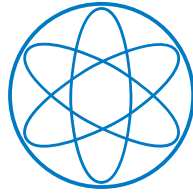


PHYSIK-DEPARTMENT



**Test und Kalibrierung der
Präzisionsdriftrohrkammern des
ATLAS-Myonspektrometers**

Diplomarbeit
von
Jörg v. Loeben

München, den 28. Dezember 2006



TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	5
1.1	Der ATLAS-Detektor	7
1.2	Das ATLAS-Myonspektrometer	9
1.2.1	Aufbau des Myonspektrometers	9
1.2.2	Präzisionsmyonkammern	10
1.2.3	Triggerkammern	11
1.2.4	Eigenständigkeit des Myonspektrometers	12
2	Die MDT-Kammern	13
2.1	Aufbau der Myondriftingkammern	13
2.2	Funktionsweise der Driftrohre	15
2.2.1	Myonnachweis	16
2.2.2	Das Driftzeitspektrum	17
2.2.3	Die Ortsmessung	18
2.3	Funktionsweise einer MDT-Kammer	19
2.3.1	Spurrekonstruktion	19
2.3.2	Ausleseelektronik der MDT-Kammern	19
3	Test und Integration der MDT-Kammern	23
3.1	Überblick über die in München gefertigten Kammern	24
3.2	Kammertests und Ergebnisse	26
3.2.1	Lecktest	26
3.2.2	Hochspannungstest	28
3.2.3	Test der Ausleseelektronik und Rauschtest	30
3.3	Integration der Kammern	32
3.4	Ausgleich des Rohrdurchgangs	37
3.5	Höhenstrahlungsteststand	38
3.5.1	Messung der Trefferverteilung	40
3.5.2	ADC-Spektren	40
3.5.3	Driftzeitspektren	42
3.6	Übersicht der entdeckten Mängel	44

4	Autokalibration	45
4.1	Prinzip der Autokalibration	46
4.2	Konventionelle Methode	47
4.3	Begrenzung der konventionellen Methode	49
4.4	Analytische Autokalibration	51
4.4.1	Analytische Beschreibung der Residuen	52
4.4.2	Fixpunkte	54
4.4.3	Die $r(t)$ -Korrekturfunktion und ihre Parametrisierung	55
5	Tests mit Monte-Carlo-Daten	59
5.1	Kalibrationsszenarien	61
5.2	Anforderungen an die Autokalibration	62
5.3	Standardmethode	64
5.3.1	Integrationsmethode	65
5.3.2	Abhängigkeit vom Startwert	66
5.4	Optimierung des Autokalibrationsverfahrens	70
5.4.1	Das Konvergenzkriterium der Autokalibration	70
5.4.2	Spurrekonstruktion in beiden Multilagen	72
5.4.3	Einfluss der Einzelrohrauflösung	80
5.5	Anzahl an benötigten Spuren	84
5.6	Zusammenfassung der Ergebnisse	85
5.6.1	Ergebnisse für Szenarium 1 ($p_T = 6 \text{ GeV}/c$)	86
5.6.2	Ergebnisse für Szenarium 2 ($p_T = 20 \text{ GeV}/c$)	87
6	Einfluss des Magnetfeldes	89
6.1	Die Korrekturfunktion für Magnetfeldeffekte	91
6.2	Test der Korrekturfunktion	93
6.2.1	Ergebnisse für die BML3-Kammern	94
6.2.2	Ergebnisse für die BOS5-Kammer	96
7	Ergebnisse mit kosmischen Myonen	99
7.1	Aufbau des Sektors 13 des Myonspektrometers	100
7.2	Test der Autokalibration mit kosmischen Myonen	100
7.2.1	Abhängigkeit vom Startwert	102
7.2.2	Bestätigung der Driftzeitänderung	103
8	Zusammenfassung	105

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

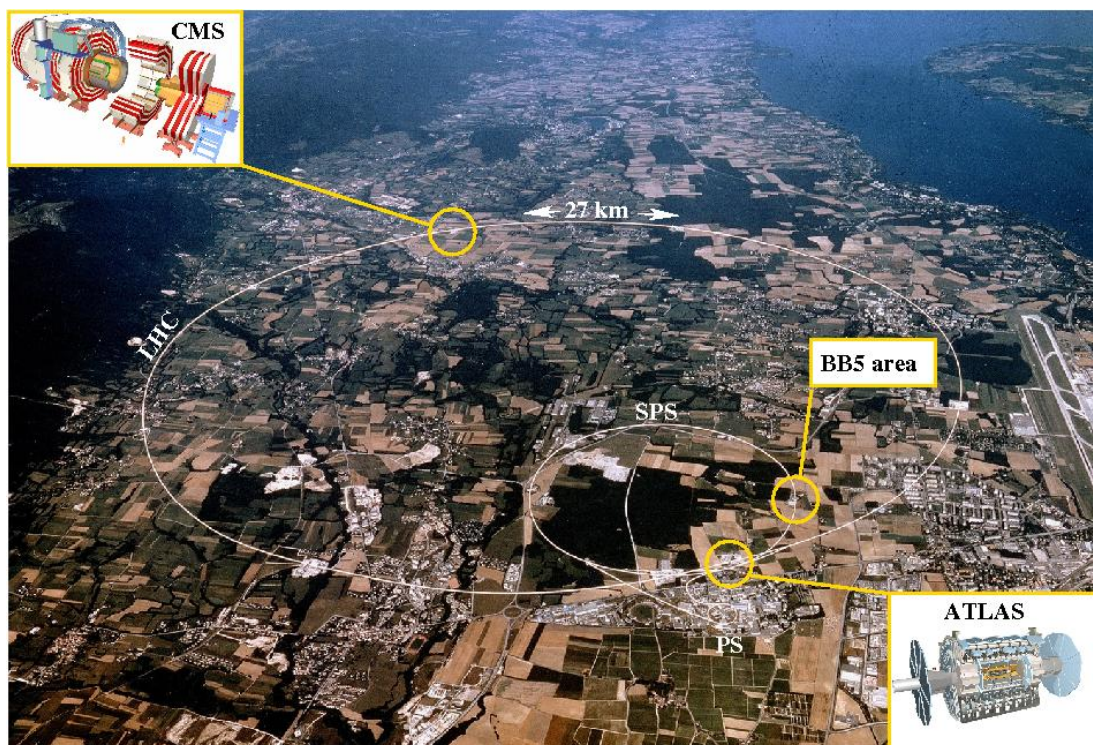


Abbildung 1.1: Luftbildaufnahme der Region um CERN. Eingezeichnet ist die Position des LHC-Rings mit seinen Vorbeschleunigern PS und SPS sowie die Lage der beiden Allzweckdetektoren CMS und ATLAS. BB5 kennzeichnet den Ort der Halle, in welcher alle 88 in München gefertigten Präzisionsdriftkammern zwischengelagert, getestet und mit den Triggerkammern versehen wurden.

Ende 2007 wird der Large Hadron Collider (LHC) am europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik CERN¹ seinen Betrieb aufnehmen. Mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV werden dann Protonen in diesem 27 km langen Ringbeschleuniger zur Kollision gebracht. Mit Abschluss der Bauarbeiten werden auch seine zwei Allzweckdetektoren CMS² und ATLAS³ fertiggestellt sein. Sie sollen Antworten auf die aktuellen großen Fragen in der Teilchenphysik liefern: Gibt es ein Higgs-Boson, das den Ursprung der unterschiedlichen Massen der Elementarteilchen des Standardmodells erklären kann? Und falls ja, welche Masse besitzt es? Existieren Prozesse jenseits des Standardmodells? Gibt es supersymmetrische Partner der bekannten Bosonen und Fermionen, und wäre einer davon ein Kandidat für die immer noch unbekannt dunkle Materie, welche mit ca. 25 % der Energiedichte des Universums fünf mal häufiger vertreten ist als die baryonische und über 7000 mal häufiger als sichtbare Materie?

Um diese Fragen beantworten zu können, werden Detektoren mit einer exzellenten Energie- und Impulsauflösung benötigt. Die bei LHC erzeugten Teilchen werden Impulse in der Größenordnung von einigen GeV/c bis einigen TeV/c besitzen. Um diese messen zu können, sind Magnetfelder von mehreren Tesla sowie weite Flugstrecken nötig, was zu den großen geometrischen Abmessungen moderner Hochenergiephysik-Experimente führt. Dies gilt insbesondere für das Myonspektrometer des ATLAS-Detektors am LHC. Die Detektoren sollen über einen Zeitraum von mehr als zehn Jahren unter extremen Strahlungsbedingungen, ohne größere Wartungsarbeiten, zuverlässig Daten liefern. Diese harten Anforderungen implizieren höchste mechanische Präzision und Zuverlässigkeit aller Detektorkomponenten. Deswegen ist es nötig, von der Produktion bis zur Inbetriebnahme stetig ihre Funktionalität zu überprüfen.

Das Max-Planck-Institut für Physik (MPI) und die Ludwig-Maximilians-Universität München (LMU) fertigten zusammen insgesamt 88 Präzisionsdriftrohrkammern, sogenannte Monitored-Drift-Tube (MDT)-Kammern, die der Spurmessung im ATLAS-Myonspektrometer dienen. Sie bestehen aus zweimal drei Lagen von je 72 Driftrohren mit einer Länge von 3,8 m und 3 cm Durchmesser, die auf eine Aluminium-Tragestruktur aufgeklebt sind. Eine solche MDT-Kammer besteht somit insgesamt aus 432 Driftrohren. Über 1200 solcher und ähnlicher Kammern bilden zusammen mit drei supraleitenden Magneten das ATLAS-Myonspektrometer, welches den Impuls hochenergetischer Myonen mit höchster Präzision bestimmen soll. Die Magnete erzeugen toroidale Magnetfelder, welche die geladenen Myonen ablenken. Aus der Bahnkrümmung kann der Impuls berechnet werden. Die Myonkammern sind dazu konzipiert, die Flugbahn eines Myons mit einer Genauigkeit von ca. 50 μm zu rekonstruieren. Um diese Präzision zu erreichen, ist eine sehr hohe Ortsauflösung jeder einzelnen Kammer

¹CERN - Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

²CMS - Compact Muon Solenoid

³ATLAS - A Toroidal LHC Apparatus

von $40\ \mu\text{m}$, einschließlich präziser Kalibrierung, sowie die genaue Kenntnis der relativen Kammerpositionen notwendig.

Von Januar 2005 bis März 2006 wurden die in München gefertigten MDT-Kammern ans CERN transportiert. Dort wurde jede von ihnen mit einer Reihe von Tests auf eventuelle Transportschäden überprüft und mit einer Triggerkammer zu einer vollständigen Myonstation zusammengesetzt, bevor sie in den ATLAS-Detektor installiert wurde. Die Testprozedur sowie deren Ergebnisse werden im ersten Teil dieser Arbeit beschrieben.

Im zweiten Teil wird die Vorgehensweise zur Eichung der MDT-Kammern im ATLAS-Myonspektrometer diskutiert. Dabei wird der dazu verwendete Algorithmus, die sogenannte Autokalibrationsmethode, optimiert und seine Funktionalität anhand simulierter und kosmischer Myonen überprüft.

1.1 Der ATLAS-Detektor

Wie die meisten Detektoren, die Teilchen, welche in hochenergetischen Kollisionen erzeugt wurden, nachweisen sollen, ist auch ATLAS [1] aus mehreren Schichten aufgebaut. Diese umschließen konzentrisch den Wechselwirkungspunkt der Teilchenstrahlen in einer zylinderförmigen Geometrie, um möglichst vollständig den gesamten Raumwinkelbereich abzudecken.

Aufgrund dieser Geometrie wird zwischen dem zentralen, sogenannten Barrelbereich, der die Mantelfläche des Zylinders abdeckt, und dem Endkappenbereich, der den Zylinder auf beiden Seiten abschließt, unterschieden.

Der Detektor kann in drei Hauptbereiche aufgeteilt werden, den inneren Spurdetektor [2], die Kalorimeter [3] und das Myonspektrometer [4] (siehe Abbildung 1.2) Die einzelnen Komponenten werden im folgenden kurz beschrieben. Auf das Myonspektrometer wird, da es Hauptgegenstand dieser Arbeit ist, ausführlicher eingegangen.

Innerer Spurdetektor

Der Wechselwirkungspunkt ist zuerst von drei Lagen Siliziumpixeldetektoren umgeben. Diese können Spurpunkte geladener Teilchen mit einer Genauigkeit von $66\ \mu\text{m}$ in Strahlrichtung (z -Richtung) und von $12\ \mu\text{m}$ in der r - Φ -Ebene senkrecht dazu messen. Der Pixeldetektor ist umgeschossen von acht Lagen Siliziumstreifenanzählern mit einer Genauigkeit von ca. $600\ \mu\text{m}$ in z - und ca. $20\ \mu\text{m}$ in Φ -Richtung. Weitere 36 Spurpunkte liefert, mit einer Präzision von $170\ \mu\text{m}$ in der r - ϕ -Richtung, ein ortsauflösender Übergangsstrahlungsdetektor (TRT⁴). Er besteht aus Driftröhrchen („Straw-Tubes“), zwischen denen sich ein dünn-schichtiger Radiator befindet, in dem Übergangsstrahlung entsteht, welche in den

⁴Transition Radiation Tracker

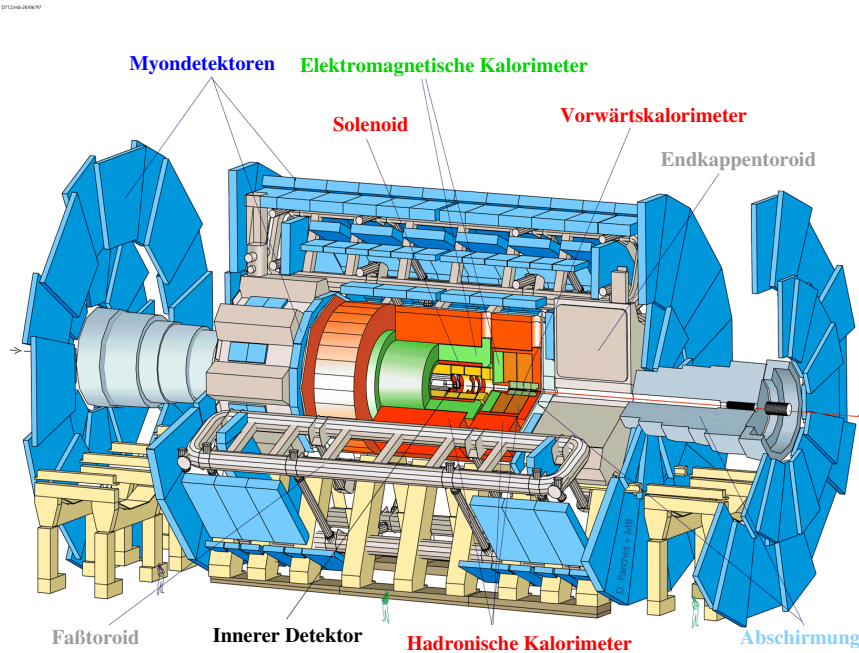


Abbildung 1.2: Schema des ATLAS-Detektors, Quelle: [1]

Driftröhrchen nachgewiesen wird. Diese drei Komponenten bilden zusammen den inneren Detektor.

Um mit ihm den Impuls geladener Teilchen bestimmen zu können, ist er in ein solenoidales Magnetfeld eingebettet, welches die Teilchen in r - Φ -Richtung ablenkt. Die supraleitende Magnetspule, die dieses Feld mit einer Stärke von 2 T erzeugt, umschließt den gesamten inneren Detektor. Der innere Spurdetektor hat einen Durchmesser von 2 m bei einer Gesamtlänge von 7 m.

Kalorimeter

Die nächsten Schalen bilden das elektromagnetische (ECAL) und weiter außen das Hadronkalorimeter (HCAL). Die Kalorimeter sollen möglichst alle Teilchen stoppen und ihre deponierte Energie messen. Das ECAL erlaubt die Messung der Energie von Elektronen und Photonen mit einer erwarteten Auflösung von $\Delta E/E = 10\%/\sqrt{E/GeV}$. Das HCAL soll zusammen mit den ECAL die Energie von Hadronen mit einer Auflösung von $\Delta E/E = 50\% - 100\%/\sqrt{E/GeV}$ messen. Beide Kalorimeter sind abwechselnd aus Absorbermaterialschichten und aktivem Material aufgebaut. Im Absorber verlieren die Teilchen durch Schauerbildung Energie, die dann im aktiven Material nachgewiesen wird.

Im ECAL werden Bleiplatten in Akkordeongeometrie [3] als Absorber eingesetzt

und flüssiges Argon als aktives Detektormaterial. Die Bleiabsorber sind insgesamt 24 Strahlungslängen stark.

Das HCAL ist 11 Wechselwirkungslängen tief und im Barrelbereich durch Eisenabsorberschichten mit Plastiksintillationszählern in den Zwischenräumen realisiert. Im Vorwärtsbereich ist die Strahlung zu groß für Szintillatoren, deshalb wird dort, wie auch im ECAL, flüssiges Argon zum Schauernachweis verwendet. Die Absorberschichten bestehen dort aus Kupfer bzw. Wolfram. Die Kalorimeter messen zusammen 12 m in der Länge und 4 m im Durchmesser.

1.2 Das ATLAS-Myonspektrometer

Hadronen wechselwirken über die starke Kraft und werden in den Kalorimetern nahezu vollständig absorbiert. Geladene Leptonen werden hauptsächlich durch die elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Coulombfeld der Atomkerne abgebremst. Die dominierenden Prozesse dabei sind Bremsstrahlung und Paarbildung. Da der Energieverlust durch Abstrahlung eines Photons $dE_{brems} \propto 1/m^2$ ist, können die leichten Elektronen die Kalorimeter nicht durchdringen. Nur die etwa 200-mal schwereren Myonen sowie die ungeladenen Neutrinos passieren alle inneren Detektorlagen und erreichen die äußerste Schicht des Detektors, das Myonspektrometer. Neutrinos können mit dem ATLAS-Detektor nicht direkt nachgewiesen werden, da sie nur schwach wechselwirken.

Myonen kommen in den Endzuständen vieler interessanter physikalischer Prozesse vor, wie zum Beispiel im Zerfall des Higgs-Bosons im Standardmodell:

$$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-.$$

Aus diesem Grund wird in modernen Teilchenphysikexperimenten versucht, ihren Impuls so genau wie möglich zu vermessen. Das Myonspektrometer bestimmt die beeindruckenden Maße des ATLAS-Detektors: Er misst etwa 45 m in der Länge bei einem Durchmesser von ca. 22 m. Ziel des Spektrometers ist es, den Impuls von Myonen über den Energiebereich von etwa 16 GeV bis 200 GeV eigenständig (d.h. ohne Information anderer Subdetektoren) mit einer Genauigkeit von 2-3% und für Energien bis 1 TeV auf besser als 10 % zu bestimmen.

1.2.1 Aufbau des Myonspektrometers

Wie in allen anderen Detektorteilen von ATLAS gibt es auch im Myonspektrometer zwei Bereiche: den Barrelbereich und die Endkappen. Die Impulse werden durch die Ablenkung der Myonen in einen Magnetfeld gemessen.

Im Barrelbereich wird dazu ein toroidales Feld von im Mittel 0,4 T durch acht supraleitende Luftspulen erzeugt. Zwar ist es mit massiven Spulenkernen möglich, um etwa den Faktor 10 größere Feldstärken zu erzeugen, beim ATLAS Myonspektrometer hat man sich jedoch dazu entschlossen, die Vielfachstreuung der

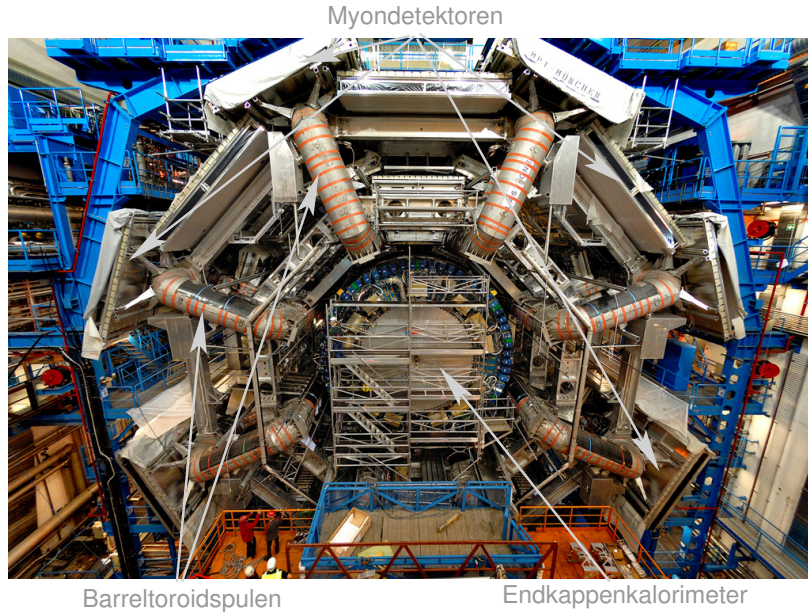


Abbildung 1.3: Barrelbereich des ATLAS-Detektors während der Installation der Myonkammern. Deutlich zu sehen sind 6 der 8 supraleitenden Magnetspulen des Myonspektrometers, einige Myondetektoren sowie das Endkappenkalorimeter im Zentrum. Die am MPI gefertigten Myondetektoren befinden sich in der äußersten Lage auf den Magnetspulen

Myonen im Spektrometer zu minimieren und deshalb so wenig Material wie möglich zwischen den Präzisionskammern zu verbauen. Diese Myondetektoren umschließen in drei Lagen die inneren Detektorteile. Die innerste Schicht schließt direkt an die Kalorimeter an, die mittlere liegt zwischen den Toroidspulen und die letzte ist an der Außenseite der Magnete befestigt (siehe Abbildung 1.2.1).

Im Bereich der Endkappen werden die Myonspuren ebenfalls durch je acht Toroidspulen gekrümmt. Diese Endkappentoroiden schließen den Barrelbereich an beiden Seiten ab. Auch im Vorwärtsbereich werden die Myonen in drei Lagen nachgewiesen. Die erste Lage ist eine Scheibe aus Myondetektoren, welche direkt zwischen Kalorimeter und Endkappentoroid sitzt. Es folgen zwei weitere, eine direkt an der Außenseite der Magnete und eine zweite, welche sich direkt an der Wand der Kaverne befindet.

1.2.2 Präzisionsmyonkammern

Um die angestrebte Impulsauflösung zu erreichen, müssen die Spurpunkte der Myonen mit einer Genauigkeit von ca. $50 \mu\text{m}$ bestimmt werden können [4]. Als präzise Ortsdetektoren wurden dafür Driftrohre gewählt. Jeweils 96 bis 432 dieser

Driftrohre werden zu sogenannten MDT-Kammern kombiniert. Um die erforderliche Ortsauflösung zu erreichen, muss die relative Lage der Kammern untereinander mit einer Genauigkeit von $30\ \mu\text{m}$ in der Krümmungsebene bekannt sein [4]. Dies wird durch ein optisches Messsystem (Alignierungssystem) erreicht, das mittels Lichtstrahlen zwischen den Kammern deren relative Positionierung misst [4], [5]. Vor allem beim Einschalten des Magnetfelds werden relativ große Bewegungen erwartet, die in der Größenordnung einiger Millimeter liegen. Auf die MDT-Kammern wird in Kapitel 2 ausführlich eingegangen.

In Vorwärtsrichtung, direkt um die Strahlachse, werden für die innerste Lage an Präzisionsdetektoren keine Driftrohrkammern, sondern Cathode-Strip-Chambers (CSCs) verwendet. Grund dafür ist, dass die Rate der Untergrundstrahlung in dieser Richtung zu hoch für Driftrohre mit $3\ \text{cm}$ Durchmesser ist. CSCs sind Viendraht-Proportionalkammern mit einer Ansprechzeit von nur ca. $30\ \text{ns}$ bei einer Ortsauflösung von $50\ \mu\text{m}$ auf den Kathodenstreifen. Insgesamt beinhaltet das Myonspektrometer 1226 Präzisionskammern (1194 MDT-Kammern und 32 CSCs. Die MDT-Kammern werden in Kapitel 2 erklärt).

1.2.3 Triggerkammern

Zusätzlich zu den Präzisionsdetektoren werden schnelle Triggerkammern benötigt. Das von ihnen erzeugte, schnelle Signal ermöglicht die Zuordnung der nachgewiesenen Myonen zu den Strahlkollisionen, die alle $25\ \text{ns}$ stattfinden und löst die Datennahme aus. Im Barrel werden dafür Resistive Plate Chambers (RPCs), im Endkappenbereich Thin Gap Chambers (TGCs) verwendet.

Die RPC ist ein Gasdetektor mit einer typischen Ortsauflösung von einigen Zentimetern und mit $1 - 2\ \text{ns}$ Zeitauflösung. Der Detektor besteht aus einem $2\ \text{mm}$ hohen, gasgefüllten Spalt, der von zwei parallelen Bakelitplatten begrenzt ist. Die Kammern werden typischerweise bei einem elektrischen Feld von $4,5\ \text{kV/mm}$ betrieben. Die Triggerkammer wird über Reihen zueinander senkrecht stehender Streifen ausgelesen: Die η -Streifen sind dabei parallel zu den Drähten der MDT-Kammern, liefern also eine Ortsinformation in derselben Richtung wie die Präzisionskammern. Die Φ -Streifen liefern die Ortsinformation entlang der Driftrohre, für welche die MDT-Kammer nicht sensitiv ist, und sind senkrecht zu den Anodendrähten der MDT-Kammer orientiert. Im Barrelbereich ist jede MDT-Kammer der mittleren Lage von zwei RPCs eingeschlossen und die MDT-Kammern der äußeren Schicht besitzen je eine RPC.

Die TGCs sind ähnlich wie eine Viendraht-Proportionalkammer aufgebaut. Die Besonderheit besteht darin, dass der Abstand der Anodendrähte größer ist als der Abstand zwischen Kathode und Anode. Die Anodendrähte sind dabei parallel zu den Drähten der MDT-Kammern ausgerichtet. Sie liefern zusammen mit den Signalen der Kathodenstreifen, welche senkrecht zu ihnen stehen, die Triggerinformation für den Endkappenbereich des Myonspektrometers.

1.2.4 Eigenständigkeit des Myonspektrometers

Das gesamte Myonspektrometer, bestehend aus den Barrel- und Endkappenmagneten sowie den Präzisions- und Triggerkammern, stellt einen eigenständigen Detektor dar. Unabhängig von den inneren Lagen des ATLAS-Detektors ist es damit möglich, die Spur und den Impuls von Myonen präzise zu bestimmen und auch auf diese zu triggern. Für physikalische Prozesse, in denen ausschließlich Myonen im Endzustand vorkommen, ist für die Analyse also alleine die Information aus dem Myonspektrometer ausreichend. Es können aber natürlich im laufenden Experimentbetrieb auch alle Informationen der einzelnen Detektorteile miteinander kombiniert werden.

Kapitel 2

Die Driftrohrkammern des ATLAS-Myonspektrometers

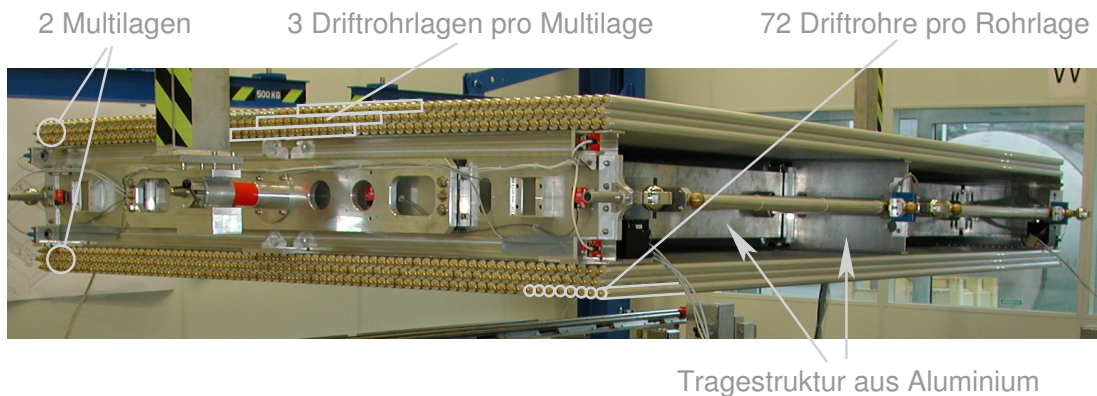


Abbildung 2.1: Bild einer am MPI-München gefertigten MDT-Kammer für den Barrelbereich des ATLAS-Myonspektrometers.

2.1 Aufbau der Myondriftrohrkammern

Die sogenannten Monitored-Drift-Tube (MDT)-Kammern sind die Präzisionsortsdetektoren im größten Teil des ATLAS-Myonspektrometers. Ihre Größe variiert je nach Position im Spektrometer zwischen $1,5$ und 11 m^2 . Die Kammern im Endkappenbereich haben eine trapezförmige, die im Barrelbereich eine rechteckige Geometrie. Jede MDT-Kammer besteht aus 2 Multilagen, die auf eine Tragestruktur aus Aluminium aufgeklebt sind. MDT-Kammern der mittleren und äußeren Lage sind mit drei Driftrohrlagen pro Multilage ausgestattet, alle Kammern der inneren Schicht haben deren vier. Die einzelnen Lagen sind jeweils um einen halben Rohrdurchmesser gegeneinander versetzt und dadurch dichtest

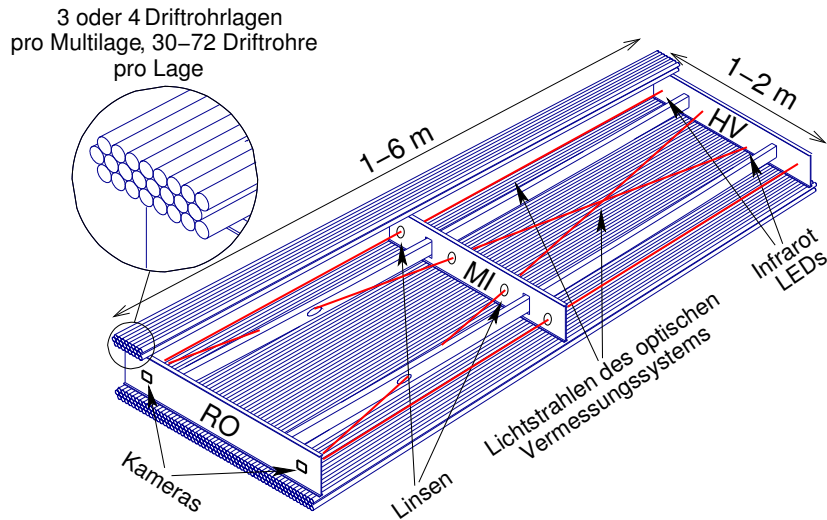


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau einer MDT-Kammer des Barrelbereiches. Der Verlauf der Lichtstrahlen des optischen Vermessungssystems ist eingezeichnet.

möglich gepackt. Abbildung 2.1 zeigt eine MDT-Kammer des Barrelbereiches mit drei Rohrlagen pro Multilage.

Um die angestrebte Präzision des Myonspektrometers zu erreichen, muss jede Kammer Spurpunkte auf weniger als $50 \mu\text{m}$ Genauigkeit bestimmen können. Diese Forderung impliziert eine mechanische Präzision der Positionierung der Anodendrähte der Driftrohre besser als $20 \mu\text{m}$ (siehe Abschnitt 2.2). Die Rohrlagen werden aus einzelnen Driftrohren mit einer Genauigkeit von ca. $10 \mu\text{m}$ auf die Trägerstruktur geklebt [6]. Um Verformungen der Kammer während des Betriebes, zum Beispiel aufgrund von Temperaturgradienten und Temperaturänderungen, überwachen zu können, ist jede Kammer mit einem optischen Vermessungssystem ausgestattet. Dieses Vermessungssystem basiert auf RasNik-Sensoren [5], misst kammerinterne Deformationen mit einer Genauigkeit besser als $5 \mu\text{m}$ senkrecht zur Drahtrichtung und gibt Anlaß für den Namen „Monitored“-Drift-Tube Kammer für die Präzisionsdetektoren.

Eine MDT-Kammer wird mit Hilfe von vier Lichtstrahlen im Infrarotbereich überwacht. Diese werden von vier LEDs, die auf einer der zwei Stirnseiten der Tragstruktur angebracht sind, erzeugt. Zwei der Strahlen verlaufen parallel zu den Driftrohren an beiden Längsseiten der Kammer und zwei weitere diagonal (siehe Abbildung 2.2). Auf halbem Weg zur gegenüberliegenden Kammerseite werden die Strahlen von einer Linse auf infrarot sensitive CCD-Kameras fokussiert, die auf der zweiten Frontplatte der Tragstruktur der Kammer montiert sind. Je zwei Lichtstrahlen werden abwechselnd von einer Kamera aufgezeichnet. Um mit diesem Aufbau Verformungen der Kammer messen zu können, ist direkt vor den LEDs eine kodierte Maske angebracht. Verändert sich nun die relative Position

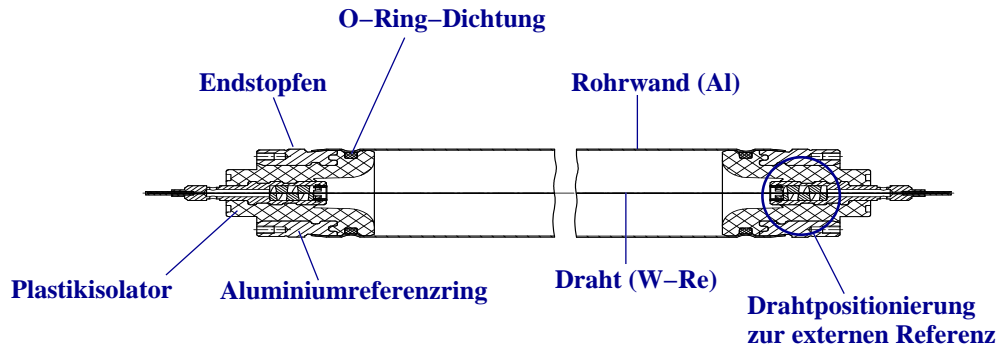


Abbildung 2.3: Abbildung eines Driftrohres. Der Referenzring dient der genauen Positionierung der Rohre auf einer MDT-Kammer. Zu ihm wird der Draht mit einer Genauigkeit von $10\ \mu\text{m}$ positioniert.

der Linse in der Mitte des Strahlweges, so verschiebt sich auch das von der Kamera aufgenommene Bild der Maske. Durch die Kodierung der Maske ist eine präzise Messung der relativen Linsenverschiebung möglich, allerdings muss dazu ein Referenzwert bekannt sein. Dieser wurde bei der Kammerproduktion ohne Verformungen auf einem Granittisch bestimmt.

Je nach Position im Spektrometer ist eine MDT-Kammer zusätzlich mit bis zu 4 Hallsonden zur dreidimensionalen Magnetfeldmessung sowie mit bis zu 30 Temperatursensoren ausgerüstet, da eine genaue Kenntnis der äußeren Bedingungen essentiell für eine präzise Kalibrierung der Driftrohrkammern ist.

2.2 Funktionsweise der Driftrohre

Ein einzelnes Driftrohr besteht aus einer Aluminiumwand mit $29,970\ \text{mm}$ Außendurchmesser und einer Wandstärke von $400\ \mu\text{m}$. In der Mitte des Rohres ist ein goldbeschichteter, $50\ \mu\text{m}$ starker Wolfram-Rhenium-Draht gespannt. Durch eine spezielle Vorrichtung kann er mit einer Genauigkeit von $10\ \mu\text{m}$ im Zentrum der Endstopfen positioniert werden [7]. Ein Driftrohr wird bei einem Absolutdruck von 3 bar mit Ar/CO_2 -Gas in einem Mischungsverhältnis von 97/3 durchströmt. Abbildung 2.3 zeigt den Aufbau eines Driftrohres.

An dem Draht wird gegenüber der Rohrwand eine positive Hochspannung von 3080 V angelegt, die ein elektrisches Feld im Driftrohr hervorruft.

Der Anodendraht hängt bei einer Spannung von 3,5 N aufgrund der Schwerkraft, je nach Rohrlänge, bis zu $500\ \mu\text{m}$ durch. Diese Drahtversetzung wirkt sich auf die elektrische Feldverteilung in einem Rohr aus und beeinträchtigt die Genauigkeit der Ortsmessung. Um dem entgegenzuwirken, kann bei den Kammern des Barrelbereiches mit einem Verstellmechanismus der Durchhang der Driftrohrlagen dem Drahtdurchhang angepasst werden. Somit wird sichergestellt, dass der

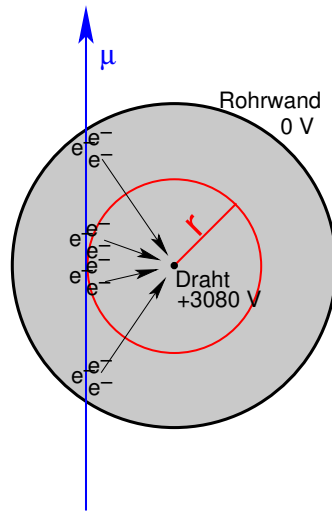


Abbildung 2.4: Illustration zur Funktionsweise eines Driftrohres.

Anodendraht stets genau in der Mitte der Driftrohre positioniert ist. Ein solcher Mechanismus war in den Kammern der Endkappen nicht realisierbar, da diese senkrecht zur Strahlrichtung montiert sind. Dort müssen die Inhomogenitäten des elektrischen Feldes bei der Kalibrierung berücksichtigt werden.

2.2.1 Myonnachweis

Ein ionisierendes Teilchen erzeugt beim Durchkreuzen eines Driftrohres Elektron-Ion-Paare entlang seiner Spur (Primärladung), wie in Abbildung 2.4 illustriert. Diese Paare entstehen nicht gleichmäßig entlang der Teilchenspur, sondern statistisch verteilt an mehreren Orten, in sogenannten Clustern. Im Mittel haben diese Cluster einen Abstand von ca. $100 \mu\text{m}$, es werden also etwa 100 Cluster pro cm erzeugt [8]. Aufgrund des elektrischen Feldes werden die negativ geladenen Elektronen Richtung Anodendraht gezogen, die Ionen wandern zur Rohrwand hin. Die Beschleunigung der Elektronen wird durch elastische sowie inelastische Stöße mit den Gasatomen gebremst. In manchen Gasen stellt sich sogar ein Gleichgewicht zwischen der elektrischen und der Reibungskraft ein, so dass die Elektronen mit konstanter Geschwindigkeit zum Anodendraht driften. In Ar/CO_2 kompensiert der Reibungsterm den elektrischen jedoch nicht vollständig, so dass die Elektronen leicht beschleunigt zum Anodendraht driften.

Die elektrische Feldstärke im Rohr ist $\propto 1/r$ und steigt in Drahtnähe so weit an, dass die Energie der Driftelektronen zwischen zwei Stößen derart erhöht wird, dass sie weitere Gasatome ionisieren. Es entsteht eine lawinenartige Vermehrung der Ladungsträger (Sekundärladung). Die Anzahl der Ladungsträger wird, bei den genannten Betriebsparametern der Driftrohre, dabei um den Faktor $2 \cdot 10^4$

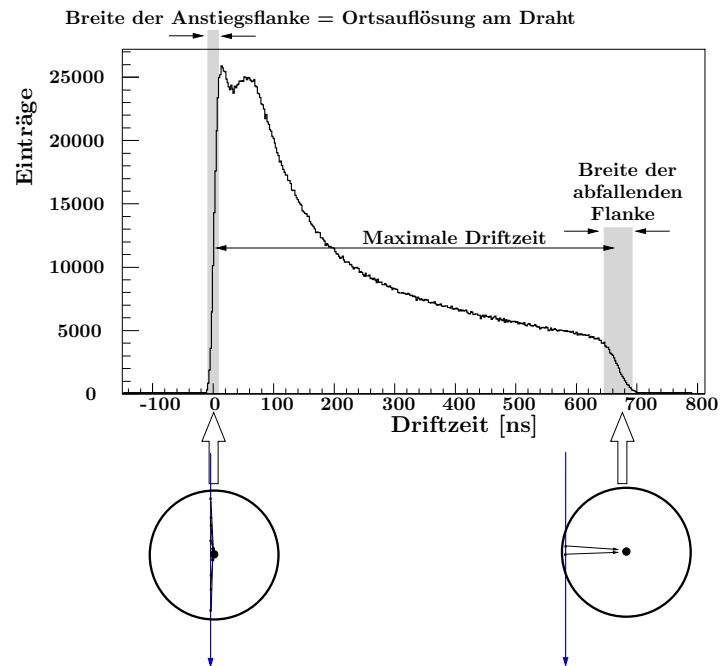


Abbildung 2.5: Driftzeitenspektrum eines MDT-Rohrs bei den ATLAS-Standardbedingungen (3 bar Ar/CO_2 93/7, 3080 V).

erhöht. Diese vervielfältigte Anzahl an Ladungsträgern induziert ein messbares Signal auf dem Draht. Die Gasverstärkung wurde relativ gering gewählt, um den Alterungsprozess der Detektoren so gering wie möglich zu halten. Der interessierte Leser sei zu diesem Thema auf [9] verwiesen.

2.2.2 Das Driftzeitenspektrum

Die Zeitdifferenz zwischen dem Durchgang eines Myons und der Ankunft der Elektronen am Draht wird Driftzeit genannt. Der Zeitpunkt des Myondurchganges muss dabei von einem externen Signal, gegeben durch die Kollisionsfrequenz des Beschleunigers, bestimmt werden, das die Zeitmessung startet. In Abbildung 2.5 ist ein typisches Driftzeitenspektrum dargestellt. Bei kleinen Zeiten steigt das Spektrum steil an. Diese Einträge werden von Myonen erzeugt, die in unmittelbarer Drahtnähe das Rohr durchqueren. Da die Primärladungen in räumlich getrennten Clustern erzeugt werden, kann es sein, dass ein Myon, das den Draht direkt durchkreuzt hat, eine Driftzeit ungleich Null besitzt. Dies bewirkt, dass die ansteigende Flanke von einer Stufenfunktion abweicht und eine gewisse Breite aufweist. Die Zeitauflösung der Driftzeitmessung sowie die Signalverarbeitung tragen zusätzlich zu dieser Verbreiterung bei.

Die maximale Driftzeit beträgt bei den im ATLAS-Myonspektrometer verwend-

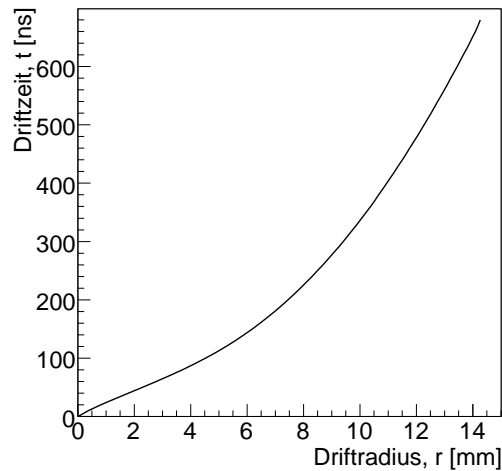


Abbildung 2.6: Beispiel einer Orts-Driftzeit-Relation für Ar/CO_2 -Gas bei ATLAS-Standardbedingungen.

ten Driftrohren und Operationsparametern etwa 700 ns. Nach dieser Zeit fällt das Spektrum wieder auf Null ab. Die abfallende Flanke ist dabei breiter als die ansteigende. Der Hauptgrund dafür ist neben denen, die auch für die Anstiegsflanke gelten, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit zur Rohrwand hin abnimmt. Je weiter ein Myon das Rohr am Rand durchkreuzt, desto geringer ist die Strecke die es im Gasvolumen zurücklegt und damit die Primärladung. Ein weiterer Grund ist, dass die Ladungsträger auf dem Weg zum Draht auseinander diffundieren und die driftenden Cluster dadurch räumlich ausschmieren.

2.2.3 Die Ortsmessung

Aus der Driftzeit lässt sich der kürzeste Abstand zwischen Myonspur und Anodendraht berechnen, der sogenannte Driftradius r . Dazu muss die Beziehung zur Driftzeit bekannt sein. Diese Orts-Driftzeit-Beziehung $r(t)$ mit höchster Präzision zu bestimmen ist ein Hauptbestandteil dieser Arbeit.

In Abbildung 2.6 ist eine typische $r(t)$ -Beziehung für ein ATLAS-MDT-Rohr dargestellt. Man erkennt, dass die Gasmischung von 93% Argon und 7% CO_2 , bei einem absoluten Druck von 3 bar, ein sogenanntes nichtlineares Driftgas ist. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist auf dem Weg zum Anodendraht somit nicht konstant, sondern abhängig vom Abstand vom Draht, also von der lokalen elektrischen Feldstärke.

Die $r(t)$ -Relation kann auf unterschiedliche Weise bestimmt werden:

- **Direkte Messung:** Mit einem weiteren hochauflösendem Detektor als externer Referenz wird der Abstand der Myonspur zum Draht vermessen. Da-

zu misst man die Driftzeit des Driftrohres und erhält somit einzelne Punkte der $r(t)$ -Beziehung.

- **Integrationsmethode:** Die $r(t)$ -Relation kann direkt aus dem Driftzeitpektrum berechnet werden. Voraussetzung ist eine homogene Ausleuchtung des Rohres. Diese Methode wird im Detail in Kapitel 5.3.1 und in [10] beschrieben.
- **Simulation:** Es werden sämtliche relevanten Betriebsparameter, wie z.B. Gaszusammensetzung, Gasdruck, Temperatur und elektrisches Feld in Betracht gezogen und die Orts-Driftzeit-Beziehung mit einem Simulationsprogramm für Driftkammern (GARFIELD [11] mit Magboltz [12]) berechnet. Die Präzision der Bestimmung der $r(t)$ -Beziehung hängt dabei von der genauen Kenntnis jedes einzelnen Parameters sowie der Genauigkeit der Simulation, besonders von den verwendeten Streuquerschnitten, ab.
- **Autokalibration:** Diese Methode nutzt die Rekonstruktion gerader Myonspuren durch mindestens drei Rohrlagen, um eine bereits vorhandene $r(t)$ -Relation zu korrigieren. Test und Optimierung dieser Methode sind ein Hauptbestandteil dieser Arbeit und werden in Kapitel 4 eingehend erklärt. Die Autokalibration erlaubt die höchste Genauigkeit der Bestimmung der $r(t)$ -Relation unter variierenden Betriebsbedingungen und wird zur Eichung der MDT-Kammern des ATLAS-Myonspektrometers verwendet.

2.3 Funktionsweise einer MDT-Kammer

2.3.1 Spurrekonstruktion

Die Aufgabe einer MDT-Kammer ist es, ein Segment einer Myonspur so genau wie möglich zu bestimmen. Durchkreuzt ein Myon eine Kammer, so wird es, je nach Einfallswinkel, mindestens sechs Driftrohren treffen. Aus den sechs gemessenen Driftzeiten werden die jeweiligen Driftradien berechnet. Unter der Voraussetzung, dass die verwendete $r(t)$ -Beziehung korrekt ist, lässt sich tangential an die Driftkreise eine Spur anlegen (siehe Abbildung 2.7).

Im allgemeinen sind die Driftradien nicht exakt bekannt. Es wird eine χ^2 -Minimierung verwendet, um das Segment zu bestimmen, das am besten an die gemessenen Driftradien passt. Eine detaillierte Beschreibung der Spurrekonstruktion in einer MDT-Kammer findet sich in [13].

2.3.2 Ausleseelektronik der MDT-Kammern

In diesem Abschnitt soll der Vollständigkeit halber kurz auf die wichtigsten elektronischen Bestandteile einer MDT-Kammer eingegangen werden [14].

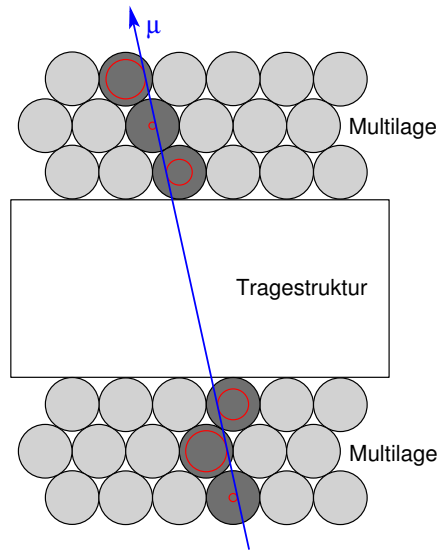


Abbildung 2.7: Schematischer Schnitt durch eine MDT-Kammer mit einer rekonstruierten Spur, die tangential an die Driftkreise der getroffenen Rohre angelegt ist.

Hedgehog-Karten

Die Driftrohre sind auf einer der beiden Seiten mit der Hochspannung verbunden. Je 24 Rohre, acht pro Lage, werden über eine sogenannte HV-Hedgehog-Karte¹, die direkt auf die Rohrenden gesteckt ist, mit der Betriebsspannung von 3080 V versorgt. Eine Filterschaltung dämpft die Einkopplung von Störungen in die Rohre. Im Falle eines Kurzschlusses begrenzt ein 1 M Ω Widerstand den entstehenden Strom.

Auf der gegenüberliegenden Seite ist auf die Anschlusskontakte der Driftrohre eine Auslese-Hedgehog-Karte aufgesteckt. Sie koppelt ein auf den Drähten induziertes Signal kapazitiv von der Hochspannung aus.

Mezzanine-Karten

Auf jede Auslese-Hedgehog-Karte ist eine Mezzanine-Karte aufgesteckt, welche die weitere Signalverarbeitung übernimmt. Die Signale von je acht Driftrohren einer Lage werden darin an einen ASD²-Chip übergeben. In diesem sind Vorverstärker, Pulsformer und Diskriminator integriert. Überschreitet ein Signal eine zuvor eingestellte Schwelle des Diskriminators, so gibt der ASD ein digitales Signal an einen TDC³ weiter. In diesem wurde zuvor durch die Kollisionszeit

¹Hedgehog, engl. für „Igel“: Die Anschlusskontakte, die an jeden Rohrende angebracht sind, erinnern an die Stacheln eines Igels.

²ASD: Amplifier-Shaper-Discriminator

³TDC: Time to Digital Converter

des Beschleunigers eine Zeitmessung gestartet, die nun beim Überschreiten der Schwelle gestoppt wird und die Zeitdifferenz ergibt.

Die Diskriminatorschwelle wird nominell auf 42 mV eingestellt, was in etwa 4 Standardabweichungen des elektronischen Rauschens und einem Signal von 25 primären Ionisationselektronen entspricht.

Zusätzlich wird beim Überschreiten der Schwelle mit einem Wilkinson-ADC⁴ die Ladung eines Pulses gemessen. Dabei wird ein Kondensator von dem Eingangssignal aufgeladen, um anschließend mit einem konstanten Strom wieder entladen zu werden. Diese Entladungszeit ist proportional zur Ladung des Pulses und wird von dem TDC gemessen, der auch die Driftzeit misst. Sämtliche Parameter der einzelnen Komponenten der Mezzanine-Karten sind von außen programmierbar. Insbesondere können für jeden ASD-Chip separate Diskriminatorschwellen eingestellt werden. Jeder dieser Chips wurde vor seiner Verwendung elektronisch vermessen und seine Spezifikationen in eine Datenbank eingetragen. Auf die nominellen Schwellen wird bei der Programmierung eines Chips ein spezifischer Wert aus der Datenbank addiert um Schwankungen in den gemessenen Parametern der Chips auszugleichen und um möglichst gleiche Bedingungen aller elektronischen Kanäle zu garantieren.

Chamber-Service-Module (CSM)

Die Daten über die Driftzeiten der Myonen sowie über die Ladung des entsprechenden Pulses werden pro Mezzanine-Karte über ein geschirmtes Multiplexkabel an das sogenannte Chamber-Service-Module (CSM) übergeben. Dort laufen die Daten aller Driftrohre zusammen und werden gebündelt über ein Glasfaserkabel an die weitere Ausleseelektronik übergeben, die nun nicht mehr am Detektor selbst stattfindet. Des Weiteren übermittelt das CSM die Programmierung der Mezzanine-Karten (z.B. die Einstellung der Diskriminatorschwellen).

Auf dem CSM wird auch das Triggersignal über ein weiteres Glasfaserkabel eingespeist, welches die Auslese der Daten auslöst.

Detector-Control-System-Box (DCS)

Des Weiteren ist auf jeder MDT-Kammer eine sogenannte Detector-Control-System-Box vorhanden. Über sie erhält das CSM die Daten für die Programmierung der Mezzanine-Karten. Außerdem liest sie die Magnetfeld- und Temperatursensoren einer MDT-Kammer aus, digitalisiert diese und leitet sie zur Datennahme weiter.

Abbildung 2.8 zeigt eine Übersicht über die einzelnen Komponenten der MDT-Kammerelektronik und verdeutlicht ihr gegenseitiges Zusammenspiel.

⁴ADC: Analog to Digital Converter

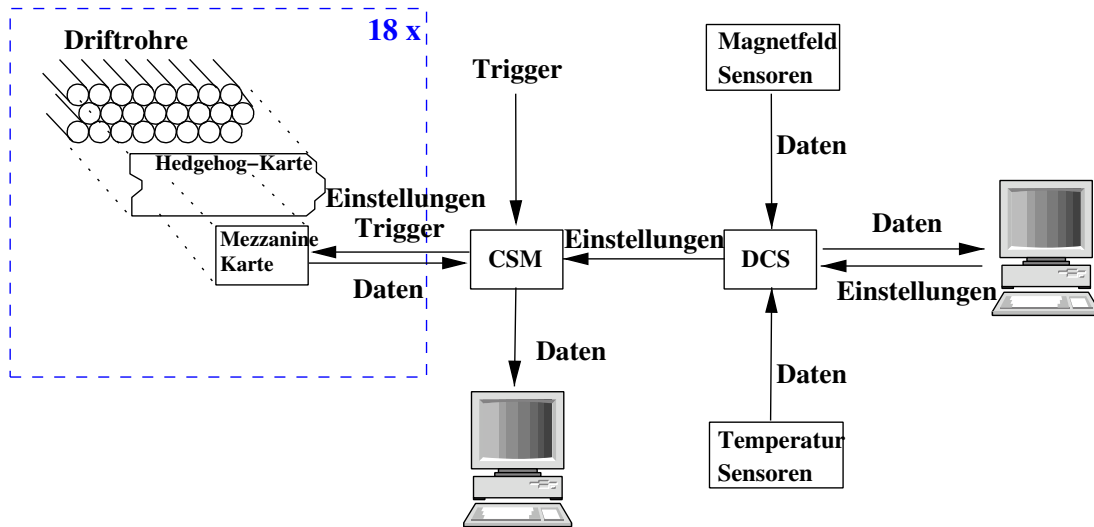


Abbildung 2.8: Zur Verdeutlichung des Zusammenspiels zwischen den einzelnen Komponenten der Ausleseelektronik einer MDT-Kammer

RasNik-Multiplexer

In dem sogenannten RasMux laufen alle Informationen des optischen Vermessungssystems einer MDT-Kammer zusammen. Dazu gehören die Kameras und LEDs des kammerinternen, sowie des Kammer-zu-Kammer-Alignierungssystems. Von ihm werden alle Messdaten an die Auswerterechner des optischen Alignierungssystems weitergeleitet.

Kapitel 3

Test und Integration der MDT-Kammern am CERN



Abbildung 3.1: Blick in die Montagehalle BB5 am CERN in der sämtliche Tests sowie die Integrationen aller am MPI gefertigten Kammern mit den Triggerkammern durchgeführt wurden. Im Vordergrund befindet sich eine vollständig integrierte Myonstation (siehe Text).

Von Juli 2005 bis März 2006 wurden die am MPI München gefertigten MDT-Kammern in einem luftgefederten und beheizbaren LKW, an das 600 km entfernte CERN-Gelände gebracht. In ihm konnten bis zu vier Kammern gleichzeitig transportiert werden. Um eventuelle Schäden durch den Transport auszuschließen, wurde an jeder Kammer nach ihrer Ankunft nochmals die Gasleckrate, die Hochspannungsstabilität, die Frontend-Elektronik, sowie das Rausch- und Ansprechverhalten gemessen. Fehlfunktionen wurden behoben, um sicherzustellen, dass alle MDT-Kammern die Anforderungen für den Betrieb in ATLAS erfüllen. Die Tests wurden in einer Montagehalle durchgeführt die etwa 4 km von der ATLAS-Kaverne entfernt liegt. Dort wurde jede Kammer auch mit ihren zwei B-Feld-Sensoren versehen und diese zusammen mit den 18 Temperatursensoren auf ihre Funktionalität überprüft. Außerdem wurden die optischen Vermessungssysteme zur Kammer-zu-Kammer-Überwachung montiert. Anschließend wurde jede MDT-Kammer zusammen mit einer RPC-Triggerkammer in eine gemeinsame Aluminium-Tragestruktur integriert. An der nun kompletten Myonstation wurde die Kompensation des Drahtdurchhanges der MDT-Kammer eingestellt und die Station schließlich in einem Teststand mit kosmischen Myonen auf ihre vollständige Funktionalität geprüft. Die genauen Kriterien für alle Tests sind in [15] beschrieben.

In diesem Kapitel werden die einzelnen Schritte, die in der Montagehalle „BB5“ durchgeführt wurden, erläutert und die Ergebnisse aller Testreihen aufgeführt.

3.1 Überblick über die in München gefertigten Kammern

Das MPI- und die LMU-München fertigten zusammen 72 BOS- und 16 BOF-MDT-Kammern. Dies sind Myondetektoren für die äußere Schicht im Barrelbereich des ATLAS-Myonspektrometers, die direkt auf der Außenseite der acht Toroidspulen installiert werden. Die Kammern des ATLAS-Myonspektrometers haben folgende Namenskonvention:

- Das „B“ der Identifikationsnummer kennzeichnet die Kammer als eine des Barrelbereiches, „E“ steht für Endkappenkammern.
- Das Spektrometer ist aus drei Lagen aufgebaut, der inneren (inner, I), der mittleren (middle, M) und der äußeren (outer, O).
- Das Myonspektrometer besteht aus 16 azimuthalen Sektoren. Die jeweils geraden Nummern stehen für sogenannte „kleine“ Kammern (small, S) auf den Toroidspulen, ungerade für große (large, L), zwischen den Toroidspulen. MDT-Kammern die in den Stahlfüßen des ATLAS-Detektors installiert sind, werden als Fußkammern (feet, F) gekennzeichnet.

3.1. ÜBERBLICK ÜBER DIE IN MÜNCHEN GEFERTIGTEN KAMMERN²⁵

- In jedem Sektor befinden sich 12 MDT-Kammern entlang der Strahlrichtung.
- Jeder Sektor ist in Strahlrichtung genau in der Mitte geteilt, die eine Hälfte wird als „A“-, die andere mit „C“-Seite bezeichnet.
- Die Position einer Kammer in einem Sektor wird von der Mitte aus abgezählt.

Der Name einer Kammer lautet also z.B.: BOS-1A-02 (Barrel Outer Small-Position 1 Seite A-Sektor 02). Die Fußkammern befinden sich in den Sektoren 12 und 14. Einige von ihnen sind, aufgrund ihrer Position im Detektor, schmaler als BOS-Kammern.

Eine spezielle Geometrie haben die BOS-Kammern der Position 6 jedes Sektors. Sie besitzen je eine rechteckige Aussparung in beiden Multilagern. Durch diese Öffnung verläuft ein optischer Alignierungs-Strahl, der die relative Position der Enkappenräder zum Barrelspektrometer vermisst. Wegen dieses so genannten Cutouts und ihrer Position an den beiden Enden jeden Sektors haben sie nur 64 Rohre pro Driftrohrlage, von denen jeweils 13 kürzer sind als die übrigen. In Tabelle 3.1 sind die Eigenschaften aller am MPI gefertigten MDT-Kammern aufgelistet.

Tabelle 3.1: Übersicht über alle am MPI München gebauten MDT-Kammern. N_{Rohre} ist die Anzahl an Driftrohren pro Lage. $N_{El.-K.}$ steht für die Anzahl an Elektronikarten pro Kartentyp (jeweils drei) und Multilage einer MDT-Kammer, N_{RPC} ist die Zahl der Triggerkammern pro Myonstation und N_{total} die Anzahl an Kammern, die vom jeweiligen Typ gefertigt wurden. In der letzten Zeile ist die Gesamtanzahl der Komponenten summiert.

Typ	Pos.	Sektoren	N_{Rohre}	$N_{El.-K.}$	N_{RPC}	N_{total}	Breite[mm]
BOS	1,2,3,4,5	2,4,6,8,10,16	72	18	1	58	2160
BOS	6	2,4,6,8,10,16	64	16	1	12	1920
BOS	1	8	48	12	1	2	1440
BOF	1	12,14	72	18	1	4	2160
BOF	3	12,14	64	16	2	4	1920
BOF	5	12,14	48	12	2	4	1440
BOF	7	12,14	40	10	2	4	1200
Σ	-	-	35616	4876	100	88	-

Die MDT-Kammernummer in allen folgenden Histogrammen und Graphen ist eine fortlaufende Nummer. Sie startet in Sektor 02 mit der Kammer BOS6A02.

Es werden dann zunächst die Kammern eines Sektors durchnummeriert, also BOS6A02, .., BOS1A02, BOS1C02, .., BOS6C02. Anschließend wird mit dem nächsten Sektor genauso verfahren, die MDT-Kammernummer 13 ist also die erste MDT-Kammer von Sektor 04 (BOS6A04). Zunächst sind die BOS Kammern durchnummeriert (1–72), anschließend die Fußkammern (73–88).

3.2 Kammertests und Ergebnisse

3.2.1 Lecktest

Die Drifteigenschaften in einem Rohr hängen stark von der Gaszusammensetzung ab. Aus diesem Grund dürfen die Leckraten eines Driftrohres nur sehr gering sein, um die Rückdiffusion von Luft so gering wie möglich zu halten. Vor allem Stickstoff wirkt sich stark auf das Driftverhalten der Elektronen aus. Sauerstoff ist stark elektro-negativ, bindet Primärelektronen und verringert somit die Effizienz eines Driftrohres. Deswegen wurde als Spezifikation für die MDT-Kammern eine maximale Leckrate pro Rohr von $1 \cdot 10^{-8}$ bar l/s festgelegt, die im folgenden „ATLAS-Leckrate“ genannt wird. Für die Komponenten der Gasversorgung, mit allen Anschlüssen und Ventilen auf einer Kammer, wurde die gleiche maximale Leckrate wie für die Driftrohre festgelegt. Die erlaubte Gesamtleckrate der MDT-Kammer ist deshalb doppelt so groß, wie für die Summe der Rohre zusammen. Die erlaubte Leckrate für eine MDT-Kammer berechnet sich zu:

$$L = 2 \cdot N_{Rohr} \cdot 10^{-8} \frac{\text{bar l}}{\text{s}}.$$

Der Druckabfall Δp aufgrund der Gesamtleckrate beträgt:

$$\Delta p = L \cdot \frac{\Delta t}{V}.$$

Δt sei darin die Zeit über die der Druckabfall Δp stattfindet und V das Gasvolumen einer MDT-Kammer. Der Druckabfall einer in München gefertigten BOS-Kammer mit 432, 3,8 m langen Rohren und mehr als 3400 O-Ring Dichtungen darf somit,

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{\Delta t} &= \frac{2 \cdot N_{Rohr} \cdot 10^{-8} \frac{\text{bar l}}{\text{s}}}{N_{Rohr} \cdot V_{Rohr}}, \\ &= \frac{2 \cdot 10^{-8} \frac{\text{bar l}}{\text{s}}}{V_{Rohr}}, \\ &= 0.68 \frac{\text{mbar}}{\text{Tag}}, \end{aligned}$$

betragen. Und hängt nur vom Volumen eines einzelnen Driftrohres ab.

Die Bestimmung der Leckrate erfolgt über die Messung des Druckabfalls in einer Multilage über einen bestimmten Zeitraum. Das Problem an dieser Art der Messung ist, dass sie lange Zeit beansprucht um die Leckrate trotz Temperaturschwankungen genau genug zu bestimmen. Aufgrund des engen Zeitplans für die Installation der Kammern in ATLAS, war die zur Verfügung stehende Zeit für diesen Test jedoch auf wenige Tage begrenzt.

Zudem musste die Messung in einer unklimateisierten Halle durchgeführt werden. Eine Änderung der Gastemperatur um 1 K bewirkt aber bereits einen Druckanstieg von etwa 10 mbar. Bei einigen Messungen wurden Temperaturvariationen von bis zu 6 K registriert. Der Messfehler entspricht somit einem Vielfachen der erlaubten ATLAS-Leckrate. Aus diesem Grund wurden zusätzlich zur Druckmessung gleichzeitig die 18 Temperatursensoren einer Kammer ausgelesen, um den Druck auf diese Schwankungen zu korrigieren:

$$p(t)_{\text{korrigiert}} = p(t) - (T(t) - T(0)) \frac{p(0)}{T(0)}.$$

$p(t)$ ist dabei der gemessene zeitliche Druckverlauf und $p(0)$ der Druck bei der ersten Messung. Analog dazu beschreibt $T(t)$ den Verlauf der Temperatur über den Zeitraum der Messung. Die Temperatur einer Multilage berechnet sich aus dem Mittelwert ihrer sechs Temperatursensoren. $p(t)_{\text{korrigiert}}$ ist somit der auf Temperaturvariationen korrigierte Druckverlauf.

Schwankungen in der Temperatur bewirken jedoch auch Gradienten entlang einer Multilage, da sich nicht alle Gasvolumina an den unterschiedlichen Orten der Kammer gleichmäßig erwärmen bzw. abkühlen und auch die Drucksensoren selbst zeigten sich sensitiv auf Temperaturänderungen was die Genauigkeit der Leckradenmessung beeinträchtigte. Dazu kommt, dass die Temperatursensoren aufgrund ihrer geringeren Masse, Temperaturdifferenzen schneller anzeigen als sich die Temperatur des Gases ändert.

Jede Kammer wurde jedoch bereits bei ihrer Produktion auf ihre Dichtigkeit hin geprüft. Deshalb wurde als Kriterium das zehnfache der erlaubten ATLAS-Leckrate festgelegt, um große Lecks, die durch den Transport entstanden sein könnten zu identifizieren [15]. Trotzdem musste jede Multilage einer MDT-Kammer zwischen 2 und 4 Tagen überprüft werden um eine verlässliche Aussage über die Leckrate zu erhalten.

Mit dem vorhandenen Messaufbau und Auslesesystem war es möglich, zwei Druckmessungen gleichzeitig durchzuführen. Um den Durchsatz an gemessenen MDT-Kammern zu erhöhen, wurde nicht eine Kammer durchgehend über den gesamten Zeitraum getestet, sondern es wurden mehrere Messungen von jeweils mindestens 30 Minuten Dauer über 2–4 Tage verteilt. Somit konnten bis zu sechs Kammern gleichzeitig getestet werden. Zwischen den unterschiedlichen Multilagen und Kammern konnte mit einem System aus Ventilen umgeschaltet werden, die verkürzten Testzeiten erhöhten dabei jedoch den Messfehler.

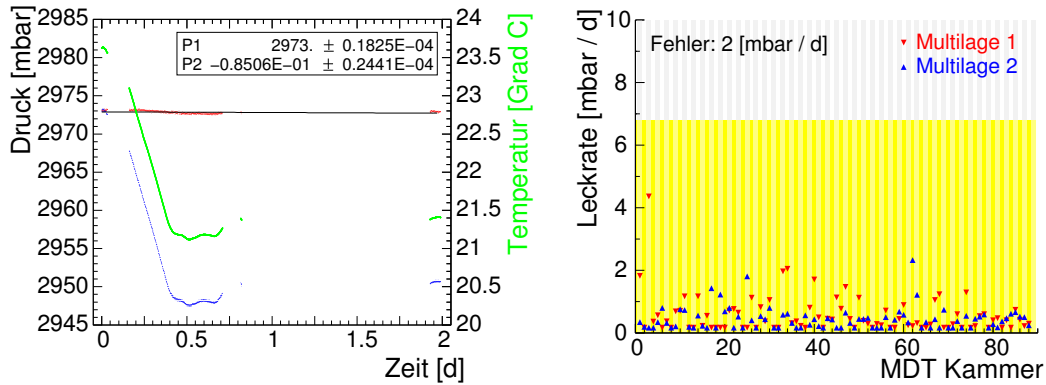


Abbildung 3.2: Links: Zeitlicher Verlauf des Gasdrucks (blau) in einer Multilage der BOS6C02. In Grün ist die gemessene Temperatur und in Rot der auf Temperaturänderungen korrigierte Druck eingetragen. Der korrigierte Druck fällt linear mit der Zeit ab. Rechts: Am CERN gemessene Leckraten beider Multilagen aller BOS/BOF-Kammern. Der gelbe Bereich gibt den für diesen Test erlaubten Bereich der 10-fachen ATLAS-Leckrate an.

Abbildung 3.2 links zeigt die Leckratenmessung einer BOS-Multilage. Deutlich zu sehen ist, dass der Druckverlauf genau dem Temperaturverlauf folgt. Die Leckrate wurde über den Zeitraum von zwei Tagen bestimmt. In dieser Zeit wurden vier Messungen durchgeführt. Die zweite dieser vier Einzelmessungen dauerte etwas mehr als 12 Stunden, in denen die Temperatur von 23° C auf knapp 21° C abfällt. Der Druck sinkt in der selben Zeit von 2968 mbar auf 2948 mbar. Zusätzlich ist der auf die Temperaturänderung korrigierte Druck eingetragen. Es lässt sich deutlich ein linearer Abfall erkennen. Durch die Messpunkte wird eine Gerade gelegt, die Leckrate ist dann gleich ihrer Steigung und betrug bei dieser Kammer 0,085 mbar/Tag.

In Abbildung 3.2 rechts sind die Leckraten aller in BB5 gemessenen BOS/BOF-Kammern eingetragen. Aufgrund der dargelegten Schwierigkeiten bei der Messung liegt ihre Genauigkeit bei etwa 2 mbar/Tag. Innerhalb der Fehler liegen somit alle Kammern weit unterhalb der für diesen Test erlaubten, maximalen, Leckrate von 6,8 mbar/Tag.

3.2.2 Hochspannungstest

Vibrationen und Stöße, die während des über 600 km langen Transports, und vor allem beim Auf- und Abladen der Kammern auftreten, stellen eine große Belastung für die nur 50 μm starken Anodendrähte der Driftrohre dar. Um gerissene Drähte und Schäden oder Verunreinigungen an der Hochspannungsversorgung der Driftrohre festzustellen, wurde der Dunkelstrom jeder Rohrlage einer MDT-Kammer gemessen. Dazu wurde die nominelle Hochspannung von 3080 V an die

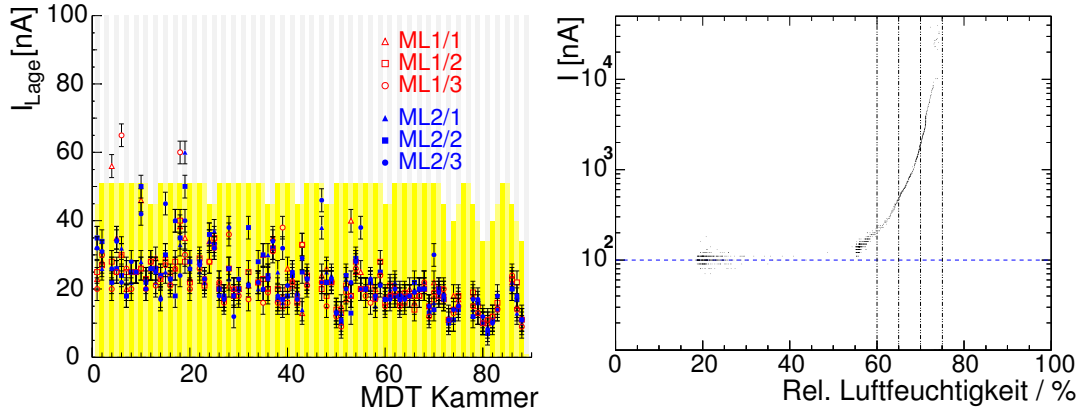


Abbildung 3.3: Links: Dunkelströme der einzelnen Rohrlagen aller BOS/BOF-Kammern nach 5 Minuten. Der gelbe Bereich gibt den maximal erlaubten Stromfluss einer Rohrlage an. Rechts: Abhängigkeit des Dunkelstroms einer BOS-Kammer von der relativen Luftfeuchtigkeit. Der erhöhte Leckstrom bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von über 60% ist auch der Grund für die vier Werte im linken Diagramm, die oberhalb des Grenzwerts liegen.

Driftrohre angelegt und der Stromfluss auf jeder Rohrlage gemessen. Als Hochspannungsversorgung wurden Geräte des Typs *ISEG SHQ* verwendet, die eine Auflösung von 1 nA besitzen.

Ist ein Anodendraht gerissen, so entsteht durch ihn ein elektrischer Kontakt zwischen Anode und Rohrwand. Dies ist durch den starken Stromfluss bei bereits niedriger Spannung leicht identifizierbar. Eine Ausnahme ist dabei der Fall, dass der Draht direkt am Endstopfen der HV-Seite reißt und somit keinen Kontakt zwischen Anode und Kathode über die Hochspannungsversorgung herstellt. Dieser Fall wird später bei Rauschtest als „totes Rohr“ identifiziert.

Abbildung 3.3 links zeigt die gemessenen Dunkelströme pro Rohrlage aller BOS/BOF-Kammern. Der maximal erlaubte Dunkelstrom I_{Rohr} pro Driftrohr beträgt für 3400 V [15]:

$$I_{\text{Rohr}} = 2 \cdot l_{\text{Rohr}} \text{ [nA]}$$

Dabei sei l_{Rohr} die Länge des Driftrohres in Metern.

Da die Kriterien für 3400 V festgelegt wurden und sich die Gasverstärkung in einem Driftrohr alle 80 V verdoppelt, ist der erlaubte Dunkelstrom bei 3080 V um den Faktor 16 geringer und beträgt für eine BOS-Kammer 0,7 nA pro Driftrohr. Da auch in den Hedgehog-Karten ein Dunkelstrom fließt, ist die Grenze einer Multilage, für 3080 V, festgelegt auf:

$$I_{\text{Multilage}} = \frac{2 \cdot l_{\text{Rohr}}[\text{m}] \cdot N_{\text{Rohr}} + 5 \cdot N_{\text{Hedgehogkarte}}}{16} \text{ [nA]}$$

N_{Rohr} bezeichne dabei die Anzahl an Driftröhren und $N_{Hedgehogkarte}$ die Anzahl an Hedgehogkarten pro Multilage.

Die Driftröhranlage einer BOS-Kammer mit 72 Röhren hat somit eine Grenze von ca. 50 nA. Dieser Bereich ist in Abbildung 3.3 gelb gekennzeichnet. Die Kammern an den Positionen BOS6 haben nur 64 Röhre pro Lage und deswegen, ebenso wie die Fußkammern, einen geringeren erlaubten Dunkelstrom pro Lage.

Auffällig ist, dass vier Lagen, in dem Kammernummer-Bereich 1-20, oberhalb der Grenze liegen und in diesem Bereich alle gemessenen Dunkelströme höher sind als bei den übrigen Kammern. Grund dafür ist, dass diese MDT-Kammern als erste im Sommer 2005 getestet wurden. Zu dieser Zeit betrug die relative Luftfeuchtigkeit am Teststand bis zu 95%. In Abbildung 3.3 rechts ist exemplarisch der Dunkelstrom einer MDT-Kammer (beide ML) gegen die relative Luftfeuchtigkeit aufgetragen. Ab etwa 60% relativer Luftfeuchtigkeit steigt der Stromfluss in der Kammer exponentiell an. Dies geht auf die Leckströme auf den Hedgehog-Karten zurück. Aus diesem Grund ist es bei den in München gebauten MDT-Kammern, möglich die Faraday-Käfige mit den Hedgehog-Karten mit Stickstoff oder trockener Druckluft zu spülen um die Feuchtigkeit auf den Karten so gering wie möglich zu halten. Die Infrastruktur für die Stickstoffspülung am CERN war bei den ersten getesteten MDT-Kammern noch nicht verfügbar. Deswegen wurde bei einigen von ihnen ein höherer Dunkelstrom gemessen.

3.2.3 Test der Ausleseelektronik und Rauschtest

Nach bestandem Leck- und Hochspannungstest wurde bei jeder Kammer das Rauschverhalten untersucht. Dazu wurden alle Signale aufgezeichnet, welche die nominelle Schwelle von 42 mV mit einer Hysterese von 8,75 mV überschreiten. Ein Signal wird dann als Treffer angesehen, wenn das erste Mal die Diskriminatorschwelle von $42 + 8,75 = 50,75$ mV überschritten wird. Fällt der Wert unter 42 mV ab, so gilt das Signal als beendet. Zur Kontrolle wurde die Rate zusätzlich bei Schwellen von 38, 34 und 30 mV gemessen.

Für den Rauschtest wurde jeder ASD-Chip der Mezzanine-Karten mit seinen individuellen Schwellen programmiert (siehe Kapitel 2.3.2). Die Datennahme wurde mit einem 10 kHz Software-Trigger ausgelöst und die jeweilige Anzahl an Treffern pro Rohr aufgezeichnet. Die Messung wurde nach $1 \cdot 10^6$ Triggern gestoppt und betrug damit 100 s. Die Rauschrate pro Rohr berechnet sich zu:

$$\text{Rauschfrequenz} = \frac{\text{Anzahl Ereignisse pro Rohr}}{\text{aktives Zeitfenster} \cdot \text{Gesamtzahl an Triggern}}$$

Das aktive Zeitfenster ist dabei der Zeitbereich der Ausleseelektronik in dem Ereignisse akzeptiert werden und beträgt $1 \mu\text{s}$. Der Trigger löst alle $100 \mu\text{s}$ die Datennahme aus. Bei den erwarteten Raten von einigen hundert Herz ist die Wahrscheinlichkeit somit gering, dass die Diskriminatorschwelle, innerhalb des Zeitfensters, öfters als einmal durch elektronisches Rauschen oder Entladungen

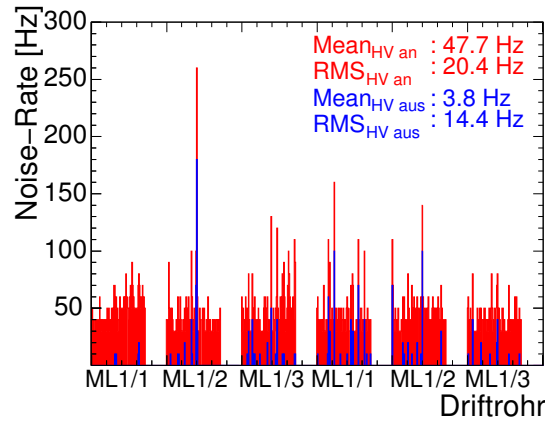


Abbildung 3.4: Rauschrate der einzelnen Rohre, gruppiert in Rohrlagen und Multilaggen (ML), in einer BOS-Kammer mit (rot) und ohne (blau) angelegter Hochspannung.

überschritten wird. Damit wird sichergestellt, dass die gesamte Rauschrate gemessen wird. Ein zweites Signal würde innerhalb der Totzeit des Verstärkers liegen, die etwa die selbe Größe wie das aktive Zeitfenster der Ausleseelektronik hat, und von der Datennahme nicht erfasst.

Die Rauschmessung wurde mit aus- und eingeschalteter Hochspannung (3080 V) durchgeführt, um zwischen elektronischem Rauschen und Entladungen in einem Rohr unterscheiden zu können. Die maximale Rate durfte 5 kHz/Kanal nicht überschreiten. Die gleiche Grenze gilt auch für die Mittelwerte über eine Rohrlage. Dieser Wert wurde so gewählt, dass das Rauschen gegen die Ereignisrate in ATLAS vernachlässigbar ist [15].

In Abbildung 3.4 sind exemplarisch die Rauschfrequenzen der BOS1A02-Kammer für jedes Driftrohr der Kammer aufgetragen. In der zweiten Lage der ersten Multilage ist z.B. ein Kanal zu sehen, dessen Rauschfrequenz signifikant größer ist als die der übrigen Rohre. Die Differenz zwischen der Rate mit und ohne Hochspannung ist jedoch vergleichbar mit den Differenzen der übrigen Kanäle. Das Rauschen kann somit einem elektronischen Bauteil zugeordnet werden, liegt aber mit einer Rauschrate von nur ca. 250 Hz deutlich unter dem erlaubten Grenzwert.

Auf der linken Seite der Abbildung 3.5 sind die mittleren Rauschraten einer Kammer mit ihren Standardabweichungen gegen die Kammernummer, mit und ohne angelegte Hochspannung aufgetragen. Alle mittleren Raten liegen etwa um den Faktor 100 unter der festgelegten Grenze von 5 kHz. Die vier BOF1-Kammern (sie haben die Kammernummern 76, 77, 84 und 85) wurden bereits Anfang 2005 in den ATLAS-Detektor installiert. Da zu dieser Zeit bei der Datennahme die Programmierung der individuellen Diskriminatorschwellen noch nicht möglich war, zeigen sie eine erhöhte Rauschrate.

Die rechte Seite der Abbildung 3.5 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Rauschraten

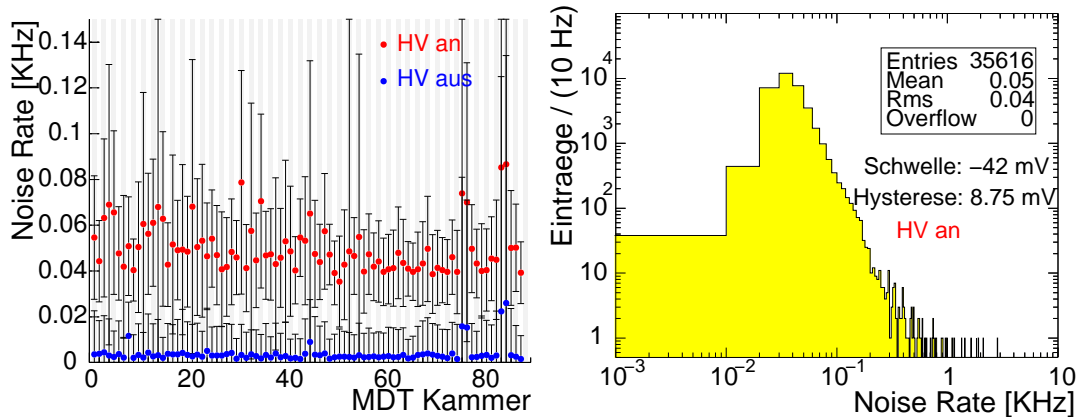


Abbildung 3.5: Links: Mittelwerte mit Standardabweichung der Rausratenverteilung aller Rohre einer Kammer aufgetragen gegen die Kammernummer. Rechts: Häufigkeitsverteilung der gemessenen Rausraten der fast 36000 getesteten Rohre mit angelegter Hochspannung. Die Einträge im ersten Bin sind die 38 bekannten toten Rohre. Die maximal erlaubte Zählrate beträgt 5 kHz.

bei angelegter Hochspannung für die Driftrohre aller BOS- und BOF-Kammern. Kein Kanal überschritt die 5 kHz-Grenze.

Mit diesem Test können außerdem tote Kanäle identifiziert werden. Tabelle 3.2 zeigt eine Übersicht aller in München und am CERN registrierten toten Rohre.

3.3 Integration der MDT- und RPC-Kammern zu vollständigen Myonstationen

Jede BOS- und BOF-Kammer wurde am CERN zusammen mit einer¹ RPC-Kammer zu einer vollständigen, so genannten Myonstation kombiniert. Aufgrund der speziellen Lage dieser Kammern im ATLAS-Myonspektrometer auf der Außenseite der Toroidspulen benötigen sie zum Verbund mit der Triggerkammer eine spezielle Aluminium Tragestruktur, den so genannten Common Support. Dieser besteht aus einem rechteckigen Rahmen aus Aluminium U-Profilen, in den die RPC-Kammer mit einer Genauigkeit von ± 1 mm eingepasst wird. Die Ortsauflösung einer RPC-Kammer liegt in der Größenordnung von $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$, die Positionierungsgenauigkeit ist also um eine Zehnerpotenz besser. Auf der Unterseite der Tragestruktur sind an den Besselpunkten, für die der geringste Längsdurchhang auftritt, auf beiden Seiten Gleitlager montiert. Auf diesen wurde die fertige Myonstation auf Schienen parallel zur Kammerebene und senkrecht

¹Die BOF-Kammern der Positionen 3,5,7 haben zwei RPC-Triggerkammern auf beiden Seiten der MDT-Kammer

Tabelle 3.2: Übersicht über alle abgehängte Rohre und gerissenen Drähte der BOS/BOF-Kammern.

Name	Multilage	Lage	Rohr	Karte	Kanal	Grund
BOS1A02	2	2	35	8	13	Gasleck im Endstopfen
BOS6A02	1	1	21	5	6	Draht gerissen
BOS4A04	2	2	22	4	12	erhöhter Dunkelstrom
BOS5A04	1	1	21	5	6	Draht gerissen
BOS5A04	1	1	28	7	7	Draht gerissen
BOS4A06	1	3	60	15	23	Draht gerissen
BOS1A08	1	3	3	1	2	Rohr beschädigt
BOS5A08	1	1	50	13	3	Gasleck im Endstopfen
BOS5A08	1	2	50	13	11	Gasleck im Endstopfen
BOS6A10	2	3	17	4	17	Draht gerissen
BOS6A10	2	3	42	10	19	erhöhter Dunkelstrom
BOS3A16	2	3	9	2	17	Draht gerissen
BOS4A16	1	1	20	5	7	Gasleck im Endstopfen
BOS5A16	1	3	3	1	21	Gasleck im Endstopfen
BOS6A16	2	3	64	14	16	Draht gerissen
BOS2C02	1	3	1	0	1	Rohr beschädigt
BOS2C02	1	3	36	8	7	unbekannt
BOS3C02	2	1	1	1	17	Gasleck im Endstopfen
BOS1C06	1	1	44	10	23	Gasleck im Endstopfen
BOS3C06	2	2	17	5	9	Draht gerissen
BOS2C08	1	3	10	2	3	Draht gerissen
BOS2C08	1	3	65	16	1	Gasleck im Endstopfen
BOS2C10	2	3	32	7	2	Draht gerissen
BOS5C10	2	3	57	15	1	Gasleck im Endstopfen
BOS2C16	2	2	72	17	10	Draht gerissen
BOS3C16	1	1	55	12	18	Gasleck im Endstopfen
BOS4C16	1	3	1	0	1	Draht gerissen
BOF1A12	1	3	2	1	19	Draht gerissen
BOF1A12	2	1	9	2	1	Gasleck im Endstopfen
BOF1A12	2	1	33	8	1	Gasleck im Endstopfen
BOF3A12	1	3	19	5	21	Gasleck im Endstopfen
BOF3A12	2	3	25	6	17	Gasleck im Endstopfen
BOF3A12	2	3	50	12	19	Gasleck im Endstopfen
BOF1A14	1	3	44	10	7	Gasleck im Endstopfen
BOF1A14	2	1	62	15	16	Gasleck im Endstopfen
BOF7C12	1	3	24	4	0	Gasleck im Endstopfen
BOF5C14	1	3	19	4	5	Gasleck im Endstopfen
BOF5C14	1	3	45	10	6	Gasleck im Endstopfen

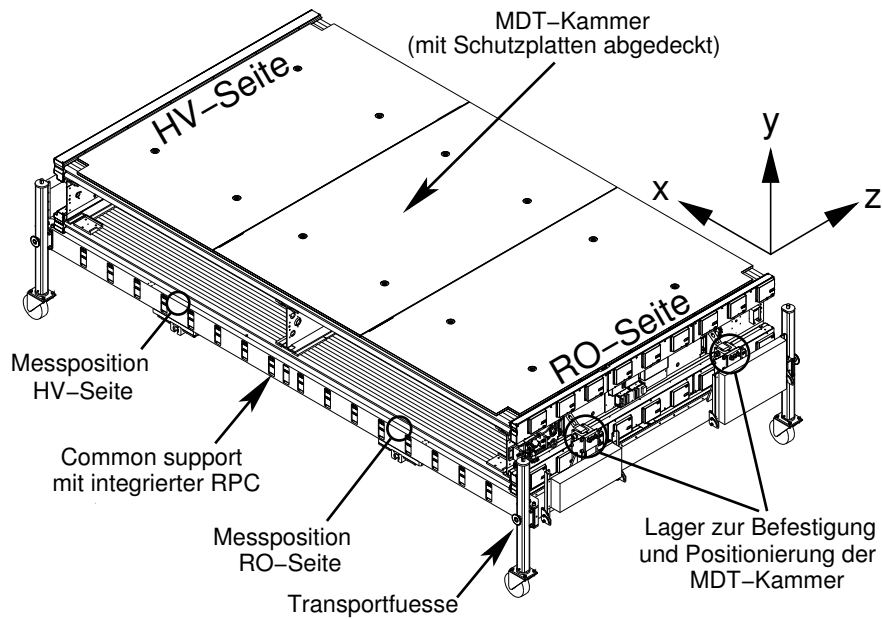


Abbildung 3.6: Zeichnung einer vollständigen Myonstation. Es sind die zwei einstellbaren Lager der Ausleseseite (RO), mit denen die MDT-Kammer auf dem Common Support befestigt ist, sowie die Messpositionen zur Ausrichtung der MDT-Kammer in y-Richtung gekennzeichnet.

zu den Rohren an der für sie vorgesehenen Position im Detektor installiert (im folgenden als Schienenlager bezeichnet).

Die MDT-Kammer wird mit einer Dreipunktaufhängung in kinematischen Gleitlagern auf den Common Support befestigt. Diese Aufhängung besteht aus zwei Lagern auf der Ausleseseite (RO-Seite) sowie einem auf Seite der Hochspannungsversorgung (HV-Seite). Mit Hilfe dieser drei Gleitlager ist es möglich die MDT-Kammer mit einer Genauigkeit von ± 1 mm in x-, y- und z-Richtung relativ zum Common Support auszurichten. Die MDT-Kammer ist nur am rechten Lager RO-Seite in allen drei Raumrichtungen fixiert. In dem Lager der HV-Seite sind geringe Translationen in x- und z-Richtung, sowie kleine Rotationen um die x-Achse möglich. In dem linken Lager der RO-Seite ist die Kammer beweglich in z-Richtung. Dadurch wird sichergestellt, dass sich die Kammer bei thermischer Ausdehnung und während ihrer Positionierung nicht mechanisch verspannen kann.

Abbildung 3.6 zeigt die technische Zeichnung einer vollständigen Myonstation auf Transportfüßen und legt die Definition des Koordinatensystems dar. Auch im Vordergrund des Bildes 3.1 ist eine vollständige BOS-Myonstation zu sehen. Besonders anspruchsvoll erwies sich die genaue Positionierung der MDT-Kammer in y-Richtung, da die Einstellung auf 1 mm unter dem späteren Einbauwinkel im Spektrometer stimmen mußte. Als Referenz wurde der Abstand zwischen

den Aluminium-U-Trägern des Common Supports zur ersten Driftrohrlage der MDT-Kammer über den vier Schienenlagern gewählt. Dieser Abstand sollte bei BOS-Kammern der oberen Sektoren (2, 4, 6, 8), bei denen die RPC unter der MDT-Kammer liegt, 24,5 mm betragen. Bei den restlichen Sektoren (10, 16), in denen die Myonstationen „überkopf“ hängen, wurde ein Sollabstand von 29,5 mm gewählt. Bei den Fußkammern wurde, ein Abstand von 24,5 mm an den vier Ecken, nicht also über den Schienenlagern, eingestellt².

Aufgrund der Dreipunktaufhängung erwies sich auch die Verkipfung der Kammer um die x-Achse als ein Problem bei der Positionierung. Vor allem auf der HV-Seite war diese deutlich zu bemerken, da dort die MDT-Kammer nur in der Mitte in einem Gleitlager befestigt ist.

Nach Integration der Myonstation und der Positionierung der MDT-Kammer, wurde die nun etwa 1000 kg schwere Station an den vier Schienenlagern in einem Tragegestell befestigt und in einem Rotator auf den nominellen Winkel in ATLAS gedreht (eine Myonstation im Rotator ist im Hintergrund der Abbildung 3.1 zu erkennen). Unter dem Winkel wurden sämtliche eingestellte Abstände überprüft. Aus Sicherheitsgründen war keine Korrektur unter Winkel möglich, deswegen musste die Kammer dazu vom Rotator gehoben werden.

Abbildung 3.7 links zeigt die Abweichung der gemessenen Abstände in y-Richtung, die bei den Kammern im Rotator gemessen wurden, von den nominellen Werten auf der Hochspannungsseite (HV) und Ausleseseite (RO) aller Stationen. Aufgetragen sind die Mittelwerte der jeweils auf beiden Kammerseiten gemessenen Abstände gegen die Kammernummer. Aufgrund des sehr knappen Zeitplans für die Tests und Integration der MDT-Kammern von Juli bis Oktober 2005, weichen die Werte dieser Myonstationen stärker ab als die der restlichen Kammern. Für deren Einstellung stand etwas mehr Zeit zur Verfügung und ihre Positionierung konnte, falls nötig, nachkorrigiert werden.

Auf der rechten Seite in Abbildung 3.7 ist der Drehwinkel der MDT-Kammern um die x-Achse relativ zum Common-Support aufgetragen. Sie wurde aus den gemessenen Abständen auf der HV-Seite der Kammer unter nominellen ATLAS-Winkel berechnet. Deutlich ist eine systematische Abweichung zu negativen α_x zu erkennen die auf der RO-Seite der Kammern nicht auftritt. Der wahrscheinlichste Grund dafür ist, dass das Tragegestell, in dem die Station im Rotator befestigt wurde, eine Verwindung des Common Supports verursachte. Da die MDT-Kammer auf der RO-Seite an zwei Punkten mit dem Common Support verbunden ist, kann diese Verwindung nur auf der HV-Seite festgestellt werden. Alle Abstände wurden nach der Installation der Stationen in den Detektor erneut überprüft [16].

²Diese Abstände wurden den vier BOF1-Kammern eingestellt. Diese Stationen wurden bereits Anfang 2005 in ATLAS installiert. Um keine unterschiedliche y-Abstände in einem Sektor zu vermeiden, wurde auch für alle anderen BOF-Kammern dieser Abstand gewählt.

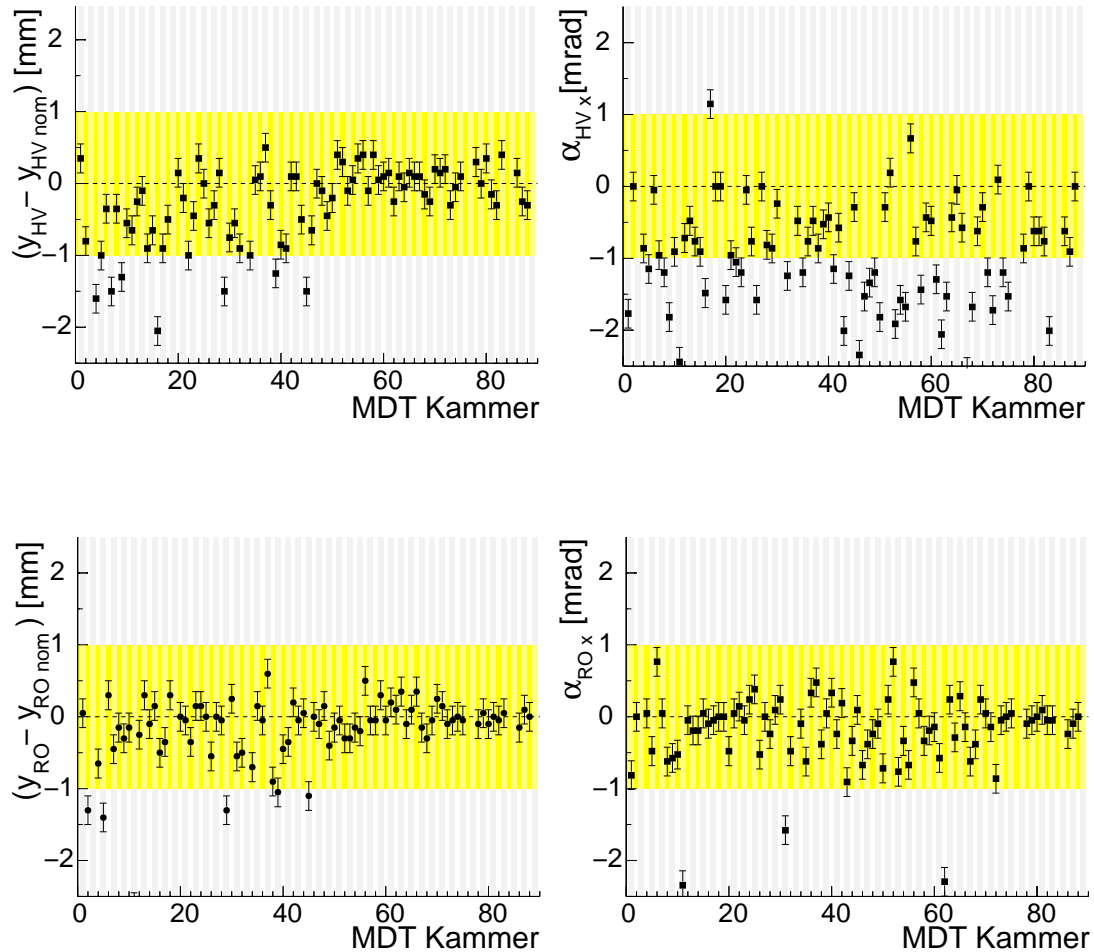


Abbildung 3.7: Links: Differenz zwischen gemessenen und nominellen, mittleren Abständen in y-Richtung zwischen MDT-Kammer und Common-Support für alle 88 BOS/BOF-Kammern unter dem nominellen Winkel in ATLAS, die auf der Hochspannungsseite (oben) und der Ausleseseite (unten) gemessen wurden. Der angestrebte Einstellbereich $\pm 1\text{mm}$ ist gelb eingezeichnet. Rechts: Drehwinkel der eingestellten MDT-Kammer um die x-Achse relativ zum Common-Support, gemessen auf der HV-Seite (oben) und der RO-Seite (unten)

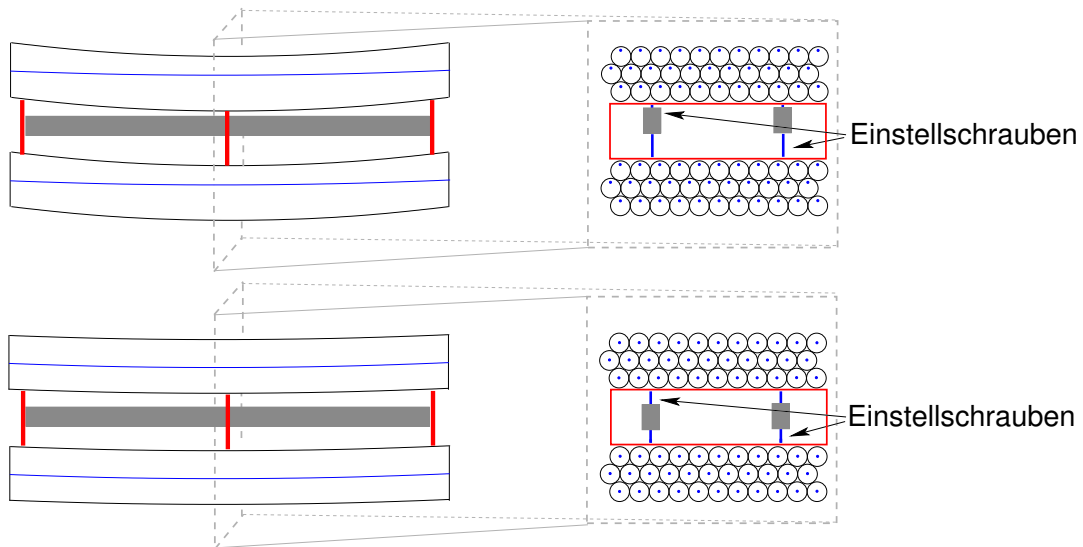


Abbildung 3.8: Zur Erläuterung der Anpassung des Rohrdurchhangs an den Drahtdurchhang: Die Driftrohre hängen bis zu $600 \mu\text{m}$ durch, der Anodendraht nur ca. $200 \mu\text{m}$. Mit zwei Einstellschrauben wird mit dem mittleren Querträger der Tragstruktur auf die Rohrlagen gedrückt, bis der Rohrdurchhang dem Drahtdurchhang entspricht.

3.4 Ausgleich des Rohrdurchhangs

Wie bereits in Kapitel 2.1 erwähnt, hängt der Anodendraht eines Driftrohres in einer BOS-Kammer, je nach Winkel der Kammer im Spektrometer, um bis zu $200 \mu\text{m}$ durch. Dieser Durchhang relativ zur Rohrwand würde Asymmetrien in der elektrischen Feldverteilung in den Rohren zur Folge haben und die Ortsbestimmung des Myondurchganges beeinträchtigen. Bei den MDT-Kammern des Barrelbereiches ist es deswegen vorgesehen, den Durchhang der Driftrohre dem Drahtdurchhang anzugleichen. Dazu kann mit dem mittleren Querträger der Aluminium Tragstruktur, auf welchen die Driftrohre aufgeklebt sind, auf die Rohrlagen gedrückt werden. Die Kammer wird dadurch leicht in y-Richtung durchgebogen. Diese Verformung kann bis auf $2 \mu\text{m}$ genau mit dem internen, optischen Alignierungssystem gemessen werden. Da die Meßwerte des internen Alignierungssystems für eine vollständig ebene Kammer auf einem Granittisch als Referenz aus der Konstruktion bekannt ist, können die Zielwerte je nach Kammerwinkel aus der bekannten Drahtspannung berechnet werden. Um eine Verwindung der Kammer auszuschließen, gibt es zwei Einstellschrauben auf beiden Seiten des mittleren Querträgers (zur Erläuterung siehe Abbildung 3.8). In Tabelle 3.3 ist der berechnete Drahtdurchhang für jede BOS-/BOF-Kammer eingetragen. In Abbildung 3.9 links sind die Abweichungen der gemessenen Anpassung des Rohrdurchhangs von ihrem nominellen Wert für alle BOS-Kammern eingetragen. Die

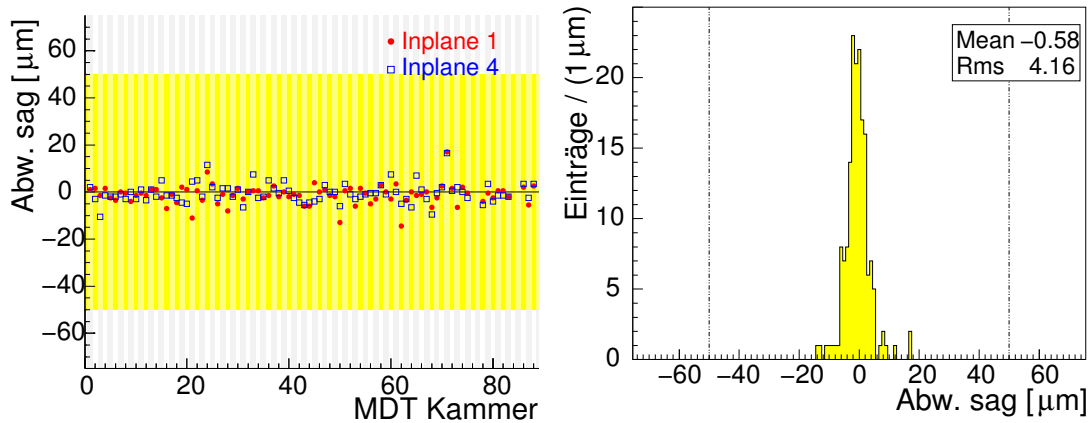


Abbildung 3.9: Erzielte Präzision bei der Anpassung des Rohrdurchhangs (sag) an den Drahtdurchhang

Tabelle 3.3: Die berechneten Drahtdurchhänge für alle am MPI-München konstruierten MDT-Kammern. Ein negativer Drahtdurchhang ergibt sich für MDT-Kammern, die „überkopf“ hängen.

Typ	Pos.	Sektoren	Drahtdurchhang in μm
BOS	1,2,3,4,5,6	4,6	174
BOS	1,2,3,4,5,6	2,8	79
BOS	1,2,3,4,5,6	10,16	-79
BOF	1,3,5,7	12,14	-174

beiden verschiedenfarbigen Punkte symbolisieren darin die Messwerte der zwei longitudinalen Strahlen des optischen Vermessungssystems auf beiden Seiten der MDT-Kammer, die für die Verformung in y-Richtung relevant sind. Die maximal erlaubte Abweichung beträgt $50 \mu\text{m}$ ³. Wie das Histogramm auf der rechten Seite zeigt, liegen die Werte gaussförmig, mit einem RMS-Wert von nur etwa $4 \mu\text{m}$ um Null verteilt.

3.5 Höhenstrahlungsteststand

Bevor die Myonstationen in den ATLAS-Detektor eingebaut wurden, wurde die Funktionalität der MDT- und RPC-Kammern ein letztes Mal mit Hilfe von Myonen aus der Höhenstrahlung überprüft. Zu diesen Zweck stand in der Monta-

³Die Ortsauflösung in Drahtnähe beträgt etwa $300 \mu\text{m}$. Aus diesem Grund ist eine Abweichung der Drahtposition $< 50 \mu\text{m}$ vom Zentrum akzeptabel. Ebenso wirkt sich eine solche Fehlpositionierung nur geringfügig auf die elektrische Feldformung aus.



Abbildung 3.10: Bild des Höhenstrahlungsteststands am CERN. Drei Myonstationen können über Schubladen eingeschoben werden. Ober- und unterhalb des Kammerturmes befindet sich je eine RPC zum Auslösen der Datennahme beim Durchgang eines Myons aus der kosmischen Höhenstrahlung. Auf dem Bild sind, von oben nach unten, eine BOS-, BOF- sowie eine an der Universität Freiburg gebaute BOG-Kammer im Teststand zu sehen.

gehalte BB5 ein Höhenstrahlungsteststand zur Verfügung, in dem bis zu drei Myonstationen gleichzeitig gemessen werden können. Die Stationen können dazu in Schubladen in den Teststand eingeschoben werden. Ober- und unterhalb der zu testenden Kammern befindet sich zu Triggerzwecken je eine RPC. Die Triggerrate in diesem Aufbau betrug etwa 150–200 Hz. Mit jeder Station wurden mindestens eine Million Ereignisse aufgezeichnet, um für die Tests eine ausreichend hohe Statistik zur Verfügung zu haben.

Mit diesem Test wurden nochmals alle BOS-Kammern auf ihre Effizienz, die Drifteigenschaften sowie ihr Rausch- und Ansprechverhalten untersucht. Ein Foto des Testaufbaus ist in Abbildung 3.10 zu sehen.

Im folgenden sollen die einzelnen Tests, die an den MDT-Kammern durchgeführt wurden, erläutert werden. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus findet sich in [17].

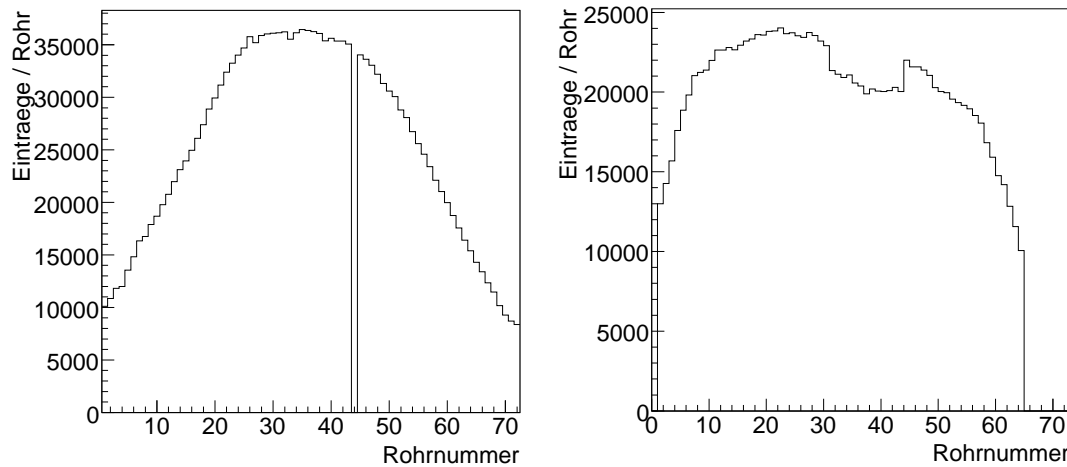


Abbildung 3.11: Trefferverteilung einer Rohrlage einer BOS-Kammer mit einem toten Rohr (links) und einer Cutout-Kammer (rechts), gemessen mit dem Höhenstrahlungsteststand in BB5.

3.5.1 Messung der Trefferverteilung

Als erstes wurde die Trefferverteilung in allen Kanälen einer MDT-Kammer betrachtet. Sie wird dazu verwendet um ineffiziente Kanäle zu identifizieren und um eine falsche Verkabelung der Ausselekttronik festzustellen. Außerdem wird damit eine erneute Prüfung auf tote Rohre durchgeführt. Kanäle mit einem signifikanten Rauschen haben mehr Einträge als benachbarte. Eine typische Verteilung mit einem toten Rohr ist in Abbildung 3.11 links zu sehen. Die parabelähnliche Form der Kurve stammt von der geometrischen Akzeptanz der zwei RPC-Kammern, die in Koinzidenz triggern.

Ein Fehler in der Verkabelung, z.B. Vertauschung zweier Multiplex-Kabel, die den CSM mit den Mezzanine-Karten verbinden, hätte eine Abweichung von der parabolischen Form zur Folge. Eine Abweichung von dieser Form sieht man auch bei den sogenannten Cutout Kammern. Sie haben 13 verkürzte Driftrohre pro Lage (Nummern 31–43) für den Durchtritt von Lichtstrahlen des optischen Aligrierungssystems, die deshalb eine geringere geometrische Akzeptanz aufweisen und somit an ihrer geringeren Anzahl an Einträgen in der Trefferverteilung in Abbildung 3.11 rechts zu erkennen sind.

3.5.2 ADC-Spektren

Die ADCs, die auf den Mezzanine-Karten integriert sind, messen die Ladung der ansteigenden Flanke eines Signals. Dazu wird ein Kondensator durch das Eingangssignal aufgeladen um mit einem konstanten Strom wieder entladen zu

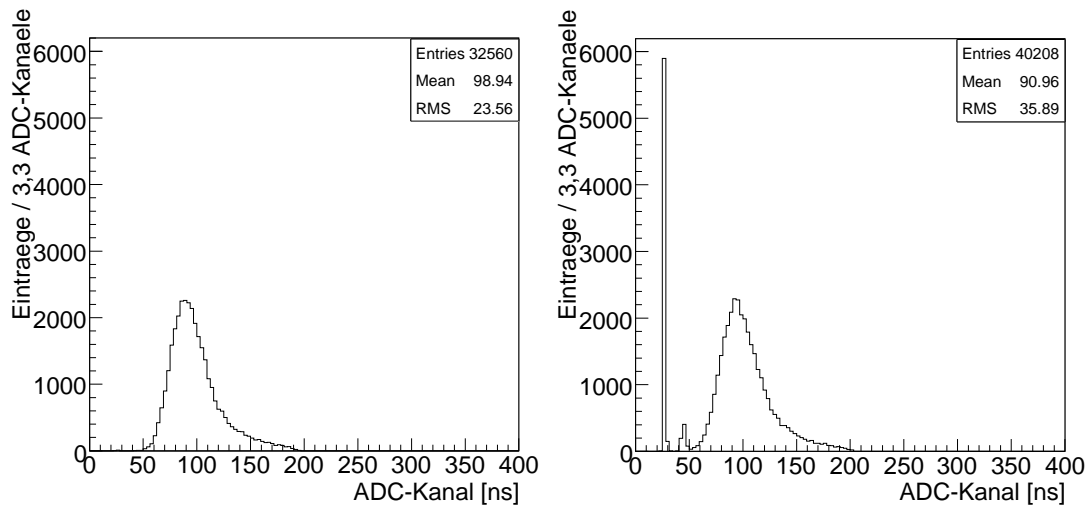


Abbildung 3.12: ADC-Spektren zweier unterschiedlicher Kanäle einer BOS-Kammer. Rechts: Typisches Spektrum eines Driftrohres einer BOS-Kammer. Links: Der schmale Peak vor der breiten Verteilung, die von den gemessenen Ladungen stammt, beinhaltet das elektronische Rauschen dieses Kanals.

werden. Die Dauer der Entladung ist proportional zur Ladung und wird mit dem TDC gemessen. Die gemessenen ADC-Werte sind der Einheit der Entladungszeit angegeben. Die Verteilung der gemessenen Ladungen bildet das Pulshöhen- oder ADC-Spektrum. In Abbildung 3.12 sind die ADC-Spektren zweier Rohre einer Kammer aufgetragen, die in BB5 gemessen wurde. Wie zu erkennen ist, bildet sich ein Maximum bei ADC-Werten um etwa 100 ns. Dies ist der Wert, den man aufgrund der deponierten Ladung eines Myons in einem Driftrohr nach dessen Verstärkung erwartet.

Aus den ADC-Spektren lässt sich auch das elektronische Rauschen eines Kanals bestimmen. Dieses hat eine geringere Ladung als Myonsignale oder Entladungsrauschen im Rohr und zeigt sich im ADC-Spektrum als ein schmaler Peak bei ADC-Werten zwischen 20 ns und 30 ns.

Abbildung 3.12 zeigt den Vergleich zwischen einem Kanal, auf dem fast kein elektronisches Rauschen erkennbar ist (links) und einem, bei dem dies sehr deutlich sichtbar ist (rechts). Im späteren Betrieb im Experiment macht man sich dies zu Nutze, indem nur Signale verwendet werden, deren ADC-Werte größer als 50 ns sind. Man kann so auf einfache Weise scheinbare Rohrtreffer aus der Spur-rekonstruktion entfernen, die durch elektronisches Rauschen verursacht wurden. Zusätzlich wird die Menge an anfallenden Daten reduziert. Da der entsprechende Kanal auch bei einem Signal mit geringer Ladung eine Totzeit des Verstärkers auslöst, muß die elektronische Rauschrate so gering wie möglich gehalten werden. Zum Vergleich der ADC-Spektren einer Kammern, wurde an jede Verteilung ei-

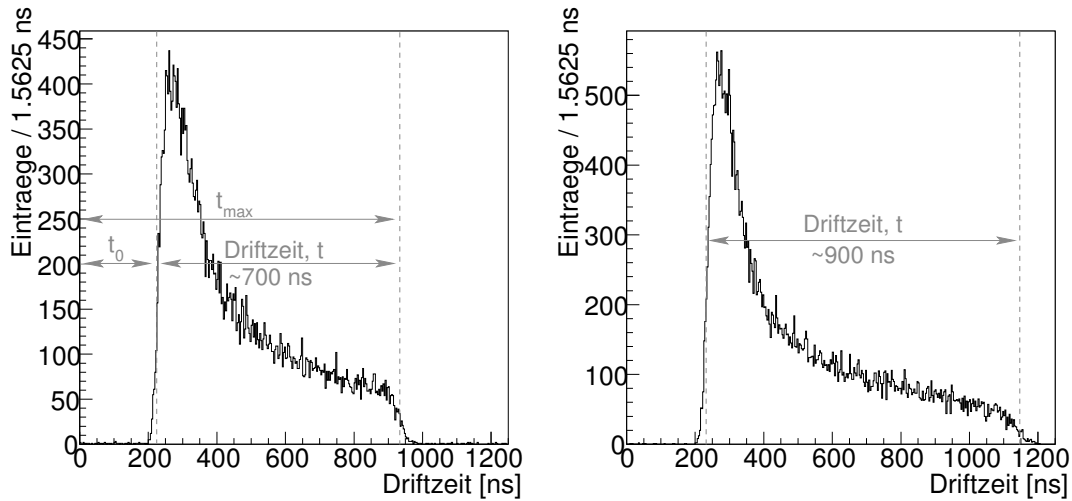


Abbildung 3.13: Links: Typisches Driftzeitspektrum für ein mit Ar/CO_2 -Gas (93/7) gefülltes Driftrohr. Rechts: Driftzeitspektrum für den Betrieb mit unreinem Gas (durch spülen mit reinem Driftgas kann dies behoben werden), siehe Text.

ne Gaussfunktion um das Maximum angepasst und die Lage der Maxima sowie die Breite der Verteilung aller Auslesekanäle einer Kammer mit dem Mittelwert verglichen. Rohre deren Werte um mehr als fünf Standardabweichungen vom Mittelwert abweichen, wurden beim Test gekennzeichnet, ihre Ausleseelektronik überprüft und wenn nötig ersetzt.

3.5.3 Driftzeitspektren

Driftzeiten sind äußerst sensitiv auf das verwendete Zählgas. Deswegen wurden bei dem Test mit kosmischen Myonen die Länge der Driftzeitspektren jedes Rohres untersucht. In Abbildung 3.13 ist auf der linken Seite exemplarisch das Driftzeitspektrum eines beliebigen Rohres einer BOS-Kammer mit korrekter Gasmischung aufgetragen.

Das Spektrum steigt bei ca. 200 ns steil an. Diese systematische Verschiebung der Driftzeiten stammt von den Laufzeiten der Signale in der Ausleseelektronik einer MDT-Kammer und wird als t_0 bezeichnet. Im Experimentbetrieb wird ein spezifischer t_0 -Wert für jedes Driftrohr bestimmt und von jeder gemessenen Driftzeit subtrahiert. Somit werden alle Kanäle synchronisiert. Um die angestrebte Auflösung des ATLAS-Myonspektrometers zu erreichen, muss t_0 im laufenden Betrieb besser als 1 ns bestimmt werden. Aufgrund unterschiedlicher Kabellängen und kleiner Differenzen zwischen den elektronischen Bauteilen der Ausleseelektronik-Karten, muß t_0 für jedes Rohr einzeln bekannt sein.

Um die Nullzeit t_0 exakt zu bestimmen, wird an die ansteigende Flanke eine

modifizierte Fermifunktion $F(t)$ angepasst:

$$F(t) = \frac{A_0}{1 + e^{-\frac{t-t_0}{T_0}}}.$$

Die Fermifunktion für die ansteigende Flanke wird mit der Amplitude A_0 des Driftzeitspektrums skaliert. Der Wert T_0 charakterisiert die Breite der Anstiegsflanke und ist ein Maß für die Ortsauflösung in Drahtnähe. t_0 ist durch den Wendepunkt von $F(t)$ definiert.

Auch die maximale Driftzeit t_{max} wird durch die Anpassung einer modifizierten Fermifunktion $G(t)$ an die abfallende Flanke des Driftzeitspektrums bestimmt:

$$G(t) = \frac{\alpha_m t + A_{max}}{1 + e^{\frac{t-t_{max}}{T_{max}}}}$$

Das Driftzeitspektrum ist auf der linken Seite der abfallenden Flanke nicht konstant, jedoch in erster Näherung linear abfallend. Um die abfallende Flanke zu beschreiben wird die Fermifunktion deshalb mit der Gerade $\alpha_m t + A_{max}$ skaliert. T_{max} charakterisiert, analog zu $F(t)$, die Breite der abfallenden Flanke (Die genaue Vorgehensweise bei der t_0 und t_{max} -Bestimmung ist in [18] beschrieben).

Die Differenz $t_{max} - t_0$ ist die Länge eines Driftzeitspektrums. Diese beträgt für das ATLAS-Gas (Ar/CO_2 , 93/7) etwa 700 ns.

Werden die MDT-Kammern über einen längeren Zeitraum nicht mit Gas gespült, so kann es sein, dass Wasserdampf im ppm-Bereich durch die Endstopfen in die Driftrohre diffundiert. Dieser verlangsamt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Ein Beispiel für einen solchen Fall ist in Abbildung 3.13 rechts dargestellt. Das Driftzeitspektrum hat eine Länge von ca. 900 ns, die maximale Driftzeit ist um etwa 20% größer als für reines Driftgas.

Ein weiterer Grund für veränderte Driftzeitspektren kann der CO_2 -Anteil im Driftgas sein. Weicht er von dem nominellen Anteil von 7% ab, so verändert sich die Driftgeschwindigkeit. Bei einem zu hohen Anteil ist das erhaltene Spektrum länger, bei einem zu niedrigen Anteil kürzer als 700 ns. Dadurch erhält man während des Betriebs eine gute Kontrolle über die verwendete Gasmischung.

Zusätzlich kann der Fall eintreten, dass ein Teil des kammerinternen Gasversorgungssystem durch Verunreinigungen blockiert ist und dadurch ein oder mehrere Driftrohre nicht mit frischem Gas gespült werden. Deswegen wurden die maximalen Driftzeiten aller Rohre einer MDT-Kammer in dem Höhenstrahlungsteststand miteinander verglichen um auch einzelne Ausreißer identifizieren zu können. Dieser Defekt trat bei der Überprüfung der 88 BOS/BOF-Kammern nur für ein einzelnes Rohr auf und konnte durch den Austausch des entsprechenden Versorgungsröhrchens (Gastriplett) behoben werden.

3.6 Übersicht aller entdeckten Mängel vor der Kammerinstallation in ATLAS

In Tabelle 3.4 sind alle Mängel zusammengefasst, die bei den Tests der 88 BOS/BOF-MDT-Kammern in München und am CERN festgestellt wurden. Erstaunlich ist, dass kein einziger der fast 300000 Dichtringe des Gassystems als undicht erkannt wurde. Auch die insgesamt nur 14 gerissenen Drähte sind erfreulich. Von den 3 festgestellten in BB5, sind zwei beim Transport von München nach Genf und einer während eines Transportes auf dem CERN-Gelände gerissen.

Die Sparte „abgehängte Rohre“ kennzeichnet Driftrohre die aufgrund von Schäden durch äußere Einwirkung oder wegen fehlerhafter Endstopfen von Gas- und Hochspannungsversorgung getrennt werden mussten. Die gesamte Ausfallrate an Kanälen beträgt somit nur 0,1%!

Eine vergleichsweise hohe Ausfallrate zeigt sich bei den Elektronikarten. Der Grund für die 50 ausgetauschten Karten in München ist hauptsächlich der, dass eine gesamte frühe Charge nach München gelieferter Hedehog-Karten fehlerhaft war. Die 40 Karten, die am CERN getauscht wurden, waren hauptsächlich Mezzanine-Karten. Der Grund hierfür ist, dass alle Karten ausgetauscht wurden, in denen ein Kanal eine signifikante Abweichung von Mittelwert der Rauschrate hatte.

Auch die Alignment-Sensoren erwiesen sich als sehr stabil. Unter den ausgetauschten Komponenten waren zwei defekte Kameras des internen Alignmentssystems einer MDT-Kammer. Diese konnten mit einem Prototyp-System, das in München zur Auslese der optischen Vermessungsdaten benutzt wurde, fehlerfrei ausgelesen werden, jedoch nicht mit dem endgültigen, das in ATLAS vorgesehen ist.

Tabelle 3.4: Übersicht über die in München und am CERN gefundenen Defekte aller 88 BOS-MDT-Kammern. Es zeigten sich nur äußerst geringe Ausfallraten in allen Bereichen. In der Spalte Elektronikarten sind Hedehog-Karten und Mezzanine-Karten zusammengefasst.

Komponente	Anzahl	In München	Am CERN	Prozent
Undichte O-Ringe	285328	0	0	0
Abgehängte Rohre	35616	20	4	0.07
Gerissene Drähte	35616	11	3	0.04
Elektronikarten	4876	50	40	1.85
HV Verteiler-Boxen	88	0	3	3.41
DCS Boxen	88	0	4	4.55
T-Sensoren	1584	2	3	0.32
Alignment-Sensorkomp.	1056	0	3	0.28
B-Feld Sensoren	176	–	1	0.57

Kapitel 4

Die Autokalibration der Orts-Driftzeit-Beziehung der Driftrohre

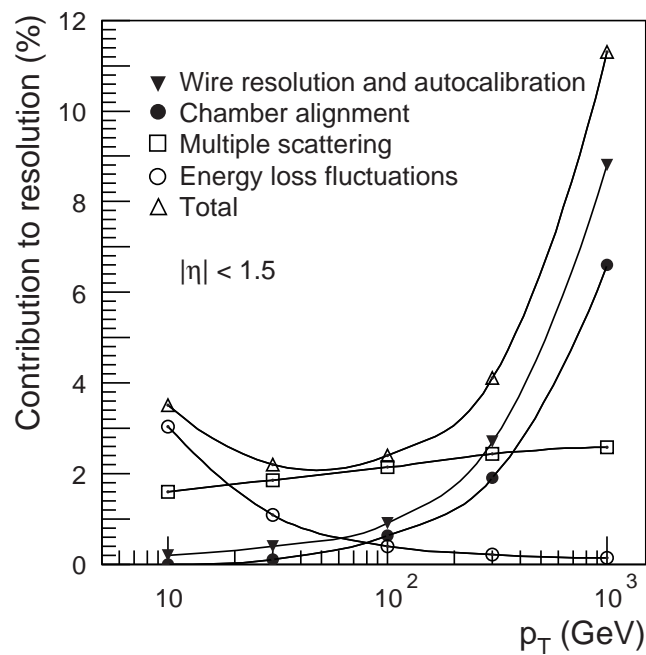


Abbildung 4.1: Beiträge zur relativen Transversalimpuls-Auflösung des ATLAS-Myonspektrometers im Barrelbereich. Quelle: [4].

Die Anforderung an das ATLAS-Myonspektrometer ist, dass der Impuls eines Myons bis in den TeV Bereich mit einer Auflösung besser als 10% bestimmt werden kann. In Abbildung 4.1 sind die einzelnen Beiträge zur relativen Auflösung

$\Delta p_T/p_T$ des Myonspektrometers gegen p_T aufgetragen wobei p_T die Impulskomponente senkrecht zur Strahlachse ist. Bei Impulsen in der Größenordnung von 10 GeV/c dominieren Vielfachstreuung und Fluktuationen im Energieverlust der Myonen in den Kalorimetern. Mit steigendem Impuls der Myonen steigt der Beitrag der Kammeralignierung, sowie Kammerauflösung einschließlich der Eichung der Driftrohre, und damit der Anspruch an den Kalibrationsalgorithmus. Bei Myonen mit $p_T > 300$ GeV sind dies die dominierenden Beiträge. Was aber bedeutet die Eichung einer MDT-Kammer?

Wie bereits in Kapitel 2.2.3 beschrieben, kann der Abstand zwischen Myonspur und Anodendraht eines Driftrohres aus der Driftzeit der im Zählgas ionisierten Elektronen bestimmt werden. Dazu wird eine Beziehung zwischen der Driftzeit t und dem Driftradius r benötigt. Diese Beziehung ist im Allgemeinen nicht linear. Die Aufgabe der Driftkammerkalibrierung ist es, diese Orts-Driftzeit-Beziehung $r(t)$ so genau wie möglich zu bestimmen. Um die angestrebte Impulsauflösung zu erreichen, darf die mittlere Abweichung der verwendeten $r(t)$ -Beziehung von der wahren $r(t)$ -Beziehung nicht mehr als $20 \mu\text{m}$ [4] betragen.

4.1 Prinzip der Autokalibration

Es gibt unterschiedliche Verfahren, die $r(t)$ -Beziehung eines Driftrohres zu bestimmen. Eines besteht darin, über alle gemessenen Driftzeiten zu integrieren (Integrationsmethode, Details in Kapitel 5.3.1). Ein anderes verwendet sämtliche relevanten, externen Parameter eines Rohres, wie z.B. Gaszusammensetzung, Temperatur, Druck, Hochspannung, um die Orts-Driftzeit-Beziehung aus den Drifteigenschaften der Elektronen im Gas zu berechnen [11].

Weder mit dem einen, noch mit dem anderen Verfahren wird jedoch die angestrebte Genauigkeit erzielt. Auch eine externe Referenz zur Vermessung der einzelnen $r(t)$ -Punkte lässt sich in ATLAS nicht realisieren.

Die Idee der sogenannten Autokalibration ist es, Myonspuren zur Kalibrierung einer MDT-Kammer zu verwenden. Dabei wird folgendermaßen vorgegangen:

- Es wird eine anfängliche Orts-Driftzeit-Beziehung $r(t)^{Start}$ mit einer der oben genannten Methoden bestimmt.
- Mit dieser Start- $r(t)$ -Beziehung werden die Driftradien in allen Rohren berechnet, die ein Myon durchquert hat.
- Mit Hilfe der Driftkreise wird eine gerade Myonspur in einer Multilage rekonstruiert. Innerhalb einer Multilage können die Myonspurstücke trotz Magnetfeld als gerade angenommen werden.
- Die Differenz zwischen dem Abstand der rekonstruierten Myonspur zum

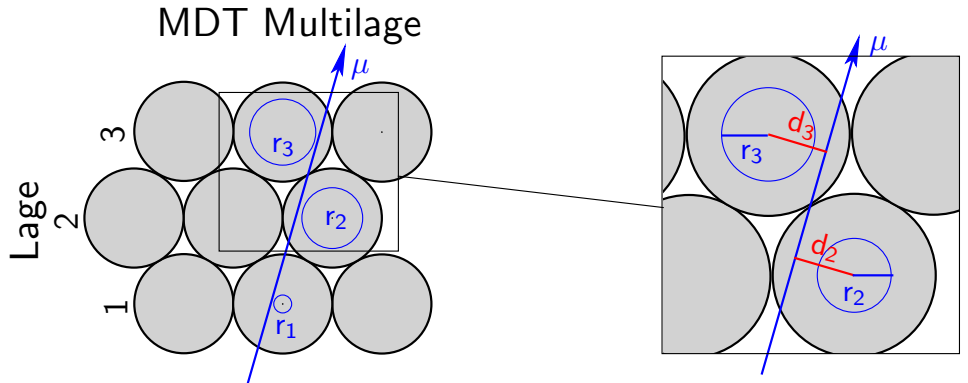


Abbildung 4.2: Rekonstruktion einer geraden Myonspur zu den gemessenen Driftradien $r_{1,2,3}$ in einer Multilage einer MDT-Kammer. Bei nicht perfekter $r(t)$ -Beziehung stimmen die Abstände $d_{1,2,3}$ der Anodendrähte zur rekonstruierten Spur nicht mit den Driftradien überein.

Anodendraht und dem Driftradius dieses Rohres gibt Aufschluss über den Fehler der zur Spurrekonstruktion verwendeten Orts-Driftzeit-Beziehung.

Danach muß das Verfahren im Allgemeinen iteriert werden. Dabei macht man sich die Korrelationen zwischen den Driftradien, die zu einem Spurstück gehören, zunutze. Dies wird im folgenden im Detail erklärt.

4.2 Konventionelle Methode

Durchkreuzt ein Myon eine MDT-Multilage, so lässt sich mit Hilfe einer angenommenen Orts-Driftzeit-Beziehung $r(t)$ durch χ^2 -Anpassung an die Driftradien $r(t_k)$ der durchkreuzten Rohre, mit den Nummern $k = 1, \dots, n$, eine gerade Myonspur rekonstruieren. Zusätzlich zu den Driftradien $r(t_k)$ steht nun eine weitere Größe, die die Spur beschreibt, zur Verfügung: Die kürzeste Verbindung d_k zwischen der Spur und dem k -ten Anodendraht. Da $r(t)$ im Allgemeinen nicht die wahre Orts-Driftzeit-Beziehung $r(t)^{wahr}$ ist, gilt $d_k \neq r(t_k)$. Die angenommene Orts-Driftzeit-Beziehung $r(t)$ weicht von der wahren Beziehung $r(t)^{wahr}$ um eine Funktion $\epsilon(t)$ ab:

$$r(t) = r(t)^{wahr} + \epsilon(t)$$

Das Residuum eines Rohres ist definiert als:

$$\begin{aligned} \Delta(t_k) &:= r(t_k) - d_k \\ &= r(t_k)^{wahr} + \epsilon(t_k) - d_k. \end{aligned}$$

Es enthält die Information über die Abweichung von $r(t_k)$ von der wahren Orts-Driftzeit-Beziehung (siehe Abbildung 4.2). Da jedoch die Myonspur mit der „falschen“ $r(t)$ -Beziehung bestimmt wurde, ist auch d_k mit einer Abweichung δ_k behaftet. Es gilt folglich:

$$\Delta(t_k) = r(t_k)^{wahr} + \epsilon(t_k) - (d_k^{wahr} + \delta_k) .$$

Da nach Definition

$$r(t_k)^{wahr} \equiv d_k^{wahr}$$

ist, gilt für das Residuum:

$$\Delta(t_k) = \epsilon(t_k) - \delta_k .$$

In der konventionellen Autokalibrationsmethode wird davon ausgegangen, dass sich δ über viele betrachtete Spuren herausmittelt. Es wird somit angesetzt:

$$\begin{aligned} \langle \Delta(t) \rangle &= \langle \epsilon(t) - \delta \rangle , \\ &= \langle \epsilon(t) \rangle - \langle \delta \rangle , \\ &= \langle \epsilon(t) \rangle . \end{aligned}$$

Die Idee ist nun für jedes Rohr über einige tausend bis zehntausend Spuren den Mittelwert der Residuen zu jeder Driftzeit t zu bestimmen und damit $r(t)$ iterativ zu korrigieren.

$$r(t)_{i+1} = r(t)_i - \langle \Delta(t) \rangle .$$

Die resultierende Orts-Driftzeit-Beziehung $r(t)_{i+1}$ wird dann zur erneuten Spurrekonstruktion verwendet. Der Vorgang wird so lange wiederholt, bis die Residuen aller Rohre, für alle Driftradien $r(t)$, gleich um Null verteilt sind.

Abbildung 4.3, linke Seite, zeigt die Residuen der Rohre einer beliebigen MDT-Kammer vor und nach Anwendung der konventionellen Autokalibrationsmethode (obere und mittlere Grafik) auf simulierte Daten. Der Algorithmus arbeitet wie erwartet: Sind die Residuen, die man mit Verwendung der Start- $r(t)$ -Relation erhält, noch weit gestreut und ihr Mittelwert parabelförmig zu positiven Werten hin abweichend, so sind die Residuen nach Durchführung der Kalibrierung über den gesamten Driftradius flach und um Null verteilt. Die Residuenverteilung wird gegen kleine Driftradien hin breiter. Dieser Effekt stammt von der Einzelrohrauflösung - die intrinsische Auflösung eines Driftrohres verschlechtert sich in Drahtnähe und verbessert sich zu großen Radien hin. Dieser Effekt und seine Auswirkungen auf die Autokalibration wird genauer in Kapitel 5.4.3 auf Seite 80

behandelt.

Der untere Graph zeigt die Abweichung der verwendeten Start- $r(t)$ -Beziehung $r(t)^{Start}$ sowie der $r(t)$ -Beziehung nach der Autokalibration von der wahren Orts-Driftzeit-Beziehung. Als $r(t)^{Start}$ wurde auf die wahre Orts-Driftzeit-Beziehung eine parabelförmige Abweichung addiert (siehe Kapitel 5.3.2, Seite 66). Diese Abweichung ist auch in der Verteilung der Residuen zu erkennen - ein anschauliches Beispiel für die Funktionsweise der Autokalibration.

Nach der Korrektur entspricht die finale $r(t)$ -Relation, mit geringen Abweichungen bei kleinen Radien, der wahren Orts-Driftzeit-Beziehung.

4.3 Begrenzung der konventionellen Methode

Um die angestrebte Präzision des ATLAS-Myonspektrometers zu erreichen, muss aufgrund unterschiedlicher äußerer Bedingungen, wie z.B. Schwankungen in der Temperatur oder der Gasmischung, für jede MDT-Kammer eine separate Orts-Driftzeit-Beziehung gefunden werden. Dies impliziert, dass je nach Position im Spektrometer pro MDT-Kammer nur ein eingeschränkter Winkelbereich an Myonspuren für die Autokalibration zur Verfügung steht.

Aufgrund der geometrischen Anordnung der Driftröhre in einer Multilage ist dabei ein Winkelbereich besonders kritisch: Wenn Myonspuren die Kammer unter einem Winkel von 30° zur Vertikalen durchqueren, kann mit diesen Spuren keinerlei Aussage über den Fehler der verwendeten $r(t)$ -Beziehung getroffen werden, da die Residuen immer gleich Null sind (wenn die Annahme zutrifft, dass alle Röhre einer Kammer die gleiche $r(t)$ -Relation haben). Der Grund dafür ist, wie in Abbildung 4.4 dargestellt, dass alle drei Driftradien denselben Wert annehmen. Die Situation ist sogar noch etwas kritischer, denn es ist nicht nur unmöglich mit Spuren zu kalibrieren, die eine MDT-Kammer bei exakt 30° kreuzen, sondern dies trifft auf einen ganzen Winkelbereich um 30° zu.

In Abbildung 4.3 rechts sind die Residuen gegen den Driftradius einer MDT-Kammer aufgetragen, die von Myonen in einem Winkelbereich von 25° bis 35° durchquert wird. Die obere Abbildung zeigt die Residuen $\Delta(t)$ die mit $r(t)^{Start}$ erzielt wurden. Wie an dem unteren Graphen zu sehen ist, weicht $r(t)^{Start}$ parabelförmig von der Wahrheit ab. Anders als bei den Residuen in anderen Winkelbereichen, enthalten diese kaum Informationen über die Abweichung von $r(t)^{Start}$ zur Wahrheit.

Im mittleren Histogramm sind die Residuen nach der Autokalibration dargestellt. Vergleicht man sie mit denen aus dem oberen Histogramm, so erkennt man, dass die $r(t)$ -Relation nur für Driftradien $r > 10$ mm korrigiert wurde, da nur in diesem Bereich die Mittelwerte der Residuen von Null abweichen. Bei kleineren Driftradien wurden die Residuen nicht verändert und unterscheiden sich nicht von denen aus dem oberen Histogramm.

Die untere Abbildung, welche die Differenz zwischen der finalen $r(t)$ -Beziehung

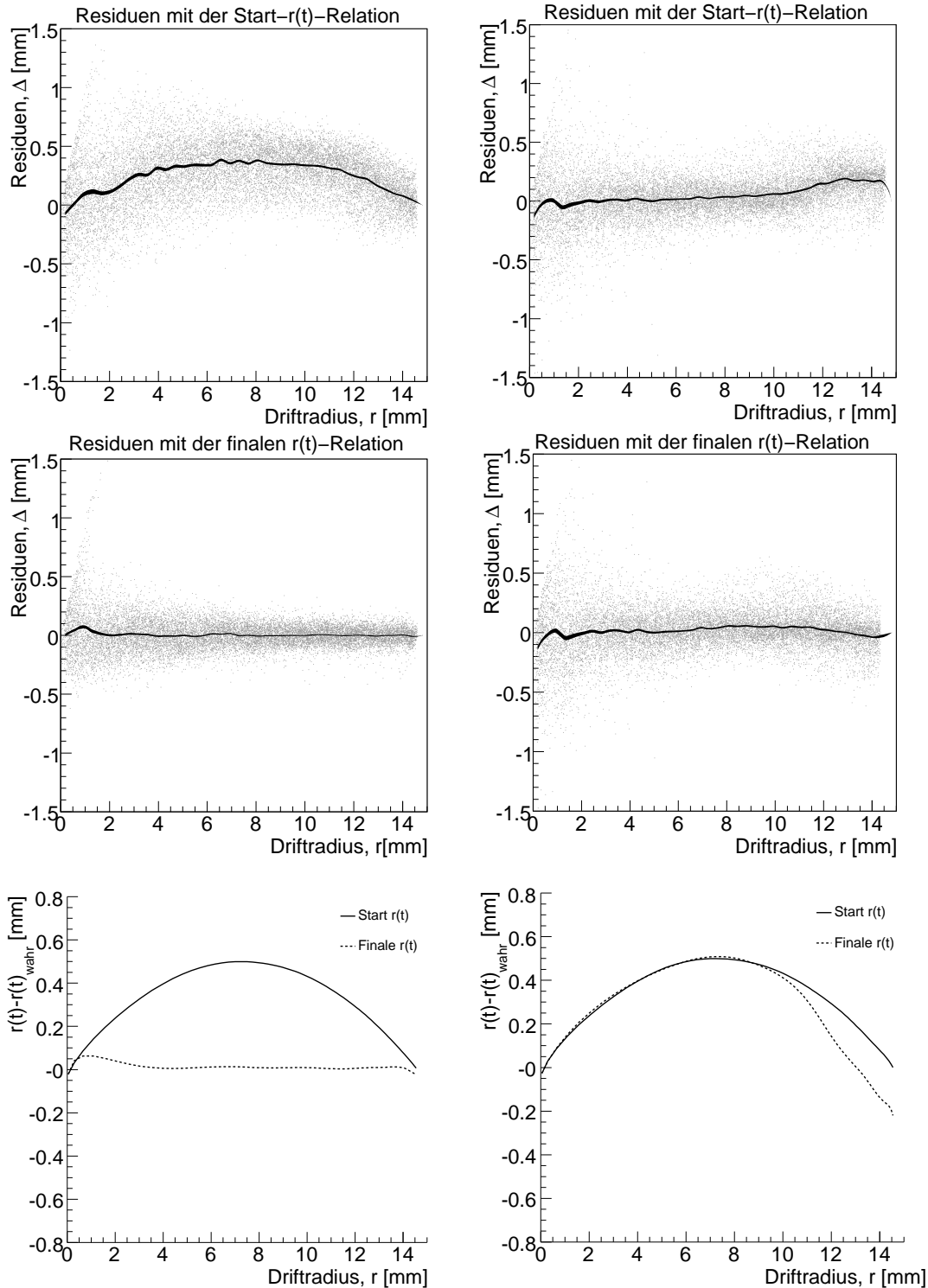


Abbildung 4.3: Oben und Mitte: Residuen der Driftröhre einer MDT-Kammer, die von Myonen unter den Winkeln $14^\circ - 26^\circ$ (links), bzw. $25^\circ - 35^\circ$ (rechts) durchquert wird, vor (oben) und nach (Mitte) Durchführung der konventionellen Autokalibration. Die schwarze Linie stellt den Mittelwert der Residuen dar. Unten: Abweichung der anfänglichen bzw. der finalen $r(t)$ -Beziehung von $r(t)_{\text{wahr}}$. Während auf der linken Seite die Abweichung der finalen $r(t)$ -Beziehung von der wahren, über den gesamten Driftradius nahe bei Null liegt, so ist die finale $r(t)$ -Beziehung der rechten Seite nur bei großen Radien verändert worden.

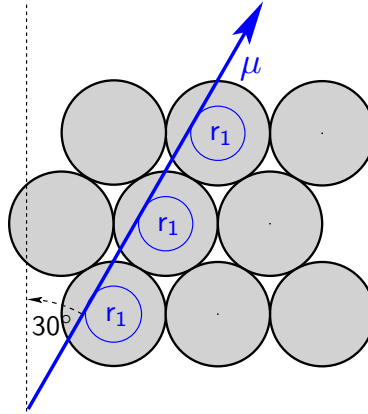


Abbildung 4.4: Bei Myonspuren, die mit der MDT-Kammer einen Winkel von 30° einschließen, sind die Residuen stets gleich Null, da aufgrund der Anordnung der Rohrlagen alle Driftradien gleich groß sind.

und $r(t)^{wahr}$ zeigt, macht deutlich, dass es mit dieser Methode der Autokalibration nicht möglich ist, mit Myonspuren zu eichen, die um 30° verteilt sind. Die $r(t)$ -Beziehung wird von dem Autokalibrationsalgorithmus nur bei Driftradien ab ca. 10 mm korrigiert und folgt für kleinere Driftradien exakt dem Verlauf der Start- $r(t)$ -Beziehung.

Etwa $\frac{1}{6}$ aller MDT-Kammern werden von Myonen in diesem Winkelbereich durchquert. Die konventionelle Methode der Autokalibration ist als Kalibrationsalgorithmus für das ATLAS-Myonspektrometer somit nicht ausreichend. Das ist jedoch nicht die einzige Begrenzung der konventionellen Autokalibrationsmethode. Die Information aus dem Mittelwert der Residuen reicht zudem nicht aus, um MDT-Kammern mit Myonen zu eichen, deren Streuung des Spürwinkels kleiner als etwa 10° ist. Der Winkelbereich, in dem Myonen eine MDT-Kammer kreuzen, nimmt jedoch mit steigender Nummer der Kammerposition, aufgrund des geometrischen Raumwinkels, ständig ab und beträgt z.B. für eine BIL5-Kammer nur noch 6° .

4.4 Analytische Autokalibration

Die Information allein, die der Mittelwert der Residuen in Abhängigkeit von der Driftzeit t liefert, reicht, wie im vorherigen Kapitel gesehen, nicht aus, um alle MDT-Kammern des ATLAS-Myonspektrometers mit der geforderten Genauigkeit zu kalibrieren. Aufgrund der angesprochenen geometrischen Bedingungen in einer MDT-Kammer ist es unmöglich, eine Start- $r(t)$ -Beziehung mit Myonspuren, die einen Einfallswinkel nahe bei 30° haben, zu korrigieren. Der Mittelwert

der Residuen beinhaltet jedoch nicht alle Informationen über den Fehler einer zur Spurrekonstruktion verwendeten Orts-Driftzeit-Beziehung, da er die Korrelationen zwischen den einzelnen Rohrlagen, die in die Spurbestimmung mit eingehen, außer Acht lässt. Um auch diese Korrelationen zu nutzen, wurde eine verbesserte Methode der Autokalibration entwickelt [19], die im folgenden diskutiert und in Kapitel 5 getestet und verbessert wird. Diese Methode berücksichtigt die volle in den Residuen enthaltene Information. Das Ziel ist es, den Winkelbereich um 30° , in dem nicht kalibriert werden kann, so weit zu verkleinern, dass für jede MDT-Kammer des ATLAS-Myonspektrometers eine ausreichend präzise $r(t)$ -Beziehung gefunden wird.

4.4.1 Analytische Beschreibung der Residuen

Man betrachte eine Myonspur, die durch die Driftradien $r(t_k)$, mit $k = 1, 2, 3$ festgelegt ist. Die Methode gilt allgemein für eine beliebige Anzahl an Spurpunkten. Der Verständlichkeit halber soll ihre Anzahl jedoch zunächst auf drei beschränkt bleiben.

Das Residuum des ersten Rohres ist definiert als

$$\begin{aligned}\Delta_1 &= r(t_1) - d_1 \\ &= r(t_1)^{wahr} + \epsilon(t_1) - d_1(r(t_{1,2,3})).\end{aligned}$$

$r(t_1)^{wahr}$ und $\epsilon(t_1)$, die in Abschnitt 4.2 definiert wurden, sind dabei zwei Größen, die nur von diesem Treffer selbst abhängig sind. d_1 dagegen hängt zusätzlich von den Driftradien der anderen getroffenen Rohre ab, da die Spur so gelegt wird, dass sie sich mit der kleinsten quadratischen Abweichung χ^2 an die drei gemessenen Driftradien anpasst. Ändert sich einer der drei Spurpunkte, so ändern sich auch die beiden anderen. Setzt man für $d_1(r(t_{1,2,3}))$ eine lineare Abhängigkeit

$$\begin{aligned}d_1(r(t_{1,2,3})) &= a_1 r(t_1) + a_2 r(t_2) + a_3 r(t_3) \\ &= a_1 (r(t_1)^{wahr} + \epsilon(t_1)) \\ &\quad + a_2 (r(t_2)^{wahr} + \epsilon(t_2)) \\ &\quad + a_3 (r(t_3)^{wahr} + \epsilon(t_3))\end{aligned}$$

an, die eine sehr gute Näherung dieses Problems ist¹, und berücksichtigt, dass

$$\begin{aligned}d_1^{wahr} &\equiv a_1 r(t_1)^{wahr} + a_2 r(t_2)^{wahr} + a_3 r(t_3)^{wahr} \\ &= d_1(r(t_1)^{wahr}, r(t_2)^{wahr}, r(t_3)^{wahr}) \\ &= r(t_1)^{wahr}\end{aligned}$$

¹Da bereits die Start- $r(t)$ -Beziehung gut bestimmt ist und iteriert wird, können höhere Ordnungen vernachlässigt werden.

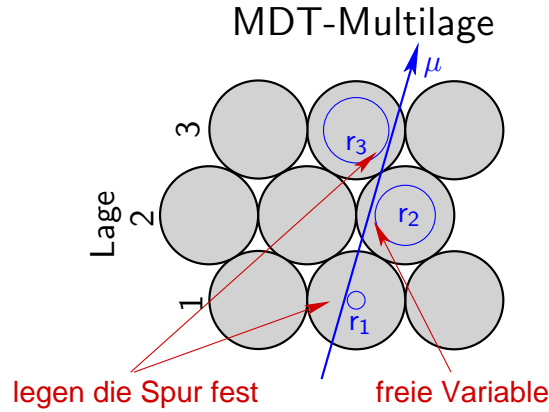


Abbildung 4.5: Zwei der drei Driftradien (r_1 und r_3) legen die Myonspur in einer dreilagigen MDT-Multilage fest. Es bleibt somit nur eine „freie Variable“ (der Driftradius r_2) zur Bestimmung der drei $\epsilon(t_k)$, $k = 1, 2, 3$

ist, so gilt für das Residuum:

$$\begin{aligned}\Delta_1 &= (1 - a_1)\epsilon(t_1) - a_2\epsilon(t_2) - a_3\epsilon(t_3) \\ &=: m_{11}\epsilon(t_1) + m_{12}\epsilon(t_2) + m_{13}\epsilon(t_3).\end{aligned}$$

Allgemein gilt somit für das Residuum des i -ten getroffenen Driftrohres:

$$\Delta_i = \sum_{k=1}^n m_{ik}\epsilon(t_k).. \quad (4.1)$$

Gleichung 4.1 ist die analytisch richtige Beschreibung des Residuums. Bei der Herleitung wurde der statistische Fehler bei der Messung eines Driftradius vernachlässigt. Eine allgemeinere Herleitung unter Berücksichtigung der statistischen Messunsicherheiten ist in [19] beschrieben. Die Matrixelemente m_{ik} , die für die Berechnung der Residuen in den Analysen in Kapitel 5 verwendet wird, enthält sowohl die statistischen als systematischen Fehler. $\epsilon(t_k)$ beschreibt die systematischen Fehler in der Bestimmung des Driftradius $r(t_k)$ aufgrund fehlerhafter Orts-Driftzeit-Beziehung. Δ_i ist somit von den Fehlern $\epsilon(t_k)$ aller Driftradien abhängig, die in die Spurrekonstruktion eingehen.

Auf die Bestimmung der Matrixelemente m_{ik} soll in dieser Arbeit nicht explizit eingegangen werden; eine anschauliche Herleitung ist in [20] gegeben.

Vektoriell schreibt sich Gleichung 4.1 folgendermaßen:

$$\vec{\Delta} = M \cdot \vec{\epsilon}(t). \quad (4.2)$$

M ist eine $n \times n$ -Matrix mit $n = \text{Anzahl der Treffer pro Spur}$. Der Rang der Matrix ist [19]

$$Rg(M) = n - 2. \quad (4.3)$$

Ihre Determinante ist somit $|M| = 0$, so dass die Gleichung im Allgemeinen keine eindeutige Lösung besitzt.

Diese Aussage bedeutet, dass zwar ein analytischer Ausdruck für die Residuen gefunden werden kann, die Gleichung jedoch im Allgemeinen nicht analytisch lösbar ist. Das kann auch geometrisch verstanden werden: Betrachtet man z.B. wieder ein System mit drei Rohrlagen pro Multilage (Abbildung 4.5), dann wird eine Myonspur durch zwei der drei Driftradien festgelegt. Damit bleibt nur noch ein Driftradius zur Bestimmung des Residuums, welches wiederum von den drei Fehlern $\epsilon(t_k)$, mit $k = 1, 2, 3$, abhängig ist. Das Problem ist unterbestimmt.

4.4.2 Fixpunkte

Als Fixpunkte werden Driftradien bezeichnet, die mit Myonspuren, welche die MDT-Kammer unter speziellen Winkeln durchqueren, eindeutig bestimmt werden können. Gleichung 4.2 ist für diese speziellen Myonspuren exakt lösbar. Durch geometrische Korrelationen zwischen den Myonspuren und den getroffenen Driftröhren ist bei diesen Spuren die Auswahl der unabhängig zu bestimmenden Parameter ϵ_k reduziert. Je mehr Radien auf diese Weise festgelegt werden, desto genauer ist die $r(t)$ -Relation der Driftröhre bestimmbar.

Der einfachste Fall ist dabei der, dass ein Myon bei 0° Einfallswinkel genau mit $r_1 = r_2 = r_3 = r$ nachgewiesen wird, wie in Abbildung 4.6 Fall I, dargestellt. r muss folglich gleich dem halben Rohrradius sein und damit ist $\epsilon(t_{1,2,3})$ genau bestimmt (Fixpunkt erster Ordnung).

Beispiel II zeigt einen Fixpunkt zweiter Ordnung. Zwei Myonen durchqueren unter dem selben Winkel von 16° die Multilage so, dass nur zwei unterschiedliche Driftradien r_1 und r_2 in den drei getroffenen Röhren auftreten. Für diesen Fall erhält man zwei unabhängige Gleichungen für die Bestimmung zweier Driftradien. $\epsilon(t_1)$ und $\epsilon(t_2)$ können somit durch Kombination von Spuren exakt bestimmt werden.

Als Fixpunkt dritter Ordnung wird folgender Fall bezeichnet: Zwei Driftradien r_1 und r_2 sind bereits exakt bestimmt (z.B. durch Fixpunkte erster Ordnung). Durchquert nun ein Myon die Multilage so, dass zwei der drei Radien genau r_1 und r_2 entsprechen, so ist auch r_3 exakt bestimmt.

Das Gleichungssystem wird auch dann lösbar, wenn man geeignete Spuren unterschiedlicher Winkel miteinander verknüpft, wie z.B. zwei Spuren mit 0° beziehungsweise 16° (Beispiel III). Auch in dieser Konfiguration sind nur zwei unterschiedliche Driftradien r_1 und r_2 mit zwei Spuren zu bestimmen und damit sind auch hier $\epsilon(t_1)$ und $\epsilon(t_2)$ festgelegt.

Es lässt sich in jedem Winkelbereich eine Reihe solcher Randbedingungen finden. Ihre Anzahl steigt mit zunehmenden Spurwinkel an, da dort die Wahrscheinlichkeit größer ist, dass mehr als drei Rohrlagen getroffen werden.

Aus diesem Grund gibt es auch für Spuren bei 30° einen Fixpunkt. Werden sechs Röhren getroffen und wird sechs mal der gleiche Radius gemessen, so ist dieser

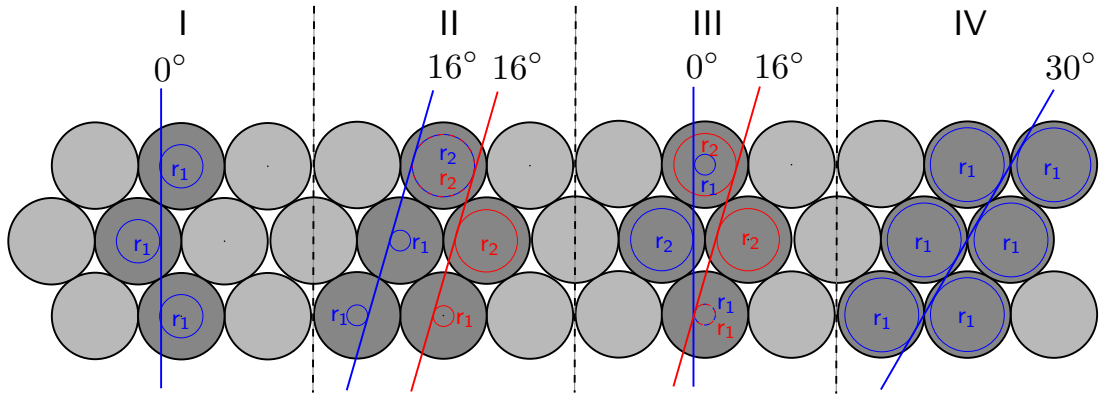


Abbildung 4.6: Verschiedene Beispiele für Spurkonfigurationen, mit denen bestimmte Driftradien exakt bestimmt werden können. I und IV beschreiben einen Fixpunkt erster, II einen Fixpunkt zweiter Ordnung. In III ist eine Korrelation zwischen zwei Spuren mit unterschiedlichen Winkeln zu sehen, die miteinander verknüpft zwei Driftradien festlegen.

ebenfalls genau bestimmt (Beispiel IV). Dies ist jedoch neben den Spuren, die direkt durch den Anodendraht verlaufen, der einzige Fixpunkt in dem Spurwinkelintervall $[22^\circ, 37^\circ]$.

Die Berechnung von Fixpunkten ist in [19] eingehend beschrieben. In Abbildung 4.7 ist die Anzahl an Fixpunkten für typische Winkelbereiche in den MDT-Kammern gezeigt. In der Abbildung sind Fixpunkte bis zur dritten Ordnung eingetragen. Fixpunkte erster Ordnung sind dabei als leere Quadrate, die zweiter und dritter Ordnung als leere Kreise dargestellt. Die gefüllten Kreise symbolisieren Radien, die durch Kombination von Spuren mit verschiedenen Winkeln bestimmt werden können, wie in Abbildung 4.6, Beispiel III gezeigt.

4.4.3 Die $r(t)$ -Korrekturfunktion und ihre Parametrisierung

Auch wenn in manchen Winkelbereichen eine erstaunlich hohe Dichte an Fixpunkten vorliegt, so reichen diese speziellen Spurkonfigurationen nicht aus, um eine MDT-Kammer zu kalibrieren. Es wird im folgenden von Myonspuren ausgegangen, die in beliebigen Winkeln und Positionen eine Kammer kreuzen. Gleichung 4.2 ist also nicht analytisch lösbar.

Das Ziel der Kalibration ist es, die Abweichung $\epsilon(t)$ zu jeder Driftzeit t zu bestimmen und $r(t)$ damit zu korrigieren:

$$r(t)^{wahr} = r(t) - \epsilon(t).$$

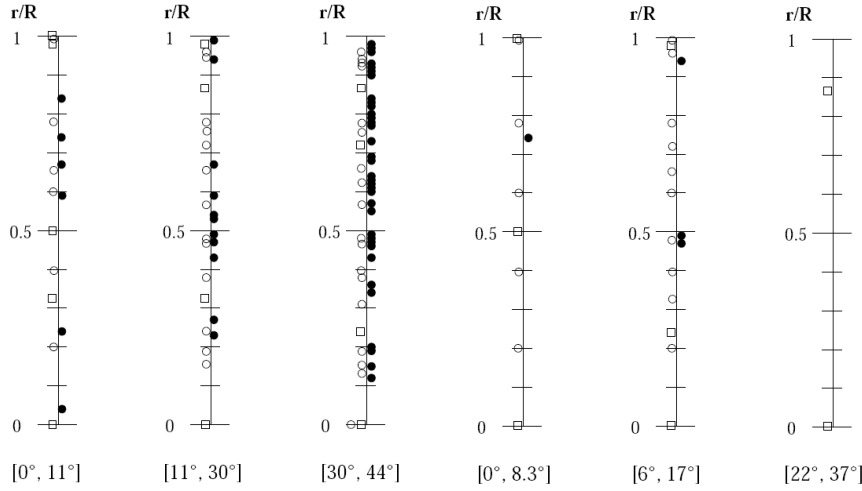


Abbildung 4.7: Fixpunktverteilungen in Driftradien r normiert auf den maximalen Driftradius R in drei Driftrohrlagen für ausgewählte Spurwinkelintervalle. Die leeren Quadrate symbolisieren Fixpunkte erster und die leeren Kreise Fixpunkte zweiter und dritter Ordnung. Die gefüllten Kreise stehen für Radien, die durch Kombination mehrerer Myonspuren mit unterschiedlichen Einfallswinkeln bestimmt werden können. Quelle: [19].

Die Abweichung $\epsilon(t)$ kann aufgrund von Gleichung 4.3 nicht analytisch berechnet werden. Es wird deswegen eine Bestimmung durch Minimierung der folgenden χ^2 -Funktion durchgeführt:

$$\chi_{Res}^2 = \sum_{l=1}^m \sum_{i=1}^n \frac{(\Delta_{i,l}^{gemessen} - \Delta_{i,l}^{berechnet})^2}{Var(\Delta_{i,l}^{gemessen})},$$

wobei mit $i = 1, \dots, n$ über die Rohrtreffern pro Spur, und mit $l = 1, \dots, m$ über die Myonspuren summiert wird. Die Skalierung $Var(\Delta_{i,l}^{gemessen})$ bezeichne die Varianz der zum Radius $r(t_i)$ gemessenen Residuen. Mit Gleichung 4.1 gilt somit:

$$\chi_{Res}^2 = \sum_{l=1}^m \sum_{i=1}^n \frac{\left(\Delta_{i,l}^{gemessen} - \sum_{k=1}^n m_{i,k,l} \epsilon(t_{k,l}) \right)^2}{Var(\Delta_{i,l}^{gemessen})}. \quad (4.4)$$

$\epsilon(t_{k,l})$ wird zur Bestimmung durch ein Polynom parametrisiert:

$$\epsilon(t_{k,l}) \rightarrow K(t_{k,l}) := \sum_{g=0}^G \beta_g t_{k,l}^g.$$

Durch Minimierung von χ_{Res}^2 in Gleichung 4.4 wird die über m Spuren gemittelte Korrekturfunktion

$$K(t) = \sum_{g=0}^G \beta_g t^g$$

gefunden, oder genauer: Es werden die Parameter β_g bestimmt, die den Wert von χ_{Res}^2 minimieren.

Nun wird ähnlich wie in der konventionellen Autokalibration verfahren. Eine vorhandene Orts-Driftzeit-Relation $r(t)_i$ wird mit $K(t)_i$, korrigiert (i bezeichne nun die i-te Iteration der Autokalibration):

$$r(t)_{i+1} = r(t)_i - K(t)_i.$$

Mit $r(t)_{i+1}$ wird eine erneute Spurrekonstruktion durchgeführt und nach jeder Iteration der Wert von $\chi_{Spur,i+1}^2$ der Spurrekonstruktion mit dem Wert der i -ten Iteration verglichen. Es wird nun so lange iteriert bis $\chi_{Spur,i+1}^2 > \chi_{Spur,i}^2$ gilt. $r(t)_i$ wird dann als bestmögliche Orts-Driftzeit-Beziehung angesehen, die mit dem verwendeten Datensatz zu bestimmen ist, da mit dieser die Driftkreise optimal an die Myonspur passen. χ_{Spur}^2 unterscheidet sich leicht von 4.4 und ist wie folgt definiert:

$$\chi_{Spur}^2 = \sum_{l=1}^m \sum_{k=1}^n \frac{(r(t_{k,l}) - d_{k,l})^2}{(\sigma(t_{k,l}))^2}. \quad (4.5)$$

Wobei über m Myonspuren mit jeweils n Treffern pro Spur summiert wird. $\sigma(t_{k,l})$ sei die Einzelrohrauflösung zum Radius $r(t_{k,l})$. Der Einfluss der Einzelrohrauflösung auf die Bestimmung der Orts-Driftzeit-Relation ist in Kapitel 5.4.3 beschrieben.

Ob dies ein sinnvolles Abbruchkriterium der analytischen Autokalibrationsmethode ist, wird in Kapitel 5.4.1 genauer untersucht.

Kapitel 5

Test der analytischen Autokalibration mit Monte-Carlo-Daten

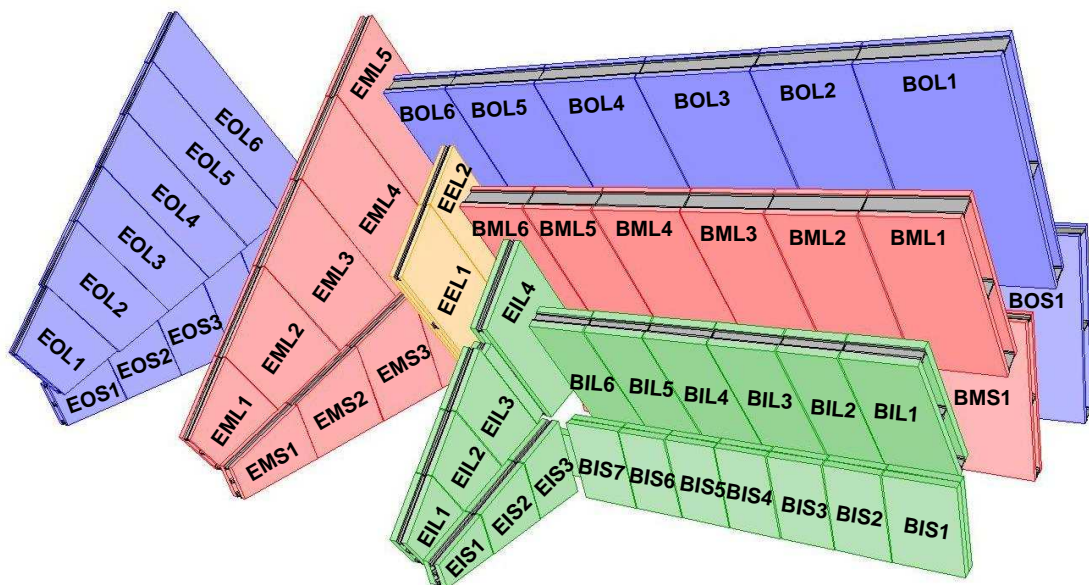


Abbildung 5.1: Ein ausgewählter, repräsentativer Sektor des ATLAS-Myonspektrometers mit Nomenklatur für die verschiedenen Kammertypen.

Ein Hauptziel dieser Arbeit ist, mit Hilfe simulierter Daten eine Kalibrationsstrategie für das gesamte ATLAS-Myonspektrometer zu finden. Es werden dazu zwei Hauptszenarien diskutiert und miteinander verglichen:

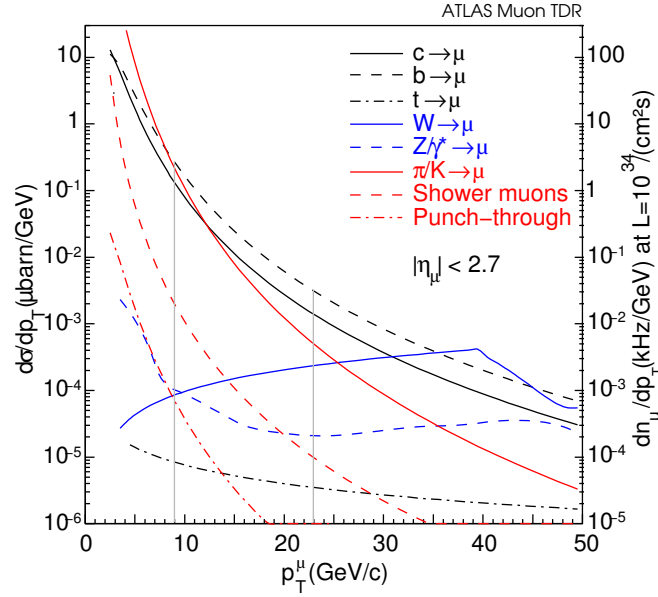


Abbildung 5.2: Myonraten im ATLAS-Detektor bei voller Luminosität des LHC Beschleunigers ($L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}/\text{s}$) Quelle: [4].

1. Es werden Myonen mit einem Transversalimpuls zur Strahlachse von $p_T > 6 \text{ GeV}/c$ für die Eichung verwendet. Dies wird vor allem in der Anfangsphase von LHC, also bei einer Luminosität von maximal $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, die bevorzugte Methode sein, da höherenergetische Myonen nicht in ausreichender Rate zur Verfügung stehen.
2. Es werden nur Myonen mit $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ verwendet. Bei höherenergetischen Myonen ist die Annahme gerader Myonstücke in den Kammern besser gerechtfertigt. Es wird untersucht welche Vorteile die Kalibration mit höherenergetischen Myonen hat. Dieses Szenario wäre für den Betrieb bei voller LHC-Luminosität ($L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) denkbar.

Myonen verlieren durch Vielfachstreuung und Bremsstrahlung, beim Durchqueren der massiven Kalorimeter, im Mittel 3 GeV an Energie [4]. Die angegebenen Größen in dieser Analyse beziehen sich auf den Transversalimpuls der Myonen im Myonspektrometer und betragen am Wechselwirkungspunkt somit 9 GeV/c, beziehungsweise 23 GeV/c. Die Raten der Myonen sowie ihre Ursprungsprozesse sind für die volle LHC Luminosität in Abbildung 5.2 [4] gegen den Transversalimpuls am Wechselwirkungspunkt aufgetragen. Man sieht, dass Myonen mit $p_T = 23 \text{ GeV}/c$ etwa 100-mal seltener produziert werden als diejenigen mit $p_T = 9 \text{ GeV}/c$. Darüber hinaus sollen die beiden Szenarien optimiert und, wenn

nötig, Korrekturen für spezielle Kammertypen vorgenommen werden.

5.1 Vor- und Nachteile der Kalibrationsszenarien

Je geringer der Impuls eines Myons ist, desto stärker wird es beim Durchqueren des Magnetfeldes abgelenkt. Der Ablenkwinkel $\Delta\alpha$ ist gegeben durch

$$\Delta\alpha = \frac{e}{p} \int_{\varphi} \vec{B} d\vec{l}, \quad (5.1)$$

wobei e die Ladung des Myons ist, p sein Impuls und φ die Strecke, die das Myon im Magnetfeld \vec{B} durchquert. Je stärker die Ablenkung ist, desto größer wird die Spürwinkelverteilung der Myonen in einer MDT-Kammer, da ein μ^+ entgegengesetzt zu einem μ^- abgelenkt wird. Der Impuls der Myonen muss aber so hoch sein, dass die Spuren ausreichend viele Driftrohre einer MDT-Kammer näherungsweise gerade durchlaufen.

Myonen mit $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ erfüllen diese Voraussetzung über eine Multilage einer MDT-Kammer. Durch die Winkelverteilung stehen mehr Fixpunkte (Abschnitt 4.4.2) pro Kammer zur Verfügung als bei höheren Energien und die Autokalibration (Abschnitt 4.4) liefert bessere Ergebnisse.

Die Ablenkung der Myonen im Magnetfeld zwischen zwei Multilagen variiert sehr stark mit der Position der MDT-Kammer. Die Kammern der mittleren Schicht werden von einem annähernd homogenen Magnetfeld über ihre gesamte Fläche durchdrungen.

In den äußeren und inneren Kammern dagegen ist die Ablenkkraft wesentlich geringer. Diese MDT-Kammern sind außerhalb der Toroidspulen positioniert, und somit ist das Magnetfeld, welches sie durchsetzt, schwächer und hat eine nicht so große Komponente senkrecht zur Flugrichtung der Myonen. Eine Spur könnte dort über die ganze Kammerhöhe als gerade angesehen werden. Dies ist die zweite Möglichkeit, um die Anzahl der Fixpunkte in einem Kalibrationsbereich zu erhöhen: es werden beide Multilagen einer MDT-Kammer in die Spurrekonstruktion mit eingeschlossen. Da jedoch die externen Parameter, speziell das Magnetfeld, in manchen Kammern zwischen den beiden Multilagen stark abweichen, muss garantiert sein, dass eine Korrekturfunktion dies hinreichend genau berücksichtigt. Dies wird in Kapitel 6 genauer untersucht.

Für Myonen mit $p_T = 20 \text{ GeV}/c$ ist die Ablenkkraft mehr als drei mal schwächer und damit so gering, dass die Rekonstruktion einer geraden Spur über beide Multilagen für alle Kammertypen adäquat sein sollte. Durch die geringere Krümmung wird jedoch der Winkelbereich der Spuren in einer Kammer kleiner. Die Kalibrierung über nur eine Multilage sollte demnach für $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ bessere Ergebnisse liefern.

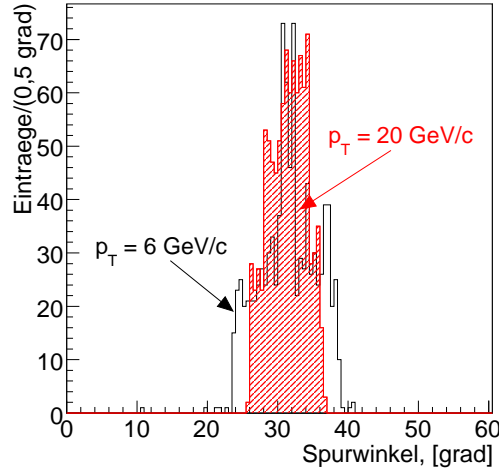


Abbildung 5.3: Winkelverteilung der Myonenspuren innerhalb einer Kammer des Typs BML3 für $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ und $p_T = 20 \text{ GeV}/c$.

In Abbildung 5.3 ist die Winkelverteilung von Myonenspuren in einer MDT-Kammer des Typs BML3¹ gezeigt. Deutlich ist zu erkennen, dass die Breite der Spurwinkelverteilung bei kleineren Myonimpulsen zunimmt.

Bisherige Studien [21] gingen davon aus, dass eine Spurrekonstruktion über beide Multilagen einer MDT-Kammer nicht sinnvoll ist, da erstens die $r(t)$ -Relationen in zwei Multilagen zu unterschiedlich sei, und somit eine Beziehung pro Multilage gefunden werden muss, und zweitens die Spurkrümmung zwischen zwei Multilagen zu groß sei.

5.2 Anforderungen an die Autokalibration

Die Genauigkeit ξ der gefundenen Orts-Driftzeit-Beziehung wird definiert durch:

$$\Delta(t) := r(t)^{\text{wahr}} - r(t),$$

$$\xi := \sqrt{\frac{1}{t_{\text{max}}} \int_0^{t_{\text{max}}} \Delta(t)^2 dt}.$$

Um die angestrebte Impulsaufösung von 10% bei $p_T = 1 \text{ TeV}/c$ zu erreichen, ist nach [4] die Anforderung an die Eichung, die $r(t)$ -Beziehung im gesamten Myonenspektrometer mit einer Genauigkeit von besser als $20 \mu\text{m}$ zu bestimmen.

¹Zur Verdeutlichung der Position der Kammern und Erklärung der Kammerbenennung siehe Abbildung 5.1 und Kapitel 3.1.

Die Ergebnisse einer aktuellen Studie [22], die den Einfluss der Kalibrationsparameter auf die Impulsauflösung des ATLAS-Myonspektrometers untersucht, ergab jedoch andere Anforderungen für die Kalibrierung der MDT-Kammern, die wie folgt zusammengefasst werden können:

- Ist die Genauigkeit der $r(t)$ -Relation besser als $20 \mu\text{m}$, so limitieren andere Beiträge wie z.B. die Alignierung der MDT-Kammern die p_T -Auflösung.
- Ist $\xi = 30 \mu\text{m}$, dann verschlechtert sich die Impulsauflösung $\Delta p_T/p_T$ des Myonspektrometers für $p_T = 1 \text{ TeV}/c$ von 8% auf 10% und liegt damit noch innerhalb der angestrebten Genauigkeit, die in [4] festgelegt ist.

Für die nachfolgenden Analysen wird deswegen $\xi < 30 \mu\text{m}$ als Anforderung für die Genauigkeit der Kalibration verwendet.

Um die Leistungsfähigkeit der analytischen Autokalibration zu überprüfen, wurden die Bahnen von je 10^6 Myonen (μ^+/μ^-) mit $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ und $p_T = 20 \text{ GeV}/c$ in 2 der 16 äquivalenten Sektoren des Myonspektrometers simuliert und zur Bestimmung $r(t)$ -Relationen verwendet. Die Sektoren umfassen zusammen sowohl kleine als auch große Kammertypen im Barrel- und Endkappenbereich (siehe auch Kapitel 3.1). Aufgrund der Zylindersymmetrie des Myonspektrometers kann auf die Simulation aller 16 Sektoren verzichtet werden. Abbildung 5.1 zeigt eine Hälfte der ausgewählten Sektoren sowie die Nomenklatur der unterschiedlichen Kammertypen. In die Analyse wurde der gesamte Pseudorapiditätsbereich $[-2.7, 2.7]$ eingeschlossen, wobei die Pseudorapidität,

$$\eta := -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$$

ist und θ der Polarwinkel. Der Querschnittsebene, die den Wechselwirkungspunkt enthält, ist dementsprechend die Pseudorapidität $\eta = 0$ zugeordnet und Werte ungleich Null bedeuten Winkelbereiche in Richtung der Strahlachsen. Das Intervall $[-2.7, 2.7]$ der Pseudorapidität entspricht damit dem Winkelintervall $[8^\circ, 172^\circ]$. Der Übersichtlichkeit halber werden zunächst nur MDT-Kammern des Barrel-Bereiches betrachtet. Es wird jedoch am Ende eine Zusammenfassung über die erzielten $r(t)$ -Genauigkeiten aller Kammertypen gegeben.

Der Vollständigkeit halber muss an dieser Stelle außerdem erwähnt werden, dass in diesen Tests nur „Standardkammern“ untersucht wurden. Da diese jedoch eine große Vielfalt an unterschiedlichen Spurwinkeln und B-Feld Stärken aufweisen, kann davon ausgegangen werden, dass sogenannte „Spezialkammern“, wie zum Beispiel die BOF/BOG-Kammertypen im Fußbereich, ebenfalls geeicht werden können.

5.3 Standardmethode zur Eichung des ATLAS-Myonspektrometers

Frühere Studien zu Kalibrierungsstrategien des ATLAS-Myonspektrometers gingen folgendermaßen vor [21]:

- Es werden Myonen mit $p_T > 6 \text{ GeV}/c$ zur Kalibrierung verwendet.
- Die Spuren dieser Myonen sind in einer Multilage näherungsweise gerade.
- Die Spursegmente für die Autokalibration werden über eine Multilage rekonstruiert, da die Krümmung über die Höhe der gesamten Kammer zu groß ist.
- Ein Kalibrationsbereich umfasst eine Multilage einer MDT-Kammer.

In diesem Kapitel soll mit diesen Rahmenbedingungen die Leistungsfähigkeit der analytischen Autokalibrationsmethode untersucht werden. Repräsentativ für alle MDT-Kammern des Barrel-Bereiches werden dafür zunächst nur drei Typen betrachtet:

- BIL1 mit vier Driftrohrlagen pro Multilage und Winkelbereich $[5^\circ, 15^\circ]$,
- BML3 mit drei Rohrlagen pro Multilage und dem schwierigen Winkelbereich¹ $[25^\circ, 40^\circ]$,
- BOS5 mit drei Rohrlagen pro Multilage und zwei Winkelbereichen $[34^\circ, 42^\circ]$ und $[44^\circ, 52^\circ]$ (aufgrund der weiten Flugstrecke der Myonen, existieren zwei Bereiche, je einer für ein Ladungsvorzeichen der Myonen).

Der Autokalibrationsalgorithmus hängt von mehreren Variablen ab. Wie Kapitel 4 zeigt, benötigt er eine $r(t)$ -Relation als Startwert. Diese sollte so gut wie möglich der wahren Orts-Driftzeit-Beziehung entsprechen. Der Startwert lässt sich z.B. mit dem Driftkammersimulationsprogramm GARFIELD bestimmen. Es werden dabei Genauigkeiten von $\xi < 100 \mu\text{m}$ erzielt [26]. Die Voraussetzung dafür ist allerdings eine sehr gute Kenntnis aller äußeren Betriebsparameter, wie z.B. der Temperatur, Gaszusammensetzung und Stärke des Magnetfeldes.

Eine gängige Methode, eine erste Orts-Driftzeit-Beziehung für ein Driftrohr direkt aus den gemessenen Driftzeiten zu erhalten, ist die sogenannte Integrationsmethode.

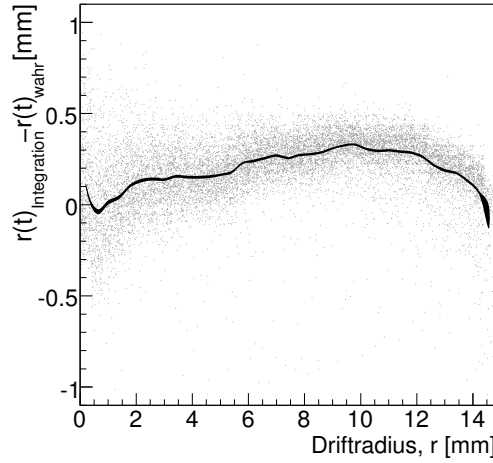


Abbildung 5.4: Differenz zwischen der Orts-Driftzeit-Beziehung $r(t)^{Integration}$, die für eine MDT-Kammer durch Integration des Driftzeitspektrums in einem Myonsteststrahl am CERN bestimmt wurde und $r(t)^{wahr}$, die mit Hilfe eines Siliziumstreifendetektorteleskops als externer Referenz gemessen wurde. Die maximale Abweichung zwischen $r(t)^{Integration}$ und $r(t)^{wahr}$ beträgt ca. $350 \mu\text{m}$, die mittlere knapp unter $200 \mu\text{m}$.

5.3.1 Integrationsmethode

Das Driftzeitspektrum ist die Häufigkeitsverteilung dN/dt der gemessenen Driftzeiten. Es gilt dann:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{dr} \cdot \frac{dr}{dt}.$$

Bei einer gleichmäßigen Ausleuchtung der Driftrohre kann man $dN/dr = N/R$ setzen, wobei N die Anzahl der im Spektrum gesammelten Driftzeiten und R der maximale Driftradius sind. Die Orts-Driftzeit-Beziehung erhält man dann durch Integration über die Driftgeschwindigkeit dr/dt :

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{R}{N} \cdot \frac{dN}{dt} \\ \Rightarrow r(t) &= \frac{R}{N} \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt' \end{aligned}$$

Die Annahme, dN/dr sei eine Konstante, ist jedoch nur näherungsweise erfüllt. δ -Elektronen, die von einlaufenden Myonen aus der Elektron-Hülle von Atomen

¹Die Autokalibration der Driftrohre ist mit Myonspuren, die einen Einfallswinkel um 30° haben, am schwierigsten (siehe Abschnitt 4.3).

der Rohrwand oder aus Gasatomen geschlagen werden, können in einem kürzeren Abstand vom Anodendraht als ein Myon das Rohr durchlaufen und erzeugen daher früher ein Signal als die Myonen, was zu einer Anreicherung der Driftzeiten zu kleinen Zeiten hin führt. Man erhält folglich eine $r(t)$ -Relation, die einen zu großen Radius bei kleinen Driftzeiten liefert.

Abbildung 5.4 zeigt die Differenz zwischen der $r(t)$ -Relation, die mit der Integrationsmethode berechnet wurde, und der wahren Beziehung. Die Driftzeiten wurden in einem Myonteststrahl am CERN gemessen [24]. Die „wahre“ $r(t)$ -Relation wurde mit Hilfe eines Siliziumstreifendetektorteleskops [23] als externer Referenz im Myonstrahl vermessen. Wie man in Abbildung 5.4 sehen kann, beschreibt $r(t)^{Integration} - r(t)^{wahr}$ näherungsweise eine Parabel als Funktion des Driftradius, deren Scheitelpunkt etwa $350 \mu\text{m}$ von Null abweicht.

5.3.2 Abhängigkeit vom Startwert

Erhält man $r(t)^{Start}$ mit Hilfe der Integrationsmethode, so zeigt diese eine etwa parabelförmige Abweichung von der wahren Orts-Driftzeit-Beziehung. Aus diesem Grund soll anhand der drei ausgewählten MDT-Kammern überprüft werden, ob der Autokalibrationsalgorithmus Startwerte, deren Abweichungen eine ähnliche Form haben, so korrigieren kann, dass die resultierenden $r(t)$ -Beziehungen innerhalb der angestrebten Toleranzen zur wahren $r(t)$ -Relation liegen. Als Startwerte werden zur wahren Orts-Driftzeit-Beziehung $r(t)^{wahr}$ Parabeln mit unterschiedlichen Maxima x addiert (siehe Abbildung 5.5):

$$r(t)^{Start} = r(t)^{wahr} - x \cdot \frac{4}{R} \cdot r(t)^{wahr} \left(\frac{r(t)^{wahr}}{R} - 1 \right).$$

Es wurde jeweils eine Kalibration mit fünf statistisch unabhängigen, simulierten Datensätzen mit je 5000 Spuren pro MDT-Kammer durchgeführt.

Die erreichten mittleren Genauigkeiten sind in Abbildung 5.5 gezeigt. Die waagrechte gestrichelte Linie gibt die Grenze von $30 \mu\text{m}$ an, unterhalb der sich nach [22] die erzielten $r(t)$ -Genauigkeiten nach der Kalibrierung befinden sollten. Die Ergebnisse werden für die drei ausgewählten Kammertypen separat diskutiert:

BIL1-Kammern

Bis zu einer Amplitude von $400 \mu\text{m}$ liegt die Genauigkeit ξ der gefundenen $r(t)$ -Relation der BIL1-Kammer unterhalb der $30 \mu\text{m}$ -Grenze. Für einen Startwert mit einer Abweichung von $x = 500 \mu\text{m}$ erreicht der Algorithmus Genauigkeiten von ca. $70 \mu\text{m}$ und liegt damit bereits oberhalb der angestrebten Grenze. Für größere Amplituden ist die Genauigkeit bereits schlechter als $250 \mu\text{m}$.

In Abbildung 5.6 links ist die Abweichung der gefundenen, von der wahren Orts-Driftzeit-Beziehung gegen den Driftradius für $x = 200, 400$ und $600 \mu\text{m}$ aufgetragen. Die Kurven für $x = 200 \mu\text{m}$ und $x = 400 \mu\text{m}$ verlaufen flach und nahe

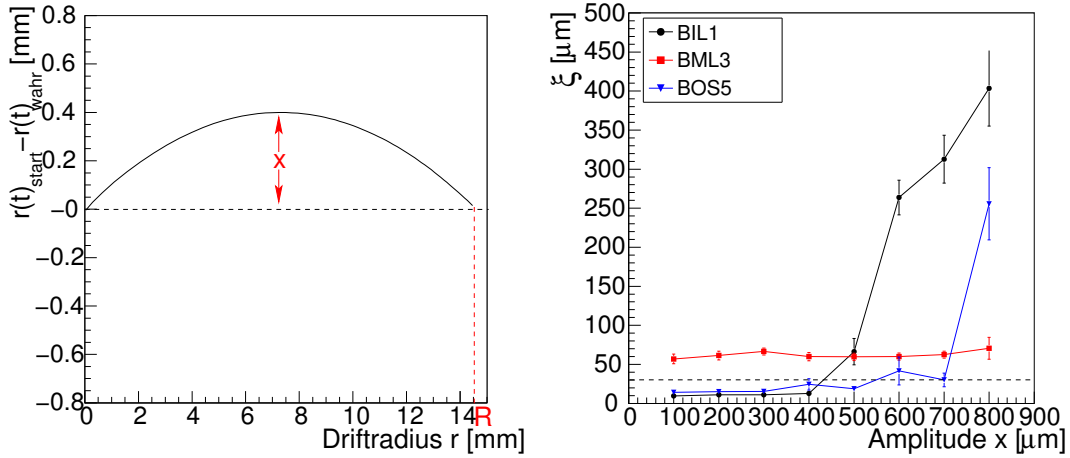


Abbildung 5.5: Verwendete Start- $r(t)$ -Beziehung (links) und die mit dieser erreichten Genauigkeiten ξ in Abhängigkeit von der Amplitude x der Abweichung der Start- $r(t)$ -Relationen für drei Kammer-Typen (rechts). Die Fehlerbalken geben die Streuung der Ergebnisse in der bestimmten $r(t)$ -Relation für 5 statistisch unabhängige Datensätze an.

bei Null als Funktion des Driftradius, jede Driftzeit kann also in den richtigen Driftradius umgerechnet werden. Für $x = 600 \mu\text{m}$ dagegen schafft es der Autokalibrationsalgorithmus nicht eine flache Kurve zu liefern. Die Kammern des Typs BIL1 besitzen aufgrund des Winkelbereiches der Myonspuren bei $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ zwei Fixpunkte (zusätzlich zum Fixpunkt bei $r = 0$), den einen bei $r = 4 \text{ mm}$, den zweiten bei $r = 9.5 \text{ mm}$. Diese Punkte werden vom Algorithmus richtig erkannt, und es gilt an diesen Stellen $r(t) - r(t)^{\text{wahr}} = 0$. Zwischen diesen Punkten weicht $r(t)$ stark von $r(t)^{\text{wahr}}$ ab. Zwar kann die Amplitude der Startrelation von $600 \mu\text{m}$ auf etwa $150 \mu\text{m}$ gedrückt werden, aber dieses Ergebnis entspricht nicht den Anforderungen. Für Radien größer als 14 mm ergibt sich eine sehr große Abweichung.

Mit der Integrationsmethode wird eine $r(t)$ -Relation gewonnen, die eine in etwa parabelförmige Abweichung von der wahren Relation besitzt, deren Amplitude ca. $350 \mu\text{m}$ beträgt. Dieser Wert kann aufgrund veränderlicher Betriebsparameter, wie z.B. der Temperatur noch größer werden. Für Kammern des Typs BIL1 wäre demnach die Integration des Driftzeitspektrums zur Bestimmung von $r(t)^{\text{Start}}$ äußerst kritisch.

BML3-Kammern

Für die BML3 ergibt sich ein überraschendes Ergebnis. Die Genauigkeit ξ ist über den untersuchten Amplitudenbereich in etwa konstant bei $\sim 70 \mu\text{m}$. Die Autokalibration schafft es in diesem Winkelbereich also auch mit guten Startwerten

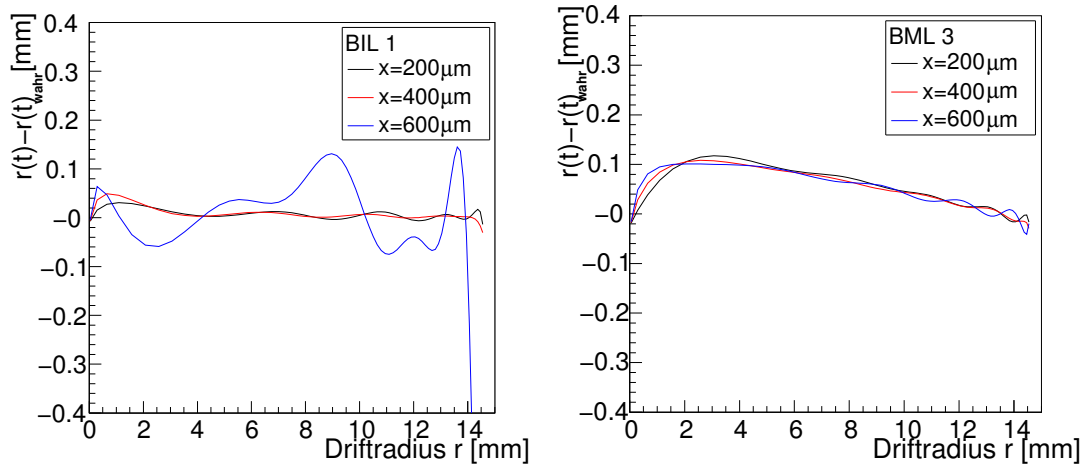


Abbildung 5.6: Abweichung der durch Autokalibration gefundenen $r(t)$ -Relation von $r(t)^{wahr}$ als Funktion des Driftradius für BIL1- und BML3-Kammern und je drei verschiedene Amplituden x der Abweichung der Start- $r(t)$ -Relation $r(t)^{Start}$.

nicht, eine $r(t)$ -Relation zu finden, die im Mittel weniger als etwa $50 \mu\text{m}$ von der wahren entfernt ist. Dafür wird diese Genauigkeit nahezu unabhängig von der Amplitude der verwendeten Startrelation erreicht.

Dieser Kammertyp besitzt nur einen Fixpunkt bei $r = 12,5 \text{ mm}$ und alle anderen Radien sind offensichtlich aufgrund der Einfallswinkel nahe 30° nur mit einer Genauigkeit von ca. $70 \mu\text{m}$ bestimmbar. Ein Grund dafür ist die Einzelrohrauflösung, die in Drahtnähe schlechter als bei größeren Radien ist. Dies spiegelt sich in der Kurve in Abbildung 5.6 wieder: die Abweichung hat einen maximalen Wert von etwa $100 \mu\text{m}$ bei kleinen Radien und fällt dann bis zum maximalen Driftradius stetig bis auf Null ab. Der Einfluss der Einzelrohrauflösung auf die Autokalibration wird eingehend in Kapitel 5.4.3 untersucht.

BOS5-Kammern

Die erreichten Genauigkeiten der BOS5 liegen zwischen 15 und $30 \mu\text{m}$ für $x \leq 700 \mu\text{m}$ und steigen für größere Amplituden sprunghaft an. BOS5-Kammern haben dadurch, dass sie Spuren mit Einfallswinkeln größer als 40° besitzen, eine höhere Anzahl an Fixpunkten. Das liegt daran, dass für diese Winkelbereiche die Chance erhöht ist, dass mehr als drei Rohre pro Multilage getroffen werden. Bis zu einer Amplitude von $700 \mu\text{m}$ verläuft die Differenz $r(t) - r(t)^{wahr}$ für alle Driftradien $r < 14 \text{ mm}$ flach um 0 verteilt. Für Amplituden $x \geq 400 \mu\text{m}$ zeigt sich, wie in den BIL1-Kammern, eine große Abweichung bei Driftradien die größer als

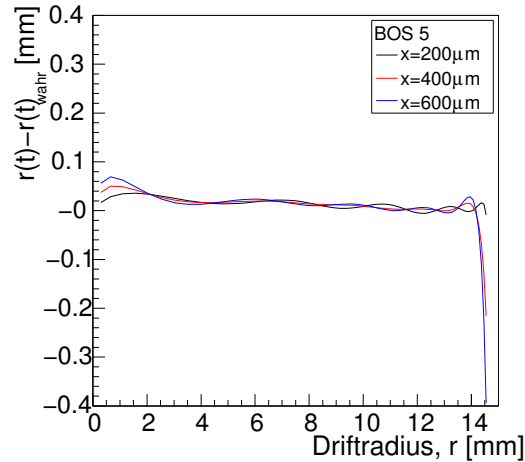


Abbildung 5.7: Abweichung der durch Autokalibration gefundenen $r(t)$ -Relation von $r(t)^{wahr}$ als Funktion des Driftradius für BOS5-Kammern und je drei verschiedene Amplituden x der Abweichung der Start- $r(t)$ -Relation $r(t)^{Start}$.

14 mm sind.

Damit wurde eine ungefähre Abschätzung gewonnen, wie genau die Start- $r(t)$ -Beziehung bekannt sein sollte. Wird $r(t)^{Start}$ also mit der Integrationsmethode bestimmt, so kann nicht sichergestellt werden, dass mit der verwendeten Autokalibrationsmethode eine Orts-Driftzeit-Beziehung gefunden wird, die den Genauigkeitsansprüchen genügt.

Es muss daher entweder sichergestellt werden, dass die Startwerte so gut bestimmt werden, dass diese stets weniger als $400 \mu\text{m}$ von der wahren $r(t)$ -Relation abweichen, oder aber das Kalibrationsverfahren muss so verändert werden, dass der Algorithmus auch bei größeren Abweichungen stabil funktioniert.

Was würde geschehen, wenn man die aus der Autokalibration resultierenden $r(t)$ -Beziehungen als neuen Startwert für die Autokalibration benutzt? Naiv gedacht sollte das eine klare Verbesserung bewirken, da diese ja nicht mehr so stark von der wahren $r(t)$ -Relation entfernt liegen. Das Problem ist aber, dass der Algorithmus bereits davor die bestmöglichen Relationen gefunden hatte. Bewirken die erneuten Iterationen tatsächlich eine Steigerung der $r(t)$ -Genauigkeit, dann ist dies ein klares Anzeichen dafür, dass das gewählte Konvergenzkriterium unzureichend war. In Abbildung 5.8 sind die Ergebnisse dieses Tests für die BIL1-Kammer aufgetragen. Man sieht anhand des rechten Graphen, dass der erneute Durchlauf der Autokalibration die $r(t)$ -Relation deutlich glättet. Nur die erhebliche Differenz für $r > 14 \text{ mm}$ wird sogar noch verstärkt. Dieser zweite Effekt bewirkt auch, dass ξ nach dem zweiten Durchlauf größer ist als nach dem ersten.

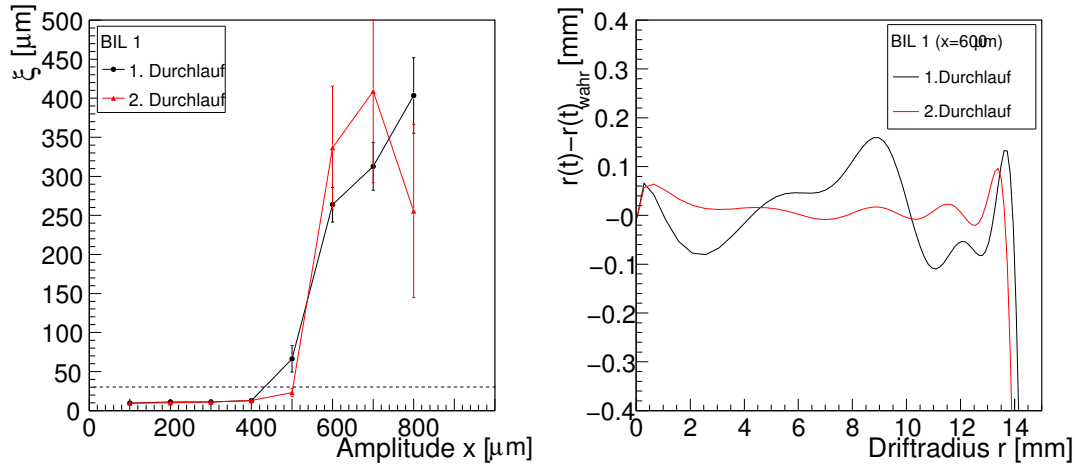


Abbildung 5.8: Genauigkeit ξ der $r(t)$ -Beziehung der BIL1-Kammer. Die rote Linie ergibt sich aus der wiederholten Anwendung der analytischen Autokalibration mit dem Ergebnis des ersten Durchlaufes als Startwert für den zweiten.

Der Anspruch der analytischen Autokalibration ist jedoch, dass sie durch nur einmalige Anwendung die bestmögliche Orts-Driftzeit-Beziehung findet. Dies wird im folgendem Abschnitt genauer untersucht.

5.4 Optimierung des Autokalibrationsverfahrens

5.4.1 Das Konvergenzkriterium der Autokalibration

Die Anpassung der analytischen Vorhersage der Residuen an die gemessenen, mit dem χ^2 -Verfahren, erfolgt iterativ (siehe Abschnitt 4.4.3). Der Algorithmus muss dabei bestimmen, wann eine ausreichend gute $r(t)$ -Beziehung gefunden ist und dann abbrechen. Dieses Abbruchkriterium wird anhand der Spurrekonstruktion festgelegt. Die Spursegmente werden in einer Multilage über eine χ^2 -Minimierung

$$\chi_{\text{Spur}}^2 = \sum_{l=1}^m \sum_{k=1}^n \frac{(r(t_{k,l}) - d_{k,l})^2}{(\sigma(t_{k,l}))^2}$$

auf bestmögliche Weise an die Driftradien angelegt, wobei $\sigma(t)$ die Driftrohrauflösung als Funktion der Driftzeit ist. $r(t_{k,l})$ ist dabei der Radius, welcher aus der Driftzeit des k -ten Treffers der l -ten Myonspur berechnet wurde und $d_{k,l}$ Abstand der rekonstruierten Spur zum entsprechenden Anodendraht. Diese Minimierung wird nach jeder Iteration der Autokalibration durchgeführt. Ist nun

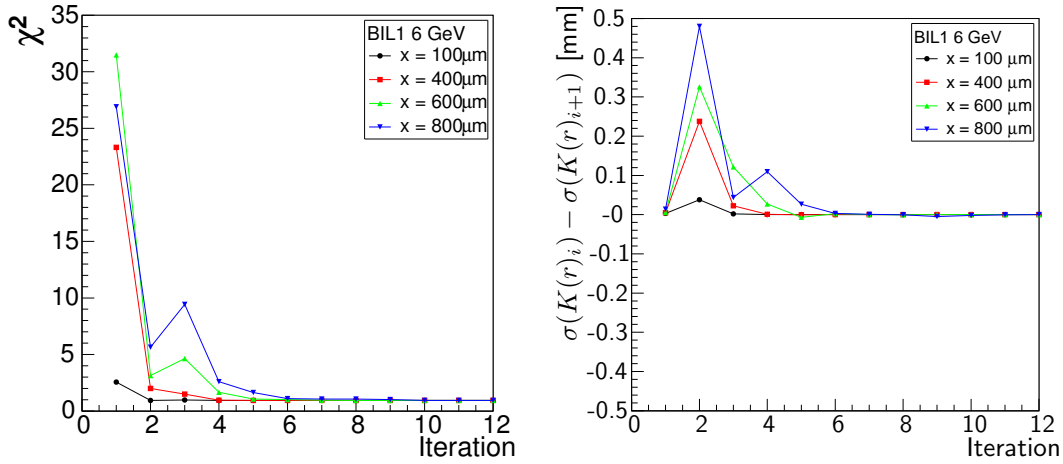


Abbildung 5.9: Entwicklung von χ_{Spur}^2 der Spurrekonstruktion sowie der Differenz des Mittelwertes der Korrekturfunktion über 12 Iterationen der Autokalibration bei verschiedenen Amplituden x von $r(t)^{Start}$

im $(i + 1)$ -ten Iterationsschritt $\chi_{Spur,i+1}^2 > \chi_{Spur,i}^2$ dann wird angenommen, dass die bestmögliche $r(t)$ -Beziehung im i -ten Autokalibrationsschritt gefunden wurde. Ob diese Annahme gültig ist, soll untersucht werden.

Dazu wird die Entwicklung von χ_{Spur}^2 über 12 Iterationsschritte der Autokalibration für die Amplituden $x = 100 \mu\text{m}$, $400 \mu\text{m}$, $600 \mu\text{m}$ und $800 \mu\text{m}$ der Start- $r(t)$ -Relation betrachtet. Wie in Abbildung 5.9 zu sehen ist, entsteht bei der 2. Iteration für $x \gtrsim 400 \mu\text{m}$ ein lokales Minimum. Bei Iteration 3 wird ein lokales Maximum erreicht, das mit x anwächst, bevor χ_{Spur}^2 schließlich bei weiteren Iterationen gegen eins konvergiert. Das Abbruchkriterium ist also ungeschickt gewählt, da es die Autokalibration bereits in dem lokalen Minimum nach der 2. Iteration abbricht, während ein besseres, globales Minimum existiert. Das Konvergenzkriterium sollte allerdings so gewählt werden, dass das globale Minimum von χ_{Spur}^2 gefunden wird oder zumindest so, dass die Autokalibration auf jeden Fall erst im Konvergenzbereich zum globalen Minimum von χ_{Spur}^2 abbricht. Dazu wird zusätzlich zu χ_{Spur}^2 eine zweite Größe betrachtet, die Rückschlüsse auf die erreichte Genauigkeit der i -ten Iteration der Autokalibration zulässt die Korrekturfunktion $K(r)_i$. $K(r)_i$ beschreibt die Korrektur zu jedem Driftradius $r(t)$, die in der i -ten Iteration durchgeführt wird und wurde in Abschnitt 4.4.3 eingeführt, mit dem Unterschied, dass die Abhängigkeit in r und nicht in der Driftzeit t angegeben ist. Die Differenz der mittleren Abweichung dieser Korrektur zwischen der $(i + 1)$ -ten und der i -ten Iteration ist auf der rechten Seite von Abbildung 5.9 gegen die Anzahl der Iterationen aufgetragen, wobei die mittlere

Abweichung der Korrekturfunktion

$$\sigma(K(r)_i) = \sqrt{\frac{1}{R} \int_0^R K(r')_i^2 dr'}$$

beträgt und R den maximalen Driftradius bezeichne.

Man sieht, dass sich die Differenz in den ersten 3 – 5 Iterationen stark ändert und proportional zur Amplitude x der Start- $r(t)$ -Relation ist. Ab Iteration 6 konvergieren die Werte gegen 0, die Streuung der Korrekturfunktion bleibt also konstant.

Auf Grundlage dieser Ergebnisse wird ein neues Konvergenzkriterium für die Autokalibration eingeführt. Zusätzlich zu der Forderung, dass $\chi_{Spur,i+1}^2 > \chi_{Spur,i}^2$, wird darin verlangt, dass die Änderung von $\sigma(K(r))$ zwischen zwei Iterationen kleiner sein muss als $1 \mu\text{m}$. Mit dieser Anforderung wird erreicht, dass der Algorithmus nicht im lokalen Minimum von χ_{Spur}^2 abbricht sondern bis in den Bereich iteriert, in dem χ_{Spur}^2 gegen 1 läuft. In diesem Bereich wird nach einem weiteren Minimum von χ_{Spur}^2 gesucht und erst dann die Autokalibration abgebrochen.

Um dieses neue Konvergenzkriterium zu prüfen, wurde der Test aus Kapitel 5.3 wiederholt. Wie in Abbildung 5.10 zu sehen ist, verbessert es die erreichten Genauigkeiten für $x > 500 \mu\text{m}$ erheblich. Die $r(t)$ -Genauigkeit ξ liegt nun für alle drei Kammertypen unterhalb der $100 \mu\text{m}$ -Marke und die BIL1- und BOS5-Kammern erreichen sogar für $x = 800 \mu\text{m}$ Genauigkeiten von $30 - 40 \mu\text{m}$. Zusätzlich verbessert dieses Kriterium das Verhalten bei großen Driftradien. Die starke Diskrepanz zwischen $r(t)$ und $r(t)^{wahr}$ bei $r > 14 \text{ mm}$ wurde nicht mehr beobachtet. Die Ergebnisse für die BML3-Kammern bleiben jedoch unverändert.

Zusammenfassung

- Dem Abbruchkriterium wird eine Bedingung an die Korrekturfunktion der Autokalibration hinzugefügt. Die Autokalibration wird nach der i -ten Iteration abgebrochen, wenn folgendes Kriterium erfüllt ist:

$$\{\chi_{i+1}^2 > \chi_i^2\} \text{ und } \{\sigma(K(r)_i) - \sigma(K(r)_{i+1}) < 1 \mu\text{m}\}.$$

- Dieses veränderte Konvergenzkriterium wird in allen folgenden Analysen verwendet.

5.4.2 Spurrekonstruktion in beiden Multilagen

Um Kammern auch mit Spurwinkeln um 30° kalibrieren zu können, benötigt man mehr Informationen über die Driftradien pro Myonspur. Ein großer Vorteil

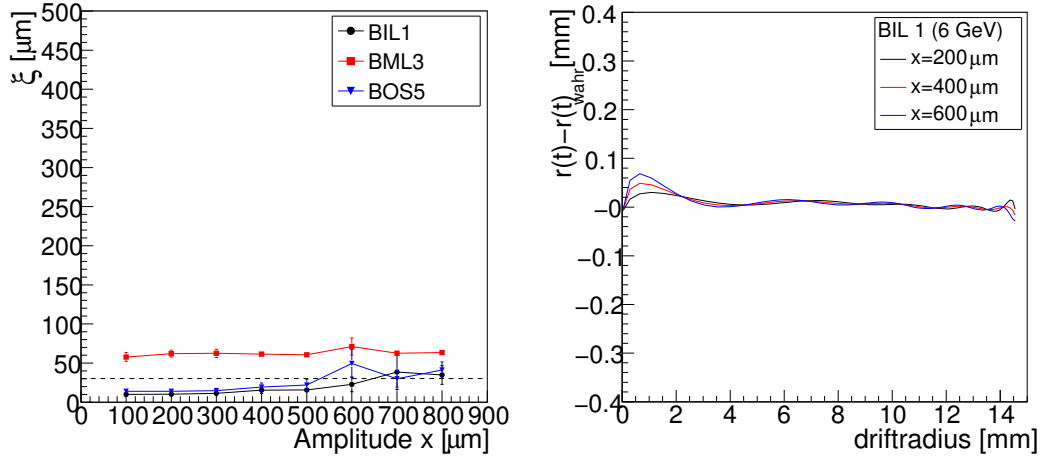


Abbildung 5.10: Mit dem neuen Konvergenzkriterium erreichte $r(t)$ -Genauigkeiten sowie die Differenz $r(t) - r(t)_{\text{wahr}}$ für die BIL1 bei drei verschiedenen Amplituden x von $r(t)_{\text{Start}}$.

wäre es somit, wenn man die Spurrekonstruktion auf zwei Multilagen ausdehnen könnte. Dies bewirkt aber nur dann eine Verbesserung, wenn die Krümmung der Myonspur in einer Kammer nicht zu groß, der Impuls des Myons also nicht zu klein ist.

Abschätzung der Spurkrümmung in einer MDT-Kammer

Um ein Gefühl dafür zu erhalten, wie weit sich eine Spur, die bei der Rekonstruktion in beiden Multilagen als gerade angenommen wird, von einer unterscheidet für die diese Annahme nur in jeweils einer Multilage gemacht wird, betrachten wir die folgende Abschätzung:

Aus der Bahn eines Myons durch eine MDT-Kammer lassen sich drei unterschiedliche Spursegmente rekonstruieren (siehe Abbildung 5.11):

- Segment 1 wird durch die Treffer in Multilage 1 festgelegt.
- Segment 2 wird durch die Treffer in Multilage 2 festgelegt.
- Segment 3 wird aus allen Treffern in beiden Multilagen rekonstruiert.

Der Winkel zwischen Segment 1 und Segment 2 (siehe Abbildung 5.11) lässt sich aus dem Myonimpuls p bestimmen

$$\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1 = \frac{e}{p} \int_{\varphi} \vec{B} d\vec{l}.$$

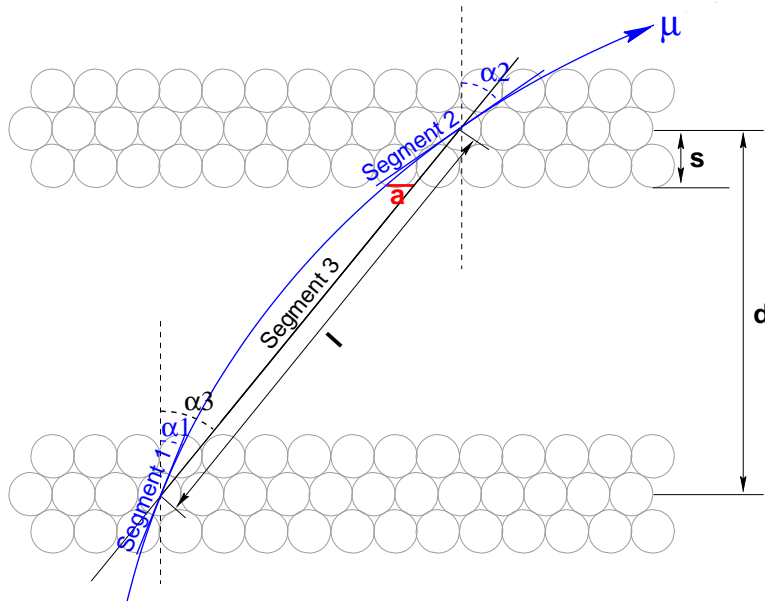


Abbildung 5.11: Illustration der drei möglichen Spursegmente in einer MDT-Kammer. a ist Schätzgröße für die Abweichung zwischen Segment 2 und Segment 3 und damit ein Maß für die Rekonstruktionsgenauigkeit von gekrümmten Myonspuren in beiden Multilagenniveaus.

φ steht dabei für die Flugstrecke des Myons in einer Kammer.

Falls das Magnetfeld der Kammer konstant ist und senkrecht zur Flugbahn des Myons steht, dann gilt:

$$\Delta\alpha = \frac{eBl}{p}$$

mit

$$p = \frac{p_T}{\cos(\alpha_3)} \quad \text{und} \quad l = \frac{d}{\cos(\alpha_3)},$$

der Länge der Flugstrecke des Myons, die an dieser Stelle vereinfachend als gerade angenommen wird. α_3 ist der Winkel des Segments 3 zur Kammernormalen (siehe Abbildung 5.11) und wird im folgenden auf 30° festgelegt, um eine Abschätzung für die BML3-Kammern zu erhalten.

Die Annahme, dass das Magnetfeld auf der gesamten Flugstrecke eines Myons konstant ist, ist nicht für alle MDT-Kammern des Myonspektrometers erfüllt. Vor allem Kammertypen, welche direkt auf die Toroidspulen montiert sind, sind von einem stark inhomogenen Magnetfeld durchsetzt. Die Annahme ist hier jedoch als schlimmster Fall eingeführt, um die maximale Ablenkung in einer Kammer zu

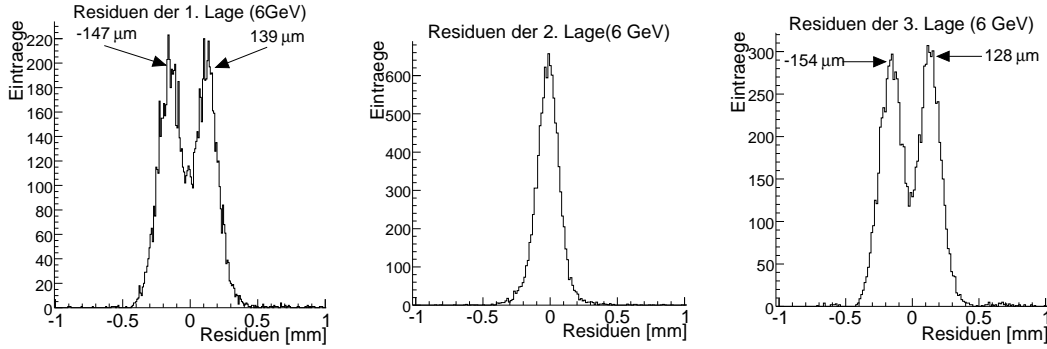


Abbildung 5.12: Residuenverteilungen für die einzelnen Rohrlagen einer Multilage einer BML3-Kammer für Myonspuren mit $p_T = 6 \text{ GeV}/c$. In den Residuen der Lagen 1 und 3 zeigt sich die Abweichung der über zwei Multilagen rekonstruierten geraden Spur. Wie zu erwarten sind die Residuen in Lage 2 um Null verteilt.

betrachten. Diese Annahme ist für die Kammern des Typs BML gut erfüllt, da sie sich in der Mitte zwischen den Toroidspulen befinden, und somit das Magnetfeld in sehr guter Näherung einen homogenen Wert von etwa 0,5 T über das gesamte Kammervolumen hat.

Aus $\Delta\alpha$, α_3 sowie der Kammergeometrie lässt sich nun der Parameter a berechnen, der die Größenordnung der Abweichung zwischen Segment 2 und Segment 3 angibt:

$$\begin{aligned} a &= s \cdot \left(\sin \left(\frac{\Delta\alpha}{2} + \alpha_3 \right) - \sin(\alpha_3) \right) \\ &= s \cdot \left(\sin \left(\frac{eBl}{2p} + \alpha_3 \right) - \sin(\alpha_3) \right). \end{aligned}$$

$s = 0,04 \text{ m}$ bezeichne die halbe Höhe einer Multilage und $d = 0,39 \text{ m}$ den Multilagenabstand (siehe Abbildung 5.11). Damit ergibt sich:

$$a(6 \text{ GeV}/c) \sim 150 \text{ } \mu\text{m} \text{ und } a(20 \text{ GeV}/c) \sim 50 \text{ } \mu\text{m}.$$

Residuen bei gekrümmten Spuren

Die Histogramme in Abbildung 5.12 zeigen die Residuen für jede Lage einer Multilage einer BML3-Kammer. Diese bestätigen die abgeschätzten Werte der Abweichung von $a \approx 150 \text{ } \mu\text{m}$ für $p_T = 6 \text{ GeV}/c$: Deutlich erkennt man in Lage 1 und 3 je zwei Gaußverteilungen, von denen jeweils eine zu negativen und die zweite zu positiven Residuen hin verschoben ist. Diesen Doppelpeak erhält man

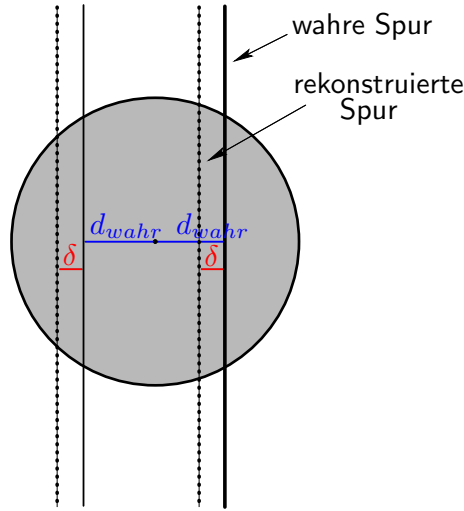


Abbildung 5.13: Beispiel einer Spurkonfiguration in einem Driftrohr bei Rekonstruktion in beiden Multilagen. Die rekonstruierte Spur liegt aufgrund der Bahnkrümmung z.B. stets links von der wahren Spur.

aufgrund der positiv, beziehungsweise negativ geladenen Myonen, beziehungsweise links und rechts des Anodendrahtes verlaufenden Spuren (siehe unten). Für $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ wäre demnach für die BML-Kammern mit Spurrekonstruktion über beide Multilagen keine Verbesserung zu erwarten.

Die Autokalibration wird aber dennoch eine Orts-Driftzeit-Beziehung mit einer Genauigkeit von besser als $150 \mu\text{m}$ finden. Dafür gibt es zwei Gründe:

Erstens misst man in der 2. Lage jeder Multilage annähernd richtige Residuen.

Der zweite Grund ist etwas komplizierter. Deshalb wird zunächst genauer auf die Verteilung der Residuen für die erste und dritte Lage einer Multilage eingegangen werden. Betrachtet man zum Beispiel ein Residuum $\Delta_{1,1}$ der ersten Lage der ersten Multilage, so stellt man fest, dass dieses stets um einen Wert δ im Vergleich zu dem Residuum in Lage 2 verschoben ist. δ kann dabei positiv oder negativ sein. Das Vorzeichen hängt von zwei Faktoren ab: Von der Ladung des Myons sowie von der Drahtposition relativ zur Myonspur. Eine Spur, die rechts vom Draht verläuft, habe den Abstand $d > 0$, eine links davon sei mit $d < 0$ definiert. Wird eine Myonspur nun über zwei Multilagen rekonstruiert, entspricht der Abstand d aufgrund der Spurkrümmung nicht dem tatsächlichen Abstand d^{wahr} zwischen Spur und Anodendraht, sondern ist um einen Wert δ erhöht oder erniedrigt. Für die Berechnung der Residuen $\Delta_{1,1}$ gilt dann:

$$\begin{aligned} \Delta_{1,1} &= r(t) - d, \\ &= (r(t)^{wahr} + \epsilon) - (d^{wahr} \pm \delta). \end{aligned}$$

Mit $r(t)^{wahr} \equiv d^{wahr}$ folgt:

$$\Delta_{1,1} = \epsilon \pm \delta.$$

Das Vorzeichen von δ hängt vom Ladungszustand des Myons und der Lage der Spur relativ zum Draht ab. Betrachtet man nun viele Myonen gleicher Ladung, so werden diese im Mittel genau so häufig links wie rechts des Anodendrahts eines Driftrohres passieren. δ wird somit je nach Lage der Spur zu dem Residuum dieses Rohres addiert oder subtrahiert. Bei ausreichend hoher Statistik stellt man fest, dass sich δ für die Autokalibration herausmittelt. Gleiches geschieht bei zwei Myonen unterschiedlicher Ladung, die auf der selben Seite, aber mit entgegengesetzter Krümmung das Rohr durchkreuzen.

Anwendung auf Monte-Carlo-Daten

Um zu testen, ob die Spurrekonstruktion in beiden Multilagen tatsächlich eine Verbesserung der erreichten $r(t)$ -Genauigkeiten liefert, wurden alle MDT-Kammern des Barrel-Bereiches mit $p_T = 6$ GeV/c und $p_T = 20$ GeV/c jeweils mit rekonstruierten, geraden Spuren in beiden sowie in nur einer Multilage der Kammer geeicht. Diese Kalibrierung wurde jeweils mit 7 statistisch unabhängigen Ensembles durchgeführt, um die Mittelwerte der Ergebnisse miteinander vergleichen zu können. Repräsentativ sollen zwei Kammertypen genauer diskutiert werden. Die BIL-Kammern stehen dabei für alle Kammern der inneren und äußeren Lagen, die BML-Kammern für alle Kammern der mittleren Lage des Myonspektrometers, in denen die größte Ablenkkraft auf ein Myon über die Höhe einer Kammer wirkt.

BIL-Kammern Wie in Abbildung 5.14 zu erkennen ist, bewirkt die Spurrekonstruktion über beide Multilagen schon bei 6 GeV/c eine deutliche Verbesserung der $r(t)$ -Genauigkeiten in allen Winkelbereichen und die erreichten Werte liegen bei ~ 20 μm . Auffällig ist die klare Steigerung in dem schwierigen Winkelbereich der BIL3 Kammern. Auch dort werden nun Werte erreicht, die vergleichbar mit denen in den übrigen Winkelbereichen sind.

Wie bereits vermutet, wird ξ beim Eichen mit Spuren in nur einer Multilage schlechter, wenn höherenergetische Myonen verwendet werden. Dafür liefert die Autokalibration mit 20 GeV/c-Myonen über beide Multilagen äußerst stabile $r(t)$ -Genauigkeiten von 20 μm in allen Winkelbereichen und vor allem in dem schwierigen Winkelbereich der BIL3-Kammern.

Dieses Verhalten ist für alle MDT-Kammern der inneren und äußeren Lage des Myonspektrometers zu beobachten.

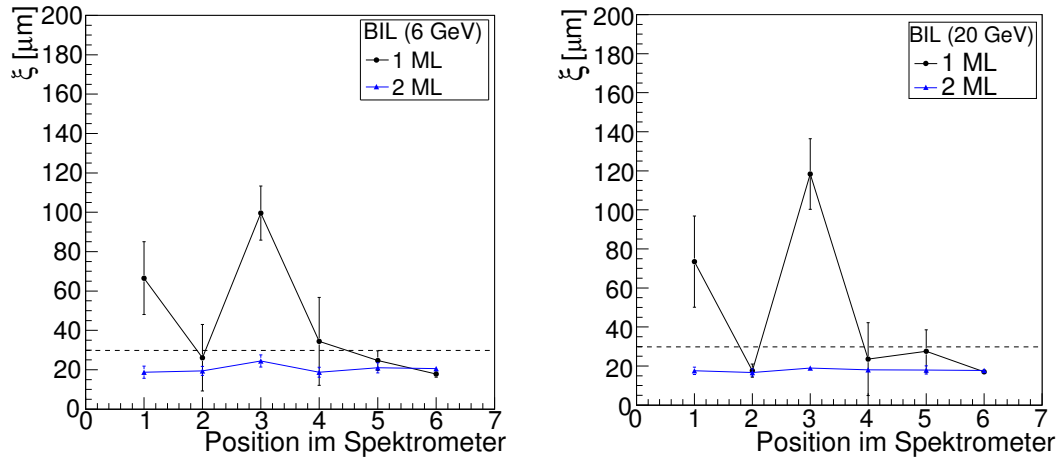


Abbildung 5.14: Genauigkeit der $r(t)$ -Relation ξ für alle Kammern des Typs BIL mit 2000 Spuren pro Kammer. Es wurden Myonen mit $p_T = 6$ GeV/c (links) und $p_T = 20$ GeV/c (rechts) verwendet. Für jede MDT-Kammer ist die erzielte Präzision mit Spurrekonstruktion in einer beziehungsweise beiden Multilagen gezeigt.

BML-Kammern Die BML-Kammern verhalten sich anders als die BIL-Kammern. Zwar bringt auch dort für Myonen mit $p_T = 6$ GeV/c die Spurrekonstruktion in beiden Multilagen auf vier von sechs Positionen eine Verbesserung, die Genauigkeit für die BML3-Kammer fällt allerdings von ~ 60 μm auf ~ 110 μm ab (vgl. Abbildung 5.15). Dieses Verhalten zeigt keine andere Kammer des Barrel-Bereiches.

Der Erfolg der Spurrekonstruktion in beiden Multilagen hängt von zwei Faktoren ab: Zum einen wird natürlich die Anzahl an Fixpunkten für die Autokalibration erhöht, somit sind mehr $r(t)$ -Punkte pro MDT-Kammer exakt bekannt, so dass eine bessere Orts-Driftzeit-Beziehung gefunden werden kann. Diese Verbesserung steht in Konkurrenz mit der Genauigkeit der Spurrekonstruktion, die durch die Annahme einer geraden Spur durch beide Multilagen verschlechtert wird. Zwar wirkt sich diese Abweichung zwischen realer und rekonstruierter Spur nicht direkt proportional auf die Genauigkeit der Autokalibration aus (wie oben gezeigt), die Kalibrierung wird jedoch trotzdem mit Spuren, die richtig rekonstruiert wurden, immer bessere Ergebnisse liefern.

Im Gegensatz zu allen anderen MDT-Kammern, die Spurwinkelverteilungen um 30° besitzen, rechnet sich bei den BML3-Kammern die Verbesserung durch die höhere Anzahl an Fixpunkten nicht gegen den Verlust an Rekonstruktionsgenauigkeit. Bei Spuren mit $p_T = 20$ GeV/c trifft dies nicht mehr zu, und die Autokalibration erzielt Werte von ξ für die BML3-Kammern, die in derselben Region wie für alle anderen Kammern liegen, wenn beide Multilagen für die Rekonstruktion

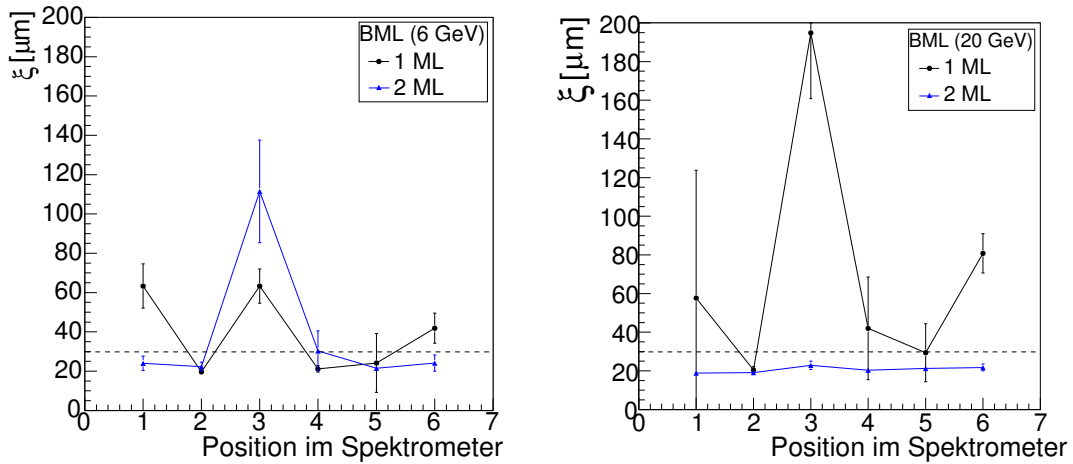


Abbildung 5.15: Genauigkeit der $r(t)$ -Relation ξ für alle Kammern des Typs BML mit 2000 Spuren pro Kammer. Es wurden Myonen mit $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ (links) und $p_T = 20 \text{ GeV}/c$ (rechts) verwendet. Für jede MDT-Kammer ist die erzielte Präzision mit Spurrekonstruktion in einer beziehungsweise beiden Multilagene gezeigt.

der Spur in Betracht gezogen werden.

Wie schon bei den BIL-Kammern beobachtet, verschlechtert sich bei den höheren Impulsen auch für die BML-Kammern die $r(t)$ -Genauigkeit bei der Kalibrierung in nur einer Multilage.

Zusammenfassung

- Die Genauigkeit der kalibrierten Orts-Driftzeit-Beziehungen ξ wird für alle MDT-Kammern außer für die des Typs BML3 bei Eichung mit Myonen mit $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ durch die Spurrekonstruktion in beiden Multilagene deutlich erhöht.
- Diese Verbesserung wird dabei auch mit Spuren erreicht, deren Krümmung in einer Kammer größer ist als die angestrebten Werte für ξ von mindestens $30 \mu\text{m}$.
- Für alle Kammern außer BML3 wird in den folgenden Kalibrierungsstudien die Spurrekonstruktion in beiden Multilagene vorgenommen.

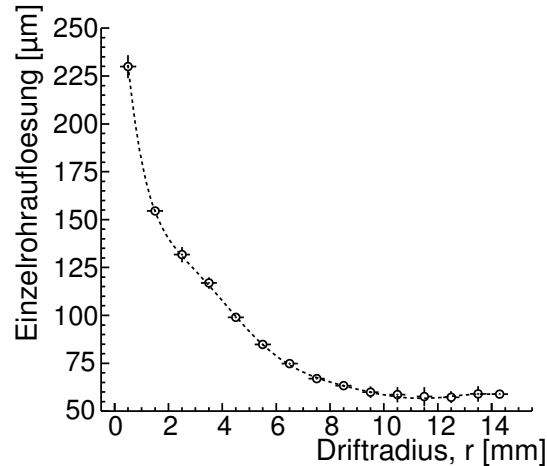


Abbildung 5.16: Ortsauflösung eines Driftrohres in Abhängigkeit vom Driftradius, gemessen im Myonteststrahl am CERN [24].

5.4.3 Einfluss der Einzelrohrauflösung

Um die Gerade zu finden, welche am besten an die gemessenen Driftradien passt, wird bei der Rekonstruktion der Myonspur eine χ^2 -Minimierung durchgeführt:

$$\chi_{Spur}^2 = \sum_{l=1}^m \sum_{k=1}^n \frac{(r(t_{k,l}) - d_{k,l})^2}{(\sigma(t_{k,l}))^2}. \quad (5.2)$$

$r(t_{k,l})$ ist der Radius, welcher aus der Driftzeit des k -ten Treffers der l -ten Spur berechnet wurde, $d_{k,l}$ der Abstand der rekonstruierten Spur zum entsprechenden k -ten Anodendraht und $\sigma(t_{k,l})$ die Einzelrohrauflösung in Abhängigkeit von der Driftzeit. $\sigma(t)$ ist eine zu bestimmende Funktion, die von den Operationsparametern der Driftrohre abhängt. Es gibt Verfahren, um auch $\sigma(t)$ iterativ mit Hilfe von Myonspuren zu bestimmen [13, 25]. In dieser Analyse wird jedoch dafür eine Funktion benutzt, die in Teststrahlmessungen mit einem Siliziumstreifendetektorteleskop [23] als externer Referenz aufgezeichnet wurde. Abbildung 5.16 zeigt die Einzelrohrauflösung in Abhängigkeit vom Driftradius wie sie im Teststrahl am CERN mit einer MDT-Kammer gemessen wurde [24]. Die Auflösung steigt für kleine Radien auf bis auf 250 μm an. Für größere Radien fällt $\sigma(t)$ auf ca. 60 μm ab. Treffer bei großen Radien haben deshalb ein stärkeres Gewicht in der Spurrekonstruktion als Treffer in Drahtnähe. Auf diese Weise wird die Rekonstruktionsgenauigkeit erhöht. Doch wie stark beeinflusst diese Gewichtung die Kalibrierung der Driftrohre? Dort geht $\sigma(t)$ sogar noch zusätzlich in die χ^2 -Minimierung zur Bestimmung der Korrekturfunktionen mit ein (indirekt über die gemessenen Residuen und deren Varianz, die von der Spurrekonstruktion abhängen, die wiederum abhängig von $\sigma(t)$ ist).

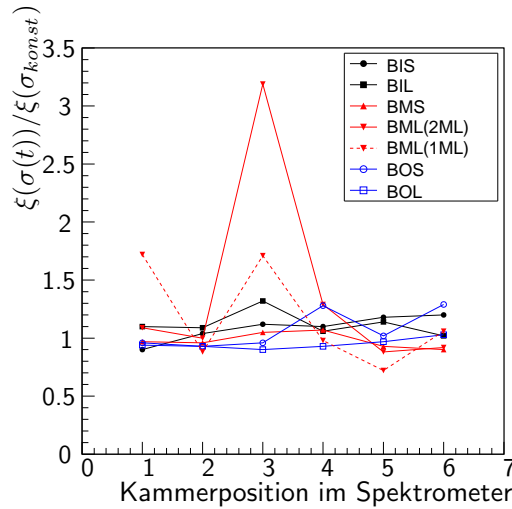


Abbildung 5.17: Das Verhältnis der erzielten $r(t)$ -Genauigkeiten ξ bei Verwendung einer konstanten Einzelrohrauflösung σ_{konst} und einer driftzeitabhängigen Einzelrohrauflösung $\sigma(t)$ bei $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ für die verschiedenen MDT-Kammertypen im ATLAS-Detektor

Um diese Effekte abzuschätzen, wurde zunächst eine konstante Einzelrohrauflösung von $\sigma(t) = \sigma_{konst}$ bei der Autokalibration verwendet. Als Größe wurde hier die mittlere Einzelrohrauflösung von $\sigma_{konst} = 80 \mu\text{m}$ gewählt. Alle Treffer gehen also unabhängig von ihrer Entfernung zum Anodendraht gleichberechtigt in die Spurrekonstruktion ein. Mit dieser Auflösung wurden alle MDT-Kammern des Barrel-Bereiches je 7-mal mit statistisch unabhängigen Datensätzen mit je 2000 Spuren kalibriert und die Mittelwerte der erzielten $r(t)$ -Genauigkeiten pro Kammer mit denen verglichen, die mit der gemessenen Rohrauflösung $\sigma(t)$ aus [25] (vgl. Abbildung 5.16), erzielt wurden. Tabelle 5.1 und Abbildung 5.17 zeigen die Ergebnisse.

Innerhalb der Fehlertoleranzen bleibt der Algorithmus stabil bei Verwendung der konstanten Einzelrohrauflösung. Dies gilt für alle Kammern des Barrel-Bereiches, mit Ausnahme der Kammern des Typs BML. Bei diesen zeigt sich eine starke Verbesserung der gefundenen Orts-Driftzeit-Beziehungen gegenüber der Verwendung von $\sigma(t)$, vor allem bei den BML3-Kammern.

Diese große Steigerung der Genauigkeit für diesen Kammertyp rührt wieder von dem speziellen Winkelbereich der Myonspuren um 30° her. In diesem Bereich existiert nur ein Fixpunkt bei 12.7 mm . Wie auch in Abbildung 5.6 zu erkennen ist, steigt die Abweichung von der gefundenen zur wahren Orts-Driftzeitbeziehung für BML3-Kammern zu kleinen Radien an, ist aber unabhängig von der Amplitude der Abweichung der Start- $r(t)$ -Beziehung. ξ scheint in dem großen Bereich des Driftradius von $r = 0$ bis $r = 12.7 \text{ mm}$ allein durch die Einzelrohrauflösung limitiert zu sein. Die Parameter β_g der Korrekturfunktion $K(t)$ der Autokalibration

Tabelle 5.1: Die erreichten Genauigkeiten ξ der kalibrierten Orts-Driftzeit-Beziehungen für Myonen mit $p_T = 6$ GeV/c für die verschiedenen Kammertypen. In der zweiten Spalte steht σ_{konst} für eine in der Spurrekonstruktion verwendete, konstante Einzelrohrauflösung von $80\mu m$. $\sigma(t)$ ist die im Teststrahl in Abhängigkeit vom Driftradius gemessene Einzelrohrauflösung. Rot sind die Werte markiert, bei denen mit dem bisherigen Verfahren keine $r(t)$ -Genauigkeit unter $30\mu m$ erreicht werden konnte. Blau sind die Werte gekennzeichnet, deren Konfiguration im folgenden für Myonen mit $p_T = 6$ GeV/c verwendet wird, um die entsprechende BML-Kammer zu kalibrieren, wobei zwischen Kalibrierung mit einer (1ML) bzw. mit beiden Multilag (2ML) unterschieden wurde.

Kammer	σ	Kammerposition im Spektrometer					
		1	2	3	4	5	6
BIS	$\sigma(t)$	17 ± 1	17 ± 1	17 ± 1	17 ± 1	18 ± 1	18 ± 1
	σ_{konst}	15 ± 1	16 ± 1	15 ± 1	16 ± 1	15 ± 1	15 ± 1
BIL	$\sigma(t)$	19 ± 3	19 ± 2	25 ± 3	19 ± 3	21 ± 3	21 ± 1
	σ_{konst}	16 ± 1	18 ± 1	19 ± 2	18 ± 2	19 ± 3	20 ± 3
BMS	$\sigma(t)$	21 ± 1	19 ± 1	24 ± 4	23 ± 1	21 ± 2	24 ± 2
	σ_{konst}	22 ± 2	20 ± 1	23 ± 4	22 ± 1	23 ± 2	21 ± 1
BML (1ML)	$\sigma(t)$	63 ± 11	20 ± 1	63 ± 9	21 ± 2	24 ± 15	42 ± 8
	σ_{konst}	37 ± 27	22 ± 1	37 ± 8	22 ± 2	33 ± 20	21 ± 1
BML (2ML)	$\sigma(t)$	24 ± 4	22 ± 2	112 ± 26	30 ± 10	22 ± 2	24 ± 4
	σ_{konst}	22 ± 3	22 ± 5	35 ± 30	23 ± 2	24 ± 2	26 ± 4
BOS	$\sigma(t)$	18 ± 1	18 ± 1	19 ± 1	21 ± 2	21 ± 3	19 ± 2
	σ_{konst}	19 ± 1	19 ± 1	20 ± 1	20 ± 1	21 ± 1	19 ± 1
BOL	$\sigma(t)$	19 ± 2	19 ± 1	18 ± 1	20 ± 1	20 ± 2	19 ± 2
	σ_{konst}	20 ± 1	20 ± 1	17 ± 2	21 ± 1	21 ± 1	19 ± 1

werden über eine χ^2 Minimierung bestimmt (siehe Abschnitt 4.4.3):

$$\chi_{Res}^2 = \sum_{l=1}^m \sum_{i=1}^n \frac{(\Delta_{i,l}^{gemessen} - \Delta_{i,l}^{berechnet})^2}{Var(\Delta_{i,l}^{gemessen})},$$

wobei über m Spuren mit je n Treffern summiert wird und

$$\Delta_i^{berechnet} = \sum_{k=1}^n m_{i,k} K(t_k)$$

ist, mit

$$K(t) = \sum_{g=0}^G \beta_g t^g.$$

$Var(\Delta_{i,l})$ ist dabei die Varianz der Residuen bei einem Driftradius r . Diese Streuung um den Mittelwert hängt natürlich von der Einzelrohrauflösung ab: Die Residuen von Spuren in Drahtnähe sind aufgrund der Radiusabhängigkeit der Auflösung $\sigma(t)$ stärker gestreut als die an der Rohrwand. Angenommen es gäbe keine Fixpunkte, dann würden große Radien dadurch einen größeren Einfluss auf die Bestimmung der Parameter der Korrekturfunktion bekommen als die kleinen und die resultierende Orts-Driftzeit-Beziehung würde dadurch für größere Radien besser bestimmt. Bei Verwendung der konstanten Einzelrohrauflösung dagegen werden alle Radien gleich gewichtet, und somit steigt auch die Varianz der Residuen in Drahtnähe nicht an. Damit gehen alle gemessenen Residuen gleichwertig in die Bestimmung der Parameter der Korrekturfunktion ein. Dies scheint bei diesem Kammertyp von entscheidender Bedeutung zu sein.

Bei anderen Winkelbereichen fällt das nicht so stark ins Gewicht, da dort auch bei kleinen Driftradien Fixpunkte liegen. Die anderen Kammern bei Position 3, deren Spuren auch um 30° verteilt sind, können wegen des geringeren Magnetfeldes mit Spuren über beide Multilagen geichet werden und besitzen dadurch auch mehr Fixpunkte. Aber auch dort steigt die $r(t)$ -Genauigkeit bei Verwendung der konstanten Einzelrohrauflösung.

Bei allen anderen Kammertypen ist innerhalb der Fehlertoleranzen keine Änderung auszumachen.

Zusammenfassung

- Die Verwendung einer driftzeitzeitabhängigen Einzelrohrauflösung in der Autokalibration bewirkt keine Verbesserung der kalibrierten $r(t)$ -Beziehungen im Vergleich zu einer konstanten Auflösung. Der zweite Fall ist sogar generell besser.
- Der Algorithmus erzielt insbesondere bessere Ergebnisse mit σ_{konst} bei der Kalibrierung mit Spuren im Winkelbereich um 30° .
- Auch für die BML3-Kammern können bei Verwendung einer konstanten Rohrauflösung $r(t)$ -Genauigkeiten nahe bei $30 \mu\text{m}$ gefunden werden. Diese schwanken jedoch relativ stark bei Verwendung beider Multilagen zur Spurrekonstruktion (siehe Tabelle 5.1).
- Alle Kammern werden im Folgenden mit einer konstanten Einzelrohrauflösung kalibriert und bis auf MDT-Kammern des Typs BML3, wird eine Spurrekonstruktion über beide Multilagen durchgeführt.

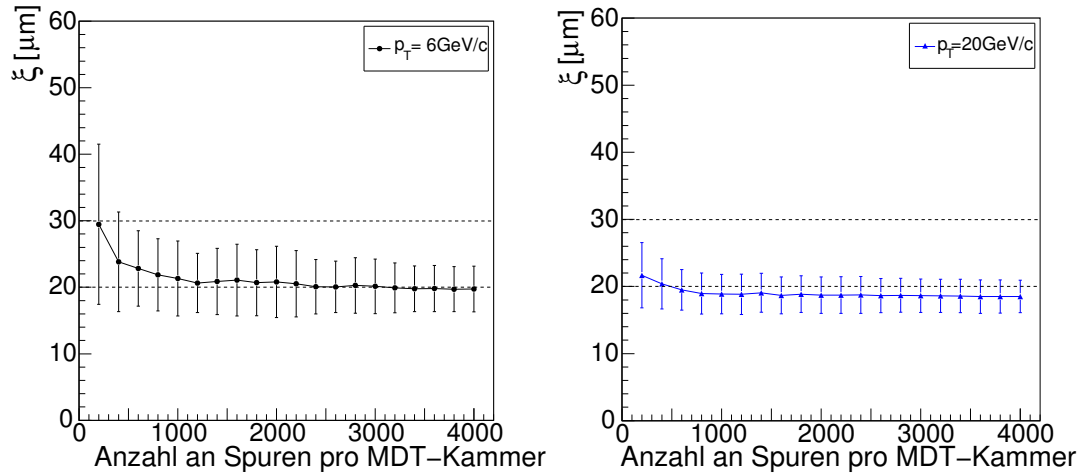


Abbildung 5.18: Erzielte $r(t)$ -Genauigkeiten gegen die Anzahl an Myonspuren, die für die Kalibrierung verwendet wurden, für die Eichung mit Myonen mit $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ und $p_T = 20 \text{ GeV}/c$. Aufgetragen sind die Mittelwerte für alle Barrel-Kammern. Die analytische Autokalibration benötigt mindestens ca. 200 Spuren pro MDT-Kammern um überhaupt eine Korrekturfunktion berechnen zu können. Mit weniger Spuren wird keine Konvergenz gefunden.

5.5 Anzahl an benötigten Spuren

In den vorhergehenden Abschnitten wurde der Autokalibrationsalgorithmus für die unterschiedlichen Kammertypen und ihre Position im Detektor sowie in Hinblick auf den besten Myonimpuls untersucht. Es wurde dabei angenommen, dass 2000 Myonenspuren zur Kalibrierung ausreichen. Welche Anzahl wirklich benötigt wird, soll im folgenden erörtert werden.

Die Zahl an Spuren, die für eine erfolgreiche Autokalibration benötigt werden, hängt primär davon ab, wie viele Fixpunkte in der entsprechenden Kammer gefunden werden. Stehen nur Spuren in einem Winkelbereich zur Verfügung, in dem es nur wenige Fixpunkte gibt, wird man also mehr Spuren benötigen, als in Winkelbereichen, in denen Fixpunkte vermehrt auftreten. Man erwartet, dass die gefundenen $r(t)$ -Genauigkeiten mit wachsender Anzahl an verwendeten Spuren gegen einen Wert konvergieren. Generell ist es von Vorteil, immer so viele Spuren wie möglich zu verwenden, um statistische Fehler zu minimieren. Es wird jedoch eine längere Zeit benötigt, um diese größere Anzahl an Spuren im Detektor zu registrieren. Da zu erwarten ist, dass sich die Orts-Driftzeit-Beziehung einer MDT-Kammer aufgrund wechselnder äußerer Bedingungen wie Temperatur oder Gaszusammensetzung mit der Zeit ändert und daher die Autokalibrierung häufig wiederholt werden muss, ist es wichtig zu prüfen, ab welcher Anzahl von Spuren

eine verlässliche $r(t)$ -Beziehung gefunden werden kann.

In Abbildung 5.18 ist die Genauigkeit der gefundenen Orts-Driftzeit-Beziehungen gegen die Anzahl der für die Kalibrierung verwendeten Myonspuren aufgetragen. Jeder Punkt zeigt den Mittelwert aus allen Kammern des Barrel-Bereiches, die Fehlerbalken ergeben sich aus der Standardabweichung der verschiedenen Ensembles.

Szenarium 1 ($p_T = 6 \text{ GeV}/c$)

Die angestrebte Genauigkeit von $30 \mu\text{m}$ wird innerhalb der Fehlertoleranzen bereits nach ca. 400 – 500 Spuren erreicht. Wird der Wert von $20 \mu\text{m}$ aus [4] als Grenze genommen, so werden dazu ca. 3000 Spuren benötigt. Die Werte konvergieren gegen $20 \pm 4 \mu\text{m}$. In dem Bereich zwischen 1000 und 3000 Spuren liegen die Werte relativ stabil um $\sim 21 \mu\text{m}$. Mit der Verwendung von 2000 Spuren in den vorherigen Analysen wurden also nicht die bestmöglichen Ergebnisse erzielt. Die Werte, die für 3000 oder sogar 4000 Spuren erreicht wurden, weichen jedoch nicht signifikant von denen bei 2000 Spuren ab.

Szenarium 2 ($p_T = 20 \text{ GeV}/c$)

Die Verwendung von Myonen mit $p_T = 20 \text{ GeV}/c$ bringt den Vorteil, dass die Spuren innerhalb einer Kammer näherungsweise als gerade angesehen werden können. Damit erzielt die Autokalibration mit Spuren, die in beiden Multilagen rekonstruiert wurden, bessere Ergebnisse als bei Verwendung von Myonen mit $p_T = 6 \text{ GeV}/c$. Die schärfere Grenze von $20 \mu\text{m}$ wird bereits nach 800 – 1000 Spuren erreicht und die Standardabweichungen bleiben nahezu konstant bei etwa $2 \mu\text{m}$. Wie in Kapitel 5.4.2 gezeigt, mitteln sich die Abweichungen der Residuen in den Rohlagen eins und drei beider Multilagen bei der Spurrekonstruktion über beide Multilagen heraus. Diese Abweichung beträgt bei $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ etwa $150 \mu\text{m}$ und ca. $50 \mu\text{m}$ für Myonen mit $p_T = 20 \text{ GeV}/c$. Die Breite der Residuenverteilungen liegt dabei in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$. Da die Verschiebung der Residuen bei $p_T = 20 \text{ GeV}/c$ bereits in der Nähe der angestrebten $r(t)$ -Genauigkeit liegt, werden weniger Spuren benötigt um diese Verschiebung herauszumitteln als bei der Verwendung von Myonen mit $p_T = 6 \text{ GeV}/c$.

5.6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Es wurden zwei unterschiedliche Szenarien zur Kalibrierung des ATLAS-Myonspektrometers untersucht. In dem einen wurden zur Eichung Myonen mit einem Transversalimpuls von $p_T = 6 \text{ GeV}/c$, in dem anderen Myonen mit $p_T = 20 \text{ GeV}/c$ verwendet. Die analytische Autokalibrationsmethode lieferte in der bisherigen Konfiguration nicht die geforderte Genauigkeit in der $r(t)$ -Relation unabhängig von ihrem Startwert. Das liegt hauptsächlich an dem verwendeten

Konvergenzkriterium, welches nur die Größe von χ_{Spur}^2 der Spurrekonstruktion als Abbruchbedingung betrachtet. Das Konvergenzkriterium wurde um eine zweite Bedingung an die Streuung der Korrekturfunktion erweitert. Mit diesem verbesserten Abbruchkriterium sind die Ergebnisse der Autokalibration über einen weiten Bereich an unterschiedlichen Start- $r(t)$ -Beziehungen stabil, und man erhält Orts-Driftzeit-Beziehungen, deren Genauigkeit nahe bei $20 \mu\text{m}$ liegt.

Die zweite Erweiterung folgt aus der Analyse, ob eine Eichung mit Spurrekonstruktion in beiden Multilagungen möglich ist. Es wurde gezeigt, dass dies sowohl für $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ als auch für $p_T = 20 \text{ GeV}/c$ der Fall ist.

Außerdem bringt die Verwendung einer konstanten Einzelrohrauflösung bei der analytischen Autokalibration für manche Kammertypen eine erhebliche Verbesserung der Kalibrierungsleistung und bei den übrigen Kammertypen keine feststellbare Verschlechterung.

Die für die Autokalibration gewählten Parameter sind:

- Bis auf Kammern des Types BML3 mit $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ werden alle MDT-Kammern mit Spurrekonstruktion in beiden Multilagungen geeicht.
- Es wird eine konstante Einzelrohrauflösung für die Driftradien von $\sigma_{konst} = 80 \mu\text{m}$ verwendet.
- Es wurden 7 statistisch unabhängige Spurensamples zur Bestimmung der $r(t)$ -Genauigkeit ξ benutzt. Angegeben ist jeweils der Mittelwert und als Fehlerangabe dessen Standardabweichung.

Im folgenden werden die Ergebnisse der beiden Szenarien zusammengefasst.

5.6.1 Ergebnisse für Szenarium 1 ($p_T = 6 \text{ GeV}/c$)

In Tabelle 5.2 sind die erzielten Genauigkeiten für Myonen mit $p_T > 6 \text{ GeV}/c$ der kalibrierten Orts-Driftzeit-Beziehung für alle MDT-Kammern im ATLAS-Detektor zusammengefasst. Bis auf zwei Kammertypen werden mit den optimierten Einstellungen der Autokalibration für alle MDT-Kammern $r(t)$ -Genauigkeiten erreicht, die innerhalb der Fehlertoleranzen unter den angestrebten $30 \mu\text{m}$ liegen.

Diese Ausnahmen sind die BML3- sowie die EIL3-Kammern. Die beiden Kammertypen werden nur von Myonenspuren durchkreuzt, die um einen Winkel von 30° verteilt sind. Vor allem bei der EIL3 ist diese Verteilung sehr schmal. Beide Kammertypen liegen jedoch weniger als eine Standardabweichung über der angestrebten Grenze. Die Probleme, die bei der Eichung mit Spuren um 30° auftreten,

¹Aufgrund des geringen Raumwinkels der Myonenspuren gingen nur vier Ensembles in die Berechnung des Mittelwertes für BIS7-Kammern ein

²Wegen des sehr kleinen Raumwinkelbereichs konnte nur ein Ensemble mit etwa 1200 Spuren verwendet werden. BIS8-Kammern haben nur eine Multilage mit 3 Rohrlagen.

Tabelle 5.2: Erzielte Genauigkeiten der Orts-Driftzeit-Beziehung mit $p_T = 6$ GeV/c. Bis auf MDT-Kammern des Typs BML3 wurden für die Kalibrierung Myonspuren verwendet, die in beiden Multilagten rekonstruiert wurden. Die Spurwinkelverteilung in EIL3-Kammern ist sehr eng um 30° verteilt $[28^\circ, 32^\circ]$. Deswegen können keine $r(t)$ -Genauigkeiten ξ gefunden werden, die die Anforderungen von $30 \mu\text{m}$ erfüllen.

Kammer	Kammerposition im Spektrometer							
	1	2	3	4	5	6	7	8
BIS	15 ± 1	16 ± 1	15 ± 1	16 ± 1	15 ± 1	15 ± 1	15 ± 1 ¹	18 ²
BIL	16 ± 1	18 ± 1	19 ± 2	18 ± 2	19 ± 3	20 ± 3	–	–
BMS	22 ± 2	20 ± 1	23 ± 4	22 ± 1	23 ± 2	21 ± 1	–	–
BML	22 ± 3	22 ± 5	37 ± 8	23 ± 2	24 ± 2	26 ± 4	–	–
BOS	19 ± 1	19 ± 1	20 ± 1	20 ± 1	21 ± 1	19 ± 1	–	–
BOL	20 ± 1	20 ± 1	17 ± 2	21 ± 1	21 ± 1	19 ± 1	–	–
EIS	22 ± 1	22 ± 1	–	–	–	–	–	–
EIL	16 ± 1	16 ± 1	42 ± 16	16 ± 1	–	–	–	–
EMS	22 ± 0	25 ± 1	24 ± 2	25 ± 1	28 ± 1	–	–	–
EML	17 ± 1	16 ± 1	15 ± 0	17 ± 1	18 ± 2	–	–	–
EOS	18 ± 0	17 ± 0	16 ± 1	16 ± 1	15 ± 1	16 ± 1	–	–
EOL	15 ± 1	15 ± 0	17 ± 2	19 ± 1	17 ± 2	22 ± 2	–	–

wurden ausführlich in Kapitel 4.3 sowie 5.4.3 diskutiert.

Der Vorteil der Eichung mit Myonen mit $p_T = 6$ GeV/c ist, dass diese auch in der Anfangszeit des LHC-Betriebs in ausreichender Rate zur Verfügung stehen. Der Nachteil ist, dass die Genauigkeit der Eichung unter Verwendung beider Multilagten durch die Krümmung der Myonspur limitiert ist, auch wenn diese Grenze kleiner ist als in bisherigen Studien [21] angenommen (siehe Kapitel 5.4.2).

5.6.2 Ergebnisse für Szenarium 2 ($p_T = 20$ GeV/c)

In Tabelle 5.3 sind die erzielten Genauigkeiten der $r(t)$ -Kalibrierung für Myonen mit $p_T = 20$ GeV/c für alle MDT-Kammern zusammengefasst. Werden Myonen mit $p_T = 20$ GeV/c für die Kalibrierung der MDT-Kammern verwendet, so zeigt sich, dass alle Kammern des Barrel-Bereiches die erforderliche Genauigkeit von $30 \mu\text{m}$ der Orts-Driftzeit-Beziehungen erreichen. Diese Kammern liegen sogar mehr als fünf Standardabweichungen unterhalb dieser Grenze.

Das gleiche gilt auch für die Kammern des Endkappenbereiches, mit Ausnahme der Kammern des Typs EIL3, deren Kalibrierungsgenauigkeit ξ sich bei der

Tabelle 5.3: Erzielte $r(t)$ -Genauigkeiten mit $p_T = 20$ GeV/c. Auch die Kammern des Typs BML3 wurden mit Spuren in beiden Multilagengängen geeicht. Nur für Kammern des Typs EIL3, die von Myonen im Spürwinkelintervall $[28^\circ, 32^\circ]$ durchquert werden, konnte mit dem Autokalibrationsverfahren keine $r(t)$ -Relation mit einer Genauigkeit von besser als $30 \mu\text{m}$ erzielt werden.

Kammer	Kammerposition im Spektrometer							
	1	2	3	4	5	6	7	8
BIS	15 ± 1	15 ± 1	15 ± 0	16 ± 1	15 ± 1	14 ± 1	16 ± 0^1	18^2
BIL	16 ± 1	16 ± 1	17 ± 0	16 ± 1	15 ± 0	15 ± 1	–	–
BMS	22 ± 1	22 ± 1	18 ± 1	22 ± 1	22 ± 1	21 ± 1	–	–
BML	20 ± 1	21 ± 1	20 ± 1	22 ± 1	22 ± 0	22 ± 1	–	–
BOS	20 ± 1	19 ± 1	20 ± 2	21 ± 1	20 ± 1	20 ± 1	–	–
BOL	20 ± 1	21 ± 1	17 ± 2	21 ± 1	20 ± 1	18 ± 1	–	–
EIS	21 ± 4	22 ± 1	–	–	–	–	–	–
EIL	17 ± 1	16 ± 1	76 ± 20	16 ± 1	–	–	–	–
EMS	22 ± 1	26 ± 1	25 ± 2	25 ± 2	30 ± 1	–	–	–
EML	17 ± 1	16 ± 1	15 ± 1	22 ± 3	17 ± 1	–	–	–
EOS	18 ± 1	16 ± 0	15 ± 1	17 ± 2	15 ± 1	17 ± 1	–	–
EOL	16 ± 1	16 ± 1	16 ± 2	22 ± 5	18 ± 1	23 ± 2	–	–

Verwendung von Myonen mit $p_T = 20$ GeV/c eher zu verschlechtern scheint. Die Winkelverteilungen der Myonspuren in den EIL3-Kammern sind jedoch unabhängig vom Transversalimpuls der Myonen (die MDT-Kammern der Endkappen sind praktisch von keinem Magnetfeld durchdrungen). Die Ergebnisse der Kalibrierung sollten demnach, wie bei den übrigen MDT-Kammern des Endkappenbereiches, unabhängig vom Impuls der für die Eichung verwendeten Myonen sein. Der Algorithmus scheint in dem sehr schmalen Winkelbereich der EIL3-Kammern nicht stabil zu funktionieren. Dies manifestiert sich vor allem in der großen Schwankung der erzielten Genauigkeiten der $r(t)$ -Relationen.

Kapitel 6

Einfluss des Magnetfeldes auf die Orts-Driftzeit-Beziehung

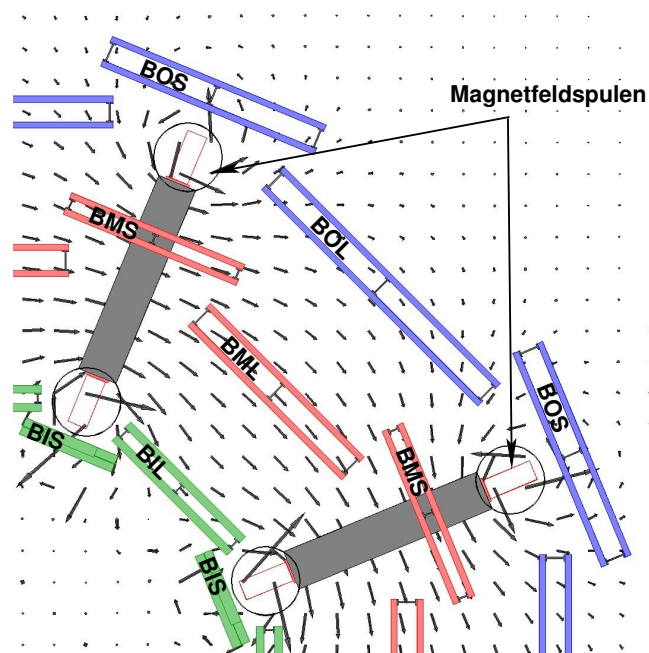


Abbildung 6.1: Illustration der B-Feldverteilung in einem Viertel des Barreltoroiden

In Kapitel 5 wurde gezeigt, dass für jede MDT-Kammer des ATLAS-Myonenspektrometers mit der Methode der analytischen Autokalibration eine ausreichend gute Orts-Driftzeit-Beziehung gefunden werden kann. In dieser Analyse wurde angenommen, dass alle Rohre einer MDT-Kammer den gleichen Betriebsparametern ausgesetzt sind und sie somit alle die gleiche Orts-Driftzeit-Beziehung haben. Dies trifft jedoch im Allgemeinen nicht zu. Insbesondere das

Magnetfeld hat neben der Eigenschaft, dass es die Myonen, zur Bestimmung ihres Impulses, ablenkt, auch Einfluss auf das Driftverhalten der Elektronen im Gas der Driftrohre. Die Anwesenheit eines magnetischen Feldes hat nicht vernachlässigbare Auswirkungen auf die Driftzeit, und somit auch auf die Orts-Driftzeit-Beziehung einer MDT-Kammer. Durchläuft ein Elektron auf seinem Weg zum Draht ein Magnetfeld, so wird es durch die Lorentzkraft abgelenkt, es vergrößert sich die Länge des Driftweges und damit auch die Driftzeit des Elektrons. Dieser Effekt kann in den ATLAS-MDT-Kammern bis zu 40 ns betragen. Bei einer maximalen Driftzeit von etwa 700 ns ohne Magnetfeld liegt dies also in der Größenordnung von ca. 6 % oder ca. 800 μm für große Driftradien. Dieser Effekt liegt damit weit über der angestrebten $r(t)$ -Genauigkeit von 30 μm . Das Ziel ist es, pro MDT-Kammer eine $r(t)$ -Beziehung zu erhalten. Wäre das Magnetfeld über eine Kammer näherungsweise homogen, so würde der Effekt nicht auffallen, da er auf alle Driftrohre einer Kammer gleichermaßen wirken würde. Wie in Abbildung 6.1 zu sehen ist, ist das Magnetfeld des ATLAS-Myonspektrometers jedoch vor allem in den MDT-Kammern der äußeren und inneren Lage sehr inhomogen und ändert seine Richtung und Größe sowohl entlang eines Driftrohres, als auch von einer Rohrlage zur anderen signifikant.

Für die Lösung dieses Problems sind zwei Ansätze denkbar:

1. Die Kalibrationsbereiche umfassen nicht mehr eine ganze MDT-Kammer, sondern werden kleiner gewählt, so dass in ihnen das Magnetfeld näherungsweise konstant ist.
2. Man bestimmt eine $r(t)$ -Relation pro MDT-Kammer und korrigiert die Driftzeiten entsprechend der Stärke des Magnetfeldes am Ort des Myonachweises.

Der erste Ansatz kann nicht zum Ziel führen, da zum einen die Winkelbereiche der Spuren in kleineren Kalibrationsbereichen so schmal werden, dass der Autokalibration weniger oder schlimmstenfalls keine Fixpunkte zur Verfügung stehen, und sich andererseits das Magnetfeld in manchen Kammern auch zwischen zwei Rohrlagen stark ändert. Die Autokalibration benötigt jedoch mindestens drei Rohrlagen für die Eichung. Außerdem hat Kapitel 5 gezeigt, dass die Kalibrierung mit beiden Multilagen eine klare Verbesserung gegenüber der Eichung mit nur einer ergibt.

Der zweite Ansatz wird dann funktionieren, wenn die Magnetfeldverteilung in einer MDT-Kammer ausreichend genau bekannt ist und die Korrekturen der Driftzeit gut genug berechnet werden können. Im folgenden soll geprüft werden, ob diese Methode für das ATLAS-Myonspektrometer in Frage kommt. Die Ergebnisse aus Kapitel 5 sind dann auch unter Berücksichtigung des Magnetfeldes auf die Driftzeit gültig.

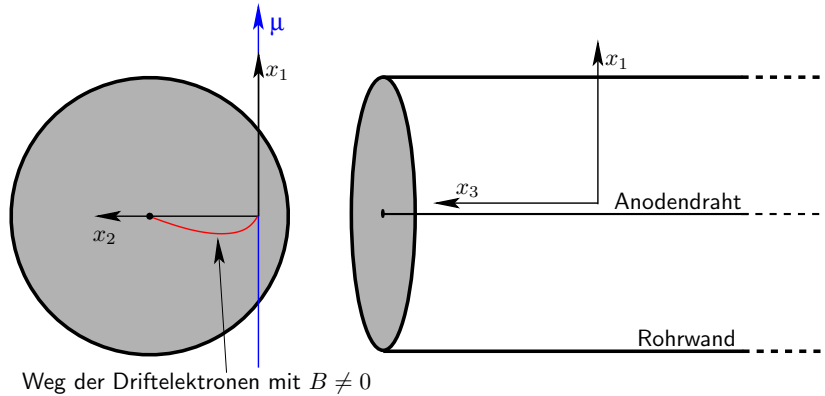


Abbildung 6.2: Zur Definition des verwendeten Koordinatensystems für Elektronendrift im Magnetfeld.

6.1 Die Korrekturfunktion für Magnetfeldeffekte

Um die Änderung der Driftzeit durch die Anwesenheit eines Magnetfeldes zu berechnen, wird die Bewegung eines Elektrons in einem Driftrohr betrachtet. In Abbildung 6.2 ist die Geometrie des Problems skizziert. Das Koordinatensystem wird wie folgt festgelegt:

- x_2 ist parallel zur kürzesten Verbindung zwischen Myonspur und Anodendraht,
- x_3 ist parallel zum Anodendraht des Driftrohres orientiert,
- x_1 steht senkrecht auf den beiden anderen Koordinatenachsen. In guter Näherung ist x_1 also parallel zur Myonspur orientiert.

Die Bewegung eines Elektrons in einem elektromagnetischen Feld wird durch die Langevin-Gleichung beschrieben:

$$\ddot{\vec{x}} = -\frac{\dot{\vec{x}}}{\tau} + \frac{e}{m_e} \vec{E}(x) + \frac{e}{m_e} (\dot{\vec{x}} \times \vec{B}). \quad (6.1)$$

τ ist die mittlere Zeit zwischen den Stößen des Elektrons mit den Gasmolekülen, \vec{E} das elektrische und \vec{B} das Magnetfeld im Driftrohr.

Der erste Term der Gleichung beschreibt die Abbremsung des Elektrons durch elastische Stöße mit den Gasmolekülen. Die Energie der Elektronen kann allerdings dazu ausreichen CO_2 -Moleküle im Driftgas anzuregen (Rotationen und Schwingungen) und streut demnach zu einem Teil inelastisch. Dadurch erhöht sich der Reibungsterm. Um dies in der Bewegungsgleichung zu berücksichtigen,

wird der Reibungsterm mit einer Potenz $1 + \epsilon$, mit $\epsilon \approx 0,1$, modifiziert [26]:

$$\ddot{\vec{x}} = - \left(\frac{\dot{\vec{x}}}{\tau} \right)^{1+\epsilon} + \frac{e}{m_e} \vec{E}(x) + \frac{e}{m_e} (\dot{\vec{x}} \times \vec{B}). \quad (6.2)$$

Der zweite Term beinhaltet die elektrische und der dritte die Lorentzkraft auf das driftende Elektron. Es soll zunächst der vereinfachte Fall betrachtet werden, dass \vec{B} keine Komponente in Richtung x_1 besitzt. Dann gilt:

$$\ddot{x}_1 = - \left(\frac{\dot{x}_1}{\tau} \right)^{1+\epsilon} + \frac{e}{m_e} E_1(\vec{x}) + \frac{e}{m_e} (\dot{x}_2 B_3 - \dot{x}_3 B_2), \quad (6.3)$$

$$\ddot{x}_2 = - \left(\frac{\dot{x}_2}{\tau} \right)^{1+\epsilon} + \frac{e}{m_e} E_2(\vec{x}) - \frac{e}{m_e} (\dot{x}_3 B_3), \quad (6.4)$$

$$\ddot{x}_3 = - \left(\frac{\dot{x}_3}{\tau} \right)^{1+\epsilon} + \frac{e}{m_e} E_3(\vec{x}) + \frac{e}{m_e} (\dot{x}_1 B_2). \quad (6.5)$$

Wenn $\tau \ll t$ gilt, dann wird die Beschleunigung der Elektronen durch das elektrische Feld durch den Reibungsterm näherungsweise aufgehoben (stationärer Fall). Die Beschleunigung der Elektronen kann dann vernachlässigt werden ($\ddot{x}_{1,2,3} \approx 0$). Falls das Magnetfeld nicht zu stark ist, wird der Driftweg des Elektrons hauptsächlich entlang von x_2 verlaufen. Dadurch ist $E_1(\vec{x}) \approx E_3(\vec{x}) \approx 0$ und

$$E_2(\vec{x}) \approx E(x_2) = \frac{U_0}{\ln \frac{r_{max}}{r_{min}}} \cdot \frac{1}{x_2}, \quad (6.6)$$

wobei r_{min} der Radius des Anodendrahtes und r_{max} der Rohradius ist. Es gilt $|\dot{x}_1| \ll |\dot{x}_2|$ sowie für den einfachen Fall, dass $B_1 = 0$ ist, auch $\dot{x}_3 = 0$.

Damit ergibt sich ein vereinfachtes System aus nur mehr zwei Gleichungen:

$$0 = - \left(\frac{\dot{x}_1}{\tau} \right)^{1+\epsilon} + \frac{e}{m_e} \dot{x}_2 B_3, \quad (6.7)$$

$$0 = - \left(\frac{\dot{x}_2}{\tau} \right)^{1+\epsilon} + \frac{e}{m_e} E(x_2) - \frac{e}{m_e} \dot{x}_1 B_3. \quad (6.8)$$

Löst man die erste Gleichung nach \dot{x}_1 auf und setzt in in die zweite ein, so erhält man

$$0 = - \left(\frac{\dot{x}_2}{\tau} \right)^{1+\epsilon} + \frac{e}{m_e} E(x_2) - \left(\frac{e}{m_e} B_\perp \right)^{2-\epsilon} \tau \dot{x}_2^{1-\epsilon}. \quad (6.9)$$

Es wurde dabei die Näherung $\frac{1}{1-\epsilon} \approx 1 - \epsilon$ verwendet. Gleichung 6.9 gilt allgemein für alle B-Felder, die senkrecht auf x_2 stehen, B_3 wurde deswegen durch dem allgemeineren Ausdruck B_\perp ersetzt. Stellt man 6.9 um so ergibt sich:

$$\dot{x}_2 \left[1 + \left(\frac{e}{m_e} B_\perp \right)^{2-\epsilon} \tau^{2+\epsilon} \dot{x}_2^{-2\epsilon} \right] = \left[\frac{e}{m_e} E_2(x_2) \right]^{1-\epsilon} \tau. \quad (6.10)$$

Die rechte Seite beschreibt die Driftgeschwindigkeit u_0 ohne Magnetfeld in der Näherung $\ddot{x}_2 = 0$ (vgl. Gleichung 6.4). Damit kann man $\dot{x}_2^{-2\epsilon} = u_0^{-2\epsilon}$ setzen, und die Gleichung lässt sich umformen zu

$$\frac{1}{\dot{x}_2} = \frac{1}{u_0} \left[1 + \left(\frac{e}{m_e} B_{\perp} \right)^{2-\epsilon} \tau^{2+\epsilon} u_0^{-2\epsilon} \right]. \quad (6.11)$$

Daraus ergibt sich für die Driftzeit

$$t(r, \vec{B}) = t(r, \vec{B} = 0) + B_{\perp}^{2-\epsilon} \int_{r_{min}}^r \frac{u_0^{1-\epsilon}(x_2)}{E^{2-\epsilon}(x_2)} dx_2 \quad (6.12)$$

$$= t(r, \vec{B} = 0) + \Delta t(r, \vec{B} \neq 0). \quad (6.13)$$

Die Driftzeit des Elektrons in Anwesenheit eines Magnetfeldes kann also durch die Driftzeit ohne Magnetfeld plus einen Term für die Driftzeitänderung beschrieben werden. Dieser zusätzliche Term hängt dabei, neben dem Driftradius, nur von der Konfiguration des B- und E-Feldes innerhalb des Rohres und der Driftgeschwindigkeit u_0 für $B = 0$ ab.

6.2 Test der Korrekturfunktion mit simulierten Daten

Es soll exemplarisch an zwei MDT-Kammern des Barrel-Bereiches untersucht werden, ob mit der in Kapitel 6.1 vorgestellten Methode der Driftzeitkorrektur ausreichend gute Orts-Driftzeit-Beziehungen für einen ganzen Kalibrationsbereich (also für eine MDT-Kammer) gefunden werden können. MDT-Kammern im Endkappenbereich sind von nahezu keinem Magnetfeld durchdrungen, da die Endkappenmagnete nur zwischen der inneren und mittleren Scheibe jeder Endkappe des Myonspektrometers befinden. Sie werden in diesem Kapitel nicht weiter behandelt.

Die zwei ausgesuchten Kammern sind:

- BML3 mit nahezu homogenem Magnetfeld in der Mitte zwischen den Barrel-Toroidspulen und mit Spurwinkels um 30° .
- BOS5 mit inhomogenem Magnetfeld, auf der Außenseite der Barrel-Toroidspulen montiert.

Um den Einfluss des Magnetfeldes zu simulieren, wird folgendermaßen vorgegangen:

1. Zu jeder Driftzeit wird der entsprechende Korrekturterm aufgrund des Magnetfeldes addiert. Dabei wird der wahre Radius in der Korrekturfunktion verwendet:

$$t(r, \vec{B})^{wahr} = t(r, \vec{B} = 0) + \Delta t(r^{wahr}, \vec{B} \neq 0).$$

2. Anschließend wird die Korrekturfunktion mit dem Radius r_0 berechnet, den man aus der Start- $r(t)$ -Relation $r(t)_0$ für jeden Treffer erhält, und subtrahiert diese von $t(r, \vec{B})^{wahr}$

$$t_0(r, \vec{B} = 0) = t(r, \vec{B})^{wahr} - \Delta t(r_0, \vec{B} \neq 0).$$

3. Mit $t_0(r, \vec{B} = 0)$ und $r_0(t)$ wird nun die Autokalibration durchgeführt und das Ergebnis $r_1(t)$ mit $r(t)^{wahr}$ für $\vec{B} = 0$ verglichen.
4. Mithilfe von $r_1(t)$ wird nun

$$t_1(r, \vec{B} = 0) = t(r, \vec{B})^{wahr} - \Delta t(r_1, \vec{B} \neq 0)$$

berechnet und erneut autokalibriert.

5. Die letzten beiden Schritte werden so lange wiederholt, bis sich die resultierende $r(t)$ -Beziehung zwischen zwei Iterationen nicht mehr signifikant ändert.

Die Analyse wurde mit einem Transversalimpuls der Myonen von $p_T > 6$ GeV/c durchgeführt, da die Kalibrierung in diesem Impulsbereich erstens schwieriger ist, und zweitens die BML3-Kammern in diesem Impulsbereich mit nur einer Multilage geeicht werden können. Somit wird, zusammen mit den BOS5-Kammern, je ein Fall betrachtet, in dem die Spuren mit einer, sowie mit beiden Multilagern rekonstruiert werden. Außerdem beinhaltet diese Wahl zwei sehr unterschiedliche Magnetfeld-Konfigurationen in den beiden MDT-Kammern.

6.2.1 Ergebnisse für die BML3-Kammern

In Abbildung 6.3 ist die Änderung der Komponente B_\perp , des Magnetfeldes senkrecht senkrecht zur Driftrichtung der Elektronen, entlang der Rohre für die beiden Multilagern einer BML3-Kammer aufgetragen. Wie auch in Abbildung 6.1 illustriert, sind die MDT-Kammern der mittleren Schicht von einem näherungsweise homogenen Magnetfeld durchdrungen, das parallel zu den Anodendrähten orientiert ist. Die Feldstärke ist in Multilage 1 um ca. 0,1 T gegenüber dem in Multilage 2 erhöht. Der Grund hierfür ist, dass Multilage 1 näher in an der Strahlachse liegt. Bei kleineren Abständen zum Zentrum des Toroiden, sind die Feldlinien dichter und somit ist das Feld erhöht. So lässt sich auch der Abfall

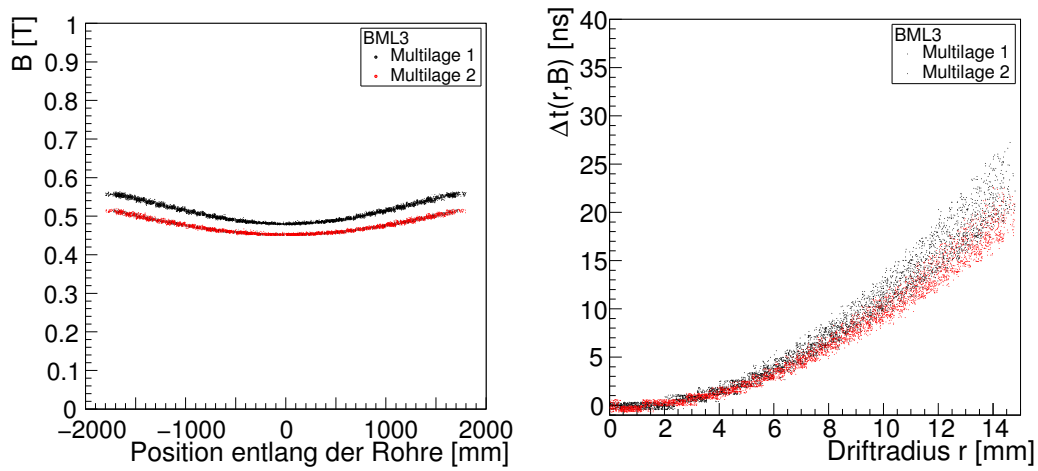


Abbildung 6.3: Links: Änderung von B_{\perp} in den Multilagen einer BML3-Kammer entlang eines Rohres wie im ATLAS-Detektor erwartet. Auf der rechten Seite ist die Änderung der Driftzeit aufgrund des B-Felds gegen den Driftradius aufgetragen.

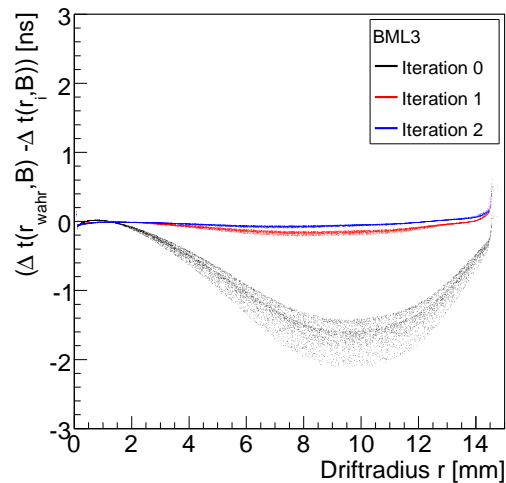


Abbildung 6.4: Differenz zwischen der vom Magnetfeld abhängigen Änderung der Driftzeit, die mit dem wahren Driftradius berechnet wurde und derjenigen, die mit der Orts-Driftzeitbeziehung nach der i -ten Korrektur des Magnetfeldeffektes auf die Driftzeit.

Tabelle 6.1: Erzielte Genauigkeiten ξ einer BML3-Kammer nach i -Iterationen der B-Feld Korrektur

Iteration i	1	2	3	4	ohne B-Feld
ξ [μm]	49 ± 10	32 ± 8	31 ± 8	31 ± 8	37 ± 8

der Feldstärke in der Mitte der MDT-Kammer erklären. Nahe bei den Spulen verlaufen die Feldlinien dichter als in der Mitte zwischen zwei Spulen.

Analog dazu verhält sich die Korrekturfunktion der Driftzeit $\Delta t(r, \vec{B})$. Diese steigt für Multilage 1 mit dem Driftradius bis auf etwa 25 ns an. $\Delta t(r_{max}, \vec{B})$ variiert um etwa 10 ns über die gesamte Kammer. Wie groß die Korrektur bei einem gegebenen Driftradius ist, hängt sowohl von der Position des Treffers in x-Richtung, also entlang des Driftrohres, als auch von der Rohrlage ab.

Interessant ist nun, die Entwicklung von $\Delta t(r_i, \vec{B})$ mit der Zahl der Iterationen i im Vergleich zur tatsächlichen Driftzeitänderung $\Delta t(r^{wahr}, \vec{B})$ zu betrachten. Als Iteration ist hier die Zahl an Durchläufen der Korrektur des Magnetfeldeffekts auf die Driftzeit bezeichnet und nicht die Iterationen der Autokalibration selbst. Dazu wird die Differenz $\Delta t(r^{wahr}, \vec{B}) - \Delta t(r_i, \vec{B})$ nach jeder Iteration der Korrektur betrachtet. Wie in Abbildung 6.4 zu sehen ist, beträgt die Differenz vor der ersten Iteration noch bis zu 2 ns. Nach der 2. Iteration ist die Differenz bereits über den gesamten Driftradius vernachlässigbar. Die erzielten $r(t)$ -Genauigkeiten ξ nach jedem Durchlauf sind in Tabelle 6.1 eingetragen und sind innerhalb der Standardabweichung absolut konsistent mit den Werten, die ohne B-Feld erzielt wurden. Es tritt sogar eine kleine, zusätzliche Verbesserung der erzielten $r(t)$ -Genauigkeiten auf, die darauf beruht, dass die Autokalibration mehrmals hintereinander ausgeführt wird und somit die gefundenen Orts-Driftzeit-Beziehungen noch einmal leicht verfeinert werden.

6.2.2 Ergebnisse für die BOS5-Kammer

In Abbildung 6.5 ist links die Änderung von B_{\perp} des Magnetfeldes senkrecht zur Driftrichtung der Elektronen entlang eines Rohres für die beiden Multilagen einer BOS5-Kammer. An den Kammerenden fällt B_{\perp} auf 0,1 – 0,2 T ab, da dort das Feld hauptsächlich senkrecht zu den Rohrlagen der MDT-Kammer steht (vgl. Abbildung 6.1 auf Seite 89). Zur Kammermitte hin steigt es, je nach Multilage, auf 0,2 T bzw. 0,5 T an. Dieser Unterschied des Magnetfeldes in den beiden Multilagen spiegelt sich in den Korrekturen der Driftzeit wider. Während der zusätzliche Term in der Driftzeit für die Rohre in der zweiten Multilage mit maximal 5 ns relativ gering ausfällt, beträgt dieser in den Rohren der ersten Multilage 2 – 20 ns (siehe Abbildung 6.5 rechts). Die Korrekturen sind in diesen Kammern zwar vom

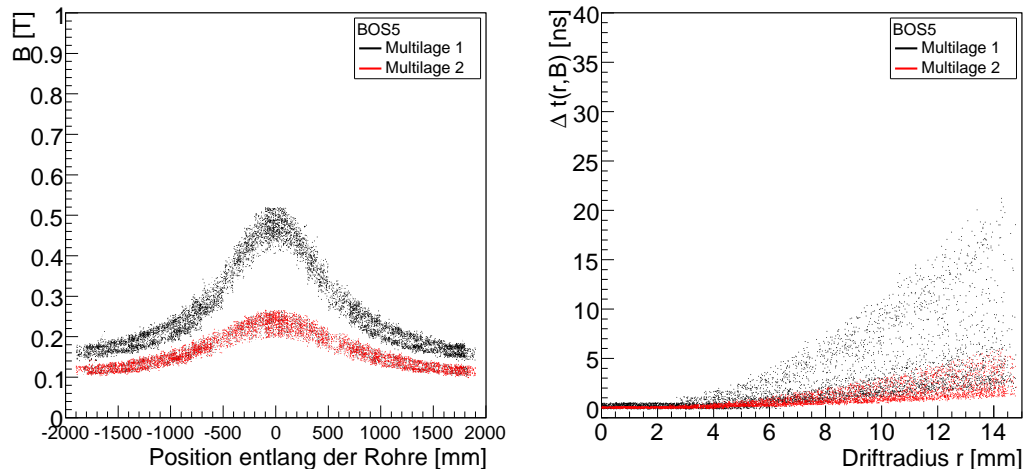


Abbildung 6.5: Links: Änderung von B_{\perp} in den Multilagen einer BOS5-Kammer entlang eines Rohres wie im ATLAS-Detektor erwartet. Auf der rechten Seite ist die Änderung der Driftzeit aufgrund des B-Felds gegen den Driftradius aufgetragen.

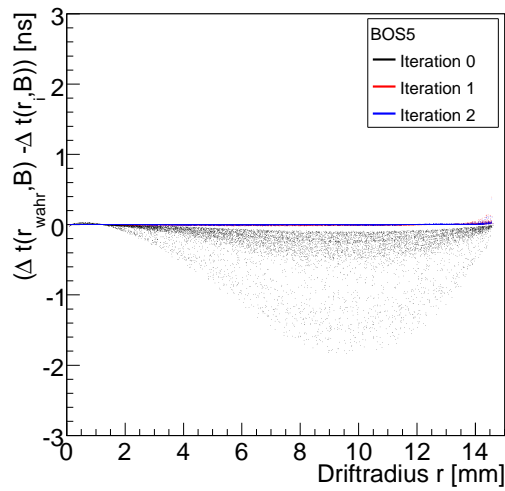


Abbildung 6.6: Differenz zwischen der B-Feld-abhängigen Änderung der Driftzeit, die mit dem wahren Radius berechnet wurde, mit derjenigen, die mit der Orts-Driftzeitbeziehung nach dem i -ten Ausführen der Autokalibration bestimmt wurde.

Tabelle 6.2: Erzielte Genauigkeiten ξ einer BOS5-Kammer nach i Iterationen der Magnetfeld-Korrektur

Iteration i	1	2	3	4	ohne B-Feld
ξ [μm]	26 ± 1	20 ± 1	19 ± 1	20 ± 1	21 ± 1

Betrag her nicht so groß wie die einer MDT-Kammer aus der mittleren Schicht des Spektrometers, jedoch ist es interessant, ob die Korrektur des B-Feldeffektes auf die Driftzeit auch bei stark variierenden Driftzeitänderungen $\Delta t(r, B)$ funktioniert.

Wie in Tabelle 6.2 zu sehen ist, ist auch bei Kammern dieses Typs bereits nach der zweiten Iteration der Korrektur die $r(t)$ -Genauigkeit vergleichbar mit der, die ohne B-Feld erreicht wurde. Sie bleibt konstant bei $20 \mu\text{m}$ während der weiteren Durchläufe.

Dieses Verhalten wird in Abbildung 6.6 bestätigt. Die Differenz $\Delta t(r_{\text{wahr}}, B) - \Delta t(r_i, B)$ ist bereits nach der zweiten Iteration für alle Driftradien vernachlässigbar. Die maximale Differenz, bei Iteration 0, beträgt ca. 2 ns.

Die vorgestellte Methode zur Korrektur des B-Feldeffektes auf die Driftzeit der Elektronen funktioniert also auch für stark inhomogene Magnetfelder in einer MDT-Kammer. Außerdem wurde gezeigt, dass die Korrektur gut genug funktioniert, um auch Kammern mit inhomogener Feldverteilung mit in beiden Multilagen rekonstruierten Spuren eichen zu können.

Kapitel 7

Überprüfung der Ergebnisse mit kosmischen Myonen

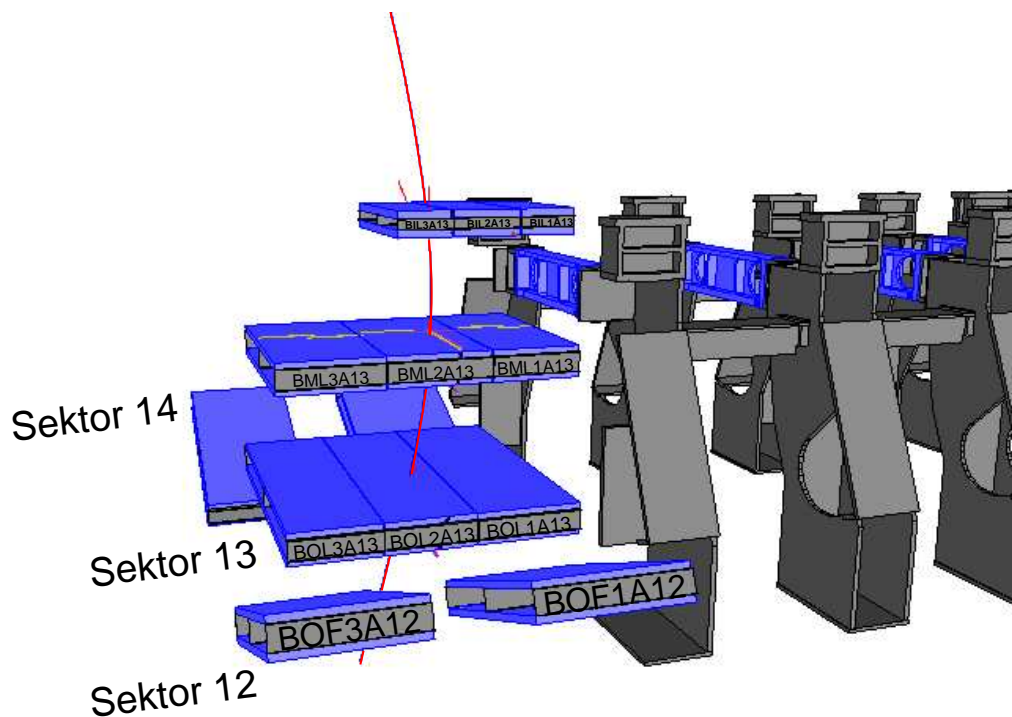


Abbildung 7.1: Durch das Feld des Barrel-Toroidmagneten abgelenktes kosmisches Myon, nachgewiesen mit den Myonstationen aus Sektor 13 im Fußbereich Ende November 2006. In die Abbildung sind alle bis zu diesem Zeitpunkt an die Auslese angeschlossenen Kammern eingezeichnet (3 BIL, 3 BML, 3 BOL, 4 BOF).

7.1 Aufbau des Sektors 13 des Myonspektrometers

Um die Funktionalität jeder MDT-Kammer sicherzustellen, wurden sie von Beginn an kontinuierlich nach jedem Arbeitsschritt auf eventuelle Fehler überprüft. Um sicherzustellen, dass auch die bereits in den Detektor installierten Myonstationen beim Einbau, oder während der laufenden Arbeiten am ATLAS-Detektor, nicht beschädigt wurden, und um die gesamte Kette der Ausleselektronik zu prüfen, ist vorgesehen alle MDT-Kammern mit kosmischen Myonen zu betreiben, bevor die ersten Myonen aus Kollisionen zur Verfügung stehen. Bis Dezember 2006 waren bereits etwa 85 % aller MDT-Kammern des Barrel-Bereiches installiert. Da jedoch bis zu diesem Zeitpunkt weder die endgültige Gasversorgung noch die Geräte zur Nieder- und Hochspannungsversorgung zur Verfügung standen, wurden ab Ende des Jahres 2005 zunächst nur sechs und ab November 2006 13 Myonstationen mit einer temporären Gas- und Spannungsversorgung in Betrieb genommen.

In diesem Test waren jeweils drei Myonstationen vom Typ 1A, 2A, 3A der Lagen BIL, BML und BOL aus Sektor 13 sowie vier BOF-MDT-Kammern vom Typ 1A und 3A der Sektoren 12 und 14 an die Datennahme angeschlossen. Diese Sektoren befindet sich zwischen den Füßen des ATLAS-Detektors. Abbildung 7.1 zeigt ein mit diesen Kammern nachgewiesenes kosmisches Myon und verdeutlicht die Lage der angeschlossenen Myonstationen.

Getriggert wurde mit den RPC-Kammern der BML- und BOL-Kammern.

Ende November 2006 wurden mit diesen Kammern die ersten Daten mit kosmischen Myonen bei eingeschaltetem Magnetfeld des Barreltoroiden genommen. Zwei Messungen werden im folgenden untersucht:

- Run 100388 (20.11.2006, 12:30 Uhr): 74000 Ereignisse ohne Magnetfeld.
- Run 100368 (19.11.2006, 02:30 Uhr): 230000 Ereignisse mit Magnetfeld.
Um die Ergebnisse besser miteinander vergleichen zu können, werden nur die ersten 74000 Ereignisse dieser Messung betrachtet.

Ziel ist es, mit diesen ersten Daten die beschriebene Vorgehensweise bei der Kalibrierung zu bestätigen. Dazu wird in dieser Arbeit die BML1A13-Kammer repräsentativ für die übrigen Kammern genauer untersucht.

7.2 Test der Autokalibration mit kosmischen Myonen

Zunächst wurde eine Start- $r(t)$ -Beziehung mit der Integrationsmethode bestimmt und anschließend eine analytische Autokalibration durchgeführt. Dabei werden

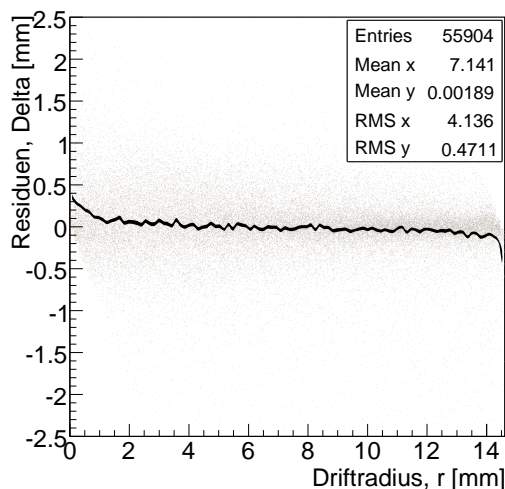


Abbildung 7.2: Residuen der BML1A13-Kammer nach Durchführung der Autokalibration. Die Residuenverteilung ist aufgrund der Unkenntnis der genauen Triggerzeit breiter als die der simulierten Daten.

die optimierten Einstellungen verwendet, die in Kapitel 5.4 beschrieben wurden. Die Residuenverteilungen für die Messung ohne Magnetfeld ist in Abbildung 7.2 aufgetragen. Sie ist, wie aus den Ergebnissen der Simulation in Kapitel 5 zu erwarten, flach um Null verteilt, jedoch breiter als die Verteilungen, die man für Monte-Carlo-Daten erhält. Dies liegt primär an der ungenauen Kenntnis der Triggerzeit. Da die Triggersignale für kosmische Myonen im Gegensatz zu den zukünftigen Ereignissen aus den LHC-Kollisionen, die eine Frequenz von 40 MHz haben werden, nicht mit dem LHC-Takt korreliert sind, ist jede gemessene Driftzeit um bis zu 25 ns verschmiert. Dies wirkt sich direkt auf die Driftzeitspektren der einzelnen MDT-Kammern aus und damit auf die Ortsauflösung. Die Residuenverteilung wird dadurch verbreitert. Zusätzlich erhält jede Driftzeit einen Beitrag von den unterschiedlichen Signallaufzeiten in einer RPC. Eine Korrektur der Triggerzeit und der Signallaufzeiten war zur Zeit dieser Arbeit noch nicht in den Rekonstruktionsalgorithmen implementiert.

Bei eingeschaltetem Magnetfeld erhält die Breite der Verteilung zusätzlich einen Beitrag aufgrund der Krümmung der Myonspur zwischen zwei Multilagen einer MDT-Kammer. Leider sind die Residuen aufgrund der ungenauen Kenntnis der Triggerzeit so breit, dass die Doppelpeakstruktur in der ersten und dritten Rohrlage jeder Multilage, nicht aufgelöst werden kann (vgl. Kapitel 5.4.2). Die zwei Verteilungen, die aufgrund der systematischen Abweichung der rekonstruierten geraden Spur von den gekrümmten Myontrajektorien auftreten, haben bei einem Myonimpuls von 6 GeV/c einen Abstand von etwa 300 μm . Die Residuen haben allerdings schon ohne Magnetfeld eine Breite von ca. 500 μm .

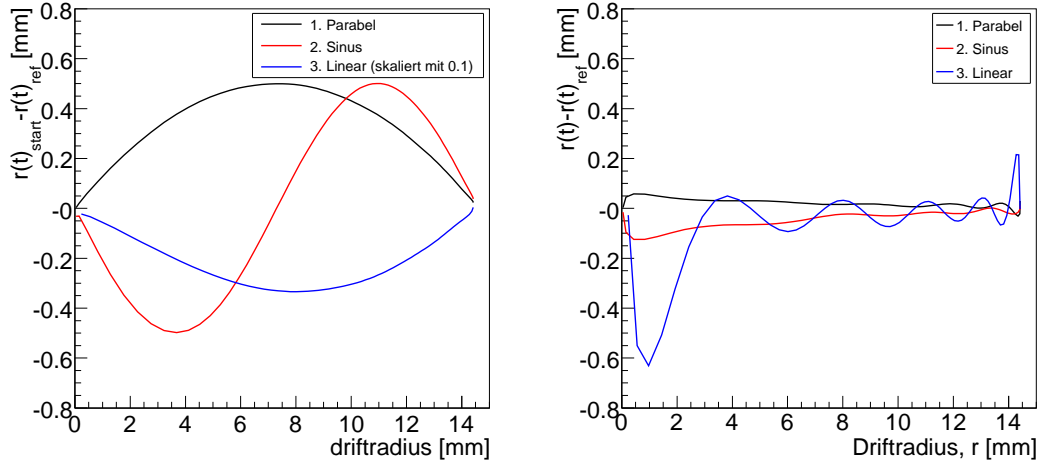


Abbildung 7.3: Links: Abweichung der Start- $r(t)$ -Relationen von der Referenz $r(t)_{\text{ref}}$. Die Differenz der linearen- $r(t)$ -Relation (blau) ist in der Abbildung mit dem Faktor 0,1 skaliert um sie besser darstellen zu können. Rechts: Abweichung der autokalibrierten Orts-Driftzeit-Beziehungen von der Referenzrelation.

7.2.1 Abhängigkeit vom Startwert

Ebenso wie mit den simulierten Daten soll mit Höhenstrahlungsdaten überprüft werden, ob die Resultate der Autokalibration in einem vernünftigen Bereich unabhängig von ihrem Startwert sind. Dieser Test wurde mit den Daten der Messung ohne Magnetfeld durchgeführt. Da bei den Daten aus der Höhenstrahlung die wahre Orts-Driftzeit-Beziehung der MDT-Kammer unbekannt ist, wird als Referenz eine $r(t)$ -Relation verwendet, die mit der Autokalibration mit Start- $r(t)$ -Relation aus der Integration bestimmt wurde. Die Autokalibration wird nun mit drei unterschiedlichen Start- $r(t)$ -Relationen getestet:

1. Auf die Referenz $r(t)$ -Beziehung wird eine Parabel mit einer Amplitude von $500 \mu\text{m}$ addiert.
2. Auf die Referenz $r(t)$ -Beziehung wird eine Sinusfunktion mit einer Amplitude von $500 \mu\text{m}$ addiert.
3. Es wird eine lineare Orts-Driftzeitbeziehung verwendet.

In Abbildung 7.3 sind links die Differenzen der drei unterschiedlich Start- $r(t)$ -Relationen $r(t)^{\text{Start}}$ zu der Referenz- $r(t)$ -Relation $r(t)^{\text{Ref}}$ aufgetragen und auf der rechten Seite die Abweichungen der kalibrierten $r(t)$ -Beziehungen $r(t)$ von

der Referenz.

Die finalen Orts-Driftzeit-Beziehungen, die mit den Start- $r(t)$ -Relationen 1 und 2 bestimmt werden, weichen im Mittel um $22 \mu\text{m}$ und $44 \mu\text{m}$ von der Referenz ab. Dieses Ergebnis ist mit dem aus der Simulation verträglich.

Auch für die lineare Startrelation konnte eine recht gute $r(t)$ -Relation bestimmt werden. Sie hat eine mittlere Abweichung von etwa $150 \mu\text{m}$. Die Abweichung der kalibrierten Orts-Driftzeit-Beziehung ist vor allem innerhalb der ersten zwei Millimeter sehr groß. Bei größeren Driftradien oszilliert die Differenz zur Referenz- $r(t)$ -Beziehung um Null. Die Genauigkeit einer linearen $r(t)$ -Relation reicht nicht aus um als Startwert für die Kalibrierung des ATLAS-Myonspektrometers verwendet zu werden. Dennoch ist dies ein beeindruckender Beweis der Leistungsfähigkeit der analytischen Autokalibration, eine Orts-Driftzeit-Beziehung mit einer Genauigkeit von ca. $150 \mu\text{m}$ mit einem Startwert zu finden der im Mittel um über 2 mm abweicht.

7.2.2 Bestätigung der Driftzeitänderung durch das Magnetfeld

Um eine erste Abschätzung des Werts der Driftzeitänderung durch das Magnetfeld zu erhalten, wurde mit den Daten aus Sektor 13 je ein Driftzeitspektrum mit und ohne Magnetfeld für die BML1A13-Kammer bestimmt und miteinander verglichen. In Abbildung 7.4 sind diese beiden Driftzeitspektren aufgetragen. Die maximale Driftzeit ohne Magnetfeld beträgt 687 ns im Vergleich zu 713 ns mit Magnetfeld. Die maximale Driftzeitänderung durch das Magnetfeld beträgt somit 26 ns und ist in sehr guter Übereinstimmung mit der simulierten, maximalen Driftzeitänderung (vgl. Abbildung 6.3 auf Seite 95).

Um auch eine Abschätzung der Driftzeitänderung in Abhängigkeit des Driftradius machen zu können, welche für die $r(t)$ -Kalibrierung relevant ist, wurde mit den Daten aus Sektor 13 je eine Orts-Driftzeit-Beziehung mit und ohne Magnetfeld für die BML1A13-Kammer bestimmt. Mit den beiden $r(t)$ -Relationen lässt sich die Differenz der Driftzeiten zu jedem Radius berechnen, diese ist in Abbildung 7.4 gegen den Driftradius aufgetragen.

Die BML-Kammern sind von einem relativ homogenen Magnetfeld durchsetzt (siehe Abbildung 6.3). Die Änderung der Driftzeit aufgrund der Lorentzkraft hängt dadurch, im Vergleich zu den Kammern der inneren und äußeren Schicht des Myonspektrometers, nicht so stark von der Position des Myontreffers in der Kammer ab. Zum Vergleich ist in der Abbildung auch die mittlere, simulierte Driftzeitänderung eingetragen.

Die gemessene Kurve ist systematisch zu kleineren Werten im Vergleich zur simulierten verschoben. Ein möglicher Grund hierfür ist eine Änderung der äußeren Parameter zwischen den beiden Messungen zu sein. Da während der Messzeit

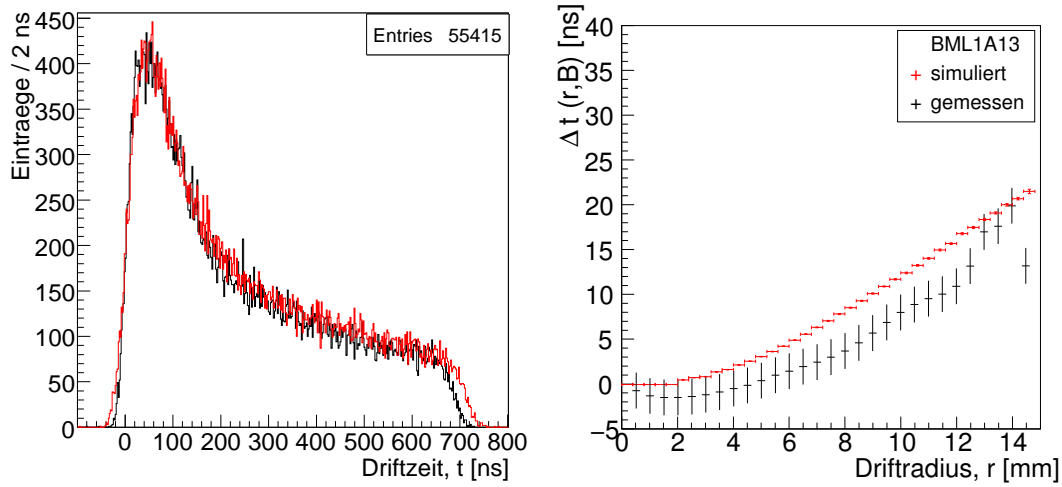


Abbildung 7.4: Links: Driftzeitspektrum der BML1A13-Kammer ohne (schwarz) und mit (rot) Magnetfeld. Deutlich ist die Verlängerung der maximalen Driftzeit um ca. 25 ns bei eingeschaltetem Magnetfeld zu erkennen. Rechts: In rot ist mittlere Änderung der Driftzeit in beiden Multilag gegen den Driftradius aufgetragen, die man aus der Simulation erhält. In schwarz ist die Differenz der Driftzeit zwischen run100368 (mit B-Feld) und run100388 (ohne B-Feld) aufgetragen. Aufgrund systematischer Fehler ist die gemessene Driftzeitänderung um etwa -3 ns verschoben.

auch an dem Toroidmagneten Tests durchgeführt wurden und dieser das erste Mal überhaupt auf sein nominelles Feld hochgefahren wurde, vergingen zwischen der Messung mit und ohne Magnetfeld etwa 10 Stunden. Eventuelle Änderungen des Gasdrucks und der Temperatur sind deswegen nicht auszuschließen. Sieht man von diesem systematischen Fehler ab, so stimmt die gemessene Kurve innerhalb der statischen Fehler qualitativ gut mit der simulierten Driftzeitänderung überein.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Am Max-Planck-Institut für Physik und der Ludwig-Maximilians-Universität in München wurden 88 Präzisionsdriftrohrkammern für das Myonspektrometer des ATLAS-Detektors gefertigt. Diese MDT-Kammern wurden von Juli 2005 bis März 2006 zum CERN transportiert. Um die Funktionalität aller Kammern vor ihrer Installation in den ATLAS-Detektor nochmals genau zu überprüfen, wurden sie umfangreichen Tests unterzogen. Die Vorgehensweise und die Ergebnisse bei dieser letzten, genauen Überprüfung vor dem Einbau sowie die Integration der MDT-Kammern mit den zugehörigen Triggerkammern wurden im ersten Teil der Arbeit beschrieben. Die Fehlerrate sämtlicher Kammerkomponenten erwies sich als äußerst gering. Vor allem muss auf die beeindruckend niedrige Ausfallrate bei den insgesamt über 35000 Driftrohren in den getesteten Kammern hingewiesen werden. Sie beträgt, trotz der vielen Transporte und der unzähligen Kranmanöver nur knapp 0,1 %. Die Installation aller 88 Kammern in das Spektrometer wurde im Juni 2006 erfolgreich und ohne Beschädigung einer Kammer abgeschlossen. Es wurden bereits erste Tests an an den installierten Myonkammern durchgeführt. Aufgrund der Ergebnisse dieser Tests kann man optimistisch dem Start von LHC und ATLAS entgegenblicken.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde die Methode der analytischen Autokalibration zur Eichung der Orts-Driftzeit-Relation der MDT-Kammern unter Verwendung von geraden Myonspurstücken beschrieben, optimiert und anhand simulierter Myonen geprüft. Dabei wurde besonderes Augenmerk auf die schwierigen Fälle gelegt, da nicht alle Bereiche des Spektrometers mit gleicher Präzision geeicht werden können. Bei den Tests wurden einige Probleme der Kalibrierung festgestellt, vor allem die bisher verwendete Abbruchbedingung des iterativen Verfahrens konnte verbessert werden.

Außerdem wurde erstmals die Möglichkeit untersucht, die MDT-Kammern mit Spuren zu kalibrieren, die in beiden Multilagenebenen rekonstruiert werden. Bisher wurde dieser Ansatz nicht verfolgt, da die Ablenkung der Myonen durch das Magnetfeld in der Kammer als zu groß angesehen wurde. Es zeigt sich jedoch bei

genauerer Untersuchung, dass sich die Fehler, durch die Approximation einer gekrümmten Spur durch ein gerades Spurstück, mit der Statistik weniger tausend Myonspuren ausreichend gut herausmitteln. Der Vorteil der zusätzlichen Information überwiegt im Vergleich zum Fehler durch die Spurkrümmung.

Zur Kalibrierung der Driftkammern sind Myonen mit einem Transversalimpuls von $p_T > 6$ GeV/c vorgesehen. In der durchgeführten Analyse wurde bestätigt, dass mit diesen eine Kalibrierung der Orts-Driftzeit-Beziehung im gesamten ATLAS-Myonspektrometer mit der angestrebten Genauigkeit von $30 \mu\text{m}$ möglich ist.

Aufgrund der Vorteile einer Spurrekonstruktion in beiden Multilagen kann darüber hinaus die Verwendung von Myonen mit $p_T > 20$ GeV/c empfohlen werden. Damit werden nur etwa halb so viele Myonspuren für die Kalibration der MDT-Kammern benötigt und es wird eine höhere Präzision erzielt. Myonen mit $p_T > 20$ GeV/c werden jedoch etwa 100-mal seltener produziert als Myonen mit $p_T > 6$ GeV/c, so dass sie in der Anfangsphase des LHC-Betriebs nicht in ausreichender Rate zur Verfügung stehen.

In Kapitel 6 wurde der Einfluss des Magnetfeldes des Myonspektrometers auf die Driftzeiten untersucht und eine Methode getestet, diesen zu korrigieren. Es konnte anhand von simulierten Daten gezeigt werden, dass mit dieser Korrektur die gleiche Genauigkeit der Autokalibration im Magnetfeld wie ohne Magnetfeld erreicht wird.

Das letzte Kapitel befasste sich mit einer Analyse der ersten Höhenstrahlungsdaten, die mit den bereits in den Detektor installierten Myonkammern gemessen wurden. Dabei wurden Daten verwendet, die am 19. und 20. November 2006 während des ersten Einschaltvorganges des supraleitenden Toroidmagneten des Zentrals des Myonspektrometers auf sein nominelles Feld genommen wurden. Leider reichte die Zeit in dieser Arbeit nicht mehr für eine detaillierte Studie. Die prinzipielle Funktionsweise der Kammereichung konnte jedoch bestätigt werden. Außerdem konnte die berechnete Driftzeitänderung durch die Einwirkung des Magnetfeldes mit diesen Daten innerhalb der Messgenauigkeit verifiziert werden.

Schlusswort

Die Installation der MDT-Kammern des Barrel-Bereiches des ATLAS-Myonspektrometers wird im Frühjahr 2007 vollständig abgeschlossen sein. Dies ist ein Meilenstein auf dem langen Weg zu einem fertigen ATLAS-Detektor. Die, zu-gegebenermaßen eingeschränkten, Erfahrungen, die ich während meiner Zeit am CERN beim testen, integrieren, installieren und in Betrieb nehmen der Münchner MDT-Kammern sammeln durfte zeigen jedoch, dass der noch bevorstehende Weg zu einem funktionierenden Detektor keinesfalls trivial sein wird. Auf alle kleineren und größeren Probleme wurde jedoch bisher stets eine Lösung gefunden. So darf man optimistisch sein, dass auch die noch bevorstehenden Schwierigkeiten gemeistert werden und mit diesem Experiment in den nächsten Jahren (experimental-) physikalisches Neuland betreten wird - mal sehen ob Herr Higgs recht behält...

Eins noch: Ich will nicht alle Namen auflisten, bei denen ich mich bedanken müsste, diese Liste ist zu lang.

Hervorheben möchte ich jedoch Jörg Dubbert und Oliver Kortner, die mich während meiner Zeit am Max-Planck-Institut für Physik in München und am CERN stets auf neue Ideen brachten, hervorragend betreuten, Antworten auf all meine Fragen wussten und die meisten Tipp- und Rechtschreibfehler dieser Arbeit entfernten. Vielen Dank - es hat Spaß gemacht!

Abbildungsverzeichnis

1.1	Luftbildaufnahme des LHC-Rings.	5
1.2	Schema des ATLAS-Detektors.	8
1.3	Foto des Barrelbereichs des ATLAS-Detektors.	10
2.1	Foto einer BOS-Kammer.	13
2.2	Schematischer Aufbau einer MDT-Kammer des Barrelbereichs. . .	14
2.3	Schematischer Aufbau eines Driftrohres.	15
2.4	Illustration zur Funktionsweise eines Driftrohres.	16
2.5	Driftzeitspektrum eines MDT-Rohrs.	17
2.6	Beispiel einer Orts-Driftzeit-Relation für Ar/CO_2 -Gas	18
2.7	Illustration einer rekonstruierten Myonspur mit einer MDT-Kammer.	20
2.8	Zusammenspiel der einzelnen Komponenten der Ausleseelektronik einer MDT-Kammer.	22
3.1	Foto der Montagehalle BB5.	23
3.2	Zeitlicher Verlauf des Gasdrucks der BOS6C02 und Leckraten bei- der Multilagen aller BOS/BOF-Kammern.	28
3.3	Dunkelströme der einzelnen Rohrlagen aller BOS/BOF-Kammern und Abhängigkeit der Dunkelströme von der relativen Luftfeuch- tigkeit.	29
3.4	Rauschrate der einzelnen Rohre einer BOS-Kammer.	31
3.5	Mittlere Rauschrate aller BOS/BOF-Kammern und Häufigkeits- verteilung der Rauschrate jedes Driftrohres aller in BB5 gemesse- nen BOS/BOF-Kammern	32
3.6	Zeichnung einer vollständigen Myonstation.	34
3.7	Gemessene Abstände zwischen Common-Support und MDT- Kammer bei nominellen Winkel in ATLAS	36
3.8	Skizze zur Anpassung des Rohrdurchhangs an den Drahtdurchhang	37
3.9	Erzielte Präzision bei der Anpassung des Rohrdurchhangs an den Drahtdurchhang.	38
3.10	Bild des Höhenstrahlungsteststands am CERN.	39
3.11	Trefferverteilung einer Rohrlage einer BOS-Kammer mit einem to- ten Rohr und einer Cutout-Kammer.	40

3.12	ADC-Spektren zweier Kanäle einer BOS-Kammer, mit und ohne elektronisches Rauschen.	41
3.13	Driftzeitspektrum eines Rohres mit reinem $Ar/CO_2(93/7)$ im Vergleich mit einem Driftzeitspektrum mit unreinem Driftgas.	42
4.1	Beiträge zur relativen Transversalimpuls-Auflösung des ATLAS-Myonspektrometers.	45
4.2	Illustration zur Erklärung des Begriffs Residuum	47
4.3	Residuen der Driftrohre einer MDT-Kammer, die von Myonen unter den Winkeln $14^\circ - 26^\circ$, bzw. $25^\circ - 35^\circ$ durchquert wird.	50
4.4	Skizze zur Erläuterung der Schwierigkeit der Eichung mit Myonspuren bei 30°	51
4.5	Illustration zur linearen Abhängigkeit der Matrix der analytischen Autokalibration	53
4.6	Beispiele für Fixpunkte verschiedener Ordnung.	55
4.7	Fixpunktverteilung in ausgewählten Spurwinkelintervallen.	56
5.1	Ein ausgewählter, repräsentativer Sektor des ATLAS-Myonspektrometers mit Nomenklatur für die verschiedenen Kammer-typen.	59
5.2	Myonraten bei voller LHC Luminosität	60
5.3	Winkelverteilung der Myonenspuren innerhalb einer Kammer des Typs BML3 für $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ und $p_T = 20 \text{ GeV}/c$	62
5.4	Differenz zwischen der Orts-Driftzeit-Beziehung, die für eine MDT-Kammer durch Integration bestimmt wurde zu der, die mit einem Siliziumstreifendetektorteleskops als externer Referenz gemessen wurde.	65
5.5	Darstellung der für die Monte-Carlo-Studie verwendeten Start- $r(t)$ -Beziehungen und mit diesen erreichte $r(t)$ -Genauigkeiten.	67
5.6	Abweichung der durch Autokalibration gefundenen $r(t)$ -Relation von $r(t)^{wahr}$ der BIL1- und BML3-Kammern.	68
5.7	Abweichung der durch Autokalibration gefundenen $r(t)$ -Relation von $r(t)^{wahr}$ der BOS5-Kammern.	69
5.8	$r(t)$ -Genauigkeit ξ der BIL1-Kammer.	70
5.9	Entwicklung von χ_{Spur}^2 der Spurrekonstruktion sowie der Differenz des Mittelwertes der Korrekturfunktion über 12 Iterationen der Autokalibration.	71
5.10	Mit dem neuen Konvergenzkriterium erreichte $r(t)$ -Genauigkeiten.	73
5.11	Illustration zur Abschätzung der Rekonstruktionsgenauigkeit von gekrümmten Myonspuren über zwei Multilag.	74
5.12	Residuenverteilungen für die einzelnen Rohrlagen einer BML3-Kammer.	75

5.13	Beispiel einer Spurkonfiguration in einem Driftrohr bei Rekonstruktion in beiden Multilagen.	76
5.14	Vergleich der $r(t)$ -Genauigkeiten der Kammern BIL bei Eichung über eine und über zwei Multilagen.	78
5.15	Vergleich der $r(t)$ -Genauigkeiten der Kammern BML bei Eichung über eine und über zwei Multilagen.	79
5.16	Ortsauflösung eines Driftrohres in Abhängigkeit vom Driftradius.	80
5.17	Das Verhältnis der erzielten $r(t)$ -Genauigkeiten ξ bei Verwendung einer konstanten Einzelrohrauflösung zur driftzeitabhängigen Einzelrohrauflösung.	81
5.18	Erzielte $r(t)$ -Genauigkeiten gegen die Anzahl an Myonspuren, die für die Kalibrierung verwendet wurden.	84
6.1	Illustration der B-Feldverteilung in einem Viertel des Barreltoroiden	89
6.2	Definition des Koordianatensystems bei Berechnung der Magnetfeld Korrektur	91
6.3	Änderung von B_{\perp} in den Multilagen einer BML3-Kammer und Änderung der Driftzeit durch das Magnetfeld gegen den Driftradius	95
6.4	Differenz zwischen der vom Magnetfeld abhängigen Änderung der Driftzeit, die mit dem wahren Driftradius berechnet wurde und derjenigen, die mit der Orts-Driftzeitbeziehung nach der i-ten Korrektur des Magnetfeldeffektes auf die Driftzeit.	95
6.5	Änderung von B_{\perp} in den Multilagen einer BOS5-Kammer und Änderung der Driftzeit durch das Magnetfeld gegen den Driftradius	97
6.6	Differenz zwischen der B-Feld-abhängigen Änderung der Driftzeit, die mit dem wahren Radius berechnet wurde, mit derjenigen, die mit der Orts-Driftzeitbeziehung nach dem i-ten Ausführen der Autokalibration bestimmt wurde.	97
7.1	Eventdisplay einer gekrümmten Myonspur	99
7.2	Residuen in der BML1A13-Kammer nach Durchführung der Autokalibration mit Myonen aus der Höhenstrahlung	101
7.3	Abhängigkeit der Orts-Driftzeit-Beziehung der BIL1A13-Kammer vom Startwert.	102
7.4	Driftzeitänderung durch das Magntelfeld	104

Tabellenverzeichnis

3.1	Übersicht über alle am MPI München gebauten MDT-Kammern.	25
3.2	Übersicht über alle abgehängte Rohre und gerissenen Drähte der BOS/BOF-Kammern.	33
3.3	Die berechneten Drahtdurchhänge für alle am MPI-München konstruierten MDT-Kammern.	38
3.4	Übersicht über die in München und am CERN gefundenen Defekte aller 88 BOS-MDT-Kammern.	44
5.1	Die erreichten Genauigkeiten der kalibrierten Orts-Driftzeit-Beziehungen bei Verwendung unterschiedlicher Einzelrohraufösungen	82
5.2	Erzielte Genauigkeiten der Orts-Driftzeit-Beziehung aller MDT-Kammern mit einem Myonimpuls von $p_T = 6 \text{ GeV}/c$	87
5.3	Erzielte Genauigkeiten der $r(t)$ -Relation aller MDT-Kammern mit einem Myonimpuls von $p_T = 20 \text{ GeV}/c$	88
6.1	Erzielte Genauigkeiten ξ einer BML3-Kammer nach i -Iterationen der B-Feld Korrektur	96
6.2	Erzielte Genauigkeiten ξ einer BOS5-Kammer nach i Iterationen der Magnetfeld-Korrektur	98

Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS-Kollaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance – Technical Design Report*, CERN, 1999.
- [2] ATLAS Inner Detector Community, *ATLAS Inner Detector – Technical Design Report*, CERN, 1997.
- [3] ATLAS Community, *ATLAS Calorimeter Performance – Technical Design Report*, CERN, 1997.
- [4] ATLAS-Myon-Kollaboration, *ATLAS Muon Spectrometer – Technical Design Report*, CERN, 1997.
- [5] H. van der Graaf et al., *RasNik, an Alignment System for the ATLAS MDT Barrel Muon Chambers*, Technical System Description, NIKHEF, 2000.
- [6] F. Bauer et al., *Monitoring of the Accuracy of the MDT Chamber Construction*, ATLAS note ATL-MUON-INT-2006-004, 2006.
- [7] F. Bauer et al., *Large-scale production of Monitored Drift Tube chambers for the ATLAS muon spectrometer*, Nucl. Instrum. Meth, A(518) 69-72, 2004.
- [8] W. Blum; L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer-Verlag, 1993.
- [9] S. Zimmermann, *High Rate and Aging Studies for the Drift Tubes of the ATLAS-Muon-Spectrometer*, Doktorarbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2004.
- [10] M. Deile, *Obtaining the Space-Time Relationship of Drift Tubes from the Drift-Time Spectrum*, ATLAS note ATL-MUON-99-002, 1999.
- [11] R. Veenhof, *GARFIELD-Simulation of gaseous detectors*, CERN Program Library, Referenz: W5050.

- [12] S. F. Biagi, *A Multiterm Boltzmann Analysis of Drift Velocity, Diffusion, Gain and Magnetic-Field Effects in Argon-Methane-Water-Vapour Mixtures*, Nuclear Instruments and Methods A, 1989.
S. F. Biagi, *Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields*, Nuclear Instruments and Methods A, 1999.
- [13] Sandra Horvat, *Study of the Higgs Discovery Potential in the Process: $pp \rightarrow H \rightarrow 4\mu$* , Doktorarbeit, Universität Zagreb/MPI-München, 2005.
- [14] R. Richter, J. Wotschack, *ATLAS Muon Spectrometer: Precision chamber electrical services*, ATLAS note ATL-MUON-98-257, 1998.
- [15] The Commissioning Working Group, *MDT Commissioning Procedures Guidelines for Certifying RFI Chambers*, ATLAS note ATL-MUON-2004-022, 2004.
- [16] J. Schmalzer, *Test and Alignment of the Precision Drift Chambers of the ATLAS Muon Spectrometer*, Diplomarbeit (in Vorbereitung), Technische Universität München/MPI-München, voraussichtlich März 2007.
- [17] S. Zimmermann, *Assembly and Certification of ATLAS Muon Stations for the Middle and Outer Barrel at CERN*, ATLAS note ATL-COM-MUON-2006-021, 2006.
- [18] O. Kortner, F. Rauscher, *Automatic Synchronization of Drift-Time Spectra and Maximum Drift-Time Measurement of an MDT*, ATLAS note ATL-COM-MUON-2006-020, 2006.
- [19] M. Deile, *Optimization and Calibration of the Drift-Tube Chambers for the ATLAS Muon Spectrometer*, Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.
- [20] O. Kortner, *Schauerproduktion durch hochenergetische Myonen und Aufbau eines Höhenstrahlungsprüfstands für hochauflösende ATLAS-Myonkammern*, Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2002.
- [21] The ATLAS MDT Calibration Group, *A summary of the ATLAS MDT Calibration Model*, ATLAS Muon Internal note, September 2005.
- [22] Niels von Eldik, *The ATLAS muon spectrometer: calibration and pattern recognition*, Doktorarbeit (in Vorbereitung), nikhef, voraussichtlich 2007.
- [23] M. Deile et al. *ODYSSEUS - a Silicon Telescope for Test Beam Experiments*, ATLAS note ATL-COM-MUON-99-015, 1999.

- [24] M. Deile et al., *Performance of the ATLAS precision muon chambers under LHC operating conditions*, Nucl. Instrum. Meth., A(518) 65-68, 2004.
- [25] S. Horvat et al., *Determination of the Spatial Drift-Tube Resolution using Muon Tracks*, ATLAS note ATL-MUON-PUB-2006-008, 2006.
- [26] Ch. Valderanis, *Study of Magnetic Field Effects on the Drift Properties in ATLAS Muon Drift Tube Chambers and of the Higgs Discovery Potential in the Process $pp \rightarrow q\bar{q}H \rightarrow q\bar{q}\tau^+\tau^-$* , Doktorarbeit (noch nicht veröffentlicht), Technische Universität München/MPI-München, voraussichtlich April 2007.