bereich von 2% liegt, stellt man fest, dass die räumlichen Unterschiede der Gasverstärkung minimal sind und, abgesehen von hier nicht berücksichtigten Effekten am Rand des Detektors, eine sehr gute Uniformität der Gasverstärkung im gesamten Detektorvolumen vorhanden ist.

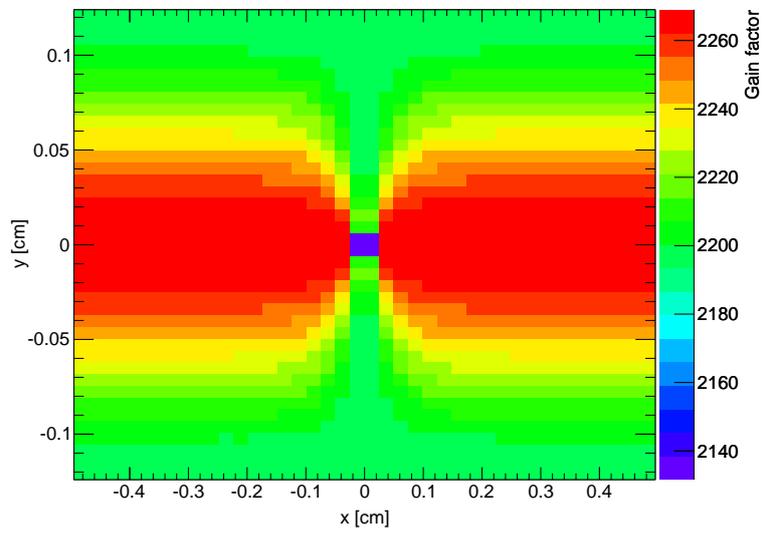
Beim Vergleich der mittleren Gasverstärkung der drei Detektoren hinsichtlich der beiden unterschiedlichen Gasgemische fällt auf, dass die Anodenspannung, die erforderlich ist um einen bestimmten Wert für die Gasverstärkung zu erhalten, mit einem Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) Gasgemisch niedriger ausfällt, als mit Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%). Um-

| MWPC   | Spannung $U$ | $\langle Gain \rangle$ |
|--------|--------------|------------------------|
| 4+4 mm | 1820 V       | $1003 \pm 21$          |
|        | 1890 V       | $1592 \pm 36$          |
|        | 1940 V       | $2224 \pm 53$          |
| 5+5 mm | 2090 V       | $1047 \pm 20$          |
|        | 2160 V       | $1568 \pm 33$          |
|        | 2220 V       | $2227 \pm 49$          |
| 6+6 mm | 2350 V       | $1029 \pm 19$          |
|        | 2440 V       | $1632 \pm 32$          |
|        | 2500 V       | $2229 \pm 46$          |

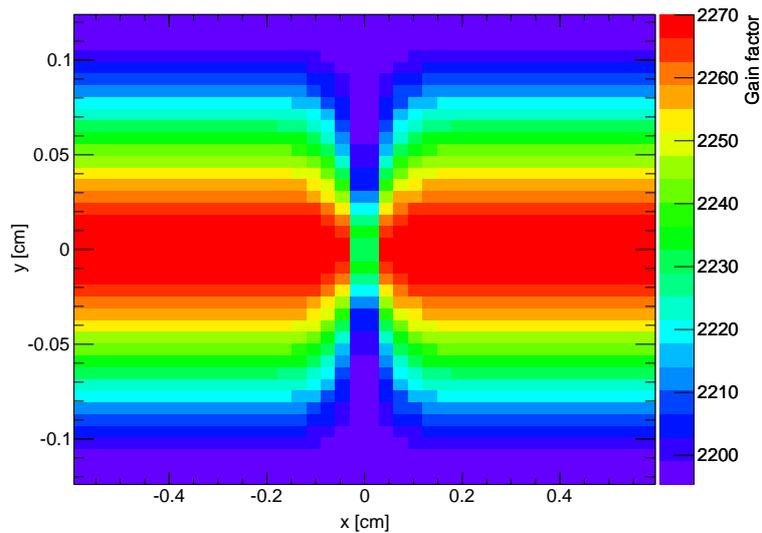
Tabelle 4.1: Die mittlere Gasverstärkung der drei MWPCs bei verschiedenen Spannungen mit Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%).



(a) 4+4 mm Kammer;  $U = 1940$  V;  $\langle Gain \rangle = 2224 \pm 53$



(b) 5+5 mm Kammer;  $U = 2220$  V;  $\langle Gain \rangle = 2227 \pm 49$



(c) 6+6 mm Kammer;  $U = 2500$  V;  $\langle Gain \rangle = 2229 \pm 46$

Abbildung 4.2: Farblich dargestellt ist die räumliche Verteilung der Gasverstärkung um den jeweils mittleren Draht der MWPC bei  $(0,0)$ , der in die Bildebene hinein zeigt, für Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%).

| MWPC   | Spannung $U$ | $\langle Gain \rangle$ |
|--------|--------------|------------------------|
| 4+4 mm | 1770 V       | $1027 \pm 22$          |
|        | 1830 V       | $1545 \pm 36$          |
|        | 1880 V       | $2181 \pm 53$          |
| 5+5 mm | 2020 V       | $995 \pm 20$           |
|        | 2100 V       | $1602 \pm 34$          |
|        | 2150 V       | $2166 \pm 49$          |
| 6+6 mm | 2280 V       | $1024 \pm 19$          |
|        | 2360 V       | $1562 \pm 31$          |
|        | 2420 V       | $2154 \pm 46$          |

Tabelle 4.2: Die mittlere Gasverstärkung der drei MWPCs bei verschiedenen Spannungen mit Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%).

gekehrt bedeutet dies, dass die Gasverstärkung für eine feste Anodenspannung mit Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) größer ist, als mit Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%). Neben der größeren Anzahl der Xenon-Atome im Gasvolumen eines Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) Gasgemisches und dem damit größeren Ionisationswirkungsquerschnitt ist die Hauptursache für die größere Gasverstärkung der Unterschied in der Penning-Transfer-Rate. Der *Penning*-Effekt beschreibt einen Ionisationsprozess, bei dem ein angeregtes Gasatom ein anderes Gasatom aus dem Gasgemisch ionisiert. Besitzt ein Atom oder Molekül einen oder mehrere Anregungszustände, deren Energieniveaus höher liegen, als die minimale Ionisationsenergie eines anderen Gasatoms im Volumen, so kann es durch die Rückkehr in den Grundzustand und der daraus resultierenden Emission eines Photons oder durch Kollision mit dem anderen Atom dieses ionisieren. In einem Gemisch aus Xenon und Kohlenstoffdioxid besitzen die CO<sub>2</sub>-Moleküle drei Anregungszustände mit Energieniveaus von 12,2 eV, 13,2 eV und 15,0 eV, die höher liegen als die minimale Ionisationsenergie von 12,13 eV eines Xenon-Atoms [Gar12]. Die Penning-Transfer-Rate beschreibt den Anteil der angeregten CO<sub>2</sub>-Moleküle mit einer Anregungsenergie größer als die minimale Ionisationsenergie von Xenon, die zur Ionisation beitragen, und unterscheidet sich stark in den beiden hier untersuchten Gasgemischen. In Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) beträgt die Penning-Transfer-Rate 11%, während in Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) wegen der Penning-Transfer-Rate von 44% die Werte der mittleren Gasverstärkung bei fester Anodenspannung deutlich höher ausfallen.

In Abbildung 4.3 ist die mittlere Gasverstärkung der drei Detektoren über die angelegte Anodenspannung für beide Gasgemische aufgetragen. Mit einer logarithmischen Darstellung der y-Achse erhält man nahezu Geraden, was einem exponentiellen Wachstum der Gasverstärkung mit der Spannung entspricht und mit Gleichung 3.7 übereinstimmt. Der Unterschied in den Werten der Gasverstärkung zwischen den beiden Gasgemischen ist deutlich zu erkennen. Für die 4+4 mm Kammer sind die Werte für Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) bei niedrigen Spannungen im Bereich von 1800 V um einen Faktor 1,44 größer, der bei sehr hohen Spannungen im Bereich von 3000 V auf 2,12 anwächst. Solch hohe Spannungen werden jedoch im realen Betrieb nicht verwendet, da es bei diesen Kammergrößen und Drahtabständen mit großer Wahrscheinlichkeit zu einem Funkenüberschlag kommt, der die Kammer funktionsunfähig macht. Im Mittel ist die Gasverstärkung der 4+4 mm MWPC mit Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) um einen Faktor  $1,75 \pm 0,2$  größer. Die Werte für die 5+5 mm Kammer liegen zwischen 1,35 und 1,86 mit einem Mittelwert von  $1,58 \pm 0,15$  und

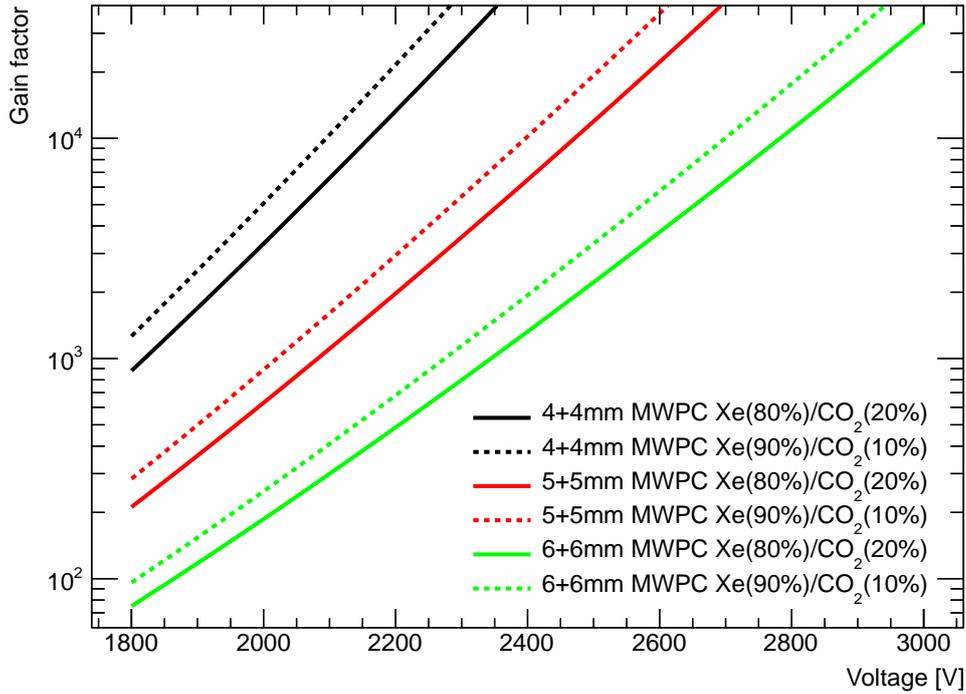


Abbildung 4.3: Aufgetragen ist die mittlere Gasverstärkung der drei Detektorgeometrien über die angelegte Anodenspannung für die beiden Gasgemische Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) und Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%).

für die 6+6 mm Kammer zwischen 1,28 und 1,69 mit einem Mittelwert von  $1,47 \pm 0,12$ . Der größere relative Unterschied bei hohen Spannungen kommt auf Grund des ersten Townsend-Koeffizienten zustande, der sich für die beiden Gasgemische unterscheidet und zusätzlich eine Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke besitzt, die sich mit der angelegten Anodenspannung ändert.

### 4.3 Variation der Gasverstärkung

Nun soll die Änderung der Gasverstärkung bei einer Ausbeulung des Eintrittsfensters bestimmt werden. Um diese zu simulieren wird der Abstand der linken Kathodenebene zu den Anodendrähten um den Wert  $d$  in  $5 \mu\text{m}$  Schritten variiert und jeweils die mittlere Gasverstärkung berechnet. Durch anschließende Division durch die mittlere Gasverstärkung aus Abschnitt 4.2, die dem Wert bei  $d = 0$  entspricht, erhält man den relativen Gain. Dieser ist in Abbildung 4.4 in Abhängigkeit von  $d$  aufgetragen. Miteinander verglichen werden jeweils die drei Detektorgeometrien mit einem Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) Gasgemisch und einer Anodenspannung, die so gewählt ist, dass die Werte der mittleren Gasverstärkung  $Gain(0)$  etwa gleich groß sind. Die drei MWPCs zeigen bei einer Änderung der Anoden-Kathoden-Abstands ein ähnliches Verhalten. Mit zunehmendem Abstand des Eintrittsfensters nimmt die mittlere Gasverstärkung ab, während sie bei kleiner werdenden Abständen zunimmt, was man nach der Näherung in Gleichung 3.7 auch erwartet. Der relative Gain der 4+4 mm Kammer reagiert dabei am sensibelsten auf eine Verschiebung des Eintrittsfensters und die 6+6 mm Kammer scheint diesbezüglich am unempfindlichsten zu sein. Eine Erklärung für diesen Unterschied zwischen den drei Detektorgeometrien im Abfallen der Kurven mit wachsendem  $d$  ist die relative Änderung des Abstands

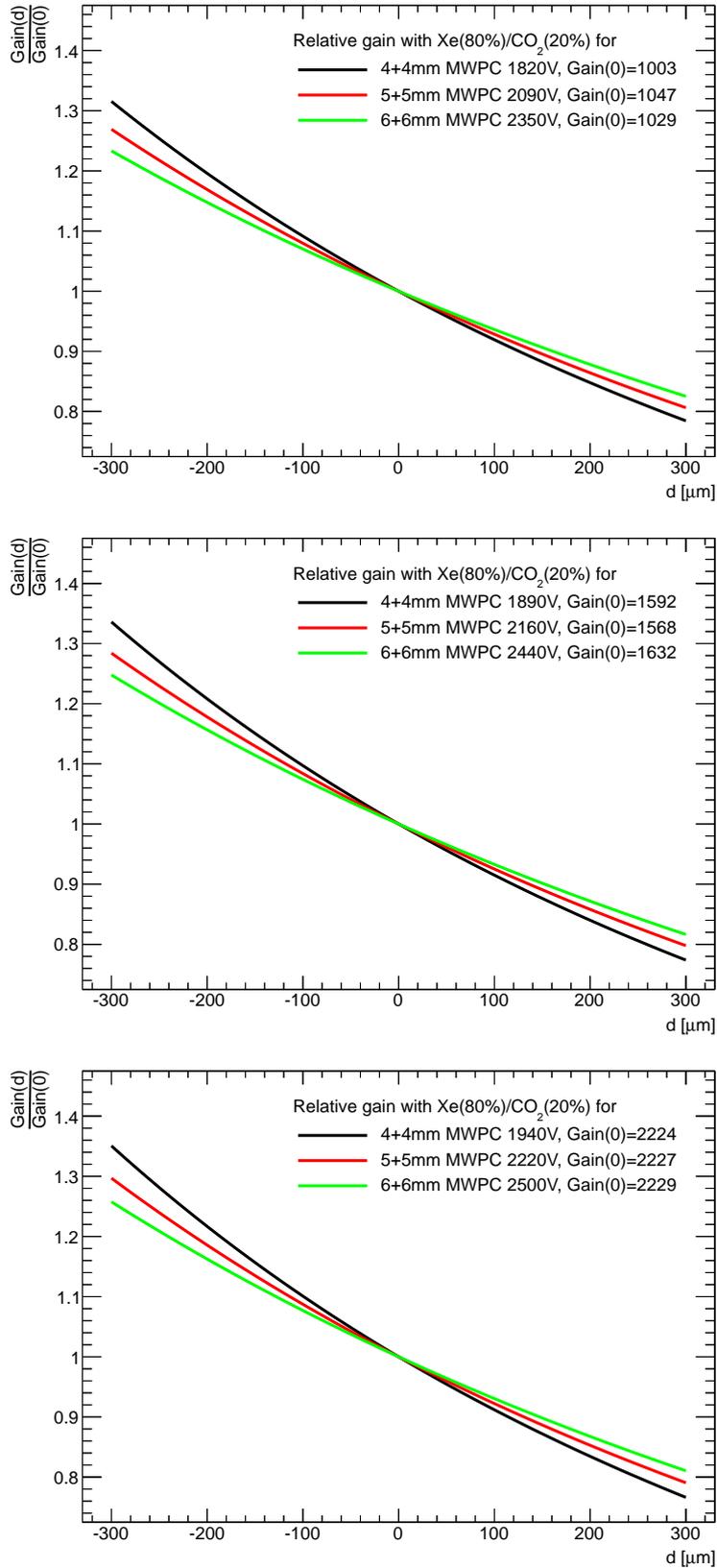


Abbildung 4.4: Ein Vergleich des relativen Gains  $\frac{Gain(d)}{Gain(0)}$  der drei Detektorgeometrien in Abhängigkeit von der Änderung  $d$  des Anoden-Kathoden-Abstands bei verschiedenen Werten für die mittlere Gasverstärkung  $Gain(0)$  mit einem Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) Gasgemisch.

| MWPC   | $U$    | $\langle Gain \rangle$ | $d_{min}$          | $d_{max}$         | $\langle d_{min} \rangle$            | $\langle d_{max} \rangle$           |
|--------|--------|------------------------|--------------------|-------------------|--------------------------------------|-------------------------------------|
| 4+4 mm | 1820 V | $1003 \pm 21$          | $-109 \mu\text{m}$ | $126 \mu\text{m}$ | $-104 \mu\text{m} \pm 4 \mu\text{m}$ | $120 \mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$ |
|        | 1890 V | $1592 \pm 36$          | $-103 \mu\text{m}$ | $119 \mu\text{m}$ |                                      |                                     |
|        | 1940 V | $2224 \pm 53$          | $-99 \mu\text{m}$  | $115 \mu\text{m}$ |                                      |                                     |
| 5+5 mm | 2090 V | $1047 \pm 20$          | $-124 \mu\text{m}$ | $143 \mu\text{m}$ | $-118 \mu\text{m} \pm 4 \mu\text{m}$ | $137 \mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$ |
|        | 2160 V | $1568 \pm 33$          | $-118 \mu\text{m}$ | $136 \mu\text{m}$ |                                      |                                     |
|        | 2220 V | $2227 \pm 49$          | $-114 \mu\text{m}$ | $131 \mu\text{m}$ |                                      |                                     |
| 6+6 mm | 2350 V | $1029 \pm 19$          | $-140 \mu\text{m}$ | $161 \mu\text{m}$ | $-133 \mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$ | $154 \mu\text{m} \pm 6 \mu\text{m}$ |
|        | 2440 V | $1632 \pm 32$          | $-132 \mu\text{m}$ | $153 \mu\text{m}$ |                                      |                                     |
|        | 2500 V | $2229 \pm 46$          | $-128 \mu\text{m}$ | $147 \mu\text{m}$ |                                      |                                     |

Tabelle 4.3: Die maximal erlaubte Ausbeulung des Eintrittsfensters nach innen  $d_{min}$  und außen  $d_{max}$  bei einer maximal erlaubten Änderung der Gasverstärkung von  $\Delta G = \pm 10\%$ .

zwischen Kathodenebene und Anodendrähten, die bei der 6+6 mm Kammer kleiner ist, als bei der 5+5 mm und 4+4 mm Kammer. Verschiebt man die Kathodenebene um den Wert  $d$ , beträgt die relative Änderung des Anoden-Kathoden-Abstands beispielsweise  $\frac{d}{6}$  bei der 6+6 mm Kammer und wirkt sich nicht so stark auf die Gasverstärkung aus, wie die relative Änderung  $\frac{d}{4}$  bei der 4+4 mm Kammer.

Fordert man eine bestimmte prozentuale Stabilität der mittleren Gasverstärkung von beispielsweise  $\Delta G_{max} = \pm 10\%$  über die Zeit, erhält man zwei Grenzwerte  $d_{min}$  (für  $\Delta G = +10\%$ ) und  $d_{max}$  (für  $\Delta G = -10\%$ ) für die größtmögliche Änderung der Position der Kathodenebene, die dem maximalen Eindellen bzw. Ausbeulen des Eintrittsfensters entsprechen. Diese beiden Grenzwerte werden für die in Abbildung 4.4 dargestellten Graphen in Tabelle 4.3 gezeigt. Die Beträge von  $d_{min}$  und  $d_{max}$  liegen für die 4+4 mm Kammer im Bereich von 99-126  $\mu\text{m}$ , für die 5+5 mm Kammer zwischen 114 und 143  $\mu\text{m}$  und für die 6+6 mm Kammer zwischen 128 und 161  $\mu\text{m}$ . Vergleicht man jede Detektorgeometrie einzeln bei verschiedenen Anodenspannungen, stellt man nur kleine Unterschiede der Beträge fest. Daraus folgt, dass sich auch der relative Gain nur geringfügig bei kleinen Spannungsvariationen ändert, was man in Abbildung 4.5 gut erkennen kann. Auf Grund dessen wurden Mittelwerte  $\langle d_{min} \rangle$  und  $\langle d_{max} \rangle$  für die minimale und maximale Änderung des Anoden-Kathoden-Abstands bei einer geforderten zeitlichen Gain-Stabilität von  $\Delta G_{max} = \pm 10\%$  für jede Kammergeometrie berechnet, die ebenfalls in Tabelle 4.3 zu sehen sind.

Für ein Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) Gasgemisch sollte sich nach Gleichung 3.7 der relative Gain in Abhängigkeit von der Änderung der Kathodenposition nicht von dem eines Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) Gasgemischs unterscheiden. Die Information des verwendeten Gasgemischs geht durch den ersten Townsend-Koeffizienten in die Berechnung der Gasverstärkung mit ein. Wenn nun die Anodenspannungen für beide Gasgemische jeweils so gewählt werden, dass die mittleren Gasverstärkungen vergleichbar sind, ist deren Änderung bei einer Variation der Kathodenposition identisch. In Abbildung 4.6 ist der simulierte relative Gain der 4+4 mm MWPC in Abhängigkeit von  $d$  bei einer Anodenspannung von 1770 V mit einem Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) Gasgemisch aufgetragen und wird mit dem einer 4+4 mm Kammer mit Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) und einer Anodenspannung von 1820 V verglichen. Die

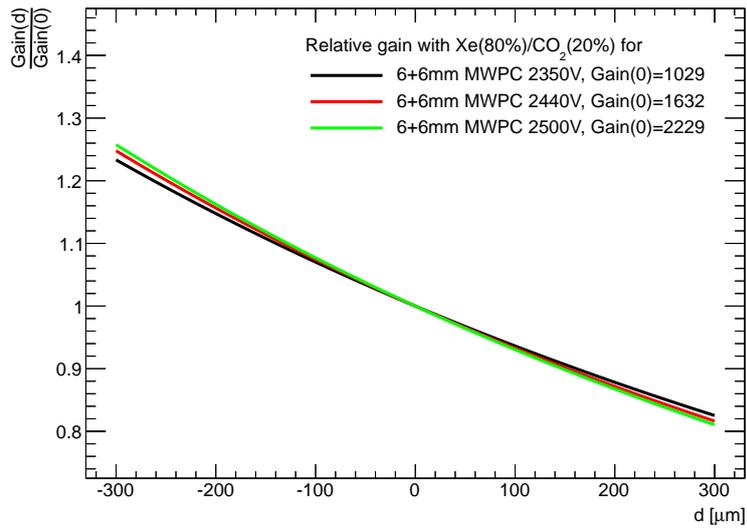
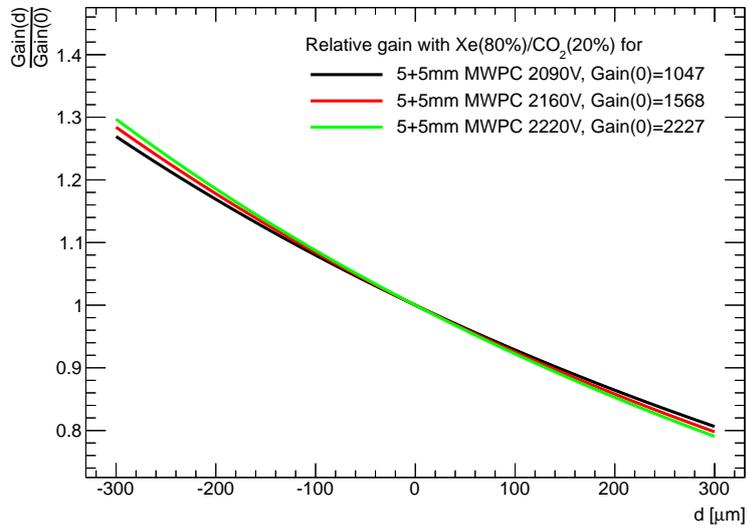
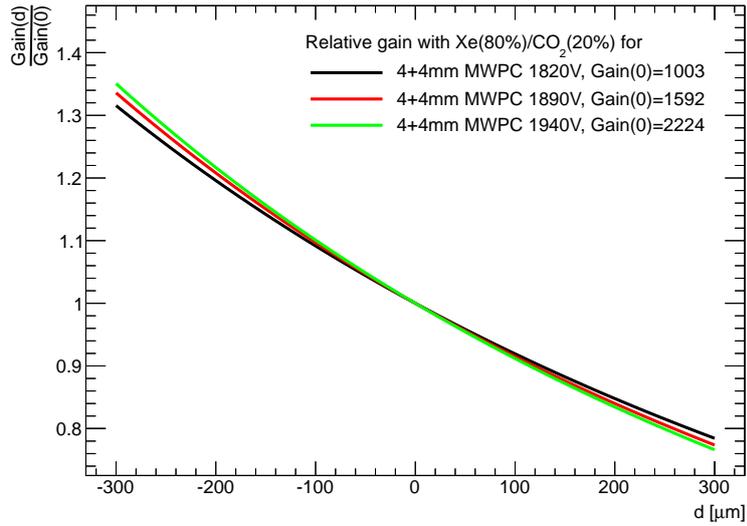


Abbildung 4.5: Ein Vergleich des relativen Gains  $\frac{Gain(d)}{Gain(0)}$  jeder einzelnen Detektorgeometrie in Abhängigkeit von der Änderung  $d$  des Anoden-Kathoden-Abstands bei verschiedenen Anodenspannungen mit einem Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) Gasgemisch.

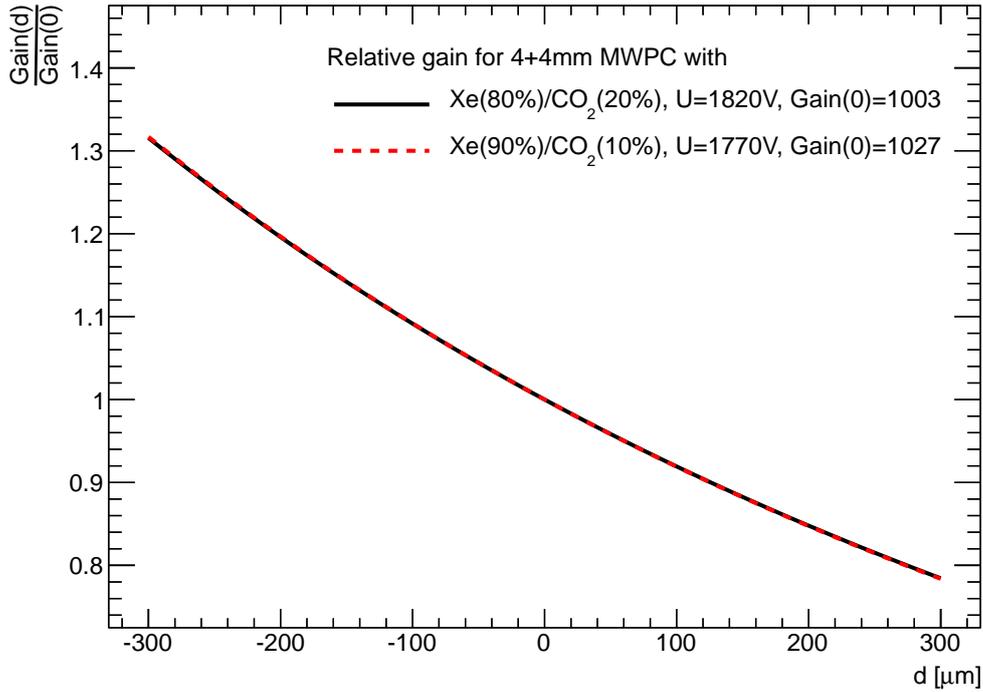


Abbildung 4.6: Der relative Gain  $\frac{Gain(d)}{Gain(0)}$  der 4+4 mm Kammer in Abhängigkeit von der Änderung  $d$  des Anoden-Kathoden-Abstands bei unterschiedlichen Anodenspannungen für die beiden verschiedenen Gasgemische.

beiden Kurven liegen perfekt aufeinander, was die Annahme bestätigt, dass der relative Gain unabhängig vom Mischungsverhältnis der verwendeten Gaskomponenten ist.

## 4.4 Schlussfolgerungen für die Verwendung eines dünnen Folienfensters

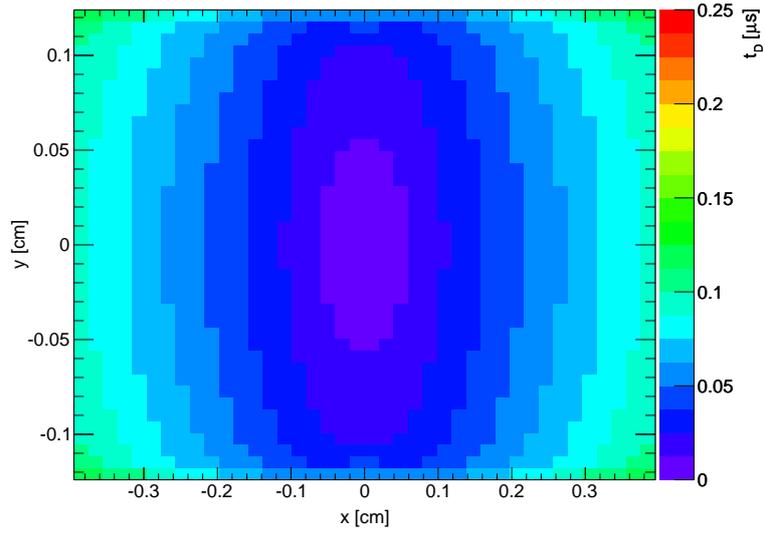
Aus den Ergebnissen der Gain-Simulationen lassen sich Kriterien ableiten, die für die Verwendung eines dünnen Folienfensters beachtet werden müssen. Durch einen von Grund auf vorliegenden Überdruck in der MWPC kann das Eindellen des Eintrittsfensters zu den Anodendrähten hin vermieden werden, jedoch variiert die Ausbeulung nach außen schon bei kleinen Veränderungen des Außendrucks, was sich direkt in der Gasverstärkung widerspiegelt. Diese muss zeitlich möglichst konstant sein, damit die Resultate der Messungen vergleichbar und reproduzierbar sind. Verlangt man nach einer Gain-Stabilität von  $\Delta G_{max} = \pm 10\%$ , beträgt die maximale Ausbeulung nach außen, die das Eintrittsfenster erfahren darf, abhängig von der Detektorgeometrie  $120 \mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$  bei der 4+4 mm MWPC,  $137 \mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$  bei der 5+5 mm MWPC und  $154 \mu\text{m} \pm 6 \mu\text{m}$  bei der 6+6 mm MWPC. Um die genaue Ausbeulung in Abhängigkeit vom Druckunterschied zu bestimmen, werden am IKF weitere Simulationen und Messungen mit den TRD-Prototypen durchgeführt. Erfahrungsgemäß lässt sich jedoch sagen, dass die in Abschnitt 4.3 berechneten Werte schon bei minimalen Druckunterschieden im Mikrobarbereich erreicht werden, die viel kleiner sind, als die Druckschwankungen des Außendrucks. Demzufolge ist die geforderte zeitliche Stabilität der Gasverstärkung nicht mehr gegeben, was dazu

führt, dass die gemessenen Signale mit geeigneten Korrekturmethode angepasst werden müssen oder eine Struktur entwickelt werden muss, die das Folienfenster in Bezug auf Druckunterschiede stabilisiert, ohne dass dabei zu viel aktive Detektorfläche verloren geht.

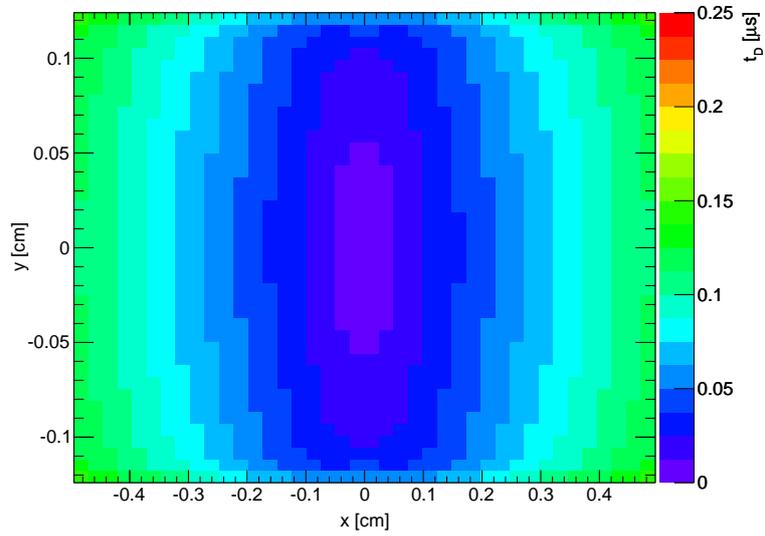
## 4.5 Simulation der Elektron-Driftzeiten

Auf Grund der hohen Reaktionsraten des CBM-Experiments von bis zu 10 MHz ist die Verwendung von schnellen Detektoren erforderlich um alle Teilchen eindeutig nachzuweisen. Abgesehen von der Ausleseelektronik und Datenerfassung hängt die Geschwindigkeit des CBM-TRDs hauptsächlich von der Driftzeit ab. Sie beschreibt das zeitliche Intervall, in dem die erzeugten Elektronen bzw. Ionen bei einer mittleren Driftgeschwindigkeit  $v_D$  den Anodendraht bzw. die Kathodenebene erreichen und einen vollständigen Signalimpuls induzieren. Sind die Driftzeiten zu groß, überlagern sich die Signale zweier oder mehrerer Teilchen, die den Detektor unmittelbar hintereinander an derselben Stelle durchqueren, und es kommt zu *pile-up*-Effekten. Die Zeitauflösung eines Ereignisses hängt davon ab, wie groß die zeitliche Differenz zwischen dem Ereignis und dem Auslösen der ersten Elektronenlawine ist und wird von der Elektron-Driftzeit bestimmt [Leo94]. Da die Ionisation entlang der kompletten Teilchenspur verteilt ist, ist jenes Elektron ausschlaggebend, welches dem Anodendraht am nächsten ist. Dieser Abstand beträgt nicht mehr als den halben Drahtabstand, wodurch die zeitliche Unsicherheit durch die Driftzeit gegeben ist, die Elektronen für diese Distanz benötigen. Um die Zeitauflösung  $\Delta t$  der drei hier untersuchten Detektorgeometrien in Anbetracht der hohen Reaktionsraten abzuschätzen werden die Elektron-Driftzeiten simuliert. Hierzu erzeugt man analog zu Abschnitt 4.2 Elektronen in der mittleren Detektorzelle und berechnet deren Driftzeiten  $t_D$ .

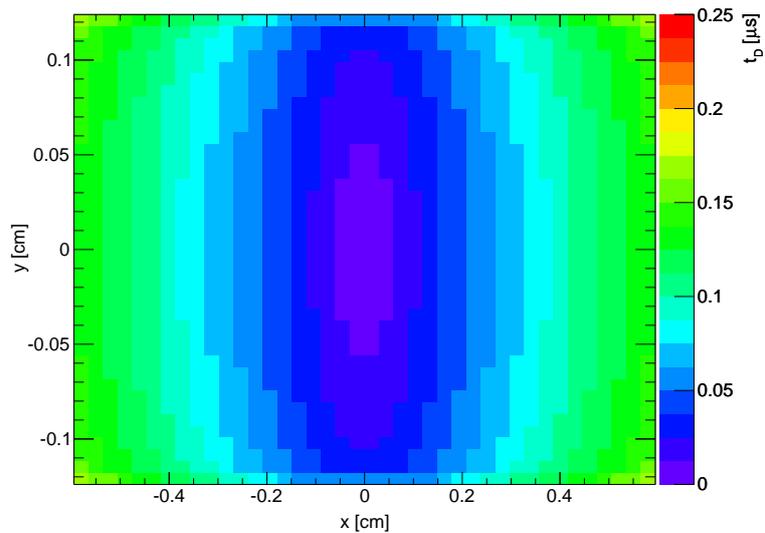
Die Elektron-Driftzeiten, die für die drei Kammergeometrien mit einem Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) Gasgemisch in Abbildung 4.7 dargestellt sind, sind entlang der y-Achse sehr homogen. In unmittelbarer Nähe des Drahtes betragen die Driftzeiten aller Kammern wenige Nanosekunden, was zu einer Zeitauflösung von  $\Delta t \approx 30$  ns führt. Am äußeren Rand der Zelle steigen die Driftzeiten deutlich an, was im Extremfall die Zeitauflösung bei hohen Teilchenraten limitiert. In Tabelle 4.4 sind die mittlere Driftzeit der gesamten Zelle, die mittlere Driftzeit am äußeren Rand der Zelle sowie die Zeitauflösung für die drei Detektoren mit einem Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) Gasgemisch zusammengefasst. Die maximalen Driftzeiten am Zellenrand entsprechen durchschnittlichen Teilchenraten von 10,2 MHz (4+4 mm MWPC), 8,2 MHz (5+5 mm MWPC) bzw. 6,9 MHz (6+6 mm MWPC), bei denen die Detektoren die Ereignisse zeitlich eindeutig auflösen können. Zum Vergleich werden in Abbildung 4.8 die Elektron-Driftzeiten mit einem Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) Gasgemisch für die drei Detektorgeometrien simuliert. Sie sind ähnlich homogen entlang der y-Achse wie mit Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%), jedoch sind sie größer, was aus einer kleineren Driftgeschwindigkeit bei den im Detektor vorliegenden elektrischen Feldstärken resultiert. Die Zeitauflösung beträgt nur noch  $\Delta t \approx 40$  ns. Eine Übersicht der mittleren Driftzeiten und der Zeitauflösung mit Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) ist in Tabelle 4.5 gezeigt. Aus den mittleren maximalen Driftzeiten ergeben sich hier durchschnittliche Teilchenraten von 6,9 MHz (4+4 mm MWPC), 5,5 MHz (5+5 mm MWPC) bzw. 4,6 MHz (6+6 mm MWPC). Es stellt sich heraus, dass die 4+4 mm MWPC in Kombinati-



(a) 4+4 mm;  $U = 1940$  V;  $\langle t_D \rangle = 0,054 \mu\text{s} \pm 0,028 \mu\text{s}$ ;  $\Delta t \approx 30$  ns.

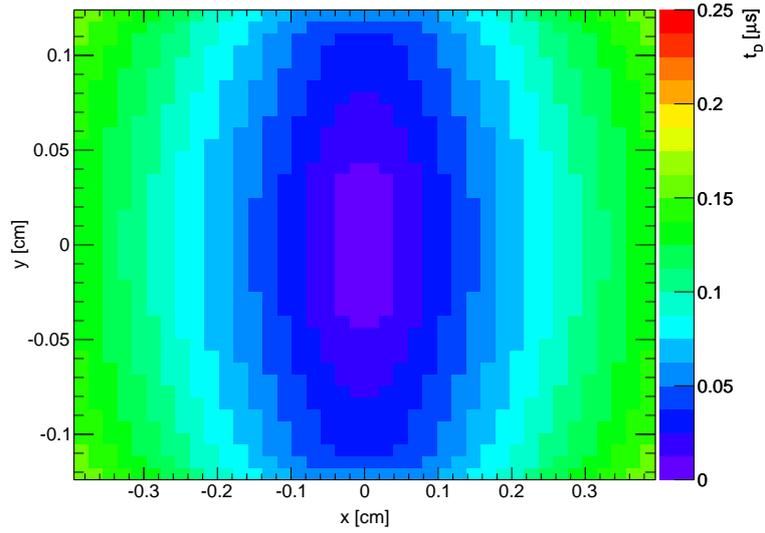


(b) 5+5 mm;  $U = 2220$  V;  $\langle t_D \rangle = 0,065 \mu\text{s} \pm 0,034 \mu\text{s}$ ;  $\Delta t \approx 30$  ns.

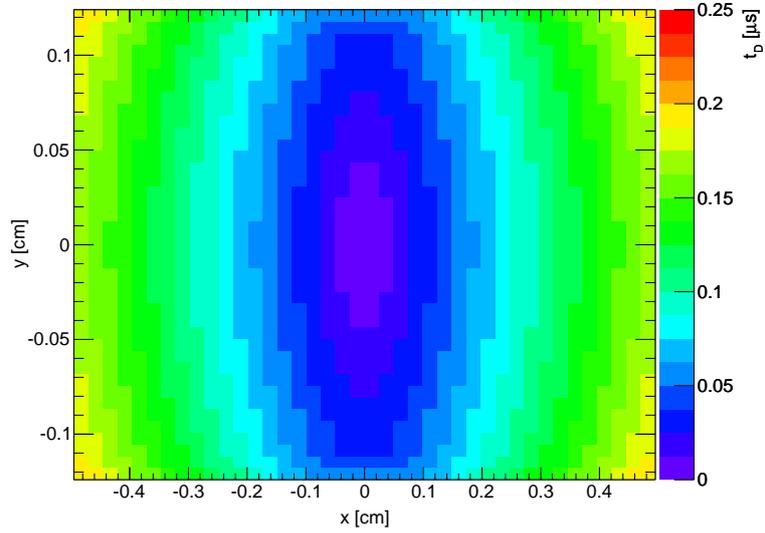


(c) 6+6 mm;  $U = 2500$  V;  $\langle t_D \rangle = 0,077 \mu\text{s} \pm 0,041 \mu\text{s}$ ;  $\Delta t \approx 30$  ns.

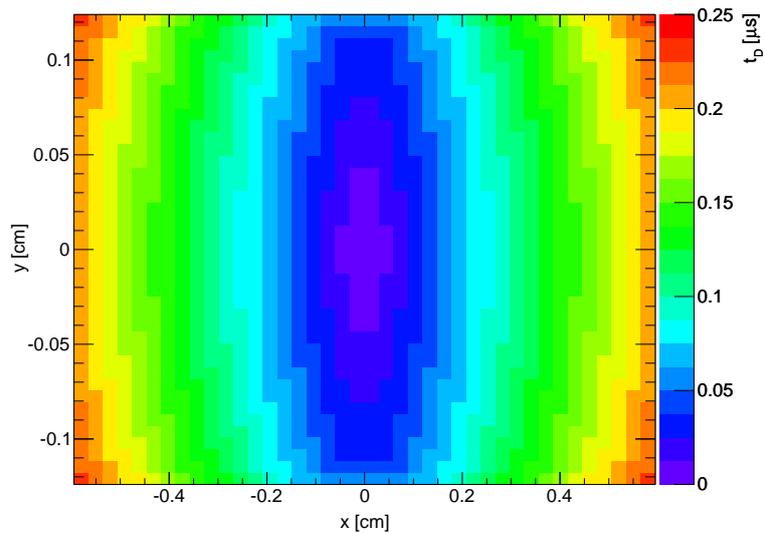
Abbildung 4.7: Farblich dargestellt sind die Driftzeiten in  $\mu\text{s}$  der erzeugten Elektronen zum jeweils mittleren Draht der MWPC bei (0,0), der in die Bildebene hinein zeigt, für die drei Kammergeometrien mit Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%).



(a) 4+4 mm;  $U = 1880$  V;  $\langle t_D \rangle = 0,077 \mu\text{s} \pm 0,040 \mu\text{s}$ ;  $\Delta t \approx 40$  ns.



(b) 5+5 mm;  $U = 2150$  V;  $\langle t_D \rangle = 0,095 \mu\text{s} \pm 0,050 \mu\text{s}$ ;  $\Delta t \approx 40$  ns.



(c) 6+6 mm;  $U = 2420$  V;  $\langle t_D \rangle = 0,112 \mu\text{s} \pm 0,060 \mu\text{s}$ ;  $\Delta t \approx 40$  ns.

Abbildung 4.8: Farblich dargestellt sind die Driftzeiten in  $\mu\text{s}$  der erzeugten Elektronen zum jeweils mittleren Draht der MWPC bei (0,0), der in die Bildebene hinein zeigt, für die drei Kammergeometrien mit Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%).

| MWPC   | $U$    | $\langle t_D \rangle$                     | $\langle t_{D,max} \rangle$               | $\Delta t$              |
|--------|--------|-------------------------------------------|-------------------------------------------|-------------------------|
| 4+4 mm | 1940 V | $0,054 \mu\text{s} \pm 0,028 \mu\text{s}$ | $0,098 \mu\text{s} \pm 0,010 \mu\text{s}$ | $\approx 30 \text{ ns}$ |
| 5+5 mm | 2220 V | $0,065 \mu\text{s} \pm 0,034 \mu\text{s}$ | $0,122 \mu\text{s} \pm 0,010 \mu\text{s}$ | $\approx 30 \text{ ns}$ |
| 6+6 mm | 2500 V | $0,077 \mu\text{s} \pm 0,041 \mu\text{s}$ | $0,145 \mu\text{s} \pm 0,010 \mu\text{s}$ | $\approx 30 \text{ ns}$ |

Tabelle 4.4: Dargestellt sind die mittlere Driftzeit der gesamten Zelle  $\langle t_D \rangle$ , die mittlere Driftzeit am äußeren Rand der Zelle  $\langle t_{D,max} \rangle$  sowie die Zeitauflösung  $\Delta t$  für die drei Detektorgeometrien mit Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%).

| MWPC   | $U$    | $\langle t_D \rangle$                     | $\langle t_{D,max} \rangle$               | $\Delta t$              |
|--------|--------|-------------------------------------------|-------------------------------------------|-------------------------|
| 4+4 mm | 1880 V | $0,077 \mu\text{s} \pm 0,040 \mu\text{s}$ | $0,145 \mu\text{s} \pm 0,010 \mu\text{s}$ | $\approx 40 \text{ ns}$ |
| 5+5 mm | 2150 V | $0,095 \mu\text{s} \pm 0,050 \mu\text{s}$ | $0,181 \mu\text{s} \pm 0,010 \mu\text{s}$ | $\approx 40 \text{ ns}$ |
| 6+6 mm | 2420 V | $0,112 \mu\text{s} \pm 0,060 \mu\text{s}$ | $0,216 \mu\text{s} \pm 0,010 \mu\text{s}$ | $\approx 40 \text{ ns}$ |

Tabelle 4.5: Dargestellt sind die mittlere Driftzeit der gesamten Zelle  $\langle t_D \rangle$ , die mittlere Driftzeit am äußeren Rand der Zelle  $\langle t_{D,max} \rangle$  sowie die Zeitauflösung  $\Delta t$  für die drei Detektorgeometrien mit Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%).

on mit einem Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) Gasgemisch die schnellste Detektorgeometrie ist und die Verwendung eines Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) Gasgemischs grundsätzlich zu höheren Driftzeiten und langsameren Detektoren führt.

Die erwarteten durchschnittlichen Teilchenraten in Abhängigkeit vom Abstand zum *target* sind für *minimum bias* Au+Au Kollisionen bei einer Energie von 25 A GeV und einer Reaktionsrate von 10 MHz in [CBM05] berechnet worden. Die höchsten durchschnittlichen Teilchenraten von 100 kHz/cm<sup>2</sup> erwartet man für die erste TRD Lage bei einem Öffnungswinkel von 50-100 mrad. Teilt man die Padebene in 1 cm<sup>2</sup> große Pads ein, lässt sich diese Rate direkt in ein Zeitintervall von 10  $\mu\text{s}$  pro Teilchen umrechnen. Aus den berechneten Elektron-Driftzeiten lässt sich demnach schließen, dass die Zeitauflösung der drei untersuchten Detektorgeometrien den Anforderungen des Experiments und den erwarteten Teilchenraten in der zentralen Region der ersten Detektorlage genügt. Um die Geschwindigkeit des Detektors und das mögliche Auftreten von *pile-up* genauer zu untersuchen, sind weitere Studien zur Ion-Drift und den damit zusammenhängenden Raumladungseffekten, die sich auf die Signalhöhen auswirken, nötig.

# 5 Zusammenfassung und Fazit

Das CBM-Experiment an der Forschungseinrichtung FAIR in Darmstadt wird in Zukunft das Phasendiagramm der QCD im Bereich von niedrigen bis moderaten Temperaturen und hohen Baryondichten untersuchen und dabei mit hadronischen und elektromagnetischen Sonden eine Vielzahl an Observablen messen. Um Elektronen und Positronen von geladenen Pionen effizient zu unterscheiden werden mehrere Lagen von Übergangsstrahlungsdetektoren auf Basis von Vieldrahtproportionalkammern verwendet. Bei den hohen Reaktionsraten des CBM-Experiments von bis zu 10 MHz am *target* sind schnelle Detektoren notwendig um die vielen Teilchen mit einer hohen zeitlichen Auflösung nachzuweisen. Aus diesem Grund werden am IKF der Goethe-Universität dünne MWPCs ohne zusätzliche Driftregion entwickelt, für die ein Eintrittsfenster aus dünner Mylarfolie mit einer kleinen Absorptionswahrscheinlichkeit der TR-Photonen in Betracht gezogen wird. Bei großen Detektoren beult sich ein dünnes Folienfenster bereits bei Druckunterschieden von einigen Mikrobar aus, was eine Variation der Gasverstärkung zur Folge hat.

Mit Garfield-Simulationen wurde die relative Änderung der Gasverstärkung in Abhängigkeit der Ausbeulung des Eintrittsfensters für Detektoren der Größe 4+4 mm, 5+5 mm und 6+6 mm mit den Gasgemischen Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) und Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) bestimmt. Um eine Gain-Stabilität von  $\Delta G = \pm 10\%$  zu gewährleisten, beträgt die maximale Ausbeulung des Folienfensters durchschnittlich  $120 \mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$  bei der 4+4 mm Kammer,  $137 \mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$  bei der 5+5 mm Kammer und  $154 \mu\text{m} \pm 6 \mu\text{m}$  bei der 6+6 mm Kammer unabhängig vom Gasgemisch. Diese Ergebnisse stellen eine große Herausforderung für die Detektorentwicklung und -konstruktion dar. Eine Möglichkeit die Ausbeulung des Folienfensters zu minimieren ist ein geeigneter Aufbau, der die Folie verstärkt. Eine weitere Herangehensweise ist die Entwicklung einer Korrekturmethode, die die Gasverstärkung bzw. die gemessenen Signale abhängig von verschiedenen Drücken, Druckunterschieden und der damit verbundenen Ausbeulung des Eintrittsfensters korrigiert, wodurch die Signale reproduzierbar und vergleichbar werden.

Weiterhin wurden die Elektron-Driftzeiten für die drei Kammergeometrien simuliert um eine Aussage über die Zeitauflösung des Detektors zu machen. Die Driftzeiten unter Verwendung eines Xe(90%)/CO<sub>2</sub>(10%) Gasgemischs sind dabei grundsätzlich größer als mit Xe(80%)/CO<sub>2</sub>(20%) und führen zu Zeitaufösungen von  $\Delta t \approx 40$  ns bzw.  $\Delta t \approx 30$  ns. Die maximalen Driftzeiten am äußeren Rand der Detektoren sind für alle Detektorgeometrien mit beiden Gasgemischen sehr klein im Vergleich zu den erwarteten durchschnittlichen Teilchenraten. Daraus folgt, dass die Zeitauflösung der untersuchten Detektoren die Erwartungen mit Hinblick auf die Reaktionsraten des CBM-Experiments erfüllt.



# Literatur

- [Agg10] M.M. Aggarwal et al. (STAR Collaboration). „An Experimental Exploration of the QCD Phase Diagram: The Search for the Critical Point and the Onset of De-confinement“. In: (2010). arXiv: 1007.2613 [nucl-ex].
- [And04] A. Andronic, S. Biagi, P. Braun-Munzinger, C. Garabatos und G. Tsileadakis. „Drift velocity and gain in argon and xenon based mixtures“. In: *Nucl.Instrum.Meth.* A523 (2004), S. 302–308. DOI: 10.1016/j.nima.2003.11.426. arXiv: physics/0402044 [physics].
- [Baz12] A. Bazavov, T. Bhattacharya, M. Cheng, C. DeTar, H.T. Ding u. a. „The chiral and deconfinement aspects of the QCD transition“. In: *Phys.Rev.* D85 (2012), S. 054503. DOI: 10.1103/PhysRevD.85.054503. arXiv: 1111.1710 [hep-lat].
- [Blu08] W. Blum, W. Riegler und L. Rolandi. *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer-Verlag, 2008.
- [CBM05] CBM Collaboration. *Compressed Baryonic Matter Experiment - Technical Status Report*. <https://www-alt.gsi.de/documents/DOC-2005-Feb-447.html>. Jan. 2005.
- [CBM11] B. Friman, C. Höhne, J. Knoll, S. Leupold, J. Randrup, R. Rapp und P. Senger, Hrsg. *The CBM Physics Book. Compressed Baryonic Matter in Laboratory Experiments*. Springer-Verlag, 2011. URL: <http://www-alt.gsi.de/documents/DOC-2009-Sep-120-1.pdf>.
- [Chi12] Private Kommunikation mit Chilo Garabatos. 2012.
- [Ell78] H.W. Ellis, E.W. McDaniel, D.L. Albritton, L.A. Viehland, S.L. Lin und E.A. Mason. „Transport properties of gaseous ions over a wide energy range. Part II“. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 22 (3 1978), S. 179–217. DOI: 10.1016/0092-640X(78)90014-1.
- [Gar10] R. Veenhof. *Garfield - simulation of gaseous detectors*. Version 9 (7.36). URL: <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>.
- [Gar12] *Garfield help pages*. 2012. URL: <http://garfield.web.cern.ch/garfield/help/>.
- [Gri08] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. WILEY-VCH Verlag, 2008.
- [Gsi10] *Alte Internetpräsenz der GSI*. Dez. 2012. URL: [http://www-alt.gsi.de/forschung/fair\\_experiments/CBM/1intro.html](http://www-alt.gsi.de/forschung/fair_experiments/CBM/1intro.html).
- [Gsi12] *Internetpräsenz der GSI*. Dez. 2012. URL: [https://www.gsi.de/start/fair/aufbau\\_der\\_fair\\_beschleunigeranlage.htm](https://www.gsi.de/start/fair/aufbau_der_fair_beschleunigeranlage.htm).
- [Kle92] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. B. G. Teubner, 1992.

- [Kop12] J. Kopfer, V. Dobyryn, C. Dritsa, M. Dürr. u. a. „In-beam test of a real-size CBM-RICH prototype at the CERN PS“. In: *CBM Progress Report 2011* (2012). Hrsg. von V. Fries und C. Sturm. URL: <http://www-alt.gsi.de/documents/DOC-2012-Mar-33-1.pdf>.
- [Leo94] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, 1994.
- [Mag12] S. Biagi. *Magboltz - transport of electrons in gas mixtures*. Version 7.1. URL: <http://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>.
- [Mah12] T. Mahmoud. *The Compressed Baryonic Matter Experiment at FAIR*. <https://www-alt.gsi.de/documents/DOC-2012-Apr-46.html>. Giessen University, Apr. 2012.
- [Pac11] Y. Pachmayer. „Physics with the ALICE Transition Radiation Detector“. In: (2011). arXiv: 1112.2098 [nucl-ex].
- [PDG12] J. Beringer et al. (Particle Data Group). „Review of Particle Physics (RPP)“. In: *Phys.Rev.* D86 (2012), S. 010001. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.010001.
- [Phi12] O. Philipsen. „Status of the QCD Phase Diagram from Lattice Calculations“. In: *Acta Phys.Polon.Supp.* 5 (2012), S. 825–835. DOI: 10.5506/APhysPolBSupp.5.825. arXiv: 1111.5370 [hep-ph].
- [Pov06] B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche. *Teilchen und Kerne, Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag, 2006.
- [Rei08] P. Reichelt. „Bestimmung der Gasverstärkung der ALICE - TRD - Ausleseammern“. Bachelorarbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, 2008.
- [Rei11] P. Reichelt. „Simulationsstudien zur Entwicklung des Übergangsstrahlungszählers für das CBM-Experiment“. Masterarbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, 2011.
- [ROO12] R. Brun und F. Rademakers. *ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework*. Version 5.32/00. URL: <http://root.cern.ch/>.
- [Sto07] Professor Dr. H. Stöcker. *Taschenbuch der Physik*. Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch, 2007.





**Erklärung nach §30 (11) Ordnung des FB Physiks an der Goethe-Universität  
für den Bachelor- und den Masterstudiengang**

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt, den 31.01.2013

Ernst Hellbär



## Danksagung

An erster Stelle bedanke ich mich bei Prof. Dr. Harald Appelshäuser, der mir die Möglichkeit gegeben hat diese Bachelorarbeit am IKF anzufertigen und mich regelmäßig mit Anregungen und Ideen zur Gestaltung dieser Arbeit unterstützt hat. Ein großer Dank gilt auch Prof. Dr. Henner Büsching für das Zweitgutachten und den gerade noch rechtzeitigen Vortrag über wissenschaftliches Schreiben, der sich bei der Überarbeitung der Arbeit als sehr hilfreich erwies.

Weiterhin möchte ich mich bei Dr. Christoph Baumann und Andreas Arend bedanken, die einen einfachen Einstieg in das Thema ermöglicht haben, Korrektur gelesen haben und mir stets, zusammen mit Patrick Reichelt und Philipp Lüttig, bei Fragen zum Programmieren mit Garfield und ROOT mit Rat und Tat zur Seite standen. Vielen Dank auch an Prof. Dr. Christoph Blume, Pascal Dillenseger, Thomas Bel, Florian Roether und die restliche CBM-Gruppe für die Beantwortung sämtlicher Fragen, die Unterstützung über den gesamten Zeitraum und die großartige Strahlzeit am CERN. Außerdem möchte ich mich bei Werner Amend für die heiteren Gespräche und bei der gesamten Arbeitsgruppe für das sehr positive und stets freundliche Arbeitsklima bedanken.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern und meiner Familie, die mich mit voller Kraft bei allem unterstützen und einen festen Rückhalt bieten. Ein großes Dankeschön geht an alle Freunde aus Karlsruhe und Rheinstetten, mit denen man alte Zeiten feiern und immer wieder aufleben lassen kann und an alle Kommilitonen, die mich während der Studienzeit begleitet und für eine unvergessliche Zeit gesorgt haben.