

Entwicklung eines Teststands zur Untersuchung von Transition-Radiation-Detektoren für das CBM-Experiment

Bachelorarbeit
am Institut für Kernphysik

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

Pascal Dillenseger

November 2010

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	9
2. Die Physik des Quark-Gluon-Plasmas	11
3. Das CBM-Experiment	15
3.1. Die „Facility for Antiproton and Ion Research“	15
3.2. Der Aufbau des CBM Detektorkomplexes.....	15
4. Der Transition-Radiation-Detektor	18
4.1. Die Funktionsweise eines TRDs	18
4.1.1. Das Prinzip der Übergangsstrahlung	18
4.1.2. Der Aufbau eines TR-Detektors.....	19
4.1.3. Der Aufbau einer MWPC-Auslese	19
4.2. Der CBM-TRD.....	21
4.2.1. Die Anforderungen an den CBM-TR-Detektor	21
4.2.1. Die Frankfurter CBM-TRD Prototypen	21
5. Die Messungen am CBM-TRD-Teststand	25
5.1. Der CBM-TRD-Teststand	25
5.1.1. Anforderungen an den Teststand	25
5.1.2. Aufbau des Teststands	26
5.2. Grundlegende Messungen mit den Prototypen.....	28
5.2.1. Verstärkungskurven anhand von Strommessungen.....	28
5.2.2. Ereignis Betrachtung und Impulsbodenkorrektur.....	29
5.2.3. Spektrale Analyse der Fe ⁵⁵ und Cd ¹⁰⁹ Gammaquellen	35
5.3. Die „Time over Threshold“ sensitive Auslese.....	43
5.3.1. Einführung in die „Time over Threshold“ Auslese	43

5.3.2. Messaufbau und Durchführung.....	43
5.3.3. Das „Time over Threshold“ Energiespektrum.....	50
6. Zusammenfassung und Fazit	52
7. Anhang	53
7.1. Tabellarische Darstellung der Umgebungsvariablen der Messreihen.....	53
7.2. Zusätzliche Histogramme	53
Literaturverzeichnis:.....	57

1. Einleitung

„...und dann kam der Knall und ein heißes energiegeladenes Gemisch aus Quarks und Gluonen erblickte das Licht der Welt.“ So oder so ähnlich geschah vor ca. 15 Milliarden Jahren etwas, das wir heute mit der „Urknall Theorie“ beschreiben. Da den meisten Naturwissenschaftlern jedoch „so oder so ähnlich“ nicht reicht, streben wir danach, mehr über den Ursprung unserer Existenz zu lernen. Man vermutet, dass kurz nach dem Urknall die Materie in einem Zustand, der heute Quark-Gluon-Plasma (QGP) genannt wird, existierte. Es wird angenommen, dass im Inneren von Neutronensternen die Materie auch im Zustand des Quark-Gluon-Plasmas befindet. Neutronensterne sind ein Endstadium von Sternen, in denen eine enorm hohe Teilchendichte vorzufinden ist. Um die Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas zu ermöglichen, werden große Forschungsanlagen gebaut, in denen Forscher aus allen Ländern gemeinsam versuchen, das Universum und unsere Welt besser zu verstehen.

Das FAIR-Projekt („Facility for Antiproton and Ion Research“) ist ein Ausbau einer solchen Forschungsanlage, um unter anderen weiterführende Untersuchungen des Quark-Gluon-Plasmas zu ermöglichen. Im Rahmen von FAIR sollen neue Ringbeschleuniger auf dem Gelände der seit 1969 bestehenden Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) gebaut werden. Diese sollen einen Umfang von 1100 m haben und hochenergetische Teilchenstrahlen zur Verfügung stellen. Mit Hilfe dieser Teilchenstrahlen kann dann unter anderem auch das Quark-Gluon-Plasma weiterführend untersucht werden.

Erste Hinweise auf die künstliche Erzeugung dieses Zustands wurden am CERN („Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire“) und am Brookhaven National Laboratory gemessen. Nach aktueller Meinung muss, damit Materie in den Zustand des Quark-Gluon-Plasmas übergeht, die Kombination aus Dichte und Temperatur einen kritischen Wert überschreiten. Um mehr über die Bedingungen für einen Phasenübergang und den Vorgang an sich zu lernen, werden verschiedene Kombinationen von Dichte und Temperatur durch unterschiedliche Experimente untersucht.

Der Bereich der hohen Temperaturen wird aktuell am CERN untersucht. Dort wurde der „Large Hadron Collider“ (LHC) installiert, ein Teilchenbeschleuniger, der Protonen und Schwerionen mit besonders hohen Energien kollidieren lässt. Am LHC beschäftigen sich vor allem die Forscher des „A Large Ion Collider Experiments“ (ALICE) mit der Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas.

An der FAIR Beschleunigeranlage soll der Zustand des Quark-Gluon-Plasmas vor allem durch hohe Dichten erreicht werden. Ob dort ein Phasenübergang in das Quark-Gluon-Plasma erreicht werden kann und wie sich die Materie bei den erhofften hohen Dichten verhält, soll dann von dem „Compressed Baryonic Matter“ (CBM) Experiment erforscht werden. Für dieses Experiment wird zurzeit ein neuer Detektorkomplex entwickelt. Bei der Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas trägt die Identifizierung von Elektronen eine wichtige Rolle, dafür soll ein Transition-Radiation-Detektor (TRD), ein RICH-Detektor („Ring Imaging Cherenkov“) und ein elektromagnetisches Kalorimeter installiert werden. Alle geplanten Detektoren müssen an die Anforderungen des CBM-Experiments angepasst werden, dabei sieht man vor allem die erwarteten hohen Teilchenraten in den Detektoren als potentielle Problemquelle. Um die

Leistungsfähigkeit der Detektoren zu untersuchen und anzupassen werden Prototypen entwickelt, welche auf ihre Eigenschaften getestet werden. Damit diese Untersuchungen für die in Frankfurt entwickelten TRD-Prototypen durchgeführt werden können, wurde im Rahmen dieser Bachelorarbeit ein Teststand entwickelt, mit dem erste Prototypen auf ihre Eigenschaften getestet wurden.

2. Die Physik des Quark-Gluon-Plasmas

Das Mitte des 20. Jahrhunderts entwickelte und heute führende Modell zur Beschreibung der Elementarteilchenphysik ist das *Standardmodell*. Dieses geht von drei verschiedenen Sorten von Elementarteilchen aus. Dabei wird grundlegend zwischen den Materieteilchen, den *Quarks* und *Leptonen*, und den *Austauschteilchen* unterschieden. Die uns bekannte Materie wird aus den Quarks zusammengesetzt. Für alle Materieteilchen, existiert ein jeweiliges *Antiteilchen*, welches die gleiche Masse wie sein komplementäres Teilchen hat, jedoch gerade die gegenteilige Ladung.

Im Standardmodell gibt es vier Sorten von *Wechselwirkungen*, diese beschreiben das Verhalten von Materie miteinander. Es gibt die Gravitation, welche die Wechselwirkung der Masse der Teilchen miteinander beschreibt. Die elektromagnetische Wechselwirkung, welche bei elektrisch geladenen Teilchen auftritt, das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon (γ). Elektromagnetisch wechselwirken die Quarks die Elektronen (e), Myonen (μ), die Tauonen (τ) und die jeweiligen Antiteilchen. Die schwache Wechselwirkung ist die einzige Kraft die auf Neutrinos (ν) wirkt, die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung sind die Z^0 - und W^\pm -Bosonen. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung werden auch zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht. Die vierte Wechselwirkung ist die starke Wechselwirkung, diese dominiert auf Entfernungen, die einem Atomkern und kleiner entsprechen. Sie wirkt auf die Quarks mit Hilfe der Gluonen (g) als Austauschteilchen. Tabelle 1 fasst die Elementarteilchen des Standardmodells zusammen.

Quarks	up	charm	top	
	down	strange	bottom	
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	
	e	μ	τ	
Austauschteilchen	γ	g	Z	W

Tabelle 1: Die Elementarteilchen des Standardmodells [Par06]

Die Quarks werden durch die starke Wechselwirkung zu *Hadronen* verbunden. Die Hadronen werden in zwei Gruppierungen unterteilt, die *Baryonen*, welche aus drei Quarks bestehen, und die Mesonen, welche aus zwei Quarks bestehen. Die uns alltäglich umgebende Materie besteht aus Baryonen und wird daher auch als *baryonische* Materie bezeichnet, als Beispiel können hier das Proton und das Neutron genannt werden, diese bestehen aus Kombinationen von up- und down-Quarks. Ein Beispiel für Mesonen sind die Pionen, hierbei handelt es sich aus Kombination aus up- und down-Quarks mit einem anti-up- oder anti-down-Quark.

Während es bei der elektromagnetischen Wechselwirkung nur zwei Ladungszustände positiv und negativ gibt, wird die Ladung der starken Wechselwirkung in sechs Ladungszustände unterteilt. Die Ladung der starken Wechselwirkung wird als *Farbladung* bezeichnet, die Ladungszustände sind mit

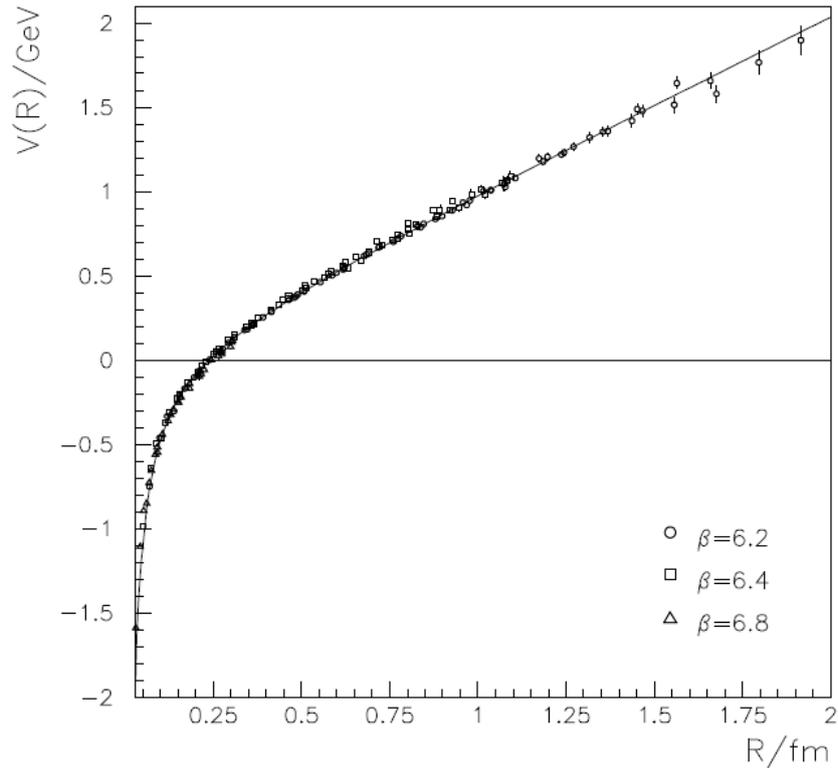


Abbildung 1: Verlauf des Potentials (V) der starken Wechselwirkung, angepasst an Messdaten. Im Gegensatz zum Coulomb-Potential nimmt die im Potential gespeicherte Energie mit steigendem Abstand (r) der Konstituenten zu. [Bal93]

rot, grün, blau und den jeweiligen Antifarben benannt. Das Wissen aus Experimenten und die theoretischen Überlegungen zu dem Verhalten der starken Wechselwirkung wurden in der Wahl des Potentials der starken Wechselwirkung zusammengeführt.

Der Potentialverlauf der starken Wechselwirkung (siehe Abbildung 1) wird durch folgende mathematische Zuordnung beschrieben:

$$V = -\frac{4\alpha_s \hbar c}{3r} + kr \quad (1.1)$$

Mit steigendem Abstand (r) nimmt die im Potential (V) gespeicherte Energie zu. Mit sinkendem Abstand nimmt die gespeicherte Energie ab. Dieser Verlauf entspricht auf für kleine Abstände dem Verlauf des Potentials der elektromagnetischen Wechselwirkung; bei großen Abständen geht das Potential der elektromagnetischen Wechselwirkung jedoch gegen 0. Ein Grund für die Wahl dieses Potentialverlaufs ist die Gegebenheit, dass bisher keine einzelnen freien Quarks gemessen werden konnten. Man geht davon aus, dass Quarks nur in *farbneutralen* Objekten vorkommen. Dabei bedeutet die Bezeichnung farbneutral, dass sich entweder Farbe und Antifarbe neutralisieren, oder alle drei Farben bzw. Antifarben sich zusammenschließen und dadurch ein nach außen farbneutrales Objekt erzeugen. Der Einschluss der Quarks in farbneutrale Objekte wird als *Confinement* bezeichnet. Das in (1.1) verwendete α_s ist die *Kopplungskonstante* der starken Wechselwirkung, sie gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit zwei Teilchen miteinander stark wechselwirken. Im

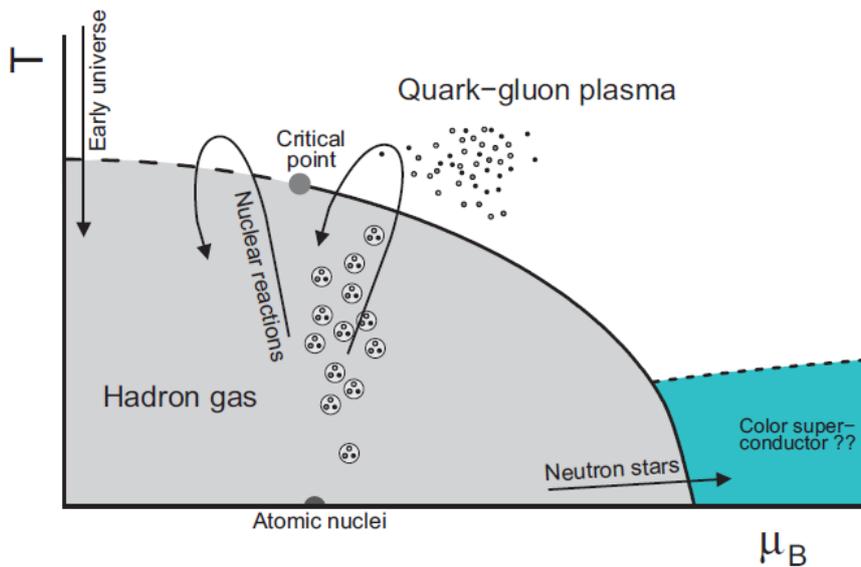


Abbildung 2: Das Phasendiagramm der starken Wechselwirkung. T entspricht der Temperatur und μ_B dem baryo-chemischen Potential, welches wiederum der Baryondichte entspricht. Die schwarz eingezeichnete Kurve gibt die kritische Energiedichte für die jeweilige Kombination an. [KB05]

Gegenüber der Kopplungskonstanten der elektromagnetischen Wechselwirkung ist α_s nicht konstant [Pov06], sie nimmt mit steigenden *Impulsüberträgen* zwischen den Teilchen ab. Dabei sind hohe Impulsüberträge das kinematische Äquivalent zu einem geringen Abstand der wechselwirkenden Teilchen. Daraus folgt also, dass Quarks bei sehr geringen Abständen als quasi freie Teilchen angenommen werden können. Wird dieser Zustand der Materie erreicht, in dem sich die Quarks frei bewegen können, spricht man von einem Übergang in die Phase des *Quark-Gluon-Plasmas* (QGP). Der Materiezustand des Quark-Gluon-Plasmas kann nach dem Potential der starken Wechselwirkung durch hohe Impulsüberträge erreicht werden. Hohe Impulsüberträge entsprechen einer hohen *Energiedichte*, dabei ist die Energiedichte eine Kombination aus Temperatur und Baryondichte. Natürliche Systeme, bei denen vermutet wird, dass der Zustand des Quark-Gluon-Plasmas vorliegt, sind zum Beispiel das besonders heiße Universum direkt nach dem Urknall oder Neutronensterne, also Sterne in denen eine besonders hohe Dichte vorliegt.

Um den Zustand des Quark-Gluon-Plasmas künstlich zu erzeugen, werden Teilchenbeschleuniger verwendet, sie beschleunigen Teilchen auf sehr hohe Energien und lassen sie dann *kollidieren*. Bei den verwendeten Teilchen handelt es sich um schwere Ionen, da sie das nötige Volumen und die benötigte hohe Hadronenanzahl für einen Phasenübergang haben.

Ähnlich wie bei makroskopischen Phasenübergängen wird angenommen, dass es verschiedene Möglichkeiten gibt, einen Phasenübergang zu erzeugen. Wie zuvor bereits erwähnt, geht man davon aus, dass ein Phasenübergang durch geringe Teilchenabstände also hohe Energiedichten erreicht wird. Aus der theoretischen Kernphysik wurde hierzu das Phasendiagramm der starken Wechselwirkung entwickelt. Es beschreibt mit welchen Kombinationen von baryonischer Dichte und Temperatur ein Phasenübergang erreicht werden kann.

Abbildung 2 zeigt das Phasendiagramm, die eingezeichnete Kurve entspricht der Grenze zwischen dem *Hadronengas*, dem Zustand der hadronischen Materie, in

dem die Quarks dem Confinement unterliegen, und dem Quark-Gluon-Plasma. Bei hohen Temperaturen sollte ein Zustand der Materie erreicht werden, welcher dem kurz nach dem Urknall entspricht (siehe Abbildung 2, links oben). Der in Neutronensternen vermutete Zustand sollte bei hohen Dichten erreicht werden (siehe Abbildung 2, rechts unten). Zur besseren Vergleichbarkeit ist die Kombination von Dichte und Temperatur in einem Atomkern (in Abbildung 2 als Atomic nuclei bezeichnet) eingetragen.

Die Herausforderung für die Experimente liegt nun darin, diese Vorgänge zu beobachten. Dazu werden aus der Theorie vorhergesagte *Signatures* für das Quark-Gluon-Plasma untersucht. Signatures sind messbare Größen, deren Verhalten durch den Phasenübergang beeinflusst wird. Ein Beispiel für eine solche Signatur ist die J/ψ -Unterdrückung [Mat86]. Bei dem J/ψ handelt es sich um ein Meson, welches aus einem charm- und einem anti-charm-Quark besteht. Das J/ψ -Meson wird in den Kollisionen der beschleunigten Teilchen erzeugt und zerfällt dann unter anderem in ein Elektron-Positron- oder Myon-anti-Myon-Paar. Kommt es jedoch zu einem Phasenübergang in das Quark-Gluon-Plasma, wird die Bindung zwischen dem charm- und dem anti-charm-Quark von den leichteren up- und down-Quarks abgeschirmt und es entstehen anstatt des J/ψ -Meson die leichteren D-Mesonen, Kombinationen aus up- oder down-Quarks mit charm- oder anti-charm-Quarks. Die D-Mesonen, welche eine deutlich geringere Masse als die J/ψ -Mesonen haben, zerfallen wiederum in Elektronen. Um nun feststellen zu können, ob sich das Verhalten der Signatures verändert hat, sind Referenzdaten zum Vergleich notwendig. Dazu werden Proton-Proton- und Proton-Kern-Kollisionen durchgeführt und das Verhalten der Signatures betrachtet. Die Proton-Kern-Daten werden benötigt um die Beeinflussung der Kernmaterie auf die Signatures zu bestimmen. Im Falle der J/ψ -Mesonen kommt es bereits bei den Proton-Kern Kollisionen zu einer Unterdrückung der Rate, die Unterdrückung wird jedoch durch den Phasenübergang noch einmal signifikant größer [Na97].

Wie oben beschrieben, zerfallen die J/ψ -Mesonen in Elektron-Positron-Paare, also müssen für die Experimente, welche das Phasendiagramm der starken Wechselwirkung anhand der J/ψ -Mesonen untersuchen wollen, Detektoren entwickelt werden, die Elektronen gut identifizieren und deren Impuls und Energie möglichst genau bestimmen können.

Eine Kollaboration, die plant das Phasendiagramm bei hoher baryonischer Dichte zu untersuchen, ist das CBM-Experiment („Compressed Baryonic Matter“). Auch bei CBM werden Detektoren zur Elektronenidentifizierung benötigt, dafür sollen hauptsächlich Transition-Radiation-Detektoren (TRD) verwendet werden. Der Aufbau des CBM-Experiments wird in Kapitel 3 beschrieben. Die Funktionsweise und die Untersuchung von ersten Prototypen für die TRDs werden in Kapitel 4 und 5 beschrieben.

3. Das CBM-Experiment

3.1. Die „Facility for Antiproton and Ion Research“

Bei dem FAIR-Projekt („Facility for Antiproton and Ion Research“) handelt es sich um einen Ausbau der GSI Forschungsanlage in Darmstadt, zur weiterführenden Forschung im Bereich der Schwerionen- und Antiprotonphysik. An dem Projekt sind bisher 17 Länder beteiligt. Der wichtigste Teil des Ausbaus sind zwei neue Synchrotron-Beschleuniger, welche nacheinander gebaut werden sollen. Zunächst soll der SIS100¹ Beschleuniger installiert werden, der im weiteren Verlauf dann mit dem leistungsstärkeren SIS300² ergänzt werden soll. Die Strahlenergien der FAIR Beschleuniger Anlage bewegen sich deutlich unter den Energien des Large Hadron Colliders (LHC), an welchem von ALICE („A Large Ion Collider Experiment“) das Phasendiagramm bei hohen Temperaturen untersucht wird. In den *Fixed-Target*-Experimenten an dem SIS100 und SIS300 sollen jedoch deutlich höhere Baryondichten in den Kollisionen erreicht werden. Daher kann dort das Ziel des CBM-Experiments die Erforschung des Phasendiagramms bei hohen Dichten erreicht werden. Es soll erforscht werden, ob in diesem Bereich ein Phasenübergang stattfindet, bei welchen Kombinationen von Dichte und Temperatur und welcher Art ein möglicher Phasenübergang in das Quark-Gluon-Plasma ist.

Als besondere Herausforderung an die Detektoren werden die erwarteten hohen Teilchenraten betrachtet. Um trotz der hohen Spurdichten gute Messungen durchführen zu können, werden sehr schnelle Detektoren mit einer geringen *Totzeit* benötigt. Die Totzeit eines Detektors entspricht der Zeitspanne, in der der Detektor nach einem Ereignis nicht in der Lage ist, ein weiteres Ereignis zu messen. Gleichzeitig müssen die Detektoren sehr strahlenhart sein, um lange Lebenszeiten, trotz der hohen Teilchenraten, garantieren zu können. Der geplante Aufbau der Detektoren des CBM-Experiments wird in Kapitel 3.2. beschrieben.

3.2. Der Aufbau des CBM Detektorkomplexes

Prinzipiell müssen die Art des Teilchens, der Impuls, die Masse und die Vertices der zu messenden Teilchen durch den Detektor bestimmt werden, um das Verhalten der Signaturen bestimmen zu können.

Zur Teilchenidentifizierung werden Detektoren verwendet, die teilchenabhängige Signale erzeugen. Zur Impulsbestimmung werden Dipolmagneten verwendet, die die Teilchenbahn impulsabhängig verändern. Die Teilchenbahn wird dann von den *Tracking Detektoren* bestimmt. Anhand der Ablenkung durch das Magnetfeld kann dann der Impuls bestimmt werden. Die Masse der Teilchen wird benötigt für die Bestimmung des Untergrunds, der sich mit der Masse besser identifizieren lässt und um aus ihr und dem Impuls die invariante Masse zu

¹ Schwerionen Synchrotron 100 (Magnetische Steifigkeit = 100 Tm)

² Schwerionen Synchrotron 300 (Magnetische Steifigkeit = 300 Tm)

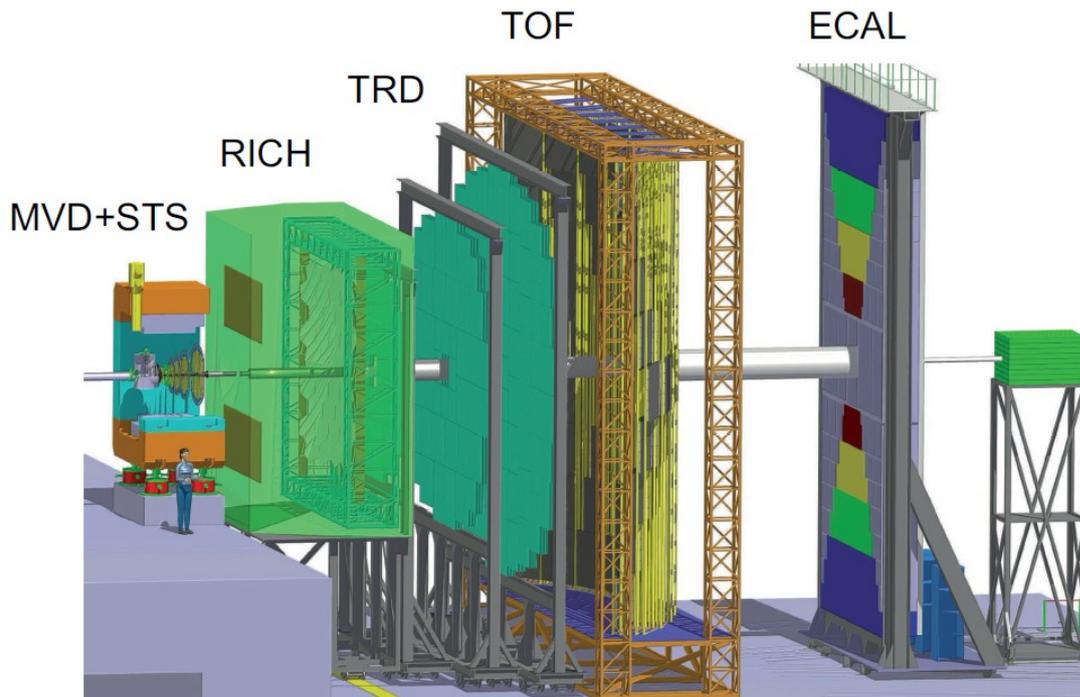


Abbildung 3: Geplanter Aufbau des CBM-Detektorkomplexes zur Elektronenidentifizierung. Die Detektoren sind jeweils mit der Kurzform ihrer Bezeichnung versehen. [Sen09]

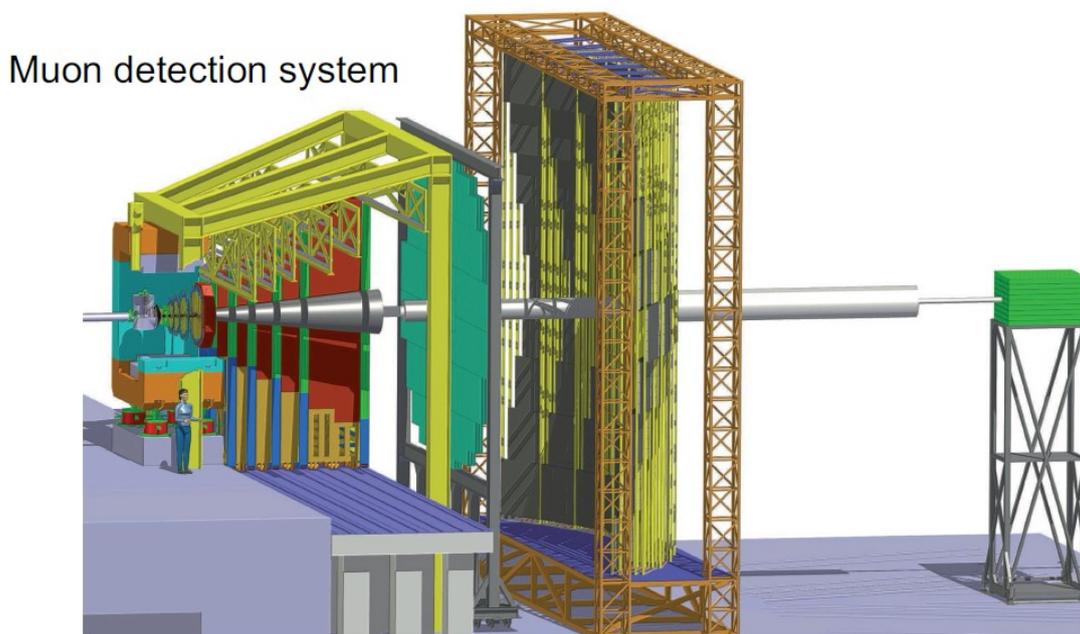


Abbildung 4: Geplanter Aufbau des CBM-Detektorkomplexes zur Myonenidentifizierung. [Sen09]

bestimmen und damit das ursprüngliche Teilchen rekonstruieren zu können. Die *Vertices* entsprechen den Ursprungsorten der Teilchen, mit ihnen kann zurückverfolgt werden, welche Teilchen aus den gleichen Zerfällen entstammen und damit welche invarianten Massen kombiniert werden müssen. Zusätzlich wird ein Detektor benötigt, der die Art der Kollision bestimmt. Es muss bestimmt werden, wie viele der Baryonen aus den Ionen tatsächlich an der

Kollision teilgenommen haben, um feststellen zu können, ob das Kollisionsvolumen groß genug ist (siehe Kapitel 2) um ein Quark-Gluon-Plasma zu erzeugen.

Für den CBM Detektorkomplex wird es voraussichtlich zwei unterschiedliche Varianten geben: Eine legt den Fokus auf Identifizierung von Elektronen und die andere Variante auf die Identifizierung von Myonen. In dem Elektronenaufbau (siehe Abbildung 3) soll es sechs Hauptdetektoren geben, beginnend mit dem Silicon Tracking System (STS) und dem Micro Vertex Detektor (MVD), welche von einem Dipolmagneten umgeben sind und als *Tracking Detektoren* und zur Verticesbestimmung eingesetzt werden. Der erste Detektor außerhalb des Dipolmagneten ist dann ein Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor (RICH) zur Elektronenidentifizierung. Hinter dem RICH Detektor soll sich dann der zweite Detektor zur Elektronenidentifizierung befinden, der Transition-Radiation-Detektor (TRD), der zusätzlich als weiteres Tracking-System für geladene Teilchen eingesetzt werden soll. Danach folgen noch Time-of-Flight-Detektoren (TOF) zur Massenbestimmung von geladenen Teilchen. Um die elektrisch nicht geladenen Photonen zu vermessen wird ein elektromagnetisches-Kalorimeter (ECAL) verwendet. Zur Charakterisierung des Ereignisses bezüglich der Anzahl an teilnehmenden Baryonen wird ein Projectile-Spectator-Detektor verwendet, dieser befindet sich in beiden Abbildungen grün eingefärbt am Ende des Aufbaus. Für den Myonen Aufbau (siehe Abbildung 4) soll der RICH-Detektor gegen Hadronen Absorber und großflächige Tracking Detektoren ausgetauscht werden.

Der TRD ist der Hauptdetektor zur Elektronenidentifizierung; mithilfe der Übergangsstrahlung können die Elektronen in den TRDs von anderen elektrisch geladenen Teilchen unterschieden werden. Seine Funktionsweise wird im folgenden Kapitel beschrieben.

4. Der Transition-Radiation-Detektor

4.1. Die Funktionsweise eines TRDs

4.1.1. Das Prinzip der Übergangsstrahlung

Übergangsstrahlung (TR) kann entstehen, wenn ein geladenes Teilchen die Grenze von zwei Medien mit unterschiedlicher *Permittivität* passiert, wobei die Permittivität die elektrische Leitfähigkeit eines Mediums ist. Für diesen Vorgang gibt es unterschiedliche Erklärungsansätze, häufig wird er mithilfe der klassischen Spiegelladung beschrieben. Bei diesem Modell bildet das geladene Teilchen in dem ersten Medium mit seiner Spiegelladung in dem zweiten Medium einen elektrischen Dipol. Durch die Bewegung des Teilchens durch die Medien wird die Dipolfeldstärke zu einer veränderlichen Größe, welche schließlich bei jedem Übergang in das nächste Medium gänzlich verschwindet. Durch die variierende Dipolfeldstärke wird dann die Übergangsstrahlung erzeugt. Die Intensität der Übergangsstrahlung kann aus der klassischen Elektrodynamik abgeleitet werden. Die Abhängigkeit der Intensität pro Frequenzintervall $\left(\frac{dn}{d\omega}\right)$ sieht folgendermaßen aus [Kle92]:

$$\frac{dn}{d\omega} \sim \frac{2\alpha}{\pi\omega} \ln\left(\frac{\gamma\omega_P}{\omega}\right) \quad (4.1)$$

Dabei ist ω_P die Plasmafrequenz des Mediums; diese hängt von der Elektronendichte ZN des Mediums, der Elektronenladung e , der Dielektrizitätskonstante ε_0 und m_e der Masse eines Elektrons ab.

$$\omega_P = \left(\frac{ZN e^2}{\varepsilon_0 m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.2)$$

Die Größe $\alpha = \frac{1}{137}$ ist die elektromagnetische Kopplungskonstante, ω ist die Frequenz der TR-Photonen und γ ist der relativistische- γ -Faktor des passierenden Teilchens.

Aus (4.1) folgt, dass die Intensität proportional zum γ -Faktor des Teilchens ist. Dies bedeutet, dass man anhand der Intensität der Übergangsstrahlung Rückschlüsse auf die Masse des Teilchens ziehen kann. Leichtere Teilchen haben bei gleicher Energie einen höheren γ -Faktor und erreichen dadurch eine höhere Wahrscheinlichkeit Übergangsstrahlung zu erzeugen. Daraus folgt für die Elektronenidentifizierung, dass das deutlich leichtere Elektron durchschnittlich mehr TR-Photonen erzeugt als ein Pion, welches sonst nur schwer vom Elektron zu unterscheiden ist. Um in messbare Größenordnungen für die Intensität der Übergangsstrahlung zu gelangen, muss man möglichst viele Übergänge erzeugen. Gleichzeitig sollte im Detektor selbst möglichst kein TR-Photon verloren gehen.

In der Praxis bewegt sich das Spektrum der TR-Photonen im Bereich von 1 keV

bis 30 keV, höhere Energien sind auch möglich, jedoch ist die Rate vernachlässigbar gering, das Maximum des Spektrums liegt bei ca. 10 keV [Fab75]. Um möglichst hohe TR-Photonen Effizienz zu realisieren, müssen für das CBM-Experiment spezielle Radiatoren und *Auslesedetektoren* entwickelt werden.

4.1.2. Der Aufbau eines TR-Detektors

Ein TR-Detektor besteht prinzipiell aus zwei Teilen, einem *Radiator* und einem *Auslesedetektor*. Im Radiator wird die Übergangsstrahlung erzeugt, dazu müssen, wie zuvor erwähnt, möglichst viele Übergänge zwischen unterschiedlichen Medien erzeugt werden. Um eine Vielzahl von Übergängen zu gewährleisten, werden z.B. sehr dünne Folien in großer Stückzahl mit Gas gefüllten Zwischenräumen hintereinander platziert. Folienradiatoren sind die effizientesten Radiatoren zur Erzeugung von Übergangstrahlung [KB05]. Folienradiatoren haben jedoch den Nachteil, dass sie leicht verformbar sind und es dadurch vor allem bei Detektorsystemen mit unterschiedlichen Positionen und Winkeln zu einer Veränderung der TR-Photonen Effizienz (siehe 4.1.3.) kommen kann.

Bei den ALICE TRDs besteht der Radiator aus einer Sandwichkonstruktion, bei der mehrere Lagen fester polymethacrylimid Schaumstoff für die Stabilität und Matten aus Polypropylenfasern, in welchen viele Übergänge vorhanden sind, zusammengeführt werden. Durch diese Konstruktion kann die nötige Stabilität erreicht werden und gleichzeitig eine ausreichende TR-Effizienz bei geringen Kosten.

Als Detektor kann prinzipiell jeder Aufbau verwendet werden, der geladene Teilchen und Photonen registrieren kann. Besonders bieten sich jedoch Gasdetektoren an, da sie bei geringen Kosten große Flächen abdecken können. Gasdetektoren können zusätzlich so entwickelt werden, dass sie als Tracking-Detektoren eingesetzt werden können.

Hauptsächlich werden MWPCs³ bei TRDs verwendet, es gibt jedoch auch alternative Detektoren die als Auslesedetektor verwendet werden können. Für die CBM-TRDs erscheinen, auf Grund der großen Fläche, MWPCs als die beste Lösung.

4.1.3. Der Aufbau einer MWPC-Auslese

Der Grundaufbau einer MWPC-Auslese wird in Abbildung 5 gezeigt. Die Teilchen fliegen in die mit Gas gefüllte Kammer und ionisieren dort bei Kollisionen das verwendete Gas. Sie bewegen sich dann in Richtung der Anodendrähte, an denen Hochspannung angelegt ist, die ein starkes elektrisches Feld um die Anodendrähte herum erzeugt. Die durch die Ionisation entstandenen freien Elektronen werden durch das elektrische Feld der Anodendrähte beschleunigt und gewinnen dadurch die benötigte Energie um weitere Gasatome

³ Multiwire Proportional Chamber

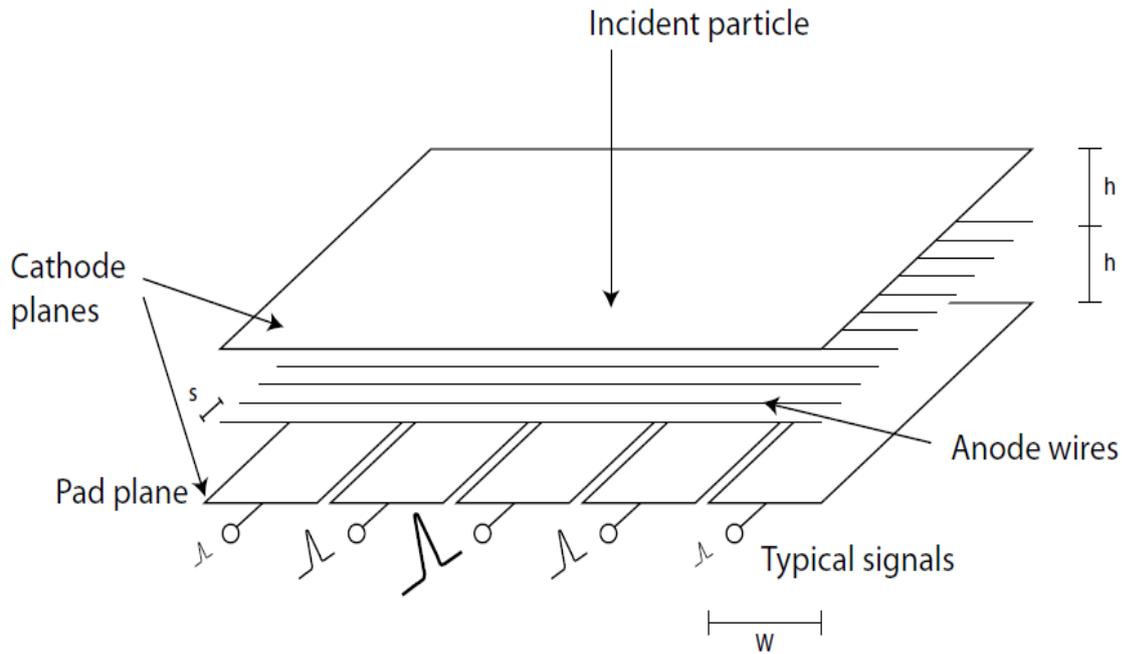


Abbildung 5: Prinzipieller Aufbau einer MWPC mit Kathodenpads. Gezeigt sind die zu erwartenden Signalthöhen bei einem Teilchen, welches in Richtung des mittleren Kathodenpads fliegt. [Gat79]

zu ionisieren. Es kommt um die Drähte herum zu einer „Elektronenlawine“, durch diese fällt dann ein Signal an den Anodendrähten ab.

Durch jede Ionisation entsteht neben dem freien Elektron auch ein positiv geladenes Ion. Diese Ionen bewegen sich durch das elektrische Feld und die von den ionisierenden Elektronen abgegebene kinetische Energie in Richtung der Kathodenebene und induzieren dort ein Signal. In Abbildung 5 ist die Kathodenebene in Form von segmentierten *Kathodenpads* dargestellt, die Segmentierung der Kathodenebene ermöglicht eine ortsauflösende Messung, da je nach Position des zu messenden Teilchens unterschiedliche hohe Signale auf den Kathodenpads induziert werden, in Abbildung 5 z.B. trifft das Primärteilchen die MWPC mittig, dadurch wird in dem mittleren Kathodenpad das größte Signal induziert.

Die Vervielfachung der Sekundärelektronen wird als *Verstärkung* oder *Gain* bezeichnet, wobei die typische Größenordnung für das Gain von MWPCs im Bereich von 10^4 - 10^6 liegt [Leo87], ein Primärelektron erzeugt also eine Elektronenlawine aus ca. 10000-1000000 Elektronen.

Um eine gute Ortsauflösung, welche für das Tracking benötigt wird, der CBM-TRDs gewährleisten zu können, sollen die Kathodenpads ausgelesen werden. Dabei hängt die Ortsauflösung von der Größe der Kathodenpads, aber auch von dem Abstand der Drähte zueinander ab.

Entscheidend für den Einsatz der TRDs ist neben der Ortsauflösung auch die Effizienz, mit der sie Elektronen von Pionen unterscheiden können, diese steht in direkter Beziehung mit der Effizienz, mit der TR-Photonen im Detektor gemessen werden. Die TR-Effizienz von MWPCs hängt von dem verwendeten Gasgemisch ab und der Größe des vorhandenen Gasvolumens, umso größer das Volumen umso höher ist die Wahrscheinlichkeit das erzeugte TR-Photon im Detektor zu messen. Die für den Nachweis selbst verantwortliche Verstärkung

der Elektronen hängt von der Höhe der angelegten Spannung, dem Abstand der Anodendrähte zueinander und dem verwendeten Gasvolumen ab. Das verwendete Gasvolumen ist zusätzlich der dominante Faktor für die Totzeit von TRDs, da es die Wegstrecken vorgibt, die die Elektronen und Ionen zurücklegen müssen, bevor sie ein Signal erzeugen.

4.2. Der CBM-TRD

4.2.1. Die Anforderungen an den CBM-TR-Detektor

Der CBM-TRD muss über mehrere Stationen verteilt insgesamt eine Fläche von 1000 m² abdecken, gleichzeitig muss er schnell und effizient sein, ohne zu hohe Kosten zu erzeugen. In Kapitel 3 wurden bereits die erwarteten hohen Teilchenraten angesprochen und die daraus resultierende Anforderung der kurzen Totzeit des Detektors. Für die MWPC bedeutet dies, dass das Gasvolumen nicht zu groß gewählt werden darf, daher verzichten die GSI/Frankfurter-Prototypen auf ein Driftvolumen im Gegensatz zu den Prototypen aus Dubna. Der Aufbau ohne Driftregion macht die MWPC prinzipiell simpler und kosteneffizienter, was die Entwicklung der TRDs für die geplante große Fläche vereinfacht. Gleichzeitig muss der TRD jedoch auch effizient in der Elektronenidentifizierung sein, was von der Wahl des Gasvolumens im Widerspruch mit der Totzeit steht. Es gilt hier einen geeigneten Kompromiss im Laufe der Entwicklung zu finden.

Abbildung 6 zeigt das Design der von der GSI entwickelten Prototypen, das Design entspricht den Grundideen des Frankfurter-CBM-TRD. Sie sind ohne Driftregion und mit 3mm Abstand zwischen Eingangsfenster und Anodendrähten sowie Kathodenpads und Anodendrähten angefertigt. Die Prototypen variieren durch unterschiedliche Abstände der Anodendrähte zueinander.

Es gibt auch Prototypen aus Dubna, welche mit einer Drift-Region ausgestattet sind (siehe Abbildung 7).

4.2.1. Die Frankfurter CBM-TRD Prototypen

Zurzeit gibt es zwei CBM-TRD-Prototypen in Frankfurt, die im Laufe dieser Arbeit untersucht wurden. Beide Prototypen wurden an der GSI zusammengebaut, es befinden sich zurzeit Prototypen in der Entwicklung, die in Frankfurt gebaut werden. Der schematische Aufbau dieser Prototypen wird in Abbildung 8 gezeigt, die Prototypen bestehen aus einem oberen und einem unteren äußeren Rahmen (grau), auf denen alle anderen Bauteile angebracht werden. Die beiden Rahmenteile werden mit Schrauben und einem O-Ring gasdicht aufeinander fixiert. Auf der Innenseite der Rahmenteile befinden sich Passstifte, mit deren Hilfe die restlichen Bauteile genau zueinander abgestimmt montiert werden können. Oben und unten folgen auf die beiden Rahmenteile die Kathodenebenen (orange) und ihre Rahmen (braun) auf denen sie befestigt sind, diese werden auf die äußeren Rahmenteile geklebt, um die MWPCs gasdicht zu

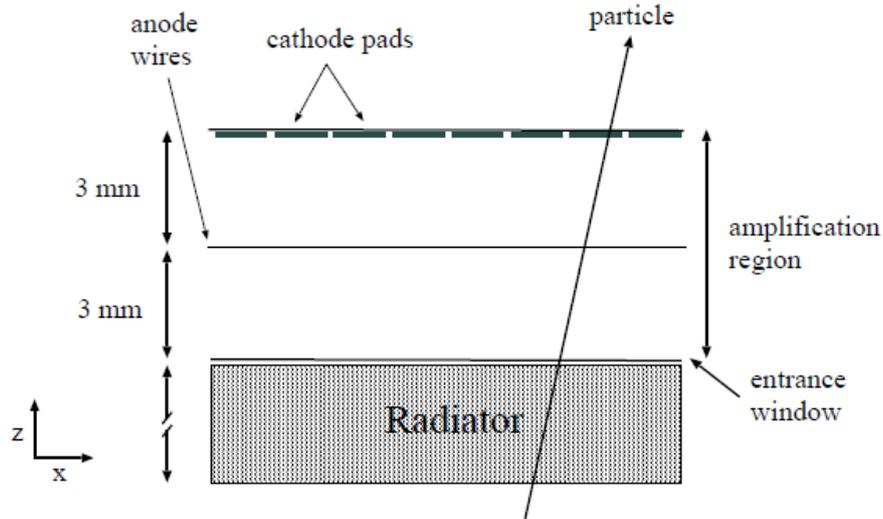


Abbildung 6: Schematischer Querschnitt des GSI/Frankfurt CBM-TRD-Prototypen. Das „entrance window“ ist gleichzeitig die vordere Kathodenebene. Die Abstände der Drähte zu den Kathodenebenen sind jeweils 3mm. Es existiert kein Driftbereich. [CBM05]

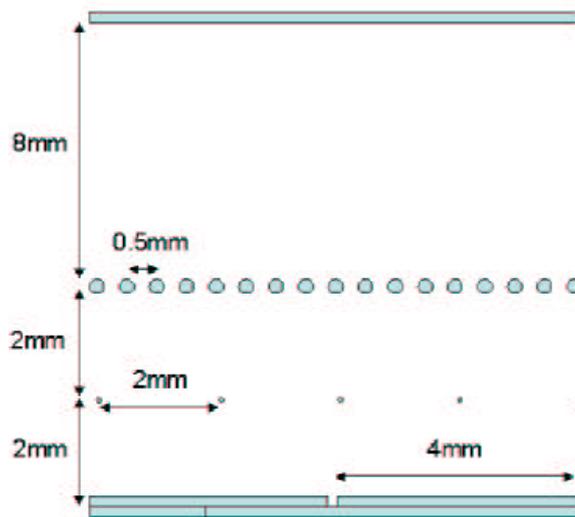


Abbildung 7: Schematischer Querschnitt des Dubna CBM-TRD-Prototyps. Hervorzuheben ist der 8mm lange Driftbereich, welcher in diesem Prototyp vorgesehen ist. [CBM05]

machen. In der Mitte befinden sich die Anodendrähte und der zugehörige Rahmen (grün), dieser wird mit Silikonkleber an den Passstiften fixiert.

Die Anodendrähte:

Bei den beiden verwendeten Prototypen wurden zwei unterschiedliche Drahtabstände gewählt, ein Prototyp wurde mit einem Drahtabstand von 2mm (im weiteren Verlauf als FfM-CBM-1 bezeichnet) und der andere mit einem Drahtabstand von 3mm versehen (FfM-CBM2). Für beide MWPCs wurden Wolframdrähte mit einem Durchmesser von 20 μ m verwendet. Diese sind an S-HV Kupplungen zum Anschluss der Hochspannung verbunden.

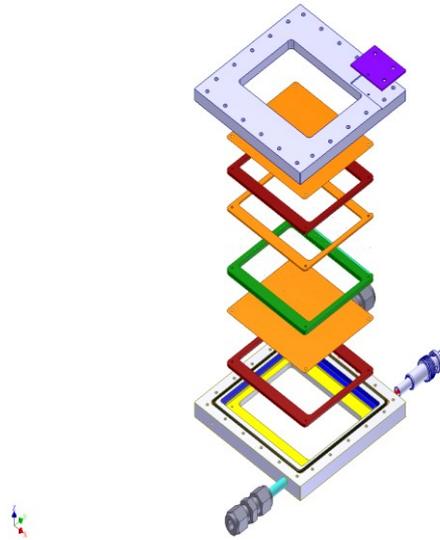


Abbildung 8: Schematischer Aufbau der TRD-Prototypen. In grau sind oben und unten die Fieberglasrahmen zu erkennen. Die beiden Kathodenebenen sind in Orange dargestellt, zugehörig sind in braun die Rahmen der Kathodenebenen gezeigt. In grün ist der Drahtrahmen zu erkennen direkt darüber befindet sich in orange der Abdeckrahmen für die Drähte. [Heh09]

Die äußeren Abmessungen:

Abbildung 9 zeigt FfM-CBM2 und die Abmessungen dieses Prototyps, die Abmessungen von FfM-CBM1 sind die Gleichen. Der aktive Auslesebereich von FfM-CBM1 beträgt, da nicht alle Kathodenpads ausgelesen werden können, $19,2 \text{ cm}^2$, dies entspricht zwei Kathodenpadreihen. Der aktive Auslesebereich von FfM-CBM2 ist $46,61 \text{ cm}^2$ groß, dies entspricht der gesamten Fläche des Eingangsfensters.

Die Kathodenebenen:

Als Eingangsfenster wurde für beide MWPCs alumierte Kaptonfolie verwendet (siehe Abbildung 9). Das Eingangsfenster von FfM-CBM1 wurde mit einer Schraube, welche durch die Folie hindurchgeht, geerdet. Das Eingangsfenster von FfM-CBM2 wurde mit Hilfe von Silberleitkleber⁴ geerdet, der Widerstandswert dieser Verbindung beträgt ca. 1Ω .

Abbildung 10 zeigt die Rückseite mit der auszulesenden Kathodenebene und der Größe der Kathodenpads von FfM-CBM1. Die Kathodenpads sind mit einem neunpoligen Stecker kontaktiert, an den ein Flachbandkabel zur Signalauslese angeschlossen werden kann. Für die auszulesende Kathodenebene von FfM-CBM-2 wurde alumierte Kaptonfolie verwendet, bei der über einen Draht, welcher ebenfalls mit Silberleitkleber kontaktiert ist, die induzierten Signale ausgelesen werden können.

Die Gasanschlüsse der MWPCs bestehen aus Swagelok Kupplungen, deren Verbindungen mit dem Innenraum der MWPCs durch Kleber abgedichtet wurden.

⁴ E-Solder 3025 der Firma Epoxy-Produkte

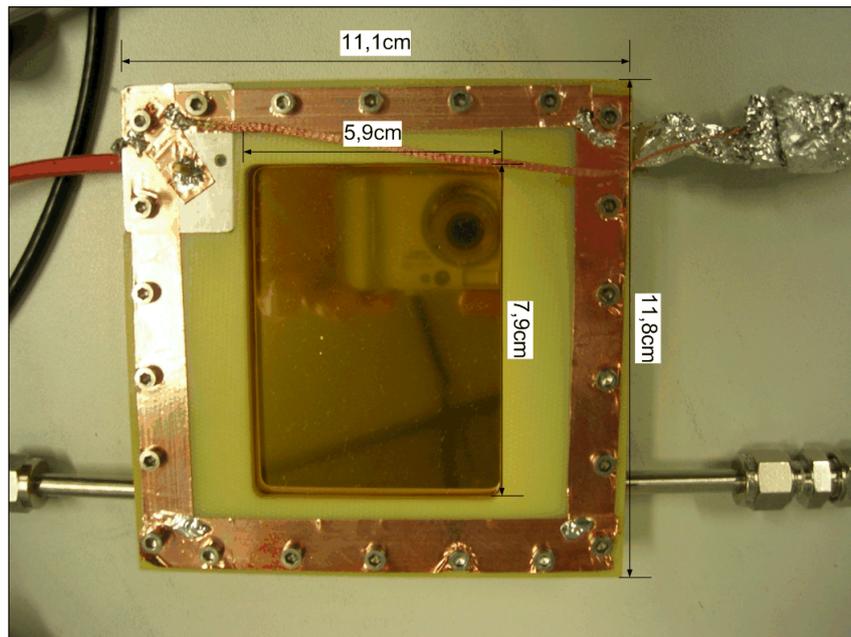


Abbildung 9: Frontseite des Prototyps FfM-CBM2. Angegeben sind die äußeren Abmessungen des Prototyps.

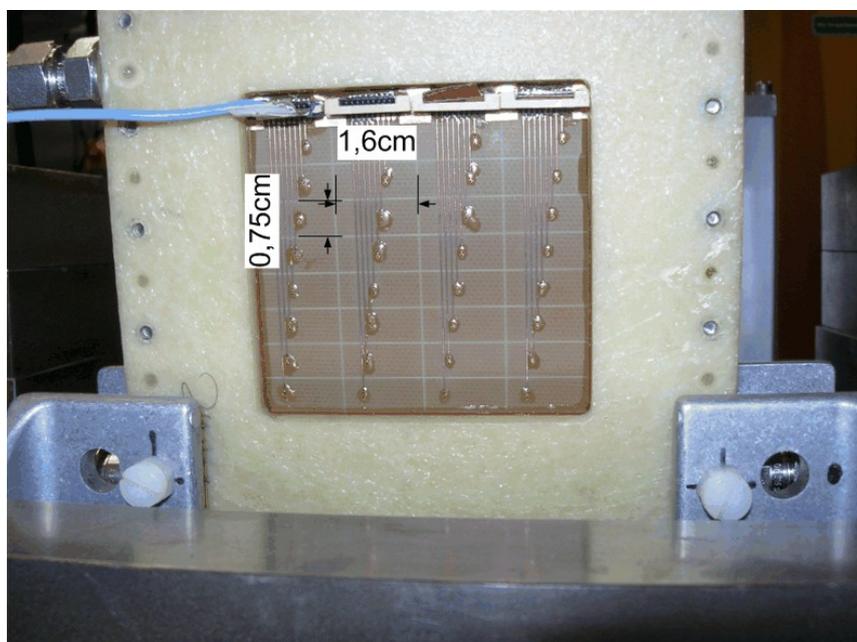


Abbildung 10: Rückseite des Prototyps FfM-CBM1. Zu sehen ist die Kathodenebene mit den Abmessungen der einzelnen Kathodenpads.

5. Die Messungen am CBM-TRD-Teststand

5.1. Der CBM-TRD-Teststand

5.1.1. Anforderungen an den Teststand

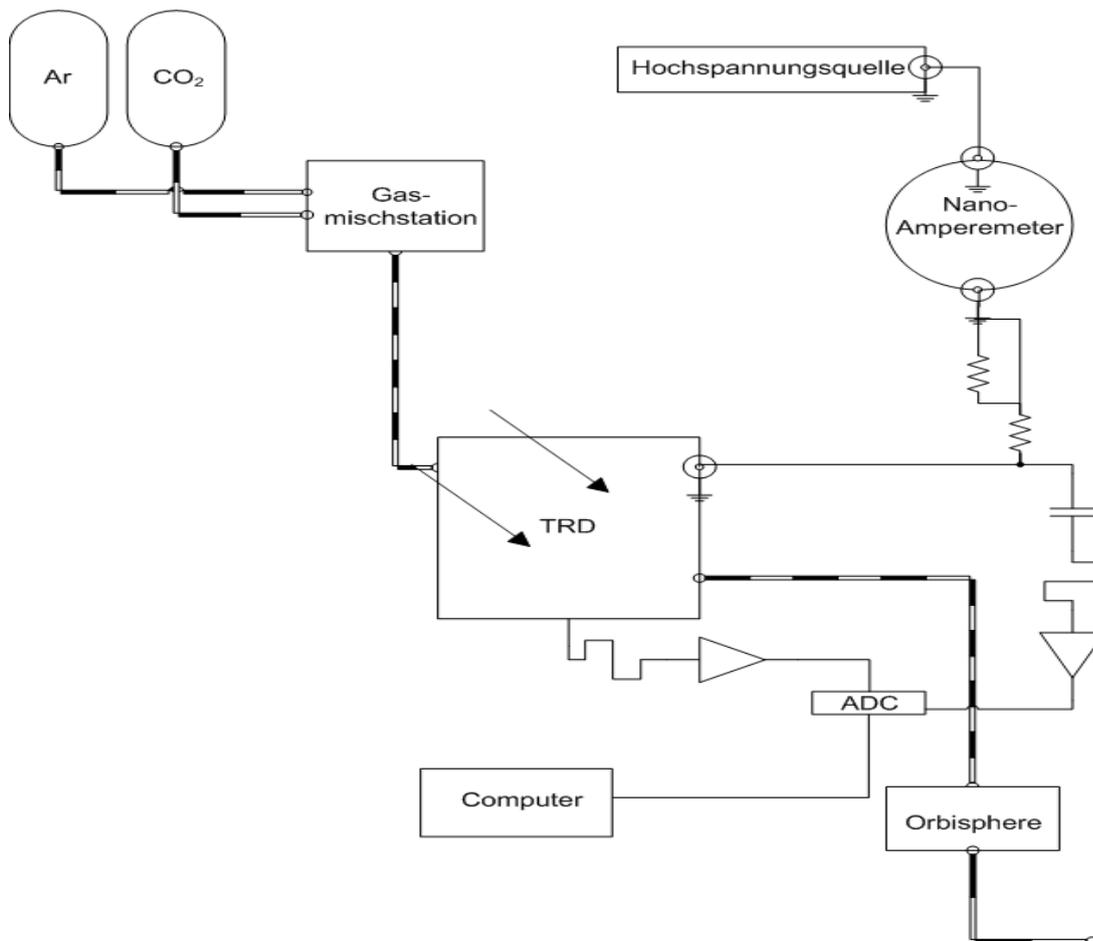


Abbildung 11: Skizzierung der Testumgebung mit den entsprechenden Apparaturen.

Der Teststand muss die Möglichkeiten bieten, gut reproduzierbare Testreihen mit verschiedenen Untersuchungszielen durchführen zu können. Dazu muss er möglichst wenige Störsignale zulassen bzw. erzeugen, um unverfälschte Signale messen zu können, die nur von den Auflösungseigenschaften des Detektors beeinflusst werden. Des Weiteren sollte es möglich sein, die Kammern mit verschiedenen Gasmischungen bei unterschiedlichen Hochspannungen zu untersuchen. Ebenfalls ist eine detaillierte zeitauflösende sowie ortsauflösende Analyse der Signale von Interesse.

Um die Vergleichbarkeit der Messungen zu gewährleisten, müssen auch die Raumtemperatur und der Umgebungsdruck kontrolliert werden. Dazu wurde eine Testumgebung entwickelt, die mit allen notwendigen Apparaturen versehen ist.

5.1.2. Aufbau des Teststands

In Abbildung 11 ist der Aufbau für Messungen mit den Prototypen skizziert. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des Aufbaus abgehandelt.

Das Gassystem:

Das Gassystem soll die Möglichkeit bieten, verschiedene Gasgemische mit regelbarem Fluss in die Kammer einzuspeisen.

Dazu wird eine Gasmischstation verwendet, die vier verschiedene Gassorten in beliebiger Komposition und mit regelbarem Fluss zur Verfügung stellen kann. Dies ermöglichen vier digitale Gasflussregler der Firma MKS, deren Gasausgänge in einem Mischbehälter zusammengeführt werden [Kai09]. Die Gasversorgung wird durch separate Argon- und CO₂-Gasflaschen erstellt. Von dort wird das Gasgemisch in die Gasmischstation geleitet, diese befindet sich in Abbildung 11 oben links. Der Gasausfluss der Kammer wird durch ein Messinstrument⁵ (Abbildung 11 unten rechts) von Orbisphere Laboratories geführt, welches das Gas auf seinen Sauerstoffgehalt untersuchen kann. Die Verbindungen des Gassystems wurden mit Swagelok Kopplungen erstellt.

In den Testreihen mit den Prototypen wurden verschiedene Gaskomposition getestet, auf Grund der geringen Kammerdicke hat sich 85% Argon und 15% CO₂ als gut zu verwendendes Gemisch erwiesen. Der Sauerstoffgehalt, die Raumtemperatur und der Umgebungsdruck wurden jeweils zu Beginn der Messungen protokolliert.

Die Hochspannungsversorgung (HV):

Die HV muss eine stabile Spannung liefern um gleichmäßige Verstärkung (siehe Kapitel 5.2.1.) garantieren zu können, gleichzeitig sollte sie möglichst keine Störsignale einkoppeln. Sie muss gut regelbar hochzufahren sein, um eine Belastung der Kammern durch zu hohe Ströme zu verhindern. Zur Analyse der Verstärkung und Kontrolle der Funktion muss es möglich sein, die auf den Anodendrähten fließenden Ströme mit Nanoamperauflösung zu messen.

Sämtliche Stromkreisläufe sind mit Koaxialkabeln verbunden, die HV-Anschlüsse sind aus SHV-Steckern angefertigt. Als Hochspannungsquelle wird das Modell EHQ 103M der Firma Iseg verwendet. Um die Ströme auf den Anodendrähten zu messen, befindet sich im HV-Kreis ein A310 Nanoamperemeter⁶, welches die abfallenden Ströme integriert und angibt. Ein Artefakt des Amperemeters ist ein Störsignal, welches durch ein RC-Glied jedoch unterdrückt werden kann. Prinzipiell wird das RC-Glied zur kapazitiven Auskopplung der an den Anodendrähten abfallenden Signale verwendet.

Die Signalauslese:

Sowohl die an den Anodendrähten abfallenden Signale, als auch die auf die Padplane induzierten Signale werden zunächst in einen Vorverstärker geführt, um dort durch das *Shaping* in eine saubere Form gebracht zu werden und dann

⁵ Genaue Bezeichnung: orbisphere laboratories - model 3600 analyzer

⁶ Elektronik Universität Heidelberg - A310 HV-Isolated current meter

in den Auflösungsbereich des ADC verstärkt zu werden. Der ADC digitalisiert dann mit einer bestimmten Zeitauflösung die Amplitude der Signale.

Im Laufe der Entwicklung des Teststandes wurden verschiedene Vorverstärker getestet. Für die Messungen wurde letztendlich ein für die FTPC des Star Experiments entwickelter Prototyp verwendet, dessen gemessene Verstärkung $2,8 \text{ mV / fC}$ ist.

Die verstärkten und geformten Signale werden von einem VME⁷ 12 Bit ADC:⁸ digitalisiert. Der ADC hat einen dynamischen Bereich von 1 V im Testbetrieb war der dynamische Bereich zentriert bei 0 V, so dass $\pm 500 \text{ mV}$ digitalisiert werden konnten. Die *Samplingrate* des verwendeten ADCs beträgt 1 oder 2 GHz, im Testbetrieb wurde mit einem GHz gesampelt.

Als VME Interface wurde das SIS 3150 der Firma Struck verwendet.

Die Kammerhalterung:

Der Aufbau der Kammerhalterung soll die Möglichkeit bieten, ortsauflösende Messungen durchzuführen, die gut reproduzierbar sind. Gleichzeitig muss es möglich sein, die Verbindungen der elektrischen Potentiale nachzuvollziehen und gegebenenfalls Verbindungen zu trennen oder zu erstellen.

Um diese Voraussetzungen zu erfüllen, wurde ein Testrahmen mit Hilfe von Flexlink Bauteilen entwickelt. Darin kann die Kammer elektrisch isoliert gegenüber dem Rahmen mit Kunststoffschrauben befestigt werden,

Innerhalb des Rahmens ist die Quelle in 3 Dimensionen beweglich und kann in der gewünschten Einstellung fixiert werden. Abbildung 12 zeigt den für die Messungen verwendeten Versuchsaufbau. Während ersten Testreihen wurde eine separate Verbindung der Masse der Kammer mit dem Rahmen erzeugt, um das Erzeugen von Störsignalen zu verringern. Zusätzlich wurde der Aufbau mit Alufolie nach außen abgeschirmt.

Die Strahlungsquellen:

Um die MWPCs auf ihre Funktionsweise zu untersuchen sind Strahlungsquellen mit ionisierender Strahlung notwendig. Dabei sollte es sich um Gamma-Strahlung handeln, die im Energiebereich des Übergangsstrahlungsspektrum liegt.

Für die Messungen wurden zwei Röntgenquellen verwendet, zum einen eine Fe^{55} -Quelle und zum anderen eine Cd^{109} -Quelle. Diese decken zusammen einen Bereich von $5,9 \text{ keV}$ bis $24,9 \text{ keV}$ mit genügend hoher Rate ab, wodurch das Spektrum vergleichbar mit dem der TR-Photonen (siehe Kapitel 4.1.1.) ist. Beide Quellen können für ortsauflösende Messungen mit Kollimatoren versehen werden.

Nun gilt es innerhalb dieser Testumgebung erste Messungen mit den Prototypen durchzuführen, um zum einen die Testumgebung und zum anderen die Prototypen auf ihre Funktionsfähigkeit zu untersuchen.

⁷ Computer BUS Standard, bei dem vereinheitlichte Einschubgeräte verwendet werden

⁸ Caen – Model V1729

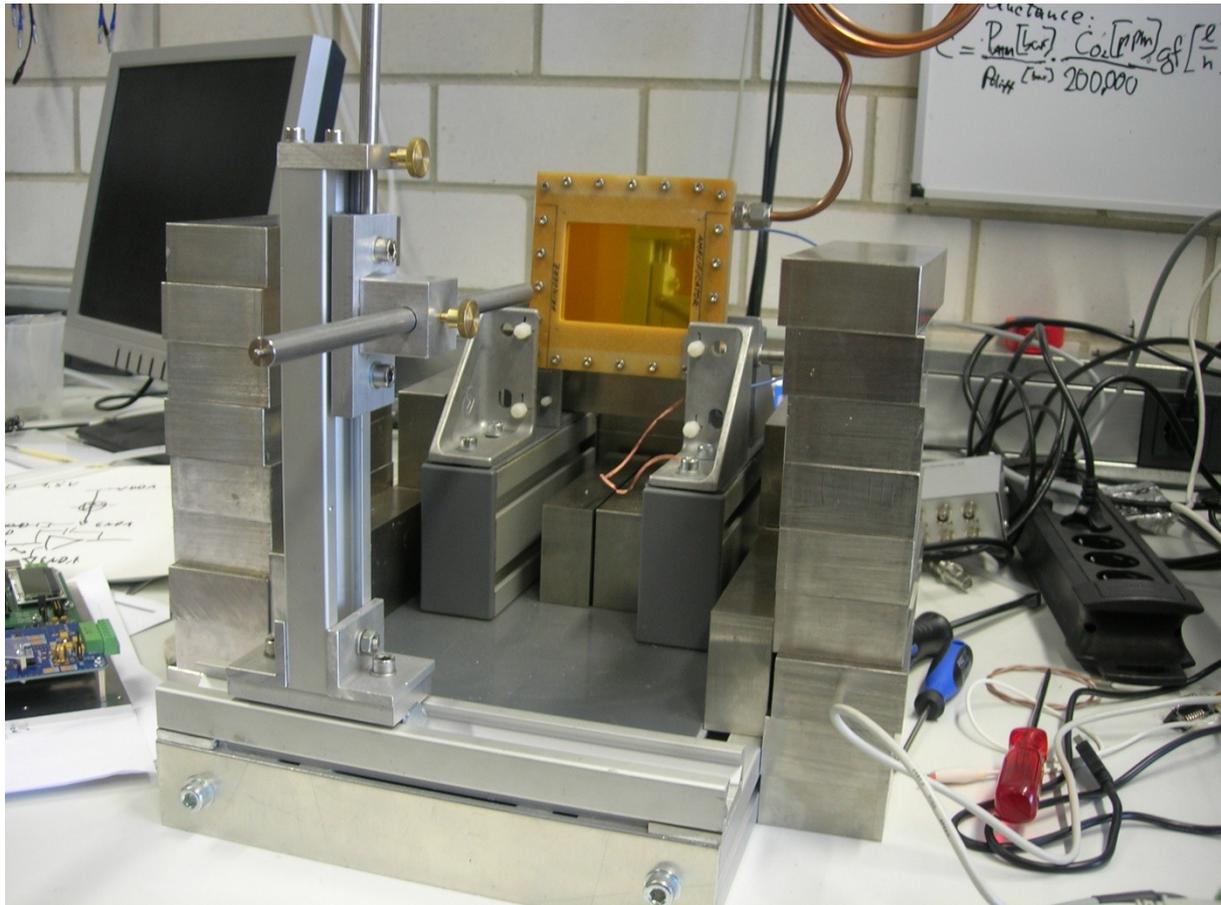


Abbildung 12: Zu sehen ist der Flexlink Rahmen mit der Quellenhalterung. Im Vordergrund ist ein runder Metallstab gezeigt, dabei handelt es sich um den Quellenhalter. Dieser kann in seiner Befestigung mit Hilfe der Flexlinkschienen in der Horizontalen bewegt werden. In der Vertikalen kann er ebenfalls bewegt werden.

5.2. Grundlegende Messungen⁹ mit den Prototypen

5.2.1. Verstärkungskurven anhand von Strommessungen

Damit ein Gasionisationsdetektor korrekte Daten liefern kann, muss die Vervielfachung der Elektronen im Gas in Abhängigkeit der Energie konstant sein. Im gewünschten Arbeitsbereich eines Gasionisationsdetektors sollte die Verstärkung exponentiell zur Spannung zunehmen [Blu08]. Wird die Spannung über diesen Bereich hinaus erhöht, erreicht man den Sättigungsbereich in dem die Vervielfachung nicht mehr von der Energie abhängt und somit keine energieauflösende Messung mehr möglich ist. Abbildung 13 zeigt die Verstärkungs-Kurven für die beiden FfM-CBM TRD Prototypen.

⁹ Anmerkung: Sämtliche im Folgenden gezeigten Histogramme wurden mit dem Programm ROOT [Rot96] erstellt. In Kapitel 7 dem Anhang befinden sich die Angaben zu den Rahmenbedingungen der jeweiligen Messreihe, welche in der Beschriftung der Bilder mit den Kürzeln FfM-CBMX-Y angegeben sind. Dabei steht X für den jeweiligen Prototypen und Y gibt die Messreihe an.

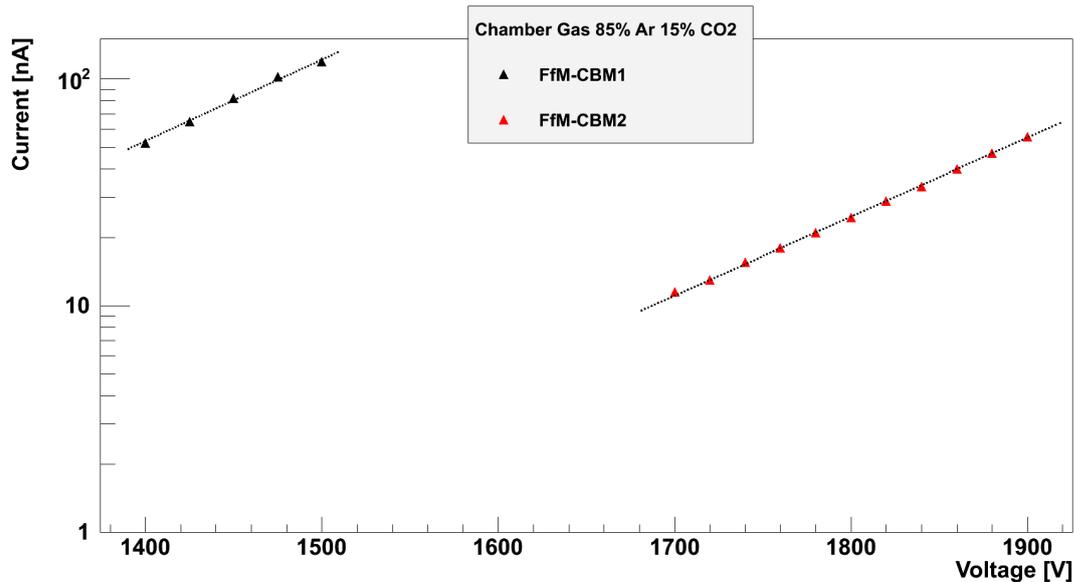


Abbildung 13: Aufgetragen ist der Strom gegen die Spannung bei einem Gasmisch von 85% Ar und 15% CO₂. In rot ist der Verlauf von FfM-CBM2 gezeigt und in schwarz der Verlauf von FfM-CBM1. An die Messwerte wurde jeweils eine exponentielle Funktion angepasst. FfM-CBM1-1 und FfM-CBM2-1

Der exponentielle Anstieg mit der Spannung ist durch eine exponentielle Fitfunktion verdeutlicht. Im Bereich von 1400 V - 1500 V sind mit FfM-CBM2 spektrale Messungen möglich, mit FfM-CBM1 sollte dies im Bereich von 1700 V - 1900 V möglich sein. Deutlich zu erkennen ist der Unterschied in der Verstärkung zwischen den beiden Kammern. Die Verstärkung der sekundär Elektronen einer MWPC ist abhängig von dem Gasvolumen und den Abständen der Anodendrähte der MWPC. Die Feldstärke und damit die Verstärkung in der MWPC steigt mit dem Drahtabstand und verringert sich mit dem zunehmenden Abstand der Kathodenebenen.

Bedingt durch den geringeren Drahtabstand bei FfM-CBM1 ist dort der Radius um den Draht herum, bei dem die Verstärkung beginnt, trotz der höheren Spannung kleiner und somit auch die Verstärkung.

5.2.2. Ereignis Betrachtung und Impulsbodenkorrektur

Zur Vorbereitung auf die spektralen Messungen müssen einzelne Ereignisse bezüglich der Signalform untersucht werden. Daraus folgend wird dann eine *Impulsbodenkorrektur* durchgeführt, um die von dem ADC ausgegebenen Amplituden in das richtige Verhältnis zu der Null zu setzen. Abbildung 14 zeigt ein mit FfM-CBM2 aufgenommenes Ereignis, bei dem die Überlagerung des eigentlichen Ereignisses mit einem sich in hoher Frequenz wiederholendem Zackenmuster deutlich zu erkennen ist. Davon abgesehen zeigt die Signalform einen leichten Unterschwinger um *Timebin*¹⁰ 400 herum und den für Drahtkammern mit Ionenauslese üblichen *Ion-Tail* in der abfallenden Flanke.

¹⁰ Ein Timebin entspricht der kleinsten Einheit der zeitlichen Auflösung des ADC, bei den gewählten Einstellung entspricht das genau einer Nanosekunde.

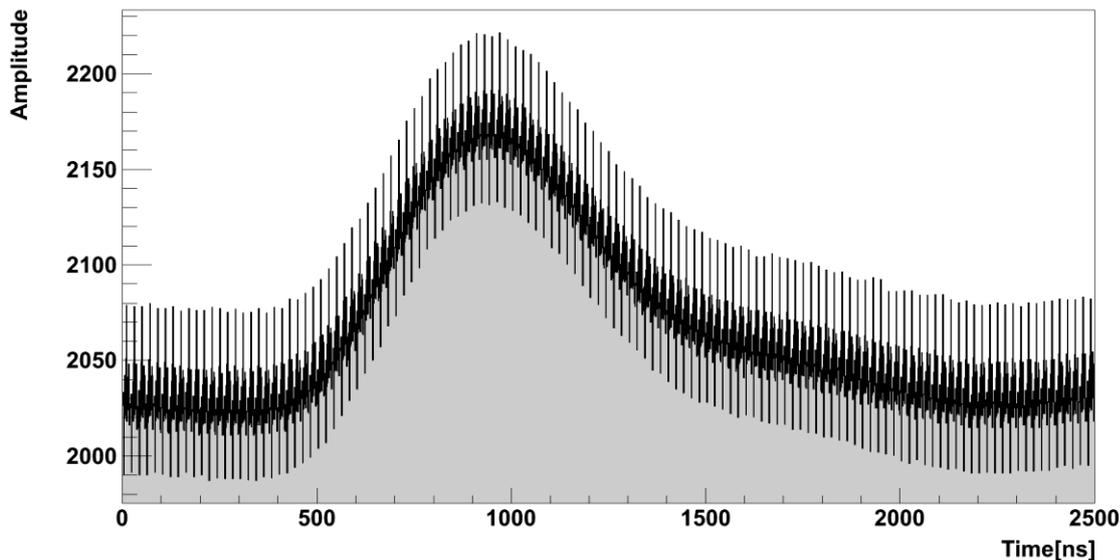


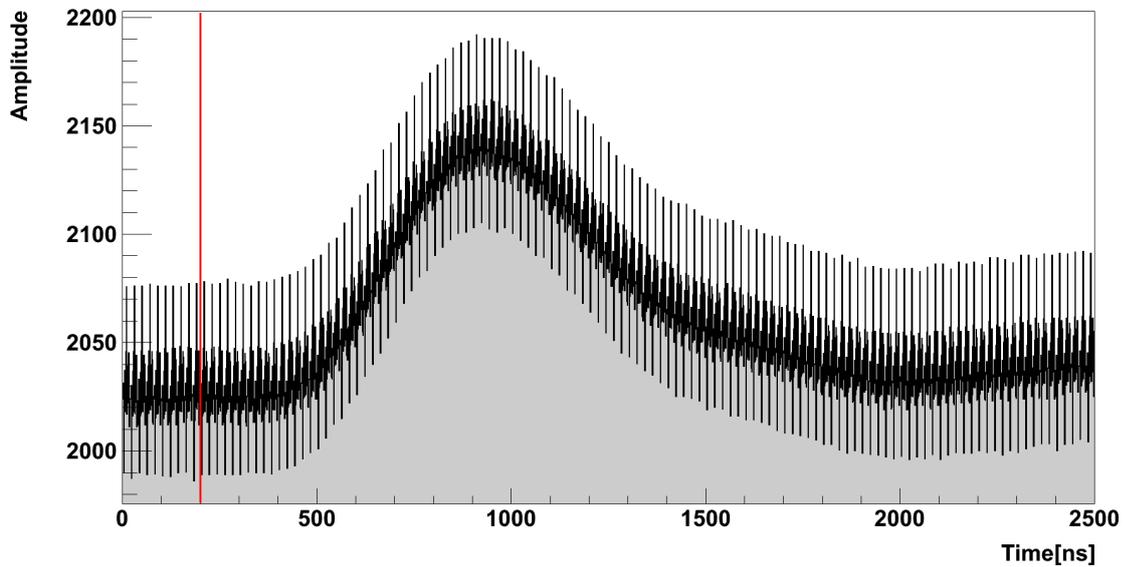
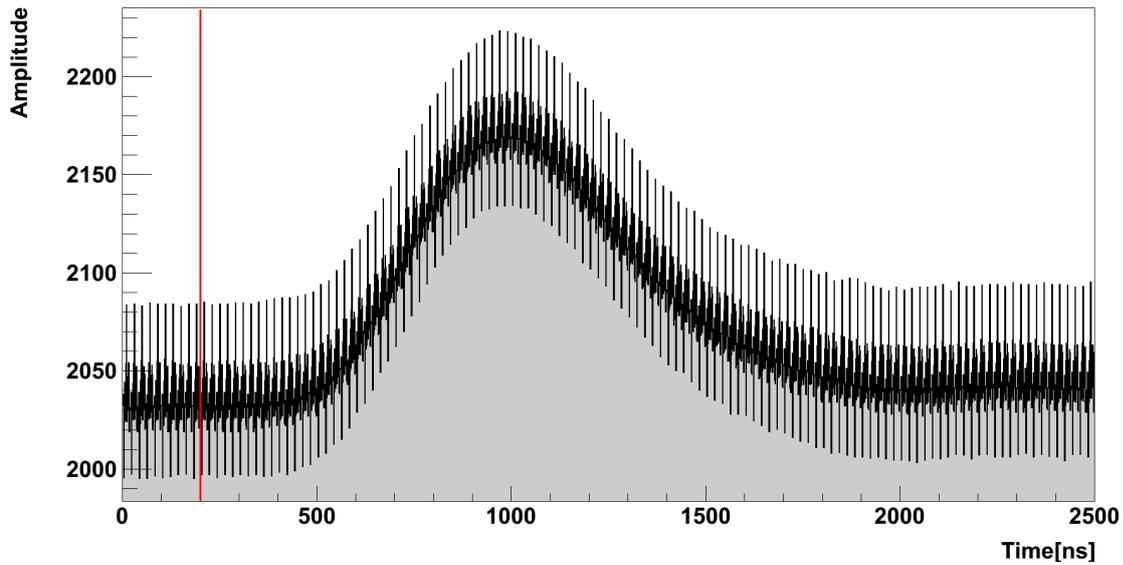
Abbildung 14: Gezeigt ist das von dem ADC aufgenommene Ereignis 29. Aufgetragen ist die Amplitude in ADC-Kanälen auf der Y-Achse gegen die Zeit in Nanosekunden auf der X-Achse. FfM-CBM2-1, U=1450V

Um die Ereignisse und ihre Signalform untersuchen zu können, sowie spektrale Messungen durchführen zu können, wird nun zunächst eine Methode entwickelt, um die Überlagerung des Ereignisses durch das Zackenmuster zu beseitigen. Ist diese Problematik gelöst, kann die Impulsbodenkorrektur durchgeführt werden und es kann überprüft werden, ob Störsignale im niederfrequenten Bereich, die zu unregelmäßigen Anhebungen der Maxima in den Ereignissen führen, auftreten.

Um die hochfrequente Überlagerung untersuchen zu können sowie die Impulsbodenkorrektur durchführen zu können, wird ein Zeitbereich in den Ereignissen gewählt, in dem das eigentliche Signal noch keinen Einfluss auf die Amplitude der Timebins hat. Mit den gewählten ADC Einstellungen¹¹, lassen sich hierfür die ersten 200 Timebins sehr gut verwenden. Prinzipiell wäre die Korrektur der genannten Problematiken unter der Verwendung mehrerer Kanäle besser und genauer durchzuführen, da dort der Impulsboden und eventuelle Störsignale anhand eines Kanals, der kein Signal aus der Kammer erhält, für jedes Ereignis über die ganzen 2,5 μ s genau bestimmt und von den anderen Kanälen subtrahiert werden kann. Da FfM-CBM2 jedoch nur ein Pad zur Auslese hat, kann diese Methode nicht angewendet werden und somit eventuelle Schwingungen des Impulsbodens mit Schwingungsdauern über 200 ns und unter 2,5 μ s nicht korrigiert werden.

Die Abbildungen 15a und 15b zeigen, dass die ersten 200 Timebins klar vom Signal getrennt sind. Dadurch kann mit ihnen eine Impulsbodenkorrektur durchgeführt und die hochfrequente Überlagerung untersucht werden. Um die hochfrequente Signalüberlagerung heraus korrigieren zu können, wird nun festgestellt, ob die Frequenz der Überlagerung für jedes Ereignis die gleiche ist und ob es eine Korrelation zum *Trigger*, also dem Starten der Datenakquise gibt. Dazu wird der durchschnittliche Wert ($\overline{x(t)}$) jedes einzelnen Timebins ($x(i,t)$)

¹¹ Post-Trigger = 90, mit dem Post-Trigger Wert wird beeinflusst, wie viele der vor dem Triggersignal akquirierten Daten vom ADC mit herausgeschrieben werden.



Abbildungen 15a und 15b: Gezeigt sind zwei exemplarische Ereignisse der Messreihe. Die rote Markierung befindet sich jeweils bei dem 200. Timebin. FfM-CBM2-1, $U=1450V$

über viele Ereignisse (n) betrachtet:

$$\overline{x(t)} = \frac{\sum_{i=0}^n x_i(t)}{n} \quad (5.1)$$

Unterscheiden sich die durchschnittlichen Werte der Timebins nicht von denen einzelner Ereignisse bezüglich des Zeitverlaufs der Überlagerung, ist die Überlagerung mit dem Trigger korreliert und kann korrigiert werden. Abbildung 16 zeigt die durchschnittlichen Werte der ersten 200 Timebins für 25000 Ereignisse. Es ist zu erkennen, dass das Störsignal *Trigger* korreliert ist, da es sich im gebildeten Durchschnitt nicht heraus mittelt und die Zeitkorrelation der Überlagerung mit dem Trigger mit der einzelner Ereignisse übereinstimmt.

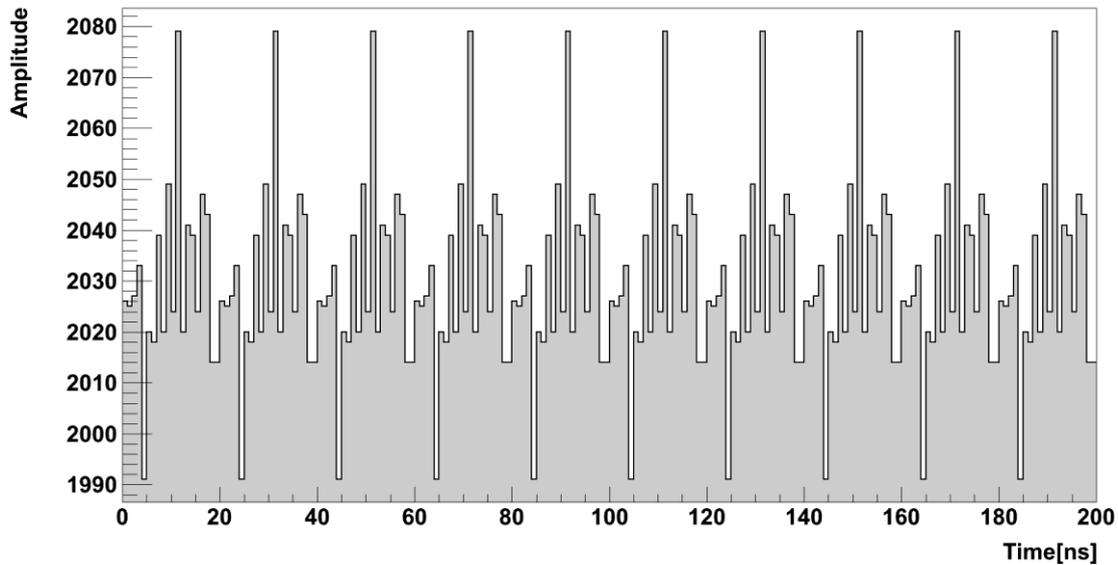


Abbildung 16: Es die durchschnittliche Amplitude desjeweiligen Timebins für die ersten 200 Timebins aufgetragen. FfM-CBM2-1, U=1450V

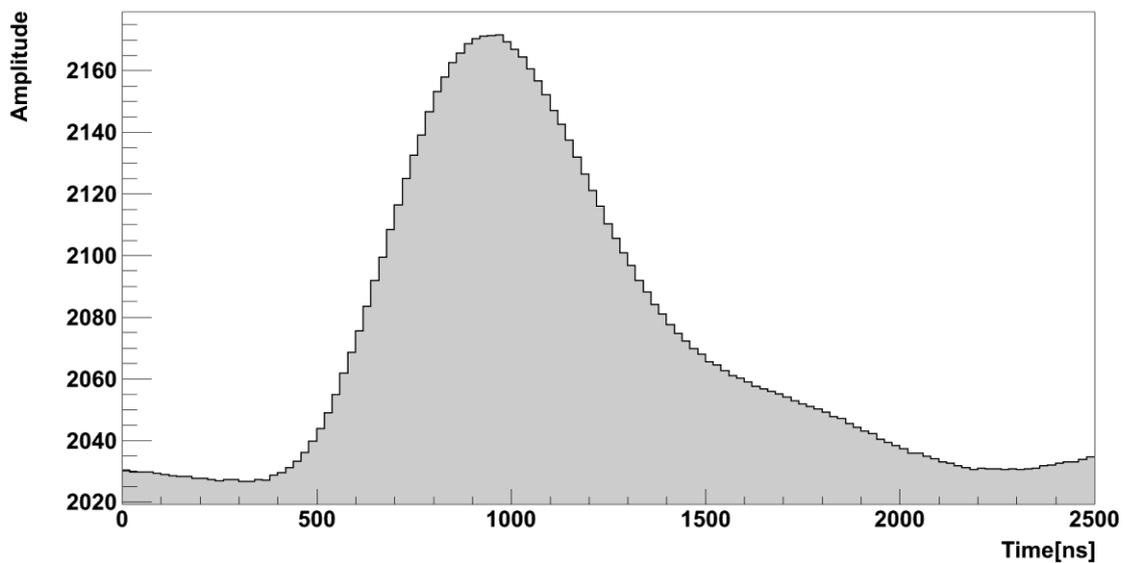


Abbildung 17: Gezeigt ist das gleiche Ereignis wie in Abbildung 14, jedoch wurde die hochfrequente Überlagerung heraus gemittelt. FfM-CBM2-1, U=1450V

Es lässt sich aus Abbildung 16 die Frequenz des Störsignals anhand der gemessenen Periode ($T = 20 \text{ ns}$) ermitteln [Sto10]:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{20 \text{ ns}} = 50 \text{ MHz} \quad (5.2)$$

Da das Störsignal bei Analysen des analogen Signals mit dem Oszilloskop nicht zu sehen war und Trigger korreliert ist, liegt die Vermutung nahe, dass es innerhalb des ADCs entsteht. Für die folgenden Analysen wurden jeweils 20 Timebins zusammengefasst und dadurch die Überlagerung beseitigt. Die Reduzierung der Timebins verringert auch die zeitliche Auflösung des ADCs, da

diese jedoch bei MWPCs prinzipiell nicht im Bereich von 1 GHz benötigt wird, ist diese Lösung der Problematik akzeptabel. Die zeitliche Auflösung des ADCs beträgt nun noch 20 ns, was einer Samplingrate von 50 MHz entspricht.

Abbildung 17 zeigt exemplarisch das zuvor in Abbildung 14 gezeigte Ereignis nach der Mittelung. Nun lassen sich das Maximum der Amplitude und die zeitliche Breite des Signals gut bestimmen. Die Signalform entspricht der für eine MWPC erwarteten Form, mit einem schnellen Anstieg, beginnend bei ca. 500 ns, zum Maximum bei 1000 ns und einer langsam abfallenden hinteren Flanke, auf Grund der langsamen Ionenbewegung, welche erst bei 2200 ns wieder das Nulllevel erreicht.

Als nächster Schritt ist zu klären, ob niederfrequente Störsignale, mit Frequenzen von 100 MHz und niedriger, vorhanden sind. Dazu wird der Durchschnittswert der ersten 200 Timebins pro Ereignis betrachtet, falls nun niederfrequente Störsignale existieren, würde sich diese anhand einer sich periodisch verändernden Höhe des Durchschnittswerts zeigen. Um einen größeren Frequenzbereich abzudecken, werden dann, in mehrere Schritte unterteilt, die Durchschnittswerte einer bestimmten Anzahl an Ereignissen zusammengefasst. Das Ganze geschieht unter der Annahme, dass die Frequenz der Ereignisse, im Verhältnis zu den betrachteten Zeitrahmen, als regelmäßig bezeichnet werden kann. Auf Grund der hohen Aktivität¹² der verwendeten Fe⁵⁵-Quelle, sollte diese Annahme akzeptabel sein. Wäre ein niederfrequentes Störsignal vorhanden, müsste die Verteilung von hohen und niedrigen Werten in den Abbildung 18a und 18b bzw. Abbildung 41 - Abbildung 44 (siehe Anhang) nicht zufällig sondern periodisch sein. Keiner der sechs Graphen zeigt eine solche Periodizität, es ist also kein niederfrequentes Störsignal vorhanden.

Nun muss zur Vorbereitung der spektralen Analysen noch die Vorgehensweise bei der Impulsbodenkorrektur diskutiert werden. Es gibt zwei Möglichkeiten den Impulsboden zu korrigieren: entweder es wird für jedes Ereignis der Impulsboden einzeln bestimmt oder der Impulsboden wird über alle Ereignisse gemittelt bestimmt. Der ermittelte Wert wird dann von den vom ADC ausgegebenen Werten für die einzelnen Timebins subtrahiert. Wird jedes Ereignis einzeln korrigiert, können falls vorhanden, größere Abweichungen der Impulsböden einzelner Ereignisse zueinander besser korrigiert werden. Existieren solche größeren Abweichungen jedoch nicht und die Annahme, dass die Impulsböden statistisch mit geringer Varianz um einen Mittelwert verteilt sind, ist gerechtfertigt, so ist die Korrektur der Impulsböden mit einem Mittelwert über alle Ereignisse besser. In Abbildung 19 sind die Impulsböden von 25000 Ereignissen eingetragen, wobei die rote Linie den Mittelwert der Impulsböden angibt. Zusätzlich wurde eine Gaußkurve an die Daten angepasst.

Die in Abbildung 19 gezeigte Gaußkurve hat mit:

$$\sigma = 4,437 \pm 0,022$$

eine geringe Breite, diese Breite entspricht der Varianz der Impulsböden; deren durchschnittliche Abweichung vom Mittelwert ist also gering. Mithilfe der Breite

¹² A=1,53*10⁹ Bq

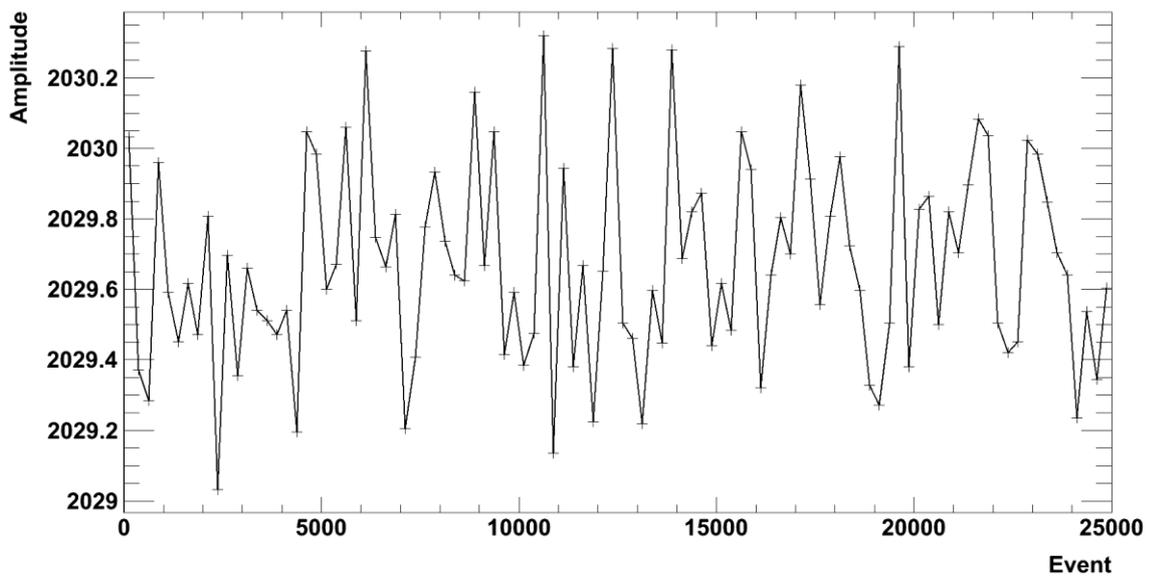
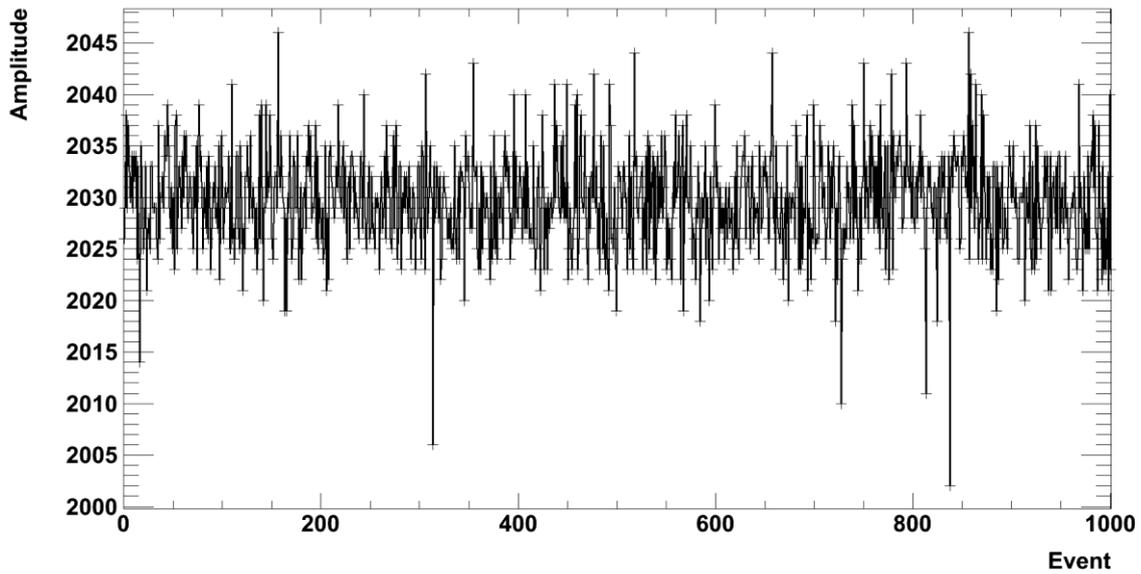


Abbildung 18a und 18b: In Abbildung 18a sind die Werte für das Pedestal einzelner, aufeinander folgender Ereignisse aufgetragen. In Abbildung 18b wurde der Mittelwert über jeweils 250 Ereignisse gebildet. In Kapitel 7.2. sind weitere Graphen, mit unterschiedlicher Anzahl an Ereignissen über die gemittelt wurde, abgebildet. Ffm-CBM2-1, U=1450V

kann das statistische Rauschen (Noise) des Aufbaus in der Anzahl der Elektronen bestimmt werden. Dazu wird die Breite von ADC-Kanälen in mV umgerechnet:

$$4,437 \text{ ADC} * 0,244 \frac{\text{mV}}{\text{ADC}} = 1,08 \text{ mV}$$

Aus diesem Wert und der Verstärkung des Vorverstärkers kann nun die zugehörige Ladung bestimmt werden:

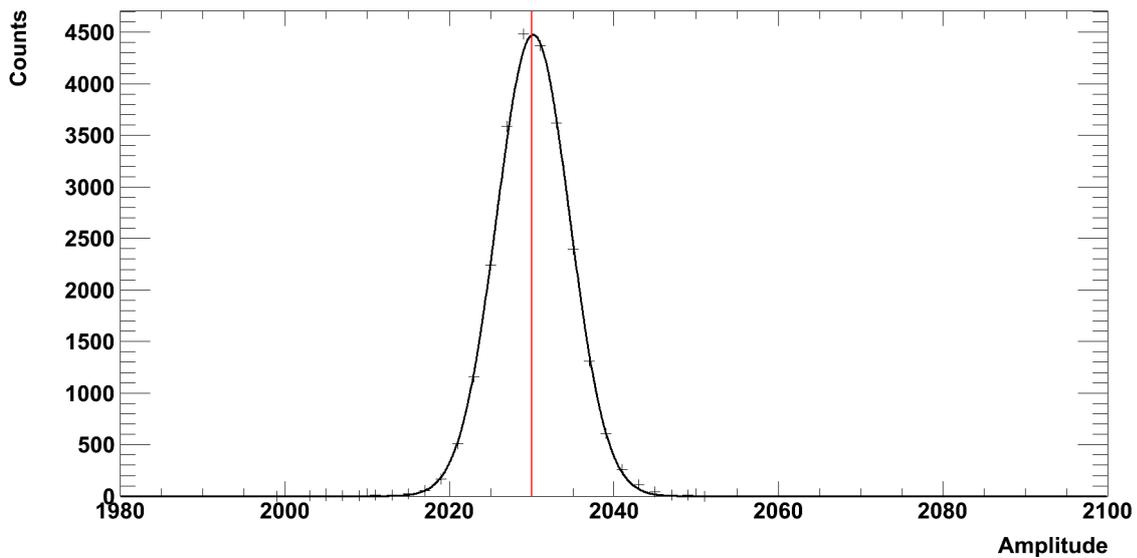


Abbildung 19: Gezeigt ist die Pedestalverteilung von 25000 Ereignissen. Rot markiert ist der Mittelwert. An die Datenwerte wurde (schwarze Kurve) eine Gaußfunktion angepasst. FFM-CBM2-1, U = 1450 V

$$Q = \frac{1,08mV}{2,8 \frac{mV}{fC}} = 3,86 * 10^{-16}C$$

Die Ladung Q entspricht ca. 2400 Elektronen.

Die Normalverteilung der Impulsböden und ihre akzeptable Breite sind eine weitere Bestätigung, dass die Impulsböden zeitlich stabil sind und kein langwelliges Störsignal in den Aufbau einkoppelt. Aus der Symmetrie der Verteilung folgt, dass es sich bei den Abweichungen vom Mittelwert um statistische Schwankungen und nicht um systematische Fehler handelt. Die Impulsböden werden also über alle Ereignisse einer Messung gemittelt, um sie dann von den akquirierten Daten zu subtrahieren, aus denen im folgenden Kapitel wiederum die Spektren der Gammaquellen erzeugt werden.

5.2.3. Spektrale Analyse der Fe⁵⁵ und Cd¹⁰⁹ Gammaquellen

Aus den, nach der in Kapitel 5.2.2. beschriebenen Vorgehensweise, korrigierten Ereignissen sollen nun die Spektren der beiden Gammaquellen reproduziert werden. Dazu wird die maximale Amplitude, welche proportional zu der Energie des detektierten Gammaquants ist, aus den Signalverläufen der einzelnen Ereignisse bestimmt und in ein Histogramm eingetragen. In Fe⁵⁵ werden durch Elektroneneinfang Gammaquanten erzeugt. Die Energien der bevorzugten Übergänge wurden mit Hilfe eines mit Americium geeichten Halbleiterdetektors bestimmt. Eine Spektrallinie liegt bei 5,87 keV (K_α-Linie) und eine bei 6,47 keV (K_β-Linie). Die gemessene relative Häufigkeit des K_β-Übergangs zum K_α-Übergang beträgt 15% (siehe Abbildung 20). Zusätzlich sollte bei 2,9 keV in den Spektren der TRDs die Argon-Escape-Linie zu erkennen sein, diese entsteht im

Argon. Nach der Ionisation befindet sich das Argon-Atom im angeregten Zustand, zu diesem Zeitpunkt hat das freie Elektron die Energie des Gammaquants abzüglich der Ionisationsenergie. Verlässt das Argon nun den angeregten Zustand wird ein Photon mit der fehlenden Energie erzeugt. Wird dieses Photon im Detektor absorbiert, entsteht ein Signal mit der Energie der K_{α} -Linie bzw. K_{β} -Linie. Es besteht jedoch die Möglichkeit, dass das Photon aus dem Detektor entweicht und damit auch die Differenzenergie wodurch die sogenannte Argon-Escape-Linie entsteht [Mac76].

Die K_{α} -Linie von Cd^{109} hat eine Energie von 22,1 keV und die K_{β} -Linie eine Energie von 24,9 keV [Rei08].

Abbildung 22 zeigt das Fe^{55} Spektrum und Abbildung 23 zeigt das Cd^{109} Spektrum, die Spektren wurden mit FfM-CBM2 aufgenommen. Die erste Linie im Fe^{55} bei einer Amplitude von 25 ADC-Kanälen entsteht aus dem Grundrauschen des Aufbaus, ihre Ausdehnung nach links wird durch die Höhe der Triggerschwelle bestimmt. Die Position dieser Linie muss, um sie als Rauschen zu bestätigen, unabhängig von der Gammaquelle und der Spannung sein. Die zweite Linie bei 50 ADC-Kanälen ist die Argon-Escape-Linie und die dritte Linie ist die Fe^{55} - K_{α} -Linie bei 100 ADC-Kanälen. Die Fe^{55} - K_{β} -Linie verschwindet in der Fe^{55} - K_{α} -Linie, dies lässt sich über die maximale Energieauflösung des Systems erklären. Die maximale Auflösung wird durch die Energieauflösung des ADC bestimmt, diese lässt sich aus dem dynamischen Bereich und der Bit-Anzahl errechnen.

Die Auflösung entspricht für 1450 V 63,22 eV, damit beträgt der Abstand zwischen den beiden Linien lediglich 10 ADC-Kanäle, dieser Wert liegt deutlich unter der Breite der Fe^{55} - K_{α} -Linie.

Im Cd^{109} -Spektrum ist die erste Linie ebenfalls das Grundrauschen des Systems, bei der zweiten Linie (ADC-Kanal 140) handelt es sich um eine Kupfer/Messing Linie die aus der Abschirmung der Quelle heraus entsteht, sie hat eine Energie von 8,2 keV. Die beiden Cd^{109} -Linien befinden sich bei ADC-Kanal 350 und 410.

Die physikalische Korrektheit dieser Aussagen wird im Folgenden durch eine Energieeichung des Systems und eine Untersuchung der Verstärkung anhand der Linienpositionen bei unterschiedlichen Spannungen bestätigt. Mithilfe der Energieeichung kann dann zusätzlich die genaue Position der Fe^{55} - K_{β} -Linie bestimmt werden. Für diese Untersuchung werden die Argon-Escape-Linie, sowie die K_{α} -Linie aus dem Fe^{55} -Spektrum verwendet. Aus dem Cd^{109} -Spektrum werden die K_{α} - und K_{β} -Linie verwendet. Es wird die Position der Linien in ADC-Kanälen bestimmt und in Abhängigkeit der Energie aufgetragen. Die Positionen müssen in diesem Graph, damit sie als korrekt bezeichnet werden können, innerhalb ihres Fehlers auf einer Gerade liegen, die durch den Ursprung geht. Mit der zugehörigen Funktion können dann beliebige ADC-Kanäle in Energien umgerechnet werden. Die Parameter der Funktionen für unterschiedliche Spannungen sollten ebenfalls unterschiedlich sein. Die Positionen der Spektrallinien werden mit Hilfe von `TSpectrum`¹³ bestimmt, zusätzlich wird eine Gaußfunktion angenähert. Danach werden die Positionen aufgetragen und eine lineare Funktion an die Werte angepasst. Abbildung 24 zeigt dies für die Spannung 1450 V, Abbildung 25 zeigt dieselbe Prozedur für einen

¹³ `TSpectrum` ist eine in ROOT implementierte von Miroslav Morhác geschriebene Klasse, welche in Spektralen Graphen Peak Positionen bestimmen kann

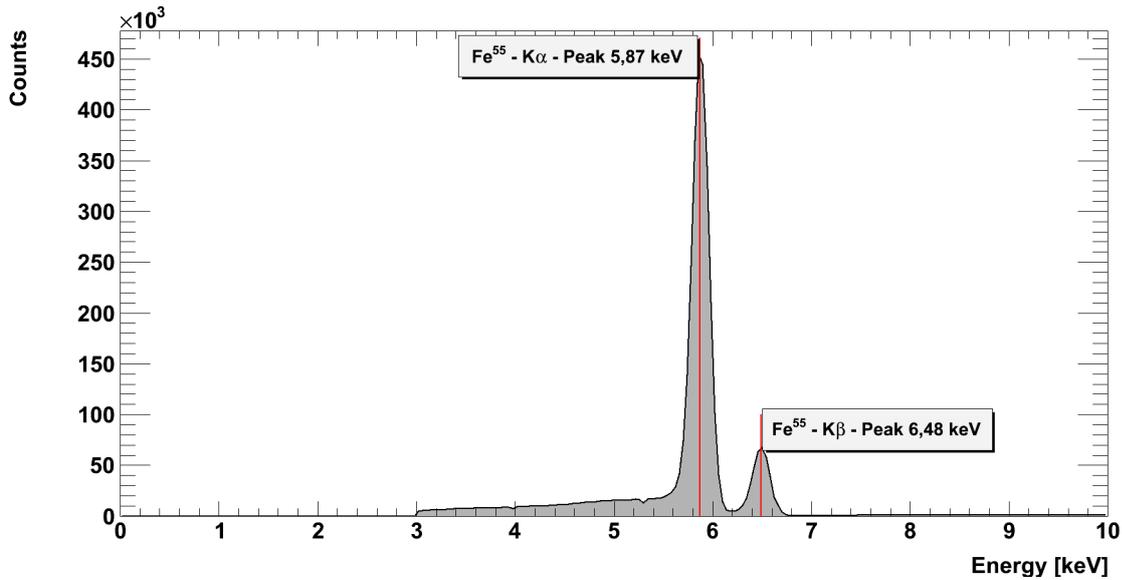


Abbildung 20: Spektrale Messung der Fe^{55} -Quelle mit dem Germanium-Detektor des Instituts für Kernphysik Frankfurt. Rot markiert sind jeweils die Positionen der beiden Spektrallinien. Die Relativstärke der K β -Linie zur K α -Linie beträgt 15%.

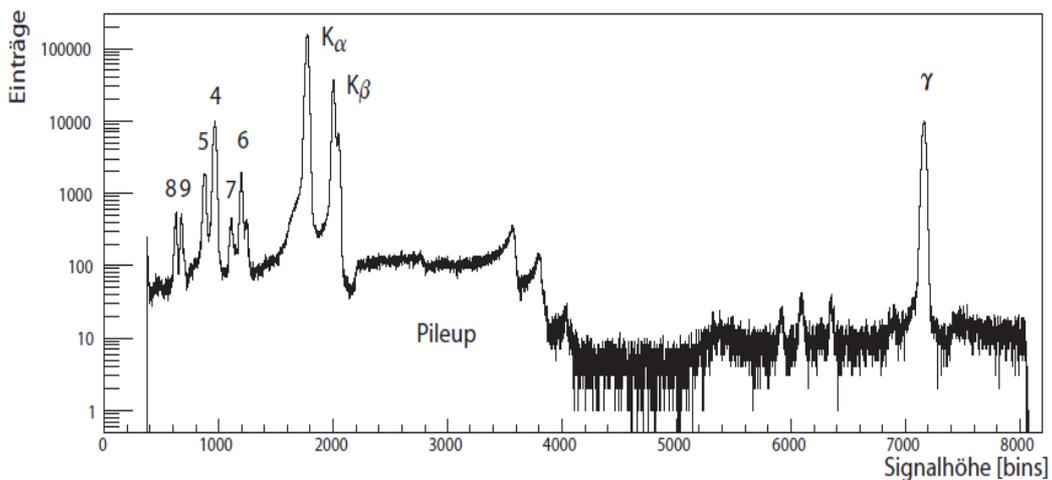


Abbildung 21: Spektrale Messung der Cd^{109} -Quelle mit dem Germanium-Detektor des Instituts für Kernphysik Frankfurt. Bei einer Signalhöhe von ca. 1800 und 2000 Bins liegen die K α - und die K β -Linie des Cadmium-Spektrums. [Rei08]

Spannungsbereich von 1400 V - 1500 V. Bei allen Spannungen liegen die gemessenen Werte auf der linearen Funktion und bestätigen in diesem Schritt die physikalische Korrektheit der Ergebnisse. Die leichte Abweichung der beiden Cd^{109} -Linien lässt sich mit der schlechten Trennung der beiden Linien in den Spektren erklären. Anhand der erhaltenen Parameter kann zusätzlich die Kalibrierungsfunktion bestimmt werden. Diese weist jedem ADC-Kanal eine bestimmte Energie zu. Beispielhaft zeigt (5.4) diesen Vorgang anhand der Ergebnisse für eine Betriebsspannung von 1450 V. Zunächst ist die Näherungsfunktion mit ihren Parametern zu bestimmen; die Parameter für die Funktionen sind im Anhang aufgelistet. Der Parameter p_0 entspricht dem

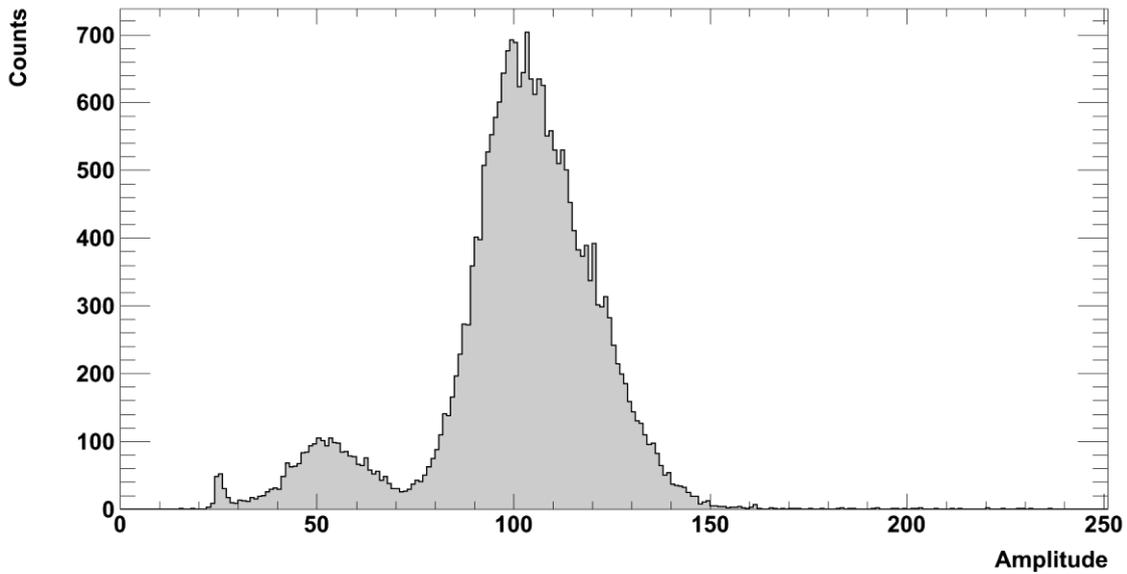


Abbildung 22: Gezeigt ist das Fe^{55} -Spektrum. Die Amplitude ist in ADC-Kanälen angegeben. Zu erkennen ist eine Linie bei Kanal 25, eine weitere bei Kanal 50,5 und eine bei Kanal 102. Zusätzlich ist bei Kanal 120 ein leichter Buckel zu erkennen. FfM-CBM2-1, U=1450V

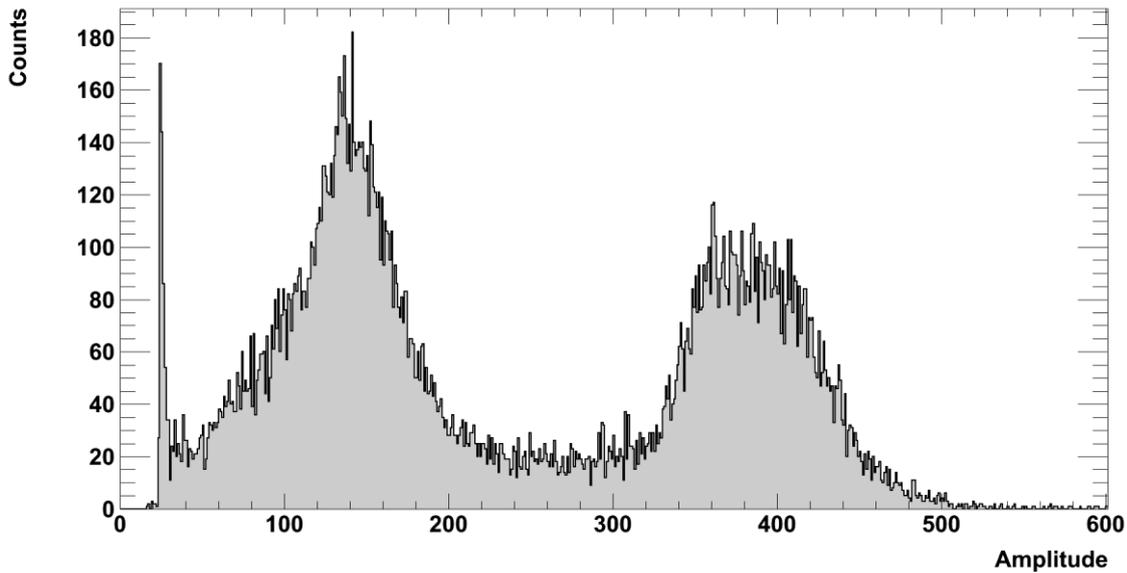


Abbildung 23: Gezeigt ist das Cd^{109} -Spektrum. Die Amplitude ist in ADC-Kanälen angegeben. Zu erkennen ist eine Linie bei Kanal 140, eine weitere bei Kanal 350 und eine bei Kanal 410. FfM-CBM2-1, U=1450V

y-Achsenabschnitt und p_1 der Steigung der linearen Funktion.

$$\begin{aligned}
 p_0 &= (-0,2482 \pm 0,1514) \text{ keV} \\
 p_1 &= (0,06219 \pm 0,0006523) \frac{\text{keV}}{\text{ADC-Kanal}} \quad (5.4) \\
 \mathbf{E}[\text{keV}] &= \mathbf{x}_{\text{Kanal}} \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_0
 \end{aligned}$$

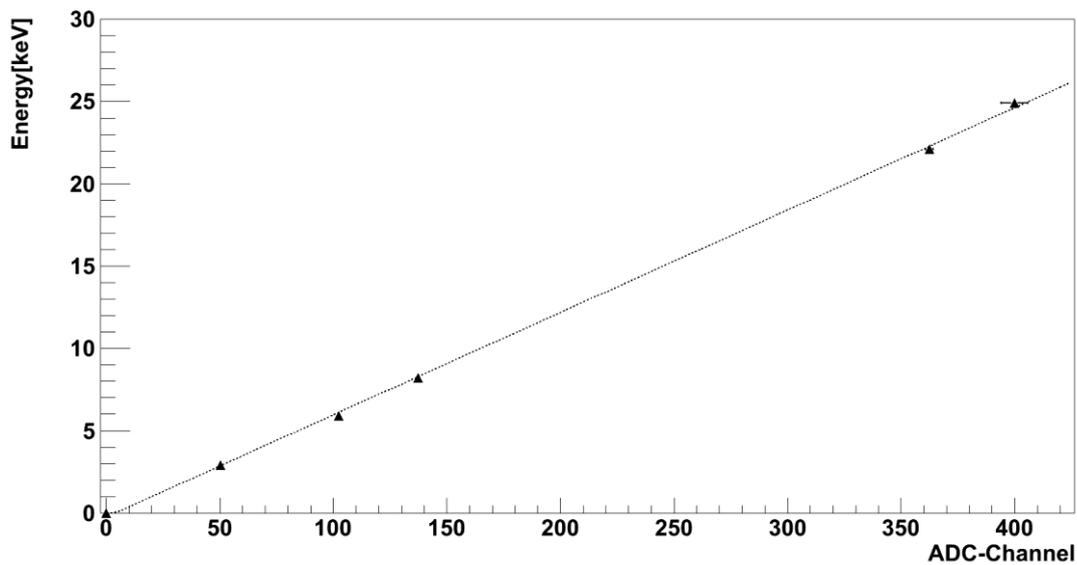


Abbildung 24: Aufgetragen sind die mit TSpectrum bestimmten Linienpositionen in ADC-Kanälen gegen die Energien in keV der jeweiligen Spektrallinien. FfM-CBM2-1, U=1450V

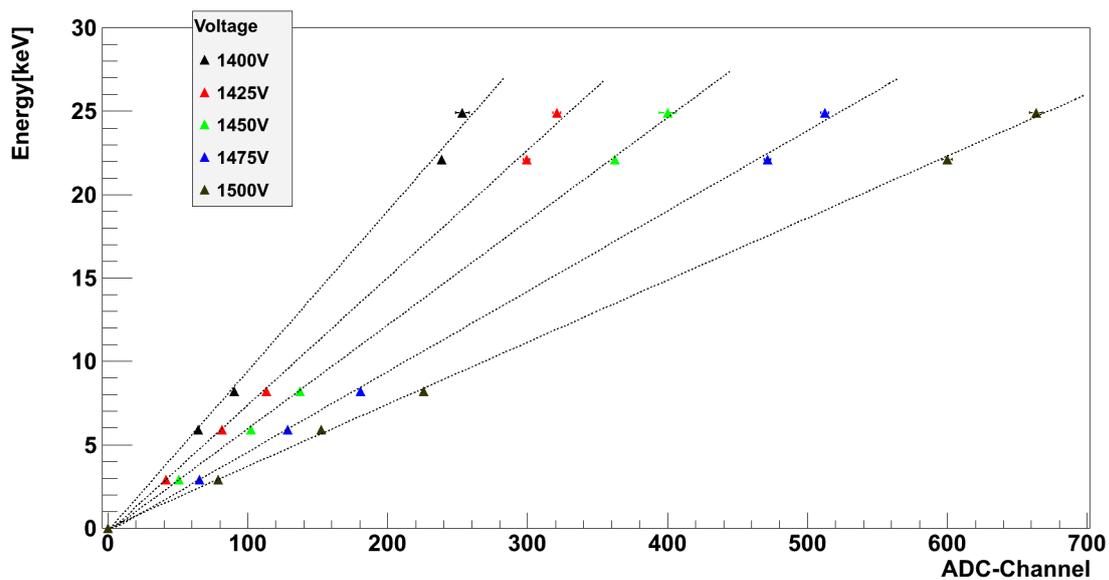


Abbildung 25: Aufgetragen sind die mit TSpectrum bestimmten Linienpositionen in ADC-Kanälen gegen die Energien in keV der jeweiligen Spektrallinien. Die Legende links oben gibt an, welche Werte zu welcher Spannung gehören. FfM-CBM2-1

Aus der Steigung wird dann auch die Energieauflösung des ADCs berechnet, für 1450V entspricht ein ADC-Kanal 62,19 eV. Diese Auflösungsgrenze ist auf Grund der unterschiedlichen Verstärkung, bei gleich bleibendem dynamischem Bereich des ADCs, unterschiedlich für die einzelnen Spannungen.

Als zweite Bestätigung der Korrektheit der Ergebnisse wird das Verhalten der Linienpositionen bei unterschiedlichen Spannungen betrachtet. Wie bei den Verstärkungsmessungen anhand des Stroms (siehe Kapitel 4.4.1.), sollten sich die Positionen der Linien mit der Spannung exponentiell verändern. Gleichzeitig

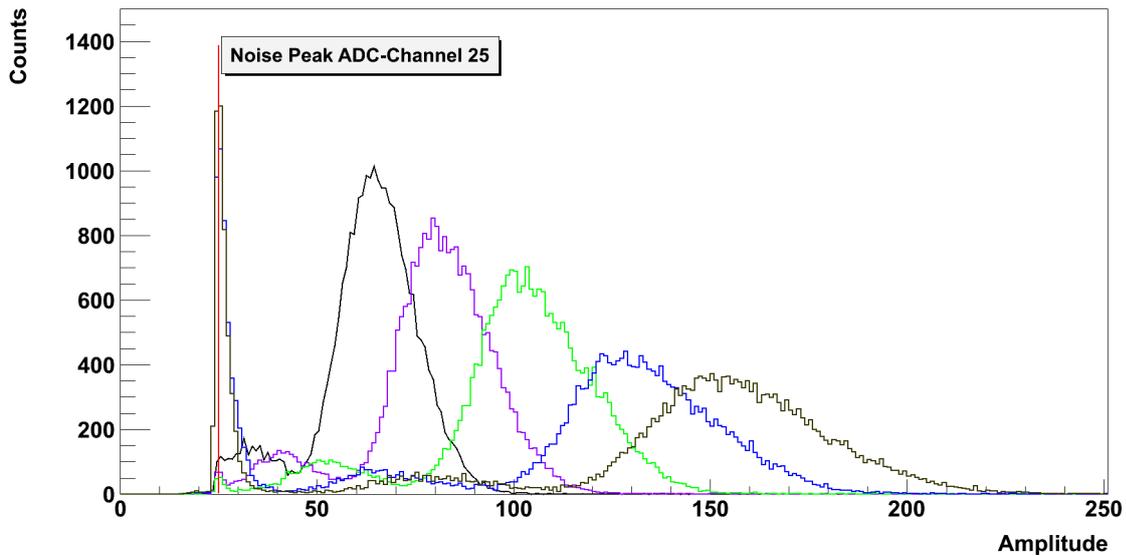


Abbildung 26: Aufgetragen sind die Fe^{55} Energiespektren mit $U = 1400 \text{ V}$ (schwarz), $U = 1425 \text{ V}$ (violett), $U = 1450 \text{ V}$ (grün), $U = 1475 \text{ V}$ (blau) und $U = 1500 \text{ V}$ (olivgrün). Die Fe^{55} - $\text{K}\alpha$ -Linie verschiebt sich mit der gesteigerten Spannung. Wie erhofft verschiebt sich die Noise-Linie bei ADC-Kanal 25 nicht mit der Spannung. FfM-CBM2-1

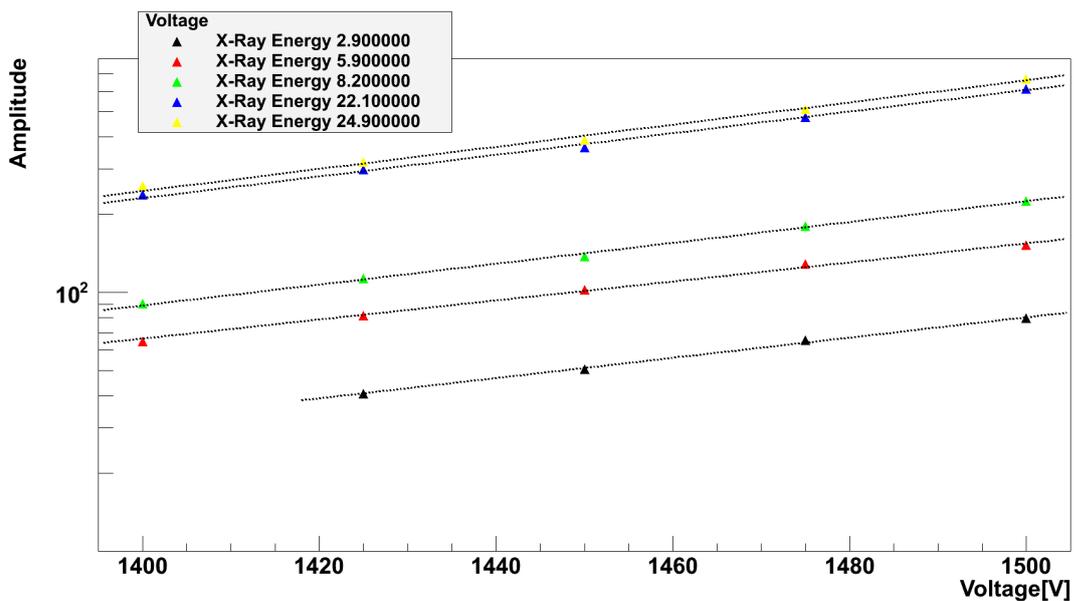


Abbildung 27: Aufgetragen sind die Positionen der Spektrallinien in Abhängigkeit der Spannung. Die einzelnen Linien sind farblich unterschieden, ihr Ursprung ist in der Legende angegeben. An die Messwerte wurde zur Bestätigung des exponentiellen Verlaufs eine exponentielle Funktion angenähert. FfM-CBM2-1

sollte sich die, um den ADC-Kanal 25 herum liegende Linie des Grundrauschens nicht verschieben. Abbildung 26 zeigt die Fe^{55} -Spektren von 1400 V - 1500 V übereinander gelegt. Sie bestätigt, dass die Linie bei ADC-Kanal 25 für alle Spannungen an der gleichen Position sitzt und somit als Rauschen bestätigt ist. Die erwartete exponentielle Abhängigkeit der Linienpositionen für unterschiedliche Spannungen wird in Abbildung 27 dargestellt und bestätigt ebenfalls die Korrektheit der durchgeführten Messungen.

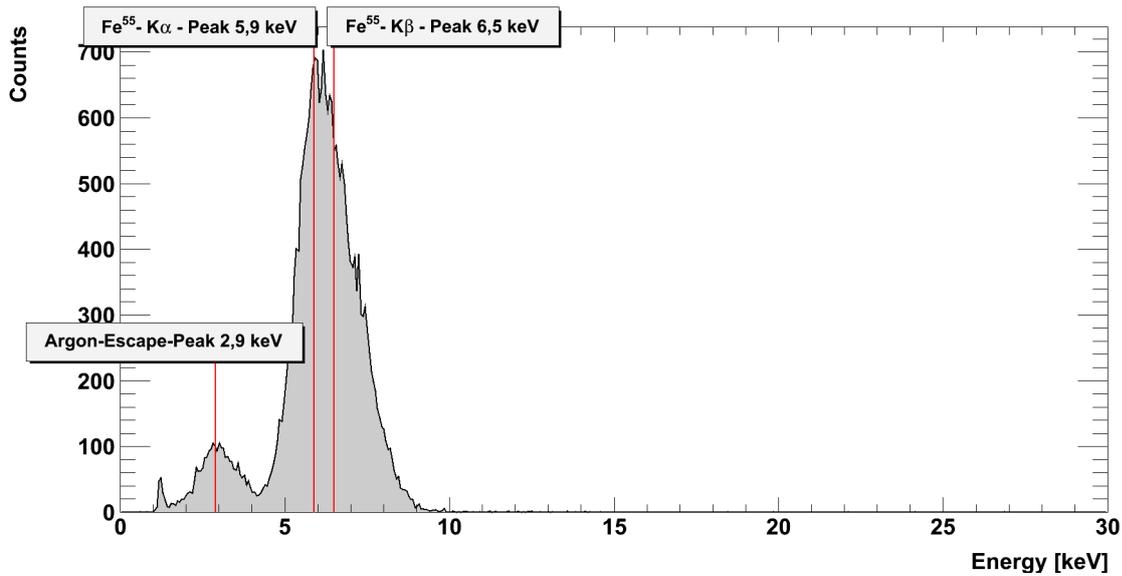


Abbildung 28: Aufgetragen ist die Anzahl der Einträge gegen die Energie in keV für das Fe^{55} -Spektrum. Mit roten Linien sind jeweils die erwarteten Positionen der Spektrallinien markiert. FfM-CBM2-1, U = 1450 V

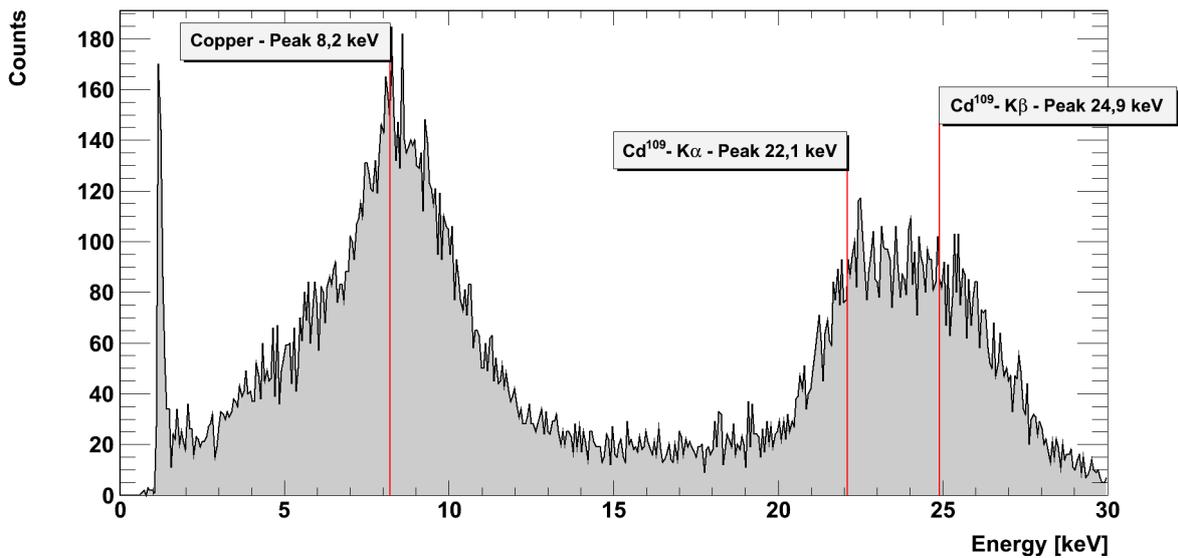


Abbildung 29: Aufgetragen ist die Anzahl der Einträge gegen die Energie in keV für das Cd^{109} -Spektrum. Mit roten Linien sind jeweils die erwarteten Positionen der Spektrallinien markiert. FfM-CBM2-1, U = 1450 V

Nun gilt es die zuvor bestimmte Kalibrierungsfunktion (siehe (5.4)), auf die gemessenen Spektren anzuwenden und kalibrierte Spektren zu erhalten. Aus dem kalibrierten Fe^{55} -Spektrum kann dann auch die genaue Position der $K\beta$ -Linie bestimmt werden. Abbildung 28 zeigt das kalibrierte Fe^{55} -Spektrum, welches mit FfM-CBM2 aufgenommen wurde. Die drei Linien des Spektrums sind eingezeichnet. Die $K\beta$ -Linie befindet sich direkt neben dem Maximum der $K\alpha$ -Linie. Abbildung 29 zeigt das kalibrierte Cd^{109} -Spektrum mit den jeweiligen Spektrallinien bei ihren Energien. Nachdem die Ergebnisse der Messungen nun als korrekt betrachtet werden können, kann aus ihnen die Energieauflösung bzw.

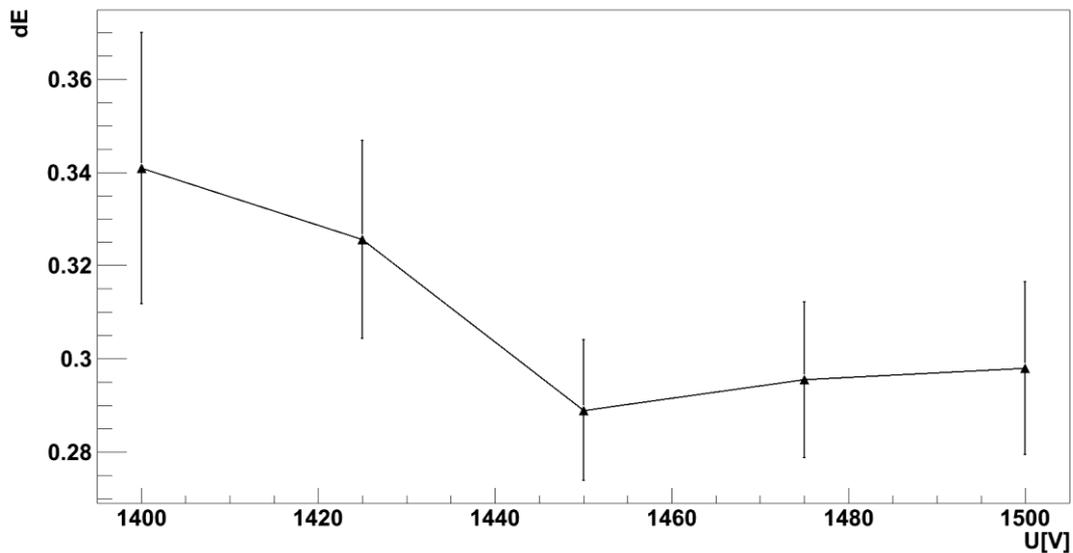


Abbildung 30: Aufgetragen ist die Energieauflösung der $\text{Fe}^{55}\text{-K}_\alpha$ -Linie im Spannungsbereich von 1400 V bis 1500 V. FfM-CBM2-1

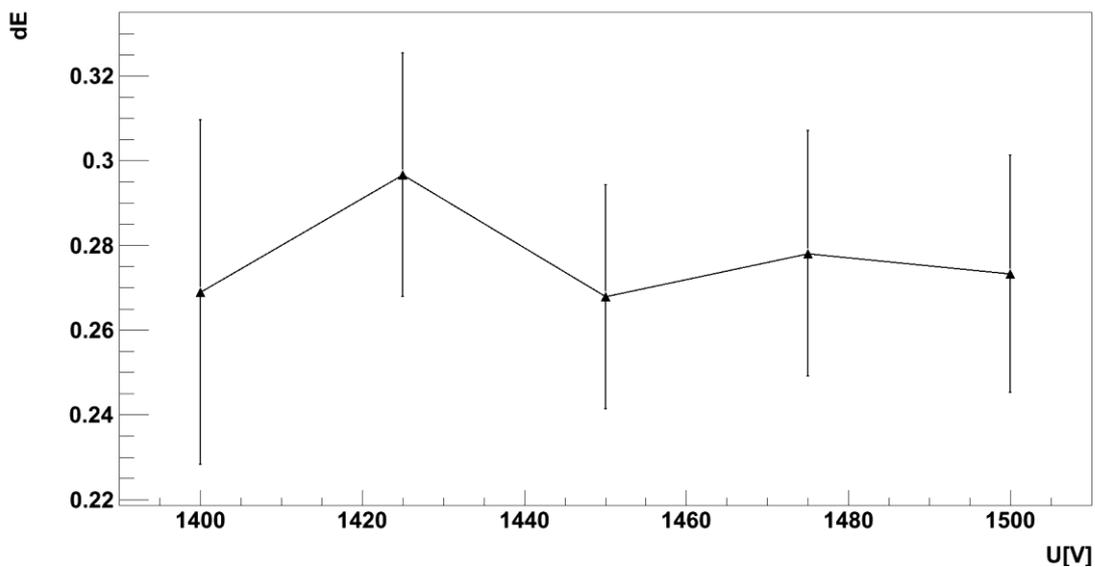


Abbildung 31: Aufgetragen ist die Energieauflösung gemittelt über alle Spektrallinien, gegen die Spannung. FfM-CBM2-1

Energieunschärfe des Detektors in Abhängigkeit von der Spannung berechnet werden. Dazu werden die Daten der Gaußkurven, welche an die Linien angenähert wurden, verwendet. Um die Unschärfe zu bestimmen, wird die Breite bei halbem Maximum (FWHM) der Gaußkurve durch die zugehörige Energie geteilt:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{FWHM}{E} \quad (5.5)$$

Dass hierbei die Unschärfe der Linien selbst klein genug ist, um keinen Einfluss auf die Berechnung zu haben, wird durch den Vergleich mit den Spektren der Halbleiter bestätigt. Abbildung 30 zeigt die Energieunschärfe nach (5.5)

berechnet für die K_{α} -Linie des Fe^{55} -Spektrums. Das Minimum liegt bei $U = 1450$ V und hat den Wert:

$$\frac{\Delta E}{E} = 0,289 \quad (5.6)$$

Dieses Ergebnis kann nun für weitere Prototypen als erster Richtwert für die Energieauflösung verwendet werden.

In Abbildung 31 ist die durchschnittliche Auflösung aller Linien in Abhängigkeit von der Spannung aufgetragen. Zu beachten ist, dass die Argon-Escape-Linie bei 1400 V nicht bestimmt werden kann, da sie auf Grund von zu geringer Verstärkung nicht vom Rauschen differenziert wird. Da die Argon-Escape-Linie eine relativ hohe Breite aufweist, wirkt sich ihre Abwesenheit positiv auf die Auflösung bei 1400 V aus und verfälscht dadurch den Vergleich zu den Ergebnissen der anderen Spannungen. Da die Problematik der Argon-Escape-Linie jedoch 1400 V als Betriebsspannung unbrauchbar macht, hat die Verfälschung hier keine großen Auswirkungen. Hier befindet sich das Minimum der Energieunschärfe ebenfalls bei $U = 1450$ V; die durchschnittliche Energieauflösung für die Betriebsspannung von 1450 V beträgt:

$$\frac{\Delta E}{E} = 0,268 \quad (5.7)$$

5.3. Die „Time over Threshold“ sensitive Auslese

5.3.1. Einführung in die „Time over Threshold“ Auslese

Die prinzipielle Idee ist es, anstatt das gesamte vom Detektor erzeugte Signal zu digitalisieren, nur die Zeit zu messen, in der das Signal sich oberhalb einer bestimmten Grenze dem *Schwellenwert* (Threshold) befindet. Im Nachhinein soll dann aus dieser Zeit die maximale Amplitude der Ereignisse errechnet werden. Dabei sollte es möglich sein, durch das simple Messprinzip, die Kosten für die Elektronik zu verringern und gleichzeitig die Datenmenge deutlich zu reduzieren. Zur Veranschaulichung: bei dem aktuellen ADC-Prototyp für die CBM-TRDs werden 40 Timebins aufgenommen, also entsteht in erster Näherung das 20fache an Datenmenge im Vergleich zur ToT-Auslese pro Ereignis. Erste Messungen sollen nun klären, wie gut die resultierende Energieauflösung ist und worin die Probleme dieser Art der Signalverarbeitung liegen.

5.3.2. Messaufbau und Durchführung

Zur Erstellung der im Folgenden gezeigten Abbildungen werden komplett gesampelte Daten verwendet, mit denen dann Offline eine „Time over Threshold“ Auslese simuliert wird. Dies hat den Vorteil, dass ein direkter Vergleich anhand der exakt gleichen Ursprungsdaten, zwischen den beiden Auslesevarianten erstellt werden kann. Es werden die Daten verwendet, welche bei einer Spannung von 1450V aufgenommen wurden, da FfM-CBM2 bei dieser Spannung

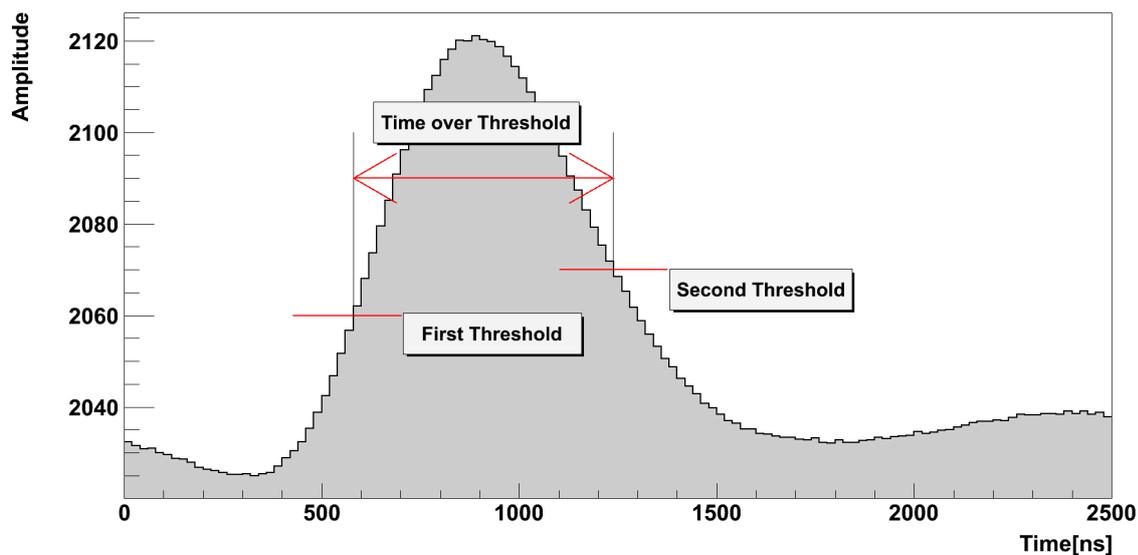


Abbildung 32: FFM-CBM2-1, U=1450V: Gezeigt ist ein mit dem ADC digitalisiertes Event. Exemplarisch ist das Vorgehen bei der „Time over Threshold“ Auslese skizziert. Die beiden horizontalen roten Linien stehen für die vordere und hintere Schwelle. Der Doppelpfeil symbolisiert die Länge der Zeit über diesen beiden Schwellen.

die beste Energieauflösung aufweist (siehe Kapitel 5.2.3.). Abbildung 32 zeigt exemplarisch wie die Zeit über dem Schwellenwert (ToT) bestimmt wird. Zunächst wird ein vorderer Schwellenwert gewählt, dann wird der erste Bin gesucht, der diesen Wert überschreitet. Als nächstes ist ein hinterer Schwellenwert zu wählen, nun wird der letzte Bin über diesem Wert bestimmt. Der Abstand zwischen diesen beiden Bins gibt dann direkt die gesuchte Zeit an. Bereits hier ist zu erkennen, dass die Wahl der Schwellenwerte eine entscheidende Rolle spielt, wenn man über eine angenommene Signalform die Amplitude aus der Zeit konstruieren will. Ähnlich wie bei den Spektralmessungen gibt es auch hier eine Obergrenze der Auflösung, welche durch den ADC definiert wird. Die zeitliche Auflösung des ADC liegt, bedingt durch das Mitteln über 20 Bins, bei 20 ns. Dies ist wie zuvor bei der Energieauflösung die maximale Zeitauflösung, die der Detektor in dem aktuellen Aufbau erreichen kann.

Das Spektrum der Fe^{55} -Gammaquelle beginnt für 1450 V bei dem 40. ADC-Kanal mit der Argon-Escape-Linie, daher werden beide Schwellen kleiner oder gleich 40 gewählt. Da die Signalform im späteren Verlauf als Gaußkurve angenommen wird, bei der es sich um eine symmetrische Funktion handelt, wird der hintere Schwellenwert leicht höher als der vordere gewählt, um das langsamere Abfallen der hinteren Flanke im Vergleich zum Anstieg der vorderen Flanke auszugleichen. Abbildung 33 zeigt das ToT-Spektrum gegen die Amplitude aufgetragen für die Fe^{55} -Gammaquelle, der vordere Schwellenwert ist 34 und der hintere 40. Im ToT-Spektrum sind zwei Linien zu erkennen, eine Linie liegt bei ToT-Werten von 400 ns und eine bei ToT-Werten von 750 ns. Die beiden Linien stimmen in ihren zugehörigen Amplitudenwerten mit der Argon-Escape-Linie und der Fe^{55} - K_{α} -Linie überein. Der Verlauf der Abhängigkeit der ToT gegenüber

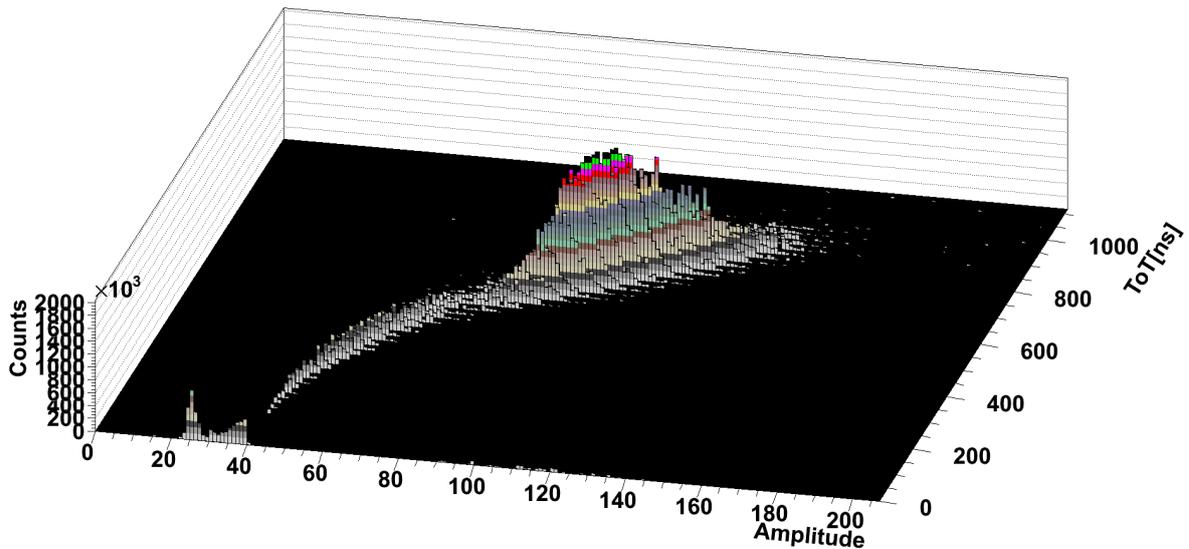


Abbildung 33: Gezeigt ist das ToT-Spektrum der Fe^{55} -Gammaquelle. Die verwendeten Schwellenwerte sind 34 | 40. FfM-CBM2-1

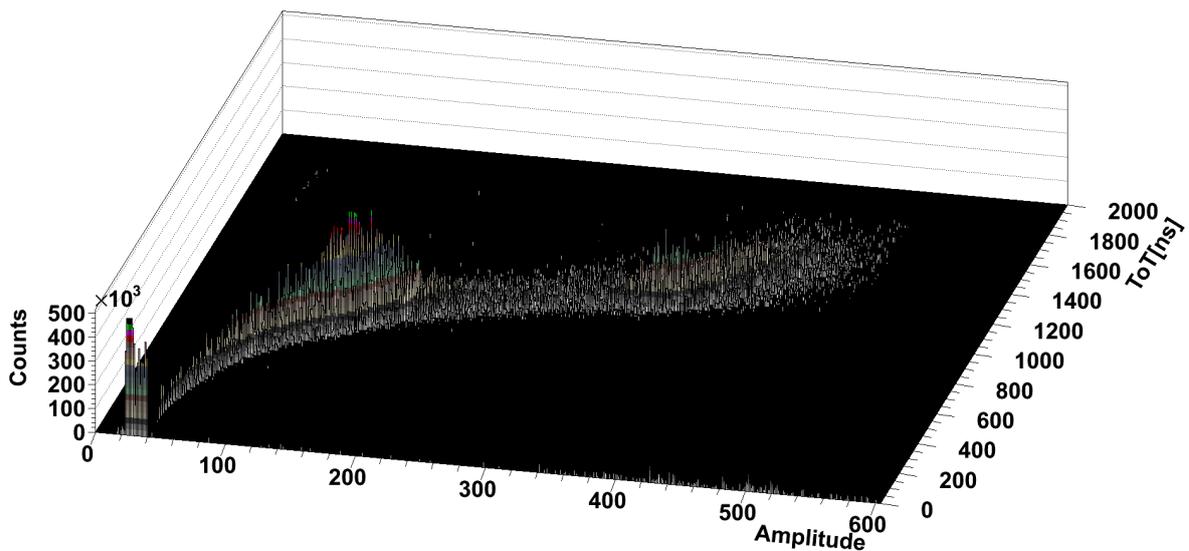


Abbildung 34: Gezeigt ist das ToT-Spektrum der Cd^{109} -Gammaquelle. Die verwendeten Schwellenwerte sind 34 | 40. FfM-CBM2-1

der Amplitude nimmt bedingt durch die Signalform exponentiell ab. Um eine Kalibrierungsfunktion, die jedem ToT-Wert eine Amplitude zuweist, erstellen zu können, muss eine Funktion diesem Verlauf angenähert werden. In Abbildung 34 ist das ToT-Spektrum gegen die Amplitude für die Cd^{109} -Gammaquelle abgebildet. Die gewählten Schwellenwerte sind ebenfalls 34 für die vordere Schwelle und 40 für die hintere Schwelle. Die Kupfer-Linie liegt bei ToT-Werten von 850 ns und die beiden Cd^{109} -Linien bei ToT-Werten von ca. 1300 ns. Der exponentiell abnehmende Verlauf der Zuordnung von ToT-Wert zur Amplitude ist auch für das Cd^{109} -Spektrum zu erkennen. Um den Fehler in der Zuordnung von ToT-Wert zu einer Amplitude zu minimieren, muss die Breite der ToT-

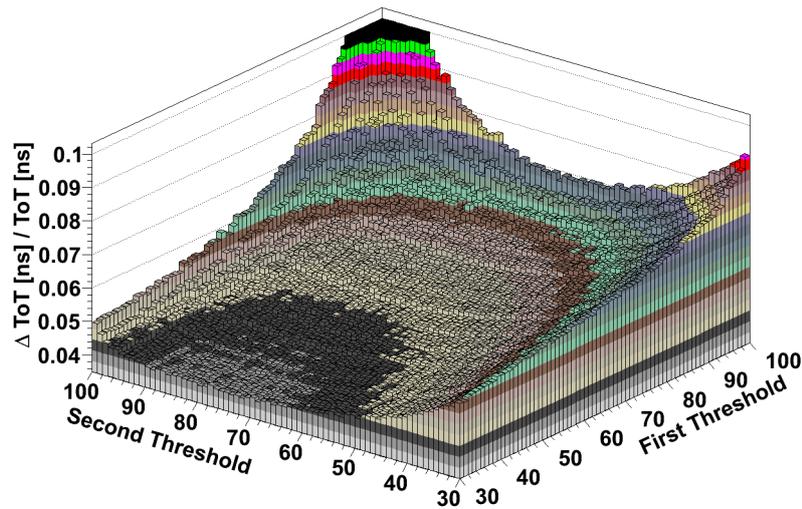


Abbildung 35: Aufgetragen ist die relative Breite der ToT-Verteilung bei fixierter Amplitude (100 ADC-Kanäle) gegen die Höhe der ersten und zweiten Schwelle. FfM-CBM2-1, U = 1450 V

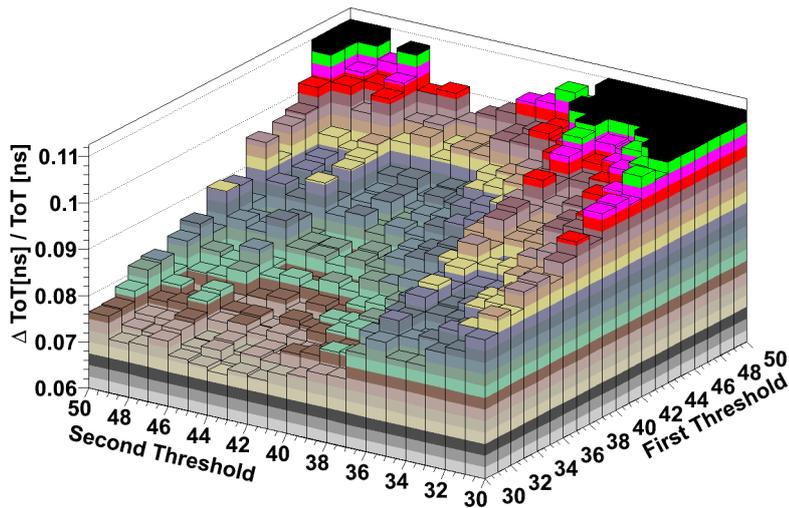


Abbildung 36: Aufgetragen ist die relative Breite der ToT-Verteilung bei fixierter Amplitude (52 ADC-Kanäle) gegen die Höhe der ersten und zweiten Schwelle. FfM-CBM2-1, U = 1450 V

Verteilung möglichst klein sein. Die Abhängigkeit der Breite der ToT-Verteilung von den Schwellenwerten wird in Abbildung 35 für eine Amplitude von 100 ADC-Kanälen (Fe⁵⁵-K_α-Linie) und in Abbildung 36 für eine Amplitude von 52 ADC-Kanälen (Argon-Escape-Linie) gezeigt, dort ist die relative Breite in Abhängigkeit von den beiden Schwellenwerten für die jeweilige fixierte Amplitude aufgetragen. Bei einer Amplitude von 100 ADC-Kanälen (Abbildung 35) befindet sich das Minimum der Verteilung bei Schwellenwerten um 30 | 80, bei höheren Werten für die vordere sowie die hintere Schwelle, werden die relativen Abweichungen deutlich größer. Wird die hintere Schwelle kleiner als 60 gewählt, steigt die relative Abweichung vom Mittelwert ebenfalls deutlich an. Abbildung 36 zeigt für eine Amplitude von 52 ADC-Kanälen ein Minimum der

relativen Abweichung bei dem Schwellenwertepaar 30|43, der Verlauf um das Minimum herum ähnelt dem Verlauf von Abbildung 35. Das Minimum für eine Schwellenwertkombination der relativen Breite der ToT-Verteilung ist also abhängig von der Amplitude. Prinzipiell lässt sich aus den Verteilungen folgern, dass die vordere Schwelle für eine geringe relative Abweichung so niedrig wie möglich gewählt werden sollte. Für die hintere Schwelle sollte der Wert höher als der vordere gewählt werden, sollte jedoch einen amplitudenabhängigen Wert möglichst nicht überschreiten. In der Anwendung auf das Fe⁵⁵-Spektrum führt dies zu den Schwellenwerten 30|40, welche zuvor bereits verwendet wurden. Die hintere Schwelle wird nicht bei 43 gewählt, sondern an die untere Amplitudengrenze der Argon-Escape-Linie gelegt.

Nun wird die Zuordnung von der gemessenen Zeit zur Amplitude bestimmt und ihre Abhängigkeit von den Schwellenwerten untersucht. Dazu wird der Mittelwert der ToT-Verteilung über der Amplitude betrachtet. Die zuvor abgebildeten ToT-Spektren zeigten bereits eine logarithmische Zuordnung; als Ansatz zur Bestimmung der genauen Zuordnung werden die einzelnen Signale als Gaußkurve angenommen. Aus der Funktion einer Gaußkurve:

$$f_{Gau\beta}(x) = A * e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \quad (5.8)$$

lässt sich eine Zuordnung von der Breite (σ [ns]) der Gaußkurve zu ihrer maximalen Amplitude (A [ADC-Kanal]) erstellen, diese ist zusätzlich von der Höhe der zweiten (höheren) Schwelle (s [ADC-Kanal]) abhängig:

$$f_{ToT}(A, \sigma, s) = \sqrt{8} * \sigma * \sqrt{\log\left(\frac{A}{s}\right)} \quad (5.9)$$

Dabei ist der Wert für σ der einzige offene Parameter, welcher durch die Annäherung an die Messdaten ermittelt wird. Auf Grund des schnellen Anstiegs der vorderen Flanke, beeinflusst der vordere Schwellenwert nicht maßgeblich den ToT-Wert, so dass die Zuordnung unter Verwendung des höheren Schwellenwertes gut genug bestimmt ist. Der logarithmische Verlauf der Zuordnung von ToT zu Amplitude ergibt eine erste Einschränkung in der Anwendung der ToT-Auslese, mit im Verhältnis zu den Schwellenwerten steigender Energie nimmt die Energieauflösung bereits exponentiell ab, ohne den Einfluss der steigende Breite der ToT-Verteilung zu beachten. Abbildung 37 zeigt exemplarisch vier Kurven in denen der Mittelwert der ToT-Verteilung gegen die zugehörige Amplitude aufgetragen ist, der Fehler entspricht der Abweichung der einzelnen ToT-Werte um den ToT-Mittelwert herum. Die vier Kurven entsprechen unterschiedlich hohen Schwellenwerten, von oben nach unten wurden die Schwellenwerte 30|40, 140|150, 240|250, 340|350 verwendet. An jede Kurve wurde die zugehörige Funktion aus (5.9) angenähert. Bei der obersten Kurve ist deutlich eine große Abweichung des ToT-Mittelwerts von der angenäherten Funktion zu hohen Amplituden (ADC-Kanal 380) hin zu erkennen. Diese Abweichung ergibt eine Einschränkung für den dynamischen Bereich des verwendeten Aufbaus mit der Annahme, dass die Signalform einer Gaußkurve

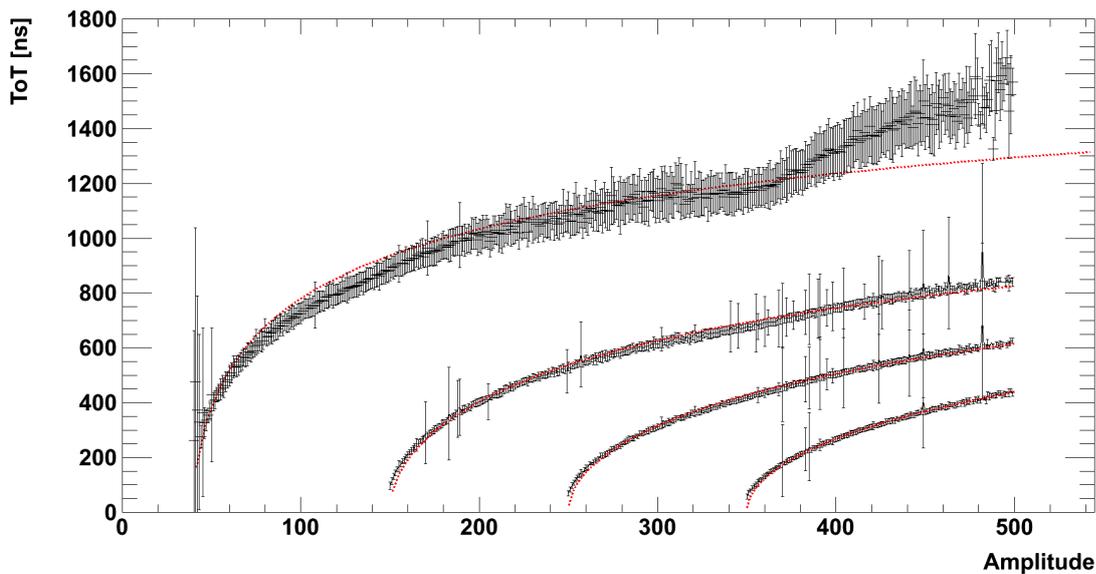


Abbildung 37: Aufgetragen ist der Mittelwert der Zeiten gegen die Amplitude für das Cd^{109} -Spektrum. Die unterschiedlichen Zuordnungen entsprechen unterschiedlichen Schwellenwerten. Die Fehlerbalken werden über eine an die Verteilung der Zeitwerte angenäherte Gaußfunktion bestimmt. (5.9) zeigt die angenäherte Funktion. FfM-CBM2-1, $U=1450\text{V}$

entspricht auf ca. 340 ADC-Kanäle (zweiter Schwellenwert von 380 subtrahiert). Auch bei niedrigeren Amplituden ist eine Abweichung zu erkennen, mit steigenden Schwellenwerten nimmt die Abweichung (χ^2) der ToT-Mittelwerte von der genäherten Funktion aber auch der dynamische Bereich ab. Die Größe der Abweichung der gemessenen ToT-Werte von der angenäherten Funktion ist entscheidend für die Qualität der genäherten Funktion als Kalibrierungsfunktion für die ToT-Auslese.

Zur Optimierung der Schwellenwerte im Verhältnis zum χ^2 der genäherten Funktion, wird das χ^2 jeder Funktion gegen die beiden Schwellenwerte aufgetragen. Zunächst werden dazu die ToT-Werte jedes Ereignisses für unterschiedliche Schwellenwerte ermittelt, dann werden die Mittelwerte der Amplituden für die jeweilige Schwellenwertkombination bestimmt, als Fehler wird das RMS der Verteilung verwendet. Das Ergebnis wird dann mit der Funktion aus (5.9) genähert, das daraus folgende χ^2 wird gegen die Schwellenwerte aufgetragen. Die optimalen Kombinationen der Schwellenwerte sind bei,

$$\chi^2 = 1$$

zu finden. In Abbildung 38 ist das Ergebnis dieser Untersuchung gezeigt, ein χ^2 um eins herum ist bei mehreren Kombinationen zu erkennen, z.B. bei einem ersten Schwellenwert von 41 und einem zweiten Wert von 50. Prinzipiell ist zu erkennen, dass ein gutes χ^2 erreicht wird, wenn, wie zuvor bereits vermutet, der zweite Schwellenwert höher als der erste Schwellenwert gewählt wird. Dabei zeigt sich in Abbildung 38 ein Unterschied von 10 – 18 ADC-Kanälen als guter Wert, wird die Differenz größer gewählt, sinkt der Wert für das χ^2 unter eins, was einer schlechteren Näherung entspricht. Es ist zu beachten, dass bei der Wahl der Schwellenwerte, wie zuvor gezeigt, noch die Genauigkeit in der

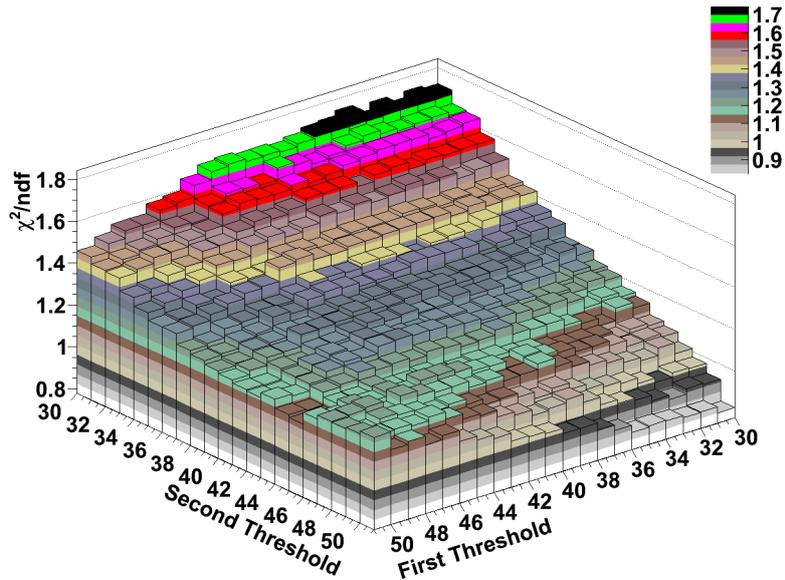


Abbildung 38: Aufgetragen ist χ^2/ndf gegen die beiden Schwellenwerte, für das Fe^{55} -Spektrum in der Amplitude von 50 bis 150 ADC-Kanäle beschränkt. FFM-CBM2-1, $U=1450\text{V}$

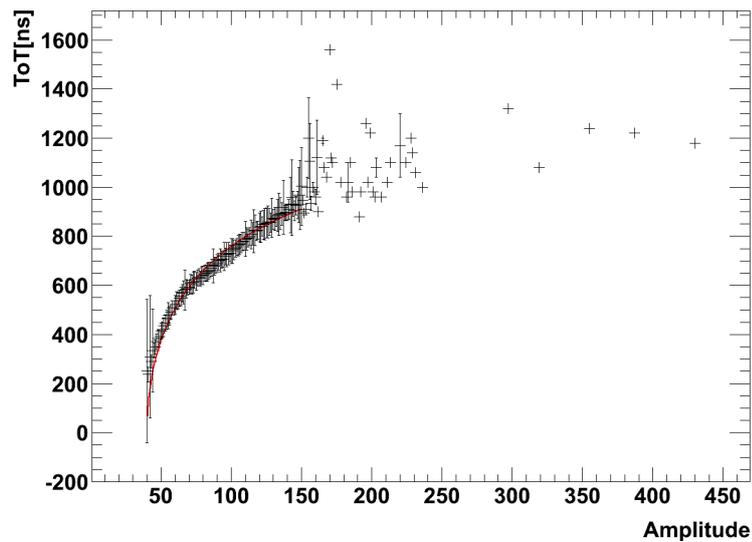


Abbildung 39: Aufgetragen ist der Mittelwert der Zeiten gegen die Amplitude für das Fe^{55} -Spektrum. Die Fehlerbalken werden über eine an die Verteilung der Zeitwerte angenäherte Gaußfunktion bestimmt. (5.9) zeigt die angenäherte Funktion. FFM-CBM2-1, $U=1450\text{V}$

Bestimmung der Zeitwerte und der zu messende Energiebereich zu berücksichtigen sind. Um das Fe^{55} -Energiespektrum aus den gemessenen ToT-Werten zu erstellen, sind mit den gegebenen Randbedingungen die Schwellenwerte 30|40 eine gute Wahl; möchte man die Position des dynamischen Bereichs verändern, müssten dementsprechend die Schwellenwerte angepasst werden. Bei dem gegebenen Fe^{55} -Spektrum liegt die hintere Schwelle direkt an der niederenergetischen Grenze der Argon-Escape-Linie, bei 40 ADC-Kanälen, die vordere Schwelle liegt an der Grenze zum Rauschen bei 30 ADC-Kanälen; die genäherte Funktion wird in Abbildung 39 gezeigt. Diese Wahl der Schwellenwerte ergibt ein nur leicht zur Eins unterschiedliches χ^2 und

ermöglicht gleichzeitig die Betrachtung des gesamten Fe^{55} -Spektrums, der Parameter σ der Näherungsfunktion aus (5.9) ist:

$$\sigma = 274 \text{ ns}$$

Die Umkehrfunktion der parametrisierten Näherungsfunktion aus (5.9):

$$f_{\text{Amplitude}}(x) = s * \exp\left(\frac{T_0 T^2}{8\sigma^2}\right) \quad (5.10)$$

kann zur Zuordnung der ToT-Werte zu Energien verwendet werden, sie entspricht einer Kalibrierungsfunktion. Bedingt durch den exponentiellen Verlauf der Funktion, ergibt sich eine deutliche Einschränkung für die Energieauflösung der ToT-Auslese in Abhängigkeit der Zeitauflösung.

Mit steigender Amplitude nimmt die Energieauflösung stetig ab. Unter den gewählten Bedingungen, also Schwellenwerte, Spannung und Energieauflösung des ADC, bedeutet dies z.B. im Bereich von 22 keV als Amplitude (ADC-Kanal 350 bei $U = 1450 \text{ V}$) eine Energieauflösung von 25 ADC-Kanälen also:

$$dE = \frac{62,19 \text{ eV} * 25}{\sqrt{12}} = 0,449 \text{ keV}$$

Dabei entspricht die Energieauflösung von 25 ADC-Kanälen der Differenz der beiden nächstgelegenen möglichen Werte, die aus den ToT-Werten errechnet werden können. Die stetige Abnahme der Energieauflösung kann also, abhängig von der gewünschten Energieauflösung, zusätzlich den dynamischen Bereich der ToT-Auslese verkleinern. So lange jedoch die Energieunschärfe der MWPC dominiert und trotzdem im Akzeptanzbereich ist, stellt dies kein Problem dar.

5.3.3. Das „Time over Threshold“ Energiespektrum

Abbildung 40 zeigt das ursprüngliche Fe^{55} -Energiespektrum (grauer Füllbereich und rote Linie) mit dem darüber gelegten aus den ToT-Werten bestimmten Energiespektrum. Die Argon-Escape-Linie ist in dem ToT-Energiespektrum leicht zu höheren Energien verschoben und die Fe^{55} - K_{α} -Linie leicht zu niedrigeren Energien. Diese Abweichung von dem ursprünglichen Energiespektrum ist das Resultat der Abweichung der ToT-Werte von der angenäherten Funktion. Da das χ^2 der genäherten Funktion nur im Rahmen des Fehlers für die Mittelwerte ungefähr Eins ist, entspricht eine gewisse Abweichung von den tatsächlichen Werten hier immer noch einem zu erwartenden Ergebnis. Mit einer Optimierung der Annäherung der Kalibrierungsfunktion könnte diese Problematik verringert werden, dies bedarf jedoch genauerer Untersuchungen. Die Verbreiterung der beiden Linien zu höheren Energien entsteht durch die Normalverteilung der Abweichung der ToT-Werte vom Mittelwert, da diese nach der Umrechnung in Amplituden durch die exponentielle Funktion nicht mehr symmetrisch verteilt sind, sondern zu höheren Energien verbreitert. Zusätzlich zeigt sich in dem ToT-Energiespektrum

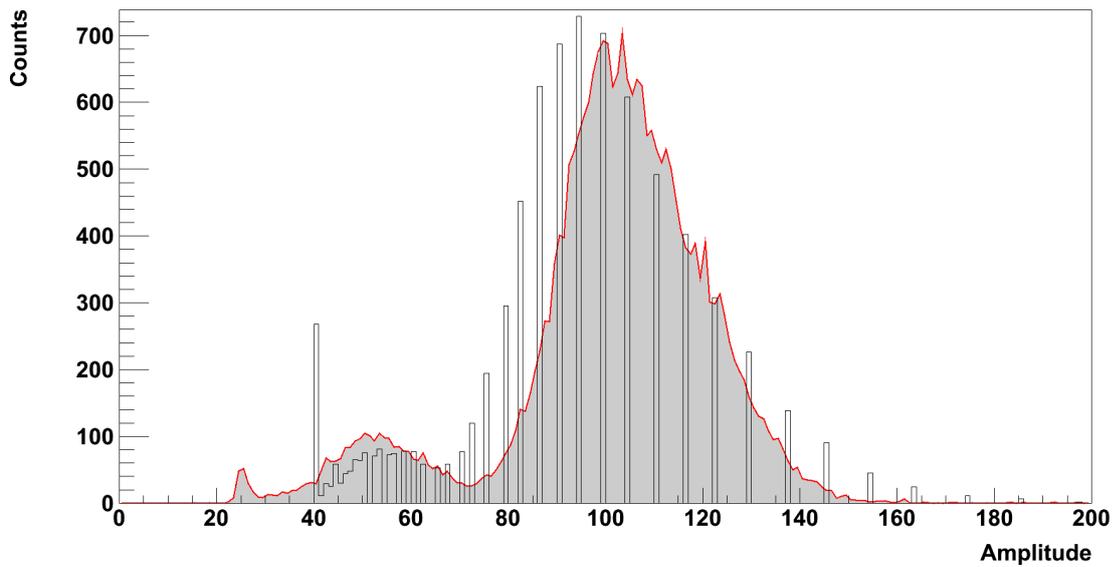


Abbildung 40: FfM-CBM2-1: Zu sehen ist das Fe^{55} -Spektrum, im Hintergrund das Original Energiespektrum (rote Linie, grauer Füllbereich). Im Vordergrund (schwarze Linie, durchsichtiger Füllbereich) befindet sich das Energiespektrum, welches aus den Zeitspektren erstellt wurde.

die abnehmende Energieauflösung deutlich, die mit der ToT-Auslese gemessenen Energien sind nicht kontinuierlich verteilt, sondern auf diskrete Werte eingegrenzt. Bei der Fe^{55} - K_α -Linie reicht jedoch die Anzahl an Datenpunkten um sie klar zu identifizieren.

6. Zusammenfassung und Fazit

Der in Frankfurt installierte Teststand bietet die Möglichkeiten, umfangreiche Testreihen unter reproduzierbaren Bedingungen durchzuführen. Dabei können gezielt einzelne Einstellungen, wie zum Beispiel die Gaskomposition, verändert werden.

Es wurde eine gute Methode zur Impulsbodenbestimmung und Störsignalreduktion entwickelt. Allerdings sollte, sobald erste Prototypen für den Praxistest entwickelt sind, die CBM Front-End-Elektronik eingesetzt werden. Dadurch sollte auch das hochfrequente Störsignal eliminiert werden.

Die mit FfM-CBM2 gemessenen Spektren zeigen, dass das Basisschema für die CBM-TRDs praktikabel ist. Es gilt hier nun das Design der MWPC in Richtung der Elektronenidentifizierung soweit wie möglich zu optimieren, die neuesten Ergebnisse von durchgeführten Simulationen zeigen, dass das Gasvolumen für eine höhere TR-Effizienz größer gewählt werden muss [Rei10].

Die „Time over Threshold“ Auslese zeigt einige Problematiken, besonders ist der, unter den verwendeten Bedingungen, eingeschränkte dynamische Bereich zu nennen. Ihr Vorteil liegt in der deutlich geringeren Datenmenge, allerdings bedarf es genauerer Spezifikationen der Anforderungen, um ihre Konkurrenzfähigkeit zu untersuchen. Es ist ein wohl definierter Energiebereich, in dem gemessen werden soll, genauso wie eine klar definierte Signalform, welche an die Auslese übermittelt wird, nötig. Sind diese Spezifikationen vorhanden, kann eine klare Aussage bezüglich der Möglichkeiten der „Time over Threshold“ Auslese getätigt werden. Prinzipiell bleibt die Problematik, dass die Auflösung je nach Signalform mit im Verhältnis zum Schwellenwert steigender Energie deutlich abnimmt. Letztendlich muss dann in diesem Rahmen geklärt werden, inwiefern die ToT-Auslese die geforderte Ortsauflösung und Elektron-zu-Pion Trennung ermöglicht.

In der praktischen Anwendung könnte die „Time over Threshold“ Auslese auch als Ergänzung eines sampling ADCs verwendet werden. Gerät ein Signal in den *Overflow*¹⁴ des ADCs kann die Zeit im Overflow gemessen und die Amplitude rekonstruiert werden. Mit dieser Methode kann der dynamische Bereich des ADCs in der Analyse erweitert werden.

¹⁴ Ist ein Signal höher als das Maximum des dynamischen Bereichs des ADCs, gerät es in den sogenannten Overflow.

7. Anhang

7.1. Tabellarische Darstellung der Umgebungsvariablen der Messreihen

Datensatz	FfM-CBM2-1	FfM-CBM1-1
Gaskomposition	85% Ar - 15%CO ₂	85% Ar - 15%CO ₂
Gas-O ₂ -Gehalt	10 ppm	12 ppm
Trigger-Schwellenwert	ADC-Kanal 34	-
Raumtemperatur	26,7°C	26,2 °C
Raumdruck	999,8 mBar	999,8 mBar
Kollimator	-	-

7.2. Zusätzliche Histogramme

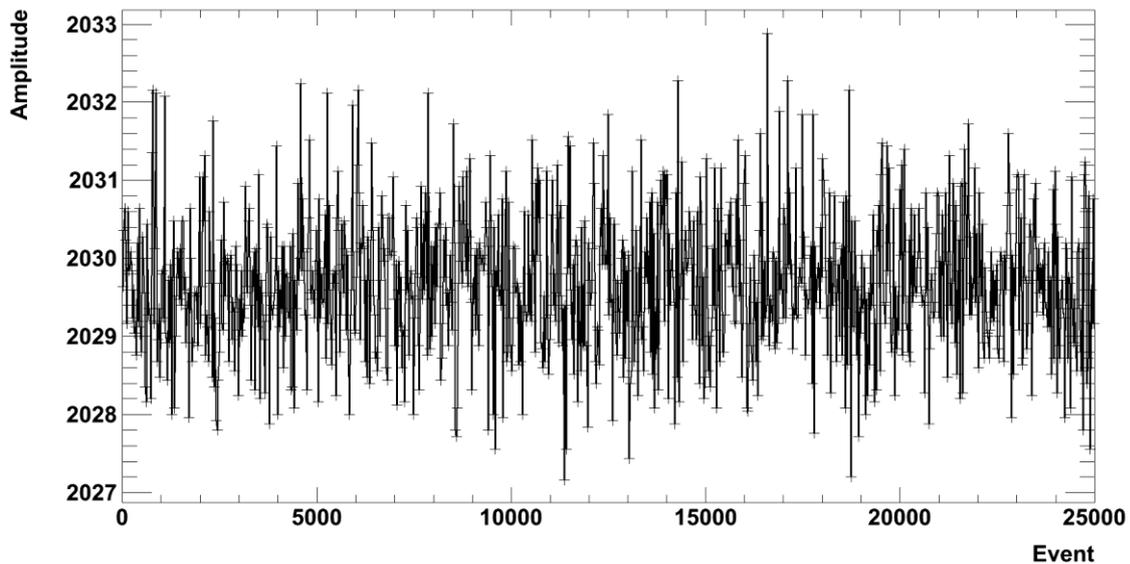


Abbildung 41: FfM-CBM2-1: In Abbildung 41 sind die Werte für das Pedestal über 25 Ereignisse gemittelt aufgetragen.

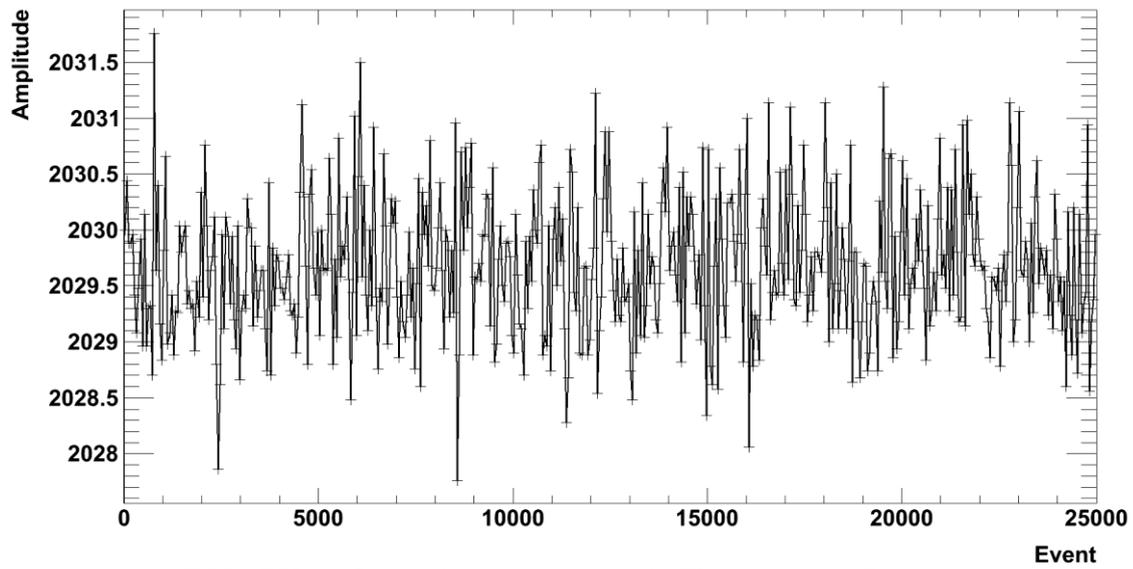


Abbildung 42: FfM-CBM2-1: In Abbildung 42 sind die Werte für das Pedestal über 50 Ereignisse gemittelt aufgetragen.

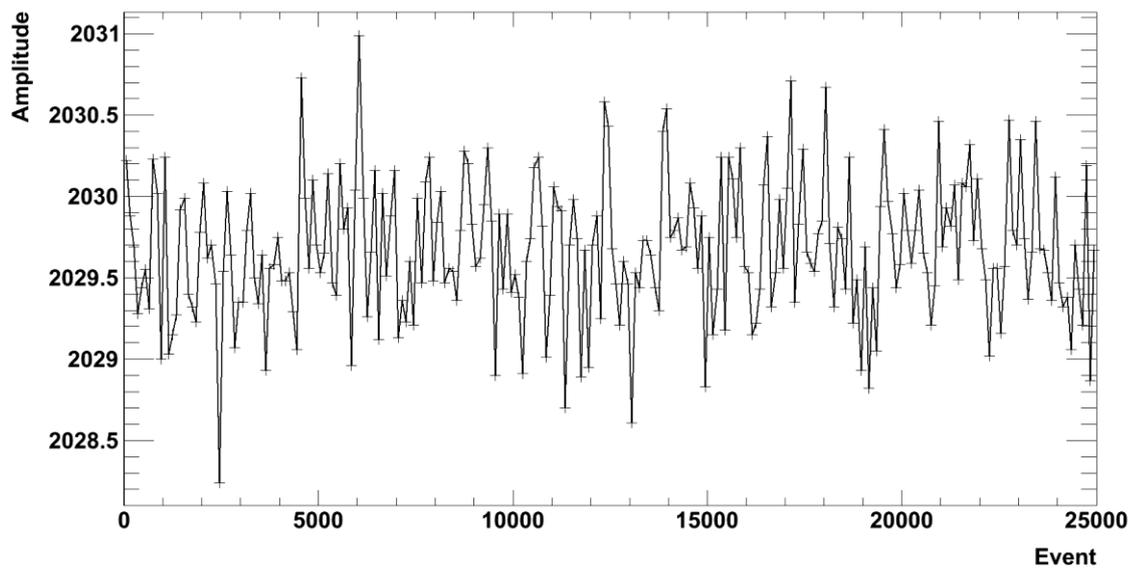


Abbildung 43: FfM-CBM2-1: In Abbildung 43 sind die Werte für das Pedestal über 100 Ereignisse gemittelt aufgetragen.

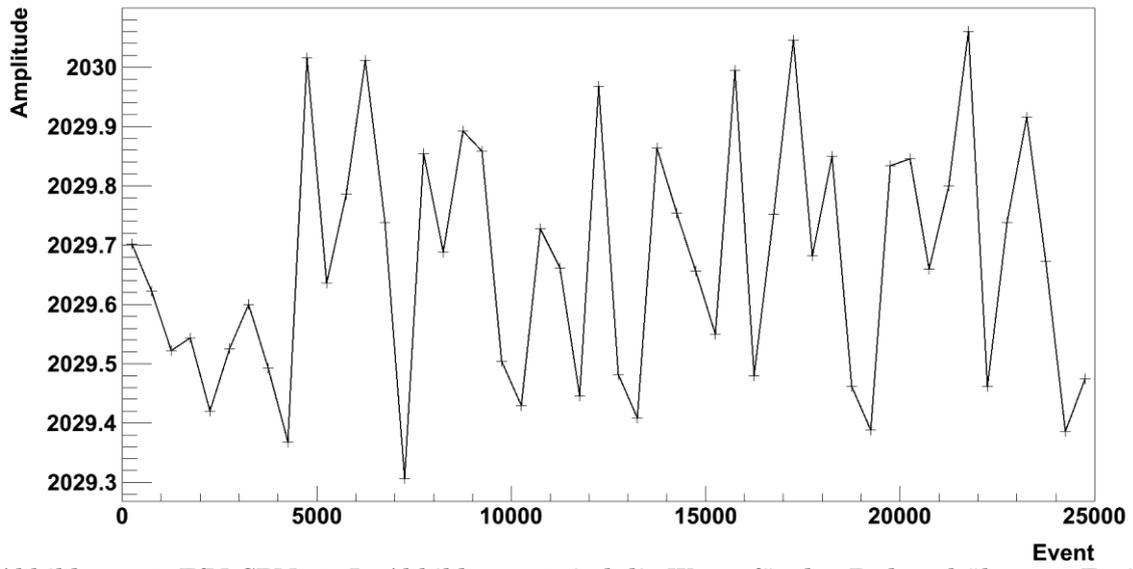


Abbildung 44: FfM-CBM2-1: In Abbildung 44 sind die Werte für das Pedestal über 500 Ereignisse gemittelt aufgetragen.

Literaturverzeichnis:

- [Ali01] ALICE Collaboration: JINST 3 S08002, 2008.
- [Bal93] Bali, G. S.: The Running Coupling From Lattice QCD, 1993.
- [Blu08] Blum W., Riegler W., Rolandi L.: Particle Detection with Drift Chambers, Second Edition, Springer-Verlag, 2008.
- [Cbm05] CBM Collaboration: CBM Technical Status Report, 2005.
- [Fab75] Fabjan C. W., Struczinski W.: Phys. Lett. B 57, 483, 1975.
- [Gat79] Gatti E., Longoni A., Semenza P., et al.: Nucl.Instrum.Meth.163:83-92, 1979.
- [Heh09] Private Kommunikation mit Jörg Hehner, 2009.
- [KB05] Klein-Bösing C.: Production of Neutral Pions and Direct Photons in Ultra-Relativistic Au+Au Collisions, Doktorarbeit, Institut für Kernphysik Münster, 2005.
- [Kai09] Kaiser M.: Aufbau und Betrieb eines Gassystems für den GOOFIE-Driftdetektor, Bachelorarbeit, Institut für Kernphysik Frankfurt am Main, 2009.
- [Kle92] Kleinknecht, K.: Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag, 1992.
- [Leo87] Leo W.: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, 1987.
- [Mac76] MacLeod A. M.: A verification of Moseley's Law, Phys. Educ. 11 38, 1976.
- [Mat86] Matsui T. und Satz H.: Phys. Lett. B178, 416, 1986.
- [Na97] NA50 Collaboration: Phys. Lett. B410, 337-343, 1997.
- [Par06] Particle Data Group: Particle Physics Booklet, Insitut of Physics Publishing, 2006.
- [Pov06] Povh B.: Rith K., Scholz C. und Zetsche F.: Teilchen und Kerne 7. Auflage, Springer-Verlag, 2006.
- [Rei08] Reichelt P.: Bestimmung der Gasverstärkung der ALICE-TRD-Ausleseammern, Bachelorarbeit, Institut für Kernphysik Frankfurt am Main, 2008.

- [Rei10] Private Kommunikation mit Patrick Reichelt, 2010.
- [Rot96] Brun, R.: RADEMAKERS, Fons: ROOT – An Object Oriented Data Analysis Framework, 1996.
- [Sen09] Senger P.: Status of the CBM Experiment at FAIR, CBM Progress Report 2008, 2009.
- [Sto10] Stöcker H.: Taschenbuch der Physik 6. Auflage, Harri Deutsch Verlag, 2010.

Danksagung

Um niemanden zu vergessen möchte ich mich zu aller erst allgemein bei allen bedanken, die an der Entstehung dieser Arbeit beteiligt waren. Besonders möchte ich mich bei Harald Appelshäuser bedanken, der zunächst in seinen Vorlesungen mein Interesse an der Hochenergiephysik geweckt hat und mir dann die Möglichkeit geben hat, diese Arbeit zu erstellen. Des Weiteren möchte ich mich besonders bei Matthias Hartig bedanken, für die Unterstützung in allen Entstehungsstadien dieser Arbeit und immer wieder amüsanten Gesprächen. Ebenfalls gilt ein besonderer Dank Henner Büsching, der nicht unbeteiligt an der Entstehung meines Interesses für die Hochenergiephysik ist und bis hin zum Korrekturlesen dieser Arbeit immer ein offenes Ohr für mich hatte. Ein großer Dank gilt auch Werner Amend und Arnold Wiesenäcker, die mir bei der Entwicklung des Teststands mit Rat und Tat geholfen haben. Genauso möchte ich mich bei Rainer Renfordt bedanken, der immer wieder neue Anregungen gegeben hat. Bei Andreas Arend und Philipp Lüttig möchte ich für die Beantwortung meiner zahllosen Fragen zum Programmieren bedanken. Allgemein möchte ich mich bei der gesamten HEP-Arbeitsgruppe am IKF für die Unterstützung und die freundliche Gesellschaft bedanken.

Ein Dank auch an meine Freunde und Kommilitonen mit denen ich viel Spaß während meiner Studienzeit hatte und hoffentlich auch lang darüber hinaus haben werde.

Zum Schluss möchte ich mich bei meiner Familie und meiner Freundin für die Unterstützung in allen Lebenslagen bedanken.