
Untersuchung von TRD-Prototypen mit alternierender Hochspannung für das CBM-Experiment

Bachelorarbeit

von

Susanne Gläsel

Institut für Kernphysik FB 13

Goethe-Universität Frankfurt am Main

vorgelegt am 21.06.2016 zur Erlangung des akademischen Grades

Bachelor of Science

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	7
2	Einführung in die Physik des Quark-Gluon-Plasmas.....	9
	2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik.....	9
	2.2 Materiezustand des Quark-Gluon-Plasmas	11
	2.3 Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas.....	14
3	Das CBM-Experiment.....	17
	3.1 Zur Erforschung von Materie hoher Dichte im Experiment	17
	3.2 Die Beschleunigeranlage FAIR	17
	3.3 Das CBM-Detektorsystem	19
4	Übergangsstrahlungsdetektoren.....	21
	4.1 Funktionsweise eines Übergangsstrahlungsdetektors.....	21
	4.1.1 Grundprinzip eines Übergangsstrahlungsdetektors	21
	4.1.2 Übergangsstrahlung	21
	4.1.3 Auslese mit Vieldrahtproportionalkammern.....	22
	4.2 Der Übergangsstrahlungsdetektor für das CBM-Experiment	27
	4.2.1 Anforderungen an den CBM-TRD.....	27
	4.2.2 Grundprinzip des schnellen Frankfurter Prototyps	28
	4.2.3 Neuer Prototyp mit alternierenden Drähten	30
	4.2.4 Bau der neuen Prototypen.....	35
5	Messungen.....	39
	5.1 Ziel der Messungen	39
	5.2 Experimenteller Aufbau	39
	5.3 Strommessungen.....	43
	5.4 Messung des Energiespektrums	54
	5.4.1 Zur Analyse des Eisenspektrums	54
	5.4.2 Signalaufzeichnung und Korrektur von Störsignalen	55
	5.4.3 Kalibrierung des Spektrums und Energieauflösung	58
	5.4.4 Auswertung der Spektren	61
6	Zusammenfassung und Fazit	65

Literatur 67

1 Einleitung

Kernmaterie unter extremen Bedingungen steht im Mittelpunkt bedeutender Forschungsbereiche experimenteller und theoretischer Elementarteilchenphysik. Damit verbunden ist die Entwicklung eines viel tiefergehenden Verständnisses der starken Wechselwirkung und der Dynamik kleinster Teilchen. So kann heute 2 % der Masse eines Protons durch seine Quark-Konstituenten vollständig erklärt werden, während die Entstehung der übrigen 98 % bisher nur qualitativ verstanden ist. Dabei spielt die starke Wechselwirkung eine entscheidende Rolle. Symmetrieeigenschaften in der Natur, die Entstehung des Universums, der Ablauf von Supernova-Explosionen und das Entstehen von Neutronensternen – all diese Themen sind mit Fragen verknüpft, auf die Antworten mithilfe der Erforschung von Kernmaterie unter extremen Bedingungen gesucht werden. Das Quark-Gluon-Plasma ist hier von großer Bedeutung.

Als Quark-Gluon-Plasma wird ein Zustand der Materie bezeichnet, in dem sich ihre elementaren Bausteine quasi-frei bewegen. Es entsteht bei Energiedichten, wie sie im Inneren von Neutronensternen oder einige Milliardstel Sekunden nach dem Urknall vermutet werden, während Quarks und Gluonen bei Temperaturen und Dichten, wie sie auf der Erde vorkommen, in Hadronen – in erster Linie Protonen und Neutronen – eingeschlossen sind. Diesen Einschluss von Materie, das *Confinement*, nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ zu verstehen, ist eine der großen Herausforderungen der Quantenchromodynamik, die die starke Wechselwirkung zwischen Quarks durch den Austausch von Gluonen beschreibt [1].

In der Hochenergiephysik werden schwere Ionen mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern auf über 99 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Bei ihrer Kollision werden so hohe Temperaturen und Teilchendichten erreicht, dass für winzige Sekundenbruchteile hochverdichtete und sehr heiße Kernmaterie entsteht und ein Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma eingeleitet werden kann. Erstmals gelang dies im Jahr 1994 am CERN [2]. Beim Abkühlen wird ein Schauer von Teilchen erzeugt, die mithilfe eines Detektorsystems registriert werden. Ihre Spuren liefern Erkenntnisse über den Materiezustand im Zentrum der Kollision.

Das *Compressed Baryonic Matter*-Experiment (CBM), das an der Beschleunigeranlage FAIR in Darmstadt entsteht, hat zum Ziel, den Übergang von Materie zum Quark-Gluon-Plasma bei besonders hohen Teilchendichten und mittleren Temperaturen zu untersuchen. Durch sehr hohe Ereignisraten wird mit dem Experiment

eine ausreichend hohe Statistik erreicht, um auch die Messung seltener Proben zu ermöglichen [3].

Hohe Teilchendichten und -raten stellen eine Herausforderung für das Detektorsystem dar. Am Institut für Kernphysik Frankfurt wird ein *Transition Radiation Detector* (TRD) entwickelt, der eine besonders schnelle Teilchendetektion ermöglicht. Aufgabe des TRDs ist die Identifizierung von Elektronen und Pionen mithilfe von Übergangsstrahlung. Sie wird im CBM-Experiment von den sehr schnellen Elektronen beim Durchfliegen des Radiatormaterials erzeugt, nicht aber von den langsameren Pionen. Elektronen und Pionen ebenso wie die Übergangsphtononen werden in einer Vieldrahtproportionalkammer registriert: Sie ionisieren in der Kammer Gasatome; die so erzeugten Elektronen werden durch ein elektrisches Feld beschleunigt und lösen eine Elektronenlawine aus, die gemessen werden kann [4]. Das elektrische Feld wird mithilfe von Anodendrähten in der Mitte der Kammer und zwei Kathodenebenen an Ein- und Ausgang des Detektors erzeugt.

Aufgrund der besonderen Detektorgeometrie des Frankfurter Prototypen mit geringem Abstand zwischen Anode und Kathode reagiert das elektrische Feld sehr empfindlich auf kleinste mechanische Verformungen des dünnen Kathodenfensters. Eine einfache und ebenso wirksame Idee soll für ein stabileres elektrisches Feld und damit für zuverlässige Messergebnisse sorgen: die Einführung von zusätzlichen Feldröhren zwischen den Anodendrähten, an die eine alternierende Hochspannung angelegt wird. Auf diese Weise wird zwischen den Drähten ein elektrisches Feld aufgebaut, das unabhängig von Verformungen des dünnen Kathodenfensters ist. Die Funktionalität der Prototypen mit neuer Feldgeometrie und ihre Auswirkung auf die Stabilität der Messergebnisse werden im Rahmen dieser Arbeit untersucht.

Kapitel 2 der Arbeit führt in die theoretischen Grundlagen ein; das Standardmodell der Elementarteilchenphysik ebenso wie der Materiezustand des Quark-Gluon-Plasmas und seine Entstehung werden beschrieben. Ein Einblick in die Möglichkeiten zur Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas im Labor und seiner Detektion folgen. Das CBM-Experiment mit Detektorsystem wird in Kapitel 3 dargestellt. In Kapitel 4 werden zunächst die Funktionsweise eines TRDs und das Prinzip der Übergangsstrahlung sowie die Auslese mit Vieldrahtproportionalkammern erläutert. Die Entwicklung des schnellen Frankfurter Prototypen für das CBM-Experiment und die Stabilisierung des elektrischen Feldes durch eine Drahtgeometrie mit alternierendem Potential werden beschrieben. Die Messungen mit einer ^{55}Fe -Quelle im Labor werden in Kapitel 5 präsentiert. Zur Untersuchung der neuen Prototypen werden der gemessene Strom sowie das aufgenommene Energiespektrum der ^{55}Fe -Quelle für verschiedene Messpunkte und Ausdehnungen des Eingangsfensters verglichen. Kapitel 5 fasst die wesentlichen Punkte zusammen und gibt einen Ausblick auf weitere Schritte.

2 Einführung in die Physik des Quark-Gluon-Plasmas

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Die Hochenergiephysik erforscht den Aufbau und die Eigenschaften von Elementarteilchen und ihre Reaktionen untereinander. Ausgangspunkt ist das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM), das die Erkenntnisse nach heutigem Stand beschreibt (siehe Tabelle 2.1). Es unterscheidet zwischen Materieteilchen (Fermionen) mit halbzahligem Spin und Wechselwirkungsteilchen (Eichbosonen) mit ganzzahligem Spin. Die Dynamik der punktförmigen Materieteilchen wird durch vier fundamentale Kräfte bestimmt; sie werden durch Wechselwirkungsteilchen übertragen und unterscheiden sich in Stärke und Reichweite [5, 6, 7, 8]:

- Gravitation: Sie beschreibt die Wechselwirkung der Teilchenmassen. Ihr hypothetisches Eichboson wird als Graviton bezeichnet. Sie ist die schwächste Naturkraft und spielt auf subatomarer Ebene keine Rolle.
- Elektromagnetische Wechselwirkung: Sie wirkt auf elektrisch geladene Teilchen (positive oder negative Ladung) und wird durch Photonen (γ) übertragen. Sie hat eine unendliche Reichweite, beschrieben durch das Coulombpotential $V = 1/r$.
- Schwache Wechselwirkung: Sie wird durch W- und Z-Bosonen übertragen und ist sehr kurzreichweitig. Durch sie ist die Umwandlung von Fermionen möglich. Sie kann mit der elektromagnetischen zur elektroschwachen Kraft zusammengefasst werden.
- Starke Wechselwirkung: Sie koppelt an die Farbladung (rot, grün, blau) und wird durch Gluonen übertragen. Sie dominiert auf Entfernungen, die einem Atomkern und kleiner entsprechen (siehe auch Abschnitt 2.2).

Die einzelnen Wechselwirkungen werden durch ihre zugehörige Quantenfelder, z. B. das elektromagnetische Feld, mithilfe von Feldtheorien beschrieben. Ein Teilchen wird hier als angeregter Zustand des entsprechenden Quantenfeldes dargestellt. Alle Fermionen koppeln an die Gravitation und an die schwache Wechselwirkung. Je

Tabelle 2.1: Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik [9].

Fermionen Spin=1/2			
Quarks			
q=2/3	up (u) m=2,3 MeV/c ²	charm (c) m=1,275 GeV/c ²	top (t) m=173,21 GeV/c ²
q=-1/3	down (d) m=4,8 MeV/c ²	strange (s) m=95 MeV/c ²	bottom (b) m=4,18 GeV/c ²
Leptonen			
q=-1	Elektron (e) m=0,511 MeV/c ²	Myon (μ) m=105,7 MeV/c ²	Tau (τ) m=177,7 MeV/c ²
q=0	e-Neutrino m<2 eV/c ²	μ-Neutrino m<0,19 MeV/c ²	τ-Neutrino m<18,2 MeV/c ²
Eichbosonen Spin=1			
Photon (γ) m=0, q=0	Gluon (g) m=0, q=0	W[±]-Boson m=80,4 GeV/c ² , q=±1	Z⁰-Boson m=91,2 GeV/c ² , q=0
Higgsboson (H⁰) Spin=0			
m=125,09 GeV/c ² , q=0			

nachdem ob die starke Wechselwirkung auf ein Fermion wirkt, wird es einer von zwei Gruppen zugeordnet:

- Quarks: Sie besitzen einen inneren Freiheitsgrad, der als Farbladung bezeichnet wird, und koppeln damit an die starke Kraft. Ihre elektrische Ladung ist +2/3 oder -1/3. Sechs verschiedene Quarksorten (*Flavour*) sind bekannt. Im Allgemeinen sind sie in der Natur nicht als freie Teilchen beobachtbar.
- Leptonen: Sie koppeln nicht an die starke Kraft. Sie tragen eine elektrische Ladung von ±1 oder sind neutral. Sie können auch als freie Teilchen bestehen.

Zu jedem Fermion ist auch ein Antiteilchen gleicher Masse und entgegengesetzter Ladung bekannt. Die Teilchenzahl ist erhalten; das heißt, ein neues Teilchen kann nur bei gleichzeitiger Erzeugung eines entsprechenden Antiteilchens entstehen [5, 8, 10].

Fermionen tragen eine Ruhemasse. Eichbosonen wiederum sind, abgesehen von W- und Z-Bosonen, masselos. W- und Z-Bosonen erhalten, ebenso wie Fermionen, Masse durch Wechselwirkungen mit dem Higgs-Feld – mit dem Higgs-Teilchen als dessen elementare Anregung. Higgs-Bosonen tragen die Spinquantenzahl 0, wohingegen Eichbosonen die Spinquantenzahl 1 zuzuordnen ist [5, 7, 10].

Aus Quarks zusammengesetzte Teilchen tragen die Bezeichnung Hadronen. Addiert sich ihre Baryonenzahl zu 1 oder -1 werden sie als Baryonen bzw. Anti-Baryonen

bezeichnet, wobei ein einzelnes Quark die Baryonenzahl $1/3$ und ein Anti-Quark die Baryonenzahl $-1/3$ trägt. Hadronen mit Baryonenzahl 0 werden als Mesonen klassifiziert. In Hadronen sind Quarks durch den Austausch von Gluonen gebunden. Die drei Farbzustände der Quarks, die als rot, grün und blau bezeichnet werden, und die entsprechenden Antifarben der Antiquarks werden so kombiniert, dass farbneutrale Objekte entstehen. Drei gebundene Quarks (Baryonen) tragen jeweils drei unterschiedliche Farbladungen; Anti-Baryonen tragen drei Anti-Farben. Die Spins der Quarks können zu $1/2$ oder $3/2$ koppeln. Beispiele sind das Proton (uud), das Neutron (udd) und das Lambda (uds). Mesonen bestehen aus einem Quark und einem Anti-Quark, das die entsprechende Anti-Farbe trägt. Mesonen mit Spin 0 werden als pseudoskalare Mesonen bezeichnet, mit Spin 1 als Vektormesonen. Beispiele sind das K^+ - ($u\bar{s}$), das ρ^+ - ($u\bar{d}$) oder das ϕ -Meson ($s\bar{s}$). Gluonen können auch untereinander wechselwirken, sie tragen demnach genau wie Quarks die Ladung der starken Wechselwirkung, jedoch jeweils immer eine Farbe und eine zweite Antifarbe. Die Phänomene der starken Wechselwirkung werden quantitativ durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben [5, 6, 7, 8, 9, 10].

Der in dieser Arbeit beschriebene Detektor misst geladene Teilchen. Im CBM-Experiment detektiert er insbesondere Elektronen (bzw. Positronen, ihre Antiteilchen) aus der Gruppe der Leptonen und geladene Pionen, das heißt Mesonen bestehend aus einem Down- und einem Up-Quark ($\bar{u}d$ oder $u\bar{d}$), aber auch andere Hadronen und Fragmente wie ^4He .

Im folgenden Abschnitt werden die Eigenschaften der starken Wechselwirkung mit dem Konzept des *Confinement* und der damit verbundene Materiezustand des Quark-Gluon-Plasmas kurz dargestellt. Darauf folgt ein Einblick in die Möglichkeiten zur Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas.

2.2 Materiezustand des Quark-Gluon-Plasmas

Die Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas (QGP) ist ein wichtiges Forschungsgebiet der Hochenergiephysik. Quarks und Gluonen, die unter den Bedingungen auf der Erde nur in Hadronen eingeschlossen zu beobachten sind, können sich in diesem besonderen Materiezustand quasifrei bewegen [8, 11, 12]. Die Dynamik von Quarks und Gluonen ist durch die Eigenschaften der starken Wechselwirkung, die im Folgenden beschrieben werden, bestimmt [5, 6, 7, 8, 10].

Die Stärke der Wechselwirkung zwischen zwei Quarks wird durch die Kopplungskonstante α_s beschrieben. Sie hängt vom Viererimpulsübertrag Q^2 und damit von der Entfernung zwischen den Quarks ab. Charakteristisch für die starke Wechselwirkung ist, dass ihre Austauscheteilchen selbst Farbe tragen und daher auch untereinander wechselwirken. Das führt dazu, dass die Kopplungskonstante α_s mit wachsendem

Quark-Abstand zunimmt. Die Bindung wächst so stark an, dass einzelne Quarks nicht aus einem Hadron entfernt werden können. Dieser Einschluss von Quarks zu farbneutralen Teilchen wird in der Quantenchromodynamik (QCD) als *Confinement* bezeichnet. Für sehr kleine Distanzen geht die Anziehung gegen null und Quarks können sich quasifrei bewegen, was auch asymptotische Freiheit genannt wird. Die Kopplungsstärke der QCD ist durch die folgende Gleichung beschrieben, wobei der Viererimpulsübertrag Q^2 umgekehrt proportional zur Abstandsabhängigkeit ist:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)} . \quad (2.1)$$

n_f bezeichnet die Zahl der Quark-*Flavour*, die an einem Prozess beteiligt sind (zwei bis sechs) und Λ die QCD-Konstante, welche die Stärke der Kopplung beschreibt [2, 3, 4, 5].

Unter extremen Bedingungen, das heißt bei sehr hohen Teilchendichten oder Temperaturen, wird eine Brechung des *Confinement* erwartet (*Deconfinement*). Beim Überschreiten des kritischen Wertes der Energiedichte von etwa 1 GeV innerhalb eines ausreichend großen Volumens kommt es zu einem Phasenübergang zum QGP [12]:

- Ab einer Netto-Baryonen-Dichte, die in etwa dem Zehnfachen der Kerndichte ρ_0 entspricht und wie sie beispielsweise im Inneren von Neutronensternen vermutet wird, überlappen die Nukleonen; sie sind nicht mehr voneinander zu unterscheiden, sondern bilden einen gemeinsamen Zustand, in dem sich Quarks und Gluonen frei bewegen können [12].
- Bei hohen Temperaturen werden zahlreiche neue Teilchen erzeugt, zunächst vor allem Pionen – die leichtesten Mesonen – mit zunehmender Energie aber auch andere Mesonen und Baryon-Antibaryon-Paare. Bei Energiedichten im Bereich von $kT \approx 200$ MeV, wie sie wenige Mikrosekunden nach dem Urknall herrschten, ist die Teilchendichte so weit erhöht, dass Quarks oder Gluonen nicht mehr einem bestimmten Hadron zugeordnet werden können [6, 7, 8].

Die Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas konnten bisher noch nicht vollständig experimentell bestätigt werden. Bisherige Erkenntnisse basieren auf QCD-Gitterrechnungen und störungstheoretischen Rechnungen sowie auf experimentellen Daten. Die Phasen der Kernmaterie, wie sie als wahrscheinlich gelten, sind in Abbildung 2.1 in Abhängigkeit der Netto-Baryondichte ρ und der Temperatur T des Systems dargestellt. Unter den Bedingungen, wie sie auf der Erde bestehen, bei kleinen Temperaturen und bei der Kerndichte ρ_0 , sind Hadronen in erster Linie in Form von Nukleonen (Protonen und Neutronen) vorzufinden. Zu höheren Dichten und Temperaturen hin werden weitere Hadronen erzeugt. Der Phasenübergang vom

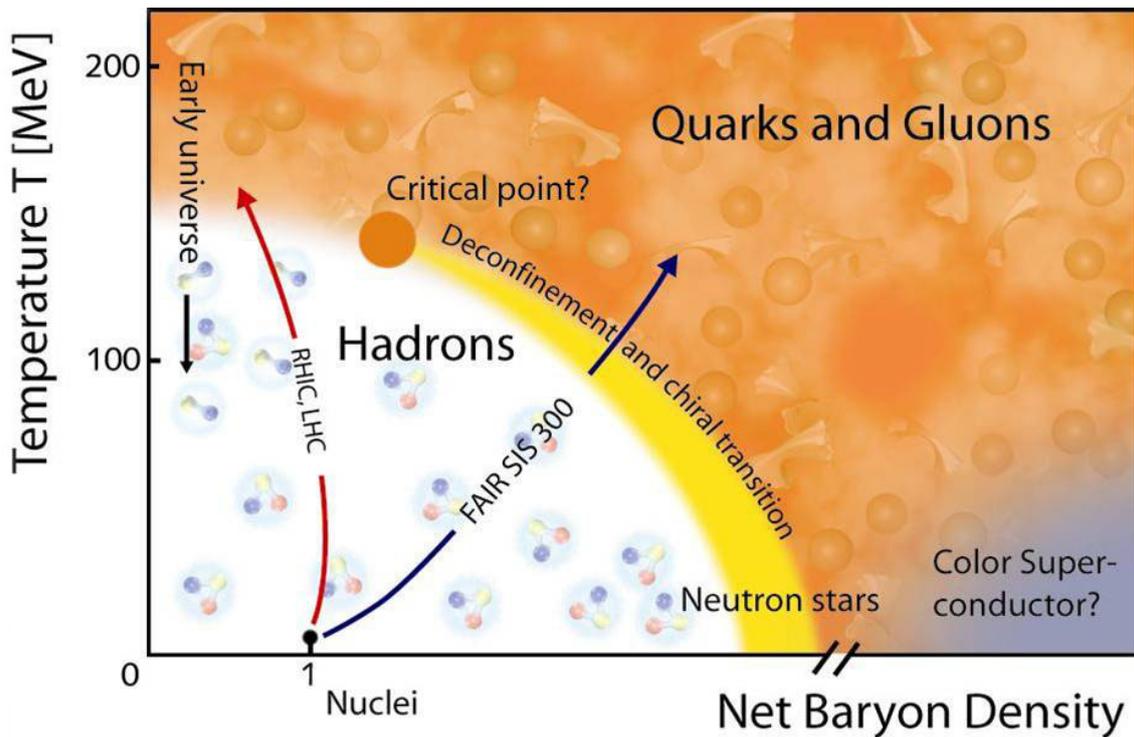


Abbildung 2.1: Phasendiagramm der starken Wechselwirkung: Der Materiezustand ist in Abhängigkeit von Temperatur und Netto-Baryondichte dargestellt. Die durch verschiedene Experimente abgedeckten Energiebereiche sind schematisch mit Pfeilen markiert.

Hadronengas zum Quark-Gluon-Plasma ist für kleine Baryondichten und hohe Temperaturen kontinuierlich (*Crossover*). Bei niedriger Temperatur und steigender Baryondichte erwartet man einen sprunghaften Übergang (Phasenübergang erster Ordnung) [11, 12, 13, 14].

Eines der Ziele zukünftiger Hochenergieexperimente ist es, theoretische Vorhersagen zum Phasendiagramm der QCD experimentell zu überprüfen, um Erkenntnisse zur Dynamik stark wechselwirkender Materie weiterzuentwickeln [11]. Von großem Interesse ist auch die Untersuchung des kritischen Punktes, an dem der Phasenübergang erster Ordnung in den *Crossover* übergeht [11, 12, 13, 14, 15]. Interessante Materiezustände wie das Quark-Gluon-Plasma können im Labor erzeugt werden, wenn schwere Ionen beschleunigt werden und mit ausreichend hohen Energien aufeinanderstoßen. Die verschiedenen Phasen der QCD können durch Modulation der Strahlenergie und der Reaktionssysteme erzeugt werden. Experimentelle Untersuchungen des QCD-Phasendiagramms in einem weiten Energiebereich gelangen bisher zum Beispiel am *Large Hadron Collider* (LHC) und am *Super Proton Synchrotron* (SPS) am CERN sowie am *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) in Brookhaven; im Bereich niedriger Temperaturen ist für eine genauere Messung seltener Teilchen jedoch eine höhere Statistik erforderlich. Eine Erforschung im Bereich höherer Dichten mit einer hohen Statistik ist Ziel des zukünftigen *Compressed Baryonic Matter*-Experiments (CBM)

an der Beschleunigeranlage FAIR, das in Kapitel 3 beschrieben wird. Wie eine Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas im Labor funktionieren kann, wird im nächsten Abschnitt kurz dargestellt.

2.3 Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas

Zur Untersuchung des QCD-Phasendiagramms im Labor werden schwere Ionen auf ultrarelativistische Energien beschleunigt und zur Kollision gebracht. Bei Energien größer als 10A GeV entsteht ein sehr dichtes und heißes Medium und für sehr kurze Zeit (weniger als 10^{-22} s) ein Quark-Gluon-Plasma, gefolgt von einer schnellen Expansion und Abkühlung des Systems. Mit dem Einsetzen des *Confinement* verbinden sich Quarks und Gluonen zu Hadronen, was als Hadronisierung bezeichnet wird. Die Teilchensorten sind damit festgelegt und ändern sich nur noch durch Zerfälle (chemischer *Freeze-out*); zuletzt erfolgt die Festlegung der Teilchenimpulse (thermischer *Freeze-out*).

Der Nachweis eines im Experiment erzeugten Quark-Gluon-Plasmas ist, schon alleine aufgrund der extrem kurzen Lebensdauer, nicht ohne weiteres möglich, sondern Bedarf geeigneter Sonden. Informationen aus der Phase des QGP müssen auf Grundlage der detektierten Teilchen rekonstruiert werden. Es wird angenommen, dass die Produktionsmechanismen verschiedener Vektormesonen empfindlich auf die Bedingungen im frühen Stadium der Kollision reagieren. Der Vergleich gemessener Teilchenzahlen mit ihren erwarteten Produktionswahrscheinlichkeiten bei einem Phasenübergang zum QGP soll Aussagen über Zustandsphase, Eigenschaften und Entwicklung des beobachteten Mediums liefern. Beispielsweise können veränderte Raten von Teilchen, die Strange- oder Charm-Quarks enthalten, als Signatur für ein QGP herangezogen werden, wobei erst die Kombination vieler Signaturen klare Aussagen ermöglicht. Die für das CBM-Experiment erwarteten Hadronen-Nachweiswahrscheinlichkeiten (ohne Einfluss der Detektoreffizienz) bei Gold-Gold-Kollisionen sind in Abbildung 2.2 dargestellt.

Als Beispiel einer vielversprechenden Signatur des QGP sei hier die Unterdrückung des J/ψ -Mesons, ein Vektormeson aus einem Charm-Anticharm-Paar ($c\bar{c}$), dargestellt. Man erwartet, dass Charm-Quarks aufgrund ihrer hohen Massen in der frühen Phase nach der Kollision erzeugt werden und auch J/ψ -Mesonen ausbilden. Kommt es nun zum Phasenübergang in das QGP, werden die Farbladungen eines $c\bar{c}$ -Paares, das bereits gebunden ist oder im Begriff ist, eine Bindung einzugehen, durch die quasi-freien Farbladungen im QGP voneinander abgeschirmt (analog zur Debye-Abschirmung in der Elektrodynamik). In der Phase der Hadronisierung bilden sie dann mit anderen Up- oder Down-Quarks D-Mesonen. Die Folge ist eine Unterdrückung der gemessenen J/ψ -Raten [16, 17].

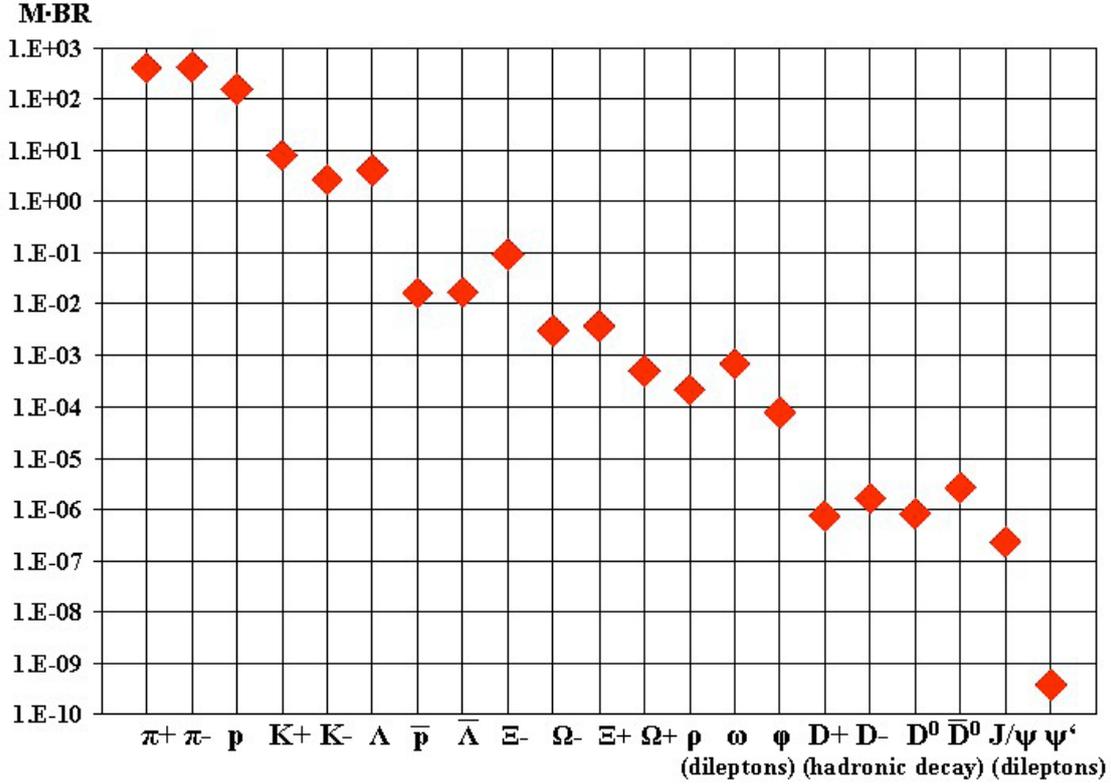


Abbildung 2.2: Berechnete Nachweiswahrscheinlichkeiten für in Gold-Gold-Kollisionen bei $E = 25$ AGeV produzierte Hadronen.

Produktionsraten von Hadronen lassen sich nicht immer direkt messen. Hadronen wechselwirken stark mit ihrer Umgebung während der verschiedenen Phasen bis zum *Freeze-out*; häufig ist ihre Lebensdauer nur sehr kurz und sie sind, wenn sie im frühen Stadium der Kollision erzeugt wurden, im Endstadium des Systems bereits zerfallen [12]. Zur indirekten Messung von Hadronen werden daher auch elektromagnetische Sonden herangezogen. Elektromagnetische Sonden, wie Dileptonen oder Photonen, wechselwirken nicht stark und können nach ihrer Erzeugung nahezu unbeeinflusst das Zentrum der Kollision verlassen. Sie liefern Informationen über die frühe und heiße Phase des Systems. Der Einfluss der elektromagnetischen Wechselwirkung ist vernachlässigbar, da die freie Weglänge für Photonen und Leptonen im Medium im Verhältnis zu dessen Ausdehnung deutlich größer ist. Bei Dileptonen handelt es sich um Lepton-Antilepton Paare, welche in verschiedenen Zerfallsprozessen im Medium entstehen, zum Beispiel beim Zerfall von Vektormesonen.

Für gemessene Dileptonen kommen verschiedene Produktionsmechanismen in Frage, wobei eine Zuordnung anhand ihrer invarianten Masse möglich ist [18]. Die invariante Masse entspricht der Schwerpunktsenergie der zwei Leptonen aus dem Zerfallsprozess (wobei der Zusammenhang $E = mc^2$ gilt) und erlaubt so einen Rückschluss auf die Masse des Ursprungsteilchens. Im Bereich niedriger invarianter Mas-

sen der Dileptonen ($m_{l+l^-} \leq 1024 \text{ MeV}/c^2$) stammen diese hauptsächlich aus Zerfälle leichter Vektormesonen (z. B. ρ - oder ω -Mesonen). Die Messraten der Dileptonen aus Kern-Kern-Kollisionen werden mit den entsprechenden Raten aus Proton-Kern-Kollision verglichen, um ein Quark-Gluon-Plasma zu identifizieren [18]. Für den Bereich mittlerer invarianter Masse ($1024 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{l+l^-} \leq 3,1 \text{ GeV}/c^2$) ist die thermische Kontinuumsstrahlung des Mediums sichtbar und ein Rückschluss auf die Temperatur des Mediums nach der Kollision wird möglich. Bei hohen Energien (mit $m_{l+l^-} \geq 3,1 \text{ GeV}/c^2$) entstehen in Zerfällen Dileptonen, deren invariante Masse genau der invarianten Masse von gebundenen $q\bar{q}$ -Paaren entspricht [18]. Ein Beispiel für einen solchen Zerfall ist die Quark-Antiquark-Annihilationen von schweren Quarks, z. B. des J/ψ -Mesons: die gegenseitige Vernichtung eines Quarks mit einem Antiquark unter Bildung eines virtuellen Photons oder Z-Bosons, das anschließend in ein Paar entgegengesetzt geladener Leptonen zerfällt.

Im nächsten Kapitel wird das CBM-Experiment an der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR vorgestellt, das die Untersuchung des QCD-Phasendiagramms und des Quark-Gluon-Plasmas zum Ziel hat.

3 Das CBM-Experiment

3.1 Zur Erforschung von Materie hoher Dichte im Experiment

Das *Compressed Baryonic Matter*-Experiment (CBM) ermöglicht die Erforschung stark wechselwirkender Materie im Bereich hoher Baryondichten. Ziel ist die Untersuchung des QCD-Phasendiagramms bei niedrigen bis moderaten Temperaturen und des Phasenübergangs erster Ordnung vom Hadronen-Gas zum Quark-Gluon-Plasma. Dazu gehört auch die Suche nach dem kritischen Punkt, an dem der Phasenübergang kontinuierlich wird. Die systematische und präzise Messung aller relevanten Hadronen erfordert eine hohe Statistik, insbesondere im Hinblick auf die kleinen Wirkungsquerschnitte für die Produktion seltener Teilchen wie Charm-Quarks [12].

Um Materie im Labor in den Zustand des Quark-Gluon-Plasmas zu versetzen, werden schwere Ionen auf ultra-relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt und zur Kollision gebracht. Da eine hohe Statistik erreicht werden soll, handelt es sich beim *CBM*-Experiment um ein *Fixed-Target*-Experiment, bei dem beschleunigte Ionen auf ein ruhendes Ziel geschossen werden. So können leichter als bei *Collider*-Experimenten¹ hohe Luminositäten, das heißt eine große Anzahl an Teilchenbegegnungen pro Zeit und Fläche, erreicht werden. Die Luminosität \mathcal{L} wird im *Fixed-Target*-Experiment über die Zahl der einfallenden Ionen pro Zeiteinheit \dot{N}_I (entspricht hier der Strahlintensität), die Targetdichte n_T und die Dicke des Targets d definiert:

$$\mathcal{L} = \dot{N}_I \cdot n_T \cdot d . \quad (3.1)$$

Im Folgenden werden die Beschleunigeranlage FAIR, an der das CBM-Experiment gebaut wird, sowie das Detektorsystem beschrieben.

3.2 Die Beschleunigeranlage FAIR

Als einer der Forschungsschwerpunkte der zukünftigen Beschleunigeranlage *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR) in Darmstadt kann das CBM-Experiment

¹Bei *Collider*-Experimenten werden zwei Teilchen aus gegenläufigen Strahlen zur Kollision gebracht.

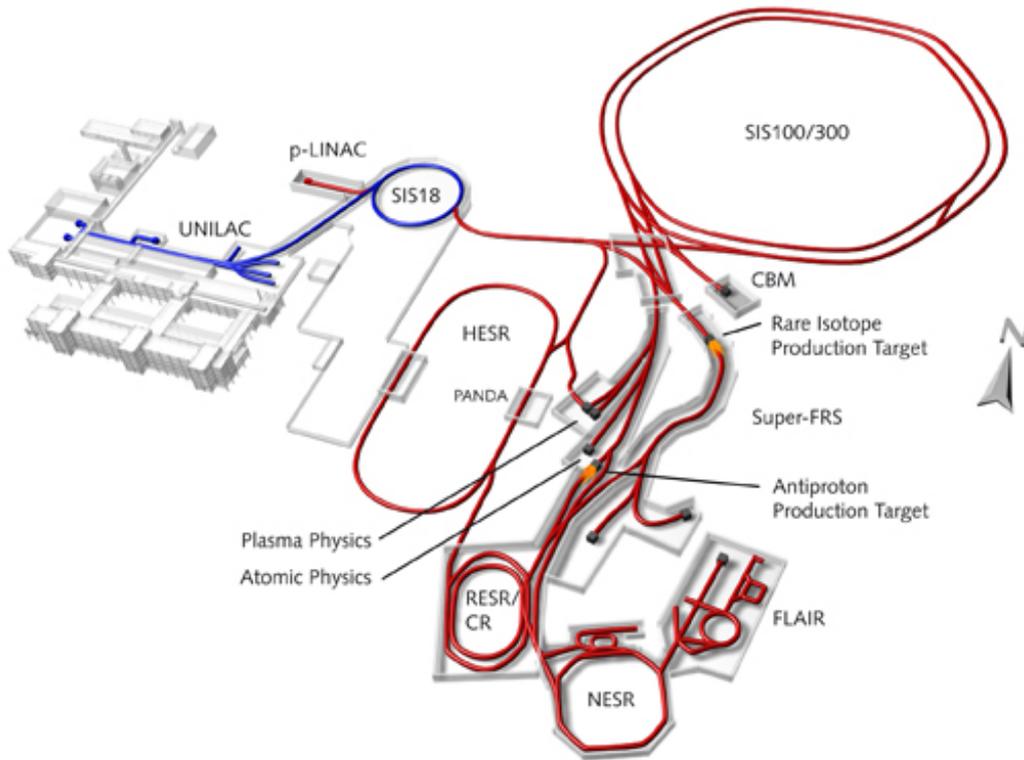


Abbildung 3.1: Beschleunigeranlage FAIR an der GSI.

mit extrem hohen Strahlintensitäten im Vergleich zu anderen Experimenten in diesem Energiebereich versorgt werden. Die hohen Intensitäten des Primärstrahls ermöglichen sehr hohe Luminositäten als Voraussetzung für die erforderliche Statistik.

Der entstehende Doppelsynchrotron SIS-100/300 mit einem Umfang von etwa 1100 m, soll Schwerionenstrahlen für das CBM-Experiment bereitstellen, wobei UNILAC und SIS-18, die existierenden Beschleuniger an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung), nach einem *Upgrade* als Vorbeschleuniger dienen werden. Zur Steigerung der Luminosität an dem neuen Schwerionensynchrotron (SIS) wird unter anderem die Anzahl von Paketen und Ionen pro Paket um fast drei Größenordnungen erhöht, mit $5 \cdot 10^{11}$ Ionen pro Paket werden Reaktionsraten von bis zu 10 MHz erreicht [19]. Der Beschleuniger SIS-100 soll Energien von bis zu 11 AGeV² (in Gold-Gold-Kollisionen) liefern und die Erzeugung hochdichter Kernmaterie sowie einen Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma in einem niedrigen Temperaturbereich ermöglichen. Bei dem Beschleuniger SIS-300 handelt es sich um eine Ausbaustufe des SIS-100, wobei die Steifigkeit der Magnete von 100 Tm auf 300 Tm erhöht wird. Mit dem SIS-300 bei Energien von bis zu 45 AGeV (Au-Au) kann eine Untersuchung des kritischen Punktes gelingen [20]. Weiterhin sind an der FAIR-Anlage drei Speicherringe (HESR, RESR/CR, NESR) und weitere Stationen wie ein Antiprotonen-Produktions-Target für u.a. das PANDA-Experiment sowie Experimente

²AGeV: Energie der kollidierenden Teilchen pro Nukleon in GeV.

im Bereich der nuklearen Astrophysik (NUSTAR), der Atom-, Plasma- und Biophysik sowie der Medizin (APPA) geplant [3].

3.3 Das CBM-Detektorsystem

Das CBM-Experiment wird für Schwerionenkollisionen im mittleren Energiebereich und zur Detektion von Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas entwickelt. Die Herausforderung ist, sowohl eine große Anzahl von Hadronen als auch Leptonen zu identifizieren sowie seltene Teilchen zu messen, wobei zwischen den am häufigsten erzeugten Pionen und den am seltensten erzeugten Ψ 's zwölf Größenordnungen in den Produktionsraten liegen (vgl. Abbildung 2.2). Die Messungen beinhalten die Bestimmung der Teilchenimpulse und die präzise Rekonstruktion der Teilchenspuren mit einer Genauigkeit von $50\ \mu\text{m}$ [20]. Die Detektoren müssen bei Ereignisraten von bis zu 10 MHz mit bis zu 1000 geladenen Teilchen pro Event leistungsfähig sein. Für gute Messungen bei den hohen Ereignisraten werden sehr schnelle Detektoren benötigt. Gleichzeitig müssen sie bei einem möglichst geringen Materialbudget strahlenhart und ratenfest sein.

Das CBM-Experiment besteht aus einem Detektorsystem mit insgesamt acht Detektorsubsystemen, die hinter dem $250\ \mu\text{m}$ dicken Goldtarget entlang der Strahlachse aufgereiht sind (vgl. Abbildung 3.2). Zwei verschiedene Setups zur Leptonenmessungen sind durch den Austausch einzelner Subsysteme möglich: Der Aufbau kann auf die Messung von Elektronen ausgerichtet oder für die Identifizierung von Myonen optimiert sein.

Der *Micro-Vertex Detector* (MVD) und das *Silicon Tracking System* (STS) direkt hinter dem Kollisionspunkt dienen der Vertex- und Spurenrekonstruktion. Der MVD identifiziert in erster Linie Hadronen mit Charm-Quarks über ihre Zerfallsvertices. Mit Hilfe des STS werden Spuren geladener Teilchen rekonstruiert. Beide Detektoren sind Halbleiterdetektoren. Die Spuren der geladenen Teilchen werden mithilfe eines Dipolmagneten gekrümmt, um eine Impulsmessung zu ermöglichen.

Zur Messung und Identifikation von Elektronen wird der *Ring Imaging Cherenkov Detector* (RICH) gemeinsam mit dem *Transition Radiation Detector* (TRD) eingesetzt. Der RICH detektiert Elektronen im kleinen bis mittleren Impulsbereich bis zu $8\ \text{GeV}/c$ mithilfe von Čerenkov-Ringen. Elektromagnetische Čerenkov-Strahlung entsteht, wenn geladene Teilchen ein Medium, hier ein CO_2 -Gasvolumen, mit einer höheren Geschwindigkeit als der Lichtgeschwindigkeit im Medium durchfliegen. Die Hauptaufgabe des TRDs ist die Messungen von Elektronen mit Impulsen über $1\ \text{GeV}/c$ und die Erweiterung der Elektronenidentifikation durch den RICH auf Impulse bis etwa $10\ \text{GeV}/c$. Gleichzeitig wird er zur Spurenmessung geladener Teilchen und zur Messung des Energieverlustes von Fragmenten wie ${}^4\text{He}$ verwendet. Auch

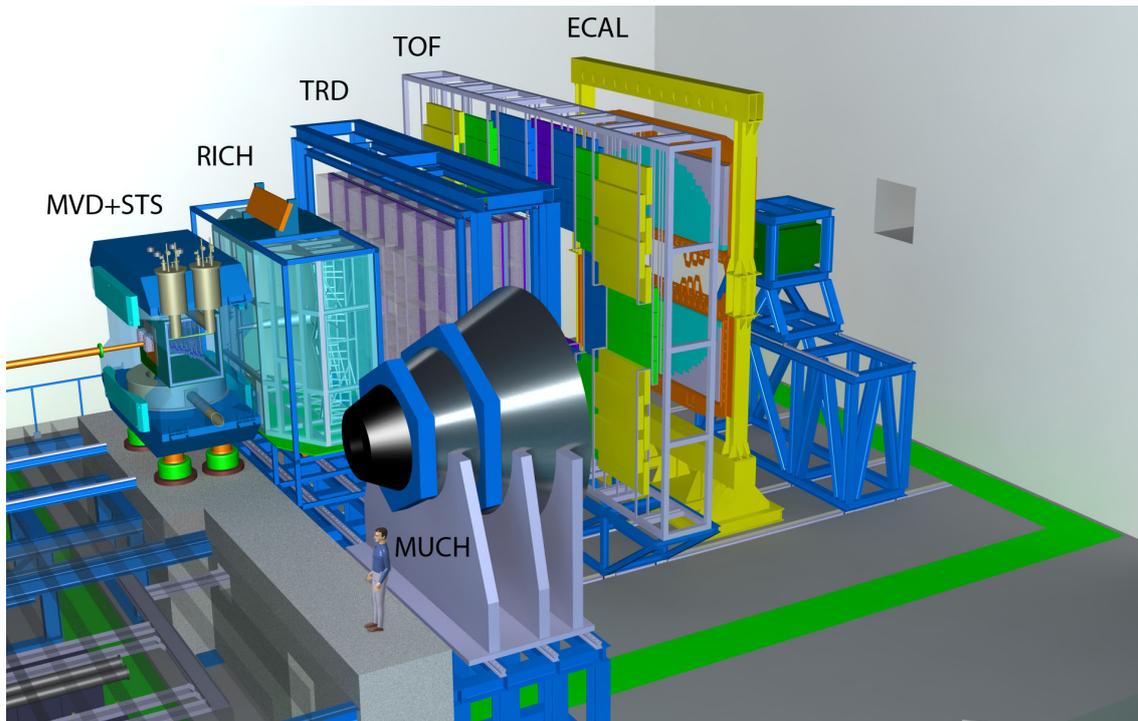


Abbildung 3.2: Skizze des CBM-Detektorsystems (Elektronensetup).

bei Impulsen innerhalb des Arbeitsbereichs des RICH wird durch die Kombination beider Subsysteme eine Verbesserung der Elektronenidentifikation erreicht [21].

Zur Identifikation von Myonen kann an Stelle des RICH der *Muon Chamber Detector* (MuCh) platziert werden. Es handelt sich um Gasdetektoren, zwischen denen sich Eisenplatten und weiteres Material zur Absorption von Hadronen befinden.

Geladene Hadronen werden anhand ihrer Masse, die mittels Flugzeitmessung von einem *Time of Flight Detector* (TOF) bestimmt wird, identifiziert. Hierzu werden sehr schnelle Gasdetektoren verwendet. Zusätzlich kann der TOF zur Identifizierung von Elektronen mit kleinem Impuls eingesetzt werden.

Mit dem elektromagnetischen *Kalorimeter* (ECAL) werden Photonen und neutrale Teilchen identifiziert; sie werden vollständig abgebremst und die frei werdende Energie wird gemessen. Zuletzt soll mithilfe des *Projectile Spectator Detector* (PSD) die Zentralität der Kollision, das heißt, der Anteil der an der Kollision beteiligten Nukleonen, über die Energie der verbliebene Fragmente bestimmt werden.

Daten werden zunächst ohne direkte Zuordnung zu einem Ereignis permanent ausgelesen, da ein Trigger-basiertes Ausleseverfahren nicht schnell genug ist. Die Zuweisung der Daten zu einem Ereignis erfolgt nachträglich mit Hilfe eines globalen Zeitstempels. Detektierte Ereignisse werden mit dem *First-level Event Selector* (FLES) online rekonstruiert und mit dem *Datenerfassungssystem* (DAQ) aufgenommen [20].

Im folgenden Kapitel werden die Funktionsweise eines TRDs sowie die Entwicklung des CBM-TRDs beschrieben.

4 Übergangsstrahlungsdetektoren

4.1 Funktionsweise eines Übergangsstrahlungsdetektors

4.1.1 Grundprinzip eines Übergangsstrahlungsdetektors

Die Aufgabe eines Übergangsstrahlungsdetektors, auch als *Transition Radiation Detector* (TRD) bezeichnet, ist die Detektion und Identifikation von hochenergetischen geladenen Teilchen wie Elektronen und Hadronen ab Impulsen von etwa $1 \text{ GeV}/c$. Im CBM-Experiment wird er insbesondere zur Trennung von Elektronen und Pionen, zum Beispiel aus dem Zerfall von Vektormesonen, verwendet. Beide Teilchen besitzen eine elektrische Ladung von ± 1 , unterscheiden sich jedoch durch ihre Masse; das Pion ist mit $m_\pi = 139,57 \text{ MeV}/c^2$ etwa 280 mal schwerer als das Elektron mit $m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2$ [10]. Daher ist es möglich, sich die Übergangsstrahlung zur Unterscheidung der Teilchen zu nutze machen; sie entsteht bei Impulsen, wie sie im CBM-Experiment vorkommen, nur für die viel leichteren Elektronen. Übergang photons können mithilfe eines Radiators erzeugt und in einer darauf folgenden Vieldrahtproportionalzählkammer (MWPC) ebenso wie die Elektronen und Pionen nachgewiesen werden. Die Entstehung der Übergangsstrahlung und die Messung der Teilchen werden in den nächsten beiden Abschnitten beschrieben.

4.1.2 Übergangsstrahlung

Übergangsstrahlung bezeichnet die elektromagnetische Strahlung, die entsteht, wenn ein schnelles geladenes Teilchen unterschiedlich permittive Medien durchfliegt. Der Entstehungsprozess kann anschaulich mit Hilfe des Spiegelladungsmodells erklärt werden: Ein geladenes Teilchen influenziert eine Spiegelladung hinter der Grenze zu einem Medium mit unterschiedlicher Permittivität ϵ_r , die wiederum gemeinsam mit der bewegten Teilchenladung einen zeitlich veränderlichen Dipol bildet. Ladung und Bildladung fliegen aufeinander zu bis das Feld des gemeinsam ausgebildeten Dipols an der Grenzfläche selbst verschwindet. Die im Dipolfeld gespeicherte Energie wird am Übergang in Form von Photonen freigesetzt. Die Intensität I der emittierten elektromagnetischen Strahlung ist abhängig vom Lorentzfaktor $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$, der La-

zung q des Teilchens und den Plasmafrequenzen ω_1 und ω_2 der beiden Medien, wobei $\omega \propto \epsilon_r$ gilt [22]:

$$I = \frac{\gamma q^2 (\omega_1 - \omega_2)^2}{3c}. \quad (4.1)$$

Durch die Abhängigkeit der Strahlungsintensität vom Lorentz-Faktor γ lässt sich bei bekannter Teilchenenergie die Masse des Teilchens bestimmen und damit das Teilchen identifizieren. Da sich die Strahlung in einem Öffnungswinkel $\Phi = \frac{1}{\gamma}$ konzentriert, das heißt in Vorwärtsrichtung, fliegen die emittierten Photonen nahezu in dieselbe Richtung wie das Teilchen, durch das sie erzeugt werden. Die Energie der Strahlung liegt typischerweise zwischen 5 keV und 25 keV [23]. Damit Übergangsstrahlung auftreten kann, muss der Lorentzfaktor γ größer als 1000 sein [24], was bei Impulsen von über 1 GeV/ c für Elektronen möglich ist, wohingegen Pionen aufgrund ihrer viel größeren Masse im Impulsbereich des CBM-Experiments keine TR-Photonen emittieren. So können die beiden Teilchen voneinander unterschieden werden.

Zur Erzeugung der Übergangsstrahlung wird ein Radiator eingesetzt, der durch seinen Aufbau mit sehr vielen Materialübergängen die Emission einer Vielzahl von TR-Photonen ermöglicht. Bei der Gestaltung und Optimierung des Radiators sind die Dicke sowie die Abstände der verwendeten Materialien von Bedeutung. Sie bestimmen die Intensität und das Energiespektrum der Übergangsstrahlung mit, was wiederum zwei wichtige Kriterien der Leistungsfähigkeit des Detektorsystems beeinflusst: die Elektroneneffizienz (=Anteil der Elektronen, die als Elektronen identifiziert wurden) und die Pionenunterdrückung (=Anzahl fälschlich als Elektron identifizierter Pionen). Reguläre Radiatoren sind Konstruktionen mit klar definierten periodischen Übergängen, beispielsweise mehrere Lagen von Folien. Sie lassen sich durch Berechnungen für einen einzelnen Übergang und Extrapolation mathematisch gut beschreiben [23, 25]. Irreguläre Radiatoren haben keinen regelmäßigen Aufbau und bestehen beispielsweise aus einem schaumartigen, das heißt mit Luftlöchern durchzogenen, Material wie Polyethylen. Ihre TR-Effizienz und das Energiespektrum der Übergangsstrahlung wird experimentell bestimmt und auf empirischer Basis an die Anforderungen im Experiment optimiert [26]. Die Messung von TR-Photonen und geladenen Teilchen wird im nächsten Abschnitt dargestellt.

4.1.3 Auslese mit Vieldrahtproportionalkammern

Elektronen und Pionen ebenso wie Übergangsphotonen werden nach Durchfliegen des Radiatormaterials mithilfe eines Auslesedetektors, der Strahlung im Röntgenbereich messen kann, detektiert. Gasionisationsdetektoren sind mit einer Gasmischung gefüllt und beruhen auf dem Prinzip, dass Teilchen beim Durchfliegen von Materie Energie verlieren. Zur Identifikation von Teilchen muss die im Detektor depo-

nierte Energie proportional verstärkt werden [27]. Zu messenden Teilchen können Gasionisationsdetektoren aufgrund ihrer geringen Strahlungsdicke verhältnismäßig unbeeinflusst durchfliegen, weshalb diese sehr häufig in Hochenergie- und Schwerionenexperimenten eingesetzt werden [23]. Außerdem sind sie großflächig günstig zu produzieren. Es gibt verschiedene Typen von Gasionisationsdetektoren. Für den CBM-TRD hat sich zu Beginn der Entwicklung das Konzept der Vieldrahtproportionalkammern (*Multi-Wire Proportional Chamber* (MWPC)) als optimal erwiesen. Im Folgenden werden die einzelnen Schritte der Signalauslese beschrieben: die Ionisation des Gases, die Verstärkung mithilfe eines elektrischen Feldes und die Signalmessung. Die Wahl des Zählgases ist dabei entscheidend.

Die Energieabgabe an das Gas in der Kammer, das auch als Zählgas bezeichnet wird, beruht auf dem Prinzip der Ionisation, das heißt geladene Teilchen mit ausreichender Energie übertragen beim Zusammenstoß mit Gasatomen Energie und schlagen Elektronen aus der Hülle der Gasatome heraus. Diese Form der Erzeugung eines Elektron-Ion-Paars wird als Primärionisation bezeichnet. Der Energieverlust pro Weglängeneinheit von schnellen geladenen Teilchen ist beim Durchgang durch Materie abhängig von der Geschwindigkeit und der Ladung der Projektilteilchen sowie vom Targetmaterial, beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel¹ [28]. Die entstehenden freien Elektronen können grundsätzlich mithilfe eines elektrischen Feldes bewegt und als Strom gemessen werden, zunächst ist das produzierte Signal jedoch zu schwach und muss verstärkt werden.

Zur Verstärkung des Signals wird ein elektrisches Feld angelegt. Dadurch werden die freien Elektronen derart beschleunigt (mit $\vec{a} = \frac{e\vec{E}}{m}$), dass sie ausreichend Energie erhalten, um weitere Gasatome zu ionisieren und neue Elektron-Ion-Paare zu produzieren. Dies wird als Sekundärionisation bezeichnet. Bei entsprechend hohen Feldstärken erhalten die freien Elektronen soviel Energie, dass sie mehrere Elektron-Ion-Paare erzeugen können und die Sekundärelektronen wiederum weitere Atome ionisieren. Eine Elektronenlawine, die sich entlang der Feldlinien bewegt und ein messbares Signal erzeugt, wird ausgelöst. Wichtig ist, das elektrische Feld so einzustellen, dass die Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare proportional zur vom zu identifizierenden Teilchen im Gasvolumen deponierten Energie ist. Nur so kann über das gemessene Signal der Energieverlust des nachzuweisenden Teilchens sowie der Übergangsstrahlung bestimmt werden. Der Prozess wird als Gasverstärkung (*Gain*) bezeichnet, wobei die Höhe der Gasverstärkung G dem Verhältnis der Elektronenanzahl N in der Lawine zur Anzahl der Primärelektronen N_0 entspricht [27].

Zur Erzeugung des elektrischen Feldes, mit dessen Hilfe die freien Elektronen beschleunigt werden, dient in Vieldrahtproportionalkammern eine Ebene feiner An-

¹Die Bethe-Bloch-Formel gilt für schwere Teilchen wie Pionen; für Elektronen, die nicht von den Hüllenelektronen des Materials zu unterscheiden sind, wird der Energieverlust mit Hilfe der Berger-Seltzer-Formel dargestellt [29].

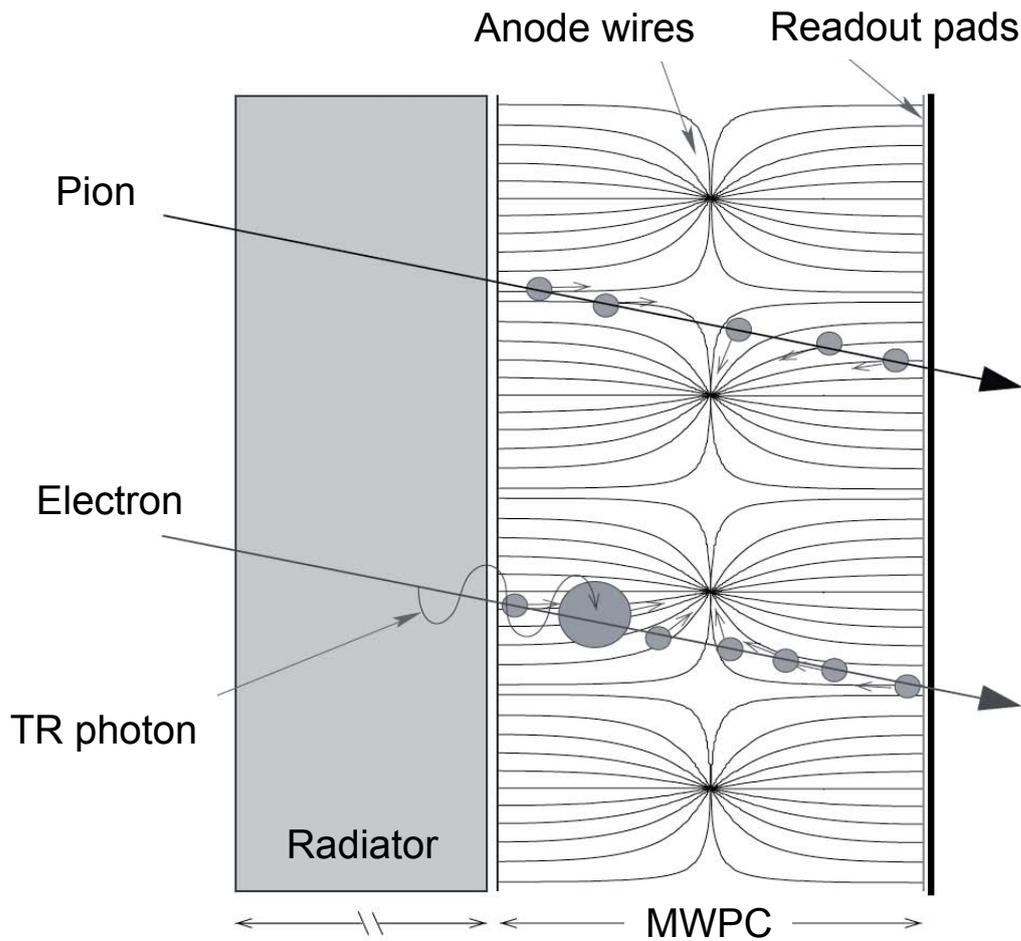


Abbildung 4.1: Querschnitt eines TRD-Prototypen aus Frankfurt mit Radiator und Vieldrahtproportionalkammer [32]. Das Eingangsfenster dient gleichzeitig als vordere Kathode, darauf folgen die Anodendrahtebene und die hintere Kathode mit *Readout-Pads*. Ebenso sind die von den Kathodenebenen zu den Drähten verlaufenden Feldlinien dargestellt.

odendrähte, die zwischen zwei Kathodenebenen in der Mitte der Kammer parallel gespannt sind [30], wie in Abbildung 4.2 dargestellt. 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 ($\sim 10^5$ V/cm) wird. Seine Stärke ist abhängig von der Kammergeometrie, das heißt vom Abstand zwischen den Anodendrähten und den Kathodenebenen. Die Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare pro Wegstrecke hängt neben der elektrischen Feldstärke vom Anregungs- und Ionisationswirkungsquerschnitt, dem zu ionisierenden Gas sowie dessen Gasdichte ab und wird durch den ersten Townsend-Koeffizient α beschrieben. Durch Integration über die Strecke vom Radius um den Draht s_{min} , an dem die Mehrfachionisation einsetzt, bis zum Drahradius a kann die Gasverstärkung N/N_0 errechnet werden [4]:

$$G = \frac{N}{N_0} = \exp \int_{s_{min}}^a \alpha(s) ds \quad (4.2)$$

Durch Umformung kann über das elektrische Feld – von der minimalen elektrischen Feldstärke für Mehrfachionisation E_{min} bis zur Feldstärke E_a direkt am Draht mit Drahradius a – anstelle über die Strecke integriert werden. Die veränderte Gleichung erfordert die Berechnung von ds/dE , dem Kehrwert des elektrischen Feldgradienten. Er ergibt sich (für einen kleinen Drahradius a relativ zum Drahtabstand) aus dem elektrischen Feld in der Umgebung eines Drahts nach dem Coulombgesetz, wobei r der Abstand vom Draht und λ die Ladung pro Längeneinheit auf dem Draht ist:

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \quad \Rightarrow \quad ds/dE = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 E^2} . \quad (4.3)$$

λ lässt sich mit Hilfe der Kapazität C und der Anodenspannung U für die Drahtlänge L ausdrücken: $\lambda = \frac{Q}{L} = \frac{C \cdot U}{L}$. Die Kapazität einer MWPC wird für den kleinen Anoden-Kathoden-Abstand relativ zum Drahtabstand beim CBM-TRD durch eine Näherung für jeden Draht als Zylinderkondensator beschreiben und beträgt für einen Anoden-Kathoden-Abstand R :

$$C = 2\pi\epsilon_0 \cdot \frac{L}{\ln(\frac{R}{a})} . \quad (4.4)$$

Damit ergibt sich für die Gasverstärkung G :

$$G = \frac{N}{N_0} = \exp \int_{E_{min}}^{E_a} \frac{U}{\ln(\frac{R}{a})} \cdot \frac{\alpha(E)}{E^2} dE . \quad (4.5)$$

Die Gasverstärkung hängt vom Abstand R der Anodendrähte zu den Kathodenebenen ab und wird bei konstanter Spannung U mit steigendem Abstand kleiner [24,47], was, wie später beschrieben, eine zentrale Herausforderung für den in Frankfurt entwickelten CBM-TRD-Prototypen darstellt.

Für praktische Zwecke, beispielsweise zur Darstellung der Abhängigkeit der Gasverstärkung von Gasinnendruck, Temperatur und Spannung, kann die Formel zur Berechnung der Gasverstärkung durch *Diethorns Formel* beschrieben werden [4]:

$$G = \left(\frac{U}{\ln(R/a) a E_{min}(\rho_0) (\rho/\rho_0)} \right)^{\frac{\ln 2}{\ln(R/a)} \frac{U}{\Delta U}} . \quad (4.6)$$

Die zur Gasdichte ρ proportionale minimale Feldstärke E_{min} wird hier in der Form

$$E_{min}(\rho) = E_{min}(\rho_0) \frac{\rho}{\rho_0} \quad (4.7)$$

geschrieben. ρ_0 und $E_{min}(\rho_0)$ sind eine aus einer Messungen bekannte Kombination. Die Ladungsdichte λ wird mittels der Spannung U ausgedrückt, wobei wieder nä-

herungsweise das Feld eines Zylinderkondensators für den Zusammenhang zwischen Ladungsdichte und Spannung angenommen wird:

$$U = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{R}{a}. \quad (4.8)$$

$e\Delta U$ ist die minimale Energie, die benötigt wird, um ein weiteres Elektron in der Lawine zu erzeugen. Die gasabhängigen Größen ΔU und E_{min} werden auch als *Diethorn-Parameter* bezeichnet. Die Gasdichte ρ hängt für ein ideales Gas nach der thermischen Zustandsgleichung von der Gasmischung, beschrieben durch die spezifische Gaskonstante R_S als Maß für die Wärmekapazität des Gases, von der Temperatur T und vom Gasdruck p ab:

$$pV = mR_S T \quad \Rightarrow \quad \rho = \frac{m}{V} = \frac{p}{R_S T}. \quad (4.9)$$

Die driftenden Elektronen und Ionen influenzieren an den Anodendrähten und an den Kathodenebenen ein elektrisches Signal proportional zur Anzahl der in der Lawine erzeugten Elektronen. Für die Signalmessung ist in erster Linie die durch die Bewegung der Ionen induzierte Ladung von Bedeutung [27, 30, 31]. Elektronen, die in der Lawine nahe bei den Anodendrähten erzeugt werden, erreichen aufgrund ihrer kleinen Masse und ihres kleinen Durchmessers die Drahtoberfläche in weniger als einer Nanosekunde und lösen so einen nur sehr kurzen Ladungsimpuls aus. Ionen sind wesentlich langsamer und benötigen eine Driftzeit im Bereich von Mikrosekunden für die Distanz bis zu den Kathodenebenen, was zu einem Signal mit sehr langsam abfallender Amplitude führt. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen, das heißt die mittlere Geschwindigkeit mit der sich die Elektronen durch das Gas bewegen, hat einen wesentlichen Einfluss darauf, wie schnell der Detektor Signale verarbeiten kann, wobei ihre Bewegung durch Beschleunigung durch das elektrische Feld im Wechsel mit Abbremsung durch Kollisionen mit Gasatomen charakterisiert ist. Die Schnelligkeit des Detektors wird daher maßgeblich durch die an den Anodendrähten angelegte Spannung beeinflusst. Für eine verbesserte Ortsauflösung und Signalanalyse ist eine Auslese über segmentierte Pads an der hinteren Kathodenebene sinnvoll. Je nachdem an welchem Ort eine Elektronen- bzw. Ionenlawine produziert wurde, können Impulse auf einem oder mehreren Pads induziert werden. Durch Bildung des Signalschwerpunkts erhält man ein Maß für die Position der Lawine [24].

Elektronen und Pionen können mithilfe des Signals der TR-Photonen, das nur für Elektronen zusätzlich gemessen wird, unterschieden werden. Zwar können die Signale von TR-Photonen und Elektronen weder zeitlich noch räumlich getrennt werden, da sie fast zeitgleich den Detektor durchqueren und nahezu die gleiche Richtung haben, jedoch unterscheidet sich ihr Gesamtsignal in seiner Höhe von der des Pions.

Bei der Wahl des Zählgases werden häufig Edelgase wie Argon oder Xenon gewählt. Da ihre äußere Schale abgeschlossen ist, können sie kein Elektron aufnehmen, welches zur Lawinenbildung beitragen kann. Für Übergangsstrahlungsdetektoren ist ein Zählgas mit einer möglichst hohen Kernladungszahl Z geeignet, da die Absorptionswahrscheinlichkeit der TR-Photonen mit wachsendem Z steigt. Oft mischt man zum Zählgas einen kleinen Anteil eines organischen Löschgases bei. Bei der Lawinenbildung können Photonen entstehen, die unter Umständen den Ort der Lawinenbildung soweit verlassen, dass sie eine zweite Lawine und damit ein zweites Signal auslösen. Organische Moleküle mit vielen Freiheitsgraden wie CO_2 können diese Photonen außerhalb der Lawine absorbieren ohne bei ihrer Abregung Energie durch die Aussendung eines weiteren Photons zu verlieren [4].

Die Herausforderungen und Besonderheiten für die Entwicklung des TRDs für das CBM-Experiments sind im nächsten Kapitel beschrieben.

4.2 Der Übergangsstrahlungsdetektor für das CBM-Experiment

4.2.1 Anforderungen an den CBM-TRD

Bis zu 100.000 geladene Teilchen treffen pro Sekunde auf einen Quadratzentimeter des CBM-Detektors auf. Die hohen Teilchenraten sind eine zentrale Herausforderung für die Entwicklung des TRDs. Zusammen mit dem RICH-Detektor soll der TRD Elektronen und Pionen identifizieren und gleichzeitig Teilchenspuren detektieren, wobei der TRD insbesondere für den Bereich hoher Impulse relevant ist, da der RICH hier keinen Beitrag liefert. Auf Grundlage der Ziele des CBM-Messprogramms im Bereich der Teilchenidentifizierung lassen sich die folgenden konkrete Anforderungen an den TRD zusammenfassen:

- **Hohe Teilchenraten:** Bei geplanten Ereignisraten von bis zu 10 MHz sind mittlere Trefferraten von 100 kHz/cm^2 in den zentral platzierten Detektoren zu verarbeiten [27].
- **Elektroneneffizienz:** Elektronen sollen mit einer Effizienz von 90% gemessen und dabei eine Pionunterdrückung vom Faktor 20-50 (*SIS-100-Setup*) erreicht werden, was einer fehlerhaften Identifizierung von Pionen als Elektronen von 2-5 % entspricht (vgl. 4.1.2) [21].
- **Ortsauflösung:** Spuren geladener Teilchen sollen mit einer Ortsauflösung von etwa $300 \mu\text{m}$ detektiert werden [34].

- **Stabile Gasverstärkung:** Schwankungen der Gasverstärkung sollen unter 10% gehalten und/oder ein Kalibrationsschema eingeführt werden, das diese kompensiert.

Die Entwicklung eines sehr schnellen, ratenfesten und hochauflösenden Auslesedektors sowie die Verbesserung der Elektronenidentifikation sind die zentralen Aufgaben. Insbesondere für den inneren Teil der Detektorebenen, die kleine Winkel abdecken, müssen die Detektoren über eine schnelle Auslese verfügen. Die Driftzeit für Elektronen und Ionen spielt hierbei eine wichtige Rolle (vgl. 4.1.3). Ist sie zu groß, kommt es zu einer Überlagerung der Signale aufeinanderfolgender Teilchen (*Pile-up*-Effekte). Raumladungen durch langsam driftenden Ionen können außerdem zu einer Verzerrung des elektrischen Feldes für Elektronen des nächsten Ereignisses führen.

Das Grundkonzept für den CBM-TRD ist der in Abschnitt 4 beschriebene Aufbau aus Radiator und Vieldrahtproportionalkammer mit Auslese der hinteren segmentierten Kathodenebene (Pad-Auslese). Im ersten Schritt wird der Aufbau für den SIS-100 geplant. Der CBM-TRD wird in diesem Setup aus einer Stationen mit vier Lagen einzelner Detektoren bestehen, wobei er insgesamt eine aktive Fläche von ca. 114 m² abdeckt. Die Konfiguration der einzelnen Detektoren variiert abhängig von Lage und Position des Detektors in der X-Y-Ebene. Jede zweite TRD-Lage ist um 90° gedreht. Die Detektorstation ist 4,1 m hinter dem Target aufgebaut. Für den SIS-300 sind drei Stationen mit einer aktiven Detektorfläche von 1000 m² geplant. Abbildung 4.2 zeigt den geplanten SIS-100-Aufbau.

Derzeit arbeiten Institute in Frankfurt, Bukarest, Münster und Heidelberg an der Entwicklung eines Übergangsstrahlungsdetektors und der zugehörigen Ausleseelektronik für das CBM-Experiment. Der Prototyp aus Frankfurt wird im nächsten Abschnitt dargestellt.

4.2.2 Grundprinzip des schnellen Frankfurter Prototyps

Der schnelle Übergangsstrahlungsdetektor aus Frankfurt basiert auf einem einfachen Prinzip: Der Gasvolumen des Detektors, das heißt der Abstand zwischen den Kathodenebenen, wird so dünn wie möglich gestaltet. Durch die geringen Distanzen in der Kammer können die Driftzeiten der Elektronen und Ionen minimiert und eine Signalüberlagerung verhindert werden. Raumladungen durch Ionen stellen dann keine bedeutende Herausforderung dar. Für eine Reduzierung der Dicke des Gasvolumens auf 6 bis 10 mm wird auch auf ein Driftvolumen verzichtet². Das Driftvolumen kann dem eigentlichen Verstärkungsbereichs innerhalb des Gasvolumens einer

²Potentielle Kammergeometrien mit einem zusätzlichen Driftbereich werden in Münster und Bukarest konstruiert.

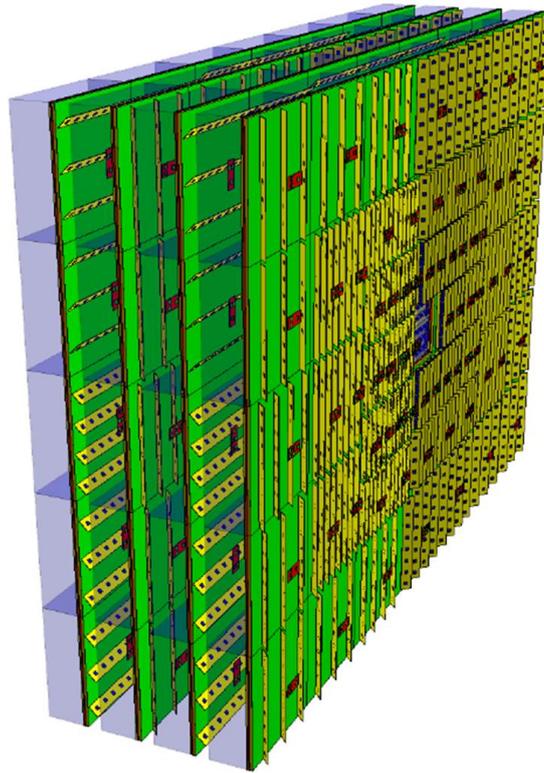


Abbildung 4.2: Layout des CBM-TRDs für SIS-300 mit einer Station bestehend aus vier Lagen von Detektoren.

MWPC vorangestellt werden. Es ist für Primärionisation vorgesehen und durch ein homogenes Feld gekennzeichnet, das mithilfe zusätzlicher Drahtebenen erzeugt wird. Durch den Verzicht auf den Driftbereich wird jedoch gleichzeitig die Photonenabsorptionseffizienz und damit die Effizienz der Elektronenidentifizierung beeinflusst [32]. Das TR-Spektrum muss daher durch eine geeignete Wahl des Radiatormaterials auf einen niedrigen Energiebereich eingestellt werden, damit die Photonen auf der kurzen Strecke durch den Detektor das Gas ionisieren können. Auch ist der Energieverlust der Teilchen relativ gering und ihre Messung wird damit erschwert, so dass das Gasvolumen nicht beliebig reduziert werden kann.

Die kleinen Driftzeiten der Elektronen konnten mithilfe von elektrostatischen Simulationen für verschiedene Kammergeometrien bestätigt werden. Für Elektronen, die in unmittelbarer Nähe des Drahtes erzeugt werden, betragen die Driftzeiten nur wenige Nanosekunden. Für eine Kammer mit einem Gasvolumen mit einer Dicke von 8 mm liegt die durchschnittliche Driftzeit bei 54 ± 28 ns und die maximale Driftzeit für die langsamsten, das heißt für die Teilchen, die die maximale Weglänge zum Anodendraht zurücklegen, bei 98 ± 10 ns. Eine weitere Reduzierung der Dicke des Gasvolumens auf 7 mm liefert noch bessere Ergebnisse. Der Vergleich mit den erwarteten durchschnittlichen Teilchenraten im CBM-Experiment zeigt, dass die Detektoren die Ereignisse zeitlich eindeutig auflösen können: Die höchsten durchschnittlichen Teilchenraten von 100 kHz/cm^2 entsprechen für 1 cm^2 große Pads im

Mittel einem Zeitintervall von $10 \mu\text{s}$ zwischen zwei aufeinander folgenden Teilchen [33].

In Frankfurt wurden bisher vier Generationen von Prototypen unterschiedlicher Geometrien gebaut und getestet. Sie unterscheiden sie sich aufgrund der Dicke ihres Gasvolumens (8, 10 und 12 mm) sowie ihrer Drahtabstände (*Wire pitch*) (2, 2,5 und 3 mm). Die Abstände der Anodendrähte beeinflussen die Ortsauflösung – direkt, wenn die Ströme an den Drähten ausgelesen werden, und indirekt über die Ausdehnung der Elektronenlawine, wodurch die Anzahl der Pads, auf denen ein Signal induziert wird, bestimmt wird (*Pad-Response-Funktion*). Wieviele Pads ein Signal messen hängt auch vom Abstand zwischen den Drähten und den Auslesepaden ab. Nach ersten kleineren Prototypen wurde in der vierten Generation erstmals eine Testkammer in der Größenordnung der finalen CBM-TRD-Auslesekammern mit einer aktiven Fläche von $59 \times 59 \text{ cm}^2$ konstruiert [34, 35]. Erste Messungen der Gasverstärkung und der Energieauflösung wurden im Labor durchgeführt, ebenso wie erfolgreiche Tests in einem gemischten Elektron-Pion-Strahl am *Proton Synchrotron* am CERN [34]. Weitere Entwicklungsschritte für den Frankfurter Prototypen werden in den folgenden Abschnitten dargestellt.

4.2.3 Neuer Prototyp mit alternierenden Drähten

Herausforderung für den Frankfurter Prototyp

Die neue Detektorgeometrie mit kleinem Gasvolumen bringt eine zentrale Herausforderung mit sich: die Stabilität der Gasverstärkung (vgl. Abschnitt 4.1.3). Durch den geringen Abstand zwischen Kathode und Anodendrähten können bereits minimale Verformungen der dünnen Folie, die als Kathode und Eintrittsfenster dient, das elektrische Feld und damit die Gasverstärkung beeinflussen [24]. Die Stabilität der Gasverstärkung und ihre Unabhängigkeit von äußeren Bedingungen, wie Veränderungen des Umgebungsdrucks, ist entscheidend, um zuverlässige Messungen mit vergleichbaren Resultaten zur Elektronenidentifikation zu erzeugen.

Das Eintrittsfenster der TRD-Prototypen aus Frankfurt basiert nur auf einer dünnen Mylar®-Folie, um zu verhindern, dass TR-Photonen vor Eintritt in das Gasvolumen absorbiert werden. Aufgrund ihrer Dicke von wenigen Mikrometern ist die Folie jedoch auch sehr druckempfindlich. Simulationen und Messungen zeigen, dass trotz des Vorspannens der Folie bereits kleine Druckunterschiede von einigen Mikropascal zwischen Umgebungsdruck und Kammerinnendruck eine mechanische Belastung darstellen und eine deutliche Auswölbung des dünnen Folienfensters bewirken. Bereits bei einem Druckunterschied von $10 \mu\text{bar}$ erhöht sich für eine Kammergeometrie von $59 \times 59 \text{ cm}^2$, wie sie auch beim CBM-TRD zum Einsatz kommt, der Abstand in der Mitte der Folie um $0,16 \pm 0,02 \text{ mm}$, für eine Differenz von $20 \mu\text{bar}$ sind es über 3 mm [34]. Dabei hat die Größe der Folienfläche einen großen Einfluss auf

die Auswölbung, sodass für die Kammern im äußeren Bereich des Detektors mit einer Fläche von $100 \times 100 \text{ cm}^2$ eine deutliche Zunahme zu erwarten ist. Ähnliche Effekte können durch externen mechanischem Stress oder durch das Gewicht des Gases hervorgerufen werden. Dabei darf sich die Folie keinesfalls zu sehr nach innen ausdehnen, da eine Annäherung an die Anodendrähte einen Spannungsüberschlag und damit einen Kurzschluss erzeugt. Eine Deformierung des Eintrittsfensters nach innen kann durch einen von permanent vorliegenden Überdruck in der MWPC weitestgehend vermieden werden. Eine Ausdehnung des Eintrittsfensters nach außen andererseits vergrößert den Abstand zwischen Anodendrähten und Kathodenebene, wodurch das elektrische Feld, insbesondere in der Mitte der Kammer, entsprechend schwächer wird (vgl. Gleichung 4.3 und 4.4). Zeitliche und örtliche *Gain*-Stabilität ist dann nicht mehr gegeben. Zu beachten ist, dass die Veränderung des elektrischen Feldes nicht die einzige Quelle für Schwankungen des gemessenen Signals in Abhängigkeit von Druckschwankungen sind. Ein gegenläufiger Effekt ergibt sich dadurch, dass bei einem größeren Kammervolumen mehr Ladung in der Kammer deponiert werden kann, was wiederum das gemessene Signal erhöht (um etwa 6 %). Ein erhöhter Innendruck reduziert jedoch auf der anderen Seite die Gasverstärkung, da die Lawinenbildung mit E/p skaliert (um etwa 4 %). Beide Effekte sind jedoch relativ einfach zu korrigieren und kompensieren sich in erster Ordnung [31, 35].

Um die Veränderung der Gasverstärkung bei Verformung des Eintrittsfenster quantitativ zu untersuchen, wurden zweidimensionale elektrostatische Simulationen mit der CERN-Software *Garfield* durchgeführt [33] und experimentell verifiziert [37]. Sie bestätigen, dass mit zunehmendem Anoden-Kathoden-Abstand Δd die mittlere Gasverstärkung abnimmt. Der relative Gain reagiert dabei umso empfindlicher auf eine Verschiebung des Eintrittsfensters, je kleiner der Anoden-Kathodenabstand d ist, da die relative Änderung des Abstands zwischen Kathodenebene und Anodendrähten größer ist. Eine Veränderung der Gasverstärkung von 10 % ist für eine $4 + 4 \text{ mm}$ Kammergeometrie bereits bei einer Differenz von $d = 120 \pm 5 \mu\text{m}$ gegeben [33]. Der Vergleich mit den Studien zur Ausdehnung des Folienfensters in Abhängigkeit von Druckschwankungen (siehe oben) zeigt, dass eine Verformung dieser Größenordnung schon bei minimalen Druckdifferenzen von etwa $10 \mu\text{bar}$ erreicht wird [33, 36].

Die Druckdifferenzen im Mikrobarbereich stabil zu halten, ist jedoch schwer zu realisieren. Die äußeren Druckunterschiede im realen Betrieb, wie sie z.B. bei leichten Wetterschwankungen zu erwarten sind, können laut erster Testmessungen am CERN bis zu $300 \mu\text{bar}$ erreichen. Auf Grund des großen Gasvolumens des TRD, erfolgt die Anpassung des Innendrucks durch das Gassystem nicht instantan, sodass zeitliche Veränderungen des Unterschieds zwischen Außen- und Innendruck die Folge sind.

Diese Ergebnisse stellen eine große Herausforderung an die aktuelle Detektorentwicklung. Zwar ist es, wie im HERMES-Experiment am DESY (Deutsches Elektronen-

Synchrotron) gezeigt, möglich den Druck im Bereich von $\pm 10 \mu\text{bar}$ zu stabilisieren, jedoch ist dies mit großem Aufwand verbunden [38]. Eine Möglichkeit, die Ausbeulung des Folienfensters zu minimieren ist ein geeigneter Aufbau, der das Folienfenster stabilisiert. Dabei soll durch die zu entwickelnden Stabilisierungsstrukturen, beispielsweise durch ein Carbon-Gitter oder eine geeignete Radiatorstruktur, so wenig wie möglich aktive Detektorfläche durch zusätzliches Material verloren gehen. Eine andere Herangehensweise ist die Entwicklung einer Korrekturmethode, die die gemessenen Signale abhängig von gemessenen Druckunterschieden anpasst [33]. Eine weitere Idee, die im nächsten Abschnitt dargestellt wird, soll in dieser Arbeit untersucht werden

Die Idee: Prototyp mit alternierender Hochspannung

Die Idee zur Stabilisierung der Gasverstärkung ist ebenso einfach wie vielversprechend: die Einführung zusätzlicher Felldrähte zwischen den Anodendrähten. Durch das Anlegen einer alternierenden Hochspannung wird das elektrische Feld in der Kammer in einer Weise modifiziert, dass die Gasverstärkung wesentlich unabhängiger von Deformationen des Eintrittsfensters ist. Die Felldrähte, auf neutralem oder negativem Potential, sorgen dafür, dass sich Feldlinien zwischen den Feld- und den Anodendrähten ausbilden, während das an die dünne Kathodenfolie gekoppelte elektrische Feld relativ schwach wird. Die Verläufe der Feldlinien und der Potentiallinien in Abbildung 4.3 für den klassischen Aufbau (nur Anodendrähte) (oben) und den Aufbau mit alternierender Hochspannung (unten) veranschaulichen das Prinzip.

Das Prinzip der alternierenden Hochspannung konnte für einen HPTD-Prototypen (*High p_T -Trigger Detector*) des ALICE-Experiments (*A Large Hadron Collider Experiment*) am CERN mit sehr positiven Resultaten getestet werden [31, 35]. Varga et al. konnten bei einem inneren Überdruck von 2 mbar eine Abnahme der *Gain*-Variationen zwischen verschiedenen, über die Kammerfläche verteilten Messpunkten von bis zu 35 % für den klassischen Prototypen auf unter 5 % für die Kammer mit alternierender Hochspannung messen. Verformungen von bis zu 0,3 mm führten zu keiner Reduzierung der Stabilität. Der Abstand zwischen Drähten und Kathodenpads konnte dabei auf bis zu 0,7 mm reduziert werden.

Für die Geometrien der Frankfurter CBM-TRD-Prototypen wurde der Einfluss der alternierenden Hochspannung auf die Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Abstand zwischen Anode und Kathode zunächst mithilfe von Simulationen beschrieben und quantifiziert. Die Ergebnisse machen deutlich, dass die Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Abstand zwischen Kathoden- zur Anodenebene durch den Einsatz der alternierenden Hochspannung deutlich reduziert werden kann. Die Veränderung der Gasverstärkung bei einer Abstandsänderung von 300 μm sinkt von fast 40 % auf etwa 10 %; der in Abbildung 4.4 gezeigte Kurvenverlauf ist nahezu flach.

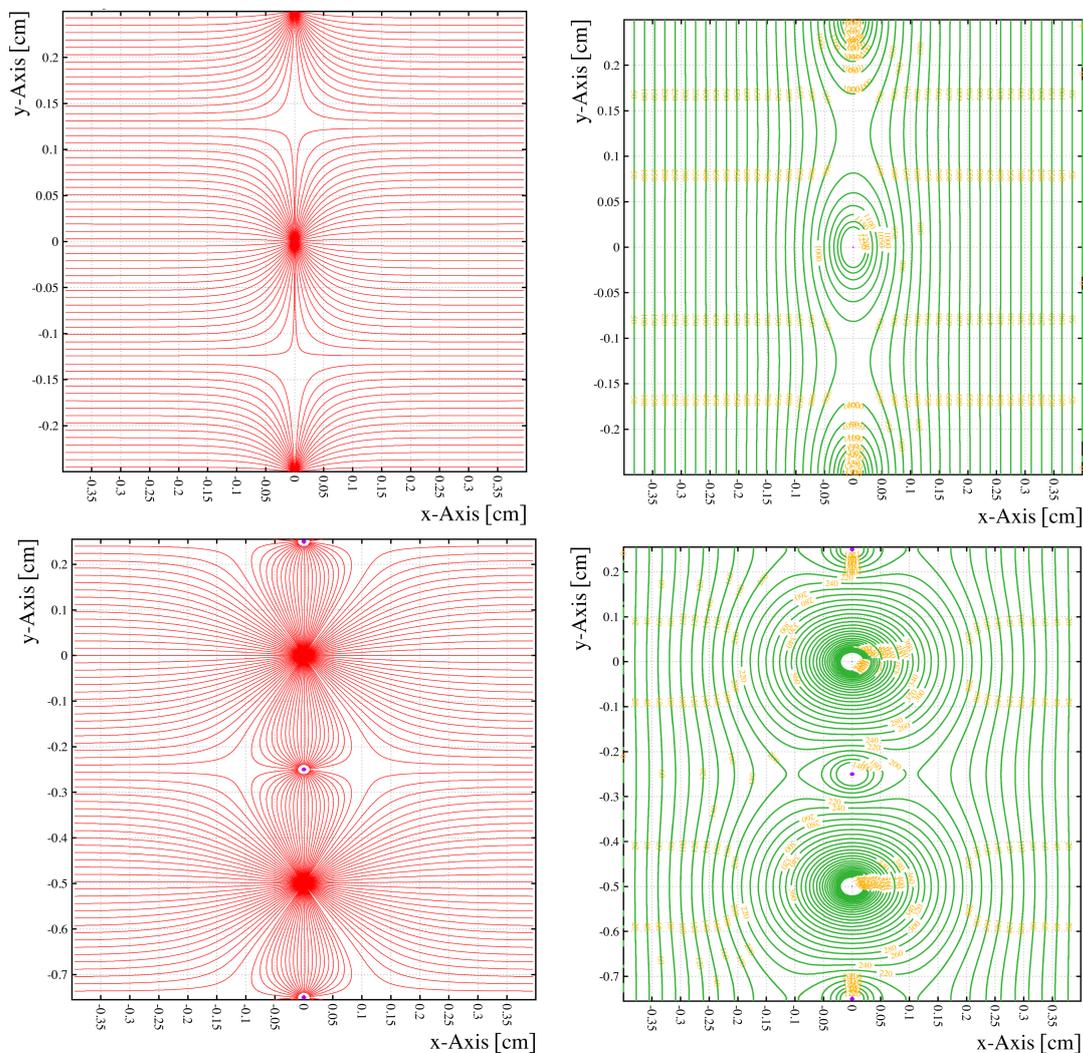


Abbildung 4.3: Feldlinien (links) und Potentiallinien (rechts) für eine 4 + 4 mm Kammergeometrie ohne ($U = 1400$ V) (oben) und mit Felddrähten ($U = 1940$ V) (unten) für eine Xe/CO₂(80:20)-Gasmischung. Die Spannung ist so eingestellt, dass die absolute Gasverstärkung für beide Kammern übereinstimmt.

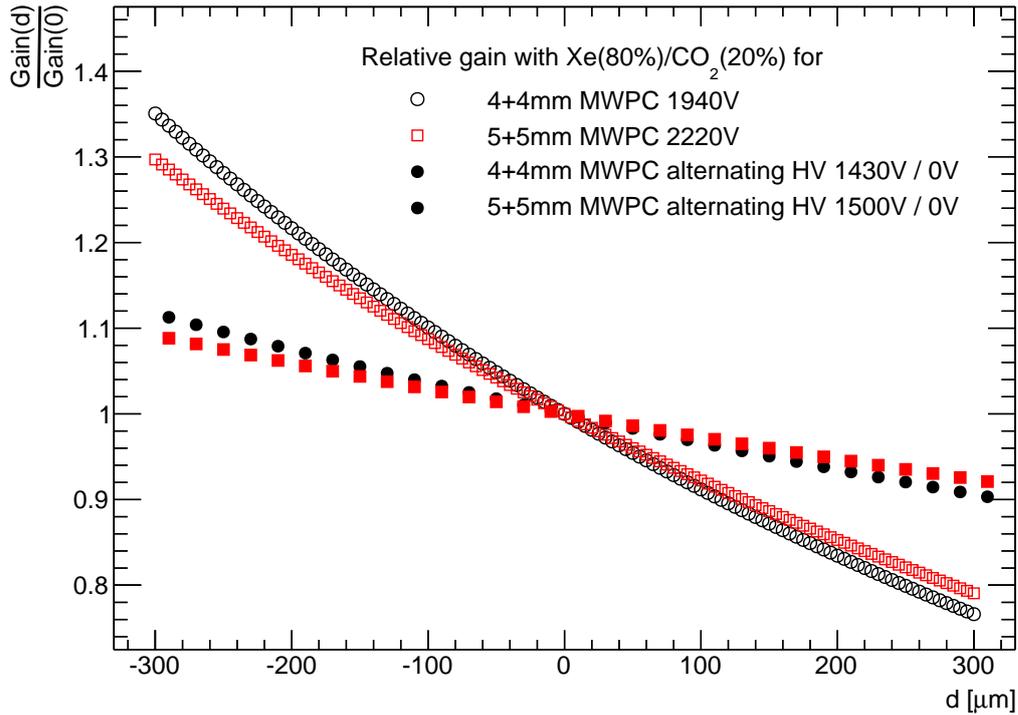


Abbildung 4.4: Relative Gasverstärkung (Gasverstärkung bei verändertem Abstand Δd gegenüber der Gasverstärkung bei $\Delta d = 0$) in Abhängigkeit der Abstandsänderung Δd zwischen Anode und Kathode für verschiedene Kammergeometrien, 4 + 4 und 5 + 5 mm, mit und ohne alternierende Hochspannung.

Die Gasverstärkung kann weiter stabilisiert werden, indem an den Felddrähten ein negatives Potential angelegt wird. Varga et al. zeigten, dass bei einer optimalen Potentialwahl von $U_F/U_S = 0,6$ (mit U_F : Felddrahtspannung und U_S : Anodenspannung) die Verstärkung des Gains praktisch unabhängig von d wird. Wird die Spannung weiter erhöht, kehrt sich der Effekt allerdings um: Der *Gain* wird mit kleiner werdendem Abstand kleiner. Das Feld an den Anodendrähten nimmt ab, da die Kathodenebene einen Teil der Feldlinien der Felddrähte abschirmt [31].

Simulationsergebnisse zeigten, dass die Signalbildung und -form durch die zusätzlichen Felddrähte nicht verändert werden, sodass eine Vergleichbarkeit der Signale mit denen der klassischen MWPC gegeben ist [35].

Weitere grundsätzliche Vorteile einer MWPC mit alternierender Hochspannung sind:

- Ionendrift: Ein Teil der Ionen driftet nun zu den Felddrähten und verschwindet relativ schnell. Raumladungen durch zur Kathode driftende Ionen können um etwa die Hälfte reduziert werden [35, 39, 40]. Da die Frankfurter Prototypen jedoch keinen Driftbereich haben, sind Raumladungen weniger entscheidend für die Ratenkapazität.

- Signalauslese: Da die hintere Kathodenebene ohne zusätzliche Stabilisierung sehr nahe an die Drähte gesetzt werden kann, wird eine Belegung von nur wenigen Pads durch ein einzelnes Signal ermöglicht (kleine *Pad-Response-Funktion*), was die Detektorauslese aufgrund des geringeren Datenvolumens prinzipiell schneller macht.

Zusätzlich besteht die Option, eine Kammergeometrie mit **asymmetrischem Aufbau** einzusetzen. Das heißt, die Drahtebene wird in Richtung der Auslekathode verschoben. Damit verbunden ist eine weitere Verbesserung hinsichtlich der Stabilisierung der Feldgeometrie aufgrund des erhöhten Abstandes zwischen Eintrittsfenster und Drahtebene, bei gleich bleibendem Gasvolumen. Darüber hinaus bietet der Aufbau grundsätzlich die Möglichkeit, die Anzahl der Pads, auf denen ein Signal influenziert wird (Breite der *Pad-Response-Funktion*), zu reduzieren oder die *Pad-plane* durch kleinere Pads feiner zu segmentieren [35], da aufgrund der Asymmetrie die Auslekathode näher an den Drähten ist. Auch ist eine Reduzierung der Raumladungen möglich, da die Driftstrecke für Ionen zur näheren Kathode hin verkürzt wird, allerdings wird die Driftstrecke für die Ionen, die zur oberen Kathode driften länger [39]. Der Bau der neuen Prototypen wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

4.2.4 Bau der neuen Prototypen

Um den Effekt einer alternierenden Hochspannung auf die Gasverstärkung für die Prototypen des CBM-TRDs zu untersuchen, werden kleine Aluminium-Prototypen mit einer aktiven Fläche von $15 \times 15 \text{ cm}^2$ für erste Versuche im Labor konstruiert und gebaut. Die neuen Prototypen sind grundsätzlich wie die vorhergehenden Modelle aufgebaut, mit einem dünnen Kathodeneintrittsfenster, einer Drahtebene in der Mitte und einer hinteren Kathodenebene mit Auslesepads. Als Dicke des Gasvolumens wird, um die Driftzeiten zu minimieren, die kleinste der bisher getesteten, mit 8 mm, gewählt. Zusätzlich werden nun zwischen den Anodendrähten Felldrähte befestigt. Der Aufbau des Prototypen ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

Folgende Elemente bilden den Detektor:

Rahmen: Drei Rahmen mit den Außenmaßen $21,8 \times 21,8 \text{ cm}^2$ bilden das Grundgerüst des Detektors, auf denen alle anderen Bauteile angebracht werden: ein Eintrittsfenster, ein Mittelteil und ein hinterer äußerer Rahmen. Sie sind aus Aluminium hergestellt, um die Abschirmung von elektromagnetischen Störsignalen zu verbessern. Gleichzeitig ist Aluminium stabil, gut zu verarbeiten und verhältnismäßig leicht. Die drei Rahmenteile werden mit Schrauben und zwei o-förmigen Hartgummiringen gasdicht aufeinander fixiert.

Eintrittsfenster bzw. Frontkathode: Als Eintrittsfenster, das gleichzeitig als vordere Kathodenebene dient, wird eine $19 \text{ }\mu\text{m}$ dicke aluminisierte Mylar®-Folie,

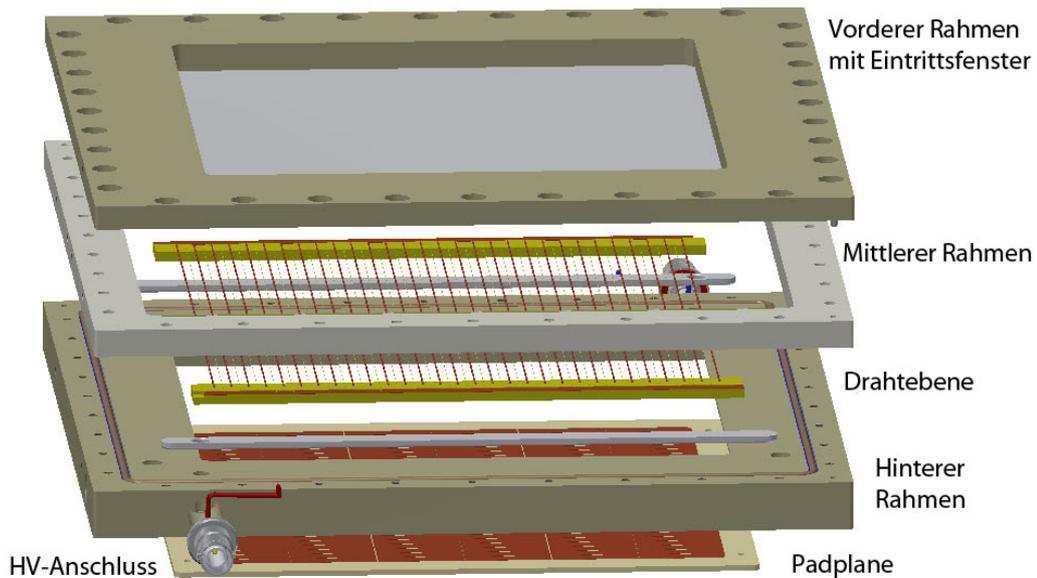


Abbildung 4.5: Technische Zeichnung des CBM-TRD-Prototypen mit alternierenden Drähten mit den Dimensionen $150 \times 150 \text{ mm}^2$, bestehend aus: vorderem Rahmen mit Folienfenster, Mittelrahmen und hinterem Rahmen mit *Padplane*, Drahtebene mit Gold- und Kupferdrähten, befestigt auf Plastikleisten, sowie HV-Anschlüssen.

die eine kleine Absorptionswahrscheinlichkeit für TR-Photonen besitzt, eingesetzt. Sie wird auf dem vorderen Rahmenteil befestigt. Eine gleichmäßige Spannung der Folie ist entscheidend, um sie möglichst widerstandsfähig gegen Druckschwankungen zu machen und um Verformungen so klein wie möglich zu halten. Eine spezielle Technik zur Glättung der Folie kommt zum Einsatz [36]: Die Folie wird zwischen zwei Plexiglasrahmen eingeklemmt, die anschließend auf 55° C erwärmt werden. Die Plexiglasrahmen dehnen sich aus und spannen die Folie gleichmäßig bevor der Rahmen mit Zwei-Komponentenkleber aufgeklebt wird [41]. Das Eingangsfenster wird mit einer Metallschraube, die die mit Aluminium beschichtete Innenseite mit dem Aluminiumrahmen verbindet, geerdet.

Mittelrahmen: Ein 7,5 mm breiter Mittelrahmen zwischen vorderem und hinterem Rahmen sorgt für das geplante Gasvolumen.

Draht- bzw. Anodenebene: Die Drähte sind in einer Ebene angeordnet, mit Anodendrähten auf positivem Potential und Felddrähten auf negativem Potential. Als Anodendrähte werden 30 dünne mit Gold beschichtete Wolframdrähte mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ im Abstand von 5 mm eingesetzt. Zwischen zwei Golddrähten befinden sich jeweils im Abstand von 2,5 mm $79 \mu\text{m}$ dicke Kupfer-Beryllium-Drähte, die die Rolle der Felddrähte übernehmen. Aufgrund der Tatsache, dass die Feldlinien zwischen den Drähten konzentriert sind, ist die Präzision der Position der einzelnen Drähte kritisch [31]. Der linke und rechte Rand schließen jeweils mit einem

Kupferdraht ab, um das elektrische Feld in den Randbereichen zu stabilisieren und Störungen einzuschränken.

Die Drähte werden mit einer Drahtwickelmaschine mit 1 N gespannt und in den oben beschriebenen Abständen angeordnet. Sie werden auf zwei 3,5 mm hohen Plastikleisten, die auf der Innenseite des hinteren Rahmens befestigt sind, auf jeder Seite der Kammer mit Kleber fixiert. Der Rahmen ist an dieser Stelle 0,5 mm dick. So summiert sich der Abstand zwischen Drahtebene und der auf der anderen Seite des Rahmens fixierten *Padplane* auf 4 mm. An eine der beiden Plastikleisten werden die Anodendrähte auf ein daran fixiertes Kupferband gelötet, auf der anderen Seite die Felddrähte, sodass jeweils die entsprechende Stromversorgung sicher gestellt werden kann.

Hintere Kathodenebene bzw. Readout-Kathode: Die segmentierte *Padplane*, eine mit Kupfer beschichtete Platine, wird auf der Außenseite des hinteren Rahmens fixiert. Die Größe der 90 *Readout-Pads* von $4,7 \times 49,7 \text{ mm}^2$ ist auf den verwendeten Drahtabstand optimiert und liefert eine Auflösung von 300-500 μm quer zu und 3-30 mm entlang der Pads. Mithilfe von Passstiften wird sie positioniert. Jeweils 8 Pads (bzw. 3 Pads am Rand) sind zu einer Gruppe zusammengefasst. Die mittlere Padgruppe ist mit einem achtpoligen Stecker kontaktiert, an den ein Flachbandkabel zur Signalauslese angeschlossen werden kann. Wird sie nicht ausgelesen, werden die Kontakte über den Stecker kurzgeschlossen und die mittlere Padgruppe wird ebenso wie alle anderen, kurzgeschlossenen Pads über den Rahmen geerdet.

Neben den oben genannten Plastikleisten für die Drahtebene, werden am hinteren Rahmen ebenso die Hochspannungsanschlüsse (S-HV-Kupplungen) für Anodendrähte und Felddrähte, sowie drei Gasanschlüsse (Gaseingang, -ausgang und Gasdruckmessung) befestigt, für die entsprechende Bohrungen vorhanden sind.

Gas: Die Kammer wird mit einer Gasmischung aus 80 % Argon und 20 % CO_2 gefüllt. Argon besitzt zwar eine kleinere Absorptionswahrscheinlichkeit für TR-Photonen als das im Experiment tatsächlich eingesetzte Xenon, erfüllt die Zwecke für die Labortests aber gut und ist wesentlich günstiger. Das Mischungsverhältnis wurde den, zunächst ebenfalls in Betracht gezogenen, 90:10- und 85:15-Gaskompositionen vorgezogen. Da für diese Mischung eine höhere Spannung bei gleicher Gasverstärkung angelegt wird, werden die Driftzeiten minimal [33]. Der Zusammenhang zwischen Spannung und Gasmischung kann mithilfe des Ionisationswirkungsquerschnitts erklärt werden. Da der Ionisationsquerschnitt mit dem Anteil der Xenon- bzw. Argonatome im Gasvolumen steigt, muss die Spannung bei einem kleineren Anteil entsprechend erhöht werden. Ebenso spielt der Penning-Effekt eine entscheidende Rolle: ein angeregtes Gasatom ionisiert bei der Rückkehr in seinen Grundzustand ein anderes Gasatom. Dies ist möglich, wenn die Energieniveaus der Anregungszustände eines Atoms oder Moleküls (hier: CO_2) höher liegen als die minimale Ioni-

sationsenergie eines anderen Gasatoms im Volumen (hier: Xenon bzw. Argon). Die Penning-Transfer-Rate steigt für eine Xe-CO₂-Mischung mit einem Mischungsverhältnis von 80:20 von 11 % auf 44 % für ein 90:10-Verhältnis, wodurch die Gasverstärkung deutlich höher ausfällt [27].

Als Gasanschlüsse werden Swagelok Kupplungen eingesetzt, die durch dafür vorgesehenen Bohrungen mit dem Innenraum der MWPC verbunden und mit Kleber luftdicht fixiert werden.

Asymmetrischer Prototyp

Ein baugleicher Prototyp, jedoch mit asymmetrischer Struktur wird ebenso gebaut. Die Dicke des Gasvolumens beträgt ebenfalls 8 mm, auch alle weiteren Abmessungen und Bausspezifikationen sind identisch mit der oben beschriebenen Kammer. Lediglich der Abstand der Drahtebene zur Padplane wird durch den Einsatz einer entsprechenden dünneren Plastikleiste (2,5 mm) auf 3 mm verringert – zugunsten eines größeren Abstandes von 5 mm zum Eintrittsfenster.

Abbildung 4.6 zeigt einen geöffneten Prototypen mit alternierenden Drähten. Der experimentelle Aufbau und die Messungen zur Untersuchung des symmetrischen und des asymmetrischen Prototyps mit alternierender Hochspannung wird im nächsten Kapitel beschrieben.

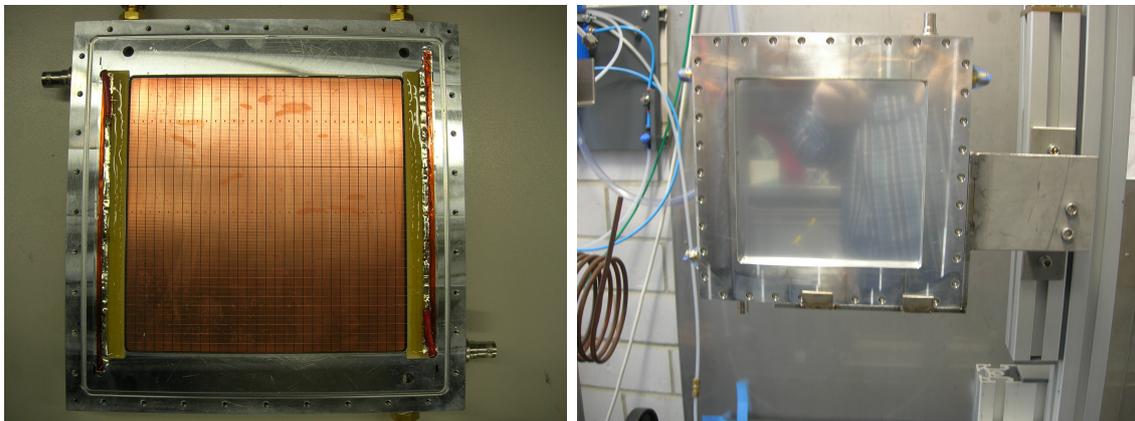


Abbildung 4.6: Geöffneter Prototyp mit alternierenden Drähten (links) und geschlossener Prototyp, in der Kammerhalterung befestigt (rechts).

5 Messungen

5.1 Ziel der Messungen

Ziel der Messungen ist, die neu entwickelten Detektoren mit alternierender Hochspannung auf ihre Funktionsweise zu untersuchen, insbesondere hinsichtlich der Stabilisierung der Gasverstärkung. Im einzelnen wird Folgendes betrachtet:

- Stabilität der Gasverstärkung in Abhängigkeit des Ortes,
- Stabilität der Gasverstärkung in Abhängigkeit des differentiellen Gasdrucks,
- Einfluss der Spannung an den Felddrähten auf die Stabilität der Gasverstärkung,
- Einfluss der Spannung an den Felddrähten auf die Ströme an den Felddrähten,
- Vergleich zwischen der symmetrischen und der asymmetrischen Kammer bezüglich der oben genannten Punkte.

Im Labor werden Messungen der Gasverstärkung für die beiden beschriebenen neuen Prototypen mit alternierenden Drähten, mit symmetrischer und asymmetrischer Geometrie, durchgeführt. Eine radioaktive ^{55}Fe -Quelle wird an 25 verschiedenen Messpunkten vor der Kammer positioniert. Der differentielle Gasdruck wird variiert, ebenso die Spannung an den Felddrähten. Neben den beiden neuen Prototypen wird ein Standardprototyp gleicher Abmessung ohne Felddrähte untersucht, um Referenzmesswerte zu erhalten.

Als Maß für die Gasverstärkung wird zunächst der an den Anodendrähten abfließende Strom gemessen; in einem zweiten Schritt wird das Energiespektrum der ^{55}Fe -Quelle aufgezeichnet. In den nächsten Abschnitten werden der experimentelle Aufbau, die Messungen und die Auswertung der Messergebnisse dargestellt.

5.2 Experimenteller Aufbau

Die Messungen der Gasverstärkung werden im Labor mithilfe einer ^{55}Fe -Quelle durchgeführt. Die für CBM-TRD-Prototypen entwickelte Testumgebung [37, 42] ermöglicht eine Messung der Ströme an den Anoden- und Felddrähten ebenso wie die

Aufzeichnung des Energiespektrums der Quelle über eine Auskopplung der Signale an den Anodendrähten. Ströme können ortsauflösend (durch die Positionierung der Quelle), Signale auch zeitaufösend analysiert werden. Der differentielle Gasdruck ist variabel, ebenso die Hochspannung an Anoden- und Felddrähnen. Der Teststand mit seinen verschiedenen Komponenten ist darauf ausgerichtet, Störsignale wie Restwelligkeit (unerwünschte Wechselspannungsanteile) oder Rauschen so klein wie möglich zu halten, um gut reproduzierbare Testreihen zu ermöglichen. Um die Vergleichbarkeit der Messungen zu gewährleisten, werden auch der Sauerstoffgehalt im Detektorgas, die Raumtemperatur und der Umgebungsdruck kontrolliert. Im Folgenden werden die einzelnen Bestandteile des Teststandes beschrieben (siehe Abbildung 5.1):

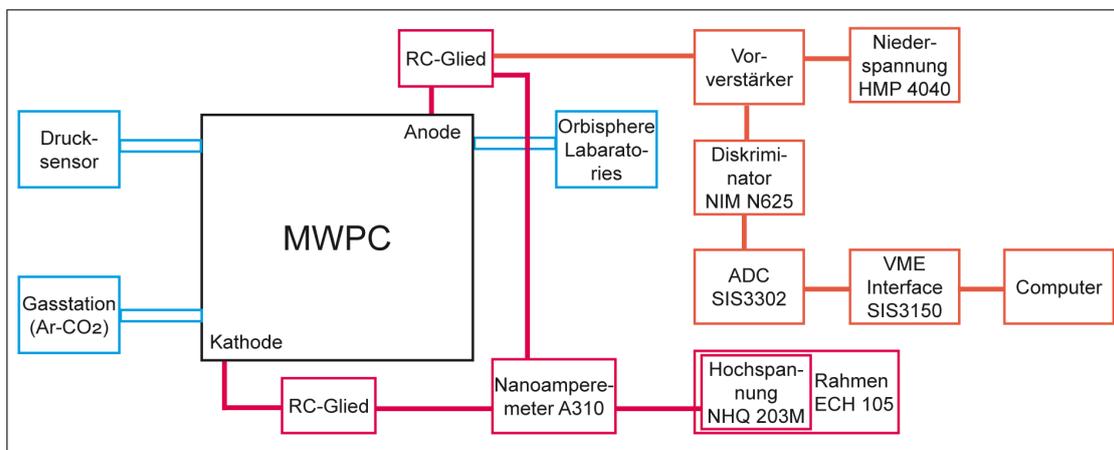


Abbildung 5.1: Experimenteller Aufbau zur Strommessung und zur Messung des Energiespektrums der CBM-TRD-Prototypen mit alternierender Hochspannung mit Gasversorgung (blau), Hochspannungsversorgung (rot) sowie Niederspannungsversorgung und Signalverarbeitung (orange).

Gasversorgung: Über das Gassystem wird ein Ar-CO₂(80:20)-Gasgemisch in die Kammern geleitet. Eine Gasstation steuert den Gasfluss und verteilt das Gasgemisch von dort an die Kammern. Alle drei Kammern werden parallel an das Gassystem angeschlossen, um Messreihen für die verschiedenen Prototypen ohne lange Unterbrechungen und bei möglichst unveränderten Bedingungen durchzuführen. Für eine verlässliche Messung ist eine gleichmäßige und konstante Verteilung der Gasmischung in der Kammer wichtig. Insbesondere soll der nicht zu vermeidenden Sauerstoffanteil, der aus der Umgebungsluft an den Verbindungsstellen und durch nicht vollkommen dichte Gasschläuche in die Kammer gelangt, so gering wie möglich gehalten werden. Zur Überprüfung des Sauerstoffgehalts, wird der Gasausfluss der Kammer während der Messung über ein Messinstrument von Orbisphere Laboratories¹ geführt. Ebenso werden der Luftdruck sowie der differentielle Druck vom

¹Genaue Bezeichnung: orbisphere laboratories - model 3600 analyzer

Kammerinneren zur Umgebung gemessen. Die Gasschläuche werden mit Swagelok Kopplungen verbunden und angeschlossen.

Sauerstoffgehalt, Raumtemperatur und Umgebungsdruck werden jeweils zu Beginn der Messungen und dann in regelmäßigen Abständen protokolliert.

Hochspannung: Zur Hochspannungsversorgung der Anoden- und Felddrähte wird ein iseg Hochspannungsmodul der Serie NHQ 203 M, montiert in einem ECH 104 Rahmen, eingesetzt. Es liefert eine stabile Spannung für eine gleichmäßige Verstärkung und ist regelbar hochzufahren, um eine Belastung der Drähte durch hohe induzierte Ströme zu verhindern.

Mit einem A310 Nanoamperemeter² zwischen Hochspannungsmodul und Vieldrahtproportionalkammer werden an den Drähten fließende Ströme als Maß für die Gasverstärkung gemessen. Ein vom Amperemeter ausgehendes Störsignal wird mithilfe von RC-Gliedern zwischen Amperemeter und Anoden- bzw. Kathodendrähten unterdrückt.

Die Prototypen sind so gestaltet, dass der Aluminiumrahmen, das aluminierete Eingangsfenster und die nicht aktiv ausgelesenen Kathodenpads mit der Erdung der Hochspannungsleitung verbunden sind. Die Verbindung zwischen den Bauteilen werden mit Koaxialkabel und über SHV-Stecker erstellt.

Niederspannung: Zur Signalverarbeitung wird eine Niederspannungsversorgung benötigt. Ein Vierkanal-Netzgerät HMP 4040 der Firma Hameg mit genügend hoher Auflösung für Strom und Spannung wird eingesetzt. Die an den Anodendrähten abfallenden Signale werden mit einem RC-Element³ ausgekoppelt⁴. Die extrahierten Signale werden in einem Vorverstärker⁵ mit einer Verstärkung von 2,8 mV/fC so angepasst und verstärkt, dass sie im optimalen Arbeitsbereich des ADC⁶ liegen. Die Triggerschwelle (vgl. Abschnitt 5.4.2) kann mithilfe eines Diskriminators, einem NIM(Nuclear Instrumentation Module)-Einschub N625 der Firma C.A.E.N., eingestellt werden. Ein Sampling ADC, SIS3302 von Struck, wandelt das zeit-kontinuierliche, analoge Eingangssignal in einzelne diskrete Digitalwerte um. Der VME⁷ 16-Bit ADC hat eine Samplingrate von 100 MHz und der dynamische Bereich ist auf

²Das A310 HV-Isolated current meter wurde im Physikalischen Institut der Universität Heidelberg entwickelt.

³RC-Element: Schaltung, die aus einem ohmschen Widerstand (R) und einem Kondensator (C) aufgebaut ist und als Filter Frequenzen ab einer bestimmten Grenzfrequenz dämpft.

⁴Grundsätzlich ist die Messung von Energiespektren auch über die Auslese den Kathodenpads möglich, für die Untersuchungsziele dieser Messung bringt dies aber keine Vorteile.

⁵Bei dem Vorverstärker handelt es sich um ein für die FTPC des STAR-Experiments entwickelten Prototypen.

⁶ADC: Analog-Digital-Converter.

⁷VME (Versa Module Eurocard): Computer BUS Standard, bei dem vereinheitlichte Einschubgeräte verwendet werden.

1 V ($\pm 0,5$ V) eingestellt [43]. Mit dem VME Interface SIS3150 der Firma Struck werden die digitalisierten Signale an einen Computer geleitet.

Zur Kontrolle können die Signale mit einem Oszilloskop beobachtet werden.

Datenauswertung: Ein C++-Programm steuert die digitale Datenaufnahme durch den ADC, liest die Daten aus und schreibt sie in eine ROOT-Datei. Mit der CERN Software ROOT werden für jede Messung die Signalhöhen aller Ereignisse in Abhängigkeit der Zeit sowie die maximale Amplitude pro Event für alle Ereignisse dargestellt.

Kammerhalterung: Die Kammern werden mit Stahlhalterungen in einem Aufbau aus Flexlinkteilen fixiert und mit einem Zwischenstück aus Kunststoff isoliert. Vor der Kammer ist die Halterung für die Eisenquelle angebracht. Die Quelle lässt sich an verschiedene Positionen vor dem Detektor flexibel horizontal und vertikal verschieben, ebenso ist ihr Abstand zur Kammer variabel. Eine Schablone mit 25 Messpunkten, die gleichmäßig im Abstand von 3 cm über die Detektorfläche verteilt sind, wird vor der Kammer fixiert und ermöglicht eine präzise, gut reproduzierbare Positionierung der Quelle.

Strahlungsquelle: Eine radioaktive Strahlungsquelle, die ionisierende Strahlung im Bereich des Übergangsstrahlungsspektrum (siehe Abschnitt 4.1.2) und mit genügend hoher Rate aussendet, erzeugt Signale in den Testkammern. Die Röntgen-Photonen der verwendeten ^{55}Fe -Quelle entstehen durch Elektroneneinfang. Bei dem Prozess der schwachen Wechselwirkung wandelt sich der Eisenkern (bzw. ein Proton) durch den Einfang eines Elektrons aus einer inneren Schale (K-Schale) der Elektronenhülle in den stabileren Mangankern (bzw. in ein Neutron) um. Die bei der Wiederbesetzung des dadurch entstandenen Loches durch ein Elektron aus der äußeren L- oder M-Schale frei werdende Energie wird als Photon (Röntgenstrahlung) abgestrahlt; die K_α - und die K_β -Linie bei 5,9 und 6,4 keV entstehen⁸ [42]. Die Aktivität der Quelle beträgt etwa $A = 1,53 \cdot 10^9$ Bq.

Die Quelle ist zur Erzeugung eines für die ortsauflösende Messung benötigten parallelen Strahlverlaufs mit einem Kollimator, einer Abschirmung aus Messing mit einer dünnen, geraden Bohrungen mit einem Durchmesser von 4 mm, versehen.

In den nächsten beiden Abschnitten werden die Messungen zur Untersuchung der neuen Prototypen, die Strommessung sowie die Messung des Energiespektrums, beschrieben und die Ergebnisse dargestellt.

⁸Die beim Übergang des zunächst durch die Umwandlung angeregten Tochterkerns in den Grundzustand frei werdende Energie (Gammastrahlung) wird aufgrund ihrer Frequenzhöhe nicht im Detektor gemessen.

5.3 Strommessungen

Um die Effekte der alternierenden Drähte auf die Gasverstärkung zu untersuchen, werden zunächst Strommessungen an den Anoden- und Kathodendrähten durchgeführt. Die Ströme werden bei Differenzen zwischen Innen- und Umgebungsdruck von 0,28 mbar und von 0,5 mbar an jeweils 25 Messpunkten gemessen. Dabei gibt ein differentieller Innendruck von 0,28 mbar realistische Bedingungen wieder, während 0,5 mbar ein extremes Szenario darstellt. Die Messungen werden mit der symmetrischen und mit der asymmetrischen Kammer mit alternierender Hochspannung sowie mit der Standardkammer durchgeführt. Für die Kammern mit alternierender Hochspannung werden jeweils Messungen für unterschiedliche Felddrahtspannungen (0 V, -50 V und -100 V) aufgezeichnet.

Die Spannung an den Anodendrähten wird so gewählt, dass der gemessene Strom proportional zum Energieverlust der durchfliegenden Teilchen ist, um quantitative Rückschlüsse zu ermöglichen. Wird die Spannung zu hoch gewählt, erreicht sie einen Sättigungsbereich, in dem die Vervielfachung nicht mehr von der im Gasvolumen deponierten Energie abhängt [27]. Die Kammergeometrie spielt hier insofern eine Rolle, als dass sich die Feldstärke und damit die Gasverstärkung mit zunehmenden Abstand der Kathodenebenen verringert. Wichtig ist auch, einen Funkenüberschlag durch zu hohe Spannungen zwischen den Drähten untereinander und zur Kathode zu vermeiden. Für die erste Messung bei 0,28 mbar an der Kammer mit alternierender Hochspannung wird eine Anodenspannung von $U_A = 1400$ V eingestellt; die Spannung an den Felddrähten ist zunächst $U_F = 0$. Für alle weiteren Messungen wird die Anodenspannung so gewählt, dass die Gasverstärkung in der Mitte der Kammer übereinstimmt, das heißt die Stromstärke beträgt dort immer 31 nA. Tabelle 5.1 führt alle durchgeführten Messungen mit den entsprechenden Anoden- und Felddrahtspannungen bei den jeweiligen differentiellen Drücken auf.

Nach einer Reihe von Testmessungen werden die oben aufgeführten Messungen mit den drei Kammern an einem Tag durchgeführt, um Veränderungen der Testumgebung so klein wie möglich zu halten. Die Raumtemperatur variierte im Laufe der Messungen zwischen 24,3 °C und 26,1 °C, wobei die Schwankungen während einer Messreihe, das heißt für eine Kammer bei festgelegtem differentiellem Druck und einer gegebenen Felddrahtspannung, bei bis zu 0,3 °C lagen. Der Umgebungsdruck sank von 996,0 mbar auf bis zu 991,8 mbar ab; für eine Messreihe wurden Schwankungen von maximal 0,5 mbar aufgezeichnet, in der Regel wurden 0,3 mbar jedoch nicht überschritten. Der differentielle Innendruck in der Kammer wurde bei Bedarf, d.h. bei Überschreiten der Toleranz von etwa ± 15 %, durch Variation des Gasflusses nachgesteuert, wobei für eine Druckdifferenz von 280 μ bar Abweichungen von ± 4 μ bar und für 500 μ bar von ± 6 μ bar nicht korrigiert wurden. Dunkelströme, das heißt, die Ströme, die ohne vorgeschaltete radioaktive Quelle fließen, lagen für die

Tabelle 5.1: Übersicht über alle durchgeführten Strommessungen mit der Standardkammer (Sta.) und den Kammern mit alternierender Hochspannung (Alt.) mit symmetrischer (Sym.) und asymmetrischer Kammergeometrie (Asym.).

Messung Nr.	Kammer- typ	Abstand Anode/Kathode d in [mm]	Spannung Anode U_S in [V]	Spannung Kathode U_F in [V]	Diff. Druck Δp in [μ bar]
1	Sta./Sym.	4+4	1934	0	280
2	Sta./Sym.	4+4	1967	0	500
3	Alt./Sym.	4+4	1400	0	280
4	Alt./Sym.	4+4	1400	0	500
5	Alt./Sym.	4+4	1386	-50	280
6	Alt./Sym.	4+4	1387	-50	500
7	Alt./Sym.	4+4	1368	-100	280
8	Alt./Sym.	4+4	1368	-100	280
9	Alt./Asym.	5+3	1392	0	280
10	Alt./Asym.	5+3	1393	0	500
11	Alt./Asym.	5+3	1376	-50	280
12	Alt./Asym.	5+3	1378	-50	500
13	Alt./Asym.	5+3	1359	-100	280
14	Alt. Asym.	5+3	1361	-100	500

Standardkammer bei 0 bis -1 nA, für die symmetrische Kammer mit alternierender Hochspannung bei 5 bis 7 nA für die Anodendrähte bzw. bei -8/-9 nA an den Felddrähten und für die asymmetrische Kammer bei 4 bis 6 nA bzw. -6 bis -8 nA.

Die Ergebnisse der Messungen bestärken die mit den neuen Prototypen verbundenen positiven Erwartungen: Die alternierende Hochspannung hat einen stabilisierenden Effekt auf die Gasverstärkung. Eine Übersicht über die Messergebnisse ist in Tabelle 5.2 zu sehen. Die Veränderung der Gasverstärkung über alle 25 Messpunkte ist für die drei Prototypen und für die verschiedenen Messkonfigurationen dargestellt, sie erreicht für die Standardkammer bis zu $67,7 \pm 2,24$ (sys.) $\pm 0,67$ (stat.) % und kann im besten Fall, mit der asymmetrischen Kammer mit alternierender Hochspannung bei einer Felddrahtspannung von $U = -50$ V, auf $9,6 \pm 0,34$ (sys.) $\pm 0,10$ (stat.) % gesenkt werden. Im Folgenden werden die Variationen der Gasverstärkung für unterschiedliche Konfigurationen anhand verschiedener Darstellungen genauer betrachtet.

Einen Vergleich zwischen der symmetrischen Kammer mit alternierender Hochspannung (rechts) und der Standardkammer (links) für einen differentiellen Gasdruck von 280 μ bar (oben) und von 500 μ bar (unten) zeigen die 2D-Ansichten in Abbildung

5.2; die relative Stromstärke als Maß für die Gasverstärkung ist in Abhängigkeit der 25 vertikalen und horizontalen Positionen der Quelle vor der Kammer aufgetragen. Die Normierung wurde in der Weise vorgenommen, dass der Durchschnittswert für die Gasverstärkung am Rand der Kammer, wo die Ausdehnung klein und die Gasverstärkung relativ stabil ist, jeweils auf 1 gesetzt wurde. Für die Standardkammer ist eine deutliche Verminderung der Gasverstärkung in der Mitte der Kammer – dort, wo der Abstand zwischen Anode und Kathode aufgrund der Deformation des Eintrittsfensters maximal ist – gegenüber dem Rand der Kammer zu sehen. Der Effekt verstärkt sich mit steigendem Gasdruck, wie ein Vergleich zwischen oberer und unterer Darstellung verdeutlicht. Der neue Prototyp hingegen zeigt eine stabile Gasverstärkung über die verschiedenen horizontalen und vertikalen Positionen der Quelle vor der Kammer hinweg (örtliche *Gain*-Stabilität). Abweichungen der Gasverstärkung zwischen den verschiedenen Positionen können von über 60 % für die Standardkammer auf unter 15 % für die Kammer mit alternierender Hochspannung reduziert werden. Neben Unterschieden in der Gasverstärkung aufgrund der Ausdehnung des Folienfensters bestehen auch Abweichungen, die nicht auf den beschriebenen Zusammenhang zurückzuführen sind. Beispielsweise ist eine höhere Verstärkung am rechten Rand der Standardkammer gegenüber den übrigen Rändern oder eine kleinere Verstärkung an oberem und unterem Rand der neuen Kammer zu sehen. Eine mögliche Erklärung hierfür sind Unregelmäßigkeiten in der Gasmischung innerhalb der Kammer.

Tabelle 5.2: Übersicht über die Veränderungen der Gasverstärkung über alle 25 Messpunkte für die verschiedenen Prototypen (Standardkammer (Sta.) sowie die Kammer, mit alternierender Hochspannung (Alt.), mit symmetrischer (Sym.) und asymmetrischer (Asym.) Kammergeometrie) für verschiedene Konfigurationen. Die Veränderung der Gasverstärkung ist jeweils mit systematischem und statistischem Fehler angegeben.

$p = 0,28$ mbar			
	0 V	-50 V	-100 V
Sta.	$33,1 \pm 1,18 \pm 0,33$ %	-	-
Alt./Sym.	$12,1 \pm 0,43 \pm 0,12$ %	$12,9 \pm 0,46 \pm 0,13$ %	$13,7 \pm 0,49 \pm 0,14$ %
Alt./Asym.	$12,0 \pm 0,43 \pm 0,12$ %	$11,3 \pm 0,40 \pm 0,12$ %	$12,1 \pm 0,43 \pm 0,12$ %
$p = 0,5$ mbar			
	0 V	-50 V	-100 V
Stand.	$67,7 \pm 2,42 \pm 0,67$ %	-	-
Alt./symm.	$14,5 \pm 0,52 \pm 0,14$ %	$14,5 \pm 0,52 \pm 0,14$ %	$13,7 \pm 0,49 \pm 0,14$ %
Alt./asymm.	$11,2 \pm 0,40 \pm 0,11$ %	$9,6 \pm 0,34 \pm 0,10$ %	$9,7 \pm 0,35 \pm 0,10$ %

Die Darstellung eines horizontalen Querschnittes in Abbildung 5.3 durch die Mitte der Kammer veranschaulicht noch einmal die unterschiedlichen Auswirkungen der

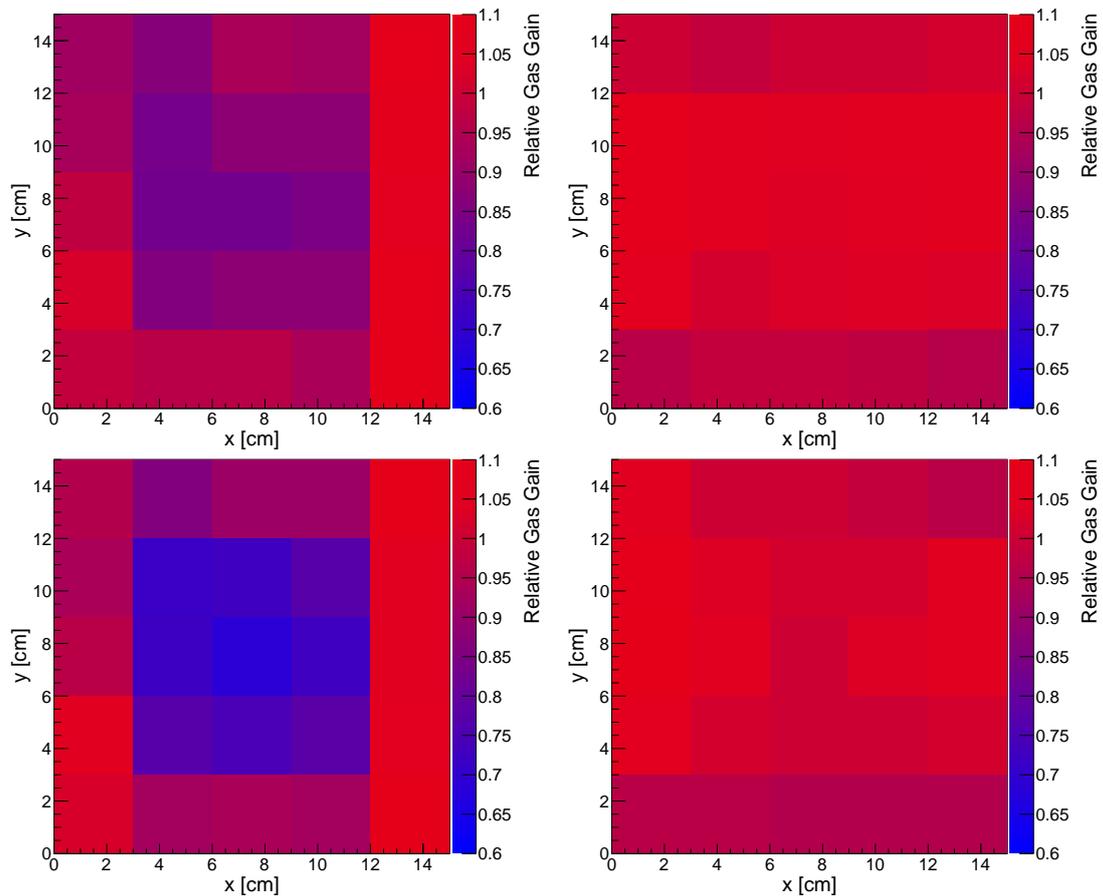


Abbildung 5.2: Relative Gasverstärkung abhängig von der Position der Quelle bei 0.28 mbar internem Überdruck (oben) und bei 0.5 mbar (unten) für die Standardkammer (links) und für den neuen Prototypen mit alternierender Hochspannung (rechts).

Ausdehnung der Folie auf die Gasverstärkung für die beiden Kammern: Während für die Standardkammer ein steiler Anstieg der Graphen zum Rand der Kammer hin zu beobachten ist, sind die Graphen für die Kammer mit alternierender Hochspannung für beide Drücke nahezu horizontal. In der Abbildung ist zu beachten, dass im Vergleich zur zweidimensionalen Darstellung der Kammer die Normierung auf 1 in der Mitte der Gaskammer, den tatsächlichen Messwerten entsprechend, durchgeführt wurde. Der statistische Fehler ist als Fehlerbalken dargestellt, der systematische Fehler für die Gasverstärkung und für die Position der Quelle als Rahmen um die Messpunkte.

In der Abbildung (5.3) wird die Veränderung der Gasverstärkung bei einer Variation des Gasdruckes auch noch einmal besonders deutlich. Für die Standardkammer weichen die Messwerte für eine einzelne Position der Quelle für die beiden differentiellen Drücke von 0,28 mbar und 0,5 mbar stark voneinander ab (Aufgrund der Normierung sind die Abweichungen in der Darstellung am Rand der Kammer besonders groß.). Für die Kammer mit alternierender Hochspannung hingegen befinden sich die Abweichungen im Bereich der Fehlergrenzen (zeitliche *Gain*-Stabilität). Die pro-

zentualen Veränderungen bei einer Druckerhöhung sind in Tabelle 5.3 zu sehen – im Durchschnitt über alle 25 Positionen sowie das Maximum. Für die Standardkammer erhöht sich die Gasverstärkung um bis zu $31,75 \pm 1,13$ (sys.) $\pm 0,31$ (stat.) % für eine einzelne Position, während die Veränderung für die neue Kammer maximal $8,07 \pm 0,29$ (sys.) $\pm 0,08$ (stat.) % beträgt.

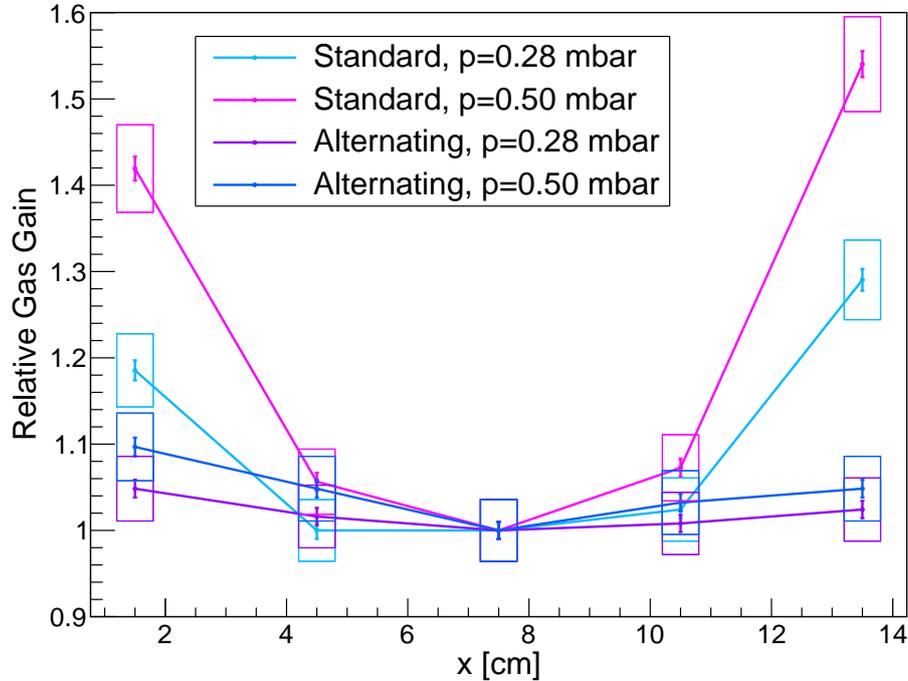


Abbildung 5.3: Relative Gasverstärkung abhängig von der vertikale Position der Quelle für einen Querschnitt durch die Mitte der Kammer für die Standardkammer und für den neuen Prototypen mit alternierender Hochspannung bei unterschiedlichen differentiellen Gasdrücken (Normierung: Kammermitte). Der statistische Fehler ist als Fehlerbalken dargestellt, der systematische Fehler für die Gasverstärkung und für die Position der Quelle als Rahmen um die Messpunkte.

Für die asymmetrische Kammer kann eine leichte Verbesserung der Gasverstärkungsstabilität gegenüber der symmetrischen Kammer mit alternierender Hochspannung beobachtet werden, insbesondere bei einem differentiellen Druck von 0,5 mbar (vgl. Tabelle 5.2 und Abbildung 5.4). Für eine Felddrahtspannung von $U = 0$ V reduzieren sich die Variationen über die verschiedenen Messpunkte um 3,2 Prozentpunkte, für $U = -50$ V um 4,9 Prozentpunkt und für $U = -100$ V um 4,0 Prozentpunkte. Ein Querschnitt durch die Kammer mit der Gasverstärkung in Abhängigkeit der vertikalen Position der Quelle veranschaulicht den Effekt (Abbildung 5.5 (links)). Die Verbesserungen befinden sich allerdings im Bereich der Fehlergrenzen von $\pm 3,57$ % (systematischer Fehler) und fallen für einen differentiellen Druck von 0,28 mbar auch viel geringer aus, so dass sich die Veränderung nicht als signifikant bezeichnen lässt. Eine Variation der Felddrahtspannung führt ebenfalls zu keiner eindeutigen Verbesserung der Stabilität der Gasverstärkung. Für einen differentiellen Gasdruck von

Tabelle 5.3: Veränderung der Gasverstärkung bei Erhöhung des differentiellen Drucks von $p = 0,28$ mbar auf $p = 0,5$ mbar für die Standardkammer (Sta.) und die Kammer mit alternierender Hochspannung (Alt.) im Mittel über alle 25 Messpunkte (mit) sowie das Maximum (max).

	$(\Delta G/G)_{mit}^*$	$(\Delta G/G)_{max}^*$
Sta.	$17,61 \pm 0,63$ (sys.) $\pm 0,17$ (stat.) %	$31,45 \pm 1,12$ (sys.) $\pm 0,31$ (stat.) %
Alt.	$2,22 \pm 0,08$ (sys.) $\pm 0,02$ (stat.) %	$8,07 \pm 0,29$ (sys.) $\pm 0,08$ (stat.) %

$$*\Delta G/G = (G(p = 0,5 \text{ mbar}) - G(p = 0,28 \text{ mbar}))/G(p=0,28 \text{ mbar})$$

0,5 mbar kann für die symmetrische Kammer eine leichte Verbesserung um etwa 1 Prozentpunkt bei der Erhöhung der Spannung von $U_F = -50$ V auf $U_F = -100$ V beobachtet werden; für die asymmetrische Kammer bei einer Potentialerhöhung von $U_F = 0$ V auf $U_F = -50$ V um fast 2 Prozentpunkte. Die Veränderungen befinden sich jedoch auch hier im Bereich der Fehlergrenzen. Für einen Druck von 0,28 mbar sinkt die Stabilität der Gasverstärkung für die symmetrische Kammer sogar leicht mit einer Erhöhung der Spannung; für die asymmetrische Kammer liegen die Variationen unter einem Prozentpunkt. Dies wird auch bei einem Blick auf den horizontalen Querschnitt durch die Kammer deutlich (Abbildung 5.5 (rechts)).

Zur Berechnung des Fehlers der Gasverstärkung sind der systematische und der statistische Fehler zu berücksichtigen. Der **systematische Fehler**, der sich aus den Fehlern der Hochspannungsquelle und des Nanoamperemeters laut Gerätehersteller ebenso wie aus Schwankungen des Innendrucks zusammensetzt, kann mithilfe von *Diethorns Formel* (Gleichung 4.6) abgeschätzt werden. Aus der Fehlerfortpflanzungsregel ergibt sich für den absoluten Fehler mit den unabhängigen Größen U und ρ sowie der zur Gasverstärkung proportionalen Stromstärke I und den Konstanten $c = \frac{\rho_0}{\ln(R/a)aE_{min}(\rho_0)}$ und $d = \frac{\ln 2}{\ln(R/a)\Delta U}$:

$$\begin{aligned} \Delta G &= \left| \frac{\partial G}{\partial U} \right| \cdot \Delta U + \left| \frac{\partial G}{\partial \rho} \right| \cdot \Delta \rho + \Delta I \\ &= d \left(c \frac{U}{\rho} \right)^{dU} \left(\ln \left(c \frac{U}{\rho} \right) + 1 \right) \cdot \Delta U + dU (cU)^{dU} \cdot \left(\frac{1}{\rho} \right)^{dU+1} \cdot \Delta \rho \\ &\quad + \Delta I ; \end{aligned} \quad (5.1)$$

und für den relativen Fehler:

$$\frac{\Delta G}{G} = d \cdot \left(\ln \left(c \cdot \frac{U}{\rho} \right) + 1 \right) \cdot \Delta U + d \cdot \frac{U}{\rho} \cdot \Delta \rho + \frac{\Delta I}{I} . \quad (5.2)$$

In die Konstanten gehen die Detektorgeometrien mit dem Anodendrahtdurchmesser $a = 20 \mu\text{m}$ und dem Abstand zur Kathode $R = 5$ mm bzw. $R = 2,5$ mm ein, wobei der zweite Wert dem Drahtabstand zu den Felddrähten der alternieren-

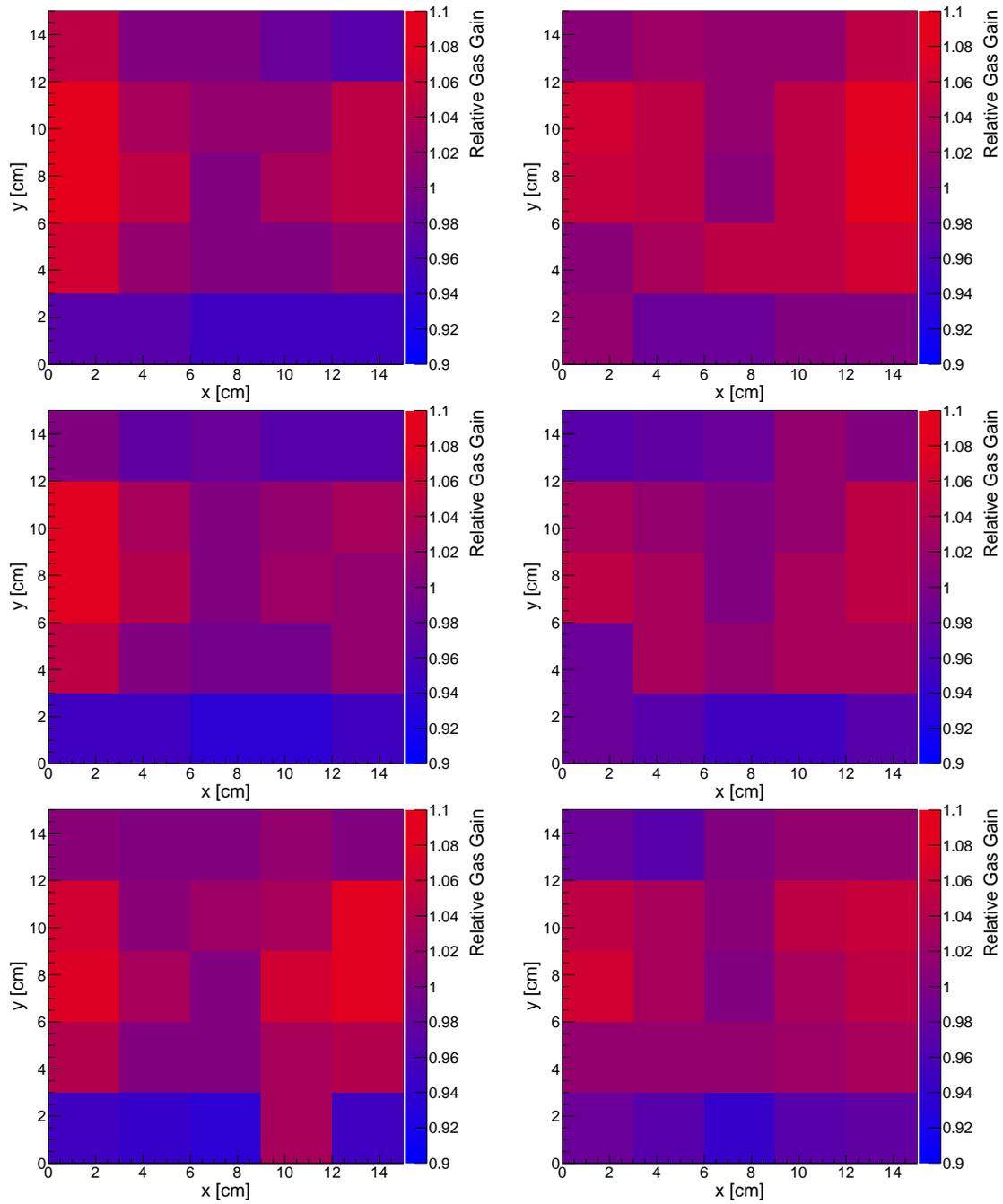


Abbildung 5.4: Relative Gasverstärkung abhängig von der Position der Quelle für den symmetrischen (links) und den asymmetrischen (rechts) Prototypen mit alternierender Hochspannung bei einer Felddrahtspannung von $U_F = 0$ V (oben), $U_F = -50$ V (mitte) und $U_F = -100$ V (unten) bei einem differentiellen Gasdruck von 0,5 mbar.

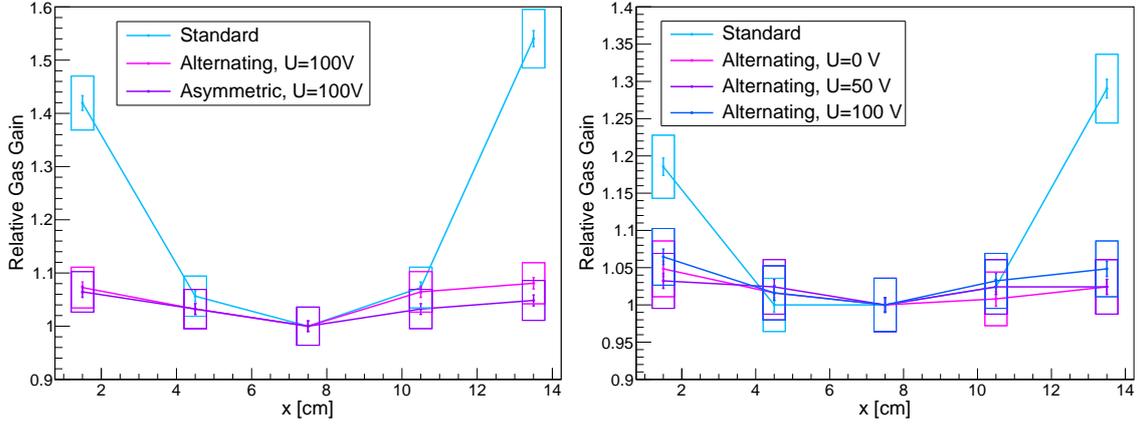


Abbildung 5.5: Relative Gasverstärkung abhängig von der horizontalen Position der Quelle für einen Querschnitt durch die Mitte der Kammer; links: für die Standardkammer, den symmetrischen und den asymmetrischen Prototypen mit alternierender Hochspannung bei einer Felddrahtspannung von $U_F = -100$ V und $\Delta p = 0,5$ mbar; rechts: für die Standardkammer und für den Prototypen mit alternierender Hochspannung bei unterschiedlichen Spannungen an den Felddrähten und $\Delta p = 0,5$ mbar.

den Kammer entspricht⁹. Werte für die Parameter $E_{min}(\rho_0)$ und ΔU werden einer Tabelle entnommen. Entsprechende Messungen für eine Ar-CO₂(80:20)-Mischung wurden am Atlas-Experiment vorgenommen: Für eine Temperatur von ~ 295 K und einem Druck von 1 bar sind demnach $E_{min}(\rho_0) = 22$ kV/cm und $\Delta U = 49$ V. Für die gegebenen Bedingungen ergibt sich für die Gasdichte des Ar-CO₂(80:20)-Gemisches (mit der spezifischen Gaskonstante $R_S(\text{Ar}) = 208,122$ J kg⁻¹K⁻¹ und $R_S(\text{CO}_2) = 188,922$ J kg⁻¹K⁻¹ [4]) nach der thermischen Zustandsgleichung (Gleichung 4.9) $\rho_0 = 1,659$ kg/m³.

Der Fehler des Amperemeters beträgt laut Gerätehersteller $\Delta I = 0,8$ nA [45], der Fehler der Hochspannungsversorgung $\Delta U = \pm(0,05 \% V_{out} + 0,02 \% V_{out max} + 1 \text{ digit})$ [46]. Veränderungen der Gasdichte lassen sich mit der thermischen Zustandsgleichung auf Grundlage von gemessenen Druckschwankungen von $\Delta p = \pm 4$ μ bar bzw. ± 6 μ bar für einen differentiellen Innendruck von $p = 280$ μ bar bzw. 500 μ bar und von Temperaturschwankungen von $\Delta T = \pm 1,5$ K errechnen:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \left| \frac{\partial \rho}{\partial p} \right| \cdot \frac{\Delta p}{p} + \left| \frac{\partial \rho}{\partial T} \right| \cdot \frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta p}{p} + \frac{\Delta T}{T}. \quad (5.3)$$

Die für die Fehlerrechnung relevanten Größen sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Der Fehler wurde aufgrund von Messungen mit der Standardkammer und der Kammer mit alternierender Hochspannung jeweils für einen differentiellen Innendruck

⁹In der Formel wird das Feld um einen Anodendraht als Zylinderkondensator mit R angenähert. Für die alternierende Kammer wird hier einmal mit dem Abstand zur Kathodenfolie gerechnet und eine zweite Abschätzung für Feldlinien, die zu den Felddrähten führen, durchgeführt.

von 280 und 500 μbar abgeschätzt (siehe ebenso Tabelle 5.4). Er beträgt im Durchschnitt etwa 3,47 % bzw. 3,67 % für eine Abschätzung des Feldes zur Frontkathode mit $R = 5 \text{ mm}$ bzw. zu den Felddrähten mit $R = 2,5 \text{ mm}$. Werden jeweils die Mittelwerten für die beiden Abschätzungen des Feldes betrachtet, beträgt der mittlere relative systematische Fehler $\Delta G/G(\text{sys}) = 3,57 \%$.

Zur Abschätzung des statistischen Fehlers der Gasverstärkung werden Messungen für die Standardkammer und die Kammer mit alternierender Hochspannung betrachtet, die wiederholt vorgenommen wurden. Es werden jeweils die relativen Ströme, normiert auf den Messwert in der Kammermitte jeder Messreihe, betrachtet und daraus Mittelwert \bar{x} , Unsicherheit s_x und relative Unsicherheit s_x/\bar{x} des gemessenen Stroms für jeden der $n = 25$ Messpunkte errechnet, wobei:

$$\bar{x} = \frac{\sum_n x_n}{n}; \quad (5.4)$$

$$s_x = \sqrt{\frac{\sum_n (x_n - \bar{x})^2}{n(n-1)}}. \quad (5.5)$$

Die durchschnittliche und die maximale Unsicherheit \bar{s} und s_{max} über alle 25 Messpunkten für jede Messkonfiguration, jeweils absolut und relativ, sind in Tabelle 5.5 zu sehen. Die höchste durchschnittliche relative Unsicherheit von 1,24 % ergibt sich aus den Messungen mit der Kammer mit alternierender Hochspannung bei 280 μbar , der höchste Wert für die maximale Unsicherheit von 2,30 % ebenfalls für die Standardkammer, aber bei 500 μbar . Die Unsicherheiten für den höheren differentiellen Druck sind insgesamt tendenziell größer, allerdings liegen hier jeweils auch nur 3 Messreihen im Vergleich zu 4 für den geringeren Druck vor. Im Durchschnitt über alle Kammern bzw. differentiellen Drücke beträgt die relative Unsicherheit $\Delta G/G(\text{stat}) = 0,99 \%$.

Der systematische Fehler für die Position der Quelle ergibt sich aus der Breite des Kollimators von 4 mm und der mechanischen Ungenauigkeit bei der Positionierung, die auf etwa 2 mm geschätzt wird, zu $\Delta x/x = \Delta y/y = \pm 3 \text{ mm}$.¹⁰

Abschließend werden die **Ströme an den Felddrähten** als Maß für die zu den Felddrähten driftenden Ionen betrachtet. Grundsätzlich kann mithilfe der Felddrähte, der Anteil der Ionen, die zur vorderen oder hinteren Kathode driften, reduziert werden und so eine Verzerrung des elektrischen Feldes durch positive Ladungen vermieden werden. In Abbildung 5.6 sind die Verhältnisse von Felddraht- zu Anodenstrom in Abhängigkeit der Felddrahtspannung für die symmetrische und die asymmetrische Kammer für jeweils zwei verschiedene differentielle Drücke dargestellt. Dabei wurde jeweils der Mittelwert über alle 25 Messpunkte gebildet und daraus der statistische Fehler berechnet. Der Strom an den Felddrähten liegt bei etwa 30 % der Anoden-

¹⁰Streuungen der Gammastrahlung hinter dem Kollimator ebenso wie die Ausbreitung der Lawine selbst, gehen nicht in die Betrachtung ein.

Tabelle 5.4: Berechnung des systematischen Fehlers auf Basis von Messungen mit der Standardkammer und der Kammer mit alternierender Hochspannung bei zwei verschiedenen differentiellen Drücken.

Parameter ¹						
a	R	R_S	T	ρ_0	E_{min}	ΔU
[μm]	[mm]	[J/(kg K)]	[K]	[kg/m ³]	[kV/cm]	[V]
20	$5^2 / 2,5^3$	204,282	273,15	1,659	22	49
Messwerte ⁴						
Kammertyp	Stand.	Stand.	Alt.	Alt.		
p_{diff} (μbar)	$281,0 \pm 2,0$	$497,0 \pm 3,0$	$282,5 \pm 1,5$	$501,5 \pm 1,5$		
p_{Umg} (mbar)	$991,7 \pm 0,0$	$993,0 \pm 2,5$	$992,4 \pm 1,0$	$991,65 \pm 0,5$		
p_{Inn} (mbar)	$991,98 \pm 0,01$	$993,50 \pm 2,50$	$992,68 \pm 1,00$	$992,15 \pm 0,50$		
T (K)	$299,2 \pm 0,05$	$297,6 \pm 0,15$	$298,5 \pm 0,50$	$298,8 \pm 0,05$		
ρ (kg/m ³)	1,6230	1,6342	1,6279	1,6254		
$\Delta\rho/\rho$	0,0002	0,0030	0,0027	0,0007		
U (V)	$1929 \pm 2,565$	$1964 \pm 2,582$	$1399 \pm 2,300$	$1401 \pm 2,301$		
I (nA)				$31 \pm 0,289$		
$\Delta G/G_{dieth}$	0,0212	0,0358	$0,0259^2$	$0,0188^2$		
			$0,0306^3$	$0,0224^3$		
$\Delta I/I$				0,0093		
$\Delta G/G_{ges}$	0,0305	0,0451	$0,0353^2$	$0,0281^2$		
			$0,0399^3$	$0,0317^3$		

[1] Definition der Parameter: a : Anodendrahtdurchmesser, R : Abstand zur Kathode, R_S : spezifische Gaskonstante, T : Temperatur, ρ_0 : Gasdichte von Ar-CO₂(80:20) bei Raumtemperatur ($T = 295$ K) und einem Umgebungsdruck von 1 bar, E_{min} : minimale elektrische Feldstärke für Mehrfachionisation, $e\Delta U$: minimale Energie zur Erzeugung eines weiteren Elektrons in der Lawine [4].

[2] R entspricht dem Abstand zwischen Anodendrähten und Eintrittsfenster.

[3] R entspricht dem Abstand zwischen Anoden- und Felddrähten.

[4] Definition der Variablen: p_{diff} : Druckdifferenz zwischen Umgebungsdruck p_{Umg} und Kammerinnendruck p_{Inn} , T : Temperatur, ρ : Gasdichte, $\Delta\rho/\rho$: Relative Abweichung der Gasdichte, U : Spannung, I : Stromstärke, $\Delta G/G_{dieth}$: Relative Abweichung der Gasverstärkung aufgrund des Fehlers der Hochspannungsquelle und aufgrund von Veränderungen der Gasdichte, berechnet mit *Diethorns Formel*, $\Delta I/I$: Relative Abweichung der gemessenen Stromstärke, $\Delta G/G_{ges}$: Gesamter relativer systematischer Fehler (Summe aus $\Delta G/G_{dieth}$ und $\Delta I/I$).

Tabelle 5.5: Berechnung des statistischen Fehlers auf Basis von n Messreihen mit der Standardkammer (Sta.) und der Kammer mit alternierender Hochspannung (Alt.) bei einem differentiellen Druck von 280 und 500 μbar . In der Tabelle sind jeweils Fehler für als Durchschnitt über alle 25 Messpunkte (mit) sowie das Maximum (max) aufgelistet.

	Sta. 280	Sta. 500	Alt. 280	Alt. 500
n	4	3	4	3
s_{mit}	0,014	0,010	0,009	0,011
s_{mit}/\bar{x}_{mit}	1,24 %	0,77 %	0,92 %	1,12 %
s_{max}	0,023	0,034	0,021	0,024
s_{max}/\bar{x}_{max}	2,23 %	2,30 %	2,07 %	2,33 %

ströme. Bei einer Erhöhung der Felddrahtspannung steigt er erwartungsgemäß an, für die symmetrische Kammer um 19,4 % – von 28,8 % bei einer Felddrahtspannung von $U_F = 0$ V auf 34,4 % bei $U_F = -100$ V (im Mittel über zwei Messreihen mit unterschiedlichem differentiellen Druck). Ein sehr ähnliches Verhalten ist für die asymmetrische Kammer zu beobachten, allerdings liegen hier die Werte um etwa 5-6 % höher. Für die asymmetrische Kammer ist der Weg zur vorderen Kathode für die in der Lawine erzeugten Ionen länger, sodass hier ein höherer Anteil von Ionen, die zu den Felddrähten driften, zu erwarten ist. Gleichzeitig ist aber auch der Anteil von produzierten Primärionen für den vorderen, längeren Abschnitt größer als für den Bereich zwischen Drahtebene und hinterer Kathode, sodass insgesamt ein höherer Anteil von Ionen, die zu den Felddrähten driften, plausibel ist.

Zusammenfassend lässt sich zu den Ergebnissen der Strommessung sagen, dass mithilfe der alternierenden Hochspannung eine deutliche Verbesserung der Gasverstärkungsstabilität erreicht werden kann. Was die Effekte verschiedener Felddrahtspannungen sowie einer asymmetrischen Kammergeometrie betrifft, kann keine signifikante Verbesserung aufgezeigt werden.

Im folgenden sollen die Ergebnisse aus der Strommessung durch eine spektrale Analyse validiert werden, wobei hier Messungen mit der symmetrischen Kammer bei einem Felddrahtpotential von $U_F = 0$ V durchgeführt werden. Auf weitere Untersuchungen mit der asymmetrischen Kammer und mit verschiedenen Felddrahtspannungen wird verzichtet, da die Strommessungen hier keine deutlichen Verbesserungen ergeben haben. Hinzu kommt, dass der Einsatz einer asymmetrischen Kammer mit einem negativen Effekt auf die Driftzeiten verbunden ist [47]. Das Anlegen einer Spannung an die Felddrähte im finalen Experiment ist mit einem erhöhten logistischen und finanziellen Aufwand verbunden, der sich auf Basis der gewonnenen Ergebnisse nicht rechtfertigen lässt und auch nicht notwendig ist.

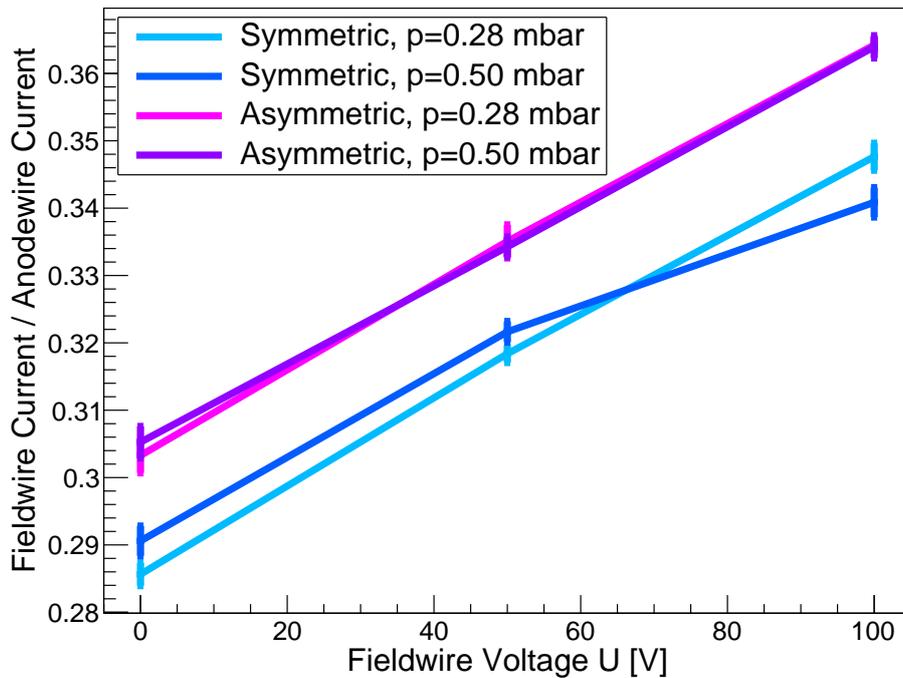


Abbildung 5.6: Verhältnis von Felddraht- zu Anodenstrom in Abhängigkeit der Felddrahtspannung für die symmetrische und die asymmetrische Kammer mit alternierenden Drähten bei unterschiedlichen differentiellen Gasdrücken.

5.4 Messung des Energiespektrums

5.4.1 Zur Analyse des Eisenspektrums

Mit der Aufzeichnung des Energiespektrums der Eisenquelle wird die Leistungsfähigkeit der neuen Kammer mit alternierender Hochspannung in Bezug auf ihre Energieauflösung getestet. Die Messung wird darüber hinaus als eine zweite Methode eingesetzt, um die Ergebnisse aus der Strommessung zur Stabilität der Gasverstärkung zu validieren. Kennzahlen der spektralen Analyse, die zum Vergleich zwischen den Kammern herangezogen werden, sind die Energie der *Peaks* der ^{55}Fe -Quelle und ihre Energieauflösung, das heißt die *Peak*-Breite. Die Messungen werden für die symmetrische Kammer mit alternierender Hochspannung bei einer Felddrahtspannung von $U = 0 \text{ V}$ und für die Standardkammer bei einem Gasinnendruck von $\Delta p = 290 \text{ mbar}$ für jeweils 25 Messpunkte durchgeführt.

Das in einer mit Argon und CO_2 gefüllten Vieldrahtproportionalkammer erzeugte Energiespektrum ist durch zwei *Peaks* gekennzeichnet. Ein stärker ausgeprägter *Peak* bei etwa $5,9 \text{ keV}$ wird durch die beiden Spektrallinien der Röntgenphotonen der ^{55}Fe -Quelle bei $5,87 \text{ keV}$ (K_α -Linie) und bei $6,47 \text{ keV}$ (K_β -Linie) erzeugt (siehe Abschnitt 5.2), wobei die Energieauflösung der Vieldrahtproportionalkammer nicht hoch genug ist, um die beiden Linien aufzulösen (siehe Abschnitt 5.4.3). Ein zweiter *Peak* entsteht bei $2,9 \text{ keV}$ auf folgende Weise: Im Detektor erzeugt ein Röntgen-

photon bei der Ionisation eines Argonatoms ein freies Elektron. Das Elektron trägt die Energie des Photons abzüglich der Ionisationsenergie, das heißt der Bindungsenergie der zugehörigen Schale. Die Bindungsenergie hängt davon ab, aus welcher Schale das Elektron herausgeschlagen wurde. Für die M- und die L-Schale ist der Energieverlust gering, für die K-Schale mit einer Bindungsenergie von 3 keV ist er jedoch nicht vernachlässigbar. Wird das zugehörige Loch in der K-Schale des angeregten Argon-Atoms durch ein Hüllenelektron aus einer äußeren Schale aufgefüllt, wird ein Photon mit der Differenzenergie zwischen den beiden Schalen ausgesandt. Es kann im Detektor absorbiert werden; gemeinsam mit dem Elektron erzeugt es nun ein Signal mit der Energie der K_α -Linie bzw. K_β -Linie. Es kann aber auch ohne Wechselwirkung die Kammer verlassen, so dass nur die zuvor deponierten 2,87 keV bzw. 3,47 keV ein Signal erzeugen und als *Argon-Escape-Peak* im Spektrum zu sehen sind [48].

Zur Analyse des Energiespektrums müssen die Messungen zunächst von Störsignalen bereinigt werden. Aus den maximalen Amplituden der einzelnen Signale, die proportional zur Energie der detektierten Photonen sind, lässt sich dann das Energiespektrum bestimmen. Dieses wird kalibriert, um dann die Auflösung des Systems und die optimale Anodenspannung für die Messreihen zu bestimmen.

5.4.2 Signalaufzeichnung und Korrektur von Störsignalen

Für die Energiemessung werden die Signale auf den Anodendrähten extrahiert und aufgezeichnet, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben. Pro Messung werden für 20.000 Ereignisse mit je 256 *Timebins*¹¹ (1 *Timebin* $\hat{=}$ 10 ns) die Signalverläufe aufgezeichnet. Die Signalhöhen werden für alle 20.000 Ereignisse in Abhängigkeit der *Timebin*-Zahl dargestellt (Signalform) und die maximalen Amplituden histogrammiert (Spektrum). Für die Messungen muss eine geeignete Triggerschwelle bestimmt werden. Zur Vorbereitung der Signalanalyse wird eine Untersuchung auf Störsignale durchgeführt und eine *Baseline*¹²-Korrektur vorgenommen.

Die Triggerschwelle legt die Signalhöhe fest, ab der die Weiterverarbeitung eines Signals auslöst wird. Damit sollen durch Störsignale ausgelöste Signalaufzeichnungen so gering wie möglich gehalten werden. Der optimale Schwellenwert wird mithilfe verschiedener Testmessungen bei unterschiedlichen Triggerschwellen bestimmt. Die einzelnen aufgezeichneten Signale ebenso wie das aus den maximalen Signalamplituden ermittelte Spektrum werden mit der erwarteten Signalform bzw. dem erwarteten Eisenspektrum verglichen. Eine Identifikation der *Peaks* im Spektrum gegenüber Störsignalen ist durch einen Vergleich bei verschiedenen Spannungen möglich. Die in der Kammer durch Gasverstärkung erzeugte Signale werden sich im Spektrum

¹¹Ein *Timebin* entspricht einem festgelegten Zeitintervall.

¹²Die *Baseline* bezeichnet die Nulllinie der y-Achse

abhängig von der Spannung verschieben (vgl. Gleichung 4.5 bzw. *Diethorns Formel* 4.6), während das Grundrauschen seine Position nicht verändert.

Die Signalform der Standardkammer kann durch einen schnellen Anstieg, beginnend bei etwa 400 ns bis zum Maximum bei 700 ns beschrieben werden. Die langsam abfallende hintere Flanke, die durch die langsame Ionenbewegung entsteht, erreicht bei etwa 2300 ns wieder das Nulllevel. Das Signal der Kammer mit alternierender Hochspannung zeigt einen ähnlichen Verlauf, jedoch ist die abfallende Flanke durch Schwankungen gekennzeichnet und geht nicht immer innerhalb der aufgezeichneten 2560 ns wieder vollständig auf 0 zurück (siehe Abbildung 5.7). Dies deutet auf ein Störsignal hin (Eine genauere Betrachtung der Störsignale folgt weiter unten in diesem Abschnitt). Eine weitere mögliche Erklärung ist, dass sich die Bewegung für einen geringen Teil der geladenen Teilchen aufgrund des modifizierten elektrischen Feldes stark verlangsamt, wie auch Simulationen der Elektronendriftzeiten zeigen (vgl. Abbildung 5.8). (Zu beachten beim Vergleich zwischen Signal und Driftzeiten ist, dass es sich bei den Driftzeiten um die der Elektronen handelt, während das Signal in erster Linie durch die Bewegung der viel langsameren Ionen gekennzeichnet ist.) Allerdings würde sich dies eher in einer zweiten langsameren Signalkomponente, und nicht in den erkennbaren Fluktuationen, zeigen. Die Signalbreiten bei halbem Maximum (ermittelt durch einen Gaußfit, siehe auch Abschnitt 5.4.3), sind mit $FWHM = 364,79$ ns für die Standardkammer und $FWHM = 362,50$ ns für die Kammer mit alternierender Hochspannung nahezu gleich und weichen nur um weniger als 1 % voneinander ab. Grundsätzlich sind die mit der neuen Kammer erzeugten Signale demnach vergleichbar mit der des bekannten Prototypen.

Bei der Untersuchung einzelner Signale auf Überlagerung von Störsignalen ist zwischen Störsignalen mit spezifischer niedriger oder hoher Frequenz sowie Störsignalen mit breitem unspezifischem Frequenzspektrum zu unterscheiden. Letztere entstehen aus einer Überlagerung harmonischer Schwingungen unterschiedlicher Amplitude und Frequenz und werden auch als statistisches Rauschen, Untergrund oder *Noise* bezeichnet. Für die Analyse der Störsignale wird ein Zeitabschnitt in den Ereignissen gewählt, in denen das eigentliche Signal noch keinen Einfluss auf die Amplitude hat, hier die ersten 5 *Timebins* ($\hat{=}$ 50 ns). Mit dieser Methode und dem hier gegebenen Setup mit nur einem Kanal, der ein Signal von den Anodendrähten erhält, können niederfrequente Störsignale mit einer Schwingungsdauer über 2560 ns korrigiert werden. Eine genauere Korrektur, auch von Störsignalen, die unterhalb dieser Grenze liegen, ist nur durch einen Vergleich mit einem Kanal, der kein Signal aus der Kammer erhält, wie es durch eine Segmentierung der Anodendrähte oder bei einer Padauslese mit mehreren Kanälen der Fall ist, möglich.

Ein hochfrequentes Störsignal ist für die Standardkammer nicht zu erkennen. Für die Kammer mit alternierender Hochspannung sind hochfrequente Störsignale mit

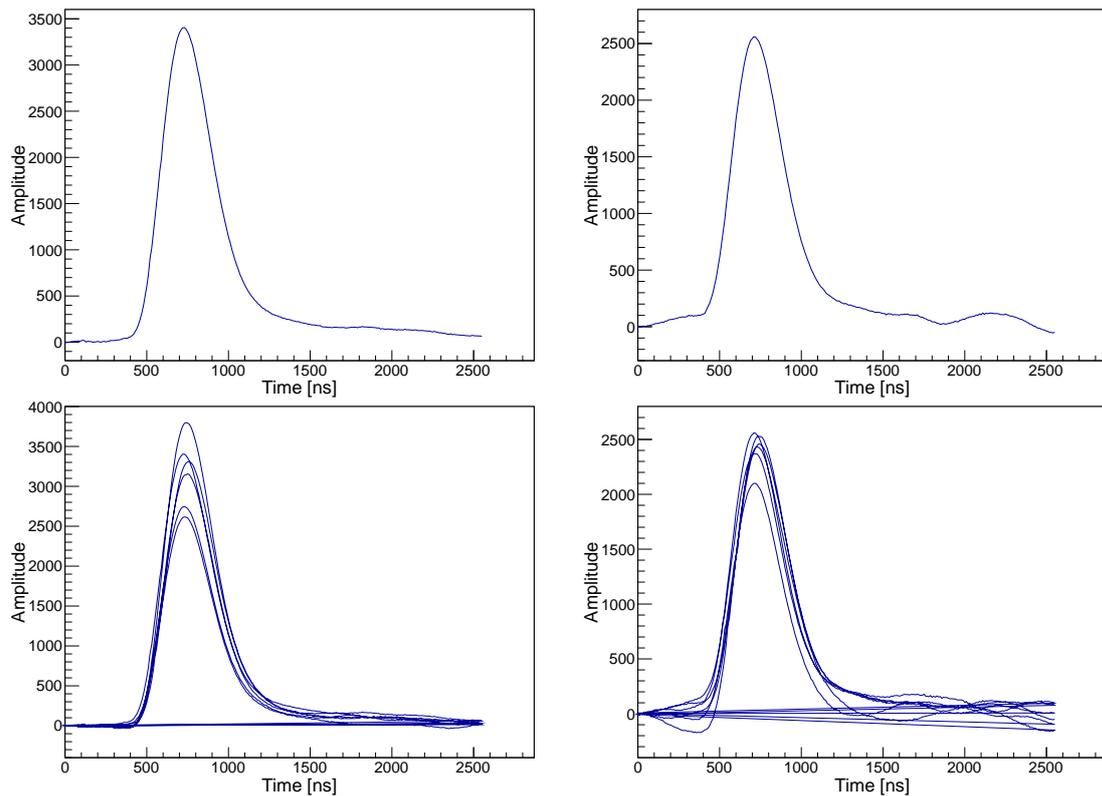


Abbildung 5.7: In der Standardkammer (links) und in der Kammer mit alternierender Hochspannung (rechts) erzeugtes Signal (oben) sowie mehrere aufeinanderfolgende Signale (unten).

Wellenlängen zwischen 500 und 1000 ns, welche das Ereignis überlagern, zu sehen (siehe Abbildung 5.7). Sie können hier jedoch, wie oben beschrieben, nicht korrigiert werden. Zur Untersuchung niederfrequenter Störsignale, mit Frequenzen von etwa 100 Hz und niedriger werden die Durchschnittswert der ersten 5 *Timebins* für mehrere Ereignisse verglichen; niederfrequente Störsignale zeigen sich in einer sich periodisch verändernden Höhe des Durchschnittswerts über die Ereignisse. Dabei wird auf Grund der hohen Aktivität der verwendeten ^{55}Fe -Quelle (siehe Abschnitt 5.2) eine regelmäßige Frequenz der Ereignisse – bezogen auf den betrachteten Zeitraum – angenommen. Da sich kein periodisches Muster für 200 aufeinanderfolgende Ereignisse (siehe Abbildung 5.9) zeigt, kann ein niederfrequentes Störsignal ausgeschlossen werden. Die Störsignale für die Kammer mit alternierender Hochspannung sind etwa doppelt so hoch wie die der Standardkammer. Gründe hierfür können in den Verbindungen und Bauteilen wie den RC-Elementen liegen oder in der Kammer selbst und ihrer Erdung. Auch die Dunkelströme lagen für die Kammer mit alternierender Hochspannung höher als für die Standardkammer (vgl. Abschnitt 5.3), sowohl für die symmetrische als auf für die asymmetrische Kammer. Möglich ist, dass die Kammern mit alternierender Drahtgeometrie aufgrund ihrer höheren Komplexität und mit zwei Hochspannungsverbindungen grundsätzlich anfälliger für Störungen sind.

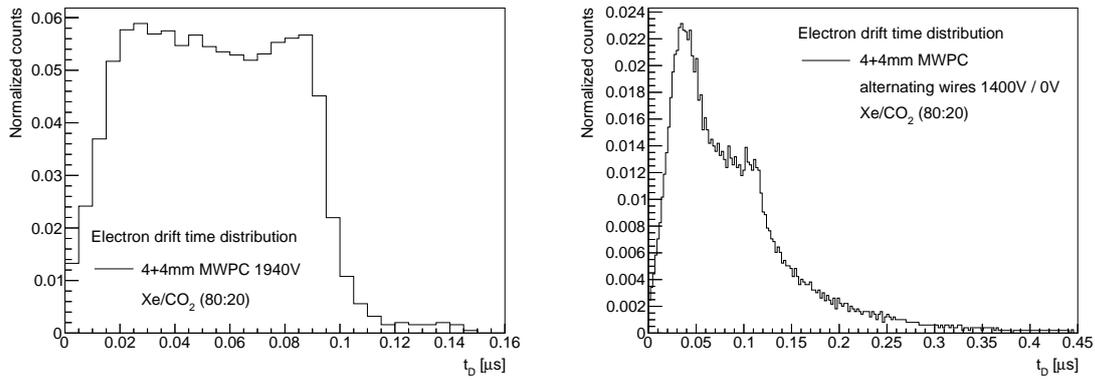


Abbildung 5.8: Elektrondriftzeiten für die Standardkammer bei 1940 V (links) und die Kammer mit alternierender Hochspannung bei 1400 V (rechts); die Spannungen sind so eingestellt das die Gasverstärkung in beiden Kammern gleich hoch ist; die Dicke des Gasvolumens beider Kammern beträgt 8mm.

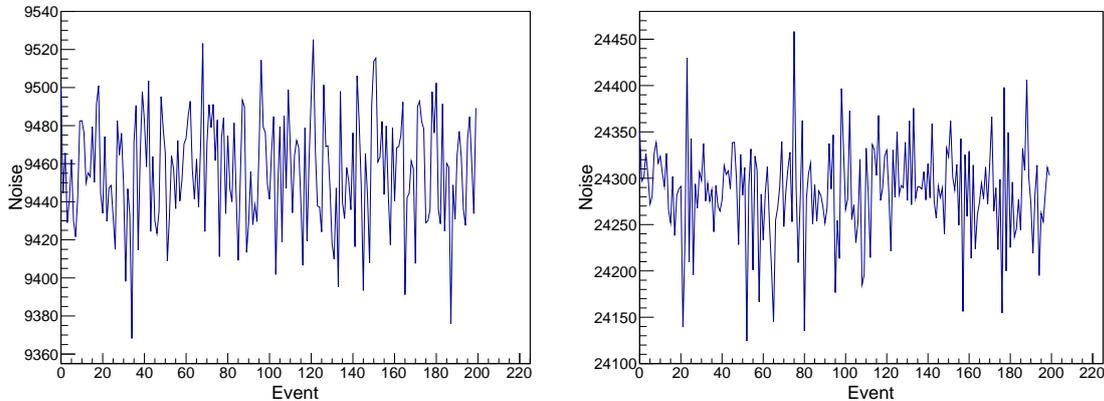


Abbildung 5.9: Störsignal (durchschnittliche Amplitude der ersten 5 Timebins) für 200 Events für die Standardkammer (links) und für die Kammer mit alternierender Hochspannung (rechts).

Mithilfe einer *Baseline*-Korrektur werde die vom ADC ausgegebenen Amplituden in das richtige Verhältnis zur Nulllinie gesetzt. Zur Bestimmung der *Baseline* werden wieder die ersten 5, klar vom Signal getrennten *Timebins* betrachtet und für jedes Ereignis der Durchschnitt über die 5 Werte von den Signalhöhen aller 256 *Timebins* abgezogen.

5.4.3 Kalibrierung des Spektrums und Energieauflösung

Zur spektralen Analyse werden die maximalen Amplituden aus den Signalverläufen der einzelnen Ereignisse in einem Histogramm aufgetragen. Dem zunächst in Einheiten von ADC-Kanälen vorliegenden Spektrum werden mithilfe einer Kalibrierungsfunktion Energiewerte zugeordnet. Die spannungsabhängige Energieauflösung wird bestimmt, wobei zwischen der Auflösung des ADCs und der des Detektors zu unterscheiden ist. Auf dieser Grundlage wird die optimale Betriebsspannung für alle weiteren Messungen gewählt.

Das ungeeichte **Spektrum** ist in Abbildung 5.10 zu sehen. Der erste ausgeprägte *Peak* bei Kanal 1200 für die Standardkammer bzw. 1400 für die Kammer mit alternierender Hochspannung ist der Argon-Escape-*Peak*, gefolgt vom $^{55}\text{Fe-K}_\alpha$ -*Peak* bei Kanal 2500 bzw. 2600. Dass der $^{55}\text{Fe-K}_\beta$ -*Peak* nicht zu sehen ist, ist mit der begrenzten Energieauflösung des Systems (siehe unten) zu erklären. Die *Peaks* für die Standardkammer liegen im Vergleich zur Kammer mit alternierender Hochspannung bei kleineren Energien, wobei dies auf die kleinere Gasverstärkung aufgrund der eingestellten Spannungen zurückzuführen ist. Im Gegensatz zur Strommessung, bei der die Spannungen so festgesetzt wurden, dass die Gasverstärkung in beiden Kammern gleich hoch ist, wird hier die Betriebsspannung mit optimaler Auflösung gewählt.

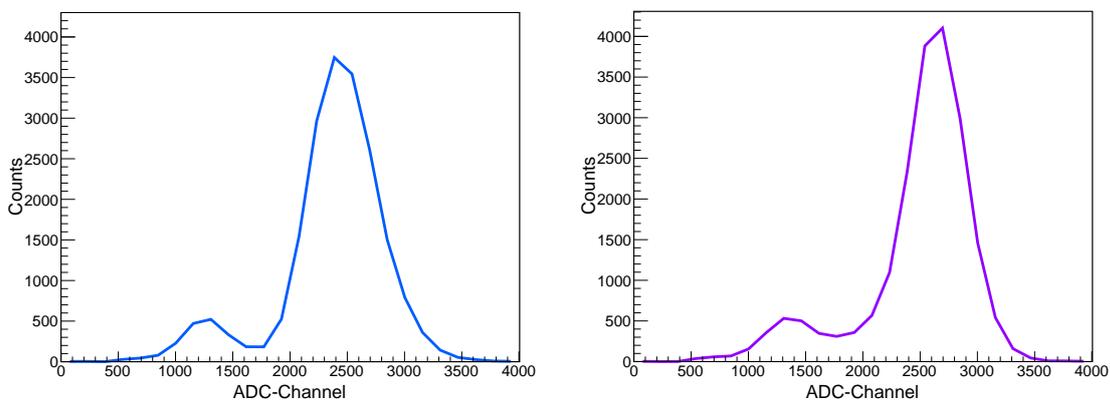


Abbildung 5.10: Unkalibriertes Spektrum der ^{55}Fe -Quelle, aufgenommen mit der Standardkammer (links) und mit Kammer mit alternierender Hochspannung (rechts).

Mithilfe einer Kalibrierungsfunktion werden den einzelnen ADC-Kanälen Energien zugeordnet (siehe Abbildung 5.11). Die Kanäle der Maxima des Argon-Escape-*Peaks* und des $^{55}\text{Fe-K}_\alpha$ -*Peaks* werden durch Annäherung einer Gaußfunktion bestimmt. Die Energien der zugehörigen Spektrallinien sind bekannt [42]. An die Kanal-Energie-Werte wird eine lineare Funktion durch den Ursprung angepasst. Aus der Steigung lässt sich auch die Energieauflösung des ADCs berechnen. Sie hängt vom dynamischen Bereich und der Bit-Anzahl des ADCs ebenso wie von der Betriebsspannung, das heißt der Gasverstärkung ab. Für die Standardkammer bei 2050 V entspricht ein ADC-Kanal $\Delta E/\text{Kanal} = 1,9281$ eV, für die Kammer mit alternierenden Drähten bei $U = 1450$ V $\Delta E/\text{Kanal} = 2,2337$ eV. Die genauere Auflösung für die Standardkammer besteht aufgrund der kleineren Gasverstärkung im Vergleich zur Kammer mit alternierender Hochspannung, sodass bei gleich bleibender Bitanzahl ein kleinerer Energiebereich abgedeckt wird. Es wird nun auch deutlich, warum der K_β -*Peak* im Spektrum nicht aufgelöst werden kann. Die K_β -Linie liegt 600 eV rechts von K_α -Linie, ihre relative Stärke beträgt nur 15 % der K_α -Linie [42]. Auf dieser Höhe hat der K_α -*Peak* jedoch eine Breite von etwa 2000 eV.

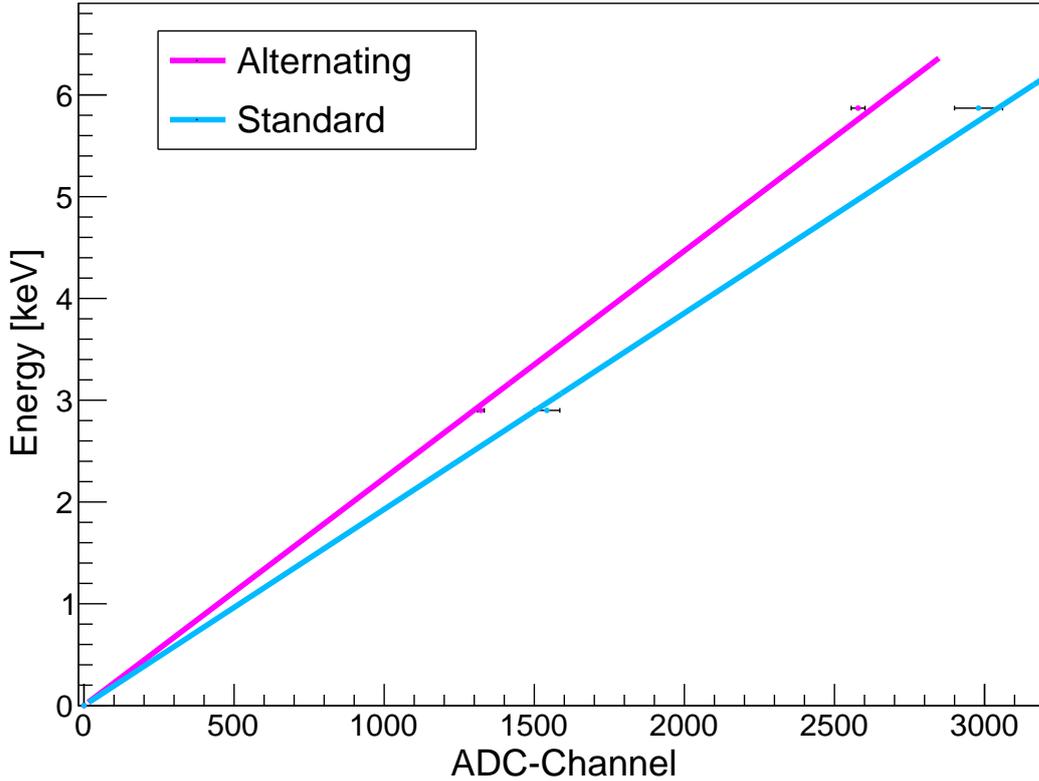


Abbildung 5.11: Kalibrierungsfunktion für die Standardkammer und die Kammer mit alternierender Hochspannung. Die Kalibrierung basiert für beide Kammern jeweils auf den Mittelwerten der Energiemaxima über alle 25 Messpunkte.

Die Energieauflösung bzw. Energieunschärfe des Detektors entspricht der Breite der *Peaks* im Spektrum, das heißt der Breite der an den *Peak* angenäherten Gaußkurve bei halbem Maximum (*FWHM = Full Width of the peak at Half its Maximum height*) geteilt durch den zugehörigen Mittelwert, wobei σ die Standardabweichung ist:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{FWHM}{mean} = \frac{2\sqrt{\ln(4)}\sigma}{mean} . \quad (5.6)$$

Dabei ist die Unschärfe der Linien selbst klein genug ist, um keinen Einfluss auf die Berechnung zu haben [43]. Das Minimum der Energieunschärfe für die K_{α} -Linie des ^{55}Fe -Spektrums liegt für die Standardkammer bei $U = 2050 \text{ V}$ und hat im Durchschnitt über alle 25 Messpunkte den Wert $\Delta E/E = 15,11 \%$; für die Kammer mit alternierender Hochspannung wird der minimale Wert für die Energieschärfe von $\Delta E/E = 11,73 \%$ bei $U = 1450 \text{ V}$ erreicht. Die beiden Spannungswerte werden als optimale Betriebsspannung gewählt. Für den *Argon-Escape-Peak* liegen die durchschnittlichen Auflösungen bei den jeweiligen Spannung bei $\Delta E/E = 20,46 \%$ und $\Delta E/E = 18,63 \%$. Mit der neuen Kammer kann eine Verbesserung des Energieauflösungsvermögens von bis zu 30 % erreicht werden. Die Breite der *Peaks* ist darauf zurückzuführen, dass die Gasverstärkung für die 20.000 aufgenommenen Ereignisse

nicht konstant ist. Ein Grund dafür sind Veränderungen des elektrischen Feldes aufgrund von zeitlichen Druckschwankungen. Damit ist eine weitere Bestätigung gegeben, dass diese mithilfe der alternierenden Hochspannung minimiert werden. Ein Vergleich der Energieauflösung für die einzelnen Messpunkte zeigt, dass der minimale Wert jeweils am Rand der Kammern liegt. Hier ist die Veränderung des elektrischen Feldes aufgrund von Druckvariationen am kleinsten. Für die Standardkammer liegt die minimale Auflösung bei $\Delta E/E = 11,62\%$ für den $^{55}\text{Fe-K}_\alpha$ -Peak und bei $\Delta E/E = 16,15\%$ für den *Argon-Escape-Peak*. Die Auflösung der Kammer mit alternierender Hochspannung ist bei $\Delta E/E = 10,43\%$ bzw. $\Delta E/E = 16,33\%$ minimal.

5.4.4 Auswertung der Spektren

Zur Analyse der Gasverstärkungsstabilität werden die Spektren, das heißt die Maxima der *Peaks* und ihre Energieauflösung, für verschiedene Messpunkte bei den gewählten Betriebsspannung von 2050 V für die Standardkammer und 1450 V für die Kammer mit alternierender Hochspannung betrachtet. Ein Vergleich der Spektren für verschiedene Positionen der Quelle bestätigt den mit der Strommessung gezeigten Effekt: Die beiden *Peaks* verschieben sich für die Messung mit der Standardkammer abhängig von der Position der Quelle. Für Positionen am Rand der Kammer liegen sie bei größeren Energiewerten im Vergleich zur Kammermitte, wo das elektrische Feld schwächer ist. Die *Peaks* für die neue Kammer hingegen weichen kaum voneinander ab. Abbildung 5.12 zeigt die Spektren für beide Kammern für zwei verschiedene Positionen der Quelle. Besonders deutlich wird die breite Energieverteilung der Standardkammer über die verschiedenen Messpunkte, wenn alle Spektren aufsummiert werden. Für die Kammer mit alternierender Hochspannung sind die *Peaks* nach wie vor deutlich zu sehen, der *Argon-Escape-Peak* hat eine Auflösung von $\Delta E/E = 18,90\%$ und der $^{55}\text{FeK}_\alpha$ -Peak von $\Delta E/E = 12,75\%$, was kaum höher liegt als die Auflösung für einen einzelnen Messpunkt (siehe Abschnitt 5.4.3). Mit der Standardkammer können der *Argon-Escape-* und $^{55}\text{Fe-K}_\alpha$ -Peak aufgrund der hohen Variationen der *Peak-Positionen* für die unterschiedlichen Messpunkte gar nicht mehr getrennt werden. Die Auflösungen liegen bei $\Delta E/E = 26,84\%$ und $\Delta E/E = 24,02\%$, also deutlich höher als für eine einzelne Position (siehe Abbildung 5.12).

Zuletzt werden die mittleren Energiewerte der Eisenpeaks ebenso wie ihre Auflösung in Abhängigkeit der vertikalen und horizontalen Position für beide Kammern aufgetragen (siehe Abbildung 5.13). Auch hier tritt das aus der Strommessung bekannte Muster auf. Die Variationen für die Standardkammer von bis zu 60 % können auf unter 15 % für die Kammer mit alternierender Hochspannung reduziert werden. Auch die Energieauflösung ist kleiner und stabiler für die neue Kammer. Sie liegt

zwischen 10 % und 15 %, während sie für die Standardkammer von 12 % bis 21 % reicht.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass sich die signifikanten Verbesserungen der Stabilität der Gasverstärkung mit der neuen Kammer gegenüber der Standardkammer aufgrund der spektralen Analyse bestätigen lassen.

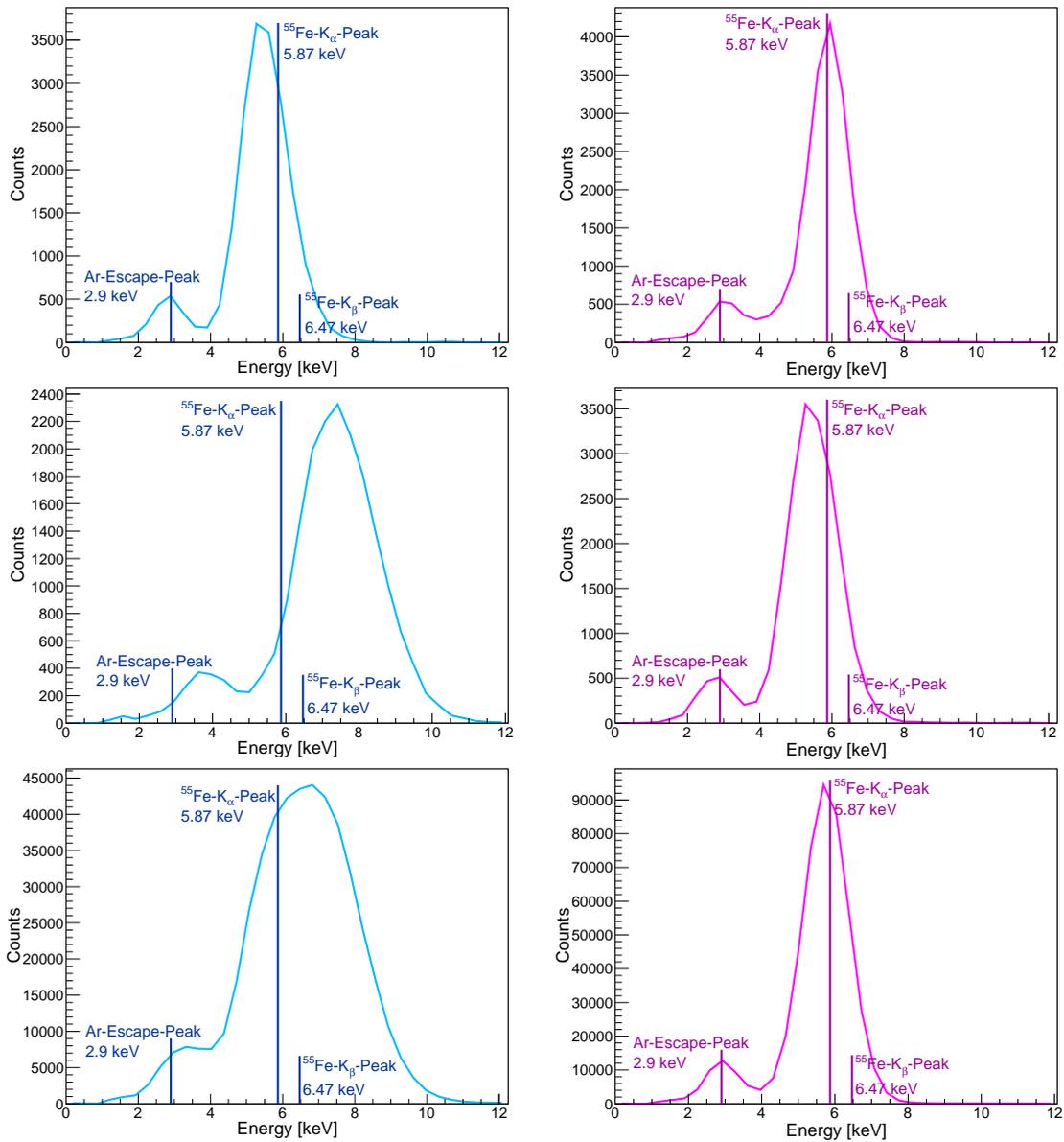


Abbildung 5.12: Kalibriertes Spektrum der ^{55}Fe -Quelle, aufgenommen mit der Standardkammer (links) und mit Kammer mit alternierender Hochspannung (rechts), für die Quelle positioniert in der Mitte der Kammer (oben) sowie links unten (Mitte) und aufsummiert über alle 25 Messpunkte (unten), bei einem differentiellen Gasdruck von 0,29 mbar und einer Spannung von 2050 V bzw. 1450 V. Die Kalibrierung basiert für beide Kammern jeweils auf den Mittelwerten der Energiemaxima über alle 25 Messpunkte.

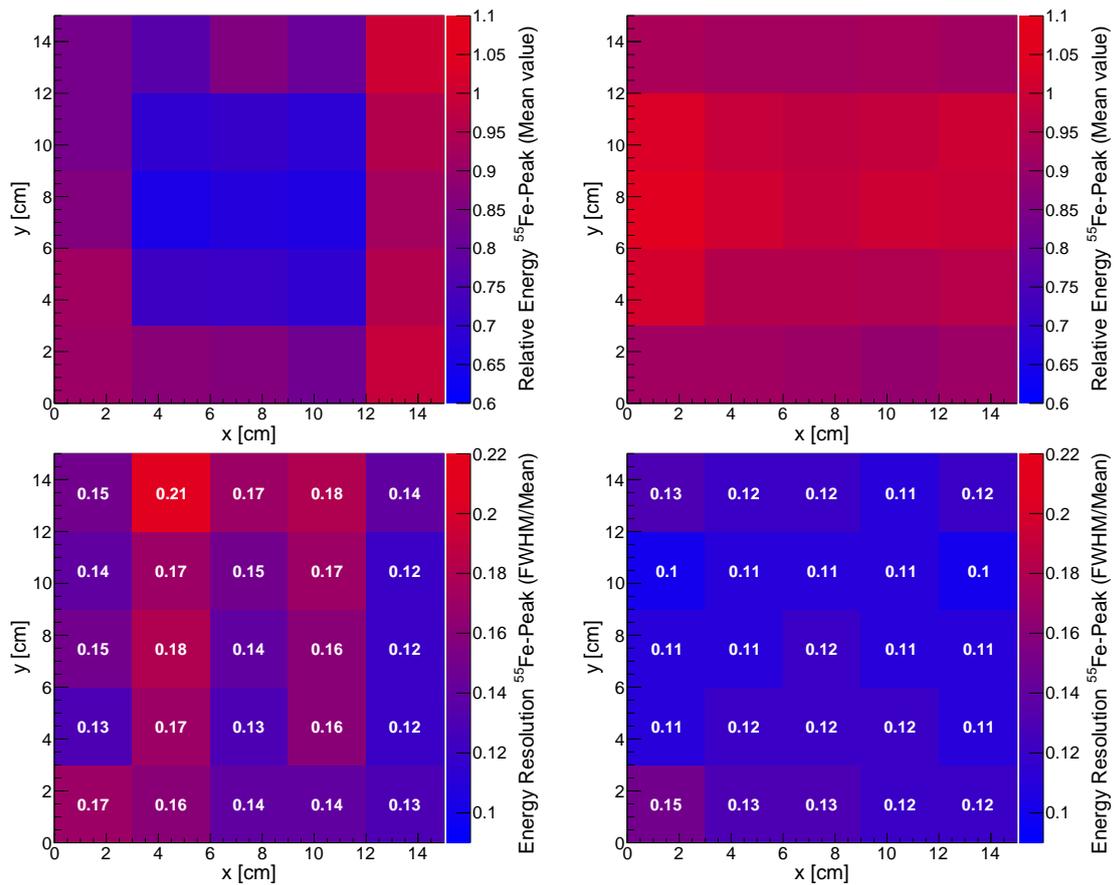


Abbildung 5.13: Mittlere relative Energie (oben) und Energieauflösung (unten) für den K_{α} -Peaks der ^{55}Fe -Quelle in Abhängigkeit der vertikalen und horizontalen Position der Quelle für die Standardkammer (links) und die mit Kammer mit alternierender Hochspannung (rechts) bei einem differentiellen Gasdruck von 0,29 mbar und einer Spannung von 2050 V bzw. 1450 V.

6 Zusammenfassung und Fazit

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung eines neuen Prototypen für den Übergangsstrahlungsdetektor im zukünftigen CBM-Experiment. Da der TRD zur Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas im Bereich hoher Baryonendichten bei hohen Kollisionsraten besonders schnell sein muss, wurde ein Prototyp mit einem kleinen Gasvolumen ohne Driftbereich entwickelt. Die Geometrie ist jedoch mit einer Reduzierung der Stabilität der Gasverstärkung verbunden, denn das elektrische Feld in der Kammer ist bei den geringen Abständen von Verformungen des dünnen Kathodenfensters abhängig. Daher wurde eine vielversprechende, veränderte Drahtgeometrie eingeführt: zwischen den Anodendrähten wurden zusätzliche Felddrähte positioniert, um das elektrische Feld im Bereich der Gasverstärkung zu stabilisieren.

Der neue Prototyp mit alternierender Hochspannung und mit einer Dicke von 8 mm sowie einer aktiven Fläche von $15 \times 15 \text{ cm}^2$ wurde im Labor mit einer ^{55}Fe -Quelle getestet. Dazu wurden Strommessungen und eine spektrale Analyse für 25 verschiedene Positionen der Quelle vor der Kammer durchgeführt, sowohl mit der neuen Kammer als auch mit einer Standardkammer als Referenz. Die mit der neuen Kammer verbundenen positiven Erwartungen konnten durchweg bestätigt werden. Sowohl für die Strom- als auch für Energiemessung konnte eine signifikante Verbesserung der Stabilität der Gasverstärkung festgestellt werden. Variationen von über 60 % über die verschiedenen Messpunkte für die Standardkammer konnten mit der Kammer mit alternierender Hochspannung auf unter 15 % reduziert werden. Auch bei einer Variation des differentiellen Drucks, der mit der Ausdehnung des Folienfensters verbunden ist, kann das elektrische Feldes mithilfe der Felddrähte stabilisiert werden. Ebenso kann eine Analyse der Energieauflösung für die mit den Prototypen aufgezeichneten Spektren den stabilisierenden Effekt bestätigen. Eine zusätzliche Verbesserung durch das Anlegen einer negativen Spannung an den Felddrähten konnte allerdings nicht beobachtet werden. Ebenso zeigten die Messungen mit einer zweiten Kammer mit asymmetrischer Geometrie, das heißt die Drahtebene wurde in Richtung der hinteren Kathode verschoben, keine weitere Stabilisierung. Messungen der an den Felddrähten influenzierten Ströme zeigen, dass diese etwa bei einem Drittel der Anodenströme liegen, wobei sie für eine Erhöhung der Felddrahtspannung ebenso wie für die Messung mit der asymmetrischen Kammer leicht ansteigen. Die Ströme an den Felddrähten sind mit der Bewegung der Ionen in der Kammer verbunden, die das elektrische Feld stören können. Durch die Einführung der Felddrähte wird sich

ein Teil der Ionen zu diesen bewegen, anstelle den Weg durch die Kammer bis zu den Kathoden zurückzulegen.

Die positiven Ergebnisse für die Kammer mit alternierenden Drähten sind nun Ausgangspunkt für weitere Schritte. Größere Kammern mit einer Fläche von $60 \times 60 \text{ cm}^2$, wie sie auch im finalen Experiment eingesetzt werden, wurden bereits gebaut und in einem gemischten Elektron-Pion-Strahl am PS (*Protonsynchrotron*) und mit einem Bleitarget am SPS (*Super-Proton Synchrotron*) am CERN getestet. Dabei wurde die Dicke des Gasvolumens nochmals – auf 7 mm – reduziert, was die Schnelligkeit des Detektors weiter erhöht, allerdings auch die Stabilität der Gasverstärkung wieder auf die Probe stellt. Die Daten werden derzeit ausgewertet. Eine weitere Analyse auf Basis der Padauslese im Labor ist in Planung. Hierbei ist insbesondere die Verteilung eines Signals über die Pads (*Pad-Response-Funktion*) von Bedeutung, wobei diese von der Bewegung der Ionen und damit von der Geometrie des elektrischen Feldes beeinflusst wird. Die Einführung der Felddrähte spielt hier eine wesentliche Rolle; insbesondere beträgt der Drahtabstand zwischen den Anodendrähten nun 5 mm, während die Abstände bei den vorhergehenden Generationen bei 2-3 mm lagen.

Auch die Signalform ist von Interesse. Die derzeit ebenfalls in Entwicklung befindliche Ausleseelektronik und die Algorithmen zur Datenverarbeitung sind auf die bekannte Signalform eines Standardprototypen ausgerichtet. Eine veränderte Form müsste entsprechend berücksichtigt werden, um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten. Die Auswertungen in dieser Arbeit zeigen, dass sich die Signalform grundsätzlich nicht von der des Standardprototypen unterscheidet. Wichtig sind auch die Driftzeiten für Elektronen aus der Lawine. Sie spielen eine entscheidende Rolle für die die Schnelligkeit des Detektors. Mit der Einführung der Felddrähte liegen sie zwar zum großen Teil nach wie vor im Bereich eines Standardprototypen mit entsprechender Dicke des Gasvolumens von 8 mm bei bis zu 150 ns, jedoch folgt dann ein sehr langsamer Abfall mit Elektronendriftzeiten von bis zu 450 ns [47]. Eine Verbesserung ist durch ein kleineres Gasvolumen möglich, für einen Anoden-Kathoden-Abstand von 3 mm sinken die maximalen Driftzeiten auf 300 ns. Eine andere Alternative ist das Anlegen einer negativen Spannung an das Eintrittsfenster.

Der schnelle Frankfurter Prototyp ohne Driftvolumen und mit alternierender Hochspannung wird aufgrund der mit ihm erzielten, positiven Ergebnisse voraussichtlich für die zweite Ausbaustufe des FAIR-Beschleunigers SIS-300 in den zentralen Bereichen, nahe am Target und bei kleinen Winkeln, wo die Teilchendichte besonders hoch ist, eingesetzt.

Literatur

- [1] Y. Nambu. *A Systematics of Hadrons in Subnuclear Physics*. Preludes in Theoretical Physics in Honor of V. F. Weisskopf, ed. by A. De-Shalit, H. Feshbach, and L. Van Hove, North-Holland, Amsterdam, 1966.
- [2] CERN Press Office. „New State of Matter created at CERN“. In: Press Releases (Feb. 2000).
- [3] B. Friman, C. Höhne, J. Knoll, S. Leupold, J. Randrup, R. Rapp und P. Senger. *The CBM Physics Book*. First Edition. Springer, 2011.
- [4] W. Blum, W. Riegler und L. Rolandi. *Particle Detection with Drift Chambers*. Second Edition. Springer, 2008.
- [5] C. Amsler. *Kern- und Teilchenphysik*. vdf Hochschulverl. AG an der ETH Zürich, 2007.
- [6] J. Bleck-Neuhaus. *Elementare Teilchen*. Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [7] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. WILEY-VCH Verlag, 2008.
- [8] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche. *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. 8. Auflage. Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [9] J. Beringer et al. (Particle Data Group). „Review of Particle Physics (RPP)“. In: Phys.Rev. D86 (2012).
- [10] E. Lohrmann. *Hochenergiephysik*. 5., überarb. und erw. Aufl. Teubner, 2005.
- [11] W. Florkowski. *Phenomenology of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions*. World Scientific, 2010.
- [12] E. V. Shuryak. *The QCD Vacuum, Hadrons and Superdense Matter*. 2. Edition. World Scientific, 2004
- [13] O. Philipsen. „Status of the QCD Phase Diagram from Lattice Calculations“. In: Acta Phys.Polon.Supp. 5 (2012), S. 825–835.
- [14] 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 Deconfinement“. In: arXiv: 1007.2613 Nuclear Experiment (Jul. 2010).

- [15] C.Y. Wong. *Introduction to high-energy heavy ion collisions*. World Scientific, 1994.
- [16] T. Matsui und H. Satz. „ J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation“. In: *Physical Letters B* 178.17 (1986), S. 416–422.
- [17] NA50 Collaboration. „Anomalous J/ψ suppression in Pb-Pb interactions at 158 GeV/c per nucleon“. In: *Physical Letters B* 410.38 (1997), S. 337–343.
- [18] R. Rapp. „Theory of Soft Electromagnetic Emission in Heavy-Ion Collisions“. In: *Acta Phys.Polon.* B42 (2011), S. 2823–2852.
- [19] H. Stoöcker. „Cosmic Matter in the Lab.“ European Nuclear Physics Conference, Bochum 2009.
- [20] CBM. *CBM Progress Report 2008*. Technical report, CBM, 2008.
- [21] The CBM Collaboration. *Technical Design Report for the CBM Transition Radiation Detector*, CBM, 2016.
- [22] M.L. Cherry, G. Hartmann, Dietrich Müller und T.A. Prince. „Transition Radiation from relativistic electrons in periodic radiators“. In: *Physical Review D* 10.11 (Dez. 1974).
- [23] A. Andronic und J.P. Wessels. „Transition Radiation Detectors“. In: arXiv:1111.4188 *Instrumentation and Detectors* (Nov. 2011).
- [24] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. B. G. Teubner, 1992.
- [25] C.W. Fabjan und W. Struczinski. „Coherent emission of transition radiation in periodic radiators“. In: *Physics Letters B* 57.5 (1975), S. 483 –486. issn: 0370-2693.
- [26] C.W. Fabjan. „Transition radiation spectra from randomly spaced interfaces“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 146.2 (1977), S. 343 –346. issn: 0029-554X.
- [27] The CBM Collaboration. *Technical Status Report CBM experiment*. 2005.
- [28] H. A. Bethe, J. Ashkin. „Passage of radiation through matter. In: E. Segre (Hrsg.): *Experimental Nuclear Physics*. Vol. 1, Part II, New York 1953, S. 253.
- [29] Cern. *Ionization*. URL: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/G4UsersDocuments/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/node41.html>.
- [30] F. Sauli. *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*. CERN-77-09.

- [31] D. Varga, G. Kiss, G. Hamar, G. Bence´di. „Asymmetric Multi-Wire Proportional Chamber with reduced requirements to mechanical precision.“ In: Nuclear Instruments and Methods, A 698, S. 11-18 (2013).
- [32] P. Reichelt. „Simulationsstudien zur Entwicklung des Übergangsstrahlungszählers für das CBM-Experiment“. Masterarbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, Feb. 2011.
- [33] E. Hellbär. „Elektrostatische Simulationsstudien zum Übergangsstrahlungsdetektor des CBM-Experiments“. Bachelorarbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, Jan. 2013.
- [34] A. Arend. „Optimization of a Transition Radiation Detector for the Compressed Baryonic Matter Experiment.“ Dissertation, 2014.
- [35] D. Varga, G. Hamar, G. Kiss, „Close cathode chamber: Low material budget MWPC“. In: Nuclear Instruments and Methods, A 648, S. 163-167 (2011).
- [36] K. Reuß. „Studien zur Ausdehnung des Eingangsfensters des CBM-TRDs“. Bachelorarbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, März 2013.
- [37] T. Balle. „Studien zum Einfluss der Ausdehnung des Eingangsfensters auf die Gasverstärkung des CBM-TRD. Bachelorarbeit“. Institut für Kernphysik Frankfurt, 2014.
- [38] D.M. Thiessen. *The Gas System for the HERMES Transition Radiation Detector*. Simon Fraser University (1996).
- [39] G. Charpak, I. Crotty, Y. Giomataris, L. Ropelewski, M. C. S. Williams. „A high-rate, high-resolution asymmetric wire chamber with microstrip readout“. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 346 (1994), S. 506-509.
- [40] E. Mathieson. „Dependence of gain on count rate, due to space charge, in coaxial and multiwire proportional chambers“. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 249, Issues 2–3, (Sept. 1986), S. 413-420.
- [41] M. Seidel. „Konstruktion und Bau einer Spannvorrichtung für das Eingangsfenster des CBM-TRD Prototyps“. Bachelorarbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, 2013.
- [42] P. Dillenseger. „Entwicklung eines Teststands zur Untersuchung von Transition-Radiation-Detektoren für das CBM-Experiment“. Bachelorarbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, Nov. 2010.
- [43] Struck Innovative System. *SIS3302 8 CHANNEL 100 MS/S 16-BIT ADC*. URL: <http://www.struck.de/sis3302.htm>.

- [44] P. Dillenseger. „Charakterisierung und Signalanalyse von TRD-Prototypen für das CBM-Experiment“. Masterarbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, Sept. 2013.
- [45] P. von Walter. *A310-3 HV Isolated Current Meter*. Physikalisches Institut, Universität Heidelberg.
- [46] FAST ComTec GmbH. *NHQ 203M – NIM High Voltage Power Supplies*. URL: <http://www.fastcomtec.com>.
- [47] Private Kommunikation mit E. Hellbär. 2016.
- [48] A. M. MacLeod. „A verification of Moseley’s Law.“ In: *Physics Education*, 11/1, (1976).

Erklärung nach § 30 (12) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang

Hiermit erkläre ich, dass ich die 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 am Main, den 21.06.2016

Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben. Ein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Christoph Blume, der mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Bachelorarbeit am IKF anzufertigen, für seine Ideen zur Gestaltung der Arbeit, für die sehr hilfreiche Betreuung und Unterstützung mit seinem Wissen und seiner Erfahrung und für die Zeit, die er sich für Fragen genommen hat. Ebenso möchte ich mich bei Prof. Dr. Harald Appelshäuser bedanken, der sich als Zweitkorrektor zur Verfügung gestellt hat. Bedanken möchte ich mich auch bei Pascal Dillenseger für die Betreuung der Messungen für meine Arbeit, die Vermittlung von themenbezogenem Wissen, die Unterstützung bei der Lösung auftretender Probleme und die sehr hilfreichen Korrekturen meiner Arbeit. Besonders möchte ich mich auch bei Werner Amend und Florian Roether für die intensive Unterstützung beim Bau der Prototypen mit viel Wissen und Erfahrung bedanken, für ihre Hilfsbereitschaft in jeder Hinsicht und dafür, dass ich mich immer auf sie verlassen konnte. Ernst Hellbär danke ich für die hilfreiche Unterstützung bei der Programmierung mit Garfield und Root und die Beantwortung vieler fachlicher Fragen. Allen Mitarbeitenden der Elektronik, der Feinmechanik, der Schlosserei und der Schreinerei danke ich ebenso für ihre Unterstützung. Zum Schluss möchte ich mich bei der ganzen HEP-Arbeitsgruppe bedanken, für die freundschaftliche Atmosphäre, das kollegiale Miteinander und die Unterstützung.