

Untersuchung des Verhaltens von Driftrohren bei
starker γ Bestrahlung sowie Vermessung von
Driftrohrkammern mit Hilfe von Myonen der
kosmischen Höhenstrahlung.

Dissertation der Fakultät für Physik

der

Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Felix Rauscher
aus

München

1. Gutachter Prof. Dr. Arnold Staude

2. Gutachter Prof. Dr. Wolfgang Dünneweber

Tag der mündlichen Prüfung: 16.06.2005

Kurzfassung

Im Myonspektrometer des ATLAS-Detektors am LHC, bei dem Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV kollidieren, werden Kammern aus Hochdruckdriftrohren zur Vermessung der Trajektorien der Myonen verwendet. Um den Impuls der Myonen aus der Krümmung ihrer Spur in dem 0.4 T starken Magnetfeld mit hinreichender Genauigkeit vermessen zu können, müssen zum einen die Driftrohre eine Ortsauflösung von $\sigma_r \leq 100 \mu\text{m}$ liefern und zum anderen muss die Position jedes Anodendrahtes, also auch die Geometrie jeder Kammer, mit einer Genauigkeit von deutlich besser als $100 \mu\text{m}$ bekannt sein.

Die Arbeit beschäftigt sich mit diesem Problem an zwei Fronten.

Wegen der hohen Luminosität des Beschleunigers und des großen Wirkungsquerschnittes für Proton-Proton-Kollisionen, herrscht im Myonspektrometer ein erheblicher Untergrund an Photonen und Neutronen. Um das Verhalten der Driftrohre bei hoher Untergrundzählrate zu untersuchen, wurde eine Teststrahlmessung durchgeführt, bei der neben einem hochenergetischen Myonstrahl (100 GeV) auch eine 740 GBq starke γ -Quelle die Kammer beleuchtete. Mittels eines hochauflösenden Referenzdetektors aus Silizium-Streifenzählern wurden Ortsauflösung und Effizienz bei unterschiedlichen Untergrundstrahlungsniveaus untersucht. Eine Möglichkeit die Ortsauflösung zu verbessern, in dem mittels einer in die Ausleseelektronik integrierten Pulshöhenmessung die Abhängigkeit zwischen Signalzeit und Pulshöhe betrachtet wird, wurde untersucht und weiterentwickelt. Damit konnte die Auflösung unabhängig von der Photonenbestrahlung um 13 % verbessert und die angestrebte Ortsauflösung von $100 \mu\text{m}$ selbst beim Dreifachen der erwarteten Untergrundstrahlung erreicht werden.

In Zusammenarbeit mit dem Max-Planck-Institut für Physik in München und dem Joint Institute for Nuclear Research in Dubna werden 88 der 1226 Myonkammern gebaut. Zur ersten Inbetriebnahme und Überprüfung der Qualität dieser Kammern wurde der Höhenstrahlmessstand eingerichtet. Insbesondere kann dort die Geometrie einer Kammer bestimmt werden, in dem sie zwischen zwei Referenzkammern eingebaut wird, deren Geometrie mit einem Röntgentomographen genau vermessen wurde. Mit Hilfe dieser Kammern wird die Spur des kosmischen Myons bestimmt. Aus systematischen Abweichungen zwischen dieser Referenzspur und den Messungen in der zu testenden Kammer, kann die Position eines jeden Drahtes mit einer Genauigkeit in der Größenordnung $10 \mu\text{m}$ bestimmt

werden. Diesbezüglich wird die Arbeit von Oliver Kortner [17] fortgesetzt, also der Messstand hin zu drei vollständig ausgelesenen Kammern ausgebaut und seine Leistungsfähigkeit überprüft. Der Messstand erlaubt es, mechanische Ungenauigkeiten der Kammern, die allerdings nur selten vorkommen, zuverlässig zu finden und zu quantifizieren. Dadurch sind auch Kammern die von der Normgeometrie abweichen vollständig beim ATLAS-Experiment einsetzbar, wenn die im Messstand ermittelten Geometrieparameter in der Spurrekonstruktion berücksichtigt werden.

Inhaltsverzeichnis

I	Einleitung	10
1	Der LHC-Beschleuniger und der ATLAS-Detektor	11
1.1	Physikalische Zielsetzung des Large-Hadron-Colliders	11
1.2	Der Large-Hadron-Collider (LHC)	12
1.3	Das ATLAS-Experiment	13
1.4	Das ATLAS-Myonspektrometer	15
2	Die Driftrohrkammern des ATLAS-Myon-Spektrometers	17
2.1	Funktionsprinzip eines Driftrohres	17
2.2	Aufbau einer Driftrohrkammer	18
2.3	Die Ausleseelektronik der Driftrohrkammern	20
II	Untersuchung des Verhaltens von Driftrohren bei hohen γ Untergrundraten.	24
3	Motivation der Teststrahlungsmessung	25
3.1	Untergrundstrahlung im ATLAS-Myonspektrometer	25
3.2	Das Detektorgas	26
3.3	Die Elektronik	27
4	Versuchsaufbau	28
4.1	Der Aufbau in X5/GIF	28
4.2	Die Auslese	29
4.2.1	Die Driftkammerausleseelektronik	29
4.2.2	Die Ausleseprogramme	30
5	Analyse der Daten	32
5.1	Bestimmung der Photonenzählrate	32
5.2	Siliziumteleskop	34
5.3	Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung (r-t-Relation)	36
5.4	Messung der Einzelrohrauflösung und der Effizienz	37
5.4.1	Einzelrohrauflösung	37

5.4.2	Einzelrohreffizienz	39
6	Resultate	40
6.1	Totzeit und Einzelrohreffizienz	40
6.2	ADC-Spektren von Myon- und Photontreffern	41
6.2.1	Radiusabhängigkeit der gemessenen Ladung	42
6.2.2	Trennung von γ - und Myonpulsen	47
6.3	Einzelrohrauflösung	49
6.3.1	Einzelrohrauflösung ohne Photonbestrahlung	49
6.3.2	Einfluss der Untergrundbestrahlung	51
6.3.3	Mittlere Einzelrohrauflösung	52
7	Time-Slewing Korrektur	56
7.1	Teststrahldaten und Simulation	56
7.2	Pulsformmodell und Korrekturfunktion	60
7.2.1	Pulsform und Korrekturfunktion ohne Diffusion	61
7.2.2	Pulsform und Korrekturfunktion mit Diffusion	64
7.3	Auflösungsverbesserung durch die ladungsabhängige Korrektur	65
III	Test von ATLAS-Driftrohrkammern mit kosmischen Myonen	70
8	Ziele des Höhenstrahlmesstandes	71
8.1	Inbetriebnahme der Kammern	71
8.2	Homogenität des Ansprechverhaltens	71
8.3	Überprüfung der Kammergeometrie	74
9	Aufbau des Messstandes	75
9.1	Hodoskope	77
9.2	Streamerrohre	78
9.3	Ausrichtungssysteme	79
9.3.1	Das optische Ausrichtungssystem (RasNik)	79
9.3.2	Das kapazitive Ausrichtungssystem (Capacitek)	80
10	Trigger und Datennahmesystem	82
10.1	Die Hodoskopauslese	82
10.2	Die Streamerrohrauslese	82
10.3	Die MDT-Kammer-Auslese	84
10.4	Das Triggersystem	85
10.4.1	Der Hodoskoptrigger	85
10.4.2	Einzelereignistrigger	85
10.4.3	Vetos	86
10.5	Online-Histogramme	87

11 Ereignis- und Trefferauswahl	88
11.1 Ereignisauswahl	88
11.2 Trefferauswahl	89
12 Bestimmung von Driftradien und Myontrajektorien	91
12.1 Rekonstruktion der Myonspur	91
12.2 Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung	91
12.3 Anpassung der r-t-Relation an die Länge des Driftzeitspektrums	92
13 Bestimmung der relativen Lage der Myonkammern	96
13.1 Ausrichtung mit Myonspuren	96
13.1.1 Kammerposition und Spurparameter	96
13.1.2 Anwendung im Messstand	98
13.1.3 Einfluss der Kammergeometrie auf die Positionsbestimmung	99
13.2 Zeitabhängige Lagenbestimmung mittels der Ausrichtungssysteme	104
14 Die Drahtpositionsmessung	107
14.1 Bestimmung des Referenzradius	107
14.2 Drahtposition und Radiusdifferenz	107
14.3 Lagen- und Multilagenparameter	112
14.4 Ergebnisse aus dem Serientest	115
Zusammenfassung	117
Abbildungsverzeichnis	119
Literaturverzeichnis	124
Danksagung	127
Lebenslauf	130

Teil I
Einleitung

Kapitel 1

Der LHC-Beschleuniger und der ATLAS-Detektor

1.1 Physikalische Zielsetzung des Large-Hadron-Colliders

Der Aufbau der Materie und der fundamentalen Wechselwirkungen wird erfolgreich durch das Standardmodell beschrieben. Danach besteht die Materie aus Fermionen, namentlich sechs verschiedenen Quarks, die in drei Generationen geordnet sind (up/down, top/bottom sowie charm/strange), und sechs ebenfalls in drei Generationen angeordneten Leptonen (Elektron, Myon und Tau zusammen mit ihren zugeordneten Neutrinos). Die fundamentalen Kräfte kommen durch den Austausch von Bosonen (Photon, Gluon, W- und Z-Bosonen) zustande. Alle diese Teilchen konnten bereits nachgewiesen werden.

Dabei hat sich gezeigt, dass mit Ausnahme des Photons und des Gluons alle diese Teilchen eine von Null verschiedene Ruhemasse besitzen. Dies ist im Standardmodell nur dann erklärbar, wenn ein weiteres Boson — das Higgs-Boson — existiert. Dieses konnte bislang noch bei keinem Beschleunigerexperiment nachgewiesen werden, was auf die große Masse dieses Bosons zurückgeführt wird. Ein Teilchen kann nur dann durch eine Teilchenkollision erzeugt werden, wenn die Schwerpunktsenergie mindestens der Ruhemasse dieses Teilchens entspricht. Daraus resultiert eine untere Grenze für die Masse des Higgs-Teilchens von $114 \text{ GeV}/c^2$. Die Stärke der Wechselwirkung zwischen dem Higgs-Boson mit Elementarteilchen — also auch mit sich selbst — nimmt mit der Masse des Teilchens zu. Eine zu starke Selbstkopplung dieses Higgs-Bosons führt allerdings zu Widersprüchen mit dem Standardmodell, weswegen man annimmt, dass das Higgs-Teilchen leichter als $1 \text{ TeV}/c^2$ ist. Für das Higgs-Boson werden verschiedene Zerfallskanäle vorhergesagt, die abhängig von seiner Masse unterschiedlich häufig auftreten. Die wichtigsten und experimentell gut nachweisbaren sind:

1. $H \rightarrow \gamma\gamma$ für $m_H < 150 \text{ GeV}/c^2$.

2. $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ für $130 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 2m_Z$, wobei l ein beliebiges geladenes Lepton ist.
3. $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ für $2m_Z < m_H$.
4. $H \rightarrow WW, ZZ \rightarrow lv \text{ 2 Jets}, 2l \text{ 2 Jets}$ für $2m_Z < m_H$.

Der Nachweis des Higgs-Teilchens und damit die endgültige Bestätigung des Standardmodells ist die Hauptaufgabe des Large-Hadron-Colliders (LHC), der 2006 am CERN seinen Betrieb aufnehmen wird.

Weiterhin soll am LHC auch die Existenz von Teilchen nachgewiesen beziehungsweise ausgeschlossen werden, die nur von Erweiterungen des Standardmodells (z.B. Supersymmetrie) vorhergesagt werden. Auch für diese Teilchen gilt, dass sie sich, so sie existieren, durch ihre große Masse der Entdeckung durch Experimenten an bisherigen Beschleunigern entzogen haben.

1.2 Der Large-Hadron-Collider (LHC)

Bei Ringbeschleunigern, die wie der Large-Elektron-Position-Collider (LEP) mit Elektronen betrieben werden, wird die maximal erreichbare Schwerpunktsenergie durch die Synchrotronstrahlung begrenzt. Sie ist proportional zu γ^4/r wobei γ der Lorentzfaktor und r der Radius des Beschleunigers ist. Daraus ist ersichtlich, dass eine Vergrößerung des Speicherrings den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung nur wenig verringert. Mit LEP wurde eine Größe erreicht, jenseits derer es nicht mehr effizient ist, höhere Schwerpunktsenergien durch größere Radien zu realisieren. Verwendet man jedoch Teilchen mit großer Ruhemasse, so spielt die Synchrotronstrahlung keine Rolle mehr, da γ bei gleicher Energie kleiner bleibt. Beim LHC, der LEP ablöst und im gleichen Tunnel aufgebaut wird, werden Protonen verwendet. Damit können Energien bis zu 14 TeV erreicht werden.

Protonen sind jedoch keine Elementarteilchen, sondern aus Quarks und Gluonen aufgebaut. Die für die Erzeugung schwerer Teilchen zur Verfügung stehende Energie ist somit die Schwerpunktsenergie der Elementarteilchen im Proton, die nur jeweils einen statistisch schwankenden Bruchteil der Energie tragen. Um dennoch möglichst viele harte, also hochenergetische Stöße zu erhalten, muss die Anzahl der Stöße möglichst groß sein, weswegen eine hohe Luminosität ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) angestrebt wird.

Wie bei jedem Synchrotronbeschleuniger werden im LHC die Teilchen in engen Bündeln angeordnet, die sich dann im Kollisionsbereich der Experimente durchdringen. Die hohe Luminosität wird durch sehr enge Bündel, deren Querschnitt einen Radius von $15 \mu\text{m}$ hat, 10^{11} Protonen pro Bündel und einer Durchdringung zweier Bündel alle 25 ns erreicht.

Den interessantesten harten Stößen sind aber 10^{11} -mal so viele weiche Stöße überlagert. Dies stellt hohe Anforderungen an die Experimente. Sie müssen sehr

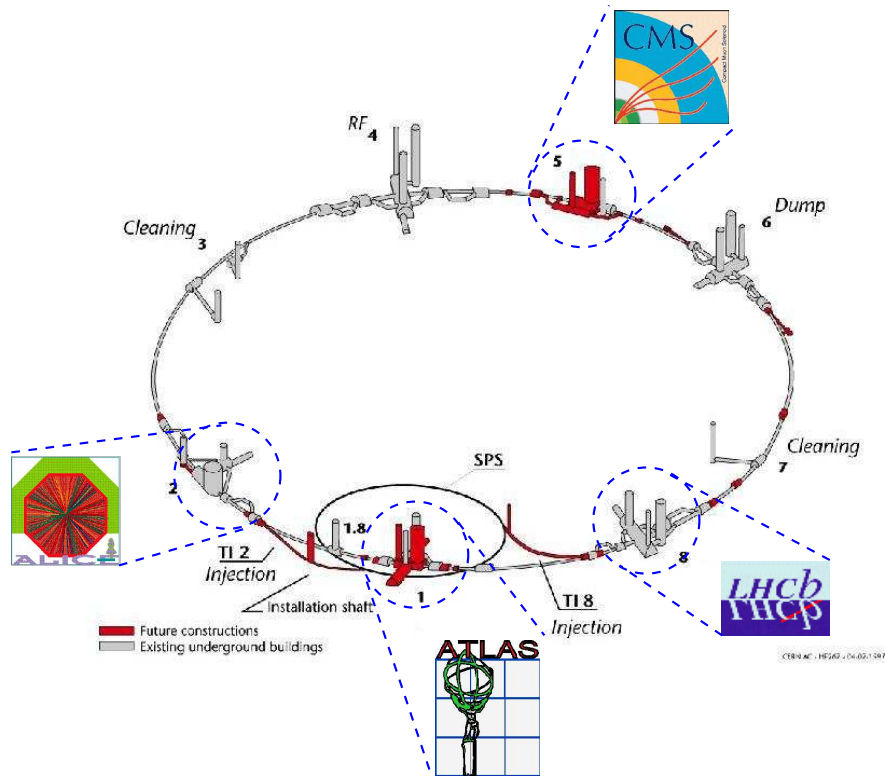


Abbildung 1.1: Schematischer Überblick über den LHC mit den vier Experimenten LHC-B, CMS, ALICE und ATLAS ([1]).

effektiv Ereignisse selektieren und, wegen der großen Anzahl der meist bei uninteressanten Stößen erzeugten Teilchen, aus besonders strahlenharten Detektoren bestehen.

Experimente am LHC benutzen die Allzweckdetektoren CMS und ATLAS, die vor allem nach dem Higgs-Boson und anderen Teilchen suchen, LHCb für Untersuchungen am B-System, und ALICE, für das der LHC zeitweise mit Schwerionen betrieben wird.

1.3 Das ATLAS-Experiment

Der ATLAS-Detektor [30] (siehe Abbildung 1.2) ist wie viele andere Detektoren an Kollidern in verschiedenen Schalen aufgebaut, die einen Kreuzungspunkt der Strahlen umschließen. Dabei unterscheidet man zwischen dem Fassbereich, also dem Mittelteil des Detektors, bei dem die Detektorkomponenten zylindrisch um die Strahlachse angeordnet sind, und den Endkappen, die den Detektor an beiden Enden abschließen.

Im Innersten des Detektors [33], direkt am Strahlrohr, sitzen drei Lagen aus

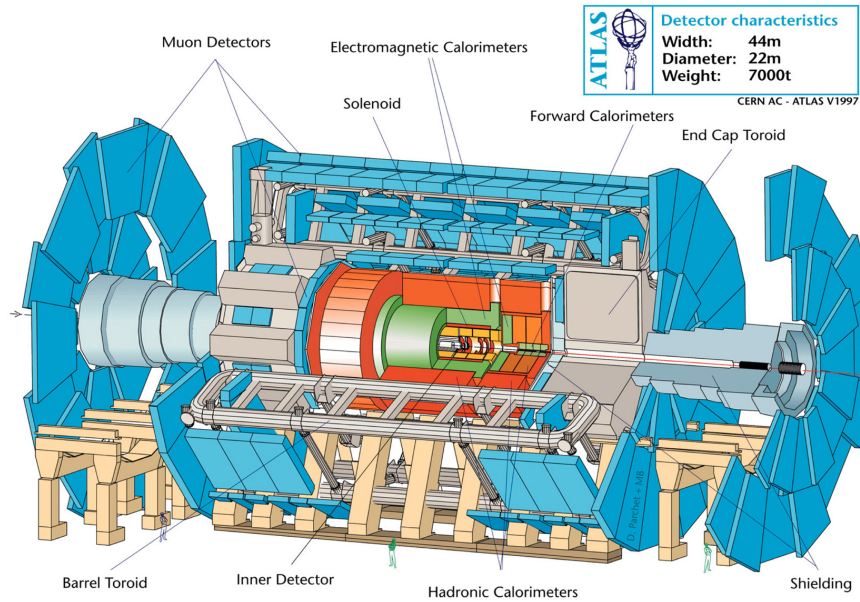


Abbildung 1.2: Der ATLAS-Detektor ([1]).

Siliziumpixelzählern, die Spurpunkte geladener Teilchen mit einer Genauigkeit von $66 \mu\text{m}$ in Strahlrichtung (z -Richtung) und einer Genauigkeit von $12 \mu\text{m}$ senkrecht dazu ($R\phi$ -Richtung) messen. Es folgen weitere acht Lagen aus Siliziumstreifenzählern, die vier Spurpunkte mit einer Genauigkeit von $580 \mu\text{m}$ in z -Richtung und $16 \mu\text{m}$ in $R\phi$ -Richtung liefern. Weitere 36 Spurpunkte mit $170 \mu\text{m}$ Genauigkeit liefern Driftröhrchen, die weiter außen angebracht sind. Dieser innere Detektor befindet sich in einem 2 T starken Magnetfeld, das parallel zur Strahlachse verläuft. Damit kann der Impuls von geladenen Teilchen bestimmt werden.

Das elektromagnetische Kalorimeter [32] besteht aus 24 Strahlungslängen eines Bleiabsorbers, der in einer Akkordeonstruktur angeordnet ist. Das auf Teilchen sensitive Material ist flüssiges Argon. Das Kalorimeter besitzt eine Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$. Dabei ist $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ die Pseudorapidität, θ und ϕ sind Azimut- und Polarwinkel. Die erwartete Energieauflösung beträgt $\Delta E/E = 10\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$. Das hadronische Kalorimeter ist 11 Wechselwirkungslängen lang, und besteht im Fassbereich aus Plastikszintillationszählern in einem Eisenabsorber. Im Endkappenbereich handelt es sich um ein Flüssig-Argon-Kalorimeter. Die Granularität bewegt sich im Bereich zwischen $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ und 0.2×0.2 . Die Energieauflösung wird mit $\Delta E/E = 50\%$ bis $100\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ erwartet.

Außerhalb der Kalorimeter befindet sich das Myonspektrometer.

1.4 Das ATLAS-Myonspektrometer

Die Myonen, die neben den bei ATLAS nicht direkt nachweisbaren Neutrinos als einzige Teilchen das Kalorimeter durchdringen, werden von der äußersten Schicht des Detektors, dem Myonsystem [31], nachgewiesen und spektroskopiert. Es besteht aus Anordnungen von Trigger- und Präzisionskammern, die in drei Lagen in einem toroidalen Magnetfeld angebracht sind. Im Fassbereich haben diese Lagen einen Abstand von etwa 2,5 m und sind ringförmig um die Strahlachse angebracht. In den Endkappen sind diese Stationen in drei Scheiben mit einem Abstand von 6 m angeordnet.

Geladene Teilchen werden im Toroidmagnetfeld des Fassbereiches vor allem in z -Richtung abgelenkt. Dies ist auch die Koordinate, die die Präzisionskammern messen. Im Endkappenbereich krümmen sich die Spuren hauptsächlich in radialer Richtung, in der die dortigen Präzisionskammern ortsauflösend sind.

Als Triggerkammern kommen im Fassbereich RPCs¹, und im Endkappenbereich TGCs² zum Einsatz. Sie zeigen schnell an, ob und wann ein Myon durch den Detektor gegangen ist und liefern eine grobe Ortsinformation in der Richtung, in der die Präzisionskammern keine Ortsauflösung besitzen.

In einem kleinen Bereich nahe der Strahlachse, der sich durch eine hohe Untergrundstrahlung auszeichnet, werden für die hochauflösende Ortsmessung CSCs³ eingesetzt. Überall sonst werden so genannte Monitored Drift-Tube Chambers (MDTs) verwendet, um die es in dieser Arbeit geht.

Stammen die Myonen aus einem Higgs-Zerfall über zwei Z -Bosonen, so haben sie einen Transversalimpuls von typischerweise 5 bis 50 GeV/c, den man auf etwa 2 % genau messen möchte. In diesem Impulsbereich wird die Messung zum einen durch die Fluktuationen im Energieverlust der Myonen in vorangehenden Detektorschichten, zum anderen durch Vielfachstreuung beeinflusst. Um die Vielfachstreuung gering zu halten, hat man sich bei ATLAS entschieden, das Magnetfeld in Luft zu erzeugen. Für dieses Magnetfeld, das toroidal um die Strahlachse gewickelt ist, wird mit supraleitenden Spulen eine Stärke von 0.4 T erreicht.

Dies ist im Vergleich zu Magnetfeldern, die in massiven Spulenkernen erzeugt werden, schwach. Dennoch sollen auch Myonimpulse im TeV/c-Bereich noch auf etwa 10 % genau vermessen werden, was bedeutet, dass die Spursagitta mit einer Genauigkeit gemessen werden muss, die besser als 100 μm ist. Damit kann man Teilchen mit Massen von einigen TeV/c² nachweisen, die nur von Erweiterungen des Standardmodells vorhergesagt werden. Um dies erreichen zu können, muss zum einen jede Präzisionskammer eine Ortsauflösung von etwa 50 μm erreichen. Zum anderen muss auch die Position der einzelnen Kammern mit einer Präzision von 30 bis 40 μm überwacht werden. Dies geschieht durch eine Reihe von

¹Resistive-Plate-Chambers

²Thin-Gap-Chambers

³Cathode-Strip-Chambers

optischen Systemen und einer Temperaturüberwachung des gesamten Detektors.

Kapitel 2

Die Driftrohrkammern des ATLAS-Myon-Spektrometers

2.1 Funktionsprinzip eines Driftrohres

Die Driftrohre, die beim ATLAS-Myonspektrometer verwendet werden, sind Aluminiumröhren mit einem Durchmesser von 3 cm und einer Wandstärke von $40\ \mu\text{m}$. Die Rohre sind je nach Position im Myonspektrometer zwischen 1 m und 6 m lang. In der Mitte dieser Rohre ist ein goldbeschichteter Wolframdraht mit einer Kraft von etwa 3,5 N gespannt. Der Draht ist nur an den Enden aufgehängt und erfährt keine weitere Abstützung gegen die Rohrwand. Die Rohre sind mit einem Zählgas, 93% Argon und 7% CO_2 , bei einem absoluten Druck von 3 bar gefüllt. Am Draht liegt eine positive Hochspannung von 3080 V an, die Rohrwand ist geerdet.

Passiert ein ionisierendes Teilchen das Detektorgas, so hinterlässt es eine Spur aus freien Elektronen, die zum Draht driften (vgl. Abbildung 2.1). Der hohe Gasdruck verringert dabei die Diffusion der Elektronen während des Driftens. Nahe des Drahtes erreichen die Elektronen einen Bereich, in dem das elektrische Feld so stark ist, dass sie zwischen zwei Stößen mit Gasatomen genügend Energie aufnehmen um das Atom zu ionisieren und somit weitere freie Elektronen erzeugen. Durch diese Gasverstärkung (hier werden aus einem Primärelektron $2 \cdot 10^4$ Elektronen) erreicht das Signal, das durch die driftenden Ladungsträger in den Draht induziert wird, eine messbare Größe. Die Zeit zwischen dem Auftreten dieses Signals und dem Teilchendurchgang durch das Rohr, den die Triggerkammern anzeigen, ist die Driftzeit. Sie beträgt, wenn die Primärelektronen nahe der Rohrwand erzeugt wurden, etwa 700 ns. Aus der Driftzeit kann der Abstand der Teilchenspur vom Anodendraht bestimmt werden. Damit eine Kammer eine Ortsauflösung von etwa $50\ \mu\text{m}$ erreicht, muss dieser Abstand in den einzelnen Rohren der Kammer mit einer Genauigkeit von besser als $100\ \mu\text{m}$ gemessen werden. Ob und wie diese Ortsauflösung, die ab jetzt Einzelrohrauflösung genannt

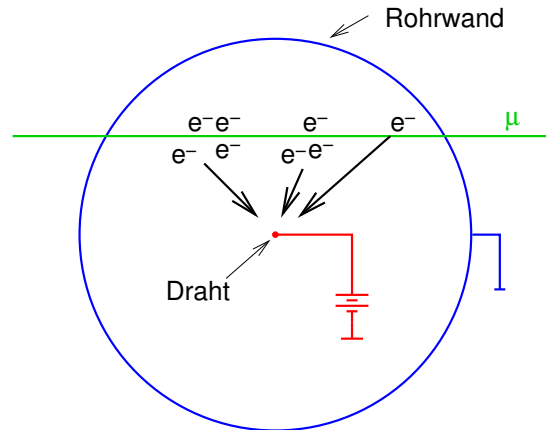


Abbildung 2.1: Funktionsprinzip eines Driftrohres.

wird, auch bei starkem Strahlungsuntergrund, wie er bei LHC herrschen wird, erreicht werden kann, ist der erste Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

2.2 Aufbau einer Driftrohrkammer

Um eine vollständige Information über Ort und Richtung der Myonflugbahn zu erhalten, werden mehrere solcher Driftrohre zu Kammern zusammengefasst. Aus drei (bei den Kammern im Inneren des Detektors vier) Lagen von Rohren werden Multilagen gebildet, so dass die Rohre in einer dichten Packung zusammen kommen (siehe Abbildung 2.2). Zwei solcher Multilagen werden dann auf eine 32 cm dicke Trägerstruktur geklebt, die aus zwei zu den Driftrohren parallelen Längsträgern, und drei Querträgern besteht. Dabei soll die Position jedes einzelnen Anodendrahtes innerhalb der Kammer mit einer Genauigkeit von besser als 20 μm bekannt sein. Die Vermessung dieser Position mittels kosmischer Myonen ist der zweite Gegenstand dieser Arbeit.

Eine solch genaue Kenntnis der Drahtposition in der Kammer setzt eine präzise Überwachung von Verformungen voraus. Dazu befindet sich in der Trägerstruktur der Kammer ein System aus Masken, Kameras und Linsen, das Bewegungen und Verformungen der drei Querträger relativ zueinander aufzeichnet. Ein solches System wird auch in dem in dieser Arbeit beschriebenen Höhenstrahlmessstand verwendet, um die Positionierung von zwei der drei dort verwendeten Kammern relativ zueinander zu überwachen. Die genaue Funktionsweise dieses Systems wird in Zusammenhang mit dem Höhenstrahlmessstand in Teil III Abschnitt 9.3.1 erklärt. Zusätzlich zur optischen Überwachung werden auch die Temperaturen an verschiedenen Punkten der Trägerstruktur vermessen.

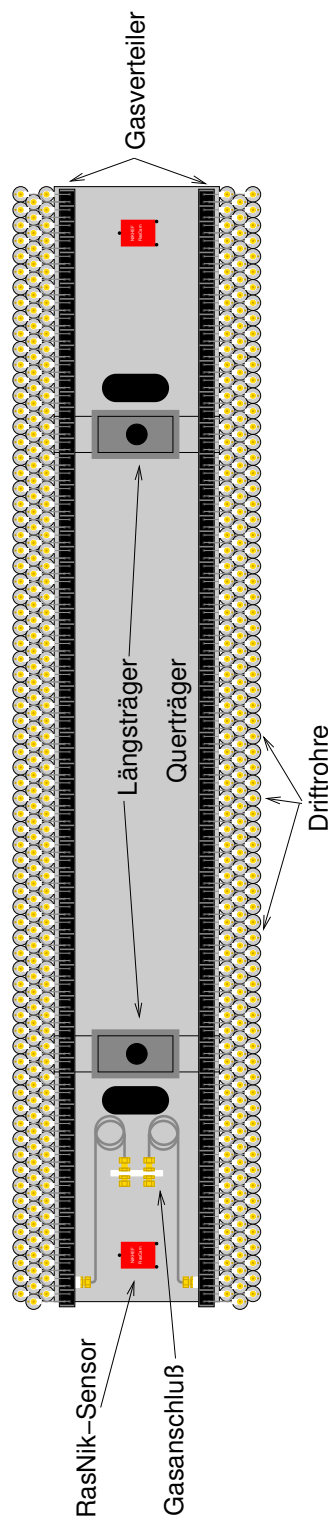


Abbildung 2.2: Aufbau einer Driftrohrkammer

2.3 Die Ausselelektronik der Driftrohrkam- mern

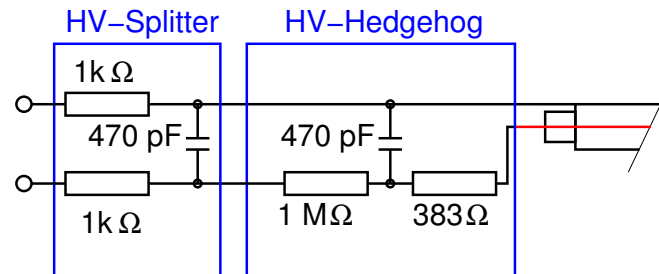


Abbildung 2.3: Schaltbild der Hochspannungseinspeisung in die Driftrohre

Direkt auf den Enden der Driftrohre sitzen die so genannten Hedgehog¹-Karten. Die Hochspannungs-Hedgehog-Karten (siehe Abbildung 2.3), die auf der einen Seite der Kammer sitzen, schließen das Rohr über eine Kapazität mit einem Widerstand ab, der der Impedanz des Rohres von 383Ω gleicht. In die Hochspannungszuleitung jedes einzelnen Rohres ist ein $1 \text{ M}\Omega$ Widerstand eingebaut, der das Rohr elektrisch von den anderen trennt. Die Hochspannung wird auf die Hedgehog-Karten einer Multilage über eine HV-Splitterschaltung, die ebenfalls in Abbildung 2.3 dargestellt ist, aufgebracht. Mittels $1 \text{ k}\Omega$ Widerständen und einer Kapazität von 470 pF werden Störsignale, die eventuell auf die Hochspannungszuleitungen eingestreut werden, unterdrückt und Erdschleifen verhindert.

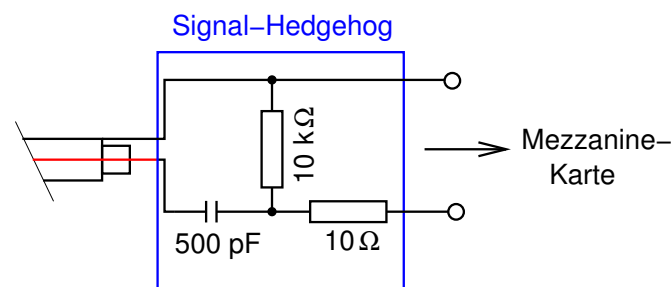


Abbildung 2.4: Schaltbild der Signalkopplung.

Die Auslese-Hedgehog-Karten (siehe Abbildung 2.4) entkoppeln das Signal der Proportionalentladung von der Hochspannung über eine AC-Kopplung. Ein kleiner Widerstand von 10Ω passt den Eingangswiderstand der weiteren Elektronik an die Impedanz der Rohre an.

¹engl. Igel, wegen der vielen Kontaktstifte

Direkt auf die Signal-Hedgehog-Karten werden die so genannten Mezzanine-Karten aufgesteckt. Auf ihnen ist die gesamte weitere Signalverarbeitung zusammengefasst. Hinter einer Schutzschaltung gegen durch eventuelle Entladungen verursachte Hochspannungspulse befinden sich der Vorverstärker, der Pulsformer und der Diskriminator, die für je acht Rohre in einem einzigen integrierten Schaltkreis (ASD² [24]) zusammengefasst sind. Dieser IC misst außerdem die Ladung, die in den ersten 30 ns nach dem Überschreiten der Diskriminatorschwelle aufgesammelt wird. Eine einstellbare Totzeit begrenzt die Datenrate.

Der Zeitpunkt, zu dem das Signal die Diskriminatorschwelle überschreitet, sowie die gemessene Ladung wird dem TDC (AMT³ [9]) in Form eines digitalen Pulses übermittelt. Der Zeitpunkt der ansteigenden Flanke entspricht der Signalzeit und die Länge des Pulses der Ladung. Der AMT misst die Zeit beider Flanken des Pulses relativ zum so genannten Ebene-1-Triggersignal, das später erklärt wird. Um die eingehenden Pulsflanken einem Trigger zuzuordnen, wird ein Zeitfenster um dieses Triggersignal definiert. Pulsflanken, die innerhalb dieses Triggerzuordnungsfensters auftreten, werden dem entsprechenden Ereignis zugeordnet. Die gemessenen Zeiten werden zusammen mit der Kanalnummer als Datenworte an das CSM⁴ [16] weiter geleitet. Die Zeit wird mit Hilfe des 40 MHz LHC-Taktsignals, das durch eine Kette von Verzögerungsgliedern mit einer Länge von je 25/32 ns in 32 Teile unterteilt wird, gemessen. Somit ist die Einheit der Zeitmessung 25/32 ns.

Das CSM sammelt die Daten von allen Mezzanine-Karten einer Kammer und leitet sie über ein Glasfaserkabel an eine weitere Multiplexerstufe (MROD [21]), die die Datenströme aus mehreren Kammern vereint an das Auslesesystem weitergibt. Außerdem verteilt das CSM Auslöse-, Rücksetz- und Taktsignale vom TTC⁵-System, sowie Grundeinstellungsinformationen und die Versorgungsspannung an die Mezzanine-Karten.

Das TTC-System [29, 34] erhält den LHC-Takt des LHC-Beschleunigers, der eine Pulsflanke für jede Durchdringung von Protonenbündeln hat. Es erhält auch das von den Triggerkammersystem erzeugte Triggersignal und erzeugt das Ebene-1-Triggersignal, das die dem Triggersignal zeitlich folgende Flanke des LHC-Taktes ist. Das Ebene-1-Auslösesignal wird an die einzelnen Detektorbereiche geleitet, falls diese zur Bearbeitung eines Auslösepulses bereit sind. Zähler, die die Anzahl der registrierten Auslösesignale und die Anzahl der Protonenbündeldurchdringungen mitzählen sorgen dafür, dass die Ereignisse später aus den Daten der einzelnen Detektorteile richtig zusammengesetzt werden können. Kopien dieser Zähler laufen in jedem CSM und werden durch Resetsignale zur Übereinstimmung gebracht. All diese Signale werden in ein einziges Signal moduliert und mittels einer optischen Faser an das CSM übertragen.

²Amplifier Shaper Discriminator

³Atlas Muon TDC

⁴Chamber Service Module

⁵Trigger Timing Control

Das Ebene-1-Auslösesignal ist korreliert mit dem Zeitpunkt der Bündeldurchdringung, aus der die zu vermessenden Teilchen stammen. Um die im AMT gemessene Zeit in eine Driftzeit umzurechnen, benötigt man den Zeitpunkt zu dem das Myon die Kammer durchflogen hat. Diese wird von den Triggerkammern, also den RPCs, ebenfalls relativ zum Ebene-1-Auslösesignal vermessen.

Teil II

Untersuchung des Verhaltens von Driftrohren bei hohen γ Untergrundraten.

Kapitel 3

Motivation der Teststrahlungsmessung

3.1 Untergrundstrahlung im ATLAS-Myon- spektrometer

Im Wechselwirkungspunkt des ATLAS-Detektors werden, wenn der Beschleuniger bei der angestrebten Luminosität von $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ betrieben wird, mehr als 10^{11} Teilchen pro Sekunde erzeugt. Es sind zwar nur ein verschwindender Anteil davon Myonen, die das Myonspektrometer erreichen, jedoch werden durch Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial und den Hallenwänden viele sekundäre Teilchen erzeugt, die in den Myonkammern einen erheblichen Strahlungsuntergrund hervorrufen.

Die Quellen dieses Strahlungsuntergrundes sind zunächst Reste von Kalorimeterschauern, die als so genannte „punch-throughs“ aus dem Kalorimeter austreten. Der wichtigste Untergrund sind aber niederenergetische Neutronen und Photonen, die aus Wechselwirkungen von Hadronen mit der Materie in der ATLAS-Halle erzeugt werden. Die Neutronen verursachen ihrerseits wiederum Kernreaktionen, bei denen weitere Photonen entstehen. Diese Teilchen sind dann nicht mehr zeitlich korreliert mit den Proton-Proton-Stößen und bilden einen konstanten Strahlungsuntergrund.

Die durch diese Untergrundstrahlung hervorgerufenen Zählraten in den Myonkammern ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Sie wurden durch Simulationen, wie sie in [14] beschrieben werden, errechnet. Neben Unsicherheiten in der Anzahl der durch Proton-Proton-Kollisionen erzeugten Teilchen und der Sensitivität der Driftrohre auf Photonen und Neutronen führt hauptsächlich die ungenaue Kenntnis der Anzahl der produzierten Sekundärteilchen, vor allem der niederenergetischen, zu großen systematischen Fehlern auf die Untergrundzählraten. Zur Sicherheit wird daher verlangt, dass die Detektoren noch beim Mehrfachen der hier angegebenen Rate funktionieren.

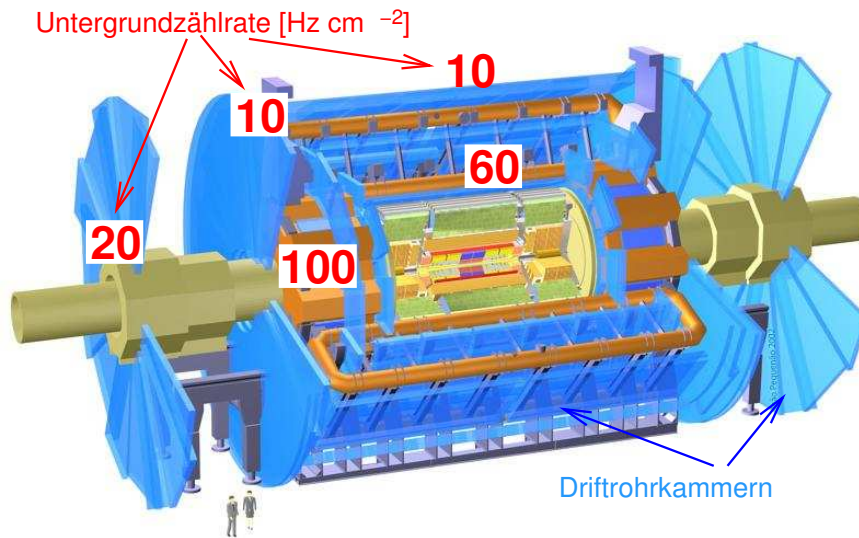


Abbildung 3.1: Die voraussichtliche Untergrundzählrate in den Driftrohrkammern

Eine Messung, bei der die Auflösung und die Effizienz der Driftrohrkammern bei einer Untergrundbestrahlung aus Photonen untersucht wurde, wird hier vorgestellt.

3.2 Das Detektorgas

Im Zusammenhang mit der Untergrundbestrahlung spielen zwei Eigenschaften des Detektorgases eine wichtige Rolle. Eine Eigenschaft ist, dass bei der Ionisation keine Moleküle entstehen, die die Draht- oder Rohroberfläche angreifen oder sich auf ihr ablagern. Dies würde zu einer Verschlechterung der Rohre im Laufe des Betriebes, also zu einer Alterung, führen. Untersuchungen dazu wurden in [22] vorgestellt und werden hier nicht weiter behandelt.

Eine andere Eigenschaft eines Driftgases ist die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld. Durch den später in Abschnitt 6.3.2 beschriebenen Raumladungseffekt verändert sich das Driftfeld bei Bestrahlung, was bei einer starken Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Driftfeld zu zusätzlichen Unsicherheiten in der Orts-Driftzeit-Beziehung und damit zu einem Verlust an Einzelrohrauflösung führt. Ein Gas, bei dem die Driftgeschwindigkeit nur schwach vom Feld abhängt, wäre also wünschenswert.

Leider wurde bisher kein Gas gefunden, das beide hier angesprochenen Eigenschaften erfüllt. Da eine Alterung der Driftrohre zum Ausfall des Myonspektrometers nach einigen Betriebsjahren führen würde, wird eine Mischung aus 93% Argon und 7% CO_2 verwendet, mit der keine Alterungseffekte beobachtet wurden, bei der aber die Driftgeschwindigkeit stark vom Feld abhängt. Der Einfluss dieser Abhängigkeit auf die Einzelrohrauflösung ist Teil der vorgestellten Unter-

suchung.

3.3 Die Elektronik

Für die Auslekette — angefangen mit dem Entkoppeln der Signale von der Hochspannung bis hin zur Digitalisierung der Driftzeiten — wurde hier erstmalig bei einem Test bei hohem Photonenuntergrund Elektronik verwendet, die später auch im Myonspektrometer eingesetzt werden wird. Damit gleichen alle Teile der Elektronik, die direkten Einfluss auf das Ansprechverhalten der Myonkammern haben, denen, die später auch im Myonspektrometer verwendet werden.

Der Einfluss auf die Rohreffizienz einer in die analoge Datenverarbeitung integrierten Totzeit, die die Datenraten begrenzen soll, wird im Abschnitt 6.1 untersucht. Die Elektronik verhielt sich dabei wie vorhergesagt.

Mit Hilfe der Pulshöhenmessung, die in die Serienelektronik integriert ist, kann die Abhängigkeit der Signalzeit von der Pulshöhe (Time-Slewing) untersucht und damit die Driftzeitmessung verbessert werden. Die Effektivität einer solche Time-Slewing-Korrektur bei verschiedenen Untergrundzählraten wurde untersucht.

Kapitel 4

Versuchsaufbau

4.1 Der Aufbau in X5/GIF

Um das Verhalten von Detektorkomponenten bei hoher γ -Bestrahlung zu testen, wurde an der X5-Teststrahllinie am CERN, die GIF¹ [27] eingerichtet. Der X5-Strahl lieferte hochenergetische (100 GeV) Myonen. Eine 740 GBq ^{137}Cs Quelle strahlt Photonen bei einer Energie von 662 keV ab. Durch verschiedene Absorberplatten konnte die Untergrundzählrate variiert werden. Die Driftrohrkammer, mit der die Messung durchgeführt wurde, stand in einem Abstand von 2 m von der Quelle.

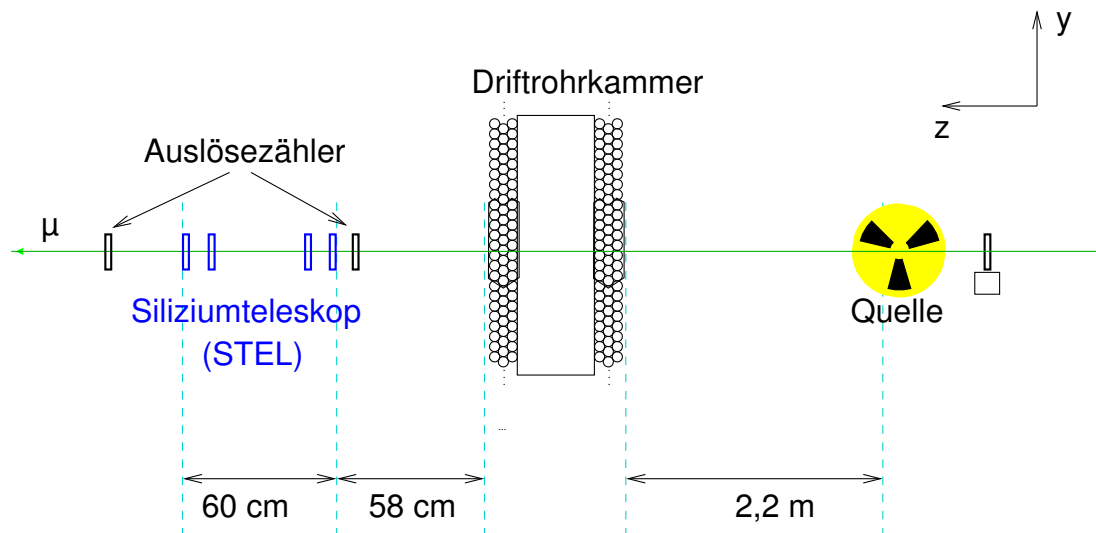


Abbildung 4.1: Der Versuchsaufbau in der GIF im X5-Teststrahl

Ein Teleskop aus Siliziumstreifendetektoren [12], das 58 cm strahlabwärts von der Kammer entfernt steht, vermisst die Spuren der Myonen und gibt so eine Vor-

¹Gamma Irradiation Facility

hersage für den Auftreffpunkt der Myonen in den Driftrohren. Das Teleskop hat eine Länge von 60 cm und besteht aus 4 Detektoreinheiten. Alle vier Einheiten haben eine Siliziumebene (Streifenbreite: 50 μm ; Fläche: 5 cm \times 5 cm), die die Position des Myons in der y -Richtung vermessen. Dies ist die Koordinate, in der auch die Kammer ortsauflösend ist. Die zwei äußersten Einheiten vermessen auch die x -Position des Myons, also die Koordinate entlang der Drähte in den Driftrohren, wodurch Korrekturen auf eine Verkippung des Siliziumteleskops relativ zur Kammer möglich sind. Von jedem Streifen des Siliziumteleskops wird die angesammelte Ladung gemessen. Wie in [12] beschrieben, werden alle Streifen eines Siliziumdetektormoduls von einem ADC seriell ausgelesen.

Zwei Szintillationszähler vor und hinter dem Siliziumteleskop wählen Myonen aus, die das Siliziumteleskop passieren. Ein weiterer Zähler steht hinter der Quelle, wo er nicht von Photonen bestrahlt wird. Indem auch ein Treffer in diesem Zähler verlangt wird, werden durch Photonen erzeugte Auslösepulse verhindert.

4.2 Die Auslese

4.2.1 Die Driftkammerausleseelektronik

Der Teil der Ausleseelektronik, der sich direkt auf der Kammer befindet, gleicht größtenteils der Elektronik, die später im ATLAS-Myonspektrometer verwendet werden wird (siehe Teil I Abschnitt 2.3). Nur für den Datenmultiplexer auf der Kammer (CSM) wird bis zur Inbetriebnahme des ATLAS-Myonspektrometers eine weitere Version entwickelt werden. Auch der Teil der Datenerfassung, der nicht auf der Kammer integriert ist, unterscheidet sich von dem endgültigen System, da einige Teile noch nicht verfügbar waren und außerdem das endgültige System für einen Test mit einer einzigen Kammer unnötig viel Aufwand dargestellt hätte. Statt dessen wurde eine eigens für derartige Tests entwickelte Ausleseketten verwendet. Die Teile der hier verwendeten Ausleseketten, die nicht der endgültigen Ausleseelektronik entsprechen, haben allerdings keinen Einfluss auf das Ansprechverhalten der Myonkammern.

Das ATLAS-TTC-System [29, 34], mit seinen Triggern und LHC-Taktsignal wird hier auf zwei VME-Einschübe (TTCvi [7], TTCvx) reduziert. Das LHC-Taktsignal wird durch einen im TTCvx eingebauten Taktgeber erzeugt. Das mittels der von den Szintillationszählern gewonnene Auslösesignal wird dem TTCvi in Form eines NIM-Pulses übergeben und als Ebene-1-Auslösesignal weitergeleitet. Takt-, Trigger- und Rücksetzsignale werden vom TTCvx-Modul in einem einzigen digitalen Signal codiert und über eine optische Faser an das CSM übermittelt.

Die Auslese der Daten erfolgt über eine PCI-Karte im Auslese-PC (GOLA-Karte), die über eine Glasfaser mit dem CSM verbunden ist. Der Auslese-PC liest über ein PCI-VME-Interface ebenfalls das TTCvi und das Silizium-Teleskop aus.

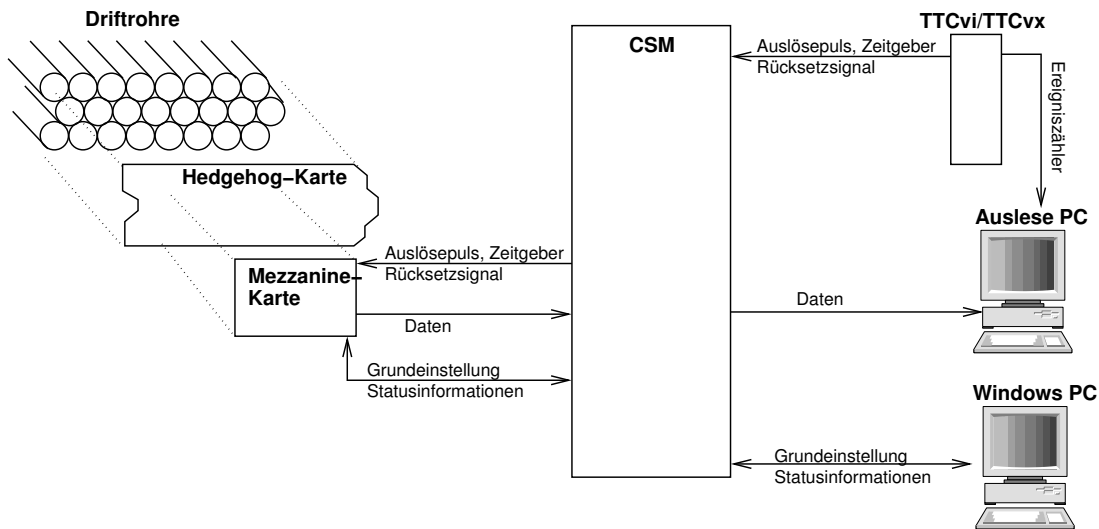


Abbildung 4.2: Schema der Driftkammerauslese.

Bei den LHC-Experimenten werden alle Signalzeiten relativ zum LHC-Takt gemessen. So wird auch hier das Auslösesignal immer auf die nächste Taktflanke gelegt und als Ebene-1-Auslösesignal an das CSM [16] weitergeleitet. Dadurch wird die Zeitmessung um die Taktlänge von 25 ns verschmiert. Um dies korrigieren zu können, wird das ursprüngliche Triggersignal in den Eingang einer Mezzanine-Karte eingespeist, und von ihr relativ zum Ebene-1-Auslösesignal vermessen.

Einstellbare Parameter des CSMs und der Mezzanine-Karten werden über ein serielles Datenübertragungsprotokoll (JTAG) an das CSM übermittelt. Außerdem werden Status und Diagnoseinformationen des CSMs und der Mezzanine-Karten ausgelesen.

4.2.2 Die Ausleseprogramme

Für die Übermittlung der Betriebsparameter an das CSM wurde von den Entwicklern des CSMs ein unter Windows laufendes Programm zur Verfügung gestellt [2]. Die Auslese des Siliziumteleskops und des TTCvi erfolgt durch das Ausleseprogramm *MT-Online* [25]. Für die Auslese der GOLA-Karte wurde von den Entwicklern dieser Karte das Programm *filarscope* geschrieben.

Die Auslese des Siliziumteleskops muss Ereignis für Ereignis erfolgen, da die Auslesemodule nicht in der Lage sind mehrere Ereignisse zwischenspeichern. Deshalb sperrt sich die Auslöselogik nach jedem Auslösepuls. Es wird von *MT-Online*, nachdem das Ereignis ausgelesen ist, wieder entsperrt.

Die Kammerauslese hingegen liefert die Daten nicht ereignisweise, sondern in Datenblöcken fester Größe. Ein solcher Datenblock enthält mehrere Ereignisse und in der Regel am Anfang und am Ende einen Teil des vorhergehenden beziehungsweise darauffolgenden Ereignisses. Die Daten der Kammerauslese und

der Siliziumteleskopauslese müssen also im Anschluss an die Datennahme zusammengefügt und die Ereignisse richtig zusammengesetzt werden. Um zu vermeiden, dass Daten verschiedener Ereignisse vermischt werden, wird von *MT-Online* neben dem Siliziumteleskop auch ein im TTCvi-Einschub eingebauter Ereigniszähler ausgelesen, und zusammen mit den Daten des Siliziumteleskops in eine Datei geschrieben. Dieser Ereigniszähler ist mit einem Zähler im CSM synchronisiert, dessen Wert für jedes Ereignis mit in den Datenstrom der Kameraauslese geschrieben wird. Mit Hilfe dieser Zähler können dann die Ereignisse richtig zusammen gesetzt werden.

Kapitel 5

Analyse der Daten

5.1 Bestimmung der Photonenzählrate

Die Stärke der γ -Bestrahlung wurde mittels der Anzahl der Treffer in einem Rohr, das nicht von den Triggerszintillatoren abgedeckt war, bestimmt. Sei N die Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse, τ_{match} die Größe des Zeitfensters um jeden Auslösepuls innerhalb dessen Treffer registriert werden, und Z die Anzahl der registrierten Treffer, dann ist

$$w_{\text{roh}} = \frac{Z}{N\tau_{\text{match}}} \quad (5.1)$$

die Rate an aufgezeichneten γ -Treffern. Wegen der in die Elektronik eingebauten Totzeit sperrt jeder γ -Treffer die Elektronik in einem Zeitraum von $\tau_{\text{tot}} \approx 700$ ns. Die Gesamtzeit, in der Treffer registriert werden verringert sich also von $N\tau_{\text{match}}$ zu $N\tau_{\text{match}} - Z\tau_{\text{tot}}$. Somit ist die tatsächliche γ -Zählrate in einem Rohr:

$$w = \frac{Z}{N\tau_{\text{match}} - Z\tau_{\text{tot}}} = \frac{w_{\text{roh}}}{1 - w_{\text{roh}}\tau} \quad (5.2)$$

Z ist die Anzahl der registrierten Treffer, die nicht vom Myon stammen, das den Trigger ausgelöst hat. Die Rate enthält auch einige Treffer von zusätzlichen Teilchen aus dem Strahl, die aber die Rate nicht wesentlich erhöhen. Da nur Photonen gezählt werden, deren Signal den Diskriminator ausgelöst hat, ist die Zählrate w abhängig von der Diskriminatorschwelle.

Die Zählrate pro Driftrohr spielt hauptsächlich für das Ansprechverhalten der Elektronik eine Rolle, wobei die Effizienz bei zunehmender Untergrundbestrahlung abnimmt. Die Einzelrohrauflösung ist dagegen viel mehr von der Zählrate pro Detektoroberfläche, also der Zählratendichte Ξ an der Stelle, an der der Myonstrahl das Rohr trifft, abhängig.

Diese Zählratendichte wird unter der Annahme, dass die Quelle innerhalb ihres Öffnungswinkels isotrop abstrahlt, aus der Geometrie des Aufbaus bestimmt.

Schwelle	w_{roh} [kHz]	w [kHz]	w/w_{ATLAS}	Ξ [Hz cm ⁻²]	Ξ/Ξ_{ATLAS}
44mV	0 ± 0	0 ± 0	0	0 ± 0	0
34mV	0 ± 0	0 ± 0	0	0 ± 0	0
44mV	91.1 ± 1	97.3 ± 1.2	1.2	223.9 ± 2.7	2.2
34mV	104.3 ± 1.2	112.5 ± 1.4	1.4	258.7 ± 3.1	2.6
44mV	151.1 ± 1.4	169 ± 1.7	2.1	388.7 ± 4	3.9
34mV	173.6 ± 1.5	197.6 ± 2	2.5	454.6 ± 4.6	4.5
44mV	297.8 ± 2.1	376.3 ± 3.3	4.7	865.5 ± 7.7	8.7
34mV	335.8 ± 2.3	439 ± 3.9	5.5	1009.7 ± 9	10.1
44mV	445.3 ± 2.9	646.9 ± 6.1	8.1	1487.9 ± 14	14.9
34mV	500.1 ± 3	769.6 ± 7.2	9.6	1770 ± 16.5	17.7

Tabelle 5.1: γ -Zählraten bei der Teststrahlungsmessung in X5. Die im ATLAS-Myonspektrometer erwarteten maximalen Zählraten sind $w_{\text{ATLAS}} = 80$ kHz pro Rohr beziehungsweise $\Xi_{\text{ATLAS}} = 100$ Hz cm⁻².

Die Quelle hat einen Öffnungswinkel $\alpha = 74^\circ$, und einen Abstand $D = 2,1$ m zum Rohr. Sie befand sich auf der Höhe des unteren Endes des Rohres. Damit ist die Länge L des Rohrstücks, das bestrahlt wurde,

$$L = D \tan(\alpha/2). \quad (5.3)$$

Es gilt für die Bestrahlungsdichte das Abstandsgesetz

$$\Xi(x) = \frac{\Xi_0}{x^2 + D^2} \frac{D}{\sqrt{(x^2 + D^2)}}, \quad (5.4)$$

wobei x der Abstand zum unteren Ende des Rohres ist. Das Integral von $\Xi(x)$ über die Fläche des bestrahlten Rohrstückes ergibt die Zählrate, wodurch man Ξ_0 berechnen kann.

$$\begin{aligned} w &= 2R \int_0^L \Xi(x) dx \\ &= 2R \Xi_0 \frac{\sin(\alpha/2)}{D} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Die Zählratendichte in der Höhe des Myonstrahles ist damit:

$$\Xi(x_{\text{Strahl}}) = \frac{D^2}{2R (x_{\text{Strahl}}^2 + D^2)^{3/2} \sin(\alpha/2)} w \approx 2.3 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-2} w \quad (5.6)$$

Die Zählraten für die verschiedenen Absorbereinstellungen sind in Tabelle 5.1 zusammen gefasst.

5.2 Bestimmung des Auftreffpunktes mit Hilfe des Siliziumteleskops

Die Analyse der Daten des Siliziumteleskops erfolgt mit der Methode, die ausführlich in [12] beschrieben ist und deshalb hier nur kurz skizziert wird.

Aus Daten, die mit zufällig generierten Auslösepulsen erzeugt werden, werden für jeden Streifen die Verteilungen der ADC-Werte aufgenommen (Sockelwertverteilung). Da der Auslösepuls nicht zeitlich mit einem Myondurchgang korreliert ist, ist dies das ADC-Spektrum für den Fall, dass die Streifen nicht getroffen wurden. Streifen, bei denen diese Verteilung übermäßig breit ist oder einen zu hohen beziehungsweise zu niedrigen Mittelwert hat, werden als defekt identifiziert. Im Folgenden werden Streifen, deren ADC-Wert größer als der Mittelwert der Sockelwertverteilung plus drei mal ihrer Breite ist und die nicht defekt sind, als getroffene Streifen identifiziert. Der Mittelwert der Sockelwertverteilung wird vom Messwert der angesammelten Ladung abgezogen.

Benachbarte getroffene Streifen werden zu Clustern zusammengefasst. Cluster, bei denen die Summe der gemessenen Ladungen zu niedrig (weniger als 100 in ADC-Einheiten) ist, werden verworfen. Die Trefferposition bei Clustern, die nur einen Streifen enthalten, ist die Streifenposition. Bei größeren Clustern wird die Position aus den Positionen der drei Streifen gemittelt, die die höchste angesammelte Ladung haben. Die Mittelung erfolgt dabei nach Ladung gewichtet. Durch diese Mittelung ist die Positionsbestimmung bei Clustern, die mehrere Streifen enthalten, genauer als bei einzelnen getroffenen Streifen.

Es werden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen in jeder Detektorebene genau ein Cluster gefunden wird. Diese Bedingung erfüllen 53 % aller aufgezeichneten Ereignisse.

Durch Anlegen einer Ausgleichsgerade an die gemessenen Clusterpositionen wird die Spur des Myons bestimmt. Spuren mit einem Konfidenzniveau unter 0.005 werden verworfen, was noch einmal 14% der Spuren verwirft.

Nun muss noch die Ausrichtung der y-Ebenen relativ zueinander bestimmt werden. Dazu wird für die y-Ebenen die Verteilung der Residuen, also der Differenzen zwischen Clusterposition und Durchstoßpunkt der gefitteten Spur durch die Ebenen, in Abhängigkeit von der x-Position betrachtet und an diese Verteilung eine Gerade gefittet. Der Achsenabschnitt dieser Geraden ergibt den Versatz der Siliziumebene und die Steigung ihre Verdrehung relativ zu den anderen Ebenen. Korrigiert man auf die auf diese Weise bestimmten Ebenenversätze und Rotationen, so erhält man für die y-Ebenen Breiten der Residuenverteilungen von etwa $7 \mu\text{m}$ (vgl. Abbildung 5.1). Die Unterschiede in den Residuenbreiten kommen hier durch die unterschiedliche Qualität der Detektorebenen, die unterschiedliche mittlere Clustergrößen haben, zustande.

Mit der in [13] gezeigten Methode kann man aus den Residuenbreiten die Ortsauflösung der einzelnen Ebenen berechnen. Man erhält für die einzelnen Ebenen

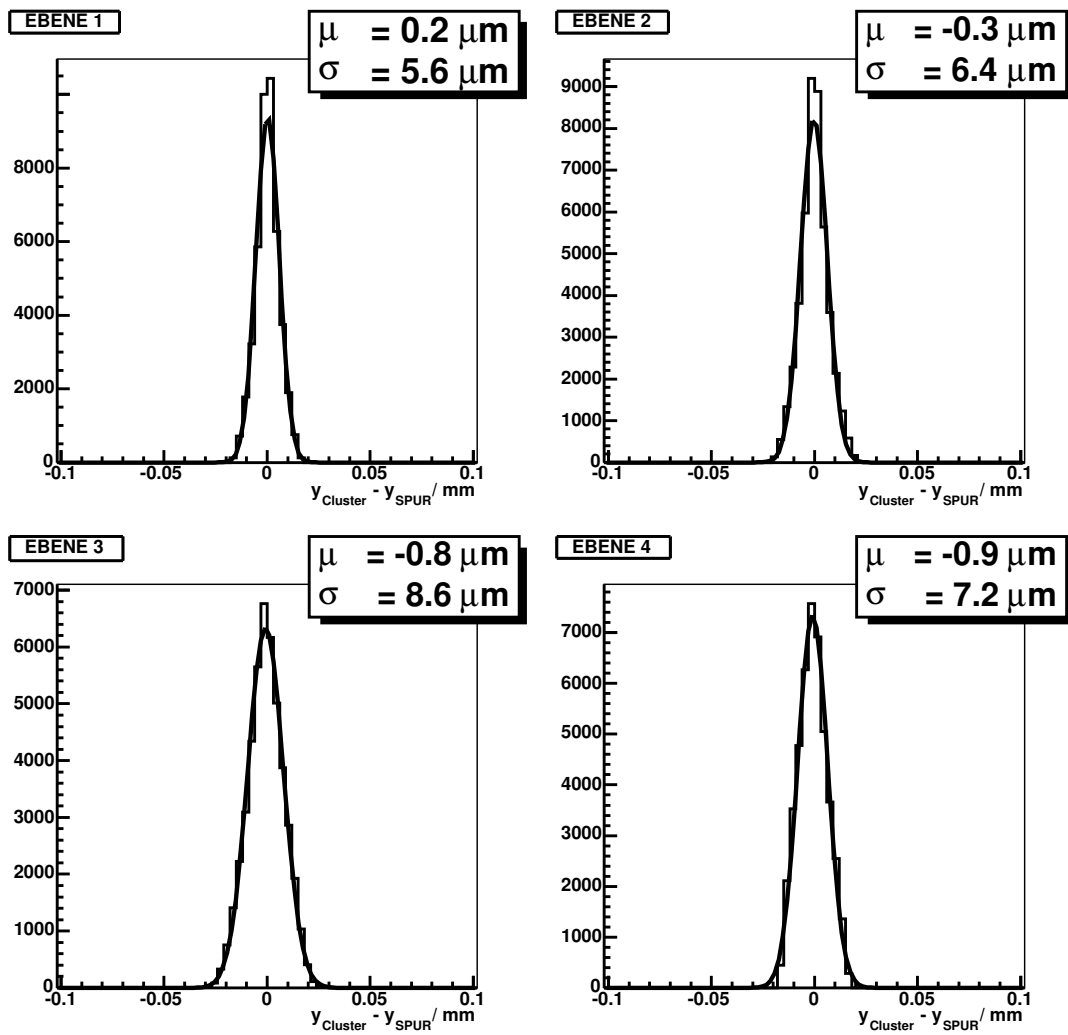


Abbildung 5.1: Die Residuenverteilungen für die Spuren im Siliziumteleskop

typischerweise $10 \mu\text{m}$. Für die dem Siliziumteleskop zugewandte Multilage der Driftrohrkammer erhält man damit eine Vorhersage für den Auftreffpunkt des Myons mit einer Genauigkeit von $19 \mu\text{m}$.

5.3 Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung (r-t-Relation)

Die Umrechnungsfunktion von Driftzeiten zu Driftradien (r-t-Relation) wird mit Hilfe des Siliziumteleskopes bestimmt. Dazu betrachtet man die Driftzeit t_{Drift} in Abhängigkeit vom Abstand der Auftreffpunktsvorhersage des Siliziumteleskopes zum Draht (Referenzradius r_{ref}). Das Vorzeichen von r_{ref} gibt an, ob die Spur rechts oder links am Draht vorbei gegangen ist.

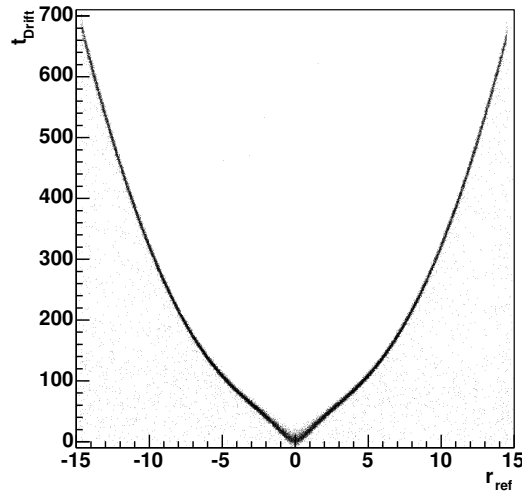


Abbildung 5.2: Der V-Plot; Driftzeit gegen Abstand der Siliziumteleskopspur zum Draht des getroffenen Rohres.

In Abbildung 5.2 ist die Driftzeit gegen den Referenzradius aufgetragen. Die Treffer unterhalb des V-förmigen schwarzen Bandes sind Zusatztreffer, die von δ -Elektronen und Elektronikrauschen verursacht werden. Wegen der Totzeit im ASD gibt es keine Zusatztreffer über dem V-förmigen Band.

Die r-t-Relation wird durch 31 Stützpunkte (r_i, t_i) dargestellt, zwischen denen linear interpoliert wird. Um solche Stützpunkte zu erhalten, werden die Driftzeiten für enge Intervalle von $|r_{\text{ref}}|$ histogrammiert (siehe Abbildung 5.3). Aus den Mittelpunkten dieser Intervalle zusammen mit den Mittelwerten von Gaußkurven, die an die t_{drift} -Verteilungen angepasst werden, erhält man die Stützpunkte.

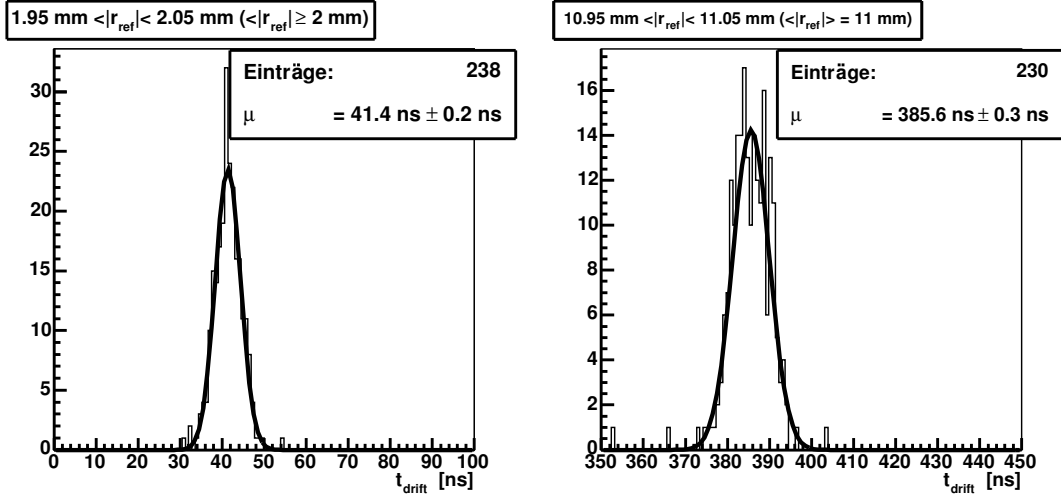


Abbildung 5.3: Verteilung der Driftzeiten für enge Intervalle von $|r_{\text{ref}}|$

Für jede Diskriminatorschwelle und für jede Bestrahlungsstärke wurden eigene r-t-Relationen bestimmt.

5.4 Messung der Einzelrohrauflösung und der Effizienz

5.4.1 Einzelrohrauflösung

Zur Bestimmung der Einzelrohrauflösung wird die Differenz zwischen der Radiusvorhersage des Siliziumteleskopes $|r_{\text{ref}}|$ und dem gemessenen Driftradius r_{drift}

$$\Delta r = r_{\text{drift}} - |r_{\text{ref}}| \quad (5.7)$$

betrachtet. Um die Einzelrohrauflösung auch in Abhängigkeit vom Driftradius zu messen, wird diese Differenz für 1 mm breite Bereiche von $|r_{\text{ref}}|$ getrennt histogrammiert (siehe Abbildung 5.4). An diese Verteilungen wird die in [11] beschriebene Funktion

$$P(\Delta r) = p_0 \left[\frac{p_1}{p_3} \exp \left(\frac{p_2 - \Delta r}{p_3} - \exp \left(\frac{p_2 - \Delta r}{p_3} \right) \right) + \frac{1 - p_1}{\sqrt{2\pi}p_3} \exp \left(-\frac{(\Delta r - p_2)^2}{p_3} \right) \right] + S(\Delta r) \quad (5.8)$$

mit

$$S(\Delta r) = \begin{cases} s_l & : \Delta r < p_2 \\ s_r & : \Delta r > p_2 \end{cases} \quad (5.9)$$

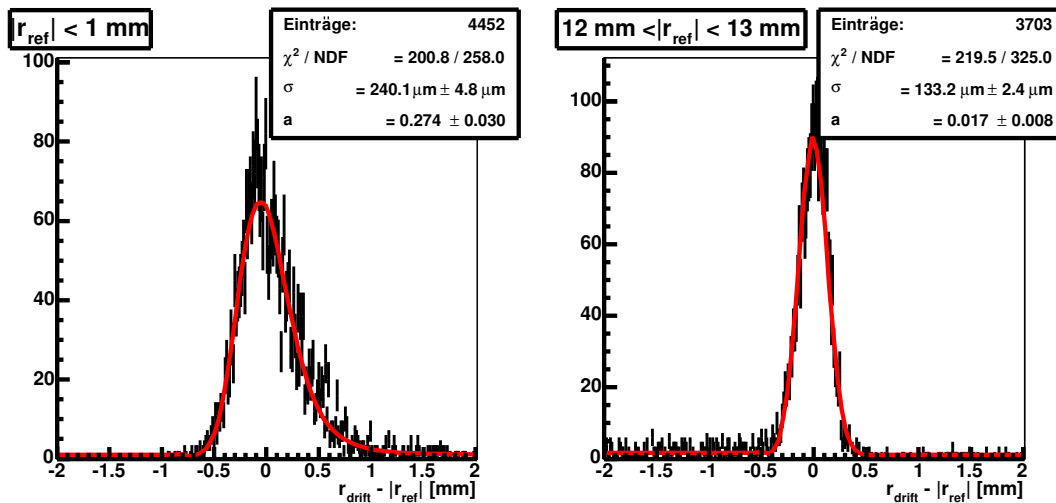


Abbildung 5.4: Differenz aus Driftradius und Referenzradius für die Bereiche $0 \text{ mm} < |r_{\text{ref}}| < 1 \text{ mm}$ und $10 \text{ mm} < |r_{\text{ref}}| < 11 \text{ mm}$, sowie das Ergebnis des Fits von Gleichung 5.8

angepasst, wobei $p_{0\dots3}$, s_l und s_r die freien Parameter des Fits sind. $S(\Delta r)$ beschreibt den flachen Untergrund aus γ - und δ -Treffern. Der Rest von $P(\Delta r)$ ähnelt einer Gauß-Funktion, berücksichtigt aber, dass die Verteilung von Δr für kleine Radien asymmetrisch ist, was von der ungleichmäßigen Verteilung der Ionisation entlang der Myonspur im Driftrohr herrührt. Dadurch stammt das Primärelektron, dessen Signal den Myonpuls über die Diskriminatorschwelle bringt und damit die gemessene Driftzeit bestimmt, nicht unbedingt von dem drahtnächsten Punkt der Myonspur. Also wird für kleine Radien der Driftradius häufig überschätzt, was zu einer Verbreiterung der Verteilung von Δr zu positiven Werten hin führt. Für große Driftradien spielt dieser Effekt keine Rolle, da hier eine Verschiebung des Ladungsclusters entlang der Myonspur nur zu einer kleinen Änderung der Driftradius führt (siehe Abbildung 5.5).

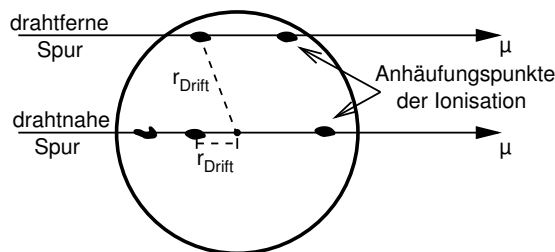


Abbildung 5.5: Auswirkung der Häufungspunkte der Ionisation auf drahtnahe und drahtferne Spuren

Die Einzelrohrauflösung wird aus der Breite $b_{\frac{1}{2}}$ der angefitteten Funktion auf der Höhe der Hälfte ihres Maximalwertes bestimmt. Wie bei einer Gauß-Funktion wird dann die Streuung berechnet als

$$\sigma = \frac{b_{\frac{1}{2}}}{\sqrt{2 \ln(2)}} \quad (5.10)$$

Die Einzelrohrauflösung erhält man, indem man davon die Genauigkeit der Radiusvorhersage des Siliziumteleskopes $\sigma_{r_{\text{ref}}}$ quadratisch abzieht:

$$\sigma_{\text{Rohr}} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{r_{\text{ref}}}^2} \quad (5.11)$$

5.4.2 Einzelrohreffizienz

Die naheliegendste Methode, die Einzelrohreffizienz zu bestimmen, wäre, für einen gegebenen Datensatz die Anzahl der registrierten Treffer in einem Driftrohr durch die Anzahl der Spuren, die laut der Spurvorsage des Siliziumteleskopes dieses Rohr durchquert haben, zu dividieren. Im Fall starker Untergrundbestrahlung macht diese Methode allerdings keinen Sinn, da selbst wenn das Myon nicht registriert wird, ein Photon aus der Untergrundstrahlung mit hoher Wahrscheinlichkeit einen Treffer auslöst.

Um auch bei hoher Untergrundstrahlung ein Maß dafür zu haben, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Myon, das das Rohr kreuzt, registriert wird, werden die Treffer gezählt, bei denen sich der gemessene Driftradius um weniger als drei mal die Einzelrohrauflösung vom Referenzradius unterscheidet. Dividiert man dies durch die Anzahl der Referenzspuren, die das Rohr durchqueren, so erhält man die $3\text{-}\sigma$ -Effizienz. Diese soll im Folgenden betrachtet werden.

Kapitel 6

Resultate

6.1 Totzeit und Einzelrohreffizienz

Um die Datenrate, die von der Auslese verarbeitet werden muss, zu begrenzen, wurde im ASD eine einstellbare Totzeit eingebaut. Dies führt, abhängig von der gewählten Totzeit und der Untergrundrate, zu einer Verringerung der 3- σ -Effizienz, da ein vorangehender γ -Treffer den eigentlichen Myontreffer maskieren kann.

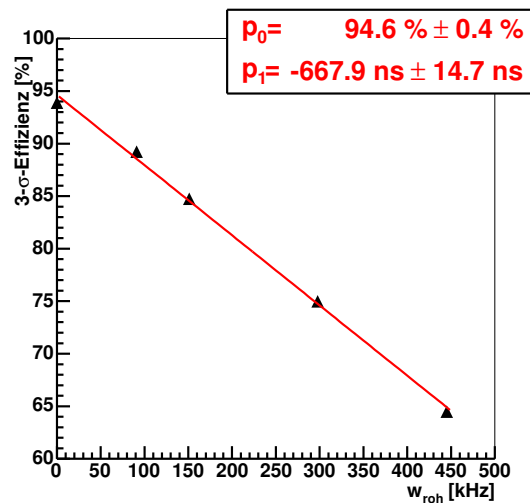


Abbildung 6.1: Die 3- σ -Effizienz in Abhängigkeit von der Untergrundzählrate

In Abbildung 6.1 ist diese 3- σ -Effizienz gegen die registrierte (nicht gegen die auf Totzeit korrigierte) Zählrate aufgetragen. Man erkennt, dass die Punkte auf einer Geraden liegen, was darauf hindeutet, dass der Effizienzverlust allein durch die Elektroniktotzeit verursacht wird.

Wenn w_{roh} die Zählrate ist, und τ_{tot} die Totzeit, so ist die Wahrscheinlichkeit, dass zu einer beliebigen Zeit der ASD keinen Treffer akzeptiert,

$$p_{\text{Tot}} = w_{\text{roh}}\tau_{\text{tot}}. \quad (6.1)$$

Ein Photonsignal, das in einem Zeitraum $\tau_{3\sigma} = 3\sigma/v_{\text{drift}}$ vor dem Zeitpunkt, zu dem das Myonsignal erwartet wird, auftritt, wird bei der Bestimmung der 3- σ -Effizienz als guter Myontreffer gewertet. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist:

$$p_{\text{falsch}} = \tau_{3\sigma}w_{\text{roh}} \quad (6.2)$$

Außer völlig unkorrelierten Untergrundtreffern können aber auch durch das Myon selbst erzeugte Sekundärteilchen, so genannte δ -Teilchen, Untergrundtreffer auslösen. Werden diese δ 's in Drahrichtung abgestrahlt, so erzeugen auch sie Pulse, die vor dem eigentlichen Myonsignal auftreten und dieses verdecken. Die Wahrscheinlichkeit hierfür sei p_{δ} .

Damit ist die gemessene 3- σ -Effizienz

$$\begin{aligned} \epsilon &= 1 - p_{\text{Tot}} + p_{\text{falsch}} - p_{\delta} \\ &= 1 - w_{\text{roh}}(\tau_{\text{tot}} - \tau_{3\sigma}) - p_{\delta} \end{aligned} \quad (6.3)$$

Die in Abbildung 6.1 angefitte Gerade hat den Achsenabschnitt p_0 und Steigung p_1 . Für die Werte von p_{δ} und τ_{tot} erhält man daraus

$$\begin{aligned} p_{\delta} &= 1 - p_0 = 5.4\% \pm 0.4\% \\ \tau_{\text{tot}} &= p_1 + \tau_{3\sigma} = 682.9 \text{ ns} \pm 14.7 \text{ ns} \end{aligned} \quad (6.4)$$

wobei $\tau_{3\sigma}$, berechnet aus der durchschnittlichen Auflösung und Driftgeschwindigkeit, 15 ns ist. Die somit gemessene Totzeit ist mit dem nominell eingestellten Wert von 700 ns verträglich. Dies bedeutet, dass das Driftrohr bei allen Photonbestrahlungsstärken für Myonsignale effizient war, und dass die Abnahme der 3- σ -Effizienz nur durch die Totzeit verursacht wurde.

6.2 ADC-Spektren von Myon- und Photontreffern

Um eine pulshöhenabhängige Korrektur auf die Driftzeit durchzuführen und um verschiedene das Signal verursachende Teilchen unterscheiden zu können, wird von der Ausleselektronik auch die Pulshöhe gemessen. Es wird der Pulsstrom in den ersten 30 ns des Signals zur Ladung q integriert.

Für die hier vorgestellten Analysen wurde der ADC-Wert mittels einer in [24] angegebenen Eichung mit Testpulsen in die gesammelte Ladung umgerechnet. Diese Eichkurve ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

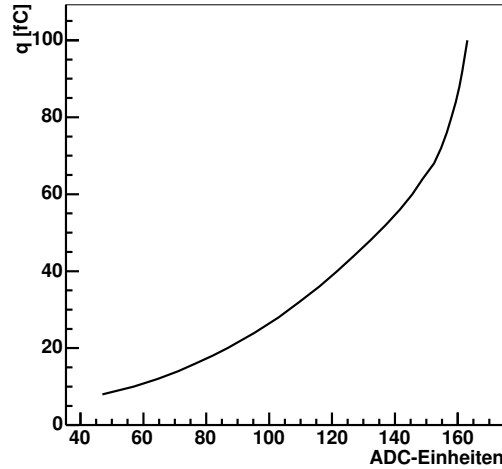


Abbildung 6.2: Die Eichkurve für die ADCs wie sie aus [24] entnommen ist.

6.2.1 Radiusabhängigkeit der gemessenen Ladung

Die gemessene Ladung ist für feste Radien nahezu gemäß einer Landau-Funktion verteilt (vgl. Abbildung 6.3). Die wahrscheinlichste Ladung, also die Position des Maximums des Landaufittes, hängt aber vom Radius ab. In Abbildung 6.4 ist sie gegen den Referenzradius aufgetragen. Während der kurzen Integrationszeit des ADCs erreichen nur Elektronen, die im drahtnächsten Abschnitt der Myonspur erzeugt wurden, den Draht. Die Länge s dieses Abschnittes hängt, bei einer bestimmten Integrationszeit τ , vom Abstand r der Spur vom Draht ab. Die Integrationszeit übersetzt sich mittels der Driftgeschwindigkeit $v(r)$, in einen Bereich von Abständen zum Draht $[r, r + \rho]$, aus dem Elektronen, die zur vom ADC gemessenen Pulshöhe beitragen, kommen können. Unter der Annahme, dass die Driftgeschwindigkeit in diesem Bereich konstant ist, gilt:

$$\rho = \tau v(r) \tag{6.5}$$

Aus der in Abbildung 6.5 gezeigten Geometrieüberlegung folgt:

$$s/2 = \sqrt{(r + \rho)^2 - r^2} = \sqrt{(r + v(r)\tau)^2 - r^2} \tag{6.6}$$

Diese Integrationslänge s ist in Abbildung 6.6 gegen den Radius aufgetragen, wobei die Driftgeschwindigkeit aus der Orts-Driftzeit-Beziehung bestimmt wurde.

Für $r < 4$ mm ist die Driftgeschwindigkeit nahezu konstant. Hier spielt für die Integrationslänge s nur die Geometrie eine Rolle. Dadurch steigt in diesem Bereich die gemessene Ladung mit r an. Bei größeren Radien verringert sich die Driftgeschwindigkeit mit zunehmenden Driftradius so stark, dass ein Maximum erreicht wird und s danach abfällt.

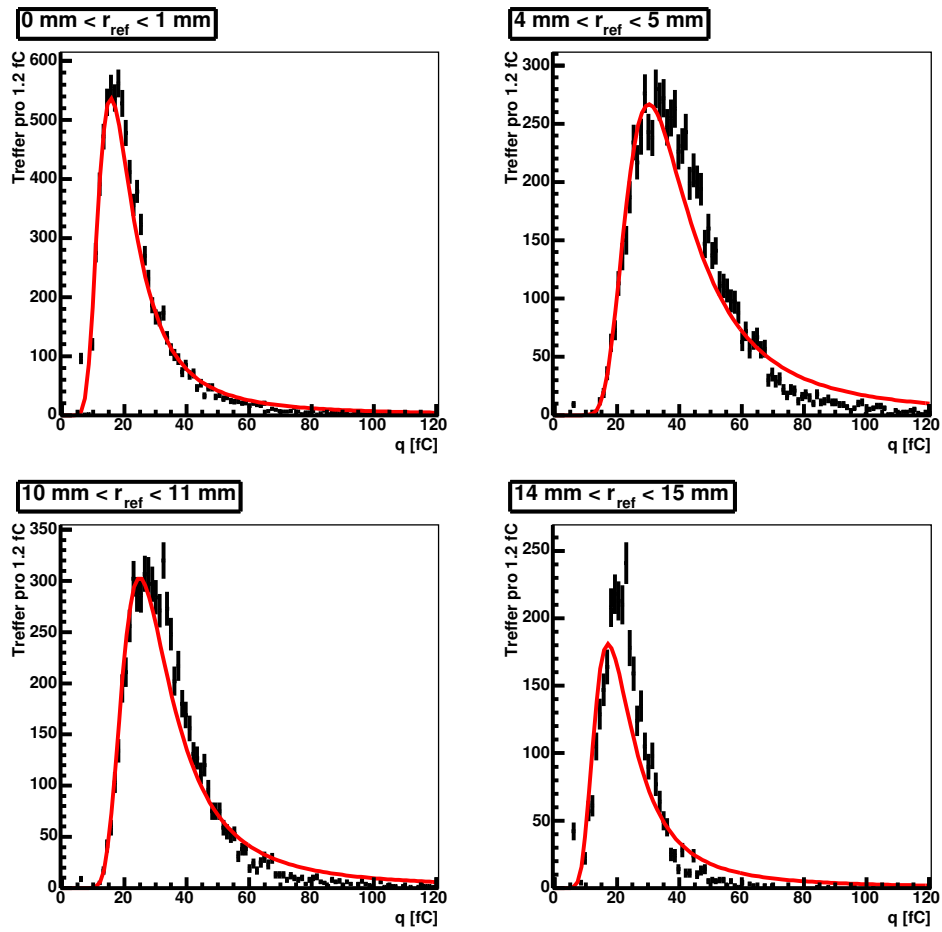


Abbildung 6.3: ADC-Spektren für vier verschiedene Radiusbereiche. An die Verteilungen sind Landau-Funktionen angefitet

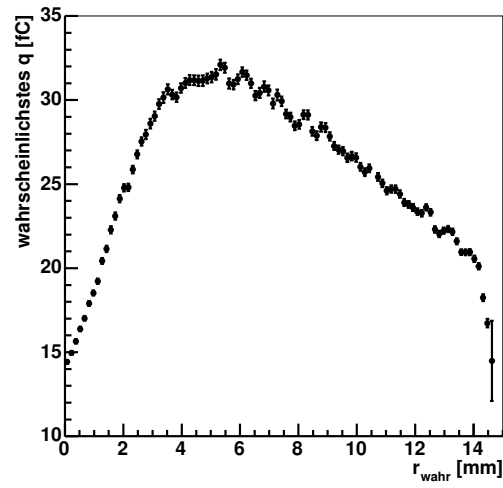


Abbildung 6.4: Die wahrscheinlichste Ladung aus den Landau-Fits aufgetragen gegen den Referenzradius

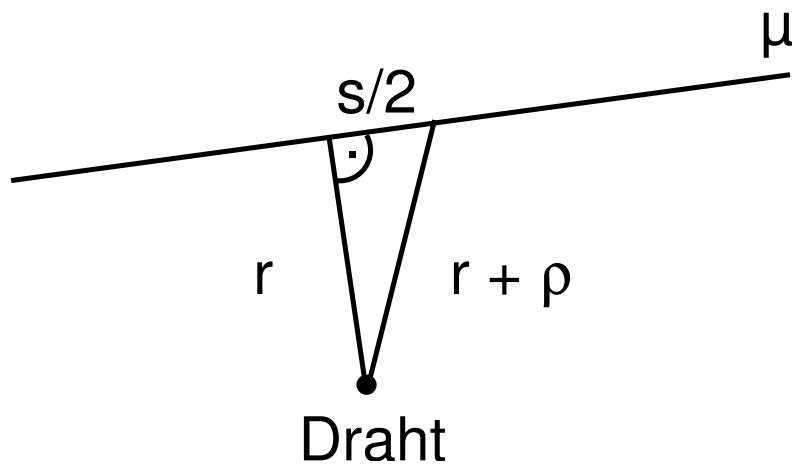


Abbildung 6.5: Die geometrischer Abhängigkeit der Integrationslänge vom Radius

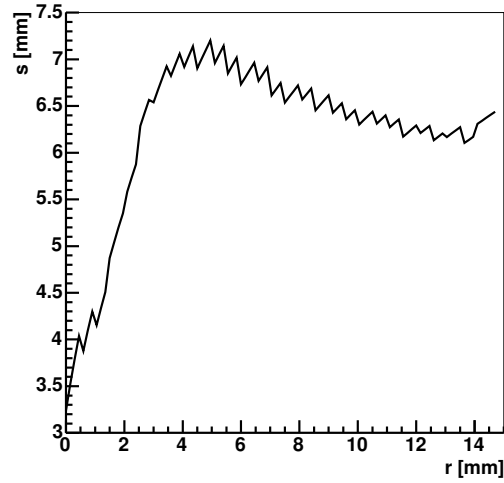


Abbildung 6.6: Die Integrationslänge, also die Länge des Spurabschnittes, aus dem Primärelektronen, die zur gemessenen Ladung q beitragen, kommen.

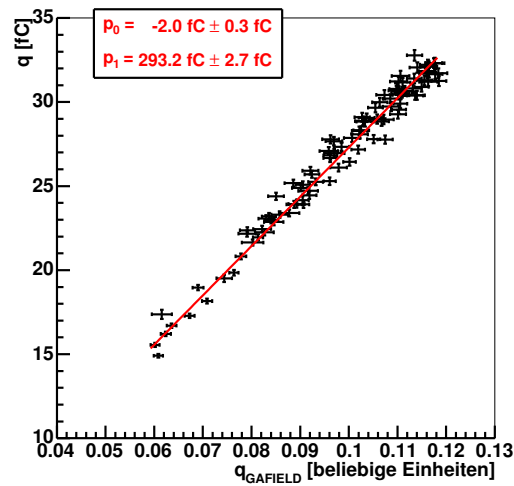


Abbildung 6.7: Die wahrscheinlichste Ladung, wie sie im Teststrahl gemessen wurde, aufgetragen gegen die Werte aus der Simulation. Der Geradenfit ergibt eine Umrechnungsfunktion zwischen den Ladungswerten aus der Simulation zu denen aus der Teststrahlmessung.

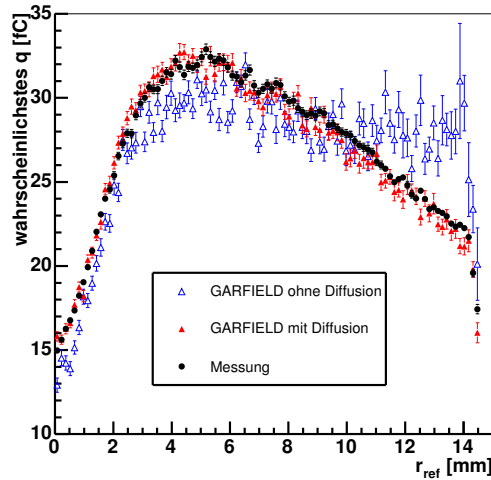


Abbildung 6.8: Die wahrscheinlichste Ladung in Abhängigkeit vom Driftradius für *Garfield*-Simulationen mit und ohne Diffusion sowie den Messwerten.

Die gemessene Ladung (siehe Abbildung 6.4) fällt allerdings deutlich stärker ab, als von Gleichung 6.6 und Abbildung 6.6 vorhergesagt wird. Um dies zu verstehen, wurde eine Simulation mit dem Driftkammersimulationsprogramm *Garfield*[4] durchgeführt, wie sie in [26] beschrieben ist. Dabei wird die Entstehung des Myonsignale von der Primärionisation über das Driften der Elektronen und der Gasverstärkung bis hin zur Signalverarbeitung durch die Elektronik vollständig simuliert. Ebenso wie für die Teststrahlendaten wurden auch für die Simulationsdaten die Ladungswerte, die das Simulationsprogramm allerdings in willkürlichen Einheiten ausgibt, für schmale Radiusbereiche histogrammiert und an diese Histogramme Landau-Funktionen angefitet. In Abbildung 6.7 ist für jeden Radiusbereich der wahrscheinlichste Wert für die Teststrahlendaten gegen den simulierten aufgetragen. Die Punkte liegen auf einer Geraden, was eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten zeigt. Die in Abbildung 6.7 angefitete Gerade wird benutzt, um die willkürlichen Einheiten der Simulation in physikalische umzurechnen.

In Abbildung 6.8 ist die wahrscheinlichste Ladung aufgetragen gegen den Referenzradius. Aufgetragen sind die Kurven für die Teststrahlmessungen und für zwei *Garfield*-Simulationen. Bei einer Simulation wurde der Effekt der Diffusion nicht berücksichtigt. Die Simulation, die die Diffusion berücksichtigt, stimmt mit den Daten überein. Die ohne Diffusion zeigt den gleichen Verlauf wie die Integrationslänge s aus Abbildung 6.6 und die gleiche Diskrepanz zu den Daten. Der stärkere Abfall der ADC-Werte bei großen Radien ist also durch die Diffusion erklärbar. Die Diffusion bewirkt, dass sich die durch die primäre Ionisation des Gases gebildete Elektronenwolke räumlich ausdehnt während sie zum Draht drif-

tet. Dadurch verlangsamt sich der Anstieg des Signals am Draht, so dass in diesem Fall ein geringerer Teil der Ladung innerhalb des kurzen ADC-Gates integriert wird.

Für sehr große Radien ($r > 14$ mm) ist die Integrationslänge nicht mehr nur durch die Integrationszeit der Elektronik bestimmt, sondern auch durch die Länge der Spursekannte im Driftrrohr. Stammt das Elektron, dessen Signal den Diskriminator und damit die Integration des ADCs ausgelöst hat, nicht von dem dem Draht nächsten Punkt der Spur, so wird die Ladung nicht um die Mitte der Spursekannte integriert. Bei großen Radien kommt es vor, dass die Integrationslänge dann auf einer Seite nicht durch das ADC-Gate sondern durch die Rohrwand begrenzt wird. Dies verringert die im Mittel gesammelte Ladung.

6.2.2 Trennung von γ - und Myonpulsen

[p]

In Abbildung 6.9 ist für vier verschiedene Radiusbereiche das ADC-Spektrum für γ - und Myonpulse aufgetragen. Als Myonpuls wird ein Treffer bezeichnet, dessen Driftradius um nicht mehr als die Einzelrohrauflösung von der Radiusvorhersage des Siliziumteleskopes abweicht. Ein Treffer, bei dem diese Differenz größer als sechs mal die Einzelrohrauflösung ist, wird als γ -Treffer bezeichnet. Auf diese Weise werden zwar viele Ereignisse verworfen, man erhält aber eine sehr reine Auswahl von Photon- beziehungsweise Myontreffern.

Die Spektren der Myontreffer sind deutlich schmaler als die der Untergrundtreffer. Dadurch ist es möglich, die ADC-Information dazu zu verwenden, Untergrundtreffer zu unterdrücken. Da die Breite und Position des ADC-Spektrums für Myontreffer vom Driftradius abhängt, müssen die Schnitte driftradiusabhängig angebracht werden. Es wurden für jeden Driftradius zwei Schnitte angebracht:

$$\begin{aligned} q &> q_{\min}(r) \\ q &< q_{\max}(r) \end{aligned} \tag{6.7}$$

Beide Schnitte wurden für jeden 1 mm breiten Radiusbereich so gewählt, dass sie jeweils 2,5% der Myontreffer wegschneiden. In Abbildung 6.10 ist der Anteil der Untergrundtreffer, der durch die Schnitte verworfen wird, gegen r aufgetragen. Man sieht, dass durch eine Kombination beider Schnitte, die 5% der Myontreffer verwirft, etwa 33% aller Untergrundtreffer unterdrückt werden.

In wieweit es günstig ist, Photontreffer auf Kosten der Effizienz für Myontreffer zu verwerfen, muss durch eine Studie mit dem Spurrekonstruktionsprogramm für das ATLAS-Myonspektrometer, das sich aber noch in der Entwicklung befindet, gezeigt werden.

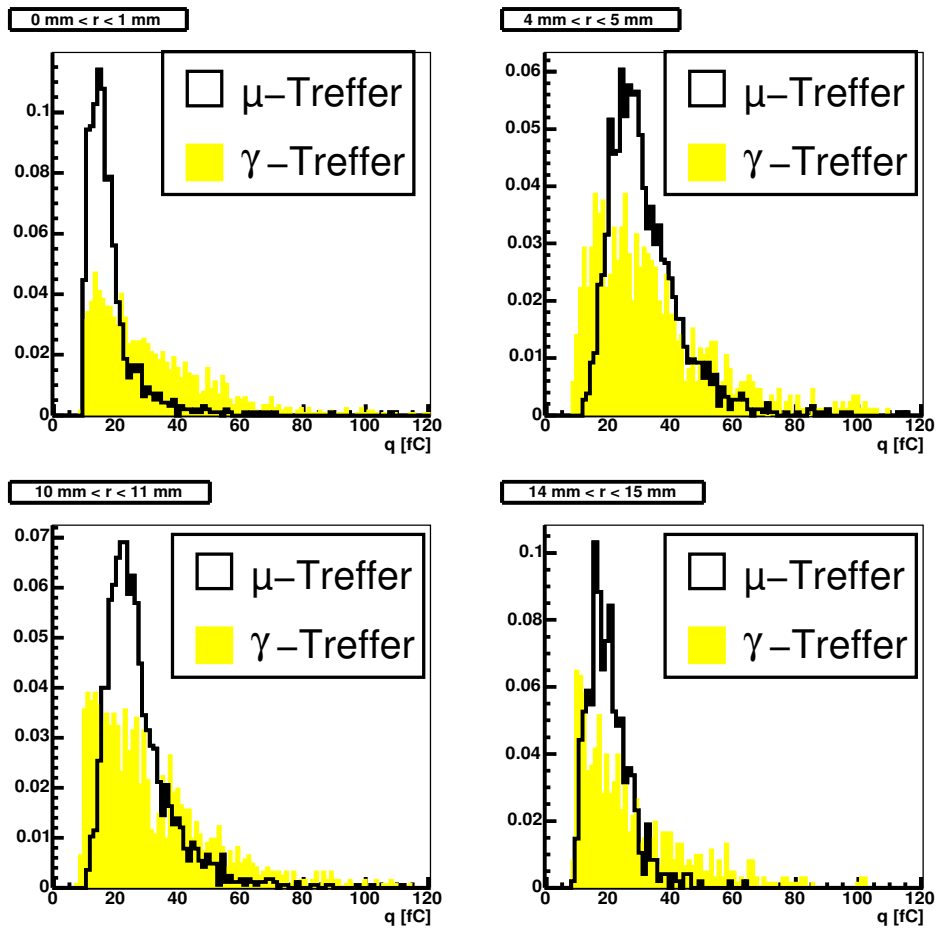


Abbildung 6.9: ADC Spektren von Myon- und Untergrundtreffern. Die Spektren wurden auf gleiche Fläche normiert

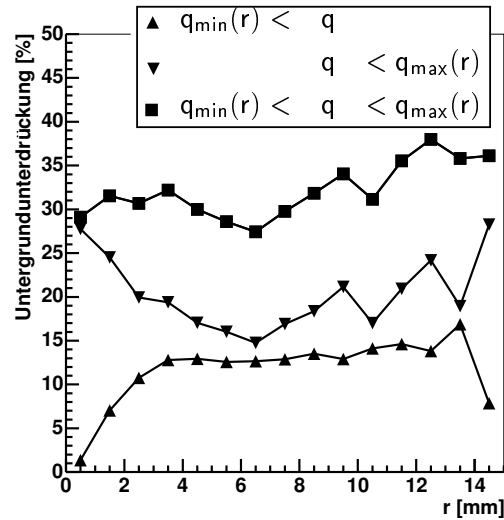


Abbildung 6.10: Anteil der durch ADC-Schnitte verworfenen Photonentreffer aufgetragen gegen r . Die Schnitte werfen 5 % aller Myontreffer.

6.3 Einzelrohrauflösung

In [26, 19, 20, 18] wurde der Einfluss verschiedener Faktoren auf die Einzelrohrauflösung mit und ohne Untergrundbestrahlung bereits untersucht. Im Unterschied zu diesen vorhergehenden Untersuchungen wurde hier mit der Elektronik gemessen, die später auch im Myonspektrometer eingesetzt werden wird. Das Ziel war nicht, die einzelnen Faktoren, die zur Einzelrohrauflösung beitragen, erneut zu untersuchen sondern festzustellen, welche Einzelrohrauflösungen im Myonspektrometer mit der endgültigen Elektronik erreicht werden. Die Beiträge zur Einzelrohrauflösung werden hier nur kurz vorgestellt. Im Kapitel 7 wird eine Methode zur Verbesserung der Einzelrohrauflösung beschrieben.

Die Einzelrohrauflösung, die man ohne Korrektur erreicht, ist in Abbildung 6.11 gegen den Referenzradius aufgetragen. Es ist für jede Bestrahlungsstärke eine Kurve dargestellt. Auf der linken Seite sind die Auflösungskurven für eine Diskriminatorschwelle von 34 mV, auf der rechten Seite für 44 mV zu sehen. Diese Schwellen entsprechen in etwa der Pulshöhe, die nach dem Eintreffen des 16ten beziehungsweise 20ten Primärelektrons erreicht wird.

6.3.1 Einzelrohrauflösung ohne Photonbestrahlung

Betrachtet man die Auflösungskurve für den Fall ohne Bestrahlung, so erkennt man, dass die Einzelrohrauflösung für kleine Driftradien deutlich schlechter ist als für große. Dies kann durch die einzelnen Faktoren, die die Einzelrohrauflösung beeinflussen, erklärt werden:

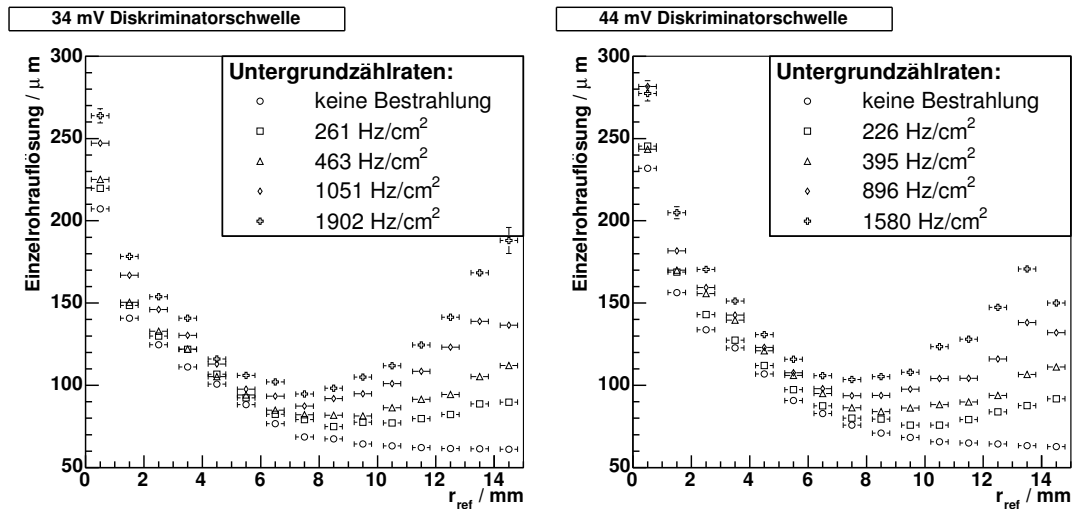


Abbildung 6.11: Einzelrohrauflösung gegen Radius für verschiedene Bestrahlungsstärken und zwei verschiedene Diskriminatorschwellen (ohne pulshöhenabhängige Korrektur).

- *Schwankungen in der Clusterposition:* Wie in Abschnitt 5.4.1 beschrieben, konzentriert sich die Ionisation entlang der Myonspur in Ladungsklustern. Das Ladungskluster, das den Diskriminator auslöst, befindet sich nicht unbedingt auf dem Punkt der Myonspur, der zum Draht den geringsten Abstand hat. Bei drahtnahen Spuren führt eine Verschiebung des Clusters entlang der Spur zu einer deutlichen Vergrößerung des Driftradius. Deshalb führt eine Fluktuation der Clusterposition vor allem bei kleinen Driftradien zum Verlust an Auflösung.
- *Schwankungen der Clustergröße:* Neben der Position der Cluster kann auch die Anzahl der Elektronen in einem Cluster variieren. Dadurch schwankt die Höhe des Signals, das in den Draht induziert wird. Wegen der Tiefpass Eigenschaften des Vorverstärkers und der Pulsformung benötigt das Signal etwa 25 ns (siehe [24]), um auf das Maximum anzusteigen. Dadurch führt eine Fluktuation in der Pulshöhe zu einer Fluktuation in der Zeit, zu der die Diskriminatorschwelle überschritten wird, und damit zu einer Unsicherheit in der Driftzeitmessung. Dieser sogenannte Time-Slewing-Effekt wird in Kapitel 7 noch genauer untersucht. Da Time-Slewing einen zusätzlichen Fehler auf die Messung der Driftzeit verursacht, der, multipliziert mit der Driftgeschwindigkeit, in den Fehler der Driftradiusmessung eingeht, kommt dieser Effekt besonders bei kleinen Driftradien zu tragen, bei denen die Driftgeschwindigkeit hoch ist.
- *Diffusion:* Während die Elektronen zum Draht driften, diffundieren sie auseinander. Die Elektronen, die von einem Punkt auf der Myonspur stammen,

kommen so nicht mehr gleichzeitig am Draht an, wodurch die Anstiegszeit des Myonpulses vergrößert wird. Die Diffusion vergrößert also für große Driftradien, bei denen die Elektronen lange driften, das Time-Slewing. Eine Verschlechterung der Einzelrohrauflösung bei großen Radien ist allerdings nicht zu erkennen, da der Effekt der Diffusion durch die Verringerung der Driftgeschwindigkeit aufgehoben wird.

- *Elektronisches Rauschen:* Durch das Rauschen schwankt die Nulllinie, von der ab die Pulse ansteigen. Dies entspricht einer zusätzlichen Schwankung der Pulshöhe. Diese ist aber gegenüber der Pulshöhenfluktuation, die durch die Schwankungen in der Clustergröße hervorgerufen werden, vernachlässigbar, wodurch sich kein wesentlicher Effekt auf die Einzelrohrauflösung ergibt. Das Elektronikrauschen verhindert aber, dass die Diskriminatorschwelle beliebig tief eingestellt werden kann. Eine tiefer eingestellte Schwelle würde zu geringeren Time-Slewing-Effekten führen, wie in Kapitel 7 gezeigt wird.

6.3.2 Einfluss der Untergrundbestrahlung

Die Untergrundbestrahlung verschlechtert die Auflösung vor allem für große und kleine Radien, wie man in Abbildung 6.11 sieht. Für den Bereich über 14 mm verschlechtert sich die Auflösung mit zunehmender Bestrahlung weniger stark, da Driftradien über 15 mm nicht zugelassen werden. Dadurch wird die breite Verteilung von $r_{\text{drift}} - |r_{\text{ref}}|$ beschnitten.

In [8] wurden die verschiedenen Ursachen, die zu einer Verschlechterung der Einzelrohrauflösung bei Bestrahlung führen, untersucht. Die dort aufgeführten Effekte sind:

Raumladungseffekte: Die durch die γ -Bestrahlung erzeugte Ionisation setzt mittels der Gasverstärkung in Drahtnähe eine große Anzahl von positiven Ionen frei, die nur langsam zur Rohrwand driften. Diese bilden eine Raumladungswolke, die das elektrische Feld im Driftrohr verändert ([8]).

In Drahtnähe führt diese Raumladungswolke zu einer Verringerung der Feldstärke und damit zu einer Verkleinerung der Gasverstärkung. Damit sind die Pulse am Diskriminator kleiner, wodurch der Effekt von Time-Slewing größer wird. Die Verringerung der Gasverstärkung kann mittels des in die Ausleseelektronik eingebauten ADCs gemessen werden. In Abbildung 6.12 ist sowohl die Abnahme des wahrscheinlichsten Wertes als auch die Abnahme der Breite der Landauverteilungen gegen den Driftradius aufgetragen. Man erkennt zum einen, dass die Breite ähnlich stark abnimmt wie der wahrscheinlichste Wert. Außerdem ist diese Abnahme kaum abhängig vom Driftradius. Beides erwartet man, wenn man annimmt, dass die Verringerung der Pulshöhe allein durch die Verringerung eines Verstärkungsfaktors, also der Gasverstärkung, hervorgerufen wird.

Außerdem verändert die Raumladungswolke auch das Driftfeld, was bei dem

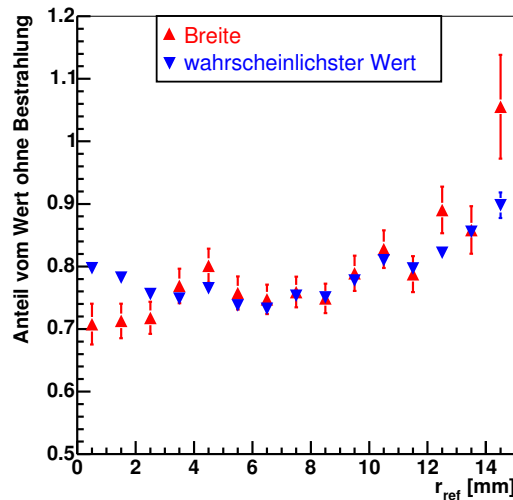


Abbildung 6.12: Abnahme des wahrscheinlichsten Wertes und der Breite der Pulshöhenverteilung bei einer Bestrahlung von $1,9 \text{ kHz cm}^{-2}$.

verwendeten Gas zu einer Veränderung der Driftgeschwindigkeit führt. Dadurch, dass für jede Bestrahlungsstärke eine eigene Orts-Driftzeit-Beziehung verwendet wird, ergibt sich aus der zeitlich gemittelten Änderung des Driftfeldes keine Auflösungsver schlechterung. Fluktuationen in der Raumladungswolke ergeben Fluktuationen in der r-t-Relation und somit eine Verschlechterung der Auflösung, die sich bei großen Radien deutlich bemerkbar macht.

Elektronikeffekte: Die Ruhepunktverschiebung wird durch die Wechselstromkopplung der Ausleseelektronik an das Driftrohr hervorgerufen. Dadurch ist der über die gesamte Zeit gemittelte Signalpegel Null. Eine Auslenkung des Signalpegels durch Myon- oder Untergrundpulse in eine Richtung muss also durch eine Auslenkung in die Gegenrichtung kompensiert werden. Bei der hier verwendeten bipolaren Pulsformung erfolgt diese Kompensierung gleich nach dem eigentlichen Signal in Form einer Gegenauslenkung. Diese Gegenauslenkung erfolgt noch innerhalb der Totzeit des ASDs und führt somit zu keiner Beeinflussung eines registrierten Signals.

6.3.3 Mittlere Einzelrohrauflösung

Da die Auflösung der Driftrohre stark radiusabhängig ist, ist es nicht möglich, eine eindeutige Zahl für die Auflösung eines Rohres anzugeben. Dennoch möchte man für Vorhersagen über die Leistungsfähigkeit des Myonspektrometers eine möglichst gute, wenn auch zwangsläufig nicht ganz korrekte, Größe für die Auflösung eines Driftrohres zur Verfügung haben.

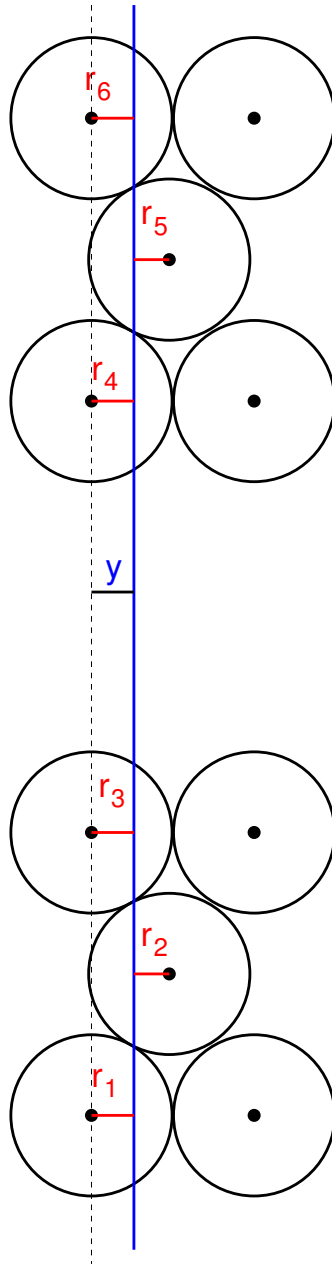


Abbildung 6.13: Messung der Position einer senkrechten Myonspur mit sechs Treffern.

Um eine Definition für eine mittlere Auflösung herzuleiten, wird der Fall betrachtet, dass ein Myon senkrecht auf eine Kammer mit sechs Rohrlagen fällt, und in jeder Rohrlage einen Treffer verursacht (siehe Abbildung 6.13). Aus den sechs gemessenen Driftradien wird die Position y der Myonspur entlang der Präzisionskoordinate der Kammer aus der Mittelung über die in jeder Rohrlage gemessene Position berechnet.

$$y = \frac{1}{6} (r_1 + (R - r_2) + r_3 + r_4 + (R - r_5) + r_6) \quad (6.8)$$

Hier ist r_i der in der i -ten Rohrlage gemessene Driftradius. Da das Myon in der zweiten und fünften Rohrlage auf der einen Seite des Drahtes vorbeigeht und in den übrigen Lagen auf der anderen, ist dort die gemessene Position $R - r_i$, wobei R der Radius des Rohres ist. Der Fehler auf die Ortsmessung ist

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{6^2} \left[\sum_{i=1}^6 \sigma(r_i)^2 \right]. \quad (6.9)$$

Da wir senkrechte Spuren annehmen, gilt

$$y = r_1 = r_3 = r_4 = r_6 \quad (6.10)$$

$$R - y = r_2 = r_5. \quad (6.11)$$

Damit wird Gleichung 6.9 zu:

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{6^2} [4\sigma^2(y) + 2\sigma^2(R - y)] \quad (6.12)$$

Gemittelt über alle möglichen Auftreffpunkte für eine Myonspur ergibt dies:

$$\begin{aligned} \langle \sigma_y^2 \rangle &= \frac{1}{6^2} \frac{1}{R} \int_0^R [4\sigma^2(y) + 2\sigma^2(R - y)] dy \\ &= \frac{1}{6^2} \frac{1}{R} \left[4 \int_0^R \sigma^2(y) dy + 2 \int_0^R \sigma^2(R - y) dy \right] \\ &= \frac{1}{6} \frac{1}{R} \int_0^R \sigma^2(y) dy \end{aligned} \quad (6.13)$$

Dies legt die Definition für eine mittlere Ortsauflösung

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{R} \int_0^R \sigma^2(r) dr} \quad (6.14)$$

nahe. Kennt man $\sigma(r)$ nur für diskrete Radien, so wird das Integral zur Summe und es gilt:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma^2(r_i)} \quad (6.15)$$

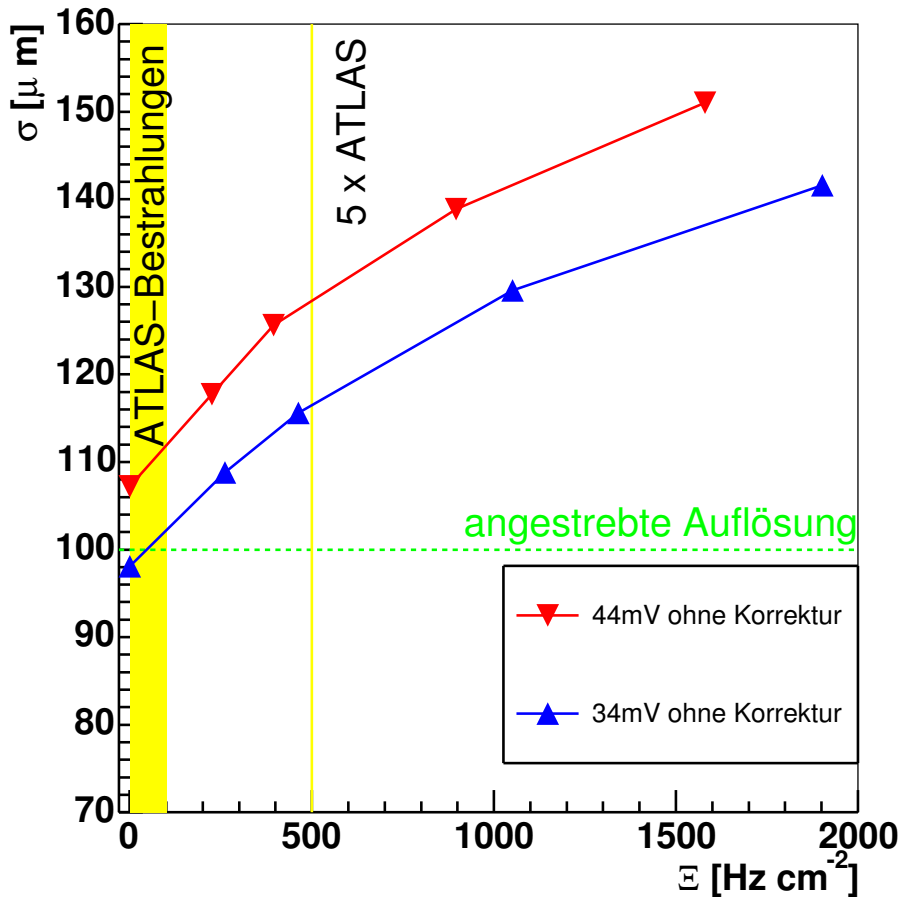


Abbildung 6.14: Die gemittelte Einzelrohrauflösung in Abhängigkeit zur Untergrundbestrahlung (ohne pulshöhenabhängige Korrektur).

In Abbildung 6.14 ist dieser quadratische Mittelwert gegen die Untergrundbestrahlung aufgetragen.

Wie im Teil I Abschnitt 2.1 dargestellt, wird eine mittlere Auflösung die besser als $100 \mu\text{m}$ ist angestrebt. Dies wird nur bei einer Schwelle von 34 mV und ohne Photonbestrahlung, was jedoch nicht den Betriebsbedingungen im ATLAS-Experiment entspricht, erreicht. Im nächsten Kapitel wird untersucht, wie mittels einer pulshöhenabhängigen Korrektur der Driftzeit die Einzelrohrauflösung verbessert werden kann.

Kapitel 7

Verbesserung der Einzelrohrauflösung durch eine Korrektur auf Time-Slewing-Effekte

Zur Entwicklung einer Korrekturfunktion wird zunächst nur der Fall betrachtet, dass keine Untergrundbestrahlung vorliegt. Die so entwickelte Korrekturfunktion wird dann später auch auf Daten, die mit Photonenuntergrund genommen wurden, angewendet.

7.1 Teststrahldaten und Simulation

Um ein Modell für das Time-Slewing, also die Korrelation zwischen Messfehler und Pulshöhe, entwickeln zu können, wird der Messfehler Δr für den Driftradius, also die Differenz zwischen der Radiusvorhersage des Siliziumteleskopes und dem Driftradius

$$\Delta r = r_{\text{drift}} - |r_{\text{ref}}|, \quad (7.1)$$

in einen Messfehler auf die Driftzeit umgerechnet¹. Dazu wird Δr durch die Driftgeschwindigkeit dividiert, die aus der Orts-Driftzeit-Beziehung abgeleitet wird:

$$\Delta t = \Delta r / v_{\text{drift}} \quad (7.2)$$

Die Information über die Pulshöhe erhält man vom ADC, der, wie schon in Abschnitt 6.2 beschrieben, die Ladung q von den ersten 30 ns des Myonpulses misst. Die ADC-Werte wurden ebenso wie in Abschnitt 6.2.2 mit der Eichkurve aus [24] in Ladungseinheiten umgerechnet.

¹In der Definition von r_{ref} aus Abschnitt 5.3 enthielt dieser ein Vorzeichen, das anzeigt, an welcher Seite des Drahtes das Myon vorbei gegangen ist. Deshalb wird hier der Betrag gebildet.

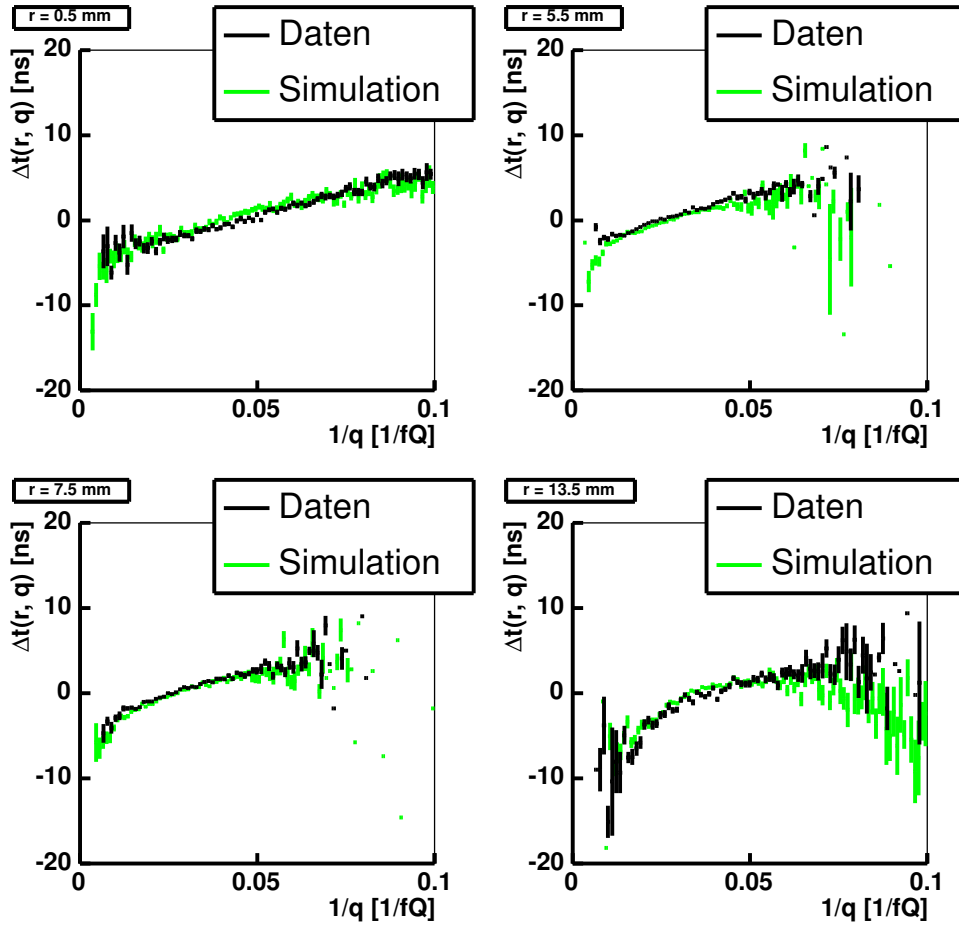


Abbildung 7.1: Die gemessene Zeitverschiebung aufgetragen gegen $1/q$. Aufgetragen sind neben Daten der Teststrahlungsmessung auch eine Simulation mit dem Driftkammersimulationsprogramm *Garfield*.

Um die Korrelation zwischen Pulshöhe und Fehlmessung Δt der Driftzeit radiusabhängig untersuchen zu können, wurden die Daten zunächst in 1 mm breite Bereiche in $|r_{\text{ref}}|$ unterteilt. Innerhalb jedes dieser Radiusbereiche wurden die Ereignisse wiederum aufgeteilt, diesmal abhängig von $1/q$. Für die Ereignisse dieser Unterauswahlen in $|r_{\text{ref}}|$ und $1/q$ wurde die Fehlmessung Δt gemittelt. Das Ergebnis ist $\Delta t(r, q)$.

Beispielhaft für vier verschiedene Radiusbereiche wurde $\Delta t(r, q)$ gegen $1/q$ in Abbildung 7.1 aufgetragen. Diese Verteilungen werden fortan Time-Slewing-Kurven genannt. Man erkennt eine deutliche Korrelation zwischen $\Delta t(r, q)$ und $1/q$.

Um diese besser zu verstehen, wurde, wie auch in Abschnitt 6.2.1, eine Simulation mit dem Driftkammersimulationsprogramm *Garfield* [4, 26] durchgeführt. Dabei wurden die Ionisation, Drift, Gasverstärkung und Elektronik vollständig

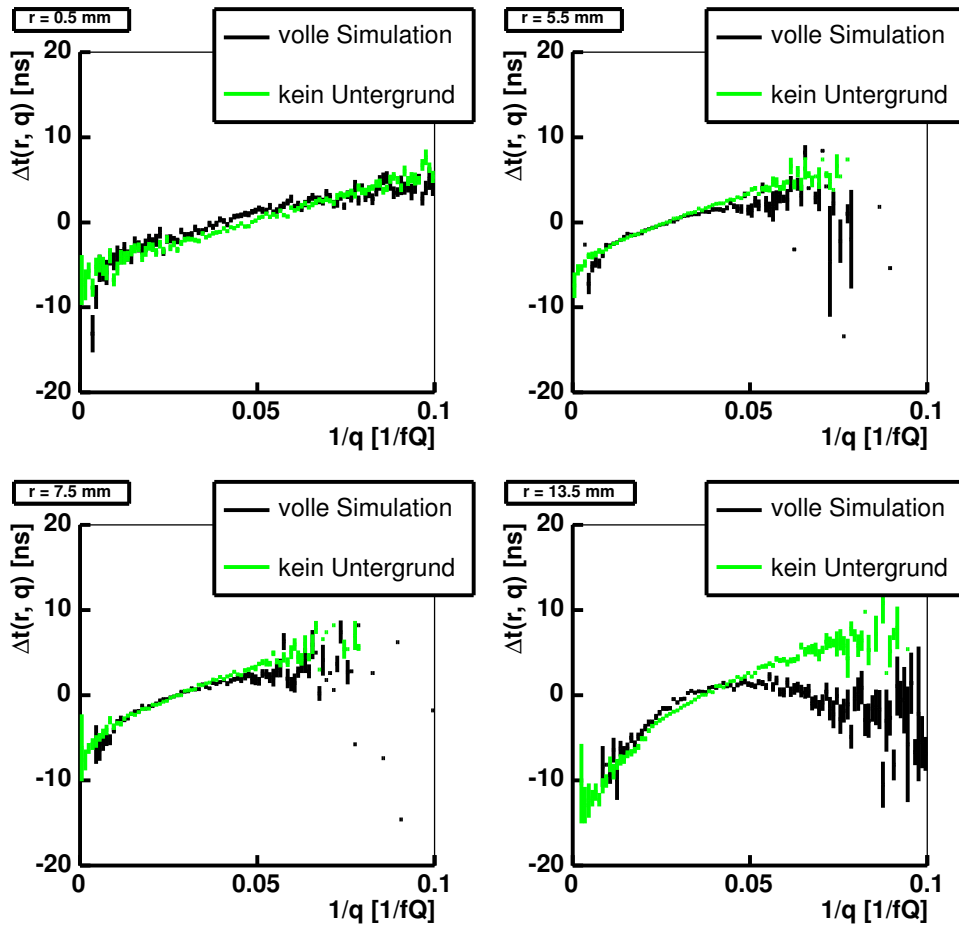


Abbildung 7.2: Die Time-Slewing-Kurven für die volle Simulation, für eine Simulation ohne Untergrundtreffer und eine ohne Diffusion

simuliert. Da das Siliziumteleskop nicht simuliert wurde, wird der in der Simulation angenommene Auftreffradius als Referenzradius verwendet. Dies ist wegen der sehr guten Auflösung des Siliziumteleskopes gerechtfertigt. In Abbildung 7.1 ist neben der Time-Slewing-Kurve für die Teststrahl-daten auch die Time-Slewing-Kurve für die Simulation dargestellt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Teststrahl-daten.

Die Simulation erlaubt es, Effekte auszublenden. Es wurde zunächst neben der vollständigen Simulation eine, bei der keine Untergrundtreffer durch Elektronikrauschen oder δ -Elektronen berücksichtigt wurden, erzeugt. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Aufgrund der Totzeit werden Untergrundtreffer nur dann an Stelle des Myonsignales registriert, wenn sie diesem zuvor kommen. Dadurch wird $\Delta t(r, q)$ kleiner. Der überwiegende Teil des Untergrundes entsteht durch Elektronikrauschen und hat typischerweise sehr kleine Pulshöhen. Deshalb wirkt er sich nur bei hohem $1/q$ aus.

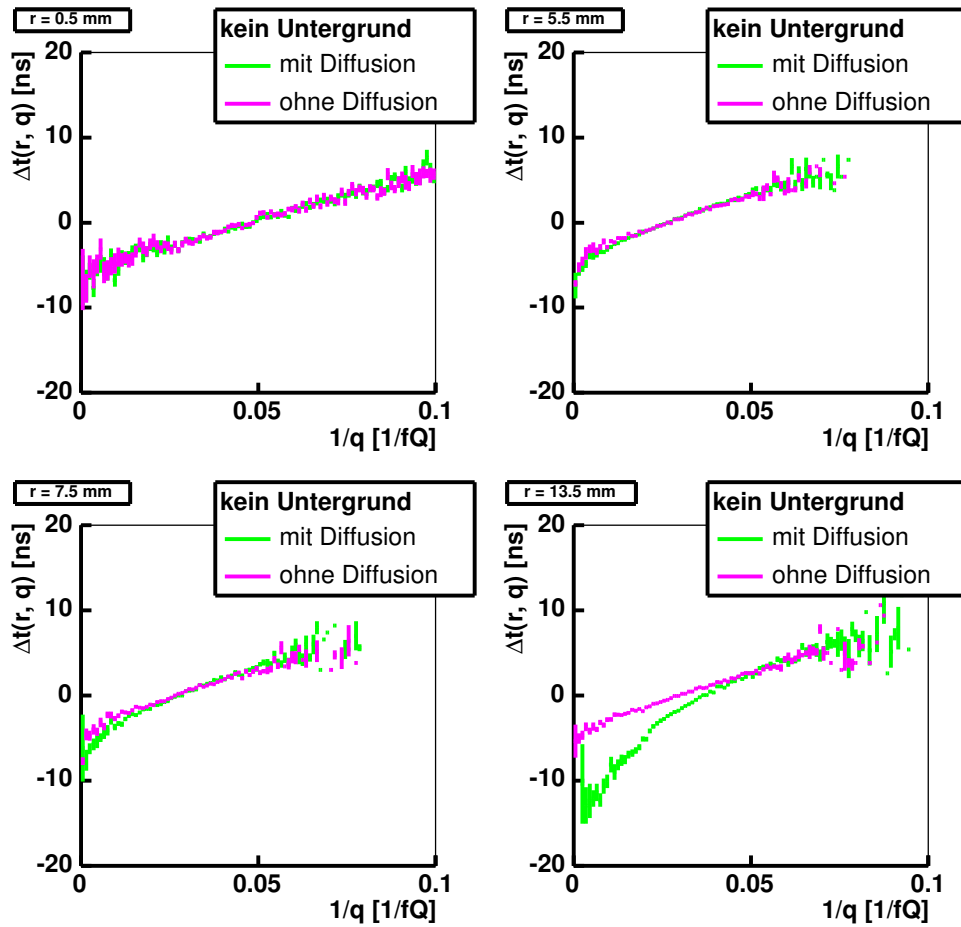


Abbildung 7.3: Die Time-Slewing-Kurven für Simulationen ohne Untergrundtreffer durch Rauschen und Deltas. Bei einer Simulation ist die Diffusion nicht berücksichtigt.

Bei einer weiteren Simulation wurde, neben den Untergrundtreffern zusätzlich die Diffusion abgeschaltet. Die Time-Slewing-Kurven dieser Simulation werden in Abbildung 7.3 mit denen der Simulation ohne Untergrundtreffer aber mit Diffusion verglichen. Bei großen Driftradien und kleinem $1/q$ wird $\Delta t(r, q)$ durch die Diffusion kleiner. Die Diffusion bewirkt eine Vergrößerung der räumlichen Ausdehnung der Cluster aus Primärelektronen während sie zum Draht driften. Dadurch erreichen die ersten Primärelektronen früher den Draht. Bei großen Pulsen sind die schon genügend zahlreich, um den Puls die Diskriminatorschwelle überschreiten zu lassen. Die Driftzeit für große Pulse verkürzt sich damit. Bei kleinen Radien, bei denen die Elektronen nur kurz driften, hat die Diffusion keinen Einfluss.

7.2 Pulsformmodell und Korrekturfunktion

Um später eine ladungsabhängige Korrektur auf die Driftzeit anbringen zu können, wird hier ein Modell für das Time-Slewing entwickelt. Dabei werden Untergrundtreffer nicht berücksichtigt.

Dies begründet sich wie folgt: Die Untergrundtreffer wirken sich nur in Bereichen von r und $1/q$ auf die Time-Slewing-Kurve aus, in denen wenige Myontreffer liegen. Deshalb wird, betrachtet man für die Entwicklung der Time-Slewing-Korrekturfunktion nur den Fall ohne Untergrundtreffer, die nahezu gleiche Auflösungsverbesserung erzielt wie mit einer Korrekturfunktion, die die Untergrundtreffer berücksichtigt. Außerdem hängt die Größe des Einflusses der Untergrundtreffer auf die Time-Slewing-Kurven stark von der Rate der Untergrundtreffer ab. Diese Untergrundtrefferrate wird aber später im Myonspektrometer auf Grund unterschiedlicher Photonzählraten und unterschiedlicher Elektronikvorverstärkung, stark von Rohr zu Rohr variieren. Da hier eine Korrekturfunktion entwickelt werden soll, die auf alle Rohre im Myonspektrometer gleichermaßen angewendet werden kann, werden im folgenden Untergrundtreffer nicht berücksichtigt. Später wird die so gewonnene Korrekturfunktion dann auf Daten mit unterschiedlichen Photonenuntergrund angewendet und gezeigt, dass sie die Auflösung unabhängig vom Photonenuntergrund verbessert.

Es wird eine analytische Funktion $\tau(r, q)$ entwickelt, die, bis auf eine von q unabhängige Größe $\tau_0(r)$, die Abhängigkeit zwischen Ladung und dem Messfehler auf die Driftzeit beschreibt.

$$\tau(r, q) = \Delta t(r, q) + \tau_0(r) \quad (7.3)$$

Dabei ist $\tau(r, q)$ der Zeitraum, zwischen der wahren, also von der Pulshöhe unabhängigen Driftzeit und dem Zeitpunkt, zu dem der Myonpuls die Diskriminatorschwelle überschreitet. Eine bessere Messung des Driftradius erhält man, wenn man anstelle der gemessenen Driftzeit t_{drift} die korrigierte

$$t'_{\text{drift}} = t_{\text{drift}} - (\tau(r, q) - \tau_0(r)) \quad (7.4)$$

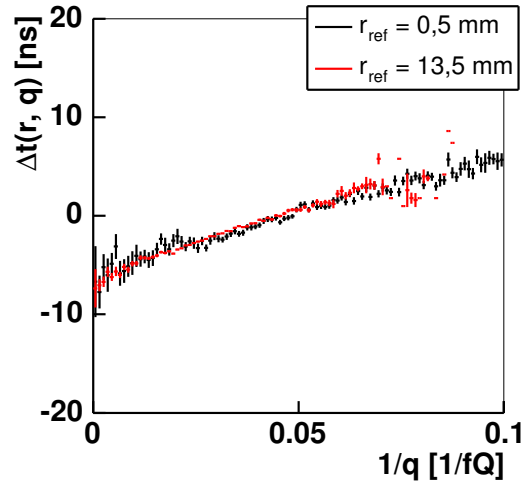


Abbildung 7.4: Die Time-Slewing-Kurven für einen kleinen und einen großen Driftradius ohne Diffusion. Beide Kurven sind nahezu linear und haben die gleiche Steigung

verwendet.

Für die Teststrahlendaten liegt bereits eine Orts-Driftzeit-Beziehung vor. Für sie gilt automatisch

$$\Delta t(r, \langle q \rangle_r) = 0. \quad (7.5)$$

Um die vorliegende Orts-Driftzeit-Beziehung auch mit den korrigierten Driftzeiten verwenden zu können, muss gelten:

$$\tau_0(r) = \tau(r, \langle q \rangle_r) \quad (7.6)$$

In Zukunft wird man die Funktion $\tau(r, q)$ zur Driftzeitkorrektur schon kennen und deshalb die Driftzeitkorrektur gleich von Anfang an anbringen. Die r-t-Relation wird dann mit den so korrigierten Driftzeiten bestimmt. Dadurch ist es dann unerheblich, wie $\tau_0(r)$ gewählt wird, da es bei der Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung automatisch mitberücksichtigt wird. Am einfachsten ist es dann, $\tau_0(r) = 0$ zu setzen.

Die Korrekturfunktion $\tau(r, q)$ wird in zwei Schritten bestimmt. Zunächst wird die Korrekturfunktion ohne Diffusion τ_{lin} ermittelt. Im zweiten Schritt wird dann ein Diffusionstherm τ_{diff} bestimmt, der hinzu addiert wird.

7.2.1 Pulsform und Korrekturfunktion ohne Diffusion

Die Time-Slewing-Kurven für die *Garfield*-Simulation ohne Diffusion zeigen einen linearen Verlauf (vgl. Abbildung 7.4), was durch eine Korrekturfunktion

$$\tau_{\text{lin}} \sim 1/q. \quad (7.7)$$

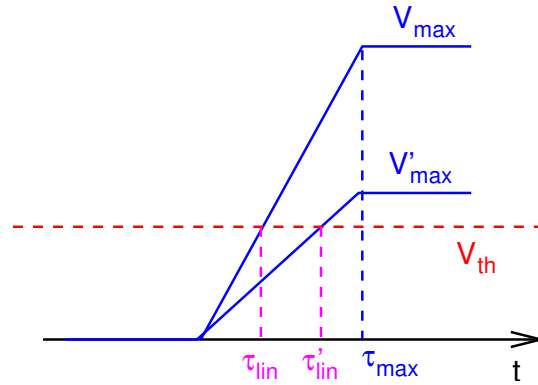


Abbildung 7.5: Ein Modell für die Pulsform ohne Diffusion

reproduziert wird. Dies kann mit einem Myonpuls, der im Zeitraum τ_{\max} linear von Null auf V_{\max} ansteigt und bei τ_{lin} die Diskriminatorschwelle V_{th} überschreitet, erklärt werden (siehe Abbildung 7.5). In diesem einfachen Modell gilt:

$$\tau_{\text{lin}} = \frac{V_{\text{th}}}{V_{\max}} \tau_{\max} \quad (7.8)$$

Für diese Pulsform ist auch q proportional zu V_{\max} und somit gilt

$$V_{\max} = \alpha q \quad (7.9)$$

mit dem Proportionalitätsfaktor α .

In der Simulation ohne Diffusion sind überdies die Steigungen der Time-Slewing-Kurven für alle Radien gleich, wie man in Abbildung 7.4 erkennt. Das führt zu der Beobachtung, dass die Myonpulse unabhängig vom Driftradius die gleiche Anstiegszeit haben. Aus Geometrieüberlegungen, wie sie in Abschnitt 6.2.1 angestellt wurden, würde man erwarten, dass die Pulse von drahtfernen Spuren instantan ansteigen, da hier alle Primärelektronen den Draht zur gleichen Zeit erreichen. Von drahtnahen Spuren hingegen erwartet man einen langsamen Anstieg, da die Primärelektronen, je nach dem von welchem Punkt entlang der Myonspur sie stammen, in einem Zeitraum von 700 ns den Draht erreichen. Dieser scheinbare Widerspruch löst sich auf, wenn man berücksichtigt, dass die Ionisation nicht homogen entlang der Myonspur verteilt ist, sondern sich in Ladungsclustern konzentriert. Dadurch steigt der Puls für drahtnahe Spuren nicht linear an, sondern in Stufen (siehe Abbildung 7.6). Jede dieser Stufen steht für ein Ladungscluster, das den Draht erreicht, und von denen dann meist schon die erste den Diskriminator auslöst. Die Steigung der Time-Slewing-Kurve für kleine Radien ist also nicht durch den gesamten Myonpuls, sondern nur von der ersten Stufe bestimmt.

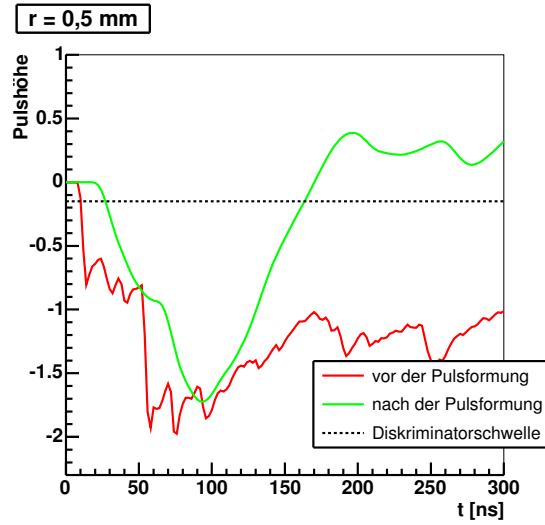


Abbildung 7.6: Mit dem Driftkammersimulationsprogramm *Garfield* simulierte Myon-pulse für Spuren nahe am Draht.

Zusätzlich zum Signal vor der Pulsformung ist auch das Signal nach der Pulsformung in Abbildung 7.6 eingezeichnet. Man erkennt, dass die Pulsformung die Anstiegszeit bestimmt. Aus [24] entnehmen wir, dass in die Pulsformung ein Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von 40 MHz eingebaut ist, was einer Anstiegszeit von 25 ns entspricht. Damit gilt für den Fall ohne Diffusion:

$$\tau_{\text{lin}} = \frac{V_{\text{th}}}{\alpha q} 25 \text{ ns} \quad (7.10)$$

Mit

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau_{\text{lin}}}{\partial (q^{-1})} &= \frac{V_{\text{th}}}{\alpha} \tau_{\text{max}} \\ &= \frac{35 \text{ mV}}{\alpha} 25 \text{ ns} \end{aligned} \quad (7.11)$$

kann man α aus der Steigung der Time-Slewing-Kurve für kleine Radien bestimmen und damit die gemessene Ladung q in die Pulshöhe V_{max} umrechnen.

7.2.2 Pulsform und Korrekturfunktion mit Diffusion

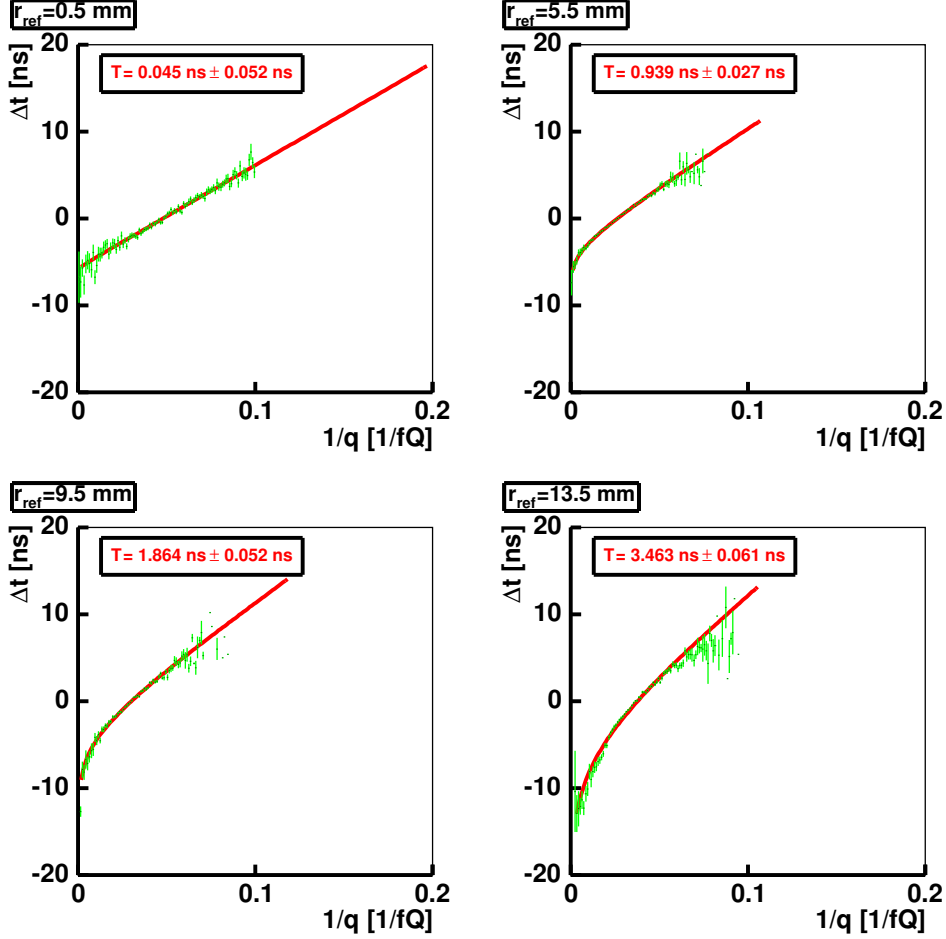


Abbildung 7.7: Time-Slewing-Kurven für eine *Garfield*-Simulation mit Diffusion und ohne Untergrundtreffer. Angefitet ist die Funktion $\tau(q, r) + \tau_0(r)$ (siehe Gleichung 7.14) mit dem freien Parameter $T(r)$ und $\tau_0(r)$.

Die Diffusion bewirkt eine zusätzliche Verbreiterung der Pulse abhängig von der Driftzeit. Sie erzeugt eine Pulsform, die einer Fermifunktion

$$V = \frac{V_{\max}}{1 + e^{-\frac{t}{T}}} \quad (7.12)$$

ähnelt. Der Diffusionstherm τ_{diff} ist dann der Zeitpunkt, zu dem dieser Puls die Diskriminatorschwelle V_{th} überschreitet:

$$\begin{aligned} V_{\text{th}} &= \frac{V_{\max}}{1 + e^{-\frac{\tau_{\text{diff}}}{T}}}, \text{ oder} \\ \tau_{\text{diff}} &= -\ln\left(\frac{V_{\max}}{V_{\text{th}}} - 1\right) T(r) \end{aligned} \quad (7.13)$$

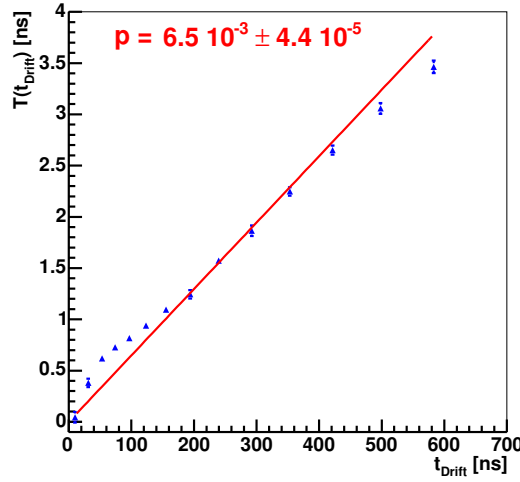


Abbildung 7.8: Die Verschmierungsbreite $T(t_{\text{drift}})$ in Abhängigkeit von der Driftzeit. Der Verlauf wurde durch eine Ursprungsgerade ($T(t_{\text{drift}}) = pt_{\text{drift}}$) angenähert

Für $\tau(r, q) = \tau_{\text{lin}} + \tau_{\text{diff}}$ erhält man dann

$$\tau(q) = \frac{V_{\text{th}}}{\alpha q} 25 \text{ ns} - \ln \left(\frac{\alpha q}{V_{\text{th}}} - 1 \right) T(r). \quad (7.14)$$

Die Breite der Pulsverschmierung $T(r)$ durch die Diffusion wird ermittelt, indem $\tau(r, q) + \tau_0(r)$ an die Time-Slewing-Kurven der *Garfield*-Simulation mit Diffusion (jedoch wie früher erklärt, ohne Untergrundtreffer) angepasst wird. Dabei ist $T(r)$ neben $\tau_0(r)$ der einzige freie Parameter, da α ja bereits bestimmt wurde. In Abbildung 7.7 sind vier der Time-Slewing-Kurven mit den gefitteten Funktionen dargestellt. In Abbildung 7.8 ist T gegen die Driftzeit aufgetragen.

Zur Vereinfachung wird T als proportional zu t_{drift} angenähert.

7.3 Auflösungsverbesserung durch die ladungsabhängige Korrektur

Für die Teststrahlendaten wurden nun die Driftzeiten abhängig von der gemessenen Ladung mit

$$\begin{aligned} t'_{\text{drift}} &= t_{\text{drift}} - (\tau(r, q) - \tau_0(r)) \\ \tau(r, q) &= \frac{V_{\text{th}}}{7,5 \frac{\text{mV}}{\text{fQ}} q} 25 \text{ ns} - \ln \left(\frac{7,5 \frac{\text{mV}}{\text{fQ}} q}{V_{\text{th}}} - 1 \right) 6,5 \cdot 10^{-3} t_{\text{drift}} \end{aligned} \quad (7.15)$$

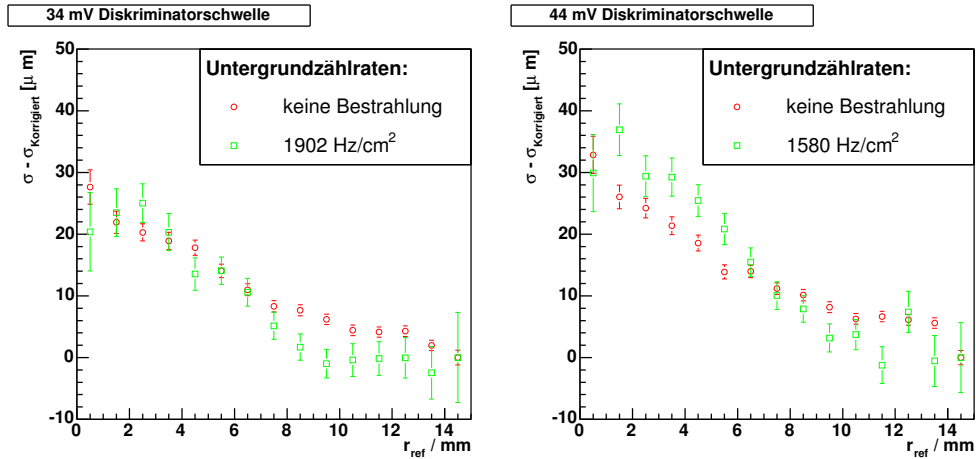


Abbildung 7.9: Die Verbesserung der Einzelrohrauflösung durch ladungsabhängige Korrektur. Rechts bei 34 mV und links bei 44 mV Diskriminatorschwelle.

korrigiert, wobei V_{th} die am Diskriminator eingestellte Schwelle ist, und q die vom ADC gemessene Ladung, die mit obengenannter Eichkurve in fQ umgerechnet wird. Wie bereits weiter oben erwähnt, ist $\tau_0(r)$ die Korrekturfunktion $\tau(r, q)$ für den Mittelwert der Ladung q .

Die Verbesserung der Einzelrohrauflösung, die man erzielt, wenn man t'_{drift} anstelle von t_{drift} einsetzt, ist in Abbildung 7.9 gegen den Driftradius aufgetragen. Sie ist die Differenz zwischen der Einzelrohrauflösung ohne und mit Korrektur. Die Kurven zeigen also den Nettogewinn an Auflösung. Die Korrektur wirkt sich vor allem bei kleinen Driftradien aus. Dies ist damit zu erklären, dass die Driftzeitmessung verbessert wird, was sich in Bereichen mit hoher Driftgeschwindigkeit stärker auf die Driftradiusmessung auswirkt als bei Bereichen mit geringer Driftgeschwindigkeit.

In Abbildung 7.9 ist neben der Verbesserung für Daten, die ohne γ -Bestrahlung genommen wurden, auch die für Daten mit der maximal erreichten Bestrahlung gezeigt. Man erkennt, dass die Korrektur für beide Bestrahlungsstärken gleich gut funktioniert.

Auf der rechten Seite von Abbildung 7.9 ist die Auflösungsverbesserung für die Daten, die mit einer Schwelle von 45 mV genommen wurden, aufgetragen. Dadurch, dass in der Korrekturfunktion die Schwelle V_{th} als Parameter enthalten ist, konnte die Korrektur ohne neue Simulationen oder Fits angewendet werden. Auch hier zeigt sich eine deutliche Verbesserung der Auflösung für kleine Driftradien.

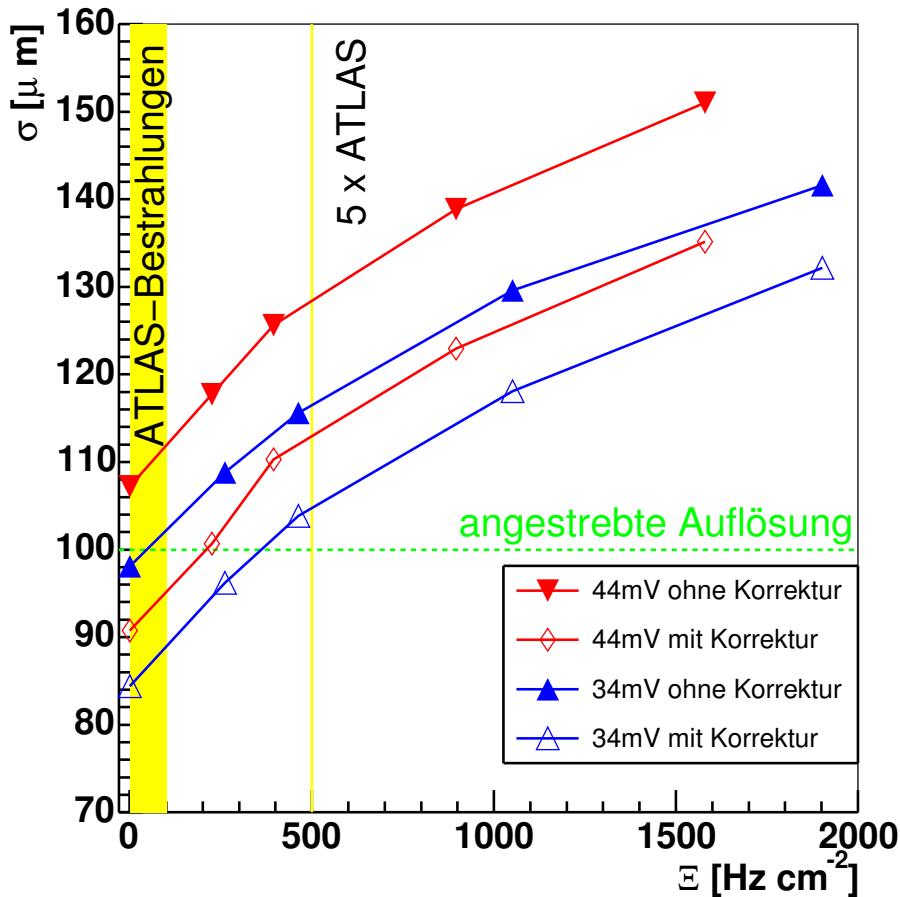


Abbildung 7.10: Die gemittelte Einzelrohrauflösung aufgetragen gegen die Untergrundzählrate.

In Abbildung 7.10 ist die quadratisch gemittelte Einzelrohrauflösung aufgetragen gegen die Untergrundzählrate. Aufgetragen sind die Ergebnisse für beide Diskriminatorschwellen jeweils mit und ohne Korrektur. Man sieht, dass sich die mittlere Einzelrohrauflösung um etwa $13 \mu\text{m}$ unabhängig von der Untergrundbestrahlung und der Diskriminatorschwelle verbessert.

Durch die Time-Slewing-Korrektur ist die Einzelrohrauflösung bei einer Schwelle von 34 mV auch noch bis zum Dreifachen der im Myonspektrometer erwarteten Zählrate besser als $100 \mu\text{m}$. Muss die Schwelle wegen hohen Rauschens oder elektromagnetischer Einstreuungen auf 45 mV erhöht werden, so wird noch beim Zweifachen der im Myonspektrometer erwarteten Untergrundzählrate die Auflösung von $100 \mu\text{m}$ erreicht. Die pulshöhenabhängige Driftzeitkorrektur ist also unverzichtbar, wenn die geforderte Einzelrohrauflösung auch bei Photonenuntergrund erreicht werden soll.

Teil III

Test von
ATLAS-Driftrohrkammern mit
kosmischen Myonen

Kapitel 8

Ziele des Höhenstrahlmesstandes

In München werden vom Max-Planck-Institut für Physik und der Ludwig-Maximilians-Universität 88 der über 1000 Driftrohrkammern gebaut. Das Max-Planck-Institut ist dabei für den eigentlichen Zusammenbau zuständig. Inbetriebnahme, Qualitätskontrolle und Eichung der Kammern finden an einem Höhenstrahlmesstand, den die Universität eigens dafür eingerichtet hat, statt.

8.1 Inbetriebnahme der Kammern

Nach der Sicherstellung der Gasdichtigkeit und dem Befüllen der Kammern mit dem Zählgas werden auf die Kammern die Hedgehog-Karten zum Aufbringen der Hochspannung (siehe Abschnitt 2.3) und zum Entkoppeln der Signale angebracht. Diese werden sofort mit Testpulsen [5] überprüft. Danach werden die Kammern zum ersten mal unter Hochspannung gesetzt und der Leckstrom gemessen.

Anschließend werden die Mezzanine-Karten, auf denen sich sowohl Vorverstärker, Pulsformer und Diskriminator als auch der TDC zur Driftzeitmessung befinden, angebracht. Da die neueste Version der Ausleseelektronik erst vor kurzem fertiggestellt wurde, wird für den aktiven Teil der Kammerauslese eine Vorversion verwendet, die nach den Höhenstrahltests wieder demontiert wird.

8.2 Homogenität des Ansprechverhaltens

Wie in [11] beschrieben, wird für eine Kammer die Orts-Driftzeit-Beziehung, also die Umrechnungsfunktion zwischen Driftzeit und Radius, mit Hilfe der Überbestimmtheit der Myonspur durch die bis zu sechs Driftradiusmessungen in den sechs Lagen bestimmt. Dabei ist es wichtig, dass in möglichst großen Bereichen des Myonspektrometers dieselbe Orts-Driftzeit-Beziehung verwendet werden kann.

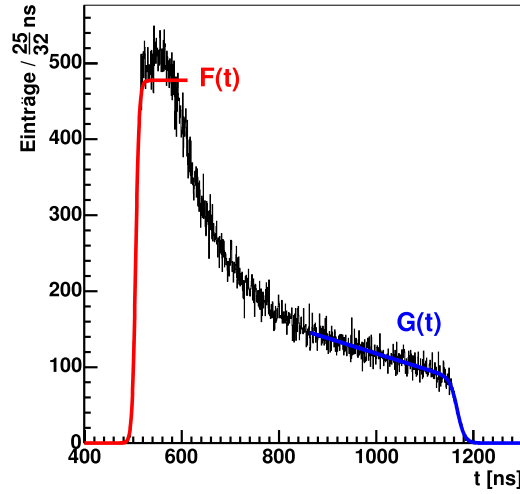


Abbildung 8.1: Ein typisches Driftzeitspektrum mit den Fermi-Fits an den Flanken.

Voraussetzung dafür ist, dass alle Rohre einer Kammer das gleiche Ansprechverhalten zeigen. Dies wird am Messstand durch die Betrachtung des Driftzeitspektrums, wie es in Abbildung 8.1 dargestellt ist, überprüft.

Wenn $\frac{\partial N}{\partial t}$ die Höhe des Driftzeitspektrums ist, dann gilt

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial N}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial t}. \quad (8.1)$$

Da am Messstand die Ausleuchtung der Rohre sehr homogen ist, gilt

$$\frac{\partial N}{\partial r} = const, \quad (8.2)$$

und somit

$$\frac{\partial N}{\partial t} \sim \frac{\partial r}{\partial t}. \quad (8.3)$$

Das Driftzeitspektrum gibt also den Verlauf der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Driftzeit wieder. Die Form des Spektrums ist also demnach charakteristisch für die Drifteigenschaften des Rohres.

Um die große Anzahl von Spektren — 432 pro Kammer — betrachten zu können, wird wie in [23] beschrieben, an den Anfang des Driftzeitspektrums eine Fermifunktion

$$F(t) = \frac{A_0}{1 + e^{-\frac{t-t_0}{T_0}}} \quad (8.4)$$

angepasst. An das Ende des Spektrums wird eine ähnliche Funktion

$$G(t) = \frac{A_m + \alpha_m t}{1 + e^{-\frac{t-t_m}{T_m}}} \quad (8.5)$$

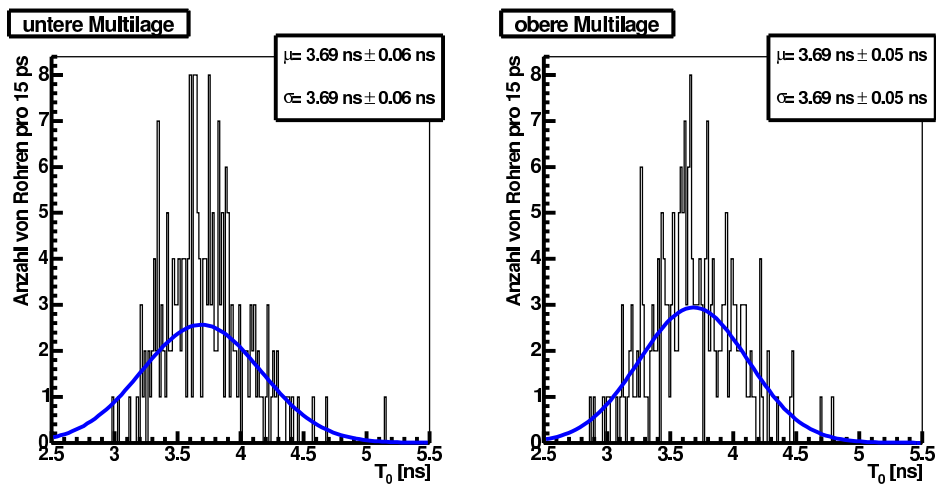


Abbildung 8.2: Die Verteilung der T_0 -Werte für die Rohre einer Kammer, getrennt nach Multilag.

angefittet, die aber auch den Abfall des Spektrums vor der abfallenden Flanke berücksichtigt. Der Parameter t_0 ist dabei die Mitte des Anstiegs des Spektrums. Dieser Wert ist von der gemessenen Zeit abzuziehen um die Driftzeit zu erhalten. Die Einzelrohrauflösung für kleine Radien ist korreliert zum Parameter T_0 . Dies ist ein Viertel der Intervalllänge, in der das Spektrum von Null zum Maximalwert ansteigt. Eine Abweichung dieses Parameters von der Norm zeigt vor allem Fehler an der Ausleseelektronik wie zum Beispiel eine zu geringe Elektronikverstärkung. Die Länge des Spektrums $t_m - t_0$ entspricht der längst möglichen Driftzeit. Diese ist in erster Linie durch den Druck und die Gasmischung beeinflusst. An dieser Größe kann man vor allem Verunreinigungen des Driftgases erkennen.

Verläuft der Draht nicht in der Mitte des Rohres, weil zum Beispiel das Rohr nicht gerade ist, so ist die Driftzeit für Spuren nahe der Rohrwand abhängig davon, auf welcher Seite oder mit welchem Winkel diese Spur das Rohr durchquert hat. Das Driftzeitspektrum ist somit eine Überlagerung von Driftzeitspektren verschiedener Längen, was zu einem weniger steilen Abfall am Ende des Spektrums führt. Dies kann man am Parameter T_m erkennen.

Für die Qualitätskontrolle der Kammern werden die Größen T_0 , T_m und $t_m - t_0$ für jede Multilage getrennt histogrammiert. An diese Verteilungen wird eine Gauß-Funktion angepasst, deren Zentralwert und Breite in die Produktionsdatenbank übernommen wird. Außerdem werden Ausreißer, also Spektren bei denen einer dieser Parameter um mehr als $3,5\sigma$ vom Zentralwert abweicht, vermerkt. In Abbildung 8.2 sind beispielhaft die Verteilungen der T_0 Werte der Rohre einer Kammer für obere und untere Multilage getrennt dargestellt. Hier liegen alle Rohre in einem $3,5\sigma$ -Bereich um den Mittelwert.

Die Überprüfung des Ansprechverhaltens ist nicht Schwerpunkt dieser Arbeit und wird im weiteren Verlauf nicht mehr behandelt.

8.3 Überprüfung der Kammergeometrie

Um den Einfluss von Vielfachstreuung auf die Messgenauigkeit des Myonimpulses gering zu halten, wird das Magnetfeld im ATLAS-Myonspektrometer in Luft erzeugt. Dies hat zur Folge, dass das Magnetfeld relativ klein ist, wodurch die Spuren nur wenig gekrümmt sind. Für eine gute Energieauflösung müssen deshalb die Spuren sehr genau vermessen werden. Dies setzt neben einer guten Ortsauflösung der einzelnen Driftrohre auch eine genaue Kenntnis der Geometrie der Kammern voraus.

Um die Geometrie der Kammern zu messen, also diese zu eichen, wird die zu testende Kammer im Messstand zwischen zwei durch einen Röntgentomographen vermessene Kammern (Referenzkammern) platziert. Aus dem Vergleich zwischen der Extrapolation der in den Referenzkammern gemessenen Spuren und den im Prüfling gemessenen Driftradien können Abweichungen der Anodendrahtpositionen von ihren Sollpositionen bestimmt werden.

Nach einer Beschreibung des Teststandaufbaus wird dies im Detail in den folgenden Kapiteln erklärt.

Kapitel 9

Aufbau des Messstandes

In Abbildung 9.1 ist eine schematische Skizze des Teststandes dargestellt. Die weitere Beschreibung des Aufbaus bezieht sich auf diese Abbildung.

Bei dem von jetzt ab verwendeten Koordinatensystem zeigt die x -Achse entlang der Kammerdrähte, in Abbildung 9.1 also in die Zeichenebene hinein. Die y -Achse verläuft horizontal, senkrecht zu den Drähten, und die z -Achse von unten nach oben.

Die zu testende Kammer, die ab jetzt Prüfling genannt wird, ist zwischen zwei Referenzkammern eingebaut. Diese messen die Spur des Myons durch den Teststand und liefern somit eine Vorhersage für den Auftreffpunkt in den Rohren des Prüflings.

Die Aufgabe der beiden Hodoskope ist es, den Durchgang eines Myons durch den Aufbau anzuzeigen und die Spur dieses Myons mit einer Genauigkeit von etwa 3 cm in der x -Richtung zu bestimmen. Sie sind die einzigen Detektoren, die in dieser Richtung ortsauflösend sind. Zusätzlich misst das untere Hodoskop den Zeitpunkt des Myondurchgangs durch den Messaufbau.

Die Vorhersagegenauigkeit für den Auftreffpunkt des Myons in den Rohren des Prüflings wird durch die Vielfachstreuung in den Rohrwänden der Myonkammern beeinträchtigt. Deshalb ist über dem unteren Hodoskop ein Eisenabsorber eingebaut, der Myonen mit einer Energie von weniger als 600 MeV stoppt und somit verhindert, dass diese ein Auslösesignal verursachen. Zusätzlich messen die Streamerrohre die y -Position der Myonen am unteren Ende des Teststandes mit einer Granularität von 1 cm. Zusammen mit der unteren Referenzkammer kann so der Vielfachstreuwinkel der Myonen im Eisenabsorber bestimmt werden. Aus diesem und dem Vielfachstreuwinkel im Prüfling, der mit den beiden Referenzkammern gemessen wird, kann mit der in [17] beschriebenen Methode die Energie des Myons abgeschätzt werden. Diese Voraussage wird für die Ereignisauswahl und die Voraussage der Vielfachstreufehler benutzt.

Weiterhin wichtig für die Vorhersage des Auftreffpunktes im Prüfling ist die genaue Kenntnis der relativen Lagen aller Driftrohrkammern. Um zeitliche Änderungen dieser Lagen zu überwachen, gibt es zwei Ausrichtungssysteme. Ein Opti-

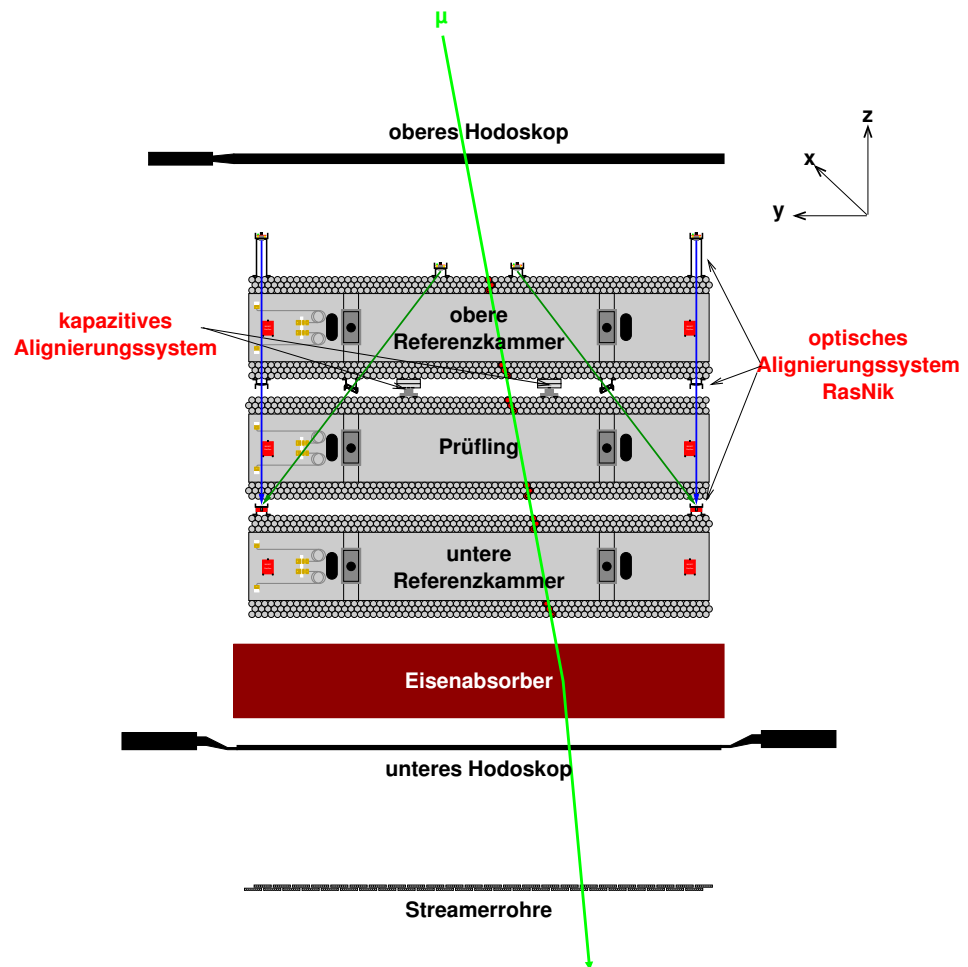


Abbildung 9.1: Ein schematischer Überblick über den Höhenstrahlmessstand

sches, genannt RasNik [15], überwacht die relativen Lagen der Referenzkammern zueinander und ein Kapazitives überwacht die Bewegungen des Prüflings relativ zur oberen Referenzkammer.

Die Teststandkomponenten werden im weiteren genauer beschrieben.

9.1 Hodoskope

Die Hodoskope sind aus einer beziehungsweise zwei Lagen von Szintillationszählern aufgebaut. Die Zähler haben eine Breite von 9 cm beim oberen und 10 cm beim unteren Hodoskop. Ihre Länge ist mit $L = 2,3$ m um 12 cm größer als die Breite der Kammern. Sie werden an einer Seite mit Photomultipliern ausgelesen.

Um eine Myondurchgangszeit zu erhalten, die unabhängig vom Auftreffpunkt des Myons auf dem Hodoskop ist, werden die beiden Lagen des unteren Hodoskops an den gegenüberliegenden Seiten ausgelesen. Diese Methode sei hier kurz erklärt. Der Zeitpunkt, zu dem der i -te Photomultiplier ein Signal liefert, ist gegeben durch

$$t_i = t_\mu + f(y) + \tau_i, \quad (9.1)$$

wobei t_μ die Durchgangszeit des Myons ist. Die Zeit, die das Licht benötigt um vom Auftreffpunkt y zum Photomultiplier zu kommen, ist $f(y)$. Des weiteren kommen noch Verzögerungen durch den Photomultiplier und durch Kabel hinzu, die hier zu τ_i zusammengefasst sind. Spricht auch ein Zähler j , der über dem Zähler i liegt an, so gilt für seine Signalzeit

$$t_j = t_\mu + f(L - y) + \tau_j, \quad (9.2)$$

wobei, da dieser Zähler auf der anderen Seite ausgelesen wird, die Distanz vom Auftreffpunkt des Myons zum Photomultiplier $L - y$ ist. Für den Mittelwert der beiden Zeiten gilt

$$\begin{aligned} t_{\text{mean}} &= \frac{1}{2} (t_i + t_j) \\ &= t_\mu + \frac{1}{2} (f(y) + f(L - y)) + \frac{1}{2} (\tau_i + \tau_j) \\ &= t_\mu + \frac{1}{2} f(L) + \frac{1}{2} (\tau_i + \tau_j), \end{aligned} \quad (9.3)$$

wobei im letzten Schritt eingeht, dass f linear ist. Mit Hilfe eines Szintillationszählers, der in verschiedenen Positionen auf den Hodoskopzählern lag, wurde die Linearität von f überprüft und die Signaldurchlaufzeiten τ_i bzw. τ_j bestimmt. Korrigiert man t_{mean} auf diese Signallaufzeiten, so erhält man vom unteren Hodoskop eine Zeit, die bis auf eine Konstante mit der Myondurchgangszeit übereinstimmt, insbesondere also unabhängig vom Auftreffpunkt des Myons auf das untere Hodoskop ist. Diese Konstante wird, wie in Abschnitt 8.2 beschrieben, aus einem Fit an die Driftzeitspektren bestimmt.

9.2 Streamerrohre

Die Streamerrohre sind in zwei Lagen zu je 24 Rohren in einer Trägerstruktur, die gleichzeitig als Faradaykäfig dient, angeordnet. Durch die zwei Lagen werden Akzeptanzlücken, wo sich Trägerstrukturen des Faradaykäfigs befinden, oder wie sie beim Ausfall eines Rohres entstehen, vermieden.

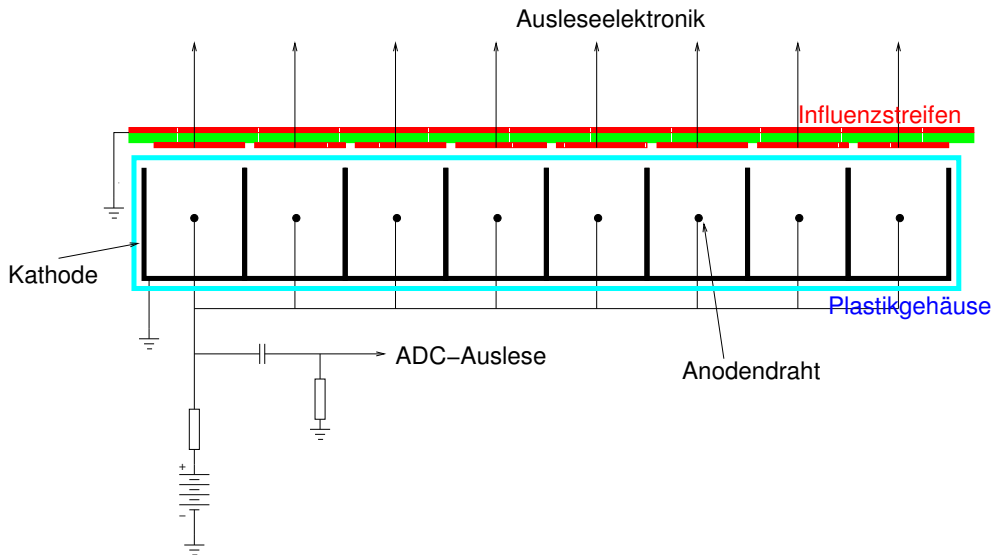


Abbildung 9.2: Schematischer Aufbau eines Streamerrohres

Die genaue Funktionsweise der Streamerrohre wurde in [17] dargestellt und genauer untersucht. Wie in Abbildung 9.2 dargestellt, besteht ein Rohr aus einem Plastikprofil mit 8 Zellen mit einer Breite von je 1 cm. Das Profil befindet sich in einem Plastikgehäuse, das mit dem Detektorgas (7% Argon, 33% Isobutan, 60% CO₂) gefüllt ist. In jeder Zelle ist ein Anodendraht gespannt. Als Kathode dient eine hochohmige Graphitbeschichtung des Plastikprofils. Durch die Hochohmigkeit der Kathode wird die Streamerentladung begrenzt. Außerdem ist diese Kathode durchlässig für elektrische Wechselfelder, wodurch das Signal einer Zelle durch außen auf die Rohre gelegte Influenzstreifen aufgefangen werden kann.

Das Influenzsignal einer Streamerentladung verteilt sich dabei auf mehrere Streifen. So kann es vorkommen, dass bei einem einzigen Myondurchgang zwei oder drei Streifen Treffer anzeigen. Deshalb werden in der Analyse benachbarte getroffene Zellen zu Clustern zusammengefasst. Die Position des Myondurchgangs ist dann der Mittelwert aus der Position aller Streifen, die zu dem Cluster beitragen. Wie in [25] gezeigt wurde, ist die Ortsauflösung $1 \text{ cm}/\sqrt{12}$ unabhängig von der Clustergröße.

9.3 Ausrichtungssysteme

9.3.1 Das optische Ausrichtungssystem (RasNik)

Prinzipielle Funktionsweise

Das RasNik [15] System wurde vom NIKHEF für Ausrichtungssysteme beim Kammerbau und im ATLAS-Myonspektrometer entwickelt. Dabei wird das Bild einer durch eine Infrarot-LED beleuchteten schachbrettartigen Maske über eine Linse auf einem CCD-Sensor abgebildet (vgl. Abbildung 9.3). Bewegungen dieser drei Elemente relativ zueinander zeigen sich als Veränderungen des Bildes der Maske, das der CCD-Sensor wahrnimmt. Bewegungen senkrecht zur optischen Achse werden als Verschiebung des Bildes gesehen und mit einer Genauigkeit von typischerweise $2 \mu\text{m}$ registriert. Für Bewegungen, die parallel zur optischen Achse verlaufen, und die durch eine Größenänderung des Bildes erfasst werden, ist die Genauigkeit mit $30 \mu\text{m}$ deutlich schlechter. In den Unregelmäßigkeiten des Schachbrettmusters auf der Maske (siehe Abbildung 9.4), ist eine absolute Ortsinformation codiert, die vom Analyseprogramm ausgewertet wird.

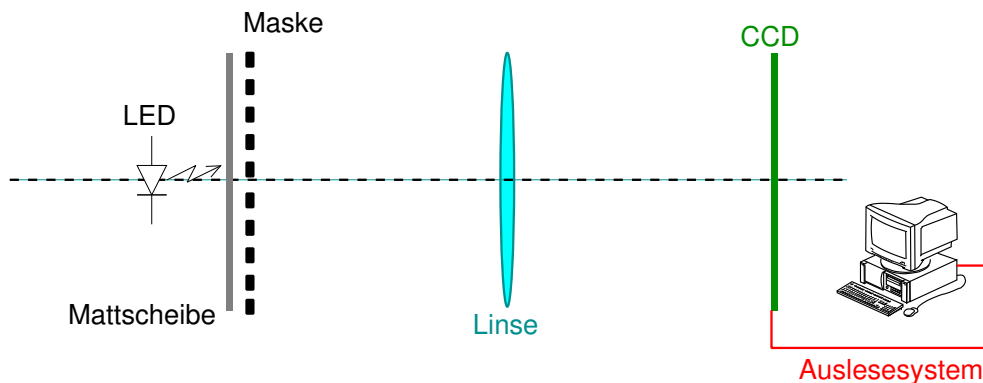


Abbildung 9.3: Der Aufbau eines RasNik-Systems aus Maske Linse und CCD

Das Messstand-RasNik-System

Im Messstand sind Maske und Linse an der Ober- und Unterseite der oberen Referenzkammer und das CCD an der unteren Referenzkammer angebracht (siehe Abbildung 9.1). Vier Systeme an den vier Ecken des Aufbaus, bei denen Maske, Linse und CCD senkrecht übereinander angebracht sind, messen horizontale Bewegungen der Referenzkammern. Um auch für die vertikalen Bewegungen eine gute Auflösung ($3 \mu\text{m}$) zu erhalten, wurden an jeder Ecke noch eine weitere Maske und eine Linse angebracht, die zusammen mit dem CCD-Sensor an der unteren Referenzkammer ein weiteres um 36° geneigtes System bilden.

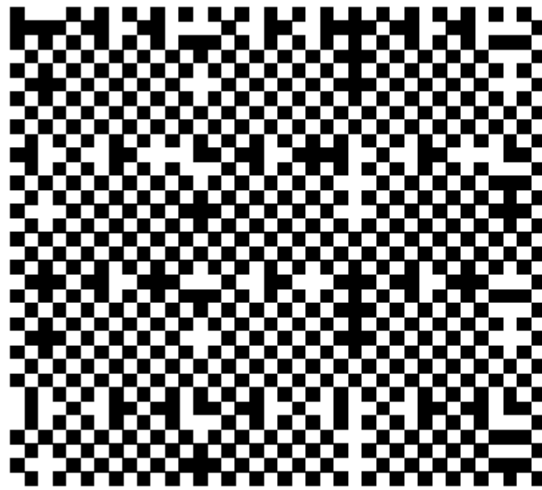


Abbildung 9.4: Ein Ausschnitt der schachbrettartigen Maske des RasNik-Systems (Entnommen aus [6])

9.3.2 Das kapazitive Ausrichtungssystem (Capacitek)

Wie bei einem Plattenkondensator hängt auch beim Capacitek-System die Kapazität des Sensors zu einer leitenden Fläche vom Abstand ab. Um Feldverzerrung am Rand des Sensors zu kompensieren, ist um den empfindlichen Teil des Sensors ein so genannter Guardring angebracht. Die genaue Funktionsweise der Kapazitätsmessung und des Guardrings ist Geheimnis der Firma Capacitek.

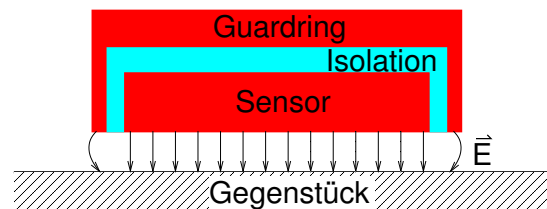


Abbildung 9.5: Der Aufbau des Capacitek-Sensors. Mittels der Kapazität zwischen dem Sensor und dem Gegenstück kann der Abstand gemessen werden.

Ist die Fläche, gegen die die Kapazität gemessen wird, nicht nur eine Ebene, sondern mit einer Stufe versehen, so können auch Verschiebungen parallel zum Sensor gemessen werden. Dazu werden, wie in Abbildung 9.6 zu sehen ist, drei Sensoren über einer Stufe angeordnet. Der Mittlere misst nur vertikale Bewegungen. Die beiden Äußeren sind auch auf horizontale Verschiebungen empfindlich. Korrigiert man die Messung der beiden äußeren Sensoren bezüglich des Messergebnisses des mittleren Sensors, so kann man daraus die horizontale Verschiebung der Stufe rekonstruieren. Mit einem Testaufbau, bei dem die Stufe relativ zu den Sensoren mittels eines Koordinatentisches bewegt werden konnte, wurden, wie

in [28] dargestellt die Sensoren geeicht und ihre Genauigkeit ($2\ \mu\text{m}$ in beiden Richtungen) bestimmt.

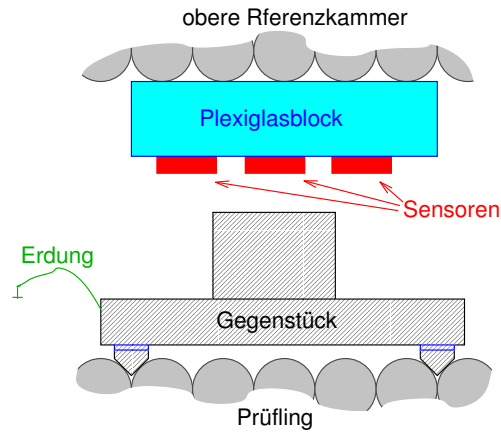


Abbildung 9.6: Das Capacitek-System im Messstand. An zwei der vier Messpunkten ist nur der mittlere Sensor angebracht.

Im Messstand werden zwei solche Anordnungen an jeweils gegenüberliegenden Ecken des Aufbaus zwischen oberer Referenzkammer und Prüfling angebracht. An den anderen beiden Ecken befinden sich Anordnungen mit nur einem Sensor, die nur vertikale Bewegungen registrieren. Die Sensoren werden an die obere Referenzkammer angeklebt. Die Stufen werden auf die Prüflinge aufgelegt, und durch das Wellenprofil der obersten Rohrlage positioniert. Auf diese Weise lassen sie sich nach der Messung leicht wieder entfernen.

Kapitel 10

Trigger und Datennahmesystem

Für den Teststand wurde ein Datennahmesystem entwickelt, das ohne ständige Überwachung stabil und zuverlässig läuft. Damit kann auch über Nacht und über Wochenenden hinweg gemessen werden, ohne dass die Messung überwacht werden muss.

Die Auslese des Teststandes erfolgt über VME-Module. Als Ausleseprogramm wird *MT-Online* [25], ein Programm, das eigens für den Messstand und Teststrahlungsmessungen entwickelt wurde, verwendet. Die Anpassung und Weiterentwicklung dieses Programmes war Teil dieser Arbeit. Die Auslese der einzelnen Messstandkomponenten sowie die Erzeugung des Auslösepulses wird hier erläutert.

10.1 Die Hodoskopauslese

Die Signale der Photomultiplier werden direkt im Multiplier aufgespalten. Zum einen wird, zu Diagnosezwecken, die Pulshöhe mittels eines ladungsintegrierenden ADCs gemessen. Zum anderen werden die Signale an einen Diskriminator weitergeleitet. Das digitale Ausgangssignal des Diskriminators wird dann für die Triggerlogik verwendet. Außerdem wird die Zeit dieses Signals mittels eines TDCs relativ zum Auslösepuls vermessen.

10.2 Die Streamerrohrauslese

An die Influenzstreifen, die das Wechselfeld der Streamerentladung in einem Rohr auffangen, werden über Vorverstärker Diskriminatoren angeschlossen. Das Ausgangssignal der Diskriminatoren wird mit einer monostabilen Kippstufe auf $1 \mu\text{s}$ gestreckt. Wenn die Ausleseelektronik ein Triggersignal erhält, dann werden die Ausgangspegel dieser Kippstufen in einem Schieberegister (PHILIPS 74HC/HCT166 [3]) gespeichert. Dieses wird dann seriell ausgelesen.

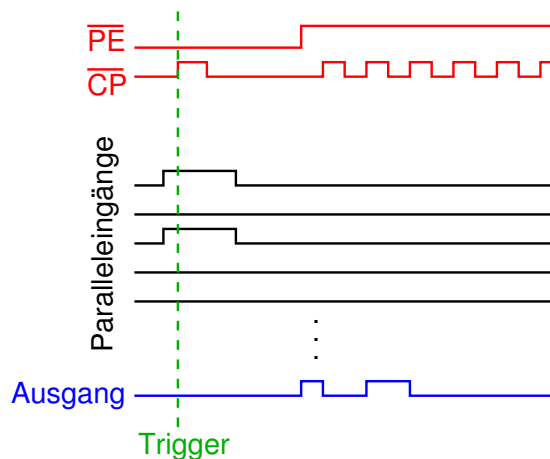


Abbildung 10.1: Die zeitliche Abfolge der Streamerrohrauslesesignale

Ein VME-Einschub, der vom Ausleseprogramm gesteuert digitale Pulse abgibt (Ausgaberegister), erzeugt die Steuersignale für das Schieberegister. Diese Signale sind „Parallel Enable“ (\overline{PE}), „Clock“ (CP) und Rücksetzpuls (\overline{MR}). Das \overline{PE} -Signal schaltet das Schieberegister zwischen paralleler Eingabe ($\overline{PE} = 0$) und serieller Ausgabe ($\overline{PE} = 1$) um. Im Paralleleingabemodus bewirkt ein Clock-Puls, dass die Eingangsspiegel, also die Diskriminatorsignale von den Diskriminatoren, im Schieberegister gespeichert werden. Ist $\overline{PE} = 1$, dann werden mit der ansteigenden Flanke der Clock die im Schieberegister gespeicherten Werte um ein Register weiterschoben, und am Ausgang liegt dann der Wert der nächsten Speicherzelle an. Dieser Wert wird von einer VME-Einheit, die digitale Pegel an ihren Eingängen speichert und über den VME-Bus abrufbar macht (Eingaberegister), ausgelesen.

Abbildung 10.1 zeigt die Abfolge der Signale. Wartet die Auslese auf einen Auslösepuls, so wird das Schieberegister in den Paralleleingabemodus versetzt ($\overline{PE} = 0$). Der Auslösepuls der Triggerlogik wird an die CP -Leitung angelegt. Zum Auslesen des Registers wird dieses in den Serielausgabemodus geschaltet ($\overline{PE} = 1$). Die Auslese liest dann über ein Eingaberegister den Ausgangspegel des Schieberegisters aus. Danach wird mittels des Ausgaberegisters ein Signal auf die CP -Leitung gegeben und dann wieder der Ausgangspegel des Registers ausgelesen. Dies wird so oft wiederholt, bis alle Bits des Schieberegisters durchgeschoben wurden.

Da der Schieberegister-IC auch einen seriellen Eingang hat, der im seriellen Modus mit jedem Clock-Puls in die erste Zelle des Schieberegisters eingelesen wird, kann aus mehreren solcher Schaltkreise ein beliebig langes Schieberegister zusammengestellt werden. Da das Eingaberegister aber 16-Eingänge hat, und mit der Länge des Schieberegisters auch die Auslesezeit ansteigt, werden nur die Signale von drei Streamerrohren, also 24 Kanäle, in Serie geschaltet, und je 16 Bit parallel ausgelesen.

Zu Diagnosezwecken werden die Signale von den Drähten über eine AC-Kopplung an einen ADC weitergegeben. Dabei ist nur die Summe der Signale aus einem Rohr (8 Drähte) zugänglich, da diese im fest verklebtem Rohr zusammengeschaltet sind.

10.3 Die MDT-Kammer-Auslese

In der Vorbereitungsphase des Messstandes stand die endgültige Ausleseelektronik für die ATLAS-Driftrohrkammern noch nicht zur Verfügung. Für die Messung am Messstand wurde eine Vorserienversion der aktiven Elektronik verwendet. Die Unterschiede zu der in Teil I Abschnitt 2.3 beschriebenen endgültigen ATLAS-Driftkammerelektronik werden hier beschrieben. Ein schematischer Überblick über die Ausleseelektronik zeigt Abbildung 10.2.

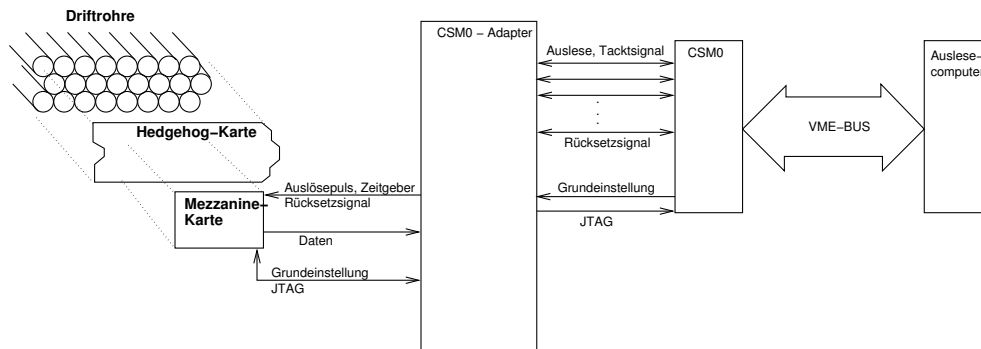


Abbildung 10.2: Schematische Darstellung der Driftkammerauslese

Auf den Signal-Hedgehog-Karten, die das Signal von der Hochspannung entkoppeln, sitzen die sogenannten Mezzanine-Light-Karten. Auf ihnen ist, wie bei der endgültigen Elektronik, die Signalverarbeitung vom Vorverstärker bis hin zum TDC vereinigt. Der ASD, also der IC, der den Vorverstärker, den Pulsformer und den Diskriminator enthält, unterscheidet sich vor allem darin vom endgültigen Modell, dass bei ihm die Ladungsmessung fehlt. Die Pulshöhenmessung, wie sie in Teil II verwendet wird, steht hier also nicht zur Verfügung.

Die weitere Ausleseelektronik unterscheidet sich noch deutlicher von der Serienelektronik. Direkt an der Kammer sitzt der sogenannte CSM-0-Adapter. An ihm sind die Mezzanine-Karten angeschlossen, die von ihm die Versorgungsspannung erhalten. Er verteilt die Grundeinstellungsinformationen, die über das JTAG-Protokoll übermittelt werden, an die Mezzanine-Karten. Außerdem dient er, wie der Name schon sagt, als Zwischenglied zwischen den Mezzanine-Karten und dem CSM-0.

Das CSM-0 beherbergt den Rest der Ausleseketten in einem VME-Modul. Es simuliert das TTC-System, das Auslösepulse und Taktsignale erzeugt. Es sendet die JTAG-Grundeinstellungsinformationen an den CSM-0-Adapter. Das CSM-0

liest auch die Daten der Mezzanine-Karten aus, und stellt sie über einen FIFO-Puffer der Auslese zur Verfügung. Es wird über VME-Zugriffe ausgelesen und gesteuert.

Auch das CSM-0 setzt das Auslösesignal, welches es als NIM-Puls erhält, immer auf eine ansteigende Flanke des 40 MHz Taktsignals. Dies führte, ebenso wie bei der Teststrahlungsmessung, zu einer Verschmierung der Driftzeitmessung mit einer Breite von 25 ns, die auch hier korrigiert werden musste. Da ein CSM-0 aber nur 18 Mezzanine-Karten ansteuern kann und auch genausoviele Karten für die Auslese einer Driftrohrkammer des Typs, wie er in München gebaut wird, benötigt werden, konnte nicht wie bei der Teststrahlungsmessung eine Mezzanine-Karte für die Vermessung des ursprünglichen Auslösepulses verwendet werden. Im Messstand möchte man eine Kammer voll mit Ausleseelektronik bestücken, und jedes Rohr auslesen. Hier wurde deshalb das Auslösesignal, das das CSM-0 in Richtung Mezzanine-Karten schickt, aufgespalten und mit einem weiteren TDC relativ zum ursprünglichen Auslösesignal vermessen.

10.4 Das Triggersystem

Abbildung 10.3 zeigt schematisch den Aufbau des Messstandtriggers. Dieser wird in den nächsten Abschnitten genauer erklärt. Das mittels der Hodoskope erzeugte Triggersignal wird in der Hauptkoinzidenz mit weiteren Signalen verundet. Auf diese Weise wird kein Auslösepuls erzeugt, solange das letzte Ereignis noch nicht ausgelesen ist oder wenn Hochspannung oder Gaszusammensetzung nicht in Ordnung sind.

10.4.1 Der Hodoskoptrigger

Im unteren Hodoskop wird mindestens ein Trefferpaar, das sind zwei Treffer in übereinanderliegenden Zählern, verlangt. Zusätzlich dazu wird noch mindestens ein Treffer im oberen Hodoskop verlangt.

Um die Steigung der Spuren in der Projektion auf die x-z-Ebene zu begrenzen, wurden die Hodoskope in fünf Segmente (entlang x) unterteilt. Ein Auslösesignal wird nur dann erzeugt, wenn das Paar im unteren und der Treffer im oberen Hodoskop in übereinanderliegenden Segmenten sind.

10.4.2 Einzelereignistrigger

Die Auslese der Streamerrohrelektronik kann nicht mehrere Ereignisse zwischenspeichern, bevor sie ausgelesen werden. Deshalb muss die Triggerlogik eine Einzelereignisauslese garantieren. Dazu wird ein S-R-Flipflop verwendet, dessen Ausgang in die Hauptkoinzidenz eingeht. Das Auslösesignal wird an den Reset-Eingang des Flipflops angelegt. Das Ausleseprogramm signalisiert über ein Aus-

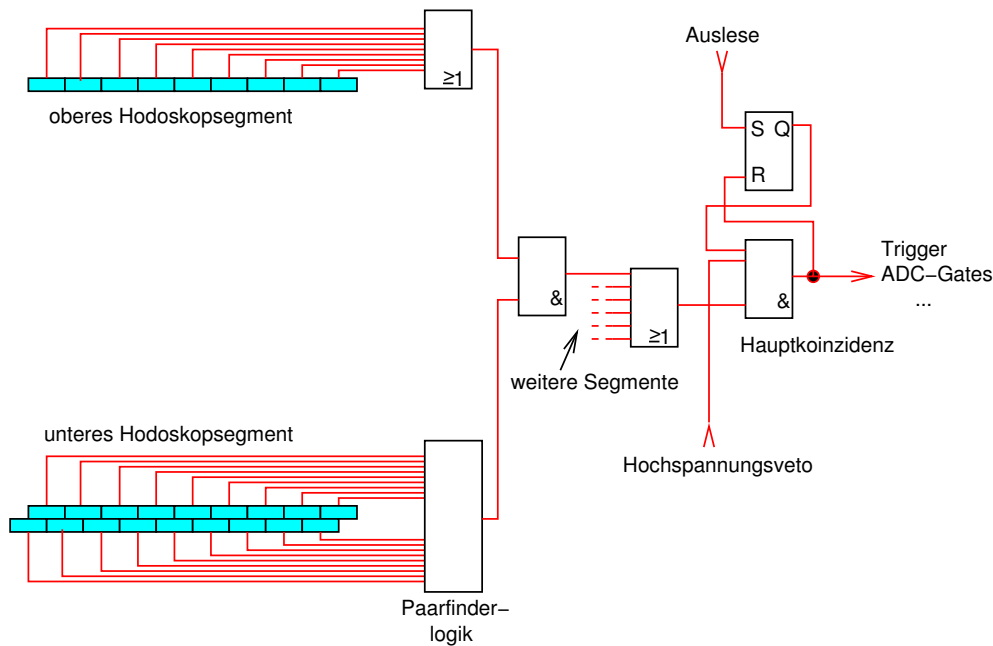


Abbildung 10.3: Der Messstandtrigger

gaberegister, das an den Set-Eingang des Flipflops angeschlossen ist, seine Bereitschaft, ein neues Ereignis aufzunehmen. Erfolgt dann ein Auslösepuls, wird das Flipflop wieder zurückgesetzt und die Hauptkoinzidenz gesperrt.

10.4.3 Vetos

Fällt am Messstand eine Hochspannung zum Beispiel wegen zu hohem Stromes in einem Detektor aus, so wäre es sinnlos, weiter Daten zu nehmen. In diesem Fall ist die Datennahme anzuhalten und die Hochspannung nach einer gewissen Erholungszeit für den Detektor wieder hoch zu fahren. Wenn dann die Hochspannung ihren Sollwert erreicht hat, kann mit der Datennahme fortgefahren werden.

Dies wird durch ein zweistufiges Veto realisiert. Beim Ausfall einer Hochspannung gerät das Gerät, das die Hochspannungen erzeugt, in einen Alarmzustand, was es durch einen NIM-Pegelausgang signalisiert, der dann auf Eins gesetzt wird. Dieser Ausgang wird negiert und der Hauptkoinzidenz zugeführt. Außerdem überwacht ein Programm, das über eine serielle Datenverbindung (CAENNET) mit der Hochspannungsversorgung kommuniziert, laufend den Zustand aller Hochspannungskanäle und fährt ausgefallene Kanäle wieder hoch. Sobald der Kanal, der den Alarmzustand ausgelöst hat wieder hochgefahren wird, also noch bevor er die Sollspannung erreicht, erlischt der Alarm wieder. Deshalb kommuniziert die Hochspannungsüberwachung zusätzlich mit dem Ausleseprogramm über eine Netzwerkverbindung. Auf diese Weise kann die Hochspannungsüberwachung auch Software-seitig die Datennahme unterbrechen.

Überschreitet ein Kanal bereits während des wieder hochfahrens die Strombegrenzung erneut, so bedeutet dies, dass der entsprechende Detektor einen Defekt hat und nicht weiter betrieben werden kann. Dieser Kanal wird dann nicht wieder hochgefahren, und die Datennahme beendet.

Das Programm zur Hochspannungsüberwachung kann mittels einer Textdatei konfiguriert werden. Außerdem wird der Zustand aller überwachter Kanäle, also Spannung, Strom und ob er ausgefallen ist, mitprotokolliert.

Das Programm, das die langsam veränderlichen Parameter und auch die Gaszusammensetzung überwacht (Slow-Control), kann ebenfalls den Trigger über ein logisches Signal, das in die Hauptkoinzidenz eingeht, sperren. Falls die Gas Mischung für einen Detektor von den eingestellten Werten abweicht, so wird die Hochspannung abgeschaltet und der Trigger gesperrt.

10.5 Online-Histogramme

Um Probleme frühzeitig zu erkennen ist es unerlässlich, laufend Kontrollhistogramme über die aktuelle Datennahme zur Verfügung zu haben. Deshalb werden während der Datennahme laufend Histogramme über die Trefferverteilungen in den Hodoskopen, den Streamerrohrlagen und den Driftrohrkammern gefüllt. Außerdem wird, über jede Multilage einer Driftrohrkammern summiert, ein Driftzeitspektrum erzeugt. Diese Verteilungen werden über Webseiten dargestellt.

Dabei ist es ungünstig, die Kontrollhistogramme einfach vom Anfang der Messung fortlaufend zu füllen. Auswirkungen von Problemen, die während der Messung auftreten, würden von den Daten, die bei noch voll funktionsfähigen Aufbau genommen wurden, überdeckt werden. Solche Probleme können dann erst sehr spät erkannt werden. Um dies zu vermeiden wird ausgenutzt, dass *MT-Online* die Daten einer Messung nicht in eine einzige Datei schreibt, sondern etwa alle 100000 Ereignisse eine neue Datei beginnt. Für die Erstellung der Online-Histogramme werden die ersten 10000 Ereignisse der Datei, die gerade geschrieben wird, analysiert.

Kapitel 11

Ereignis- und Trefferauswahl

11.1 Ereignis- und Trefferauswahl

Der Zeitplan des Serientests erlaubt es, für die Vermessung einer Kammer vier Tage lang Daten zu nehmen. Bei einer Ereignisrate von 60 Hz erhält man dabei 20 Millionen Ereignisse.

Daraus werden Ereignisse ausgesucht, die im oberen Hodoskop genau einen Treffer und im unteren Hodoskop genau zwei Treffer haben. Durch die Triggerlogik ist damit sichergestellt, dass es sich dann im unteren Hodoskop um ein Paar aus übereinanderliegenden Zählern handelt. Durch diese Auswahl werden Schauer verworfen und sichergestellt, dass die Positionsbestimmung des Myons entlang der x-Achse eindeutig ist. Außerdem wird verlangt, dass die Differenz der Signalzeiten der beiden getroffenen Zähler im unteren Hodoskop durch die Lichtlaufzeit entlang des Szintillationszählers erklärbar ist — sie darf nicht größer als 30 ns sein. Zusätzlich werden Ereignisse, bei denen in einer der Kammern mehr als 9 Treffer aufgetreten sind, verworfen. Der Anteil der gesamten Ereignisse, der nach diesen Schnitten noch übrig ist, ist in Abbildung 11.1 dargestellt. Alle Ereignisse, die bis dahin übrigbleiben, werden für die Analyse der Driftzeitspektren benutzt.

Des Weiteren wird verlangt, dass in allen drei Kammern eine Spur aus mindestens fünf Treffern rekonstruiert wurde. Diese Ereignisse werden für die Anpassung der Orts-Driftzeit-Beziehung (siehe Abschnitt 12.2) und die Bestimmung der relativen Positionen der Myonkammern (siehe Kapitel 13.1) verwendet. Bei Ereignissen, die zur Bestimmung der Drahtposition (siehe Kapitel 14.2) verwendet werden, soll außerdem der Schätzwert für die Myonenergie größer als 2,5 GeV sein.

Nach all diesen Schnitten bleiben etwa 32% der Ereignisse übrig. Pro Ereignis hat man dann im Mittel 6,3 Treffer im Prüfling. Aus den 20 Millionen genomener Ereignisse erhält man nach allen bisherigen Schnitten etwa 40 Millionen Treffer im Prüfling, die noch weiter selektiert werden müssen.

11.2 Trefferauswahl

Da die Drähte nur an den Endstopfen der Rohre positioniert sind und dazwischen frei hängen, soll die Drahtposition vor allem an den Rohrenden bestimmt werden. Dazu werden mit Hilfe der Hodoskope drei 1 m lange Bereiche entlang des Drahtes ausgewählt – einer in der Mitte und zwei weitere nahe der Endstopfen. Dabei wird aber ein Abstand von 9 cm zu den Rohrenden gehalten, um Randeffekte sicher zu vermeiden. Aus den drei Messungen für die Drahtposition entlang des Rohres wird die Drahtposition am Endstopfen extrapoliert.

In den somit selektierten Ereignissen sind im Mittel sechs Treffer im Prüfling vorhanden. Aus diesen Treffern müssen nun noch solche entfernt werden, die durch Sekundärteilchen oder Rauschen hervorgerufen werden. Dazu wird verlangt, dass der Betrag des Referenzradius, also der Radiusvorhersage aus den Spuren der Referenzkammern kleiner als 15 mm ist. Die Referenzspuren müssen also durch das Rohr, das den Treffer anzeigt, gegangen sein. Außerdem werden nur Treffer verwendet, die zur Spur im Prüfling beigetragen haben. Zusätzlich wird ein grober Schnitt auf die Differenz zwischen Referenzradius und Driftradius ($\Delta r < 700 \mu\text{m}$) angebracht. Die Effizienz dieser Schnitte ist in Abbildung 11.2 dargestellt.

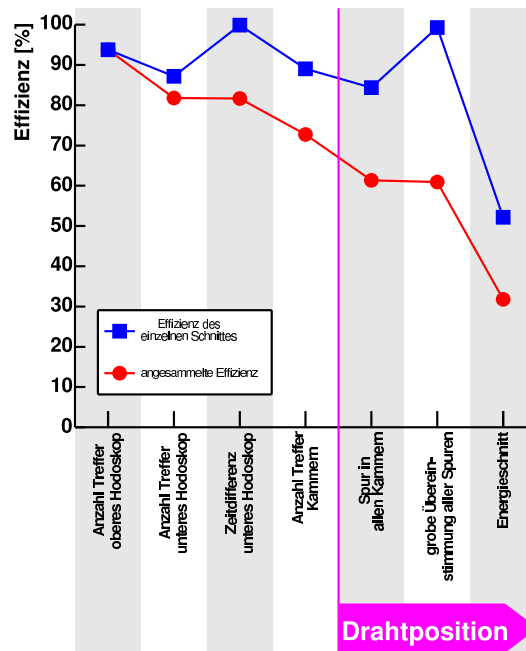


Abbildung 11.1: Der Anteil der Ereignisse, der nach jedem Schnitt übrigbleibt, und die Effizienz jedes einzelnen Schnittes. Für die Analyse der Driftzeit-spektren werden alle Ereignisse verwendet, die die ersten vier Schnitte passieren.

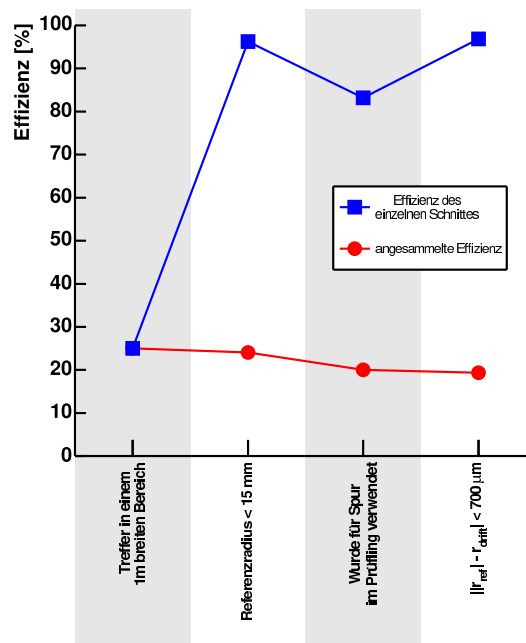


Abbildung 11.2: Anteil der Treffer im Prüfling, die nach jedem Schnitt übrigbleiben, und die Effizienz jedes einzelnen Schnittes. Dabei entspricht 100% der Gesamtzahl der Treffer aller ausgewählten Ereignisse.

Kapitel 12

Bestimmung von Driftradien und Myontrajektorien

12.1 Rekonstruktion der Myonspur

Als Flugbahn eines Myons durch eine Kammer wird eine Gerade angenommen. Die Gerade wird dargestellt als

$$y = m z + b. \quad (12.1)$$

Die Rekonstruktion einer Myonspur aus n -Treffern entspricht der Minimierung von

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(r_{\text{drift}, i} - r_{\text{spur}, i})^2}{\sigma(r_{\text{drift}, i})^2}. \quad (12.2)$$

Dabei ist $r_{\text{spur}, i}$ der Abstand der Spur vom Draht im i -ten getroffenen Rohr und $r_{\text{drift}, i}$ der in diesem Rohr gemessene Driftradius. Die Bestimmung der Umrechnungsfunktion zwischen Driftzeit und -radius wird im nächsten Abschnitt besprochen. Die Rohrauflösung $\sigma(r_{\text{drift}})$ wird aus den Teststrahlungsmessungen, wie sie in Teil II beschrieben sind, entnommen und nicht weiter angepasst. Diese χ^2 -Funktion ist nicht analytisch zu minimieren. Deshalb wird eine „quasianalytische“ Methode verwendet, wie sie in [17] beschrieben ist.

12.2 Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung

Um für die Rekonstruktion der Myonspur überhaupt Driftradien messen zu können, benötigt man zuerst eine Umrechnungsfunktion zwischen Driftzeit und Driftradius. Durch die Überbestimmtheit der Myonspur durch fünf oder sechs Treffer kann die Orts-Driftzeit-Beziehung aus den Kammerdaten selbst, ohne eine externe Referenz, bestimmt werden.

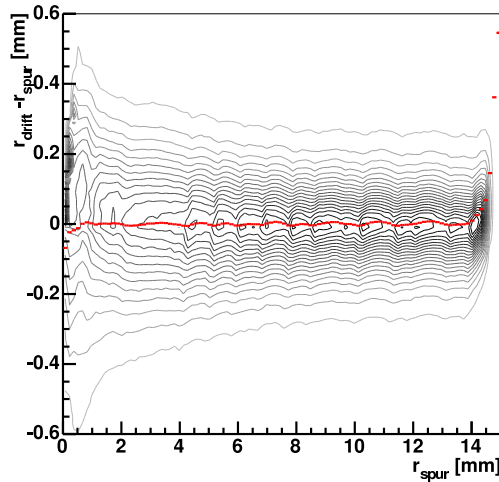


Abbildung 12.1: Die Höhenlinien zeigen die Residuenverteilung in Abhängigkeit vom Driftradius. Die rote Linie ist die radiusabhängige Mittelung.

Um zum ersten Mal mit den Daten Myonspuren rekonstruieren zu können, wird eine sogenannte Start-r-t-Relation verwendet. Hier wird einfach eine r-t-Relation aus einer vorhergehenden Messung benutzt und bezüglich der Länge des Driftzeitspektrums skaliert. Die Skalierung wird später im Abschnitt 12.3 erläutert. Die r-t-Relation liegt in Form von 23 Stützpunkten vor. Dazwischen wird linear interpoliert.

Für die so rekonstruierten Spuren betrachtet man die Verteilung der Residuen, also $r_{\text{drift}} - r_{\text{spur}}$, aufgetragen gegen $r_{\text{spur}, i}$. Diese Verteilung wird radiusabhängig gemittelt, was die Residuenkurve ergibt. Diese wird als Korrektur der Orts-Driftzeit-Beziehung verwendet.

$$r'_{\text{drift}} = r_{\text{drift}} - \langle r_{\text{drift}} - r_{\text{spur}} \rangle_r \quad (12.3)$$

Dies wird so lange iteriert (in der Regel dreimal), bis die $\langle r_{\text{drift}} - r_{\text{spur}} \rangle_r$ für alle Radien kleiner als $20 \mu\text{m}$ ist.

Abbildung 12.1 zeigt die Residuenverteilung nach dem letzten Autokalibrationsschritt. Die rote Linie in der Mitte der Verteilung ist die radiusabhängige Mittelung.

12.3 Anpassung der r-t-Relation an die Länge des Driftzeitspektrums

Für den Serienbetrieb des Messstandes ist es erforderlich, beim Befüllen des Prüflings mit dem Detektorgas einen höheren Gasfluss einzustellen als beim Betrieb der Kammer. Beim Umstellen des Gasflusses kommt es zu einer Veränderung

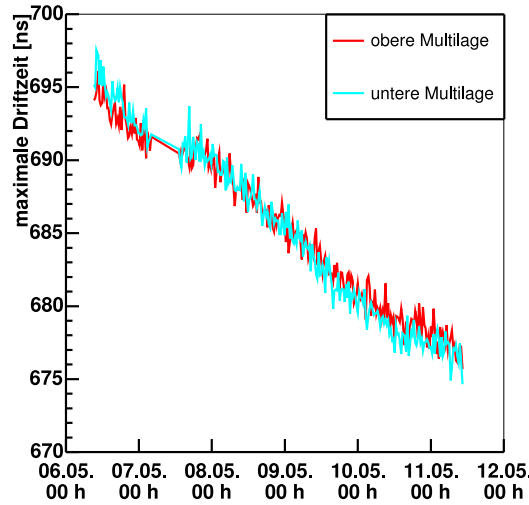


Abbildung 12.2: Der Verlauf der maximalen Driftzeit über die Messperiode mit einem Prüfling

der Mischung des zugeführten Gases. Dadurch ändert sich im Laufe der Messzeit die Gasmischung im Prüfling und damit die r-t-Relation. Man erkennt das daran, dass sich die Länge des Driftzeitspektrums, also die Driftzeit für Spuren mit Radien nahe des Rohrrinnenradius, im Verlauf der Messung ändert. Der Verlauf dieser maximalen Driftzeit über die Messzeit mit einem Prüfling ist in [Abbildung 12.2](#) dargestellt. Die maximale Driftzeit nimmt über einen Zeitraum von 5 Tagen um 15 ns ab. Studien mit dem Driftkammersimulationsprogramm *Garfield* [4] haben ergeben, dass diese Veränderung der maximalen Driftzeit mit einer Änderung der Gasmischung um etwa 0,2% zu erklären ist.

Dies wird mittels einer Skalierungsfunktion $s(r)$ ausgeglichen, indem man die Stützpunkte $t(r)$ der r-t-Relation mit

$$t'(r) = s(r) (t'_{\max} - t_{\max}) + t(r) \quad (12.4)$$

skaliert. Diese Skalierungsfunktion wurde mit *Garfield* bestimmt, indem das Driftverhalten für zwei leicht voneinander abweichende Gasmischungen simuliert wurde und die r-t-Relationen $t_1(r)$ bzw. $t_2(r)$ bestimmt wurde. Die Länge der Driftzeitspektren, die aus diesen r-t-Relationen resultieren, sind

$$t_{\max,1/2} = t_{1/2}(r_{\max} = 14,56 \text{ mm}). \quad (12.5)$$

Die Skalierungsfunktion ist somit

$$s(r) = \frac{t_1(r) - t_2(r)}{t_{\max,1} - t_{\max,2}}. \quad (12.6)$$

Sie ist in [Abbildung 12.3](#) dargestellt.

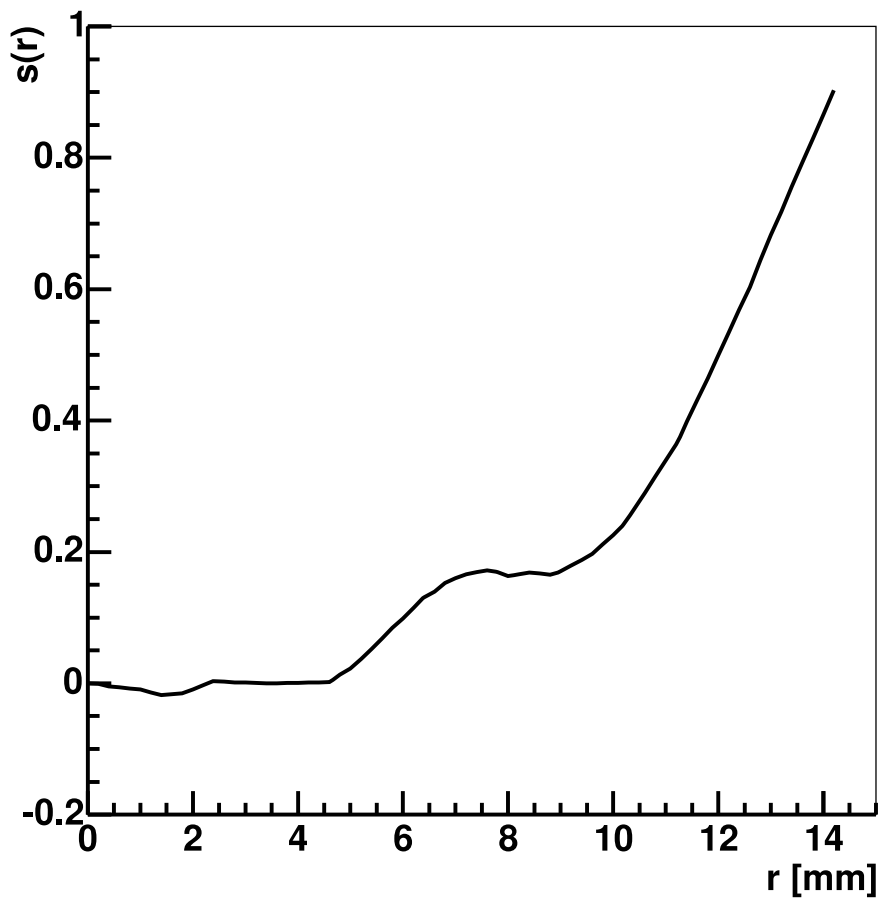


Abbildung 12.3: Die Skalierungsfunktion für die r-t-Relation

Um diese Methode zu testen, wurde die r-t-Relation für die 100000 Ereignisse (etwa die erste halbe Stunde) der Datennahme bestimmt. In Abbildung 12.4 ist die Residuenkurve dargestellt. Diese Orts-Driftzeit-Beziehung wurde dann skaliert und auf die letzten 100000 Ereignisse angewendet. Die daraus resultierende Residuenkurve ist ebenfalls in Abbildung 12.4 abgebildet. Die Genauigkeit der mit der Skalierungsmethode angepassten Orts-Driftzeit-Beziehung beträgt dann noch etwa $20 \mu\text{m}$. Dabei ist zu beachten, dass die großen Abweichungen für ganz kleine und ganz große Radien nicht von einem Fehler in der r-t-Relation stammen. Die treten auf, da an die Driftradien die Bedingung $0 \text{ mm} < r_{\text{drift}} < 14,56 \text{ mm}$ gestellt wird, und damit die Verteilungen von $r_{\text{drift}} - r_{\text{spur}}$ für kleine und große Radien einseitig abgeschnitten werden.

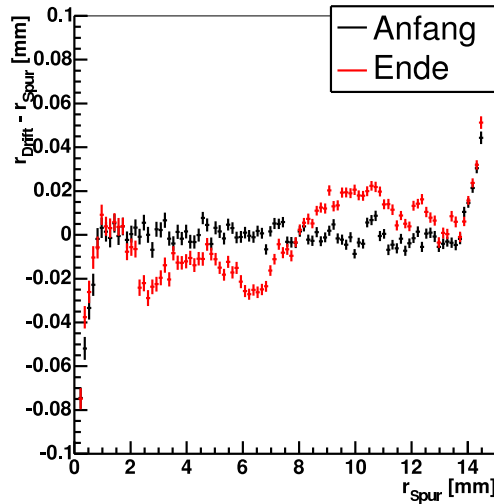


Abbildung 12.4: Das Profil über die Residuenverteilung für 100000 Ereignisse am Anfang der Datennahme, mit denen die r-t-Relation bestimmt wurde. Die zweite Verteilung gilt für das Ende der Messperiode. Sie wurde mit der skalierten r-t-Relation erhalten.

Kapitel 13

Bestimmung der relativen Lage der Myonkammern

13.1 Bestimmung der Position der Myonkammern mit Hilfe von Myonspuren

13.1.1 Kammerposition und Spurparameter

Für die Bestimmung der Drahtpositionen im Prüfling muss die relative Lage der Kammern genau bekannt sein. Die in Abschnitt 9.3 beschriebenen Ausrichtungssysteme ergeben dabei nur die zeitliche Veränderung der Kammerpositionen.

In der y-z-Ebene, die senkrecht auf die Drähte steht, kann es wie in Abbildung 13.1 dargestellt zu drei verschiedenen Arten von Abweichungen der wahren Kammerposition von der angenommenen kommen. Das sind Verschiebungen in y-Richtungen (Δ_y) und in z-Richtung (Δ_z) sowie eine Verdrehung um die x-Achse (α). Da die Spurrekonstruktion für die Kammerposition die Sollposition und nicht die wahre Position annimmt, kommt es zu systematischen Abweichungen der rekonstruierten Spuren von den wahren. Die Spur wird dargestellt als

$$y = m_{r/w}z + b_{r/w}, \quad (13.1)$$

wobei die Indizes r und w für die rekonstruierte beziehungsweise wahre Spur stehen.

Nehmen wir zunächst an, dass nur einer der Werte von Δ_y , Δ_z , und α von Null verschieden ist. Im Fall einer y-Verschiebung gilt für die systematische Abweichung des Achsenabschnittes

$$b_w - b_r = \Delta_y. \quad (13.2)$$

Im Falle einer Rotation weicht die Spursteigung von der wahren ab.

$$m_w - m_r = \alpha \quad (13.3)$$

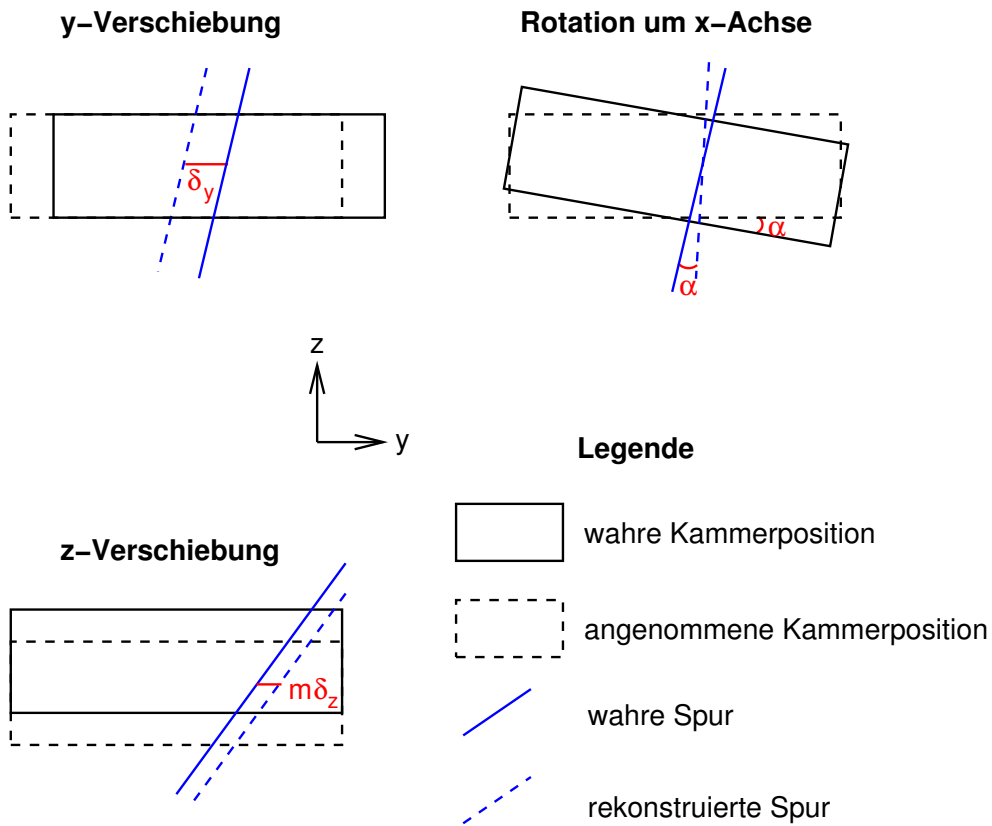


Abbildung 13.1: Die drei verschiedenen Möglichkeiten, wie eine Kammer von der angenommenen Position abweichen kann, und die Auswirkung auf die rekonstruierte Spur

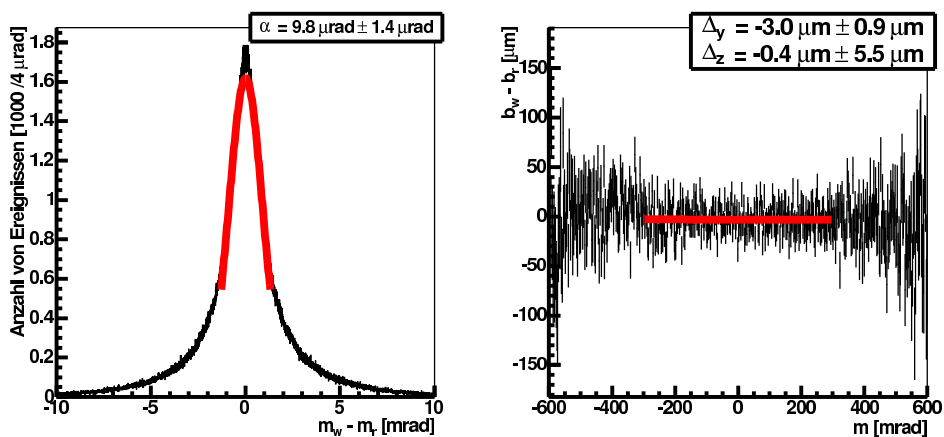


Abbildung 13.2: Die Bestimmung von α , Δ_y und Δ_z für einen 1 m breiten Bereich.

Hier wird, wie auch im Weiteren, die Kleinwinkelnäherung verwendet.

Ist die Kammer in z-Richtung verschoben, so ist die Abweichung der Achsenabschnitte abhängig von der Spurstiegung m :

$$m_w \Delta_z = b_r - b_w \quad (13.4)$$

Betrachtet man die Kammern in drei Dimensionen, so kommen noch zwei weitere Verdrehungen und eine Verformung hinzu: die Rotation um die y-Achse β , die Rotation um die z-Achse γ und eine Verdrillung der Kammer t . Diese Parameter zeigen sich als Änderung von α , Δ_y und Δ_z entlang der x-Achse. Es gilt also:

$$\begin{aligned} t &= \frac{\partial}{\partial x} \alpha \\ \beta &= \frac{\partial}{\partial x} \Delta_z \\ \gamma &= \frac{\partial}{\partial x} \Delta_y \end{aligned} \quad (13.5)$$

Eine Verschiebung entlang der x-Achse interessiert nicht, da die Kammern in dieser Koordinate keine Ortsauflösung besitzen.

13.1.2 Anwendung im Messtand

In der Praxis interessiert nur die relative Lage der Kammern zueinander. Um diese zu bestimmen, nimmt man an, dass der Prüfling auf der Sollposition liegt, und misst die Position der Referenzkammern relativ zum Prüfling. Die Spur des Prüflings wird dann als die wahre Spur in die Gleichungen 13.2 bis 13.4 eingesetzt, die einer Referenzkammer als die rekonstruierte. Der Parameter α wird durch Mittelwertbildung über viele Spuren bestimmt. Für die Bestimmung der Verschiebungen werden die Differenzen der Achsenabschnitte für viele Spuren gegen die Spurstiegung aufgetragen und eine Gerade an diese Verteilung angepasst. Der Achsenabschnitt dieser Geraden ist dann gemäß Gleichung 13.2 Δ_y und die Steigung Δ_z , wie aus Gleichung 13.4 folgt. Dies ist in Abbildung 13.2 dargestellt.

Mittels der Hodoskopinformationen werden drei 1 m lange Bereiche entlang der Drähte ausgewählt. Ein Bereich ist in der Mitte der Kammer, zwei weitere sind nahe der Endstopfen, haben aber einen Abstand von 9 cm vom Endstopfen, um Randeffekte an den Enden der Rohre sicher zu vermeiden. Die Ausrichtungsparameter α , Δ_y und Δ_z werden mit Spuren, die durch diese drei Bereiche verlaufen, bestimmt und danach gegen den Mittelwert der x-Koordinate aller Spuren in dem jeweiligen Bereich aufgetragen (vgl. Abbildung 13.3). Durch die Anpassung einer Geraden werden dann aus den Achsenabschnitten α_0 , $\Delta_{y,0}$, $\Delta_{z,0}$ und aus den Steigungen die Winkel β , γ und die Verdrillung t bestimmt. Nachdem die

Lage der Referenzkammern relativ zum Prüfling bestimmt wurde, werden die von ihnen gemessenen Spuren transformiert.

$$\begin{aligned} m' &= m + (\alpha_0 + t x) \\ b' &= b + (\Delta_{y,0} + \gamma x) - m(\Delta_{z,0} + \beta x) \end{aligned} \quad (13.6)$$

Die Spur

$$y = m' z + b' \quad (13.7)$$

beschreibt dann die wahre Spur.

Die in Abbildung 13.1 skizzierten und in den Gleichungen 13.2 bis 13.5 dargestellten Zusammenhänge zwischen der Kammerausrichtung und der systematischen Abweichung der Spurparameter sind nur dann exakt erfüllt, wenn die Kammer nur um einen Freiheitsgrad von der angenommenen Position abweicht. Deshalb wird das ganze Verfahren solange iterativ angewendet, bis die gemessenen Abweichungen kleiner als die von den Fits vorhergesagten Fehlern sind. Es sind typischerweise drei Iterationen notwendig.

In einer Messzeit von vier Tagen erhält man in jedem x-Bereich etwa drei Millionen Ereignisse. Mit diesen Ereignissen erreicht man für die Bestimmung der Ausrichtungsparameter in zwei Dimensionen folgende Genauigkeiten:

$$\begin{aligned} \alpha & 1,4 \mu\text{rad} \\ \Delta_y & 1 \mu\text{m} \\ \Delta_z & 5 \mu\text{m} \end{aligned}$$

Dies führt durch die oben beschriebenen Geradenanpassungen zu folgenden Genauigkeiten für die Ausrichtungsparameter in 3 Dimensionen:

$$\begin{aligned} \alpha_0 & 0,8 \mu\text{rad} \\ \beta & 2,8 \mu\text{rad} \\ \gamma & 0,4 \mu\text{rad} \\ t & 0,8 \mu\text{rad/m} \\ \Delta_{y,0} & 0,6 \mu\text{m} \\ \Delta_{z,0} & 2,9 \mu\text{m} \end{aligned}$$

13.1.3 Einfluss der Kammergeometrie auf die Positionsbestimmung

Weicht die Geometrie der Kammer von der Normgeometrie ab, so kann dies auch einen Einfluss auf die Positionsbestimmung haben. Dies spielt allerdings nur für den Prüfling eine Rolle, da die Geometrie der Referenzkammern aus den Tomographenmessungen bekannt ist und Abweichungen von der Normgeometrie berücksichtigt werden. Vor allem ein Versatz der Multilagen im Prüfling hat einen

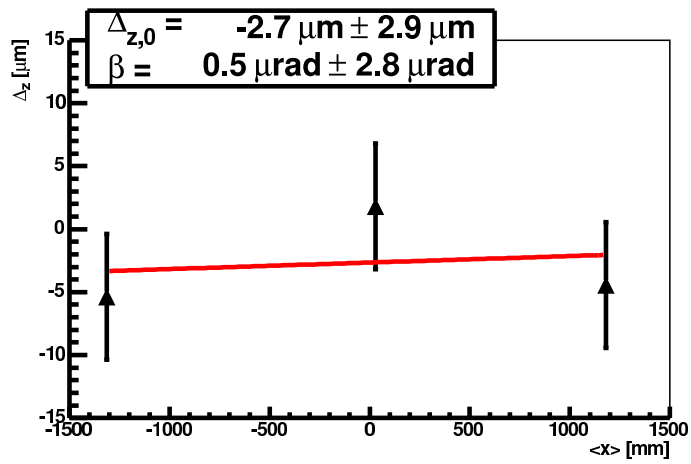
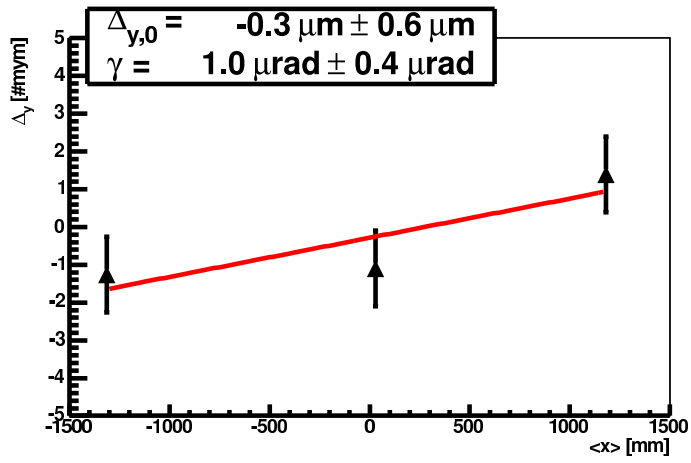
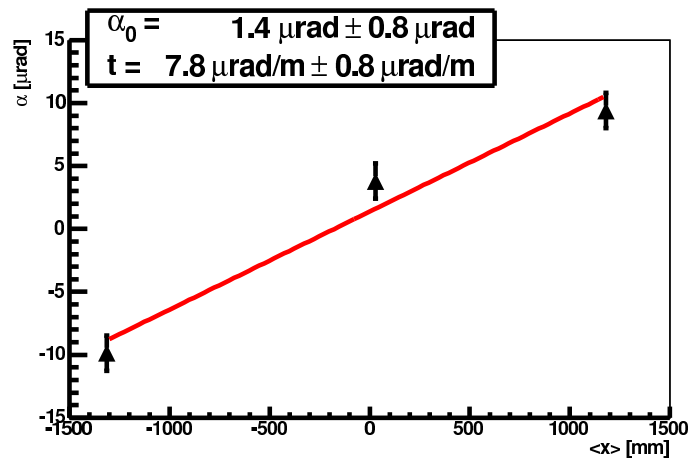


Abbildung 13.3: Die Bestimmung von α , β , γ , Δ_y , Δ_z und t .

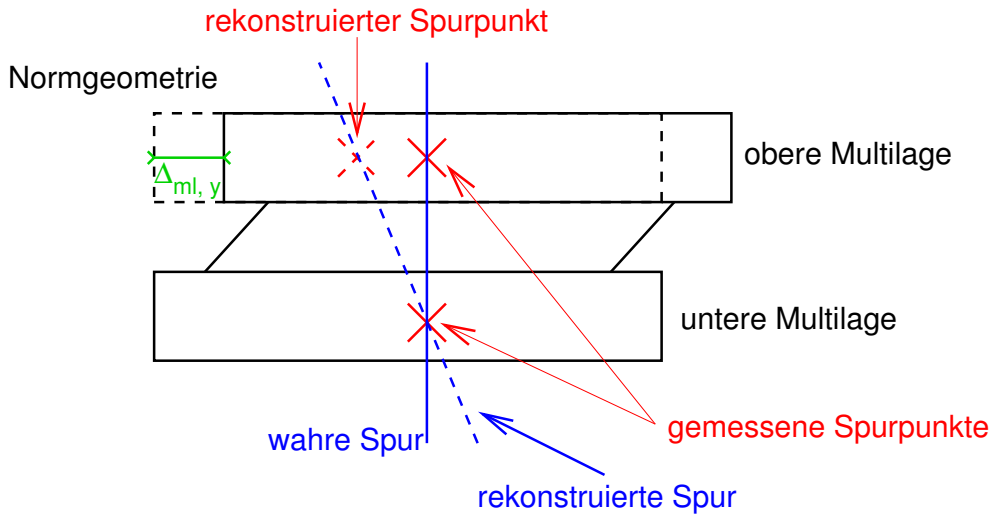


Abbildung 13.4: Die Auswirkung einer y-Verschiebung der Multilagen einer Kammer auf die Spurrekonstruktion

großen Einfluss auf die Positionsbestimmung. Modellhaft kann man sich vorstellen, dass jede Multilage einen Spurpunkt, der vertikal in der Mitte der Multilage sitzt, bestimmt. Ein Versatz der Multilage führt auch zu einem Versatz dieser Spurpunkte zueinander, und damit zu einer systematischen Abweichung der gemessenen Spurparameter von den wahren, was dann als Versatz oder Verdrehung der Referenzkammern interpretiert wird.

Sind die Multilagen wie in Abbildung 13.4 entlang der Drahtebenen, also in y-Richtung um $\Delta_{ML,y}$ verschoben, so wird die Steigung der Multilagen systematisch falsch rekonstruiert. Die Abweichung der Steigung ist dann

$$\langle m_r - m_w \rangle = \Delta_{ML,y}/D, \quad (13.8)$$

wobei D der Abstand zwischen den Mitten der Multilagen ist. Die Lage des Prüflings relativ zu den Referenzkammern wird damit falsch bestimmt. Dies erkennt man, wenn mit der im nächsten Kapitel beschriebenen Methode die Abweichung der Positionen der einzelnen Drähte δ_y und δ_z von ihrer Normposition bestimmt werden.

Ein deutlicher Multilagenversatz trat insbesondere bei einer der Kammern auf, die auch im Tomographen vermessen wurden (BOS 5A 08). In Abbildung 13.5 ist der horizontale Versatz der Drähte δ_y wie er vom Messstand gemessen wurde nach Multilagen getrennt histogrammiert. Ein Versatz der Multilagen, wie er von der Tomographenmessung (ebenfalls in Abbildung 13.6 aufgetragen) registriert wird, wird vom Messstand nicht erkannt. Er zeigt sich aber etwas indirekter in den Messwerten des vertikalen Drahtversatzes δ_z . Trägt man diese wie in Abbildung 13.7 gegen die nominelle y-Position der Drähte auf und passt daran eine Gerade mit der Steigung p_1 an, so erkennt man, dass p_1 signifikant von Null verschieden ist. Die Kammer erscheint also insgesamt verkippt. Diese Verkipfung

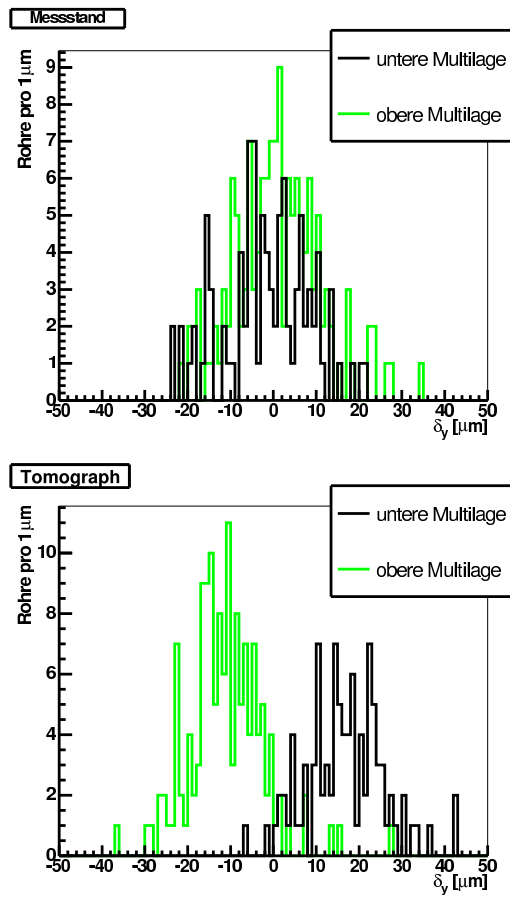


Abbildung 13.5: Der horizontale Drahtversatz nach Multilagen getrennt histogrammiert. Die Kammer hatte versetzte Multilagen, was auch von Tomographen gemessen wurde. Im Messtand wird dieser Versatz zunächst nicht gesehen.

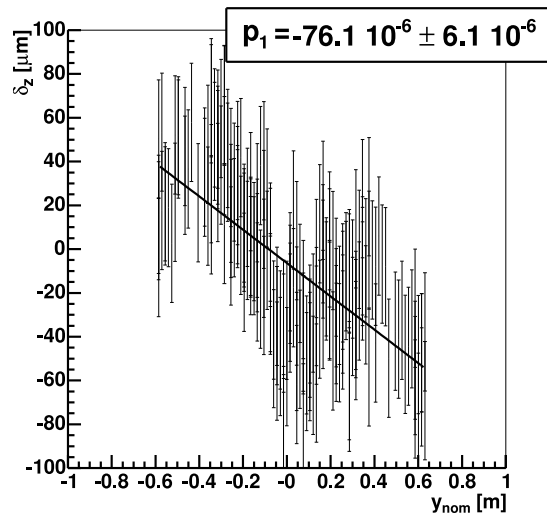


Abbildung 13.6: Der vertikale Drahtversatz aufgetragen gegen die nominelle y-Position. Die Kammer hatte versetzte Multilagen.

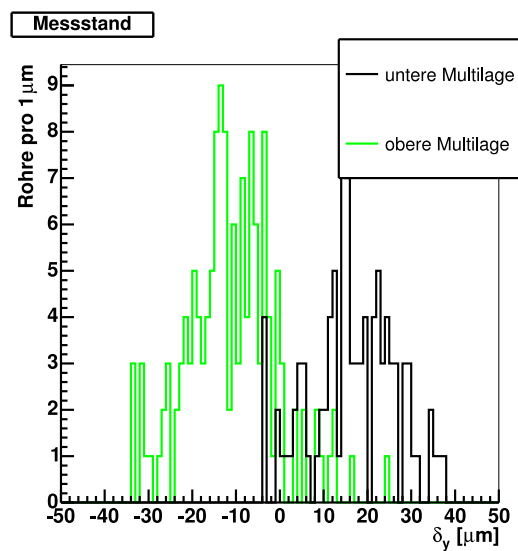


Abbildung 13.7: Der horizontale Drahtversatz, nach Multilagen getrennt histogrammiert. Nach einer Korrektur auf die Verkippung des Prüflings wird der Multilagenversatz auch im Messstand gesehen.

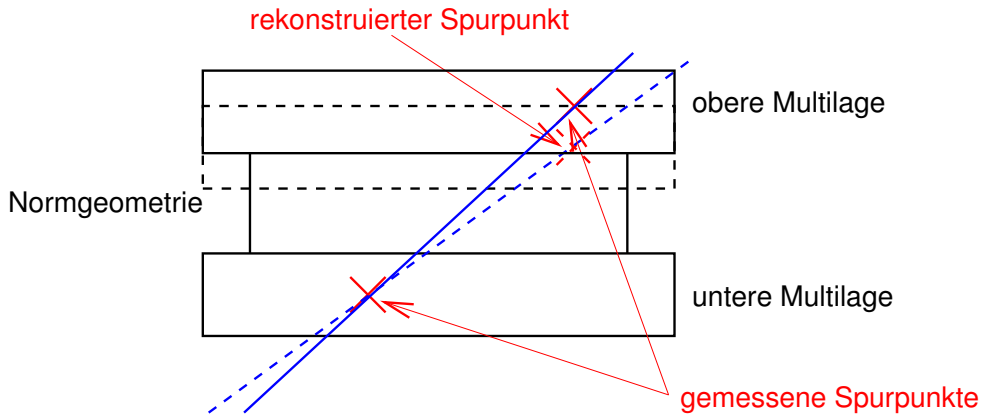


Abbildung 13.8: Die Auswirkung einer z-Verschiebung der Multilagen einer Kammer auf die Spurrekonstruktion

stammt von den im Prüfling systematisch falsch rekonstruierten Spursteigungen. Um einen horizontalen Lagenversatz in den Messwerten von δ_y zu erkennen, muss auf diese Verkipfung mit

$$\begin{aligned}\delta'_y &= \delta_y + p_1 z \\ \delta'_z &= \delta_z - p_1 y\end{aligned}\quad (13.9)$$

korrigiert werden. In Abbildung 13.7 sind die korrigierten Messwerte δ'_y nach Lagen getrennt histogrammiert. Der horizontale Lagenversatz ist nun deutlich erkennbar.

Eine Abweichung des Abstands der Multilagen kann, wie in Abbildung 13.8 zu sehen ist, bei schrägen Spuren ebenfalls zu einer falsch gemessenen Steigung führen. Ist $\Delta_{z,ML}$ die Abweichung des Abstands der Multilagen von der Norm, so gilt:

$$m_r = m_w \frac{D}{D + \Delta_{z,ML}}. \quad (13.10)$$

Ein falsch gemessener Winkel α ist allerdings nicht zu erwarten, da über viele Spuren gemittelt wird, und der Mittelwert m_w nahezu Null ist. Weitere Ausrichtungsparameter sind hier nicht betroffen, da der Koordinatennullpunkt in der Mitte des Prüflings sitzt. Damit ist der Achsenabschnitt b_r der Spur und damit auch Δ_y und Δ_z (siehe Gleichungen 13.2 und 13.4) nicht von einem falschen Multilagenabstand beeinflusst.

13.2 Zeitabhängige Lagenbestimmung mittels der Ausrichtungssysteme

Der zeitliche Verlauf der Positionen der Referenzkammern zueinander und der Referenzkammern zum Prüfling wird mittels den in 9.3 beschriebenen Senso-

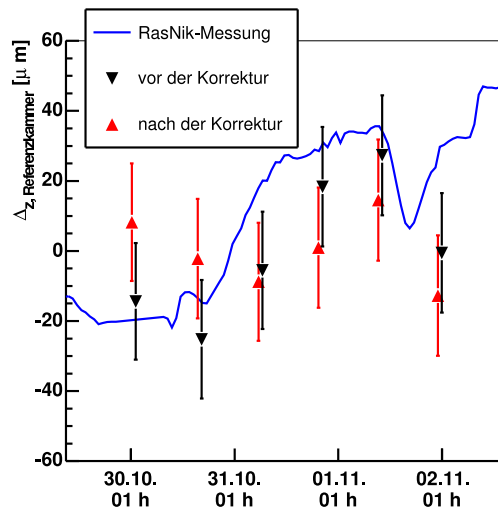


Abbildung 13.9: Die horizontale Bewegung der unteren Referenzkammer relativ zur oberen, rekonstruiert aus den RasNik-Daten und den Spuresegmenten vor und nach der Korrektur.

ren ermittelt. Die Berechnung der Ausrichtungparameter aus den Daten dieser Sensoren wurde in [28] beschrieben. Hier werden nun die Messwerte des Ausrichtungssystems mit den aus dem Vergleich der Myonspuren bestimmten Lagen der Kammern verglichen.

In [28] wurde gezeigt, dass die Bewegungen der Kammern hauptsächlich durch die starre Kopplung des Messstandes an die Außenmauern der Halle, die bei der ursprünglichen Konstruktion vorhanden war, verursacht wurden. Diese verändern ihre Temperatur wesentlich stärker als die Strukturen, die sich komplett innerhalb der Messstandhalle befinden. Deshalb wurde die Kopplung an die Außenmauer entfernt und durch eine interne Fachwerkstruktur ersetzt. Danach waren die Bewegungen der Kammern relativ zueinander, nach einer kurzen Stabilisierungsphase nach dem Einschalten der Ausleseelektronik, kleiner als $10 \mu\text{m}$. Um trotzdem überprüfen zu können, inwieweit die von den Ausrichtungssystemen angezeigten Bewegungen den Einfluss von zeitlichen Änderungen der Messstandgeometrie auf die Spurrekonstruktion vorhersagen, wurde für eine Messperiode von 4 Tagen die Klimaanlage abgeschaltet, und somit eine sechsmal größere Kammerbewegung provoziert.

Die Temperaturschwankungen verursachten dabei in der Hauptsache eine vertikale Streckung des Messstandes. Diese ist besonders gut an der z-Verschiebung der unteren Referenzkammer relativ zur oberen zu erkennen. In Abbildung 13.9 ist diese Bewegung im zeitlichen Verlauf dargestellt. Gezeigt ist zum einen die aus den RasNik-Messungen ermittelte Vorhersage für diese Bewegung. Zum anderen wurden die Daten zeitlich geordnet in sechs Teile unterteilt, und mit der in 13.1.1 beschriebenen Methode aus dem Vergleich der Spuresegmente die Position der Re-

ferenzkammern für jeden Teil der Daten einzeln bestimmt. Es ist zu erkennen, dass die Kammerbewegung, wie sie mittels der Myonspuren bestimmt wird, der RasNik-Vorhersage folgt.

Die Spursegmente der Referenzkammern wurden dann gemäß den Messungen der Ausrichtungssysteme korrigiert. Benutzt man die korrigierten Spursegmente, um genauso wie mit den unkorrigierten die Kammerbewegungen zu rekonstruieren, so beobachtet man in der Tat deutlich geringere Kammerbewegungen. Es zeigt sich also, dass die Ausrichtungssysteme die Kammerbewegungen zuverlässig messen.

Bei schnellen Temperaturänderungen (z.B. nach dem Einschalten der Ausleseelektronik, die durch ihre Abwärme die Kammern auf der Ausleseseite um 1 K erwärmen) kann es jedoch zu Temperaturgradienten kommen, die Verformungen der Kammern hervorrufen. Da die Ausrichtungssysteme nur eine begrenzte Anzahl von Messwerten liefern, können solche Verformungen nur schwer korrigiert werden. Deshalb ist es sinnvoll, nach der Kammerinstallation und dem Einschalten der Elektronik etwa einen halben Tag zu warten, bevor man Daten für die Drahtpositionsmessung nimmt. Danach sind die Kammerbewegungen im normalen Messbetrieb, also bei eingeschalteter Klimaanlage, kleiner als $15\ \mu\text{m}$. Deshalb genügt es die über die Messzeit gemittelte Kammerposition wie in Abschnitt [13.1](#) zu bestimmen.

Während der Messzeit werden die Daten der Ausrichtungssysteme aufgezeichnet und es wird kontrolliert, ob es zu Kammerbewegungen größer als $15\ \mu\text{m}$ gekommen ist. Dies war bisher noch nie der Fall.

Kapitel 14

Die Drahtpositionsmessung

14.1 Bestimmung des Referenzradius

Der Referenzradius ist die Vorhersage für den Abstand der Myonspur zu einem Anodendraht im Prüfling, die aus den in den Referenzkammern rekonstruierten Spuren gewonnen wird. Die hier vorgestellte Methode ist aus [17] übernommen und wird hier nur kurz wiederholt.

Dabei werden aus den Spursegmenten der beiden Referenzkammern in jedem getroffenen Rohr des Prüflings zwei Referenzradien ($r_{\text{ref},1}$ und $r_{\text{ref},2}$) bestimmt. Die Genauigkeit dieser Radiusvorhersagen wird aus der Länge der Extrapolation, also dem Abstand des Rohres von der jeweiligen Referenzkammer und einem abgeschätzten Myonimpuls berechnet. Für die Schätzung der Myonimpulse wird der Vielfachstreuwinkel im Prüfling verwendet, der aus der Differenz der in den Referenzkammern rekonstruierten Spursegmente bestimmt wird. Außerdem wird, falls ein Treffer in der Streamerrohranlage vorliegt, der Vielfachstreuwinkel im Eisenabsorber, der mit der unteren Referenzkammer und der Streamerrohranlage gemessen wird, ebenfalls benutzt.

Der Referenzradius, der in die Drahtposition eingeht, ist dann das gewichtete Mittel aus beiden Referenzradien.

$$r_{\text{ref}} = \frac{\sigma_{\text{ref},1}^2 r_{\text{ref},2} + \sigma_{\text{ref},2}^2 r_{\text{ref},1}}{\sigma_{\text{ref},1}^2 + \sigma_{\text{ref},2}^2} \quad (14.1)$$

14.2 Drahtposition und Radiusdifferenz

Der Zusammenhang zwischen der Drahtposition und der Differenz zwischen Driftradius r_{drift} und Referenzradius r_{ref} wurde in [17] diskutiert. Der Referenzradius ist dabei wie in Abbildung 14.1 dargestellt der Abstand zwischen der Myonspur und der nominellen Drahtposition. Der Driftradius ist der Abstand zur tatsächlichen Drahtposition, die um δ_y und δ_z von der nominellen Drahtposition verschoben

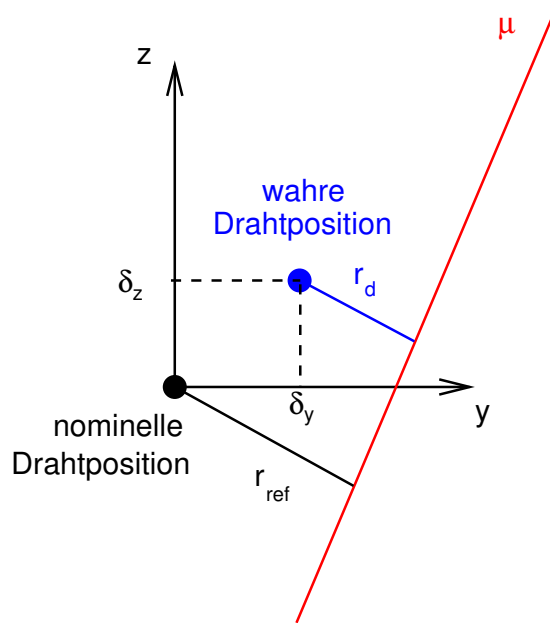


Abbildung 14.1: Der Drahtversatz bewirkt eine systematische Abweichung zwischen Referenz- und Driftradius

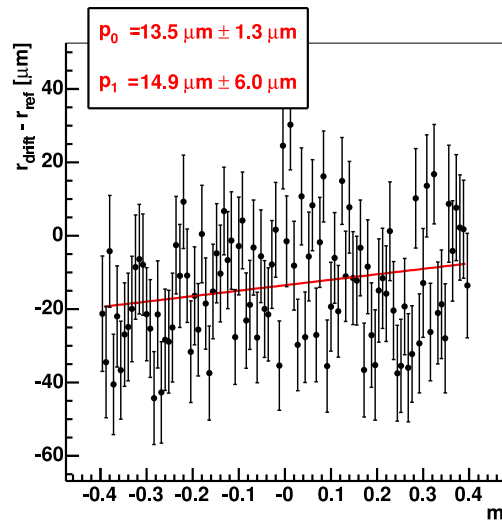


Abbildung 14.2: Die Abweichung vom Driftradius, aufgetragen gegen die Steigung der Myonspur. Jeder Messpunkt ist eine Mittelung über viele Spuren.

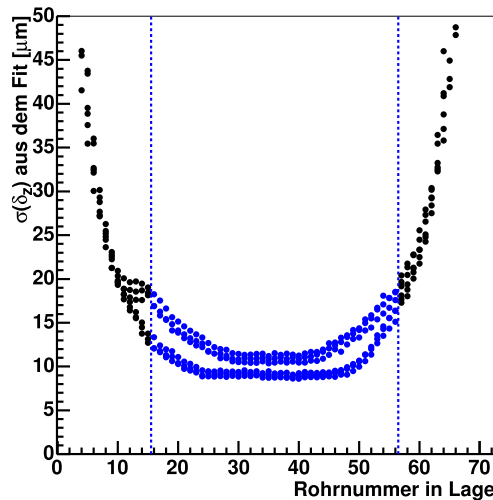


Abbildung 14.3: Der Fehler auf δ_z , wie ihn die lineare Regression angibt, aufgetragen gegen den Rohrindex (eins ist das linke Rohr und 72 das rechte) innerhalb einer Lage. Nur für die Rohre innerhalb der gestrichelten Linien kann die δ_z mit guter Genauigkeit bestimmt werden. Wegen der leicht unterschiedlichen Winkelausleuchtung ist der Fehler in der oberen Multilage etwas anders als der in der unteren. Deshalb erscheinen zwei Bänder.

sein kann. Diese Radiusdifferenz ist

$$r_{\text{drift}} - r_{\text{ref}} = \delta_y - m\delta_z, \quad (14.2)$$

wobei m hierbei die Steigung der Myonspur ist.

Trägt man also diese Radiusdifferenz gegen die Steigung der Spur auf und passt eine Gerade an diese Verteilung an, so erhält man aus der Steigung dieser Geraden δ_z . Dies ist in Abbildung 14.2 dargestellt.

Für die Bestimmung von δ_z ist man also darauf angewiesen, Spuren mit verschiedenen Steigungen zur Verfügung zu haben. Der Bereich von Steigungen von Spuren, die das Rohr kreuzen, nimmt für Rohre am Rand der Kammer ab. Dadurch kann man für diese Rohre δ_z nur sehr ungenau bestimmen. Dies erkennt man an den Fehlern, die die lineare Regression auf den Wert von δ_z vorhersagt (siehe Abbildung 14.3).

Für die Bestimmung von δ_y gibt es zwei Möglichkeiten. Der Achsenabschnitt obengenannter Geraden ist δ_y . Ist allerdings der Mittelwert $\langle m \rangle$ von Null verschieden, so entsteht eine Korrelation zwischen δ_y und δ_z . Das heißt, wenn man δ_z mit einer besseren Genauigkeit kennt als der Geradenfit sie liefert, so kann man auch für die Bestimmung von δ_y an Genauigkeit gewinnen.

Aus der Vorgehensweise beim Kammerbau [10] erwartet man eine sehr genaue Positionierung der einzelnen Rohre innerhalb einer Lage. Größere Unsicherheiten

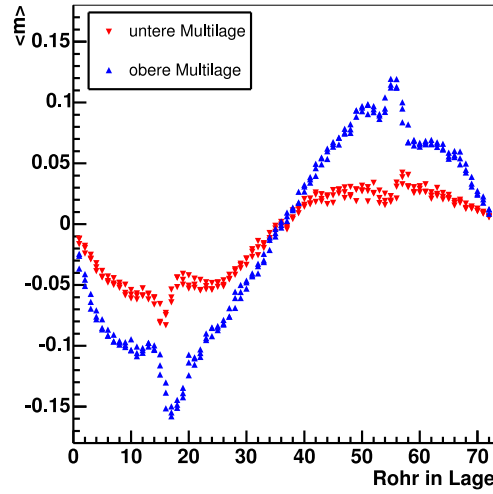


Abbildung 14.4: Der Mittelwert der Steigungen aller Spuren, die für die Drahtpositionsbestimmung in einem Rohr verwendet werden. An der x-Achse ist der Rohrindex (eins ist das linke Rohr und 72 das rechte) innerhalb einer Lage aufgetragen.

kommen beim Ankleben einer ganzen Lage an die Trägerstruktur zustande. Deshalb empfiehlt es sich, aus den Messungen der δ_z einen mittleren Höhenversatz ganzer Lagen $\delta_{z, \text{Lage}}$ zu bestimmen. Damit kann man dann δ_y bestimmen als

$$\delta_y = \langle r_{\text{drift}} - r_{\text{ref}} + m\delta_{z, \text{Lage}} \rangle. \quad (14.3)$$

In der Praxis ist die Auswirkung eines vertikalen Drahtversatzes auf die Messung des horizontalen aber gering, da wie man in Abbildung 14.4 sehen kann, der Mittelwert von m sehr klein ist.

Auch für die Bestimmung von δ_y spielt die Tatsache, dass der Bereich der Spurstiegungen für Rohre am Rand geringer wird eine Rolle. Allerdings nur insofern, als dadurch die Anzahl der Treffer, die für die Bestimmung von δ_y in diesen Rohren verwendet werden können, abnimmt. Die statistische Vorhersage für den Fehler auf diese Größe ist

$$\sigma(\delta_y) = \frac{\sigma(r_{\text{drift}} - r_{\text{ref}})}{\sqrt{n}} \approx \frac{300 \mu\text{m}}{\sqrt{n}}, \quad (14.4)$$

wobei n die Anzahl der Treffer ist, die für die Drahtpositionsbestimmung in dem entsprechenden Rohr benutzt wird. Die beobachtete Breite $\sigma(r_{\text{drift}} - r_{\text{ref}})$ setzt sich zusammen aus der Einzelrohrauflösung im Prüfling und der Spurvorgeschauergenauigkeit, die vor allem durch die Vielfachstreuung beeinflusst wird. Die statistische Vorhersage für die Genauigkeit der Drahtpositionsmessung $\sigma(\delta_y)$ ist in Abbildung 14.5 gegen die Rohrnummer in der Lage aufgetragen. Der Drahtversatz

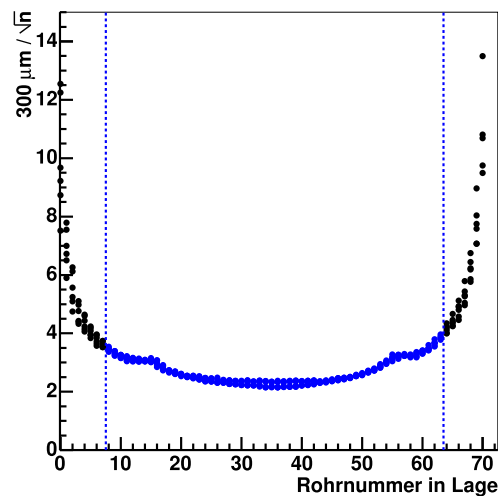


Abbildung 14.5: Der statistisch vorhergesagte Fehler auf δ_y . Nur für die Rohre innerhalb der gestrichelten Linien kann die δ_y mit guter Genauigkeit bestimmt werden.

δ_y kann für alle Rohre bis auf die äußersten 8 mit guter Genauigkeit bestimmt werden.

Die Temperatur in dem Reinraum, in dem die Kammer gebaut wurde ist deutlich stabiler als die in der Halle und die bei der Tomographenmessung. Deshalb wird eine gemessene Skalierung des Prüflings, also ein systematisches Anwachsen von δ_y mit y_{nom} nicht als eine Abweichung des mittleren horizontalen Drahtabstandes interpretiert, da eine solche Abweichung sehr unwahrscheinlich ist. Die gemessenen Drahtpositionen werden deshalb gemäß der gemessenen Skalierung korrigiert.

Die statistischen Vorhersagen für die Genauigkeit der Drahtpositionsmessung, wie in den Abbildungen 14.3 und 14.5 dargestellt, unterschätzen den Fehler auf die Drahtpositionsmessung. Wie in [17] beschrieben führt vor allem die begrenzte Genauigkeit, mit der die Orts-Driftzeit-Beziehung bestimmt werden kann, zu zusätzlichen systematischen Fehlern. Die tatsächlich erreichte Genauigkeit wird deshalb dadurch ermittelt, dass als Prüfling eine Kammer verwendet wird, bei der ein Teil der Drahtpositionen durch eine Messung im Röntgentomographen bekannt ist. Der Tomograph kann nicht alle Drähte vermessen, da einige durch die Trägerstrukturen der Kammer verdeckt sind. Aus Zeitgründen können auch nicht alle Kammern im Tomographen vermessen werden. In Abbildung 14.6 ist ein Vergleich zwischen der Tomographen- und Teststandmessung an einer Kammer dargestellt. Die Breite der Verteilung über die Differenzen zwischen den Tomographen- und den Messstandmessungen ist durch die Genauigkeit der Messstandmessung dominiert. Sie ist für die y -Koordinate $8 \mu\text{m}$ und für die z -Koordinate $23 \mu\text{m}$.

Die Verteilung in Abbildung 14.6, in der die Messstandmessung von δ_z gegen die des Tomographen aufgetragen ist, erscheint gegenüber der Winkelhalbierenden zwischen den Koordinatenachsen verdreht. Dies kommt daher, dass die Genauigkeit, mit der die Drahtposition in dieser Richtung gemessen werden kann, schlechter ist als die Baugenauigkeit der Kammer. Für die z-Position der einzelnen Drähte gibt der Teststand also nur im Fall grober Ausreißer einen nützlichen Messwert. Im nächsten Abschnitt wird jedoch gezeigt, dass durch die Mittelung über Lagen und Multilagen deren Geometrieparameter mit guter Genauigkeit bestimmt werden kann.

14.3 Lagen- und Multilagenparameter

Beim Bau der Kammern [10] werden zuerst Lagen zusammengesetzt, indem die Rohre in hochpräzise Kämmen eingelegt werden. Es hat sich gezeigt, dass dadurch die Positionierung der einzelnen Rohre innerhalb einer Lage fast immer sehr genau ist. Jede so zusammengesetzte Lage wird dann an die Trägerstruktur angeklebt. Die Genauigkeit der Positionierung dieser Trägerstruktur während des Aushärtens des Klebstoffes begrenzt dabei die Baugenauigkeit der Kammer und ist Hauptfehlerquelle.

Deshalb ist die Bestimmung der Lage der Drahtebenen relativ zu den anderen Ebenen von besonderem Interesse und wird durch die so genannten Ebenenparameter dargestellt. Dazu werden die Ergebnisse der einzelnen Drahtpositionsmessung (δ_y bzw. δ_z) gegen die y-Koordinate der nominellen Drahtposition (y_{nom}) für jede Lage aufgetragen. Daran wird dann eine Gerade angepasst (vgl. Abbildung 14.7). Korrelationen zwischen Steigung und Achsenabschnitt werden dadurch vermieden, dass in dem verwendeten Koordinatensystem $y = 0$ in der Mitte der Kammer liegt.

Für die y-Koordinate erhält man aus dem Achsenabschnitt dieser Geraden die horizontale Verschiebung der Lage $\delta_{y,\text{Lage}}$. Aus der Steigung erhält man eine Skalierung s_{Lage} . In Abbildung 14.8 sind für eine Kammer diese Messwerte gegen die Lagenummer aufgetragen. Dabei ist sowohl die Messung vom Höhenstrahlmessstand als auch die Messung des Röntgentomographen eingetragen. Die Messpunkte stimmen im Rahmen ihrer Fehler ($8 \mu\text{m}$ für die Verschiebung und $3 \cdot 10^{-6}$ für die Skalierung) überein.

Aus der Anpassung der Geraden an die Verteilungen von δ_z gegen y_{nom} kann man die vertikale Verschiebung der Lagen $\delta_{z,\text{Lage}}$ und einen Rotationswinkel der Lagen um die x-Achse (α_{Lage}) bestimmen. Der Achsenabschnitt ist dabei die Verschiebung und die Steigung der Winkel (Die Kleinwinkelnäherung kann hierbei angewendet werden). Abbildung 14.9 zeigt einen Vergleich dieser Parameter zwischen den Messstandergebnissen und den Ergebnissen des Röntgentomographen. Im Rahmen ihrer Fehler ($5 \mu\text{m}$ für die Verschiebung und $14 \mu\text{rad}$ für den Winkel) stimmen die Messpunkte überein.

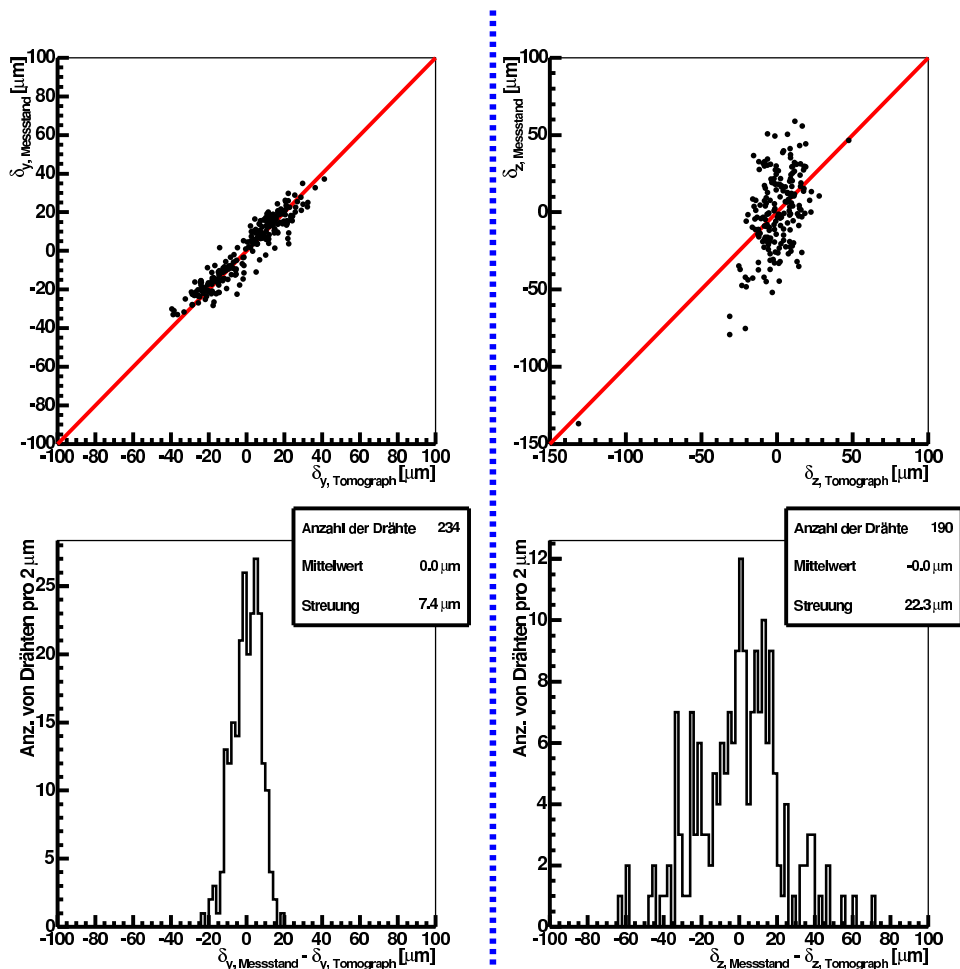


Abbildung 14.6: **Oben:** Der Drahtversatz, wie er im Messtand gemessen wird, aufgetragen gegen die Tomographenmessung. **Unten:** Die Differenz zwischen Teststandmessung und Tomographenmessung. **Links** Drahtversatz in der Drahtebene (y-Koordinate). **Rechts** Drahtversatz senkrecht zur Drahtebene (z-Koordinate). Die dargestellten Rohre sind eine Schnittmenge aus den am Tomograph und am Messtand vermessenen Rohren.

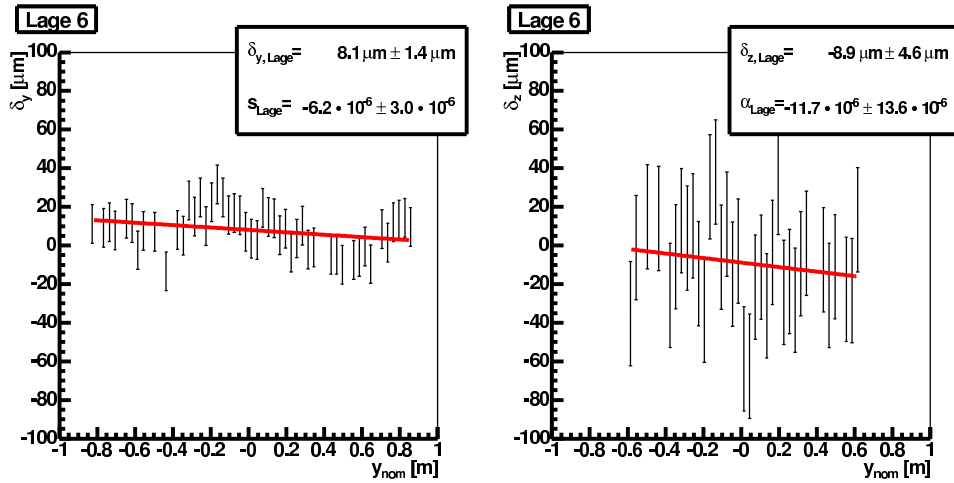


Abbildung 14.7: Der gemessene Drahtversatz (links δ_y und rechts δ_z), aufgetragen gegen die nominelle y-Drahtposition für eine Lage. Die Geradenfits ergeben Versatz, Verkippung und Skalierung der Lage.

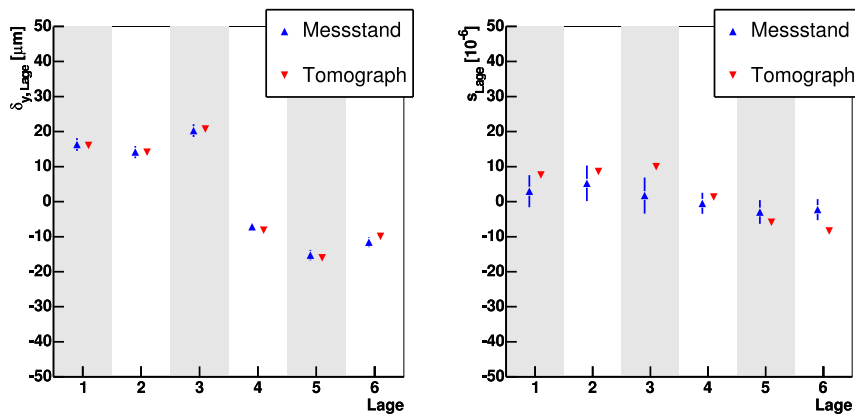


Abbildung 14.8: Horizontale Verschiebung und Skalierung der Lagen im Vergleich mit den Messwerten des Röntgentomographen.

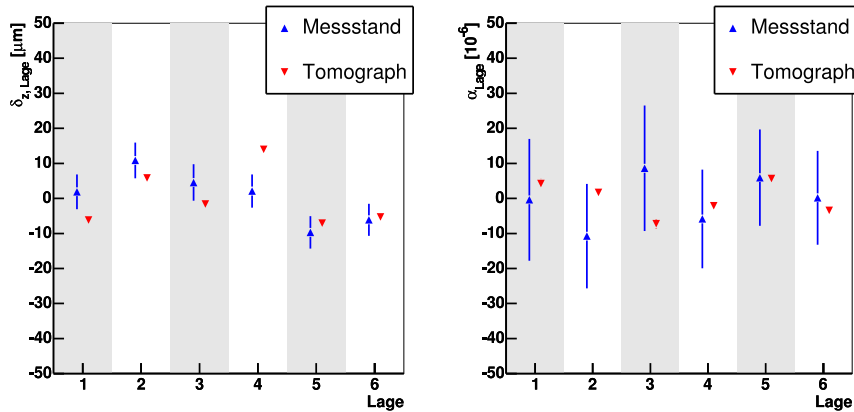


Abbildung 14.9: Vertikale Verschiebung und Verkippung der Lagen im Vergleich mit den Messwerten des Röntgentomographen.

14.4 Ergebnisse aus dem Serientest

Bis zur Fertigstellung dieser Arbeit wurden 39 Driftrohrkammern vermessen. Repräsentativ für die Ergebnisse werden hier die Multilagenverschiebungen gezeigt. Die Ergebnisse für eine Multilage wurden durch Mittelung der Ergebnisse für die die Multilage bildenden Einzellagen erhalten. In [Abbildung 14.10](#) ist für die 39 vermessenen Kammern die horizontale Verschiebung der Multilagen relativ zueinander

$$\Delta_{ML, y} = \delta_{y, \text{ obere Multilage}} - \delta_{y, \text{ untere Multilage}} \quad (14.5)$$

aufgetragen. Es ist also $\Delta_{ML, y}$ die Differenz zwischen dem horizontalen Versatz der oberen und der unteren Multilage. Für jede Kammer sind die Messwerte von $\Delta_{ML, y}$ sowohl für die Ausleseseite als auch die Hochspannungsseite aufgetragen.

Bei einigen dieser Kammern war bekannt, dass es beim Produktionsprozess zu Problemen gekommen ist. Beispielsweise musste bei einigen Kammern nachträglich Klebungen erneuert werden, was dann nicht mehr mit der gleichen Präzision möglich war wie beim Kammerbau. Solche Kammern sind in [Abbildung 14.10](#) markiert. Aufgrund der Eichdaten des Höhenstrahlmessstandes können diese Kammern aber trotzdem im Myonspektrometer uneingeschränkt eingesetzt werden.

In [Abbildung 14.11](#) ist die Abweichung des gemessenen Multilagenabstandes vom nominellen

$$\Delta_{ML, z} = \delta_{z, \text{ obere Multilage}} - \delta_{z, \text{ untere Multilage}} \quad (14.6)$$

aufgetragen. Auch hier sind die Kammern, bei denen es zu Schwierigkeiten in der Produktion gekommen ist, markiert.

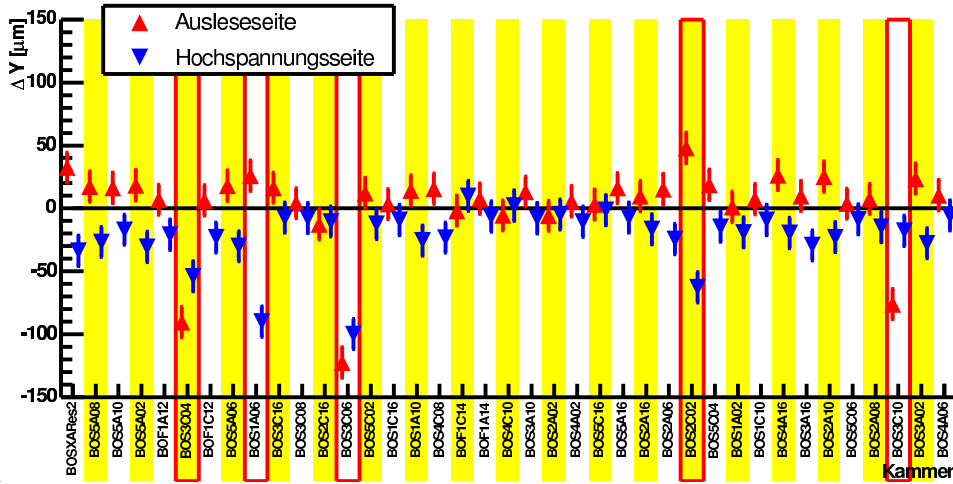


Abbildung 14.10: Die horizontale Verschiebung der Multilag. Zur besseren Sichtbarkeit ist in den Fehlerbalken der dreifache Fehler dargestellt.

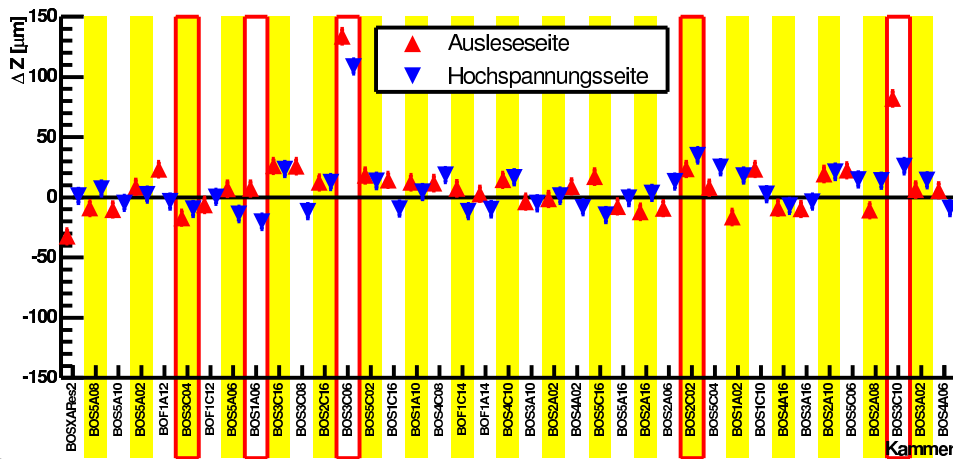


Abbildung 14.11: Die Abweichung des gemessenen Multilagabstandes vom nominalen. Zur besseren Sichtbarkeit ist in den Fehlerbalken der dreifache Fehler dargestellt.

Zusammenfassung

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde das Ansprechverhalten der Driftrohrkammern bei starker Photonbestrahlung untersucht. Neben den Myonen eines Teststrahles am CERN, deren Spur von einem hochauflösenden Detektorteleskop aus Siliziumstreifen-zählern vermessen wurden, bestrahlten die Kammer auch Photonen aus einer 740 GBq ^{137}Cs Quelle. Durch die Extrapolation der von Siliziumteleskop gemessenen Myontrajektorien zur Kammer und dem Vergleich mit der Messung in den Driftrohren konnte Auflösung und Effizienz der Rohre bestimmt werden. Die Effizienz sank von 94 % ohne Bestrahlung auf 80 % bei einer Untergrundzählrate, die dem Dreifachen dessen entspricht, was im Myonspektrometer erwartet wird. Dies kann vollständig durch die in die Ausleseelektronik eingebaute Totzeit erklärt werden. Die durch die Photonen erzeugte Raumladung verschlechterte wie erwartet die Einzelrohrauflösung bei höherer Bestrahlung.

Eine Methode zur Verbesserung der Einzelrohrauflösung, die auf die Abhängigkeit der Signalzeit von der Pulshöhe (Time-Slewing) korrigiert, wurde untersucht. Es hat sich gezeigt dass sich dadurch die Einzelrohrauflösung um $13\ \mu\text{m}$, unabhängig von der Photonbestrahlung, verbessert. Dadurch wird selbst bei einer Untergrundbestrahlung, die dem Dreifachen dessen entspricht, was im Myonspektrometer erwartet wird, noch eine Einzelrohrauflösung besser als $100\ \mu\text{m}$ erreicht.

Der zweite Teil dieser Arbeit beschäftigte sich mit der Eichung von Myonkammern mit Hilfe von kosmischen Myonen. Es konnte gezeigt werden, dass man die Positionen der Drähte, außer in den Randbereichen der Kammer, dadurch genau vermessen kann, dass man die zu vermessende Kammer zwischen zwei durch einen Röntgentomographen geeichten Referenzkammern platziert. Aus der Extrapolation der in den Referenzkammern rekonstruierten Myonspuren in den Prüfling, konnten die in der Drahtebene liegende y-Koordinate der Drahtpositionen von 78 % aller Drähte mit einer Genauigkeit von $8\ \mu\text{m}$ vermessen werden. Die Positionsbestimmung senkrecht auf die Drahtebenen, für die Myonen mit verschiedenen Einfallswinkeln benötigt werden, konnte bei 56 % aller Drähte mit einer Genauigkeit von $22.3\ \mu\text{m}$ durchgeführt werden. Damit kann die relative Lage von Rohrlagen, die während der Produktion schwer zu kontrollieren ist, mit guter Genauigkeit (typischerweise $5\ \mu\text{m}$) bestimmt werden. So können auch Kammern mit von der Norm abweichender Geometrie ohne Einschränkung beim

ATLAS-Experiment benutzt werden.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematischer Überblick über den LHC mit den vier Experimenten LHC-B, CMS, ALICE und ATLAS ([1]).	13
1.2	Der ATLAS-Detektor ([1]).	14
2.1	Funktionsprinzip eines Driftrohres.	18
2.2	Aufbau einer Driftrohrkammer	19
2.3	Schaltbild der Hochspannungseinspeisung in die Driftrohre	20
2.4	Schaltbild der Signalkopplung.	20
3.1	Die voraussichtliche Untergrundzählrate in den Driftrohrkammern	26
4.1	Der Versuchsaufbau in der GIF im X5-Teststrahl	28
4.2	Schema der Driftkammerauslese.	30
5.1	Die Residuenverteilungen für die Spuren im Siliziumteleskop	35
5.2	Der V-Plot; Driftzeit gegen Abstand der Siliziumteleskopspur zum Draht des getroffenen Rohres.	36
5.3	Verteilung der Driftzeiten für enge Intervalle von $ r_{\text{ref}} $	37
5.4	Differenz aus Driftradius und Referenzradius für die Bereiche $0 \text{ mm} < r_{\text{ref}} < 1 \text{ mm}$ und $10 \text{ mm} < r_{\text{ref}} < 11 \text{ mm}$, sowie das Ergebnis des Fits von Gleichung 5.8	38
5.5	Auswirkung der Häufungspunkte der Ionisation auf drahtnahe und drahtferne Spuren	38
6.1	Die $3\text{-}\sigma$ -Effizienz in Abhängigkeit von der Untergrundzählrate	40
6.2	Die Eichkurve für die ADCs wie sie aus [24] entnommen ist.	42
6.3	ADC-Spektren für vier verschiedene Radiusbereiche. An die Verteilungen sind Landau-Funktionen angefitet	43
6.4	Die wahrscheinlichste Ladung aus den Landau-Fits aufgetragen gegen den Referenzradius	44
6.5	Die geometrischer Abhängigkeit der Integrationslänge vom Radius	44
6.6	Die Integrationslänge, also die Länge des Spurabschnittes, aus dem Primärelektronen, die zur gemessenen Ladung q beitragen, kommen.	45

6.7	Die wahrscheinlichste Ladung, wie sie im Teststrahl gemessen wurde, aufgetragen gegen die Werte aus der Simulation. Der Geradenfit ergibt eine Umrechnungsfunktion zwischen den Ladungswerten aus der Simulation zu denen aus der Teststrahlmessung.	45
6.8	Die wahrscheinlichste Ladung in Abhängigkeit vom Driftradius für <i>Garfield</i> -Simulationen mit und ohne Diffusion sowie den Messwerten.	46
6.9	ADC Spektren von Myon- und Untergrundtreffern. Die Spektren wurden auf gleiche Fläche normiert	48
6.10	Anteil der durch ADC-Schnitte verworfenen Photonentreffer aufgetragen gegen r . Die Schnitte werfen 5 % aller Myontreffer.	49
6.11	Einzelrohrauflösung gegen Radius für verschiedene Bestrahlungsstärken und zwei verschiedene Diskriminatorschwellen (ohne pulshöhenabhängige Korrektur).	50
6.12	Abnahme des wahrscheinlichsten Wertes und der Breite der Pulshöhenverteilung bei einer Bestrahlung von $1,9 \text{ kHz cm}^{-2}$	52
6.13	Messung der Position einer senkrechten Myonspur mit sechs Treffern.	53
6.14	Die gemittelte Einzelrohrauflösung in Abhängigkeit zur Untergrundbestrahlung (ohne pulshöhenabhängige Korrektur).	55
7.1	Die gemessene Zeitverschiebung aufgetragen gegen $1/q$. Aufgetragen sind neben Daten der Teststrahlmessung auch eine Simulation mit dem Driftkammersimulationsprogramm <i>Garfield</i>	57
7.2	Die Time-Slewing-Kurven für die volle Simulation, für eine Simulation ohne Untergrundtreffer und eine ohne Diffusion	58
7.3	Die Time-Slewing-Kurven für Simulationen ohne Untergrundtreffer durch Rauschen und Deltas. Bei einer Simulation ist die Diffusion nicht berücksichtigt.	59
7.4	Die Time-Slewing-Kurven für einen kleinen und einen großen Driftradius ohne Diffusion. Beide Kurven sind nahezu linear und haben die gleiche Steigung	61
7.5	Ein Modell für die Pulsform ohne Diffusion	62
7.6	Mit dem Driftkammersimulationsprogramm <i>Garfield</i> simulierte Myonpulse für Spuren nahe am Draht.	63
7.7	Time-Slewing-Kurven für eine <i>Garfield</i> -Simulation mit Diffusion und ohne Untergrundtreffer. Angefittet ist die Funktion $\tau(q, r) + \tau_0(r)$ (siehe Gleichung 7.14) mit dem freien Parameter $T(r)$ und $\tau_0(r)$	64
7.8	Die Verschmierungsbreite $T(t_{\text{drift}})$ in Abhängigkeit von der Driftzeit. Der Verlauf wurde durch eine Ursprungsgerade ($T(t_{\text{drift}}) = pt_{\text{drift}}$) angenähert	65
7.9	Die Verbesserung der Einzelrohrauflösung durch ladungsabhängige Korrektur. Rechts bei 34 mV und links bei 44 mV Diskriminatorschwelle.	66

7.10	Die gemittelte Einzelrohrauflösung aufgetragen gegen die Untergrundzählrate.	67
8.1	Ein typisches Driftzeitspektrum mit den Fermi-Fits an den Flanken.	72
8.2	Die Verteilung der T_0 -Werte für die Rohre einer Kammer, getrennt nach Multilagen.	73
9.1	Ein schematischer Überblick über den Höhenstrahlmessstand	76
9.2	Schematischer Aufbau eines Streamerrohres	78
9.3	Der Aufbau eines RasNik-Systems aus Maske Linse und CCD	79
9.4	Ein Ausschnitt der schachbrettartigen Maske des RasNik-Systems (Entnommen aus [6])	80
9.5	Der Aufbau des Capacitek-Sensors. Mittels der Kapazität zwischen dem Sensor und dem Gegenstück kann der Abstand gemessen werden.	80
9.6	Das Capacitek-System im Messstand. An zwei der vier Messpunkten ist nur der mittlere Sensor angebracht.	81
10.1	Die zeitliche Abfolge der Streamerrohrauslesesignale	83
10.2	Schematische Darstellung der Driftkammerauslese	84
10.3	Der Messstandtrigger	86
11.1	Der Anteil der Ereignisse, der nach jedem Schnitt übrigbleibt, und die Effizienz jedes einzelnen Schnittes. Für die Analyse der Driftzeitspektren werden alle Ereignisse verwendet, die die ersten vier Schnitte passieren.	90
11.2	Anteil der Treffer im Prüfling, die nach jedem Schnitt übrigbleiben, und die Effizienz jedes einzelnen Schnittes. Dabei entspricht 100% der Gesamtzahl der Treffer aller ausgewählten Ereignisse.	90
12.1	Die Höhenlinien zeigen die Residuenverteilung in Abhängigkeit vom Driftradius. Die rote Linie ist die radiusabhängige Mittelung.	92
12.2	Der Verlauf der maximalen Driftzeit über die Messperiode mit einem Prüfling	93
12.3	Die Skalierungsfunktion für die r-t-Relation	94
12.4	Das Profil über die Residuenverteilung für 100000 Ereignisse am Anfang der Datennahme, mit denen die r-t-Relation bestimmt wurde. Die zweite Verteilung gilt für das Ende der Messperiode. Sie wurde mit der skalierten r-t-Relation erhalten.	95
13.1	Die drei verschiedenen Möglichkeiten, wie eine Kammer von der angenommenen Position abweichen kann, und die Auswirkung auf die rekonstruierte Spur	97
13.2	Die Bestimmung von α , Δ_y und Δ_z für einen 1 m breiten Bereich.	97

13.3	Die Bestimmung von $\alpha, \beta, \gamma, \Delta_y, \Delta_z$ und t	100
13.4	Die Auswirkung einer y-Verschiebung der Multilagen einer Kammer auf die Spurrekonstruktion	101
13.5	Der horizontale Drahtversatz nach Multilagen getrennt histogrammiert. Die Kammer hatte versetzte Multilagen, was auch von Tomographen gemessen wurde. Im Messstand wird dieser Versatz zunächst nicht gesehen.	102
13.6	Der vertikale Drahtversatz aufgetragen gegen die nominelle y-Position. Die Kammer hatte versetzte Multilagen.	103
13.7	Der horizontale Drahtversatz, nach Multilagen getrennt histogrammiert. Nach einer Korrektur auf die Verkippung des Prüflings wird der Multilagenversatz auch im Messstand gesehen.	103
13.8	Die Auswirkung einer z-Verschiebung der Multilagen einer Kammer auf die Spurrekonstruktion	104
13.9	Die horizontale Bewegung der unteren Referenzkammer relativ zur oberen, rekonstruiert aus den RasNik-Daten und den Spursegmenten vor und nach der Korrektur.	105
14.1	Der Drahtversatz bewirkt eine systematische Abweichung zwischen Referenz- und Driftradius	108
14.2	Die Abweichung vom Driftradius, aufgetragen gegen die Steigung der Myonspur. Jeder Messpunkt ist eine Mittelung über viele Spuren.	108
14.3	Der Fehler auf δ_z , wie ihn die lineare Regression angibt, aufgetragen gegen den Rohrindex (eins ist das linke Rohr und 72 das rechte) innerhalb einer Lage. Nur für die Rohre innerhalb der gestrichelten Linien kann die δ_z mit guter Genauigkeit bestimmt werden. Wegen der leicht unterschiedlichen Winkelausleuchtung ist der Fehler in der oberen Multilage etwas anders als der in der unteren. Deshalb erscheinen zwei Bänder.	109
14.4	Der Mittelwert der Steigungen aller Spuren, die für die Drahtpositionsbestimmung in einem Rohr verwendet werden. An der x-Achse ist der Rohrindex (eins ist das linke Rohr und 72 das rechte) innerhalb einer Lage aufgetragen.	110
14.5	Der statistisch vorhergesagte Fehler auf δ_y . Nur für die Rohre innerhalb der gestrichelten Linien kann die δ_y mit guter Genauigkeit bestimmt werden.	111
14.6	Oben: Der Drahtversatz, wie er im Messstand gemessen wird, aufgetragen gegen die Tomographenmessung. Unten: Die Differenz zwischen Teststandmessung und Tomographenmessung. Links Drahtversatz in der Drahtebene (y-Koordinate). Rechts Drahtversatz senkrecht zur Drahtebene (z-Koordinate). Die dargestellten Rohre sind eine Schnittmenge aus den am Tomograph und am Messstand vermessenen Rohren.	113

14.7	Der gemessene Drahtversatz (links δ_y und rechts δ_z), aufgetragen gegen die nominelle y-Drahtposition für eine Lage. Die Geradenfits ergeben Versatz, Verkipfung und Skalierung der Lage.	114
14.8	Horizontale Verschiebung und Skalierung der Lagen im Vergleich mit den Messwerten des Röntgentomographen.	114
14.9	Vertikale Verschiebung und Verkipfung der Lagen im Vergleich mit den Messwerten des Röntgentomographen.	115
14.10	Die horizontale Verschiebung der Multilagen. Zur besseren Sichtbarkeit ist in den Fehlerbalken der dreifache Fehler dargestellt. . .	116
14.11	Die Abweichung des gemessenen Multilagenabstandes vom nominalen. Zur besseren Sichtbarkeit ist in den Fehlerbalken der dreifache Fehler dargestellt.	116

Literaturverzeichnis

- [1] CERN öffentliche Webseite <http://www.cern.ch>. 1.1, 1.2, 14.4
- [2] CSM1 JTAG and TTCvi Control Guide. 4.2.2
- [3] DATA SHEET: 74HC/HCT166 8-bit parallel-in/serial-out shift register. 10.2
- [4] Garfield help pages <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/help/>. 6.2.1, 7.1, 12.3
- [5] MECCA Card User's Manual. 8.1
- [6] NIKHEF public website <http://www.nikhef.nl>. 9.4, 14.4
- [7] TTC-VMEbus INTERFACE TTCvi -MkII. 4.2.1
- [8] ALEKSA, M; DEILE, M; HESSEY N P; RIEGLER W;: *MDT Performance in a High Rate Background Environment*. Technischer Bericht, CERN, 1998. 6.3.2, 6.3.2
- [9] ARAI, YASUO: *Development of front-end electronics and TDC LSI for the ATLAS MDT*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2000. 2.3
- [10] BAUER, F; BRATZLER, U; DIETL H; KROHA H; LAGOURI TH; MANZ A; OSTAPCHUK A; RICHTER R; SCHAEEL S; CHOURIDOU S; DEILE M; KORTNER O; STAUDE A; STRÖHMER R; TREFZGER T: *Construction and Test of MDT Chambers for the ATLAS Muon Spectrometer*. Technischer Bericht, CERN, 2000. 14.2, 14.3
- [11] DEILE, MARIO: *Optimization and Calibration of the Drift-Tube Chambers for the ATLAS Muon Spectrometer*. Doktorarbeit, Sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000. 5.4.1, 8.2
- [12] DEILE, MARIO; DUBBERT, JOERG; HESSEY, NIGEL PAUL; STAUDE, ARNOLD: *ODYSSEUS - a Silicon Telescope for Test Beam Experiments*. Technischer Bericht, CERN ATLAS, 1999. 4.1, 5.2

- [13] DUBBERT, JÖRG: *Bestimmung der Ortsauflösung von Hochdruckdriftrohren für das Myon-Spektrometer des ATLAS-Experimentes*. Diplomarbeit, Sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 1996. [5.2](#)
- [14] GSCHWENDTNER, E; VINCKE, H H; FABJAN, C. W.; HESSEY, N P; OTTO, T;: *Benchmarking the Particle Background in the Large Hadron Collider Experiments*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 482 (2002) 573-580, 2001. [3.1](#)
- [15] H. VAN DER GRAAF, H. GROENSTEGE, F. LINDE, P. REWIERSMA: *Ras-NiK, an Alignment System for the ATLAS MDT Barrel Muon Chambers*. Technischer Bericht, NIKHEF, 2000. [9](#), [9.3.1](#)
- [16] J. GREGORY, J. CHAPMAN UND P. BINCHI UND R. BALL UND T. DAI UND: *CSM-1 und CSM Design Manual*. Technischer Bericht, University of Michigan, 2003. [2.3](#), [4.2.1](#)
- [17] KORTNER, OLIVER: *Schauerproduktion durch hochenergetische Myonen und Aufbau eines Höhenstrahlungsprüfstandes für hochauflösende ATLAS-Myonkammern*. Doktorarbeit, Sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2002. [\(document\)](#), [9](#), [9.2](#), [12.1](#), [14.1](#), [14.2](#), [14.2](#)
- [18] M. ALEKSA, M. DEILE, J. DUBBERT, C. W. FABJAN, C. GRUHN, N. P. HESSEY, W. RIEGLER, T. SAMMER: *Rate Effect in High-Resolution Drift Chambers*. Technischer Bericht, CERN, 1999. [6.3](#)
- [19] M. ALEKSA, M. DEILE, N. P. HESSEY, W. RIEGLER: *MDT Performance in a High Rate Background Environment*. Technischer Bericht, CERN, 1998. [6.3](#)
- [20] M. ALEKSA, W. RIEGLER: *Non-Linear MDT Drift Gases like Ar/CO₂*. Technischer Bericht, CERN, 1998. [6.3](#)
- [21] MARCELLO BARISONZI, HENK BOTERENBROOD, RUTGER VAN DER EIJK PETER JANSWEIJER GERARD KIEFT JOS VERMEULEN: *The MROD — The Read Out Driver for the ATLAS MDT Muon Precision Chambers*. Technischer Bericht, The MROD The Read Out Driver for the ATLAS MDT Muon Precision Chambers, 2003. [2.3](#)
- [22] M. KOLLEFRATH, V. PASCHHOFF, M. SPEGEL U. TOPP C. FABJAN G. HERTEN U. LANDGRAF W. MOHR und M. TREICHEL: *Ageing studies for the ATLAS-monitored drift tubes*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 1998. [3.2](#)
- [23] OLIVER KORTNER, FELIX RAUSCHER: *Automatic Synchronization of Drift-Time Spectra and Maximum Drift-Time Measurement of an MDT*. Technischer Bericht, CERN, 2002. [8.2](#)

- [24] POSCH, C UND HAZEN, E UND OLIVER, J: *MDT-ASD, CMOS front-end for ATLAS MDT*. Technischer Bericht, CERN, 2002. [2.3](#), [6.2](#), [6.3.1](#), [7.1](#), [7.2.1](#), [14.4](#)
- [25] RAUSCHER, FELIX: *Test von Driftkammern mit kosmischen Myonen: Bau der ersten Ausbaustufe des Teleskops und Untersuchung seiner Leistungsfähigkeit*. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2001. [4.2.2](#), [9.2](#), [10](#)
- [26] RIEGLER, WERNER: *Limits to Drift Chamber Resolution*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik der TU Wien, 1997. [6.2.1](#), [6.3](#), [7.1](#)
- [27] S. AGOSTEOA, S. ALTIERIB, G. BELLIB, A. BONIFASC, V. CARABELLIB, L. GATIGNONC, N. HESSEY1, M. MAGGIE, J. -P. PEIGNEUXF, H. REITHLER2, M. SILARIC, P. VITULOB, M. WEGNERG: *A facility for the test of large-area muon chambers at high rates*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 2000. [4.1](#)
- [28] STILLER, WOLFRAM: *Optical and Capacitive Alignment of ATLAS Muon Chambers for Calibration with Cosmic Rays*. Diplomarbeit, Sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2002. [9.3.2](#), [13.2](#)
- [29] TAYLOR, B.G.: *Timing Distribution at the LHC*. In: *8th Workshop on Electronics for LHC Experiments*. [2.3](#), [4.2.1](#)
- [30] THE ATLAS COLLABORATION: *ATLAS Technical Proposal for a General-Purpose ppExperiment at the Large Hadron Collider at CERN*. Technischer Bericht, CERN, 1994. [1.3](#)
- [31] THE ATLAS COLLABORATION: *ATLAS Myon Spectrometer - Technical Design Report*. Technischer Bericht, CERN, 1997. [1.4](#)
- [32] THE ATLAS COLLABORATION: *Calorimeter Performance Technical Design Report*. Technischer Bericht, CERN, 1997. [1.3](#)
- [33] THE ATLAS COLLABORATION: *Inner Detector Technical Design Report*. Technischer Bericht, CERN, 1997. [1.3](#)
- [34] VARELA, J.: *Timing and Synchronisation in LHC Experiments*. In: *6th Workshop on Electronics for LHC Experiments*. [2.3](#), [4.2.1](#)

Danksagung

Eine Arbeit in der experimentellen Teilchenphysik ist niemals eine isolierte Leistung eines Einzelnen. Sie kann nur innerhalb eines produktiven Umfeldes erfolgreich sein, das ich sowohl im Department für Physik als auch in der ATLAS-Kollaboration vorgefunden habe. Mein Dank gilt deshalb allen an diesem Projekt beteiligten Physikern, Ingenieuren und Technikern.

Für die freundliche Aufnahme an ihrem Lehrstuhl danke ich Frau Dorothee Schaile. Im teilweise zähen Ringen mit Gutachtern und Gremien sorgte sie für die materielle Grundlage, die diese Arbeit ermöglichte. Aber auch an ideeller Unterstützung mit Ratschlägen, und der Schaffung einer angenehmen Atmosphäre an ihrem Lehrstuhl lies sie es nicht fehlen. Für dieses positive Arbeitsumfeld danke ich auch allen anderen Mitgliedern des Lehrstuhls.

Mein dank gilt auch Herrn Steffens für seine ausgezeichnete Arbeit, die er als Ingenieur mit der Konstruktion des Messstandes geleistet hat. Durchgeführt wurde diese Konstruktion von der Mechanischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn Oehm, der viel Einsatz und guten Willen zeigte, um die Ideen und Vorstellung von uns Physikern zu realisieren. Der elektronischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn Hegewisch danke ich für die Anfertigung von spezieller Elektronik wie zum Beispiel die des Hodoskoptriggers des Teststandes.

Im Messstand sowie bei den Teststrahlungsmessungen wurden Prototypen der Ausleselektronik verwendet, deren Einsatz viel Unterstützung in Rat und Tat seitens ihrer Entwickler benötigte, für die ich mich an dieser Stelle insbesondere bei Jay Chapman und Jeff Gregory von der Universität von Michigan bedanken möchte.

Den Beteiligten der Teststrahlungsmessung danke ich für ihren besonderen Einsatz. In dem Zusammenhang danke ich Mario Deile für die Pflege und Betreuung des Siliziumteleskopes. Dafür, dass er während der gesamten Messung weder den Mut noch den Überblick verlor, danke ich Oliver Kortner. Ihm hab ich auch für seine besondere Hilfsbereitschaft, sowohl im Zusammenhang mit der Analyse der Teststrahldaten als auch bei Problemen mit den Messstand, zu danken.

Auch den Mitstreitern am Messstand möchte ich meinen Dank aussprechen. Vor allem Jörg Dubbert, der die wenig dankbare Aufgabe übernommen hat, die Slowcontrol, also die Überwachung und Steuerung von Detektorparametern wie Gaszusammensetzung und Temperatur, zu entwickeln und zu betreuen.

Meinen Eltern danke ich für ihre Unterstützung und Förderung. Für die Be-

hebung meiner orthographischen Fehlgriffe danke ich besonders meiner Mutter.

Besonders bedanken möchte ich mich bei meinem Betreuer Arnold Staude. Er half mir mit vielen guten Ratschlägen, inspirierenden Diskussionen und tatkräftiger Mitarbeit bei den Teststrahlmessungen und am Messstand. Dadurch dass er genausoviel Einsatz forderte wie er selbst erbrachte, war die Zeit meiner Doktorarbeit für mich sehr lehrreich und profitabel.

Lebenslauf

- 6.10.75 Geboren in München
Vater: Günter Rauscher (Dipl. Ing. Elektrotechnik (FH))
Mutter: Alma Rauscher (Hausfrau)
Zwei Brüder: Dr. rer. nat. Markus Rauscher
 Bernhard Rauscher
- 1982 bis 1986 Grundschule in München
- 1986 bis 1995 Städtisches Louise-Schroeder-Gymnasium
- 1995 Abitur mit der Gesamtnote 1,7
- 1995 bis 2001 Studium des Faches Physik an der Ludwig-Maximilians-
Universität-München
- 2000 bis 2001 Diplomarbeit zum Thema „Test von Driftkammern mit
kosmischen Myonen: Bau der ersten Ausbaustufe des Te-
leskops und Untersuchung seiner Leistungsfähigkeit“ bei
Prof. Dr. A. Staude.
- Seit Februar 2001 wissenschaftlicher Angestellter an der Ludwig-
Maximilians-Universität München,
Doktorarbeit im Rahmen des ATLAS-Experiments bei
Prof. Dr. A. Staude.
- 2002 Teilnahme an der „Herbstschule für Hochenergiephysik in
Maria Laach“