

**Bachelorarbeit**

**Analyse von Testdaten von  
CBM-TRD Prototypen gemessen am  
CERN-SPS**

Dennis Spicker

April 2018

Institut für Kernphysik  
am Fachbereich Physik  
der Goethe-Universität Frankfurt am Main

**Erstgutachter:** Prof. Dr. Ch. Blume  
**Zweitgutachter:** Dr. M. Lorenz

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	2
2.2 Die starke Wechselwirkung . . . . .	3
<b>3 Das Compressed Baryonic Matter Experiment</b>	<b>6</b>
3.1 FAIR . . . . .	6
3.2 CBM . . . . .	7
3.3 Der Transition Radiation Detector . . . . .	9
3.3.1 Multi-Wire-Proportional-Chamber . . . . .	9
3.3.2 Ausleseelektronik . . . . .	11
<b>4 Teststrahlzeit am CERN-SPS 2015</b>	<b>14</b>
4.1 Aufbau und Datennahme . . . . .	14
<b>5 Analyse der Daten</b>	<b>17</b>
5.1 Auswahl der Runs . . . . .	17
5.2 Korrelationen . . . . .	19
5.3 Runs vergleichen und konsolidieren . . . . .	23
5.4 Verifizierung der Ergebnisse . . . . .	24
<b>6 Zusammenfassung</b>	<b>28</b>



# 1 Einleitung

Um den Entstehungsprozess der Materie nachvollziehen zu können, versucht man, die Bedingungen, die bei der Entstehung der Materie kurz nach dem Urknall herrschten, in Experimenten nachzubilden. Dort werden bei Teilchenkollisionen extrem hohe Temperaturen und Drücke erzeugt die Voraussetzung für die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas sind.

Ein neues Experiment dieser Art wird zur Zeit auf dem Gelände der Gesellschaft für Schwerionenforschung bei Darmstadt entwickelt und gebaut. Bei der dort entstehenden Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) sollen mit einem neuen Ringbeschleuniger bei Nukleus-Nukleus Kollisionen durch große Teilchendichten vor allem hohe Drücke und moderate Temperaturen erreicht werden. Das dort angeschlossene Compressed Barionic Matter Experiment (CBM) soll die Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas und die Prozesse bei dessen Entstehung untersuchen.

Das CBM Experiment wird aus verschiedenen Detektorsystemen zusammengesetzt sein; unter anderem aus einem Übergangsstrahlungsdetektor auf der Grundlage von Vieldraht-Proportionalkammern. Dieser Detektor wird hauptsächlich am Institut für Kernphysik der Universität Münster, am National Institute for Physics and Nuclear Engineering in Bukarest und am Institut für Kernphysik Frankfurt der Goethe-Universität entwickelt.

Zwei Detektorprototypen, je einer aus Münster und Frankfurt, wurden im November und Dezember 2015 bei hohen Kollisionsraten am SPS Beschleuniger am CERN getestet. In dieser Arbeit wird eine Analyse der dort gesammelten Messdaten vorgestellt. Das Hauptaugenmerk der Analyse liegt dabei auf der Frage, wie gut mit dem Versuchsaufbau die Rekonstruktion von Teilchenspuren gelingt. Dafür werden zunächst die zugrunde liegenden physikalischen Prozesse erklärt. Danach wird das CBM Experiment und der TRD näher erläutert. Das darauf folgende Kapitel erklärt den Versuchsaufbau am SPS, bevor dann die Analyse und die Auswertung vorgestellt werden. Zum Schluss werden die Ergebnisse zusammengefasst.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Aus welchen Grundbausteinen besteht die Materie, die uns umgibt und aus der wir bestehen? Diese Frage beschäftigt Wissenschaftler seit jeher. Die moderne Physik hat in den vergangenen Jahrzehnten große Fortschritte in diesem Gebiet gemacht. Aktuell beschreibt das Standardmodell der Teilchenphysik neben den Leptonen sechs Quarks als fundamentale Bausteine der Materie. Abbildung 2.1 zeigt außerdem noch die Eichbosonen, welche die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen des Standardmodells vermitteln. Die Elementarteilchen – und alle daraus zusammengesetzten Teilchen – kön-

Drei Generationen der Materie (Fermionen)				
	I	II	III	
Massen	2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV	0
Ladung	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Name	u up	c charm	t top	$\gamma$ Photon
Quarks	d down	s strange	b bottom	g Gluon
Leptonen	$\nu_e$ Elektron-Neutrino	$\nu_\mu$ Myon-Neutrino	$\nu_\tau$ Tau-Neutrino	$Z^0$ Z Boson
Eichbosonen	e Elektron	$\mu$ Myon	$\tau$ Tau	$W^\pm$ W Boson

Abbildung 2.1: Die Elementarteilchen im Standardmodell der Teilchenphysik [Com10].

nen auf vier verschiedene Arten miteinander wechselwirken.

**Die elektromagnetische Wechselwirkung** wird durch Photonen ( $\gamma$ ) vermittelt. Alle Fermionen, außer den Neutrinos, können elektromagnetisch wechselwirken.

**Die schwache Wechselwirkung** wird durch  $W^\pm$  und  $Z^0$ -Bosonen vermittelt. Sie haben eine recht große Masse (80 bzw. 91 GeV [Pat+16]), daher hat die schwache Kernkraft eine sehr kurze Reichweite. Die  $W$ -Bosonen tragen neben der „schwachen Ladung“ auch elektromagnetische Ladung. Alle Fermionen werden von der schwachen Wechselwirkung beeinflusst.

**Die starke Wechselwirkung** wird durch Gluonen vermittelt. Nur Quarks und Gluonen tragen Farbladung, daher können nur diese Teilchen stark wechselwirken.

**Die Gravitationskraft** wirkt auf alle Teilchen, die eine Masse haben.

## 2.2 Die starke Wechselwirkung

Die theoretische Beschreibung der starken Wechselwirkung erfolgt durch die Quantenchromodynamik (QCD). Teilchen, die aus Quarks und Gluonen bestehen, werden Hadronen genannt. Wie bereits erwähnt, tragen Quarks und Gluonen eine Farbladung. Im Gegensatz zur Elektrodynamik gibt es nicht eine, sondern drei verschiedene Ladungen. Sie werden in Anlehnung an den RGB-Farbraum Rot, Grün und Blau genannt. Die Farbladungen treten jedoch nie einzeln auf, sondern sind immer Teil eines gebundenen, farbneutralen Zustands. Diese Eigenschaft wird als „Confinement“ bezeichnet.

Farbneutralität kann entweder durch Zusammenfügen der drei Farben ( $RGB$ ) bzw. Antifarben ( $\overline{RGB}$ ), oder durch Zusammenfügen einer Farbe mit ihrer Antifarbe (z.B.  $R\overline{R}$ ) erreicht werden. Somit kann man die Hadronen unterteilen in Mesonen, die aus einem Quark-Antiquark-Paar ( $q\bar{q}$ ) bestehen, und Baryonen, die aus drei Quarks ( $qqq$ ) bestehen.

Der Ursprung des Confinements lässt sich verdeutlichen, wenn man das Potential eines Quark-Antiquark-Paars in Gleichung 2.1 betrachtet. Bei kleinen Abständen  $r$  dominiert der negative Term mit der Kopplungskonstanten der QCD  $\alpha_s$ , der sich ähnlich wie das Coulombpotential der Elektrodynamik verhält. Wird  $r$  größer, kommt der zweite Term mit der String-Spannung  $k$  zum Tragen, welcher aus der Tatsache resultiert, dass die

Gluonen selbst auch Farbladung tragen und miteinander wechselwirken.

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

Dieser Term zeigt, dass man immer mehr Energie benötigt, je weiter man zwei stark wechselwirkende Teilchen voneinander zu entfernen versucht. Irgendwann hat das System genug Energie aufgenommen, um ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen, was zu neuen farbneutralen Objekten führt.

Um zu verstehen, was das Quark-Gluon-Plasma ist, und wie es entsteht, ist die Abhängigkeit der Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  vom Impulsübertrag  $Q$  interessant. Über die Unschärferelation lässt sich der Impulsübertrag mit dem Abstand zwischen zwei Teilchen in Verbindung bringen:  $Q \propto 1/r$ . Je näher sich die Teilchen sind, desto größer ist der Impulsübertrag. In Gleichung 2.2 kann man damit erkennen, dass die Kopplung zwischen zwei Teilchen mit ihrem Abstand voneinander abnimmt.

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} \quad (2.2)$$

Bei  $\Lambda \approx 250\text{MeV}$  handelt es sich um den experimentell bestimmten Skalenparameter und bei  $n_f$  um die Anzahl der beteiligten Quarksarten.

Man beobachtet also, dass stark wechselwirkende Teilchen bei kleinem Impulsübertrag – großem Abstand – eine starke Kopplung haben (Confinement) und bei großem Impulsübertrag – kleinem Abstand – die Kopplung sehr schwach wird. Letzteres wird „asymptotische Freiheit“ genannt und führt dazu, dass sich die Quarks und Gluonen bei entsprechenden Bedingungen quasi frei bewegen können. Das Confinement wird dabei aufgehoben, weshalb man auch von Deconfinement spricht. [Büs15]

**Quark-Gluon-Plasma** Die zuletzt erwähnten Bedingungen sind sehr hohe Temperaturen – wie zum Beispiel kurz nach dem Urknall – und sehr hohe Drücke, wie sie zum Beispiel in Neutronensternen herrschen. Diese Bedingungen versucht man im Labor bei hochenergetischen Nukleus-Nukleus Kollisionen zu erzeugen. Bringt man Nukleonen dicht genug zusammen, verschwimmen die Grenzen zwischen den einzelnen Nukleonen und es lässt sich nicht mehr zuordnen, welche Quarks zu welchem Nukleon gehören. Diesen Zustand nennt man Quark-Gluon-Plasma (QGP).

Man kann das QGP als weiteren Aggregatzustand der hadronischen Materie verste-

hen, weshalb die Theorie einen Phasenübergang und einen kritischen Punkt im Phasendiagramm vermutet. Dies ist in Abbildung 2.2 als rote Linie dargestellt. Da man die

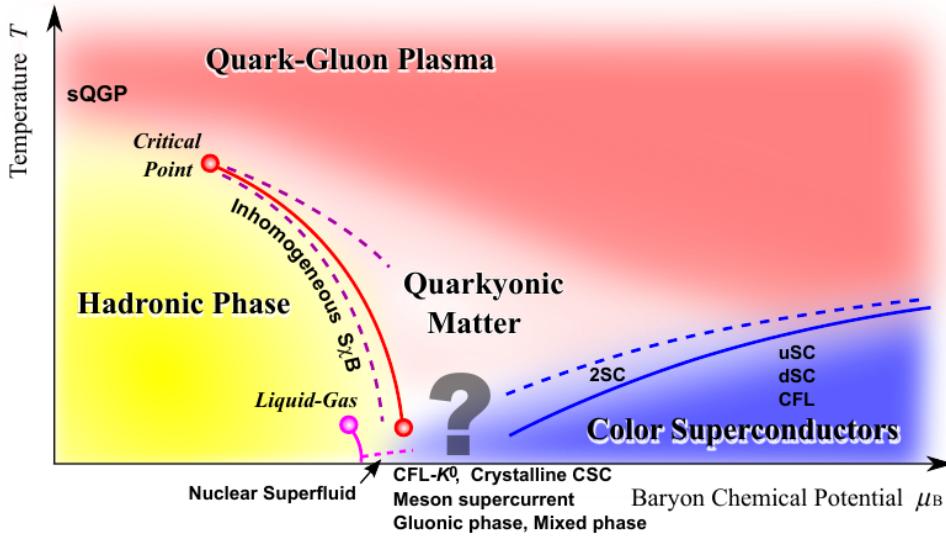


Abbildung 2.2: Phasendiagramm der Quantenchromodynamik [FH11]

Eigenschaften des QGP im Experiment aufgrund seiner sehr kurzen Lebensdauer nicht direkt messen kann, ist man auf die Messung der Teilchen angewiesen, die beim Abkühlen des QGP durch Rekombination der Quarks und Gluonen entstehen. Diese Teilchen zerfallen ebenfalls sehr schnell wieder, emittieren dabei aber unter anderem langlebige Leptonen und Photonen. Weil diese nicht durch die starke Wechselwirkung beeinflusst werden, können sie ungehindert aus dem QGP heraus und zu einem Detektor gelangen. So lassen sich anhand der Zerfallsprodukte Rückschlüsse über die Eigenschaften des QGP ziehen.

# 3 Das Compressed Baryonic Matter Experiment

Es existieren bereits einige Hochenergiephysik-Experimente, die sich mit der Erforschung von QCD-Materie beschäftigen. Unter anderem Experimente am RHIC-Beschleuniger<sup>1</sup> am Brookhaven National Laboratory (NY, USA) und ALICE<sup>2</sup> am Large Hadron Collider (LHC) am CERN<sup>3</sup>. Hier wurde das Quark-Gluon-Plasma vor allem bei hohen Temperaturen und mittleren Dichten vermessen. Das *Compressed Baryonic Matter* (CBM) Experiment wird hingegen bei moderaten Temperaturen und sehr hohen netto-Baryonendichten Messungen durchführen.

## 3.1 FAIR

Das CBM Experiment wird Teil der zukünftigen *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR), welche derzeit als Erweiterung der bestehenden Beschleunigeranlagen des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung bei Darmstadt gebaut wird. In Abbildung 3.1 ist das CBM Experiment direkt unterhalb des neuen Ringbeschleunigers SIS100/300 zu sehen. In einer Tunnelanlage mit knapp 1100 Metern Umfang wird zunächst der SIS100 (Schwer-Ionen-Synchroton) in Betrieb genommen. Dieser wird mit einer magnetischen Steifigkeit von 100 Tm in der Lage sein, Protonen auf bis zu 29 GeV und Gold-Ionen auf bis zu 11 AGeV zu beschleunigen. Hierbei werden Teilchenraten von  $2 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$  erreicht. [Gut+06]

---

<sup>1</sup>Relativistic Heavy Ion Collider

<sup>2</sup>A Large Ion Collider Experiment

<sup>3</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

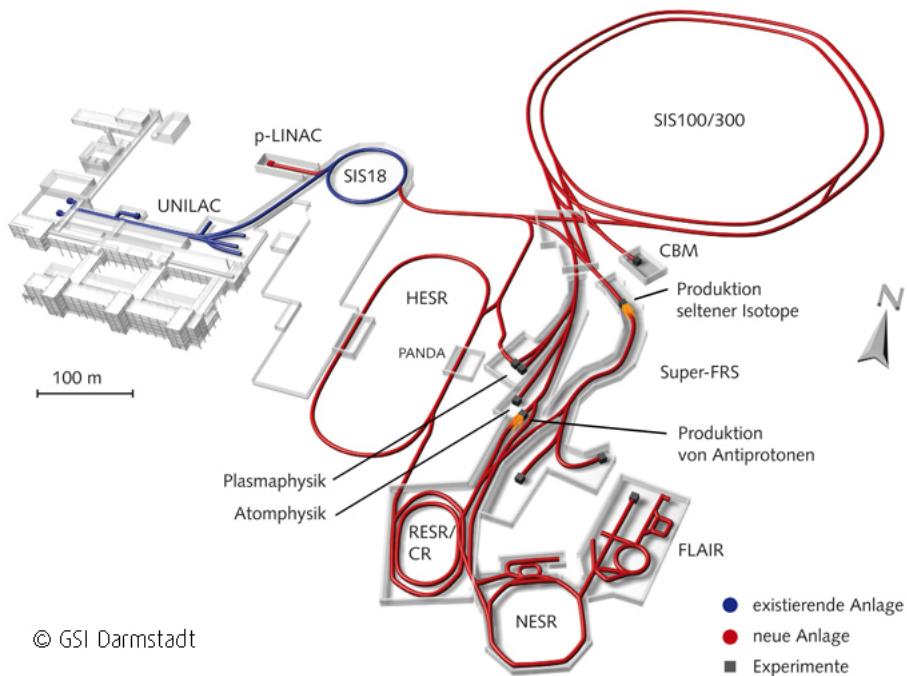


Abbildung 3.1: Übersicht der bestehenden Beschleunigeranlagen der GSI und der zukünftigen Anlagen von FAIR [Fair18]

## 3.2 CBM

Das CBM-Experiment ist als fixed target Experiment konzipiert, in welchem durch hochenergetische Nukleus-Nukleus Kollisionen das Phasendiagramm der Quantenchromodynamik im Bereich hoher netto-Baryonendichte bei moderaten Temperaturen untersucht werden soll.

Das Forschungsprogramm des CBM-Experiments umfasst die folgenden Themenschwerpunkte:

- Die Zustandsgleichung baryonischer Materie bei sehr hoher Dichte, wie sie zum Beispiel in Neutronensternen herrscht.
- Eigenschaften von Hadronen in baryonischer Materie. Vektormesonen, die im frühen Stadium der Teilchenkollision entstehen, zerfallen in Leptonenpaare, die aufgrund fehlender starker Wechselwirkung die Detektoren weitestgehend ungehindert

erreichen.

- Phasenübergänge von hadronischer Materie zu quarkyonischer oder partonischer Materie. In Abbildung 2.2 stellt die geschwungene rote Linie einen Phasenübergang dar. Dieser soll experimentell untersucht werden.
- Die Eigenschaften von Hypernuklei. Hierbei handelt es sich um Atomkerne, in denen einzelne oder mehrere Nukleonen durch Hyperonen ersetzt worden sind. Hyperonen sind Baryonen mit Strangeness  $\neq 0$ .
- Die Produktion und Propagation von Charm-Zuständen, wie zum Beispiel des  $J/\Psi$ .

Abbildung 3.2 zeigt eine Computergrafik des geplanten Aufbaus des CBM-Experiments mit allen Detektorsystemen. Innerhalb des supraleitenden Dipolmagneten befindet sich

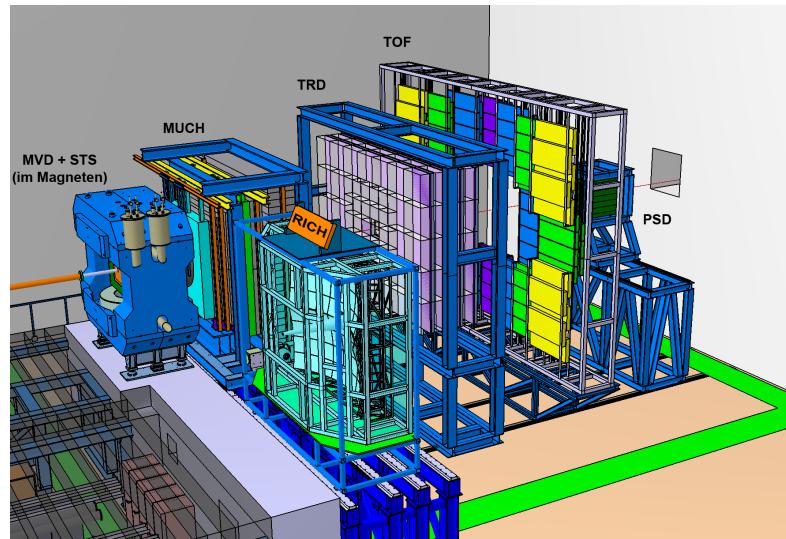


Abbildung 3.2: Grafik des geplanten Aufbaus des CBM-Experiments. [CBM17]

wenige Zentimeter hinter dem Target der Micro-Vertex-Detector (MVD) gefolgt von dem Silicon-Tracking-System (STS). Der MVD wird vor allem für die Identifizierung von open-charm Teilchen benötigt, während das STS zur Spurrekonstruktion und Impulsmessung aller geladenen Teilchen verwendet wird. Als nächstes folgt entweder das Myon-Chamber-System (MUCH), oder der Ring-Imaging-Cherenkov Detektor (RICH). Je nach dem, ob Myonen oder Elektronen gemessen werden sollen, kann mit einem Schiebensystem entweder MUCH oder RICH in den Teilchenstrahl bewegt werden. Danach

erreichen die Teilchen den Transition-Radiation Detector (TRD), auf den in Kapitel 3.3 näher eingegangen wird, und das Time-of-Flight System (TOF). Das TOF wird die Flugzeit der Teilchen mit einer Auflösung von ca. 80ps messen. Zum Schluss ist noch der Projectile-Spectator Detector (PSD) installiert, mit dessen Hilfe die Zentralität der Kollision und die Lage der Reaktionsebene bestimmt werden können. [CBM17]

### 3.3 Der Transition Radiation Detector

Wie am Ende von Kapitel 2.2 beschrieben, verlassen neben einer Vielzahl von Hadronen auch einige Elektronen den Wechselwirkungspunkt der Kollision. Da sich bei den zu erwartenden Energien der spezifische Energieverlust ( $dE/dx$ ) von Elektronen und den sehr häufig auftretenden Pionen kaum unterscheidet, ist die Hauptaufgabe des TRD die Identifizierung und Unterscheidung von Elektronen und Pionen anhand von Übergangsstrahlung. Aber auch andere geladene Partikel – zum Beispiel Fragmente – und im Myonen-Setup die Myonen, soll der TRD erkennen können. Der Detektor benötigt eine gute örtliche Auflösung von circa  $300\mu\text{m}$  und eine möglichst genaue Messung des Energieverlustes der Teilchen im Detektor. Zudem ist, aufgrund der hohen Interaktionsrate des SIS, eine schnelle Signalauslese und ausreichende Strahlungsfestigkeit bei gleichzeitig möglichst geringem Materialaufwand – um Streuungseffekte gering zu halten – nötig.

Deshalb wird der TRD aus Multi-Wire-Proportional-Chambers (MWPC) mit einer kurzen Driftzeit und damit schnellen Signalauslese aufgebaut sein. Zur Erzeugung der Übergangsstrahlung, die für die Unterscheidung zwischen Elektronen und Pionen gebraucht wird, werden auf der Vorderseite der Detektoren Radiatoren angebracht. Der TRD wird für den Betrieb am SIS100 aus vier Detektorlagen bestehen. Jede Lage wird aus 54 Multi-Wire-Proportional-Chambers (MWPC) und den zugehörigen Radiatoren zusammengesetzt sein.

#### 3.3.1 Multi-Wire-Proportional-Chamber

Eine MWPC basiert auf dem selben Funktionsprinzip wie ein Geiger-Müller-Zählrohr im Proportionalbereich: Ein metallisches Rohr ist mit Gas gefüllt, in dem ein Anodendraht gespannt ist, der gegenüber dem Gehäuse unter Hochspannung steht. Durchfliegt ein Teilchen mit genügend großer Energie – zum Beispiel aus einem Kernzerfall kommend – das Gasvolumen, so ionisiert es einzelne Gasatome. Aufgrund der Hochspannung wer-

den die bei der Ionisierung entstandenen Elektronen zum Anodendraht hin beschleunigt und ionisieren dabei weitere Gasatome. So entsteht eine Elektronenlawine, die über den Anodendraht abfließt und dort als Strompuls gemessen werden kann. Bei der richtigen Wahl des Gases – meist ein Edelgas – und der Spannung, ist die Größe des gemessenen Strompulses proportional zur Energie des einfallenden Teilchens.

Will man Messungen auf einer großen Fläche durchführen, müsste man viele Zählrohre nebeneinander installieren. Um den Aufwand und das Materialbudget zu verringern, verbindet man deshalb das Gasvolumen der einzelnen Zählrohre zu einer großen Kammer, in der die Anodendrahte nebeneinander – beim CBM-TRD im Abstand von 2.5mm – gespannt sind. Als Kathoden verwendet man auf einer Seite ebenfalls gespannte Drähte und auf der Rückseite die metallische Rückwand der Kammer. Das elektrische Feld, das durch diese Elektrodenanordnung entsteht, ist in Abbildung 3.3 skizziert. Wenn man nun die Rückwand in kleinere Bereiche (Pads) unterteilt und dort einzeln die Ladung misst, erhält man zusätzlich eine Ortsinformation entlang der Anodendrahte. Wie die Ladung entsteht und wie sie gemessen wird, ist in Kapitel 3.3.2 erklärt. Diese Art Detektor nennt man Vieldraht-Proportionalkammer, oder englisch Multi-Wire-Proportional-Chamber. Die Bauform ist in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt. [KW16, S. 214-225]

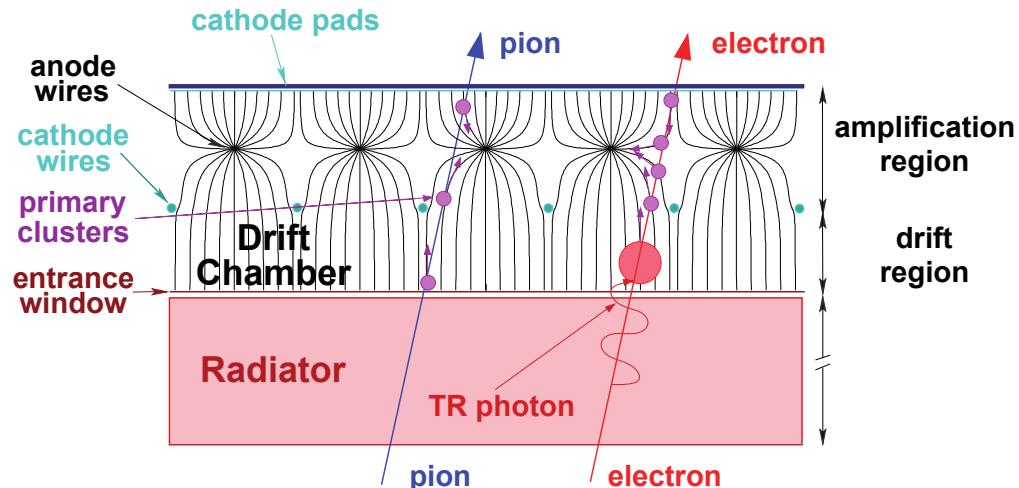


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines Ausschnittes des CBM-TRD zur Ver- deutlichung des Funktionsprinzips [CBM17]

Der CBM-TRD wird aus MWPC Modulen in zwei verschiedenen Flächenmaßen ( $57 \times 57 \text{ cm}^2$  und  $99 \times 99 \text{ cm}^2$ ) zusammengesetzt. Die Tiefe des Gasvolumens ist in allen Mo-

dultypen identisch: 5mm Driftregion vom Eintrittsfenster bis zu den Kathodendrähten. 3.5mm Abstand zwischen Kathoden- und Anodendrähten, sowie zwischen Anodendrähten und Rückseite (Backpanel). Die Module unterscheiden sich in der Größe der Unterteilungen (Pads) des Backpanels. Für die Bereiche nahe der Strahlachse, in denen eine sehr hohe Teilchenrate zu erwarten ist, werden Kammern mit kleineren Pads verwendet, als weiter am Rand des Detektoraufbaus, um die Ereignisrate pro Pad im gesamten Detektor möglichst gleichmäßig zu halten.

Da die Pads eine rechteckige Form haben (ca. 0.7cm breit, 1.75 – 12cm hoch), ist die Ortsauflösung des Detektors in Richtung der kurzen Padseite besser als in die Richtung der langen Padseite. In der zweiten und vierten Lage des Detektoraufbaus werden die MWPC-Module um  $90^\circ$  gegenüber der ersten und dritten Lage gedreht, um sowohl in horizontaler als auch vertikaler Richtung eine gute Ortsauflösung zu erreichen.

**Die Radiatoren** werden benötigt, um eine deutliche Unterscheidung zwischen Elektronen und Pionen zu erreichen. Übergangsstrahlung (englisch transition-radiation) entsteht, wenn hochrelativistische, geladene Teilchen den Übergang zwischen Materialien unterschiedlicher Permittivität durchqueren. Da für einen einzelnen dieser Übergänge die Wahrscheinlichkeit zur Aussendung eines Photons gering ist, ordnet man viele dünne Schichten hintereinander an. Wie in Abbildung 3.3 zu sehen, erzeugen die Elektronen in den Radiatoren Übergangsstrahlung, während die schwereren und deshalb langsameren Pionen dies nicht tun. Die Übergangsstrahlung erzeugt im Ladungsspektrum der Elektronen eine Verbreiterung des Peaks zu höheren Ladungen, was sie von den Pionen unterscheidet.

In Höhe und Breite werden die Radiatormodule den Abmessungen des jeweiligen TRD-Moduls entsprechen und circa 30cm tief sein. Sie werden aus ungefähr 150 Schichten je 2 mm dicker PE-Schaumfolie aufgebaut, die von einem Rohacell Gehäuse zusammengehalten werden.

#### 3.3.2 Ausleseelektronik

Für die Datenanalyse ist es nötig, zu wissen, wie ein Signal im Detektor entsteht und wie es weiterverarbeitet wird. Damit beschäftigt sich dieses Kapitel. Ein Teilchen, das durch die Detektorkammer fliegt, verursacht wie in Kapitel 3.3.1 beschrieben eine Elektronenlawine, die über die Anodendrähte abfließt. Die entstandenen Ionen driften – aufgrund

ihrer höheren Masse langsamer als die Elektronen – zu den Kathoden, wo sie sich entladen. Die Ladungswolke der Ionen induziert dabei eine Spiegelladung auf den Pads des Backpanels, die von der Ausleseelektronik gemessen wird.

Die Auslese der Signale auf den Pads erfolgt durch SPADIC<sup>4</sup> Chips, die speziell für diesen Zweck entwickelt wurden. Die SPADICs befinden sich auf Platinen, den Front-End-Boards (FEB), die auf der Rückseite der TRD-Module am Backpanel befestigt sind. Die elektrische Verbindung zwischen den Pads und den FEBs erfolgt durch Signalkabel, welche durch Aussparungen im Backpanel geführt werden.

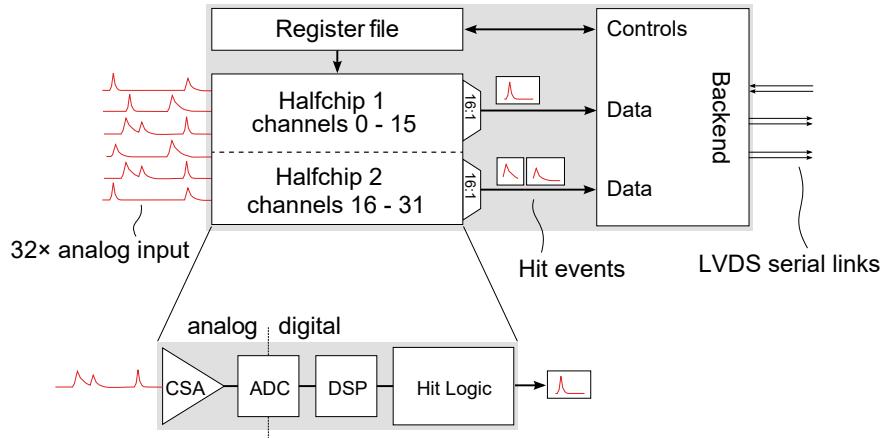


Abbildung 3.4: Konzeptionelles Blockdiagramm des SPADIC Chips [CBM17]

Ein SPADIC Chip besitzt zwei mal 16 Eingangskanäle, kann also 32 Pads auslesen. Jeder Eingangskanal des SPADIC verfügt für die Signalverarbeitung über einen ladungssensitiven Vorverstärker, gefolgt von einem analog-digital Wandler, der das Signal an einen digitalen Signalprozessor und dann an eine Ereigniserkennungslogik weitergibt. Der Aufbau und die Funktion des SPADIC Chips werden durch das Blockdiagramm in Abbildung 3.4 verdeutlicht. Im Falle eines Treffers (ein Teilchen durchfliegt das Gasvolumen), übersteigt das digitalisierte Signal eine einstellbare Schwelle, was von der Ereigniserkennungslogik erkannt wird, und der gemessene Signalverlauf wird für die weitere Auslese weitergeleitet.

Außerdem kann eine Triggernachricht an die benachbarten Pads gesendet werden, um auch deren Signale zu auszulesen. Dies ist sinnvoll, da die Abmessungen der Ladungs-

---

<sup>4</sup>Self-triggered Pulse Amplification and Digitization asIC

wolke etwas größer als die eines einzelnen Pads sind, weshalb sich die Gesamtladung eines Treffers auf mehrere Pads verteilen kann, die Ladungsanteile auf den entfernteren Pads aber nicht ausreichen, um die Triggerschwelle zu übersteigen. Der Detektor ist so konzipiert, dass sich in den meisten Fällen die Ladung auf drei Pads verteilt. Das heißt, in einem Pad wird die Triggerschwelle überschritten und es sendet eine Triggernachricht an seine beiden Nachbarn (in Richtung der kurzen Padseite). Für die Bestimmung des spezifischen Energieverlustes eines Teilchens im Detektorgas, ist es nötig, die gesamte von diesem Teilchen im Gas erzeugte Ladung zu messen.

Die von den SPADICs gesammelten Daten werden über eine elektrische Verbindung zu den ebenfalls an den Detektormodulen angebrachten Read-Out-Boards (ROB) übertragen. Jedes ROB verfügt über Dateneingänge für 20 SPADIC Chips. Die ROBs bündeln die Daten und leiten sie über optische Datenkabel aus der Experimentierhalle heraus zur First Level Event Selector (FLES) Rechneranlage. Dort findet eine Vorsortierung der Daten statt, um die Datenmenge, die dann zum GreenIT Cube Rechenzentrum weitergeleitet wird, zu verringern.

# 4 Teststrahlzeit am CERN-SPS 2015

Die in dieser Arbeit analysierten Daten stammen aus einer Messkampagne, die im November 2015 am CERN durchgeführt wurde. Bevor auf die Datenanalyse eingegangen wird, folgt hier ein Überblick über den Versuchsaufbau im Cave T2-H4 am Super-Proton-Synchroton (SPS).

## 4.1 Aufbau und Datennahme

Während der Teststrahlzeit wurden zwei Prototypen des CBM-TRD am SPS bei einem 30AGeV Bleiionen - Strahl getestet. Als Target dienten eine bis vier Bleifolien von je 1mm Dicke. Ein Detektor stammte aus dem Institut für Kernphysik (IKP) der Uni Münster, der andere vom IKF der Uni Frankfurt. Zur Auslese der Daten stand jeweils ein Front-End-Board mit einem SPADIC v.1.0 zur Verfügung, welche die Daten mittels des CBMNet-Protokolls an ein SysCore-Board und von dort durch optische Kabel zum FLIB<sup>1</sup> im DAQ<sup>2</sup>-PC übermittelt. Ein SPADIC-Chip besitzt 32 Kanäle, daher konnte bei jedem Prototyp 2 mal 16 Pads ausgelesen werden. Für jeden Messdurchgang („Run“) wurden die erhobenen Daten in einer eigenen Datei gespeichert. [BKB15]

Abbildung 4.1 zeigt die Zeichnung für den Versuchsaufbau in Cave T2-H4 während der Strahlzeit. Die beiden TRDs befanden sich an Position 4 und waren im Abstand von 50cm genau hintereinander montiert, sodass die vom Target – an Position 8 – kommenden Teilchen und Fragmente möglichst orthogonal und nacheinander projektiv an der gleichen Stelle auf die Detektoren treffen.

In Abbildung 4.2 ist links eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zu sehen, welche die Geometrie des Aufbaus verdeutlicht. Da sich das Target im Strahl befindet, die Detektoren aber neben dem Strahl stehen müssen, werden die Teilchen, welche vom Target aus durch die Detektoranordnung fliegen, diese nicht exakt orthogonal treffen. Dies wird in der Abbildung durch die beiden gestrichelten Linien verdeutlicht.

Die rechte Seite von Abbildung 4.2 zeigt die Ausrichtung der Padplane in beiden Detektoren. Beide TRD-Kammern waren so ausgerichtet, dass Pads mit der gleichen

---

<sup>1</sup>FLes Interface Board. FLES = First Level Event Selector

<sup>2</sup>Data AcQuisition chain

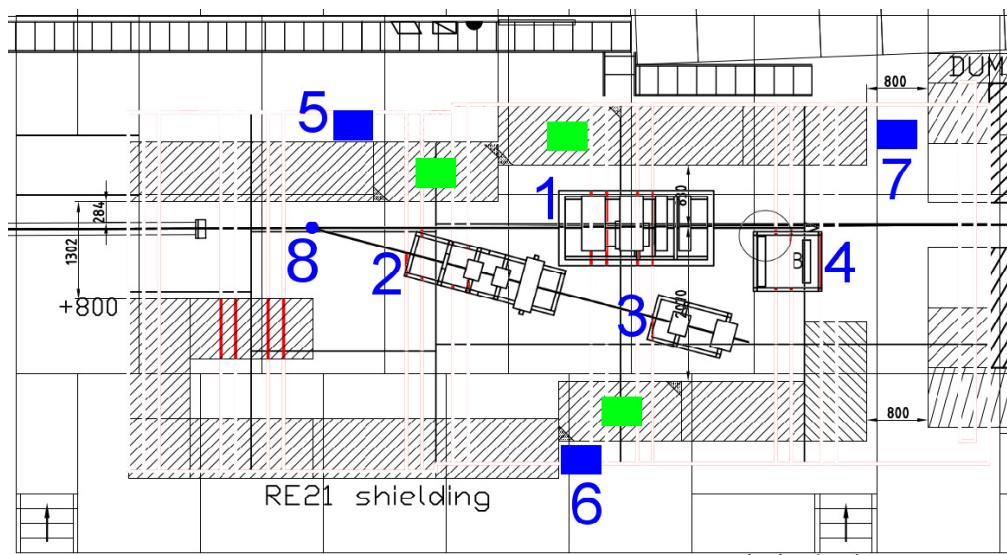
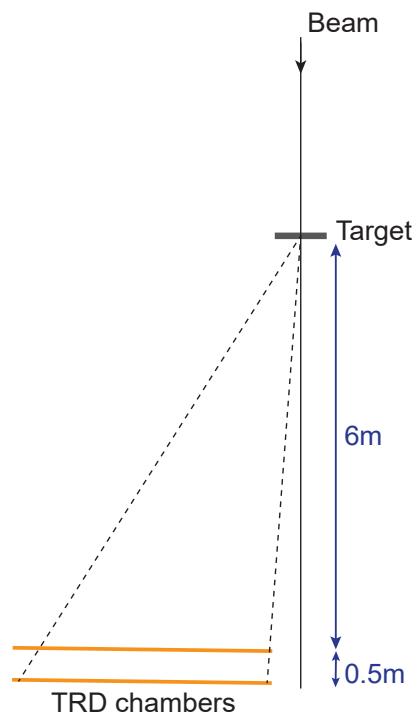


Abbildung 4.1: Plan des Aufbaus am CERN-SPS/T2-H4 [BKB15]

Die beiden TRD-Detektoren befinden sich an Position 4, das Target an Position 8.

Nummer exakt voreinander lagen. Ein Teilchen, das orthogonal durch den Aufbau fliegt, wird somit in beiden Kammern von dem gleichen Pad detektiert.

**Schematic of test - setup at CERN-SPS**



**Schematic of TRD chamber**

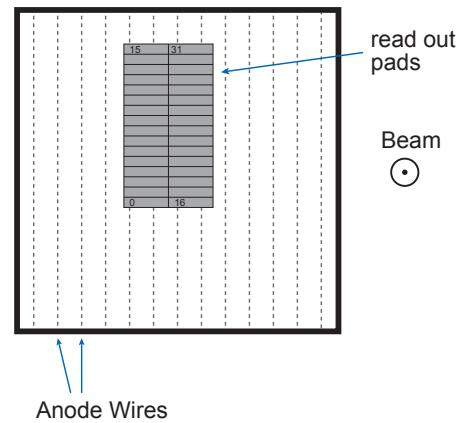


Abbildung 4.2: **Links:** Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus während der Strahlzeit. Blickrichtung von oben.

**Rechts:** Schematische Darstellung der MWPC zur Verdeutlichung der Ausrichtung der Padplane. Blickrichtung horizontal entgegen der Strahlrichtung.

# 5 Analyse der Daten

Zur Auswertung der während der Strahlzeit gesammelten Rohdaten wird das am CERN entwickelte C++ - Framework „Root“ genutzt. Für das CBM-Experiment wird dafür eine Erweiterung namens „CbmRoot“ entwickelt, die genau auf die Bedürfnisse von CBM abgestimmt ist. Die hier verwendete CbmRoot-Version ist release JUN16.

Der in einer anderen Bachelorarbeit [Mun16] entwickelte Clusterizer erweitert CbmRoot um die Rohdatenanalyse für die Teststrahlzeit am SPS in 2015. Der Clusterizer rekonstruiert aus den vorliegenden Rohdaten die tatsächlichen physikalischen Ereignisse. In der entsprechenden CbmRoot-Klasse `CbmTrdTimeCorrel`<sup>1</sup> wurde für diese Analyse eine Abfrage eingefügt, die diejenigen Ereignisse auswählt, die innerhalb des gleichen kleinsten vom Detektor messbaren Zeitintervalls (ca. 67ns) in beiden Detektoren erfasst wurden. In einer Tabelle werden die folgenden Eigenschaften dieser Ereignisse - oder Hits - abgespeichert: Ort auf der Padplane und im Detektor deponierte Ladung.

Durchfliegt ein geladenes Teilchen den Detektor, erzeugt es ein Signal, das durch die Segmente (Pads) an der Rückwand des Detektors ausgelesen wird. Übersteigt das Signal einen gewissen Mindestwert, die Triggerschwelle, wird das Ereignis von der Ausleseelektronik als Treffer erkannt und weiter verarbeitet. Dazu gehört auch, dass das Signal der beiden benachbarten Pads ebenfalls ausgelesen und gespeichert wird, auch wenn die Triggerschwelle hier nicht überschritten wurde. Dies ist sinnvoll, da sich das Signal eines Teilchens aufgrund der Detektorgeometrie fast immer auf mehrere Pads verteilt.

Die dann von beispielsweise drei nebeneinander liegenden Pads gemeinsam ausgelesenen Daten werden zu einem Cluster zusammengefasst. Ein Cluster enthält also alle Daten, die der Detektor zu einem bestimmten Teilchen gesammelt hat. Je nach Auftreffpunkt und -winkel des Teilchens kann ein Cluster aus Daten von einem bis sechs oder sogar mehr Pads zusammengesetzt sein.

## 5.1 Auswahl der Runs

Da während der Strahlzeit vor allem Tests zum Verhalten der Detektoren bei sehr hohen Teilchenraten durchgeführt wurden, eignen sich nicht alle Runs für die Analyse von

---

<sup>1</sup>[cbmroot/release/JUN16/fles/reader/tasks/CbmTrdTimeCorrel.cxx](http://cbmroot/release/JUN16/fles/reader/tasks/CbmTrdTimeCorrel.cxx)

korrelierten Hits. Hauptgrund hierfür ist in vielen Runs eine zu geringe Anzahl an gemessenen Ereignissen aufgrund einer kurzen Messdauer oder eines instabilen Datenlinks zwischen SPADICs und SysCore-Boards. Zudem waren viele Cluster unvollständig, das heißt, es fehlte die Information einzelner Pads, wodurch eine genaue Ortsbestimmung nicht mehr möglich war.

In der CbmRoot-Klasse `CbmTrdTimeCorrel` werden Cluster nach ihrer Art klassifiziert und erhalten dann den entsprechenden Wert der Variablen `ClusterType`, wie in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die Klasse erstellt ein Histogramm, dass die Verteilung der Clustergrößen auf die Clustertypen darstellt. Es zeigte sich in einigen Runs eine Häufung von Clustern des Typs fünf. Hierbei wurden – vermutlich aufgrund einer falschen Einstellung in der Triggermatrix des SPADIC – nicht alle eigentlich beteiligten Pads getriggert. Dadurch kann der genaue Ort an dem das zugehörige Teilchen die Padplane durchflogen hat, nicht mehr exakt rekonstruiert werden und das Cluster ist unbrauchbar. In diesen Runs fanden sich kaum Typ 0 - Cluster, weshalb sie nicht für die Analyse verwendet werden konnten.

<b>ClusterType</b>	<b>Beschreibung</b>
0	Cluster vollständig und Ok
1	Cluster unvollständig (z.B. mit Lücken)
2	Cluster beinhaltet keine Hits (no selftriggered HitMessages)
3	Gesamtladung kleiner null ( $fTotalCharge < 0$ )
4	Höchster Punkt der des Signalverlaufes kleiner null ( $MaxADC < 0$ )
5	höchster ADC-Wert nicht im zentralen Pad

Tabelle 5.1: Cluster-Typen, wie sie in `CbmTrdTimeCorrel.cxx`, Zeile 2881 ff. beschrieben werden.

Nach Durchsicht aller 169 vorhandenen Runs ergaben sich 18 Runs<sup>2</sup> als brauchbar für die weitere Korrelationsanalyse. Sie wurden ausgewählt, weil sie die höchste Anzahl an intakten 3- und 4-Pad Clustern aufwiesen.

---

<sup>2</sup>Dies waren die Runs Nr. "90", "111", "121", "128", "129", "130", "131", "136", "145", "147", "149", "151", "152", "157", "160", "164", "166", "167"

## 5.2 Korrelationen

In dieser Analyse werden Teilchen betrachtet, die nacheinander beide Detektoren durchquert haben und dort auch detektiert wurden. Die Samplingrate – also die Anzahl der Messungen pro Sekunde – des SPADIC v.1.0 war auf 15MHz eingestellt, eine Messung dauert also ungefähr 66.7ns. Jede Messung erhält einen Zeitstempel (engl. Timestamp), der bei den SPADICs synchron ist. Zwei Cluster, die von je einem Detektor im selben Timestamp gemessen wurden, sind also während des selben 66.7ns langen Zeitintervalls erfasst worden. Aufgrund des geringen Abstandes zwischen den beiden Detektoren kann man davon ausgehen, dass die zu einem Teilchen gehörenden Cluster von beiden Detektoren im selben Timestamp registriert werden.

Wir analysieren also die räumliche Korrelation aller zeitlich koinzidenten Cluster. Trägt man diese Ereignisse in Abhängigkeit des gemessenen Ortes auf, erhält man das in Abbildung 5.1 gezeigte Histogramm. Hier fällt zuerst die diagonale Linie auf, in welcher der größte Teil der Ereignisse liegt. Diese wird durch jene Teilchen gebildet, die in gerader Linie vom Target durch den Detektoraufbau hindurch fliegen und in beiden Detektoren an gleicher Position registriert werden. Weil die Detektoren die Strahlachse nicht schneiden dürfen und der ausgelesene Detektorbereich ungefähr in der Mitte der Kammern lag, befanden sich die ausgelesenen Pads horizontal links<sup>3</sup> und vertikal oberhalb der Strahlachse. Daher war die Flugbahn dieser Teilchen jedoch nicht genau orthogonal zur Padplane. Dies führt zu einer leichten Veränderung in der Steigung der Geraden, welche korrigiert werden muss.

Die Hits abseits der Diagonalen in Abbildung 5.1 stammen vermutlich von Rauschen und Mehrfachstreuung an den anderen Versuchsaufbauten. Pad Nummer 28 auf dem Münsteraner Detektor war wegen eines Defektes deaktiviert. Pad 15 und 16 liegen nicht nebeneinander, sondern am Rand der ausgelesenen Fläche, weshalb hier weniger Cluster gebildet wurden. In den Bereichen um die Pads 8 und 24 befinden sich nur wenige Hits, da in der Konfiguration der SPADICs das Triggern über die Halbchipgrenzen<sup>4</sup> hinweg deaktiviert war. Dies ist auch der Grund dafür, dass für die Cluster nur eine eindimensionale Ortsverteilung – im Versuchsaufbau in vertikale Richtung – vorliegt. Für die Analyse werden nur die Teilchen berücksichtigt, die durch die jeweils linke Pad-Spalte (vgl. Abb. 4.2 rechte Seite) detektiert wurden. Dies entspricht in Abbildung 5.1

---

<sup>3</sup>siehe Abbildung 4.2

<sup>4</sup>siehe Abbildung 3.4

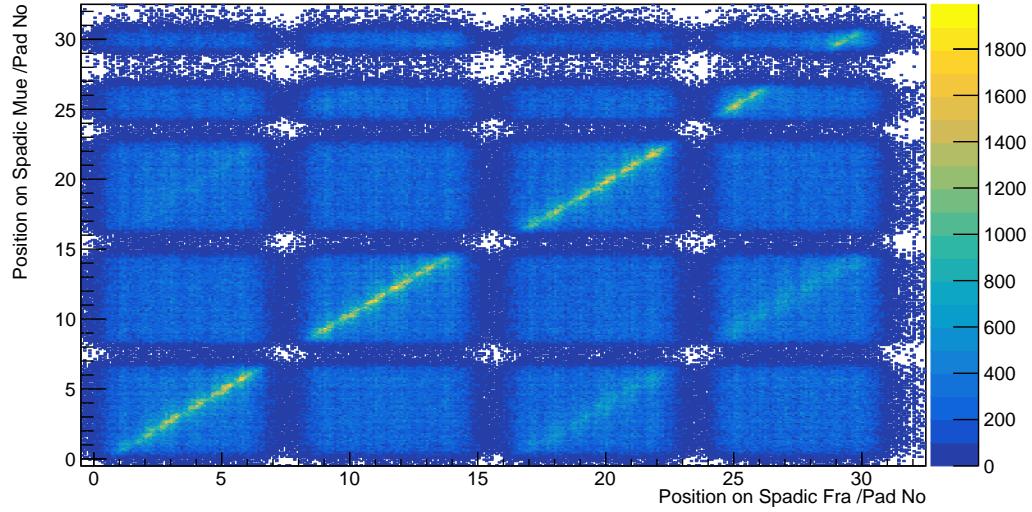


Abbildung 5.1: Histogramm der zeitlich koinzidenten Ereignisse aller ausgewählten Runs. Auf der x-Achse ist die Pad-Nummer der Padplane des Frankfurter Detektors und auf der y-Achse die Pad-Nummer des Münsteraner Detektors abgebildet.

dem unteren linken Quadranten mit den Pads 0 bis 15 auf beiden Achsen.

Die räumliche Genauigkeit der Spurbestimmung ergibt sich aus der Breite der diagonalen Linie in Abbildung 5.2, unter der Bedingung, dass alle Teilchen den Aufbau orthogonal durchquert haben. Da dies nicht der Fall ist, muss die zuvor erwähnte Korrektur durchgeführt werden.

Im ausgewählten Bereich wird nun die Geradengleichung der diagonalen Linie bestimmt, um diese als Korrekturfaktor zu verwenden. Hierfür wird im Histogramm in Abbildung 5.2 für jedes Pad auf der x-Achse die Position des Maximums in y-Richtung mittels Gauß-Fit bestimmt und als Punkt eingetragen. Eine lineare Regression aller Punkte ergibt dann eine Gerade mit der gesuchten Steigung.

Trägt man nun die Differenz der Auftreffpunkte  $\Delta y = \text{Pos}(\text{Fra}) - \text{Pos}(\text{Mue})$  jedes Teilchens in ein Histogramm ein, kann man die Genauigkeit der Spurbestimmung anhand der Standardabweichung des entstandenen Peaks bestimmen. In Abbildung 5.3 zeigt die grüne Linie die koinzidenten Hits ohne Korrektur. Nun wurde der Auftreffort dieser Hits mit Hilfe der Geradengleichung  $y = (1.079 \pm 0.008)x - 0.532$  aus Abbildung 5.2

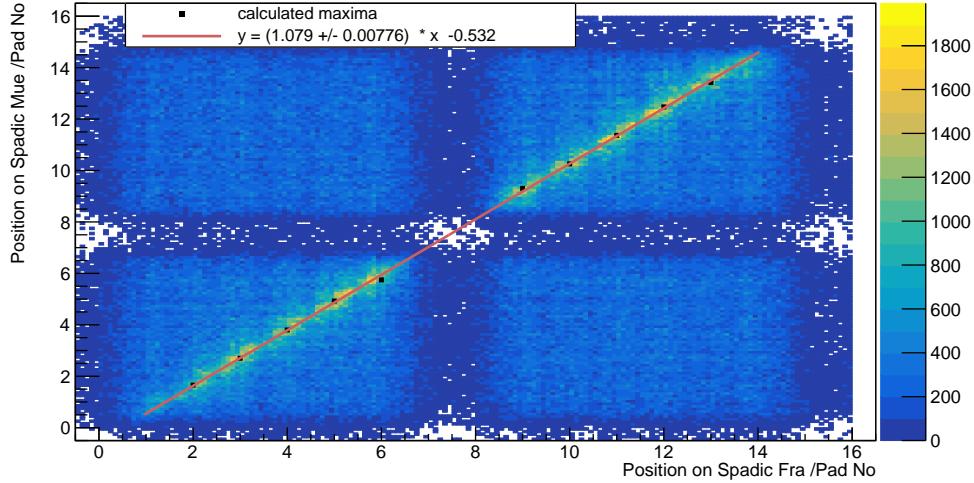


Abbildung 5.2: Histogramm der zeitlich koinzidenten Ereignisse in den Pads 0 bis 15. Bei jedem relevanten Pad wurde ein Maximum ermittelt (schwarze Vier-ecke), um dann mittels linearer Regression die Steigung der Diagonalen zu bestimmen.

korrigiert und als blaue Linie in Abbildung 5.3 eingefügt. Ein Gauß-Fit des Histogramms mit Korrektur ergibt im Bereich der Spitze (Gauß-Fit 1) eine Breite von  $\sigma = (0.2906 \pm 0.0046)$  Padbreiten. Für die Bestimmung dieses Wertes wurde die Korrektur nicht nur mit dem mittleren Wert der Steigung durchgeführt, sondern auch mit dem durch die Fehlergrenze gegebenen minimalen und maximalen Wert. Verwendet wurde dann der Mittelwert dieser drei Zahlen, der Fehler ergibt sich aus der Wurzel der Summe der Quadrate der einzelnen Fehler. Die Genauigkeit der Spurbestimmung ist dann

$$\Delta x_1 = \frac{\sigma \cdot 7\text{mm}}{\sqrt{2}} = (1.438 \pm 0.022) \text{ mm} \quad (5.1)$$

Hierbei entspricht 7mm der Breite eines Pads. Der Nenner ergibt sich, da es sich um die Genauigkeit von zwei nacheinander ausgeführten Ortsmessungen handelt.

Um zusätzlich noch eine Abschätzung des systematischen Fehlers des Gauß-Fits machen zu können, wurde ein weiterer Fit mit größerem Fitintervall auf das korrigierte Histogramm angewendet (Gauß-Fit 2 in Abb. 5.3). Die Grenzen des Fitintervalls wurden dafür so eingestellt, dass die Differenz der reduzierten  $\chi^2$  Werte der beiden Fits so

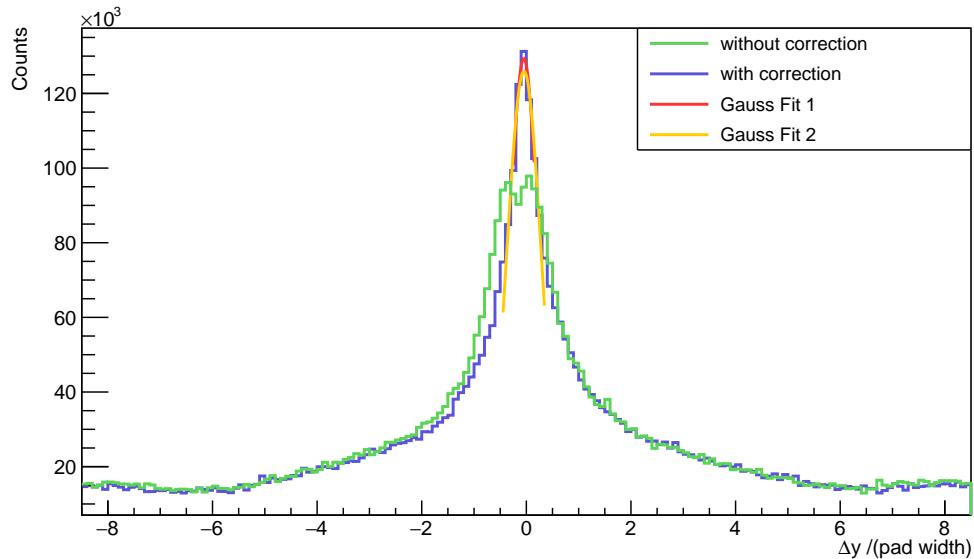


Abbildung 5.3: Differenz der in den beiden Detektoren gemessenen Orte von koinzidenten Hits. Grün ohne geometrische Korrektur und Blau mit geometrischer Korrektur (Steigung=1.079). Beide Fits wurden auf das korrigierte Histogramm angewendet. Weitere Informationen in Tabelle 5.2

klein wie möglich blieb. Daraus resultiert mit der gleichen Mittelwertmethode wie beim ersten Fit  $\sigma = (0.3406 \pm 0.0024)$  Padbreiten. Berechnet man damit die Genauigkeit der Spurbestimmung wie in Gleichung 5.1, so erhält man  $\Delta x_2 = (1.686 \pm 0.012)$  mm. Durch Bilden des Mittelwertes der Ergebnisse von beiden Gauß-Fits ergibt sich abschließend für die Genauigkeit der Spurbestimmung:

$$\Delta x = (1.562 \pm 0.026^{\text{(stat.)}} \pm 0.124^{\text{(syst.)}}) \text{ mm} \quad (5.2)$$

Der Systematische Fehler wurde dabei mit  $(\Delta x_2 - \Delta x_1)/2$  berechnet.

**Alternative Bestimmung der Peakbreite** Eine zweite Variante, um die Breite des Peaks in Abbildung 5.3 und damit die Genauigkeit der Spurbestimmung zu ermitteln, ist die Berechnung anhand des FWHM<sup>5</sup> der korrigierten Verteilung. Um die Ergebnisse der beiden Rechenvarianten vergleichbar zu machen, wird der Wert des FWHM in Gleichung

---

<sup>5</sup>Full Width Half Maximum, Breite des Peaks bei seiner halben Höhe

### Histogramme

	$\sigma$	Mean $\mu$	Schiefe v	FWHM
ohne Korrektur	3.796 Pads	0.01322 Pads	$1.7 \cdot 10^{-2}$	-
mit Korrektur	3.778 Pads	0.05167 Pads	$-7.2 \cdot 10^{-3}$	$0.8 \pm 0.1$ Pads

### Fits

	$\sigma / \text{Padbreite}$	$\chi^2 / \text{ndf}$
Gauß-Fit 1	$0.2819 \pm 0.0018$	84.1
Gauß-Fit 2	$0.3335 \pm 0.0013$	198.56

Tabelle 5.2: Kenngrößen der Histogramme und Fits in Abb. 5.3

5.4 in die Standardverteilung umgerechnet.

$$\text{FWHM} = 0.8 \pm 0.1 \quad (5.3)$$

$$\Rightarrow \sigma = \frac{\text{FWHM}}{2\sqrt{2 \ln 2}} = 0.3397 \pm 0.0425 \quad (5.4)$$

$$\Rightarrow \Delta x = \frac{\sigma \cdot 7\text{mm}}{\sqrt{2}} = 1.6816 \pm 0.2102 \quad (5.5)$$

Der Fehler für FWHM wurde anhand der Binbreite des Histogramms abgeschätzt. Wie man in Gleichung 5.5 sehen kann, unterscheidet sich das Ergebnis dieser Variante kaum von dem Wert in Gleichung 5.2.

Die komplette Analyse wurde zunächst für einen einzelnen Messdurchgang erstellt und dann einzeln auf die ausgewählten Runs angewendet. Wie in Kapitel 5.3 dargestellt, weichen die Ergebnisse der Runs kaum voneinander ab und die Runs können auch gemeinsam analysiert werden. Daher wurden hier nur Werte und Histogramme aus der abschließenden Analyse mit konsolidierten – und daher genauereren – Daten gezeigt. Die Daten sind genauer, da durch die Vergrößerung der Stichprobe die statistische Unsicherheit verringert wird.

## 5.3 Runs vergleichen und konsolidieren

Die hier gezeigte Analyse verwendet Daten aller Runs zugleich, um durch die bessere Statistik genauere Ergebnisse zu erzielen. Dies ist möglich, da in allen verwendeten Runs der Versuchsaufbau identisch war [Gro15]. Abbildung 5.4 zeigt, dass die Steigungen der

Korrekturgeraden aus den einzelnen Runs nur im Rahmen ihrer statistischen Unsicherheiten variieren. Daher konnten die in Kapitel 5 gezeigten Histogramme mit Daten aus allen Runs gefüllt werden, um dann einen gemeinsamen Korrekturfaktor zu ermitteln und anzuwenden.

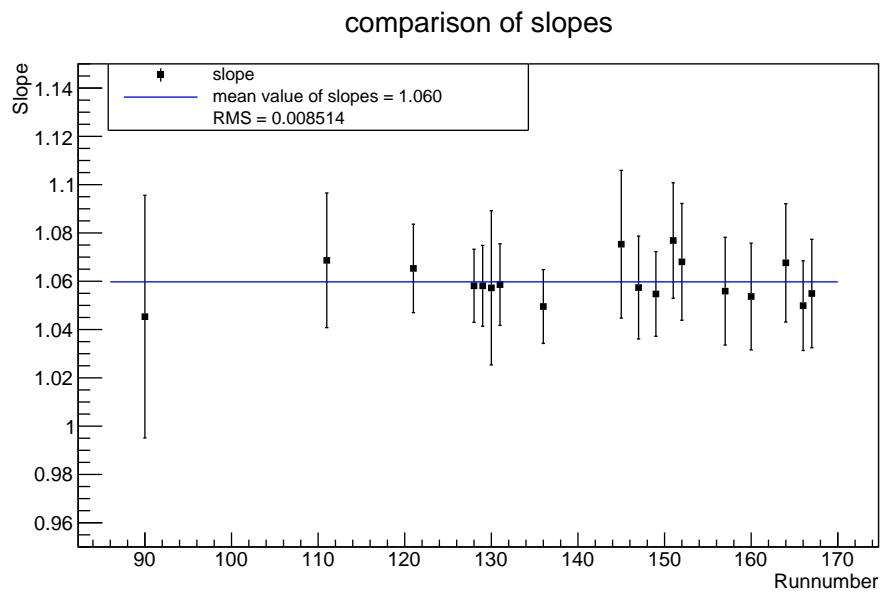


Abbildung 5.4: Steigungen der Korrekturgeraden bei der Analyse von einzelnen Runs. Die Steigung – und damit der Korrekturfaktor – ist für alle untersuchten Runs im Rahmen der statistischen Schwankungen gleich. Die mittlere Abweichung beträgt nur 0.8 %

## 5.4 Verifizierung der Ergebnisse

Die Ortsauflösung der MWPCs des CBM-TRD beträgt ungefähr  $300\mu\text{m}$  [CBM17, S. 18]. Dieser Wert wurde zunächst auch für die Genauigkeit der Ortsbestimmung in dieser Analyse erwartet. Wie die Gleichungen 5.2 und 5.5 zeigen, liegt der ermittelte Wert aber bei beiden Verfahren um einen Faktor fünf höher. Dies hat hauptsächlich zwei Ursachen: Zum einen Streuungseffekte an Material, das sich zwischen Target und Detektor befindet beziehungsweise auch am Material der Detektoren selbst. Zum anderen beeinflusst die Strahlgeometrie die Auflösung wesentlich.

Da das Materialbudget der übrigen Versuchsaufbauten (siehe Position 1-3 in Abb. 4.1) unbekannt ist, konnte im Rahmen dieser Analyse nicht ermittelt werden, wie viel Mehrfachstreuung an diesen Aufbauten auftritt und welchen Einfluss diese auf die gemessene Ortsauflösung der TRD-Prototypen hat.

Um die Auswirkungen unterschiedlicher Strahlgeometrien besser zu verstehen, wurde eine Simulation erstellt, die die Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Strahlfokussierung und der Targetgröße berechnet. Hierbei wurde der Bleistrahl des SPS mit einem kreisförmigen Querschnitt angenommen, dessen Intensität vom Zentrum des Kreises aus gaußförmig abnimmt. Der simulierte Detektoraufbau und die zu bestimmenden Variablen sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Abbildung 5.6 zeigt die Ergebnisse dieser Simulation.

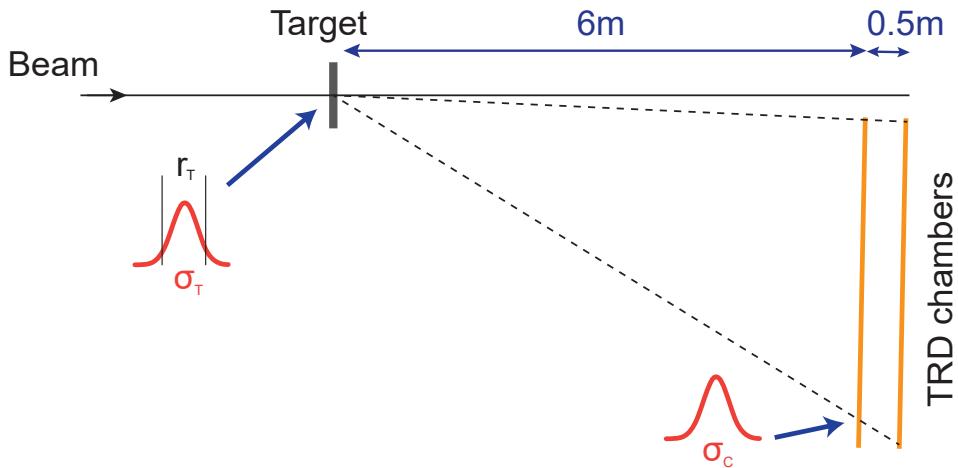


Abbildung 5.5: Skizze des Versuchsaufbaus, wie er in der Simulation implementiert ist.  $r_T$  bezeichnet den Radius des Targets,  $\sigma_T$  die Standardabweichung der Gaußform des Strahlprofils.  $\sigma_c$  steht für die Ortsauflösung der einzelnen Kammern und ist auf  $300\mu\text{m}$  gesetzt.

Die gefundenen Ergebnisse für  $\Delta x \approx 1.6\text{mm}$  lassen sich in der Simulation bei einer Standardabweichung des Strahlprofils von ca.  $23\text{mm}$  mit einem Targetradius von mindestens  $37\text{mm}$  erreichen. Das entspricht in guter Näherung den tatsächlichen Werten des Versuchsaufbaus.

Abbildung 5.7 zeigt Ergebnisse aus einer anderen Testkampagne, die in [Ber14, Kap. 8.2.2] beschrieben wird. Vor allem für Impulse kleiner  $5\text{ GeV}/c$  wurden mit Mehrfach-

streuung an diesem Versuchsaufbau Ortsauflösungen von TRD-Prototypen in der Größenordnung von 1mm bis 1.9mm gefunden. Dies deckt sich mit den hier ermittelten Werten.

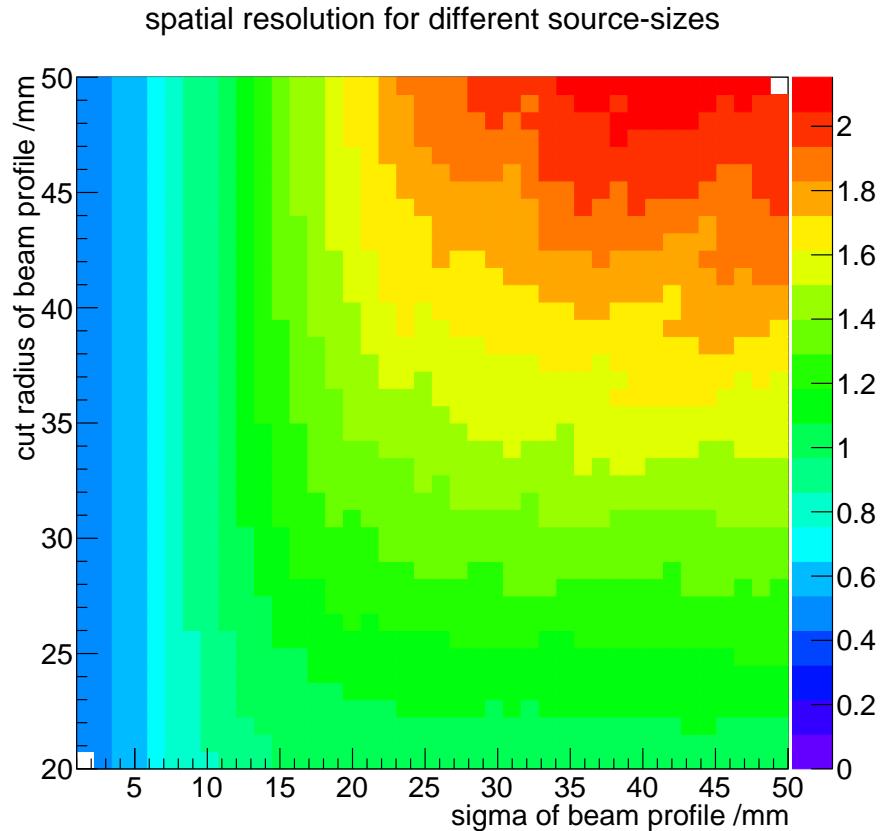


Abbildung 5.6: Simulationsergebnisse zur Strahlgeometrie. Die Farbskala gibt die mögliche Ortsauflösung des Versuchsaufbaus in mm an. Auf der x-Achse ist die Standardabweichung  $\sigma_T$  des gaußförmig fokussierten Strahls abgebildet. Auf der y-Achse der Kreisradius  $r_T$ , ab dem die Strahlintensität auf null gesetzt wird. Dies beschreibt die Begrenzung des Strahls durch die Abmessungen des Targets.

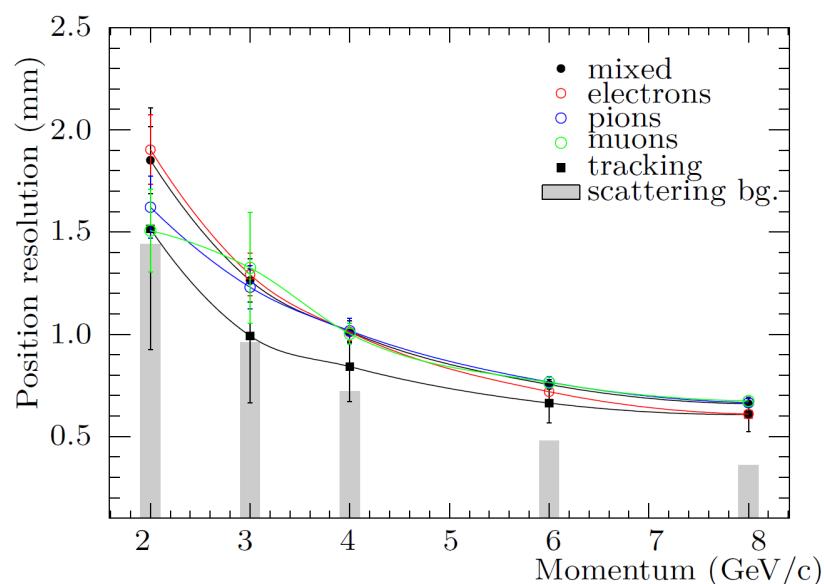


Abbildung 5.7: Ortsauflösung als Funktion des Teilchenimpulses. Gemessen bei einer Testkampagne mit anderen CBM-TRD Prototypen am CERN-PS in 2012. [Ber14, Kap. 8.2.2]

## 6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurden Daten hinsichtlich der Frage ausgewertet, wie gut mit dem Versuchsaufbau am SPS 2015 die Rekonstruktion von Teilchenspuren gelingt. Bei dieser Testkampagne wurden zwei CBM-TRD Prototypen aus Münster und Frankfurt verwendet. Für diese Arbeit wurden zunächst alle Daten der Strahlzeit mit dem Clusterizer der Root-Klasse `CbmTrdTimeCorrel` analysiert, um einen Überblick über Qualität und Quantität der Daten zu erhalten.

Anschließend wurde die Klasse um die Extraktion der zeitlich koinzidenten Cluster erweitert und auf die Daten der als geeignet angesehenen Messdurchgänge angewendet. Kriterien dafür waren zum einen, dass beide SPADICs kontinuierlich Daten ausgelesen und an die DAQ-Chain weitergegeben haben und zum anderen dann auch eine möglichst hohe Anzahl an Ereignissen gemessen wurde. Als nächstes wurde die Genauigkeit der Ortsmessung von Teilchenspuren in den beiden TRD-Prototypen untersucht. Hierbei zeigte sich, dass aufgrund einer leichten Asymmetrie des Versuchsaufbaus eine geometrische Korrektur der Daten notwendig ist. Es wurde ein Algorithmus entwickelt, der einen Korrekturfaktor ermitteln und auf die Daten anwenden kann.

Wie erwartet ergab sich für alle Messdurchgänge der gleiche<sup>1</sup> Korrekturfaktor, da der Versuchsaufbau während der Strahlzeit nicht verändert wurde. Daher konnten nun die ausgewählten Messdurchgänge in einem Datensatz zusammengefügt werden, um die Analyse noch einmal auf diesen Datensatz anzuwenden. Damit wurde aufgrund der höheren Anzahl von gemessenen Teilchenspuren die statistische Unsicherheit verringert.

Nun war es möglich, anhand der korrigierten Daten die räumliche Genauigkeit der Teilchenspurmessung in den beiden verwendeten TRD-Prototypen abzuschätzen. Anhand einer Monte-Carlo-Simulation, die Strahlprofil, Targetgröße und Ortsauflösung der einzelnen Kammern einbezieht, konnte das Ergebnis verifiziert werden. Der erhaltene Wert deckt sich zudem mit Ergebnissen aus einer Strahlzeit in 2012. Dort konnte durch Einbeziehung der Mehrfachstreuung der Wert noch verbessert werden, dies war jedoch in der aktuellen Analyse nicht möglich, da keine genauen Informationen über das Materialbudget der übrigen Aufbauten in der Versuchshalle vorliegen.

---

<sup>1</sup>Im Rahmen der statistischen Unsicherheiten

# Literatur

- [Ber14] Cyrano Bergmann. „Development, Simulation and Test of Transition Radiation Detector Prototypes for the Compressed Baryonic Matter Experiment at the Facility for Antiproton and Ion Research“. Dissertation. Westfälische Wilhelms Universität Münster, 2014.
- [BKB15] C. Bergmann, P. Kähler und R. Behrendes. „Combined MWPC prototype test of Münster and Frankfurt using SPADICv1.0 data taking at CERN-SPS/T2-H4 in 2015“. In: *CBM Progress Report 2015*. Hrsg. von V. Friese, C. Sturm und A. Toia. GSI, 2015.
- [Büs15] Prof. Dr. Henner Büsching. „Kerne und Teilchen 1 - Die Quarkstruktur der Materie“. Vorlesungsscript. Institut für Kernphysik Frankfurt, 2015.
- [CBM17] The CBM Collaboration. *Technical Design Report for the CBM*. GSI Darmstadt, 2017.
- [Com10] Wikimedia Commons. *Standard Model of Elementary Particles*. Bearbeitet von D. Spicker. 2010. URL: [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles-de.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg) (besucht am 13.03.2018).
- [Fair18] *The Fair Complex*. 2018. URL: <http://www.fair-center.de/typo3temp/pics/792302cced.jpg> (besucht am 22.11.2017).
- [FH11] Kenji Fukushima und Tetsuo Hatsuda. „The phase diagram of dense QCD“. In: *Reports on Progress in Physics* 74.1 (2011), S. 014001. DOI: 10.1088/0034-4885/74/1/014001.
- [Gro15] The CBM-TRD Working Group. *Labjournal CBM beamtime Nov. 2015 at SPS*. Labortagebuch. 2015.
- [Gut+06] H. Gutbrod u. a. *FAIR baseline technical report*. Darmstadt: GSI, 2006. ISBN: 3-9811298-0-6.
- [KW16] H. Kolanoski und N. Wermes. *Teilchendetektoren*. 1. Aufl. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2016. ISBN: 978-3-662-45350-6.

## LITERATUR

---

- [Mun16] Philipp Munkes. „Ereignis-Rekonstruktion für CBM TRD-Testdaten“. Bachelorthesis. Westfälische Wilhelms Universität Münster, 2016. URL: [https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik\\_kp/agwessels/thesis\\_db/ag\\_wessels/munkes\\_2016\\_bachelor.pdf](https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agwessels/thesis_db/ag_wessels/munkes_2016_bachelor.pdf).
- [Pat+16] C. Patrignani u.a. „Review of Particle Physics“. In: *Chin. Phys.* C40.10 (2016), S. 100001. DOI: 10.1088/1674-1137/40/10/100001.

# **Eigenständigkeitserklärung**

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, den \_\_\_\_\_

Unterschrift: \_\_\_\_\_