

# Pulsformanalyse an MDT-Myondetektoren



Diplomarbeit der Fakultät für Physik  
der  
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von  
**André Zibell**  
geboren in Starnberg

München, den 01.03.2010



Erstgutachter: Prof. Dr. Otmar Biebel  
Zweitgutachter: Prof. Dr. Wolfgang Dünneweber



Heb' niemals ab vom Acker,  
ohne Deinen Tacker.  
*Hot Shots - die Mutter aller Filme*



## Kurzfassung

Das Myonspektrometer des ATLAS-Detektors funktioniert, und konnte bei den ersten Protonenkollisionen des LHC-Beschleunigers ende 2009 seine Einsatzfähigkeit unter Beweis stellen. Jedoch wird im Zuge der geplanten Aufrüstung des Beschleunigers von LHC zu SLHC und der damit einhergehenden Erhöhung der Luminosität von  $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$  auf  $10^{35} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$  auch die Untergrundstrahlung in der Detektorkaverne entsprechend ansteigen. Die Driftrohre des MDT-Subsystems erfahren dann eine von 300 kHz auf 3000 kHz gesteigerte Untergrund-Trefferrate pro 2m-Rohr.

Es werden derzeit verschiedene Ansätze untersucht, um auch bei dieser erhöhten Trefferrate die Spuren von Myonen verlässlich rekonstruieren zu können. Hierzu ist ein vertieftes Verständnis der physikalischen Vorgänge in einem solchen Proportional-Driftrohr erforderlich, um Methoden zu entwickeln, die helfen zwischen Myonen und mit Teilchenkollisionen unkorrelierter Gamma- und Neutronenuntergrundstrahlung zu unterscheiden. Insbesondere die Form des analogen Ausgangssignal von MDT-Myondetektoren soll auf ihre Eignung zur Identifikation von Teilchen untersucht werden. Diese Arbeit beschreibt eine neu aufgebaute elektronische Auslekette, die den Betrieb eines MDT-Testdetektors ermöglicht. Zusätzlich ist hier aber die Bestimmung weiterer, dem ATLAS-Experiment bzw. seiner Elektronik nicht zugänglicher Signalgrößen möglich. Kernelement dieser Ausleseelektronik ist ein GHz-Flash-ADC, der es erlaubt den kompletten analogen Signalverlauf des Detektors zu digitalisieren und zur Offlineanalyse abzuspeichern.

Es werden Methoden vorgestellt, die eine Bestimmung dieser neu definierten Messgrößen ermöglichen und optimieren.

Die Analyse der so gewonnenen Daten zeigt unter Anderem die Möglichkeit der potentiellen Myonenidentifikation anhand von zeitlichen Zusammenhängen innerhalb der Driftrohre. Weiterhin werden die Korrelation zwischen dem für die Rekonstruktion der Myonenspur nötigen Driftradius und weiteren Signalparametern aufgezeigt, die anhand der analogen Signalform gewonnen werden können.

Es wird weiterhin eine alternative Gasfüllung des Detektors untersucht. Eine Mischung von Argon, Kohlendioxid und Stickstoff im Volumenverhältnis 96:3:1 weist teils deutlich günstigere Eigenschaften auf, als das aktuell im Einsatz befindliche Gemisch von Ar:CO<sub>2</sub> 93:7. Dieses alternative Driftgas ist schneller und linearer, genauso effizient, weist aber gering ausgeprägtes Afterpulsing auf.

Bei der Bestrahlung des Detektors mit verschiedenen radioaktiven Quellen wird die Effizienz der Driftrohre auf Gammastrahlung vermessen. Weiterhin wird untersucht, ob sich die Analogsignale, hervorgerufen von Myonen und Gammastrahlung ausreichend unterscheiden um eine Identifikation zu ermöglichen. Es zeigt sich, dass hierfür die alleinige Betrachtung der Signalform nicht ausreicht.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>5</b>
2.1	Funktionsprinzip von MDT-Myondetektoren . . . . .	5
2.2	Überlegungen zum Betrieb von MDT-Detektoren . . . . .	7
2.3	Theoretische Signalform . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Hardware</b>	<b>13</b>
3.1	Funktionsweise der ATLAS-Elektronik . . . . .	13
3.2	Aufbau des verwendeten Detektors . . . . .	15
3.3	Datenerfassung . . . . .	19
3.4	Auswirkungen nicht zentrischer Drähte . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Methoden zur Analyse von MDT-Analogsignalen</b>	<b>23</b>
4.1	Methoden zur Driftzeitbestimmung . . . . .	23
4.1.1	Driftzeitbestimmung durch konstanten Schwellwert . . . . .	23
4.1.2	Driftzeitbestimmung durch linearen Fit . . . . .	23
4.1.3	Driftzeitbestimmung durch Wendepunktsuche . . . . .	24
4.2	Glättung der analogen Signalform . . . . .	26
4.3	Mittelung über viele Signalformen . . . . .	26
4.4	Signalhöhenbestimmung . . . . .	26
4.5	Bestimmung des Signalendes . . . . .	26
4.6	Integration der Signalform . . . . .	29
4.7	Einfluss der Spannungsversorgung auf den Rauschpegel . . . . .	30
<b>5</b>	<b>Analyse von Signalformen mit Hilfe der in Kap. 4 entwickelten Methoden</b>	<b>31</b>
5.1	Vergleich der Methoden zur Driftzeitbestimmung . . . . .	31
5.1.1	Konstante Schwelle . . . . .	31
5.1.2	Linear angepasste Schwelle . . . . .	32
5.1.3	Wendepunkt der Anstiegsflanke . . . . .	33
5.1.4	Bewertung der Algorithmen . . . . .	34
5.2	Bestimmung der $r_t$ -Relation und des Driftradius . . . . .	35
5.3	Simulation der ATLAS-Elektronik . . . . .	36
5.4	Timingbetrachtungen zur Untergrunddiskriminierung . . . . .	43
5.5	Korrelationen zwischen Driftradius und ntegriertem Signal oder der Höhe des ersten Signalmaximums . . . . .	44
<b>6</b>	<b>Untersuchung des Ar:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> 96:3:1 Gasgemisches als alternatives Driftgas</b>	<b>47</b>
6.1	Vergleich der Gasgemische . . . . .	47
6.2	Afterpulsing . . . . .	51

<b>7</b>	<b>Bestrahlungstests mit Gammas und Neutronen</b>	<b>55</b>
7.1	Beschreibung der Bestahlungsmessreihen . . . . .	55
7.2	Effizienz des Detektors auf Untergrundstrahlung . . . . .	56
7.3	Besonderheiten der verwendeten <sup>252</sup> Cf-Quelle . . . . .	59
7.4	Unterscheidung von ionisierenden Teilchen anhand der Signalform . . . . .	61
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>65</b>
<b>A</b>	<b>Schaltpläne</b>	<b>67</b>
<b>B</b>	<b>Entwickelte Software</b>	<b>69</b>
<b>C</b>	<b>Verwendete radioaktive Präparate</b>	<b>71</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>75</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Am Europäischen Großforschungszentrum CERN<sup>1</sup> an der Schweiz-französischen Grenze ist 2009 der größte jemals gebaute Teilchenbeschleuniger, der LHC<sup>2</sup>, in Betrieb genommen worden.

Der kreisförmige Beschleuniger befindet sich ca 100 m unter der Erde und besitzt einen Umfang von 27 km. Mit dieser Maschine werden Protonen, und später schwere Ionen, auf bisher unerreichte Energien beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die über Vorbeschleuniger eingeschleusten Protonen werden in dem Beschleunigungsring auf Energien von bis zu 7 TeV gebracht, und somit steht bei einer Kollision eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV zur Verfügung.

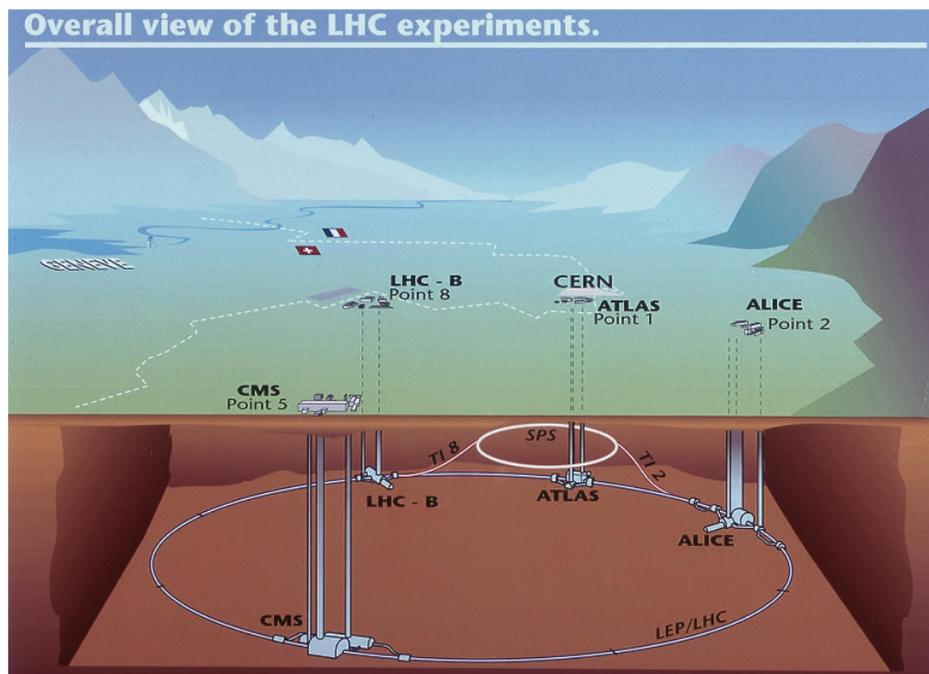


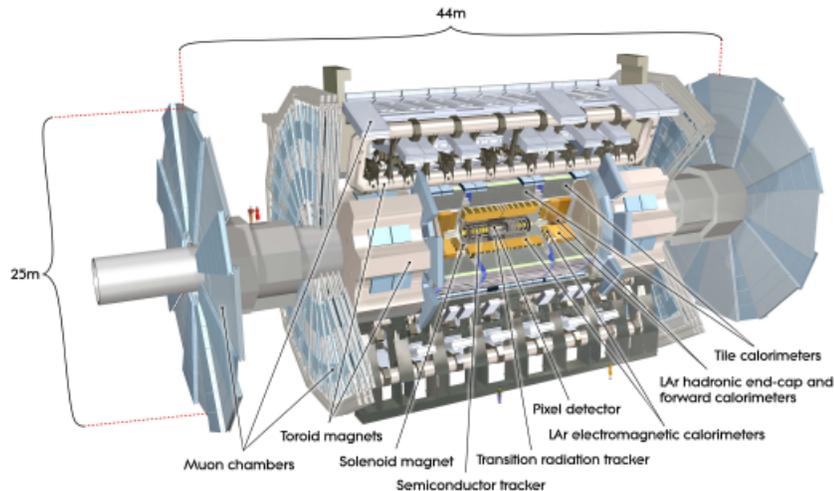
Abbildung 1.1: Drawing of the LHC and its experiments [1]

Um die vielfältigen Reaktionsprodukte solcher Kollisionen zu untersuchen, wurden rund um die vier über den Beschleunigerring verteilten Kollisionsstellen große Detektoren errichtet. Einer dieser

<sup>1</sup>Conseil Europeen de recherche nucleaire

<sup>2</sup>Large Hadron Collider

Teilchendetektoren ist der ATLAS<sup>3</sup>-Detektor. Mit einer Länge von 44 m und einer Höhe von 22 m ist ATLAS der größte der beteiligten Detektoren. Es handelt sich um einen zwiebelartig aufgebauten Allzweckdetektor, der in der Lage ist, Hadronen und geladene Leptonen zu identifizieren, Spuren von Teilchen und ihre Impulse und Energien zu bestimmen.



**Abbildung 1.2:** The ATLAS detector and its subdetectors [2]

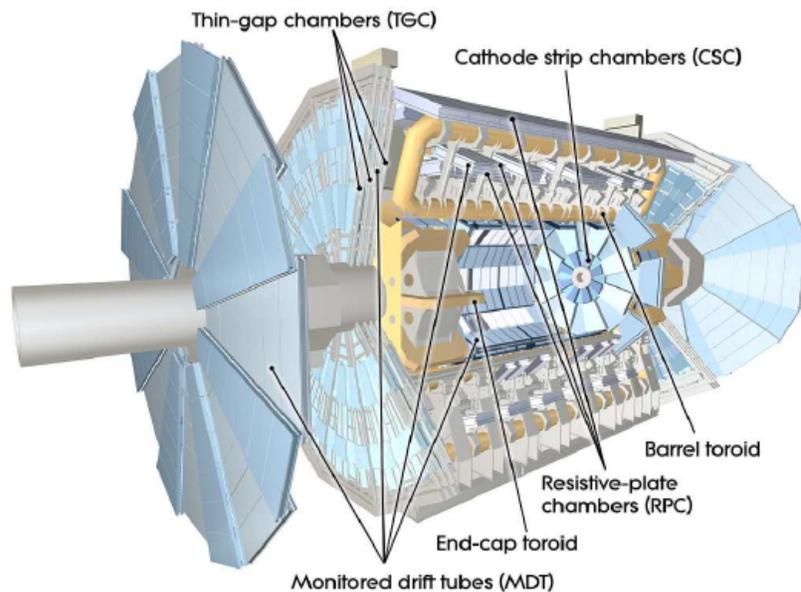
Jede Detektorschicht übernimmt bei dieser Rekonstruktion eine andere Aufgabe. Insgesamt ergibt sich so ein vollständiges Bild der Teilchenkollisionen und ihrer Reaktionsprodukte. Das Äußerste dieser Detektorsysteme, das Myonspektrometer, vermisst hierbei ausschließlich die Spuren der Myonen. Alle anderen detektierbaren Teilchen werden bereits in den inneren Schichten des Detektors absorbiert. Da im Myonspektrometer ein starkes Magnetfeld herrscht, werden die Myonen auf eine Kreisbahn gezwungen. Somit kann über den Krümmungsradius dieser Bahn der Impuls der Myonen bestimmt werden. Das Myonspektrometer selbst besteht wiederum aus mehreren Komponenten, unter anderem dem MDT-Subsystem. Dies steht für „Monitored Drift Tube“ und beschreibt die Tatsache, dass die Detektorkammern permanent mittels eines optischen Überwachungssystems auf thermische und mechanische Deformation untersucht werden.

Die Protonen, die hierbei zur Kollision gebracht werden, sind in 2800 „Bunches“ von je etwa  $10^{11}$  Protonen eingeteilt. Bei voller Auslastung des Detektors kollidieren diese alle 25 ns miteinander. Allerdings existieren zusätzlich zu den Reaktionsprodukten frontaler Teilchenkollisionen eine Vielzahl von Strahlungsquellen, die die physikalisch relevanten Teilchen aus dem Kollisionspunkt überlagern. Hauptsächlich sind dies niederenergetische Photonen und Neutronen, die bei hadronischen Wechselwirkungen entstehen. Die Neutronen sind dabei in der Lage, selbst Kernreaktionen mit dem Detektormaterial auszulösen, und so ist die gesamte Detektorkaverne während des Beschleunigerbetriebs permanent mit starker Strahlung durchsetzt.

Unglücklicherweise sind die Detektorsysteme auch sensitiv auf diese, zu Teilchenkollisionen unkorrelierte Strahlung. Im Zuge des langfristig geplanten Upgrades des Beschleunigers zum SLHC<sup>4</sup> steigt die Luminosität des Beschleunigers von  $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$  auf  $10^{35} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$ . Hierbei steigt auch die Rate

<sup>3</sup>A Toroidal LHC Apparatus

<sup>4</sup>Super Large Hadron Collider



**Abbildung 1.3:** The ATLAS muon spectrometer [2]

der Untergrundstrahlung entsprechend stark. Einige Detektorkomponenten sind dann nicht mehr in der Lage, zwischen physikalisch interessanten Teilchen, die dem Wechselwirkungspunkt entspringen und der Untergrundstrahlung zu unterscheiden. Eine Rekonstruktion der Ereignisse bei der Kollision wird drastisch erschwert bzw. unterbunden.

Diese Arbeit vergleicht Signale von Untergrund-Gammastrahlung mit Signalen von Myonen und versucht Kriterien zu entwickeln, mit welchen die Unterscheidung von Untergrundereignissen möglich wird. Weiterhin wird ein vielversprechendes alternatives Driftgas vorgestellt und im Detail untersucht.

Hierzu wurde an einem Teststand mit Standard ATLAS-MDT-Hardware die Auswertungs elektronik so modifiziert, dass die analogen Signalformen mit einem 1 GHz Flash-ADC aufgenommen werden konnten. Zum einen kann somit die Funktion der Standardelektronik nachgebildet werden, zum anderen aber auch bisher ungenutzte Konzepte zur Unterscheidung von Signal- und Untergrundteilchen entwickelt werden.

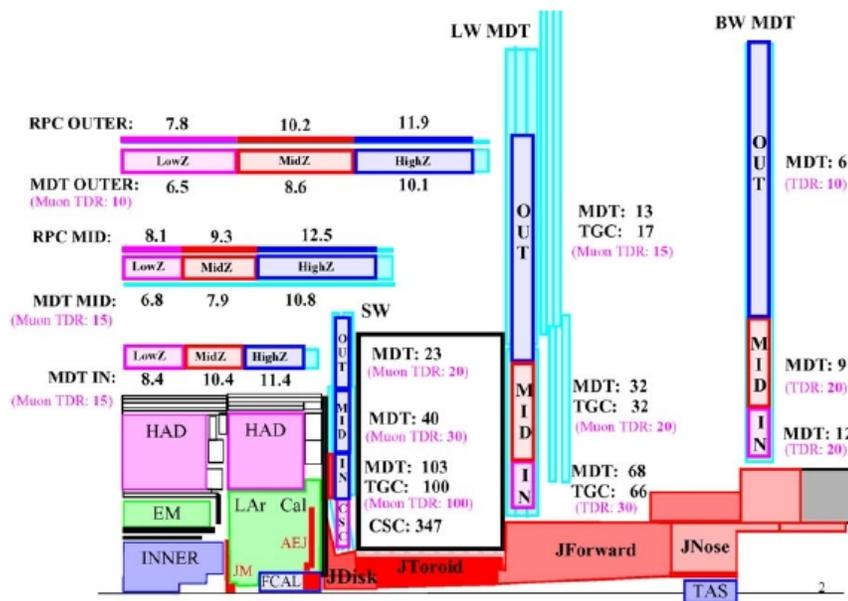


Abbildung 1.4: Expected background rates at LHC in Hz/cm<sup>2</sup> calculated with GCALOR [3]

# Kapitel 2

## Theorie

### 2.1 Funktionsprinzip von MDT-Myondetektoren

Die MDT-Driftrohrkammern des ATLAS-Experiments bestehen im Wesentlichen aus hohlen Aluminiumzylindern mit 3 cm Außendurchmesser und 0.4 mm Wandstärke, 1.46 cm Innenradius ( $R_2$ ) und bis zu 5 m Länge. Drei oder vier dichtgepackte Lagen solcher Rohre bilden eine „Multilage“, zwei solcher Multilagene eine „Kammer“. Abb. 2.1 zeigt die schematische Darstellung einer solchen Detektorkammer.

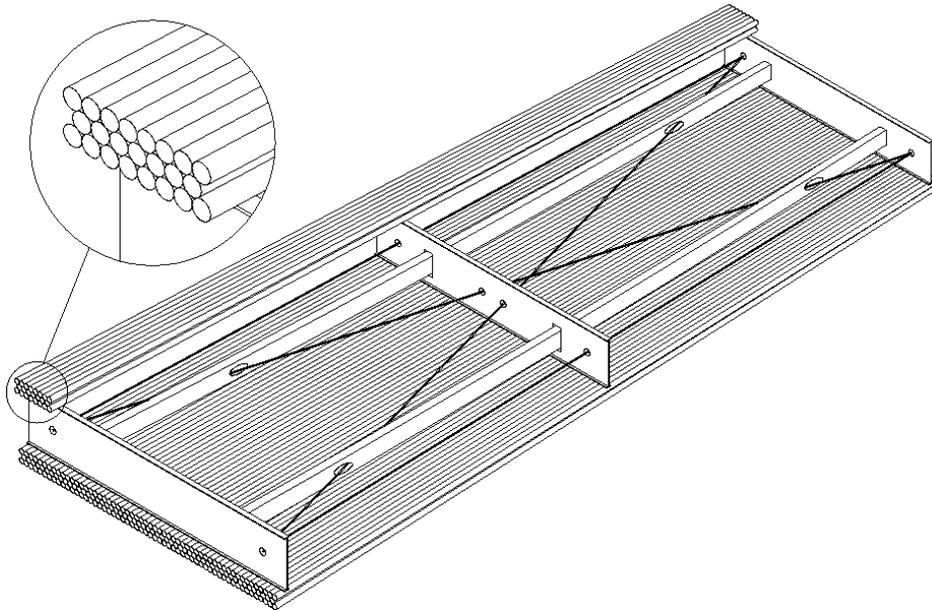


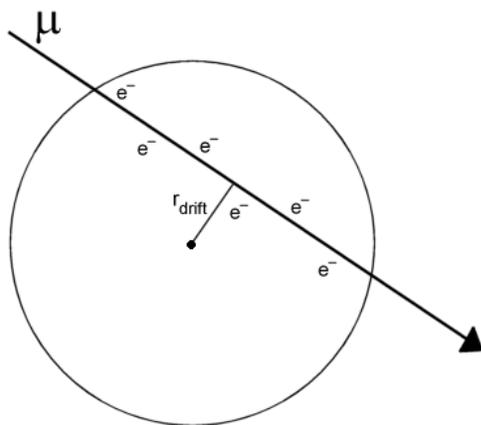
Abbildung 2.1: Scheme of ATLAS MDT chamber [4]

Im Inneren der Rohre ist ein  $50 \mu\text{m}$  ( $R_1$ )dicker Wolframdraht mit einer Kraft von 3.5 N gespannt. Die Rohre werden mit einem Gasmischung von Argon und Kohlenstoffdioxid im Verhältniss 93:7 bei einem Druck von 3 bar absolut betrieben. Am Anodendraht liegt eine Hochspannung von  $U = +3080 \text{ V}$  gegenüber der Rohrwand an. Der Aufbau wirkt dabei als Zylinderkondensator und das elektrische Feld im Inneren lässt sich beschreiben durch

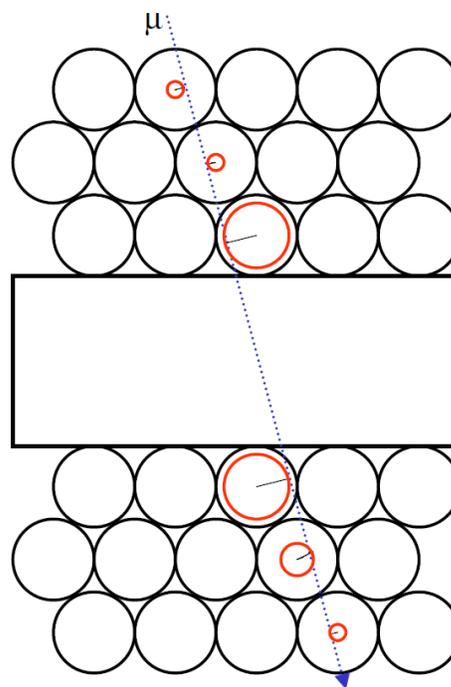
$$E(r) = \frac{U}{r \ln \frac{R_2}{R_1}} \quad (2.1)$$

Durchquert nun ein ionisierendes Teilchen das Rohr, so erzeugt es entlang seines Weges Elektron-Ion-Paare. Die Elektronen haben dabei im Allgemeinen genügend Energie, um ihrerseits Gasatome zu ionisieren, das sog. „Primärelektron“ erzeugt ein „Elektronencluster“. Aufgrund des elektrischen Felds im Rohr werden die Elektronen zum Draht hin beschleunigt, die positiven Gasionen zur Rohrwand.

In Drahtnähe ist die elektrische Feldstärke so hoch, dass die Elektronen ausreichend beschleunigt werden, um ihrerseits selbst Gasatome oder Gasmoleküle zu ionisieren. Dieser Gasverstärkungsfaktor wird bei gegebener Geometrie durch das verwendete Gas und die angelegte Hochspannung definiert. Die Driftrohrkammern werden also im Proportionalmodus betrieben [5]. Die am Draht aufgesammelte Ladung ist proportional zur Ladung der Primärisionisation. Im ATLAS-Experiment beträgt dieser Verstärkungsfaktor etwa  $2 \cdot 10^4$ .



**Abbildung 2.2:** Schematic cross-section through drifttube



**Abbildung 2.3:** Reconstruction of particle track

Werden die Elektronen schließlich vom Draht aufgesammelt, so erzeugen sie ein elektrisches Signal, das von schnellen und empfindlichen Vorverstärkern aufbereitet und ausgewertet werden kann.

Wird nun die Zeit gemessen, die die drahtnächsten Elektronen benötigen, um ein Signal am Zähl draht auszulösen, kann auf den Abstand zwischen Teilchenspur und Draht zurückgeschlossen werden. Dieser Zusammenhang zwischen Driftradius und Driftzeit wird „rt-Relation“ genannt und ist unter anderem charakteristisch für ein Füllgasgemisch. Abb. 2.2 verdeutlicht diese Vorgänge.

Das Startsignal für diese Zeitmessung wird von einem anderen Detektortyp des Myonspektrometers, den RPC<sup>1</sup>-Kammern, bestimmt. Diese haben zwar keine hohe Ortsauflösung, können aber den Zeitpunkt des Myonendurchgangs auf 2 ns genau bestimmen. Die Differenz zwischen dieser Zeit,

<sup>1</sup>Resistive Plate Chamber

und der der Ankunft der Elektronen am Zählrohr des MDT-Systems definiert die Driftzeit der Elektronen im Rohr.

Wird so jeweils der Driftradius mehrerer dichtgepackter Driftrohre bestimmt, kann, wie in Abb. 2.3 angedeutet, eine Teilchenspur rekonstruiert werden. Da im ATLAS-Detektor im Bereich des Myonspektrometers ein toroidales Magnetfeld von ca. 0.5 T herrscht, werden die elektrisch geladenen Myonen auf eine Kreisbahn gezwungen. Kennt man den Radius dieser Kreisbahn, kann bei gegebener Magnetfeldstärke der Impuls des Teilchens berechnet werden.

$$p = 0.3 \cdot r \cdot z \cdot B \quad (2.2)$$

Hierbei sind  $p$  [MeV] der Impuls des Teilchens,  $r$  [m] sein Krümmungsradius,  $z$  die Teilchenladung und  $B$  [T] die Magnetfeldstärke. Um bei dem gegebenen Magnetfeld des ATLAS-Detektors die geforderte Impulsbestimmungsgenauigkeit von 10 % von Teilchen mit 1 TeV/c Impuls zu erhalten, muss die Ortsauflösung der MDT-Detektoren unter  $100 \mu\text{m}$  betragen.

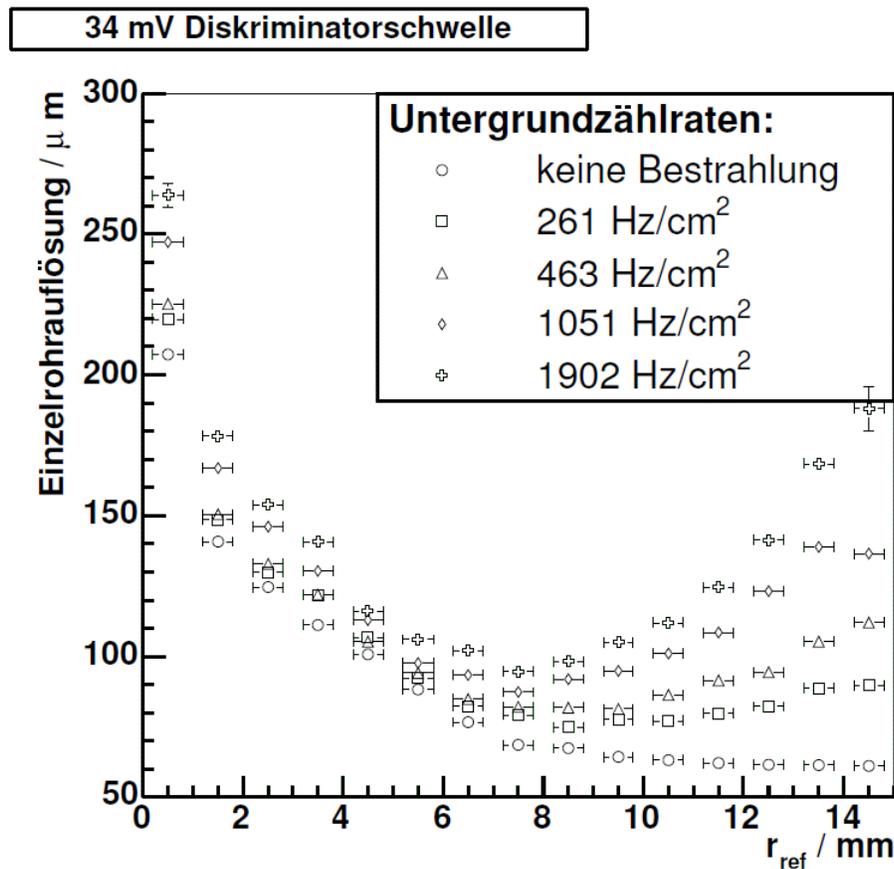


Abbildung 2.4: Single tube resolution with irradiation [6]

## 2.2 Überlegungen zum Betrieb von MDT-Detektoren

Derzeit entspricht die Leistung des ATLAS-Myonspektrometers den Anforderungen. Steigt jedoch im Zuge des Upgrades von LHC zu SLHC die Luminosität des Beschleunigers um den Faktor 10, so steigt auch die Rate der Untergrundstrahlung in der Detektorkaverne entsprechend an. Werden die

MDT-Detektorrohre von zu viel unkorrelierter Gamma- oder Neutronenstrahlung getroffen, gelingt die Spurrekonstruktion nicht mehr mit der geforderten Genauigkeit [7] [8]. Abb. 2.4 zeigt die Abnahme der Einzelrohrauflösung mit der Rate der Bestrahlung. Es werden daher verschiedene Ansätze verfolgt, um den Detektor weniger anfällig für Untergrundstrahlung zu machen. Einer dieser Ansätze ist ein Wechsel des Gasgemischs, mit dem die MDT-Kammern gefüllt sind. Dies lässt sich mit vergleichsweise geringem Aufwand umsetzen, im Gegensatz zu Umbauten am Detektor selbst. Ein solches Driftgas muss verschiedene Anforderungen erfüllen.

1. Driftgeschwindigkeit: Wird ein mit dem Standardgasgemisch Ar:CO<sub>2</sub> 93:7 gefülltes Driftrohr von einem ionisierenden Teilchen getroffen, so ist es mindestens für die Dauer der maximalen Driftzeit von etwa 700 ns insensitiv für weitere Treffer. Ein Driftgas mit kürzerer maximaler Driftzeit trägt somit zur Strahlungstoleranz des Detektors bei. Allerdings erschwert eine zu kurze Driftzeit die hochauflösende Digitalisierung der Driftzeit. Die ATLAS-Elektronik misst Driftzeiten in Vielfachen von  $\frac{25}{32}$  ns.

2. Linearität: Als lineares Gas wird im Folgenden ein Gas mit einer linearen  $r$ - $t$ -Relation bezeichnet.

Die durch Ionisation entstandenen positiven Ionen driften deutlich langsamer zur Rohrwand als die Elektronen zum Draht. Im Mittel dauert es etwa 4 ms [9] bis alle Ionen so an der Rohrwand neutralisiert werden. Diese Raumladung beeinflusst das elektrische Feld im Inneren des Rohres. Nichtlineare Gase zeigen eine Abhängigkeit der Elektronen-Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld und so beeinflusst die Raumladung die Driftzeit und damit die Rekonstruktionsgenauigkeit der Spur durch den Detektor.

Die Driftgeschwindigkeit in linearen Gasen ist unabhängig vom elektrischen Feld und das Gas reagiert somit insensitiver auf Raumladungseffekte. Ein lineareres Gas ist einem weniger linearen also vorzuziehen.

3. Alterung (ageing): Ein Austausch einzelner Detektorkomponenten während des Betriebs des LHC ist unerwünscht. Es muss somit sichergestellt werden, dass einzelne Detektorkomponenten nicht wegen Alterungseffekten ausfallen. Bestimmte Driftgase, vor allem organische, haben die Eigenschaft, sich im Laufe der Zeit am Draht abzulagern und beeinflussen dabei im schlimmsten Fall die elektrischen Eigenschaften und damit die Empfindlichkeit des Detektors. Es muss also sichergestellt sein, dass sich ein Driftgas inert verhält und keiner irreversiblen Reaktion mit dem Detektormaterial unterliegt.
4. Die Gesamtladung der durch Primär- und Sekundärionisation erzeugten Elektronen, die auf den dünnen Wolframdraht fließt, soll keine beliebig hohen Werte erreichen, um mechanische Beschädigungen am Draht auszuschließen. Der Technical Design Report [4] sagt voraus, dass auf die Anodendrähte des MDT/Systems innerhalb von 10 Jahren Laufzeit eine Ladung von  $0.6 \frac{C}{cm}$  fließt. Aus Sicherheitsgründen sollte also der Gasverstärkungsfaktor der gewählten Gas-Spannungs-Kombination den Designwert von  $2 \cdot 10^4$  nicht überschreiten. Auch darf das Nachpulsieren (afterpulsing) des Gases nicht stark ausgeprägt sein, um die Ladungsmenge am Draht zu minimieren. Der Begriff des Afterpulsings wird in Kapitel 6.2 erläutert.

5. Effizienz: Ein potentiell gutes Driftgas(gemisch) muss bei der gegebenen Rohrgeometrie und vertretbar hohen Spannungen ausreichend hohe Signale erzeugen. Hierfür sollte das Detektorgas hohe Kernladungszahlen besitzen, um ausreichend viele Primärelektronen freizugeben. Wegen der starken Fluktuation des primären Energieverlustes der minimal ionisierenden Myonen, wie auch später in dieser Arbeit gezeigt wird, sind nicht alle Signale eines Gasgemischs gleich hoch, doch auch die niedrigen müssen sich deutlich vom elektronischen Rauschen der Rohrsignale abheben und eine Triggerschwelle überschreiten. Ein effizientes Gas muss also

für jeden Myontreffer ausreichend Primärelektronen durch Ionisation freigegeben, und diese so verstärken, dass ein messbares Signal entsteht.

## 2.3 Theoretische Signalform

Kosmischen Myonen sind mit ihrer mittleren Energie von etwa 1 bis 2 GeV [10] laut Abb. 2.5 minimal ionisierende Teilchen. Ihre Interaktion mit Materie besteht also aus Ionisation und Anregung von Molekülen und Atomen [11]. Energieverlust durch Bremsstrahlung und Paarproduktion tritt bei Myonen erst bei Energien ab 100 GeV signifikant auf [12].

Abb. 2.5 zeigt den Energieverlust von Myonen in Kupfer über einen weiten Energiebereich. Für die hier betrachteten Myonen kann in guter Näherung das Minimum dieser Kurve betrachtet werden. Für Kupfer liegt dies bei  $1.403 \text{ MeV} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ , für Argon wegen der unterschiedlichen Kernladungszahl und Elektronendichte bei  $1.519 \text{ MeV} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ . Da Argon der Hauptbestandteil der Gasfüllung des MDT-Systems ist, kann unter Benutzung des Drucks von 3 bar und der Dichte von  $1.669 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  der mittlere Energieverlust kosmischer Myonen im Detektorgas berechnet werden. Er ergibt sich ein Wert von  $7.57 \frac{\text{keV}}{\text{cm}}$  [12]. Bei mittleren Anregungsenergie von Argon von 30 eV ergibt dies etwa 25 Ionisationen pro mm Wegstrecke. Wegen des bereits angesprochenen konstanten Gasverstärkungsfaktors ist die am Draht ankommende elektrische Ladung also proportional zur Weglänge, die das ionisierende Teilchen im Gasvolumen zurückgelegt hat. Abb. 2.6 (a) und Gleichung 2.3 verdeutlichen diesen Zusammenhang.

$$R^2 = r^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2 \Rightarrow l \propto \sqrt{R^2 - r^2} \quad (2.3)$$

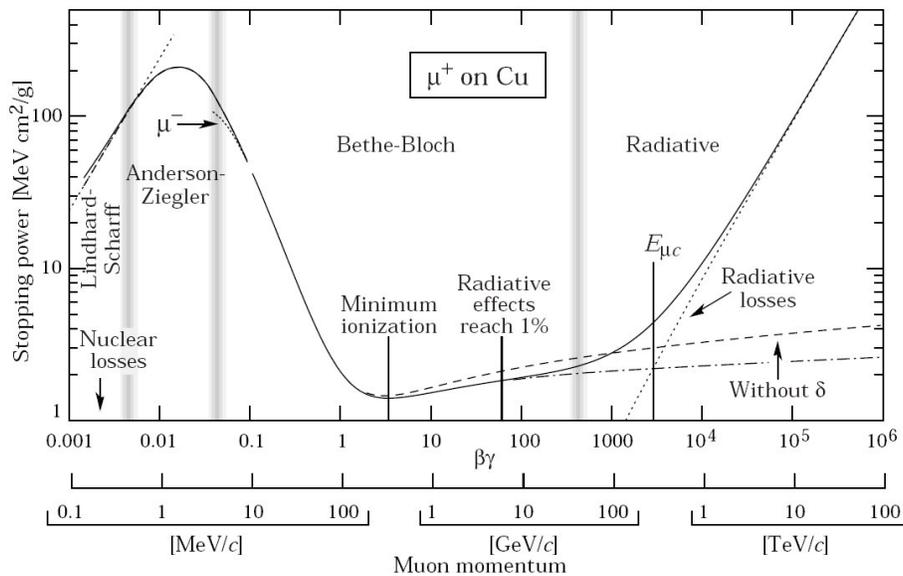
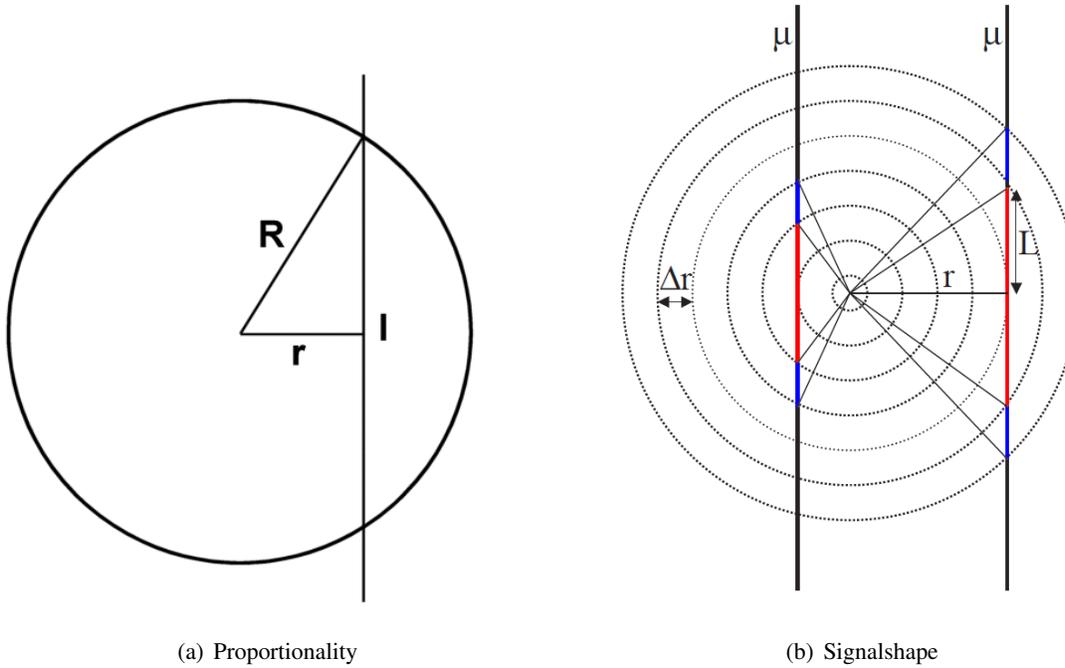


Abbildung 2.5: Energy loss of muons in copper after Bethe-Bloch [12]

Im Inneren der Driftrohre kann ein geometrischer Zusammenhang zwischen dem Driftradius und der Spurlänge des ionisierenden Teilchens hergestellt werden. Abb. 2.6 (a) zeigt diese Geometrie.  $R$  entspricht dem Innenradius des Driftrohrs,  $r$  dem Driftradius und  $l$  der Ionisationslänge. Geht man davon



**Abbildung 2.6:** Geometric considerations of signal generation

aus, das der Energieverlust der Myonen längs ihres Weges konstant ist, so kann ein Zusammenhang zwischen erzeugter Primärladung und Driftradius hergestellt werden.

$$r^2 + L^2 = (r + v \cdot \Delta t)^2 \Rightarrow L = \sqrt{2rv\Delta t + v^2 (\Delta t)^2} \quad (2.4)$$

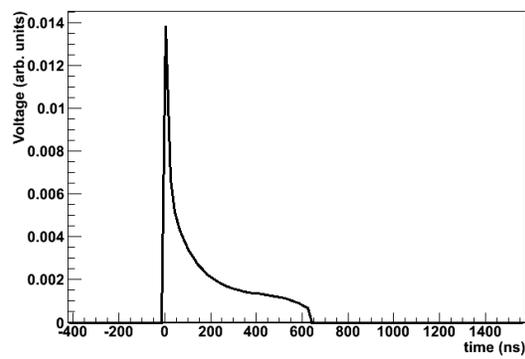
Reale Verstärkerelektronik kann nicht beliebig schnell auf Ladungen reagieren. Somit erzeugen alle Ladungen, die den Verstärker am Draht innerhalb einer bestimmten Zeitspanne erreichen, einen gemeinsamen Spannungspuls am Ausgang. Diese Zeit ist charakteristisch für die analoge Signalform. Man kann nun das Detektorvolumen mit eben dieser Größe in zeitlich äquidistante, konzentrische Schalen unterteilen. Anhand der geometrischen Betrachtungen in Abb. 2.6 (b) kann nun der zeitliche Verlauf des Analogsignals simuliert werden. Der räumliche Abstand dieser konzentrischen Kreise ist dabei nicht notwendigerweise konstant, man muss hierzu die Geschwindigkeitsverteilung der Drift-Elektronen innerhalb des Rohres kennen. Es gilt:  $\Delta t = \frac{\Delta r}{v}$ , wobei  $v$  die ortsabhängige Driftgeschwindigkeit ist. Greift man hier Kap. 5.5 vor, so ergibt sich eine zu erwartende Signalform wie in Abb. 2.7 (a) dargestellt.

Betrachtet man die beiden angedeuteten Myonspuren in Abb. 2.6 (b), so wird klar, das die erste Signalfanke drahtnaher Signale kleiner sein muss, als die wandnaher Signale.

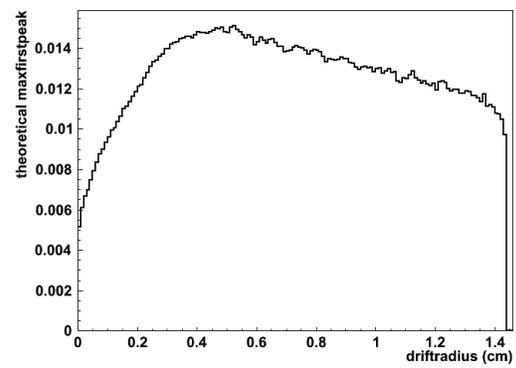
Die funktionellen Zusammenhänge entstammen der Bachelorarbeit von L. Huber [13].

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial q}{\partial L} \cdot \frac{\partial L}{\partial t} = \frac{\partial q}{\partial L} \cdot \frac{2rv + v^2 \Delta t}{\sqrt{2rv\Delta t + v^2 (\Delta t)^2}} = const \cdot \frac{2rv + v^2 \Delta t}{\sqrt{2rv\Delta t + v^2 (\Delta t)^2}} \quad (2.5)$$

Ermittelt man so die erwartete Höhe des ersten Signalpeaks (Elektronen aus den rot markierten Bereichen) in Abhängigkeit der Driftzeit, erhält man einen Zusammenhang wie in Abb. 2.7 (b).



(a) Expected signalshape of standard ATLAS MDT-tube via equation 2.5



(b) Height of first signalmaximum dependent on the drift-radius

**Abbildung 2.7:** Geometric considerations of signal generation



# Kapitel 3

## Hardware

### 3.1 Funktionsweise der ATLAS-Elektronik

Die Elektronik der ATLAS-MDT-Kammern arbeitet wie folgt:

Auf der Hochspannungsseite der Rohre wird über eine passive Beschaltung aus Widerständen und Kondensatoren eine Hochspannung von +3080 V gegenüber der Rohrwand an die Drähte der Driftrohre angelegt.

Auf der gegenüberliegenden Seite der Kammern befindet sich die Ausleseelektronik. Über eine passive Schaltung, die dem Schutz der Nachfolgeelektronik sowie der Impedanzanpassung dient, wird das Analogsignal des Drahtes ausgekoppelt. Über Pfostenstecker gelangen so jeweils die Signale von 24 Rohren zu einer aufsteckbaren Leiterplatte, der sog. Mezzanine-Karte. Hier übernehmen speziell dafür entwickelte sog. ASD<sup>1</sup>-Chips die Aufbereitung des Analogsignals. Mehrere Verstärker- und Signalformer-Stufen trennen das Signal der Elektronen von dem der langsameren Ionen. Es wird ein logisches Signal generiert, sobald der Pegel des aufbereiteten Analogsignals eine (einstellbare) Schwelle überschreitet. Diese Flanke des Logiksignals definiert die Driftzeit des Signals des entsprechenden Rohres.

Der ASD-Chip verfügt über zwei Betriebsmodi, die über die Bestimmung der Driftzeit hinaus eine weitere Größe messen.

1. Der Wilkinson-ADC<sup>2</sup>-Modus ermöglicht eine Höhenbestimmung des Analogsignals. Die Zeit, die der Ausgang des ADC-Chips auf logisch „high“ verweilt, ist proportional zur vom Verstärker aufgesammelten Ladung während der ersten Signalflanke [14].
2. Im Gegensatz dazu ist im TOT<sup>3</sup>-Modus die Dauer des High-Pegels am Ausgang äquivalent zur Zeit, während das Analogsignal oberhalb einer einstellbaren Schwelle verweilt.

Der ASD-Chip erzeugt hierzu ein Logiksignal, welches vom ebenfalls auf der Mezzaninekarte sitzenden AMT<sup>4</sup>-Chip digitalisiert wird. Die steigende Flanke dieses Signals repräsentiert dabei die Driftzeit. Die Zeitdifferenz aus steigender und fallender Flanke des Digitalsignals entspricht der TOT-Zeit bzw. ist proportional zur Ladung der ersten Analogsignalflanke, je nach gewähltem Betriebsmodus.

---

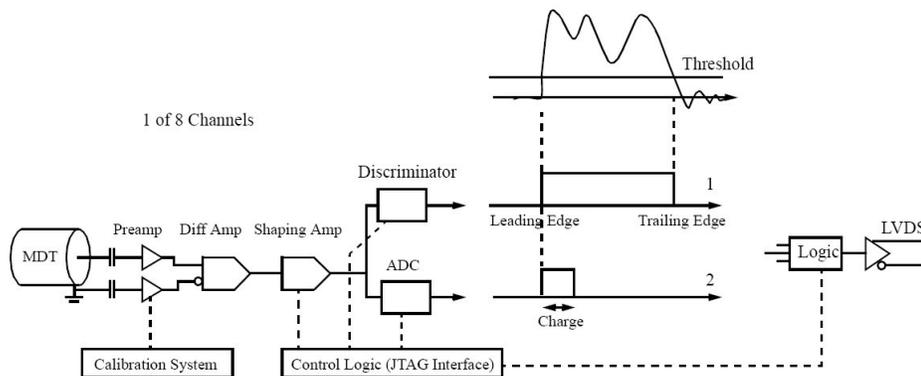
<sup>1</sup> Amplifier Shaper Discriminator

<sup>2</sup> Analog Digital Converter

<sup>3</sup> Time Over Threshold

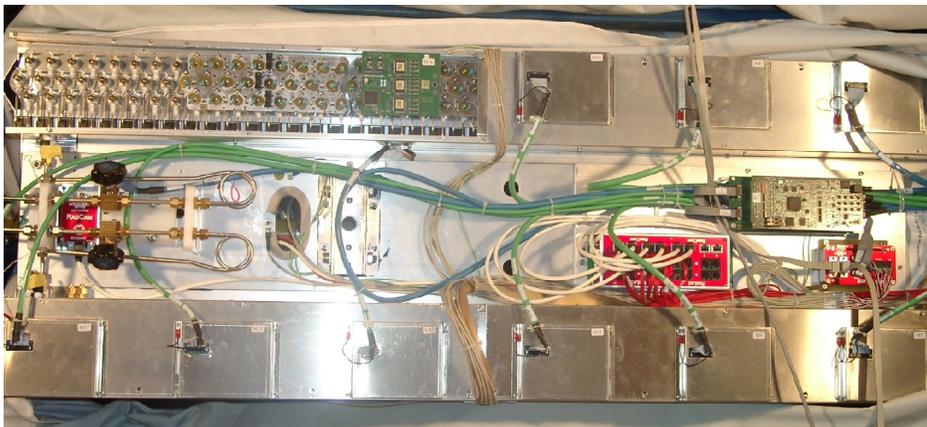
<sup>4</sup> ATLAS Muon TDC

Diese Größen werden vom AMT-Chip an ein CSM<sup>5</sup>-Modul übermittelt. Ein einzelnes CSM-Modul kann hierbei bis zu 18 Mezzaneinkarten und somit 432 Driftrohre bedienen. In Abb. 3.1 ist die Signalverarbeitungselektronik nochmals schematisch dargestellt.



**Abbildung 3.1:** ATLAS-MDT-electronics principle of operation [4] (modified)

Abb. 3.2 zeigt ein Foto der Readoutseite einer MDT-Myonkammer. Zu Anschauungszwecken wurden hier schrittweise Hardwarekomponenten von links nach rechts entfernt. Ganz links im oberen Bilddrittel erkennt man die Ausgänge der Rohre, die mit dem Draht im Inneren verbunden sind. Rechts daneben ist die passive Auskoppelungselektronik aufgebracht. Gut zu erkennen sind die drei schwarzen Pfostenbuchsen, auf die die Mezzaneinkarte aufgesteckt wird (weiter rechts zu sehen). In der rechten Hälfte des oberen Bilddrittels verschwindet die Ausleseelektronik unter metallischen Faradaykäfigen, um Störein- und -ausstrahlungen zu verhindern. In der Mitte der rechten Bildhälfte sieht man das CSM-Modul, an das alle Mezzaneinkarten der Kammer angeschlossen werden.



**Abbildung 3.2:** Readoutside of an ATLAS-MDT-chamber with partly exposed electronics

Eine weitere Verarbeitung des Analogsignals erfolgt am ATLAS-Experiment derzeit nicht; es können auf der Mezzaneinkarte lediglich die beschriebenen Größen Driftzeit, Ladung/Signalhöhe und „Time over Threshold“ bestimmt werden. In dieser Arbeit wird nun ein alternativer Elektronikansatz verfolgt, um aus der Form des Analogsignals weitere Größen bestimmen zu können und so ein

<sup>5</sup>Chamber Service Module

vertieftes Verständniss der Vorgänge in einer Driftrohrkammer zu gewinnen.

## 3.2 Aufbau des verwendeten Detektors

Für die Messungen dieser Arbeit wurde ein bereits am Lehrstuhl Schaile existierender Experimentierstand für MDT-Driftkammern verwendet.

Jedoch wurde hier die elektronische Auslekette des Detektors komplett neu aufgebaut. Einige der verwendeten Elektronikmodule wurden bisher noch nicht für Messungen eingesetzt. Daher musste die komplette Auslese- und Analysesoftware neu geschrieben werden, incl. aller low-level-Routinen zur Kommunikation mit der verwendeten Messhardware. Lediglich ein linux-Treiber für den Zugriff auf den VME<sup>6</sup>-Bus der Messelektronik stand zu Beginn zur Verfügung. Alle geschriebenen Programme basieren auf Beispielprogrammen zum Zugriff auf einzelne VME-Register. Diese waren im Lieferumfang der Treibersoftware enthalten. Details zu der entwickelten Software finden sich in Anhang B.

Am funktionstüchtigen Detektor wurden während der Entstehungszeit dieser Arbeit ebenfalls zwei Bachelorarbeiten erstellt [13] [15].

Der verwendete Detektor besteht im Wesentlichen aus acht Standard-BOS<sup>7</sup>-MDT-Rohren mit 4 m Länge sowie einem Hochspannungsversorgungs- und Gasmischsystem. Jedoch wurde die übliche Ausleseelektronik durch schnelle diskrete Vorverstärker- und Shapermodule zur Aufbereitung des Analogsignals ersetzt. Diese wurden vom Brookhaven National Laboratory (BNL) entwickelt und stammen aus einer früheren Designphase des ATLAS-Myonspektrometers. Eine Dokumentation der Elektronik existiert nicht, Schaltpläne wurden anhand der vorhandenen Leiterplatten erstellt. Siehe hierfür Anhang A. Eine der Shaperstufen besitzt ein R-C-Glied mit einer Zeitkonstanten von 30 ns. Diese ist verantwortlich für die typische Signalanstiegszeit von 30 ns. Dieser Aufbau ermöglicht eine Weiterverarbeitung des Analogsignals, im Gegensatz zur ATLAS-Standardelektronik, die keinen weiteren Zugang zu den Analogsignalen zur Verfügung stellt.

Die zum Betrieb nötige Hochspannung von +3080 V wird von einem Netzgerät der Firma Iseg, Typ SHQ 124M bereitgestellt. Das Gasmischsystem wurde von Peter Lang anlässlich seiner Diplomarbeit [16] aufgebaut und erlaubt die Mischung von bis zu vier unterschiedlichen Gasen in einstellbarem Verhältnis. Der Gasdruck in der Kammer kann ebenfalls reguliert werden. Dieser betrug bei allen Messungen 3 bar absolut. Die Parameter mit denen die Kammer betrieben wird, sind also identisch mit denen des ATLAS-Detektors.

Abb. 3.3 zeigt ein Foto des verwendeten Detektors. Im Vordergrund sind die 8 Driftrohre sowie in schwarz die Triggerszintillatoren zu erkennen, im Hintergrund das Gasmischsystem. Die Triggerszintillatoren sind in zwei Gruppen zu je zwei mal drei Szintillatoren unterteilt. Je drei Szintillatoren befinden sich oberhalb bzw. unterhalb der Driftrohre, siehe Abb. 3.8. Abb. 3.4 zeigt die Ausleseseite der Driftrohre. Die große Platine trägt die passive Vorbeschaltung, die kleinen aufgesteckten Platinen die diskret aufgebauten Vorverstärker. Das aufgesteckte schwarze Flachbandkabel führt zu den Shapermodulen, die als Einschub in einem 19-Zoll-Gehäuse stecken. Eine separate Masseführung von jedem Detektorrohr zu der Vorverstärkerplatine ist essentiell für einen rauscharmen Betrieb des Detektors.

Das Triggersystem, welches auf kosmische Myonen reagiert, besteht aus insgesamt zwölf, jeweils

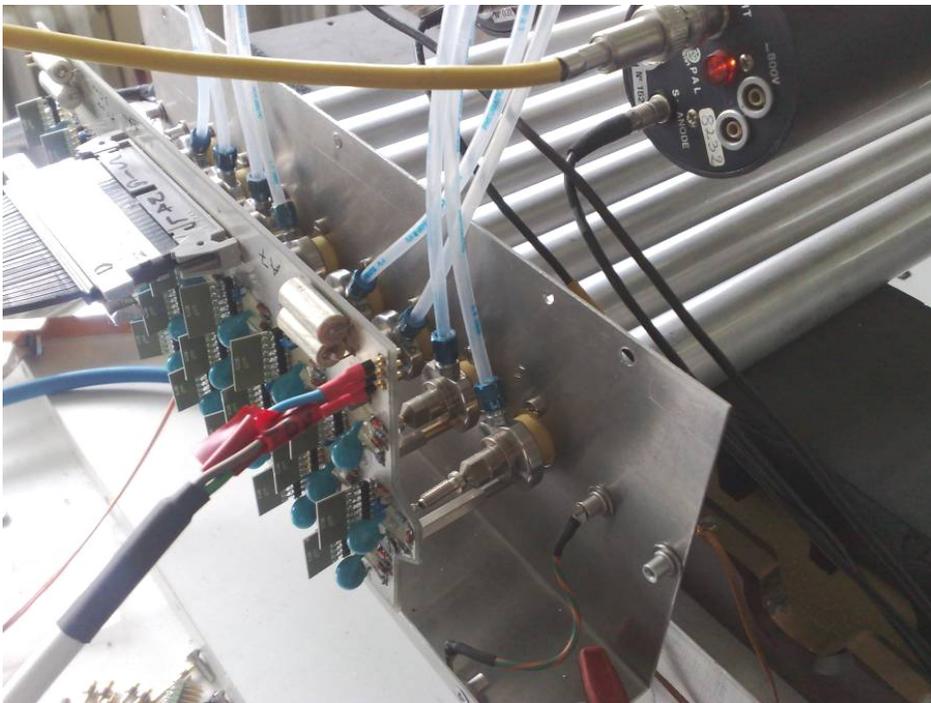
---

<sup>6</sup>VersaModule Eurocard

<sup>7</sup>Barrel Outer Small



**Abbildung 3.3:** Photo of the detectorsetup



**Abbildung 3.4:** The readoutside of the detector

9 cm breiten und 70 cm langen Plastiksintillatoren, die beim Durchgang von kosmischen Myonen Szintillationslicht erzeugen. Dieses wird von Photomultipliern vom Typ XP2262 der Firma Photonis in Spannungspulse konvertiert. Diese werden mittels Diskriminatoren vom Typ 620CLR der Firma LeCroy in Standardimpulse (NIM<sup>8</sup>) umgewandelt, sobald sie eine einstellbare negative Schwelle unterschreiten. Die Anordnung der Szintillatoren sowie die logische Verschaltung der jeweiligen Signale sind in Abb. 3.5 ersichtlich. Verwendet werden hierfür weiterhin Logikmodule vom Typ 429 der Firma LeCroy, welches als UND- bzw. ODER-Logik verschaltet wurde.

Das System erlaubt so die Generierung eines Triggerimpulses für Myondurchgänge durch die von den Szintillatoren abgedeckte Fläche (etwa 0.4 m<sup>2</sup>) der Myon-Driftrohre, wobei eine schnelle Konizidenz von 10 ns zwischen übereinander liegenden Szintillationszählern verlangt wird. Die erreichbare Zeitauflösung liegt bei etwa 5 ns.

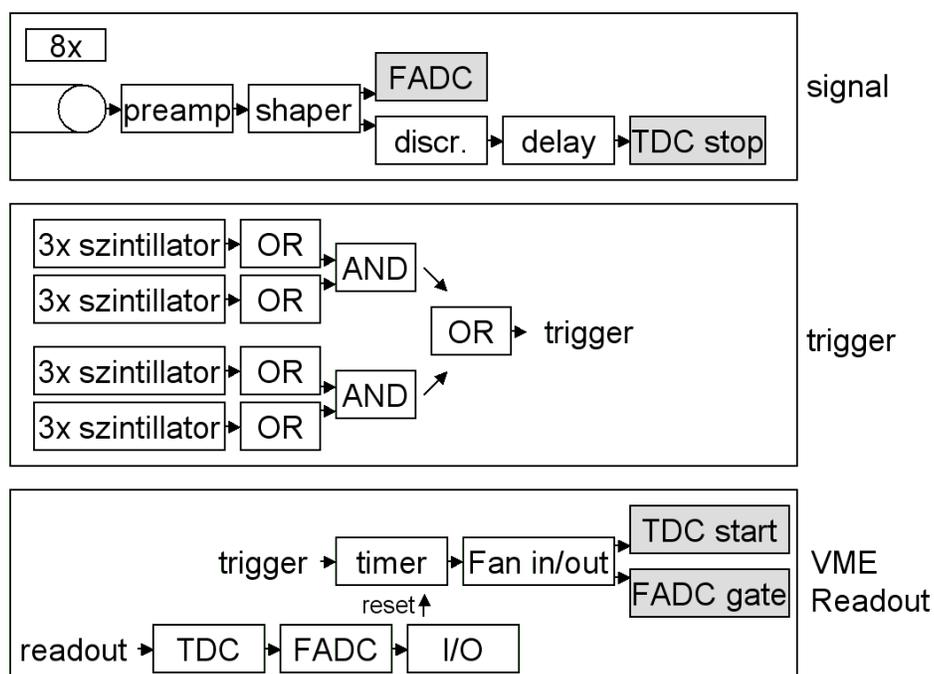
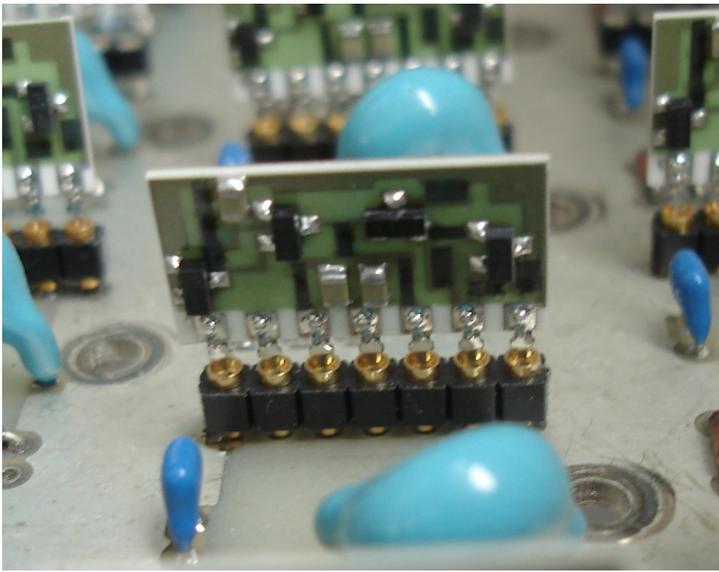


Abbildung 3.5: Triggerlogic and readoutcomponents

Die Shapermodule enthalten u.a. einen Hochpass mit 30 ns Zeitkonstante um die langsamen Signalkomponenten, wie z.B. die Ionensignale, zu unterdrücken. Die so aufbereiteten Signale werden zur Digitalisierung an die insgesamt acht Analogeingänge von zwei VME-Flash-ADC-Modulen Typ V1729 der Firma CAEN geleitet. Diese erlauben die Digitalisierung von jeweils vier Analogsignalen mit einer Samplingtiefe von 12 Bit und einer Sampling-Rate von wahlweise 1 oder 2 GHz. Die Speichertiefe beträgt 2560 Datenpunkte, womit bei einer Samplerate von 1 GHz pro Kanal etwa 2.5  $\mu$ s aufgezeichnet werden können. Da die Driftvorgänge in Standard MDT-Kammern etwa 700 ns dauern, sind diese Module geeignet, vollständige Signalverläufe dieser Detektoren mit 1 ns Zeitauflösung aufzuzeichnen.

Weiterhin werden die Analogsignale an einen Mehrkanal Diskriminator Typ N845 der Firma CAEN geleitet, der jeweils einen standardisierten elektrischen NIM-Impuls an seinen Ausgängen erzeugt, wenn das analoge Eingangssignal negativer Polarität einen bestimmten Wert unterschreitet.

<sup>8</sup>Nuclear Instrumentation Module, -0.8V bis -1V für logisch 1; 0V für logisch 0



(a) preamplifier



(b) shapers

**Abbildung 3.6:** Used BNL preamplifier and shapermodules. See also chapter A

Dieses Signal wiederum wird an einen TDC<sup>9</sup> Typ V775N der Firma CAEN geleitet, welcher die Zeitdifferenz zwischen Triggersignal und Diskriminatorsignal, eben die Driftzeit der Elektronen im Detektorrohr, bestimmt. Da dieses Modul bauartbedingt nur Zeitdifferenzen oberhalb einer gewissen Schwelle messen kann und die Triggerlogik eine bauartbedingte Zeit zur Signalverarbeitung benötigt, werden die Signale zuvor noch mittels Delaymodulen vom Typ N108A der Firma CAEN verzögert. Diese Zeit, sowie die Signalverarbeitungszeit von Vorverstärker, Shaper, Diskriminator und TDC bilden einen konstanten Offset bei der Driftzeitmessung durch den TDC.

Das oben beschriebene Triggersignal durchläuft einen Dual Timer vom Typ N93B der Firma CAEN, dessen Funktion später erläutert wird. Im Anschluss wird mithilfe eines FanIn/FanOut vom Typ 428F der Firma LeCroy das Triggersignal verzweigt, um sowohl als Startsignal für das TDC-Modul, als auch für die beiden Flash-ADC-Module zu dienen.

Die Flash-ADC-Module besitzen einen 2560 Punkte tiefen analogen Ringspeicher, der permanent beschrieben wird. Somit kann das Aufnahmezeitfenster beliebig um den Triggerzeitpunkt herum gesetzt werden. Hier wurde der dazu benötigte „posttrig“-Wert so gewählt, dass das Aufnahmezeitfenster etwa 400 ns vor dem Triggerzeitpunkt beginnt, um auch einige hundert Samples des elektronischen Grundrauschens vor jedem Event aufzuzeichnen.

Ebenfalls im VME-Crate befindet sich ein Modul vom Typ SIS3100 der Firma Struck<sup>10</sup>. Über ein optisches Signalkabel gestattet dies einem PC, der mit einer PCI-Karte vom Typ SIS1100 des gleichen Herstellers ausgerüstet ist, mit dem VME-Bus zu kommunizieren. Somit können die Daten, die von den VME-Geräten aufgenommen werden, zur späteren Auswertung auf die Festplatte des PC übertragen werden. Da die VME-Hardware nur die Daten eines einzelnen Events zwischenspeichern kann, geschieht dies während der Datenaufnahme permanent. Sobald die VME-Module einen Trigger und die nachfolgende Datenaufnahme und -verarbeitung signalisieren, transferiert der PC die

<sup>9</sup>Time to Digitl Converter

<sup>10</sup>Struck Innovative Systeme

Informationen in eine Datei auf der lokalen Festplatte. Während dieser Verarbeitungszeit von typisch einigen zehn Millisekunden muss sichergestellt werden, dass keine weiteren Trigger ausgelöst werden, um die Integrität der transferierten Daten sicherzustellen. Dies wird vom bereits erwähnten Dual-Timer-Modul bewerkstelligt. Dieses stellt keine Triggersignale an die VME-Module durch, solange der PC nicht mit der Datenerfassung fertig ist, und mithilfe eines In/Out Registers Typ V977 der Firma CAEN einen Resetimpuls an das Timermodul sendet.

### 3.3 Datenerfassung

Abbildung 3.7 zeigt ein typisches Signal eines kosmischen Myons, wie es von der beschriebenen Auslekette aufgezeichnet wird.

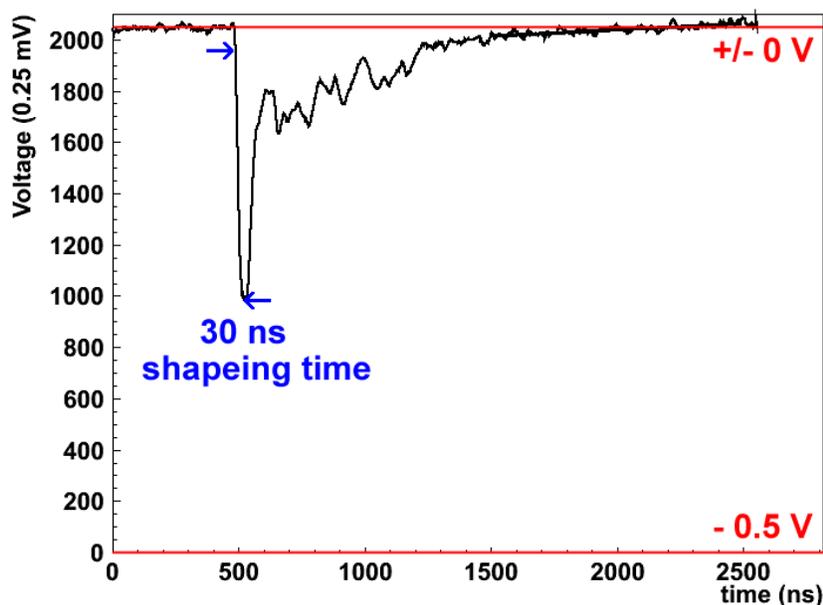


Abbildung 3.7: Typical muon signalshape in MDT detectors. Channel 2048  $\approx$  0V.

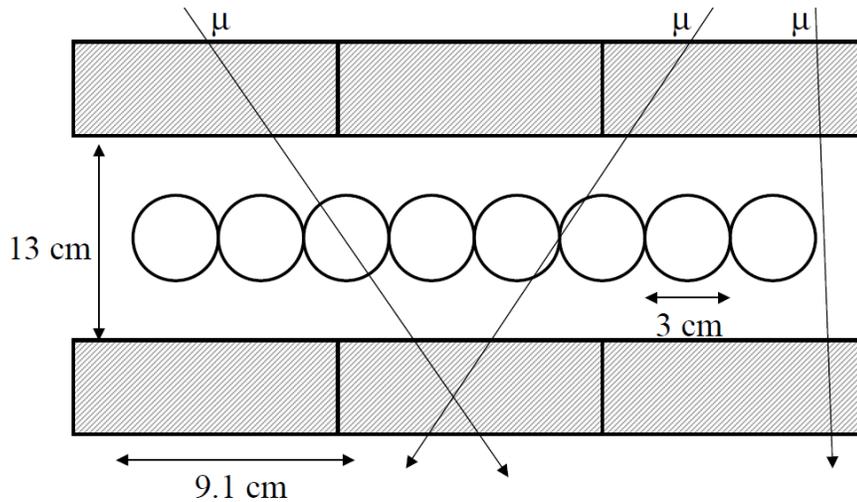
Werksseitig sind die Flash-ADC-Module so konfiguriert, dass sich ihr dynamischer Bereich von -0.5 V bis +0.5 V erstreckt. Die Grundlinie der aufgezeichneten Signale liegt also bei ADC-Kanal 2048, -0.5 V entspricht Kanal 0 und +0.5 V Kanal 4095, und 1 mV entspricht etwa vier Kanälen.

Die Signale der Driftrohre werden nicht invertiert, die Spannungen haben also ein negatives Vorzeichen. Wird im Folgenden von Signalmaximum oder Signalthöhe gesprochen, so ist damit die absolute Größe gemeint.

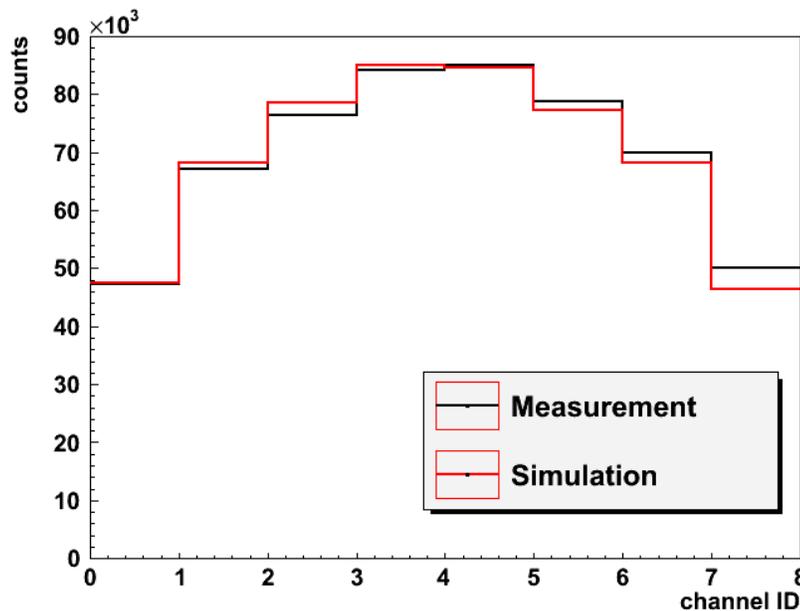
Die Triggerrate der Szintillatoren beträgt etwa 40 Hz, in Übereinstimmung mit der Erwartung durch die Fläche der Szintillatoren und der Rate mit der kosmische Myonen die Erde treffen. Allerdings limitiert die Totzeit durch A/D-Wandlung und VME-Auslese der Module die effektive Aufzeichnungsrate auf etwa 15 Hz.

Basierend auf der Annahme, dass kosmische Myonen unter einer Winkelverteilung von  $\cos^{1.85} \phi$

die Erdoberfläche treffen, lässt sich eine Vorhersage der Trefferverteilung der acht Rohre machen. Ein Querschnitt der Detektorgeometrie ist in Abb. 3.8 gezeigt, die Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung ist aus Abb. 3.9 ersichtlich.



**Abbildung 3.8:** Section through the detector and the triggering szintillators



**Abbildung 3.9:** Simulated and measured tube hitdistribution

Die Geometrie des Detektoraufbaus definiert auch den Anteil der Events, bei denen mehr als ein Rohr vom gleichen Myon getroffen wird. Wie aus Abb. 3.10 ersichtlich, tritt dieser Fall häufiger als erwartet ein. Auch Treffer in allen acht Rohren kommen vor, obwohl dies geometrisch unmöglich ist. Zwar besteht die Möglichkeit, dass acht unabhängige kosmische Myonen den Detektor gleichzeitig durchqueren, sehr viel wahrscheinlicher ist jedoch, dass der Detektor hierbei von einem Teilchenschauer

getroffen wurde, ausgelöst durch die Reaktion eines kosmischen Teilchens in Atmosphäre oder der Gebäudedecke.

Der Anteil der geometrisch möglichen Treffern in mehreren Rohren beträgt 11.6 % für 2 Treffer, mehr als zwei Treffer sind geometrisch unmöglich.

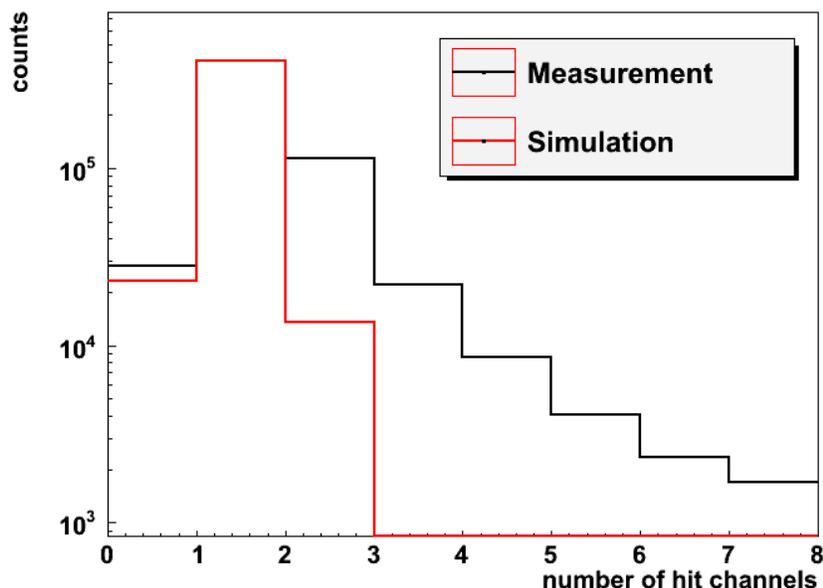


Abbildung 3.10: Simulated and measured number of hits per event

Die Effizienz auf kosmische Myonen beträgt nicht 100 %, da bei der gegebenen Geometrie Myonen das Innere der Driftrohre verfehlen können. Zum einen sind die 0.4 mm dicken Rohrwände totes Detektormaterial, zum anderen erlaubt die Geometrie der Triggerszintillatoren Ereignisse, die die Driftrohre nicht treffen.

Die gemessene Effizienz ist in Übereinstimmung mit Simulationen [13]; jedes Teilchen, das aktives Detektormaterial durchquert, wird also auch detektiert.

### 3.4 Auswirkungen nicht zentrischer Drähte

Liegen die Driftrohre nicht exakt plan auf, so hängen sie aufgrund ihres Eigengewichts zur Mitte hin durch. Da der Draht im Inneren eine Spannung von 350 g aufweist, hängt dieser selbst durch. Der Draht liegt somit nicht mehr automatisch im Inneren des Driftrohrs, und die Driftstrecke ist nicht mehr für jede Treffergeometrie identisch. Die Driftradiusmessungen der ATLAS-MDT Kammern werden auf diesen Effekt hin korrigiert.

Im Laufe der Messungen dieser Arbeit zeigte sich, dass der Tisch auf dem die 4m langen Detektorrohre liegen, zur Mitte hin durchhängt. Zu erkennen ist dies gut im Driftzeitspektrum der entsprechenden Rohre. Gegenüber Rohren mit zentralem Draht müssen hier einige Elektronen einen größeren Weg zurücklegen, und das Ende des Driftzeitspektrums verschmiert, wie in Abb. 3.12.

Systematisches Unterlegen von verschiedenen dicken Abstandshaltern unter die Mitte der Rohre zeigte ein Optimum bei  $d = 2$  mm Abstand der Rohraussenwand zum Tisch. Hier ist die abfallende Flanke des Driftzeitspektrums am steilsten.

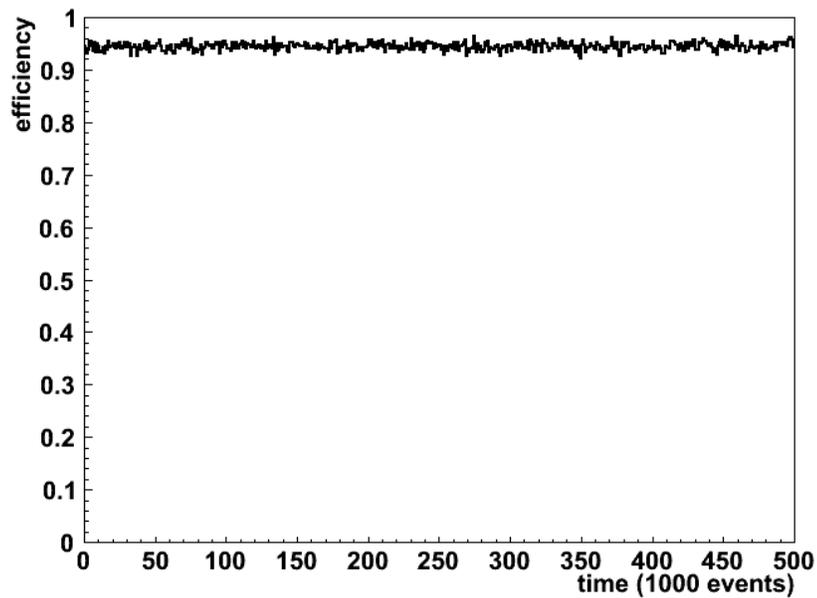
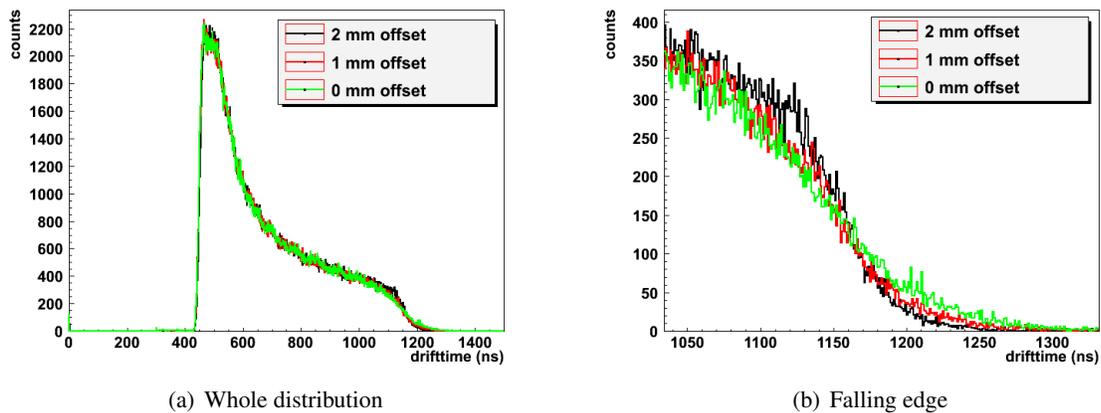


Abbildung 3.11: Efficiency of the detector setup on triggering cosmic muons

Es rechtfertigt sich deutlich die gängige Praxis, die geometrischen Parameter einer jeden MDT-Kammer genau zu überwachen, um eine exakte Rekonstruktion einer Myonenspur zu gewährleisten.



(a) Whole distribution

(b) Falling edge

Abbildung 3.12: Falling slope of the drifttime distribution with tube sag

## Kapitel 4

# Methoden zur Analyse von MDT-Analogsignalen

Mit den so aufgezeichneten Signalformen lassen sich einige zusätzliche Größen bestimmen, die am ATLAS-Experiment derzeit nicht zur Verfügung stehen, da die Signalform nicht aufgenommen wird, bzw. nicht als Analogsignal zur Verfügung steht. Hier sind ausschließlich Driftzeit und die Wilkinson-ADC Information bzw. Time over threshold messbar.

### 4.1 Methoden zur Driftzeitbestimmung

Bei der Analyse der aufgezeichneten Signalform bestehen offline weitere Möglichkeiten den Beginn des Signals zu bestimmen. Es werden drei Methoden vorgestellt, deren unterschiedliche Konzepte Abb. 4.1 zeigt.

#### 4.1.1 Driftzeitbestimmung durch konstanten Schwellwert

Wie in Kapitel 3.1 vorgestellt, erfolgt die Bestimmung der Driftzeit bei den Driftrohren am ATLAS-Experiment mittels einer einstellbaren, aber dann für die Dauer der Messung festen, Spannungsschwelle.

Zur Simulation wird ein konstanter Spannungswert definiert. Durchstößt das Signal erstmalig diesen Wert, so wird dieser Zeitpunkt als Driftzeit festgelegt. Das Vorgehen hierbei ist analog zur Arbeitsweise der ATLAS-Elektronik.

#### 4.1.2 Driftzeitbestimmung durch linearen Fit

Bei der Betrachtung von Abb. 3.7 fällt auf, dass der Ausgangspegel der Analogelektronik zwischen einzelnen Events nicht exakt null ist, sondern elektronisches Rauschen zeigt. Überlagert mit einem hochfrequenten Rauschen sind niederfrequente Störanteile, so dass der Pegel nicht immer nur um 0 V schwankt.

Zusätzlichen Einfluss auf den Nullpegel hat die langsame Ionenkomponente der Signale, die nicht vollständig durch die Shaperstufen herausgefiltert wird.

Legt man nun einen linearen Fit durch das Analogsignal bis zum Signalbeginn, kann dieser als neue Nulllinie interpretiert werden. Das Intervall auf der Zeitachse für diesen Fit reicht vom ersten aufgenommenen Datenpunkt bis zu dem Punkt 100 ns vor der durch die konstante Schwelle bestimmten

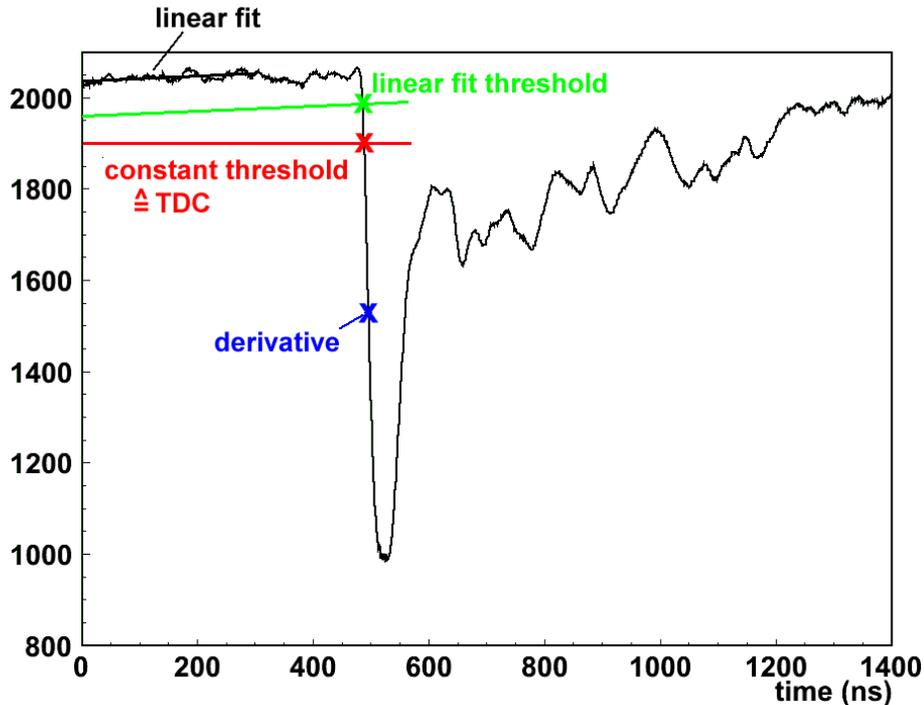


Abbildung 4.1: Different methods of drifttime determination

Driftzeit. Unter Verwendung dieser Methode ergibt sich jetzt die Driftzeit aus dem Schnittpunkt des Analogsignals mit einer, zur gefitteten Nulllinie parallelen, Gerade. Abb. 4.1 zeigt diesen Vorgang.

### 4.1.3 Driftzeitbestimmung durch Wendepunktssuche

Die Anstiegsflanke des Analogsignals ist nicht beliebig steil, sondern weist eine endliche Steigung auf, die durch die Shaperhardware definiert wird. Dies bedingt eine zeitliche Variation der Driftzeitmessung, abhängig von der Impulshöhe. Abb. 4.2 verdeutlicht diesen Zusammenhang.

Dieser Effekt wird „Time Slewing“ genannt und hat maßgeblichen Einfluss auf die Ortsauflösung der Detektorrohre [14].

Um den Effekt des Time Slewing auf die Bestimmung der Driftzeit zu eliminieren, wird eine Charakteristik des Analogsignals benötigt, die unabhängig von der Signalhöhe ist. Hierzu bietet sich der Wendepunkt der ersten Anstiegsflanke an. Bestimmt man die numerische erste Ableitung des Analogsignals mithilfe folgender Beziehung

$$\dot{y}[t] = y[t + r] - y[t - r] \quad (4.1)$$

so kann man über das erste lokale Minimum dieser Funktion den Wendepunkt der Signalform bestimmen. Da eine anschließende Division durch  $2r$  die Ableitungsfunktion nur um einen konstanten Faktor skaliert, wurde hierauf verzichtet, um Rundungsartefakte zu vermeiden.

Die Verwendung einer Zeitkonstanten von  $r = 8$  ns hat sich bei der Geometrie der Analogsignale als sinnvoll erwiesen, um eine Ableitungsfunktion mit ausgeprägten Extrema zu erhalten. Bei kleineren Werten ist das Verfahren sensitiv auf Spitzen elektronischen Rauschens, größere Werte verwischen die Anstiegsflanke, deren typische Anstiegszeit 30 ns beträgt.

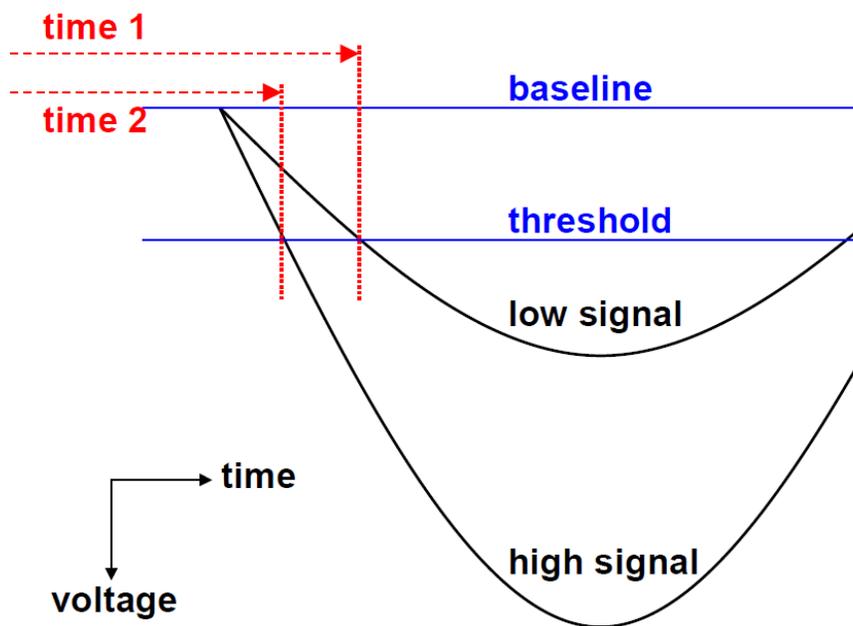


Abbildung 4.2: Drifttime mismeasurement by time slewing

Um die Zahl der Fehlbestimmungen der Driftzeit zu minimieren, wurde das Analsignal zuvor außerdem, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, geglättet. Verwendet wurde hierbei eine Zeitkonstante von  $s = 10$  ns, um den Einfluss des elektronischen Rauschens vor Signalbeginn auf den Wendepunktalgorithmus zu unterdrücken. Die Struktur des Signals wird dabei nicht verändert, da die verwendete Zeitkonstante kleiner ist, als die der signalformenden Shaperstufe. Die hiermit einhergehende Verbreiterung des Signals wirkt sich dabei nicht negativ auf die Driftzeitbestimmung aus, da die Position des Wendepunkts nahezu unverändert bleibt.

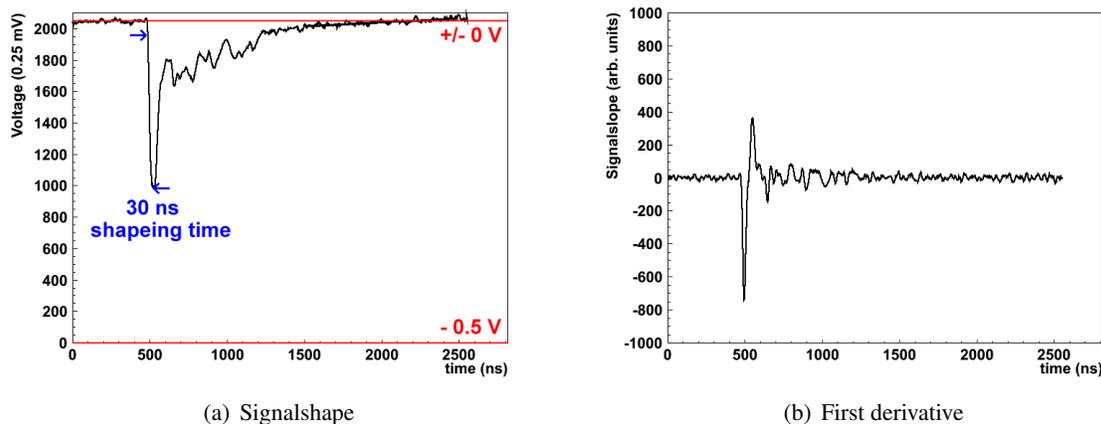


Abbildung 4.3: Numerical signal derivative

Abb. 4.3 zeigt exemplarisch die Signalform eines kosmischen Myons, sowie dessen erste Ableitung nach Gleichung 4.1. Das erste ausgeprägte lokale Minimum entspricht dem Wendepunkt der Anstiegsflanke des Signals.

## 4.2 Glättung der analogen Signalform

Wie bereits in Abschnitt 4.1.3 angesprochen, kann das Analogsignal geglättet werden, um hochfrequente Unebenheiten, wie zum Beispiel elektronisches Rauschen zu unterdrücken. Folgender Algorithmus wird hierzu verwendet.

$$y'[t] = \left( \sum_{x=t-s}^{x=t+s} y[x] \right) / (2 * s + 1) \quad (4.2)$$

Die unmittelbaren Auswirkungen auf die Signalform zeigt Abb. 4.4. Mit größeren Parametern  $s$  wird die Signalform glatter und niedriger.

## 4.3 Mittelung über viele Signalformen

Die exakte Form des Analogsignals ist statistischen Schwankungen unterworfen, bedingt durch das nicht exakt reproduzierbare Ionisationsverhalten der minimal ionisierenden Myonen. Die Funktion der den Draht erreichenden Ladungen mit der Zeit ist nicht exakt definiert, und somit unterliegt die analoge Signalform gewissen Schwankungen. Es liegt daher nahe, über die Pulsform mehrerer Events mit gleichem Timing zu mitteln, und so eine durchschnittliche Signalform zu erzeugen. Abb. 4.5 zeigt ein solches gemitteltes Signal, bei dem zu jedem Zeitpunkt das arithmetische Mittel der  $y$ -Werte aller Signalformen gebildet wurde. Auswahlkriterium für die verwendeten Signalformen war hier eine Driftzeit von 100 ns +/- 10 ns.

Durch die hohe Statistik von in diesem Fall 32000 Events, sind die Fehlerbalken nur wenige ADC-Kanäle groß, weswegen sie im Folgenden weggelassen werden. Im Vergleich mit Kap. 2.3 zeigt sich auch die große Ähnlichkeit dieser Signalform mit der aus geometrischen Betrachtungen erwarteten.

## 4.4 Signalthöhenbestimmung

Mittels der gespeicherten Signalform ist es möglich, die Höhe dieses Signals zu bestimmen, sowohl das globale, als auch das erste Maximum. Dabei ist zu beachten, dass - wie in Kap. 3.2 beschrieben - der dynamische Bereich des Flash-ADC nur bis -0.5 V reicht. Spannungen niedriger als -0.5V werden hardwarebedingt den Kanälen 0 bis etwa 25 zugeordnet. Aus Gründen der Anschaulichkeit wird die Signalthöhe mit der Beziehung  $H = 2048 - H_0$  für die folgenden Betrachtungen auf positive Werte normiert. Zur Bestimmung der globalen Signalthöhe wird der Punkt mit der niedrigsten Kanalnummer bestimmt, zur Suche des ersten Maximums der niedrigste ADC-Kanal innerhalb der Signalanstiegsflanke.

## 4.5 Bestimmung des Signalendes

Sind alle Elektronen eines Ionisationsereignisses am Draht angekommen, so ist der Signalverlauf zu Ende, und der Analogpegel des Vorverstärkers geht auf 0 V bzw. das Grundrauschen zurück. Um diesen Zeitpunkt zu bestimmen, werden hier zwei Methoden vorgestellt.

1. „Time Over Threshold“ (TOT): Ausgehend vom Zeitpunkt der Driftzeit wird der nächste Signalpunkt gesucht, der diesen Pegel wieder unterschreitet (also wegen negativem Signalverlauf

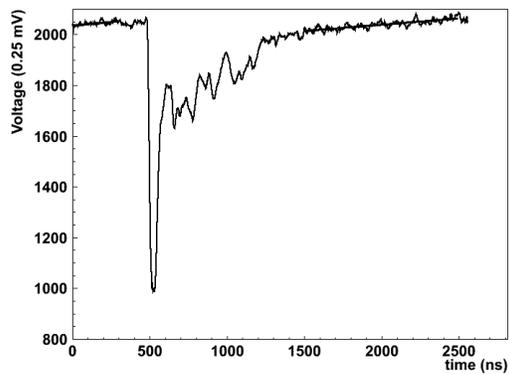
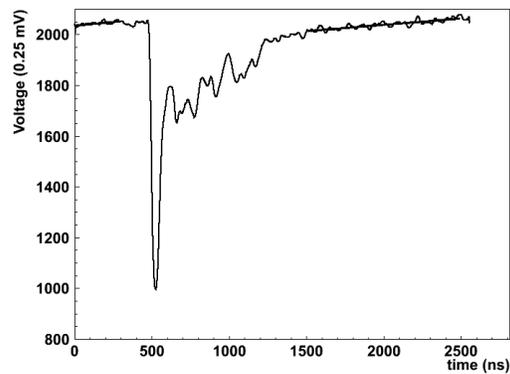
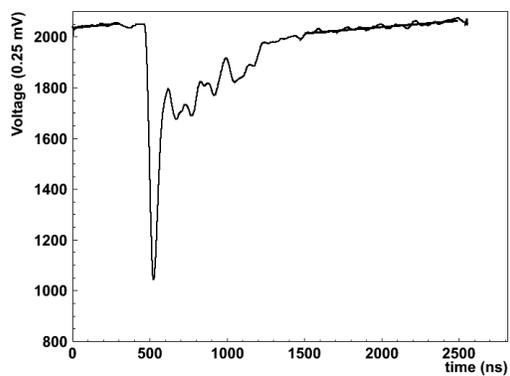
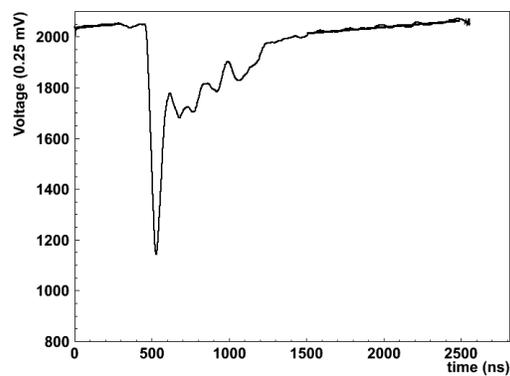
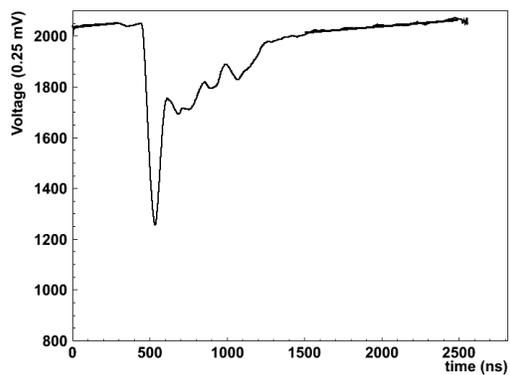
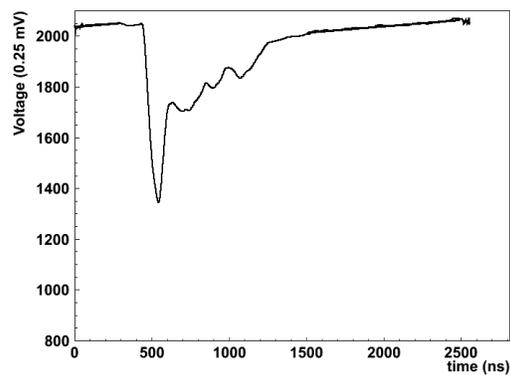
(a)  $s = 0ns$ (b)  $s = 10ns$ (c)  $s = 20ns$ (d)  $s = 30ns$ (e)  $s = 40ns$ (f)  $s = 50ns$ 

Abbildung 4.4: Signal smoothing

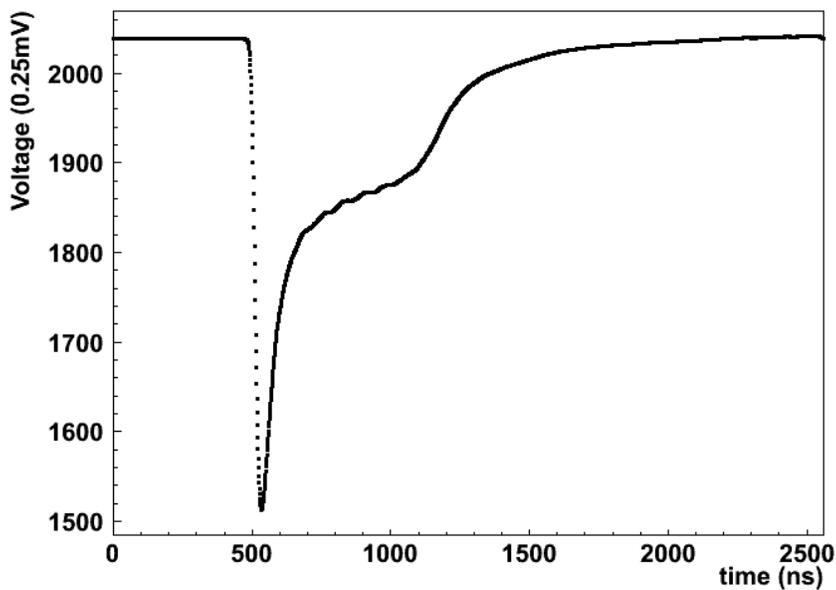


Abbildung 4.5: Mean signal with 100 ns  $\pm$  10 ns drifttime, including statistical errors being smaller than the diameter of the markers

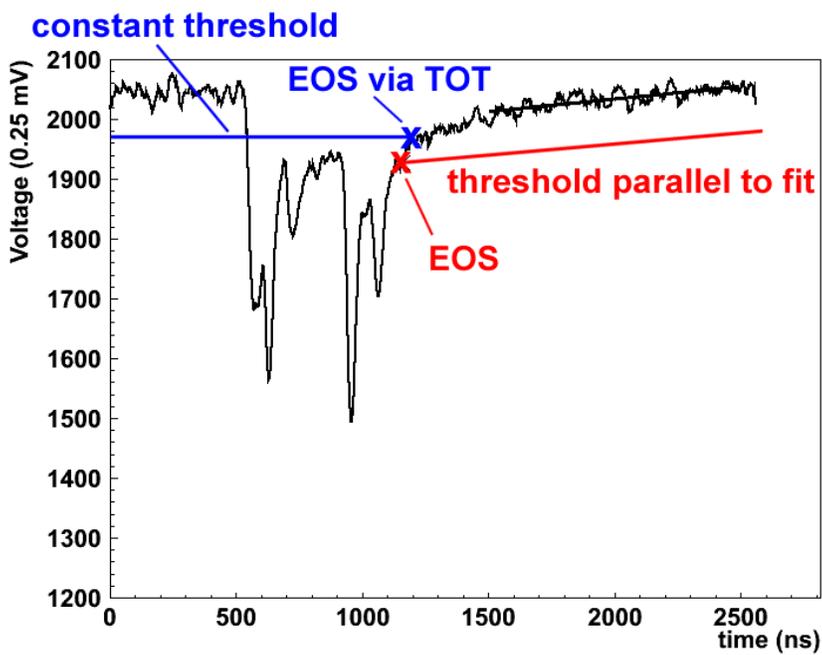


Abbildung 4.6: Determination of the signalend using two different methods

elektrisch überschreitet). Dieser Punkt wird hier „End of signal via TOT“ genannt. Die Differenz zur Driftzeit heißt „Time Over Threshold“

2. „Length of signal“ (LOS): Durch das elektronische Rauschen nach dem Analogsignal wird ein linearer Fit gelegt, ebenso wie bei der Methode der Driftzeitsuche mittels linearem Fit. Parallel zu dieser Geraden verläuft nun der Schwellwert zur Bestimmung des „End of signal“ (EOS), das Signal wird also von „hinten“ abgetastet. Der letzte Schnittpunkt des Analogsignals mit dieser Geraden definiert das Signalende. Die Differenz zwischen Driftzeit und des so bestimmten Signalendes trägt den Namen „Length of signal“.

Abb. 4.6 illustriert beide Methoden.

## 4.6 Integration der Signalform

Um die Fläche unterhalb des Signalverlaufs zu bestimmen, genügt es, alle digitalisierten Werte aufzusummieren. Driftzeit und EOS definieren hier die Integrationsgrenzen. Abb. 4.7 und Gleichung 4.3 veranschaulichen diesen Vorgang.

Die aufintegrierte Signalform repräsentiert die am Draht aufgesammelte Ladung und ist - wegen des konstanten Gasverstärkungsfaktors - proportional zur Zahl der erzeugten Primärelektronen.

$$A = \sum_{i=drifttime}^{i=EOS} (2048 - data[i]) \quad (4.3)$$

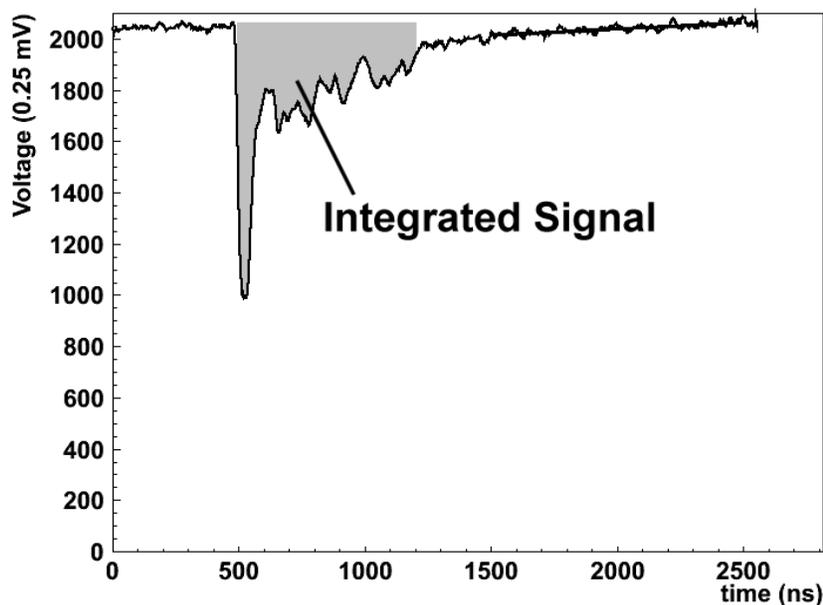


Abbildung 4.7: Area under signalgraph by numerical integration

## 4.7 Einfluss der Spannungsversorgung auf den Rauschpegel

In Kapitel 4.1.2 wurde ein linearer Fit durch das elektronische Rauschen des Analogsignals definiert. Bestimmt man nun für jedes Ereignis die maximale Differenz zwischen diesem Fit, und dem Signal selbst, erhält man eine Quantifizierung des Rauschniveaus.

Es hat sich herausgestellt, dass die Qualität der Versorgungsspannung der Vorverstärker starken Einfluss auf diese Größe hat.

Die Vorverstärker erhalten ihre Versorgungsspannung von +6 V und -12 V über das Netzteil des Trägergehäuses der NIM-Elektronik. Im Zuge des Austauschs dieses Gehäuses gegen ein neu erworbenes Modell der Firma Wiener, nahm die Höhe des elektronischen Rauschens der Analogsignale signifikant ab.

In Abb. 4.8 sind die Verteilungen der oben definierten Rauschstärke aufgetragen, jeweils positiv und negativ gegenüber dem linearen Fit durch das Rauschen.

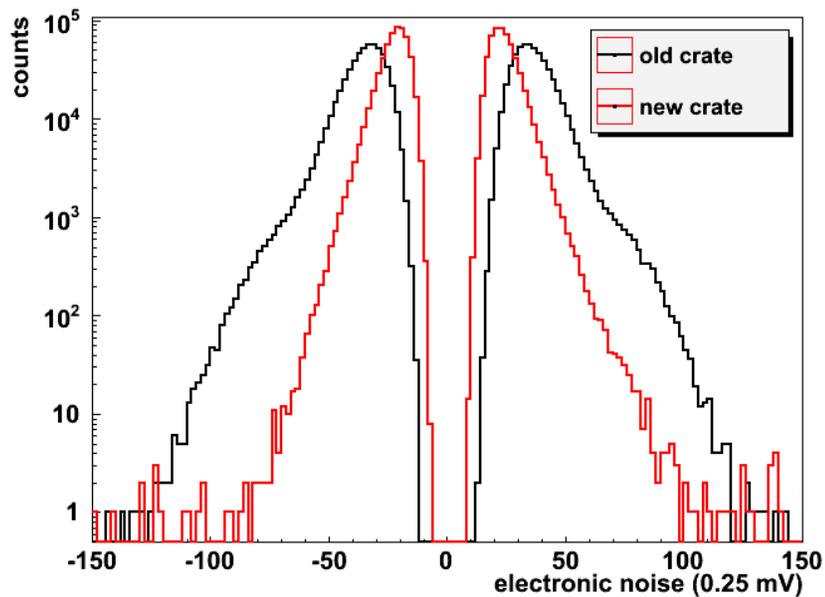


Abbildung 4.8: Height of electronic noise with two different powersupplies

# Kapitel 5

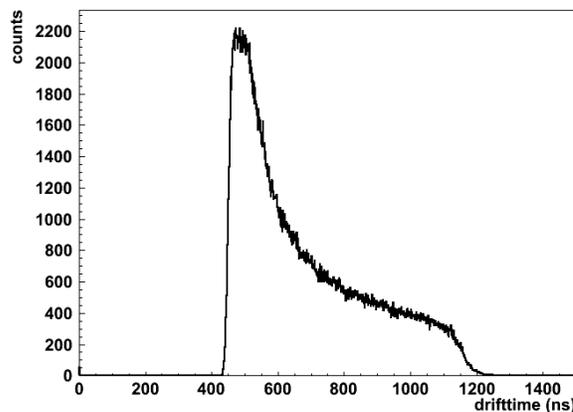
## Analyse von Signalformen mit Hilfe der in Kap. 4 entwickelten Methoden

Alle folgenden Betrachtungen wurden an einer unter Standardbedingungen (3080V Hochspannung, Ar:CO<sub>2</sub> 93:7, 3 bar absolut) aufgezeichneten Messung von 500000 Events durchgeführt.

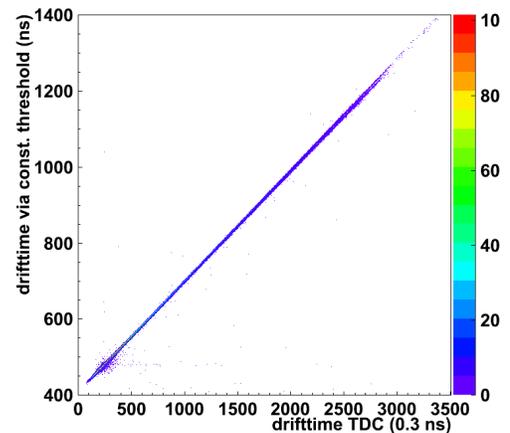
### 5.1 Vergleich der Methoden zur Driftzeitbestimmung

#### 5.1.1 Konstante Schwelle

Definiert man einen konstanten Threshold von z.B. 20 mV, entsprechend 80 ADC-Kanälen unterhalb der Nulllinie von Kanal 2048, so erhält man ein Driftzeitspektrum wie in Abb. 5.1 (a) dargestellt.



(a) Drifttime Histogram



(b) Comparison with hardware TDC drifttime

**Abbildung 5.1:** Drifttime via constant threshold

Da im Versuchsaufbau dieser Arbeit ebenfalls ein TDC eine Hardware Driftzeitmessung durchführt, kann man beide Driftzeitspektren vergleichen. Wie erwartet und in Abb. 5.1 (b) ersichtlich, zeigt sich eine starke Korrelation. Allerdings erlaubt die Software-Methode eine Offline-Korrektur des Threshold-Parameters.

Die Stärke des elektronischen Rauschens ist in Abb. 5.2 (a) ersichtlich. Gemessen wurde hier in

jedem Event der maximale Abstand des Signalpegels über- und unterhalb des linearen Fits durch das Rauschen vor dem eigentlichen Signal. Die Grafik legt die Wahl des Schwellenparameters von 80 Kanälen, entsprechend -20 mV nahe. Eine dynamisch an die Stärke des Rauschens im jeweiligen Einzelereignis angepasste Schwelle ist ebenfalls denkbar, wurde jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht.

### 5.1.2 Linear angepasste Schwelle

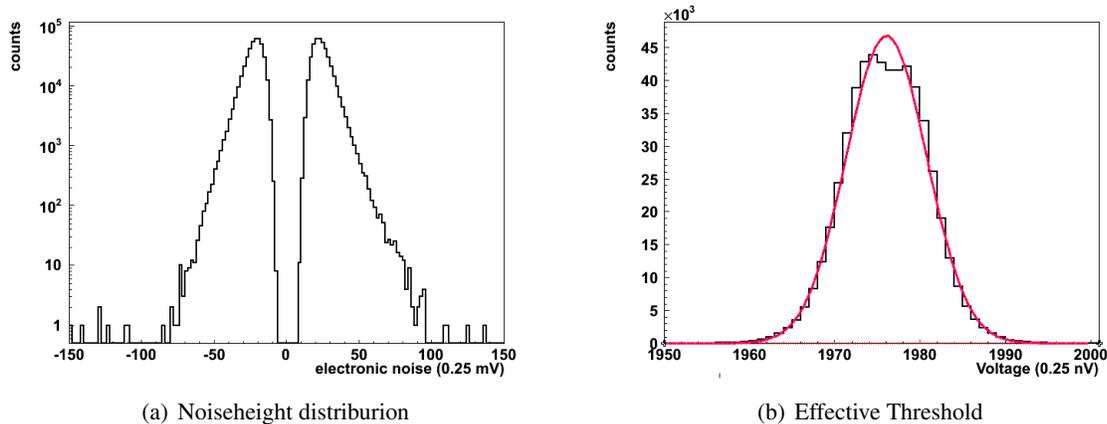


Abbildung 5.2: Height of electronic noise and its effect on fitted threshold

Ein Abstand der Schwellwertparallelen von 20 mV zur gefitteten Nulllinie ergibt ein Driftzeitspektrum wie in Abb. 5.3 (a). Die Häufung bei 100 ns ist ein Artefakt des Bestimmungsalgorithmus und repräsentiert alle Einträge unterhalb von 100 ns. Abb. 5.3 (b) zeigt den Vergleich mit der vom Hardware-TDC bestimmten Driftzeit.

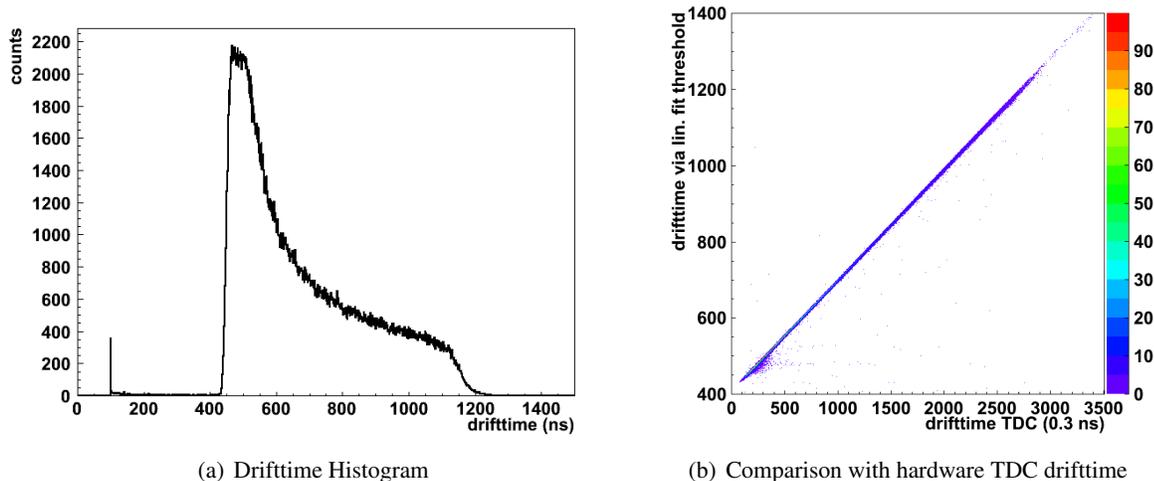
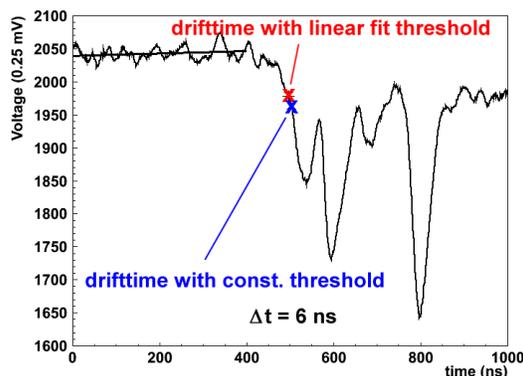


Abbildung 5.3: Drifttime via linear fit threshold

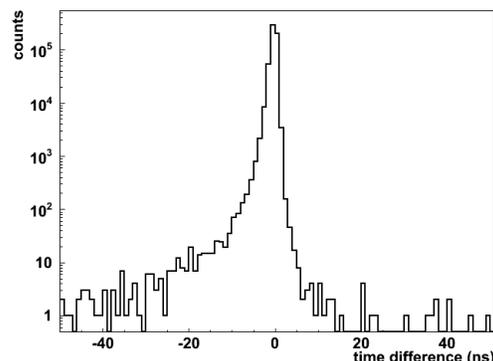
Auch hier zeigt sich eine starke Korrelation zu der mit konstantem Schwellwert bestimmten Driftzeit. Allerdings ist der Algorithmus der linear angepassten Schwelle zusätzlich sensitiv auf Ereignisse,

deren Nulllinie gegenüber 0 V verschoben ist. Ein exemplarisches Ereignis hierfür findet sich in Abb. 5.4 (a).

Abb. 5.4 (b) zeigt die Verteilung der Differenz zwischen den mit linear angepasster Schwelle und konstanter Schwelle bestimmten Driftzeiten. Diese weist eine Breite von mehreren ns zur auf, bedingt durch die Berücksichtigung der Schwankungen der elektronischen Nulllinie.



(a) Single event



(b) Drifttime via fit threshold minus drifttime via const. threshold

**Abbildung 5.4:** Effects of the linear fit method on the drifttime determination

Abb. 5.2 (b) zeigt die Verteilung der effektiven Schwellwerte bei der Bestimmung der Driftzeit mittels linearem Fit. Ein Gaussfit liefert einen Mittelwert von Kanal 1976, was einer Spannung von -17.6 mV entspricht, sowie ein  $\sigma$  von 1.1 mV.

### 5.1.3 Wendepunkt der Anstiegsflanke

Es folgt eine Untersuchung der Methode der Wendepunktssuche zur Driftzeitbestimmung. Abb. 5.5 zeigt hier erneut Driftzeitspektrum und den Vergleich mit TDC-Driftzeiten.

Der Vergleich dieser Methode mit der mit konstanter Schwelle zeigt eine Verbreiterung der Diagonalen um bis zu 30 ns, was - wie im Folgenden erläutert - im Einklang mit der Erwartung bei der Eliminierung des Time Slewung-Effekts steht. Ist das Signal im Extremfall so niedrig, dass es gerade die (konstante oder linear gefittete) Schwelle erreicht, so wird die Driftzeit 30 ns nach Signalbeginn detektiert, da die Anstiegsflanke hardwarebedingt 30 ns lang ist. Hierfür ist - wie bereits in Kap. 3.2 angedeutet - ein R-C-Glied der Shaperelektronik verantwortlich. Im Extremfall eines sehr hohen Signals wird die Schwelle quasi direkt zu Signalbeginn mit einer Verzögerung von 0 ns durchstoßen. Die Driftzeitbestimmung mithilfe fest definierter Schwellen ist also mit einer Unsicherheit von bis zu 30 ns behaftet. Die Ableitungsmethode hingegen findet in beiden Fällen den Wendepunkt in der Mitte der Anstiegsflanke, 15 ns nach Signalbeginn. Somit ist die so bestimmte Driftzeit unabhängig von der Signalhöhe.

Im Bereich kurzer Driftzeiten zeigt das Spektrum einen Einbruch. Verantwortlich hierfür sind Ereignisse, die sehr niedrig sind und sich nur wenig vom elektronischen Rauschen abheben. Deren Ableitung ist nicht ausgeprägt genug, um von dem Algorithmus zur Bestimmung des ersten lokalen Minimums erfasst zu werden.

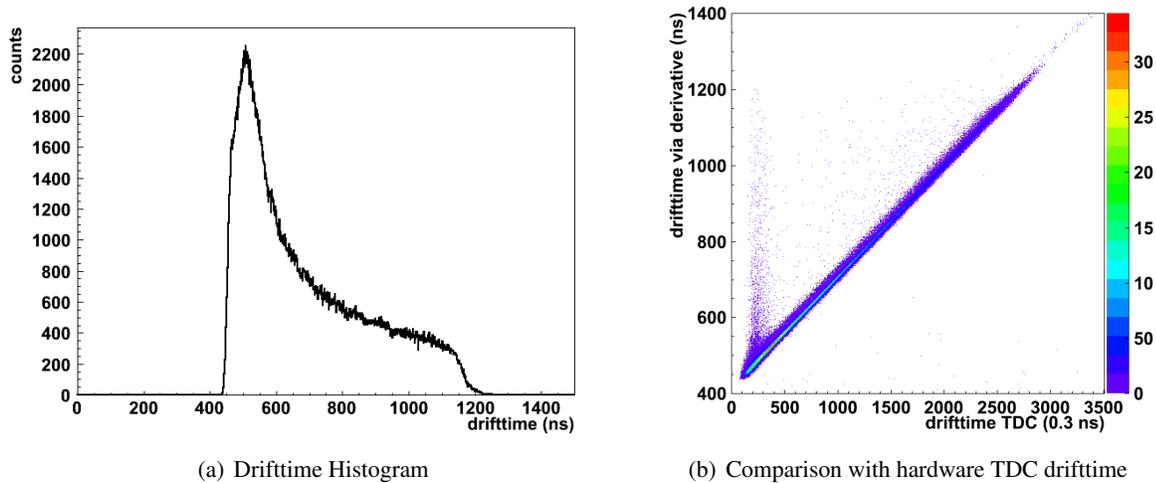


Abbildung 5.5: Drifttime via derivative

Exemplarisch sei hierzu auf Abb. 5.6 verwiesen. Dies betrifft hauptsächlich Ereignisse mit einer Driftzeit kürzer als 200 ns, denn, wie Kap. 2.3 zeigt, haben Ereignisse mit kurzer Driftzeit die geringste Signalamplitude. Etwa 1 % der Einträge aus Abb. 5.5 (b) liegen in diesem Bereich deutlich oberhalb der Diagonalen.

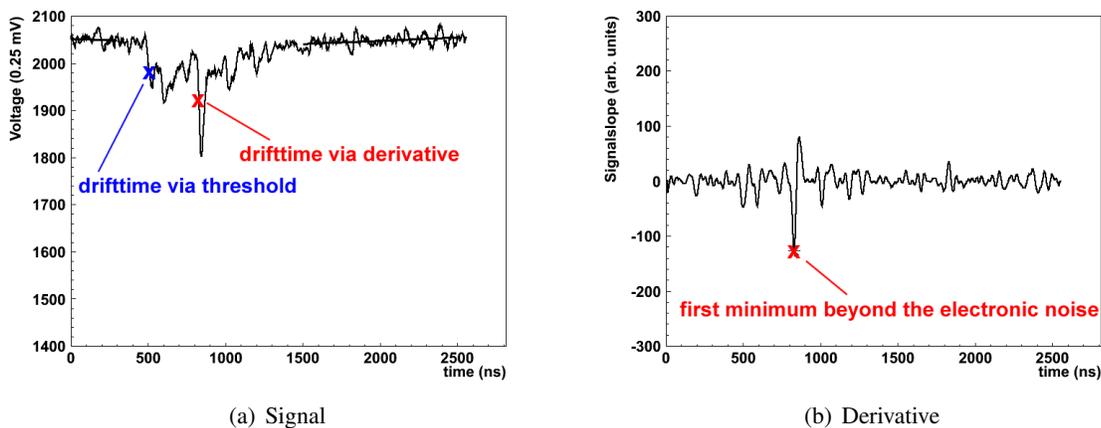


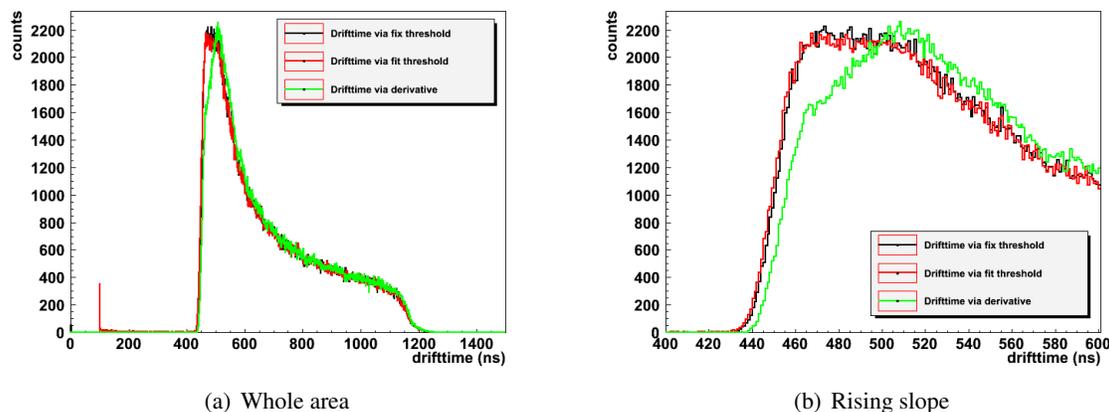
Abbildung 5.6: Mismeasurement of drifttime with derivative method

Weiterhin kann in etwa 0.02 % der Ereignisse die Driftzeit mit dieser Methode gar nicht bestimmt werden. Hier ist die Signalamplitude gerade hoch genug um die Hardware Schwelle des TDC zu durchstoßen, die Ableitungsfunktion besitzt jedoch kein Extremum, das sich vom elektronischen Rauschen abhebt.

### 5.1.4 Bewertung der Algorithmen

Vergleicht man die gezeigten Methoden, so stellt man fest, dass sich grundsätzlich alle dazu eignen, die Driftzeit zu bestimmen, und alle zeigen qualitativ das gleiche Bild wie das MDT-System des

ATLAS-Detektors. Insbesondere die Methode des konstanten Threshold ist eine exakte Offline-Reproduktion der ATLAS-Hardware.



**Abbildung 5.7:** Comparison of the presented methods to calculate the drifttime

Folgende Tabelle vergleicht die 10 % - 90 % Anstiegszeit der Anstiegsflanken der Driftzeitspektren im Vergleich.

Methode	Anstiegszeit
Konstanter Threshold	16 ns
Linearer Fit	15 ns
Wendepunkt	39 ns

Eine physikalische Untergrenze dieser Zeit wird durch die unterschiedliche Signallaufzeit und Reflexion innerhalb der Triggerszintillatoren definiert. Bei der gegebenen Geometrie und Szintillatorlänge verschmieren diese den Triggerzeitpunkt um bis zu 7 ns [17].

Im Bereich kurzer Driftzeiten zeigt die Linear-Fit-Methode Vorteile beim Kompensieren elektrischen Rauschens, was in einer steileren Anstiegsflanke des Driftzeitspektrums resultiert. bei langen Driftzeiten und Signalen mit großer Amplitude eliminiert die Wendepunktmethode den Time Slewing-Effekt.

Eine Insensitivität auf den Effekt des Time Slewings steigert die Präzision der Driftzeitmessung, und damit bei bekannter  $rt$ -Relation auch die Ortsauflösung des Detektorsystems. Eine Untersuchung der Ortsauflösung war im Rahmen dieser Arbeit mit der verwendeten Apparatur leider nicht möglich.

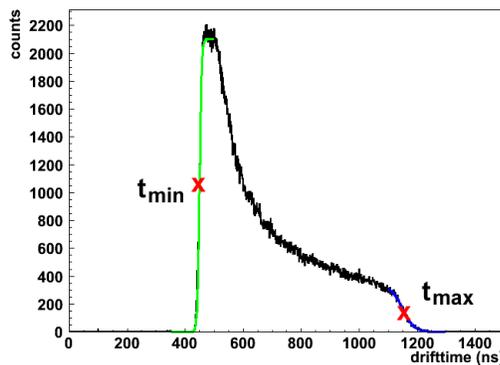
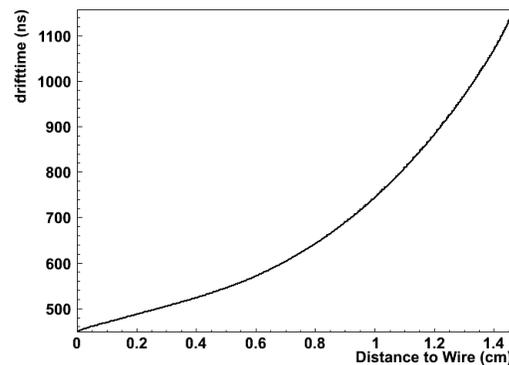
## 5.2 Bestimmung der $rt$ -Relation und des Driftradius

Betrachtet man das Driftzeitspektrum als  $\frac{dN}{dt}$  kann man erweitern zu  $\frac{dN}{dr} \cdot \frac{dr}{dt}$ . Wenn man nun  $\frac{dN}{dr}$  als Konstante betrachtet, da die kosmischen Myonen die Erdoberfläche im Mittel homogen verteilt treffen, kann durch Integration der Geschwindigkeitsverteilung  $\frac{dr}{dt}$  eine Orts-Driftzeit-Beziehung aufgestellt werden.

$$r(t) \propto \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{dr}{dt} \quad (5.1)$$

Hierbei stellen  $t_{min}$  und  $t_{max}$  den Beginn und das Ende des Driftzeitspektrums dar. Man gewinnt diese Größen durch den Fit einer Fermi- bzw. inversen Fermifunktion an die steigende und fallende Flanke des Driftzeitspektrums.

$$\frac{A_{min}}{1 + e^{\frac{t-t_{min}}{T_{min}}}}, A_{max} \cdot \left(1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{t-t_{max}}{T_{max}}}}\right) \quad (5.2)$$

(a) Fermifits for  $t_{min}$  and  $t_{max}$ (b)  $rt$ -relation

**Abbildung 5.8:**  $rt$ -relation via integration of drifttime distribution

Abb. 5.8 (a) zeigt diese Fits. Die Definitionen

$$t_{min} = 448ns \sim 0cm \text{ und } t_{max} = 1150ns \sim 1.46cm \quad (5.3)$$

führen so zu einer  $rt$ -Relation wie in Abb. 5.8 (b) dargestellt. Die maximale Driftzeit beträgt  $t_{max} - t_{min} = 702$  ns.

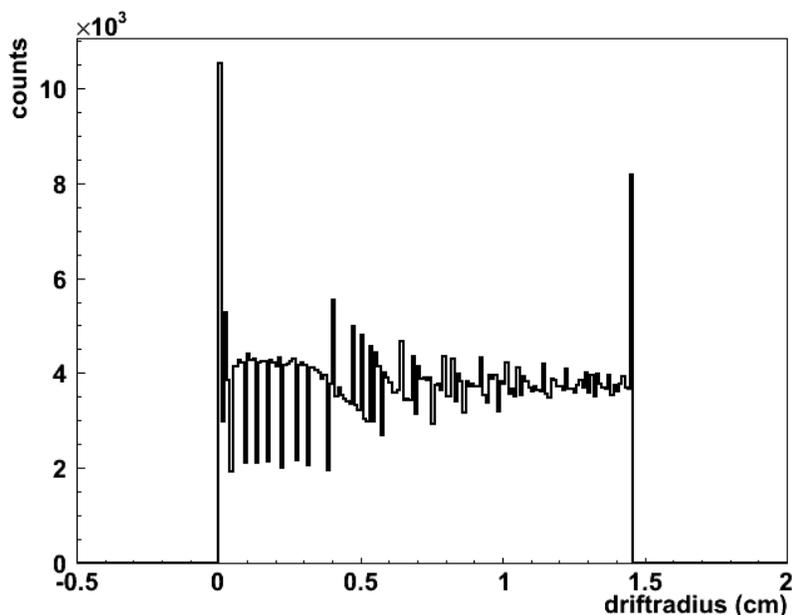
Diese  $rt$ -Relation wird im Folgenden dazu benutzt, den Driftradius eines Events bestimmen zu können. Abb. 5.9 zeigt die so bestimmte Driftradiusverteilung.

Die Ursache der Überhöhungen bei 0 cm und 1.46 cm sind Ereignisse, deren Driftzeit außerhalb des Bereichs der Definition minimaler und maximaler Driftzeit liegt. Das schwingende Verhalten ist ein Artefakt der Berechnung.

Die im Wesentlichen konstante Verteilung der Driftradien über den Innenradius der Driftrohle spiegelt die Erwartung einer homogenen Ausleuchtung des Detektors mit kosmischen Myonen wieder. Die auf diese Art gewonnene  $rt$ -Relation ist also eine weithin korrekte Beschreibung der physikalischen Vorgänge innerhalb der Driftrohle.

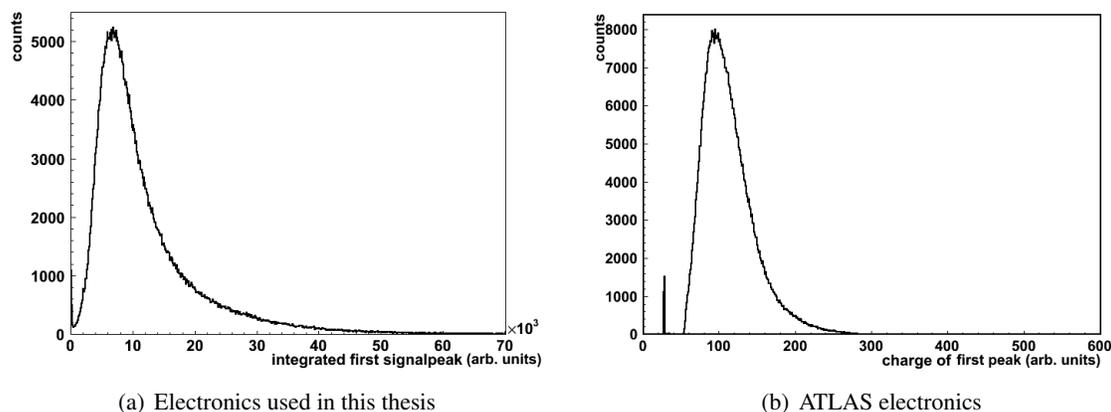
### 5.3 Simulation der ATLAS-Elektronik

Eine erste Simulation des Verhaltens der ATLAS-Elektronik zeigte bereits Abb. 5.1 (a), als die Driftzeit mittels einer fest definierten Schwelle bestimmt wurde.



**Abbildung 5.9:** Reconstructed driftradius distribution using cosmic muons

Eine weitere von der ATLAS-Elektronik bestimmbare Größe ist die Ladung der ersten Signalflanke. Dies kann offline mit aufgezeichneten Signalformen ebenso erfolgen, indem die in Kap. 4.6 vorgestellte Integration nur über die erste Signalflanke durchgeführt wird. Abb. 5.10 zeigt den Vergleich dieser Größe mit der, wie sie die ATLAS-Elektronik im Wilkinson-ADC-Modus aufzeichnet<sup>1</sup>. Die so prozessierten Analogsignale simulieren also die ATLAS-Elektronik korrekt, wie der Vergleich von Abb. 5.10 (a) und 5.10 (b) zeigt.



(a) Electronics used in this thesis

(b) ATLAS electronics

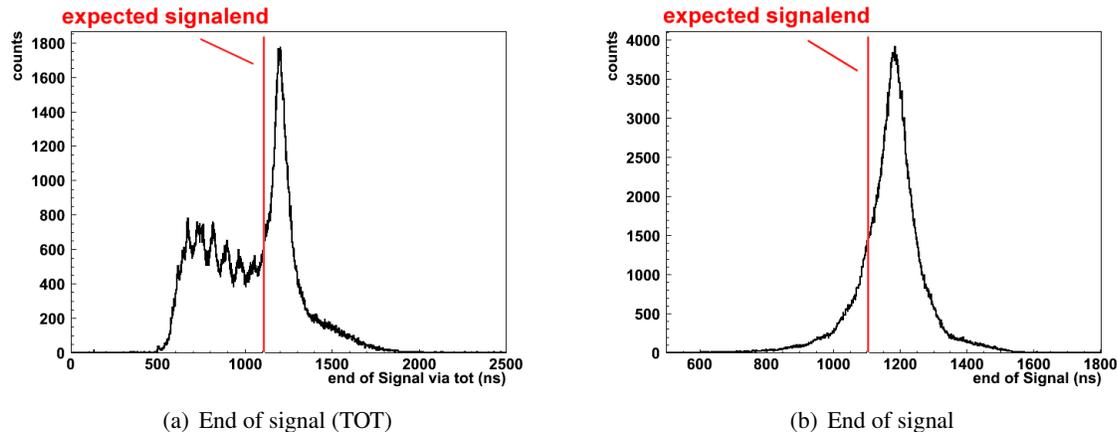
**Abbildung 5.10:** Comparison of leading signalede charge, measured with offline signalshape processing or ATLAS Wilkinson-ADC

Der dritte Parameter, den das MDT-System bestimmen kann, ist die Signallänge, gemessen von der Driftzeit bis zum ersten Abfall des Analogsignals unterhalb einer einstellbaren Schwelle.

Ionisierende Partikel, die ein Driftrohr treffen, erzeugen dabei immer auch Elektronen nahe der

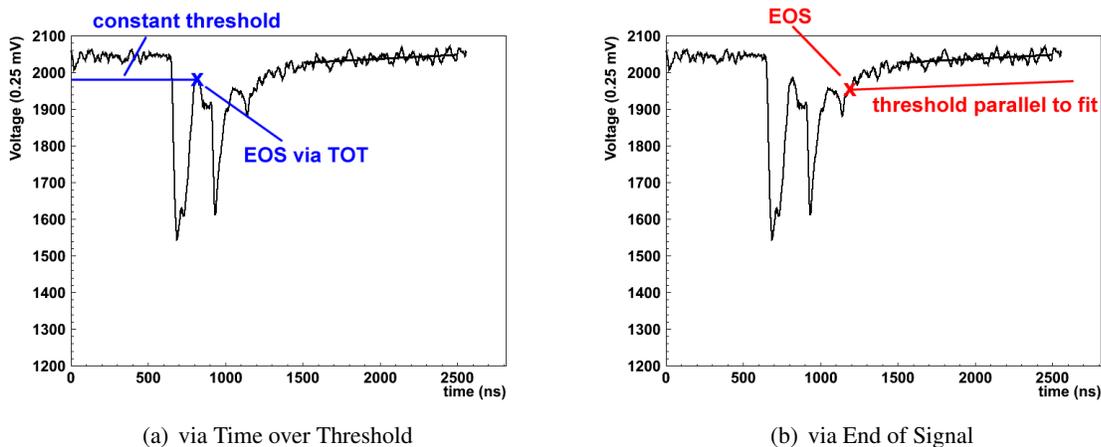
<sup>1</sup>Die Daten entstammen einer Messung kosmischer Myonen am Garching Teststand für Höhenstrahlung [16]

Rohrinnenwand, unabhängig vom Abstand der Spur zum Rohrmittelpunkt. Folglich legen die letzten Primärelektronen, die den Draht erreichen, den maximalen Radius zurück und dieser Vorgang dauert die maximale Driftzeit. Somit sollten alle Signale mit einer konstanten Zeitdifferenz zum Triggersignal enden. Abb. 5.11 zeigt diese Zeiten, jeweils ermittelt mit den in Kap. 4.5 vorgestellten Methoden TOT und EOS.



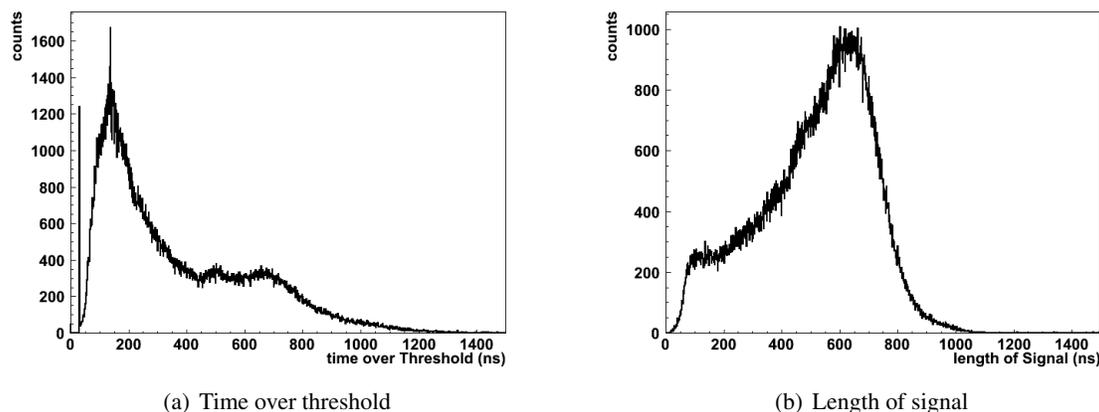
**Abbildung 5.11:** Comparison of the TOT and EOS methods to calculate the signalend

Es fällt auf, dass das Ergebnis der Methode aus Abb. 5.11 (b) deutlich näher an der Erwartung einer einzigen Signal-Endzeit liegt. Die Bestimmung des Signalendes durch die TOT-Methode liefert häufig zu kurze Zeiten. Das Analogsignal fällt hier noch während des Driftvorganges unterhalb der TOT-Schwelle ab, auch wenn nachfolgende Driftelektronen das Signal wieder ansteigen lassen. Abb. 5.12 zeigt ein solches Ereignis. Die EOS-Methode ist dagegen insensitive auf solche Signaleinbrüche und liefert eine symmetrische Verteilung um den Mittelwert 1189 ns. Unter der Berücksichtigung von 400 ns Offsetzeit und einer maximalen Driftzeit von  $t_{max} - t_{min} = 702$  ns liegt die Erwartung für das Signalende bei einer Zeit von 1102 ns. Die Differenz von 87 ns resultiert aus der Position von  $t_{min}$  und  $t_{max}$ , welche sich nicht exakt am Beginn und am Ende des Driftzeitspektrums befinden, sondern über Fits definiert wurden.



**Abbildung 5.12:** Signalend determination with TOT and EOS with different results

Ist das Signalende bestimmt, so kann die Differenz zur Driftzeit gebildet werden, und so die Länge des Signals bestimmt werden. Abb. 5.13 zeigt die so bestimmte Größe basierend auf den beiden Methoden zur Bestimmung des Signales. Die lokale Häufung bei 30 ns in Abb. 5.13 (a) repräsentiert alle Einträge unterhalb von 30 ns und ist ein Artefakt des Berechnungsalgorithmus.



**Abbildung 5.13:** Comparison of the TOT and EOS methods to calculate the signallength

Unter der Annahme eines zeitlich konstanten Signalendpunkts gegenüber dem Teilchendurchgang gilt: „Driftzeit + Signallänge = const.“

Die Verteilung der Signallänge sollte also dem zeitlich invertierten Driftzeitspektrum entsprechen. Die Verteilung der LOS aus Abb. 5.13 (b) beschreibt diesen Zusammenhang qualitativ deutlich besser, als sie der TOT wie in Abb. 5.1 (a).

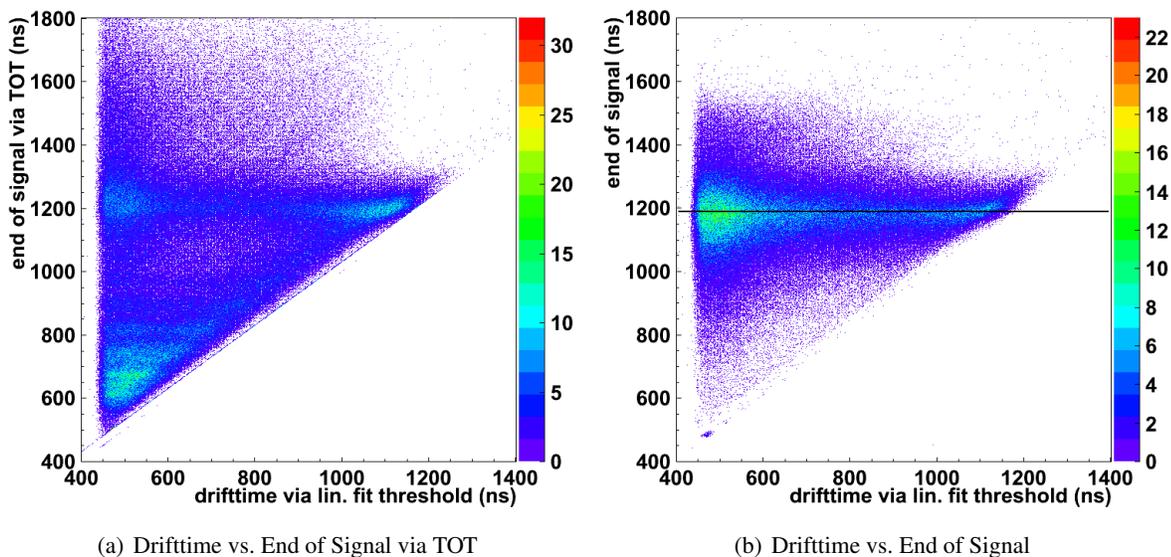
Nun können diese so definierten Größen auch in einem zweidimensionalen Histogramm gegen die Driftzeit aufgetragen werden. Dies ist in den Abb. 5.14 und 5.15 geschehen. Zweitere zeigt deutlich den zu erwartenden komplementären Zusammenhang zwischen Driftzeit und Signallänge durch die Häufung der Ereignisse um die Diagonale mit Steigung -1.

Ein konstanter Fit durch Abb. 5.14 (b), ergibt erneut den Zeitpunkt der maximalen Driftzeit von 1189 ns.

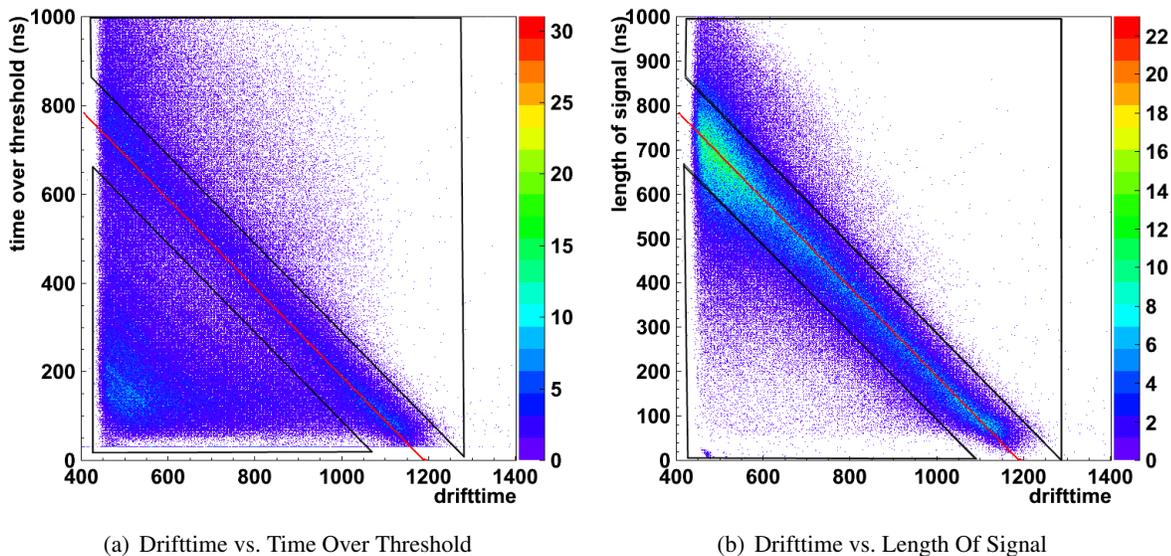
Um nun die Güte der beiden verwendeten Methoden zur Bestimmung des Signales zu testen, werden in Abb. 5.15 drei Bereiche definiert.

- der Bereich um die Diagonale mit Steigung -1. Der Offset dieser linearen Funktion beträgt mit 1189 ns genau die maximale Driftzeit. Der Bereich erstreckt sich bis 100 ns über bzw. unter dieser Diagonalen.
- alle Ereignisse unterhalb des Diagonalstreifens mit zu früh rekonstruiertem Signalende
- alle Ereignisse oberhalb des Diagonalstreifens mit zu spät rekonstruiertem Signalende

Werden die Einträge innerhalb dieser Bereiche gezählt und miteinander verglichen, kann die Güte der Methoden zur Bestimmung des Signales verglichen werden. Je mehr rekonstruierte Signale innerhalb des diagonalen Bereichs liegen, der die Erwartung repräsentiert, desto geeigneter ist das Verfahren.

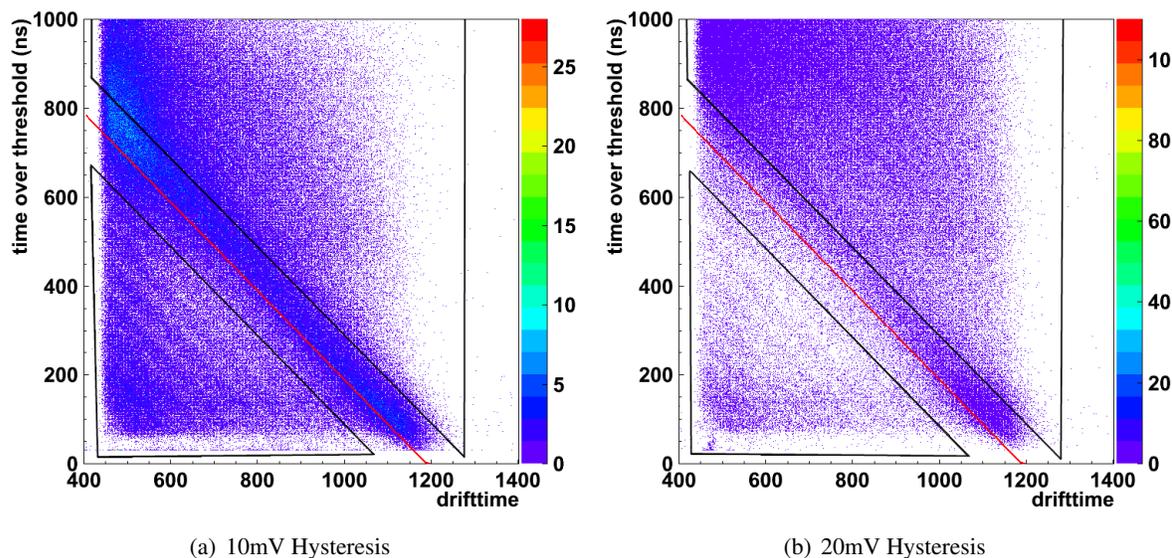


**Abbildung 5.14:** Comparison of the EOS(TOT) (approach from left) and EOS methods (approach from right) to calculate the signalend



**Abbildung 5.15:** Comparison of the presented TOT (approach from left) and LOS (approach from right) methods to calculate the length of the signal

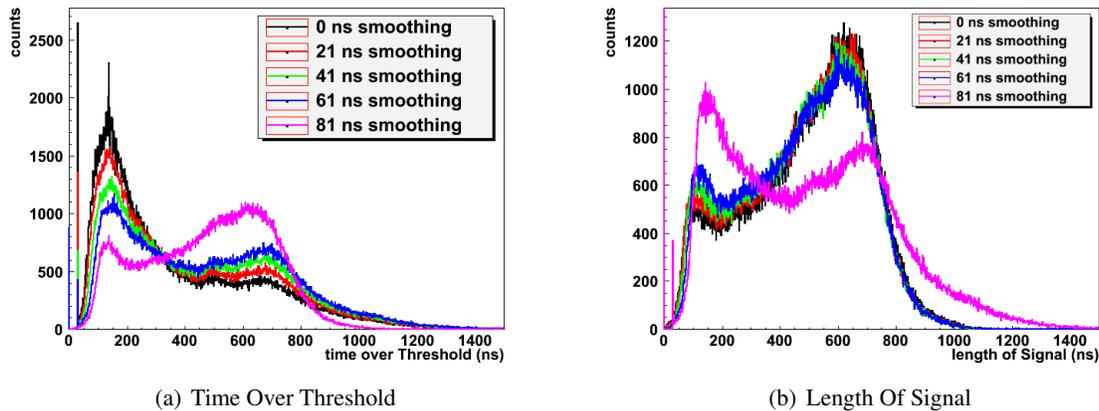
Die ATLAS-Elektronik ist ebenfalls in der Lage, die TOT-Zeit zu bestimmen. Um die Zahl der Fehlmessungen durch Signaleinbrüche hier zu minimieren, lässt sich hier die Schwelle zur TOT-Bestimmung variieren. Eine Anhebung der TOT-Schwelle um 10 mV bzw. 20 mV führt zu Ergebnissen wie in Abb. 5.16, „Hysteresis“ bezeichnet hier die Verkleinerung der Schwelle gegenüber der Driftzeit-Schwelle.



**Abbildung 5.16:** Time Over Threshold measurement with different hysteresis

Wendet man das Verfahren der Signalglättung wie in Gleichung 4.2 vor der Bestimmung des Signalendes an, werden Einbrüche im Signalverlauf durch die Glättung gedämpft. Entsprechend besser gelingt dann die Bestimmung des Signalendes mit der TOT-Methode. Dies ist aber am ATLAS-Experiment nicht anwendbar, da die Analogsignale nicht entsprechend prozessiert werden können. Gleichzeitig verbreitern sich aber auch alle Signalflanken durch die Glättung, und Signalformen werden abgeflacht. Der EOS-Algorithmus bestimmt demzufolge zunehmend kleinere Signal-Endzeitpunkte mit stärkerer Glättung. Abb. 5.17 verdeutlicht diese Zusammenhänge. Die unphysikalische Häufung bei 30 ns entstammt wie bereits in Abb. 5.13 (a) dem Berechnungsalgorithmus.

Folgende Tabelle quantifiziert den Inhalt der drei oben definierten Bereiche aus z.B. Abb. 5.15 oder Abb. 5.16.



**Abbildung 5.17:** Effect of Signal Smoothing to TOT and LOS

Methode	Diagonalstreifen	Unterhalb	Oberhalb
TOT	39.4 %	49.9 %	10.7 %
TOT 10 mV hysteresis	38.3 %	18.1 %	43.6 %
TOT 20 mV hysteresis	7.4 %	2.7 %	89.9 %
TOT 21 ns smoothing	40.5 %	43.7 %	15.8 %
TOT 41 ns smoothing	45.0 %	37.2 %	17.8 %
TOT 61 ns smoothing	48.2 %	31.8 %	20.0 %
TOT 81 ns smoothing	50.9 %	28.1 %	21.0 %
LOS	78.6 %	13.4 %	8.0 %
LOS 21 ns smoothing	76.8 %	16.6 %	6.6 %
LOS 41 ns smoothing	74.6 %	19.2 %	6.2 %
LOS 61 ns smoothing	72.4 %	21.4 %	5.8 %
LOS 81 ns smoothing	70.0 %	23.6 %	3.4 %

Es stellt sich heraus, dass die Suche nach dem Signalende bei einer Annäherung „von links“, so wie auch die ATLAS-Elektronik arbeitet, keine sinnvollen Ergebnisse liefert. Das Analogsignal bricht während seines Verlaufs bei den gegebenen Detektorparametern zu häufig ein, um mit der TOT-Methode (Zeitpunkt des Signalendes: EOS via TOT) einen verlässlichen Zeitpunkt des Signalendes zu definieren.

Auch die Einführung einer Hysterese liefert nicht die gewünschten Ergebnisse, da mit steigender Größe dieser Hysterese der wirkliche Zeitpunkt des Signalendes nicht mehr gefunden werden kann. Deutlich zu spät bestimmte Endzeitpunkte sind die Folge.

Eine mögliche Ursache für die unterbrochene Signalform ist die Nichtlinearität des Driftgases Ar:CO<sub>2</sub> 93:7. Die Driftgeschwindigkeit ist in Drahtnähe höher, und cluster aus Primärelektronen werden auseinandergerissen und mit zeitlichem Versatz am Draht aufgesammelt und detektiert.

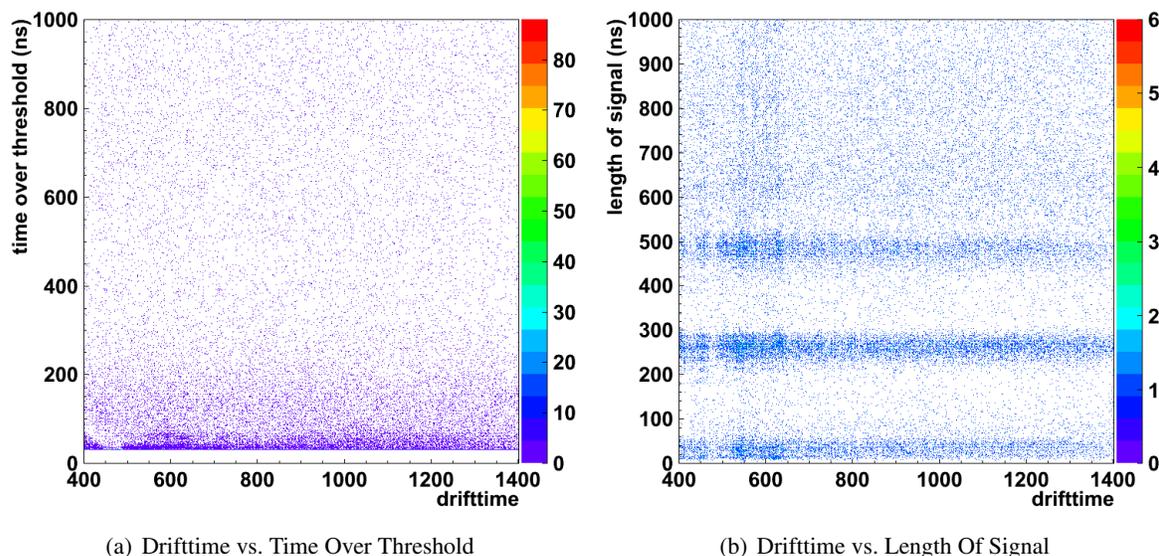
Die Bestimmung des Signalendes bei einer Annäherung des Suchalgorithmus von rechts, so wie in der vorgestellten EOS-Methode (bzw. der damit berechneten Signallänge LOS) liefert hingegen deutlich bessere Ergebnisse.

## 5.4 Timingbetrachtungen zur Untergrunddiskriminierung

Die zuvor betrachteten Zusammenhänge zwischen Driftzeit, Signallänge und Signalende erlauben ggf. die Unterscheidung von triggernden und unkorrelierten Teilchen. Triggernde Teilchen sollten den gleichen Signal-Endzeitpunkt haben, während zum Triggerzeitpunkt unkorrelierte Untergrundstrahlung Signalenden zu beliebigen Zeitpunkten erzeugt.

Um diese Möglichkeit zu untersuchen, wurde die später in Kap. 7 beschriebene  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle im Abstand von 6 cm zum Mittelpunkt der Detektorrohre positioniert. Ein zufälliger Trigger hat nun bei einer Effizienz von 2 % etwa 50000 Signalformen aufgezeichnet, die aufgrund der hohen Aktivität der Quelle quasi ausschliesslich von Gammastrahlung erzeugt wurden. Das Gamma-zu-Myonen Verhältniss beträgt hier mehr als 10000:1.

Abb. 5.18 zeigt die Verteilung von Driftzeit gegen TOT bzw. gegen LOS des so bestrahlten Detektors. Die Ursache der Häufungen entlang deutlichen Bänder hier ist unklar. Verantwortlich sind vermutlich Signalformen, die durch den willkürlichen Triggerzeitpunkt abgeschnitten wurden, und so die Algorithmen zur Suche von Signalanfang und Signalende scheitern, da die linearen Fits nicht im Grundrauschen vor und nach dem Signal liegen. Im Mittel kann man jedoch von gleichverteilten Zeiten der Signale bei zufälligem Trigger ausgehen.



**Abbildung 5.18:** Drifttime vs. signallength with the  $\gamma$ -irradiated detector, using the TOT and LOS method

Betrachtet man nun nur das Fenster mit potentiellen Myonevents von 400 ns bis 1400 ns Driftzeit und 0 ns bis 1000 ns Signallänge, wie in Abb. 5.15, und definiert das Band für den Schnitt auf Myonen wie in Kap. 5.3, so liegen bei Verwendung des LOS-Algorithmus innerhalb dieses Bereichs 17.0 % der Gammaereignisse gegenüber 78.6 % der Myonereignisse. Betrachtet man den gesamten Aufzeichnungsbereich, so liegen nur 9.3 % der Gammaereignisse im Band potentieller Myonentreffer.

## 5.5 Korrelationen zwischen Driftradius und integriertem Signal oder der Höhe des ersten Signalmaximums

Wie bereits in Kapitel 2.3 in Gleichung 2.3 angedeutet, sollte ein geometrischer Zusammenhang zwischen Driftradius und aufintegriertem Signal bestehen.

Die aufintegrierte Signalfläche kann wie in Kap. 4.6 bestimmt werden, der Driftradius mithilfe der aus dem Driftzeitspektrum gewonnenen  $rt$ -Relation (siehe Kap. 5.2).

Abb. 5.19 (a) zeigt beide Größen in einem zweidimensionalen Histogramm, Abb. 5.19 (b) zeigt ein Profil des Histogramms incl. Fehlern sowie einen Fit nach Gleichung 2.3.

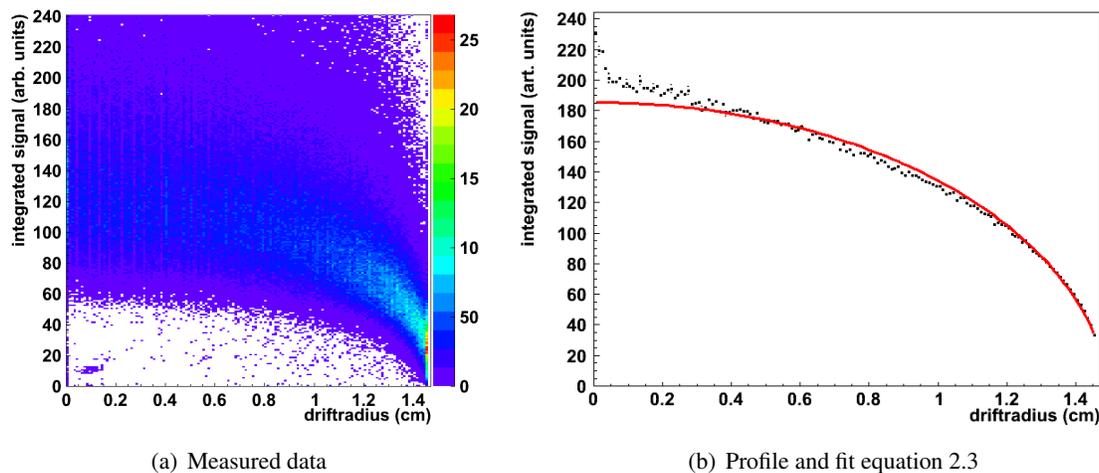


Abbildung 5.19: Correlation between drift radius and integrated signal

Gleichung 2.5 stellt einen Zusammenhang zwischen dem Driftradius und der Höhe des ersten Signalpeaks her.

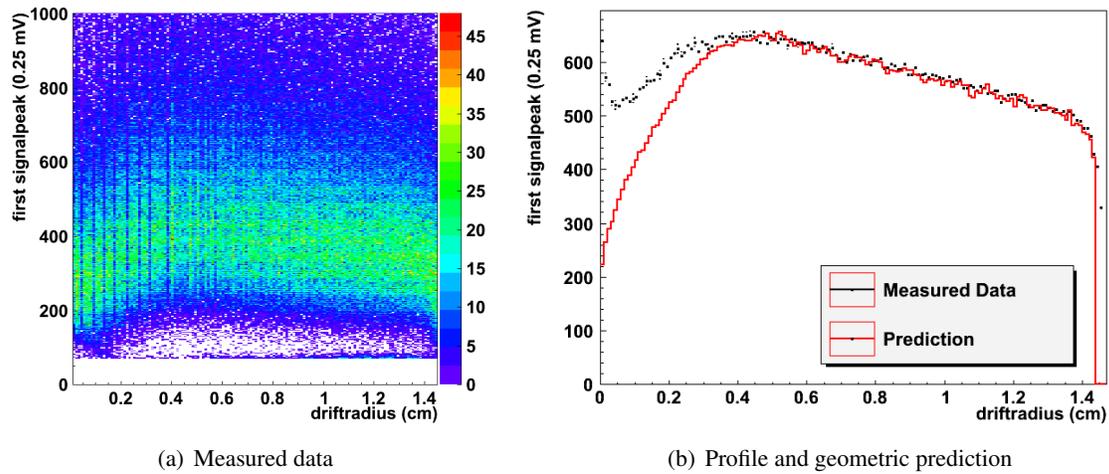
Hierfür wird die Geschwindigkeit der Driftelektronen in Abhängigkeit der Driftzeit benötigt. Diese Größe kann, wie in Kap. 5.2 beschrieben, bis auf einen konstanten Faktor, direkt aus der Driftzeitverteilung gewonnen werden.

Die zweidimensionale Verteilung von Driftradius und der Höhe des ersten Signalmaximums sind in Abb. 5.20 (a) zu sehen. Abb. 5.20 (b) zeigt ein Profil dieser Verteilung (schwarz), sowie den funktionellen Zusammenhang nach Gleichung 2.5 (rot).

Abweichungen der Messdaten von den erwarteten Verteilungen zeigen sich bei beiden Größen im Bereich kleiner Driftzeiten bzw. Driftradien. Eine mögliche Erklärung hierfür ist eine inkorrekte  $rt$ -Relation in diesem Bereich. Driftzeiten kleiner als  $t_{min}$  in Abb. 5.8 (a) werden per Definition dem Driftradius  $r = 0$  zugeordnet. Dies erklärt die sprunghafte Abweichung bei  $r = 0$  und ist vermutlich auch verantwortlich für die weiteren Abweichungen bei kleinen Driftradien.

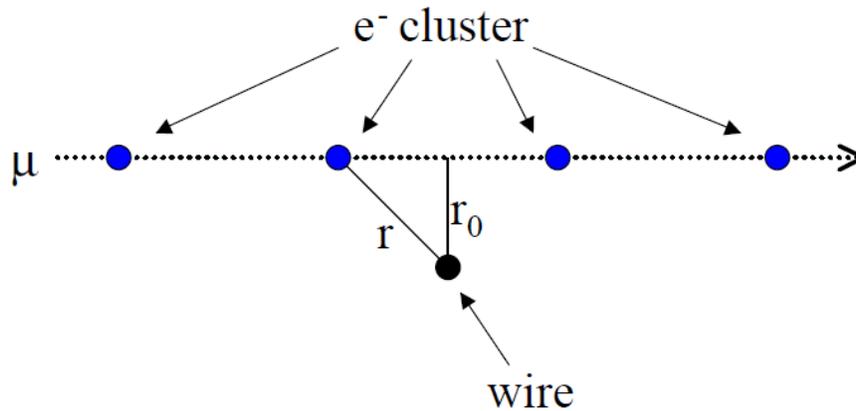
Weiterhin verschlechtert sich die Ortsauflösung von MDT-Detektoren in Drahtnähe, wie auch Abb. 2.4 zeigt.

Zusätzlich liegen Primärelektronen nicht beliebig dicht entlang einer Myonenspur, sondern weisen aufgrund der minimal ionisierenden Eigenschaft kosmischer Myonen im verwendeten Gasgemisch einen typischen Abstand von mehreren  $\mu m$  auf. Dies führt bei Ionen mit kurzem Driftweg zu Fehlbestimmungen der Driftzeit hin zu größeren Werten. Abb. 5.21 verdeutlicht diesen Effekt. Fehler bei



**Abbildung 5.20:** Correlation between driftradius and height of first peak

der Driftradiusbestimmung liegen hierbei in der Größenordnung des Abstands der Elektronencluster.



**Abbildung 5.21:** Mismeasurement of drifttime for wire-near events

Die exakte Ursache für die Abweichungen in Abb. 5.19 und 5.20 konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht identifiziert werden. Die qualitative Übereinstimmung legt jedoch den korrekten geometrischen Zusammenhang zwischen Driftradius und integrierter Signalfäche bzw. Driftradius und der Höhe des ersten Signalmaximums nahe.



## Kapitel 6

# Untersuchung des Ar:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> 96:3:1 Gasgemisches als alternatives Driftgas

In Kapitel 2.2 wurden einige Parameter angesprochen, die für das Driftgas von MDT-Detektoren wichtig sind und zwischen welchen ein Kompromiss gefunden werden muss, um eine Entscheidung für ein Driftgas zu fällen.

Zum Betrieb des MDT-Systems am ATLAS Experiment wird derzeit eine Mischung aus Argon und Kohlenstoffdioxid im Volumenverhältnis 93:7 verwendet. Die Parameter dieses Driftgases sind auf minimales Ageing hin optimiert. Das Driftgas ist zwar inert und chemische Reaktionen mit dem Detektormaterial sind nicht bekannt, aber das Gemisch verhält sich stark nichtlinear und ist vergleichsweise langsam.

Im Zuge der Erweiterung des LHC zum SLHC müssen Methoden entwickelt werden, mit denen das ATLAS Myonspektrometer, trotz der erhöhten Untergrundstrahlung einsatzbereit bleibt. Ein Ansatz hierfür ist der Austausch des Driftgases des MDT-Systems. Dies ist nur mit sehr geringen Kosten verbunden, gegenüber einem Umbau der Detektorkammern selbst.

In der Diplomarbeit von Peter Lang [16] wurde nach alternativen „Driftgasen“ gesucht, sowohl anhand von Simulationen, als auch in Messungen. Hierbei wurde allerdings die Standard ATLAS-Elektronik in ihrem bekannten Funktionsumfang verwendet.

Als aussichtsreicher Gaskandidat hat sich eine Mischung von Argon, Kohlenstoffdioxid und Stickstoff im Volumenverhältnis 96:3:1 herausgestellt. Diese Gasmischung wird im Rahmen dieser Arbeit unter Verwendung der vorgestellten Elektronik untersucht, und die Ergebnisse im Folgenden vorgestellt.

Die Untersuchungen wurden alle an einem Datensatz von 500000 Ereignissen durchgeführt. Alle Detektorparameter sind, bis auf das verwendete Gasgemisch, identisch zu den Messungen am Standardgemisch.

### 6.1 Vergleich der Gasgemische

Abb. 6.1 zeigt das Driftzeitspektrum des alternativen Driftgases, sowie die daraus gewonnene  $rt$ -Relation (rote Kurve). Zum direkten Vergleich ist hier die  $rt$ -Relation des Standardgemisches (schwarze Kurve) mit eingezeichnet. Deutlich erkennbar sind die kürzere maximale Driftzeit von  $t_{max} - t_{min} = 430$  ns, sowie das linearere Verhalten durch die Stickstoffbeimischung.

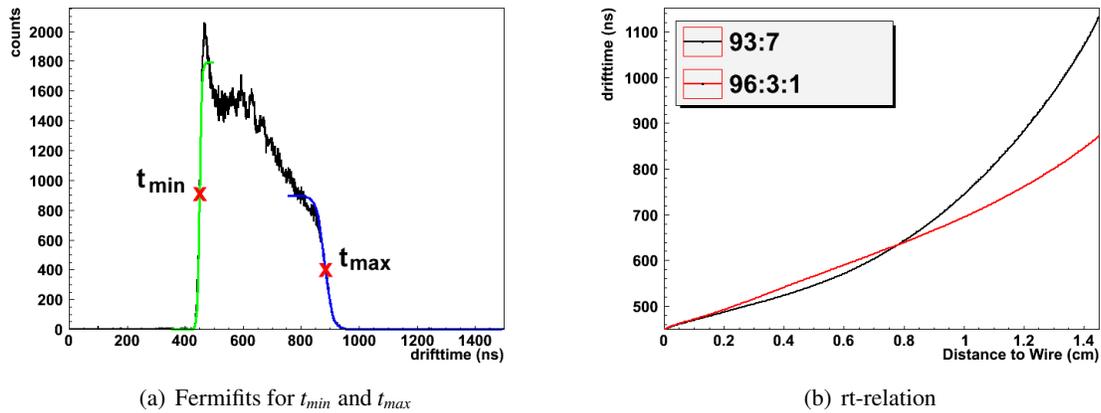
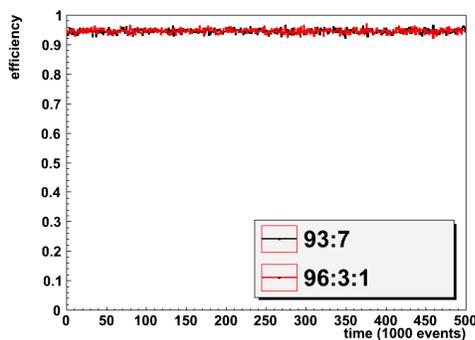
Abbildung 6.1: rt-relation of ArCO<sub>2</sub>N<sub>2</sub> gas mixture

Abbildung 6.2: Comparison of gas efficiency

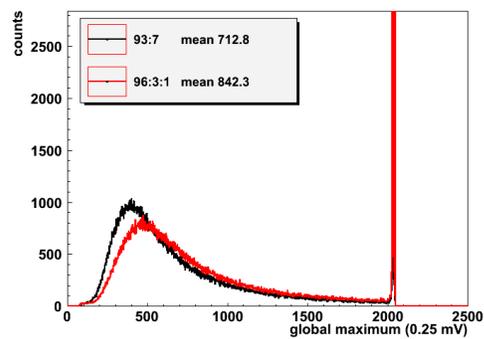


Abbildung 6.3: Comparison of signalheight

Die Effizienz der 96:3:1 Mischung ist in Abb. 6.2 gezeigt. Wie man sieht, ist die Effizienz identisch zu der der Standardmischung. Die Abweichung von 100 % ist auch hier wieder durch die geometrische Akzeptanz bedingt.

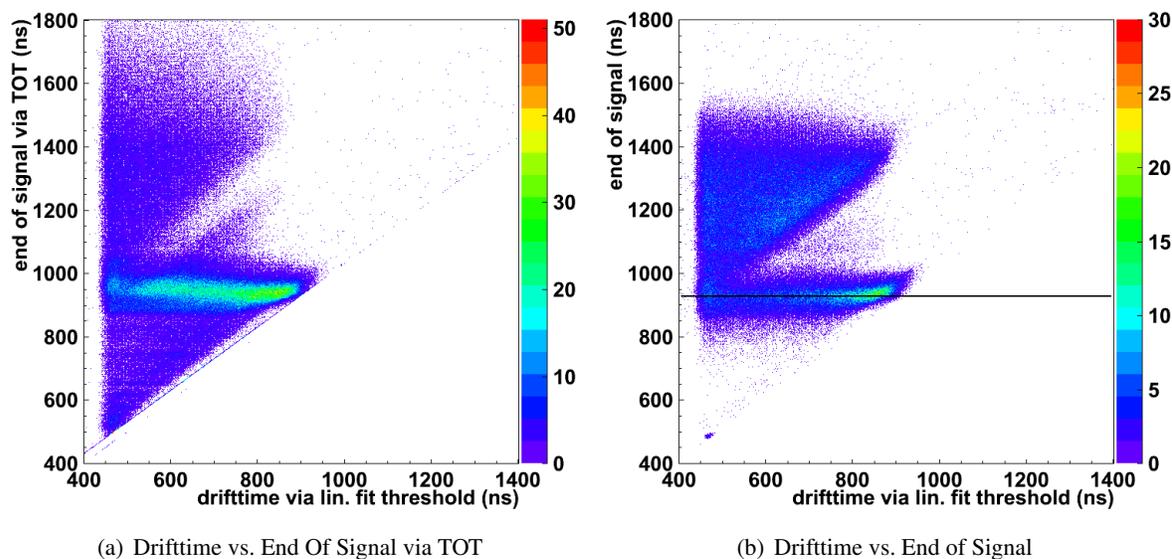
Wie aus Abb. 6.3 hervorgeht, sind die Signale in der hier untersuchten Gasmischung geringfügig (im Mittel 18 %) höher als im Standardgas, man könnte daher die Hochspannung und damit den Gasverstärkungsfaktor noch leicht reduzieren. Dies wurde in dieser Arbeit jedoch nicht weiter untersucht. Wie in Kap. 4.4 angedeutet, wurde die Signalhöhe auf positive Werte normiert. Alle Signale die größer als -0.5V sind, werden hierbei auf den Bereich um Kanal 2048 gekappt, die Häufung in Abb. 6.3 ist also elektronischer, und nicht physikalischer Natur.

Die Signalformen von kosmischen Myonen beim Betrieb des Detektors mit dieser alternativen Gasfüllung wurden ebenso untersucht, wie in Kapitel. 5. Die Unterschiede werden im Folgenden vorgestellt.

Eine Analyse der Signalformen in Ar:CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> wie in Kap. 5.3 zeigt, dass hier die Analogsignale während des Signalverlaufs weniger stark einbrechen, als dies bei der Standardmischung der Fall ist. Erkennlich wird dies aus der Verteilung der Signalenden in Abb. 6.4

Die EOS via TOT-Methode in Abb. 6.4 (a) generiert deutlich weniger Frühbestimmungen als im Stan-

dardgasgemisch in Abb. 5.14 (a). Abb. 6.4 (b) weist weiterhin fast keine Einträge deutlich unterhalb des waagrechten Bandes bei etwa 930 ns auf.



**Abbildung 6.4:** Comparison of the presented methods to calculate the signalend 96:3:1

Allerdings fällt auf, dass beide Methoden teilweise ein deutlich verspätetes Signalende nach der maximal erwarteten Driftzeit registrieren. Die EOS-Methode zeigt dieses Verhalten stärker ausgeprägt als die EOS via TOT-Methode.

Dies ist auf das sog. „Afterpulsing“ zurückzuführen, welches im Detail in Kap. 6.2 erläutert wird. Vorgehend sei erwähnt, dass hierbei bei den betroffenen Ereignissen die Signalform in schwächerer Form im Anschluss an das Signal reproduziert wird. Da hier der Ausgangspegel der Verstärker meist vor der Reproduktion auf Null abfällt, ist das TOT-Verfahren deutlich weniger sensitiv auf dieses Phänomen, als die Annäherung an das Signal von rechts.

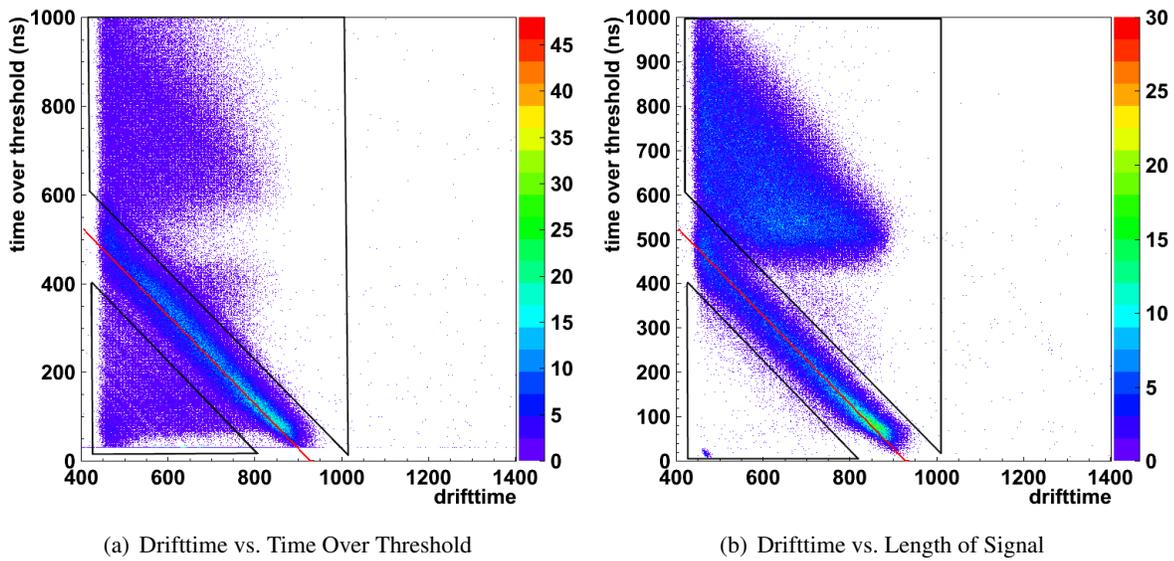
Ein Fit durch die waagrechte Komponente in Abb. 6.4 (b) liefert einen durchschnittlichen Endzeitpunkt des Signals bei 928 ns. Dies entspricht bei einem Offset von 400 ns einer maximalen Driftzeit von 528 ns. Dem gegenüber steht wieder die maximale Driftzeit die durch die Fitfunktionen des Driftzeitspektrums zu 430 ns bestimmt wird.

Mithilfe dieses Endzeitpunktes lässt sich wieder ein diagonales Band im Plot der Driftzeit gegen TOT bzw. LOS definieren, wie schon in Kapitel 5.3.

Dieses bestimmt erneut den Anteil der Ereignisse deren Signalende näherungsweise korrekt, zu früh und zu spät bestimmt wurde.

Eine Glättung des Signals bewirkt bei Nutzung des TOT-Algorithmus eine steigende Sensitivität auf Afterpulsing, weil hier Puls und Afterpuls zunehmend ineinander verlaufen und der Schwellwert nicht mehr unterschritten wird. Bei Nutzung des EOS-Algorithmus sinkt jedoch mit der Glättung des Signals die Anfälligkeit auf Afterpulse, da deren Höhe durch Glättung zunehmend unterhalb der Schwelle für das Signalende liegt.

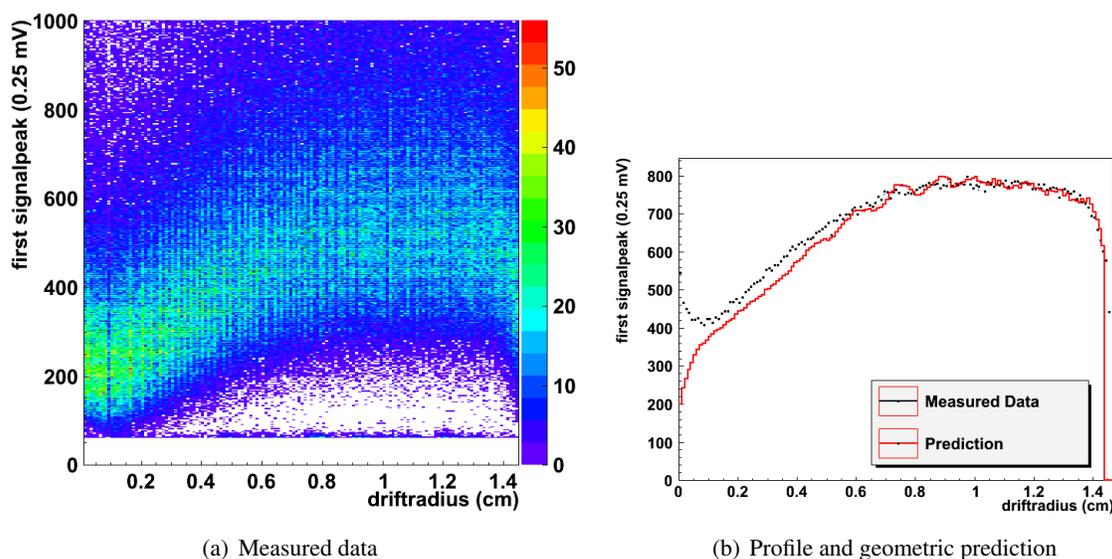
Folgende Tabelle zeigt die Ergebnisse, zum Vergleich sind die Werte für Ar:CO<sub>2</sub> 93:7 hier nochmals mit aufgeführt.



**Abbildung 6.5:** Comparison of the presented methods to calculate the signalend 96:3:1

Ar:CO <sub>2</sub> N <sub>2</sub> 96:3:1	Diagonalstreifen	Unterhalb	Oberhalb
TOT	65.5 %	10.3 %	24.2 %
TOT 21ns smoothing	60.6 %	7.5 %	31.9 %
TOT 41ns smoothing	58.6 %	5.1 %	36.3 %
TOT 61ns smoothing	57.1 %	3.5 %	39.4 %
TOT 81ns smoothing	56.1 %	2.6 %	41.3 %
LOS	34.8 %	0.4 %	64.8 %
LOS 21ns smoothing	44.0 %	0.5 %	55.5 %
LOS 41ns smoothing	52.1 %	0.8 %	47.1 %
LOS 61ns smoothing	58.3 %	1.0 %	40.7 %
LOS 81ns smoothing	62.2 %	1.1 %	36.7 %
Ar:CO <sub>2</sub> 93:7	Diagonalstreifen	Unterhalb	Oberhalb
TOT	39.4 %	49.9 %	10.7 %
TOT 21 ns smoothing	40.5 %	43.7 %	15.8 %
TOT 41 ns smoothing	45.0 %	37.2 %	17.8 %
TOT 61 ns smoothing	48.2 %	31.8 %	20.0 %
TOT 81 ns smoothing	50.9 %	28.1 %	21.0 %
LOS	78.6 %	13.4 %	8.0 %
LOS 21 ns smoothing	76.8 %	16.6 %	6.6 %
LOS 41 ns smoothing	74.6 %	19.2 %	6.2 %
LOS 61 ns smoothing	72.4 %	21.4 %	5.8 %
LOS 81 ns smoothing	70.0 %	23.6 %	3.4 %

Rekonstruiert man aus der rt-Relation den Driftradius und die Driftgeschwindigkeit, so kann man wie



**Abbildung 6.6:** Correlation between drift radius and height of first peak 96:3:1

in Abb. 6.6 geschehen, die Höhe des ersten Signalpeaks gegen den Driftradius auftragen. Hier zeigt sich eine noch bessere Korrelation zwischen den Messdaten und der Erwartung nach Gleichung 2.5 als das Ar:CO<sub>2</sub> Gemisch in Kap. 5.5. Möglicherweise gelingt hier die Bestimmung der  $r$ -t-Relation bei kurzen Driftzeiten durch das linearere Verhalten genauer, und Messung und Erwartung decken sich bereits für Driftradien größer 1mm.

Die Ursache der Abweichung bei  $r < 0.1$  mm ist vermutlich wieder die Definition  $r = 0$  bei  $t_{min} = 450$  ns.

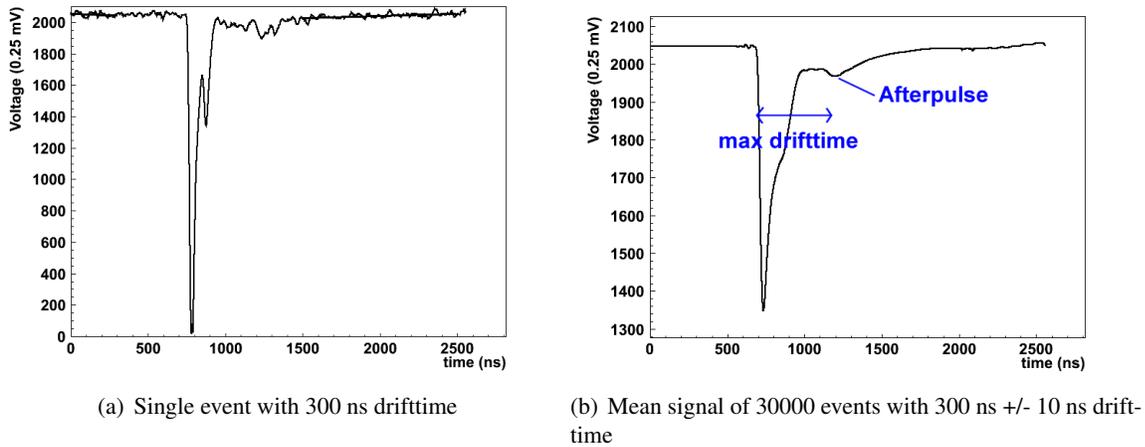
## 6.2 Afterpulsing

Wie bereits in Kap. 6 angedeutet wurde, neigt das hier getestete Gasgemisch dazu, zusätzlich nach Ablauf der maximalen Driftzeit und dem zu erwartenden Signalende ein „Echo“ zu erzeugen. Dieser Effekt wird „Afterpulsing“ genannt. Ursache hierfür sind vermutlich Photonen, die innerhalb der Gasverstärkungszone in Drahtnähe erzeugt werden. Wird hier ein Elektron aus einer niedrigen Schale angeregt oder herausgeschlagen, fallen die äußeren Elektronen auf dieses Niveau und erzeugen so kurzwellige UV- oder Röntgenstrahlung. Werden diese Photonen im Driftgas nicht durch Anregung von Freiheitsgraden absorbiert, so können sie die Rohrwand erreichen. Besitzt das Wandmaterial (hier Aluminium) ein günstiges Energieniveau zur Absorption dieser Photonen, werden dort wiederum Elektronen herausgelöst. Diese verhalten sich genau wie die durch Myonen erzeugten Primärelektronen und driften zum Zählrohr. Geschieht dies während des gesamten Driftvorgangs aller durch Myonen erzeugten Elektronen, so erreichen mit einer Verzögerung der maximalen Driftzeit von der Rohrwand zum Zentrum hin alle so erzeugten Elektronen den Draht und rekonstruieren somit die komplette Signalf orm des Myons.

Dieser Effekt ist umso ausgeprägter, je größer der Anteil der Primärelektronen ist, die diesen Effekt auslösen. In Gasmischungen mit starkem Afterpulsingverhalten erzeugt ein ionisierendes Teilchen so eine ganze Kette von Signalen, mit exponentiell abnehmender Amplitude.

Abb. 6.7 zeigt für Ar:CO<sub>2</sub>N<sub>2</sub> 96:3:1 Signalformen für eine Driftzeit von 300 ns, sowohl exemplarisch

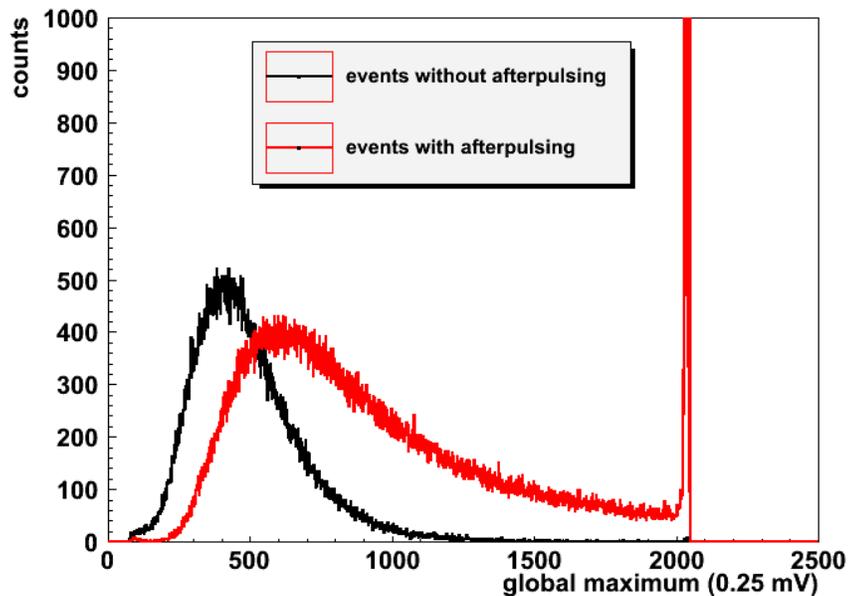
in Teilabbildung (a), als auch gemittelt über viele Ereignisse in Teilabbildung (b).



**Abbildung 6.7:** Afterpulsing in analog signals using 96:3:1 driftgas

Aus der Projektion von Abb. 6.4 (b) auf die y-Achse ergibt sich eine Afterpulsingwahrscheinlichkeit von 66.2 % aller Myonereignisse, wenn das Kriterium hierfür ein Signalende später als 1000 ns ist.

Das das Auftreten von signifikantem Afterpulsing an die Signalhöhe gekoppelt ist, zeigt Abb. 6.8. Signale, deren Afterpuls registriert werden konnte, sind im Mittel etwa doppelt so hoch wie solche ohne erkennbares Afterpulsing.



**Abbildung 6.8:** Signalheight of events with and without afterpulsing

Es zeigt sich, dass das Afterpulsingverhalten der untersuchten Gas Mischung nur schwach ausgeprägt ist. Es existiert nur ein einzelner Nachpuls, dessen Amplitude etwa 15 % des Primäsignals beträgt.

Weitere Pulse sind zu niedrig, um sich vom elektronischen Rauschen abzuheben.  
Die Belastung der Driftrohre durch Ageing sollte durch diese nur wenig vergrößerte Ladungsmenge gering sein, dies wird in einer laufenden Studie untersucht [18].



## Kapitel 7

# Bestrahlungstests mit Gammas und Neutronen

Alternativ zur Signalformanalyse an kosmischen Myonen wurden auch Signale aufgezeichnet, die durch Gamma- und Neutronenbestrahlung erzeugt werden. Zu diesem Zweck wurde der Testaufbau mit verschiedenen radioaktiven Präparaten bestrahlt. Die folgenden Quellen standen zur Verfügung [19]:

1.  $^{60}\text{Co}$ : Ein Betastrahler mit einer Aktivität von 744 kBq. Der Tochterkern  $^{60}\text{Ni}$  befindet sich mit einer Wahrscheinlichkeit von 99.925 % in einem angeregten Zustand und erzeugt dann in einer Kaskade zwei Gammaquanten von 1173.237 keV und 1332.501 keV. Der Q-Wert des Betazerfalls beträgt 2823.9 keV und die effektive Gammarate 1.487 MHz.
2.  $^{137}\text{Cs}$ : Zur Zeit der Messung hatte diese Quelle eine Aktivität von 2.74 MBq.  $^{137}\text{Cs}$  ist ein Betastrahler mit einem Q-Wert von 1175.63 keV. 94.4 % der Tochterkerne  $^{137}\text{Ba}$  sind im angeregten Zustand und emittieren ein Gammaquant von 661.66 keV. Die effektive Gammarate beträgt damit etwa 2.59 MHz.
3.  $^{241}\text{Am}$ : Dieses Präparat ist ein Alphastrahler mit einer Aktivität von 374 kBq. Sein Tochterkern  $^{239}\text{Np}$  befindet sich mit 99.65 % Wahrscheinlichkeit im angeregten Zustand und emittiert ein Gammaquant mit 59.54 keV Energie. Es ergibt sich eine effektive Rate für Röntgenstrahlung von 372 kHz.
4.  $^{252}\text{Cf}$ : Diese Quelle hatte zum Zeitpunkt der Messung eine Aktivität von 325 kBq.  $^{252}\text{Cf}$  emittiert in 96.908 % der Zerfälle ein Alphateilchen und der Tochterkern  $^{248}\text{Cm}$  verbleibt zu 15.2 % in einem angeregten Zustand von 43.38 keV. Höhere Anregungszustände sind selten und werden daher vernachlässigt. Der Q-Wert hierbei beträgt 6216.87 keV. In 3.092 % der Zerfälle tritt Spontanspaltung auf. Neben den Tochterkernen werden hier im Mittel 3.77 Neutronen mit einer Energie von mehreren MeV erzeugt. Hiermit ergibt sich eine effektive Gammarate von 48 kHz, sowie eine Neutronenrate von 38 kHz.

### 7.1 Beschreibung der Bestrahlungsmessreihen

Die beschriebenen Quellen enthalten jeweils geringe Mengen des entsprechenden Isotops, eingeschlossen in ein Plastik- oder Metallgehäuse, um eine Kontaminierung der Umgebung zu verhindern, es handelt sich also um umschlossene Quellen.

Die von diesen Präparaten emittierte primäre Alpha- oder Betastrahlung wird hier von der Umman-  
telung der Quellen selbst, sowie den Rohrwänden des Detektors abgeschirmt, und wird daher bei den  
weiteren Betrachtungen vernachlässigt.

Es wurde nun der Detektor mit allen Quellen bei verschiedener Intensität bestrahlt. Hierzu wurde ein  
einzelnes Driftrohr des Detektors zur Auslese isoliert, und die Strahlungsquellen in verschiedenen  
Abständen zum Rohr positioniert. Hierzu wurden wegen ihrer geringen Dichte Schaumstoff-  
Abstandshalter verwendet, um die Bestrahlungsstärke möglichst wenig zu verfälschen. Rohr sechs  
wurde zu diesem Zweck ausgewählt, da es das niedrigste Grundrauschen aufweist. Folgende  
Versuche wurden nun durchgeführt:

- Innerhalb eines festen Zeitintervalls von 1000 Sekunden wurde das Rohr bestrahlt, und die reg-  
istrierten Ereignisse gezählt, die der Diskriminator lieferte, also die Anzahl der Driftrohrereig-  
nisse im ausgewählten Rohr. Hierzu wurde ein Scaler Typ N1145 der Firma CAEN verwendet.

Da die Signalform der MDTs Mehrfachtrigger erzeugt und sich die Ausgangs-Signalbreite des  
CAEN Diskriminators nicht ausreichend vergrößern lässt, wurde ein Kanal eines CAEN Timers  
Typ. N93B zwischen Diskriminator und Zähler geschaltet, um Ereignisse nicht mehrfach zu  
registrieren. Die Breite des Ausgangspulses des Timers wurde dabei auf  $1\mu\text{s}$  gesetzt um alle  
Mehrfachtrigger eines Driftrohrereignisses abzudecken.

Um die Effizienz des Detektors auf Gamma- und Neutronenbestrahlung zu bestimmen, muss  
ebenfalls die Zahl der Teilchen bestimmt werden, die das Rohr getroffen haben. Hier-  
zu wurde eine Monte Carlo Simulation geschrieben, die bei gegebener Rohrgeometrie und  
näherungsweise punktförmiger Strahlungsquelle den Anteil der isotropen Strahlung berechnet,  
die das Rohr trifft.

- Nutzt man das Signal des Diskriminators, um damit die Flash-ADC-Auslese zu triggern, so  
kann man die Signalformen aufzeichnen, die die Driftrohre beim Durchgang von Gamma- und  
Neutronenstrahlung erzeugen.

## 7.2 Effizienz des Detektors auf Untergrundstrahlung

Aus der Aktivität der Quelle sowie den Anteil der Strahlung, die den Detektor bzw. das entsprechende  
Rohr bei gegebenem Abstand trifft, kann man die Rohrtreffer während einer definierten Zeitspanne  
abschätzen. Vergleicht man diese Zahl mit der, die der Detektor tatsächlich registriert hat, so lässt  
sich die Effizienz auf diejenige Strahlung ermitteln. Dies wurde mit allen beschriebenen Quellen  
durchgeführt.

Die Abbildungen 7.2 bis 7.5 zeigen die Ergebnisse dieser Messungen. Alle Punkte sind mit Fehler-  
balken eingezeichnet, diese sind aber meist kleiner als die gewählten Symbole der Messpunkte. In  
den Teilabbildungen (a) sind zum jeweiligen Abstand die simulierten und gemessenen Treffer, sowie  
ein  $1/r^2$ -Fit durch die Punkte eingetragen. Das quadratische Abstandsverhalten ist die Erwartung bei  
quasi punktförmigen Strahlungsquellen. Die Teilabbildungen (b) zeigen die so errechnete Effizienz  
des Detektors auf die jeweilige Strahlung. Diese ist für beide Gasgemische identisch. Die niedrige-  
re Effizienz bei kurzen Abständen ist auf systematische Fehler zurückzuführen, und die Messungen  
bei größeren Abständen legt eine asymptotisch konstante Effizienz nahe. Folgende Tabelle listet die  
jeweils mittlere Effizienz auf, ohne Berücksichtigung der Messungen mit Abständen zum Zählrohr  
kleiner als 4 cm.

Bei kleinen Abständen der Quelle vom Rohr überschätzt wohl die Simulation die tatsächlichen Flüsse  
um 30 %, ein Effekt, welcher von der Ausdehnung der Quelle kommen könnte. Die Werte bei größeren  
Distanzen für  $^{137}\text{Cs}$ -Gammastrahlung entsprechen der bekannten Effizienz von etwa 1 % [20].

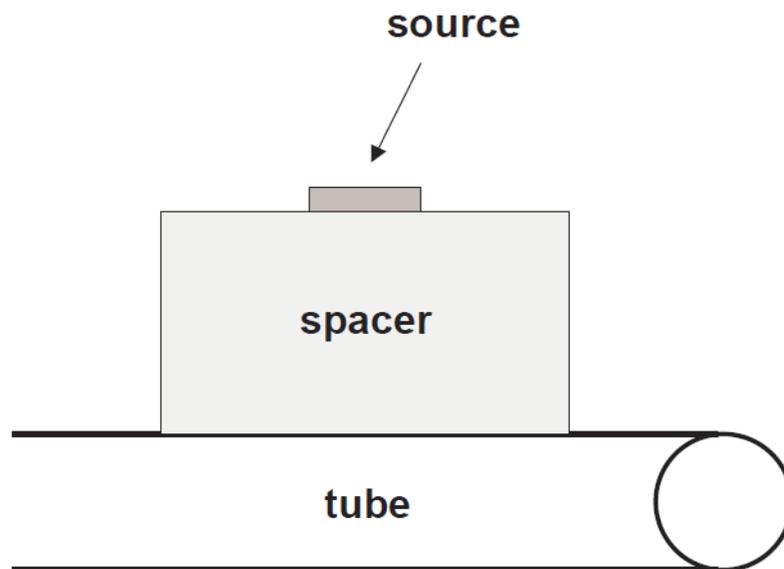
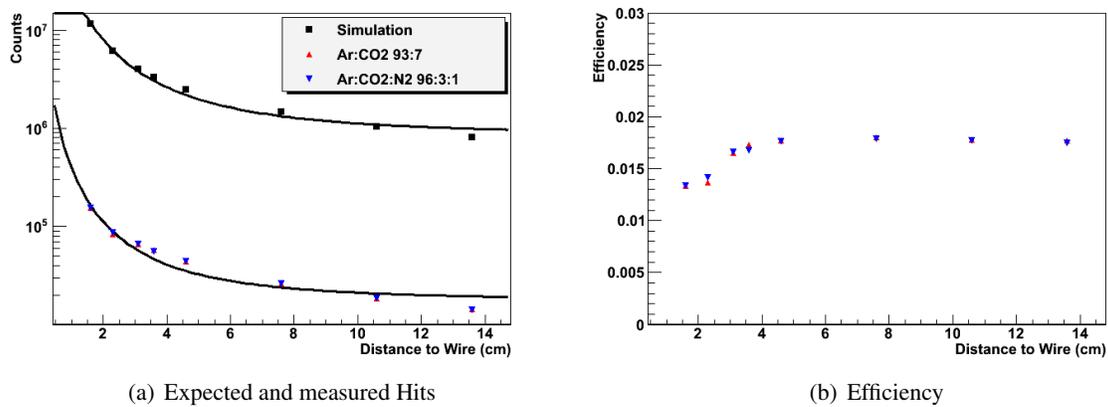


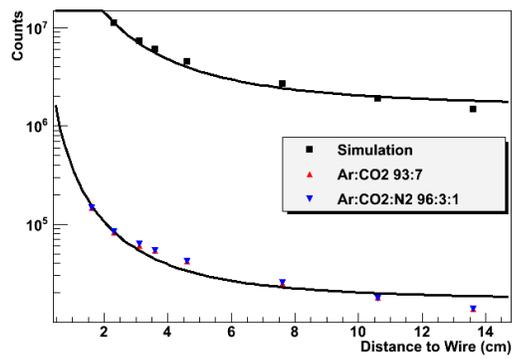
Abbildung 7.1: Setup for radiation tests



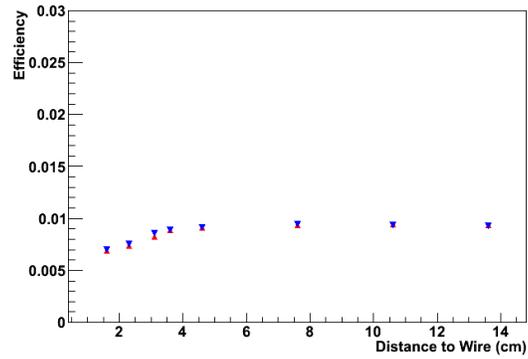
(a) Expected and measured Hits

(b) Efficiency

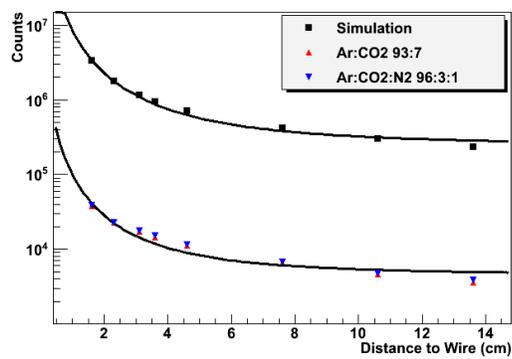
Abbildung 7.2: Efficiency on  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ s



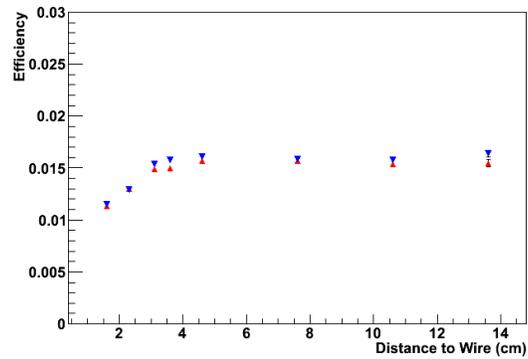
(a) Expected and measured Hits



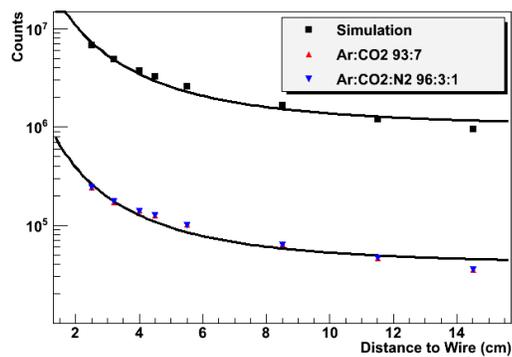
(b) Efficiency

Abbildung 7.3: Efficiency on  $^{137}\text{Cs}$   $\gamma$ s

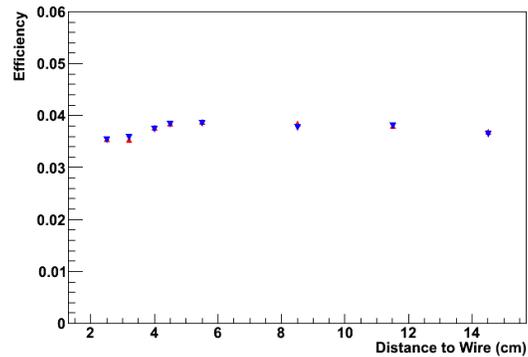
(a) Expected and measured Hits



(b) Efficiency

Abbildung 7.4: Efficiency on  $^{241}\text{Am}$   $\gamma$ s

(a) Expected and measured Hits



(b) Efficiency

Abbildung 7.5: Efficiency on  $^{252}\text{Cf}$   $\gamma$ s

Alle Effizienzen sind für die beiden untersuchten Gase Ar:CO<sub>2</sub> 93:7 und Ar:CO<sub>2</sub>N<sub>2</sub> 96:3:1 jeweils identisch.

Quelle	Effizienz	Gammaenergie
$^{60}\text{Co}$	1.77 %	1173.237 keV und 1332.501 keV
$^{137}\text{Cs}$	0.92 %	661.66 keV
$^{241}\text{Am}$	1.55 %	59.54 keV
$^{252}\text{Cf}$	3.81 %	unbekannt

Abb. 7.6 zeigt die Abschwächungskoeffizienten für Gammastrahlung in Ar:CO<sub>2</sub> 93:7. Die höhere Effizienz des Detektors auf die Strahlung der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle gegenüber der  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle ist in Übereinstimmung mit dem größeren Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt von niederenergetischer Strahlung.

Allerdings passt die um etwa Faktor zwei höhere Effizienz auf die höherenergetische Strahlung der  $^{60}\text{Co}$ -Quelle nicht in dieses Bild. Die genaue Ursache hierfür war bis zum Abschluss dieser Arbeit unbekannt.

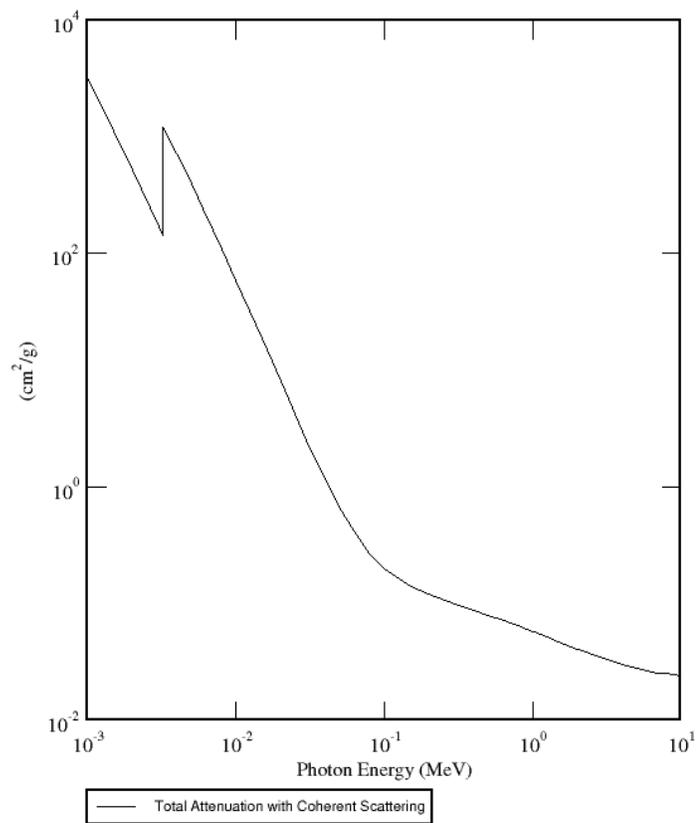
### 7.3 Besonderheiten der verwendeten $^{252}\text{Cf}$ -Quelle

Die so bestimmte Effizienz des Detektors auf Neutronen ist etwa um zwei Größenordnungen höher als die Messung von T. Müller [22] nahelegt. Hierfür scheint die Eigenart der  $^{252}\text{Cf}$  verantwortlich zu sein, nicht ausschließlich Neutronen zu emittieren. Die Gammastrahlung der angeregten Alpha-Tochterkerne tritt mit etwa der gleichen Rate auf, wie die Neutronenstrahlung selbst. Dies allein reicht also nicht zur Erklärung der starken Gammaaktivität der Quelle. Die Zerfallsprodukte der Spontanspaltung könnten eine weitere Quelle für zusätzliche Gammastrahlung sein, die in diesem Versuchsaufbau mitgemessen wird, und so zu den hohen Zählraten führt.

Untersuchungen von A. Ruschke [18] bestätigen diese Vermutung. Ein Versuchsaufbau mit „Pulse-shape-Diskriminatoren“ erlaubt eine Unterscheidung zwischen Gamma- und Neutronenstrahlung. Hierzu wurden organische Flüssigszintillatoren [23] vom Typ EJ 301 des Herstellers Eljen Technologies mit den selben radioaktiven Präparaten, wie oben beschrieben, bestrahlt. Der Szintillator, bzw. der angekoppelte Photomultiplier, liefert Signale die, Abhängig vom detektierten Teilchen, eine veränderte Signalform aufweist. Es werden zwei zueinander verzögerte Zeitfenster definiert, innerhalb derer der Ladungspuls des Photomultipliers digitalisiert wird. Trägt man beide Größen gegeneinander auf, können Neutronen- und Gammastrahlung unterschieden werden.

Abb. 7.7 zeigt damit aufgezeichnete Spektren der (a)  $^{60}\text{Co}$ -Quelle und (b)  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle. Der Vergleich beider Plots zeigt, dass das Band mit geringer Steigung in Abb. 7.7 (b) Gammastrahlung repräsentiert, und das Band mit größerer Steigung Neutronenstrahlung. Ein erheblicher Anteil der von der  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle emittierten Strahlung ist also Gammastrahlung. Da das Gamma-Band der  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle zu bis deutlich größeren Werten reicht, als das der  $^{60}\text{Co}$ -Quelle, muss diese Strahlung teils höherenergetisch im Bereich von mehreren MeV liegen. Der Ursprung des dritten, schwach ausgeprägten Bandes mit größerer Steigung ist bisher unbekannt. Die vorliegende  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle wird derzeit weiter untersucht [18].

Um das lokale Verhältnis von Neutronen- zu Gammastrahlung zu erhöhen, muss die Quelle mit Blei abgeschirmt werden. Neutronen durchdringen das dichte Material mit hoher Kernladungszahl



**Abbildung 7.6:** Attenuation for  $\gamma$  radiation in Ar:CO<sub>2</sub> 93:7 [21]

ungehinderter als Gammastrahlung. Abb. 7.8 zeigt das Verhältnis in Abhängigkeit der Dicke eines Bleiabsorbers. Ein lokales Maximum tritt hier bei etwa 7 cm Abschirmungsdicke auf. Dieser zusätzliche Abstand ist aber bei der vorhandenen Quelle und dem in dieser Arbeit verwendeten Driftrohr Aufbau nicht vertretbar. Die Aktivität der Quelle ist zu gering, um bei dieser Distanz zum Detektor ausreichend hohe Neutronenflüsse zu erzeugen, die sich von der natürlichen Umgebungsstrahlung abheben. Die Effizienz des Detektors auf Neutronenstrahlung konnte also im Rahmen dieser Arbeit nicht endgültig vermessen werden.

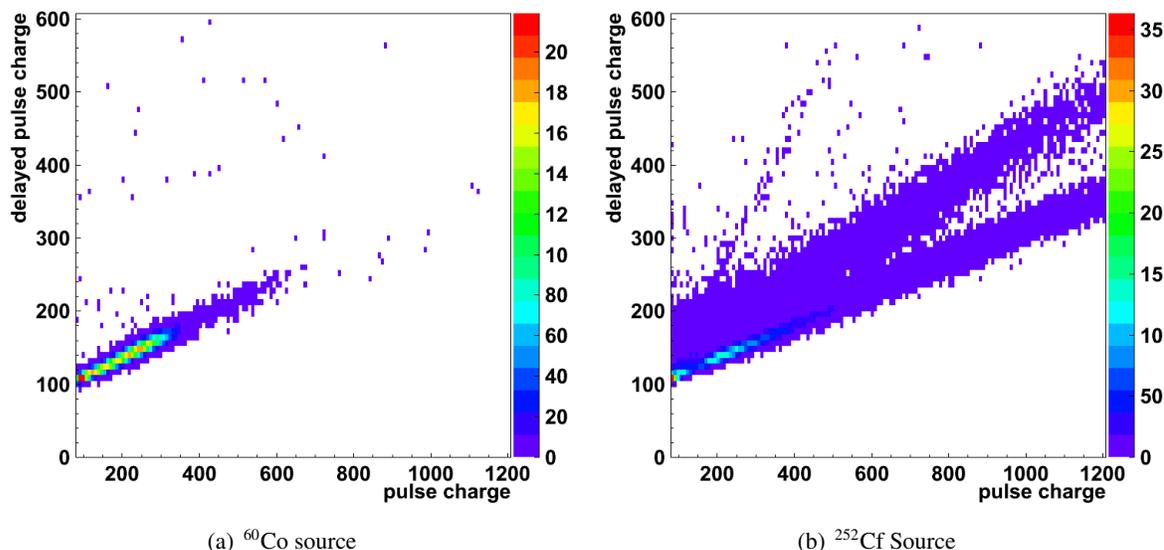


Abbildung 7.7: Liquid scintillator measurement of  $^{60}\text{Co}$  and  $^{252}\text{Cf}$  source [18]

## 7.4 Unterscheidung von ionisierenden Teilchen anhand der Signalform

Diese Arbeit soll unter anderem untersuchen, ob eine Unterscheidung von Myonen und Untergrundstrahlung anhand der Signalform möglich ist.

Abb. 7.9 zeigt nun die über etwa 400 Ereignisse gemittelte, jeweils 700 ns  $\pm$  10 ns breiten Signalformen (ohne Fehlerbalken), wie sie sowohl von kosmischen Myonen, als auch von den verwendeten Gammastrahlern erzeugt werden. Die Signalform selbst ist sehr ähnlich, eine Unterscheidung anhand der Form scheint schwierig. Allerdings unterscheidet sich die mittlere Höhe der Signale. Vor allem die niederenergetische Gammastrahlung der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle generiert deutlich höhere Signale, als die anderen untersuchten Teilchen.

Untersucht wird hier die potentielle Unterscheidbarkeit zwischen kosmischen Myonen und Gammastrahlung anhand der Signalhöhe. Folgende Tabelle zeigt den Anteil an verbleibenden Ereignissen, wenn man alle Signale aussortiert, deren globales Maximum größer ist, als ein bestimmter Wert. Durch die unterschiedliche Höhenverteilung der untersuchten Signalformen gelingt hier nur eine unbefriedigende Diskriminierung zwischen Myonen und Untergrundstrahlung.

Verlangt man eine Myoneneffizienz von 90 %, so können über die Signalamplitude nur etwa 30 % bis 50 % der Gammatreffer aussortiert werden.

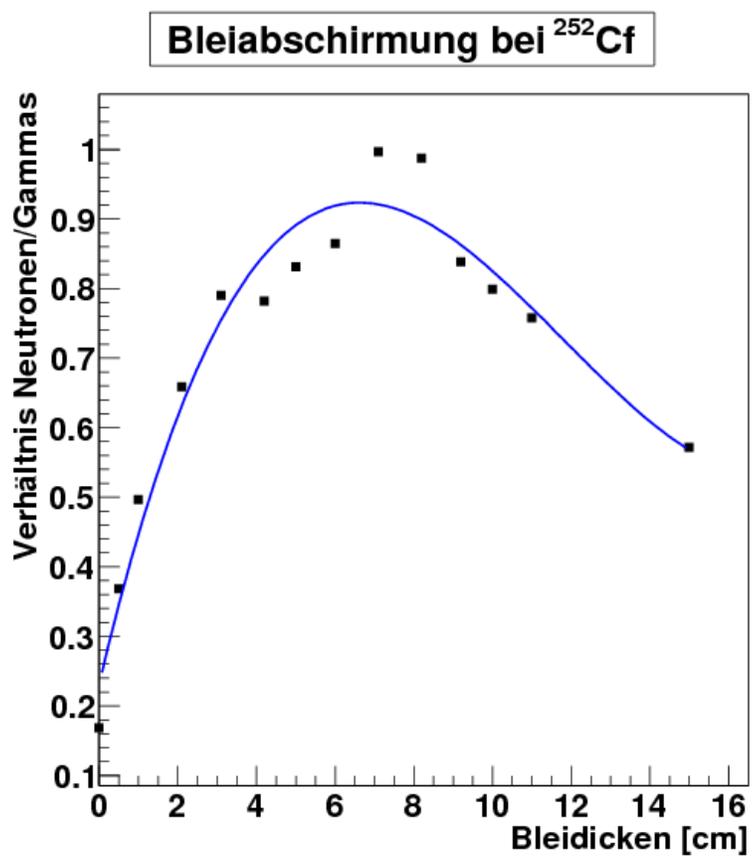


Abbildung 7.8: Gamma-to-neutron ratio with lead shielding [18]

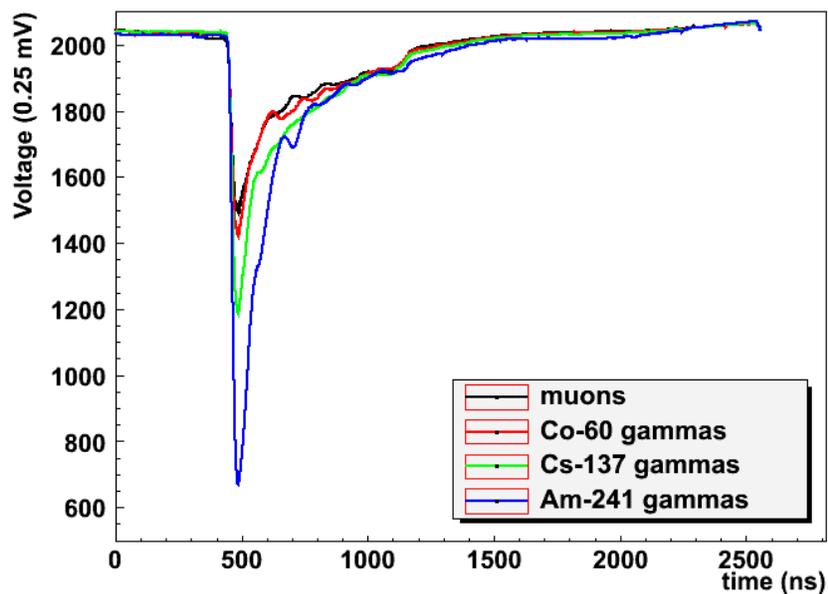


Abbildung 7.9: Mean signalshape of muons and 3 different  $\gamma$ -energies

Cuthöhe	Rest Myonen	Rest Gammas Am <sup>241</sup>	Rest Gammas Cs <sup>137</sup>	Rest Gammas Co <sup>60</sup>
150mV	56.8 %	9.1 %	27.0 %	40.7 %
200mV	73.1 %	14.8 %	38.8 %	54.9 %
250mV	82.3 %	23.9 %	48.6 %	64.4 %
300mV	87.8 %	38.2 %	57.8 %	71.5 %
350mV	91.3 %	55.3 %	65.9 %	77.3 %
400mV	93.7 %	71.2 %	72.2 %	81.9 %
450mV	95.3 %	82.7 %	77.7 %	85.5 %

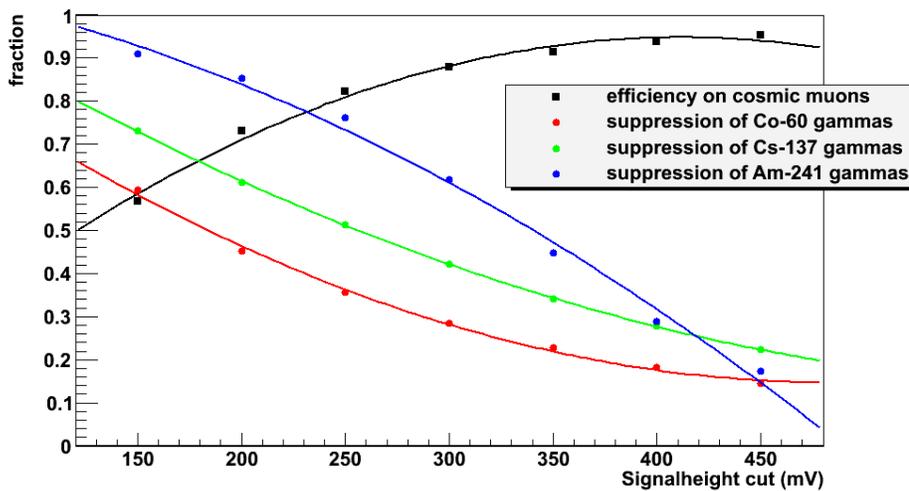


Abbildung 7.10: Efficiency of cut on Signalheight with second order polynomial fits

## Kapitel 8

# Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem Aufbau einer alternativen Ausleseelektronik für ATLAS-MDT-Myondetektoren zur Aufzeichnung analoger Pulsformen. Es wurden Konzepte zur Unterscheidung zwischen Myonen- und Untergrundtreffern anhand der so aufgezeichneten Daten gesucht. Das schnelle und lineare Driftgas  $\text{Ar}:\text{CO}_2\text{N}_2$  96:3:1 wurde auf seine Eigenschaften ebenso untersucht wie das Standardgemisch  $\text{Ar}:\text{CO}_2$  93:7. Es wurde Bestrahlungsreihen durchgeführt um die Effizienz des Detektors auf Gamma- und Neutronenbestrahlung zu untersuchen.

Kapitel 2 beschreibt die Abläufe im Inneren von MDT-Driftrohrkammern. Das Upgrade von LHC zu SLHC bringt eine Erhöhung der Untergrundrate von hauptsächlich Gamma- und Neutronenstrahlung auf einen Wert von etwa 3000 kHz pro Rohr mit sich. Ein Betrieb des MDT-Systems mit den aktuellen Parametern liefert dann nicht mehr die geforderte Ortsauflösung für Myonenspuren von unter  $100 \mu\text{m}$ . Ein Lösungsansatz für diese Problematik ist der Einsatz einer alternativen Gasfüllung des Detektorsystems. Ein solches Driftgas muss schnell, linear und effizient sein. Alterungs- und Afterpulsingeffekte dürfen die Betriebsdauer und die Funktion des Detektors nicht einschränken. Anhand geometrischer Betrachtungen lassen sich Vorhersagen über die Signalf orm der Detektorrohre machen.

Die aufgebaute Auslekette eignet sich, zusammen mit der entwickelten Software, sehr gut dazu, die Signale von Driftrohrkammern auszuwerten. Insbesondere der 2 GHz Flash-ADC V1729 der Firma CAEN zeigt eine hohe Performance bei der Digitalisierung und Speicherung analoger Signalformen. Das Anwendungsgebiet der verwendeten Hard- und Software lässt sich leicht auf andere Detektorkonzepte erweitern. Die geometrische Akzeptanz des Detektors sowie seine Effizienz stimmen mit den Erwartungen überein.

In Kapitel 4 werden verschiedene Methoden zur Driftzeitbestimmung anhand der aufgezeichneten Pulsform vorgestellt. Das Verfahren der konstanten Schwelle reproduziert die Funktionsweise der ATLAS-Elektronik. Eine Anpassung des Schwellwerts zur Driftzeitbestimmung an die lokale Steigung und Position der elektronischen Nulllinie resultiert in einer exakteren Bestimmung des Signalbegins. Als dritte Methode wird die Suche nach dem Wendepunkt der Anstiegsflanke vorgestellt. Diese Methode ist bei der Bestimmung der Driftzeit unabhängig von der Signalhöhe und des damit verbundenen Time-Slewing Effekts. Bei niedrigen Signalen mit kurzer Driftzeit besteht ein leichter Trend zur Fehlbestimmung der Driftzeit, da sich das Analogsignal bzw. die zur Bestimmung des Wendepunkts nötige Ableitungsfunktion des Signals zu wenig vom elektronischen Rauschen abheben. Ein vielversprechender Optimierungsansatz zur Driftzeitbestimmung ist eine Kombination der vorgestellten Methoden, sowie eine dynamische Anpassung der Schwellwerte an die Amplitude des elektronischen Rauschens für jedes Ereignis. Dies konnte jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr weiter untersucht werden.

Die Größen Driftzeit, Signallänge und Signalende unterliegen einem zeitlichen Zusammenhang. Die-

ser lässt sich potentiell ausnutzen um unkorrelierte Ereignisse von triggernden Myonen zu unterscheiden. Eine Annäherung an die Flanke des Signalendes von links, mittels der TOT-Methode, liefert hier nur unbefriedigende Ergebnisse, da die analoge Signalform im Verlauf oft stark einbricht. Ermittelt man das Signalende durch eine Annäherung von rechts mittels der EOS-Methode, lassen sich die zeitlichen Zusammenhänge gut beschreiben.

Weiterhin existieren geometrische Korrelationen zwischen dem Driftradius und der aufintegrierten Signalfäche, sowie der Höhe des ersten Signalmaximums.

Die Gasmischung Ar:CO<sub>2</sub>N<sub>2</sub> 96:3:1 wird in Kapitel 6 untersucht. Das Gas ist mit 430 ns maximaler Driftzeit etwa 38 % schneller als die derzeit am ATLAS-Experiment verwendete Standardmischung und weist eine deutlich linearere  $t$ -Relation auf. Die Effizienz ist identisch mit der des Standardgases und die Signale sind im Mittel 18 % höher. Möglicherweise lässt sich hier die Detektorspannung bei gleichbleibender Effizienz reduzieren. Eine systematische Untersuchung der Signalhöhen verschiedener Gase bei unterschiedlichen Spannungen wäre aufschlussreich, konnte in der vorliegenden Arbeit aber nicht mehr durchgeführt werden. 66.2 % der Signale dieser Gasmischung weisen Afterpulsing auf. Die Höhe des Afterpulses beträgt nur etwa 15 % der Höhe des eigentlichen Signals, weswegen primär hohe Signale Afterpulsing erzeugen.

Bei der Bestrahlung des Detektors mit Gammastrahlungsquellen unterschiedlicher Energie und Intensität hat sich die Erwartung einer Effizienz der Driftrohre auf 661 keV Strahlung von etwa 1 % bestätigt. Die Effizienz auf die 1173 keV bzw. 1332 keV Gammastrahlung einer <sup>60</sup>Co-Quelle von 1.77 % liegt etwas oberhalb dieser Erwartung, die genaue Ursache ist unklar.

Eine Untersuchung der Auswirkung von Neutronenstrahlung auf den Detektor bzw. die Signalform konnte mangels einer geeigneten Neutronenquelle nicht durchgeführt werden. Die vorhandene <sup>252</sup>Cf-Quelle emittiert offenbar in hohem Maße Gammastrahlung, welche den Einfluss der Neutronenstrahlung überlagert.

Eine Unterscheidung zwischen Myonen und Gammastrahlung allein anhand der Signalform gelingt nicht. Ein potentieller Ansatz ist jedoch die Unterscheidung anhand der Signalhöhe. Vor allem die niederenergetische Röntgenstrahlung des verwendeten <sup>241</sup>Am-Präparats erzeugt besonders hohe Signale. Die Messung zeigt allerdings, daß bei genügend hoher Myonennachweiseffizienz eine Gammaunterdrückung nur zu etwa 10 % möglich ist. Die Vermutung ist, daß diese Form der Untergrundunterdrückung bei Neutronen deutlich besser funktionieren sollte. Mangels einer geeigneten Neutronenquelle konnte dieser Ansatz jedoch nicht weiter verfolgt werden.

Zur effektiven Gamma-Unterdrückung können also nur die in Kap. 4.5 behandelten EOS, LOS und TOT Schnitte verwendet werden.

# Anhang A

## Schaltpläne

Die Schaltpläne wurden von J. Karg aus der Elektronikwerkstatt der Sektion Physik in Garching anhand vollständig bestückter Leiterplatten erstellt.

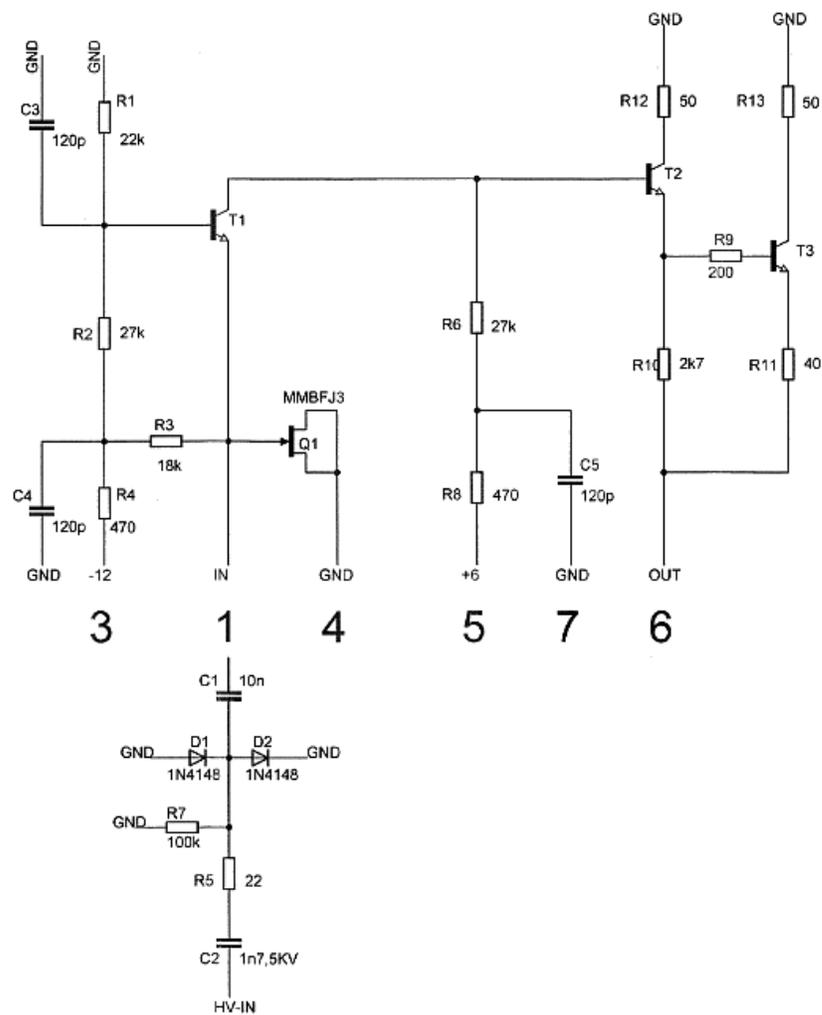


Abbildung A.1: Schematic preamplifier

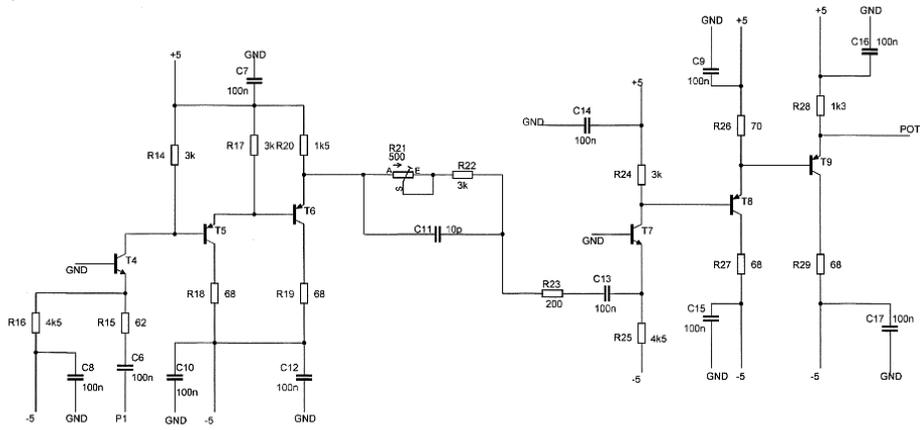


Abbildung A.2: Schematic shaper a

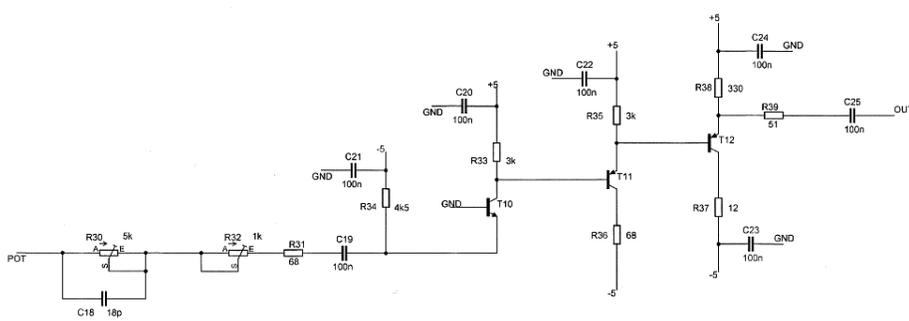


Abbildung A.3: Schematic shaper b

## Anhang B

# Entwickelte Software

Folgende Programme bzw. Dateien wurden im Rahmen dieser Arbeit erstellt. Alle Programme sind zu finden unter `/data/etp/andre.zibell/`

- *readoutv3.c*: das Programm setzt eine einsatzbereite PCI-Karte vom Typ SIS1100 voraus. Die Details der Treiberinstallation können der Datei

```
/data/etpsc04/SIS_1100_3100/sis1100/README_RH
```

entnommen werden. Als Parameter wird die Zahl der aufzuzeichnenden Ereignisse übergeben. Ein Maximalwert von 100000 hat sich als sinnvoll erwiesen. Deutlich größere Werte bergen die Gefahr zu großer Datenfiles. Die Maximalgröße hierfür beträgt 2 GB. Ist diese Größe erreicht, stoppt die Datenaufnahme und hinterlässt ein undefiniertes Dateiende.

- *readoutv3.h*: enthält die low-level-Routinen zum Zugriff auf die Messdaten der beteiligten VME-Hardware und wird zum compilieren von *readoutv3* benötigt. Kann gut zur Erweiterung der Programmfunktionalität benutzt werden, oder als Bibliothek für alternative Anwendungen fungieren.
- *anav3.1.c*: der Speicherort der vom Programm *readoutv3.c* erzeugten Datenfiles muss in die Datei „masterlistfile“ eingetragen werden. Unter dem dort vergebenen Namen kann dieser Datensatz dann ausgewertet und eine *.root*-Datei mit den Ergebnissen erzeugt werden. Die Syntax hierzu lautet: `./anav3.1 <datensatzname> <startevent> <stopevent> <calc/shape>`. Es werden die Ereignisse von `<startevent>` bis `<stopevent>` analysiert. Wird „0“ als `<stopevent>` übergeben, wird automatisch das letzte Event des Datensatzes als Ende definiert. Mit dem Schalter „calc“ werden Histogramme erzeugt, mit „shape“ werden die Signalformen als *.root* datei abgespeichert. Mehr als 500 Signalformen werden aus Performancegründen hierbei nicht empfohlen.
- *anav3.1.h*: enthält Routinen zur Prozessierung der Messdaten. Wird zum compilieren von *anav3.1* benötigt.
- *masterlistfile*: enthält eine Liste aller Messdatensätze und versieht diese mit einem eindeutigen Namen und dem Thresholdparameter für die Bestimmung von Signalanfang und -ende.

Weitere Erörterungen sind der Datei

```
/data/etp/andre.zibell/readme.txt
```

sowie den Kommentaren innerhalb der Quelltext-Dateien zu entnehmen.



# Anhang C

## Verwendete radioaktive Präparate

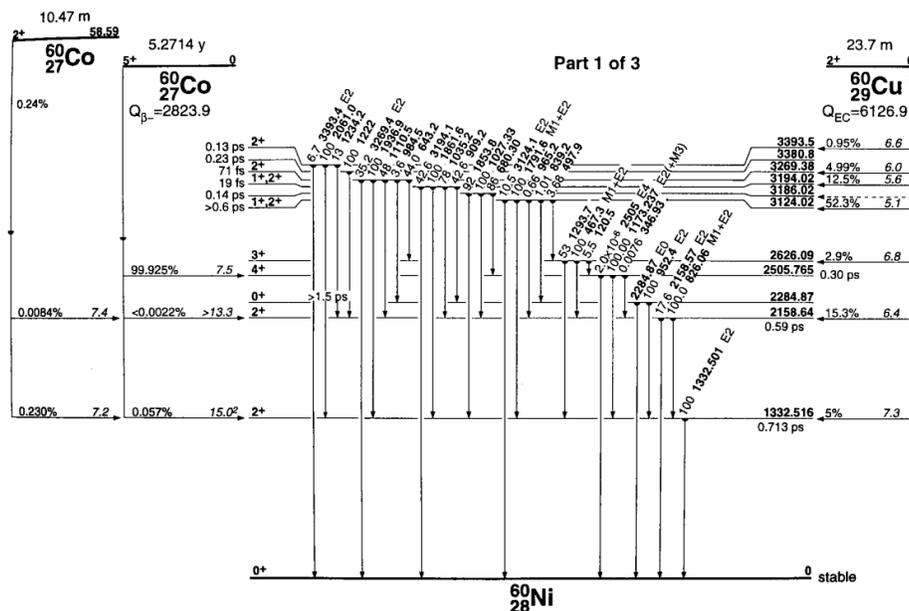
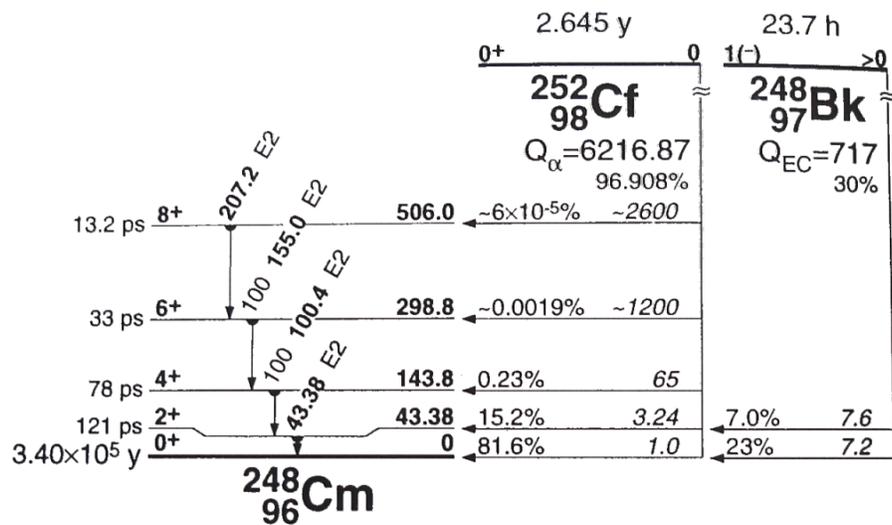


Abbildung C.1:  $^{60}\text{Co}$ -source [19]



Abbildung C.4:  $^{252}\text{Cf}$ -source [19]



# Literaturverzeichnis

- [1] CERN: *Homepage*  
URL: <http://public.web.cern.ch/public/>
- [2] The ATLAS Experiment: *The ATLAS eTours*  
URL: <http://www.atlas.ch/etours.html>
- [3] Baranov, S. et al.: *Estimation of Radiation Background, Impact on Detectors, Activation and Shielding Optimization in ATLAS*  
ATL-GEN-2005-001. 2005
- [4] : *ATLAS muon spectrometer technical design report*  
CERN/LHCC/97-22 ATLAS TDR 10, 1997
- [5] Kleinknecht, K.: *Detektoren für Teilchenstrahlung*  
Teubner Studienbücher, 1992
- [6] Rauscher, F.: *Untersuchung des Verhaltens von Driftrohren bei starker  $\gamma$ -Bestrahlung sowie Vermessung von Driftrohrkammern mit Hilfe von Myonen der kosmischen Höhenstrahlung*  
Doktorarbeit der Sektion Physik der Ludwigs-Maximilians-Universität München. 2005
- [7] Horvat, S. et al.: *Background Rates and in Magnetic Fields*  
IEEE Transactions on Nuclear Science, vol.53, no.2, pp. 562-566, 2006
- [8] Riegler, W. et al.: *Performance of the ATLAS precision muon chambers under LHC operating conditions*  
Nucl. Instr. and Meth. A518 (2004) 65
- [9] Aleksa, M. et al.: *Rate effects in high-resolution drift chambers*  
CERN/EP/99-101, 15 July 1999
- [10] Amsler, C. et al.: *Review of Particle Physics*  
Physics Letters B. Volume 667. Issue 1, 2008
- [11] Leo, W.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*  
Springer Verlag. 1987
- [12] Groom, D., Mokhov, N., Striganov, S.: *Muon stopping power and range tables 10 MeV - 100 TeV*  
Atomic Data and Nuclear Data Tables Vol 76, No. 2, July 2001
- [13] Huber, L.: *Analyse der Pulsform und Untergrundeigenschaften von Ar-CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> Gasgemischen an MDT-Driftrohren*  
Bachelorarbeit, Sektion Physik der Ludwigs-Maximilians-Universität München, 2009

- [14] Riegler, W. et al.: *Resolution and efficiency of the ATLAS muon drift-tube chambers at high background rates*  
Nucl. Instr. and Meth. A535 (2004) 212
- [15] Pfadler, T.: *Analyse der Pulsform und Untergrundeigenschaften von Ar-CF<sub>4</sub> Gasgemischen an MDT-Driftrohren*  
Bachelorarbeit, Sektion Physik der Ludwigs-Maximilians-Universität München, 2009
- [16] Lang, P.: *Studien zur Gasmischung an MDT-Muon-Detektoren*  
Diplomarbeit, Sektion Physik der Ludwigs-Maximilians-Universität München, 2008
- [17] Adomeit, S.: *Konstruktion, Bau und Einsatz eines Szintillator-Trigger-Hodoskops*  
Diplomarbeit, Sektion Physik der Ludwigs-Maximilians-Universität München, 2010
- [18] Ruschke, A.: *Arbeit in Vorbereitung*  
Diplomarbeit, Sektion Physik der Ludwigs-Maximilians-Universität München, 2010
- [19] Firestone, R.: *Table of Isotopes, Vol I and II*  
Wiley. 1996
- [20] Aleksa, M.: *Performance of the ATLAS Muon Spectrometer*  
Dissertation, Institut für Kernphysik der TU Wien (E142)
- [21] XCOM: Photon Cross Sections Database: *Webpage*  
NIST Standard Reference Database 8 (XGAM), URL:  
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [22] Müller, T.: *Monitored Drift Tube-Detektoren des ATLAS-Experiments im Neutronenuntergrund*  
Diplomarbeit, Sektion Physik der Ludwigs-Maximilians-Universität München, 2006
- [23] Birks, J.B.: *The Theory and Practice of Scintillation Counting*  
Pergamon Press. 1967

# Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt...

...Prof. Dr. Otmar Biebel für das Ermöglichen dieser Arbeit, sowie seinem stets hilfreichen Rat in verfahrenen Situationen

...Prof. Dr. Wolfgang Dünnweber für das Erstellen eines Zweitgutachtens

...Dr. Ralf Hertenberg für die exzellente Betreuung und seine dabei stets humorvolle Art

...Prof. Dr. Dorothee Schaile für die freundliche Aufnahme an ihrem Lehrstuhl und das angenehme Arbeitsklima

...Stefanie Adomeit und Albert Engl dafür, dass ich die Dienstreisen nach Genf sowie das Jahr in dem ich das Büro mit ihnen geteilt habe stets in guter Erinnerung behalten werde

...der restlichen Hardwaregruppe des Lehrstuhls: Jona Bortfeldt, David Heereman, Anton Kopatsch und Alexander Ruschke für die stets hilfreichen und anregenden Meetings und darüber hinausführenden Aktivitäten

...Herta Franz für die freundliche Unterstützung bei allen dienstlichen Belangen

...der gesamten restlichen Arbeitsgruppe für die angenehme und freundliche Atmosphäre im gesamten Stockwerk und darüber hinaus: Sebastian Becker, Christoph Bußenius, Dr. Philippe Calfayan, Dr. Gnter Duceck, Johannes Ebke, Dr. Johannes Elmsheuser, Dr. Cristina Galea, Dr. Marie-Helene Genest, Julien de Graat, Klaus Herrmann, Christian Kummer, Thomas Langer, Dr. Federica Legger, Markus Lichtnecker, Dr. Raphael Mameghani, Christoph Mitterer, Thomas Müller, PD Dr. Thomas Nunnemann, Dr. Felix Rauscher, Dr. Benjamin Ruckert, Dr. Michiel Sanders, Otto Schaile, Dr. Cedric Serfon, PD Dr. Raimund Strhmer, Attila Varga, Dan Vladioiu, Dr. Rod Walker, Jonas Will, Dr. Xuai Zhuang, sowie Laurentius Huber und Thomas Pfadler.

...meinen langjährigen Kommilitonen Renate Wilcke, Andrea Meyer, Peter Müller und Patrick Baumann, die ich ohne das Physikstudium wohl nie hätte kennenlernen dürfen, für die schöne gemeinsame Zeit

...Gerhard und Karin Zibell, sowie Manfred und Hilde Widmann für ihre Unterstützung und ihren Zuspruch während meines gesamten Studiums



# Selbständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, die vorliegende Arbeit selbständig verfasst zu haben und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

André Zibell

München, den 1. März 2010

