

Schauerproduktion durch hochenergetische
Myonen und Aufbau eines
Höhenstrahlungsprüfstands für hochauflösende
ATLAS-Myonkammern

Dissertation der Fakultät für Physik

der

Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Oliver Kortner
aus

München



München, den 20. März 2002

1. Gutachter: Prof. Dr. Arnold Staude.
2. Gutachter: Prof. Dr. Wolfgang Dünneweber.

Tag der mündlichen Prüfung: 25. Juni 2002.

Zusammenfassung

Kammern aus Hochdruckdriftrohren bilden den hochauflösenden Teil des Myonspektrometers des ATLAS-Detektors, der zur Untersuchung von Proton-Proton-Stößen bei 14 TeV Schwerpunktsenergie am großen Hadronenspeicherring LHC des europäischen Laboratoriums für Teilchenphysik CERN im Jahre 2006 in Betrieb gehen wird. Um diese Driftrohrkammern kreist die vorliegende Dissertationsschrift. Zwei Fragenstellungen wurden behandelt, zum einen die Frage, inwieweit der Einfluß elektromagnetischer Schauer auf die Spurrekonstruktion in ATLAS-Driftrohrkammern simuliert werden kann, zum anderen wie man mit Hilfe kosmischer Myonen diese Driftrohrkammern auf ihre Funktionstüchtigkeit und mechanische Genauigkeit hin überprüfen kann.

Um das erste Problem zu untersuchen, wurden Eisen- und Aluminiumabsorber vor einer Driftrohrkammern mit 100 GeV - und 300 GeV -Myonen beschossen. Die Häufigkeit von Ereignissen mit zusätzlichen Treffern in der Myonkammer, die von in den Absorbern erzeugten Schauerteilchen herrühren, konnte mit einem Simulationsprogramm, das auf GEANT-4, dem Standardsimulationspaket in der experimentellen Teilchenphysik, fußt, richtig vorhergesagt werden. Die Multiplizität der zufälligen Treffer sowie ihre räumliche Verteilung reproduziert das Simulationsprogramm mit einer Genauigkeit von 10%. Zusammen mit einem einfachen Modell, das den Nachweis der Treffer in den Driftrohren beschreibt, war es möglich, die Abnahme der Spurrekonstruktionseffizienz mit zunehmender Häufigkeit zusätzlicher Treffer in der Simulation nachzubilden. In diesem Zusammenhang wurde ein neues schnelles Rekonstruktionsverfahren für gerade Myonspuren entwickelt, welches die Spuren quasi analytisch aus den Treffern gewinnt, während bisherige Verfahren auf numerischer χ^2 -Minimierung beruhen.

Für den Test neu gebauter Myonkammer mit kosmischen Myonen wurde ein Höhenstrahlungsprüfstand aufgebaut. Dieser besteht aus einem Referenzsystem zweier Myonkammern, mit dem man die Spur kosmischer Myonen nachweist, und einer Myonkammer als Prüfling. Mit einer in der Arbeit entworfenen Methode, mit der man Driftzeitspektren zuverlässig ausmessen kann, ist ein erster aussagekräftiger Funktionstest aller Driftrohre des Prüflings möglich. Mit der im Referenzsystem rekonstruierten Myonspur kann man vorhersagen, an welcher Stelle man im Prüfling einen Treffer messen sollte. Indem man die Treffervorhersage mit dem Meßwert des Prüflings vergleicht, ist man imstande, die Position der Anodendrähte im Prüfling auf bis zu 10 μm genau vermessen.

Vorwort

In den vergangenen Jahrzehnten haben Hochenergieexperimente große Beiträge zum Verständnis der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen beigetragen. Im Laufe dieser Zeit wuchsen die Experimente nach und nach in ihrer Größe und der Zahl der beteiligten Physiker. Je größer die Experimente wurden, desto längere Vorbereitungsarbeiten wurden nötig. Einen Höhepunkt in dieser Entwicklung stellen die Experimente ATLAS und CMS dar, die im Jahr 2006 am großen Hadronenspeicherring LHC am europäischen Laboratorium für Teilchenphysik in Betrieb gehen werden. Die vorliegende Dissertationsschrift beschreibt einen Mosaikstein der vorbereitenden Untersuchungen für das ATLAS-Experiment; hier auch nur für einen Teil des Detektors, nämlich das Myonspektrometer, in diesem wiederum die hochauflösenden Myonkammern als sein Herzstück.

Der Myonnachweis spielt beim ATLAS-Experiment eine bedeutende Rolle, weil viele interessante physikalische Prozesse, die sich unmittelbar nach der Protonenkollision im Wechselwirkungspunkte ereignen, in ihrem Endzustand Myonen erzeugen, welche eine klare Signatur im Detektor hinterlassen. Denn Myonen sind die einzigen hochenergetischen geladenen Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt bis in die äußersten Bereiche des Detektors laufen, da sie im wesentlichen nur minimal ionisierend sind. Deshalb ist das Myonspektrometer, der äußerste Teil des Detektors auf den Myonnachweis spezialisiert.

Obgleich die Myonen die einzigen geladenen Teilchen sind, die vom Wechselwirkungspunkt aus in das Myonspektrometer gelangen können, sorgen nicht nur sie zu Treffern in den Myonkammern. Auf dem Weg durch das Detektormaterial erzeugen hochenergetische Myonen nämlich von Zeit zu Zeit elektromagnetische Schauer, und Schauerteilchen können zu Treffern in den Myonkammern führen. Diese zusätzlichen Treffer erschweren den Myonnachweis im Spektrometer. Der Prozeß der Schauerbildung ist ein komplizierter vielstufiger Prozeß. Um seinen Einfluß auf den Myonnachweis im einzelnen zu verstehen, ist man daher auf Monte-Carlo-Simulationen der Schauerbildung angewiesen. Inwieweit man sich auf diese Simulationen verlassen kann, wird in den Kapiteln 3 und 4 dieser Doktorarbeit an Hand von Teststrahlungsmessungen untersucht. Teststrahlungsmessungen sind zwar aus der Sicht des Teilchenphysikers kleine Aufbauten, dennoch sind heutzutage so groß, daß man sie nur in einer Gruppe von etwa fünf bis zehn Physiker bewältigen kann. Allen Mitarbeitern, die an den Teststrahlungsmessungen mitgewirkt haben, möchte meinen Dank aussprechen, insbesondere zwei Kollegen, M. Deile und W. Lavrijsen. M. Deile hat sich ganz allein um das Siliziumteleskop gekümmert, ohne das meine Untersuchungen unmöglich gewesen wären. W. Lavrijsen war mir eine große Hilfe, als es darum ging, die Datennahmeprogramme in Gang zu setzen. Bei der Datenanalyse war Č. Zupančič stets ein guter Ratgeber.

Mit einem anderen Aspekt der Myonkammern beschäftigt sich in den Kapitel 5 bis 11 der zweite Teil der Doktorarbeit. Hier wird ein Aufbau entworfen und in Betrieb genommen, mit dem man die hochauflösenden Myonkammern nach ih-

rer Herstellung mit kosmischen Myonen auf ihre Funktionstüchtigkeit überprüfen kann. Mit dem vorgestellten Höhenstrahlungsprüfstand kann man die Kammern aber auch auf ihre mechanische Genauigkeit hin untersuchen. Dem Leser wird auffallen, daß der Prüfstand den Versuchsaufbau der Teststrahluntersuchungen an Größe und Komplexität übertrifft. War man am Teststrahl auf Gruppenarbeit angewiesen, so noch viel mehr beim Höhenstrahlungsprüfstand. Allen Mitwirkenden danke ich an dieser Stelle. Die Mechanik des Standes geht auf die ausgezeichnete Ingenieurarbeit von H. Steffens zurück. Das Gassystem haben R. Hertenberger und J. Dubbert entworfen. Während meiner Doktorandenzeit hatte ich das Glück, A. Krausens und F. Rauschers Diplomarbeiten mitbetreuen zu dürfen. Mit A. Kraus entwarf ich das kapazitive Alignierungssystem, zusammen mit F. Rauscher untersuchte ich das Ansprechverhalten der Iaroccirohre und entwickelte das quasianalytische Spurrekonstruktionsverfahren sowie die Methode zur automatischen Vermessung der Driftzeitspektren. Besonders verbunden fühle ich mich F. Rauscher, weil er nach seiner Diplomarbeit, inzwischen als Doktorand, mit großem Eifer und Einfallsreichtum weiter am Höhenstrahlungsprüfstand mitgearbeitet hat. Hilfe beim Aufbau des Iaroccirohrdetektorsystems erfuhr auch von V. Zhuravlov. J. Elmsheuser danke ich dafür, das Alignierungssystem für die Prüfstand vervollständigt zu haben. Für den abschließenden Leistungstest des Prüfstandes machte mir S. Chouridou die Tomographenmessungen zugänglich. Frau Prof. Schaile möchte ich für ihren Einsatz für den Höhenstrahlungsprüfstand danken, ohne den er nicht hätte verwirklicht werden können.

Meinen tiefen Dank spreche ich Herrn Prof. Staude aus, auf dessen Initiative die vorgestellten Analysen zurückgehen. Er hat mich über die Jahre meiner Promotion mit beeindruckender Begeisterung und Begeisterungsfähigkeit betreut und mir die beste Unterstützung zukommen lassen, die ich mir vorstellen kann.

Zuletzt danke ich meinen Eltern, denen ich diese Arbeit widme.

Oliver Kortner, München, den 20.03.2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
2	Das ATLAS-Experiment	13
3	Schauerproduktion durch Myonen	19
3.1	Energieverlust von Myonen	20
3.2	Der Versuchsaufbau	21
3.3	Datensätze	23
3.4	Untersuchung der Teststrahlraten	24
3.4.1	Grundgedanke der Untersuchung	24
3.4.2	Ereignisauswahl	25
3.4.3	Bestimmung der relativen Häufigkeit der Ereignisklassen	25
3.4.4	Zusatztrefferverteilungen	29
3.4.5	Ein Vergleich der Messungen mit verschiedenen Diskrimi- natorschwellen	36
3.4.6	Eine Abschätzung der systematischen Fehler	38
3.5	Vergleich mit Monte-Carlo-Vorhersagen	40
3.5.1	Eine Bemerkung zu GEANT-3.21 im Vergleich zu GEANT-4	41
3.6	GEANT-4-Vorhersagen	42
4	Rekonstruktion gerader Myonspuren	51
4.1	Rekonstruktion hochenergetischer Myonspuren	51
4.1.1	Zwei Verfahren zur Rekonstruktion gerader Spuren	52
4.1.2	Anwendung der Rekonstruktionsverfahren auf experimen- telle und simulierte Myonspuren	60
4.1.3	Zusammenfassung	74
4.2	Rekonstruktion niederenergetischer Myonspuren	75
4.2.1	Rekonstruktion niederenergetischer Myonspuren im Falle einer vereinfachten Kammergeometrie	76
4.2.2	Verallgemeinerung auf die tatsächliche Geometrie der Myon- kammern	87
5	Entwurf des Höhenstrahlungsprüfstands	89

6	Vermessung der Driftzeitspektren	93
6.1	Bestimmung der ansteigenden Kante	96
6.1.1	Erkennung des Anpassungsbereiches	96
6.1.2	Test des Verfahrens	98
6.2	Bestimmung der Endkante	101
6.3	Fazit	101
7	Vorbereitung des Prüfstands	103
7.1	Vorbereitung der Hodoskope	103
7.1.1	Die Hodoskope und ihr Einsatz im Auslösersystem des Höhenstrahlungsprüfstands	103
7.1.2	Eichung des unteren Hodoskops	104
7.2	Vorbereitung der Iaroccirohre	113
7.2.1	Ein einfaches elektrostatisches Modell zur Signalverteilung auf den Influenzstreifen	114
7.2.2	Eine Testmessung zum Vergleich mit dem elektrostatischen Modell	116
7.2.3	Auslesestrategie am Höhenstrahlungsprüfstand	120
8	Simulation des Prüfstandes	123
8.1	Simuliertes Ansprechverhalten der Iaroccirohre und der Szintillationszähler	123
8.2	Ereignisrate am Höhenstrahlungsprüfstand	124
8.3	Spurrekonstruktionsverfahren im Vergleich	126
8.4	Schätzung der Myonenergie	128
8.5	Messung der Drahtpositionen im Prüfling	131
8.6	Genauigkeit nach zehnstündiger Messung	138
8.7	Orts-Driftzeit-Beziehung im Prüfling	139
9	Eichverfahren	141
9.1	Drahtspurverfahren	141
9.1.1	Prinzip des Drahtspurverfahrens	141
9.2	Monte-Carlo-Untersuchung	145
9.2.1	Einfluß auf die Drahtvermessung	148
9.3	Selbsteichung der Myonkammern	151
9.3.1	Selbsteichung einer Dreifachlage bei senkrechtem Myoneinfall	151
9.3.2	Selbsteichung einer Dreifachlage bei schrägem Myoneinfall	153
9.3.3	Selbsteichung einer Dreifachrohlage beim Myoneinfall unter verschiedenen Winkeln	156
9.3.4	Selbsteichung einer Dreifachlage bei begrenzter Einzelrohrauflösung	158

10	Postionsbestimmung der Detektoren	161
10.1	Positionsbestimmung mit Myonspuren	161
10.2	Überwachung der Kammerbewegungen	164
10.2.1	Das Überwachungssystem für die Referenzkammern	164
10.2.2	Das Überwachungssystem für den Prüfling	165
11	Testmessung mit kosmischen Myonen	171
11.1	Der Meßaufbau	171
11.2	Die Ereignisrate	171
11.3	Eichung der Referenzkammern	172
11.3.1	Betriebsbedingungen	172
11.3.2	Mechanische Stabilität der Kammern	173
11.3.3	Vermessung der Driftzeitspektren	173
11.3.4	Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung	175
11.3.5	Ausrichtung der Referenzkammern	176
11.4	Untersuchung des Prüflings	179
11.4.1	Betriebsbedingungen	179
11.4.2	Mechanische Stabilität	179
11.4.3	Vermessung der Driftzeitspektren	179
11.4.4	Ausrichtung des Prüflings im Versuchsaufbau	179
11.4.5	Messung von Drahtpositionen	181
12	Zusammenfassung	185
A	Spursteigungen	187

Kapitel 1

Einleitung

Die experimentelle Teilchenphysik, in deren Umfeld die vorliegende Dissertationsschrift verfaßt wurde, befaßt sich mit der Frage, woraus die Materie besteht und welche Wechselwirkungen ihre Bestandteile erfahren. Etwas gröber betrachtet, ist die Materie aus Atomen zusammengesetzt. Die Kräfte, die sie aufeinander ausüben, sind elektromagnetischen Ursprungs. Die elektromagnetische Wechselwirkung ist auch dafür verantwortlich, daß die Elektronen mit den Atomkernen zusammengehalten werden, um die sie sich in den Atomen bewegen. Während es bis heute keinerlei Anzeichen auf eine Substruktur der Elektronen gibt, wissen wir, daß die Atomkerne selbst aus Protonen und Neutronen, den sogenannten Nukleonen, bestehen. Die starke Wechselwirkung sorgt dafür, daß die Nukleonen in den Atomkernen gebunden sind. Doch auch die Nukleonen sind nicht elementar, sie sind aus elementaren Bausteinen, den u- und d-Quarks zusammengesetzt, die aufgrund der starken Wechselwirkung in den Kernen gefangen sind. Neben der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung spielt auf subatomarer Ebene die schwache Wechselwirkung eine Rolle, welche beispielsweise zum β -Zerfall der Atomkerne führt.

Die starke, elektromagnetische und schwache Wechselwirkung sind in ein Modell eingebettet, welches in den letzten Jahrzehnten einen Siegeszug durchlaufen hat. Dieses Modell, das man als Standardmodell bezeichnet, ist imstande, alle bisherigen Befunde teilchenphysikalischer Experimente bis in den Promillebereich zu beschreiben und vorherzusagen [1]. Im Standardmodell treten zwei Gruppen von Spin- $\frac{1}{2}$ -Fermionen auf, die Leptonen und die Quarks. Die Leptonen nehmen nur an der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung teil, die im Standardmodell als unterschiedliche Erscheinungsformen ein und derselben Wechselwirkung betrachtet werden, weswegen man von der elektroschwachen Wechselwirkung spricht. Insgesamt gibt es sechs Leptonen, das Elektron (e), das Myon (μ) und das Taulepton (τ) als elektrisch geladene Teilchen sowie das Elektronneutrino (ν_e), das Myonneutrino (ν_μ) und das Tauneutrino (ν_τ) als elektrisch neutrale Teilchen, die als Partner der geladenen Leptonen in schwachen Prozessen auftreten. Auch der Quarks gibt es sechs, das u-, c- und t-Quark und als

ihre elektroschwachen Partner das d-, s- und b-Quark. Die Wechselwirkung zwischen diesen Fermionen werden durch den Austausch von Feldquanten vermittelt. Bei der starken Wechselwirkung werden masselose Gluonen ausgetauscht, bei der elektroschwachen das masselose Photon sowie das massive Z- und W-Boson. Alle genannten Feldquanten sind Spin-1-Bosonen. Im Standardmodell taucht aber auch ein pseudoskalaros Boson auf, das Higgsboson genannt wird. Alle massiven Teilchen erhalten ihre Masse durch die Wechselwirkung mit diesem Higgsboson.

Das Higgsboson ist das einzige Teilchen im Standardmodell, das bisher nicht experimentell nachgewiesen werden konnte. Mit dem Bau des großen Hadronenbeschleunigers LHC¹ am europäischen Laboratorium für Teilchenphysik CERN, bei dem ab dem Jahre 2005 Proton-Proton-Stöße bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV möglich sein werden, wird man feststellen können, ob es das Higgsboson gibt und welche Masse es im Falle seiner Existenz hat. Der Nachweis des Higgsbosons ist eines der Hauptziele zweier großer Experimente, die am LHC aufgebaut werden sollen. Die Untersuchungen im Rahmen der vorliegenden Doktorarbeit bilden einen Teil der Vorbereitungen eines dieser beiden Experimente, nämlich des ATLAS-Experiments².

¹LHC steht für Large Hadron Collider.

²ATLAS ist die Abkürzung für A Large Toroidal LH Apparatus.

Kapitel 2

Das ATLAS-Experiment am großen Hadronenbeschleuniger LHC

Der Nachweis des Higgsbosons ist eines der Hauptziele des ATLAS-Experimentes. Die bisherige experimentelle Suche nach dem Higgsboson hat gezeigt, daß seine Masse 114 GeV überschreitet [2]. Theoretische Überlegungen zufolge sollte seine Masse gleichzeitig unter 1 TeV liegen [3], so daß es, sofern es existiert, am LHC erzeugt wird. Je nach Higgsmasse m_H sind verschiedene Zerfallsprozesse des Higgsteilchens kinematisch erlaubt. Einige der zulässigen Prozesse sind besonders für den Nachweis des Higgsbosons geeignet, weil sie eine klare Signatur im Detektor hinterlassen. Im einzelnen sind dies die folgenden Prozesse [3], wobei l ein Elektron oder Myon bezeichne:

1. $H \rightarrow \gamma\gamma$ für $m_H < 150\text{ GeV}$.
2. $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$ für $130\text{ GeV} < m_H < 2m_Z$; die Schreibweise „ ZZ^* “ soll andeuten, daß das eine Z-Boson auf seiner Massenschale erzeugt wird, während das andere virtuell ist.
3. $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm, 2l^\pm 2\nu$ für $m_H > 2m_Z$.
4. $H \rightarrow WW, ZZ \rightarrow l^\pm \nu 2\text{ Jets}, 2l^\pm 2\text{ Jets}$ für $m_H > 2m_Z$.

Der Aufbau des ATLAS-Detektors, mit dem man das Higgsboson in jedem dieser Prozesse wird finden können, ist in der Abbildung 2.1 skizziert. Er besitzt die schalenförmige Grundgestalt, die für Teilchendetektoren an Speicherringen kennzeichnend ist [4]. Im Innern des Detektors sitzen unmittelbar um das Strahlrohr drei Lagen Siliziumpixelzähler. Diese messen Spurpunkte geladener Teilchen in Strahlrichtung, die sogenannte z -Richtung mit $66\text{ }\mu\text{m}$ Genauigkeit, in Richtung des Zylinders um die Strahlachse, die sogenannte $R\phi$ -Richtung mit $12\text{ }\mu\text{m}$ Genauigkeit. Die Pixelzähler sind von 8 Lagen Siliziumstreifenzähler umschlossen,

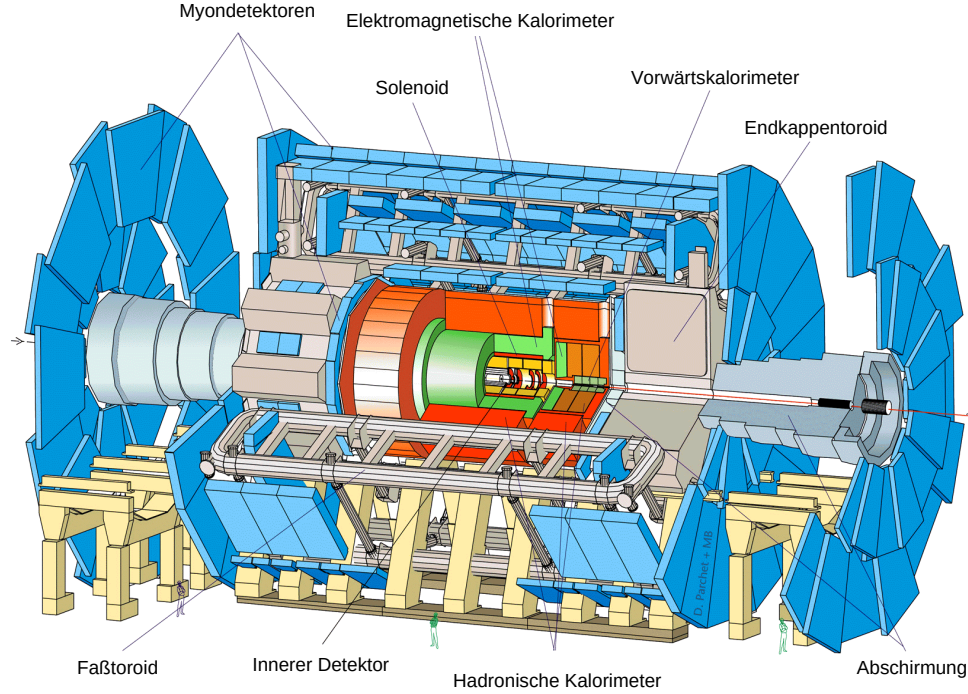


Abbildung 2.1: Schema des ATLAS-Detektors. Quelle: [4].

die weitere 4 Raumpunkte der Teilchenspuren mit einer Auflösung von $580 \mu\text{m}$ in z - und $16 \mu\text{m}$ in $R\phi$ -Richtung liefern. Den äußersten Teil des inneren Detektors, des Kerns des ATLAS-Detektors, bildet ein System aus Driftröhrchen, mit denen weitere 36 Spurpunkte mit $170 \mu\text{m}$ Genauigkeit gemessen werden. Der gesamte innere Detektor ist in einen Solenoidmagneten eingebaut, der ein Magnetfeld von 2 T parallel zur Strahlachse erzeugt. Geladene Teilchen werden also in der $R\phi$ -Ebene abgelenkt. Aus der Krümmung ihrer Flugbahn in dieser Ebene kann man auf ihren Impuls zurückschließen.

Die nächsten Schalen des Detektors belegen die Kalorimeter, zunächst das elektromagnetische Kalorimeter, dann weiter außen das hadronische. Das elektromagnetische verwendet Bleiabsorber in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter, die in einer akkordionförmigen Geometrie angeordnet sind. Es ist insgesamt 24 Strahlungslängen lang. Beim hadronischen Kalorimeter, das 11 Wechselwirkungslängen lang ist, verwendet man im Faßbereich des ATLAS-Detektors ziegelförmige Plastikszintillationszähler, die in einen Eisenabsorber eingebettet sind. Im Endkappenbereich greift man wie beim elektromagnetische Kalorimeter auf einen Flüssig-Argon-Detektor zurück. Das elektromagnetische Kalorimeter besitzt eine Granularität von $\Delta\eta \cdot \Delta\phi \approx 0,025 \cdot 0,025$, wobei $\eta := -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ ist und θ und ϕ

Polar- und Azimutwinkel sind. Es wartet mit einer Energieauflösung von $\Delta E/E = 10\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ auf. Beim hadronischen Kalorimeter schwankt die Granularität zwischen $\Delta\eta \cdot \Delta\phi \approx 0,1 \cdot 0,1$ und $0,2 \cdot 0,2$, die Energieauflösung liegt zwischen $\Delta E/E = 50\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ und $\Delta E/E = 100\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$.

Die äußerste und mit 22 m Durchmesser und 44 m Länge größte Schale des Detektors nimmt das Myonspektrometer ein. Diesen Teil des Detektors erreichen nur Neutrinos, die wegen ihrer schwachen Wechselwirkung mit Materie kein Signal im Detektor hinterlassen, und Myonen, die als minimal ionisierende Teilchen in den Kalorimetern nicht aufgehalten werden. Das Myonspektrometer befindet sich in einem Toroidmagneten, der ein mittleres Magnetfeld von 0,4 T erzeugt. Der Magnet besteht aus Luftspulen, so daß die Myonen im Myonspektrometer nur sehr wenig Material durchlaufen. Hinter dieser Konstruktion steckt der Gedanke, mit der Trefferinformation des Myonspektrometers allein den Impuls der Myonen mit hoher Genauigkeit zu rekonstruieren. Ein Blick zurück zu den Higgszerfällen verdeutlicht, daß man so in fast allen Fällen imstande wäre, nur mit dem Myonspektrometer das Higgsteilchen nachzuweisen. Weil stark wechselwirkende Teilchen und Elektronen in den Kalorimetern absorbiert werden und so im Myonspektrometer viel weniger Teilchenspuren als im inneren Detektor registriert werden, hat man es hier mit besonders klar strukturierten Ereignissen zu tun.

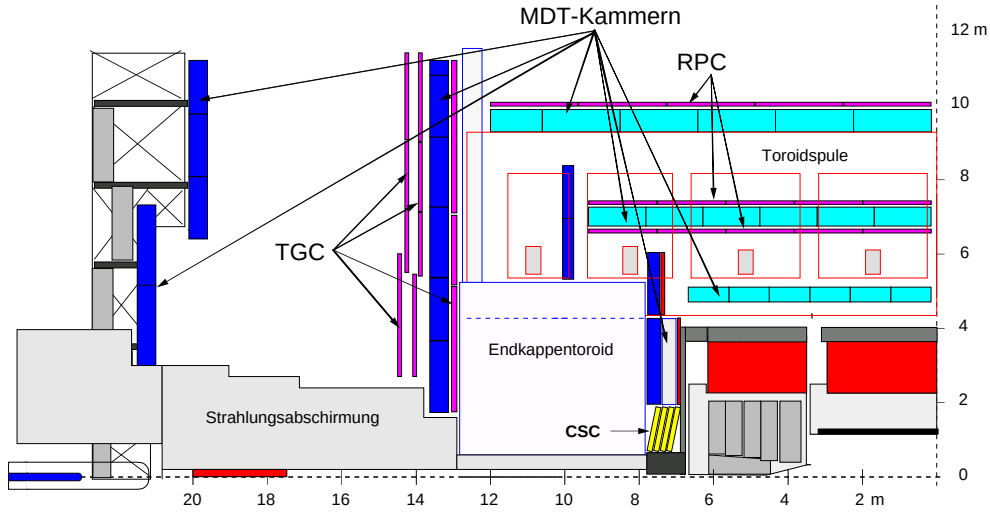


Abbildung 2.2: Längsschnitt durch das Myonspektrometer. Quelle: [6].

Ein Querschnitt durch das Myonspektrometer ist in der Zeichnung 2.2 dargestellt. Drei Lagen aus RPC-Kammern im Faßbereich und drei Lagen TGC-Kammern werden als Triggerkammern verwendet. MDT-Kammern übernehmen die hochauflösende Ortsmessung bis auf einen kleinen Abschnitt des Vorwärtsbereichs, wo CSC-Detektoren eingesetzt werden.

Eine RPC-Kammer¹ arbeitet mit einer Orts-Zeit-Auflösung von $1\text{ cm}\cdot 1\text{ ns}$ bei digitaler Auslese. Die Grundeinheit eines RPC-Detektors ist ein mit Gas gefüllter Hohlraum zwischen zwei hochohmigen, 2 mm voneinander entfernten Bakelitplatten, die durch Isolationsstücke auseinandergehalten werden. Zwischen den Platten herrscht ein homogenes elektrisches Feld von $4,5\text{ kV/mm}$, so daß Elektronen, die vom durchlaufenden Myon aus der Hülle der Gasatome herausgeschlagen werden, so stark beschleunigt werden, daß eine Ladungsträgerlawine entsteht, die ein Signal in 30 bis $39,5\text{ cm}$ breiten Pick-up-Streifen influenziert.

Ein TGC-Detektor² folgt dem Prinzip einer Vieldrahtproportionalkammer mit dem Unterschied, daß beim TGC-Detektor der Anodendrahtabstand größer als der Kathodendrahtabstand ist. Die Orts-Zeit-Auflösung ist mit der RPC-Auflösung vergleichbar.

Vieldrahtkammern in der herkömmlichen Gestalt sind die CSC-Kammer³ mit der Auslese an den Kathodenstreifen. Sie hat eine symmetrische Zellenform, in welcher der Abstand der Anodendrähte von der Kathode gleich dem Abstand der Kathodenstreifen ist. Indem man über die Lage der Kathodenstreifen, gewichtet mit der in jedem Streifen influenzierten Ladung, mittelt, erzielt man eine Ortsauflösung von $60\text{ }\mu\text{m}$.

Etwas ausgiebiger sollen die MDT-Kammern⁴ besprochen werden, weil sie den Hauptgegenstand dieser Dissertationsschrift darstellen. MDT-Kammern sind Driftrohrkammern, die in der innersten Lage des Myonspektrometers aus zwei Vierfachlagen von Driftrohren und in den anderen Lagen aus zwei Dreifachlagen von Driftrohren bestehen. Die Driftrohre unterscheiden sich in ihrer Länge je nach Einbauposition der Kammern, 1 bis 6 m lange Rohre kommen zum Einsatz. Jedes Driftrohr hat einen Durchmesser von 30 mm , die Rohrwände sind aus $400\text{ }\mu\text{m}$ dickem Aluminium. In der Mitte des Rohres sitzt auf $10\text{ }\mu\text{m}$ genau ein $50\text{ }\mu\text{m}$ dicker Wolfram-Rhenium-Draht. Die Driftrohre sind mit einem Ar-CO₂-Gasgemisch bei einem Mischungsverhältnis von 93:7 gefüllt. Der Gasdruck ist 3 bar . Bei der Betriebsspannung von 3080 V , die an die Anodendrähte angelegt wird, erzielt man eine Gasverstärkung von $2\cdot 10^4$. Wenn ein Myon durch das Gasvolumen läuft, ionisiert es auf seinem Weg Gasatome. Die Elektronen, die hierbei freigesetzt werden, driften im elektrischen Felde, das im Rohr vorherrscht, in Richtung des Drahtes, wo das Feld die Elektronen schließlich so stark beschleunigt, daß eine Ladungsträgerlawine entsteht, die zu einem Signal am Draht führt. Man mißt den Zeitpunkt dieses Signals. Es kommt um so später nach dem Myondurchgang, je weiter die Myonspur vom Draht entfernt ist. Die Differenz zwischen dem Triggerzeitpunkt im Myonspektrometer und dem Anodensignalzeitpunkt hängt linear mit der Driftzeit der Elektronen im Gase zusammen. Rechnet man die Driftzeit in einen Driftradius um, so erhält man diesen im Mit-

¹RPC steht für resistive plate chamber.

²TGC steht für thin gap chamber.

³CSC steht für cathode strip chamber.

⁴MDT steht für monitored drift tube.

tel mit einer Genauigkeit von $80\text{ }\mu\text{m}$. Weil die Lage der Anodendrähte innerhalb einer Driftrohrkammer auf $30\text{ }\mu\text{m}$ genau bekannt sein wird, wird man von jeder Kammer einen Spurpunkt mit einer Genauigkeit von etwa $80\text{ }\mu\text{m}/\sqrt{6} \approx 33\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $80\text{ }\mu\text{m}/\sqrt{8} \approx 28\text{ }\mu\text{m}$ erhalten. Letztendlich wird man so in der Lage sein, für Myonen bei einem Transversalimpuls $p_T > 300\text{ GeV}$ eine Impulsauflösung $\Delta p_T/p_T < 10^{-4} p/\text{GeV}$ zu erzielen. Die Frage, wie man auch nach der Herstellung der Myonkammern gewährleisten kann, daß die Anodendrähte bis auf $30\text{ }\mu\text{m}$ auf ihren Sollpositionen sitzen, wird übrigens im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit ausgiebig untersucht.

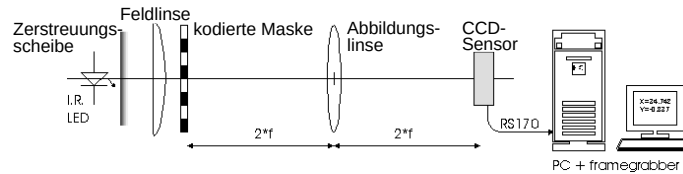


Abbildung 2.3: Prinzipieller Aufbau eines RASNIK-Sensors. Quelle: [5].

Die Bezeichnung „überwachte Driftrohrkammer“ verdanken die Kammern ihrem Alignierungssystem, mit dem Verzerrungen der Kammern nachgewiesen werden. Das Herzstück des kammereigenen Alignierungssystems bildet ein sogenannter RASNIK-Sensor. Das Meßprinzip eines RASNIK-Sensors ist in der Abbildung 2.3 dargestellt. Mit einer Sammellinse wird eine beleuchtete Maske auf eine CCD-Kamera abgebildet. Wenn sich die Maske senkrecht zur optischen Achse der Linse bewegt, wandert das Bild der Maske auf der CCD, und zwar um denselben Betrag wie die Maske, da die Maske und die Kamera zwei Brennweiten von der Linse entfernt liegen. Bewegungen senkrecht zur optischen Achse können auf 2 mm genau nachgewiesen werden [5]. RASNIK-Sensoren sind in den Rahmen der Driftrohrkammern eingefaßt. Im Bild 2.4 ist die Anordnung der RASNIK-Sensoren in einer großen dreilagigen Kammer skizziert. Mit zwei RASNIK-Strahlen, die entlang den Driftrohren verlaufen, weist man Deformationen senkrecht zu den Rohrachsen nach. Mit zwei diagonalen Strahlen ist man auf Längenänderungen der Kammern empfindlich.

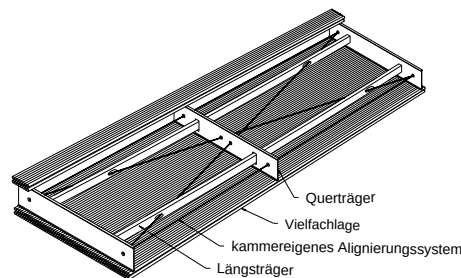


Abbildung 2.4: Schema des kammereigenen Alignierungssystems. Quelle: [5].

Kapitel 3

Schauerproduktion durch hochenergetische Myonen

Hochenergetische Myonen erzeugen elektromagnetische Schauer, wenn sie durch dichte Materialien laufen. Im ATLAS-Experiment durchlaufen hochenergetische Myonen dichte Materialien, sie müssen nämlich das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter durchqueren, ehe sie in das Myonspektrometer gelangen. Schauerteilchen, die im Kalorimeter erzeugt werden, können, sofern sie ins Myonspektrometer entweichen, zu zusätzlichen Treffern in den Myonkammern führen. Auch Schauerteilchen, die, weit seltener, beim Durchgang durch das Material der Kammern und ihrer Halterungen entstehen, können für zusätzliche Treffer sorgen. Zusätzliche Treffer erschweren die Rekonstruktion der Myonspur. Um einzusehen, wie sehr sie die Spurrekonstruktion erschweren, insbesondere, wie sehr sie die Rekonstruktionseffizienz beeinträchtigen, muß man auf Monte-Carlo-Simulationsprogramme zurückgreifen, die den Einfluß der Schauerproduktion verläßlich vorhersagen.

In der Monte-Carlo-Simulation werden Teilchen schrittweise durch einen Versuchsaufbau verfolgt und in jedem Schritt zufällig gemäß bekannten Wahrscheinlichkeiten physikalischer Prozesse wie etwa die Abstrahlung eines Bremsquants erzeugt.

In der Vergangenheit wurde die Schauerproduktion durch Myonen von zwei Gruppen eingehender untersucht, nämlich der RD-5-Arbeitsgemeinschaft [7] am CERN und von der E665-Arbeitsgemeinschaft am Fermilaboratorium [8]. Beide Gruppen konnten die Versuchsergebnisse mit ihren Monte-Carlo-Simulationen mit befriedigender Genauigkeit reproduzieren. Jedoch überschätzt die Simulation der E665-Arbeitsgemeinschaft in der Nähe des Myonstrahls deutlich die Zahl zusätzlicher Treffer. In der Simulation der RD-5-Arbeitsgemeinschaft scheint dieses Problem nicht aufzutreten. Ungünstig ist in deren Arbeit wiederum, daß die Multiplizität zusätzlicher Treffer nur in einem 1 *cm* breiten Bereich um den Myonstrahl untersucht wird. Der untersuchte Bereich von 1 *cm* ist für die ATLAS-Myonkammern zu klein, da bereits der Durchmesser eines Driftrohres 3 *cm* be-

trägt. In der vorliegende Arbeit ist dieser Bereich auf 140 *cm* ausgedehnt, also um zwei Größenordnungen breiter.

Im Abschnitt 3.1 wird näher auf die Schauerproduktion durch Myonen in Materie eingegangen, ehe nach einer kurzen Beschreibung des Teststrahlexperimentes im Abschnitt 3.2 und der aufgezeichneten Daten im Abschnitt 3.3 die Untersuchung dieser Daten im Abschnitt 3.4 beschrieben wird. Im folgenden Paragraphen werden schließlich die Meßergebnisse den Vorhersagen der GEANT-Simulationen gegenübergestellt. Das Kapitel schließt mit einer kurzen Zusammenfassung der Erkenntnisse.

3.1 Energieverlust von Myonen

Die Erzeugung von Schauerteilchen ist mit dem Energieverlust der Myonen verknüpft. Myonen verlieren durch vier verschiedene Grundprozesse ihre Energie, durch Ionisierung und Anregung von Atomen, durch die unmittelbare Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares, durch Bremsstrahlung und durch nukleare Wechselwirkungen. In der Abbildung 3.1 ist der Beitrag dieser Grundprozesse zum spezifischen Energieverlust der Myonen als Funktion der Myonenergie dargestellt.

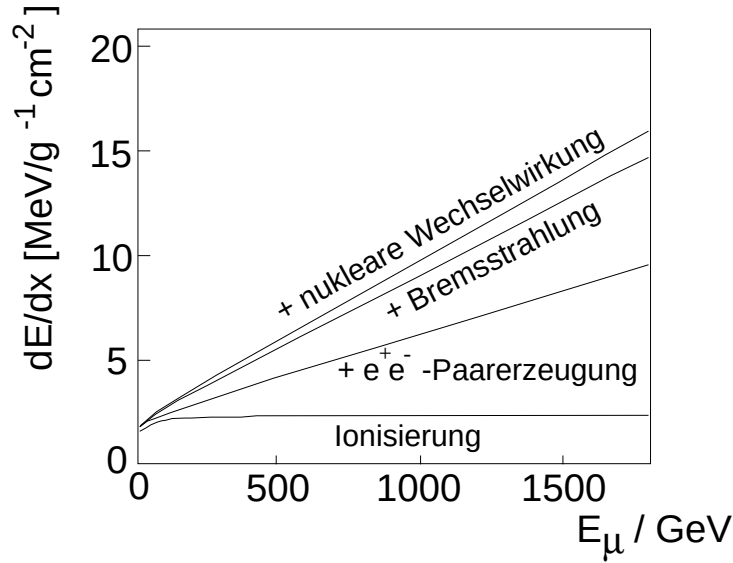


Abbildung 3.1: Beitrag der einzelnen Primärprozesse zum spezifischen Energieverlust von Myonen [9].

Bis zu Myonenergien von etwa 1 *TeV* tragen nukleare Wechselwirkungen nur so wenig zum spezifischen Energieverlust bei, daß man sie gegenüber den anderen drei Prozessen vernachlässigen kann.

Beim Bremsstrahlungsprozeß sendet ein Myon, das im elektrischen Felde eines Atomkerns abgelenkt worden ist, ein Bremsquant aus. Im Falle des Paarerzeugungsprozesses ist dieses Bremsquant virtuell und wird in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt. Sowohl der Prozeß der Paarerzeugung als auch der Prozeß der Bremsstrahlung werden erst bei Myonenergien von mehr als 100 GeV bedeutend, wobei ihre Beiträge zum spezifischen Energieverlust in guter Näherung linear mit der Myonenergie ansteigen und etwa gleich groß sind.

Unterhalb einer Energie von 100 GeV verlieren Myonen ihre Energie im wesentlichen dadurch, daß sie Atome anregen oder ionisieren. Ab einer Myonenergie von etwa 100 GeV ist der Energieverlust durch Anregung und Ionisierung unabhängig von der Energie der Myonen.

Myonen verlieren ihre Energie also hauptsächlich durch elektromagnetische Prozesse. Daher ist es im Prinzip möglich, ihren Energieverlust und damit die Erzeugung elektromagnetischer Schauer durch Myonen zuverlässig zu simulieren. Dies ist für den Energieverlust der Myonen der Fall; was die Zahl der erzeugten und in den Myonkammern nachgewiesenen Schauerteilchen angeht, ist diese Aussage nur bedingt richtig. Denn in Monte-Carlo-Programmen werden, um die Geschwindigkeit und den Speicherbedarf der Programme zu verringern, Schauerteilchen nur dann explizit erzeugt und ihre Flugbahn verfolgt, wenn ihre Energie größer als eine Schwellenenergie ist, die der Benutzer des Monte-Carlo-Programms festlegt. Die Schwellenenergie muß dabei stets an die Empfindlichkeit der Detektoren auf niederenergetische Schauerteilchen angepaßt werden.

Wie man diese Schwellenenergie im Falle der Myonspektrometers im ATLAS-Experiment wählen sollte, wird im Abschnitt 3.5 behandelt. Zunächst wird der Aufbau des in der Einleitung erwähnten Teststrahlexperimentes erläutert.

3.2 Der Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist in der Abbildung 3.2 skizziert. In der Mitte des Aufbaus steht der Prototyp einer BOS-Kammer, deren Driftrohre parallel zur senkrechten Achse angeordnet sind. Die BOS-Kammer besteht aus zwei Dreifachlagen $3,8\text{ m}$ langer Driftrohre. Die drei Einzellagen der Dreifachlagen enthalten jeweils 72 Rohre, von denen jedoch nur jeweils 48 ausgelesen wurden. Etwa 1 m hinter der Myonkammer weist ein Teleskop aus insgesamt sechs Siliziumstreifenzählern [10] die Myonspur nach. Die empfindliche Fläche der Streifenzähler ist quadratisch und 25 cm^2 groß. Die Streifen der beiden äußersten Zähler sind senkrecht zu der Rohrachse angeordnet, d.h. sie messen die vertikale Position des Myons. Die Streifen der übrigen Zähler verlaufen parallel zu den Drähten der Driftrohre. Mit ihnen kann man die Spur des Myons in der Ebene senkrecht zu den Drähten der Driftrohre mit einer so hohen Genauigkeit vermessen, daß der in die am weitesten entfernte Rohrlage extrapolierte Spurpunkt in dieser Ebene mit $20\text{ }\mu\text{m}$ Genauigkeit mit dem tatsächlichen Spurpunkt übereinstimmt.

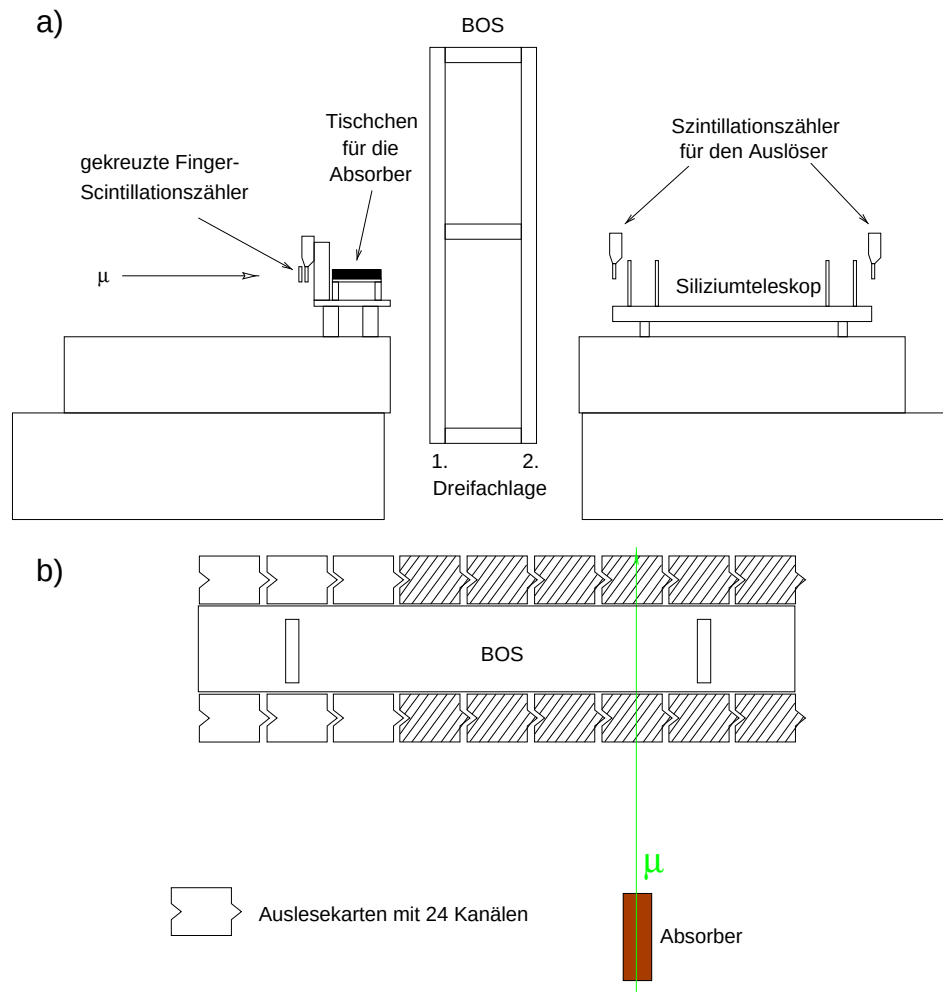


Abbildung 3.2: a) Schematische Zeichnung des Versuchsaufbaus am Teststrahl. b) Nur die schraffierten Karten wurden während der Teststrahlungsmessung ausgelesen.

Umschlossen wird das Teleskop von Szintillationszählern mit einer quadratischen aktiven Fläche von 25 cm^2 , die das Auslösersignal an das Auslesesystem geben.

Etwa 60 cm vor der Kammer steht ein Tischchen, auf das 5 bis 30 cm lange Eisen- und Aluminiumabsorber mit einer quadratischen Querschnittsfläche von 36 cm^2 gelegt werden können. Das Tischchen ist so gebaut, daß in seiner Trägerstruktur keine Schauerteilchen stecken bleiben, die aus dem Absorber auf die Kammer fliegen.

Unmittelbar vor dem Tischchen sind gekreuzte Szintillationszähler angebracht. Die 20 cm langen Szintillationszähler sind jeweils in acht $8,25 \text{ mm}$ breite Finger unterteilt, die alle getrennt mit ladungsempfindlichen Analogdigitalwandlern

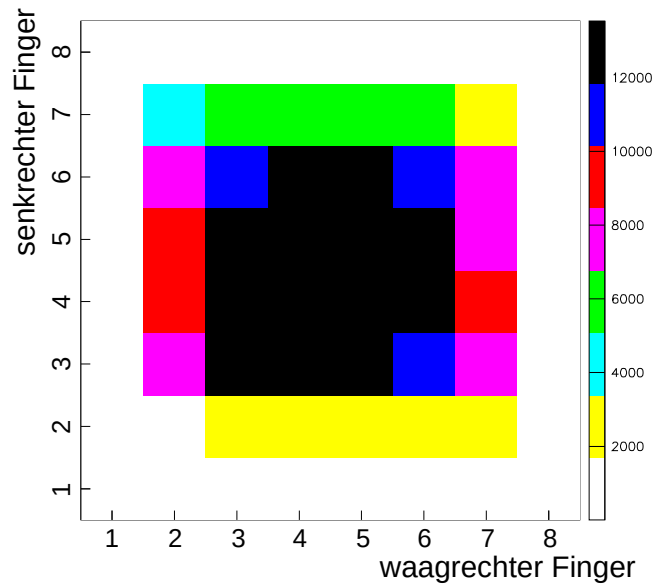


Abbildung 3.3: Trefferverteilung in den gekreuzten Fingerszintillationszählern.

ausgelesen werden. In der Abbildung 3.3 ist die Trefferhäufigkeit in den gekreuzten Zählern gezeigt. Der Querschnitt der Absorber wird von den Fingerzählern vollständig bedeckt. Weil die Auslöserzähler des Siliziumteleskops lediglich einen Bereich von $5 \cdot 5 \text{ cm}^2$ abdecken, während die Fingerzähler eine empfindliche Fläche von $6 \cdot 6 \text{ cm}^2$ haben, gibt es keine Treffer in den äußersten Fingern und nur sehr wenige in den benachbarten. Anders ausgedrückt: Man sieht das Bild der Auslöserzähler in den Fingerzählern. Da die Absorber sehr genau bezüglich der Fingerzähler justiert sind, fliegen somit die im Teleskop nachgewiesenen Myonen durch den gesamten Aufbau, insbesondere durch die Absorber.

3.3 Datensätze

In der Tabelle 3.1 sind die verschiedenen Datensätze aufgeführt, die im September 1999 am H8-Muonstrahl des europäischen Laboratoriums für Teilchenphysik mit dem beschriebenen Aufbau aufgezeichnet wurden. Es standen Myonen mit 100 GeV und 300 GeV Energie zur Verfügung. 300 GeV sind die Höchstenergie des H8-Strahles. Die Myonkammer wurde zum Teil mit verschiedenen Diskriminatorschwellen ausgelesen, die dem 25. bzw. 32. Primärelektron entsprechen. Die höhere Schwelle wurde verwendet, um die Empfindlichkeit der Kammer auf niederenergetische Teilchen zu verringern. Die Positionen der Absorber sind in bezug auf den Schwerpunkt der Kammerrahmens angegeben, auf den die Driftrohre geklebt sind. Der Myonstrahl durchkreuzte die Kammer nahezu im rechten Winkel, der Winkel zwischen dem Strahl und den Rohrlagen betrug $89,75^\circ$.

Sowohl Eisen- als auch Aluminiumabsorber wurden in den Strahl gestellt, da der ATLAS-Detektor hauptsächlich aus Stahl und Aluminium besteht.

Tabelle 3.1: Datensätze. Die Kreuze zeigen die Diskriminatorschwelle an, mit der die Kammerelektronik in den angeschriebenen Datensätze betrieben wurde.

Bedingung	Anzahl der Ereignisse	Schwelle: 25. Pr.el.	Schwelle: 32. Pr.el.	Energie in GeV	Position bezüglich der Myonkammer / cm
kein Absorber	80000	X		100	—
	650000	X		300	—
	280000		X	300	—
5 cm Fe	80000	X	X	300	(-28,3; 43,5; -94,6)
10 cm Fe	40000	X		100	(-28,3; 43,5; -92,1)
	80000	X	X	300	(-28,3; 43,5; -92,1)
20 cm Fe	40000	X		100	(-28,3; 43,5; -87,1)
	80000	X	X	300	(-28,3; 43,5; -87,1)
30 cm Fe	80000	X		300	(-28,3; 43,5; -89,1)
10 cm Al	80000	X	X	300	(-28,3; 43,5; -92,1)
20 cm Al	40000	X		100	(-28,3; 43,5; -87,1)
	80000	X	X	300	(-28,3; 43,5; -87,1)
30 cm Al	80000	X		300	(-28,3; 43,5; -89,1)

3.4 Untersuchung der Teststrahl Daten

3.4.1 Grundgedanke der Untersuchung

Der Untersuchung der aufgezeichneten Teststrahl Daten liegt eine einfache Sichtweise der verfügbaren Daten zugrunde. Mit dem Teleskop mißt man die Myonspur, und die Myonkammer registriert in jedem Ereignis ein Treffermuster. Dieses Treffermuster kann man hinsichtlich seiner Lage zur Myonspur charakterisieren. Wenn man sich hierbei auf die Dreifachlage beschränkt, die dem Absorber am nächsten liegt, erscheint die folgende Einteilung der Kammertreffer natürlich:

1. Treffer in Rohren, welche die Myonspur durchquert, heißen *Spurtreffer*.
2. Alle Treffer, die keine Spurtreffer sind, werden als *Zusatztreffer* bezeichnet. Zusatztreffer kann man zwei Unterklassen zuordnen, in die Klasse der *Einzeltreffer* und in die Klasse der *Haufentreffer*. Einzeltreffer sind Treffer in einem Rohr, dessen unmittelbaren Rohrnachbarn entweder nicht getroffen sind oder Spurtreffer enthalten. Die verbliebenen Zusatztreffer treten in Haufen auf.

Diese Einteilung der Kammertreffer zieht eine natürliche Einteilung der Ereignisse in vier Kategorien nach sich:

1. Ereignisse ohne Zusatztreffer,
2. Ereignisse mit Zusatztreffern, die alle Einzeltreffer sind,
3. Ereignisse mit Zusatztreffern, die alle Haufentreffer sind,
4. Ereignisse, die sowohl Einzel- als auch Haufentreffer enthalten.

Das Ziel der Untersuchung der Teststrahl Daten ist nun, die relative Häufigkeit dieser vier Ereignisklassen und die mittlere Zahl der Zusatztreffer sowie ihre räumliche Verteilung zu ermitteln und die Ergebnisse schließlich mit einer Monte-Carlo-Vorhersage zu vergleichen.

3.4.2 Ereignisauswahl

Als erstes aber zur Auswahl derjenigen Ereignisse, die in die Untersuchung der Teststrahl Daten eingehen!

Ein Ereignis wird nur dann in die Analyse aufgenommen, wenn genau ein Treffer in den vier inneren waagrechten Fingerzählern und genau ein Treffer in den vier inneren senkrechten Fingerzählern nachgewiesen wird. Ereignisse, in denen keine Spur im Teleskop mit einem Konfidenzniveau von mindestens 2% gefunden wird, werden verworfen. Falls man mehr als eine Spur mit einem Konfidenzniveau von mindestens 2% rekonstruiert hat, wird diejenige Spur mit dem größten Konfidenzniveau als die Myonspur angesehen. Durch diese Schnitte wird etwa die Hälfte der aufgezeichneten Ereignisse zurückgewiesen.

Treffer in den Driftrohren, die in keinem kausalen Zusammenhang mit dem Myondurchgang stehen können, werden in der Analyse verworfen. In der Abbildung 3.4 ist die Driftzeitverteilung der Driftrohre der Myonkammer dargestellt, welche vom Myonstrahl beleuchtet werden. Einträge in der Driftzeitverteilung im schraffierten Bereich gehören zu Treffern, die mit dem im Teleskop nachgewiesenen Muon kausal verknüpft sein können. Einträge außerhalb dieses Bereichs sind zufällige Treffer, die nicht mit dem Myon in einem kausalen Zusammenhang stehen können. Daher werden in der Untersuchung der Teststrahl Daten diese Treffer nicht mitgezählt.

3.4.3 Bestimmung der relativen Häufigkeit der Ereignisklassen

Wir sind nun bereit, die relative Häufigkeit der im vorletzten Abschnitt eingeführten Ereignisklassen zu bestimmen. Mit σ bezeichnen wir die relative Häufigkeit eines Ereignisses ohne Zusatztreffer, mit ϵ , die relative Häufigkeit eines Ereignisses, dessen Zusatztreffer alle Einzeltreffer sind, mit η die relative Häufigkeit eines

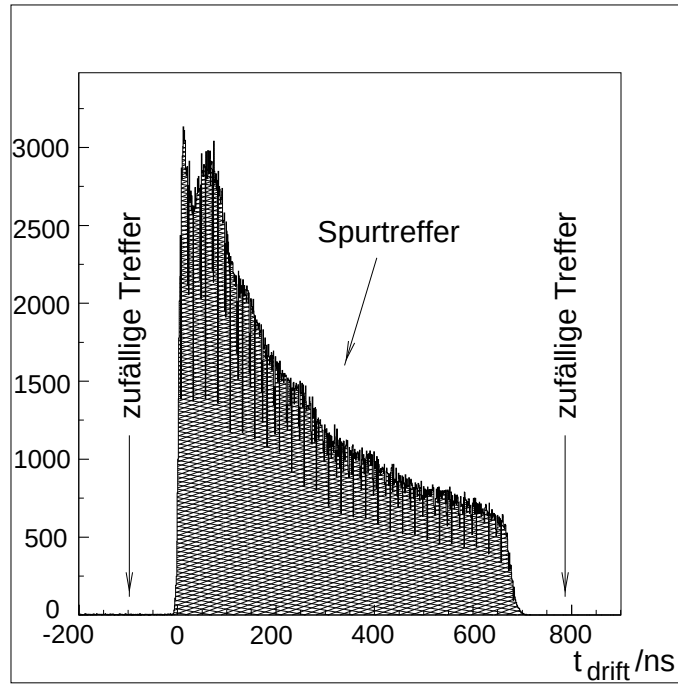


Abbildung 3.4: Driftzeitverteilung der Spurtreffer.

Ereignisses, dessen Zusatztreffer alle Haufentreffer sind, und mit ρ die relative Häufigkeit eines Ereignisses, das sowohl Einzel- als auch Haufentreffer enthält.

Etwas voreilig würde man erwarten, daß für die Daten, bei denen kein Absorber in den Strahl gestellt wird, $\sigma = 1$ und $\epsilon = \eta = \rho = 0$ ist. Da der Myonstrahl aber Schauerteilchen mit sich führt, die strahlaufwärts im sogenannten Hadronenabsorber erzeugt werden, und dadurch verunreinigt ist, ist $\sigma < 1$, und zwar ist

$$\begin{aligned}\sigma &= (66,1 \pm 0,6)\%, \\ \epsilon &= (16,2 \pm 0,3)\%, \\ \eta &= (13,2 \pm 0,3)\%, \\ \rho &= (4,5 \pm 0,2)\%\end{aligned}$$

bei 100 GeV Myonenergie,

$$\begin{aligned}\sigma &= (76,7 \pm 0,2)\%, \\ \epsilon &= (9,64 \pm 0,08)\%, \\ \eta &= (10,68 \pm 0,08)\%, \\ \rho &= (2,98 \pm 0,04)\%\end{aligned}$$

bei 300 GeV Myonenergie mit der niedrigen Diskriminatorschwelle und

$$\begin{aligned}\sigma &= (77,4 \pm 0,2)\%, \\ \epsilon &= (9,0 \pm 0,2)\%, \\ \eta &= (10,8 \pm 0,1)\%, \\ \rho &= (2,78 \pm 0,07)\%\end{aligned}$$

bei 300 GeV mit der hohen Schwelle. Von nun an werden diese Größen mit dem Index 0 gekennzeichnet.

Wenn man einen Absorber in den Strahl stellt, nimmt die Häufigkeit eines Ereignisses mit Zusatztreffern zu, weil im Absorber beim Myondurchgang Sekundärteilchen erzeugt werden. Die neuen relative Häufigkeiten tragen den Index M . Die Verunreinigungen im Myonstrahl führen dazu, daß sie nicht gleich den Größen σ_A , ϵ_A , η_A und ρ_A sind, die man mit einem sauberen Myonstrahl erhielte. Die Werte von σ_A , ϵ_A , η_A und ρ_A muß man aus σ_0 , ϵ_0 , η_0 , ρ_0 und σ_M , ϵ_M , ρ_M berechnen.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis ohne Zusatztreffer zu beobachten, wenn ein Absorber im Strahl steht, ist gleich dem Produkt der Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis ohne Zusatztreffer ohne den Absorber zu haben, und der Wahrscheinlichkeit, daß aus dem Absorber kein Schauerteilchen zu einem Zusatztreffer in der Myonkammer führt. Also ist

$$\sigma_M = \sigma_0 \cdot \sigma_A \quad (3.1)$$

oder, was auf dasselbe hinausläuft,

$$\sigma_A = \frac{\sigma_M}{\sigma_0}. \quad (3.2)$$

Der aufmerksame Leser hat sicherlich bemerkt, daß die Gleichung 3.1 nur dann gilt, wenn der Absorber keine Schauerteilchen des Myonstrahls absorbiert, d.h. den Strahl nicht reinigt. Der Effekt, daß der Absorber den Myonstrahl reinigt, spielt im vorliegenden Versuchsaufbau eine untergeordnete Rolle aus zwei Gründen. Erstens sind die Absorber jeweils 6 cm breit, decken somit das Driftrohr, das vom Myon getroffen wird, in der Horizontalen vollständig und die beiden Nachbarrohre jeweils nur zur Hälfte ab – es sei daran erinnert, daß der Durchmesser eines Driftrohres 3 cm ist. Zweitens werden Ereignisse mit Treffern in denjenigen Fingern verworfen, die den Bereich der Nachbarn des vom Myon durchquerten Rohres bedecken. In der Analyse kann daher σ_A mit Hilfe der Gleichung 3.1 bzw. 3.2 berechnet werden. Genauer gehen wir im Abschnitt 3.4.6 auf den systematischen Fehler ein, den man hierbei macht.

Wenn man nun den Fall vernachlässigt, daß ein Einzeltreffer, der von einer Strahlverunreinigung herrührt, und ein Einzeltreffer, den der Absorber verursacht, einen Haufen bilden, dann ist

$$\epsilon_M = \sigma_0 \cdot \epsilon_A + \epsilon_0 \cdot \sigma_A + \epsilon_0 \cdot \epsilon_A = (\sigma_0 + \epsilon_0) \cdot \epsilon_A + \epsilon_0 \cdot \sigma_A, \quad (3.3)$$

was mit

$$\epsilon_A = \frac{\epsilon_M - \epsilon_0 \sigma_A}{\sigma_0 + \epsilon_0}.$$

gleichbedeutend ist. Die Gleichung 3.3 besagt nichts anderes, als daß ein Ereignis, das nur Einzeltreffer als Zusatztreffer hat, genau dann eintritt, wenn entweder der Strahl sauber ist und der Absorber einen Einzeltreffer verursacht oder eine Strahlverunreinigung zu einem Einzeltreffer führt und kein Schauerteilchen aus dem Absorber die Kammer trifft oder aber sowohl eine Strahlverunreinigung als auch ein Schauerteilchen aus dem Absorber Einzeltreffer verursacht.

Entsprechend ist

$$\eta_A = \frac{\eta_M - \eta_0 \sigma_A}{\sigma_0 + \eta_0}.$$

Schließlich erhält man ρ_A aus der Normierungsbedingung $\sigma_A + \epsilon_A + \eta_A + \rho_A = 1$ zu

$$\rho_A = 1 - \sigma_A - \epsilon_A - \eta_A.$$

Die Meßergebnisse für σ_A , ϵ_A , η_A und ρ_A sind in den Tabellen 3.2 bis 3.4 aufgeführt. Die angegebenen Fehler sind mit Hilfe des Fehlerfortpflanzungsgesetzes und unter der Annahme berechnet, daß die Zahl der Ereignisse, die zu einer Ereignisklasse gehören, poissonverteilt ist.

Tabelle 3.2: Klassenverteilung in den 100-GeV-Daten.

Bedingung	$\sigma_A/\%$	$\epsilon_A/\%$	$\eta_A/\%$	$\rho_A/\%$
10 cm Fe	86 ± 1	$3,7 \pm 0,7$	$7,2 \pm 0,7$	3 ± 1
20 cm Fe	83 ± 1	$3,9 \pm 0,7$	$10,2 \pm 0,7$	3 ± 1
20 cm Al	88 ± 1	$1,7 \pm 0,7$	$9,5 \pm 0,7$	1 ± 1

Die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis mit Zusatztreffern liegt also je nach Versuchsbedingung etwa zwischen 10 und 20 Prozent. Stets enthalten die meisten Ereignisse mit Zusatztreffern ausschließlich Haufentreffer. Etwa halb so häufig sind Ereignisse, die neben Spurtreffern lediglich Einzeltreffer oder sowohl Einzel- als auch Haufentreffer enthalten. Wie erwartet steigt die Häufigkeit von Ereignissen mit Zusatztreffern sowohl mit der Absorberlänge als auch mit der Myonenergie. Die Ergebnisse der Messungen mit unterschiedlichen Diskriminatorschwellen stimmen im Rahmen der statistischen Fehler überein.

Tabelle 3.3: Klassenverteilung in den 300-GeV-Daten bei der niedrigen Diskriminatorschwelle.

Bedingung	$\sigma_A/\%$	$\epsilon_A/\%$	$\eta_A/\%$	$\rho_A/\%$
5 cm Fe	88,4 $\pm$ 0,6	2,0 $\pm$ 0,3	7,9 $\pm$ 0,3	1,7 $\pm$ 0,8
10 cm Fe	83,3 $\pm$ 0,6	3,4 $\pm$ 0,3	10,0 $\pm$ 0,4	3,4 $\pm$ 0,8
20 cm Fe	76,1 $\pm$ 0,6	5,1 $\pm$ 0,3	12,5 $\pm$ 0,4	6,4 $\pm$ 0,7
30 cm Fe	69,6 $\pm$ 0,6	8,0 $\pm$ 0,3	13,2 $\pm$ 0,4	9,1 $\pm$ 0,8
10 cm Al	88,9 $\pm$ 0,6	2,2 $\pm$ 0,3	7,8 $\pm$ 0,4	1,0 $\pm$ 0,8
20 cm Al	82,9 $\pm$ 0,6	3,0 $\pm$ 0,3	11,8 $\pm$ 0,4	2,2 $\pm$ 0,8
30 cm Al	79,0 $\pm$ 0,6	4,1 $\pm$ 0,3	13,7 $\pm$ 0,4	3,2 $\pm$ 0,8

Tabelle 3.4: Klassenverteilung in den 300-GeV-Daten bei der hohen Diskriminatorschwelle.

Bedingung	$\sigma_A/\%$	$\epsilon_A/\%$	$\eta_A/\%$	$\rho_A/\%$
5 cm Fe	88,0 $\pm$ 0,7	2,4 $\pm$ 0,3	7,7 $\pm$ 0,3	1,9 $\pm$ 0,9
10 cm Fe	84,1 $\pm$ 0,7	3,2 $\pm$ 0,3	9,3 $\pm$ 0,4	3,4 $\pm$ 0,9
20 cm Fe	75,8 $\pm$ 0,7	5,6 $\pm$ 0,3	12,7 $\pm$ 0,4	5,9 $\pm$ 0,9
10 cm Al	89,6 $\pm$ 0,7	1,9 $\pm$ 0,3	7,6 $\pm$ 0,4	0,9 $\pm$ 0,9
20 cm Al	84,3 $\pm$ 0,7	2,4 $\pm$ 0,3	10,9 $\pm$ 0,4	2,3 $\pm$ 0,9

3.4.4 Zusatztrefferverteilungen

Nach der Untersuchung der Ereignisklassen wenden wir uns der Verteilung der Zusatztreffer zu. Wie zuvor bei den Ereignisklassen muß man den Einfluß der Strahlverunreinigungen auf die Zusatztrefferverteilung mit Hilfe der Daten für den Aufbau ohne Absorber im Myonstrahl herausrechnen.

Hierzu bezeichne h die räumliche Zusatztrefferverteilung in einem Ereignis mit Zusatztreffern. Mit anderen Worten: Wenn ein Ereignis Zusatztreffer enthält, gebe h die Wahrscheinlichkeit an, mit der in einem bestimmten Rohr ein Zusatztreffer vorliegt. Ein hochgestellter Index zeige wiederum die Ereignisklasse an. $(1 - \sigma)$ besage dabei, man habe ein Ereignis mit Zusatztreffern beobachtet. Ein tiefgestellter Index kennzeichne die Versuchsbedingung.

Zunächst unterscheiden wir nicht zwischen den einzelnen Zusatztrefferarten, sondern bloß zwischen Spur- und Zusatztreffern. In unserer Bezeichnungsweise ist die gemessene Gesamtzusatztrefferverteilung $(1 - \sigma_B)h_B^{(1-\sigma)}$ für die Versuchsbedingung B . Mit dem Vorfaktor $(1 - \sigma_B)$, der Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis mit Zusatztreffern bei der Bedingung B , berücksichtigt man, daß nicht in jedem

Ereignis Zusatztreffer auftreten. Sofern ein im Absorber erzeugtes Schauerteilchen in einem Ereignis nicht in dasselbe Rohr wie eine Strahlverunreinigung läuft, ist

$$\begin{aligned} (1 - \sigma_M)h_M^{(1-\sigma)} &= (1 - \sigma_0)\sigma_A h_0^{(1-\sigma)} + \sigma_0(1 - \sigma_A)h_A^{(1-\sigma)} \\ &\quad + (1 - \sigma_0)(1 - \sigma_A) \left[h_0^{(1-\sigma)} + h_A^{(1-\sigma)} \right] \\ &= (1 - \sigma_0)h_0^{(1-\sigma)} + (1 - \sigma_A)h_A^{(1-\sigma)}, \end{aligned}$$

was auf

$$h_A^{(1-\sigma)} = \frac{1}{1 - \sigma_A} \left[(1 - \sigma_M)h_M^{(1-\sigma)} - (1 - \sigma_0)h_0^{(1-\sigma)} \right].$$

hinausläuft. In der Analyse der Teststrahl Daten mißt man $h_M^{(1-\sigma)}$ und $h_0^{(1-\sigma)}$ nicht unmittelbar, sondern die Balkendiagramme $H_M^{(1-\sigma)}$ und $H_0^{(1-\sigma)}$. Aus diesen erhält man statistische Schätzgrößen für $(1 - \sigma_M)h_M^{(1-\sigma)}$ und $(1 - \sigma_0)h_0^{(1-\sigma)}$, indem man die Einträge der Diagramme durch die Zahl der Ereignisse teilt, die in die Untersuchung der gegebenen Versuchsbedingungen eingehen. Diese Zahl sei N_B für die Bedingung B . Letztendlich erhält man die Gleichung

$$h_A^{(1-\sigma)} = \frac{1}{1 - \sigma_A} \left[\frac{H_M^{(1-\sigma)}}{N_M} - \frac{H_0^{(1-\sigma)}}{N_0} \right].$$

Die Verteilung $h_A^{(1-\sigma)}$, die man auf diese Weise bei 300 GeV Myonenergie mit einem 30 cm langen Eisenabsorber in der ersten Rohrlage¹ gewinnt, ist in der Abbildung 3.5 dargestellt.

Am häufigsten sind Zusatztreffer in der Nähe des Myons. Ihre Häufigkeit nimmt mit wachsendem Abstand vom Myon ab. Die Gesamtzusatztrefferverteilung ist recht breit, ihre Standardabweichung beträgt etwa 10 Rohre, was 30 cm entspricht. Weil der Absorber 60 cm vor der Kammer steht, heißt das, daß der Winkel zwischen der Flugbahn des registrierten Schauerteilchens und dem Myonstrahl bis zu 27° betragen kann. Die Asymmetrie der Zusatztrefferverteilung rührt daher, daß die Kammer nicht genau senkrecht zur Strahlachse steht und der Absorber leicht verdreht im Strahle sitzt, d.h. seine Längsseiten nicht parallel zur Strahlachse verlaufen. Wenn man beide Verdrehungen später in der Monte-Carlo-Simulation berücksichtigt, erhält man die gleiche Asymmetrie.

Als Kenngrößen der Zusatztrefferverteilungen betrachten wir die Standardabweichung s der Zusatztrefferverteilung und die Gesamtzahl $\bar{Z}$ der Zusatztreffer, was nichts anderes als das Integral über die Verteilung ist. Die Meßwerte dieser Größen sind in den Tabellen 3.5 bis 3.7, nach Rohrlagen und Versuchsbedingung aufgeschlüsselt, festgehalten.

Alle Zusatztrefferverteilungen haben im Rahmen der geschätzten Fehler dieselbe Standardabweichung. Allerdings unterscheiden sie sich in der Gesamtzahl

¹Die erster Rohrlage ist die Rohrlage, die dem Absorber am nächsten liegt.

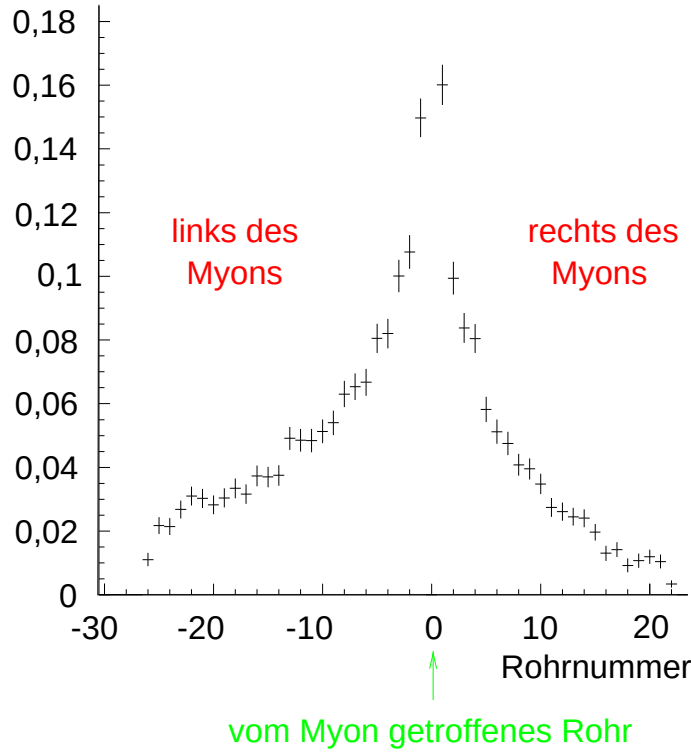


Abbildung 3.5: Gesamtzusatztrefferverteilung in der ersten Rohrlage bei 300 GeV Myonenergie mit einem 30 cm langen Eisenabsorber. Die Rohrnummern sind bezüglich des vom Myon getroffenen Rohres angegeben.

der Zusatztreffer, sie scheint mit der Myonenergie und Absorberlänge zu steigen. Für 300-GeV-Muonen deutet sich eine Sättigung bei 30 cm Eisen ab. Die Zahl der Zusatztreffer fällt von der ersten zur dritten Rohrlage, weil niederenergetische Schauerteilchen in den Rohrwänden zwischen den Lagen absorbiert werden können.

Um die Untersuchung der Zusatztrefferverteilungen zu vervollständigen, betrachten wir die räumliche Verteilung der Zusatztreffer in einem Ereignis mit nur Einzeltreffern als Zusatztreffern und auch diese Verteilung in einem Ereignis mit nur Haufentreffern als Zusatztreffern.

In der Schreibweise von oben ist $h_M^{(\epsilon)}$ die erste Verteilung für die Messung im Absorber im Myonstrahl. Für sie gilt unter den bisherigen Annahmen:

$$\begin{aligned} \epsilon_M h_M^{(\epsilon)} &= \sigma_0 \epsilon_A h_A^{(\epsilon)} + \epsilon_0 \sigma_A h_0^{(\epsilon)} + \epsilon_0 \epsilon_A \left[h_0^{(\epsilon)} + h_A^{(\epsilon)} \right] \\ &= (\sigma_0 + \epsilon_0) \epsilon_A h_A^{(\epsilon)} + (\sigma_A + \epsilon_A) \epsilon_0 h_0^{(\epsilon)}, \end{aligned}$$

Tabelle 3.5: Kenngrößen der Gesamtzusatztrefferverteilungen bei 100 GeV Myonenergie.

Bedingung	s in Rohren			$\bar{Z}$		
	1. Lage	2. Lage	3. Lage	1. Lage	2. Lage	3. Lage
10 cm Fe	10,4±0,8	10±1	9,9±0,9	1,65±0,07	1,33±0,07	1,38±0,07
20 cm Fe	10,0±0,7	9,9±0,8	9,8±0,8	1,81±0,06	1,64±0,06	1,63±0,06
20 cm Al	9±1	9±1	8±1	1,61±0,08	1,33±0,08	1,30±0,08

Tabelle 3.6: Kenngrößen der Gesamtzusatztrefferverteilungen bei 300 GeV Myonenergie mit der niedrigen Diskriminatorschwelle.

Bedingung	s in Rohren			$\bar{Z}$		
	1. Lage	2. Lage	3. Lage	1. Lage	2. Lage	3. Lage
5 cm Fe	9,1±0,7	8,7±0,8	8,8±0,8	1,80±0,05	1,57±0,05	1,58±0,05
10 cm Fe	9,4±0,6	9,6±0,6	9,2±0,6	1,91±0,04	1,76±0,04	1,76±0,04
20 cm Fe	9,8±0,5	9,8±0,5	9,8±0,5	2,18±0,03	1,98±0,03	1,97±0,03
30 cm Fe	10,1±0,4	10,3±0,4	10,1±0,4	2,24±0,02	2,09±0,02	2,06±0,02
10 cm Al	8±1	7±1	7±1	1,29±0,05	1,00±0,05	0,98±0,05
20 cm Al	9,5±0,6	9,6±0,6	9,4±0,7	1,73±0,04	1,51±0,03	1,46±0,03
30 cm Al	9,1±0,6	8,9±0,6	8,4±0,7	1,61±0,03	1,39±0,03	1,31±0,03

Tabelle 3.7: Kenngrößen der Gesamtzusatztrefferverteilungen bei 300 GeV Myonenergie mit der hohen Diskriminatorschwelle.

Bedingung	s in Rohren			$\bar{Z}$		
	1. Lage	2. Lage	3. Lage	1. Lage	2. Lage	3. Lage
5 cm Fe	9,6±0,7	9,6±0,8	9,5±0,8	1,83±0,05	1,64±0,05	1,63±0,05
10 cm Fe	9,6±0,6	9,6±0,6	9,4±0,7	2,04±0,04	1,89±0,04	1,90±0,04
20 cm Fe	9,8±0,5	9,7±0,5	9,5±0,5	2,15±0,03	1,97±0,03	1,94±0,03
10 cm Al	8±1	9±1	8±1	1,32±0,06	1,11±0,05	1,02±0,05
20 cm Al	9,5±0,7	9,4±0,7	8,9±0,8	1,72±0,04	1,55±0,04	1,41±0,04

was gleichbedeutend mit

$$h_A^{(\epsilon)} = \frac{1}{(\sigma_0 + \epsilon_0)\epsilon_A} \left[\epsilon_M h_M^{(\epsilon)} - (\sigma_A + \epsilon_A)\epsilon_0 h_0^{(\epsilon)} \right]$$

ist. Im Experiment mißt man $\frac{H_B^{(\epsilon)}}{N_B}$ als Schätzung von $\epsilon_B h_B^{(\epsilon)}$, so daß man schließlich

$$h_A^{(\epsilon)} = \frac{1}{(\sigma_0 + \epsilon_0)\epsilon_A} \left[\frac{H_M^{(\epsilon)}}{N_M} - (\sigma_A + \epsilon_A) \frac{H_0^{(\epsilon)}}{N_0} \right]$$

erhält. Entsprechend ist die Haufentrefferverteilung

$$h_A^{(\eta)} = \frac{1}{(\sigma_0 + \eta_0)\eta_A} \left[\frac{H_M^{(\eta)}}{N_M} - (\sigma_A + \eta_A) \frac{H_0^{(\eta)}}{N_0} \right].$$

Zuerst widmen wir uns den Meßergebnissen für die Haufentreffer. In der Abbildung 3.6 ist die räumliche Verteilung der Haufentreffer in einem Ereignis, dessen Zusatztreffer alle Haufentreffer sind, in der ersten Rohrlage im Falle des 30 cm langen Eisenabsorber bei 300 GeV dargestellt.

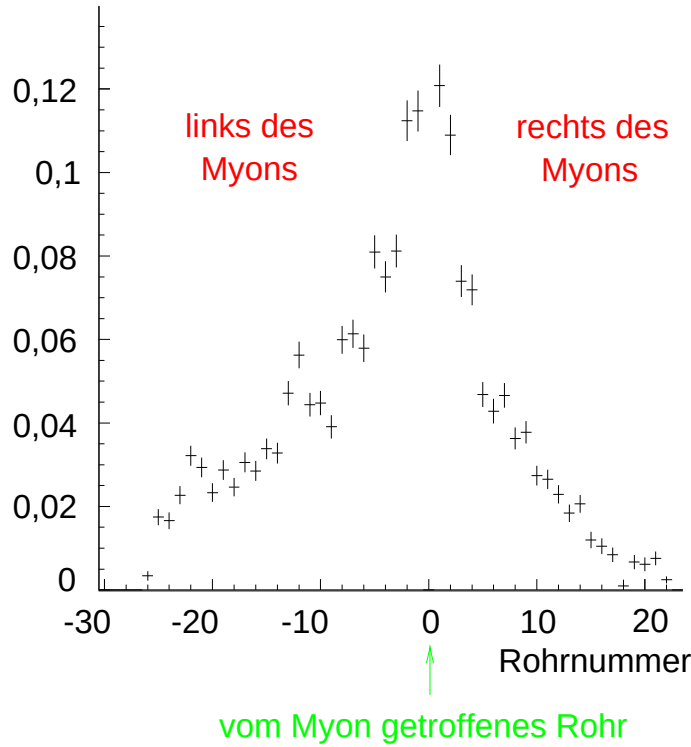


Abbildung 3.6: Haufentrefferverteilung in der ersten Rohrlage in Ereignissen, deren Zusatztreffer ausschließlich Haufentreffer sind, für den 30 cm langen Eisenabsorber bei 300 GeV Myonenergie und der niedrigen Diskriminatorschwelle.

In Strahlnähe sind die Haufentreffer am wahrscheinlichsten, zum Rande der Myonkammer hin nehmen sie ab. Genauso wie bei der Gesamtzusatztrefferver-

teilung liegt es nahe, die Verteilung durch ihre Standardabweichung und die Gesamtzahl der Treffer zu charakterisieren. Die ermittelten Werte der Kenngrößen sind in den Tabellen 3.8 bis 3.10 aufgeführt.

Die Verteilungen sind etwa so breit wie die Gesamtzusatztrefferverteilungen und enthalten insgesamt fast so viele Treffer wie diese.

Tabelle 3.8: Kenngrößen der Haufentrefferverteilungen bei 100 GeV Myonenergie.

Bedingung	s in Rohren			Z		
	1. Lage	2. Lage	3. Lage	1. Lage	2. Lage	3. Lage
10 cm Fe	10,5±0,7	9,9±0,8	9,4±0,9	1,52±0,05	1,50±0,05	1,29±0,05
20 cm Fe	10,2±0,6	10,7±0,6	10,2±0,6	1,71±0,04	1,76±0,04	1,60±0,04
20 cm Al	8,5±0,9	8,7±0,8	8,4±0,9	1,43±0,05	1,51±0,05	1,35±0,05

Tabelle 3.9: Kenngrößen der Haufentrefferverteilungen bei 300 GeV Myonenergie mit der niedrigen Diskriminatorschwelle.

Bedingung	s in Rohren			Z		
	1. Lage	2. Lage	3. Lage	1. Lage	2. Lage	3. Lage
5 cm Fe	9,2±0,6	9,0±0,6	8,5±0,6	1,64±0,03	1,68±0,03	1,56±0,03
10 cm Fe	9,8±0,5	9,6±0,5	9,4±0,5	1,83±0,02	1,86±0,02	1,77±0,02
20 cm Fe	9,5±0,4	9,5±0,4	9,4±0,4	1,91±0,02	1,92±0,02	1,75±0,01
30 cm Fe	9,8±0,4	10,0±0,4	9,7±0,4	1,96±0,02	2,07±0,01	1,86±0,01
10 cm Al	7,1±0,9	6±1	6±1	1,13±0,03	1,10±0,03	0,97±0,02
20 cm Al	9,3±0,5	9,3±0,5	9,1±0,5	1,61±0,02	1,61±0,02	1,46±0,02
30 cm Al	9,5±0,5	9,2±0,5	8,8±0,5	1,57±0,02	1,54±0,02	1,37±0,02

Tabelle 3.10: Kenngrößen der Haufentrefferverteilungen bei 300 GeV Myonenergie mit der hohen Diskriminatorschwelle.

Bedingung	s in Rohren			Z		
	1. Lage	2. Lage	3. Lage	1. Lage	2. Lage	3. Lage
5 cm Fe	9,9±0,5	10,0±0,5	9,9±0,5	1,82±0,03	1,88±0,03	1,78±0,03
10 cm Fe	9,3±0,5	9,3±0,5	9,2±0,5	1,81±0,03	1,84±0,03	1,77±0,03
20 cm Fe	9,7±0,5	9,8±0,5	9,6±0,5	1,91±0,02	1,95±0,02	1,79±0,02
10 cm Al	9,4±0,7	9,2±0,7	9,0±0,7	1,27±0,03	1,30±0,03	1,17±0,03
20 cm Al	9,2±0,5	9,1±0,5	8,7±0,6	1,55±0,02	1,56±0,02	1,40±0,02

Kommen wir nun zur Verteilung der Einzeltreffer in Ereignissen, die nur Einzeltreffer als Zusatztreffer enthalten! Die räumliche Verteilung der Einzeltreffer, bezogen auf das vom Myon getroffene Rohr, ist in der Abbildung 3.7 festgehalten.

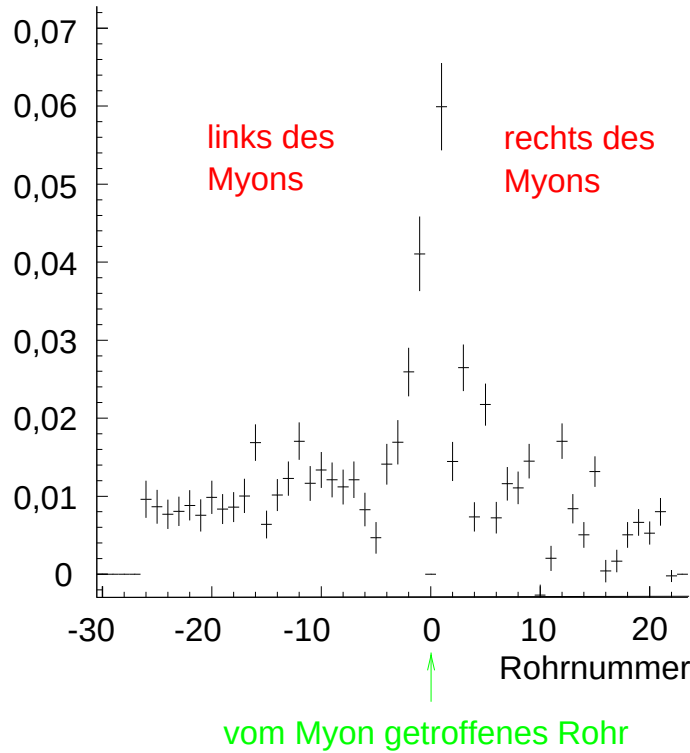


Abbildung 3.7: Verteilung der Einzeltreffer in der ersten Rohrlage bezüglich des vom Myon getroffenen Rohres in Ereignissen, deren Zusatztreffer alle Einzeltreffer sind, für den 20 cm langen Eisenabsorber bei 300 GeV Myonenergie und der niedrigen Diskriminatorschwelle.

Sie hat eine Spitze in den Nachbarn des Rohres, durch welches das Myon läuft, und ist ansonsten flach. Daher ist die Standardabweichung keine gute Kenngröße, die Gesamtzahl der Zusatztreffer bleibt jedoch aussagekräftig. Für die verschiedenen Versuchsbedingungen ist sie in der Tabelle 3.11 zu finden. Man stellt fest, daß es im wesentlichen nur einen Einzeltreffer in einer Dreifachlage gibt, und zwar unabhängig von der Myonenergie und Absorberlänge.

Mit dieser Beobachtung beschließen wir den Abschnitt über die Zusatztrefferverteilungen. Als nächstes werden wir die Meßergebnisse vergleichen, die mit unterschiedlichen Diskriminatorschwellen bei ansonsten gleichen Versuchsbedingungen gewonnen wurden.

Tabelle 3.11: Anzahl der Einzeltreffer bei 100 GeV und 300 GeV Myonenergie mit der niedrigen (n. S.) und hohen Diskriminatorschwelle (h.S.).

Energie	Bedingung	Z		
		1. Lage	2. Lage	3. Lage
100 GeV	10 cm Fe, n. S.	0,63±0,07	0,19±0,06	0,59±0,07
100 GeV	20 cm Fe, n. S.	0,44±0,06	0,23±0,05	0,43±0,06
100 GeV	20 cm Al, n. S.	0,9±0,2	-0,1±0,2	0,6±0,2
300 GeV	5 cm Fe, n. S.	0,63±0,04	0,18±0,03	0,61±0,04
300 GeV	5 cm Fe, h. S.	0,54±0,04	0,32±0,03	0,37±0,04
300 GeV	10 cm Fe, n. S.	0,57±0,02	0,27±0,01	0,39±0,02
300 GeV	10 cm Fe, h. S.	0,44±0,03	0,32±0,02	0,44±0,03
300 GeV	20 cm Fe, n. S.	0,57±0,02	0,27±0,01	0,39±0,02
300 GeV	20 cm Fe, h. S.	0,54±0,02	0,30±0,01	0,45±0,02
300 GeV	30 cm Fe, n. S.	0,52±0,01	0,310±0,009	0,42±0,01
300 GeV	10 cm Al, n. S.	0,62±0,04	0,21±0,03	0,39±0,03
300 GeV	10 cm Al, h. S.	0,54±0,04	0,39±0,04	0,37±0,04
300 GeV	20 cm Al, n. S.	0,59±0,03	0,24±0,02	0,36±0,03
300 GeV	20 cm Al, h. S.	0,59±0,04	0,35±0,03	0,25±0,03
300 GeV	30 cm Al, n. S.	0,59±0,02	0,31±0,02	0,34±0,02

3.4.5 Ein Vergleich der Messungen mit verschiedenen Diskriminatorschwellen

Um die Ergebnisse für die verschiedenen Diskriminatorschwellen zu vergleichen, führen wir zwei neue Größen ein. Wenn eine Größe G bei verschiedenen Versuchsbedingungen B sowohl mit der niedrigen als auch der hohen Diskriminatorschwelle bestimmt wurde, berechnen wir

$$\Delta G := \sum_B \left(G_B^{\text{niedrige Schwelle}} - G_B^{\text{hohe Schwelle}} \right)$$

und

$$\chi_G^2 := \sum_B \frac{(G_B^{\text{niedrige Schwelle}} - G_B^{\text{hohe Schwelle}})^2}{\text{Var}(G_B^{\text{niedrige Schwelle}}) + \text{Var}(G_B^{\text{hohe Schwelle}})},$$

worin $\text{Var}(G_B)$ die geschätzte Varianz der Größe G_B ist. Falls die Resultate der Messungen miteinander verträglich sind, erwartet man $\Delta G=0$ und $\chi_G^2=5$, denn es gibt 5 Versuchsbedingungen, für welche Daten mit unterschiedlichen Diskriminatorschwellen aufgezeichnet wurden, und der Erwartungswert eines χ^2 mit 5 Freiheitsgraden ist gerade 5. Da ΔG und χ_G^2 Zufallsgrößen sind, weichen sie in

der Praxis von ihren Erwartungswerten ab; die Standardabweichung von ΔG ist

$$\sigma_{\Delta G} := \sqrt{\sum_B \left[\text{Var}(G_B^{\text{niedrige Schwelle}}) + \text{Var}(G_B^{\text{hohe Schwelle}}) \right]}$$

und die Standardabweichung eines χ^2 mit n Freiheitsgraden $\sqrt{2n}$, was im Falle von χ_G^2 gleich $\sqrt{2 \cdot 5} \approx 3$ ist. Wir sagen, ΔG sei mit 0 verträglich, wenn $-3\sigma_G \leq \Delta G \leq 3\sigma_G$; wenn $0 \leq \chi_G^2 \leq 5 + 3 \cdot 3 = 14$, dann sei χ_G^2 mit 5 verträglich².

Vorab beschließen wir, vier Fälle zu unterscheiden:

1. ΔG ist mit 0 verträglich und χ_G^2 mit 5. In diesem Falle nehmen wir an, daß die Ergebnisse der Messungen mit beiden Schwellen miteinander verträglich sind und ihre Fehler richtig geschätzt sind.
2. ΔG ist mit 0 verträglich, aber χ_G^2 ist größer als 14. Dann sind zwar die Ergebnisse der beiden Messungen mit unterschiedlichen Schwellen miteinander verträglich, doch ihre Fehler sind unterschätzt worden, vermutlich um den Faktor $\sqrt{\frac{5}{\chi_G^2}}$.
3. Weder ist ΔG mit 0 noch χ_G^2 mit 5 verträglich. Falls ΔG mit 0 verträglich wird, nachdem man die Fehlerwerte mit $\sqrt{\frac{\chi_G^2}{5}}$ multipliziert hat, gehen wir davon aus, daß die Messungen mit verschiedenen Schwellen verträgliche Resultate ergeben, deren Fehler allerdings unterschätzt worden sind.
4. χ_G^2 ist nicht mit 5 verträglich, und ΔG bleibt auch nach Vervielfachung der Fehler mit $\sqrt{\frac{\chi_G^2}{5}}$ mit 0 unverträglich. Hier sind die Meßergebnisse nur bedingt aussagekräftig, und bei ihrer Deutung ist Vorsicht geboten.

Wir hatten bereits bemerkt, daß die Klassenhäufigkeiten, die wir bei den beiden Diskriminatorschwellen erhalten hatten, im Rahmen der Fehler übereinstimmen. Die Meßergebnisse sind also nach dem Punkt 1 miteinander verträglich. Der erste Fall trifft auch für die Gesamtzahl der Zusatztreffer sowie die Standardabweichungen der Gesamtzusatztrefferverteilungen und der Haufentrefferverteilungen zu. Den Fall 2 findet man bei der Zahl $\bar{Z}$ der Haufentreffer vor; der Fehler von $\bar{Z}$ ist in der ersten Rohrlage um den Faktor $\frac{1}{2,6}$, in der zweiten Rohrlage um den Faktor $\frac{1}{3,1}$ und in der dritten um den Faktor $\frac{1}{3,6}$ unterschätzt. Bei der Zahl der Einzeltreffer sind die Meßergebnisse für die verschiedenen Diskriminatorschwellen in der ersten Rohrlage gemäß 1 miteinander verträglich, in der zweiten und dritten Rohrlage greift das Kriterium 2; die Meßergebnisse sind hier miteinander verträglich, jedoch sind die Fehler in der zweiten Rohrlage tatsächlich 3,0-mal

²Diese Festsetzungen sind nicht ganz frei von Willkür; selbstverständlich kann sie der Leser nach seinem Geschmack abwandeln.

größer, als ursprünglich angenommen, in der dritten Lage sind sie 2,4-mal größer. Offenbar treten die Fälle 3 und 4 bei keiner der betrachteten Meßgrößen auf.

Die Meßergebnisse sind also unempfindlich auf die Wahl der Diskriminatorschwelle.

Daß die Fehler mancher Meßgrößen unterschätzt sind, hängt wohl damit zusammen, wie genau man die Absorber für die Messung mit der hohen Schwelle wieder an die Stelle setzen kann, an der sie bei der Messung mit der niedrigen Schwelle saßen. Denn wenn man in der Monte-Carlo-Simulation den Absorber einen Millimeter seitlich verschiebt oder ihn um 3 mrad um die Vertikale verdreht, ändert sich die Monte-Carlo-Vorhersage der Zahl der Haufen- bzw. Einzeltreffer in der Größenordnung der oben beobachteten Schwankung zwischen der Messung mit der niedrigen und hohen Schwelle.

3.4.6 Eine Abschätzung der systematischen Fehler

Die bisherige Untersuchung der Teststrahlenden fußt auf mehreren Annahmen, deren beschränkte Gültigkeit systematische Unsicherheiten in den Ergebnissen nach sich ziehen. Inwieweit die Annahmen berechtigt sind und wie stark sie die Ergebnisse beeinflussen, wird im vorliegenden Abschnitt erörtert. Am gewagtesten erscheint auf den ersten Blick die Annahme, die Absorber reinigten den Strahl nicht, weswegen wir uns mit ihr zuerst beschäftigen.

Die Abbildung 3.8 zeigt die Zusatztrefferverteilung in der ersten Rohrlage, bezogen auf das vom Myon getroffene Rohr, für die 300-GeV -Daten mit niedriger Diskriminatorschwelle ohne einen Absorber im Myonstrahl. Der Absorber deckt den in der Zeichnung schraffierten Bereich ab. In insgesamt 3630, also 2,3% der ausgewählten Ereignisse ist der linke oder der rechte Nachbar desjenigen Rohres getroffen, welches das Myon durchquert. Da jeder Absorber die Nachbarn zur Hälfte abdeckt, könnte der Absorber höchstens $\frac{1}{2} \cdot 3630$ säubern, wenn der Absorber nicht 6 cm, sondern 4 m hoch wäre und die Driftrohre auf ihrer gesamten Länge abdeckte. Nun sind die Zusatztreffer in den Nachbarn entlang der Rohre ähnlich wie in der Abbildung 3.8 verteilt und nicht auf das 6 cm lange Rohrstück beschränkt, das vom Absorber verdeckt wird. In den Bereich des Absorbers fallen also nur etwa $\frac{3630}{36789} \approx 9,9\%$ der Zusatztreffer in den Nachbarn des vom Myon getroffenen Rohres. D.h. im äußersten Falle entfernt der Absorber 0,11% der Ereignisse, die Zusatztreffer der Strahlverunreinigungen enthalten. Dann müßte man bei der Berechnung der Ereignishäufigkeiten zu σ_0 den Wert $a := 0,11\%$ hinzuzählen. Es wäre nicht

$$\sigma_A := \frac{\sigma_M}{\sigma_0},$$

sondern

$$\sigma'_A := \frac{\sigma_M}{\sigma_0 + a} = \sigma_A \cdot \frac{1}{1 + \frac{a}{\sigma_0}} = \sigma_A \cdot 0,9986$$

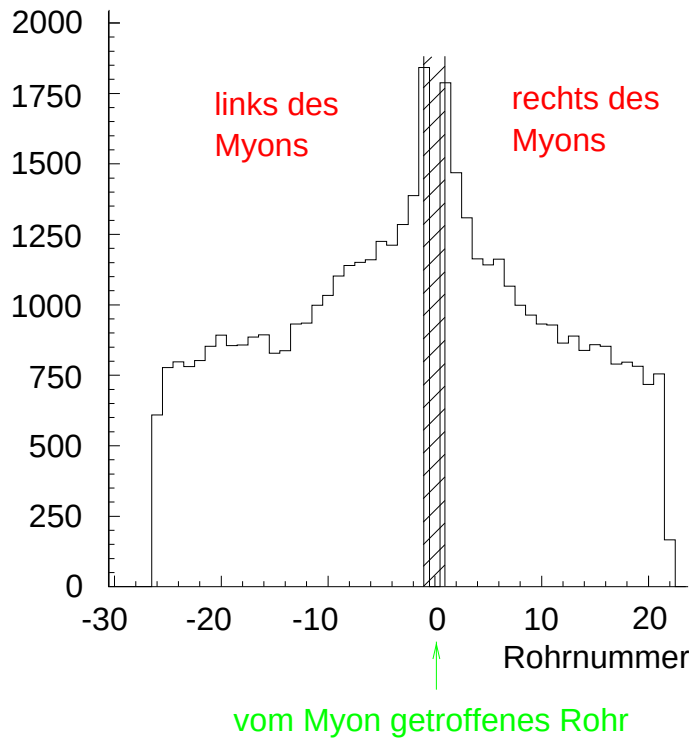


Abbildung 3.8: Zusatztrefferverteilung in der ersten Rohrlage für die 300-GeV-Daten mit niedriger Diskriminatorschwelle ohne einen Absorber im Myonstrahl. Der Absorber bedeckt den gestrichelten Bereich.

die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Absorber keinen Zusatztreffer in der Kammer verursacht. Der systematische Fehler, den die Annahme, der Absorber reinige den Stahl nicht, nach sich zieht, ist demnach höchstens 0,14%, kurzum vernachlässigbar. Diese Aussage bleibt auch für die 300-GeV-Daten mit der hohen Schwelle und die 100-GeV-Daten mit der niedrigen Schwelle richtig. Wir schließen, daß die Annahme, der Absorber reinige den Strahl nicht, gerechtfertigt ist.

Gerechtfertigt ist auch die Annahme, ein Einzeltreffer aus dem Absorber und ein Einzeltreffer aus den Strahlverunreinigungen bildeten keinen Haufen, denn dies tritt in weniger als 0,05% der Ereignisse ein, was man aus der Klassenhäufigkeit und der Zahl der Einzeltreffer in den Rohrlagen abschätzen kann, wenn man annimmt, die Einzeltreffer seien gleichmäßig über die Rohre in den Lagen verteilt.

Ähnlich selten treffen eine Strahlverunreinigung und ein im Absorber erzeugtes Schauerteilchen in dasselbe Rohr, so daß man guten Gewissens davon ausgehen darf, dies geschehe nicht.

Als Quelle eines großen systematischen Fehlers kommen schließlich die Sekundärteilchen selbst in Frage, die im Absorber erzeugt werden. Diese Sekundärteilchen könnten die Spurrekonstruktionseffizienz im Siliziumteleskop vermindern, wenn sie in eine seiner Detektorebenen gelangen. Man hat eine gewisse Handhabe

zu prüfen, ob dem so ist. Denn die Daten ohne einen Absorber im Myonstrahl wurden nicht in einem Zuge, sondern in Happen von 80000 Ereignissen vor und nach jedem Durchlauf mit einem Absorber im Strahle aufgenommen. Die Rekonstruktionseffizienz im Teleskop vor und nach jedem Durchlauf mit einem Absorber stimmt mit der Effizienz während dieses Durchlaufs innerhalb ihrer statistischen Fehler überein. Deswegen darf man annehmen, daß die Rekonstruktionseffizienz im Siliziumteleskop nicht durch die Anwesenheit eines Absorbers beeinflußt wird.

Die systematischen Unsicherheiten, die aus den einzelnen Annahmen erwachsen, sind demnach kleiner als die statistischen Fehler der Meßgrößen und können daher außer acht gelassen werden.

3.5 Vergleich mit Monte-Carlo-Vorhersagen

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ist das Hauptziel der Analyse zu prüfen, inwieweit Simulationsprogramme die gemessenen Klassenhäufigkeiten und Zusatztrefferverteilungen vorhersagen. Die Tatsache, daß die Untersuchung der Teststrahlendaten stets angibt, welche Klassen- und Zusatztrefferverteilungen die Absorber verursachen, erleichtert die Simulation des Versuchsaufbaus erheblich. Denn man kann nun einen reinen Myonstrahl in der Simulation annehmen. Die Verunreinigungen des Myonstrahls in allen Einzelheiten zu simulieren wäre schwierig. Man braucht auch nicht die Fingerzähler zu simulieren, denn bei einem sauberen Myonstrahl sorgen die Schnitte auf Treffer in den Fingerzählern lediglich dafür, daß die nachgewiesenen Myonen auf ein Quadrat der Seitenlänge 33 mm vor dem Absorber beschränkt sind, was man durchaus in der Simulation berücksichtigen muß. Auch das Siliziumteleskop kann man aus der Simulation fortlassen, da es wegen seiner hohen Ortsauflösung die Myonspur hinter der Myonkammer so genau vermißt, daß es in der Simulation ausreicht, die Parameter der Myonspur hinter der Kammer festzuhalten. Die Absorber werden in der Simulation an die Stelle gesetzt, an der sie im Versuchsaufbau standen, das Absorbergestell wird nicht simuliert, weil es konstruktionsgemäß die Klassenhäufigkeit und die Zusatztrefferverteilungen nicht beeinflußt.

Die Hauptschwierigkeit in der Simulation des Versuchsaufbaus läßt sich in zwei Fragen zusammenfassen: 1. Wie ist das Ansprechverhalten der Driftrohre auf Elektronen und Positronen? 2. Welche Energieschwellen muß man für die Erzeugung der Schauerteilchen in der Simulation setzen?

Zunächst halten wir fest, wie ein Driftrohr auf Myonen anspricht. Myonen, die ein Rohr in einem Abstand vom Anodendraht von weniger als 14,4 mm durchlaufen, werden mit Sicherheit nachgewiesen. Auf den verbliebenen 200 μm bis zur Rohrwand fällt die Nachweiswahrscheinlichkeit mit wachsendem Abstand in guter Näherung linear auf Null ab [6]. Elektronen und Positronen ionisieren, wenn sie nicht steckenbleiben, im Gasvolumen des Rohres mehr Atome als Myonen

und werden daher mindestens genauso sicher wie Myonen nachgewiesen. Obwohl auf diese Weise die Nachweiswahrscheinlichkeit von Elektronen und Positronen in der Nähe der Rohrwand größer als für Myonen sein könnte, werden wir dieselbe Effizienzverteilung für Elektronen, Positronen und Myonen ansetzen. Dabei unterschätzen wir die Zusatztrefferhäufigkeit in einem Rohr im schlimmsten Fall um 0,7%. Photonen erzeugen Treffer in Driftrohren, wenn sie Elektronen in der Rohrwand oder, was viel seltener eintritt, im Gas oder dem Drahte freisetzen. Die Erzeugung von Elektronen durch Photonen ist natürlich Bestandteil der Monte-Carlo-Simulation. Das Ansprechverhalten eines Driftrohres auf Photonen wird daher um so besser simuliert, je genauer die Monte-Carlo-Simulation ist. Ihre Genauigkeit hängt jedoch auch von der Energieschwelle ab, oberhalb derer Elektronen erzeugt werden, womit wir bei der zweiten Frage angelangt sind.

Elektronen, die aus dem Absorber auf die Myonkammer zulaufen, müssen mindestens so viel Energie haben, daß sie die 400 μm dicke Rohrwand durchdringen können. Ein Elektron mit 311 keV kinetischer Energie hat in Aluminium gerade 400 μm Reichweite. Um den Großteil der Elektronen nachzuweisen, die von Photonen in der Rohrwand erzeugt werden, ist in der Simulation nicht 311 keV , sondern 100 keV gesetzt. Die Abschneideenergie für Photonen liegt niedriger, nämlich bei 4,5 keV , weil in der Simulation für alle Teilchen, also auch für Photonen dieselbe Reichweite wie für Elektronen gesetzt war.

Gemäß diesen Überlegungen sollten sich die Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulation für die vom Absorber verursachten Klassenhäufigkeiten und Zusatztrefferverteilungen nicht ändern, wenn man die Energieschwellen weiter absenkt. In der Tat zeigt sich, daß sich die in den folgenden Abschnitten angegebenen Vorhersagen nur im Rahmen ihrer statistischen Fehler ändern, wenn man die Schwellen senkt. Dies zeigt, daß die Ergebnisse unempfindlich auf die Erzeugung sehr niederenergetischer Schauerteilchen sind.

3.5.1 Eine Bemerkung zu GEANT-3.21 im Vergleich zu GEANT-4

Im nächsten Abschnitt werden Vorhersagen einer Simulation [11], die auf das Simulationspaket „GEANT-4.3.1“ [12] zurückgreift, den Ergebnissen der Teststrahlungsmessungen im Detail gegenübergestellt. Kein ausführlicher Vergleich mit Vorhersagen einer Simulation, die auf GEANT-3.21 [13] fußt, werden vorgestellt. Das hat zwei Gründe: Auf der einen Seite ist GEANT-4.3.1 der neuverfaßte Nachfolger von GEANT-3.21 und soll im Laufe der kommenden Jahre GEANT-3.21 als Standardsimulationsbibliothek ablösen, bedarf aber noch experimenteller Überprüfung. Auf der anderen Seite unterscheiden sich dem GEANT-4-Handbuch zufolge GEANT-3.21 und GEANT-4.3.1 nicht in den elektromagnetischen Wirkungsquerschnitten. Der Verfasser hat sich von der Gültigkeit dieser Aussage in zwei Schritten überzeugt: Um zu bestätigen, daß die Wirkungsquerschnitte der

Primärprozesse, die für den Energieverlust der Myonen verantwortlich sind, bei 100 *GeV* und 300 *GeV* Myonenergie in den beiden Simulationen gleich sind, schoß er 100-*GeV*- und 300-*GeV*-Myonen durch ein 100 μm dickes Eisenblech in einer Simulation, die das eine Mal auf GEANT-3.21 zurückgriff, das andere Mal auf GEANT-4.3.1, und festhielt, wieviele Sekundärteilchen mit welcher Energie und welchen Impuls aus dem Blech treten. Die Ergebnisse beider Programme stimmten überein. Nachdem bestätigt war, daß die Wirkungsquerschnitte der Primärprozesse gleich sind, wurden die Klassenverteilung und die Zusatztrefferverteilungen im Falle eines 300-*GeV*-Myonstrahls, der auf einen 10 *cm* langen Eisenabsorber trifft, verglichen, und auch hier stimmten die Vorhersagen der beiden Programme überein. Es ist damit gerechtfertigt, nur im Rahmen der GEANT-4-Simulationen fortzufahren.

3.6 GEANT-4-Vorhersagen im Vergleich mit den Teststrahlungsmessungen

Wir stehen kurz vor dem Ziel unserer Anstrengungen, dem Vergleich der Teststrahlungsmessung mit ihrer Monte-Carlo-Vorhersage. Wie bereits in dem vorangegangenen Abschnitt erläutert wurde, werden wir bei den Vorhersagen ausschließlich auf das Paket „GEANT-4.3.1“ zurückgreifen. Als erstes werden wir die Vorhersagen alleine betrachten, ehe wir sie den experimentellen Ergebnissen gegenüberstellen.

Zuvor sei jedoch vermerkt, daß auch in der Monte-Carlo-Rechnung die Daten, bei denen die Myonen durch einen Absorber vor der Kammer fliegen, mit solchen Daten verglichen werden, bei denen die Myonen ungehindert auf die Kammer zulaufen, und zwar genauso wie bei den experimentellen Daten. Dadurch berücksichtigt man, daß man im letzteren Fall ebenso Zusatztreffer in der Myonkammer vorfindet, weil die Myonen ab und an Elektronen aus den Rohrwänden schlagen, welche weitere Rohre treffen, die nicht auf der Myonspur liegen.

Wir fangen nun mit der Vorhersage der Klassenhäufigkeiten an, die man der Tabelle 3.12 entnehmen kann. Die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis mit Zusatztreffern steigt mit zunehmender Absorberlänge und wachsender Myonenergie. Etwas mehr als die Hälfte der Ereignisse mit Zusatztreffern enthält nur Haufentreffer. Bei gleicher Myonenergie und gleicher Absorberlänge sind Ereignisse mit Zusatztreffern im Falle von Aluminium seltener als von Eisen, wie man es nach der Größe der Wirkungsquerschnitte für die Primärprozesse der Ionisierung, der Bremsstrahlung und der unmittelbaren Paarerzeugung erwartet; denn all diese Wirkungsquerschnitte sind umso größer, je höher die Kernladungszahl des Absorbermaterials ist. Dieses Ergebnis ist von vornherein nicht zu erwarten. Denn im Eisen werden nicht nur mehr Sekundärteilchen als im Aluminium erzeugt, sondern auch mehr Sekundärteilchen absorbiert.

Tabelle 3.12: Vorhergesagte Klassenhäufigkeiten.

Energie	Bedingung	$\sigma_A/\%$	$\epsilon_A/\%$	$\eta_A/\%$	$\rho_A/\%$
100 GeV	10 cm Fe	84,6±0,4	2,80±0,09	10,3±0,1	2,2±0,4
100 GeV	20 cm Fe	80,2±0,4	4,8±0,1	11,3±0,1	3,6±0,4
100 GeV	20 cm Al	84,2±0,4	2,97±0,09	11,1±0,1	1,6±0,4
300 GeV	5 cm Fe	85,7±0,4	2,14±0,08	10,1±0,1	2,1±0,4
300 GeV	10 cm Fe	81,1±0,4	3,19±0,09	12,0±0,1	3,8±0,4
300 GeV	20 cm Fe	75,1±0,3	5,4±0,1	13,6±0,1	5,9±0,4
300 GeV	30 cm Fe	70,7±0,3	7,2±0,1	14,4±0,1	7,4±0,4
300 GeV	10 cm Al	86,6±0,4	2,32±0,08	10,0±0,1	1,0±0,4
300 GeV	20 cm Al	83,1±0,4	3,06±0,09	11,8±0,1	2,0±0,4
300 GeV	30 cm Al	79,7±0,4	3,67±0,09	13,7±0,1	3,0±0,4

Wie stehen die Dinge bei der Multiplizität der Zusatztreffer? Werden in der Kammer mehr Zusatztreffer nachgewiesen, wenn man einen Aluminiumabsorber durch einen Eisenabsorber gleicher Länge ersetzt? Die Zahlen in der Tabelle 3.13 bestätigen diese Vermutung. Etwa 1,6-mal mehr Treffer enthält ein Ereignis, wenn man die Myonen durch Eisen statt Aluminium schießt. Bei Aluminium und Eisen nimmt die Zahl $\bar{Z}$ der Zusatztreffer mit der Absorberlänge und der Myonenergie zu. $\bar{Z}$ fällt von Rohrlage zu Rohrlage, je weiter man sich vom Absorber entfernt, weil Sekundärteilchen von den Rohrwänden aufgehalten werden. Die Standardabweichung aller Zusatztrefferverteilungen schwankt zwischen 8 und 9 Rohren, wobei der Trend unübersehbar ist, daß sie in der dritten schmäler als in der zweiten Rohrlage und in der zweiten schmäler als in der ersten Rohrlage sind.

Ähnlich liegen die Dinge bei den Haufentreffern – man vergleiche die Tabelle 3.14. Sie sind mit einer Standardabweichung von etwa 9 Rohren um den Myonstrahl verteilt. In der dritten Rohrlagen streuen sie nicht ganz so stark um den Strahl wie in den beiden ersten Lagen, wo die Verteilungen fast gleich breit sind. In diesen beiden Lagen finden sich je Ereignis gleich viele Haufentreffer, in der dritten Lage ist ihre Anzahl geringer. Insgesamt gibt es ein bißchen weniger Haufentreffer in einem Ereignis als Zusatztreffer zuvor.

Zu guter Letzt die Einzeltrefferverteilungen. In der Tabelle 3.15 ist die Zahl $\bar{Z}$ der Einzeltreffer in den Rohrlagen festgehalten. Eine eindeutige Abhängigkeit dieser Zahlen von der Absorberlänge oder gar der Myonenergie ist dort nicht zu erkennen. Am wenigsten Einzeltreffer findet man in der zweiten Lage, gefolgt von der dritten, vor. Die meisten Einzeltreffer befinden sich in der ersten Rohrlage. $\bar{Z}$ ist in einer Dreifachlage im Mittel etwas größer als 1.

Die Monte-Carlo-Vorhersagen stimmen mit den Meßergebnissen qualitativ überein. Die Monte-Carlo-Rechnung liefert ähnliche Klassenhäufigkeiten wie die

Tabelle 3.13: Kenngrößen der vorhergesagten Gesamtzusatztrefferverteilungen.

100 GeV Myonenergie						
Bedingung	s in Rohren			Z		
	1. Lage	2. Lage	3. Lage	1. Lage	2. Lage	3. Lage
10 cm Fe	9,4±0,4	9,1±0,1	8,7±0,4	1,75±0,01	1,69±0,01	1,56±0,01
20 cm Fe	9,5±0,4	9,2±0,4	8,8±0,4	1,84±0,01	1,76±0,01	1,65±0,01
20 cm Al	8,8±0,4	8,4±0,5	7,9±0,5	1,39±0,01	1,26±0,01	1,16±0,01

300 GeV Myonenergie						
Bedingung	s in Rohren			Z		
	1. Lage	2. Lage	3. Lage	1. Lage	2. Lage	3. Lage
5 cm Fe	9,0±0,4	8,8±0,4	8,4±0,4	1,74±0,02	1,66±0,02	1,55±0,01
10 cm Fe	9,4±0,4	9,2±0,4	8,7±0,4	2,11±0,01	2,04±0,01	1,93±0,01
20 cm Fe	9,6±0,3	9,3±0,3	8,9±0,3	2,35±0,01	2,27±0,01	2,13±0,01
30 cm Fe	10,1±0,3	9,8±0,3	9,4±0,3	2,35±0,01	2,30±0,01	2,14±0,01
10 cm Al	8,7±0,5	8,3±0,5	7,7±0,5	1,28±0,01	1,17±0,01	1,08±0,01
20 cm Al	8,6±0,4	8,3±0,4	7,8±0,5	1,47±0,01	1,37±0,01	1,25±0,01
30 cm Al	9,0±0,4	8,6±0,4	8,1±0,4	1,66±0,01	1,53±0,01	1,40±0,01

Teststrahlungsmessung. Ereignisse mit Haufentreffern überwiegen unter den Ereignissen mit Zusatztreffern in der Simulation und dem Experiment. Die Zahl der Zusatztreffer insgesamt, der Haufen- und Einzeltreffer wird in der richtigen Größenordnung vorhergesagt, die Standardabweichungen der Gesamtzusatztreffer- und Haufentrefferverteilungen stimmen mit den gemessenen im Rahmen der statistischen Fehler überein.

Um uns einen genaueren Überblick über die Güte der Monte-Carlo-Simulation zu verschaffen, benutzen wir das Verhältnis V der berechneten Zusatztrefferzahl und Klassenhäufigkeit zu den experimentellen Größen. Der Klarheit halber schreiben wir die Definition dieses Verhältnisses an;

$$V := \frac{G_{MC}}{G_{exp}},$$

wobei G_{MC} der von der Monte-Carlo-Rechnung vorhergesagte Wert der Größe G und G_{exp} ihr experimentell ermittelter Wert ist. Wenn die Größe sowohl mit der niedrigen als auch der hohen Diskriminatorschwelle bestimmt wurde, nehmen wir für G_{exp} den arithmetischen Mittelwert der beiden Einzelmessungen.

In der Abbildung 3.9 ist das Verhältnis V für die Klassenhäufigkeiten $1 - \sigma_A$, ϵ_A und η_A gezeigt. Unverkennbar neigt die Monte-Carlo-Rechnung dazu, bei 300 GeV Myonenergie bei Absorberlängen von weniger als 20 cm zu viele Ereignisse mit Zusatztreffern vorherzusagen, etwa 20%. Damit geht einher, daß auch

Tabelle 3.14: Kenngrößen der vorhergesagten Haufentrefferverteilungen.

100 GeV Myonenergie						
Bedingung	s in Rohren			Z		
	1. Lage	2. Lage	3. Lage	1. Lage	2. Lage	3. Lage
10 cm Fe	9,2±0,3	9,0±0,3	8,6±0,3	1,649±0,006	1,675±0,006	1,508±0,006
20 cm Fe	9,0±0,3	8,9±0,3	8,5±0,3	2,002±0,007	2,064±0,007	1,863±0,006
20 cm Al	8,6±0,3	8,4±0,3	7,9±0,3	1,414±0,006	1,397±0,006	1,235±0,005

300 GeV Myonenergie						
Bedingung	s in Rohren			Z		
	1. Lage	2. Lage	3. Lage	1. Lage	2. Lage	3. Lage
5 cm Fe	8,9±0,3	8,9±0,3	8,6±0,3	1,680±0,006	1,702±0,006	1,545±0,006
10 cm Fe	9,2±0,3	9,1±0,3	8,6±0,3	1,917±0,007	1,971±0,007	1,794±0,006
20 cm Fe	9,0±0,3	8,9±0,3	8,5±0,3	2,023±0,007	2,062±0,007	1,862±0,006
30 cm Fe	9,3±0,2	9,1±0,2	8,7±0,3	1,992±0,006	2,056±0,007	1,847±0,006
10 cm Al	8,7±0,3	8,4±0,3	7,9±0,3	1,319±0,005	1,314±0,006	1,178±0,005
20 cm Al	8,5±0,3	8,4±0,3	7,9±0,3	1,486±0,006	1,503±0,006	1,315±0,005
30 cm Al	8,7±0,3	8,6±0,3	8,1±0,3	1,605±0,006	1,598±0,006	1,415±0,005

Tabelle 3.15: Anzahl der Zusatztreffer in den vorhergesagten Einzeltrefferverteilungen bei 100 GeV und 300 GeV Myonenergie.

Energie	Bedingung	Z		
		1. Lage	2. Lage	3. Lage
100 GeV	10 cm Fe	0,580±0,006	0,284±0,005	0,320±0,006
100 GeV	20 cm Fe	0,520±0,004	0,306±0,003	0,370±0,004
100 GeV	20 cm Al	0,668±0,007	0,240±0,005	0,332±0,006
300 GeV	5 cm Fe,	0,647±0,009	0,270±0,006	0,335±0,008
300 GeV	10 cm Fe	0,558±0,006	0,271±0,004	0,354±0,005
300 GeV	20 cm Fe	0,521±0,004	0,308±0,003	0,393±0,004
300 GeV	30 cm Fe	0,480±0,003	0,330±0,003	0,405±0,003
300 GeV	10 cm Al	0,722±0,009	0,205±0,006	0,334±0,008
300 GeV	20 cm Al	0,673±0,007	0,247±0,005	0,329±0,006
300 GeV	30 cm Al	0,657±0,006	0,265±0,004	0,323±0,005

die Wahrscheinlichkeit für Ereignisse mit Haufentreffern als einzigen Zusatztreffern um etwa 30% überschätzt wird, während die Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses, dessen Zusatztreffer allesamt Einzeltreffer sind, richtig vorhergesagt wird.

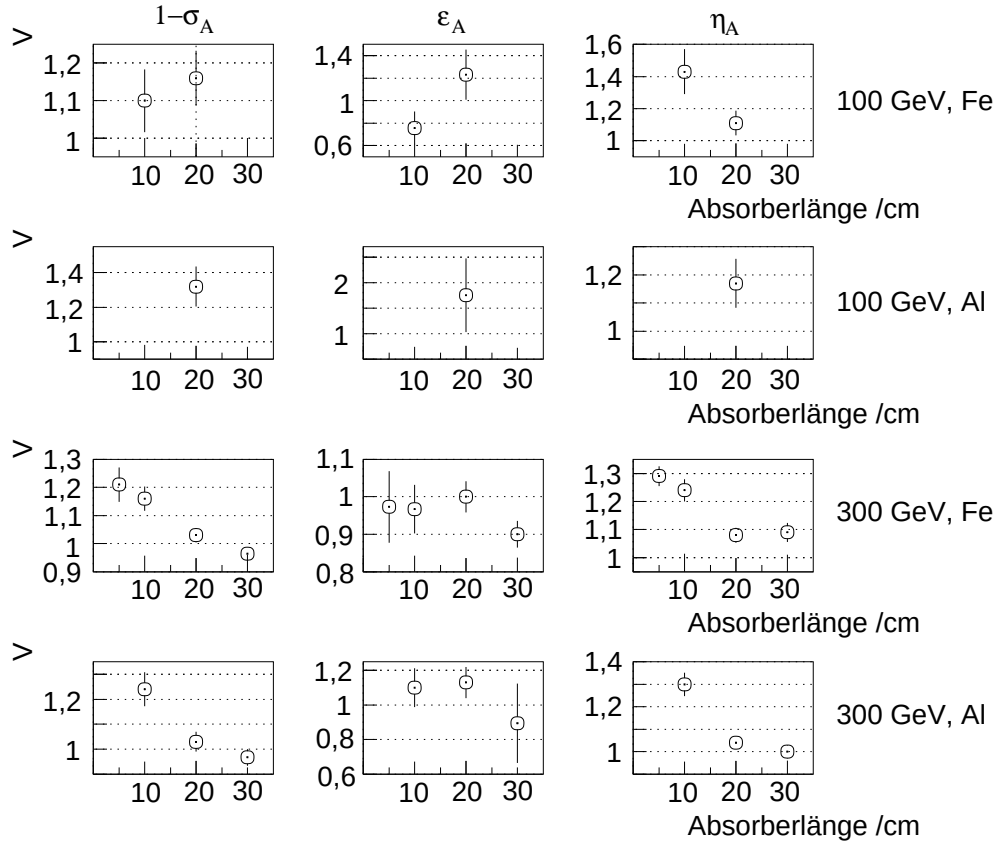


Abbildung 3.9: Verhältnis V der vorhergesagten und der experimentell beobachteten Klassenhäufigkeiten für die einzelnen Versuchsbedingungen. Über die Ergebnisse der Messungen mit der hohen und niedrigen Diskriminatorschwelle wurde arithmetisch gemittelt.

Schwieriger ist die Lage bei 100 *GeV* Myonenergie zu bewerten. Zwar überschätzt auch hier die Monte-Carlo-Simulation die Häufigkeit von Ereignissen mit Zusatztreffern um etwa 20%, doch die beobachteten Verhältnisse sind um weniger als drei Standardabweichungen vom Idealwert 1 entfernt. Der Schluß, die Monte-Carlo-Simulation könne die Teststrahlergebnisse nicht hinreichend reproduzieren, erscheint deshalb vorschnell. Da V überdies für größere Absorberlängen bei 300 *GeV* nahezu 1 ist, hält der Verfasser es für angemessener, die mittlere Genauigkeit anzugeben, mit der die Simulation die experimentellen Daten beschreibt. Sie beträgt, über beide Energien unter Berücksichtigung der Fehler gemittelt, 7% im Falle der Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses mit Zusatztreffern, 7% im Falle der Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses, dessen Zusatztreffer ausschließlich Einzeltreffer sind, und 12% für die Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses, das als Zusatztreffer nur Haufentreffer enthält.

Sehen wir uns die Verhältnisse V für die Anzahl aller Zusatztreffer in der

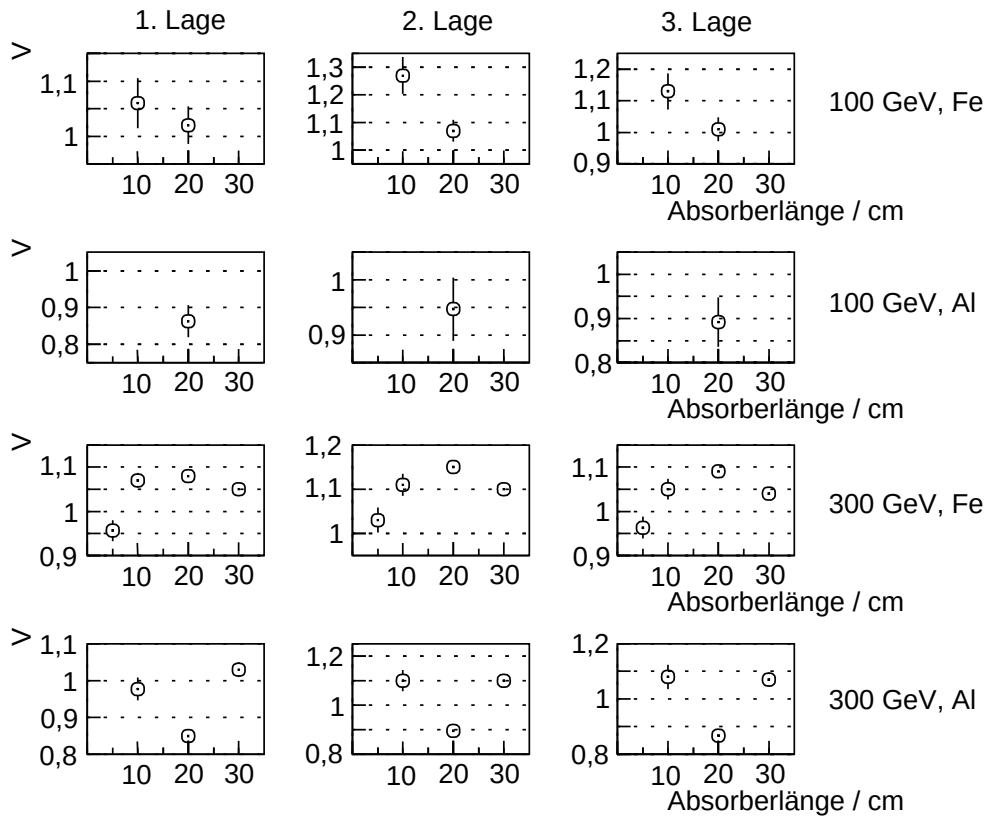


Abbildung 3.10: Verhältnis der vorhergesagten Gesamtzusatztrefferzahl und der gemessenen, unterteilt nach Rohrlagen und Versuchsbedingung.

Abbildung 3.10 an! Manche Werte weichen vom Sollwert 1 stärker ab, als man es nach ihrem Fehler erwarten würde. Die beobachtete Schwankung hält sich allerdings mit 7% im Mittel in der ersten Rohrlage, 11% in der zweiten und wiederum 7% in der dritten in Grenzen.

Eine ähnliche Konstellation bei den Verhältnissen der Haufentrefferzahlen. In der ersten Lage weicht das Verhältnis V von 1 im Mittel um 5% ab, in der zweiten um 5% und der dritten um 4%. Man vergleiche hierzu die Abbildung 3.11. Größer ist die mittlere Abweichung des Verhältnisses der vorhergesagten und gemessenen Einzeltrefferzahlen, 9% in der ersten, 9% in der zweiten und 14% in der dritten Rohrlage.

Wenn man sich nun den Vergleich aller Meßgrößen, d.h. der Klassenhäufigkeiten und der einzelnen Zusatztrefferverteilungen vor Augen führt, muß man eingestehen, daß die Vorhersage nicht vollkommen ist. Dazu sind im Vergleich zu den statistischen Fehlern der Meßpunkte die beobachteten Abweichungen zu deutlich. Leider ist kein klares Muster in den Abweichungen der Vorhersagen von den Meßwerten zu erkennen, welches darauf hindeuten könnte, worin die Ursa-

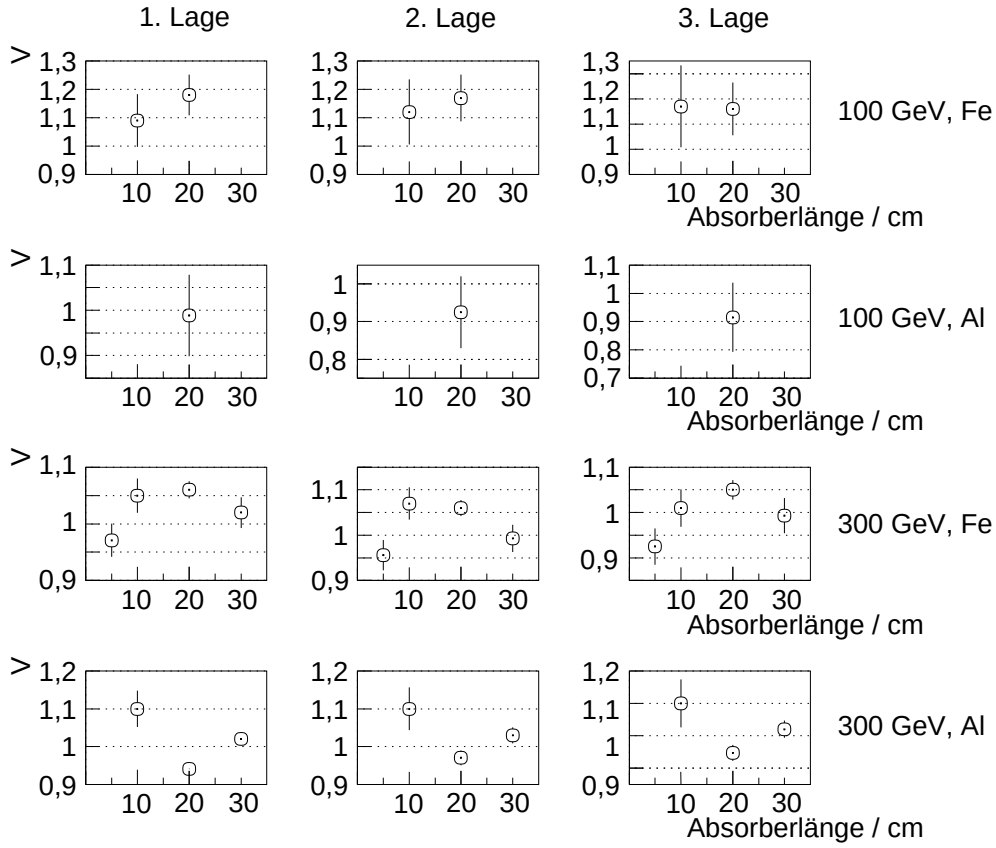


Abbildung 3.11: Verhältnis der vorhergesagten Haufentrefferzahlen und der gemessenen, unterteilt nach Rohrlagen und Versuchsbedingung.

che der unvollkommenen Simulation liegt. Ohne einen derartigen Hinweis ist es mit der gegenwärtigen Teststrahlungsmessung unmöglich, diese Frage zu beantworten. Man bedenke, daß man es bei der Schauererzeugung mit einem komplizierten mehrstufigen Prozeß zu tun hat, an dessen Ende man seine Auswirkungen ohne experimentelle Kenntnis der Zwischenstufen betrachtet.

Nun reicht jedoch eine mittlere Vorhersagegenauigkeit der Klassenhäufigkeit und der Zahl der Zusatztreffer in der Größenordnung von 10% vollkommen aus, um das ursprüngliche Ziel zu erreichen, verlässliche Spurrekonstruktionsprogramme noch vor dem Betrieb des ATLAS-Detektors an Hand simulierter Daten zu entwickeln. Denn die räumliche Verteilung der Zusatztreffer wird von der Simulation über einen sehr großen Bereich in seiner Form im einzelnen richtig vorhergesagt, wie die Abbildung 3.13 am Beispiel des 5 cm langen Eisenabsorbers bei 300 GeV Myonenenergie verdeutlicht. Die räumliche Gesamtzusatztrefferverteilung, welche die Simulation vorhersagt, folgt in ihrer Form der experimentellen Verteilung. Die Form der Zusatztrefferverteilung bestimmt entscheidend die Strategie, mit der man Myonspuren rekonstruiert. Ob Ereignisse mit Zusatztreffern mit

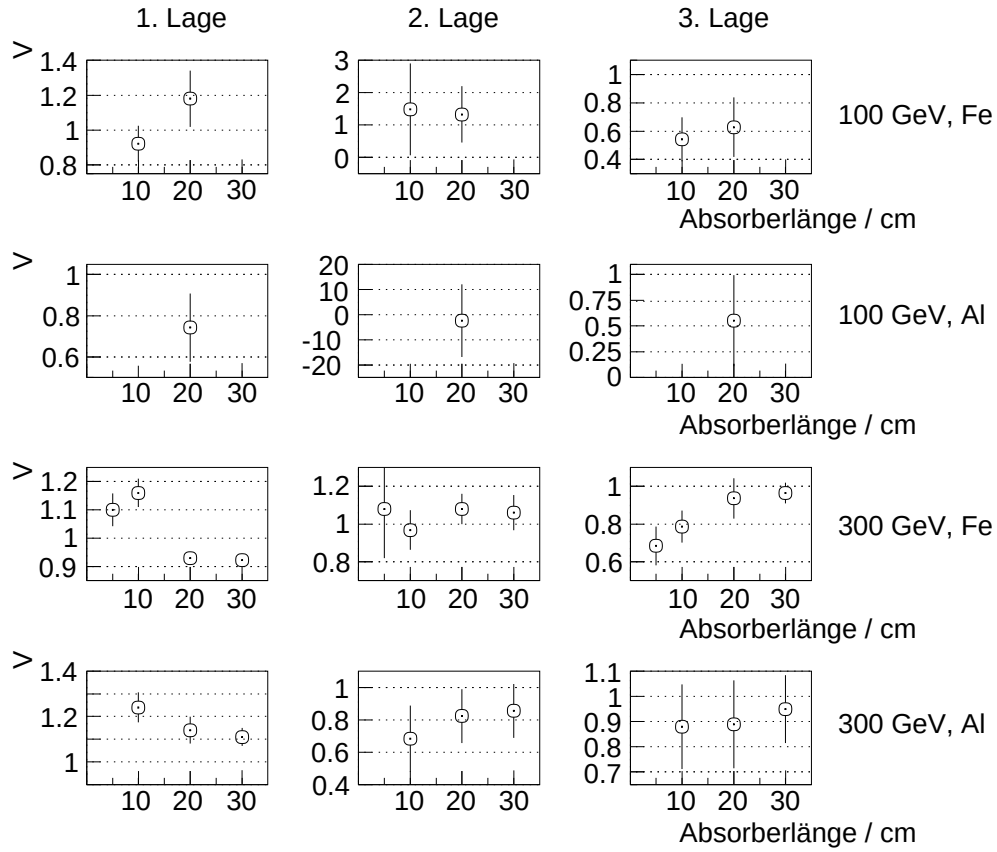


Abbildung 3.12: Verhältnis der vorhergesagten Einzeltrefferzahlen und der gemessenen, unterteilt nach Rohrlagen und Versuchsbedingung.

einer um 10% falschen Häufigkeit und mit etwa 10% zu vielen Zusatztreffern erzeugt werden, ist hierbei unbedeutend. Diese Unsicherheit begrenzt lediglich die Genauigkeit, mit der man die Rekonstruktionseffizienz eines Algorithmus vorhersagen kann. Offensichtlich schränkt sie aber nicht die Möglichkeit ein, zwei Algorithmen hinsichtlich ihrer Rekonstruktionseffizienz zu vergleichen.

Man kann somit festhalten, daß man imstande ist, den Prozeß der elektromagnetischen Schauerproduktion durch Myonen mit hinreichender Genauigkeit für die gewünschten Zwecke zu simulieren.

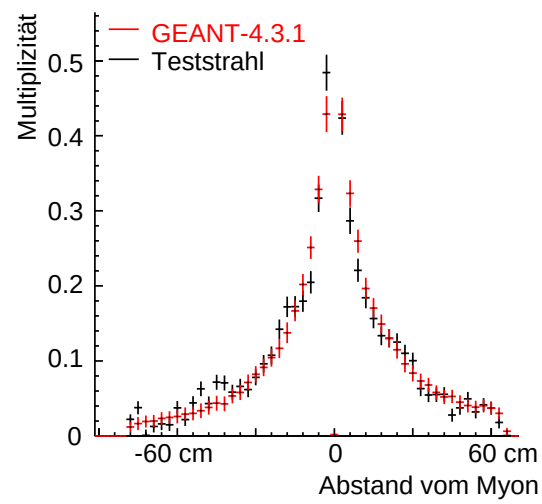


Abbildung 3.13: Gesamtzusatztrefferverteilung in der dem 5 cm langen Eisenabsorber zugewandten Dreifachlage für 300-GeV-Myonen bei der niedrigen Diskriminatorschwelle.

Kapitel 4

Rekonstruktion gerader Myonspuren in ATLAS-Driftrohrkammern

4.1 Treffernachahmung und Rekonstruktion hoch- energetischer Myonspuren

Im vorangegangenen Kapitel nahmen wir an, Elektronen, Positronen und Myonen würden in den Driftrohren der Myonkammern bis auf einen kleinen Bereich in der Nähe der Rohrwände mit der Wahrscheinlichkeit 1 nachgewiesen, während Photonen in einem Rohre nur zu Treffern führten, wenn sie dort Elektronen oder Positronen erzeugten. Unter dieser Annahme konnten wir mit einer Monte-Carlo-Simulation, die auf der Programmbibliothek „GEANT-4“ beruhte, die Häufigkeit und die räumliche Verteilung zusätzlicher Treffer in einer Myonkammer vorherzusagen, welche von Schauerteilchen herrühren, die Myonen in einem Absorber vor der Kammer erzeugen. Dies ist die Voraussetzung dafür, daß man auf die Monte-Carlo-Simulation zurückgreifen darf, um die Güte verschiedener Spurrekonstruktionsverfahren zu bestimmen und die Methoden zu verbessern. Allerdings reicht dies noch nicht aus. Damit man Rekonstruktionsverfahren bewerten kann, muß man wissen, wie ein Myonrohr im einzelnen auf den Treffer eines geladenen Teilchens reagiert. Das Ansprechverhalten eines Driftrohres auf hochenergetische Myonen hat Deile [6] genau analysiert, indem er die in den Rohren gemessenen Driftzeiten in Abhängigkeit des Abstands der Myonspur von ihren Anodendrähten betrachtete; die Myonspur maß er mit dem früher beschriebenen Siliziumteleskop. Eine ebenso detaillierte Untersuchung des Ansprechverhaltens der Driftrohre auf Elektronen bzw. Positronen fehlt. Für hochenergetische Elektronen hätte man es wie für hochenergetische Myonen ermitteln können und wäre zu ähnlichen Ergebnissen gelangt. Das Verfahren, das bei den Myonen zum Erfolg führte, ist jedoch bei niederenergetischen Elektronen nur sehr begrenzt

einsetzbar, weil niederenergetische Elektronen wegen der Vielfachstreuung in einem Driftrohr, vor allem seinen Rohrwänden, und in den Detektorebenen des Siliziumteleskops auf einer Zick-Zack-Bahn statt einer geraden Bahn laufen.

Auch die Teststrahl Daten mit und ohne Absorber im Myonstrahl ermöglichen keine genaue Untersuchung des Ansprechverhaltens der Driftrohre auf Elektronen. Allerdings gestatten sie nachzuprüfen, ob ein Modell des Ansprechverhaltens, das man in der Monte-Carlo-Simulation ansetzt, gestattet, die Güte eines Spurrekonstruktionsverfahrens zu bestimmen. Denn weil es im Teststrahlversuch möglich ist, die Myonspur mit dem Siliziumteleskop allein zu vermessen, ist man imstande, im Vergleich mit der Spur im Siliziumteleskop die Güte von Rekonstruktionsverfahren unmittelbar mit den Teststrahl Daten zu bestimmen, und zwar als Funktion des von den Absorbern erzeugten Strahlungsuntergrundes. Mit den Monte-Carlo-Daten kann man diese Untersuchung wiederholen, und wenn die experimentellen und die Monte-Carlo-Ergebnisse übereinstimmen, deutet dies an, daß das Modell des Ansprechverhaltens der Driftrohre auf geladene Teilchen hinreicht, um Rekonstruktionsverfahren zu bewerten. Dieser Weg wird im ersten Teil des vorliegenden Kapitels verfolgt.

Dies geschieht schrittweise: Zunächst werden zwei Rekonstruktionsverfahren erläutert, vor denen dieselbe Mustererkennung steht. Die Güte der Verfahren wird mit den Teststrahl Daten bestimmt und verglichen, auf welche die Analyse der Kapitels 3 zurückgreift. An dieser Stelle wenden wir uns der Monte-Carlo-Simulation zu. Wir setzen ein Ansprechverhalten an und rekonstruieren simulierte Myonspuren mit beiden Verfahren. Die Leistungsfähigkeit, die beide Verfahren hierbei zeigen, wird schließlich den Ergebnissen der Teststrahlungsmessung gegenübergestellt.

4.1.1 Zwei Verfahren zur Rekonstruktion gerader Spuren

Mustererkennung

Wenn ein hochenergetisches Myon – das sei ein Myon mit einer kinetischen Energie von mehr als 10 GeV – senkrecht auf eine Myonkammer im magnetfeldfreien Raume trifft, erzeugt es entlang seiner geraden Flugbahn üblicherweise sechs Treffer, wie es in der Abbildung 4.1 angedeutet ist. Die in den getroffenen Rohren gemessenen Driftzeiten τ_k entsprechen den Radien $r_k := r(\tau_k)$ derjenigen Kreise, die tangential an der geraden Myonspur anliegen. Das Ziel der Spurrekonstruktion ist es, aus den Driftradien und den zugehörigen Driftkreisen auf die Spurgrade zurückzuschließen. Weil die Myonkammer oftmals mehr als sechs Treffer registriert, zum Beispiel, da sie von Schauerteilchen getroffen wird, muß man zuvor herausfinden, welche Kombinationen sechs getroffener Rohre tangential an einer geraden Myonspur liegen.

Zu diesem Zweck greift man eine Kombination sechs getroffener Rohre heraus, die verschiedenen Rohrlagen angehören. Mit dem obersten und untersten getroffenen Rohre legt man einen Streifen fest, in dem die übrigen vier Driftradien

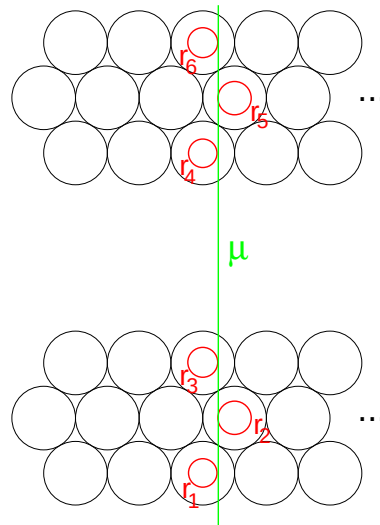


Abbildung 4.1: Treffermuster in einer sechslagigen Myonkammer, die von einer senkrecht einfallenden Myonspur getroffen wird.

liegen müssen. An zwei Kreise kann man vier verschiedene Tangenten anlegen, so daß man tatsächlich nicht nur einen, sondern vier Streifen festlegt. In der Praxis bestimmt man diese vier Tangenten nicht exakt – obgleich dies, wie wir später sehen werden, möglich wäre –, sondern, um Rechenzeit zu sparen, nur näherungsweise. Wenn die Myonspur senkrecht auf die Myonkammer zuläuft, berührt sie jeden Driftkreis in einem der beiden Schnittpunkte des Driftkreises mit der Achse, auf der die Mittelpunkte der Rohre derjenigen Lage sitzen, welcher das getroffene Rohr angehört. Sofern die Myonspur nicht allzusehr von einer senkrechten Spur abweicht, bleibt diese Aussage in guter Näherung richtig. Daher legt man durch die genannten Schnittpunkte vier Geraden, welche die Zentren der Streifen sind (man vergleiche die Abbildung 4.2). Da wir zur Definition der Streifen die äußersten zwei Rohre der Sechserkombination herangezogen haben und diese verschiedenen Dreifachlagen angehören, sind sie so weit voneinander entfernt (etwa 40 cm im Falle der BOS-Kammern), daß diese Näherung auch für die gekreuzten Streifen in der Abbildung 4.2 ihre Gültigkeit behält. Das Zentrum des Streifens, in dem die Myonspur liegt, fällt mit der Myonspur in etwa mit der Genauigkeit der Einzelrohrauflösung σ zusammen, der Genauigkeit, mit der man im Mittel einen Driftradius mißt. Die Abweichung des Driftradius jedes weiteren Rohres der Sechserkombination vom Zentralbereiche des Streifens hat auch die Genauigkeit σ . Will man also mit einer Wahrscheinlichkeit von 99% alle Driftkreise aussondern, die auf der Myonspur liegen, muß man einen $2 \cdot 3 \cdot \sqrt{\sigma^2 + \sigma^2} = 6\sqrt{2}\sigma$ breiten Streifen ansetzen. Bei einer mittleren Einzelrohrauflösung um die 100 μm wäre der Streifen 840 μm breit. Vor dem Hintergrund dieser Überlegung wird verständlich, weshalb sich 1 mm als Streifenbreite für die Spurrekonstruktion bei

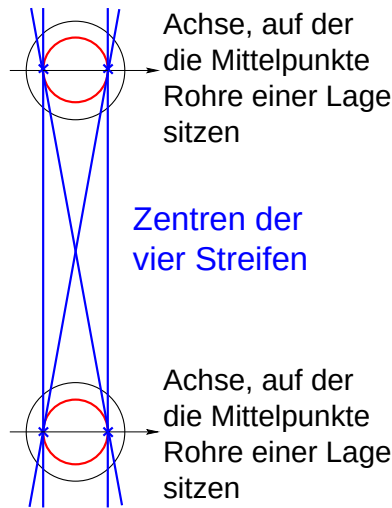


Abbildung 4.2: Festlegung der Streifen, in denen die Myonspur verlaufen kann.

den Teststrahldaten als besonders günstig erwiesen hat [14]. Nachdem man die vier Streifen aus den Driftradien der am weitesten voneinander entfernten Rohre der Sechserkombination gewonnen hat, berechnet man für jeden der übrigen vier Treffer den Abstand R_k der Drähte der getroffenen Rohre vom Zentrum des Streifens und vergleicht ihn mit dem gemessenen Driftradius r_k . Falls jeweils wenigstens eine Abweichung $|r_k - R_k|$ größer als die halbe Streifenbreite ist, verwirft man die Sechserkombination. Jede Sechserkombination jedoch, bei welcher alle Driftkreise in einem Streifen liegen, wird der späteren genauen Spurrekonstruktion zugeführt. Nur wenn man keine Sechserkombination findet, die diese Beziehung erfüllt, sucht man nach einer Fünferkombination, die dieser Forderung entspricht. Ist man auch hier erfolglos, sucht man zuletzt nach einer geeigneten Viererkombination.

Das konventionelle Rekonstruktionsverfahren

Nach dieser Mustererkennung weiß man, ob man überhaupt imstande ist, mit dem Treffermuster eine Myonspur in der Myonkammer zu rekonstruieren. Wenn man keine Vierer-, Fünfer- oder Sechserkombination getroffener Rohre gefunden hat, die man mit einer geraden Myonspur in Einklang bringen darf, bricht man den Versuch, eine Myonspur zu rekonstruieren, nach der Mustererkennung ab. Falls man jedoch eine Trefferkombination gefunden hat, in deren Streifen genügend viele Treffer liegen, fährt man folgendermaßen fort, und zwar mit jeder Kombination, die von der Mustererkennung an die Spurrekonstruktion weitergeleitet wird.

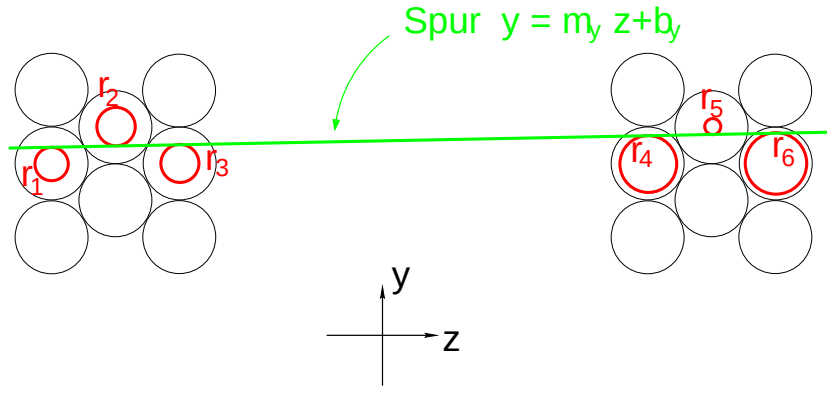


Abbildung 4.3: Spurverlauf im üblichen Kammerkoordinatensystem.

Man sucht diejenige Gerade, für die die Größe

$$\chi^2 := \sum_{k=1}^{n_{Treffer}} \frac{(r_k - R_k)^2}{\sigma_k^2} \quad (4.1)$$

kleinstmöglich ist; dabei ist $n_{Treffer}$ die Zahl der Treffer, die gemäß den Kriterien der Mustererkennung wohl auf einer Geraden liegen, r_k der im k -ten Rohr der Kombination gemessene Driftradius, σ_k die Genauigkeit dieser Messung und R_k der Abstand der betrachteten Geraden vom Signaldraht des k -ten Rohres. Solange die Myonspur mit den Rohrlagen einen von Null verschiedenen Winkel einschließt, kann man den Spurverlauf durch die Gleichung

$$y = m_y z + b_y$$

in einem Koordinatensystem beschreiben, in dem die z -Achse senkrecht auf den Rohrlagen steht. Das Koordinatensystem aus dem letzten Kapitel, das in der Abbildung 4.3 zur Erinnerung eingezeichnet ist, gestattet ebendiese Parametrisierung. Indem man die χ^2 -Funktion 4.1 als Funktion der Steigung m_y und des Achsenabschnitts b_y minimiert, erhält man diejenige Gerade, für die das angegebene χ^2 minimal wird.

Diese Minimierungsaufgabe ist nur numerisch, nicht jedoch analytisch lösbar. Um dies einzusehen, berechnen wir in der yz -Ebene den Abstand R_k der Geraden $y = m_y z + b_y$ vom Draht des k -ten getroffenen Rohres, der im Punkte $(d_{y,k}, d_{z,k})$ sitze.

$$R_k(m_y, b_y) = \frac{|b_y - d_{y,k} + m_y d_{z,k}|}{\sqrt{1 + m_y^2}}.$$

Die erste partielle Ableitung von R_k nach m_y ist

$$\left(\frac{\partial R_k}{\partial m_y} \right) (m_y, b_y) = \frac{d_{z,k}}{\sqrt{1 + m_y^2}} \text{sign}(b_y - d_{y,k} + m_y d_{z,k}) - \frac{m_y |b_y - d_{y,k} + m_y d_{z,k}|}{(1 + m_y^2)^{3/2}}.$$

Sie taucht in der Extremwertbedingung

$$\left(\frac{\partial \chi^2}{\partial m_y} \right) (m_y, b_y) = 0 \quad (4.2)$$

auf. Denn es ist

$$\left(\frac{\partial \chi^2}{\partial m_y} \right) (m_y, b_y) = \sum_{k=1}^{n_{Tref}} \left(\frac{\partial \chi^2}{\partial R_k} \right) (m_y, b_y) \cdot \left(\frac{\partial R_k}{\partial m_y} \right) (m_y, b_y).$$

Ausgeschrieben ist

$$\left(\frac{\partial \chi^2}{\partial m_y} \right) (m_y, b_y) = -2 \sum_{k=1}^{n_{Tref}} \frac{r_k - \frac{|b_y - d_{y,k} + m_y d_{z,k}|}{\sqrt{1+m_y^2}}}{\sigma_k^2} \cdot \left[\frac{d_{z,k}}{\sqrt{1+m_y^2}} \text{sign}(b_y - d_{y,k} + m_y d_{z,k}) - \frac{m_y |b_y - d_{y,k} + m_y d_{z,k}|}{(1+m_y^2)^{3/2}} \right],$$

so daß die Gleichung $\left(\frac{\partial \chi^2}{\partial m_y} \right) (m_y, b_y) = 0$ nicht analytisch lösbar ist. Deswegen ist auch die Minimierungsaufgabe

$$\min_{m_y, b_y} \chi^2(m_y, b_y)$$

nicht analytisch lösbar. Beim konventionellen Verfahren wird in der vorliegenden Arbeit die Minimierungsaufgabe mit dem Minimierungsprogramm „MINUIT“ [15] in seiner schnellsten Einstellung numerisch gelöst.

Das quasianalytische Rekonstruktionsverfahren

Das quasianalytische Rekonstruktionsverfahren geht von der Beobachtung aus, daß es sehr wohl möglich ist, die Tangente an zwei Kreise analytisch zu berechnen. Offensichtlich wird dies in dem besonderen Koordinatensystem, das in der Abbildung 4.4 eingezeichnet ist. Wenn die Mittelpunkte der beiden Kreise auf der z-Achse liegen, ist die Geradensteigung der Tangens des Winkels α in dem rechtwinkligen Dreieck, das man dadurch erhält, daß man die Gerade $y = m_y z + b_y$ parallel in den Mittelpunkt des kleineren Kreises verschiebt. Der Tangens dieses Winkels ist die Länge der Gegenkathete $r_2 - r_1$, geteilt durch die Länge der Ankathete, die nach dem pythagoreischen Lehrsatz gleich $\sqrt{L^2 - (r_2 - r_1)^2}$ ist;

$$m_y = \tan \alpha = \frac{r_2 - r_1}{\sqrt{L^2 - (r_2 - r_1)^2}}. \quad (4.3)$$

Der Winkel α wird auch von den Seiten r_1 und b_y im Dreieck $(b_y r_1 d)$ im kleineren Kreis eingeschlossen. Der Achsenabschnitt b_y ist die Hypotenuse in diesem Dreieck, also ist

$$b_y = \sqrt{r_1^2 + d^2} = \sqrt{r_1^2 + (r_1 \tan \alpha)^2} = r_1 \sqrt{1 + m_y^2}. \quad (4.4)$$

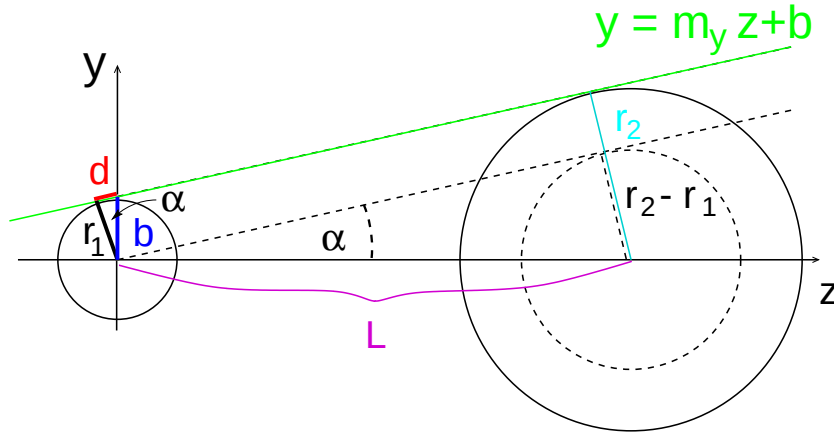


Abbildung 4.4: Tangente an zwei Kreise.

Hiermit ist die Tangente $y = m_y z + b_y$ analytisch berechnet. Entsprechend erhält man die Tangente für die übrigen Konfigurationen, die in der Abbildung 4.5 aufgeführt sind. Die analytische Berechnung der Tangenten an zwei Kreise bildet das Herzstück der quasianalytischen Methode. Der Schritt von diesen Tangenten zur endgültigen Rekonstruktion der Myonspur ist klein.

Der Grundgedanke ist folgender: Aus den $n_{Treffer}$ Rohren, die gemäß der Mustererkennung auf einer Spur liegen können, bildet man $n_{Treffer} \cdot (n_{Treffer} - 1)$ Paare. Für jedes Paar (j, k) berechnet man in der yz -Ebene die Steigung $m_{j,k}$ und den Achsenabschnitt $b_{j,k}$ der Tangente, die am wenigsten vom Zentrum des zugehörigen Streifens aus der Mustererkennung abweicht. Als statistischen Schätzwert für die Steigung und den Achsenabschnitt der Geraden, entlang derer das Myon fliegt, den gewichteten Mittelwert der Steigungen $m_{j,k}$ bzw. der Achsenabschnitte $b_{j,k}$ zu nehmen liegt nahe. Man hätte dann

$$m_y = \frac{\sum_{j=1}^{n_{Treffer}} \sum_{k=j+1}^{n_{Treffer}} \frac{m_{j,k}}{\sigma_{m,j,k}^2}}{\sum_{j=1}^{n_{Treffer}} \sum_{k=j+1}^{n_{Treffer}} \frac{1}{\sigma_{m,j,k}^2}} \quad \text{und} \quad b_y = \frac{\sum_{j=1}^{n_{Treffer}} \sum_{k=j+1}^{n_{Treffer}} \frac{b_{j,k}}{\sigma_{b,j,k}^2}}{\sum_{j=1}^{n_{Treffer}} \sum_{k=j+1}^{n_{Treffer}} \frac{1}{\sigma_{b,j,k}^2}},$$

wobei $\sigma_{m,j,k}$ den statistischen Fehler der Steigung $m_{j,k}$ angäbe und $\sigma_{b,j,k}$ den statistischen Fehler des Achsenabschnitts $b_{j,k}$. Natürlich muß man alle Tangentensteigungen und -achsenabschnitte vor der Mittelwertbildung in ein und demselben Koordinatensystem berechnen, was lediglich eine Koordinatentransformation von dem vorigen in ein Standardkoordinatensystem, zum Beispiel das sogenannte Kammerkoordinatensystem erfordert, in dem wie in Abbildung 4.3 die x -Achse parallel zu den Signaldrähten, die y -Achse entlang den Rohrlagen und die z -Achse senkrecht zur Rohrlage sitzt.

Tatsächlich mittelt man beim quasianalytischen Verfahren nicht über alle Paa-

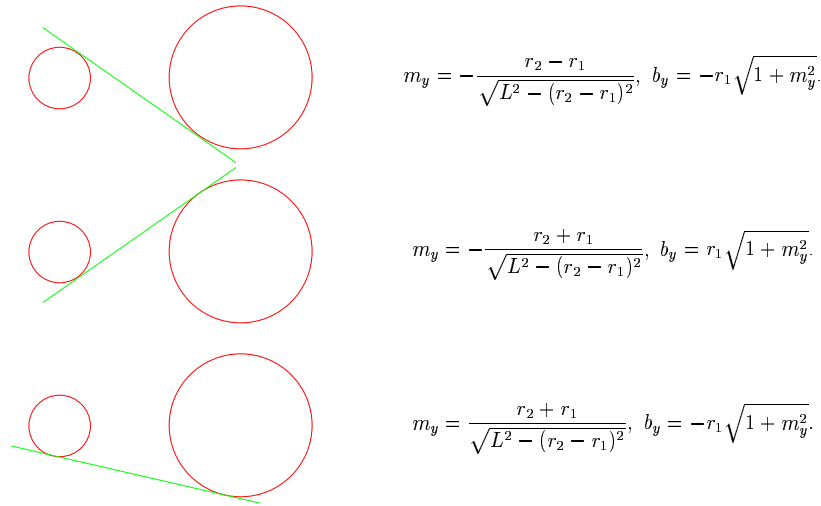


Abbildung 4.5: Die Spurparameter für die anderen Konfigurationen (Bezeichnungen wie in der Abbildung 4.4).

re (j, k) , wie es oben angeschrieben steht. Man läßt nämlich Paare weg, in denen beide Rohre derselben Dreifachlage angehören. Das rührt daher, daß für ein Paar, dessen Rohre aus derselben Dreifachlage stammen, die Kovarianz der Steigung $m_{j,k}$ und des Achsenabschnitts $b_{j,k}$ groß ist. Eine wichtige Voraussetzung dafür, daß das gewichtete Mittel einen guten statistischen Schätzwert für m_y und b_y liefert, ist die Tatsache, daß die Kovarianz von $m_{j,k}$ und $b_{j,k}$ verschwindet. Für die Paare, deren Rohre in verschiedenen Dreifachlagen sitzen, tritt das Problem einer nichtverschwindenden Kovarianz von $m_{j,k}$ und $b_{j,k}$ nur in sehr abgeschwächter Form auf. Für diese Paare sind die beteiligten Rohre so weit voneinander entfernt, daß ihr Abstand L mit etwa 40 cm viel größer als die Driftradien in der Größenordnung eines Zentimeters ist. In der Gleichung 4.3 kann man dann in erster Näherung den Term $(r_2 - r_1)^2$ unter der Wurzel gegenüber dem Term L^2 vernachlässigen und erhält

$$m_y = \frac{r_2 - r_1}{L} \ll 1,$$

weshalb man

$$b_y \approx r_1$$

setzen darf. Übrigens ist das nichts anderes als die Näherung, auf die man bei der Mustererkennung zurückgreift, um die Streifen festzulegen. In der angegebenen Näherung ist die Kovarianz von m_y und b_y gleich dem Erwartungswert des Produkts $(m_y - \bar{m}_y)(b_y - \bar{b}_y)$, wobei der Querstrich über einem Buchstaben den wahren Wert der angeschriebenen Größe bezeichnet. Den Erwartungswert einer

Zufallsgröße durch spitze Klammern angezeigt, ist die Kovarianz von m_y und b_y

$$\begin{aligned}
Kov(m_y, b_y) &:= < (m_y - \bar{m}_y)(b_y - \bar{b}_y) > \\
&\approx \frac{1}{L} < (r_2 - \bar{r}_2 + \bar{r}_1 - r_1)(r_1 - \bar{r}_1) > \\
&= \frac{1}{L} [< (r_2 - \bar{r}_2)(r_1 - \bar{r}_1) - (r_1 - \bar{r}_1) >] \\
&= \frac{1}{L} < r_2 - \bar{r}_2 > < r_1 - \bar{r}_1 > - \frac{1}{L} < (r_1 - \bar{r}_1)^2 > .
\end{aligned}$$

Der linke Term in der untersten Zeile verschwindet, da r_1 und r_2 im Mittel mit ihren wahren Werten zusammenfallen. Der rechte Term ist das Quadrat der Einzelrohrauflösung σ , geteilt durch den Drahtabstand L . Die Kovarianz von m_y und b_y ist also von der Größenordnung $\frac{(0,1 \text{ mm})^2}{400 \text{ mm}} = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ mm}$, d.h. sehr klein. Wie vorweggenommen, sollte man daher nur über solche Paare mitteln, deren Rohre in verschiedenen Dreifachlagen sitzen.

Doch auch bei dieser Mittelung über weniger Paare bleibt ein Unbehagen zurück. Denn jedes Rohr aus einer Dreifachlage wird üblicherweise mit mehr als einem Rohr aus der anderen Dreifachlage kombiniert. Die einzelnen Steigungen der Tangenten an diese Paare sind daher miteinander korreliert, genauso ihre Achsenabschnitte. Die späteren Untersuchungen werden glücklicherweise zeigen, daß hieraus keine Schwierigkeiten erwachsen.

Richtschnur für die Auswahl einer Myonspur unter mehreren rekonstruierten Spuren

Bei beiden Rekonstruktionsverfahren, dem konventionellen sowie dem quasianalytischen, kann der Fall eintreten, daß die Mustererkennung ihnen mehr als einen Streifen für die Weiterbehandlung anbietet. Für alle angebotenen Streifen berechnet man mit dem Rekonstruktionsverfahren diejenigen Geraden, die das angebotene Treffermuster im Streifen am besten erklären. Doch welche der Geraden gibt die Flugbahn des Myons am besten wieder? Ohne eine äußere Referenz (wie es zum Beispiel das Siliziumteleskop wäre) kann man diese Frage nicht beantworten. In den Fällen, in denen man annehmen darf, daß zur Ereigniszeit nur ein Myon durch die Myonkammer gelaufen ist, wählt man aus den rekonstruierten Spuren diejenige aus, welche die größte Güte besitzt.

Die Güte einer Spur definiert man dabei so: Eine rekonstruierte Spur läuft an den Drähten der getroffenen Rohre eines Streifens im Abstand R_k vorbei. Gemessen wurde von der Kammer der Driftradius r_k mit der Genauigkeit σ_k . Als Gütefunktion nimmt man die χ^2 -Funktion

$$\chi^2 := \sum_{k=1}^{n_{Treffer}} \frac{(r_k - R_k)^2}{\sigma_k^2}.$$

Die Güte ist um so größer, je kleiner χ^2 ist. Die Spur höchster Güte ist damit die Spur mit dem kleinsten χ^2 . Diese wird allen anderen Spuren in einem Ereignis vorgezogen.

4.1.2 Anwendung der Rekonstruktionsverfahren auf experimentelle und simulierte Myonspuren

Beide Rekonstruktionsverfahren müssen ihre Leistungsfähigkeit noch beweisen. Im folgenden wird untersucht, wie gut sie die Spuren rekonstruieren, die während der im ersten Kapitel beschriebenen Teststrahlungsmessung aufgezeichnet wurden. Mit einem einfachen Modell kann man – wie wir sehen werden – die Treffer in einer Myonkammer so gut nachahmen, daß man die Teststrahlergebnisse mit einer Genauigkeit von etwa 2% reproduziert. Zuvor muß man die Myonkammer eichen, die sich im Teststrahl befand.

Eichung der Myonkammer mit Hilfe des Siliziumteleskops

Um die Orts-Driftzeit-Beziehung der Rohre dieser Kammer zu bestimmen, die im Bereich des Siliziumteleskops stehen, berechnet man den Abstand der mit dem Siliziumteleskop bestimmten Myonspur von den Signaldrähten der getroffenen Rohre und trägt diesen Abstand gegen die in den Rohren gemessene Driftzeit auf. Den Abstand der Spur von den Signaldrähten versieht man mit einem Vorzeichen; wenn die Spur links am Drahte vorbeiläuft, ist der Abstand negativ, sonst positiv. Die Verteilungen, die man auf diese Weise erhält, sind in der linken Spalte der Abbildung 4.6 festgehalten. Nicht bei allen Rohren findet man Einträge sowohl links als auch rechts ihres Drahtes, denn das Siliziumteleskop deckt nur einen Bereich von $5 \cdot 5 \text{ cm}^2$ ab, während jedes Rohr einen Durchmesser von 3 cm hat. Wie in der rechten Hälfte der Abbildung 4.6 angedeutet ist, sind nur die Rohre 2, 7, 10, und 15 voll ausgeleuchtet, die Rohre 4, 5, 12 und 13 jeweils nur auf der einen Seite des Drahtes voll, auf der anderen etwa zur Hälfte, und die Rohre 1, 3, 6, 8, 9, 11, 14 und 16 werden nur gestreift. Von nun an werden die gestreiften Rohre, d.h. die Rohre 1, 3, 6, 9, 11, 14 und 16 nicht mehr betrachtet, die gesamte folgende Analyse stützt sich auf die anderen Rohre.

In allen Orts-Driftzeit-Verteilungen der übriggebliebenen, beidseitig beleuchteten Rohre erkennt man einen geschwärzten Bereich in der Form des Buchstabens V, der auf einem gräulichen Untergrund sitzt. Die Lage der Maxima des V-Bandes ergibt das, was man im allgemeinen unter der Orts-Driftzeit-Verteilung versteht. Die Breite des Bandes ist ein Maß für die Ortsauflösung. Der graue Untergrundbereich rührt von sogenannten δ -Elektronen her, die das Myon aus den Rohrwänden geschlagen hat und näher am Draht als das Myon vorbeifliegen, weshalb sie ein früheres Signal geben, als es dem Abstand des Myons vom Drahte entspricht. Eine Ausnahme stellt das Rohr 13 dar. Hier ist das V-Band bei größeren Driftradien auch nach oben hin ausgefranst. Die Elektronik dieses Kanals

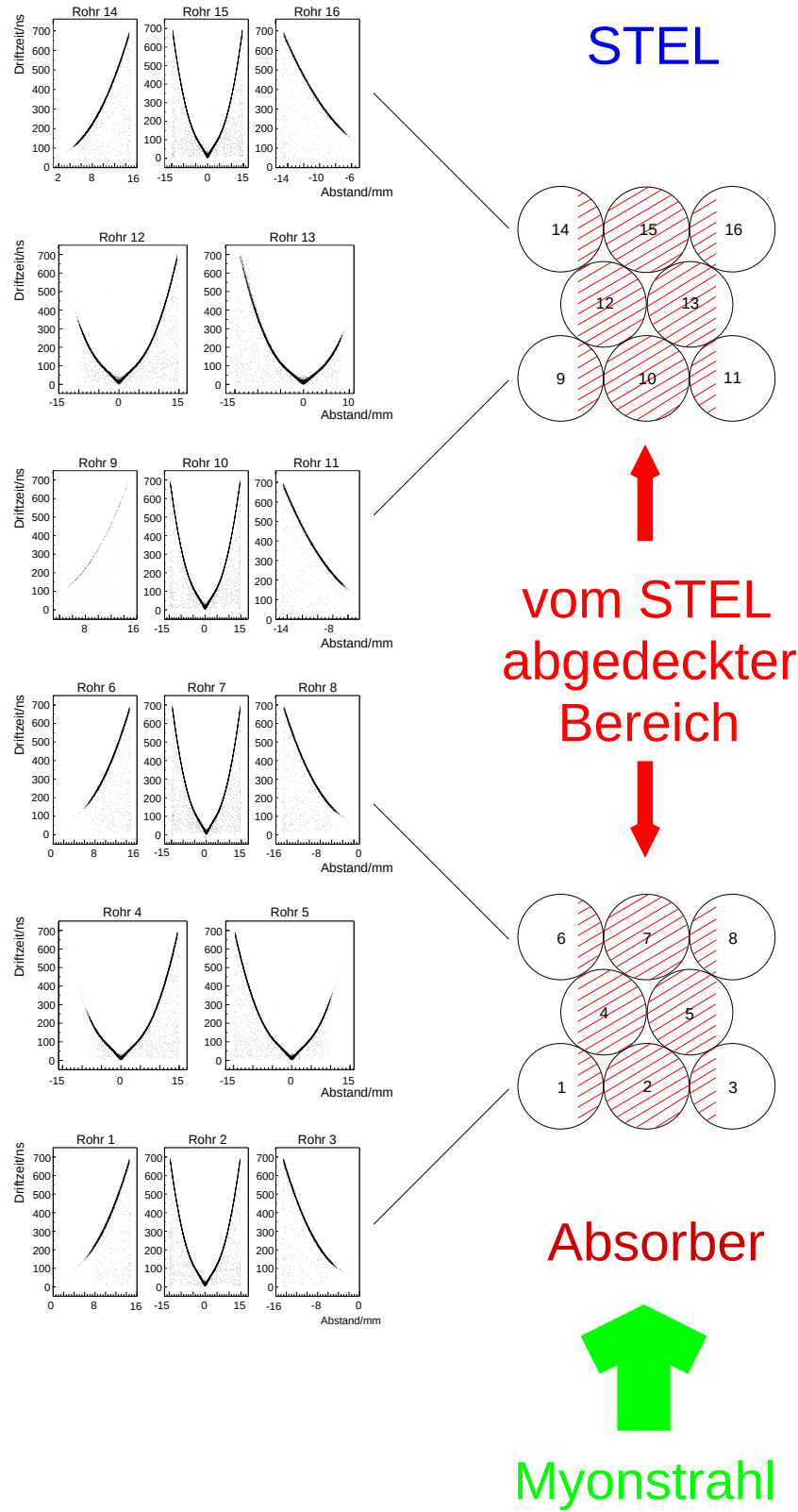


Abbildung 4.6: Mit dem Siliziumteleskop (STEL) bestimmte Orts-Driftzeit-Beziehungen für $\frac{1}{3}$ der gesamten Daten ohne einen Absorber im Myonstrahl bei der niedrigen Diskriminatorschwelle.

hat offenbar nicht optimal funktioniert. Wie wir unten feststellen werden, fällt dieses Rohr, was seine Orts-Driftzeit-Beziehung und die Ortsauflösung angeht, aus der Reihe. Bevor wir die Orts-Driftzeit-Beziehung und die Ortsauflösung der einzelnen Rohre bestimmen, sei bemerkt, daß die untere Spitze aller v-förmigen Bänder beim Abstand 0 liegt, was belegt, daß die Positionen der Anodendrähte relativ zum Siliziumteleskop richtig gewählt sind.

Um die Orts-Driftzeit-Beziehung für ein Rohr zu bestimmen, schneidet man das dunkle Band aus der Orts-Driftzeit-Verteilung aus. Den erlaubten Bereich $[0 \text{ mm}, 14,5 \text{ mm}[$ der Driftradien zerlegt man in 243 Intervalle der Breite $60 \mu\text{m}$. In diesen Intervallen berechnet man den Mittelwert $\bar{r}_k$ der gesammelten Driftradien sowie die Maximalstelle $\bar{\tau}_k$ der zugehörigen Driftzeitverteilungen. Auf diese Weise erhält man die Orts-Driftzeit-Beziehung in 243 Stützpunkten $(\bar{r}_k, \bar{\tau}_k)$ ($k \in \{1, \dots, 243\}$). Zwischen diesen Stützpunkten interpoliert man linear.

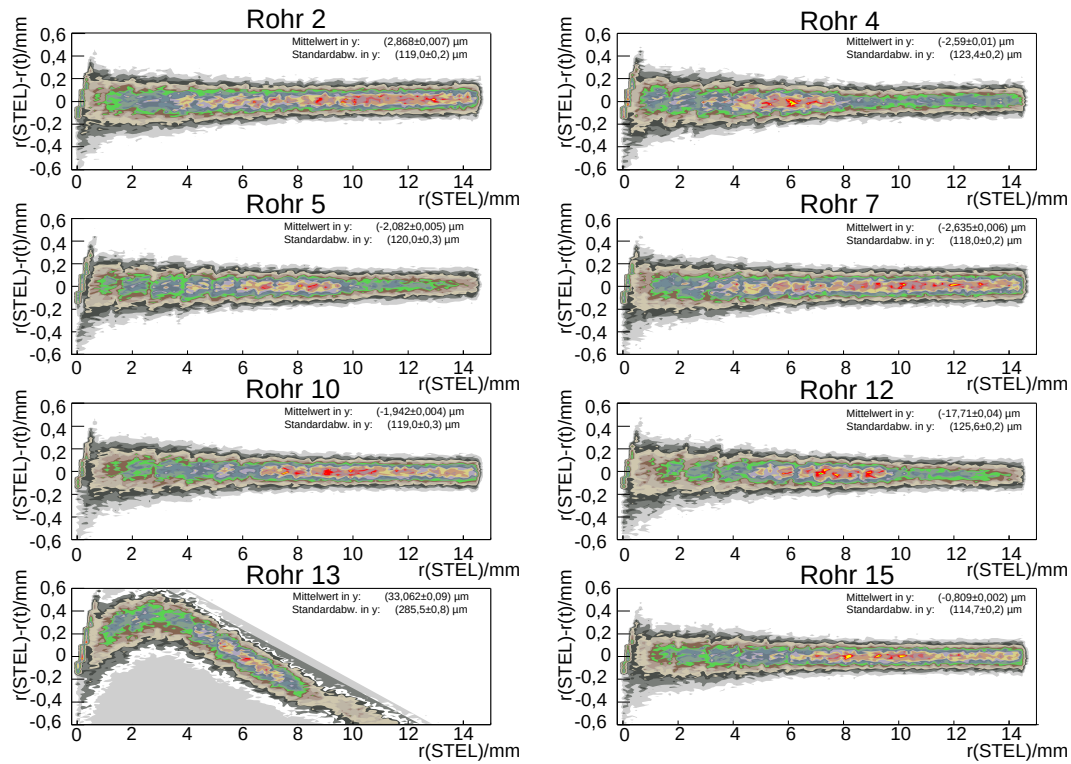


Abbildung 4.7: Abweichung des mit dem Siliziumteleskop (STEL) vorhergesagten Drift-radius $r(\text{STEL})$ vom mit der Orts-Driftzeit-Beziehung des Rohres 15 berechneten Radius $r(t)$.

Wenn man mit der Orts-Driftzeit-Beziehung des Rohres 15, das gleichmäßig ausgeleuchtet ist und dem Siliziumteleskop am nächsten liegt, die Driftzeiten, die man mit diesem und den anderen Rohren mißt, in Driftradien umrechnet und sie mit den vom Siliziumteleskop vorhergesagten Radien vergleicht, bemerkt

man, daß alle Rohre bis auf das Rohr 13 die gleiche Orts-Driftzeit-Beziehung besitzen. Für die acht ausgewählten Rohre ist in der Abbildung 4.7 jeweils die Abweichung Δ der mit der Orts-Driftzeit-Beziehung des Rohres 15 aus den Driftzeiten bestimmte Radius von seiner Vorhersage $r(STEL)$ gegen $r(STEL)$ aufgetragen. Bei allen Rohren außer dem Rohre 13 ist Δ für jeden vorhergesagten Radius $r(STEL)$ im Mittel bei 0. Im Rohr 13 herrscht offenbar eine andere Orts-Driftzeit-Beziehung. Von nun an wird daher für das Rohr 13 eine eigene Orts-Driftzeit-Beziehung verwendet, während die Driftzeiten der übrigen Rohre mit der Orts-Driftzeit-Beziehung des Rohres 15 in Driftradien umgerechnet werden.

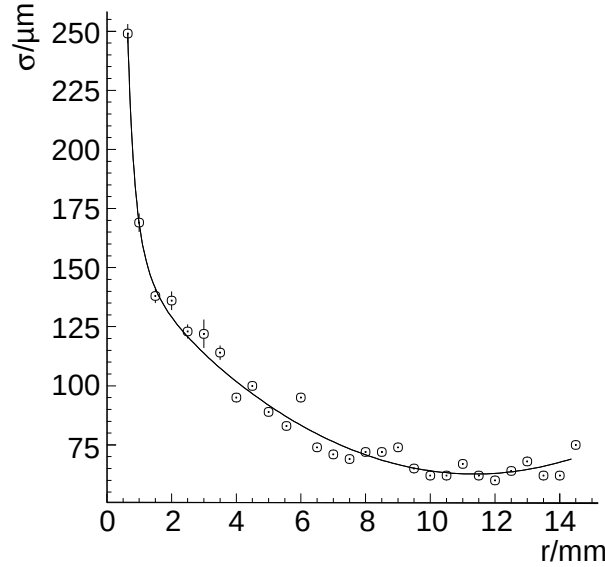


Abbildung 4.8: Einzelrohrauflösung σ des Rohres 15 als Funktion des Abstands r der Myonspur vom Signaldraht. Durch die Messpunkte ist die Ausgleichskurve

$$\sigma(r[mm]) := \left[\frac{29,64}{(r+0,000001)^{2,922}} + 154,8 - 16,21 \cdot r + 0,7132 \cdot r^2 \right] \mu m$$

gelegt.

Der Abbildung 4.7 entnimmt man auch, daß alle Rohre bis auf das Rohr 13 die gleiche Ortsauflösung liefern. Man erhält die Ortsauflösung als Funktion des Abstandes $r(STEL)$ der Myonspur vom Signaldraht dieser Rohre, indem man für $60 \mu m$ breite Streifen in $r(STEL)$ an den Stützstellen $r(STEL) = 0,65 mm, 1 mm, 1,5 mm, 2 mm, \dots, 14,5 mm$ für das Rohr 15 die Abweichung Δ in einem eindimensionalen Histogramm aufträgt und an diese eine Normalverteilung anpaßt. Als Zahlenwert für die Auflösung nimmt man die Standardabweichung der angepaßten Normalverteilung. Das Ergebnis dieses Vorgehens ist in der Darstellung 4.8 festgehalten. Im Bereich $1 mm \leq r(STEL) \leq 14 mm$ verbessert sich die

Auflösung von $170 \mu m$ auf $60 \mu m$. Mit der an die Meßpunkte angepaßten Kurve

$$\sigma(r[mm]) := \begin{cases} 880 \mu m, & r < 200 \mu m, \\ \left[\frac{29,64}{(r+0,000001)^{2,922}} + 154,8 - 16,21 \cdot r + 0,7132 \cdot r^2 \right] \mu m & \text{sonst} \end{cases}$$

beschreibt man die Einzelrohrauflösung für beliebige Radien. Die Ortsauflösung im Rohre 13 ist im Mittel um 15% schlechter als die der anderen Rohre (vgl. Abbildung 4.9). Hier ist das Ausgleichspolynom

$$\sigma(r[mm]) := \left[\frac{317,6}{(r+0,000001)^{0,3314}} - 113,2 + 6,327 \cdot r \right] \mu m.$$

Damit ist die Myonkammer geeicht.

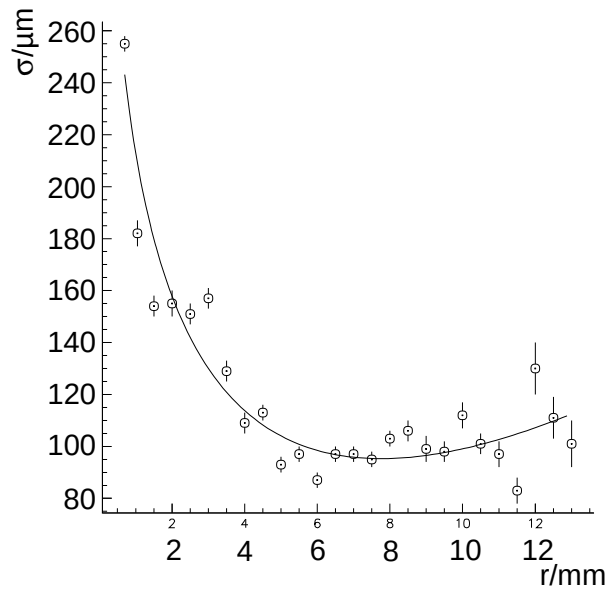


Abbildung 4.9: Einzelrohrauflösung σ des Rohres 13 als Funktion des Abstands r der Myonspur vom Signaldraht. Durch die Messpunkte ist die Ausgleichskurve

$$\sigma(r[mm]) := \left[\frac{317,6}{(r+0,000001)^{0,3314}} - 113,2 + 6,327 \cdot r \right] \mu m$$

gelegt.

Das Treffermodell in der Monte-Carlo-Simulation

Wir wenden uns der Frage zu, wie man das Ansprechverhalten eines Driftrohres der Myonkammer auf geladene Teilchen auf einfache Weise in der Monte-Carlo-Simulation nachahmen kann.

Im Kapitel 3 haben wir gesehen, daß man annehmen darf, ein Driftrohr registriert jedes geladene Teilchen, das in sein Gasvolumen gelangt, mit Ausnahme eines kleinen Bereiches in der Nähe der Rohrwand. Wenn r der Abstand der Spur eines geladenen Teilchens vom Signaldraht ist, dann ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für dieses Teilchen gleich 1 im Intervall $[0 \text{ mm}, 14,4 \text{ mm}]$ und fällt im Intervall $]14,4 \text{ mm}, 14,6 \text{ mm}]$ mit steigendem Radius linear auf 0.

Falls ein geladenes Teilchen nachgewiesen wird, erhält man in der Wirklichkeit zu einer Signalzeit einen Spannungsimpuls vom Driftrohr. Auch in der Simulation muß man festlegen, zu welchem Zeitpunkt man in einem Ereignis ein Signal des Driftrohres beobachtet.

Um den Sachverhalt einzusehen, muß man kurz schildern, wie im großen und ganzen die Bahn eines geladenen Teilchens in der Monte-Carlo-Simulation aussieht, die auf die GEANT-4-Bibliothek zurückgreift. Die Kurve, auf der sich in GEANT-4 ein geladenes Teilchen bewegt, ist nämlich nicht glatt, sondern ein Polygonzug. In den geraden Streckenzügen bewegt sich das Teilchen frei mit dem Viererimpuls, den es am Anfang des Streckenzuges innehat. Die geraden Streckenzüge des Polygons beginnen bzw. enden in sogenannten *Ereignispunkten*. In den Ereignispunkten wird der Tatsache Rechnung getragen, daß das geladene Teilchen mit dem Medium, durch das es fliegt, in Wechselwirkung treten kann. Die Wirkungsquerschnitte der Prozesse, die für diese Wechselwirkung verantwortlich sind, geben an, mit welcher Wahrscheinlichkeit einer dieser Prozesse nach der geraden Wegstrecke auftritt. Entsprechend diesen Wahrscheinlichkeiten wählt der Rechner während der Simulation einen erlaubten Prozeß zufällig aus, den das Teilchen im Ereignispunkte erleidet. Der Impuls und die Energie des Teilchens ändern sich dadurch im allgemeinen im Ereignispunkt, so daß es letztendlich auf keiner geraden, sondern einer gekrümmten Bahn läuft. Überlicherweise setzt man die Schrittweite des Polygonzuges kleiner als seine Wechselwirkungslänge in dem Medium, in dem es sich befindet, so daß die Näherung eines polygonalen Spurverlaufs wirklichkeitsnah wird.

Ein hochenergetisches Myon läuft durch das Gasvolumen eines Driftrohres nahezu unabgelenkt, weswegen der Polygonzug mit einer Geraden zusammenfällt. Der Driftradius, der im Driftrohr im Mittel registriert wird, ist gleich dem Abstand dieser Geraden von seinem Anodendraht. Man kann ihn berechnen, indem man irgendeinen Streckenabschnitt des Polygonzuges zu einer Geraden verlängert und den Abstand dieser Geraden vom Anodendrahte bestimmt. Wenn sich jedoch ein sehr energiearmes δ -Elektron im Gasvolumen des Rohres bewegt, ist seine Flugbahn üblicherweise nicht gerade, weil sich seine Flugrichtung in den Ereignispunkten stark ändern kann. Natürlich ist es möglich, den Abstand dieser Teilchenspur vom Signaldrahte genau zu ermitteln, indem man sich den gesamten Spurverlauf merkt. Dies ist allerdings sehr speicheraufwendig und wird in der vorliegenden Simulation durch ein vereinfachtes Verfahren ersetzt, das in Abbildung 4.10 oben veranschaulicht ist. Bei diesem Verfahren betrachtet man nur den Streckenzug nach dem ersten Ereignispunkte und vor dem letzten Ereignispunkte

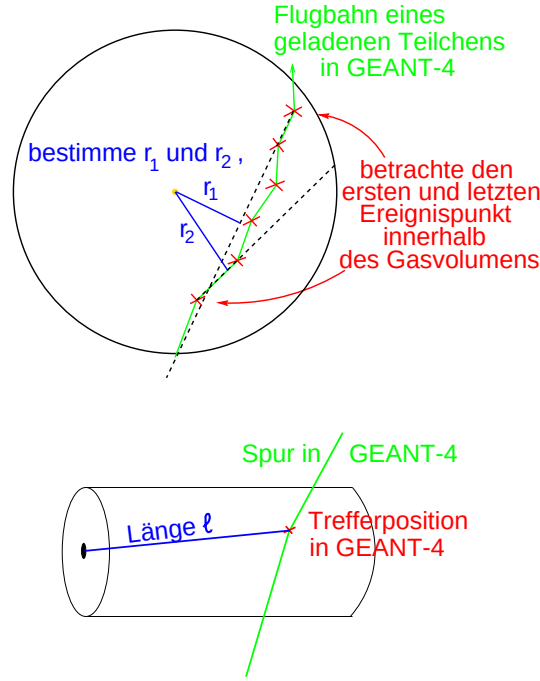


Abbildung 4.10: Prinzip der Treffersimulation im Monte-Carlo-Programm.

im Gasvolumen. Durch beide Strecken legt man Geraden, deren Abstände vom Signaldrahte r_1 und r_2 seien. Den Radien r_1 und r_2 entsprechen die Driftzeiten τ_1 und τ_2 . Wenn das geladene Teilchen, welches das Signal verursacht hat, zur Zeit t_1 im ersten Ereignispunkte die Strecke l_1 von der Ausleseseite der Rohres und zur Zeit t_2 im letzten Ereignispunkte die Strecke l_2 von der Ausleseseite entfernt ist, dann erreichen die Signale, die auf den beiden Strecken erzeugt worden sind, das Ausleseende in guter Näherung zu den Zeiten

$$t_{1,Signal} = t_1 + \tau_1 + \frac{l_1}{v_{Signal}}$$

und

$$t_{2,Signal} = t_2 + \tau_2 + \frac{l_2}{v_{Signal}},$$

wobei die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{Signal} der Signale entlang des Drahtes nahezu gleich der Vakuumlichtgeschwindigkeit ist. Streng genommen, müßte man statt der Längen l_k die Länge der Projektion der Strecke (l_k) auf den Draht nehmen, aber diese beiden Größen unterscheiden sich nur in der Nähe des ausgelesenen Rohrendes erheblich, wo die Laufzeitkorrektur vernachlässigbar klein ist. Falls mehr als ein geladenes Teilchen in einem Ereignis durch ein Rohr wandert, hält man wie im tatsächlichen Experiment nur das früheste aller erzeugten Signale fest.

Zuletzt wird erläutert, wie die Driftzeiten τ aus den Abständen r der Teilchenspur vom Signaldraht berechnet werden. Wie bereits angeschnitten, gibt die Umkehrfunktion $t(r)$ der Orts-Driftzeit-Beziehung an, welche Driftzeit τ man am wahrscheinlichsten beim Abstand r mißt. Für größere Radien ($r \gtrsim 1,5 \text{ mm}$) sind die Driftzeiten um diesen wahrscheinlichsten Wert normalverteilt, und zwar ist die Standardabweichung der Verteilung gleich der Einzelrohrauflösung $\sigma(r)$, multipliziert mit der inversen Driftgeschwindigkeit $t'(r)$. In Drahtnähe ist die Driftzeitverteilung asymmetrisch und weist einen Schwanz hin zu größeren Driftzeiten auf, was man in der Abbildung 4.11 deutlich erkennen kann. Deile [6] hat sich

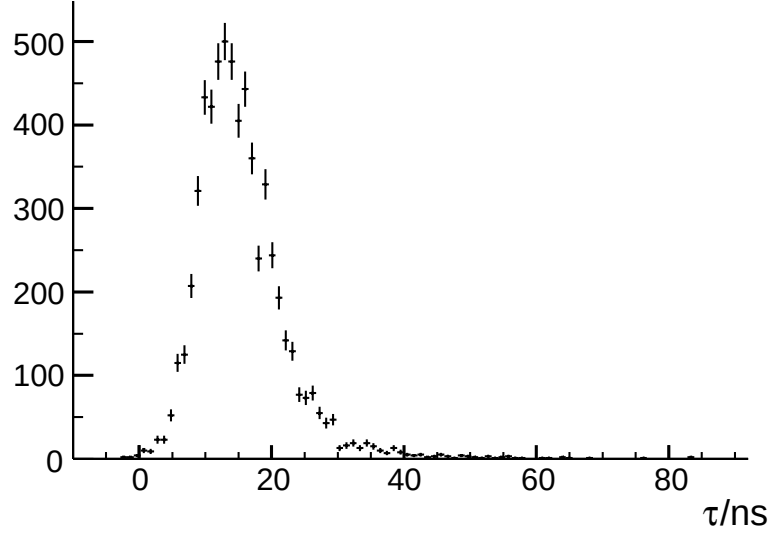


Abbildung 4.11: Driftzeitverteilung für Spuren, die im Abstand $r = (0,3 \pm 0,03) \text{ mm}$ am Signaldraht des fünfzehnten Rohres vorbeifliegen.

mit diesem Sachverhalt beschäftigt und schlägt für die beim Radius r beobachtete Driftzeitverteilung $P(\tau|r)$ die folgende Parametrisierung vor:

$$P(t|r) = p_1(r) \cdot \frac{1}{p_3(r)} e^{\frac{p_2(r)-\tau}{p_3(r)}} - e^{\frac{p_2(r)-\tau}{p_3(r)}} + [1 - p_1(r)] \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}p_3(r)} e^{-\frac{[\tau-p_2(r)]^2}{2[p_3(r)]^2}}.$$

Der erste Summand in der Formel für $P(\tau|r)$ beschreibt den asymmetrischen Verlauf der Driftzeitverteilung, der zweite den symmetrischen. Die Funktion p_1 gibt für jeden Radius r an, wie groß der Beitrag des asymmetrischen Anteils im Vergleich zum symmetrischen Anteil ist. Nach Deiles Messung ist

$$p_1(r) := 0,8480 \cdot e^{-\frac{r}{1,701 \text{ mm}}},$$

d.h. in Drahtnähe überwiegt der asymmetrische Anteil, jedoch bereits nach 1,7 Millimetern ist die Driftzeitverteilung symmetrisch um ihre Maximalstelle. Die

Bedeutung der Funktionen $p_2(r)$ und $p_3(r)$ wird klar, wenn man in einen Bereich geht, in dem p_1 verschwindet. Dann ist nämlich $P(\tau|r)$ nichts anderes als eine Normalverteilung mit dem Mittelwert $p_2(r)$ und der Standardabweichung $p_3(r)$. Die Funktion p_2 ist die Umkehrung der Orts-Driftzeit-Beziehung $t(r)$. Die Funktion p_3 ist in sehr guter Näherung gleich $\sigma \cdot t'$, allerdings stimmen die simulierten Driftzeitverteilungen besser mit den gemessenen überein, wenn man $p_2(r) := 0,94 \cdot \sigma(r) \cdot t'(r)$ setzt.

In der Monte-Carlo-Simulation werden die Driftzeiten stets gemäß der Verteilung $P(\tau|r)$ erzeugt, wobei die einzelnen Rohre die zuvor experimentell bestimmten Orts-Driftzeit-Beziehungen und Auflösungsfunktionen erhalten.

Rekonstruktion gemessener und simulierter Myonspuren

Im letzten Schritt der Untersuchung werden nun gemessene und simulierte Myonspuren mit dem konventionellen und dem quasianalytischen Verfahren rekonstruiert. Um die Leistungsfähigkeit der beiden Verfahren bewerten zu können, muß man bei jeder rekonstruierten Spur überprüfen, wie gut sie mit der Myonspur übereinstimmt. Hierzu vergleicht man die in der Myonkammer rekonstruierte Spur mit derjenigen Spur, die man mit Hilfe des Siliziumteleskops erhalten hat, ohne auf die Signale in der Myonkammer zurückzugreifen. Da das Siliziumteleskop die Myonspur sehr viel genauer als die Myonkammer vermißt, braucht man das Siliziumteleskop nicht in die Monte-Carlo-Simulation einzubauen, sondern kann anstelle der Spur im Siliziumteleskop unmittelbar die Myonspur hinter der Kammer selbst zum Vergleich mit der Teilchenbahn heranziehen, die man in der Kammer rekonstruiert hat. Einer einfacheren Sprechweise zuliebe wird von nun an die Spur, die man aus den Daten des Siliziumteleskops ermittelt, und ihr Gegenstück in der Monte-Carlo-Simulation als die *Myonspur* oder die *wahre Spur* bezeichnet, die in der Myonkammer rekonstruierte Flugbahn heißt kurz die *rekonstruierte Spur*.

Die Myonspur ist in der yz -Ebene senkrecht zu den Drähten eindeutig durch ihre Steigung m_y und ihren Achsenabschnitt b_y festgelegt. Man kann daher die Myonspur mit der rekonstruierten Spur vergleichen, indem man die Steigung und den Achsenabschnitt der Myonspur und der rekonstruierten Spur einander gegenüberstellt. Da der Achsenabschnitt und die Steigung korreliert sind – eine falsche Spursteigung führt bei geeigneter Wahl des Koordinatenursprungs stets zu einem falschen Achsenabschnitt –, darf man sich beim Vergleich sogar auf einen Spurparameter beschränken. Dabei bietet sich die Steigung an, weil die Differenz der rekonstruierten und der wahren Steigung anders als die Differenz der Achsenabschnitte nicht von der Wahl des Koordinatenursprungs abhängt.

In der Abbildung 4.12 ist die Differenz der konventionell rekonstruierten von der wahren Steigung für die Teststrahlraten aufgetragen, die mit der niedrigen Diskriminatorschwelle bei 300 GeV ohne einen Absorber im Myonstrahl aufgezeichnet wurden. Die Verteilung hat die Gestalt einer Glocke, die auf einem Sockel

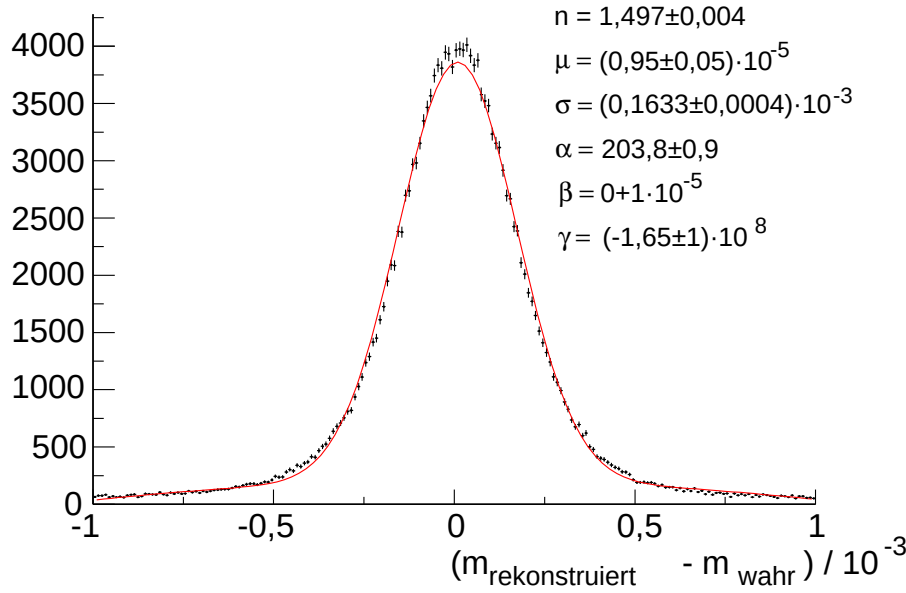


Abbildung 4.12: Abweichung der rekonstruierten Spursteigung von der wahren für die 300-GeV-Daten ohne einen Absorber im Strahle bei der niedrigen Diskriminatorschwelle. Durch die Meßpunkte ist die Ausgleichskurve $f(\Delta m) := \frac{n}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\Delta m - \mu)^2}{2\sigma^2}} + [\alpha + \beta|\Delta m - \mu| + \gamma(\Delta m - \mu)^2]$, $\Delta m := m_{\text{rekonstruiert}} - m_{\text{wahr}}$, gelegt.

sitzt. Man kann sie näherungsweise mit der Funktion

$$f(\Delta m) := \frac{n}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\Delta m - \mu)^2}{2\sigma^2}} + [\alpha + \beta|\Delta m - \mu| + \gamma(\Delta m - \mu)^2],$$

$$\Delta m := m_{y,\text{rekonstruiert}} - m_{y,\text{wahr}},$$

wiedergeben, wobei $m_{y,\text{rekonstruiert}}$ die Steigung der rekonstruierten Myonspur ist und $m_{y,\text{wahr}}$ die der wahren; n , μ , σ , α , β und γ sind Parameter, die an die Verteilung angepaßt werden. Die Glockenform der Verteilung wird in der Funktion f durch die Gaußfunktion im ersten Summanden wiedergegeben, der Sockel durch das parabolische Polynom im zweiten Summanden. Bei den experimentellen Verteilungen ist μ , der Mittelwert der Normalverteilung, von der Größenordnung 10^{-5} , was der Genauigkeit entspricht, mit der man aus der Position der V-Bänder in den Orts-Driftzeit-Verteilungen die Kammer parallel zu den Detektorebenen des Siliziumteleskops ausrichten kann; man bedenke nämlich, daß eine Verkipfung der Kammer um einen Winkel von 10^{-5} im Bogenmaß einem Versatz der Drähte in der ersten Rohrlage gegenüber den Drähten der letzten Lage von etwa $10^{-5} \cdot 40 \text{ cm} = 0,4 \text{ } \mu\text{m}$ entspricht.

Die Standardabweichung σ der Normalverteilung ist ein Maß für die Genauigkeit, mit der man die Spuren in der Myonkammer rekonstruiert, weswegen

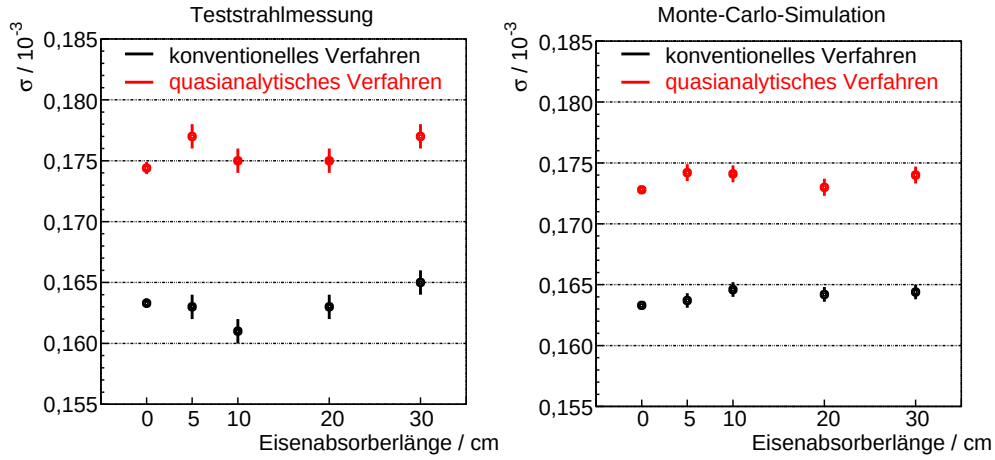


Abbildung 4.13: Die gaußische Auflösung σ der rekonstruierten Spursteigung in Abhängigkeit der Absorberlänge bei 300 GeV und der niedrigen Diskriminatorschwelle.

es sich eingebürgert hat, von der *gaußischen Auflösung* σ zu sprechen. Die Darstellung 4.13 zeigt die gaußische Auflösung als Funktion der Eisenabsorberlänge bei 300 GeV Myonenergie für die simulierten Spuren und die experimentellen, die bei der niedrigen Diskriminatorschwelle gesammelt wurden. Die Wahl fiel auf diese Daten, weil hier die meisten Sekundärteilchen erzeugt werden und in die Kammer gelangen. Denn man will erforschen, wie sich zusätzliche Treffer von Sekundärteilchen in den ausgewählten acht Rohren auf die Güte der rekonstruierten Spur auswirken. Sowohl in der Simulation als auch in der Teststrahlungsmessung ändert sich die gaußische Auflösung nicht, wenn man den Eisenabsorber verlängert. Das konventionelle Verfahren rekonstruiert die Teststrahlspuren mit einer gaußischen Auflösung von $(0,163 \pm 0,004) \cdot 10^{-3}$ und die simulierten Spuren mit einer gaußischen Auflösung von $(0,164 \pm 0,002) \cdot 10^{-3}$, d.h. beide Male mit der gleichen Genauigkeit. Das quasianalytische Verfahren erzielt eine geringere Auflösung, nämlich $(0,176 \pm 0,004) \cdot 10^{-3}$ bei den experimentellen und $(0,174 \pm 0,003) \cdot 10^{-3}$ bei den simulierten Daten. Wiederum verhält sich der Rekonstruktionsalgorithmus bei den experimentellen Daten genauso wie bei den simulierten Spuren.

Daraus, daß die gaußische Auflösung sich nicht ändert, wenn man die Absorberlänge vergrößert, darf man keineswegs schließen, daß zusätzliche Treffer von Schauerteilchen in der Myonkammer die Leistungsfähigkeit der Rekonstruktionsverfahren nicht beeinträchtigen. Das wird deutlich, wenn man verfolgt, wie sich die sogenannte 3σ -Effizienz mit der Absorberlänge ändert. Unter der 3σ -Effizienz $\epsilon_{3\sigma}$ versteht man das Verhältnis der Zahl der rekonstruierten Spuren, deren Steigung von der wahren Steigung nicht mehr als 3σ abweicht – hierbei ist σ die zuvor eingeführte gaußische Auflösung –, zu der Zahl der betrachteten Myonspu-

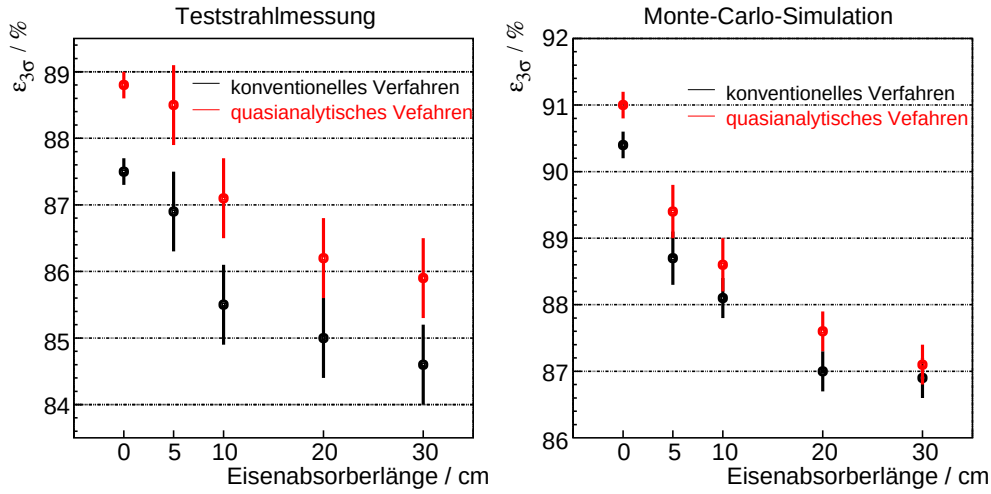


Abbildung 4.14: 3σ -Effizienz in Abhängigkeit der Eisenabsorberlänge bei 300 GeV Myonenergie für die Monte-Carlo-Daten und die experimentellen Daten mit der niedrigen Diskriminatorschwelle.

ren. Die Wahl eines Fensters der Breite 6σ ist ein bißchen willkürlich, sie rührt daher, daß die Steigung von 99,73% aller rekonstruierter Spuren in diesem Fenster lägen, wenn die rekonstruierten Steigungen um die wahren normalverteilt wären. In der Abbildung 4.14 sieht man, wie sowohl in der Simulation als auch dem Teststrahlversuch die 3σ -Effizienz mit wachsender Absorberlänge fällt. Beide Male ist die 3σ -Effizienz des quasianalytischen Verfahrens ein wenig größer als die des konventionellen. Die 3σ -Effizienz in der Monte-Carlo-Simulation ist größer als bei den Teststrahlenden, weil in der Simulation der Strahlungsuntergrund in der Experimentierhalle, der zusätzliche Treffer in den Driftrohren verursacht, nicht simuliert wird.

Der Strahlungsuntergrund in der Experimentierhalle könnte auch die Ursache dafür sein, daß bei der Teststrahlungsmessung die 3σ -Effizienz des konventionellen Verfahrens stets etwa 1,5% kleiner als die des quasianalytischen ist, während dieser Unterschied bei den simulierten Spuren nur knapp halb so groß ausfällt. Ganz ausschließen kann man zwar nicht, daß diese Unstimmigkeit zwischen den Teststrahlenden und ihrer Simulation auf ein unzureichendes Treffermodell zurückzuführen sind, aber es erscheint vor dem Hintergrund des folgenden Ergebnisses als nicht so wahrscheinlich. Denn wenn man in beiden Fällen, Versuch und Simulation, nachsieht, wie stark sich die 3σ -Effizienz verschlechtert, wenn man den Eisenabsorber verlängert, stimmen die Teststrahlungsmessung und die Simulation überein.

Die Versuchsbedingungen seien aufsteigend von 1 bis 5, der Absorberlänge folgend, durchnummeriert. Unter der *Effizienzabnahme* $\Delta_\epsilon(B)$ verstehen wir die Differenz der 3σ -Effizienz $\epsilon_{3\sigma}(B-1)$ bei der vorangehenden Versuchsbedingung

$B - 1$ und der 3σ -Effizienz $\epsilon_{3\sigma}(B)$ bei der Versuchbedingung B selbst; also ist

$$\Delta_\epsilon(B) := \epsilon_{3\sigma}(B - 1) - \epsilon_{3\sigma}(B).$$

Die auftretenden Effizienzabnahmen sind in der Darstellung 4.15 veranschaulicht. Das konventionelle und das quasianalytische Verfahren zeigen ähnliche Effizienzabnahmen. Keines der beiden Rekonstruktionsverfahren ist hier dem andern

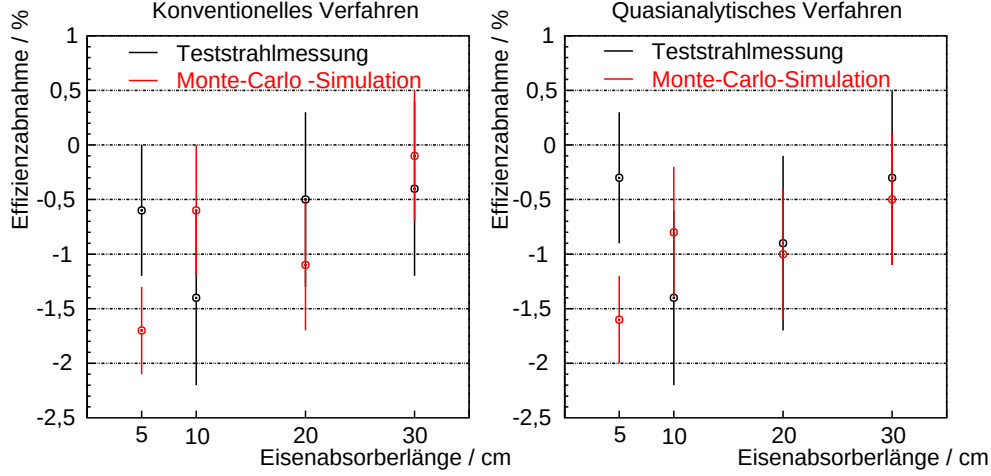


Abbildung 4.15: Effizienzabnahme in Abhängigkeit der Eisenabsorberlänge.

überlegen. Nur bei 5 cm sagt die Monte-Carlo-Simulation eine etwas andere Effizienzabnahme voraus, als man im Teststrahl gemessen hat. Diese Abweichung überrascht nicht. Denn der Myonstrahl ist verunreinigt mit niederenergetischen Schauerteilchen, die der 5 cm lange Absorber wie die anderen Absorber schluckt, so daß die Zahl der Schauerteilchen in der Kammer von 0 cm Eisen auf 5 cm nicht so stark wie in der Monte-Carlo-Simulation ansteigt und die 3σ -Effizienz demnach schwächer abfällt. Die Treffersimulation reicht somit aus, den Einfluß von Schauerteilchen auf die Leistungsfähigkeit der Rekonstruktionsalgorithmen zu bewerten.

Abschließender Vergleich der Rekonstruktionsverfahren

Um den Vergleich der beiden Rekonstruktionsverfahren abzurunden, wird für jede rekonstruierte Spur in dem Diagramm 4.16 die Abweichung der Steigung der quasianalytisch rekonstruierten Spur von der wahren Spursteigung gegen die Abweichung der Steigung der konventionell rekonstruierten Spur von der wahren Spursteigung aufgetragen. Der abgedruckten Verteilung liegen die 300-GeV-Daten zugrunde, bei denen kein Absorber im Strahle stand und die niedrige Diskriminatorschwelle gesetzt war. Entlang der Diagonalen des Diagramms verläuft ein schmales dunkles Band. Hier liefern die quasianalytische Methode und die

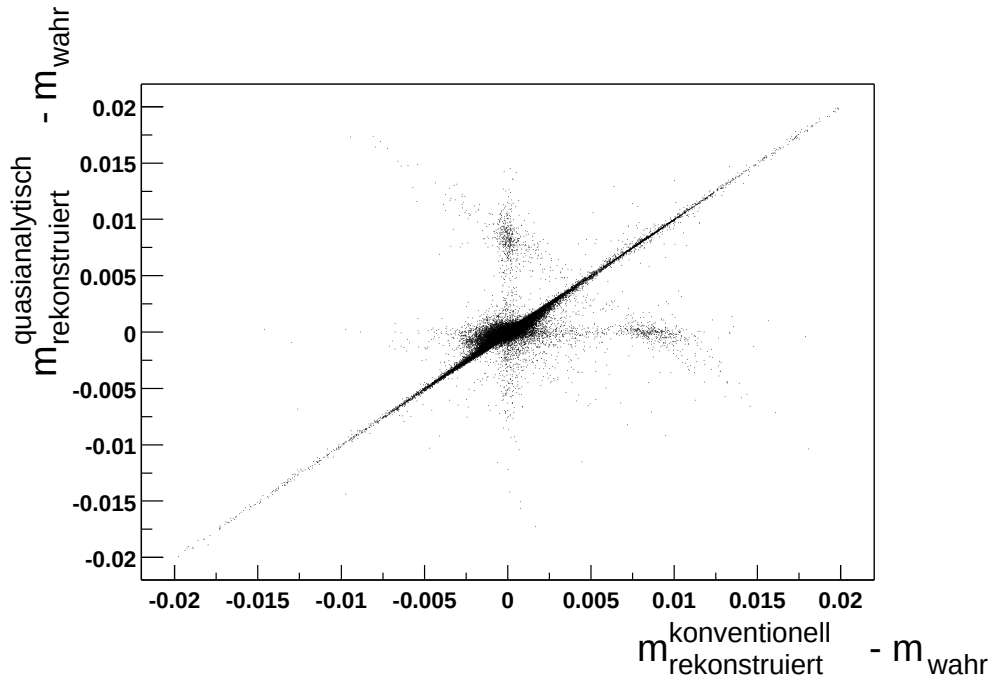


Abbildung 4.16: Verteilung der Abweichungen der quasianalytisch und konventionell rekonstruierten Spurstiegungen von den wahren Spurstiegungen. Dem Diagramm liegen die 300-GeV-Daten ohne einen Absorber im Strahle zugrunde, die mit der niedrigen Diskriminatorschwelle aufgezeichnet wurden.

konventionelle Methode das gleiche Ergebnis. Im Koordinatenursprung sitzt ein eirunder Fleck. Wenn man diesen Fleck aus dem Diagramm herausvergrößert, stellt man fest, daß dort einigemal die quasianalytisch berechnete Spurstiegung weniger von der wahren Steigung als die konventionell bestimmte abweicht. In diesem Sinne kann man das quasianalytische Verfahren als robuster als das konventionelle bezeichnen. Es tritt aber auch der Fall ein, daß es dem einen Verfahren gelingt, die Myonspur richtig zu rekonstruieren, während das andere sie verfehlt. Diese Fälle führen zu den Inseln in den Punkten $(0; 0,0075)$ und $(0,0075; 0)$. Was hier geschieht, wird klar, sobald man die Topologie dieser Ereignisse betrachtet. In der Abbildung 4.17 ist eines stellvertretend gezeigt. Im Ereignis sind fünf Rohre getroffen worden. In der Mustererkennung werden jedoch nur vier Treffer akzeptiert, und zwar die vier mit den kleinsten Driftradien. An vier Treffer, von denen jeweils zwei unterschiedlichen Dreifachlagen angehören, kann man nun zwei Geraden anlegen, die bei perfekter Einzelrohrauflösung dasselbe χ^2 lieferten; das sind die wahre Spur oberhalb der Driftkreise und die rekonstruierte Spur unterhalb der Kreise. Es hängt nun in der Wirklichkeit vom Zufall ab, welche der beiden Möglichkeiten das kleinere χ^2 ergibt. Da die beiden Rekonstruktionsverfahren

wahre Spur

rekonstruierte Spur

Abbildung 4.17: Topologie eines Ereignisses, in dem das quasianalytische Verfahren die Myonspur falsch rekonstruiert, das konventionelle jedoch nicht.

nicht identisch sind und ihre Rekonstruktionen immer ein wenig voneinander abweichen, gelingt es einmal dem konventionellen Verfahren, die Myonspur richtig zu rekonstruieren, während es dem quasianalytischen mißlingt, und das andere Mal gelingt es dem quasianalytischen Verfahren, dem konventionellen jedoch nicht. Daher sind die beiden Inseln annähernd gleich stark bevölkert.

Im Rückblick muß man eingestehen, daß sich das konventionelle Verfahren und das quasianalytische kaum voneinander abheben. Die Stärke des quasianalytischen Verfahren ist, daß man in der gleichen Zeit doppelt so viele Spuren wie mit dem konventionellen rekonstruieren kann. Die Existenz beider Verfahren hat einen gewissen Vorteil. Unsere letzte Erkenntnis, daß in einigen wenigen Ereignissen nur eines der beiden Verfahren die Myonspur verfehlt, kann man ausnützen, um diese Ereignisse herauszufischen; denn in diesen Ereignissen weicht die quasianalytisch rekonstruierte Spursteigung stark von der konventionell rekonstruierten ab.

4.1.3 Zusammenfassung

Die Ergebnisse der Untersuchungen der letzten Abschnitte zeigen, daß man das Ansprechverhalten der Driftrohre einer ATLAS-Myonkammer auf geladene Teilchen mit einem einfachen Modell in der Monte-Carlo-Simulation so wirklichkeitsnah nachahmen kann, daß man fähig ist, mit dieser Simulation die Leistungsfähigkeit einzelner Spurrekonstruktionsverfahren zu bewerten. In dem einfachen Modell nimmt man an, die Driftrohre reagierten auf Elektronen und Positronen genauso wie Myonen. D.h. Elektronen und Positronen werden mit Sicherheit nachgewiesen, wenn sie in das Gasvolumen eines Driftrohres gelangen; lediglich in unmittelbarer Nähe der Rohrwand fällt die Nachweiseffizienz auf Null ab. Die Abstände der Elektronen- und Positronentrajektorien von den Anodendrähten der Driftrohre werden nach derselben Orts-Driftzeit-Verteilung wie bei Myonspuren in Driftzeiten umgerechnet.

Die zwei Rekonstruktionsverfahren, die vorgestellt wurden, fußen, abgesehen von der Mustererkennung, die beiden gemein ist, auf unterschiedlichen Ansätzen: Beim konventionellen Verfahren fällt die rekonstruierte Spur mit derjenigen Geraden zusammen, für die ihre Abstände von den Signaldrähten der getroffenen Rohe am geringsten von den in diesen Rohren gemessenen Driftradien abweicht.

Diese Gerade ist das Ergebnis einer χ^2 -Minimierung, die numerisch ausgeführt werden muß. Diese numerische Minimierung umgeht man im quasianalytischen Verfahren dadurch, daß man Tangenten an die Driftkreise je zweier getroffener Rohre analytisch berechnet und die Spurgrade als Mittelwert all dieser Tangenten erhält; daher die Bezeichnung „quasianalytisch“. Das quasianalytische Verfahren unterliegt dem konventionellen in der Frage der Auflösung, sie ist für hochenergetische Myonspuren knapp 10% schlechter. Die schlechtere Auflösung kann es auch nicht durch seine 1,5% größere Effizienz wettmachen. Allerdings rekonstruiert es in der gleichen Rechenzeit doppelt so viele Spuren wie das konventionelle Verfahren. Diese Eigenschaft macht seinen Einsatz, wie wir später sehen werden, in der Rekonstruktion kosmischer Myonspuren attraktiv, weil dort sehr viele Spuren in kurzer Zeit rekonstruiert werden müssen. Glücklicherweise ist dort der Auflösungsvorsprung des konventionellen Verfahrens wegen des Einflusses der Vielfachstreuung auf die Flugbahn der Myonen gegenüber dem quasianalytischen fast eine Größenordnung geringer, und somit vernachlässigbar. Mit dem quasianalytischen Verfahren wird man die große Zahl kosmischer Myonspuren ebenso genau wie mit dem konventionellen Verfahren rekonstruieren können, allerdings viel schneller und ökonomischer.

4.2 Rekonstruktion niederenergetischer Myonspuren

Bisher sind wir stets davon ausgegangen, daß die Myonspuren innerhalb einer Myonkammer gerade sind, falls sie sich nicht in einem Magnetfeld befinden. Diese Annahme verliert um so stärker ihre Rechtfertigung, je geringer die Energie der Myonen ist. Denn die Myonen können im Coulombfeld der Atomkerne der Rohrwände von ihrer ursprünglichen Flugbahn abgelenkt werden. Auf ihrem Weg durch die Rohrwand weichen sie aufgrund mannigfacher Kleinwinkelstreuungen zunehmend von ihrer augenblicklichen Bahn ab. Man spricht daher von der *Vielfachstreuung der Myonen* in der Rohrwand.

Wenn ein Myon eine Schicht der Dicke d durchläuft, wird es in dieser Schicht insgesamt um den Winkel θ_E von seiner Anfangsrichtung abgelenkt und tritt überdies mit einem Versatz V_S aus der Schicht wieder aus, wie es in der Abbildung 4.18 skizziert ist. Der Index E soll andeuten, daß θ_E nicht der Winkel zwischen der ein- und auslaufenden Spur im Raume, sondern, wie eingezeichnet, in der Ebene ist. Für kleine Winkel ist θ_E in guter Näherung normalverteilt um Null mit der Standardabweichung

$$\theta_0 := \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{d}{X_0}} \left(1 + 0,038 \ln \frac{d}{X_0} \right) \quad (4.5)$$

[16]. Hierbei ist βc die Geschwindigkeit des Myons, p sein Impuls und X_0 die Strahlungslänge des Schichtmaterials. Wenn die Schicht dünn ist, darf man an-

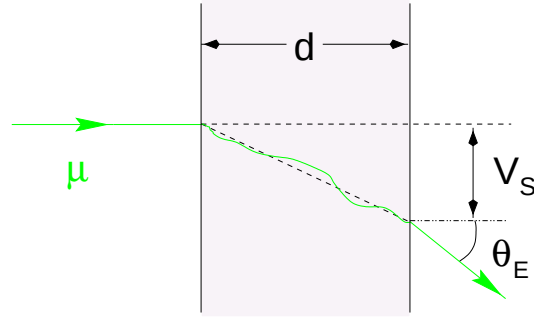


Abbildung 4.18: Vielfachstreuung eines Myons in einer Materieschicht.

nehmen, das Myon werde in der Mitte der Schicht um den Winkel θ_E gestreut. In dem Falle, der in diesem Kapitel behandelt wird, kann man den Versatz V_S gegenüber dem Streuwinkel gegenüber dem Streuwinkel θ_E vernachlässigen, weil die Position des Myons stets in großer Entfernung von der Materieschicht betrachtet wird.

Die Rohrwände sind $400 \mu m$ dick und aus Aluminium, dessen Strahlungslänge $8,9 cm$ [16] ist. D.h.

$$\theta_0 = \frac{0,72 MeV}{\beta cp}.$$

Für 300-GeV-Myonen, deren Spuren wir im vorigen Abschnitt zu rekonstruieren versuchten, ist $\theta_0 = 2,4 \mu rad$. Offensichtlich war die Annahme gerechtfertigt, die Spuren innerhalb einer Myonkammer seien gerade. Für $p = 1 GeV/c$ ist $\theta_0 = 0,72 mrad$; die mittlere Winkeländerung θ_0 ist in der Größenordnung der maximal erreichbaren Genauigkeit der rekonstruierten Spursteigung, und man kann nicht mehr über die Vielfachstreuung in den Rohrwänden hinwegsehen.

4.2.1 Rekonstruktion niederenergetischer Myonspuren im Falle einer vereinfachten Kammergeometrie

Um zu verstehen, wie man die Vielfachstreuung der Myonen in den Rohrwänden bei der Spurrekonstruktion berücksichtigen kann, greifen wir auf eine vereinfachte Beschreibung der Myonkammer zurück, in der die Rohrwände durch ebene Aluminiumplatten ersetzt sind. Diese Vorgehensweise ist in der Abbildung 4.19 veranschaulicht. Die Aluminiumplatten sind hierin von unten nach oben von 1 bis 12 durchnummeriert.

Ehe wir uns dem Einfluß der Vielfachstreuung auf den Spurverlauf widmen, berechnen wir die Dicke und Lage der Aluminiumplatten. Wir nehmen an, die Myonkammer sei gleichförmig ausgeleuchtet, und alle Myonen träfen senkrecht auf die Kammer. Dabei sei R der Radius eines Aluminiumrohres und δ seine

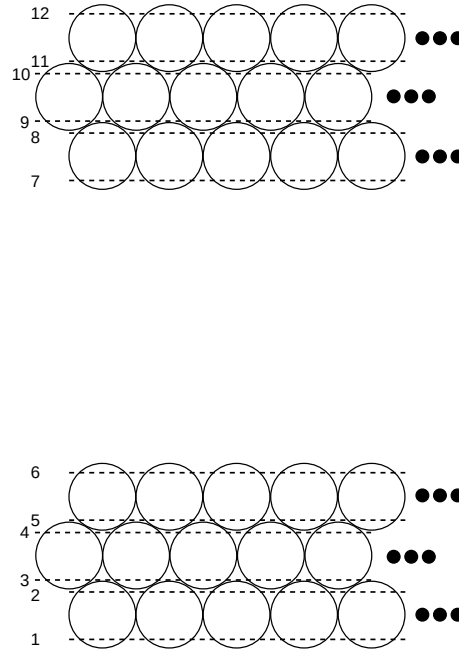


Abbildung 4.19: Vereinfachte Kammergeometrie: Die Rohrwände werden durch ebene Aluminiumplatten ersetzt.

Wandstärke. Im Mittel durchlaufen die Myonen eine Strecke der Länge

$$\bar{d} := \frac{1}{R - \delta} \int_0^{R - \delta} \left[\sqrt{R^2 - y^2} - \sqrt{(R - \delta)^2 - y^2} \right] dy,$$

wenn sie eine Rohrwand durchqueren und in das oder aus dem Gasvolumen treten. In guter Näherung ist dies nichts anderes als die Differenz der Fläche eines Viertelkreises mit dem Radius R und der Fläche eines Viertelkreises mit dem Radius $R - \delta$, geteilt durch R , also

$$\bar{d} \approx \frac{\pi}{4R} [R^2 - (R - \delta)^2] \approx \frac{\pi}{2} \delta.$$

Die mittlere Durchstoßhöhe durch die Rohrwand ist

$$\bar{h} := \frac{1}{R} \int_0^R \sqrt{R^2 - y^2} dy = \frac{1}{4} \pi R.$$

Die Aluminiumplatten sind also $628 \mu m$ dick und sitzen in den folgenden

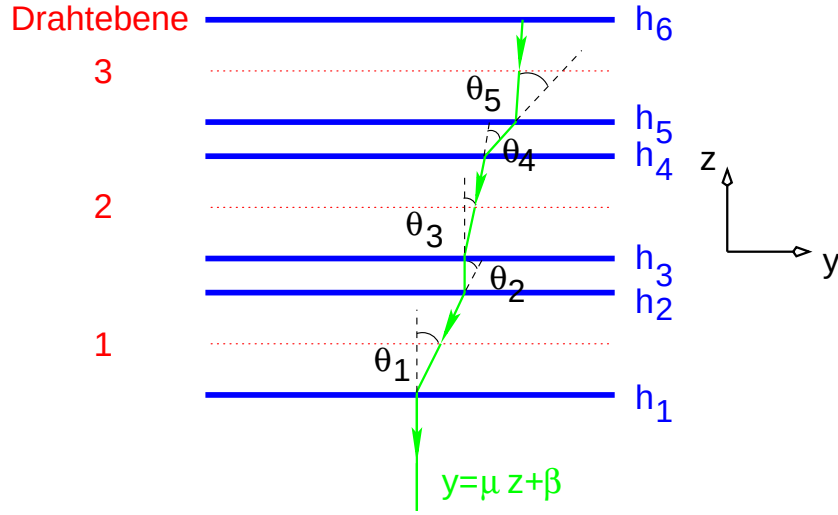


Abbildung 4.20: Spurverlauf in einer Dreifachlage.

Höhen, falls der Abstand der Dreifachlagen D ist:

$$\begin{aligned}
 h_1 &:= -\frac{D}{2} - \left(1 + 2\sqrt{3} + \frac{\pi}{4}\right) R, \\
 h_2 &:= -\frac{D}{2} - \left(1 + 2\sqrt{3} - \frac{\pi}{4}\right) R, \\
 h_3 &:= -\frac{D}{2} - \left(1 + \sqrt{3} + \frac{\pi}{4}\right) R, \\
 h_4 &:= -\frac{D}{2} - \left(1 + \sqrt{3} - \frac{\pi}{4}\right) R, \\
 h_5 &:= -\frac{D}{2} - \left(1 + \frac{\pi}{4}\right) R, \\
 h_6 &:= -\frac{D}{2} - \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) R, \\
 h_7 &:= \frac{D}{2} + \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) R, \\
 &\vdots \\
 &\vdots \\
 &\vdots \\
 h_{12} &:= \frac{D}{2} + \left(1 + 2\sqrt{3} + \frac{\pi}{4}\right) R.
 \end{aligned}$$

Wie sich die Streuung in den Rohrwänden, genauer: den Aluminiumplatten, auf den Verlauf der Myonspur auswirkt, untersuchen wir zuerst an Hand der unteren Dreifachlage der Myonkammer (man vergleiche die Abbildung 4.20). Wir geben den Spurverlauf unterhalb der Kammer vor:

$$y = \mu z + \beta,$$

wobei die Steigung μ nur wenig von Null abweichen darf, wenn die vereinfachende Beschreibung der Kammer gerechtfertigt bleiben soll. Die Spur verfolgen wir Schritt für Schritt zurück durch die Kammer. An der untersten Aluminiumwand wird das Myon um den Winkel θ_1 gestreut und ist in Drahhöhe, $z = \frac{h_2+h_1}{2}$, an der Stelle

$$y_1 := \mu \frac{h_2 + h_1}{2} + \beta + \left(\frac{h_2 + h_1}{2} - h_1 \right) \cdot \theta_1,$$

wobei der letzte Summand offenbar gleich $\frac{h_2-h_1}{2}\theta_1$ ist; die etwas umständlich erscheinende Form wurde gewählt, weil sie sich, wie wir sehen werden, leicht auf den allgemeinen Fall einer mehrlagigen Kammer ausdehnen läßt. In der nächsten Aluminiumplatte wird das Myon um den Winkel θ_2 aus seiner Bahn abgelenkt. Wenn die dritte Platte fehlte, würde das Myon die Drahhöhe $z = \frac{h_4+h_3}{2}$ an der Stelle $\mu \frac{h_4+h_3}{2} + \beta + \left(\frac{h_2+h_1}{2} - h_1 \right) \cdot \theta_1 + \left(\frac{h_4+h_3}{2} - h_2 \right) \cdot \theta_2$ auftreten, sofern man alle nichtlinearen Terme in den Streuwinkeln vernachlässigt. Nun ist jedoch die dritte Platte vorhanden, und das Myon wird auch in dieser gestreut, und zwar um den Winkel θ_3 , so daß es an der Stelle

$$\begin{aligned} y_2 := & \mu \frac{h_4 + h_3}{2} + \beta \\ & + \left(\frac{h_4 + h_3}{2} - h_1 \right) \theta_1 + \left(\frac{h_4 + h_3}{2} - h_2 \right) \theta_2 + \left(\frac{h_4 + h_3}{2} - h_3 \right) \theta_3 \end{aligned}$$

auf der Höhe des Drahtes in der zweiten Rohrlage erscheint. Die Auswirkung der Streuung in der vierten Wand um θ_4 und in der fünften um θ_5 liegt nun auf der Hand, in der dritten Lage findet man das Myon in Drahhöhe an der Stelle

$$\begin{aligned} y_3 := & \mu \frac{h_6 + h_5}{2} + \beta \\ & + \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_1 \right) \theta_1 \\ & + \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_2 \right) \theta_2 + \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_3 \right) \theta_3 \\ & + \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_4 \right) \theta_4 + \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_5 \right) \theta_5. \end{aligned}$$

Man kann dreierlei beobachten:

1. Der Erwartungswert der Größe y_k ist gleich

$$\langle y_k \rangle := \mu \frac{h_{2k} + h_{2k-1}}{2} + \beta$$

für alle $k \in \{1, 2, 3\}$, weil der Erwartungswert des Winkels θ_k Null ist.

2. Die Varianzen von y_1 , y_2 und y_3 sind wegen $\langle \theta_k \theta_l \rangle = \langle \theta_k \rangle \langle \theta_l \rangle = 0$ für alle $k \neq l$ gleich

$$\begin{aligned} \text{Var}(y_1) &:= \langle y_1^2 \rangle - \langle y_1 \rangle^2 = \left(\frac{h_2 + h_1}{2} - h_1 \right)^2 \langle \theta_1^2 \rangle, \\ \text{Var}(y_2) &:= \langle y_2^2 \rangle - \langle y_2 \rangle^2 = \\ &\quad \left(\frac{h_4 + h_3}{2} - h_1 \right)^2 \langle \theta_1^2 \rangle + \left(\frac{h_4 + h_3}{2} - h_2 \right)^2 \langle \theta_2^2 \rangle \\ &\quad + \left(\frac{h_4 + h_3}{2} - h_3 \right)^2 \langle \theta_3^2 \rangle \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} \text{Var}(y_3) &:= \langle y_3^2 \rangle - \langle y_3 \rangle^2 = \\ &\quad \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_1 \right)^2 \langle \theta_1^2 \rangle + \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_2 \right)^2 \langle \theta_2^2 \rangle \\ &\quad + \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_3 \right)^2 \langle \theta_3^2 \rangle + \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_4 \right)^2 \langle \theta_4^2 \rangle \\ &\quad + \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_5 \right)^2 \langle \theta_5^2 \rangle, \end{aligned}$$

wobei $\langle \theta_1^2 \rangle = \langle \theta_2^2 \rangle = \dots = \langle \theta_5^2 \rangle = \theta_0^2 = \frac{0,86 \text{ MeV}^2}{(\beta c p)^2}$ gilt.

3. Die Kovarianz zweier verschiedener y_k -Werte verschwindet nicht, die y_k sind korrelierte Größen. Es ist nämlich

$$\begin{aligned} \text{Kov}(y_1, y_2) &:= \langle (y_1 - \langle y_1 \rangle)(y_2 - \langle y_2 \rangle) \rangle = \\ &\quad \left(\frac{h_2 + h_1}{2} - h_1 \right) \cdot \left(\frac{h_4 + h_3}{2} - h_1 \right) \langle \theta_1^2 \rangle, \\ \text{Kov}(y_1, y_3) &:= \langle (y_1 - \langle y_1 \rangle)(y_3 - \langle y_3 \rangle) \rangle = \\ &\quad \left(\frac{h_2 + h_1}{2} - h_1 \right) \cdot \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_1 \right) \langle \theta_1^2 \rangle \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} \text{Kov}(y_2, y_3) &:= \langle (y_2 - \langle y_2 \rangle)(y_3 - \langle y_3 \rangle) \rangle = \\ &\quad \left(\frac{h_4 + h_3}{2} - h_1 \right) \cdot \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_1 \right) \langle \theta_1^2 \rangle \\ &\quad + \left(\frac{h_4 + h_3}{2} - h_2 \right) \cdot \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_2 \right) \langle \theta_2^2 \rangle \\ &\quad + \left(\frac{h_4 + h_3}{2} - h_2 \right) \cdot \left(\frac{h_6 + h_5}{2} - h_3 \right) \langle \theta_3^2 \rangle. \end{aligned}$$

Aus der ersten Beobachtung schließt man, daß die Punkte y_k im Mittel auf der Geraden $y = \mu z + \beta$ liegen. In der Spurrekonstruktion wird man daher eine Gerade $y = mz + b$ ansetzen, deren Parameter m und b man bestimmen muß. Weil die Kovarianz verschiedener y_k von derselben Größenordnung wie deren Varianzen sind – das folgt aus den Punkten 2 und 3 –, darf man die Korrelation der y_k in der Spurrekonstruktion nicht von vornherein außer acht lassen. Auf welche Weise man diese berücksichtigt, werden wir sogleich erläutern, nachdem wir den allgemeinen Fall einer n -lagigen Kammer betrachtet haben.

Wenn die Myonkammer aus n Rohrlagen besteht, dann hat man $2n$ Aluminiumplatten in der vereinfachten Beschreibung der Rohrwände. Sie sitzen in den Höhen $h_1, h_2, \dots, h_{2n}$. Die Signaldrähte liegen zwischen zwei Platten in den Höhen $\frac{h_{2k} + h_{2k-1}}{2}$. Wiederum gehen wir von dem Spurverlauf $y = \mu z + \beta$ unterhalb der Kammer aus und verfolgen ihn von Lage zu Lage zurück. Auf der Höhe des k -ten Drahtes ist die Myonspur an der Stelle

$$y_k := \mu \frac{h_{2k} + h_{2k-1}}{2} + \beta + \sum_{m=1}^{2k-1} \left(\frac{h_{2k} + h_{2k-1}}{2} - h_m \right) \theta_m.$$

Hieraus ergeben sich unmittelbar die Erwartungswerte und Varianzen der y_k sowie die Kovarianzen verschiedener y_k :

1.

$$\langle y_k \rangle = \mu \frac{h_{2k} + h_{2k-1}}{2} + \beta \quad (k \in \{1, \dots, n\}),$$

2.

$$\begin{aligned} \langle (y_k - \langle y_k \rangle) \cdot (y_l - \langle y_l \rangle) \rangle &= \\ \left\langle \sum_{m=1}^{2k-1} \left(\frac{h_{2k} + h_{2k-1}}{2} - h_m \right) \theta_m \cdot \sum_{j=1}^{2l-1} \left(\frac{h_{2l} + h_{2l-1}}{2} - h_j \right) \theta_j \right\rangle &= \\ \sum_{m=1}^{2k-1} \sum_{j=1}^{2l-1} \left(\frac{h_{2k} + h_{2k-1}}{2} - h_m \right) \left(\frac{h_{2l} + h_{2l-1}}{2} - h_j \right) \langle \theta_m \theta_j \rangle &= \\ \sum_{m=1}^{2k-1} \sum_{j=1}^{2l-1} \left(\frac{h_{2k} + h_{2k-1}}{2} - h_m \right) \left(\frac{h_{2l} + h_{2l-1}}{2} - h_j \right) \langle \theta_m^2 \rangle \delta_{m,j} & \end{aligned}$$

für alle $k, l \in \{1, \dots, n\}$. $\delta_{m,j}$ ist Kroneckers Deltasymbol.

Wenn V die Inverse der Kovarianzmatrix $S := (S_{k,l}) := \langle (y_k - \langle y_k \rangle) (y_l - \langle y_l \rangle) \rangle$ bezeichnet, dann ist das χ^2 für die Hypothese „ $y = mz + b$ “

$$\chi^2(m, b) = \sum_{k,l=1}^n \left(y_k - m \frac{h_{2k} + h_{2k-1}}{2} - b \right) \cdot V_{k,l} \cdot \left(y_l - m \frac{h_{2l} + h_{2l-1}}{2} - b \right).$$

Um Schreibarbeit zu sparen und die Formeln übersichtlicher zu gestalten, führen wir die Vektoren

$$\mathfrak{y} := (y_1, \dots, y_n), \quad \mathfrak{z} := \left(\frac{h_2 + h_1}{2}, \dots, \frac{h_{2n} + h_{2n-1}}{2} \right)$$

und

$$\mathfrak{u} := (1, 1, \dots, 1)$$

ein. In der neuen Schreibweise ist

$$\chi^2(m, b) = \langle \mathfrak{y} - m\mathfrak{z} - b\mathfrak{u}, V(\mathfrak{y} - m\mathfrak{z} - b\mathfrak{u}) \rangle,$$

wobei in diesem Zusammenhange die spitzen Klammern das Skalarprodukt anzeigen.

Die besten Schätzwerte von m und b sind diejenigen, für welche das angesriebene χ^2 minimal wird. Es nimmt seinen geringsten Wert in dem Punkte (m, b) an, in dem die erste Ableitung der χ^2 -Funktion verschwindet:

$$\begin{aligned} (\partial_1 \chi^2)(m, b) &= \langle -\mathfrak{z}, V(\mathfrak{y} - m\mathfrak{z} - b\mathfrak{u}) \rangle + \langle -V\mathfrak{z}, \mathfrak{y} - m\mathfrak{z} - b\mathfrak{u} \rangle \\ &= 2 \langle V\mathfrak{z}, m\mathfrak{z} + b\mathfrak{u} - \mathfrak{y} \rangle \\ &= 2 (\langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{z} \rangle m + \langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{u} \rangle b - \langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{y} \rangle) = 0, \\ (\partial_2 \chi^2)(m, b) &= \langle -\mathfrak{u}, V(\mathfrak{y} - m\mathfrak{z} - b\mathfrak{u}) \rangle + \langle \mathfrak{y} - m\mathfrak{z} - b\mathfrak{u}, -V\mathfrak{u} \rangle \\ &= 2 \langle V\mathfrak{u}, m\mathfrak{z} + b\mathfrak{u} - \mathfrak{y} \rangle \\ &= 2 (\langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{u} \rangle m + \langle V\mathfrak{u}, \mathfrak{u} \rangle b - \langle V\mathfrak{u}, \mathfrak{y} \rangle) = 0. \end{aligned}$$

Dies ist gleichbedeutend mit der Gleichung

$$\begin{pmatrix} \langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{z} \rangle & \langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{u} \rangle \\ \langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{u} \rangle & \langle V\mathfrak{u}, \mathfrak{u} \rangle \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{y} \rangle \\ \langle V\mathfrak{u}, \mathfrak{y} \rangle \end{pmatrix},$$

welche die Lösung

$$\begin{aligned} m &= \frac{\langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{y} \rangle \langle V\mathfrak{u}, \mathfrak{u} \rangle - \langle V\mathfrak{u}, \mathfrak{y} \rangle \langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{u} \rangle}{\langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{z} \rangle \langle V\mathfrak{u}, \mathfrak{u} \rangle - \langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{u} \rangle^2}, \\ b &= \frac{\langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{z} \rangle \langle V\mathfrak{u}, \mathfrak{y} \rangle - \langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{u} \rangle \langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{y} \rangle}{\langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{z} \rangle \langle V\mathfrak{u}, \mathfrak{u} \rangle - \langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{u} \rangle^2} \end{aligned}$$

besitzt. Aus der Krümmung der χ^2 -Kurve im Minimum kann man die statistischen Fehler der Schätzwerte m und b sowie deren Kovarianz berechnen, und zwar ist

$$\begin{aligned} \text{Var}(m) &= \frac{2}{(\partial_1^2 \chi^2)(m, b)} = \frac{1}{\langle V\mathfrak{z}, \mathfrak{z} \rangle}, \\ \text{Var}(b) &= \frac{2}{(\partial_2^2 \chi^2)(m, b)} = \frac{1}{\langle V\mathfrak{u}, \mathfrak{u} \rangle} \end{aligned}$$

und

$$Kov(m, b) = \frac{2}{(\partial_1 \partial_2 \chi^2)(m, b)} = \frac{1}{\langle V_{u, \mathfrak{z}} \rangle}.$$

Soweit sind wir stillschweigend davon ausgegangen, daß wir die Spurpunkte $(\mathfrak{u}, \mathfrak{z})$ genau messen können. In Wirklichkeit ist dies nur mit begrenzter Genauigkeit möglich. Wenn man die Stelle y_k mit der Genauigkeit σ_k mißt, dann muß man zu den Diagonalelementen der Kovarianzmatrix σ_k^2 hinzuzählen.

Falls dieser Zusatzterm die Terme, die von der Vielfachstreuung herrühren, in seiner Größe deutlich überschreitet, kann man natürlich alle Vielfachstreuterme vernachlässigen, ohne Rekonstruktionsgenauigkeit zu verlieren, genauso, wie man umgekehrt die begrenzte Meßgenauigkeit außer acht lassen darf, wenn sie weit höher als die Unsicherheit in den Punkten y_k ist, die von der Vielfachstreuung herrührt.

Leistungsfähigkeit des Verfahrens

Um wieviel besser man die Muonspuren rekonstruiert, wenn man ihre Vielfachstreuung berücksichtigt, hängt von der Energie der Myonen und davon ab, wie genau man die Spurpunkte mißt. Daher werden wir zunächst annehmen, wir kennen die Energie des Myons, und ermitteln, wie sich die Güte der Myonspur verändert, wenn man die Meßgenauigkeit der Spurpunkte variiert.

Hierzu wird die vereinfachte Kammergeometrie, wie sie in der Abbildung 4.21 skizziert ist, mit dem Programm simuliert, das auch in den vorangegangenen Paragraphen zum Einsatz kam. Monoenergetische Myonen mit den kinematischen Energien $0,5 \text{ GeV}$, 1 GeV , $2,5 \text{ GeV}$ und 5 GeV werden von oben nach unten senkrecht durch den Aufbau geschossen. Die gemessenen Spurpunkte sind alle um ihre wahren Werte mit der Standardabweichung σ_O verteilt, die wir die Ortsauflösung nennen. Als Werte für σ_O werden $0 \text{ }\mu\text{m}$, $10 \text{ }\mu\text{m}$, $20 \text{ }\mu\text{m}$, $40 \text{ }\mu\text{m}$ und $80 \text{ }\mu\text{m}$ gesetzt. $80 \text{ }\mu\text{m}$ entsprechen der mittleren Ortsauflösung der Driftrohre. Deshalb sind die Ergebnisse für diese Auflösung von besonderem Interesse.

Die Spuren werden in allen angesprochenen Fällen zweimal rekonstruiert, das eine Mal mit der richtigen Kovarianzmatrix S von oben, das andere Mal mit der Kovarianzmatrix $S := \sigma_O \cdot id$, wobei id für die Einheitsmatrix stehe. Im Falle der Ortsauflösung 0 wird beim zweiten Mal $S := id$ gesetzt, d.h. man erhält den Spurverlauf aus der arithmetischen Mittelwertbildung über die Spurpunkte. Um die Güte der rekonstruierten Spuren zu bewerten, trägt man die Häufigkeitsverteilung der Abweichung der rekonstruierten Spurstiegung von der tatsächlichen Steigung unterhalb der Kammer auf.

Für die 1-GeV -Myonen erhält man die Verteilung der Abbildung 4.22. Wenn man die Vielfachstreuung der Myonen in den Aluminiumplatten berücksichtigt,

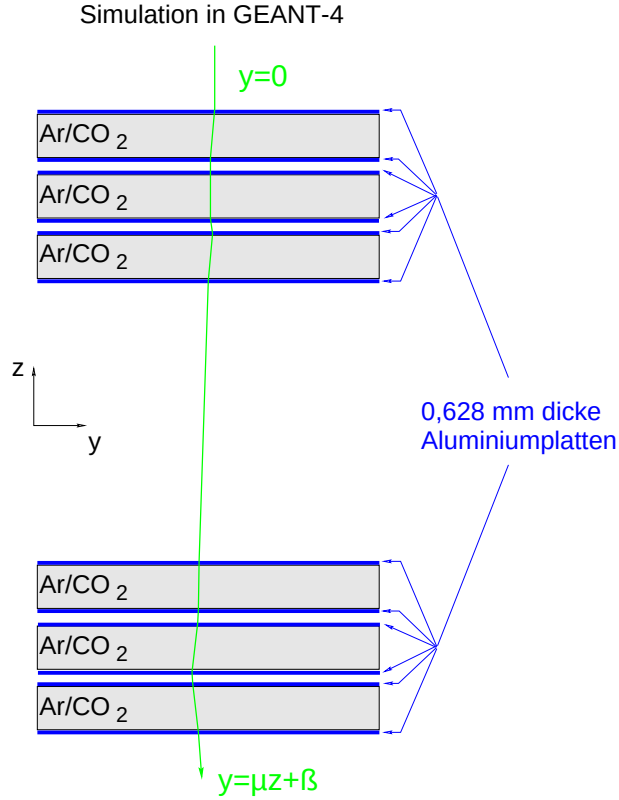


Abbildung 4.21: Vereinfachte Kammergeometrie in der Simulation. Monoenergetische Myonen werden von oben senkrecht durch den Aufbau geschossen.

gewinnt man die schmale, um 0 symmetrische Verteilung. Deutlich breiter ist die Verteilung, falls man sie außer acht läßt. Um die Breite der Verteilungen zahlenmäßig zu erfassen, wurden gaußische Glockenkurven an die Verteilungen angepaßt, deren Standardabweichungen σ man in der Abbildung ablesen kann. $\sigma = (1,028 \pm 0,009) \cdot 10^{-3}$ für die Rekonstruktion mit der vollständigen Kovarianzmatrix und ist zweimal größer für die Rekonstruktion mit der falschen, „unvollständigen“ Kovarianzmatrix, nämlich $(2,25 \pm 0,01) \cdot 10^{-3}$.

Wie stark sich die Genauigkeit der Steigung der rekonstruierten Spur erhöht, wenn man die korrekte Kovarianzmatrix statt der unvollständigen verwendet, gibt die Größe

$$\frac{\sigma(\text{unvollständiges } S) - \sigma(\text{korrektes } S)}{\sigma(\text{unvollständiges } S)}$$

an, die wir *Verbesserung* nennen wollen. Aus den Diagrammen in der Darstellung 4.23 lernt man, daß die Verbesserung, wie erwartet, mit abnehmender Ortsauflösung sinkt, da man den Effekt der Vielfachstreuung, daß die gemessenen Spurpunkte korreliert sind, nicht mehr auflösen kann, wenn σ_O zu groß wird. Da

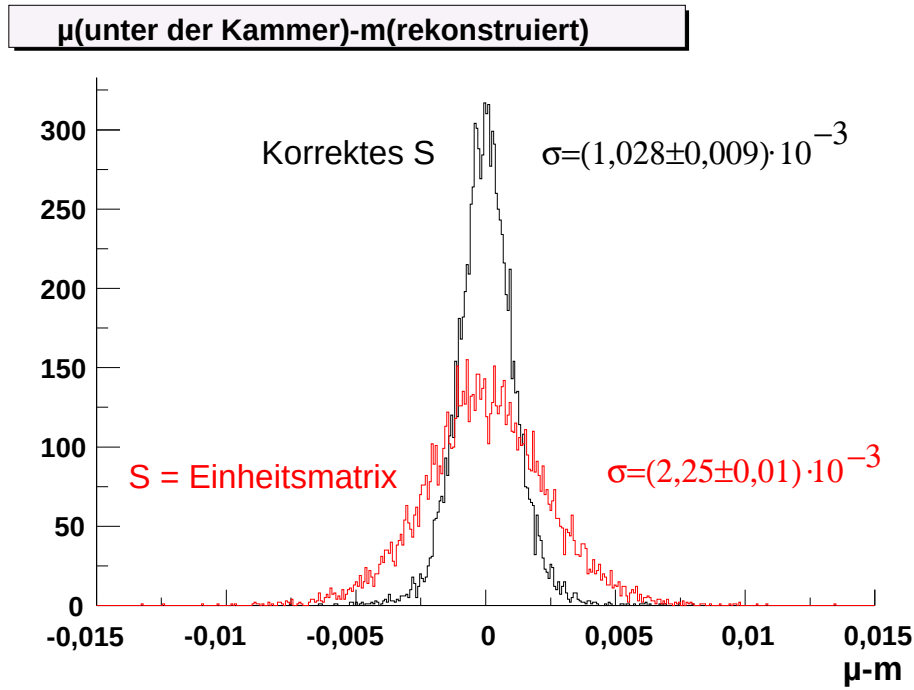


Abbildung 4.22: Abweichung der rekonstruierten Spurstiegung von der wahren für den Fall perfekter Ortsauflösung bei 1 GeV Myonenergie. Wenn man die Vielfachstreuung der Myonen berücksichtigt, erhält man die schmale Verteilung, sonst die breite. Die angeschriebenen σ -Werte sind die Standardabweichungen der Gaußfunktionen, die an die Verteilungen angepaßt wurden.

die Myonen mit steigender Energie schwächer von ihrer ursprünglichen Teilchenbahn abgelenkt werden, gelangt man bei hochenergetischen Myonen schneller an den Punkt, an dem die gemessenen Spurpunkte unkorreliert erscheinen. Besonders wichtig ist das Verhalten der Verbesserung bei 80 μm Ortsauflösung, weil dies die mittlere Einzelrohrauflösung der ATLAS-Driftrohre ist. Offenbar gewinnt man hier an Genauigkeit in der Spurrekonstruktion nur bis zu einer Myonenergie von etwa 2,5 GeV, und bei 0,5 GeV ist der Gewinn bloß 20%.

In der experimentellen Wirklichkeit kennt man die Myonenergie selbstverständlich lediglich mit begrenzter Genauigkeit. Da der Vielfachstreuungsanteil der Kovarianzmatrix von der Myonenergie abhängt, ist daher in der Praxis auch die Kovarianzmatrix nur mit begrenzter Genauigkeit bekannt. Die unvollständige Kenntnis der Kovarianzmatrix wirkt sich auf die Verbesserung der Rekonstruktionsgenauigkeit aus, die man erreichen kann. Um zu ergründen, wie sich die Verbesserung mit abnehmender Energieauflösung verschlechtert, wird bei der Analyse nicht die wahre Energie in die Formel für die Kovarianzmatrix, sondern zufällig ein Wert eingesetzt, der um den wahren Wert normalverteilt ist; die Standardab-

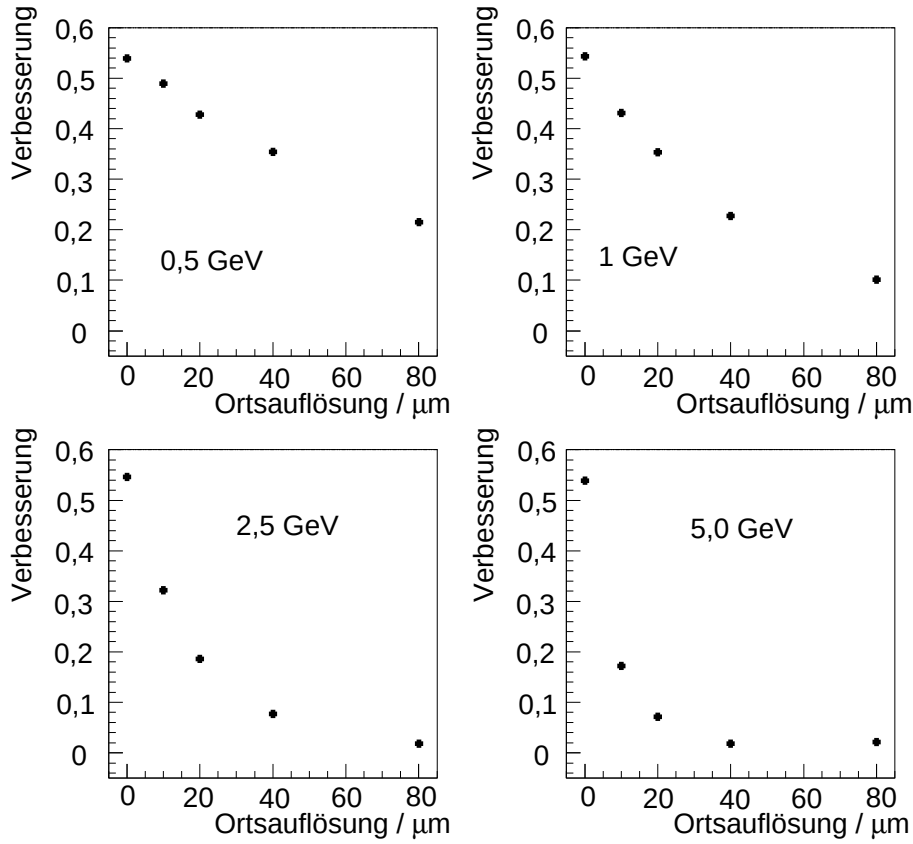


Abbildung 4.23: Verbesserung der Rekonstruktionsgenauigkeit für verschiedene Ortsauflösungen in Abhängigkeit der Myonenergie.

weichung dieser Normalverteilung wird als *Energieauflösung* bezeichnet. Die Verbesserungen, die für 1-GeV-Myonen bei einer Ortsauflösung von $80 \mu\text{m}$ erhält, sind im Diagramm 4.24 festgehalten. Bis zu einer Energieauflösung von $0,5 \text{ GeV}$ rekonstruiert man die Myonspur mit der vollständigen Kovarianzmatrix besser als mit der unvollständigen. Darüber hinaus lohnt es sich nicht mehr, mit der vollständigen Kovarianzmatrix zu arbeiten, ja bei einer Energieauflösung von weniger als 1 GeV verliert man sogar an Rekonstruktionsgenauigkeit, wenn man die Vielfachstreuung in der Kovarianzmatrix nicht vernachlässigt. Das kommt so: Wenn man die Energie des Myons deutlich unterschätzt, dann setzt man eine viel zu große Korrelation der Spurpunkte an. Man zwingt den Daten bei der Rekonstruktion eine Korrelation der Spurpunkte auf, die überhaupt nicht vorhanden ist, und damit rekonstruiert man die Spur weit unangemessener, als wenn man die Korrelation nicht berücksichtigt hätte.

Wir halten fest: Bei einer Ortsauflösung von $80 \mu\text{m}$, die der mittleren Einzelrohrauflösung der ATLAS-Driftrohre entspricht, kann man bis zu einer Myon-

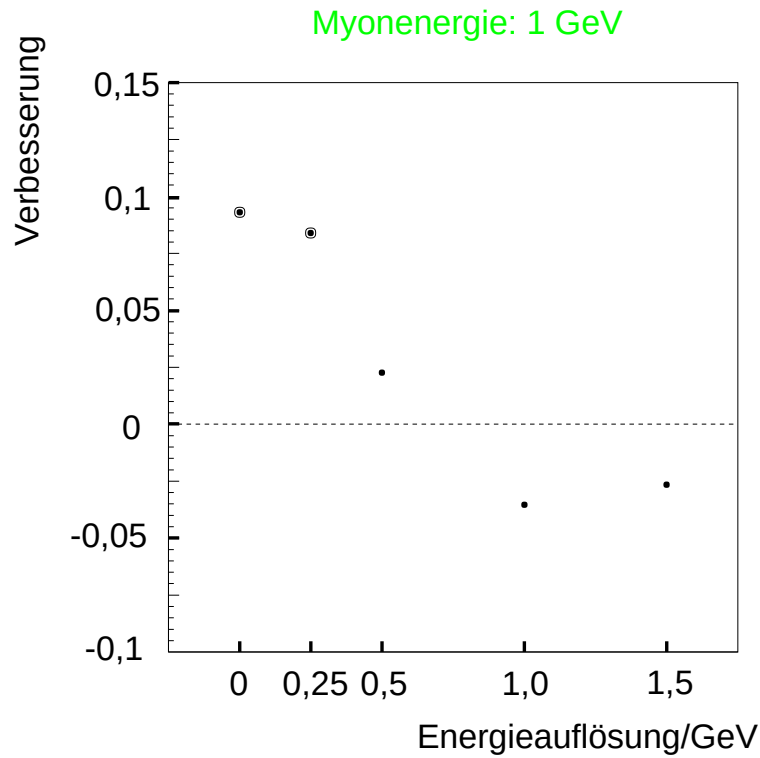


Abbildung 4.24: Verbesserung der Rekonstruktionsgenauigkeit als Funktion der Energieauflösung bei $80\ \mu\text{m}$ Ortsauflösung.

energie von $2,5\ \text{GeV}$ Spuren mit höherer Genauigkeit rekonstruieren, wenn man berücksichtigt, daß die Myonen in den Rohrwänden aus Aluminium vielfach gestreut werden. Hierzu muß man allerdings die Energie der Myonen wenigstens auf $0,5\ \text{GeV}$ genau kennen.

4.2.2 Verallgemeinerung auf die tatsächliche Geometrie der Myonkammern

Bis jetzt haben wir nur mit der vereinfachten Kammergeometrie gearbeitet. Diese genügte, um zu ergründen, um wieviel besser man niederenergetische Myonspuren unter wirklichkeitsgetreuen Bedingungen rekonstruieren kann, wenn man hierbei den Einfluß der Vielfachstreuung auf den Spurverlauf berücksichtigt. Damit man in der Versuchswirklichkeit die möglichen Verbesserungen erzielt, muß man das Rekonstruktionsverfahren von der vereinfachten auf die tatsächliche Geometrie der Myonkammern ausdehnen. Um aus den gemessenen Driftradien bestmöglich

auf die Myonspur zurückzuschließen, minimiert man die Größe

$$\chi^2 := \sum_{k=1}^{n_{Treffer}} \sum_{l=1}^{n_{Treffer}} (r_k - R_k) V_{k,l} (r_l - R_l),$$

in der $n_{Treffer}$ die Zahl der Rohre ist, die laut Mustererkennung auf einer Geraden liegen können, r_k der Driftradius im k -ten ausgewählten Rohre ist, R_k den Abstand der geraden Spur vom Signaldrahte des k -ten Rohres angibt und $(V_{k,l})$ die Inverse der Kovarianzmatrix bezeichnet. Mit der Berechnung der Kovarianzmatrix bzw. ihrer Inversen ist die Verallgemeinerung des Verfahrens vollzogen.

Man erhält die Kovarianzmatrix schrittweise. Zuerst berechnet man den Verlauf des Myons, ohne die Vielfachstreuung einzubeziehen. Aus dem Spurverlauf schließt man auf die Lage und effektive Dicke der Rohrwände entlang der Teilchenbahn. Wenn man anderweitig die Myonenergie geschätzt hat, kann man nun wie oben bei der vereinfachten Geometrie die Kovarianzmatrix ausrechnen. Bevor man den Minimierungsprozeß beginnt, lohnt es sich, den letzten Schritt der Mustererkennung, nämlich die Trefferauswahl zu wiederholen, und zwar so: Man legt um die ursprünglich rekonstruierte Spur einen Streifen, der sechsmal so breit wie das größte Diagonalelement der Kovarianzmatrix ist, und verwirft alle Treffer, die außerhalb dieses Streifens liegen.

Kapitel 5

Entwurf eines Höhenstrahlungsprüfstands für Myonkammern

In allen Untersuchungen, die bisher in dieser Arbeit vorgestellt wurden, stammten die Myonen von einem Teilchenbeschleuniger, dessen hochenergetische Protonen in einem dicken Absorber geladene Pionen erzeugen, die in Myonen und Myonneutrinos zerfallen. Doch auch unsere Erde steht unter ständigem Beschuß hochenergetischer Protonen, die aus dem Weltall auf die Erdatmosphäre prasseln. Dort entstehen aufgrund der starken Wechselwirkung dieser Protonen mit den Atomkernen in der Atmosphäre geladene Pionen, die schwach in Myonen und die zugehörigen Neutrinos zerfallen. Sehr viele Myonen sind energiereich genug, die Erdoberfläche zu erreichen. Die Rate der Myonen mit einer Energie von mehr als 300 MeV ist grob $1 \text{ cm}^{-2}\text{min}^{-1}$ für horizontale Detektoren [16] oder – in die allseits bekannte Faustregel gepackt – ein Myon je Sekunde auf die geöffnete, parallel zur Erdoberfläche gehaltene Hand.

Auf A. Staudes Vorschlag [17] geht die Entscheidung der ATLAS-Arbeitsgemeinschaft zurück, mit kosmischen Myonen – so werden die Myonen aus der Höhenstrahlung im allgemeinen wegen ihres Ursprungs bezeichnet – die Myonkammern kurz nach ihrer Herstellung noch weit vor ihrem Einbau in den ATLAS-Detektor auf ihre Funktionsfähigkeit zu prüfen. Die Arbeitsgemeinschaft hat sich darauf geeinigt, die Effizienz, den Rauschpegel und die Driftzeitspektren für jedes Rohr einer Kammer zu messen. Die Münchener Gruppe, der auch der Verfasser der vorliegenden Dissertationsschrift angehört, hat sich sogar das ehrgeizige Ziel gesetzt, die Drahtpositionen innerhalb der Myonkammer zu bestimmen und so die Kammergeometrie zu begutachten.

Hierzu dient der in der Zeichnung 5.1 abgebildete Versuchsaufbau. Zwei Referenzmyonkammern, deren Geometrie von einer Messung mit einem Röntgentomographen [18] bekannt ist, umschließen eine dritte Kammer, die zur Überprüfung nach ihrer Herstellung in den Aufbau eingebracht und daher von nun an als

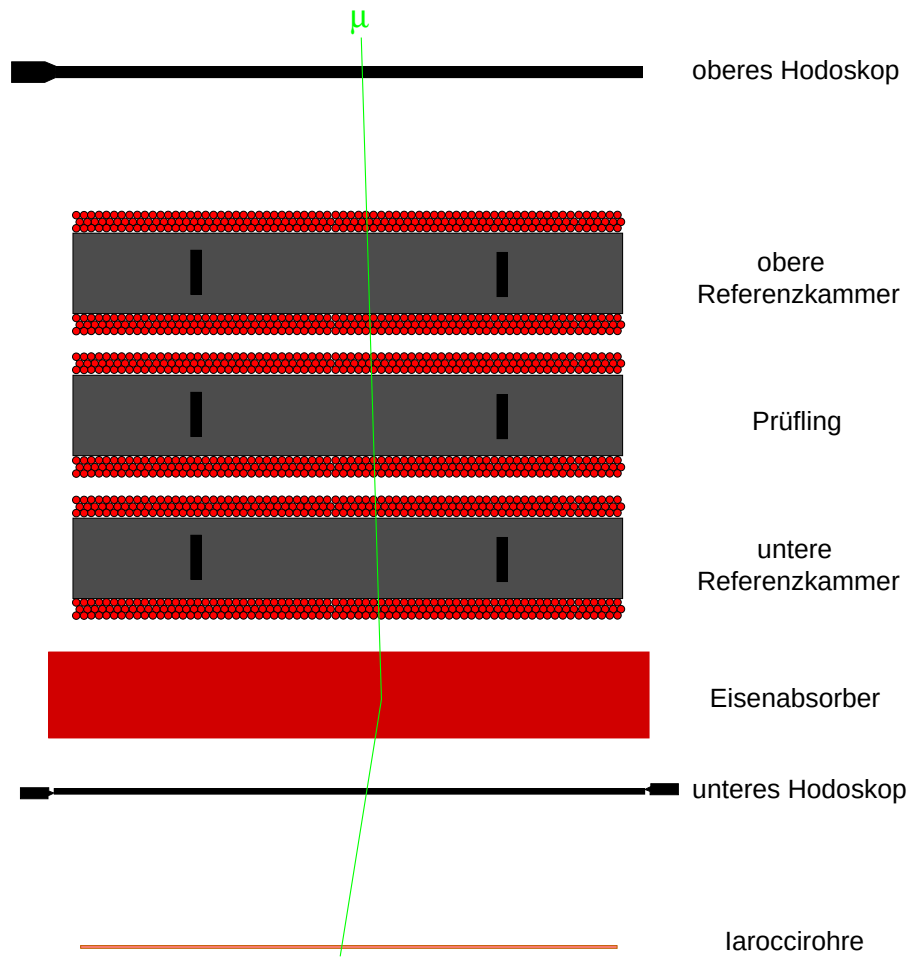


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des Höhenstrahlungsprüfstands. Die durchgezogene Linie gibt die Bahn eines niederenergetischen Myons wieder, das durch das obere Hodoskop und die drei Myonkammern läuft und schließlich im Eisenabsorber stark gestreut wird.

Prüfling bezeichnet wird. Die Referenzkammern liefern eine Myonspur, mit deren Hilfe man die Kammer in der Mitte vermisst. Über der oberen Referenzkammer sind 42 Szintillationszähler angebracht, welche die Koordinate der kosmischen Myonen entlang der Drähte der Hochdruckdriftrohre messen. Das Hodoskop aus zweimal 38 Szintillationszählern unter dem 34 cm dicken Eisenabsorber mißt ebenfalls die Koordinate der kosmischen Myonen entlang der Drähte der Hochdruckdriftrohre und liefert einen präzisen Zeitnullpunkt für die Driftzeitmessung. Der Eisenabsorber dient der Härtung des Energiespektrums der kosmischen Myonen, das in guter Näherung proportional zu $1/E^2$ ist. Der Eisenblock absorbiert Myonen unterhalb einer Energie von 600 MeV. Niederenergetische Myonen oberhalb 600 MeV werden im Eisenabsorber stärker als hochenergetische gestreut.

Den Streuwinkel kann man mit Hilfe der Iaroccirohrlage unterhalb des Hodoskops bestimmen und zum Beispiel durch einen Schnitt auf den Streuwinkel das Spektrum härten. Natürlich werden niederenergetische Myonen auch am Prüfling zwischen den Referenzkammern gestreut. Wenn man auch diesen Streuwinkel begrenzt, kann man das Spektrum weiter härten. Die verbleibenden Myonen werden so schwach gestreut, daß man mit ihnen den Prüfling vermessen kann. Wie gut das gelingt, werden wir später sehen.

Durch die Rohre am linken und rechten Rande des Prüflings laufen aus geometrischen Gründen nur wenige der registrierten Myonspuren. Um dies zu kompensieren und die Lage aller Anodendrähte des Prüflings zu bestimmen, wird der Prüfling nicht nur in der oben eingezeichneten Mittelposition vermessen, sondern er wird auch einmal um 50 *cm* nach links und um 50 *cm* nach rechts versetzt untersucht.

Zu allererst widmen wir uns der Frage, wie man aus den aufgezeichneten Driftzeitspektren der Rohre des Prüflings auf ihre Funktionsfähigkeit schließen kann. Danach gehen wir zu den einzelnen Bestandteilen des Prüfstandes über, dem oberen und unteren Hodoskop und schließlich den Iaroccirohren. An dieser Stelle sind wir im Besitz hinreichend vieler Informationen über die Detektorkomponenten des Standes, um den Aufbau wirklichkeitsnah simulieren zu können. Eine wichtige Voraussetzung für die Gültigkeit der Simulationsergebnisse ist die geometrische Stabilität der Myonkammern im Mikrometerbereich. Diese gewährleistet ein Alignierungssystem, das nach den Simulationsrechnungen beschrieben wird. Die Erfahrungen, die wir mit den simulierten Daten gewonnen haben, werden in die Analyse der ersten Messung mit dem Höhenstrahlungsprüfstand einfließen, welche die Doktorarbeit beschließt.

Kapitel 6

Selbsttätiger Abgleich und selbsttätige Vermessung der Driftzeitspektren in einer Myonkammer

Wenn ein geladenes Teilchen ein Driftrohr einer Myonkammer zur Zeit $t_{Treffer}$ im Abstand r von dessen Signaldraht durchläuft, ionisiert es auf seinem Wege Gasatome im Rohre. Im elektrischen Felde des Drahtes treiben die positiven Atomrümpfe in Richtung der Rohrwand, die Elektronen auf den Draht zu. In Drahtnähe ist das elektrische Feld so groß, daß die Elektronen so stark beschleunigt werden, daß sie wiederum Atome ionisieren. Es entsteht eine Ladungswolke um den Draht. Im Draht wird ein Impuls influenziert, der gemessen wird. Dies geschieht nach einer Zeit t , die vom Radius r abhängt, der sogenannten *Driftzeit* $t(r)$. Die Driftzeit mißt man folgendermaßen: Mit dem Drahtimpuls wird eine Uhr gestartet, und zwar zum Zeitpunkt

$$t_{Start} := t_{Treffer} + t(r) + t_{Laufzeit};$$

in der Formel wird die Signallaufzeit mit $t_{Laufzeit}$ bezeichnet. Ein anderer Detektor im Aufbau – beim Höhenstrahlungsprüfstand sind es das untere und obere Hodoskop – hält die Uhr zum Zeitpunkt t_{Stop} an. Die Uhr mißt den Zeitraum

$$t_{Uhr} := t_{Stop} - t_{Start} = t_{Stop} - t_{Treffer} - t_{Laufzeit} - t(r).$$

Da man die Laufzeit des Signals entlang des Rohrdrahts mißt und in der Praxis zu t_{Uhr} hinzuzählt, ändert sich die gemessene Zeitspanne t_{Uhr} nur mit der Driftzeit $t(r)$, während die anderen Größen in jedem Ereignis denselben Wert annehmen. Diese Konstante schwankt allerdings wegen unterschiedlicher Laufwege in der nachgeschalteten Elektronik ein wenig. Um sie zu bestimmen, trägt man, für jedes Rohr getrennt, das sogenannte *Driftzeitspektrum* auf, das ist die Häufigkeitsverteilung der Größe $\tau := -t_{Uhr}$.

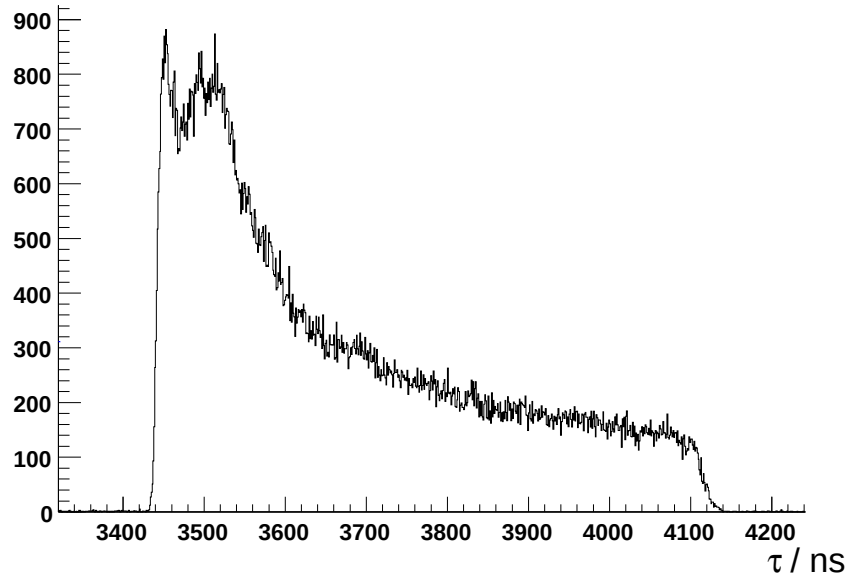


Abbildung 6.1: Driftzeitspektrum eines mit Ar:CO₂(93:7) bei 3 bar absoluten Drucks, 25°C Temperatur und der Betriebsspannung von 3080 V.

In der Abbildung 6.1 ist ein Driftzeitspektrum dargestellt, das für das Kammergas Ar:CO₂(93:7) bei 3 bar absoluten Drucks, einer Temperatur von 25°C und der Betriebsspannung von 3080 V charakteristisch ist. Der Verteilung liegen die Daten zugrunde, die mit der niedrigen Diskriminatorschwelle ohne einen Absorber im 300-GeV-Myonstrahl (man vergleiche Kapitel 3) aufgezeichnet wurden. Man erkennt einen steilen Anstieg des Spektrums bei kleinen Driftzeiten, die zu Treffern in Drahtnähe gehören, und einen nicht ganz so steilen Abfall am rechten Ende des Spektrums, in dem die Driftzeiten großen Radien, mithin Treffern nahe der Rohrwand entsprechen.

Wir werden die Stufe am Anfang des Driftspektrums benutzen, um die Spektren innerhalb einer Kammer aufeinander abzugleichen. Bei einem Rohr mit perfekter Auflösung stiege die Anfangskante des Spektrums sprunghaft an, und der rechte Teil des Spektrums wäre eine Treppenfunktion. Durch die begrenzte Auflösung wird der sprunghafte Anstieg stetig. Die geglättete Stufe wird recht gut durch eine Fermifunktion

$$F(\tau) := \frac{A_0}{1 + e^{-\frac{\tau - t_0}{\tau_0}}}$$

beschrieben; darin ist A_0 der Höchstwert, gegen den F für $\tau \rightarrow \infty$ strebt, $F(t_0) = \frac{A_0}{2}$, und die „Temperatur“ T_0 gibt die Steilheit der Anstiegsflanke an. Die Steigung an der Stelle $\tau = t_0$ ist nämlich $\frac{A_0}{4T_0}$.

In der Praxis findet man wegen zufälliger Treffer mehr Einträge für $\tau < t_0 - 2T_0$, als es die Fermifunktion vorhersagt. Wenn die Rate zufälliger Treffer klein

ist, sieht es so aus, als säße das Driftzeitspektrum auf einem Sockel der Höhe z_0 , der sich in den Bereich links der Anstiegsflanke des Driftzeitspektrums erstreckt. Deshalb ersetzt man die Fermifunktion F durch die leicht abgewandelte Funktion

$$G(\tau) := z_0 + F(\tau) = z_0 + \frac{A_0}{1 + e^{-\frac{\tau - t_0}{\tau_0}}}.$$

Um die Driftzeitspektren der Rohre einer Myonkammer aufeinander abzugleichen, legt man die Funktion G an die steile ansteigende Flanke jedes Spektrums und bestimmt t_0 . Zum Abgleich der Spektren verschiebt man sie um $-t_0$.

Wenn alle Rohre unter gleichen Bedingungen betrieben werden, haben sie dieselbe Orts-Driftzeit-Beziehung, und somit sind ihre Driftzeitspektren gleich lang. Falls aber ein Rohr zum Beispiel ein wenig undicht ist und seine Gasfüllung dünner als in den anderen Rohren wird, verkürzt sich sein Driftzeitspektrum. Daher lohnt es sich, die Länge des Driftzeitspektrums zu messen.

Man geht hier ähnlich wie beim Abgleich der Spektren vor. Man paßt die mit G verwandte Ausgleichskurve

$$H(\tau) := z_m + \frac{A_m - \alpha_m \tau}{1 + e^{-\frac{\tau - t_m}{T_M}}}$$

an die abfallende Flanke am rechten Ende des Driftzeitverteilung an. Der Wert $t_m - t_0$ ist proportional zur Länge des Spektrums und ermöglicht, Spektren verschiedener Rohre nach ihrer Länge zu vergleichen.

Der Zähler des Bruches in der Funktion H ist nicht konstant, sondern ein lineares Polynom in τ , um zu berücksichtigen, daß das Driftzeitspektrum, wie man in der Abbildung 6.1 erkennt, schon vor der steilen Flanke am rechten Ende stetig und in guter Näherung linear abfällt.

Weder G noch H beschreiben die Gestalt der gesamten Driftzeitverteilung. Man muß also vor der Anpassung von G und H an die Verteilung diejenigen Bereiche des Spektrums auswählen, in denen es G und H wiedergeben. Um eine automatische Auswahl dieser Gültigkeitsbereiche zu umgehen, haben Negri et al. [19] vorgeschlagen, den Abschnitt zwischen dem Gültigkeitsbereich von G und H mit einem Polynom höheren Grades zu überbrücken, um so das gesamte Spektrum auf einmal anpassen zu können. Dieses Verfahren scheint jedoch nicht optimal zu sein. Denn man führt zusätzliche Parameter ein, an deren Wert man nicht interessiert ist, und läuft Gefahr, unempfindlicher auf die aussagekräftigen Parameter in G und H zu werden, weil diese Parameter mit denen des Polynoms korreliert sind.

Deswegen lohnt es sich, einen verlässlichen Algorithmus zur Auswahl der Gültigkeitsbereiche von G und H zu entwickeln. Ein solcher Algorithmus wird im nächsten Abschnitt vorgestellt. Es stellt sich in der Praxis allerdings heraus, daß es nicht genügt, die Abschnitte für G und H zu finden, um ein robustes Anpassungsverfahren zu erhalten. Die Anpassung konvergiert nur dann zu Funktionen

G und H , die die Flanken der Driftzeitspektren richtig beschreiben, wenn man bei der Anpassung von G und H an die Flanken von Anfangswerten für die Parameter z_0 , A_0 , t_0 , T_0 , z_m , A_m , α_m , t_m und T_m ausgeht, die sich nicht zu sehr von deren optimalen Werten unterscheiden.

Ein Beispiel für das Ergebnis einer erfolgreichen Anpassung der Funktion G und H an die Flanken des Driftzeitspektrums ist in der Graphik 6.2 abgedruckt. Sowohl G als auch H schmiegen sich an die Flanken des Driftzeitspektrums.

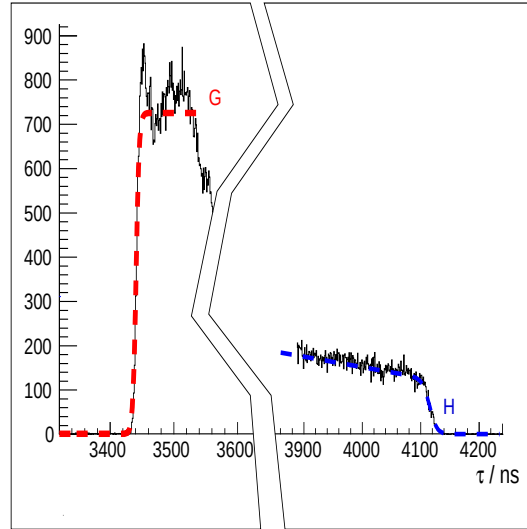


Abbildung 6.2: Beispiel für das Ergebnis einer erfolgreichen Anpassung der Funktion G und H an die Flanken des Driftzeitspektrums.

6.1 Bestimmung der ansteigenden Kante

6.1.1 Erkennung des Anpassungsbereiches

Kommen wir nun zur Auswahl der Gültigkeitsbereiche der Ausgleichskurven! Weil die rechte Kante der Driftzeitverteilung sehr ähnlich wie die linke Kante bestimmt wird, konzentrieren wir uns zunächst darauf, wie man die linke Kante und die Struktur des Spektrums in ihrer Umgebung erkennt.

Den Bereich um die linke Kante des Driftzeitspektrums kann man in drei Abschnitte untergliedern, einen flachen *Untergrundbereich*, einen *Anstiegsbereich* und einen *Plateaubereich*. Diese drei Untergliederungen sind in der Abbildung 6.3 angedeutet. Im Untergrundbereich ist die Datendichte gering und in guter Näherung konstant. Die Dichte nimmt bis zu ihrem Höchstwert im Anstiegsbereich stark zu. Der Plateaubereich zeichnet sich durch eine hohe und näherungsweise

konstante Datendichte aus. Man kann das Spektrum also, indem man es nach seiner Dichte unterteilt, in die drei Teilbereiche untergliedern.

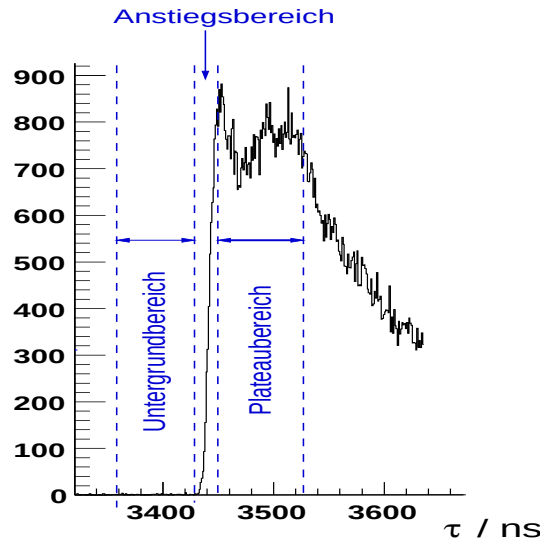


Abbildung 6.3: Untergrund-, Anstiegs- und Plateaubereich am linken Ende des Driftzeitspektrums.

Man könnte daran denken, das Intervall Ω der gemessenen Driftzeiten τ in gleich große Intervalle disjunkt zu zerlegen und nachzusehen, in welches dieser Intervalle besonders viele Driftzeiten τ fallen. Ungünstig ist hier jedoch, daß man einerseits, wenn man die Intervalllänge zu klein wählt, viele Intervalle leer bleiben und man kein klares Bild erhält, daß man andererseits bei zu großer Wahl der Intervallbreite den schmalen Anstiegsbereich nicht mehr auflösen kann. Kurzum, die Intervallbreite müßte man sorgfältig wählen. Die Schwierigkeit, eine angemessene Intervallbreite anzusetzen, löst man auf elegante Weise dadurch, daß man die Intervalle der Zerlegung nicht alle gleich groß macht und stattdessen die einzelnen Intervalle in ihrer Größe jeweils so variiert, daß sie allesamt gleich viele Driftzeiteinträge enthalten. Bei der disjunkten Zerlegung des Intervalls Ω in Intervalle $\Omega_1, \dots, \Omega_N$ gleichen Dateninhalts [20, 21] ist die Größe der Intervalle ein Maß für die lokale Datendichte. Dort, wo die Datendichte hoch ist, sind die Intervalle klein, und umgekehrt sind die Intervalle dort groß, wo die Datendichte gering ist.

Es ist nicht schwer, die Zerlegung $\{\Omega_k\}_{k \in \{1, \dots, N\}}$ zu erhalten. Man gibt sich die Zahl n der Einträge in den Intervallen vor. In aufsteigender Reihenfolge ordnet man die gemessenen Driftzeiten τ ihrer Größe nach. Als untere Grenze des ersten Intervalls nimmt man die kleinste Driftzeit, die n -te Driftzeit bildet die obere Grenze des ersten Intervalls und die untere Grenze des zweiten Intervalls, dessen obere Grenze der Zahlenwert der $(2n)$ -ten Driftzeit ist. Entsprechend fährt man mit den weiteren Intervallen fort.

Bei den Driftzeiten tritt eine Besonderheit auf, die dazu führt, daß man das beschriebene Verfahren leicht abwandeln muß. Die Zeitspannen, die der Zeit-Digital-Wandler (TDC) mißt, von dem wir früher als Uhr gesprochen haben, sind nämlich diskret, und ihr Wertebereich ist beschränkt. Der Zeit-Digital-Wandler, der im Teststrahlversuch zum Einsatz kam, kann nur Driftzeiten zwischen 0 und 4265 ns messen, die er linear in eine Kanalzahl zwischen 0 und 4095 umrechnet. Damit keine zwei Intervalle der Zerlegung $\{\Omega_k\}_{k \in \{1, \dots, N\}}$ denselben Bereich einnehmen, muß die Anzahl n der Einträge je Intervall größer als die Zahl der Zeitspannen sein, die am häufigsten auftreten. n wird von nun an gleich der Zahl der Ereignisse im am häufigsten bestetzten TDC-Kanal gesetzt. Dies hat jedoch zur Folge, daß es nicht genügend Einträge im Untergrundbereich gibt, um ein Intervall zu füllen. Deswegen führt man eine maximale Intervalllänge ein, die selbst dann nicht überschritten werden darf, wenn dadurch ein Intervall weniger als n Einträge hat.

Wie die Zerlegung, die man so gewinnt, aussieht, ist in der Abbildung 6.4 dargestellt. Im Untergrundbereich haben alle Intervalle die maximale Breite von 40 ns. Sobald die Ereignisdichte ansteigt, schrumpfen die Intervalle, bis schließlich die Ereignisdichte fällt und die Intervalle wieder länger werden. Das letzte Intervall, von rechts nach links laufend, dessen untere Grenze im Untergrundbereich liegt, ragt in den Anstiegsbereich hinein. Als rechten Rand des Untergrundbereiches wählt man daher die untere Grenze dieses Intervalls.

Im Bereich der größten Dichte des Driftzeitspektrums pendelt die Intervalllänge zwischen zwei Werten. Dafür sind die diskreten Meßwerte der Driftzeiten τ verantwortlich. Es liegen Einträge aus drei oder vier TDC-Kanälen in einem Intervall der Zerlegung. Der Plateaubereich wird nun als der kleinste Bereich definiert, in dem alle Intervalle der kleinsten Intervallbreite enthalten sind.

Wie zuvor bereits erwähnt wurde, berechnet man den Parameter z_0 im Untergrundbereich und im Plateaubereich den Parameter A_0 . z_0 ist die mittlere Zahl der Einträge im Untergrundbereich, A_0 die mittlere Anzahl im Plateaubereich. Die beiden Parameter werden während der Anpassung der Funktion G an das Driftzeitspektrum festgehalten, lediglich t_0 und T_0 werden verändert. Weil die Längen der Intervalle Ω_k konstruktionsgemäß korreliert sind, greift man bei der Anpassung auf ein gewöhnliches Histogramm zurück, in dem alle Intervalle jeweils 1,04 ns breit sind, was der Digitalisierung des Zeit-Digital-Wandlers entspricht, und die Zahl der Einträge in einem Intervalle poissonverteilt sind.

6.1.2 Test des Verfahrens

Wie genau und zuverlässig man die Driftzeitspektren mit dem beschriebenen Verfahren aufeinander abgleichen kann, wird als nächstes behandelt. Daß es wirklich robust ist, bestätigt seine mehrfache Anwendung auf simulierte und im Teststrahl aufgenommene Spektren. Insgesamt wurden 250 simulierte und 50 gemessene Spektren untersucht. Bei allen diesen Spektren konnte man mit dem bloßen Au-

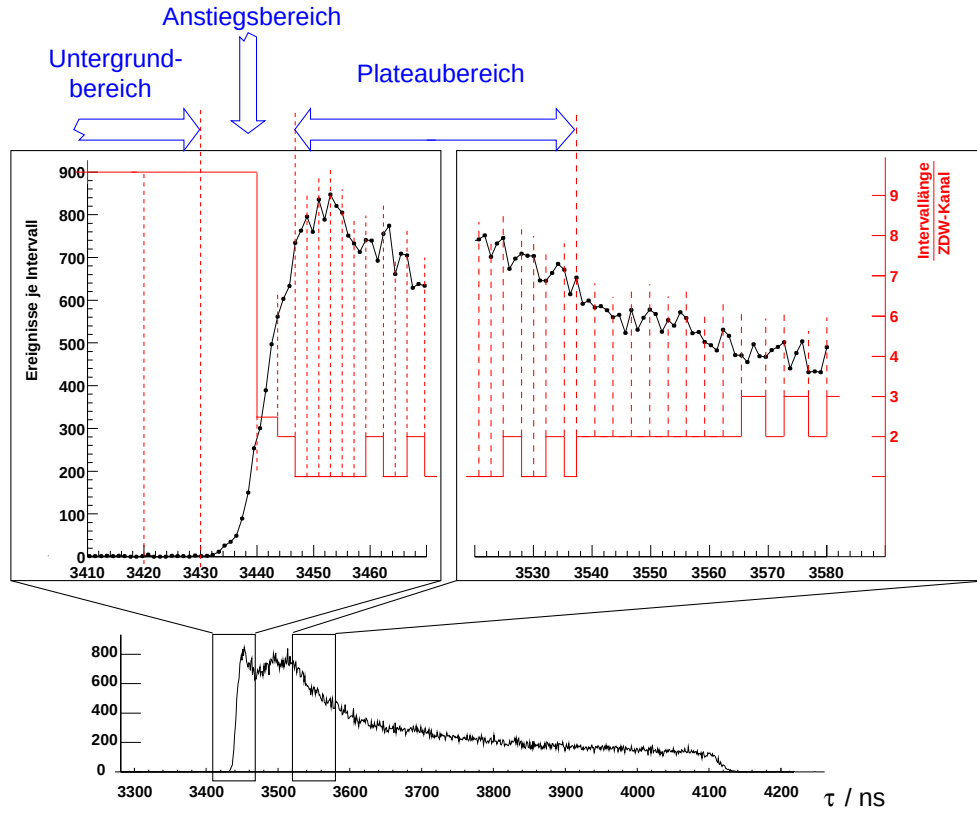


Abbildung 6.4: Intervalllänge in verschiedenen Bereichen des Driftzeitspektrums.

ge die linke Kante des Spektrums erkennen. Jedesmal schmielte der Algorithmus die Ausgleichkurve an diese Kante.

Deutlicher wird die Aussage, die Methode sei robust, wenn man die simulierten Verteilungen genauer untersucht. 52 äquivalente Spektren mit je 40000 Einträgen wurden erzeugt. An jedes dieser Spektren wurden t_0 und T_0 angepaßt. Die Verteilung der t_0 -Werte und die Verteilung der Größe $t_0 - 2T_0$ sind in der Abbildung 6.5 festgehalten. Weshalb es interessant ist, die Größe $t_0 - 2T_0$ zu betrachten, wird weiter unten klar werden. Alle t_0 - und $(t_0 - 2T_0)$ -Werte schwanken innerhalb dreier Standardabweichungen um ihren Mittelwert, wie man es von einem robusten Verfahren erwartet.

Wenn man jeweils 4 der 52 Spektren zu einem zusammenfaßt, erhält man 13 äquivalente Spektren, auf die der Algorithmus ebenfalls angewendet wurde. Die t_0 -Werte und die $(t_0 - 2T_0)$ -Werte sind um denselben Mittelwert verteilt, wiederum innerhalb dreier Standardabweichungen um diesen. Jedoch halbiert sich nur die Standardabweichung der $(t_0 - 2T_0)$ -Verteilung, die der t_0 -Verteilung sinkt lediglich um ein Viertel. Daß die Standardabweichung der t_0 -Verteilung keinem $\frac{1}{\sqrt{N}}$ -Gesetze folgt, hängt mit der genauen Gestalt der Driftzeitverteilung im Plateaubereich zusammen.

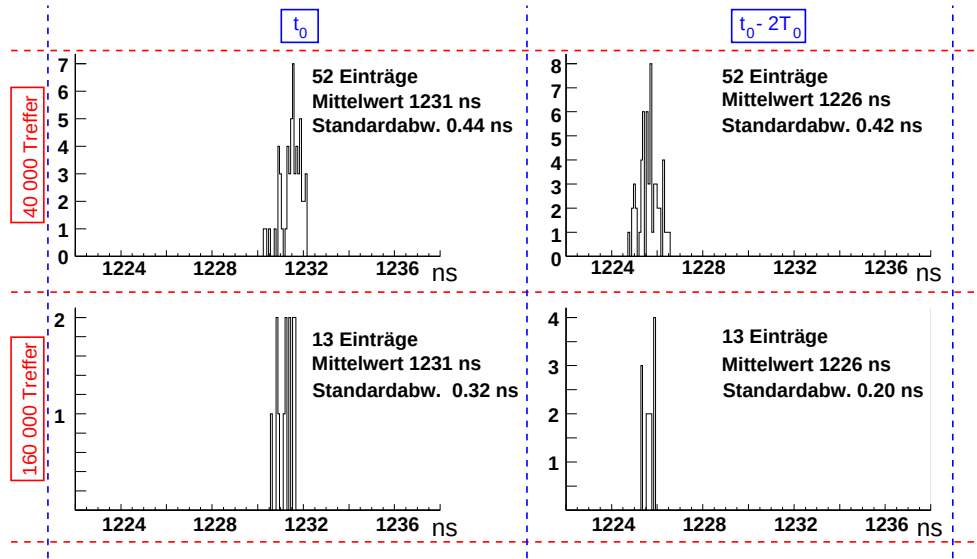


Abbildung 6.5: Häufigkeitsverteilung von t_0 und $t_0 - 2T_0$ für simulierte Driftzeitspektren unterschiedlicher Mächtigkeit.

Dort ist sie nämlich nicht vollkommen konstant, sondern weist einen deutlichen Einschnitt etwa 30 ns nach dem Anstiegsbereich auf. Somit ändert sich die mittlere Höhe A_0 des Plateaubereichs mit der Lage seiner Grenzen. Eine Schwankung von A_0 um ΔA_0 pflanzt sich als ein Fehler von t_0 fort. Dies wird offenbar, wenn man die Ausgleichsfunktion G durch ihre Näherung

$$\begin{aligned}
 & z_0 \text{ für } \tau < t_0 - 2T_0, \\
 & z_0 + \frac{A_0}{2T_0} \cdot (\tau - t_0) \text{ für } t_0 - 2T_0 \leq \tau < t_0 + 2T_0, \\
 & A_0 \text{ für } t_0 + 2T_0 \leq \tau
 \end{aligned}$$

ersetzt, wobei wir z_0 vernachlässigen, weil der Untergrund in den betrachteten Spektren sehr klein ist. Falls man sich in der Höhe A_0 um ΔA_0 ein wenig geirrt hat, wird der Algorithmus noch immer G an die linke Kante des Driftzeitspektrums anschmiegen und auf diese Weise ihre Steigung $\frac{A_0}{2T_0}$ richtig bestimmen. Wir nennen diese Steigung α , um Verwirrungen zu vermeiden. t_0 ist definitionsgemäß die Stelle, an der $G(t_0) = \frac{1}{2}A_0$ ist. Wenn fälschlicherweise $A_0 + \Delta A_0$ statt A_0 verwendet wird, wandert t_0 um $\frac{\Delta A_0}{2\alpha}$, während $t_0 - 2T_0$, die Schnittstelle zwischen dem Untergrund- und dem Anstiegsbereich, festbleibt. Da α sehr groß ist, wird dieser Effekt erst bei hoher Statistik deutlich, wo man die Rohre statt auf t_0 auf $t_0 - 2T_0$ abgleichen sollte.

6.2 Bestimmung der Endkante

Diese Schwierigkeit tritt an der rechten Kante des Driftzeitspektrums nicht auf. Es fällt über einen so großen Bereich bis kurz vor der Kante linear ab, daß die Parameter der angelegten Geraden von kleineren Schwankungen ihrer Grenzen unbeeinflußt bleiben. Weil dem so ist, wird die untere Grenze des Bereiches, in dem das Spektrum langsam linear abfällt, 400 ns vor die untere Grenze des Untergrundbereiches rechts der Kante gesetzt; die obere Grenze des Abfallsbereichs ist um 40 ns kleiner als die untere Grenze des rechten Untergrundbereichs, den man entsprechend dem linken Untergrundbereich bei der t_0 -Anpassung findet.

Im Bereich des langsamen, linearen Abfalls erhält man die Parameter α_m und A_m als Ergebnis einer linearen Regression, z_m im Untergrundbereich durch Mittelwertbildung. t_m und T_m werden bei der Anpassung der Ausgleichsfunktion H an die rechte Kante des Driftzeitspektrums optimiert.

Die Anwendung des Algorithmus auf die rechten Abbruchkanten der simulierten Driftzeitspektren zeigt, daß man t_m mit 2,5-mal schlechterer Genauigkeit als t_0 bestimmen kann, was nicht verwundert, da in der rechten Kante etwa fünfmal weniger Einträge als in der linken sitzen.

6.3 Fazit

Mit dem vorgestellten Verfahren ist es möglich die Driftzeitspektren einer Driftkammer vollkommen selbsttätig zeitlich aufeinander abzugleichen. Beim Abgleich bringt man die Anstiegskanten der Driftzeitspektren zur Deckung. Wenn die Rohre gleichmäßig ausgeleuchtet sind und n -mal getroffen wurden, ist der Abgleich mit einer Genauigkeit von $\frac{0,4 \text{ } ns}{\sqrt{n/40000}} = \frac{80 \text{ } ns}{\sqrt{n}}$ möglich. Um die Länge der Driftzeitspektren zu bestimmen, wird ebenfalls automatisch die Position der Endkante der Driftzeitspektren bestimmt, was mit einer Genauigkeit von $\frac{1 \text{ } ns}{\sqrt{n/40000}} = \frac{200 \text{ } ns}{\sqrt{n}}$ gelingt. D.h. die Länge der Spektren kann man auf $\frac{200 \text{ } ns}{\sqrt{n}}$ genau messen.

Kapitel 7

Vorbereitung der einzelnen Bestandteile des Höhenstrahlungsprüfstandes

7.1 Vorbereitung der Hodoskope

7.1.1 Die Hodoskope und ihr Einsatz im Auslösersystem des Höhenstrahlungsprüfstandes

Im Höhenstrahlungsprüfstand kommen in den Hodoskopen Szintillationszähler zum Einsatz. Die 42 Zähler des oberen Hodoskops sind jeweils 2,30 m lang, 90 mm breit und 40 mm dick. Die 38 Szintillationszähler des unteren Hodoskops sind auch 2,30 m lang, jedoch 10 mm breit und nur 8 mm dick. Die beiden Szintillationszählerlagen sind um einen halben Zähler versetzt gegeneinander angeordnet und werden an entgegengesetzten Seiten ausgelesen. Die Anordnung der Zähler in den Hodoskopen ist in der Abbildung 7.1 skizziert.

Die eingesetzten Zähler bestehen aus Plastiksintillatoren, die an einem ihrer Enden über Lichtleiter an Photovervielfacher angeschlossen sind. Wenn ein Myon durch den Plastiksintillator läuft, regt es freie Valenzelektronen der Moleküle im Kunststoff an, die unter der Aussendung sogenannten *Szintillationslichts*, für das der Kunststoff durchsichtig ist, in den Grundzustand zurückkehren können. Ein Teil des Szintillationslichts erreicht die Photokathode des Photovervielfachers auf direktem Wege, vor allem aber auf indirektem Wege nach mehrfacher Reflexion an den Grenzflächen des Szintillators, der in eine Aluminiumfolie gehüllt ist. An der Photokathode der Vervielfacher werden durch den lichtelektrischen Effekt Elektronen freigesetzt, die auf einer Kaskade von Beschleunigungsstrecken vervielfacht werden, was zu einem meßbaren Signal an den Ausgängen der Vervielfacher führt.

Die Spannungen, die an die Beschleunigungsstrecken der Vervielfacher gelegt

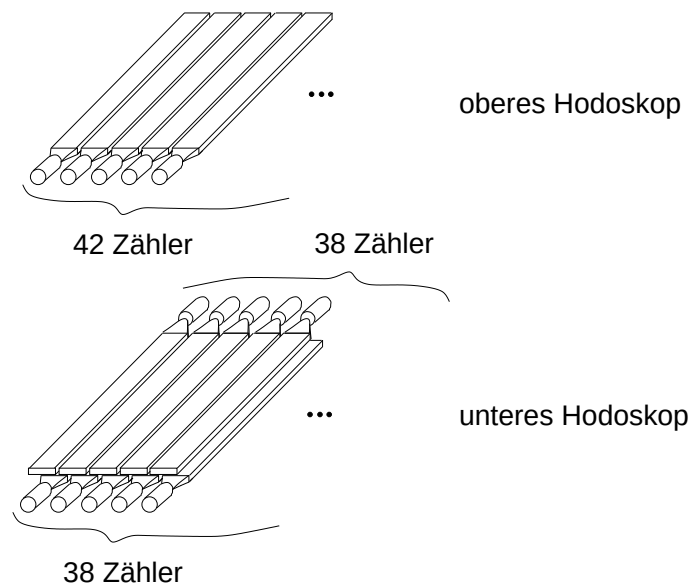


Abbildung 7.1: Anordnung der Szintillationszähler im oberen und unteren Hodoskop.

wird, wurde für jeden Zähler im oberen und unteren Hodoskop so gewählt, daß alle Zähler im unteren Hodoskop dieselbe mittlere Impulsstärke ihrer Ausgangssignale haben und daß dasselbe für die Zähler im oberen Hodoskop gilt. Die an die Ausgänge der Vervielfacher geschlossenen Diskriminatoren können dann innerhalb jedes Hodoskops mit einer einheitlichen Schwelle betrieben werden, die so gewählt wurde, daß sie nur ein Signal ausgeben, wenn ein geladenes Teilchen durch den Szintillator gelaufen ist.

Die Signale der Diskriminatoren werden einerseits auf Zeit-Digital-Wandler gegeben, andererseits werden sie zu einem Auslöser logisch verknüpft. In der Auslöserlogik des Höhenstrahlungsprüfstands wird verlangt, daß mindestens ein Szintillationszähler im oberen Hodoskop einen Treffer anzeigt und im unteren Hodoskop wenigstens ein Paar übereinanderliegender Zähler getroffen ist. Mit dem Auslöser wird die Aufzeichnung eines Ereignisses am Prüfstand gestartet, und die Uhren aller im Aufbau verwendeten Zeit-Digital-Wandler werden von ihm angehalten.

7.1.2 Eichung des unteren Hodoskops

Während man beim oberen Hodoskop nur darauf achten muß, daß die Diskriminatorschwellen aller Zähler richtig gesetzt sind, ist beim unteren Hodoskop eine ausgiebigere Eichung erforderlich, da man nicht bloß wissen will, welcher Zähler in einem Ereignis getroffen worden ist, sondern auch aus Trefferzeitpunkten einen Ereigniszeitpunkt berechnen will, auf den alle anderen Zeiten bezogen werden. Hinter dem zweiten Vorhaben steckt die folgende Überlegung.

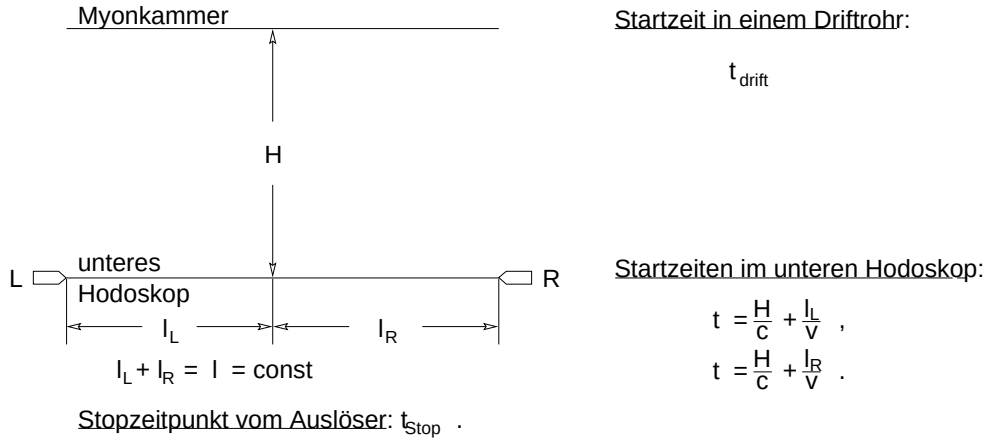


Abbildung 7.2: Vereinfachte Zeitabläufe für die Driftrohre und das untere Hodoskop.

Ein Myon fliege senkrecht durch den Höhenstrahlungsprüfstand (siehe Abbildung 7.2) – bei schrägen Spuren müßte man die gemessenen Zeiten auf die geänderte Flugzeit des Myons hin berichtigen. Nach der Driftzeit t_D , nachdem das Myon ein Driftrohr im Aufbau getroffen hat, wird in dem Rohr ein Signal beobachtet. Das Myon kreuzt das untere Hodoskop nach einer Strecke H . Da es nahezu mit der Lichtgeschwindigkeit c fliegt, geschieht dies zum Zeitpunkt $\frac{H}{c}$. Der Einschlagpunkt des Myons im links ausgelesenen Szintillationszähler des Hodoskops ist die Strecke l_L von der Ausleseseite entfernt, der Einschlagpunkt im rechts ausgelesenen Zähler die Strecke l_R von seiner Ausleseseite. Weil beide Szintillationszähler dieselbe Länge l haben und bündig aufeinanderliegen, ist

$$l_L + l_R = l.$$

Wenn sich nun das Signal in beiden Szintillationszählern mit derselben konstanten Geschwindigkeit v ausbreitet, liegen an den Ausleseseiten des unteren Hodoskops zu den Zeiten

$$t_l := \frac{H}{c} + \frac{l_L}{v} \text{ und } t_R := \frac{H}{c} + \frac{l_R}{v}$$

Signale an. Wir wollen annehmen, daß zu den Zeiten t_D , t_L und t_R Uhren gestartet werden, die vom Auslöserimpuls im Augenblick t_{Stop} angehalten werden. Gemessen werden dann die Zeitunterschiede

$$\Delta t_D := t_{\text{Stop}} - t_D,$$

$$\Delta t_L := t_{\text{Stop}} - t_L,$$

und

$$\Delta t_R := t_{\text{Stop}} - t_R.$$

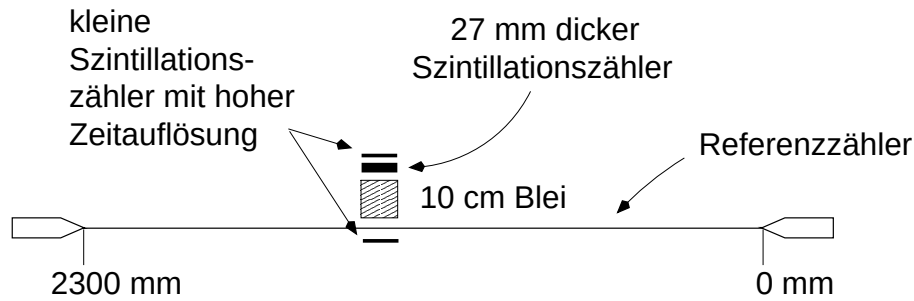


Abbildung 7.3: Versuchsaufbau zur Eichung des Referenzzählers. Die Signale der kleinen Zähler sowie der beiden Photovervielfacher des Referenzzählers werden mit Zeit-Digital-Wandlern, die Signale des Referenzzählers darüber hinaus mit Analog-Digital-Wandlern ausgelesen.

Mit der Differenz t_D sollte man nicht unmittelbar arbeiten, weil sie wegen der starken zeitlichen Streuung des Stoppsignals viel stärker als t_D selbst schwankt. Man ersetzt deshalb Δt_D durch die Größe

$$\Delta t_D - \frac{1}{2}(\Delta t_L + \Delta t_R) = \frac{H}{c} + \frac{l}{v} - t_D,$$

die unter den gegebenen Annahmen eine Konstante weniger die Driftzeit ist. Den Bezugspunkt $-\frac{1}{2}(t_L + t_R)$ bezeichnet man im allgemeinen als *Ereigniszeit* t_0 .

Mit der Eichmessung wird man zwei Fragen klären müssen, erstens, ob die Signalgeschwindigkeit in den Szintillationszählern konstant ist, zweitens, wie sehr die Ereigniszeit t_0 schwankt. Des weiteren werden die Szintillationszähler des unteren Hodoskops zeitlich abgeglichen werden.

Die Zähler des Hodoskops werden mit Hilfe eines langen Szintillationszählers synchronisiert, der senkrecht zu den Zählern des unteren Hodoskops in dessen Mitte gelegt wird. Zunächst muß jedoch dieser lange Zähler selbst geeicht werden. Die Eichung des Referenzzählers ist Gegenstand des folgenden Paragraphen.

Vorbereitung eines Referenzzählers

Der Referenzzähler unterscheidet sich von den Szintillationszählern des Hodoskops lediglich darin, daß er nicht nur an einer Seite, sondern an beiden Seiten an Photovervielfacher angeschlossen ist. Er ist damit wie diese 2,30 m lang, 10 cm breit und 8 mm dick. Um sein zeitliches Ansprechverhalten zu verstehen, wurde der im Bild 7.3 dargestellte Versuchsaufbau verwendet.

Der Referenzzähler ist dort von drei Szintillationszählern umgeben, die ein bewegliches Auslösersystem bilden. An der Spitze des Aufbaus und unter dem Referenzzähler sitzt je ein 8 mm dicker Szintillationszähler mit 25 cm² quadratischer Querschnittsfläche, der mit einer hohen Zeitauflösung von 230 ps aufwartet, wie man sehen wird. Unmittelbar unter dem kleinen Zähler oben befindet sich

ein 66 mm breiter und 27 mm dicker Szintillationszähler. Wird ein Signal in diesem Zähler und in den kleinen Zählern sowohl unten als auch oben nachgewiesen, dann wird die Datenaufnahme ausgelöst. Da zwischen den oberen Zählern des Auslösers und dem unteren Zähler 10 cm Blei eingebracht sind, lösen vor allem kosmische Myonen mit einer Energie von mindestens 270 MeV die Datennahme aus. Das Auslösersignal hält auch die vier Uhren eines Zeit-Digital-Wandlers an, die von den Signalen der kleinen Zähler und der beiden Photovervielfacher des Referenzzählers gestartet werden. Die Impulsstärke der Signale der beiden Photovervielfacher werden zudem mit ladungsempfindlichen Analog-Digital-Wandlern festgehalten.

Die Impulsstärken sind auf beiden Seiten proportional zum Energieverlust des nachgewiesenen Myons im Referenzzähler. Daher sind die links und rechts gemessenen Impulsstärken korreliert, wie man der Abbildung 7.4 entnimmt. Bei der Messung, die hierin einfließt, stand das Auslösersystem in der Mitte des Referenzzählers. Insbesondere zeigt der rechte Analog-Digital-Wandler einen Meßwert

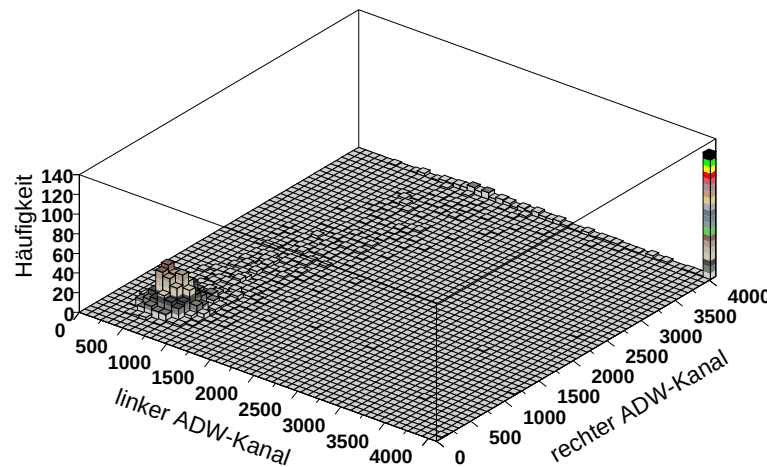


Abbildung 7.4: Häufigkeitsverteilung der nach den beiden Photovervielfachern des Referenzzählers gemessenen Impulsstärken. Bei der vorgestellten Messung stand das Auslösersystem in der Mitte des Referenzzählers.

im Überlaufbereich an, wenn auch der linke Werte im Überlaufbereich anzeigt. Ereignisse, in denen beide Wandler Werte im Überlaufbereich haben, werden von nun an verworfen. Denn in diesen Ereignissen wird der Versuchsaufbau oftmals nicht von einem einzelnen Myon, sondern einem elektromagnetischen Schauer getroffen. Diese Deutung wird bestärkt, wenn man wie in der Abbildung 7.5 den Zeitunterschied der Signale der kleinen Zähler im Auslöser in Abhängigkeit des Meßwerts des linken Analog-Digital-Wandlers betrachtet. Sie erstreckt sich über viele Nanosekunden, falls der Wandler überläuft. Sonst ist sie im Bereich einer Nanosekunde. In der Tat ist im Histogramm 7.6 die Standardabweichung der

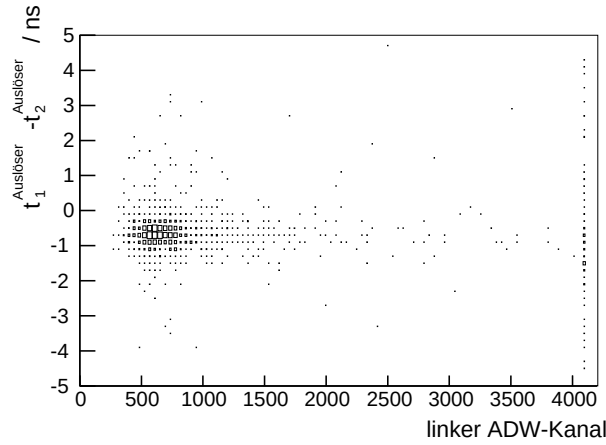


Abbildung 7.5: Die zeitliche Differenz der Signale in den kleinen Zählern in Abhängigkeit der links im Referenzzähler nachgewiesenen Impulsstärke.

Zeitdifferenz in ihrem Glockenbereich nur $(0,33 \pm 0,01) \text{ ns}$ – das entspricht einer Zeitauflösung der Einzelzähler von $(0,233 \pm 0,007) \text{ ns}$ – für diejenigen Ereignisse, in denen die Analog-Digital-Wandler am Referenzzähler nicht überlaufen. Um die Güte der Ereignisse in der folgenden Analyse sicherzustellen, werden ab jetzt nur noch Ereignisse betrachtet, in denen die Zeitdifferenz der Signale der kleinen Zähler nicht mehr als $3 \cdot 0,33 \text{ ns}$ vom Mittelwert der Verteilung abweicht.

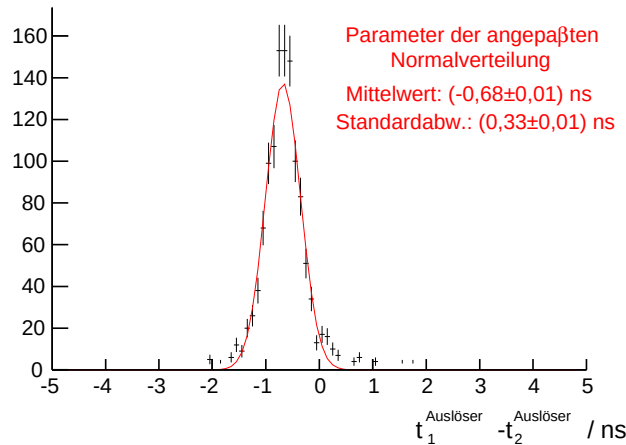


Abbildung 7.6: Zeitdifferenz der Signale in den kleinen Zählern des Auslösers, wenn die Analog-Digital-Wandler am Referenzzähler nicht überlaufen.

Als Ereigniszeit $t_{0,Auslöser}$ bietet sich der Mittelwert der Signalzeiten der kleinen Zähler an, der $\frac{1}{2} \cdot 0,33 \text{ ns} = 0,17 \text{ ns}$ genau ist. Alle Zeitdifferenzen Δt im Referenzzähler werden im weiteren durch $\Delta t - t_{0,Auslöser}$ ersetzt.

Zunächst wenden wir uns der Frage zu, ob die Annahme gerechtfertigt war, daß sich das Signal im Referenzzähler mit konstanter Geschwindigkeit ausbreitet. Hierzu tragen wir die Differenz der Zeit des Signals im linken Photovervielfacher und der Zeit des Signals im rechten Vervielfacher gegen die Position des Auslösers, bezogen auf das rechte Ende des Referenzzählers, auf. Der Abbil-

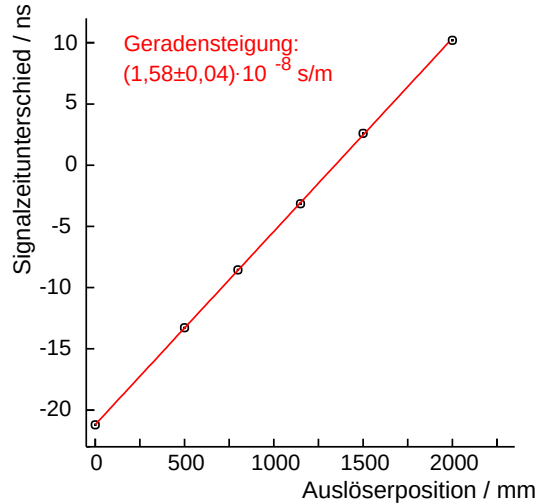


Abbildung 7.7: Signalzeitunterschied zwischen dem linken und rechten Photovervielfacher des Referenzzählers in Abhängigkeit der Auslöserposition.

dung 7.7 entnimmt man, daß die Signalzeit tatsächlich linear von der Auslöserposition abhängt. Die Steigung der eingezeichneten Geraden von $(1,58 \pm 0,04) \cdot 10^{-8} \text{ sm}^{-1}$ entspricht wegen $\frac{l_l}{v} - \frac{l_R}{v} = \frac{1}{v}(2l_L - l)$ einer Signalgeschwindigkeit von $\frac{2}{(1,58 \pm 0,04) \cdot 10^{-8} \text{ sm}^{-1}} = (1,27 \pm 0,03) \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1} = (0,42 \pm 0,01) \cdot c$.

Gemäß unserer Vorüberlegung sollte nun, da sich das Signal im Referenzzähler mit konstanter Geschwindigkeit ausbreitet, auch der Mittelwert der Signalzeiten im linken und rechten Photovervielfacher des Referenzzählers, die sogenannte Ereigniszeit t_0 konstant sein. Und so schwankt die Ereigniszeit in der Darstellung 7.8 weniger als $\pm 200 \text{ ps}$ um ihren Mittelwert. Dabei ist als t_0 -Wert jeweils der häufigste Wert der t_0 -Verteilung an den einzelnen Auslöserpositionen genommen. Ein ähnliches Bild ergibt sich, wenn man statt der häufigsten Werte die Mittelwerte aufträgt.

Die Genauigkeit der Ereigniszeit ändert sich jedoch sehr wohl mit der Auslöserposition. In der Abbildung 7.9 erkennt man, daß sie in der Mitte des Referenzzählers mit 610 ps am höchsten ist und sich zu den Rändern hin auf 1 ns verschlechtert. Bei Treffern in der Mitte des Referenzzählers mißt man die Signalzeiten an seinem linken und rechten Ende mit der gleichen Genauigkeit (ungefähr 860 ps), während sie am Rande des Zählers mit sehr unterschiedlicher Genauigkeit gemessen werden. In den Photovervielfacher, der an dem Ende des Szintilla-

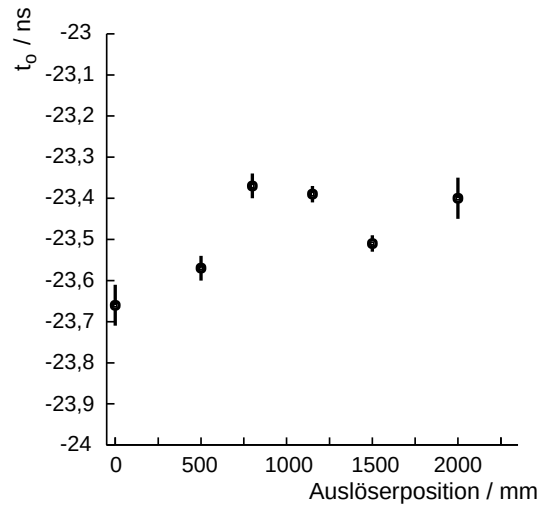


Abbildung 7.8: Aus den Signalzeiten des Referenzzählers berechnete Ereigniszeit t_0 .

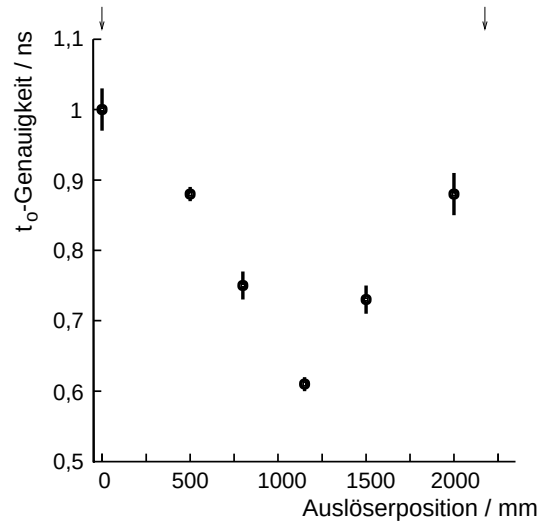


Abbildung 7.9: t_0 -Auflösung des Referenzzählers als Funktion der Auslöserposition. Die Pfeile zeigen die Enden des Referenzzählers an.

tors sitzt, in welches das Myon einschlägt, tritt sehr viel Szintillationslicht, auch auf direktem Wege, was zu einem großen und steil ansteigenden Signal führt und eine hohe Zeitauflösung im Bereich weniger 100 ps nach sich zieht. Den Photovervielfacher am fernen Ende erreicht viel weniger Szintillationslicht, vor allem auf indirektem Wege, so daß er ein schwaches Signal ausgibt und die Zeitauflösung der Messung dieses Signals auf etwa 2 ns abfällt. Nach der Mittelwertbildung über die Signalzeiten beider Seiten erhält man die beobachtete Auflösung von 1 ns .

Einsatz des Referenzzählers in der Eichung des unteren Hodoskops

Die Ereigniszeit $t_{0,Ref}$, die man durch die Mittelung über die Zeitpunkte des Signals am linken Ende des Referenzzählers und des Signals an seinem rechten Ende gewinnt, ist über die Länge des Referenzzählers so konstant und genau genug, daß man die Zähler des unteren Hodoskops bezüglich dieser aufeinander zeitlich abgleichen kann. Man legt hierzu den Referenzzähler senkrecht zu den Hodoskopzählern in deren Mitte und zeichnet die Zeiten der Signale in den Hodoskopzählern immer dann auf, wenn sowohl die linke als auch die rechte Seite des Referenzzählers einen Treffer anzeigen. Das Auslösersignal vom Referenzzähler hält die Uhren der Zeit-Digital-Wandler an, die an den Referenzzähler und die Hodoskopzähler angeschlossen sind und von diesen gestartet werden. Man ist nur an Ereignissen interessiert, in denen allein ein Myon durch den Versuchsaufbau läuft. Daher läßt man in der weiteren Analyse nur Ereignisse zu, in denen genau zwei übereinanderliegende Zähler des Hodoskops getroffen sind. Wie bei der Vorbereitung des Referenzzählers werden die im unteren Hodoskop gemessenen Zeitspannen Δt durch $\Delta t - t_{0,Ref}$ ersetzt. Um die Hodoskopzähler zu synchronisieren, trägt man für jeden Zähler die Trefferzeiten $\Delta t - t_{0,Ref}$ auf und liest in den Verteilungen jeweils die häufigsten Trefferzeitpunkte ab. Danach weiß man, um welche Zeitspannen man die in den Zählern festgehaltenen Signalzeiten verschieben muß, damit die Zeitverteilungen aller Zähler zusammenfallen. Weil der Referenzzähler mit einer Länge von 2,30 m um 1,5 m kürzer als das untere Hodoskop ist, muß man das Hodoskop in zwei Schritten abgleichen. Man legt den Referenzzähler zunächst auf die eine Hälfte des Hodoskops und danach auf die andere. Die mittleren Zähler des Hodoskops sind in beiden Lagen unter dem Referenzzähler, so daß tatsächlich alle Zähler auf diese Weise synchronisiert werden.

Nun verbleiben noch zwei Aufgaben, nämlich zum einen zu zeigen, daß die Ereigniszeit t_0 , die man aus dem Mittelwert der Zeiten der beiden Treffer im Hodoskop gewinnt, über die gesamte Länge der Hodoskopzähler nur im Bereich weniger hundert Picosekunden schwankt, d.h. als Konstante angesehen werden kann, zum anderen die t_0 -Auflösung zu bestimmen. Für jedes übereinanderliegende Zählerpaar bestimmt man in Abhängigkeit der Lage des Referenzzählers den häufigsten t_0 -Wert. Der Mittelwert der häufigsten t_0 -Werte der Zählerpaare ist in der Abbildung 7.10 gegen die Referenzzählerposition aufgetragen; dabei ist in der Nullposition der Referenzzähler an der Ausleseseite der unteren Zählerlage des unteren Hodoskops und an dem Ende fernab von den Photovervielfachern seiner oberen Lage. Die im Diagramm eingezeichneten Fehlerbalken sind die Standardabweichungen der t_0 -Verteilungen, deren Mittelwerte aufgetragen sind. Die t_0 -Mittelwerte weichen wie zuvor beim Referenzzähler nicht mehr als 200 ps von einer Konstanten ab. Allerdings scheint es so zu sein, daß die Ereigniszeit t_0 an den Rändern des Hodoskops um grob 200 ps größer als in dem inneren Bereich von ungefähr 1 m Länge ist. Man beachte auch, wie wenig die t_0 -Werte der einzelnen

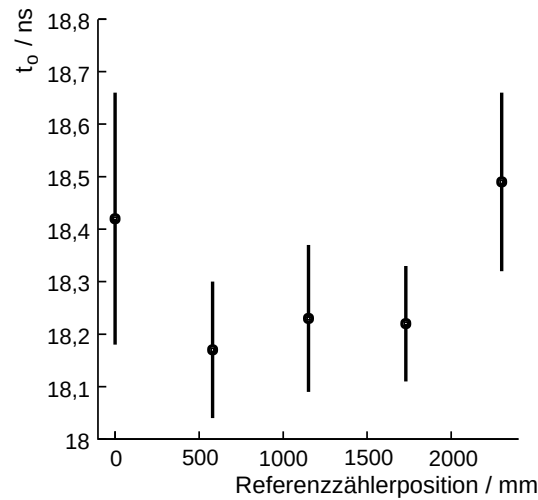


Abbildung 7.10: Über die Zählerpaare des unteren Hodoskops gemittelte Ereigniszeit t_0 in Abhängigkeit der Lage des Referenzzählers. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung der t_0 -Verteilungen an den einzelnen Referenzählerpositionen.

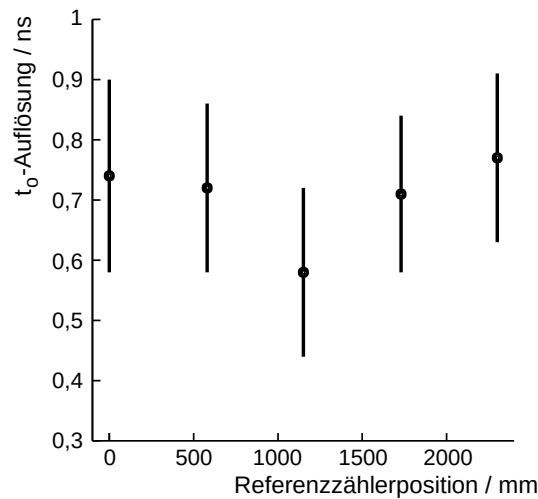


Abbildung 7.11: Über die Zählerpaare des unteren Hodoskops gemittelte t_0 -Auflösung in Abhängigkeit der Lage des Referenzzählers. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung der Auflösungsverteilungen an den jeweiligen Referenzählerpositionen. Dabei ist die Auflösung der Ereigniszeit des Referenzzählers bereits berücksichtigt.

Zählerpaare um die Mittelwerte schwanken, es sind nur 150 ps im Mittel.

Sehr gut ist auch die t_0 -Auflösung des unteren Hodoskops im Bild 7.11, und zwar über die gesamte Länge seiner Zähler. In der Mitte der Zähler beträgt sie

knapp 600 ps , doch selbst am Rande ist sie nur 150 ps schlechter. Dort übertrifft sie sogar die Auflösung des Referenzzählers um 150 ps . Hier scheint dem Hodoskop vor allem zugute zu kommen, daß seine Zähler nur einseitig ausgelesen werden. Wenn nämlich ein Myon einen Szintillationszähler nahe dem Zählerende fern vom angeschlossenen Photovervielfacher trifft, erreicht bei den Hodoskopzählern mehr Szintillationslicht die Vervielfacher, als es beim beidseitig ausgelesenen Referenzzähler der Fall ist, weil es am Zählerende reflektiert wird. Erfreulicherweise streuen die t_0 -Auflösungen der Zählerpaare um die eingezeichnete Auflösung nur um ungefähr 140 ps , wie man an der Größe der Fehlerbalken erkennt.

Damit liefert das untere Hodoskop eine Ereigniszeit, die genauer als 1 ns ist, und verschlechtert die Einzelrohrauflösung der Driftrohre nur geringfügig. Die mittlere Einzelrohrauflösung von 80 μm entspricht bei einer maximalen Driftzeit von 700 ns in Ar:CO₂ und einem maximalen Driftradius von 14,6 mm einer Driftzeitauflösung von $\frac{700 \text{ ns}}{14,6 \text{ mm}} \cdot 80 \mu m = 3,834 \text{ ns}$, die sich auch bei einer t_0 -Auflösung von 1 ns auf $\sqrt{(3,834 \text{ ns})^2 + 1 \text{ ns}^2} = 3,962 \text{ ns}$, also nur um 3% verschlechterte. Kurzum, die 700 ps mittlere t_0 -Auflösung des unteren Hodoskops genügt für den Betrieb des Höhenstrahlungsprüfstands.

7.2 Vorbereitung der Iaroccirohre

Am Boden des Höhenstrahlungsprüfstands liegen Iaroccirohre, mit denen man den Streuwinkel der Myonen im Eisen bestimmen kann. Jedes Iaroccirohr ist 4,13 m lang, 84 mm breit und 13 mm hoch. In einem Iaroccirohr umgibt Kunststoff acht quaderförmige Hohlräume, die mit Zählgas gefüllt und im Abstand eines Zentimeters aneinandergereiht sind. Die Seitenwände und den Boden dieser Zellen überzieht eine Graphitschicht, die in der Zeichnung 7.12 durch eine gestrichelte Linie angedeutet ist. Die Graphitschicht ist geerdet und bildet eine Äquipotentialfläche für das elektrische Feld, das von den auf Hochspannung gelegten Anodendrahten in der Mitte der Zellen erzeugt wird. Wie die Driftrohre der ATLAS-Myonkammern sind die Iaroccirohre Gasionisierungsdetektoren; allerdings werden sie etwas anders als die Driftrohre betrieben.

Wenn ein geladenes Teilchen durch das Gas einer Zelle des Iaroccirohres läuft, ionisiert es Gasatome. Das elektrische Feld in der Zelle trennt die Elektron-Ion-Paare; die Elektronen wandern zum positiv geladenen Anodendraht, die Ionen hin zu den Zellwänden. Die Elektronen werden dabei in der Nähe des Anodendrahtes so stark beschleunigt, daß sie selbst Gasatome ionisieren und eine Ionisierungslawine entsteht. Während bei den Driftrohren, die im Proportionalmodus betrieben werden, das angelegte elektrische Feld nur ausreicht, eine kleine Lawine in Drahtnähe auszulösen, in der die Zahl der Elektron-Ion-Paare proportional zur Zahl der primären Paare ist, wählt man bei den Iaroccirohren die Anodenspannung so hoch, daß die Lawine stark genug anwächst, damit schließlich die entste-

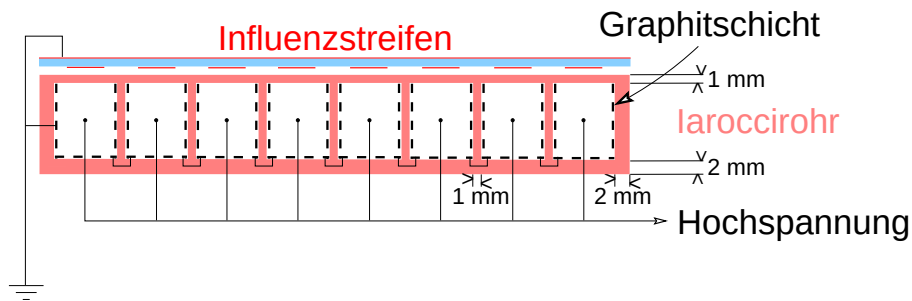


Abbildung 7.12: Querschnitt eines 84 mm breiten und 13 mm hohen Iaroccirohrs.

hende Raumladung das elektrische Feld um den Anodendraht stört [22, 23, 24]. Die Zahl der Ladungsträger in der Lawine wird so groß, daß das elektrische Feld in der Lawine, nachdem die Elektronen und Ionen ein wenig auseinander gelaufen sind, so sehr abgeschwächt wird, daß Elektronen und Ionen zu neutralen Atomen rekombinieren. Hierbei werden Photonen freigesetzt, die durch das Gas fliegen und an anderer Stelle Elektron-Ion-Paare erzeugen, die dort Lawinen auslösen, wo die freien Elektronen und Ionen das elektrische Feld verstärken. Das ist an den Stirnseiten der Lawinen der Fall. Auf diese Weise wächst zum Anodendraht und zur Kathode hin ein Schlauch freier Elektronen und Ionen. Wenn man die Anodenspannung nicht zu groß wählt, fällt das elektrische Feld zur Kathode hin so stark ab, daß es nicht mehr ausreicht, neu entstandene Elektron-Ion-Paare von der Rekombination abzuhalten [24]. Daher erstreckt sich der Schlauch nicht bis zur Kathode. Man mischt dem Kammergas zudem auch CO_2 bei, um einen Funkenüberschlag zu verhindern, denn CO_2 hat einen hohen Absorptionskoeffizienten für die Photonen, die aus den Rekombinationen stammen. Die vorgestellte Betriebsart der Iaroccirohre wird üblicherweise *begrenzter Streamermodus* genannt.

Im begrenzten Streamermodus treiben so viele Ionen vom Anodendraht weg, daß man ein meßbares Influenzsignal auf sogenannten *Pick-up-Streifen* oder *Influenzstreifen* erhält, die man entweder, wie in der Abbildung 7.12 eingezeichnet, auf die kathodenfreie Seite oder, da die Graphitschicht hochohmig, damit für hochfrequente Signale transparent ist, auf die Kathodenseite legen kann. Ehe wir uns der Frage widmen, welche der beiden Möglichkeiten vorteilhafter ist, wenden wir uns einer anderen wichtigen Frage zu, nämlich wie breit man die Influenzstreifen wählen sollte.

7.2.1 Ein einfaches elektrostatisches Modell zur Signalverteilung auf den Influenzstreifen

Das Signal auf den Pick-up-Streifen entsteht dadurch, daß die positiven Ionen vom Anodendraht weg hin zu den Pick-up-Streifen treiben und dabei ein Signal influenzieren. Der zeitliche Verlauf des influenzierten Signals hängt natürlich von

der Dynamik des Streamerprozesses einschließlich der folgenden Bewegung der Ionen ab. Um jedoch die Signalstärke in benachbarten Streifen relativ zueinander abzuschätzen, kann man auf ein einfaches elektrostatisches Modell zurückgreifen.

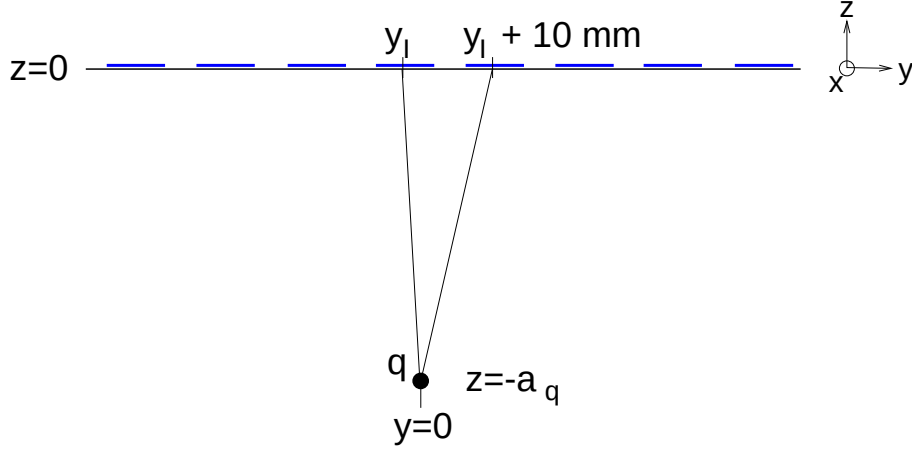


Abbildung 7.13: Der Influenzstreifen wird im elektrostatischen Modell durch eine unendlich ausgedehnte leitende Ebene ersetzt, die einer Ladung q gegenübersteht.

In diesem Modell ersetzt man den Influenzstreifen durch eine unendlich ausgedehnte leitende Ebene, unter der im Abstand a_q eine Ladung q sitzt. Die leitende Ebene ist eine Äquipotentialfläche, und man erhält mit Hilfe der Spiegelladungsmethode [25] das Potential ϕ in jedem Raumpunkte (x, y, z) zu

$$\phi(x, y, z) = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z + a_q)^2}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - a_q)^2}} \right]$$

für $z \leq 0$ und

$$\phi(x, y, z) = 0$$

für $z = 0$, wenn man wie in der Skizze 7.13 die Leiterplatte in die xy -Ebene setzt. Die Flächenladungsdichte σ in der xy -Ebene ist dann gleich der z -Komponente des elektrischen Feldes unterhalb der Ebene im Grenzfall $z \rightarrow 0 - 0$, multipliziert mit ϵ_0 , d.h.

$$\begin{aligned} \sigma(x, y) &= E_z(x, y, 0) = \frac{q}{4\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z + a_q)^2}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - a_q)^2}} \right] \Big|_{z=0} \\ &= \frac{-qa_q}{2\pi[x^2 + y^2 + a_q^2]^{3/2}}. \end{aligned}$$

An der Stelle y_I sitze ein Influenzstreifen der Breite b_I . Dann ist die auf diesem Streifen influenzierte Ladung $Q_I(y_I)$ gleich

$$\begin{aligned} Q_I(y_I) &:= \int_{y=y_I-\frac{b_I}{2}}^{y=y_I+\frac{b_I}{2}} \int_{x=-\infty}^{\infty} \sigma(x, y) dx dy \\ &= -\frac{q}{\pi} \left[\arctan \left(\frac{y_i + \frac{b_I}{2}}{a_q} \right) - \arctan \left(\frac{y_i - \frac{b_I}{2}}{a_q} \right) \right]. \end{aligned}$$

Die Streifen seien schmaler als 10 mm und sollen mittig über den Zellen sitzen. Dann wird im rechten Nachbarn des betrachteten Streifens die Ladung

$$Q_I(y_I + 10 \text{ mm}) = -\frac{q}{\pi} \left[\arctan \left(\frac{y_i + 10 \text{ mm} + \frac{b_I}{2}}{a_q} \right) - \arctan \left(\frac{y_i + 10 \text{ mm} - \frac{b_I}{2}}{a_q} \right) \right]$$

beobachtet. Das Verhältnis der Ladungen ist

$$\frac{Q_I(y_I + 10 \text{ mm})}{Q_I(y_I)} = \frac{\arctan \left(\frac{y_i + 10 \text{ mm} + \frac{b_I}{2}}{a_q} \right) - \arctan \left(\frac{y_i + 10 \text{ mm} - \frac{b_I}{2}}{a_q} \right)}{\arctan \left(\frac{y_i + \frac{b_I}{2}}{a_q} \right) - \arctan \left(\frac{y_i - \frac{b_I}{2}}{a_q} \right)}.$$

Inwieweit sich das Signal im Streifen über der von einem Myon getroffenen Zelle gegenüber dem Signal in einem benachbarten Streifen so verhält, wie es das einfache Modell vorhersagt, wird im folgenden Paragraphen an Hand einer einfachen Messung untersucht.

7.2.2 Eine Testmessung zum Vergleich mit dem elektrostatischen Modell

Es wird der in 7.14 abgebildete Versuchsaufbau eingesetzt. Zwei hochkant eingebaute Szintillationszähler umschließen ein Iaroccirohr und einen 5 cm dicken Bleiabsorber unter dem Rohre, der niederenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung aussondert. Der obere 6 mm breite und 51 mm hohe Szintillationszähler sitzt in der Mitte der fünften Zelle von links. Der Abstand des 22 mm breiten und 66 mm hohen Szintillationszählers am Boden des Aufbaus von der Unterkante des oberen Zählers beträgt etwa 15 cm. Wenn man also ein Signal im oberen und unteren Szintillationszähler fordert, stellt man sicher, daß die nachgewiesenen Myonen nur durch die Zelle des Iaroccirohres unmittelbar unterhalb des schmalen Zählers fliegen. Auf die Kathodenseite des Iaroccirohres sind 3 mm breite Pick-up-Streifen gesetzt. Das in den acht Pick-up-Streifen influenzierte Signal wurde mit Vorverstärkern des H1-Experiments [26] verstärkt und danach mit ladungsempfindlichen Analog-Digital-Wandlern aufgezeichnet. Das Iaroccirohr ist

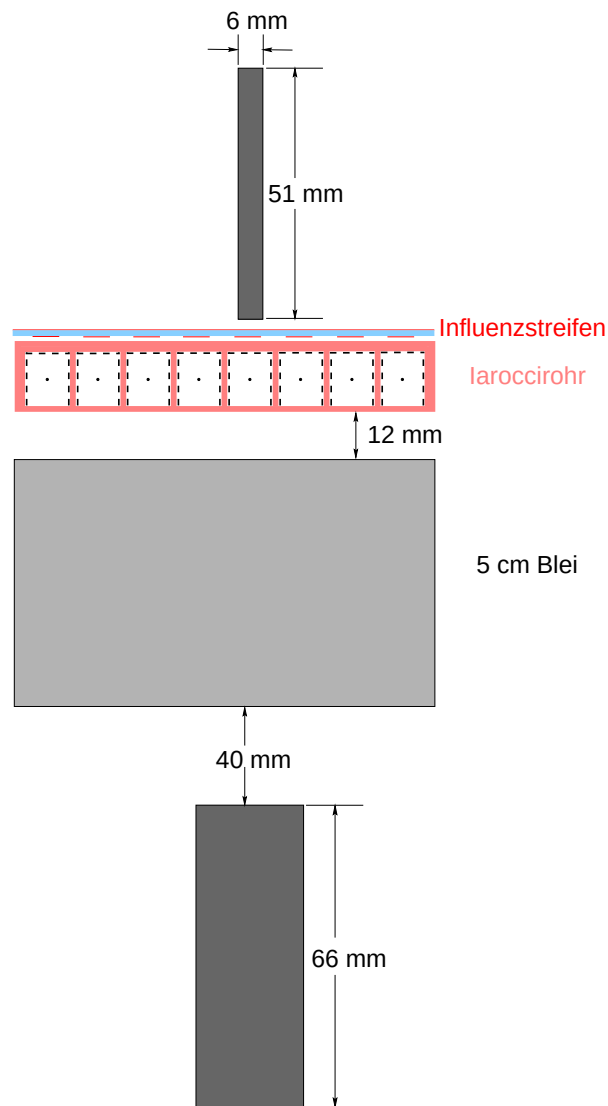


Abbildung 7.14: Versuchsaufbau zur Messung der relativen Signalstärken in den Influenzstreifen nach einem Myondurchgang.

mit einer Gasmischung gefüllt, die zu 88% aus CO_2 , 9,5% aus CO_2 und 2,5% aus Argon besteht, und wird bei 4600 V betrieben.

Um mit dem einfachen Modell das Verhältnis der Signalstärke im linken und rechten Nachbarn des Streifens über der getroffenen Zelle zum Signal in diesem Streifen vorhersagen zu können, müßte man zwei Parameter des Modells kennen, die mittlere Höhe a_q der Ladungslawine und ihre waagrechte Position y_I bezüglich des Influenzstreifens. Da die primären Elektron-Ion-Paare im Gas von oben nach unten gleichmäßig verteilt sind, wird sich auch die Ladungsträgerlawine im Mittel auf der Höhe des Anodendrahtes befinden, weshalb a_q mit der Drahthöhe

zusammenfällt. Man kann nunmehr $a_q := 6 \text{ mm}$ setzen. Anders liegen die Dinge bei der mittleren waagrechten Position der Ionenwolke. Sie könnte nach der Beschreibung des Streamermechanismus durchaus zu derjenigen Seite der Zelle hin wachsen, auf der sie das Myon durchfliegt. Wie sich die waagrechte Position y_I der Ionenwolke auf das Signalverhältnis auswirkt, ist für 3 mm breite Streifen und $a_q = 6 \text{ mm}$ in der Abbildung 7.15 gezeigt. Wenn sich die Wolke im Mittel nahe der Kathode der betrachteten Nachbarzelle aufhält, d.h. y_I gegen -5 mm strebt, sind die Signale im Streifen über der Zelle und im Nachbarstreifen gleich groß. Mit wachsendem Abstand von der Kathode fällt das Verhältnis zunächst steil ab, um schließlich ein flaches Minimum von etwa 0,23 bei $y_I \approx 3 \text{ mm}$ zu erreichen.

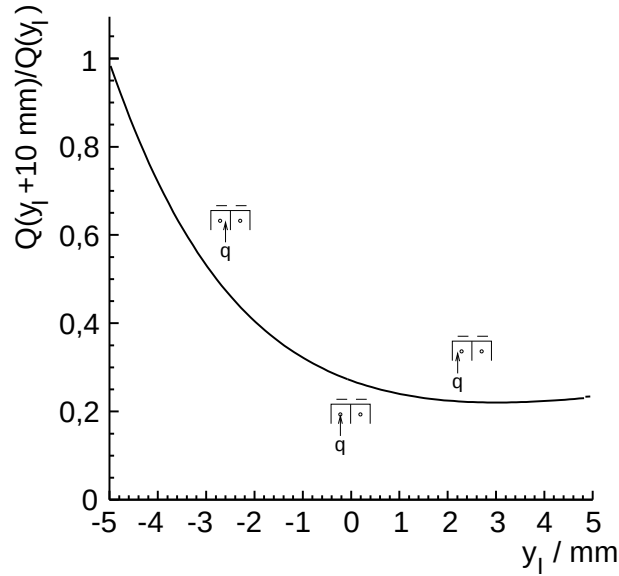


Abbildung 7.15: Vom elektrostatischen Modell vorhergesagtes Signalverhältnis je nach der mittleren Lage y_I der Ionenwolke in der getroffenen Zelle.

In der Tat scheint in den Meßdaten der Wolkenschwerpunkt vom Draht weg verschoben. Im Diagramm 7.16, in dem das Verhältnis V_l des Signals des linken zum Signal des getroffenen Streifens gegen das Verhältnis V_r des Signals des rechten zum Signal des getroffenen Streifens aufgetragen ist, häufen sich die Einträge in zwei Punkten, in $(0,25; 0,6)$ und $(0,6; 0,25)$, je nachdem, ob das Myon links oder rechts des Drahtes vorbeiläuft. Denn verschiebt man das Auslösersystem so weit nach rechts, daß alle nachgewiesenen Myonen durch die rechte Hälfte der getroffenen Zelle laufen, verschwindet in der Abbildung 7.17 die Anhäufung im Punkte $(0,25; 0,6)$, und lediglich die Anhäufung im Punkte $(0,6; 0,25)$ bleibt zurück. Die Insel bei $(0,6; 0,25)$ entspricht, wie ein Blick auf den Graphen 7.15 lehrt, einem waagrechten Versatz um etwa $2,5 \text{ mm}$. D.h. im Mittel findet man die Ionenlawine auf halbem Wege zwischen dem Draht und der rechten Kathode.

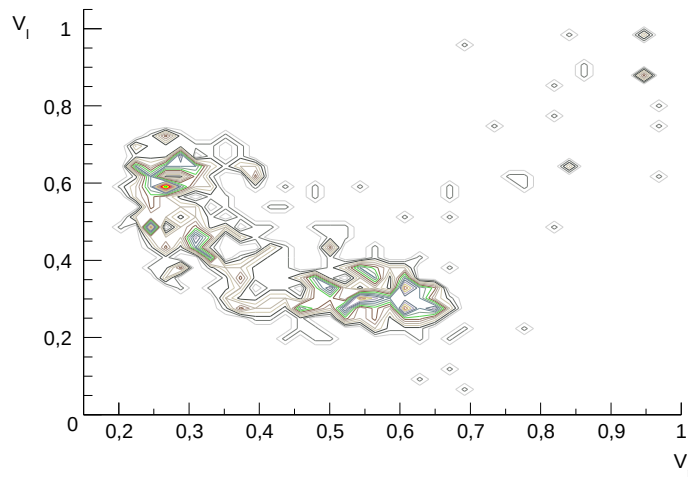


Abbildung 7.16: Gemessenes Signalverhältnis für das Auslösersystem in der Mitte der fünften Zelle von links.

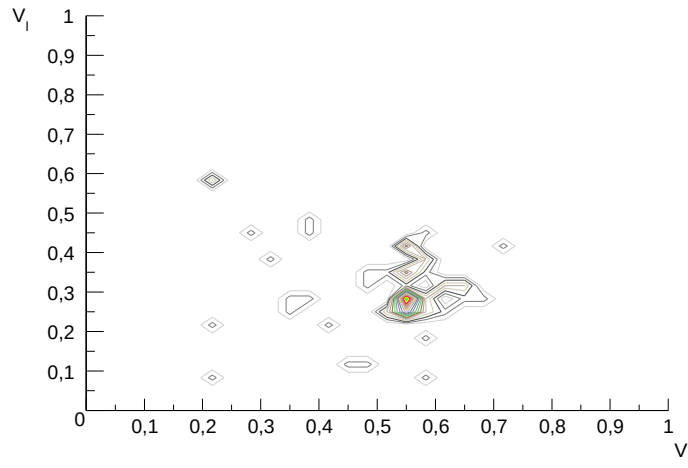


Abbildung 7.17: Gemessenes Signalverhältnis für das Auslösersystem in der rechten Hälfte der fünften Zelle von links.

Was ändert sich, wenn man die Influenzstreifen statt auf die Kathodenseite auf die kathodenfreie Seite legt? Zunächst ändert sich das elektrische Feld. Ober- und unterhalb des Anodendrahtes ist es bei der Auslese auf der kathodenfreien Seite spiegelsymmetrisch, während es bei der Auslese auf der Kathodenseite oberhalb des Drahtes in Kathodenrichtung größer als unterhalb des Drahtes ist. Weil beim symmetrischen Betrieb die elektrischen Feldlinien um den Draht herum nicht so dicht wie beim unsymmetrischen Betrieb sind, muß man an das Iaroccirohr eine höhere Betriebsspannung anlegen, um in den begrenzten Streamermodus zu

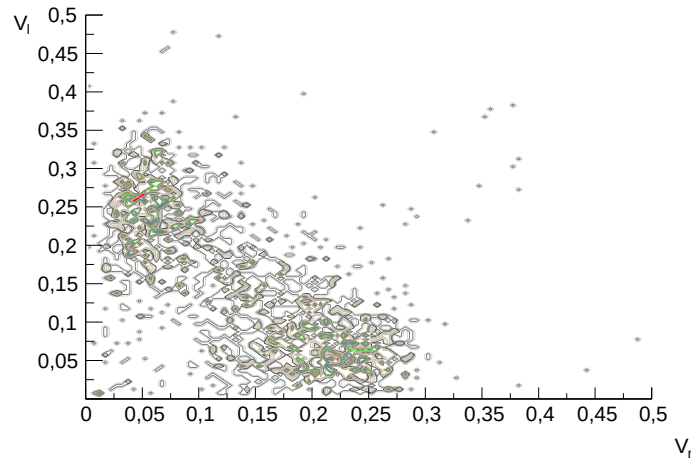


Abbildung 7.18: Signalverhältnisse im Falle der Auslese mit 3 mm breiten Influenzstreifen auf der kathodenfreien Seite in der Mitte der getroffenen Zelle.

gelangen, nämlich 4900 V anstelle von 4600 V. Beim symmetrischen Betrieb sollten aber auch die Signalverhältnisse V_l und V_r abnehmen, da die Influenzstreifen 1 mm näher an den Draht rücken. Dem zweidimensionalen Histogramm 7.18, in dem V_l gegen V_r für die Auslese auf der kathodenfreien Seite aufgetragen ist, entnimmt man, daß genau das eintritt. Man erkennt zwei Häufungspunkte, einen bei (0,2; 0,05), einen anderen bei (0,05; 0,9,25). Die Auslese auf der kathodenfreien Seite ist also der Auslese auf der Kathodenseite vorzuziehen. Günstiger als 3 mm breite Streifen sind 9 mm breite Streifen, da man mit 9 mm breiten Streifen größere Signale erhält, ohne damit die Verhältnisse V_l und V_r zu erhöhen. Weil das elektrische Feld einen kleineren Raum im Falle der 9 mm breiten Streifen als im Falle der 3 mm breiten Streifen erfüllt, erreicht man bei den breiteren Streifen den begrenzten Streamermodus schon bei 4650 V Hochspannung.

7.2.3 Auslesestrategie am Höhenstrahlungsprüfstand

Die Ergebnisse der letzten Abschnitte geben die Auslesestrategie für die Iaroccirohre am Höhenstrahlungsprüfstand vor. Die Rohre werden auf der kathodenfreien Seite mit 9 mm breiten Influenzstreifen ausgelesen werden. Die vorverstärkten Signale werden auf Diskriminatoren weitergeleitet und das Treffermuster festgehalten. Aus dem Treffermuster kann den Einschlagpunkt des registrierten Myons bis auf ± 5 mm genau rekonstruieren. Denn wenn man die Diskriminatorschwelle so setzt, daß nur Streamerpulse nachgewiesen werden, erhält man in den meisten Fällen nur einen Treffer, und zwar im Streifen über der getroffenen Zelle des Iaroccirohres. Dies geht aus den Pulshöhenverteilungen in der Abbildung 7.19 hervor. Signale im genannten Streifen mit einer Signalladung von mindestens 500 ADW-Einheiten sind Streamersignale. Die gleichzeitig in den Nachbarn gemes-

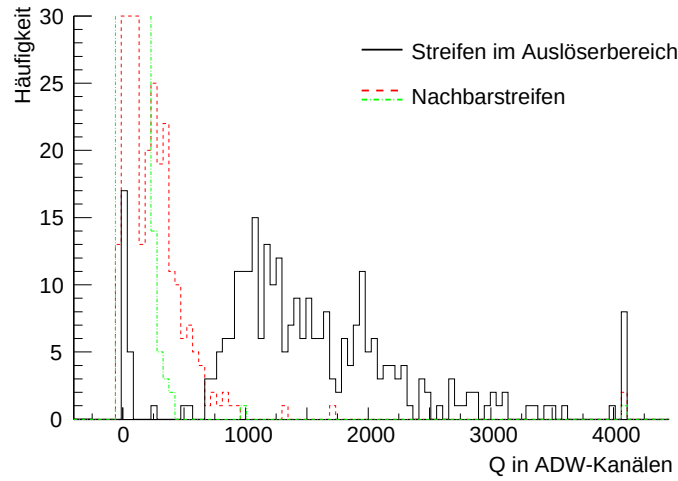


Abbildung 7.19: Mit 9 mm breiten Influenzstreifen gemessene Pulshöhenverteilungen.

senen Signale sind nämlich viel kleiner als die im Streifen über der getroffenen Zelle. Nur bei sehr hohen Signalen im getroffenen Streifen reichen die Signale in den Nachbarstreifen über die Diskriminatorschwelle. Nun können in zwei oder drei benachbarten Streifen Treffer angezeigt werden. Falls drei Streifen getroffen sind, wird man zurecht annehmen, das Myon sei durch die Zelle unter dem mittleren getroffenen Streifen gedrungen. Bei zwei getroffenen Streifen sollte man den Trefferpunkt zwischen die Streifen in die Trennwand zwischen den darunterliegenden Zellen setzen. Denn gemäß den vorangegangenen Untersuchungen lief das Myon nämlich entweder zwischen der Trennwand und dem Draht der einen oder der anderen Zelle. Wiederum rekonstruiert man den Durchschlagpunkt des Myons auf $\pm 5 \text{ mm}$ genau. Es ist also möglich, den Ort des Myon in den Iaroccirohren auf $\pm 5 \text{ mm}$ genau zu rekonstruieren, was einer Standardabweichung von $\frac{10 \text{ mm}}{\sqrt{12}} = 2.9 \text{ mm}$ entspricht.

Kapitel 8

Simulation des Höhenstrahlungsprüfstandes

Vor der Inbetriebnahme des Höhenstrahlungsprüfstandes mußte seine Leistungsfähigkeit mit einer wirklichkeitsgetreuen Monte-Carlo-Simulation überprüft werden. Dabei kam das Monte-Carlo-Programm [11] zum Einsatz, das sich schon bei den Teststrahluntersuchungen bewährt hatte. Hierin wurden die einzelnen Detektoren in ihrer Geometrie und ihrem Ansprechverhalten, auf den Teststrahlergebnissen und den Erkenntnissen aus den vorbereitenden Messungen fußend, der Realität nachempfunden. Die Simulation der Myonkammern wurde bereits im Kapitel 4 erläutert. Wie man das Ansprechverhalten der Iaroccirohre und der Szintillationszähler simuliert, wird jetzt erklärt.

8.1 Simuliertes Ansprechverhalten der Iaroccirohre und der Szintillationszähler

Wenn ein geladenes Teilchen das Gasvolumen eines Iaroccirohres trifft, wird im Simulationsprogramm ein Signal der Impulshöhe p erzeugt. Die Impulshöhe p wird zufällig nach einer Normalverteilung mit dem Mittelwert 1000 und der Standardabweichung 250 gewählt. Sodann wird sie auf die Influenzstreifen gemäß dem elektrostatischen Modell verteilt. Dabei ist zu beachten, daß man den Ladungsschwerpunkt im Modell um 4 mm in Richtung der Influenzstreifen rücken muß, damit es die Signalverteilung in den 9 mm breiten Streifen auf der kathodenfreien Seite nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ wiedergibt. Ein Treffer wird in einem Streifen erzeugt, falls die von ihm registrierte Impulshöhe größer als 250 ist.

Nun zu den Szintillationszählern! Man stelle sich vor, ein Szintillator sei wie im Bild 8.1 n-mal in einem Ereignis getroffen worden. Im k-ten Treffer sei der Energiebetrag E_k im Szintillator deponiert worden, der Abstand dieses Treffers vom Auslesepunkt sei r_k . Am Ende des simulierten Ereignisses wird ein Signal

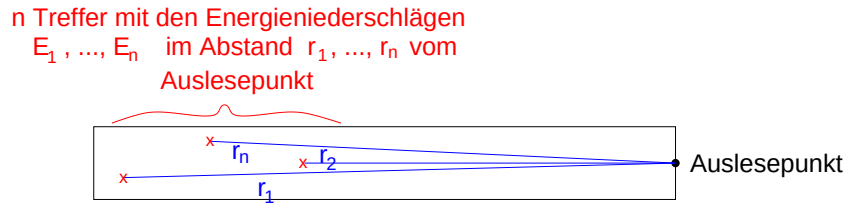


Abbildung 8.1: Treffer in einem Szintillator der Monte-Carlo-Simulation.

mit der Impulshöhe $10 \cdot (E_1[MeV] + \dots + E_n[MeV])$ erzeugt. Das Signal erreicht die Ausleseseite zum frühesten Zeitpunkt $\frac{r_k}{v} + t_k$, wobei v die als konstant angenommene Signalgeschwindigkeit im Zähler von $0,42 \cdot c$ und t_k der Zeitpunkt des i -ten Treffers sei. Offensichtlich wird hier nicht der Effekt der Abschwächung des Szintillationslichts im Szintillator simuliert. Um dennoch die begrenzte Zeitauflösung des unteren Hodoskops zu berücksichtigen, werden alle registrierten Signalzeiten gaußisch mit 750 ps Standardabweichung verschmiert. Die Signale werden über Diskriminatoren an Zeit-Digital-Wandler geleitet. Die Diskriminatorschwelle ist im oberen Hodoskop gleich 56, im unteren gleich 6; die Diskriminatorschwellen sind so gesetzt, daß sie den Einstellungen im Versuchsaufbau entsprechen.

Beim Auslöserschema folgt die Simulation dem Experiment. Es wird ein Treffer im oberen Hodoskop und ein Paar übereinanderliegender getroffener Zähler im unteren Hodoskop verlangt.

8.2 Erwartete Ereignisrate am Höhenstrahlungsprüfstand

In der Simulation sitzen die Komponenten an denjenigen Stellen, die in der Tabelle 8.1 aufgeführt sind und im Rahmen der Einbaugenauigkeit mit den tatsächlichen Positionen der Komponenten im aufgebauten Prüfstand übereinstimmen.

Nun kann man positiv geladene Myonen durch den simulierten Aufbau schießen. Die Flugrichtung der Myonen ist durch den Polarwinkel θ und den Azimutwinkel ϕ gegeben. ϕ ist im Intervalle $[0, 2\pi[$ gleichverteilt, θ folgt einer $\cos^2 \theta$ -Kurve. Die Myonenergie E ist $\frac{1}{E^2}$ -verteilt. Die Rate der Myonen mit einer Energie von mehr als 300 MeV ist $1 \text{ cm}^{-1} \text{ min}^{-1}$.

Zwei Fragen lassen sich an Hand der simulierten Ereignisse leicht beantworten, nämlich welche Energie ein Myon haben muß, um nicht im Eisen absorbiert zu werden, und wieviele dieser Myonen die Datenaufnahme auslösen. Die Häufigkeitsverteilung der Energie derjenigen Myonen, die den Absorber durchdringen und die Datenaufnahme auslösen, ist in der Abbildung 8.2 festgehalten. Alle Myonen, deren Energie ungefähr 600 MeV übersteigt, laufen durch den Eisenab-

Tabelle 8.1: Komponentenpositionen in der Simulation des Höhenstrahlungsprüfstands.

Komponente	Höhe / mm
oberes Hodoskop	3434
unteres Hodoskop	605
obere Referenzkammer	2645
untere Referenzkammer	1523
Eisenabsorber	98,5
Iarocciohrlage	0
Prüfling	2084

sorber. Ist ihre Energie geringer, gelingt dies nur einem Teil von ihnen. Unterhalb 550 MeV bleiben schließlich alle Myonen im Eisen stecken. Somit treffen das obere Hodoskop in jeder Minute etwa $230 \cdot 380 \text{ cm}^2 \cdot \frac{300}{600} \cdot 1 \text{ cm}^{-2} = 4,37 \cdot 10^4$ Myonen, deren Energie ausreicht, den Eisenabsorber zu durchqueren.

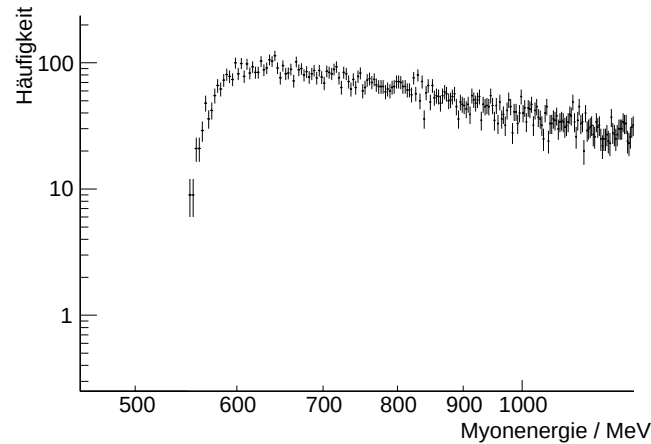


Abbildung 8.2: Häufigkeitsverteilung der Energie derjenigen Myonen, die durch den Absorber laufen und die Datenaufnahme auslösen.

Allerdings fliegen manche dieser Myonen in die falsche Richtung und nicht durch den gesamten Versuchsaufbau. Laut Monte-Carlo-Simulation sind dies $(55,5 \pm 0,1)\%$ dieser Myonen. Somit können $2,19 \cdot 10^4$ Myonen pro Minute die Datenaufnahme auslösen.

Daß etwa 45% der Myonen mit einer Energie von wenigsten 600 MeV durch den gesamten Prüfstand laufen, erwartet man aus geometrischen Gründen. Die

Winkelverteilung der Myonen ist

$$f(\theta, \phi) := \frac{2}{\pi^2} \cos^2 \theta \quad (\theta \in [\frac{\pi}{2}, \pi], \phi \in [0, 2\pi[).$$

Wenn man sich in die Mitte des oberen Hodoskops setzt und das rechteckige Hodoskop unten durch ein kreisförmiges mit $\frac{1}{2}(2,30 \text{ m} + 3,80 \text{ m}) = 3,05 \text{ m}$ Durchmesser ersetzt – das untere Hodoskop ist $2,30 \text{ m}$ breit und $3,80 \text{ m}$ lang –, dann darf ϕ das ganze Intervall $[0, 2\pi[$ durchlaufen, während θ auf den Bereich $[\pi - \arctan \frac{152,4 \text{ cm}}{135 \text{ cm} + 147,9 \text{ cm}}, \pi] = [2,65; \pi]$ für diejenigen Myonen eingeschränkt ist, welche die Datennahme auslösen. $\int_0^{2\pi} \int_{2,76}^{\pi} f(\theta, \phi) d\theta d\phi = \frac{1}{2} [(\pi - 2,65) - \cos 2,65 \sin 2,65] = 0,45$ aller Myonen, die das obere Hodoskop in der Mitte durchstoßen, können in diesem Falle auch das untere Hodoskop durchstoßen. Dieses Ergebnis stimmt ziemlich gut mit der Monte-Carlo-Vorhersage überein.

Eine Aufgabe beim Höhenstrahlungsprüfstand ist, die Driftzeitspektren jedes Rohres des Prüflings zu vermessen. Im Kapitel 6 hatten wir gesehen, daß man die Länge eines Driftzeitspektrums mit $\frac{200 \text{ ns}}{\sqrt{n}}$ Genauigkeit bestimmen kann, falls das Driftrohr gleichmäßig ausgeleuchtet ist und n Einträge enthält. Nach zehnstündiger Meßzeit hätte man in jedem Rohre des Prüflings im Schnitt $\frac{10 \cdot 60 \cdot 2,19 \cdot 10^4}{72} \approx 1,83 \cdot 10^5$ Treffer gesammelt und wäre imstande, die Länge der Driftzeitspektren bis auf $0,5 \text{ ns}$ genau zu bestimmen.

8.3 Vergleich des quasianalytischen und konventionellen Spurrekonstruktionsverfahrens

Die Geometrie des Prüflings zu untersuchen ist das große Ziel der Messungen am Höhenstrahlungsprüfstand. Da man hierbei auf die Spuren der kosmischen Myonen zurückgreift, wenden wir uns zunächst nochmals der Spurrekonstruktion zu.

Die Energie der Myonen am Höhenprüfstand ist von vornherein unbekannt. Man weiß lediglich, daß die Energie von 94% der registrierten Myonen zwischen 600 MeV und 10 GeV liegt. Es bleibt einem darum nichts anderes übrig, als die Myonspuren zu rekonstruieren, ohne die Korrelation zwischen den Treffern zu berücksichtigen, die von der Vielfachstreuung der Myonen an den Rohrwänden der Kammern herrührt, und lediglich $(130 \mu\text{m})^2$ zu den Varianzen der gemessenen Driftradien hinzuzuzählen; $130 \mu\text{m}$ beträgt nämlich in etwa die mittlere von der Vielfachstreuung verursachte Unsicherheit der Trefferpunkte. Auf die geraden Bahnen der Myonen kann man mit zweierlei Verfahren von den Kammertreffern rückschließen, dem quasianalytischen und dem konventionellen Verfahren. Im Kapitel 4 hatten wir bereits vorweggenommen, daß für Myonenergien zwischen $0,6 \text{ GeV}$ und 10 GeV beide Methoden die Spuren gleich gut rekonstruieren.

Um dies zu belegen, ist in 8.3 die Abweichung der quasianalytisch und konventionell rekonstruierten Spursteigung von der Steigung der oberhalb der Prüfstandes erzeugten Myonspur für 1-GeV-, 5-GeV- und 10-GeV-Myonen aufgetragen. Jedesmal zeigen beide Methoden die gleiche Rekonstruktionsgenauigkeit und Rekonstruktionseffizienz. Man kann deswegen entweder auf das eine oder das andere Verfahren zurückgreifen. Da das quasianalytische Verfahren schneller als das konventionelle arbeitet, wird es im folgenden verwendet.

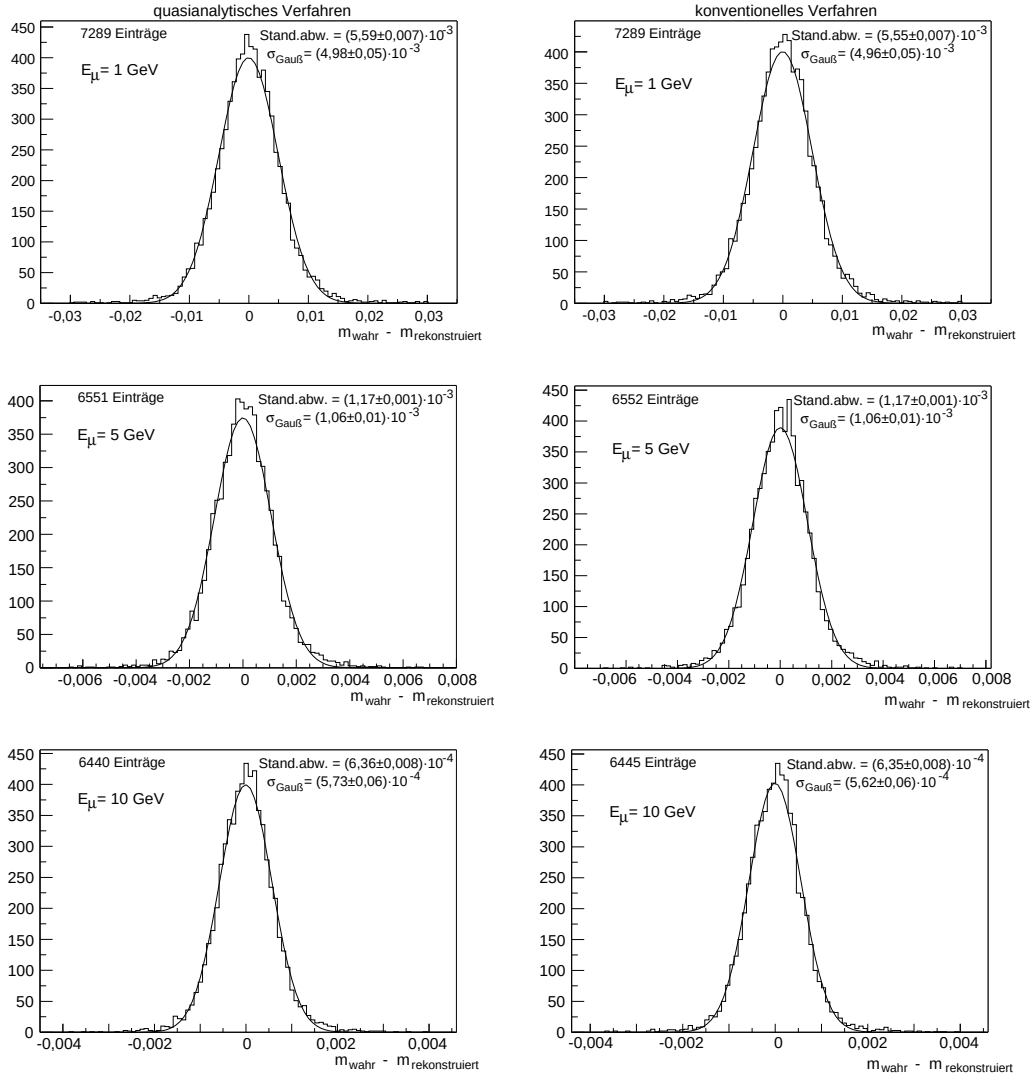


Abbildung 8.3: Häufigkeitsverteilungen der Abweichung der quasianalytisch und konventionell rekonstruierten Spursteigung von der tatsächlichen für verschiedene Myonenergien E_{μ} .

8.4 Schätzung der Myonenergie aus der Streuung der Myonen im Prüfling und im Eisenabsorber

Wenn man die Myonspur in der oberen und unteren Referenzkammer getrennt rekonstruiert hat, kann man den Unterschied Δm der oben und unten rekonstruierten Spur berechnen. Im Mittel verschwindet Δm . Die statistische Schwankung von Δm um den Mittelwert 0 ist von 0 verschieden und aufgrund der Vielfachstreuung der Myonen in den Rohrwänden der Myonkammern um so größer, je niedriger die Myonenergie ist. Ehe wir die Standardabweichung von Δm in Abhängigkeit der Myonenergie mit einer Monte-Carlo-Simulation berechnen, schätzen wir sie in zwei Grenzfällen ab, nämlich für eine niedrige und eine sehr hohe Myonenergie.

Ein Myon, das durch den Prüfling fliegt, wird an den Rohrwänden der Referenzkammern und an den Rohrwänden des Prüflings gestreut. Der Streuwinkel im Prüfling ist im Mittel gleich Null; seine Standardabweichung ist gemäß 4.5 ungefähr

$$\frac{13,6 \text{ MeV}}{E_\mu} \sqrt{\frac{6 \cdot 2 \cdot 0,628 \text{ mm}}{89 \text{ mm}}} \left(1 + 0,038 \ln \frac{6 \cdot 2 \cdot 0,628 \text{ mm}}{89 \text{ mm}} \right) \approx \frac{3,6 \text{ MeV}}{E_\mu},$$

also bei einer Myonenergie von 1 GeV etwa $3,6 \cdot 10^{-3}$. Wegen der Vielfachstreuung in jeder Referenzkammer, kann man bei 1 GeV Myonenergie, wie wir im Abschnitt 4.2.1 sahen, die Steigung der Myonspur in jeder Referenzkammer nur auf $2,25 \cdot 10^{-3}$ genau bestimmen. Insgesamt ist dann die Standardabweichung von Δm gleich $\sqrt{(3,6 \cdot 10^{-3})^2 + 2 \cdot (2,25 \cdot 10^{-3})^2} \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Betrachtet man nun ein hochenergetisches Myon, kann man die Vielfachstreuung in den Kammern vernachlässigen. Wegen der begrenzten Einzelrohrauflösung kann man allerdings die Steigungen der oben und unten rekonstruierten Spuren auch hier nicht exakt bestimmen. Bei den Teststrahluntersuchungen des Kapitels 4 war es möglich, die Spurstiegung in der Myonkammer auf $1,6 \cdot 10^{-4}$ zu bestimmen. D.h. im Prüfstand ist die Standardabweichung von Δm für hochenergetische Myonen gleich $\sqrt{2} \cdot 1,6 \cdot 10^{-4} = 2,3 \cdot 10^{-4}$.

Die Standardabweichung σ von Δm , welche die Monte-Carlo-Simulation des Prüfstandes vorhersagt, ist in der Abbildung 8.4 als Funktion der Myonenergie E_μ aufgetragen. Die Abhängigkeit $\sigma(E_\mu)$ wird ausgezeichnet durch eine Funktion der Form

$$\sigma(E_\mu [\text{MeV}]) = \sigma_\infty + \frac{\sigma_0}{(E_\mu/600)^\alpha}$$

beschrieben. Für große Energien E_μ strebt σ gegen $\sigma_\infty = (2,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$, was mit dem abgeschätzten Wert von $2,3 \cdot 10^{-4}$ übereinstimmt. Auch für $E_\mu = 1 \text{ GeV}$ ist

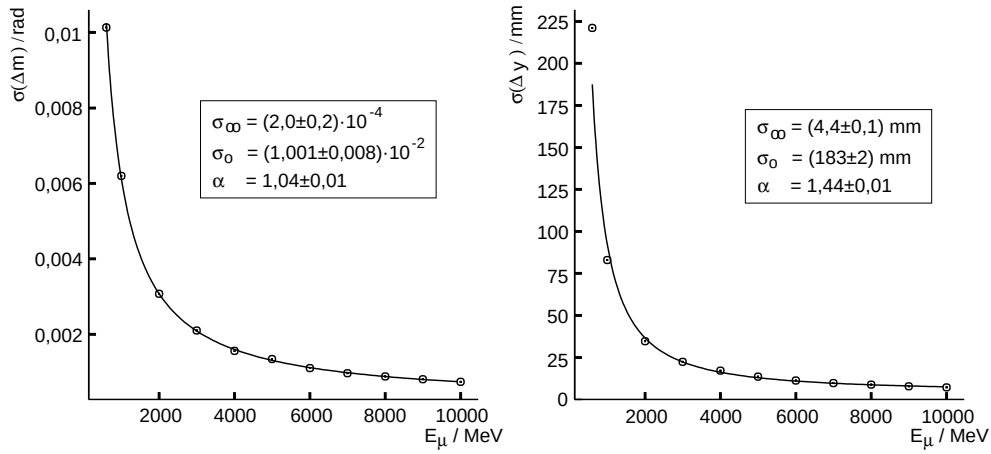


Abbildung 8.4: Links: Standardabweichung der Abweichung Δm der in der oberen Referenzkammer rekonstruierten Spurstiegung von der in der unteren Referenzkammer rekonstruierten Steigung. Rechts: Standardabweichung der Abweichung Δy der mit Hilfe der unteren Referenzspur vorhergesagten Trefferposition in der Iaroccirohrlage gemessenen Trefferpunkt. Durch die Meßpunkte ist jedesmal die Ausgleichskurve $\sigma(E_\mu [\text{MeV}]) = \sigma_\infty + \frac{\sigma_0}{(E_\mu/600)^\alpha}$ mit den angegebenen Parametern gelegt.

die Monte-Carlo-Rechnung mit der Abschätzung in Einklang; die Monte-Carlo-Rechnung ergibt $\sigma(1 \text{ GeV}) = 6,1 \cdot 10^{-3}$, abgeschätzt hatten wir $5 \cdot 10^{-3}$.

Selbstverständlich werden die Myonen nicht nur im Prüfling, sondern auch im Eisenabsorber von ihrer ursprünglichen Teilchenbahn abgelenkt. Die Auftreffpunkte der Myonen in der Iaroccirohrlage 1 m unter dem Absorber sind daher um den Punkt, den sie unabgelenkt durchstießen, wenigstens um

$$1000 \text{ mm} \cdot \frac{13,6 \text{ MeV}}{E_\mu} \cdot \sqrt{34 \text{ cm}} 1,76 \text{ cm} \left(1 + 0,038 \ln \frac{34 \text{ cm}}{1,76 \text{ cm}} \right) \approx \frac{67 \text{ GeV mm}}{E_\mu}$$

verstreut. Tatsächlich ist die Streuung etwas größer, weil die Myonen im Eisen Energie verlieren, und somit in der unteren Hälfte des Absorbers stärker als in der oberen Hälfte abgelenkt werden. Wenn man nun die Myonspur aus der unteren Referenzkammer gerade in die Iaroccirohrlage fortsetzt und die Abweichung Δy der Extrapolation von dem Meßpunkt in der Iaroccirohrlage in der Simulation aufträgt, kann man die richtige Streubreite von Δy ermitteln. Die Abbildung 8.4 zeigt, daß die Standardabweichung von Δy einem ähnlichen Kurvenverlauf wie die Standardabweichung von Δm folgt. Bei hohen Energien fällt sie mit der Meßgenauigkeit eines halben Zentimeters in den Iaroccirohren zusammen, bei 1 GeV übersteigt sie den groben Schätzwert von 67 mm um 13%.

Die Kenntnis, wie sich die Standardabweichungen $\sigma_{\Delta m}$ und $\sigma_{\Delta y}$ mit der Myonenenergie ändern, gestattet, die Energie E_μ der Myonen zu schätzen. Die Wahr-

scheinlichkeit dafür, daß in einem Ereignis die Abweichung Δm und Δy auftritt, ist

$$f(\Delta m, \Delta y; E_\mu) := \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sigma_{\Delta m}(E_\mu)} \cdot \frac{1}{\sigma_{\Delta y}(E_\mu)} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left[\frac{(\Delta m)^2}{\sigma_{\Delta m}^2(E_\mu)} + \frac{(\Delta y)^2}{\sigma_{\Delta y}^2(E_\mu)} \right]}.$$

In jedem Ereignis kann man als Schätzwert für die Myonenergie den Wert E_μ nehmen, für den die Größe $f(\Delta m, \Delta y; E_\mu)$ am größten ist. Dieser Schätzwert ist nicht erwartungstreu, d.h. der Mittelwert der Schätzwerte fällt nicht mit der wirklichen Myonenergie zusammen. Das entnimmt man den Verteilungen 8.5. Man erkennt dort auch, daß die Energieschätzwerte einen sehr breiten Bereich überdecken und nicht normalverteilt sind, sondern ihre Verteilung einen Schwanz zu höheren Werten hat. Der Schätzwert ist damit ungeeignet für die Berechnung der vollständigen Kovarianzmatrix der Meßpunkte in den Myonkammern. Da der Mittelwert der Schätzwerte mit der Myonenergie wächst, werden sich die Energieschätze an anderer Stelle dennoch als nützlich erweisen, wie wir etwas später sehen werden.

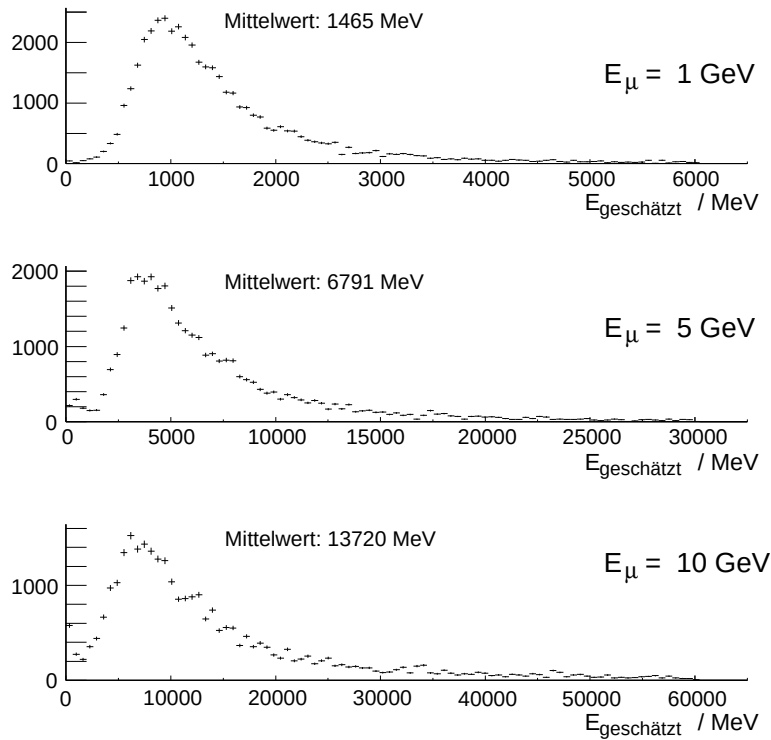


Abbildung 8.5: Verteilung der Energieschätzwerte bei verschiedenen Myonenergien.

8.5 Messung der Drahtpositionen im Prüfling

Wir widmen uns der Frage, wie man mit Hilfe kosmischer Myonen klären kann, ob der Prüfling die geforderte mechanische Genauigkeit besitzt. Unter mechanischer Genauigkeit verstehen wir hierbei die Tatsache, daß die Anodendrähte der Driftrohre innerhalb der zulässigen Abweichungen auf ihren Sollpositionen liegen.

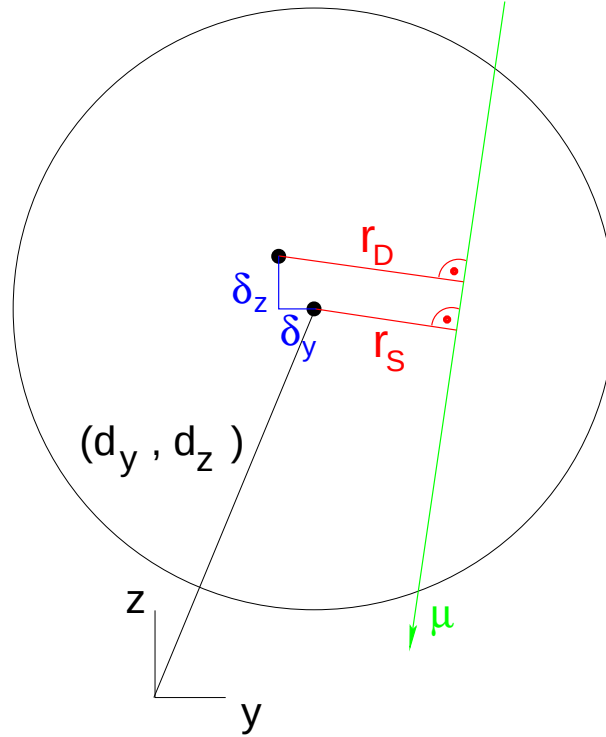


Abbildung 8.6: Myonspur durch ein Rohr mit einem um (δ_y, δ_z) versetzten Anodendraht.

Wenn sich ein Draht auf seiner Sollposition (d_y, d_z) befindet, fällt der Driftradius r_D , den ein von einer Myonspur getroffenes Rohr mißt, bis auf die statistische Genauigkeit dieser Messung mit dem Abstand r_S der Myonspur vom Anodendraht des Rohres zusammen. Falls die Myonbahn, wie sie in der Abbildung 8.6 eingezeichnet ist, der Gleichung

$$y = mz + b$$

genügt, ist

$$r_S = \frac{|b - d_y + md_z|}{\sqrt{1 + m^2}}.$$

Solange der Draht an seiner Sollposition sitzt, ist

$$r_D = r_S.$$

Sobald der Draht aber aus seiner Sollposition um (δ_y, δ_z) verschoben ist, wird der Driftradius

$$r_D = \frac{|b - d_y - \delta_y + m(d_y + \delta_y)|}{\sqrt{1 + m^2}}.$$

Natürlich ist dies auch der Abstand der Myonspur vom Draht, doch beim Prüfling kennt man die Verschiebung (δ_y, δ_z) nicht von vornherein, und man würde aus den Spurparametern m und b den Abstand der Spur mit

$$r_S = \frac{|b - d_y + m d_z|}{\sqrt{1 + m^2}}$$

ansetzen, also annehmen, der Draht sitze an seiner Sollstelle. Der Vergleich von r_D und r_S ergäbe

$$r_S - r_D = \frac{\delta_y - m \delta_z}{\sqrt{1 + m^2}}$$

für Myonen, die rechts am Draht vorbeilaufen, und

$$r_S - r_D = \frac{m \delta_z - \delta_y}{\sqrt{1 + m^2}}$$

für diejenigen, die links am Draht vorbeilaufen.

Nicht alle Höhenstrahlungsspuren haben dieselbe Steigung m . Über die verschiedenen Steigungen muß man mitteln. Dieses Mitteln wirkt sich sogar besonders günstig aus, wenn die Steigungen der angesammelten Myonspuren symmetrisch um Null verteilt sind. Dann hängt der Mittelwert von $r_S - r_D$ nämlich nicht mehr von δ_z ab, weil der Mittelwert von $\frac{m}{\sqrt{1+m^2}}$ verschwindet. Für den Mittelwert von $r_S - r_D$ gilt

$$\langle r_S - r_D \rangle = \pm \left\langle \frac{1}{\sqrt{1 + m^2}} \right\rangle \delta_y.$$

Der Faktor $\left\langle \frac{1}{\sqrt{1+m^2}} \right\rangle$ ist nahezu 1, denn für die am Höhenstrahlungsprüfstand auftretenden Steigungen, d.h. für $m \in [-0,38; 0,38]$ ist $\frac{1}{\sqrt{1+m^2}} = 0,95$. Daher ist die Genauigkeit der Messung des Versatzes δ_y gleich der Genauigkeit der $\langle r_S - r_D \rangle$ -Messung.

Nachdem man den Drahtversatz in der Waagrechten bestimmt hat, ist man in der Lage, den Drahtversatz in der Senkrechten zu ermitteln. Dieser genügt der Gleichung

$$r_S - r_D = -\frac{m}{\sqrt{1 + m^2}} \delta_z$$

bzw.

$$r_S - r_D = \frac{m}{\sqrt{1+m^2}} \delta_z,$$

abhängig davon, ob die Myonspur links oder rechts des Drahtes verläuft. Um die Genauigkeit abzuschätzen, mit der man δ_z messen kann, betrachten wir ohne Beschränkung der Allgemeinheit nur die linke Möglichkeit und linearisieren der Einfachheit halber den Faktor $\frac{m}{\sqrt{1+m^2}}$, was uns auf

$$\Delta := r_S - r_D = m \delta_z$$

führt. Im Experiment sei das betrachtete Rohr n -mal getroffen worden. Zu den n Treffern gehören n Meßpunkte (Δ_k, m_k) . δ_z erhält man, indem man δ_z so wählt, daß

$$\chi^2 := \sum_{k=1}^n \frac{(\Delta_k - m_k \delta_z)^2}{\sigma_k^2}$$

kleinstmöglich wird, wobei σ_k der geschätzte Fehler der Größe Δ_k sei. χ^2 nimmt seinen Minimalwert an derjenigen Stelle an, an der

$$\frac{d\chi^2}{d\delta_z} = -2 \sum_{k=1}^n \frac{\Delta_k - m_k \delta_z}{\sigma_k^2} = 0$$

ist, also an der Stelle

$$\delta_z = \frac{\sum_{k=1}^n \frac{\Delta_k m_k}{\sigma_k^2}}{\sum_{k=1}^n \frac{m_k^2}{\sigma_k^2}}.$$

Der statistische Fehler dieser Minimalstelle ist gleich

$$\sigma_{\delta_z} = \sqrt{\frac{2}{\frac{d\chi^2}{d\delta_z^2}}} = \sqrt{\frac{1}{\sum_{k=1}^n \frac{m_k^2}{\sigma_k^2}}}.$$

Falls sich σ_k nicht mit der Spurstiegung m_k ändert, statt dessen eine Konstante σ_0 ist, vereinfacht sich der Ausdruck für σ_{δ_z} in

$$\sigma_{\delta_z} = \sigma_0 \sqrt{\frac{1}{\sum_{k=1}^n m_k^2}}.$$

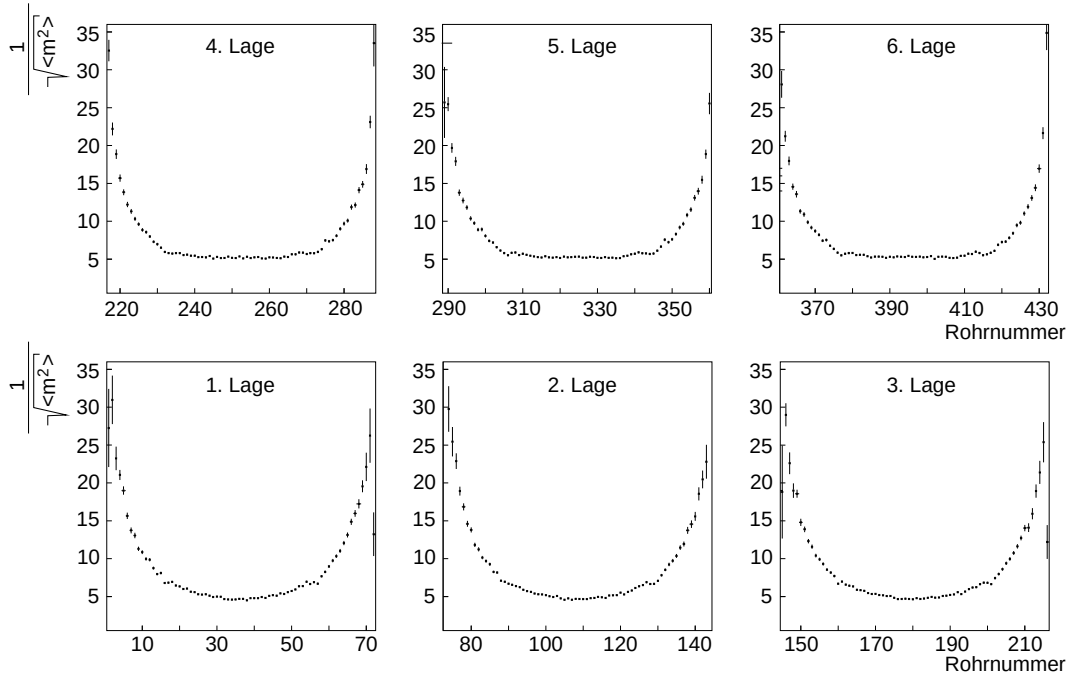


Abbildung 8.7: Der Faktor $\frac{1}{\sqrt{\langle m^2 \rangle}}$ in Abhängigkeit der Kanalnummer im Prüfling. Die erste Lage ist die unterste Rohrlage.

Im Grenzfall $n \rightarrow \infty$ nähert sich $\sum_{k=1}^n m_k^2 = n \cdot \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n m_k^2$ der Größe $n \langle m^2 \rangle$ an, d.h.

$$\sigma_{\delta_z} \xrightarrow{n \rightarrow \infty} \frac{\sigma_0}{\sqrt{\langle m^2 \rangle}} \cdot \frac{1}{\sqrt{n}}.$$

Die δ_z -Messung ist demnach um den Faktor $\frac{1}{\sqrt{\langle m^2 \rangle}}$ ungenauer als die δ_y -Messung.

Aus geometrischen Gründen hängt $\langle m^2 \rangle$ von der Lage des betrachteten Rohres ab. In der Mitte des Prüflings ist $\langle m^2 \rangle$ am größten, zu den Rändern hin fällt $\langle m^2 \rangle$ ab. D.h. in der Mitte ist der Faktor $\frac{1}{\sqrt{\langle m^2 \rangle}}$ am kleinsten, die Meßgenauigkeit am höchsten, am Rande ist der Faktor $\frac{1}{\sqrt{\langle m^2 \rangle}}$ am größten und die Auflösung am schlechtesten. In den Diagrammen des Bildes 8.7 kann man ablesen, daß man über einen sehr weiten Bereich des Prüflings, etwa $\frac{2}{3}$ der Kammer, δ_z ungefähr sechsmal schlechter als δ_y ermittelt; nur am Rande ist man dreißigmal schlechter. Die deutliche Abnahme der Genauigkeit am Kammerrande wird im Serienbetrieb des Prüfstandes dadurch umgangen, daß der Prüfling um 50 cm nach links und 50 cm nach rechts in den Prüfstand hineingeschoben wird.

Um einen Zahlenwert für die Genauigkeit des waagrechten und senkrechten Drahtversatzes angeben zu können, muß man die Standardabweichung der $(r_S - r_D)$ -Verteilung mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation bestimmen. Gewiß

hängt die Standardabweichung von der Myonenergie, nur gering von der Spursteigung, so gering, daß vernachlässigbar, jedoch auch von der Lage ab, der das betrachtete Rohr angehört. Denn wenn man zum Beispiel die Myonspur mit der unteren Referenzkammer rekonstruiert, kann man die Drähte um so genauer vermessen, je näher sie der Referenzkammer sind, zum einen weil man über eine kürzere Wegstrecke extrapolieren muß, zum anderen weil die Myonen von der Referenzkammer bis zum betrachteten Rohre mehr Materie durchlaufen, in der sie von ihrer ursprünglichen Bahn gestoßen werden können. Die Kurven 8.8 bestätigen das. In der ersten Dreifachlage, die an die Referenzkammer anschließt, sind

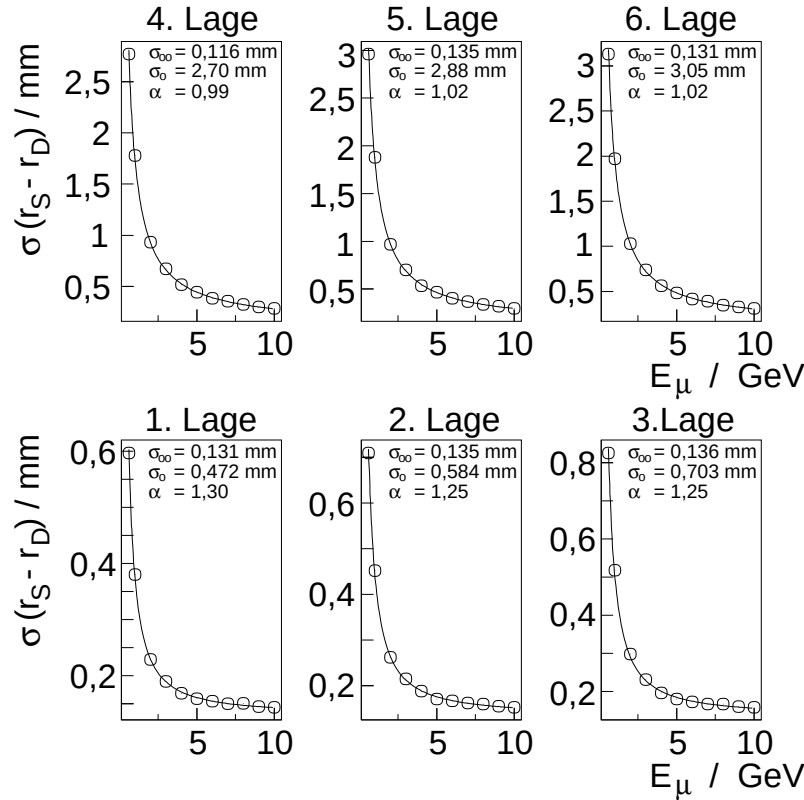


Abbildung 8.8: Standardabweichung der Größe $r_s - r_D$ in den einzelnen Rohrlagen in Abhängigkeit der Myonenergie. Die erste Lage ist die unterste Rohrlage, die Spuren wurden mit der unteren Referenzkammer rekonstruiert. Durch die Meßpunkte ist jeweils die Ausgleichskurve $\sigma(E_\mu[MeV]) = \sigma_\infty + \frac{\sigma_0}{(E_\mu/600)^\alpha}$ mit den angegebenen Parametern gelegt.

die Standardabweichungen $\sigma(r_s - r_s)$ bei niedrigen Energien fünfmal, bei Energien um die 7 bis 10 GeV immerhin noch zweimal kleiner als in der entfernten Dreifachlage. Deswegen sollte man, wenn die mit der oberen Kammer gemessene Myonspur den Abstand $r_{s,oben}$ vom Anodendraht hat und die unten rekonstruierte Spur $r_{s,unten}$ vom Draht entfernt ist, nicht arithmetisch über die Messungen

$r_{S,oben}$ und $r_{S,unten}$, sondern gewichtet mitteln, indem man auf die soeben vorgestellten Fehler zurückgreift, wobei man selbstverständlich von $\sigma(r_S - r_D)$ die Einzelrohrauflösung quadratisch abziehen muß, um $\sigma(r_S)$ aus $\sigma(r_S - r_D)$ zu erhalten. Da diese von der Myonenergie abhängen und sich die Abhängigkeit im gewichteten Mittel nicht weghebt, bleibt einem nichts anderes übrig, als sie mit dem Energieschätzwert zu berechnen. Die Auflösungskurve in der Abbildung 8.9, die man danach in den äußeren und inneren Lagen des Prüflings erhält, zeigen, daß man, obgleich der Schätzwert nicht allzu genau ist, bei jeder Myonenergie die Auflösung verbessert. Bei Myonenergien oberhalb 2,5 GeV fallen die Auflösungs-

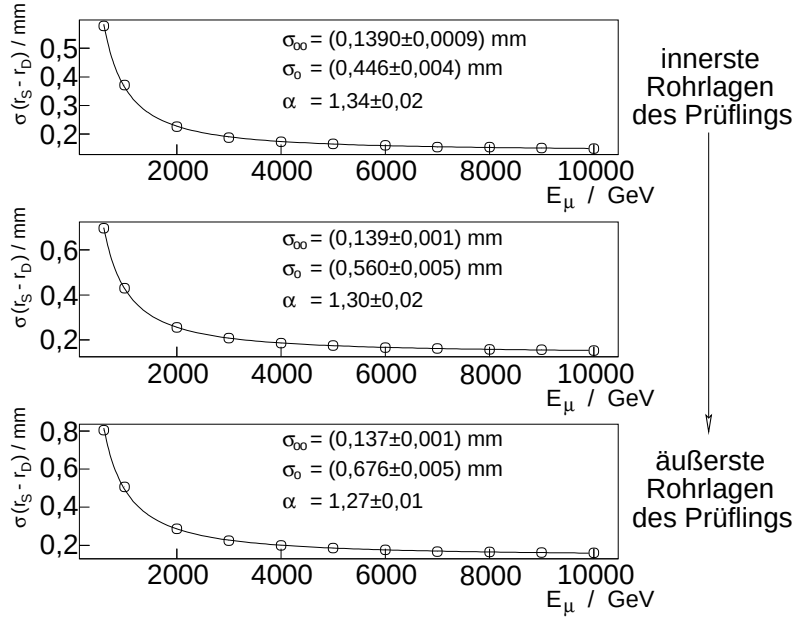


Abbildung 8.9: Standardabweichung der Größe $r_S - r_D$, die man durch Gewichtung der Messungen mit beiden Referenzkammern erhält, in den verschiedenen Rohrlagen in Abhängigkeit der Myonenergie. Durch die Meßpunkte ist jeweils die Ausgleichskurve $\sigma(E_\mu[MeV]) = \sigma_\infty + \frac{\sigma_0}{(E_\mu/600)^\alpha}$ mit den angegebenen Parametern gelegt.

kurven nur schwach. Wenn man $r_S - r_D$ für alle Spuren, deren Myonen mehr als 2,5 GeV Energie haben, in ein und dasselbe Histogramm auftrüge, würde man Normalverteilungen mit näherungsweise derselben Breite überlagern und eine näherungsweise gaußische Verteilung erhalten. Läßt man nur Ereignisse zu, in denen die geschätzte Energie 2,5 GeV überschreitet, verwirft man ungefähr 90% aller Ereignisse mit einer Energie unterhalb 2,5 GeV, während die höherenergetischen Ereignisse unangetastet bleiben – der Leser vergleiche hierzu die Abbildung 8.10. Und so ist $r_S - r_D$ nach dem Energieschnitt nahezu normalverteilt, wie man der Graphik 8.11 entnimmt. Zuvor war sie breiter und nicht gaußisch. Gleichzeitig

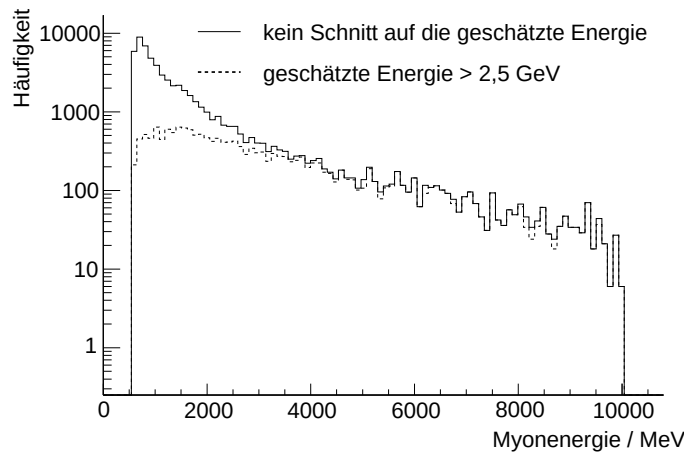


Abbildung 8.10: Energieverteilung der kosmischen Myonen vor und nach der Forderung einer geschätzte Mindestenergie von 2,5 GeV.

lesen wir ab, daß man nach dem Energieschnitt $r_S - r_D$ auf etwa $205 \mu m$ genau bestimmt.

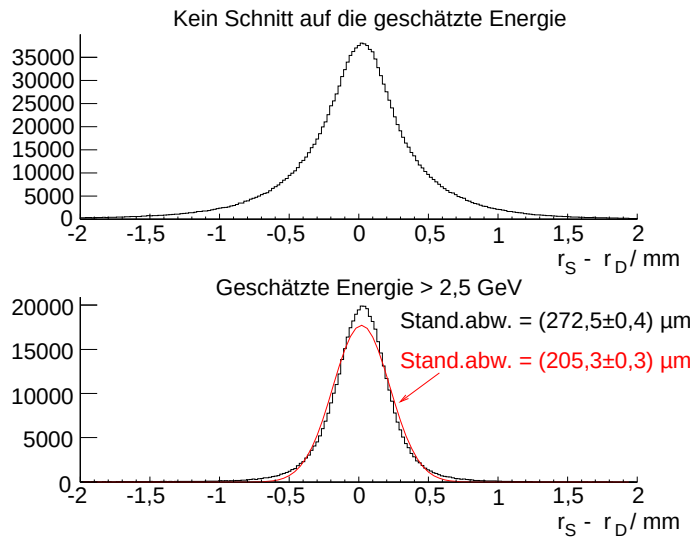


Abbildung 8.11: $(r_S - r_D)$ -Verteilung vor und nach der Forderung einer geschätzte Mindestenergie von 2,5 GeV.

Die Vorgehensweise, die Myonspur in den Referenzkammern getrennt zu rekonstruieren und über die Abstände r_S der oberen und unteren Spur von den Anodendrähten des Prüflings zu mitteln, mag dem einen oder anderen Leser nicht als bestmöglich erscheinen. Er könnte daran denken, es sei besser, wenn man zum Beispiel die obere Dreifachelage des Prüflings untersuchen wolle, die Treffer

in der unteren Referenzkammer gegenüber den Treffern in der oberen Referenzkammer schwächer zu gewichten und eine gemeinsame Gerade durch die Treffer beider Referenzkammern zu legen. Auf den ersten Blick könnte man vermuten, der Abstand r_S der so rekonstruierten Spur stimme besser mit dem tatsächlichen Abstand r_S überein. Man kann aber zeigen, daß die früher beschriebene Methode, bei der man die Spuren in den Referenzkammern getrennt bestimmt, dieselbe Genauigkeit erzielt.

8.6 Genauigkeit der Drahtposition nach zehnstündiger Messung

Wenn man mit einer Spur $r_S - r_D$ mit $205 \mu m$ Genauigkeit mißt, ermittelt man den Mittelwert $\langle r_S - r_D \rangle$ auf $\frac{205 \mu m}{\sqrt{n}}$, falls n Myonen das betrachtete Rohr durchkreuzen. Danach kennt man den Drahtversatz in der Waagrechten wegen der Gleichung 8.1 genauso gut und in der Senkrechten sechsmal schlechter, sofern man sich auf die mittleren zwei Drittel des Prüflings beschränkt.

Wieviele Spuren schneiden ein Rohr des Prüflings?

Um die Drahtposition in der beschriebenen Weise messen zu können, muß die Iaroccirohrlage getroffen sein. Wegen der $1 mm$ dicken Wände der $8 mm$ breiten gasgefüllten Zellen warten die Iaroccirohre nur mit einer Effizienz von 80% auf. Mit der Forderung nach einem Treffer in der Iaroccirohrlage verwirft man somit auf jeden Fall 20% der Ereignisse. Es sind sogar etwas mehr, nämlich 78%, weil man zugleich die geometrische Akzeptanz verringert, wenn man einen Treffer in den Iaroccirohren verlangt, die $60 cm$ unterhalb der unteren Hodoskops liegen.

Damit die Spurrekonstruktion nicht zu viele Trefferkombinationen in einem Ereignis untersuchen muß, werden Ereignisse verworfen, in denen in mindestens einer Referenzkammern mehr als neun Rohr getroffen sind. Man verliert dabei 8% der Ereignisse.

Im Eisenabsorber können Sekundärteilchen erzeugt werden, die das untere Hodoskop an einer anderen Stelle als die Myonen treffen. Weist man in der Simulation alle Ereignisse zurück, in denen mehr als zwei Zähler des unteren Hodoskop ansprechen, verliert man nochmals 5% der Ereignisse.

In beiden Referenzkammern muß jeweils eine Spur rekonstruiert werden können. Bei einer Streifenbreite von $4 mm$ in der Mustererkennung gelingt dies bei 94% der verbliebenen simulierten Myonbahnen.

In 97% der übrigen simulierten Ereignisse findet man nur einen Haufen getroffener Streifen in der Iaroccirohrlage.

Wenn man nun die Myonenergie schätzt und die Ereignisse verwirft, in denen der Schätzwert $2,5 GeV$ unterschreitet, verringert man die Zahl der zur Verfügung stehenden Ereignisse auf 28%. Dieser Zahlenwert überrascht nicht, denn in 24% aller Ereignisse haben die Myonen eine Energie von mehr als $2,5 GeV$.

Wie sich die Schnitte auf die verfügbare Anzahl von Myonspuren auswirkt, ist in der Abbildung 8.12 veranschaulicht.

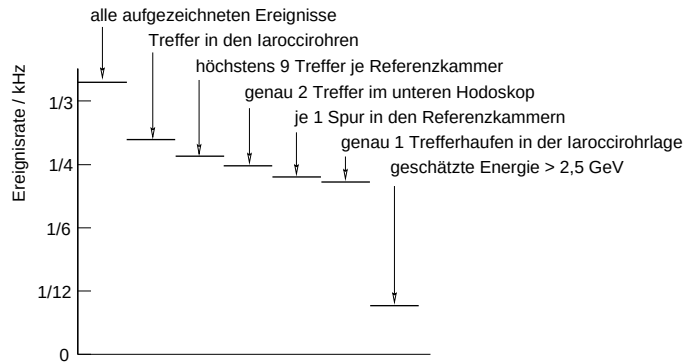


Abbildung 8.12: Auswirkung der einzelnen Forderungen in der Analyse auf die Zahl der verfügbaren Ereignisse.

Auf einen Meter Länge eines jeden Driftrohres im Prüfling treffen demnach innerhalb 10 Stunden $\frac{1}{3,8} \cdot 1,83 \cdot 10^4 \cdot 0,18 \approx 8700$ Myonen. Den waagrechten Drahtversatz kann man also auf $\frac{205 \mu\text{m}}{\sqrt{8700}} \approx 2 \mu\text{m}$ und den senkrechten auf $12 \mu\text{m}$ genau messen. Beidemale liegt man etwa eine Größenordnung unter der mechanischen Genauigkeit von $30 \mu\text{m}$ bzw. $50 \mu\text{m}$, mit der der Prüfling in der Waagrechten bzw. der Senkrechten gebaut werden soll.

8.7 Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung im Prüfling

Die Drahtposition im Prüfling kann man natürlich nur messen, wenn man die Orts-Driftzeit-Beziehungen in den Referenzkammern und im Prüfling kennt. Die Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehungen in den Referenzkammern ist Gegenstand des nächsten Kapitels. Im vorliegenden Kapitel wollen wir annehmen, die Orts-Driftzeit-Beziehungen in den Referenzkammern seien bekannt, und beantworten, wie man die Orts-Driftzeit-Beziehungen in den Rohren des Prüflings gewinnt.

Man geht hierbei genauso wie bei den Teststrahlungsmessungen vor. Man berechnet den Abstand der Myonspur vom Anodendraht eines getroffenen Rohres des Prüflings und versieht ihn mit einem Vorzeichen, je nachdem, ob die Spur links oder rechts der Sollposition des Drahtes verläuft. Gegen diesen Abstand trägt man die im Rohr gemessene Driftzeit auf und erhält die bekannten v-förmigen Verteilungen, deren dunkle Bänder die Orts-Driftzeit-Beziehung widerspiegeln. Legt man eine achsensymmetrische Ausgleichskurve durch die Meßpunkte, gewinnt man die Orts-Driftzeit-Beziehung in den untersuchten Rohren des

Prüflings. Gemäß den Gleichungen 8.1 und 8.1 kann man nun aus den Differenzen $r_S - r_D$ die Position der Anodendrähte im Prüfling in der Waagrechten und Senkrechten bestimmen.

Kapitel 9

Eichverfahren

Die Driftzeiten, die man in den Rohren einer Myonkammer mißt, werden mit der Orts-Driftzeit-Beziehung in Radian umgerechnet. Bei den Teststrahluntersuchungen konnten wir die Orts-Driftzeit-Beziehung leicht bestimmen, weil wir aus den Meßpunkten im Siliziumteleskop auf den Spurverlauf des Myons zurückschließen konnten und stets wußten, in welchem Abstand das Myon an den Anodendrähten der Rohre vorbeiläuft. Doch was tun, wenn die äußere Referenz fehlt, wie etwa bei den Referenzkammern im Höhenstrahlungsprüfstand?

Wir werden in den beiden folgenden Paragraphen zwei Verfahren kennenlernen, die uns aus den Daten der Referenzkammern die Orts-Driftzeit-Beziehungen bestimmen lassen. Mit dem Selbsteichungsverfahren (auch Autokalibrationsverfahren genannt), das Gegenstand des übernächsten Abschnitts ist, kann man die Orts-Driftzeit-Beziehung mit einer Genauigkeit von 10 bis 20 μm bestimmen, verläßlich jedoch nur, wenn die Orts-Driftzeit-Beziehung, mit der man in der Autokalibration anfängt, im Mittel nicht mehr als 200 μm von der wahren abweicht. Beim Höhenstrahlungsprüfstand gewinnt man eine solche Anfangsbeziehung mit einer höheren Genauigkeit – etwa 20 μm nach fünfzehnstündiger Meßzeit –, indem man auf Myonspuren zurückgreift, die sehr nahe an zwei Drähten der Kammer vorbeilaufen.

9.1 Drahtspuren zur Messung der Orts-Driftzeit-Beziehung

9.1.1 Prinzip des Drahtspurverfahrens

Um dies einzusehen, gehen wir zunächst von Spuren aus, die einen Draht in der untersten und einen Draht in der obersten Lage einer Referenzkammer kreuzen. Zugleich nehmen wir an, in allen Rohren einer Dreifachlage der Kammer herrsche dieselbe Orts-Driftzeit-Beziehung, was sinnvoll ist, wenn alle Rohre bei gleicher Hochspannung, gleicher Temperatur, gleicher Gasmischung und gleichem Gas-

druck betrieben werden. Durch die Schnittpunkte der betrachteten Myonspur und der beiden Drähte ist die gerade Teilchenbahn vollständig bestimmt. Diese Gerade durchquert die anderen getroffenen Rohre in den Abständen R_k . In den getroffenen Rohren werden die Driftzeiten $t(R_k)$ gemessen, also erhält man die Punkte $(t(R_k), R_k)$ der Orts-Driftzeit-Beziehung. Bei einem hinreichend großen Winkelbereich der Myonspuren kennt man auf diese Weise die Orts-Driftzeit-Beziehung an so vielen Punkten, daß man die übrigen Werte $t(r)$ mit Hilfe eines Ausgleichspolynoms durch die bekannten Punkte oder durch Interpolation berechnen kann.

In der experimentellen Praxis wird man auch auf Spuren zurückgreifen müssen, die nicht durch die zwei Drähte, sondern bloß nahe den Drähten verlaufen. Es bietet sich an, Spuren auszuwählen, die die zwei Drähte jeweils in einem Abstand passieren, der in der Größenordnung der Ortsauflösung beim Driftradius 0 ist. Im Falle des verwendeten Kammergases würde man sagen, der Draht eines Rohres sei von einem Muon getroffen, falls die im Rohr gemessene Driftzeit kleiner als 15 ns ist; denn 15 ns entsprechen einem Driftradius von 700 μm , der ungefähren Ortsauflösung beim Radius 0.

Für das Drahtspurverfahren können auch Spuren verwendet werden, die die Iaroccirohre nicht treffen.

Aber sammelt man überhaupt während einer fünfstündigen Messung genügend viele Drahtspuren an, um die Orts-Driftzeit-Beziehung mit der versprochenen Genauigkeit zu ermitteln? Im Anhang A ist hergeleitet, daß die Steigung m der Myonspur in der Ebene senkrecht zu den Drähten in der Mitte des oberen Hodoskops in guter Näherung der Verteilung

$$h(m) := \frac{2}{\pi^2} \left[\ln(0,49 + \sqrt{0,49^2 - m^2}) - \ln|m| \right] \quad (m \in [-0,49; 0,49])$$

genügt. Sie hat ein Maximum bei $m = 0$, d.h. die meisten Myonen sind in der Ebene senkrecht zu den Drähten parallel zur z-Achse. Um aus der Steigungsverteilung h eine Rate für jede Draht-Draht-Konfiguration zu erhalten, muß man sie mit dem Faktor

$$0,25 \cdot 10^3 s^{-1} \cdot \left(\frac{0,7 \text{ mm}}{15 \text{ mm}} \right) \cdot \frac{2 \cdot 0,7 \text{ mm}}{500 \text{ mm}}$$

multiplizieren. Denn nach der Abbildung 8.12 kommen etwa $0,25 \cdot 10^3$ Ereignisse pro Sekunden in Betracht; in $\frac{0,7 \text{ mm}}{15 \text{ mm}} \approx 0,047$ dieser Ereignisse treffen die Myonspuren einen Draht in der ersten Rohrlage; die Spuren, die auch durch einen Draht in der letzten Rohrlage laufen, überdecken einen Steigungsbereich der Breite $\frac{2 \cdot 0,7 \text{ mm}}{500 \text{ mm}} = 2,8 \cdot 10^{-3}$. In der Tabelle 9.1 ist die nach fünfzehnstündiger Messung erwartete Zahl der Spuren für die am Prüfstand auftretenden Draht-Draht-Kombinationen samt den Radien R_k aufgeführt, die man in den Konfigurationen hinzugewinnt. Dem Leser sticht sicherlich zweierlei in der Tabelle ins Auge: Zum einen fehlt die Konfiguration, in der die Myonen senkrecht durch die Kammer

fliegen, – aus gutem Grunde, wie unten klar wird. Zum anderen treten, obgleich stets vier Rohre in den inneren Rohrlagen getroffen sind, jeweils nur zwei Radien $R_k, R_{k'}$ auf, da wegen der Spiegelsymmetrie zwischen den beiden Dreifachlagen dieselben Radien in der ersten wie in der zweiten Dreifachlage auftreten. Erfreulicherweise sind die Radien R_k recht gleichmäßig über den gesamten Rohrradius verteilt. Im Mittel mißt man die Driftzeiten in den Punkten R_k mit etwa 1500 Meßpunkten, d.h. man ist imstande, die Orts-Driftzeit-Beziehung in den Dreifachlagen auf etwa $\frac{700 \mu m}{\sqrt{1500}} \approx 18 \mu m$ genau zu bestimmen.

Tabelle 9.1: Zahl der in fünfzehnstündiger Messung gesammelten Drahtspuren mit den jeweils gewonnen Radien, an denen die zugehörige Driftzeit gemessen werden kann.

Betrag der Spurstiegung der Konfiguration	Zahl der Drahtspuren	Radien / mm
0,06	3639	3,456 mm, 13,257 mm
0,12	2719	6,867 mm, 11,453 mm
0,18	2164	9,642 mm, 10,191 mm
0,24	1748	7,817 mm, 13,389 mm
0,30	1400	6,032 mm, 12,065 mm
0,36	1078	4,296 mm, 8,592 mm
0,42	743	2,623 mm, 5,246 mm
0,48	256	1,026 mm, 2,051 mm

Bisher ist über die Driftzeitverteilungen, die zu den einzelnen Radien gehören, außer der Breite nichts gesagt. Als erstes soll der Fall behandelt werden, daß der ausgewählte Radius R_k weder Null noch gleich dem Rohrradius ist. Die Fälle $R_k = 0$ und $R_k = 15 \text{ mm}$ bedürfen einer gesonderten Behandlung. Es sei also $R_k \neq 0$ und $R_k \neq 15 \text{ mm}$. Solange die Rohre in den äußersten Lagen um die Drähte gleichmäßig ausgeleuchtet sind, sind die ausgewählten Radien r_k symmetrisch um ihren Sollwert R_k verteilt. Die Breite der r_k -Verteilung ist in der Größenordnung $700 \mu m$. Im Bereich $R_k - 700 \mu m \leq r \leq R_k + 700 \mu m$ kann man die Orts-Driftzeit-Beziehung $t(r)$ linearisieren, es ist

$$t(R_k + \delta) = t(R_k) + t'(R_k) \cdot \delta$$

für $\delta \in [-700 \mu m, 700 \mu m]$. Daher sind die Driftzeiten $t(r_k)$ symmetrisch um den Sollwert $t(R_k)$ mit einer Breite von etwa $t'(R_k) \cdot 700 \mu m$ verteilt, und man darf dem Radius R_k als Driftzeit die Maximalstelle der Driftzeitverteilung zuordnen, die zum Radius R_k gehört.

Anders verhält es sich für $R_k = 0$ und $R_k = 15 \mu m$. Da $R_k = 0$ der kleinstmögliche Driftradius ist, sammelt man nur Driftzeiten für Radien r_k , die größer als oder gleich 0 und kleiner als $700 \mu m$ sind. Statt einer um $t(0)$ symmetrischen Verteilung erhält man eine Verteilung, die ihren Höchstwert eher bei

$t(350 \mu m)$ annimmt. Ähnlich liegen die Dinge bei $t(15 mm)$. Hier hat die Driftzeitverteilung, die man Hilfe des Drahtspurverfahrens aufzeichnet, ihr Maximum nicht bei $t(15 mm)$, sondern vielmehr bei $t(15 mm - 350 \mu m)$. Wir schließen also, daß man $t(0)$ und $t(15 mm)$ nicht auf einfache Weise aus dem Drahtspurverfahren bestimmen kann.

Allerdings ist es möglich, verlässliche Schätzwerte für $t(0)$ und $t(15 mm)$ (genauer: $t(14,6 mm)$, weil die Rohrwände $400 \mu m$ dick sind) am Driftzeitspektrum abzulesen. Fangen wir mit $t(0)$ an! In Drahtnähe setzen wir die lineare Orts-Driftzeit-Beziehung $t(r) = \frac{r}{v}$ ($v = const$) an. f bezeichne die Driftzeitverteilung, die beim Radius $r = 0$ gilt. Wegen der Linearität der Orts-Driftzeit-Beziehung ist die zum Radius $r \in [0, r_1]$ gehörige Driftzeitverteilung gleich $f(t - \frac{r}{v})$, wobei r_1 klein im Vergleich zum Rohrradius, aber immer noch so groß sei, daß man keine sehr kleinen Driftzeiten für $r = r_1$ beobachtet. Damit ist $f(t - \frac{r_1}{v}) = 0$ für $t \ll \frac{r_1}{v}$, daher auch $(\frac{df}{dt})(t - \frac{r_1}{v}) = 0$ für $t \ll \frac{r_1}{v}$. Wenn nun die Radien r im Intervall $[0, r_1]$ mit der gleichen Häufigkeit ν pro Radius auftreten, ist unter den gegebenen Voraussetzungen die Anstiegsflanke des Driftzeitspektrums durch

$$F(t) := \int_0^{r_1} f(t - \frac{r}{v}) \cdot \nu dr$$

gegeben. Der Parameter t_0 , den man aus der Anpassung der Fermifunktion G des Kapitels 6 an die Anstiegsflanke erhält, gibt ihre Wendestelle an, d.h. es ist

$$0 = \left(\frac{d^2 F}{dt^2} \right) (t_0) = \int_0^{r_1} \left(\frac{d^2 f}{dt^2} \right) (t_0 - \frac{r}{v}) \cdot \nu dr = \frac{\nu}{v} \left[\left(\frac{df}{dt} \right) (t_0) - \left(\frac{df}{dt} \right) (t_0 - \frac{r_1}{v}) \right].$$

t_0 ist klein gegen $\frac{r_1}{v}$, weshalb $(\frac{df}{dt})(t_0 - \frac{r_1}{v}) = 0$ ist, was

$$\left(\frac{df}{dt} \right) (t_0) = 0$$

nach sich zieht. Aber das besagt nichts anderes, als daß t_0 mit der Maximalstelle der Driftzeitverteilung für $r = 0$, mithin mit $t(0)$ zusammenfällt. Man darf jedoch nicht $t(14,6 mm)$ dem t_m -Parameter der Funktion H des Kapitels 6 gleichsetzen, die man an die abfallende Flanke des Spektrum legt. Denn die Annahme einer konstanten Häufigkeit der Radien im Bereich der Rohrwand wäre falsch. Wegen des Effizienzabfalls in Wandnähe muß man

$$\nu(r) = \begin{cases} const & \text{für } r \in [13,5 mm, 14,2 mm], \\ const \cdot \left(1 - \frac{r-14,2 mm}{0,4 mm} \right) & \text{für } r \in [14,2 mm, 14,6 mm] \end{cases}$$

ansetzen. Bei perfekter Ortsauflösung mæße man das in der Abbildung 9.1 durchgezogen eingezeichnete Driftzeitspektrum, das sich von der tatsächlichen mit

60 μm Ortsauflösung, das gestrichelt dargestellt ist, darin unterscheidet, daß die Ecken scharf sind. Nach den Ausführungen des Kapitels 6 gibt daher $t_m + 2T_m$ die Stelle an, an der die durchgezogene Kurve Null wird, doch das ist Stelle $t(14,6\text{ mm})$.

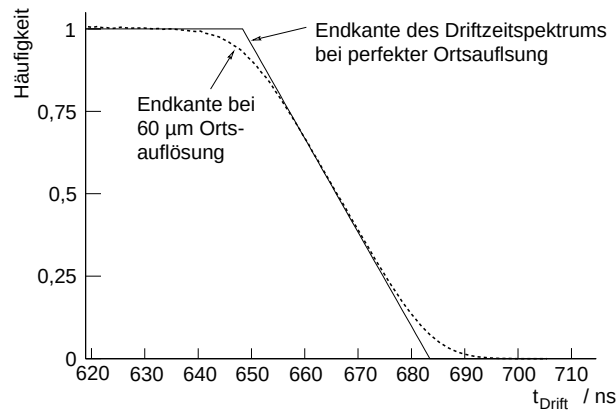


Abbildung 9.1: Endkante des Driftzeitspektrums bei perfekter und 60 μm Ortsauflösung.

9.2 Bestätigung der Leistungsfähigkeit des Verfahrens mit Monte-Carlo-Daten

Es ist an der Zeit, die Leistungsfähigkeit des Verfahrens mit einer Monte-Carlo-Simulation genauer zu ergründen. $t(0)$ und $t(14,6\text{ mm})$ werden an den Driftzeitspektren der Simulation abgelesen, auf die sich die Untersuchungen des vorangegangenen Kapitels stützen. Für die acht in der Tabelle 9.1 aufgeführten Konfigurationen werden gezielt so viele Monte-Carlo-Ereignisse erzeugt, wie in der Tabelle angegeben sind.

In der Abbildung 9.2 ist die Driftzeitverteilung vorgestellt, die man beim Sollradius $r = 3,456\text{ mm}$ erhält. Sie ist, wie vorhergesagt, symmetrisch und hat einen Schwanz zu kleinen Driftzeiten hin, der von Treffern von δ -Elektronen herrührt. Als wahrscheinlichste Driftzeit wird der Mittelwert derjenigen Normalverteilung genommen, welche die Meßpunkte am besten beschreibt, ebenso bei den übrigen Driftzeitverteilungen, die ähnlich aussehen. Durch die Anpassung einer Normalverteilung verwirft man den Untergrund von Treffern von δ -Elektronen. Man gewinnt so die Orts-Driftzeit-Punkte, die im Bild 9.3 links eingetragen sind. Auf mannigfache Arten kann man aus diesen Punkten eine Orts-Driftzeit-Beziehung errechnen.

In der vorliegenden Arbeit wurden zwei Wege beschritten. Zum einen wurde ein Ausgleichspolynom achten Grades durch die Punkte gelegt, zum anderen

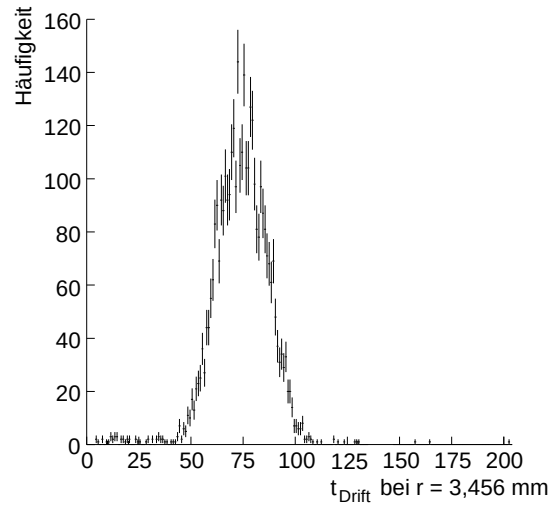


Abbildung 9.2: Verteilung der Driftzeiten, die man in der Monte-Carlo-Simulation für Drahtspuren beim Sollradius $r = 3,456 \text{ mm}$ gewinnt.

zwischen den Punkten linear interpoliert. Die durchgezogene Kurve in der Abbildung 9.3 links zeigt nun die Abweichung des Ausgleichspolynoms von der richtigen Orts-Driftzeit-Beziehung in Abhängigkeit des Driftradius, die gestrichelte Linie gibt die Abweichung der wahren von der durch Interpolation gewonnenen Orts-Driftzeit-Beziehung an. Die letztere stimmt besser mit der tatsächlichen Orts-Driftzeit-Beziehung überein; sie weicht im Mittel nur $0,1 \mu\text{m}$ von ihr ab, die Standardabweichung beträgt $20 \mu\text{m}$, was mit den abgeschätzten $18 \mu\text{m}$ gut übereinstimmt. Hingegen weicht die Ausgleichskurve von der wahren Orts-Driftzeit-Beziehung im Mittel um $5 \mu\text{m}$ ab, die Standardabweichung beträgt $29 \mu\text{m}$.

Ein Polynom achten Grades durch die Orts-Driftzeit-Punkte zu legen ist überhaupt heikel. Wenn zum Beispiel wie in der Zeichnung 9.4 ein Viertel der verfügbaren Ereignisse verwendet und ein Polynom achten Grades durch die Punkte legt, beschreibt das Ausgleichspolynom offensichtlich den Abschnitt zwischen den beiden äußersten Punkten falsch. Ein Polynom siebten Grades leistet bessere Dienste. Weil die Annahme, die Orts-Driftzeit-Beziehung sei zwischen den Orts-Driftzeit-Punkten linear, vernünftig ist, sollte man folglich die lineare Interpolation zwischen den Stützpunkten einem Ausgleichspolynom vorziehen.

Mit der Interpolationsmethode erhält man eine Orts-Driftzeit-Beziehung, deren Abweichung von der wirklichen Beziehung im Diagramm 9.5 durchgezogen eingezeichnet ist. Die starke Abweichung bei $r \approx 2 \text{ mm}$ sorgt für eine mittlere Abweichung von $-19 \mu\text{m}$ und eine $51 \mu\text{m}$ Standardabweichung. Die große Abweichung verursachen die Stützpunkte bei $r = 1,026 \text{ mm}$ und $r = 2,051 \text{ mm}$, deren Draht-Konfiguration am seltensten ist. Sie tritt nur 64-mal auf, weshalb der Orts-Driftzeit-Punkt nur auf ungefähr $90 \mu\text{m}$ bestimmt werden kann. Da alle

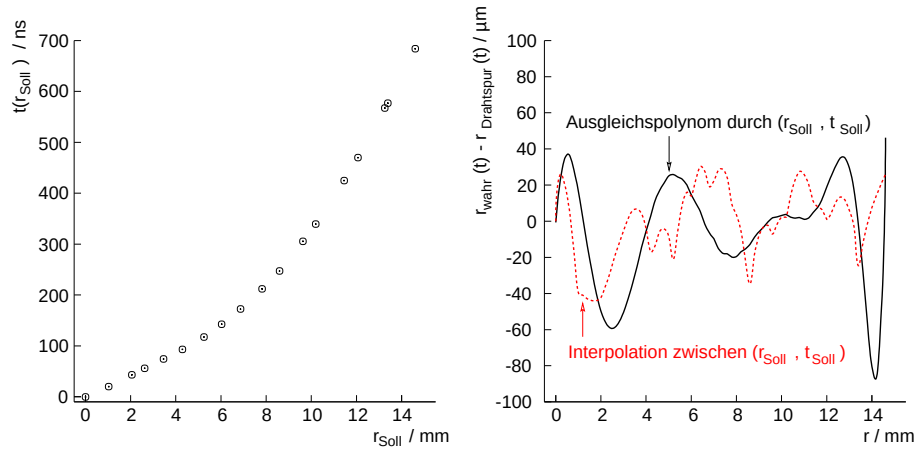


Abbildung 9.3: Links: Orts-Driftzeit-Punkte, die mit Drahtspuren gewonnen sind. Rechts: Abweichung der wahren Orts-Driftzeit-Beziehung von der aus den Orts-Driftzeit-Punkten bestimmten. Bei der durchgezogenen Kurve wurde eine Ausgleichspolynom achten Grades durch die Orts-Driftzeit-Punkte gelegt. Bei der gestrichelten Linie wurde zwischen den Orts-Driftzeit-Punkten linear interpoliert.

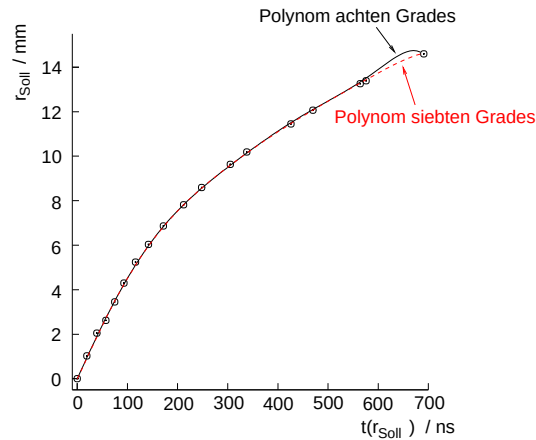


Abbildung 9.4: Ausgleichspolynome unterschiedlichen Grades, die durch Orts-Driftzeit-Punkte gelegt sind, welche man mit Drahtspuren nach vierstündiger Meßzeit erhielt.

anderen Punkte mit wenigstens doppelt so hoher Genauigkeit gemessen werden, ist man geneigt, die Punkte bei $r = 1,026 \text{ mm}$ und $r = 2,051 \text{ mm}$ wegzulassen. Tatsächlich verbessert sich dann die Orts-Driftzeit-Beziehung im Bereich $r = 2 \text{ mm}$, wie die Abbildung 9.5 bestätigt. Die aus den Drahtspuren durch Interpolation bestimmte Orts-Driftzeit-Beziehung weicht jetzt bloß noch um $5 \mu\text{m}$ im Mittel von der wahren ab, bei einer Standardabweichung von $27 \mu\text{m}$.

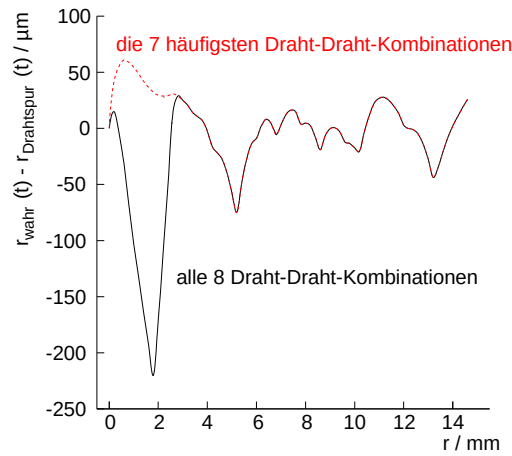


Abbildung 9.5: Abweichung der wahren von der aus Drahtspurpunkten durch Interpolation bestimmten Orts-Driftzeit-Beziehung für unterschiedlich viele Draht-Draht-Kombinationen bei verringerter Statistik.

Wir können also festhalten, daß man mit Hilfe von Drahtspuren innerhalb einer fünfzehnstündigen Messung die Orts-Driftzeit-Beziehung in jeder Dreifachlage der Referenzkammern auf einfache Weise mit einer Genauigkeit von $20 \mu m$ ermitteln kann. Nach knapp vierstündiger Messung ist das bis auf etwa $30 \mu m$ möglich, wenn man die seltenste Draht-Draht-Kombination fortläßt.

9.2.1 Einfluß auf die Genauigkeit der Drahtpositionsbestimmung – eine Abschätzung

Wegen der zwar weitgehenden, aber nicht vollständigen Kenntnis der Orts-Driftzeit-Beziehung kann man die Drahtpositionen im Prüfling nicht so genau vermessen, wie es im vorigen Kapitel vorhergesagt wurde. Inwieweit man an Auflösung verliert, wird nun abgeschätzt.

Wir betrachten hierzu den Extremfall, daß alle Spuren unabgelenkt senkrecht von oben nach unten durch den Prüfstand laufen und überdies die Driftrohre perfekte Einzelrohrauflösung besitzen. Dann treten nur die beiden Konfigurationen auf, die in der Skizze 9.6 dargestellt sind.

Bei der ersten Konfiguration ist die Myonspur mit den Radien über die Gleichung

$$y = \frac{1}{6} [4r_1 + 2(15 \text{ mm} - r_2)] = 5 \text{ mm} + \frac{2}{3}r_1 - \frac{1}{3}r_2$$

verknüpft, bei der zweiten über

$$y = \frac{1}{6} [4(15 \text{ mm} - r_1) + 2r_2] = 10 \text{ mm} - \frac{2}{3}r_1 + \frac{1}{3}r_2.$$

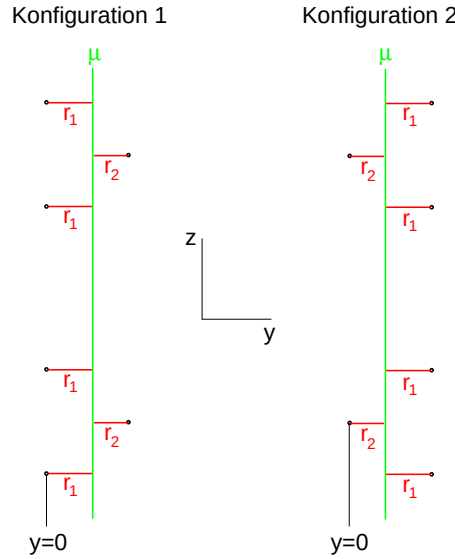


Abbildung 9.6: Die möglichen Trefferkonfigurationen für senkrechte hochenergetische Myonspuren bei perfekter Einzelrohrauflösung.

Weil man die Orts-Driftzeit-Beziehung nur bedingt kennt, verwendet man in der Spurrekonstruktion die Radien $r_1 + \epsilon_1$ und $r_2 + \epsilon_2$ statt r_1 und r_2 und verfehlt y um

$$\frac{2}{3}\epsilon_1 - \frac{1}{3}\epsilon_2$$

bei der ersten und um

$$-\frac{2}{3}\epsilon_1 + \frac{1}{3}\epsilon_2,$$

also das Negative, bei der zweiten Konfiguration. ϵ_1 hängt vom Radius r_1 , ϵ_2 vom Radius $r_2 = 15 \text{ mm} - r_1$ ab. Im Mittel weicht die rekonstruierte Spur um

$$\overline{\Delta y} := \frac{1}{15 \text{ mm}} \int_0^{15 \text{ mm}} \left[\frac{2}{3}\epsilon_1(r_1) - \frac{1}{3}\epsilon_2(15 \text{ mm} - r_1) \right] dr_1$$

bzw. $-\overline{\Delta y}$ von der wahren Spur ab. Je nachdem, ob also ein Anodendraht der Prüflings in den Bereich der ersten oder zweiten Konfiguration fällt, verfehlt man seine Position im schlimmsten Falle um $\pm|\Delta y|$. $|\overline{\Delta y}|$ ist in etwa die Genauigkeitsgrenze, die man bei der Drahtvermessung nicht unterschreiten kann. Auch wenn $\overline{\Delta y} = 0$ wäre, würde sich die Drahtbestimmungsgenauigkeit ein wenig verschlechtern; man müßte nämlich zu den früher vorhergesagten $205 \mu\text{m}$ Auflösung der Einzelmessung quadratisch die Standardabweichung $\sigma_{\Delta y}$ der Größe $\frac{2}{3}\epsilon_1 - \frac{1}{3}\epsilon_2$ hinzuzählen.

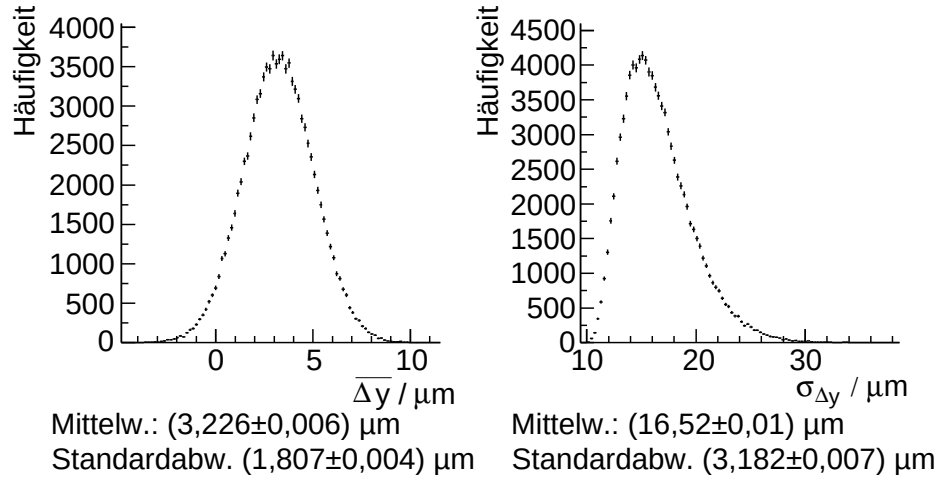


Abbildung 9.7: $\overline{\Delta y}$ und $\sigma_{\Delta y}$ für fünfstündige Meßzeit.

Um $\overline{\Delta y}$ und $\sigma_{\Delta y}$ herauszufinden, greifen wir auf eine einfache Monte-Carlo-Rechnung zurück. An den in 9.1 tabellierten Stellen R_k wird die richtige Orts-Driftzeit-Beziehung gaußisch mit der Standardabweichung $\frac{700 \mu m}{\sqrt{n}}$ verschmiert, wobei n die Zahl der erwarteten Draht-Draht-Spuren beim Radius R_k ist. Damit erhält man Stützpunkte für eine Orts-Driftzeit-Beziehung, wie sie das Drahtspurverfahren lieferte. Für diese neue Orts-Driftzeit-Beziehung berechnet man $\overline{\Delta y}$ und $\sigma_{\Delta y}$. Dieses Vorgehen wird hunderttausendmal wiederholt. Die Ergebnisse sind in der Abbildung 9.7 aufgetragen. Im Mittel ist $\overline{\Delta y}$ gleich $3 \mu m$ mit einer Streuung von $2 \mu m$, und $\sigma_{\Delta y}$ ist im Mittel $17 \mu m$ bei einer Streuung von $4 \mu m$, was gegenüber den $205 \mu m$ vernachlässigbar ist. D.h. man kann die Drahtposition bestenfalls auf $3 \mu m$ genau bestimmen. Der systematische Fehler der Messung der Drahtposition ist also von derselben Größenordnung wie der statistische Meßfehler. Falls man wie früher die Statistik auf ein Viertel herabsetzt und die seltenste Draht-Draht-Konfiguration wegläßt, erhält man ein mittleres $\overline{\Delta y}$ von $4 \mu m$ bei einer Streuung von $3 \mu m$ und ein mittleres $\sigma_{\Delta y}$ von $23 \mu m$ bei einer Streuung von $5 \mu m$.

Alles in allem liefert das Drahtspurverfahren eine Orts-Driftzeit-Beziehung, mit der es in vier bis fünfzehnstündiger Meßzeit möglich ist, die Drahtpositionen im Prüfling mit einer Genauigkeit von 5 bis $9 \mu m$ in der Waagrechten zu bestimmen. In der Senkrechten ist sie ungefähr sechsmal schlechter. Diese Genauigkeit reicht noch immer aus, um zu überprüfen, ob die Kammergeometrie mit der Sollgeometrie innerhalb der Toleranzen übereinstimmt, die größer als die erreichten Genauigkeiten sind.

9.3 Selbsteichung der Myonkammern

Im letzten Abschnitt sahen wir, wie man auf einfache Weise die Orts-Driftzeit-Beziehung der Rohre einer Myonkammer mit $20\text{ }\mu\text{m}$ Genauigkeit erhält. Hierzu mußte man allerdings annehmen, daß in allen Rohren der Kammer dieselbe Orts-Driftzeit-Beziehung vorliegt. Diese durchaus nicht unvernünftige Annahme kann man ein wenig lockern, wenn man die Orts-Driftzeit-Beziehung, die das Drahtspurverfahren liefert, mit der Methode der *Selbsteichung* oder *Autokalibration* zu verfeinern versucht. Beim Selbsteichungsverfahren versucht man, ausgehend von einer Anfangs-Orts-Driftzeit-Beziehung, aus der Abweichung des Abstands der rekonstruierten Myonspuren von den Drähten der getroffenen Rohre vom gemessenen Driftradius auf die wahre Orts-Driftzeit-Beziehung zurückzuschließen. Hierzu müssen nur noch die Beziehungen der Rohre übereinstimmen, die auf der Spur liegen. M. Deile hat die Leistungsfähigkeit der Autokalibrationsmethode in seiner Dissertationsschrift [6] eingehend untersucht. Die Darstellung seines Verfahrens in dem vorliegenden Paragraphen ist seinem Zugang zur Autokalibration ähnlich, wenngleich sie, auch weil sie nur den Sonderfall einer Dreifachlage behandelt und bewußt Vereinfachungen in Kauf nimmt, einfacher ist.

9.3.1 Selbsteichung einer Dreifachlage bei senkrechtem Myoneinfall

Wir betrachten also Rohre in einer Dreifachlage einer Myonkammer. Um den Grundgedanken der Selbsteichung zu verdeutlichen, gehen wir vorerst von geraden Spuren aus, die senkrecht auf die Kammer einfallen. Wie in der Abbildung

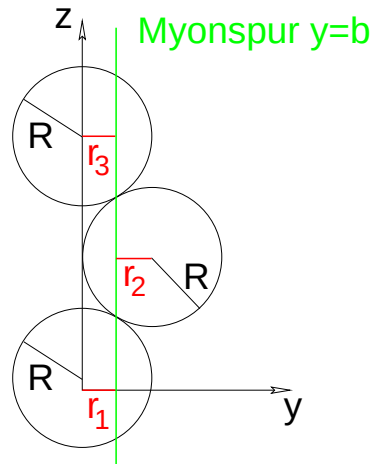


Abbildung 9.8: Senkrecht auf eine Dreifachrohrlage einfallende Myonspur.

9.8 wird das Koordinatensystem so gewählt, daß sein Ursprung im Drahte des un-

tersten getroffenen Rohres liegt und seine z-Achse parallel zur Myonspur verläuft. In diesem System genügt die Spur der Gleichung

$$y = b.$$

In den durchkreuzten Rohren mißt man die Driftzeiten τ_1 , τ_2 und τ_3 , die den Radien

$$\begin{aligned} r_1 &:= b, \\ r_2 &:= R - b, \end{aligned}$$

und

$$r_3 := b$$

entsprechen, sofern man von der begrenzten Ortsauflösung der Driftrohre absieht, wie wir es zunächst tun werden. Wenn man die Orts-Driftzeit-Beziehung mit begrenzter Genauigkeit kennt, weichen die mit dieser Beziehung errechneten Radien $r(\tau_1)$, $r(\tau_2)$ und $r(\tau_3)$ unter Umständen von den tatsächlichen Radien ab. Diese Abweichung $r_k - r(\tau_k)$ sei mit $\epsilon(\tau_k)$ bezeichnet. In der Spurrekonstruktion geht man dann von den falschen Spurpunkten $(r_1 + \epsilon(\tau_1), 0)$, $(R - r_2 - \epsilon(\tau_2), \sqrt{3}R)$ und $(r_1 + \epsilon(\tau_1), 2\sqrt{3}R)$ aus und erhält für die Myonspur die Geradengleichung

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} [r_1 + \epsilon(\tau_1) + R - r_2 - \epsilon(\tau_2) + r_1 + \epsilon(\tau_1)] \\ &= \frac{1}{3} [3b + 2\epsilon(\tau_1) - \epsilon(\tau_2)] \\ &= b + \frac{2}{3}\epsilon(\tau_1) - \frac{1}{3}\epsilon(\tau_2), \end{aligned}$$

die von der wahren Spur $y = b$ systematisch um den Wert $\frac{2}{3}\epsilon(\tau_1) - \frac{1}{3}\epsilon(\tau_2)$ abweicht, der im allgemeinen von Null verschieden ist. Diese Fehlrekonstruktion der Flugbahn des Myons kann dadurch an den Tag treten, daß der aus der Driftzeit gewonnenen Radius $r(\tau_k)$ von dem Abstand der Geraden $y = b + \frac{2}{3}\epsilon(\tau_1) - \frac{1}{3}\epsilon(\tau_2)$ von dem Drahte des k-ten Rohres abweicht. Für die Differenz des Driftradius und des Abstands der rekonstruierten Spur vom Drahte des getroffenen Rohres hat sich der Begriff des *Residuums* eingebürgert. Deile folgend, verwenden wir hierfür das als Symbol den griechischen Großbuchstaben Δ . In der ersten und dritten Rohrlage ist

$$\Delta = b + \epsilon(\tau_1) - b - \frac{2}{3}\epsilon(\tau_2) = \frac{1}{3} [\epsilon(\tau_1) + \epsilon(\tau_2)] =: \Delta_1 =: \Delta_3,$$

in der zweiten ist

$$\Delta = R - b + \epsilon(\tau_2) - \left[R - b - \frac{2}{3}\epsilon(\tau_1) + \frac{1}{3}\epsilon(\tau_2) \right] = \frac{2}{3} [\epsilon(\tau_1) + \epsilon(\tau_2)] =: \Delta_2.$$

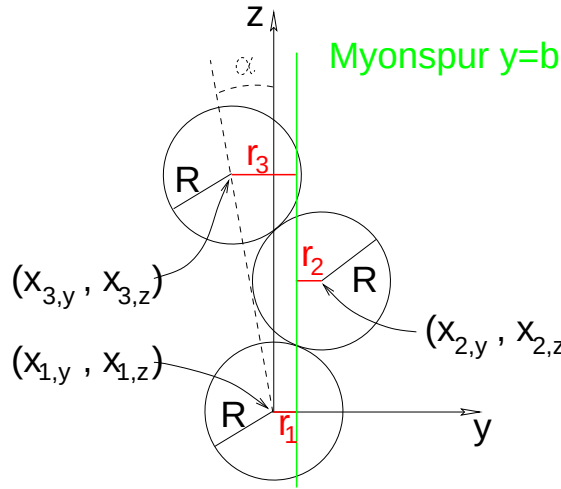


Abbildung 9.9: Konfiguration bei schrägem Myoneinfall.

Man sieht, daß man aus den Residuen außer in Sonderfällen nicht eindeutig auf die Fehler $\epsilon(\tau_1)$ und $\epsilon(\tau_2)$ zurückschließen kann, weil man wegen $\Delta_2 = 2\Delta_1$ nur eine Gleichung statt der benötigten zwei linear unabhängigen hat. In der Praxis verändert man die Ausgangs-Orts-Driftzeit-Beziehung trotzdem, und zwar so, daß die Residuen nach der Korrektur verschwinden. Die einfachste Möglichkeit für die Korrektur $\kappa(\tau_k)$ – d.h. $r(\tau)$ wird durch $r(\tau) + \kappa(\tau)$ ersetzt –, die die Residuen zu Null macht, ist

$$\kappa(\tau_1) = \kappa(\tau_3) := -\Delta_1, \quad \kappa(\tau_2) := -\Delta_2 = -2\Delta_1.$$

9.3.2 Selbsteichung einer Dreifachlage bei schrägem Myoneinfall

Als nächstes verfolgen wir die Idee der Selbsteichung für den schrägen Myoneinfall auf eine Dreifachrohrlage. Wieder zeige die z-Achse des gewählten Koordinatensystems in die Flugrichtung des Myons, und der Koordinatenursprung falle mit der Position des Signaldrahts des untersten getroffenen Rohres zusammen. In diesem Koordinatensystem sind die Drahtpositionen gegenüber denen beim senkrechten Einfall versetzt. In der Notation der Abbildung 9.9 liegen die Drähte in den Punkten

$$\begin{aligned} (x_{1,y}, x_{1,z}) &= (0, 0), \\ (x_{2,y}, x_{2,z}) &= 2R \left(\sin \left(\frac{2}{3}\pi - \alpha \right), \cos \left(\frac{2}{3}\pi - \alpha \right) \right) \end{aligned}$$

und

$$(x_{3,y}, x_{3,z}) = 2\sqrt{3}R(-\sin \alpha, \cos \alpha),$$

wobei α der Winkel zwischen der Myonspur und der Senkrechten auf der Rohrlage ist.

Wenn man wieder von der begrenzten Auflösung der Driftzeitmessung absieht, mißt man für den eingezeichneten Spurverlauf – die anderen Konfigurationen, die später in der Abbildung 9.10 gezeigt werden, behandelt man ganz ähnlich – in den getroffenen Rohren die Driftzeiten τ_1, τ_2 und τ_3 , die den Radien

$$\begin{aligned} r_1 &:= b, \\ r_2 &:= x_{2,y} - b \end{aligned}$$

und

$$r_3 := b + x_{3,y}$$

entsprechen. Eine unzureichende Kenntnis der Orts-Driftzeit-Beziehung führt dazu, daß der aus der Driftzeit τ_k berechnete Radius $r(\tau_k)$ um einen Fehlerbetrag $\epsilon(\tau_k)$ vom wahren Radius r_k abweicht. Statt $y = b$ liefert dann die Spurrekonstruktion die Geradengleichung

$$y = b + \frac{1}{3} [\epsilon(\tau_1) - \epsilon(\tau_2) + \epsilon(\tau_3)].$$

Die Residuen in den Rohren sind

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= b + \epsilon(\tau_1) - b - \frac{1}{3} [\epsilon(\tau_1) - \epsilon(\tau_2) + \epsilon(\tau_3)] \\ &= \frac{2}{3} \epsilon(\tau_1) + \frac{1}{3} \epsilon(\tau_2) - \frac{1}{3} \epsilon(\tau_3), \\ \Delta_2 &= x_{2,y} - b + \epsilon(\tau_2) - x_{2,y} + b + \frac{1}{3} [\epsilon(\tau_1) - \epsilon(\tau_2) + \epsilon(\tau_3)] \\ &= \frac{1}{3} \epsilon(\tau_1) + \frac{2}{3} \epsilon(\tau_2) + \frac{1}{3} \epsilon(\tau_3) \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} \Delta_3 &= b + x_{3,y} + \epsilon(\tau_3) - x_{3,y} - b - \frac{1}{3} [\epsilon(\tau_1) - \epsilon(\tau_2) + \epsilon(\tau_3)] \\ &= -\frac{1}{3} \epsilon(\tau_1) + \frac{1}{3} \epsilon(\tau_2) + \frac{2}{3} \epsilon(\tau_3). \end{aligned}$$

Das Gleichungssystem

$$\frac{1}{3} \begin{pmatrix} 2 & 1 & -1 \\ 1 & 2 & 1 \\ -1 & 1 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon(\tau_1) \\ \epsilon(\tau_2) \\ \epsilon(\tau_3) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta_1 \\ \Delta_2 \\ \Delta_3 \end{pmatrix}$$

ist nicht eindeutig lösbar, denn

$$\Delta_2 - \Delta_1 = \Delta_3 \Leftrightarrow \Delta_2 = \Delta_1 + \Delta_3.$$

Wie beim senkrechten Einfall kann man aus den Residuen nicht die Fehler $\epsilon(\tau_k)$ errechnen. Ebenso erfüllen die einfachen Korrekturen der Orts-Driftzeit-Beziehung

$$\kappa(\tau_1) = -\Delta_1, \quad \kappa(\tau_2) = -\Delta_2 \quad \text{und} \quad \kappa(\tau_3) = -\Delta_3$$

den Zweck, die Residuen zum Verschwinden zu bringen. Für die anderen Treffermuster beim schrägen Myoneinfall verknüpfen andere Koeffizientenmatrizen die Fehler $\epsilon(\tau_k)$ zu den Residuen Δ_k . Diese sind in der Abbildung 9.10 zusammengefaßt. Auch für diese Koeffizientenmatrizen bleiben die obigen Aussagen über die Selbsteichung gültig.

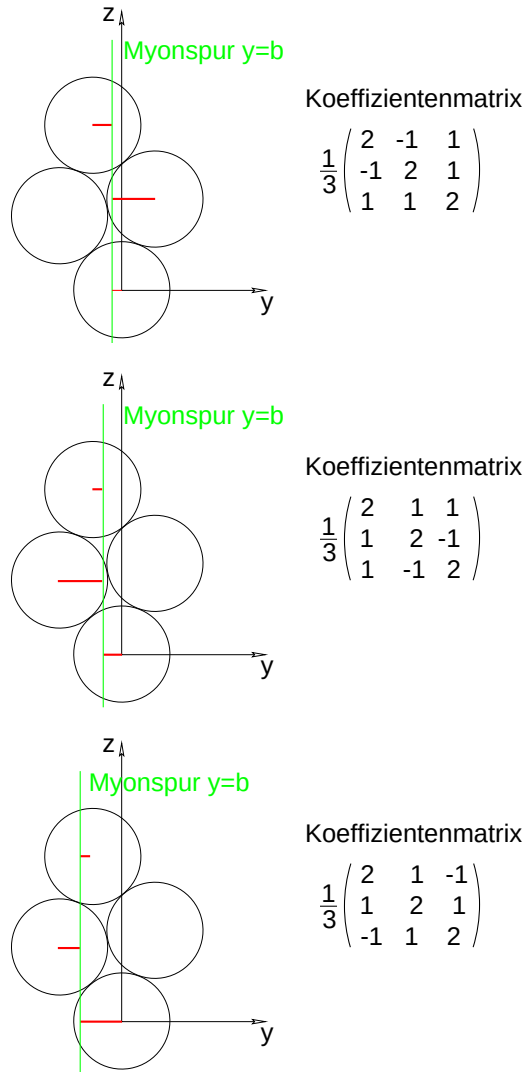


Abbildung 9.10: Die übrigen Konfigurationen bei schrägem Myoneinfall und die zugehörigen Koeffizientenmatrizen.

9.3.3 Selbsteichung einer Dreifachrohrlage beim Myoneinfall unter verschiedenen Winkeln

Bei der Autokalibration, wie sie bisher beschrieben wurde, fielen die Myonen unter einem festen Winkel ein. In vielen praktischen Fällen treffen die Myonen nicht unter einem festen Winkel auf die Kammer, sondern die aufgezeichneten Spuren überstreichen einen gewissen Winkelbereich. Man muß hier etwas anders als zuvor verfahren.

Solange alle Myonen unter ein und demselben Winkel auf die Kammer zulaufen, ist das Beste, was man tun kann, die Residuenverteilung als Funktion der Driftzeit in einem Rohre aufzuzeichnen und zur Orts-Driftzeit-Beziehung das Negative des Mittelwerts der Residuenverteilung hinzuzuzählen, die man für eine fest gewählte Driftzeit erhält. Dieses Vorgehen kann nicht zum Ziel führen, wenn die Spuren unter mehr als einem Winkel eintreffen. Denn je nach dem Einfallswinkel wird der Fehler $\epsilon(\tau_1)$ mit Fehlern $\epsilon(\tau)$ bei verschiedenen Driftzeiten τ linear zum Residuum kombiniert. Der Wert des Residuums in einem Rohre hängt also nicht nur von der Driftzeit, sondern auch vom Einfallswinkel des Myons ab. Deile [6] schlägt im großen und ganzen die folgende Vorschrift vor, dies zu berücksichtigen.

Aus der Driftzeitverteilung kann man die früheste Zeit τ_{min} und die späteste Zeit τ_{max} ablesen, zu der das Signal eines Myontreffers in einem Rohre auftreten kann. Mit Hilfe der Ausgangs-Orts-Driftzeit-Beziehung rekonstruiert man diejenigen Myonspuren, die später in die Selbsteichung eingehen, um den Winkelbereich $[\alpha_{min}, \alpha_{max}]$ der Myonspuren zu bestimmen. Die Schreibweise wird einfacher, wenn man annimmt, τ_{max} und α_{max} seien um einen winzigen Betrag gegenüber ihrem eigentlichen Wert erhöht, so daß man die ursprünglich abgeschlossenen Intervalle $[\tau_{min}, \tau_{max}]$ und $[\alpha_{min}, \alpha_{max}]$ durch die halboffenen Intervalle $[\tau_{min}, \tau'_{max}]$ und $[\alpha_{min}, \alpha'_{max}]$ ersetzen kann, wobei der Strich andeutet, daß zu den Höchstwerten τ_{max} und α_{max} eine sehr kleine positive Zahl addiert wurde. Das zweidimensionale Intervall $\Omega := [\tau_{min}, \tau'_{max}] \times [\alpha_{min}, \alpha'_{max}]$ zerlegt man disjunkt in $n \cdot m$ halboffene zweidimensionale Intervalle $\Omega_{k,l}$. Formal ausgedrückt ist dies

$$\begin{aligned}\Omega &= \bigcup_{k=1}^n \bigcup_{l=1}^m \Omega_{k,l}, \quad \Omega_{k,l} \cap \Omega_{k',l'} = \emptyset \quad (k \neq k', l \neq l'), \\ \Omega_{k,l} &= [\tau_{k,min}, \tau_{k,max}] \times [\alpha_{l,min}, \alpha_{l,max}] \quad (k \in \{1, \dots, n\}, l \in \{1, \dots, m\}), \\ \tau_{k,max} - \tau_{k,min} &= \tau_{k',max} - \tau_{k',min} \quad (k, k' \in \{1, \dots, n\})\end{aligned}$$

und

$$\alpha_{l,max} - \alpha_{l,min} = \alpha_{l',max} - \alpha_{l',min} \quad (l, l' \in \{1, \dots, m\}).$$

Wenn nun zum Beispiel das unterste Rohr einer Dreifachlage von einer Spur mit dem Einfallswinkel α getroffen wird, dann ordnet man das Residuum, das man bei der gemessenen Driftzeit t in diesem Rohre berechnet, demjenigen Intervall $\Omega_{k,l}$

zu, in dem das Paar (t, α) liegt. Nachdem man alle Spuren durchlaufen und die Residuen des untersten getroffenen Rohres den Intervallen $\Omega_{k,l}$ zugeordnet hat, berechnet man in jedem Intervall den arithmetischen Mittelwert und die Varianz der gesammelten Residuen sowie den arithmetischen Mittelwert der Driftzeiten der von der Spur getroffenen drei Rohre. Der Mittelwert der Residuen im Intervall $\Omega_{k,l}$ sei $\bar{\Delta}_{k,l}$, ihre Varianz $Var(\bar{\Delta}_{k,l})$, der Mittelwert der Driftzeiten im untersten Rohre sei $\bar{\tau}_{k,l}^{(1)}$, im mittleren Rohre $\bar{\tau}_{k,l}^{(2)}$ und im obersten Rohre $\bar{\tau}_{k,l}^{(3)}$. Nun setzt man eine Korrekturfunktion $\kappa(\tau)$ an, zum Beispiel ein Polynom des Grades G mit den Koeffizienten $\beta_1, \dots, \beta_G$, d.h.

$$\kappa(\tau) := \sum_{g=0}^G \beta_g \tau^g.$$

Nachdem man diese Korrektur an die Orts-Driftzeit-Beziehung angebracht hat, erhält man neue Residuen. In guter Näherung ändert sich der mittlere Residuenwert im Intervall $\Omega_{k,l}$ je nach Konfiguration um den Summanden

$$\frac{1}{3} \left[2\kappa(\bar{\tau}_{k,l}^{(1)}) + \kappa(\bar{\tau}_{k,l}^{(2)}) - \kappa(\bar{\tau}_{k,l}^{(3)}) \right],$$

$$\frac{1}{3} \left[2\kappa(\bar{\tau}_{k,l}^{(1)}) - \kappa(\bar{\tau}_{k,l}^{(2)}) + \kappa(\bar{\tau}_{k,l}^{(3)}) \right],$$

$$\frac{1}{3} \left[2\kappa(\bar{\tau}_{k,l}^{(1)}) + \kappa(\bar{\tau}_{k,l}^{(2)}) + \kappa(\bar{\tau}_{k,l}^{(3)}) \right]$$

oder

$$\frac{1}{3} \left[2\kappa(\bar{\tau}_{k,l}^{(1)}) + \kappa(\bar{\tau}_{k,l}^{(2)}) - \kappa(\bar{\tau}_{k,l}^{(3)}) \right],$$

den wir mit $-K_{k,l}$ bezeichnen. Um die Korrektur zu erhalten, welche alle Residuen $\bar{\Delta}_{k,l}$ am besten kompensiert, wählt man die Parameter $\beta_1, \dots, \beta_G$ so, daß die Größe

$$\chi^2 := \sum_{k=1}^n \sum_{l=1}^m \frac{(\bar{\Delta}_{k,l} - K_{k,l})^2}{Var(\bar{\Delta}_{k,l})}$$

kleinstmöglich wird. Nach dieser χ^2 -Minimierung ist man im allgemeinen noch nicht am Ziel. Die Ausgangs-Orts-Driftzeit-Beziehung ist ja nicht fehlerfrei, und die berechneten Winkel sind ein wenig falsch, was sich in der Praxis darin äußert, daß die Korrektur $\kappa(\tau)$ die Güte der Orts-Driftzeit-Beziehung zwar erhöht, aber noch mindestens ein weiterer Iterationsschritt nötig ist, der von der berichtigten Beziehung ausgeht.

9.3.4 Selbsteichung einer Dreifachlage bei begrenzter Einzelrohrauflösung

Alle bisherigen Überlegungen gingen von der idealisierenden Annahme aus, daß man einen Driftrohrdetektor perfekter Ortsauflösung benutzt. Aus der in Wirklichkeit begrenzten Einzelrohrauflösung ergeben sich kleinere Änderungen im Selbsteichungsverfahren. Denn man erhält den Verlauf der Myonspur im Koordinatensystem, dessen z-Achse parallel zur Flugbahn des Myons gelegt ist, nicht mehr, indem man die y-Koordinaten der Spurpunkte arithmetisch mittelt, sondern die Spurgleichung aus dem gewichteten Mittel. Wenn man die Spurpunktkoordinaten y_1 , y_2 und y_3 mit der Genauigkeit σ_1 , σ_2 und σ_3 gemessen hat, liefert die Spurrekonstruktion vielmehr die Trajektorie

$$y = \frac{\frac{y_1}{\sigma_1^2} + \frac{y_2}{\sigma_2^2} + \frac{y_3}{\sigma_3^2}}{\frac{1}{\sigma_1^2} + \frac{1}{\sigma_2^2} + \frac{1}{\sigma_3^2}}.$$

Falls alle drei Ungenauigkeiten – σ_1 , σ_2 und σ_3 – gleich groß sind, ist y der arithmetische Mittelwert der drei Spurpunkte y_1 , y_2 und y_3 . Im Falle der ATLAS-Driftrohre hängt jedoch die Ortsauflösung vom gemessenen Driftradius ab; in Drahtnähe beträgt sie etwa $300 \mu m$ und verbessert sich zur Rohrwand hin auf $60 \mu m$. Deswegen hängen nicht nur die Residuen vom Einfallswinkel der Myonbahn ab, auch die Koeffizientenmatrix, die die Fehler $\epsilon(\tau_k)$ mit den Residuen verknüpft, wird winkelabhängig. Diesen allgemeinen Fall hat Deile ausführlich in seiner Dissertationsschrift behandelt. Er zeigt darin, daß man bei dem Winkelbereich $[0, 11^\circ]$ die Orts-Driftzeit-Beziehung mit dem Selbsteichungsverfahren bis auf $12 \mu m$ genau bestimmen kann, wenn die Anfangsbeziehung eine Genauigkeit von mindestens $200 \mu m$ besitzt. Wie in der Einleitung versprochen, verbessert die Autokalibrationsmethode die Genauigkeit der Orts-Driftzeit-Beziehung, die das Drahtspurverfahren zur Verfügung stellt.

Für den Münchener Höhenstrahlungsprüfstand ist Deiles Methode in ihrer Endfassung, streng genommen, nicht ganz angemessen, weil sie den Einfluß der Vielfachstreuung auf den Spurverlauf außer acht läßt, der bei Myonenergien im Bereich weniger GeV gewiß klein, doch nicht vollständig vernachlässigbar ist. Allerdings müßte man, um den Effekt der Vielfachstreuung gewinnbringend zu berücksichtigen, wie wir im Kapitel 4.2 sahen, die Myonenergie viel präziser messen, als dies am Höhenstrahlungsprüfstand möglich ist. Wenn man jedoch bedenkt, daß die Vielfachstreuung der Myonen in den Rohrwänden die Ortsabhängigkeit der effektiven Einzelrohrauflösung abschwächt, liegt die folgende Vereinfachung der Selbsteichungsverfahrens im Falle des Höhenstrahlungsprüfstandes nahe. Man ignoriert die Tatsache, daß die Meßunsicherheit der Driftradien von deren Größe abhängt, und setzt eine mittlere Unsicherheit σ an. Dann rekonstruiert man zwar die Myonspuren nicht optimal, kann hingegen aber die Vorschrift des letzten Abschnitts verfolgen.

Monte-Carlo-Untersuchungen für den Höhenstrahlungsprüfstand zeigen, daß man eine Orts-Driftzeit-Beziehung, die im Mittel etwa $100\ \mu m$ von der wahren abweicht, mit diesem Verfahren deutlich auf 10 bis $20\ \mu m$ Genauigkeit verbessern kann. Allerdings erzielt man nur sehr kleine Verbesserungen, selbst nach mehrfachen Iterationen, wenn man von einer Orts-Driftzeit-Beziehung ausgeht, die man mit dem Drahtspurverfahren ermittelt hat. Dieses Ergebnis steht nicht im Widerspruch zu Deiles Erfahrungen, da auch er feststellt, daß ungefähr $12\ \mu m$ die Genauigkeitsgrenze seines Verfahrens darstellen.

Am Höhenstrahlungsprüfstand bietet es sich an, auf das Drahtspurverfahren zurückzugreifen, weil es auf einfache und zuverlässige Weise die Orts-Driftzeit-Beziehung mit hinreichender Genauigkeit liefert. Den ersten Iterationsschritt des Autokalibrationsverfahrens kann man in der Praxis jedoch dazu nutzen, um sich zu vergewissern, daß sich die Orts-Driftzeit-Beziehung des Drahtspurverfahrens um Einzelfall tatsächlich nur wenig von der wahren Orts-Driftzeit-Beziehung unterscheidet.

Kapitel 10

Positionsbestimmung der Komponenten des Höhenstrahlungsprüfstandes

Eine letzte Annahme in der Simulation des Höhenstrahlungsprüfstandes gilt es in diesem Kapitel zu rechtfertigen, die Annahme, die Positionen aller Detektoren des Höhenstrahlungsprüfstandes seien bekannt. Was die Hodoskope und die Iaroccirohrlage angeht, kann man Bedenken in dieser Hinsicht sofort ausräumen. Denn mit ein wenig Sorgfalt ist man imstande, die Szintillationszähler und die Iaroccirohrlage auf $0,5\text{ mm}$ genau auf ihre Sollpositionen zu setzen. Da die Szintillationszähler etwa 10 cm breit und die Influenzstreifen sowie die gasgefüllten Zellen der Iaroccirohre etwa 1 cm breit, also viel breiter als $0,5\text{ mm}$ sind, darf man in der Simulation über die begrenzte Einbaugenauigkeit der Hodoskope und der Iaroccirohrlage hinwegsehen. Nicht so bei den Referenzkammern. Es ist zwar möglich, ihre Lage nach dem Einbau mit einem Theodoliten auf einen Zehntel Millimeter zu bestimmen [27], was aber nicht genügt, wenn man die Drähte im Prüfling um eine Größenordnung besser, $10\text{ }\mu\text{m}$, messen muß. Glücklicherweise kann man, indem man die Spuren, die man in der oberen Referenzkammer rekonstruiert, mit den Spuren vergleicht, die man in der unteren Referenzkammer gewinnt, die Lage der Referenzkammern relativ zueinander so genau berechnen, daß man in der Simulation ihre Lage als bekannt ansehen darf.

10.1 Positionsbestimmung mit Myonspuren

Um dies zu verdeutlichen, betrachten wir die Referenzkammern als starre Körper, deren Geometrie, wie wir früher erwähnten, von einer Tomographenmessung her bekannt ist. Dies dürfen wir tun, weil wir Verformungen der Kammern mit den kammereigenen Alignierungssystemen (siehe Kapitel 2) überwachen. Auch Bewegungen der Kammern gegeneinander werden mit einem System überwacht,

das am Ende des Kapitels beschrieben wird. Deswegen ist die Annahme erlaubt, die Referenzkammern bewegten sich während der gesamten Meßzeit nicht relativ zueinander. Somit bleibt, die in der Abbildung 10.1 dargestellten Verstellungen der Referenzkammern zueinander zu betrachten. Ein kleiner Versatz der oberen gegenüber der unteren Referenzkammer entlang den Anodendrähten ist für die Messung der Drahtpositionen unerheblich, daher nicht eingezeichnet.

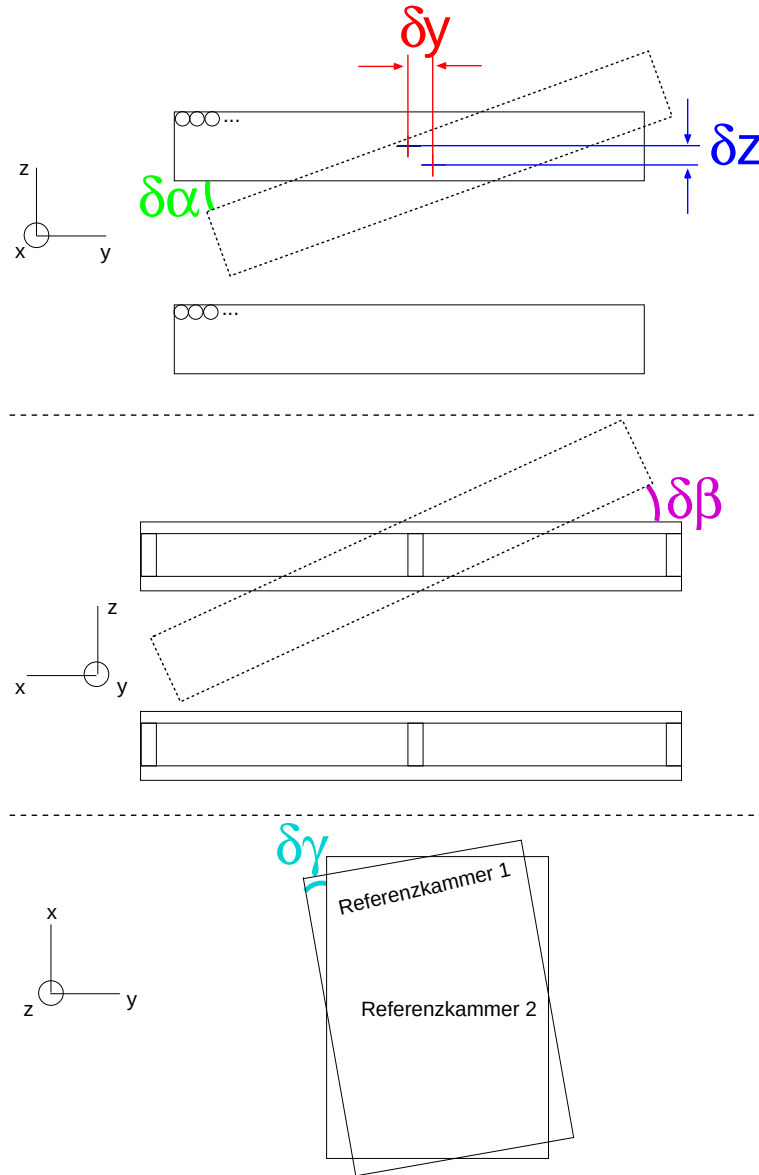


Abbildung 10.1: Möglichen Verstellungen der oberen Referenzkammer bezüglich der unteren.

Wenn die obere Referenzkammer um die x-Achse – das ist die Koordina-

tenachse, welche parallel zu den Anodendrähten verläuft – um den (als klein anzunehmenden) Winkel $\delta\alpha$ verdreht ist, weicht in der Ebene senkrecht zu den Drähten, der yz-Ebene, die Spurstiegung $m_{y,oben}$ in der oberen Referenzkammer im Mittel von der entsprechenden Spurstiegung $m_{y,unten}$ in der unteren Referenzkammer um ebendiesen Winkel $\delta\alpha$ ab. Diesen Mittelwert kann man mit n Spuren auf $\frac{(6,39 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}}{\sqrt{n}}$ genau bestimmen. Die Standardabweichung der Differenz $m_{y,oben} - m_{y,unten}$ ist nämlich, wenn man sie für alle in der Simulation der Höhenstrahlungsprüfstandes rekonstruierten Myonspuren aufträgt (man vergleiche hierzu die Abbildung 10.2) gleich $(6,39 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}$. In den Daten aus einer zehnstündigen Messung hätte man ungefähr 10^7 Spuren rekonstruiert; man wäre also in der Lage, $\delta\alpha$ mit einer Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-6}$ zu ermitteln.

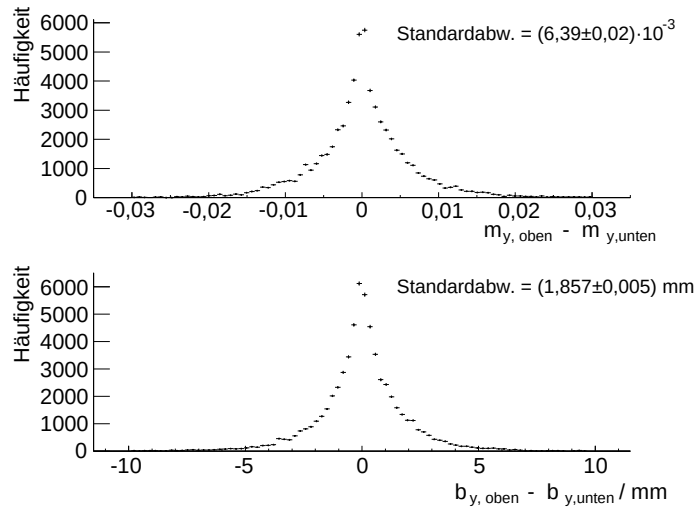


Abbildung 10.2: Abweichung der Steigung $m_{y,oben}$ und des Achsenabschnitts $b_{y,oben}$ der Myonspur in der oberen Referenzkammer von den zugehörigen Größen $m_{y,unten}$ und $b_{y,unten}$ in der unteren Referenzkammer für alle in der Simulation des Höhenstrahlungsprüfstandes rekonstruierten Myonspuren.

Nachdem man $\delta\alpha$ auf diese Weise herausgefunden hat, kann man die Verschiebung δy der oberen Referenzkammer in der Waagrechten gegenüber der unteren Referenzkammer aus der mittleren Differenz der Achsenabschnitte $b_{y,oben}$ und $b_{y,unten}$ der oberen bzw. unteren Referenzspur. Der Mittelwert der Differenzen $b_{y,oben} - b_{y,unten}$ ist gleich δy . Der $b_{y,oben} - b_{y,unten}$ -Verteilung im Diagramm 10.2 entnimmt man, daß man δy nach zehnstündiger Meßzeit bis auf $\frac{1,857 \text{ mm}}{\sqrt{10^7}} \approx 2 \mu\text{m}$ erhalte.

Die Differenz $b_{y,oben} - b_{y,unten}$ enthält auch Informationen darüber, ob sich der Abstand der Referenzkammern um δz von seinem Sollwert unterscheidet. Man muß sie jedoch als Funktion der Spurstiegung m_y betrachten. Im Mittel genügt

die Differenz $b_{y,oben} - b_{y,unten}$ nämlich der Gleichung

$$b_{y,oben} - b_{y,unten} = m_y \cdot \delta z.$$

Wenn man die angeschiedene Differenz mit der Genauigkeit σ mißt, dann bestimmt man, wie im Kapitel 8 hergeleitet ist, δz mit der Genauigkeit $\frac{\sigma}{\sqrt{\langle m_y^2 \rangle} \sqrt{n}}$, worin $\sqrt{\langle m_y^2 \rangle}$ die Standardabweichung der Spursteilungsverteilung ist und n die Anzahl der verwendeten Spuren. $\sqrt{\langle m_y^2 \rangle}$ ist gleich $\frac{1}{6}$, d.h. man kann δz auf $12 \mu m$ genau nach zehnstündiger Meßzeit ermitteln.

Falls nun noch die obere Referenzkammer gegenüber der unteren um die y -Achse um den Winkel $\delta\beta$ wie in der Mitte der Zeichnung 10.1 verkippt wäre, erkannte man dies daran, daß sich δz für die linke Kammerhälfte vom δz für die rechte Kammerhälfte um einen Betrag Δ unterschiede. Man mäge Δ mit der Genauigkeit von $\sqrt{2} \cdot \sqrt{2} \cdot 12 \mu m = 24 \mu m$ nach zehnstündiger Datennahme, wenn gleich viele Myonspuren durch die linke wie durch die rechte Kammerhälfte laufen. Da die Driftrohre $3,80 m$ lang sind, könnte man also den Winkel $\delta\beta$ bis in den Bereich $\frac{24 \mu m}{1,9 m} \approx 1,3 \cdot 10^{-5}$ auflösen.

Eine Verdrehung um die z -Achse um den Winkel $\delta\gamma$ zeigt sich darin, daß δy in den Kammerhälften verschiedene Werte annimmt. Den Unterschied der δy -Werte kann man auf $4 \mu m$ also $\delta\gamma$ auf $\frac{4 \mu m}{1,90 m} \approx 2,1 \cdot 10^{-6}$ genau messen.

Wie wirkt sich nun die unvollständige Kenntnis der Lage der Referenzkammern zueinander auf die Präzision aus, mit der man entlang der Anodendröhte die Drahtpositionen der Prüflings überprüfen kann? Da man die obere Dreifachrohr-lage des Prüflings im wesentlichen mit der oberen Referenzspur – sie dominiert für die Rohre in der oberen Dreifachlage das gewichtete Mittel aus den Referenzspuren – und die untere Dreifachrohr-lage im wesentlichen mit der unteren Referenzspur ausgemessen wird, spiegelt sich die Restverstellung der Referenzkammern als Verstellung der beiden Dreifachlagen des Prüflings wieder. Die Restverstellungen, die in zehn Stunden nicht aufgelöst werden können, seien durch den tiefgestellten Buchstaben R gekennzeichnet. Die obere Dreifachrohr-lage der Prüflings erscheint demnach seiner unteren Dreifachlage in y -Richtung um δy_R und in z -Richtung um δz_R versetzt, um die x -Achse um $\delta\alpha_R$, um die y -Achse um $\delta\beta_R$ und um die z -Achse um $\delta\gamma_R$ verkippt. Nach der Abschätzung oben kann δy_R $2 \mu m$, δz_R $12 \mu m$, $\delta\alpha_R$ $2 \cdot 10^{-6}$, $\delta\beta_R$ $1,3 \cdot 10^{-5}$ und $\delta\gamma_R$ $2,1 \cdot 10^{-6}$ sein. Innerhalb der Dreifachlagen des Prüflings bleibt die früher berechnete Genauigkeit unangetastet.

10.2 Überwachung der Kammerbewegungen

10.2.1 Das Überwachungssystem für die Referenzkammern

Die Lage der Referenzkammern zueinander können sich zum Beispiel aufgrund einer Temperaturschwankung leicht ändern. Diese möglichen Bewegungen werden

mit einem System überwacht, das J. Elmsheuser im Rahmen seines Dissertationsvorhabens entworfen hat [28]. An beiden Enden der Kammern wird die in der Zeichnung 10.3 skizzierte Anordnung von RASNIK-Sensoren angebracht. An der oberen Referenzkammer sitzen jeweils an den Querbalken des Kammerrahmens die Maske und die Linse eines RASNIK-Satzes, das Bild der Maske wird mit einer CCD-Kamera aufgenommen, die am Querbalken der unteren Referenzkammer befestigt ist. Die senkrecht angeordneten RASNIK-Systeme sind empfindlich auf Bewegungen der Kammereckpunkte relativ zueinander in der x- und y-Richtung. Man kann sie mit einer Genauigkeit von $2\text{ }\mu\text{m}$ messen. Um auch Verschiebungen in z-Richtung nachweisen zu können, wird jeweils ein weiteres RASNIK-System eingesetzt, das um 35° gegenüber dem senkrechten geneigt ist. Ein Versatz δ in z-Richtung erscheint in dem geneigten System als Versatz um $\delta \sin 35^\circ \approx \frac{1}{2}\delta$ in y-Richtung, weshalb man Abstandsänderungen der Kammerecken auf $4\text{ }\mu\text{m}$ statt auf $2\text{ }\mu\text{m}$ genau beobachten kann. Dies ist gut genug, um die Drähte im Prüfling mit einer Genauigkeit von $10\text{ }\mu\text{m}$ messen zu können.

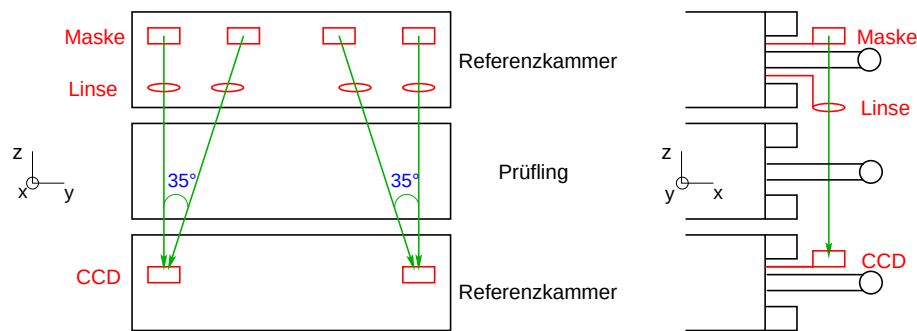


Abbildung 10.3: System zur Überwachung der Bewegungen der unteren gegenüber der oberen Referenzkammer.

10.2.2 Das Überwachungssystem für den Prüfling

Jetzt muß noch dafür gesorgt werden, daß der Prüfling bezüglich der Referenz still sitzt bzw. jegliche Bewegung ihr gegenüber bemerkt wird. Das gewährleistet ein System, welches auf kapazitive Abstandssensoren des Herstellers Capacitec zurückgreift.

Ihm liegt der folgende Gedanke zugrunde. Die Kapazität eines Plattenkondensators mit Platten der Fläche A im Abstand d ist $C = \epsilon \frac{A}{d}$ mit der Dielektrizitätskonstanten ϵ . Aus der Kapazität kann man auf den Plattenabstand d zurückschließen. Man mißt die Kapazität, indem man sie an eine Wechselstromquelle I anschließt und die Spannung am Kondensator abgreift. Die effektive Spannung – das ist die Wurzel aus dem zeitlichen Mittel des Spannungsquadrats – ist proportional zu d . Die Elektronik von Capacitec liefert die effektive Spannung, aus

der man den Plattenabstand d berechnen kann.

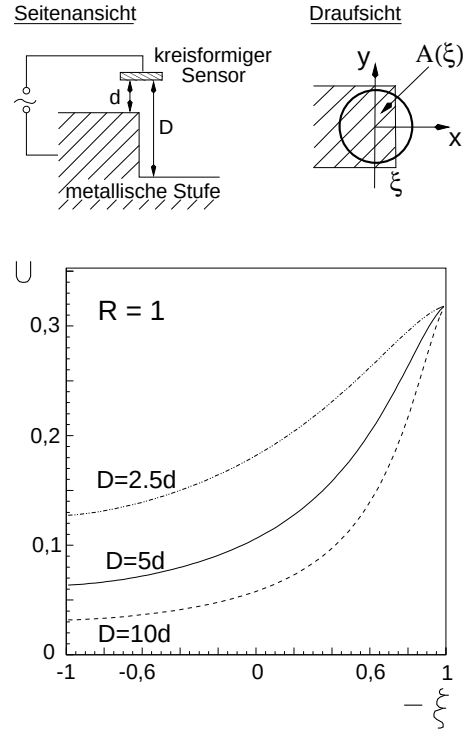


Abbildung 10.4: Oben: Prinzip der Messung seitlicher Verschiebungen mit kapazitiven Abstandsmessern. Unten: Erwarteter Verlauf der Sensorspannung in beliebigen Einheiten.

Es ist aber nicht nur möglich, Abstände eines Sensors von einer geerdeten Metallplatte zu messen, sondern auch seitliche Bewegungen. Die Idee, die in den Höhenstrahlungsstrahlungsprüfstand Eingang findet, wurde von einer Gruppe des L3-Experimentes entwickelt und dort erfolgreich eingesetzt [29]. Wie in der Abbildung 10.4 bringt man im Abstand d einen kreisförmigen Capacitecsensor gegenüber einer Stufe der Höhe $D - d$ an. Die Fläche des Sensors, der über der Stufe sitzt, sei $A(\xi)$.

$$A(\xi) = \frac{1}{2}\pi R^2 + R^2 \left[\arcsin \frac{\xi}{R} + \frac{\xi}{R} \sqrt{1 - \left(\frac{\xi}{R} \right)^2} \right].$$

Die Kapazität dieses Aufbaus ist die Summe der Kapazität des Teils des Sensors, der über der Stufe sitzt, und der Kapazität des Rests, also

$$C = \epsilon \frac{A(\xi)}{d} + \epsilon \frac{\pi R^2 - A(\xi)}{D}.$$

In der Graphik 10.4 ist auch der Verlauf der Sensorspannung U als Funktion der Sensorposition über der Stufe dargestellt. Links ist der Sensor vollständig über der Stufe, rechts ist er ganz herausgefahren. Für drei Stufenhöhen sind die Kurven eingezeichnet. Je höher die Stufe ist, desto steiler ist die Spannungskurve. $D = 5d$ ist die Arbeitshöhe am Höhenstrahlungsprüfstand. Da man nicht die Kapazität, sondern die Spannung, d.h. eine zu $\frac{1}{C}$ proportionale Größe mißt, ist man auf seitliche Verschiebungen des Sensors dort am empfindlichsten, wo die relative Kapazitätsänderung am größten ist. Das ist sie, wenn der Sensor zu zwei Dritteln aus der Stufe herausgefahren ist. Hierin wird der Arbeitspunkt beim Höhenstrahlungsprüfstand gesetzt.

Am Höhenstrahlungsprüfstand werden Sensoren mit 7 mm Durchmesser verwendet, die alle 4 mm von ihren Gegenstücken entfernt sind. An die Ecken der oberen Referenzkammer sind die Sensoren festgeklebt. Auf den Prüfling werden Gegenstücke den Sensoren gegenüber gelegt. Das ist in der Zeichnung 10.5 veranschaulicht. In zwei Punkten auf der Diagonalen wird lediglich der Abstand des Prüflings von der oberen Referenzkammer gemessen, an zwei Punkten auf der anderen Diagonalen die Spannung je zweier Sensoren über den Stufen sowie mit jeweils einem Sensor in der Mitte der Abstand der Stufe vom Sensor, um aus den Spannungen der Sensoren über den Stufen seitliche Versätze berechnen zu können.

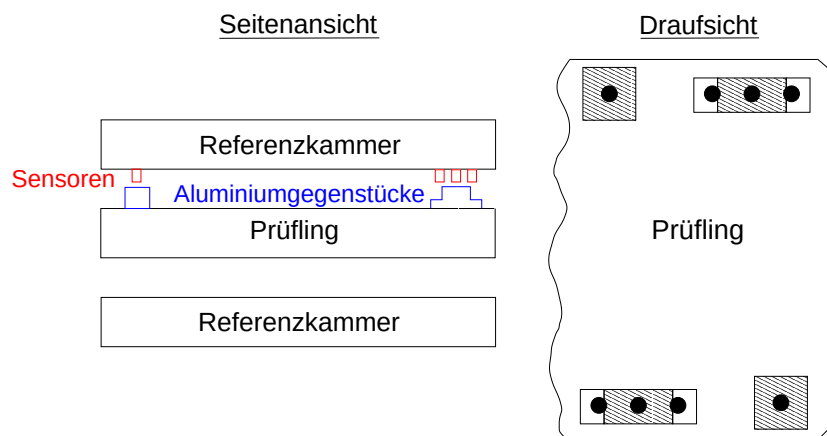


Abbildung 10.5: Anordnung der kapazitiven Abstandsmessern im Höhenstrahlungsprüfstand.

Die Sensoren werden mit dem in der Abbildung 10.6 skizzierten Aufbau geeicht. Das Gegenstück und die Sensoren sind auf Präzisionsschlitten angebracht, die mit Mikrometerschrauben verfahren werden können. Man hält die Sensorspannung in Abhängigkeit der Sensorposition fest.

Zwei mit dieser Anordnung aufgenommene Eichkurven sollen nun verdeutlichen, wie genau man Abstandsänderungen und seitliche Verschiebungen überwa-

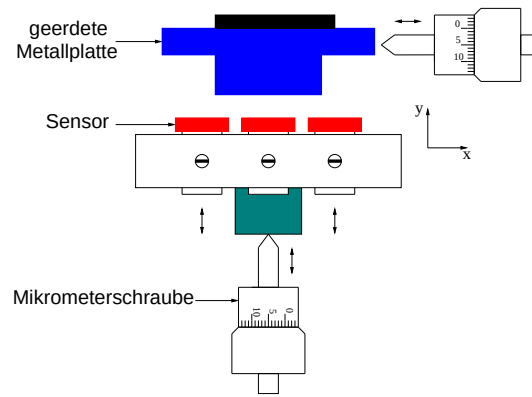


Abbildung 10.6: Eichstand für das kapazitive Alignierungssystem. Quelle: [30].

chen kann.

Zunächst die Sensorspannung als Funktion des Abstands d des Sensors vom Gegenstück. Die Sensorspannung wächst in der Abbildung 10.7 erwartungsgemäß mit dem Abstand d . Bis zu einem Abstand von 3 mm verläuft die Kurve nahezu gerade. Der Arbeitspunkt liegt bei 4 mm , etwas außerhalb des linearen Bereiches. Wenn man in ein 2 mm breiten Intervall, in dessen Mitte der Arbeitspunkt liegt, durch die Eichpunkte ein Ausgleichspolynom fünften Grades legt, weichen sie von dieser Ausgleichfunktion im Mittel um 0 mit einer Standardabweichung von $(1,8 \pm 0,4)\text{ }\mu\text{m}$ ab, wie in 10.7 unten gezeigt ist.

Nun zu einer Eichkurve für die seitliche Bewegung eines Sensors über der Stufe! Links ist der Sensor wiederum vollständig über der Stufe, in der Mitte ist er zur Hälfte über der Stufe und im Arbeitspunkte zu einem Drittel. U verläuft im Bild 10.8, wie wir es vorher abgeschätzt haben, es steigt von links nach rechts. In einem 2 mm breiten Streifen um den Arbeitspunkt wurde ein Ausgleichspolynom fünften Grades durch die Meßpunkte gelegt. Die Abweichungen der Meßpunkte von der Ausgleichskurve sind unten im Bild 10.8 aufgetragen. Die Verteilung ist $(1,4 \pm 0,1)\text{ }\mu\text{m}$ breit, ihr Mittelwert ist $(0,4 \pm 0,2)\text{ }\mu\text{m}$, fast gleich Null. D.h. man kann auch seitliche Verschiebungen mit einer Genauigkeit von weniger als $2\text{ }\mu\text{m}$ messen.

Man darf folglich festhalten, daß man Bewegungen des Prüflings gegenüber der oberen Referenzkammer auf $2\text{ }\mu\text{m}$ genau überwachen kann und in der Simulation vernachlässigen durfte.

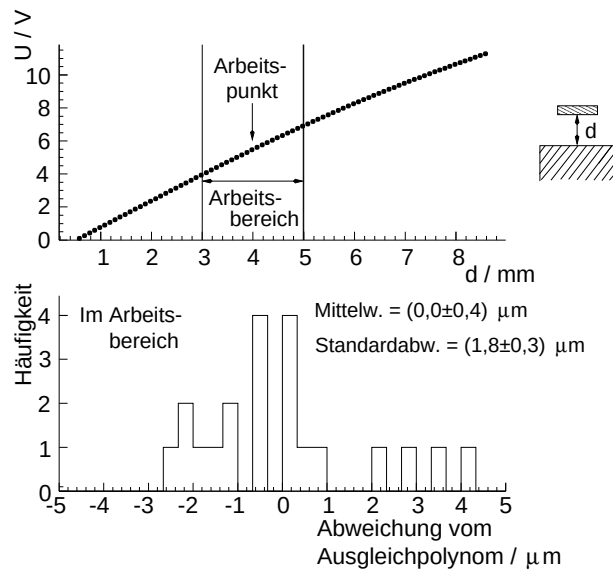


Abbildung 10.7: Oben: Sensorspannung in Abhängigkeit des Sensorabstands vom ebenen Gegenstück. Unten: Abweichung der Meßpunkte von einem Ausgleichspolynom fünften Grades.

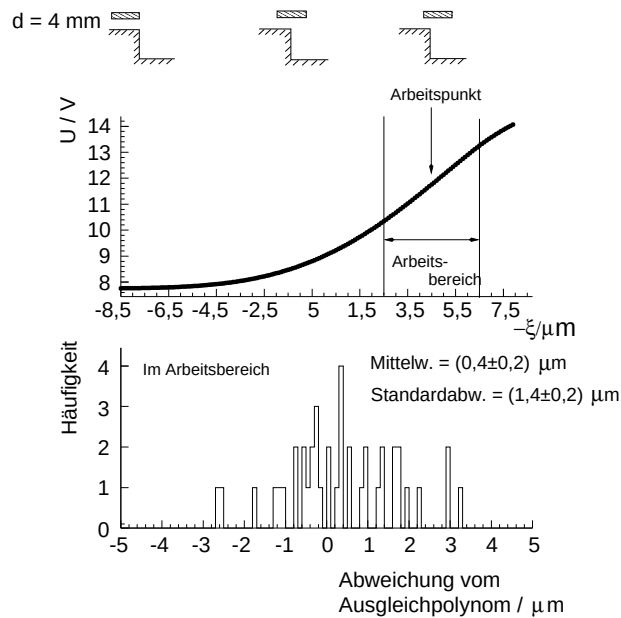


Abbildung 10.8: Oben: Sensorspannung in Abhängigkeit der Sensorposition über der Stufe. Unten: Abweichung der Meßpunkte von einem Ausgleichspolynom fünften Grades.

Kapitel 11

Messung mit kosmischen Myonen zum Test der Leistungsfähigkeit des Höhenstrahlungsprüfstandes

Die Vorarbeiten der letzten Kapitel deuten an, daß man mit dem beschriebenen Höhenstrahlungsprüfstand die Geometrie der Driftrohrkammern überprüfen kann. Der experimentelle Beweis hierfür wird nun erbracht.

11.1 Der Meßaufbau

Für den Beweis wurde bis auf kleine Einschränkungen der Versuchsaufbau eingesetzt, der in den Kapitel 5 bis 10 vorgestellt wurde. Zur Zeit des Dissertationsvorhabens stand allerdings nur so viel Elektronik für die Myonenkammern zur Verfügung, daß in beiden Referenzkammern jeweils das mittlere Drittel beider Dreifachlagen und das mittlere Drittel einer Dreifachlage des Prüflings ausgelesen werden konnten. In der Abbildung 11.1 ist dies veranschaulicht. Da lediglich das mittlere Drittel der Kammern ausgelesen werden konnte, wurden auch bloß 12 Iaroccirohre in der Mitte der Iaroccirohrlage betrieben. Mit diesem Aufbau können alle Verfahren getestet werden, die früher beschrieben wurden. Der Aufbau befand sich einer Halle, deren Temperatur auf $(19,5 \pm 0,5)^{\circ}\text{C}$ stabilisiert war [31].

11.2 Die Ereignisrate

Weil die Hodoskope vollständig aufgebaut waren, stimmt die Zahl der von den Hodoskopen erzeugten Auslöserimpulse in der Höhe von 300 s^{-1} mit der abgeschätzten Auslöserrate von ungefähr 400 s^{-1} in etwa überein. Allerdings ist man wegen der begrenzten Geschwindigkeit, mit der die Elektronik der Detektoren ausgelesen wird, nicht imstande, 300 Ereignisse pro Sekunde, sondern nur 150

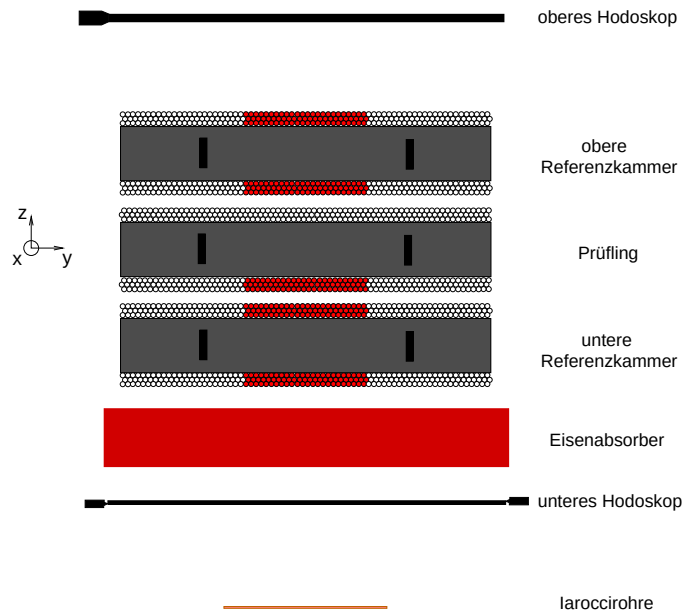


Abbildung 11.1: Skizze des aufgebauten Höhenstrahlungsprüfstands. Die eingefärbten Rohre der Myonkammern waren mit Elektronik bestückt und wurden ausgelesen.

aufzuzeichnen. Während der zwanzigstündigen Meßzeit, welche den Ergebnissen, die im folgenden vorgestellt werden, zugrunde liegt, wurden demnach genauso viele Myonspuren aufgenommen, wie in den früheren Betrachtungen angegeben wurden.

11.3 Eichung der Referenzkammern

11.3.1 Betriebsbedingungen

Während der Messung waren die Rohre der Myonkammern mit der Gasmischung $\text{Ar:CO}_2(92,58:7,42)$ bei 3 bar absolutem Druck gefüllt. Der Gasdruck wurde mit einer Genauigkeit von 2 mbar auf 3 bar stabilisiert. Wenn man an die Anodendrähte der Rohre wie bei den Teststrahlungsmessungen die Spannung 3080 V einstellt und die Kammerelektronik mit der von ihren Entwicklern empfohlenen Schwelle betreibt, verschlechtert sich die Einzelrohrauflösung der Driftrohre um 20% gegenüber der angestrebten mittleren Ortsauflösung von $80 \mu\text{m}$, wie Testmessungen zeigen [32]. Man kann die angestrebte Auflösung jedoch zurückgewinnen, indem man die Betriebsspannung um 80 V erhöht, was einer Verdopplung der Gasverstärkung entspricht [6]. Deswegen wurden die Kammern nicht bei 3080 V, sondern 3160 V betrieben.

11.3.2 Mechanische Stabilität der Kammern

Während des gesamten Meßzeitraums wurde mit den kammereigenen Alignierungssystemen überwacht, inwieweit sich die Kammern mechanisch verformen. Keines der Systeme zeigt Ausschläge, die $5\ \mu\text{m}$ überschreiten, so daß man die Kammern als starr betrachten kann. Das nämliche gilt für das Alignierungssystem, das feststellt, ob und wie weit sich die gegenseitige Lage der Referenzkammern ändert [33]. Das System war zwar noch nicht vollständig aufgebaut, doch weil weder die kammereigenen Alignierungssysteme noch das kapazitive Alignierungssystem Ausschläge über $5\ \mu\text{m}$ zeigen, scheint die Annahme gerechtfertigt, die Referenzkammern hätten sich während der Messung nicht bewegt.

11.3.3 Vermessung der Driftzeitspektren

Mit dem im Kapitel 6 beschriebenen Verfahren wurden die Driftzeitspektren in den Referenzkammern auf $200\ \text{ps}$ genau aufeinander zeitlich abgeglichen. Die Messung der Lage der Anstiegskante der Driftzeitmessung liefert mit dem Untergrundniveau und der Plateauhöhe zudem zwei weitere Größen, aus denen man ablesen kann, wie häufig man zufällige Treffer in einem Rohre registriert, die nicht vom Myon herrühren, welches das aufgezeichnete Ereignis ausgelöst hat. Betrachtet man in der Darstellung 11.2 die Verhältnisse des Untergrundniveaus und der Plateauhöhe, die man in den einzelnen Spektren mißt, stellt man fest, daß sie mit der Ausnahme eines Rohres in der oberen Referenzkammer alle im Promillebereich, also sehr klein sind. Doch selbst die erhöhte Häufigkeit zufälliger Treffer in dem genannten Rohre bewegt sich noch in einem erträglichen Rahmen.

Um herauszufinden, wie gleichförmig die Rohre der Driftkammern auf Myon-treffer ansprechen, betrachten wir als Maß für die Länge der Driftzeitspektren den Abstand $(t_m - t_0)$ ihrer Anstiegs- und Endkante. Die Abbildung 11.3 zeigt die Verteilungen der Abstände der Anstiegs- und Endkanten der Driftzeitspektren der Rohre in den vier Dreifachlagen der Referenzkammern. Innerhalb einer Dreifachlage schwankt die Länge um ungefähr 1 bis $1,8\ \text{ns}$. Um zur tatsächlichen Schwankung zu gelangen, muß man hiervon die $0,8\ \text{ns}$ Meßgenauigkeit von $(t_m - t_0)$ quadratisch abziehen. D.h. die Längen schwanken innerhalb einer Dreifachlage um $0,6\ \text{ns}$ bis $1,6\ \text{ns}$. Eine Abweichung von $1,6\ \text{ns}$ entspricht für große Driftradien, $r \approx 14,6\ \text{mm}$, einer Ortsungenauigkeit von etwa $\frac{1,6\ \text{ns}}{760\ \text{ns}} \cdot 14,6\ \text{mm} \approx 31\ \mu\text{m}$, für kleine Driftradien, $r < 5\ \text{mm}$, einer Ungenauigkeit von etwa $\left(\frac{761,6\ \text{ns}}{760\ \text{ns}} - 1\right) \cdot 5\ \text{mm} \approx 11\ \mu\text{m}$. Diese zusätzlichen Unsicherheiten könnten zwar den systematischen Fehler der Drahtpositionsmessung ein wenig vergrößern, etwa um 1 bis $2\ \mu\text{m}$, sie sind jedoch klein im Vergleich zu $80\ \mu\text{m}$ mittlerer Einzelrohrauflösung, weshalb man später guten Gewissens eine einzige Orts-Driftzeit-Beziehung für die Rohre einer Dreifachlage wird ansetzen dürfen. Für die obere Referenzkammer erscheint sogar eine gemeinsame Orts-Driftzeit-Beziehung für alle Rohre vertretbar,

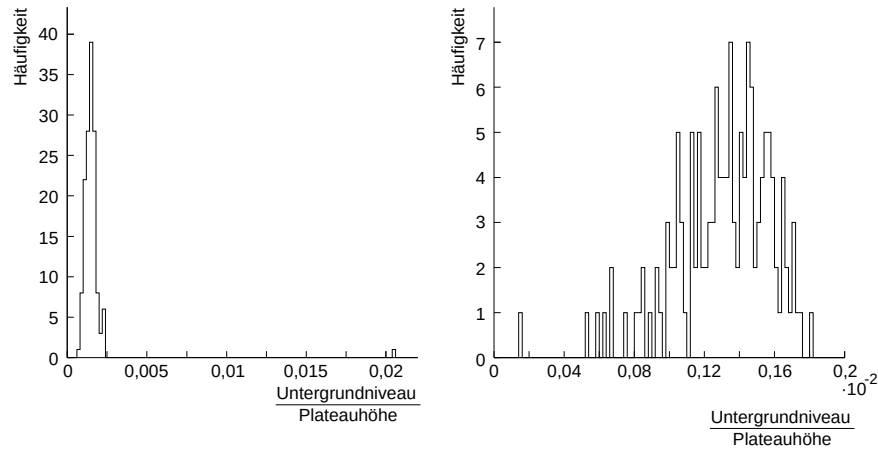


Abbildung 11.2: Verteilung des Verhältnisse des Untergrundniveaus zur Plateauhöhe der Driftzeitspektren der Rohre der Referenzkammern als Maß für die Häufigkeit zufälliger Treffer. Die Verteilung links gehört zur oberen Referenzkammer, die Verteilung rechts zur unteren.

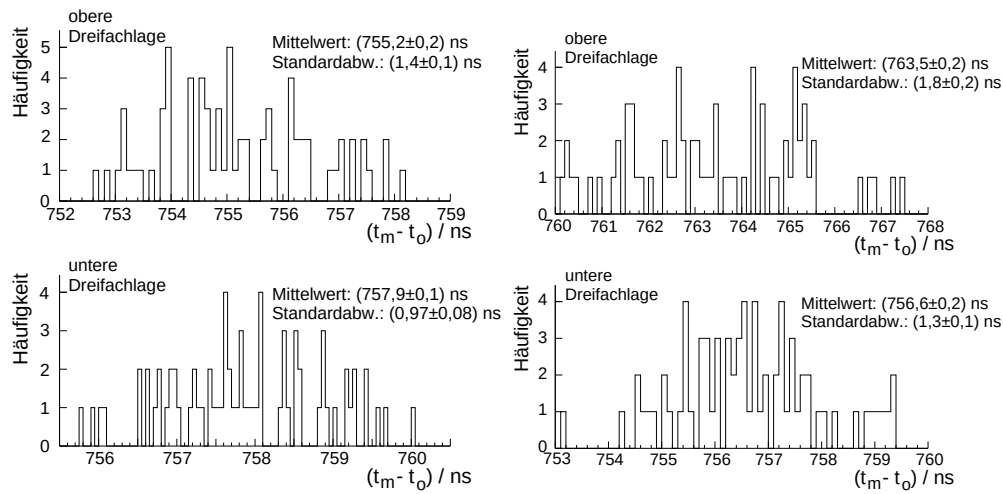


Abbildung 11.3: Verteilungen der „Längen“ $(t_m - t_0)$ der Driftzeitspektren in den Dreifachlagen der Referenzkammern, links für die obere Referenzkammern, rechts für die untere.

weil die Längen der Driftzeitspektren in der oberen und der unteren Dreifachlage insgesamt nur eine Schwankung von $(1,8 \pm 0,2) \text{ ns}$ zeigen. Anders verhält es sich bei der unteren Referenzkammer. Hier sind die Driftzeitspektren in der oberen Dreifachlage um 7 ns länger als in der unteren. Man wird die in der oberen Dreifachlage gemessene Driftzeiten erst mit dem Faktor $\frac{756,6 \text{ ns}}{763,5 \text{ ns}}$ multiplizieren müssen, ehe man sie mit der Orts-Driftzeit-Beziehung der unteren Dreifachlage in Drift-

radien wird umrechnen können. Weshalb alle Rohre in der einen Dreifachlage um 7 ns längere Driftzeitspektren als in den übrigen Lagen haben, ist ungeklärt. Eine mögliche Ursache könnte ein etwas höherer Gasdruck in dieser Dreifachlage sein.

Die Driftzeitspektren sind offenbar länger als die Driftzeitspektren der Teststrahlungsmessung, die im Kapitel 6 gezeigt sind. Dies hängt vor allem damit zusammen, daß die Temperatur in der Experimentierhalle am Teststrahl etwa 5°C höher lag als bei der jetzigen Messung, weshalb das Gas nun dichter als während der Teststrahlungsmessung war. Weitere Gründe für die Abweichung könnten ein Unterschied im CO_2 -Gehalt des Kammergases und die höhere Betriebsspannung sein.

11.3.4 Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung

Die Orts-Driftzeit-Beziehung in den Referenzkammern kann nun mit dem Drahtspurverfahren bestimmt werden. In der Abbildung 11.4 ist die Verteilung der Orts-Driftzeit-Punkte abgedruckt, welche man für die obere Referenzkammer gewinnt, indem man Spuren auswählt, die einen Draht in der untersten Dreifachlage

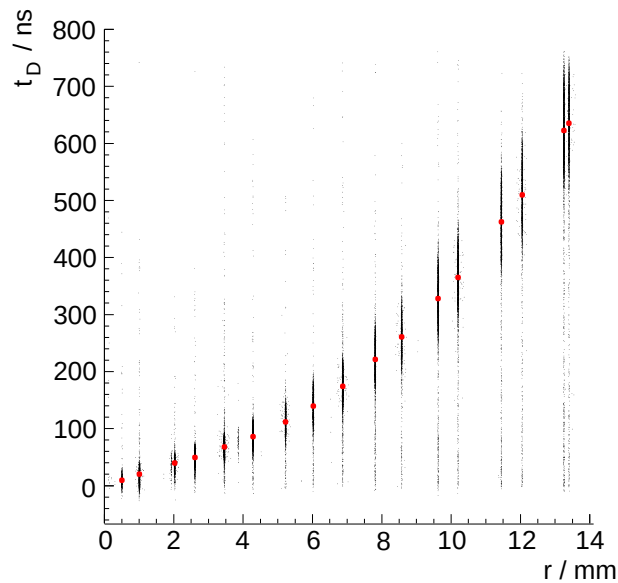


Abbildung 11.4: Mit dem Drahtspurverfahren in der oberen Referenzkammer gewonnene Orts-Driftzeit-Punkte. Fett sind die Stützpunkte der Orts-Driftzeit-Beziehung eingezeichnet, die man aus der Verteilung der Orts-Driftzeit-Punkte erhält.

und einen Draht in der obersten Dreifachlage der Kammer getroffen haben. Man erkennt dort Streifen, die sich von sehr kleinen bis hin zu großen Driftzeiten erstrecken. Im geschwärzten Bereich der Streifen häufen sich die Driftzeiten. Aus der

Zeitverteilung in den geschwärzten Bereichen wurden die eingezeichneten dickeren Punkte gewonnen, die in die Orts-Driftzeit-Beziehung als Stützpunkte eingehen. Die Punkte unterhalb der geschwärzten Bereiche rühren von Rohren in den inneren Kammerlagen her, in denen ein δ -Elektron, welches das registrierte Myon aus der Rohrwand geschlagen hat, näher als das Myon am Drahte vorbeiläuft und so eine zu kleine Driftzeit verursacht. δ -Elektronen können aber auch in den äußersten Rohrlagen auftreten, wo sie, wenn sie viel näher am Drahte als das Myon vorbeifliegen, Drahtspuren vortäuschen können. Solche vorgetäuschten Drahtspuren sorgen für die Ausreißer der Driftzeitpunkte oberhalb der Orts-Driftzeit-Beziehung. Obgleich Myonspuren wegen des Mangels an Ausleseelektronik nur in einem Drittel der Ereignisse nachgewiesen werden, also dreimal weniger, als es in den Simulationen angenommen wurde, gehen in die Verteilung der Abbildung 11.4 nur etwas weniger Orts-Driftzeit-Punkte ein, als wir früher angesetzt hatten, weil hier anders als damals nicht nur eine Dreifachlage betrachtet wird, sondern beide gemeinsam. Daher behalten alle vorangegangenen Überlegungen zur Genauigkeit der gewonnenen Orts-Driftzeit-Beziehung ihre Gültigkeit.

Auch im Falle der unteren Referenzkammer kann man beide Dreifachlagen zusammen betrachten, wenn man die Driftzeiten, die von Rohren der oberen Dreifachlage stammen, mit dem Faktor $\frac{756,6 \text{ ns}}{763,5 \text{ ns}}$ multipliziert.

11.3.5 Ausrichtung der Referenzkammern

Im Besitz der Orts-Driftzeit-Beziehung sind wir nun in der Lage, durch den Vergleich der Spurabschnitte, die wir in der oberen und unteren Referenzkammer erhalten, herauszufinden, wie die obere Referenzkammer bezüglich der unteren im Aufbau sitzt. Wir nehmen an, daß das Koordinatensystem der unteren Referenzkammer mit dem Prüfstandkoordinatensystem zusammenfalle. D.h. seine x-Achse zeige in Drahrichtung, seine y-Achse entlang den Rohrlagen und seine z-Achse senkrecht nach oben. Das Koordinatensystem der oberen Referenzkammer hingegen weiche leicht vom Prüfstandkoordinatensystem ab und könne durch eine Drehung um den kleinen Winkel α um die x-Achse, um den kleinen Winkel β um die y-Achse und den kleinen Winkel γ um die z-Achse sowie eine Verschiebung um den als ebenfalls dem Betrage nach kleinen Vektor $(0, \delta_y, \delta_z)$ in dieses übergeführt werden.

Im Prüfstandkoordinatensystem genüge die Myonspur der Gleichung

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ 0 \end{pmatrix} + \lambda \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\lambda \in \mathbb{R}).$$

Aus den Treffern in der unteren Referenzkammern berechnet man eine Spurgera-

de, welche der Gleichung

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} b_{x,unten} \\ b_{y,unten} \\ 0 \end{pmatrix} + \lambda \begin{pmatrix} m_{x,unten} \\ m_{y,unten} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\lambda \in |\mathbb{R}).$$

folgt. Weil man den Verlauf des Myons in der xy-Ebene aus den Treffern in den Hodoskopen bestimmt, ist $b_{x,unten} = B_x$ und $m_{x,unten} = M_x$. Da das Kammerkoordinatensystem mit dem Prüfstandkoordinatensystem zusammenfällt, stimmen $b_{y,unten}$ und $m_{y,unten}$ im Rahmen der Meßgenauigkeit mit ihren Gegenstücken B_y und M_y überein. Bei der Rekonstruktion der Myonspur aus den Treffern in der oberen Referenzkammer erhält man in der yz-Ebene den Achsenabschnitt $b_{y,oben}$ und die Steigung $m_{y,oben}$ im kammereigenen Koordinatensystem, während man in der xz-Ebene den Achsenabschnitt $b_{x,oben}$ und die Steigung $m_{x,oben}$ nicht im kammereigenen Koordinatensystem mißt, sondern wieder mit dem Hodoskop im Prüfstandkoordinatensystem. Solange man nicht weiß, wie die obere Referenzkammer gegenüber der unteren verstellt ist, wird man daher für die Myonspur, welche man mit Hilfe der oberen Referenzkammer rekonstruiert hat, im Prüfstandkoordinatensystem die Gleichung

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} B_x \\ b_{y,oben} \\ 0 \end{pmatrix} + \lambda \begin{pmatrix} M_x \\ m_{y,oben} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\lambda \in |\mathbb{R}).$$

ansetzen, obwohl sie tatsächlich der Gleichung

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} b_{x,oben} + \gamma b_{y,oben} \\ b_{y,oben} + \delta_y - \gamma b_{x,oben} \\ -\alpha b_{y,oben} - \beta b_{x,oben} + \delta_z \end{pmatrix} + \lambda \begin{pmatrix} m_{x,oben} + \beta + \gamma m_{y,oben} \\ m_{y,oben} + \alpha - \gamma m_{x,oben} \\ 1 - \alpha m_{y,oben} - \beta m_{x,oben} \end{pmatrix} \quad (11.1)$$

für alle $\lambda \in |\mathbb{R}$ genügt, wenn man nur diejenigen Terme zuläßt, die linear in den Verstellungen α , β , γ , δ_y und δ_z sind.

Die z-Komponente des Richtungsvektors der Geraden 11.1, $1 - \alpha m_{y,oben} - \beta m_{x,oben}$, ist in sehr guter Näherung gleich 1, weil $\alpha m_{y,oben}$ und $\beta m_{x,oben}$ von der Größenordnung 10^{-5} sind. Deshalb ist die y-Komponente des Richtungsvektors, $m_{y,oben} + \alpha - \gamma m_{x,oben}$, gleich der Steigung $m_{y,unten} = M_y$ der in der unteren Referenzkammer rekonstruierten Spur. Damit ist $m_{y,unten} - m_{y,oben} = \alpha - \gamma m_{x,oben}$. Falls man über viele Spuren mittelt und der Mittelwert von $m_{x,oben}$ verschwindet, was beim Versuchsaufbau zutrifft, ist der Mittelwert von $m_{y,unten} - m_{y,oben}$ gleich α .

Um die restlichen Verstellungen der oberen Kammer herauszufinden, berechnet man den Durchstoßpunkt der Gerade 11.1 durch die xy-Ebene. Dazu benötigt man dasjenige λ , für welches die z-Komponente der Geraden 11.1 Null wird. Es ist

$$\begin{aligned} 0 &= -\alpha b_{y,oben} - \beta b_{x,oben} + \delta_z + \lambda(1 - \alpha m_{y,oben} - \beta m_{x,oben}) \\ &\approx \alpha b_{y,oben} - \beta b_{x,oben} + \delta_z \end{aligned}$$

was auf

$$\lambda = \delta_z - \alpha b_{y,oben} - \beta b_{x,oben}$$

hinausläuft. Man setzt dieses λ in die Geradengleichung 11.1 ein und erhält die y-Koordinate des Durchstoßpunktes zu

$$b_{y,oben} + \delta_y - \gamma b_{x,oben} + m_{y,oben} \delta_z - \alpha m_{y,oben} b_{y,oben} - \beta m_{y,oben} b_{x,oben}.$$

Diese stimmt mit $B_y = b_{y,unten}$ überein. Auf die Gleichung

$$b_{y,unten} = b_{y,oben} + \delta_y - \gamma b_{x,oben} + m_{y,oben} \delta_z - \alpha m_{y,oben} b_{y,oben} - \beta m_{y,oben} b_{x,oben} \quad (11.2)$$

greifen wir zurück, um die Unbekannten δ_y , δ_z , α , β und γ zu bestimmen. Durch geschicktes Mitteln über die gesammelten Myonspuren kann man Terme in der Gleichung 11.2 zum Verschwinden bringen. Weil die Mittelwerte von $b_{x,oben}$, $m_{y,oben}$, $b_{y,oben}$ sowie $m_{y,oben} b_{y,oben}$ und $m_{y,oben} b_{x,oben}$ Null sind, ist der Mittelwert von $b_{y,unten} - b_{y,oben}$ gleich δ_y .

Im nächsten Schritt berechnet man den Mittelwert von $b_{y,unten} - b_{y,oben}$ in Abhängigkeit der Spursteigung $m_{y,oben}$. Dieser Mittelwert genügt der Gleichung

$$\langle b_{y,unten} - b_{y,oben} \rangle_{m_{y,oben}} = \delta_y + \delta_z m_{y,oben}.$$

Trägt man also $b_{y,unten} - b_{y,oben}$ gegen $m_{y,oben}$ auf, dann liegen die Meßpunkte $(b_{y,unten} - b_{y,oben}, m_{y,oben})$ auf einer Geraden mit der Steigung δ_z .

Damit man γ erhält, mittelt man $b_{y,unten} - b_{y,oben}$ wieder über $m_{y,oben}$, aber man betrachtet diesmal den Mittelwert als Funktion des Achsenabschnitts $b_{x,oben}$:

$$\langle b_{y,unten} - b_{y,oben} \rangle_{b_{x,oben}} = \delta - \gamma b_{x,oben}.$$

Leider kann man $b_{x,oben}$ nicht. Wegen $b_{x,oben} \approx B_x$ gilt glücklicherweise

$$\langle b_{y,unten} - b_{y,oben} \rangle_{b_{x,oben}} = \delta - \gamma B_x.$$

D.h. wenn man $b_{y,unten} - b_{y,oben}$ gegen B_x aufträgt, liegen die Punkte $(b_{y,unten} - b_{y,oben}, B_x)$ auf einer Geraden mit der Steigung $-\gamma$.

Am schwersten gewinnt man β , da es sich nur wenig auf die Spurvorhersage in der yz-Ebene auswirkt. Am besten wählt man Spuren so aus, daß noch immer $\langle b_{y,oben} \rangle = 0$ ist, aber $\langle b_{x,oben} \rangle \neq 0$. In der Praxis wird man $\langle B_x \rangle \neq 0$ verlagern. Dann gilt in guter Näherung

$$\langle b_{y,oben} - b_{y,unten} \rangle_{m_{y,oben}, \langle B_x \rangle \neq 0} = -\delta_y + \gamma \langle B_x \rangle + (\beta \langle B_x \rangle - \delta_z) m_{y,oben}.$$

Wenn man diesen Vorschriften folgt, stellt man fest, daß für den Höhenstrahlungsaufbau

$$\alpha = (8,06 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}, \quad \beta = (-2,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}, \quad \gamma = (-6,24 \pm 0,04) \cdot 10^{-4}$$

und

$$\delta_y = (-2,470 \pm 0,004) \text{ mm}, \quad \delta_z = (0,31 \pm 0,03) \text{ mm}$$

gilt.

11.4 Untersuchung des Prüflings

Nun können wir uns der Untersuchung des Prüflings zuwenden. Obgleich nicht nur die Referenzkammern, sondern auch der Prüfling im Röntgentomographen vermessen wurden, wird anders als bei den Referenzkammern nicht die Tomographengeometrie für den Prüfling verwendet, sondern seine Sollgeometrie. Auf die Tomographengeometrie wird erst am Ende des Kapitels zurückgegriffen werden, um zu überprüfen, mit welcher Genauigkeit man die Drahtpositionen mit kosmischen Myonen messen kann.

11.4.1 Betriebsbedingungen

Der Prüfling wurde unter denselben Bedingungen wie die Referenzkammern betrieben, d.h. mit der Gasmischung $\text{Ar:CO}_2(92,58:7,42)$ bei 3 *bar* absolutem Druck unter 3160 V Hochspannung.

11.4.2 Mechanische Stabilität

Auch das kammereigene Alignierungssystem des Prüflings wurde während des gesamten Meßzeitraums ausgelesen. Wie bei den Referenzkammern zeigt es keinerlei Ausschläge von mehr als $5\ \mu\text{m}$. Demnach darf man den Prüfling als starr betrachten. Ebenso darf man seine Lage im Prüfstand als fest ansehen, weil das kapazitive Alignierungssystem keine Bewegungen des Prüflings gegenüber der oberen Referenzkammer anzeigt, die $5\ \mu\text{m}$ überschreiten [33].

11.4.3 Vermessung der Driftzeitspektren

Die ausgelesenen Rohre des Prüflings zeigen ein sehr ähnliches Ansprechverhalten. Keines der Rohre fällt durch eine übermäßige Zählrate auf oder registriert gar zu viele zufällige Treffer. Das entnimmt man der Verteilung des Verhältnisses des Untergrundniveaus und der Plateauhöhe der Driftzeitspektren in der Abbildung 11.5.

Sehr gut stimmen die Driftzeitspektren in ihre Länge überein. Die Verteilung 11.6 zeigt, daß sie um $\sqrt{1,4^2 - 0,8^2}\ \text{ns} = 1,1\ \text{ns}$ schwanken. Überdies sind sie fast genauso lang wie in der unteren Referenzkammer, was es uns gestattet, die Orts-Driftzeit-Beziehung der unteren Referenzkammer auch beim Prüfling einzusetzen.

11.4.4 Ausrichtung des Prüflings im Versuchsaufbau

Diese letzte Behauptung kann man dadurch überprüfen, daß man Spuren im Prüfling mit dieser Orts-Driftzeit-Beziehung rekonstruiert und nachsieht, wie sehr

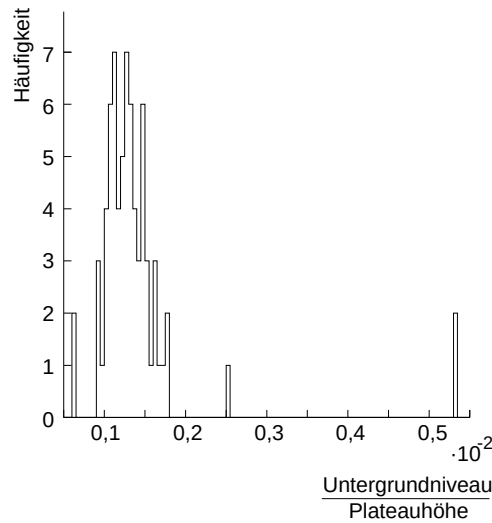


Abbildung 11.5: Verteilung des Verhältnisse des Untergrundniveaus zur Plateauhöhe der Driftzeitspektren der Rohre des Prüflings als Maß für die Häufigkeit zufälliger Treffer.

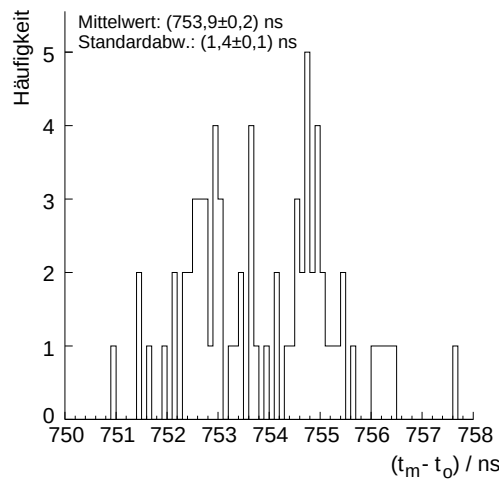


Abbildung 11.6: Verteilungen der „Längen“ $(t_m - t_0)$ der Driftzeitspektren in den ausgelesenen Rohren des Prüflings.

der Abstand der rekonstruierten Spur von den Drähten der Rohre von dem Drift-radius abweicht. In der Darstellung 11.7 findet man ebendiese Residuenverteilung. Nirgendwo weicht der Abstand der Spur mehr als $40 \mu m$ vom Driftradius ab, was den Ansatz rechtfertigt, den Rohren des Prüfling dieselbe Orts-Driftzeit-Beziehung wie den Rohren der unteren Referenzkammer zuzuweisen.

Als nächstes wird der Prüfling wie die obere Referenzkammer bezüglich der unteren Referenzkammer ausgerichtet. Es zeigt sich, daß für ihn die folgenden

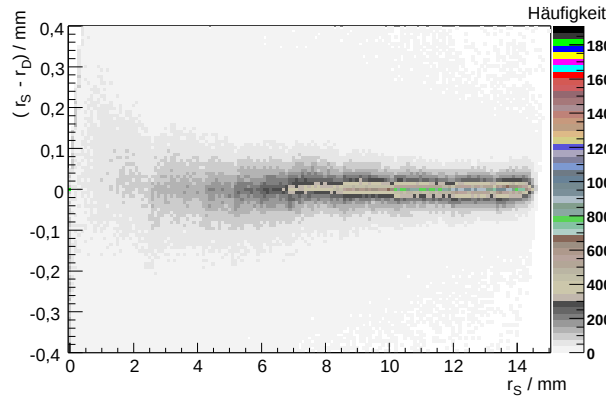


Abbildung 11.7: Abweichung der im Prüfling gemessenen Driftradien r_D vom Abstand r_S der im Prüfling rekonstruierten Spur von den Drähten der getroffenen Rohre.

Werte gelten:

$$\alpha = (7,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}, \quad \beta = (0,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}, \quad \gamma = (-1,08 \pm 0,04) \cdot 10^{-4}$$

und

$$\delta_y = (0,097 \pm 0,003) \text{ mm}, \quad \delta_z = (1,42 \pm 0,02) \text{ mm}.$$

Die angegebenen Fehler sind fast so klein wie die Fehler der entsprechenden Größen bei der Ausrichtung der Referenzkammern, obwohl man statt sechs Rohrlagen nur drei zur Spurrekonstruktion herangezogen hat. Das kommt daher, daß die Vielfachstreuung innerhalb einer Dreifachlage einen geringeren Einfluß auf die Genauigkeit der Spurrekonstruktion hat, als wenn man eine Spur durch Treffer in zwei (40 cm voneinander entfernten) Dreifachlagen legt.

11.4.5 Messung von Drahtpositionen

Messung waagrechter Drahtversätze

Wir sind nun endlich soweit, die Positionen der Drähte im Prüfling zu vermessen. Zunächst vergewissern wir uns, daß wir nach der Forderung einer geschätzten Myonenergie von mehr als 2,5 GeV die Driftradien in den Rohren des Prüflings mit einer Genauigkeit von etwa 200 μm vorhersagen können. Ein Blick auf das Bild 11.8 verrät, daß man eine Genauigkeit von $(236,7 \pm 0,4) \mu\text{m}$ erzielt. Dieser Wert ist nur um 30 μm größer, als man es nach der Simulation im Kapitel 8 erwartet, was man als gute Übereinstimmung ansehen darf.

Wir hatten früher gelernt, daß man die Lage der Drähte in der Senkrechten nicht genau kennen muß, um ihre Lage in der Waagrechten zu bestimmen, wenn

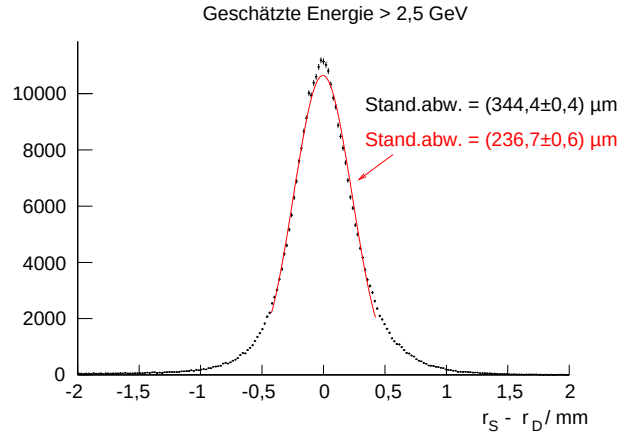


Abbildung 11.8: Abweichung der im Prüfling gemessenen Driftradien r_D von ihrer Vorhersage r_S für Ereignisse, in denen die geschätzte Myonenergie 2,5 GeV überschreitet.

man dafür sorgt, daß die Steigung m_y der Myonspuren, mit denen man die Drahtpositionen mißt, symmetrisch um 0 verteilt sind. Für die mittleren acht Rohre jeder Prüflage ist diese Bedingung erfüllt, weswegen sich die weitere Betrachtung auf diese Rohre im Prüfling beschränkt.

Der Abstand der Drähte zweier benachbarter Rohre in einer Prüflage in der Waagrechten sei mit dem Buchstaben D gekennzeichnet. Der Meßwert von D kann vom Sollwert D_{Soll} abweichen. Es sei $\Delta := D - D_{\text{Soll}}$. Die Abweichung Δ wurde nicht nur mit den Höhenstrahlungsspuren, sondern auch mit dem Röntgentomographen am CERN gemessen. Die Genauigkeit der Tomographenmessung beträgt $2 \mu\text{m}$ [18]. Der geschätzte statistische Fehler der Höhenstrahlungsmessung ist $4 \mu\text{m}$. Aufgrund der begrenzten Kenntnis der Orts-Driftzeit-Beziehung in den Referenzkammer vergrößert sich diese Unsicherheit auf 8 bis $9 \mu\text{m}$; der Leser vergleiche hierzu 9.2.1.

Wenn man wie in der Abbildung 11.9 die Prüfstandmessung der Tomographenmessung für die Mitte der Driftrohre gegenüberstellt, erkennt man eine Korrelation zwischen den Meßergebnissen, und die beiden Messungen sind miteinander verträglich. Die Prüfstandergebnisse weichen von den Tomographenergebnissen mit einer Standardabweichung von $(10 \pm 2) \mu\text{m}$ ab, was mit der erwarteten Genauigkeit von 8 bis $9 \mu\text{m}$ gut übereinstimmt.

Messung des Abstands der Rohrlagen

Um den Abstand zweier Rohrlagen zu bestimmen, führen wir die Größe

$$\Delta_r := \begin{cases} r_D - r_S & \text{für Myonspuren links des Drahts,} \\ r_S - r_D & \text{für Myonspuren rechts des Drahts,} \end{cases}$$

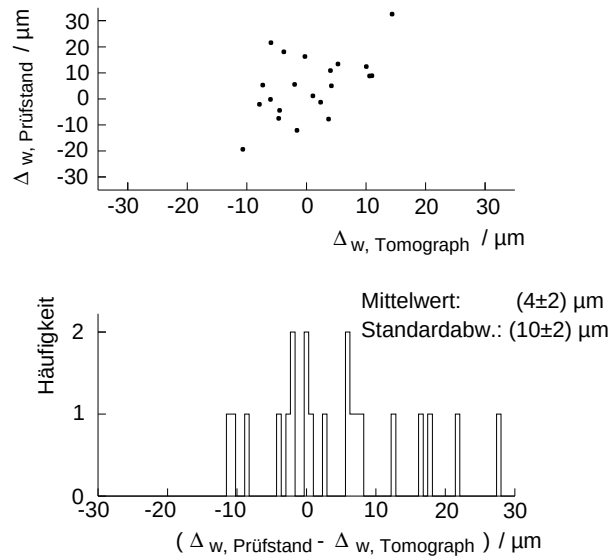


Abbildung 11.9: Vergleich der Prüfstandmessung des Drahtabstands in der Waagrechten mit der entsprechenden Tomographenmessung.

worin r_S der Abstand der Referenzmyonspur vom Draht eines Rohres des Prüflings ist, das den Driftradius r_D gemessen hat. Wenn das Rohr in der Senkrechten um δ_z von seiner Sollage verschoben ist, genügt Δ_r , nachdem die zuvor gemessenen waagrechten Verschiebungen berücksichtigt worden sind der Gleichung

$$\Delta_r = \delta_z \frac{m_{y,unten}}{\sqrt{1 + m_{y,unten}^2}} \approx \delta_z \cdot m_{y,unten}.$$

In der Abbildung 11.10 ist der Verlauf von Δ_r jeweils für die acht Rohre der drei ausgelesenen Prüflingslagen dargestellt. Man liest an den Steigungen ab, daß die mittlere Lage von der oberen $(26,022 \pm 0,010) \text{ mm}$ entfernt sind, was mit der Tomographenergebnis von $(26,018 \pm 0,003) \text{ mm}$ übereinstimmt. Der Abstand der mittleren und unteren Lage ist $(26,051 \pm 0,010) \text{ mm}$ in Übereinstimmung mit der Tomographenmessung, die $(26,046 \pm 0,003) \text{ mm}$ ergeben hatte. Die Ergebnisse der Höhenstrahlungsmessung weichen von der Tomographenmessung $5 \text{ } \mu\text{m}$ ab, was im Einklang mit der abgeschätzten Genauigkeit von $10 \text{ } \mu\text{m}$ ist.

Damit ist der experimentelle Beweis erbracht, daß man mit dem beschriebenen Höhenstrahlungsprüfstand die Geometrie der ATLAS-Myonkammern mit einer Genauigkeit von $10 \text{ } \mu\text{m}$ überprüfen kann.

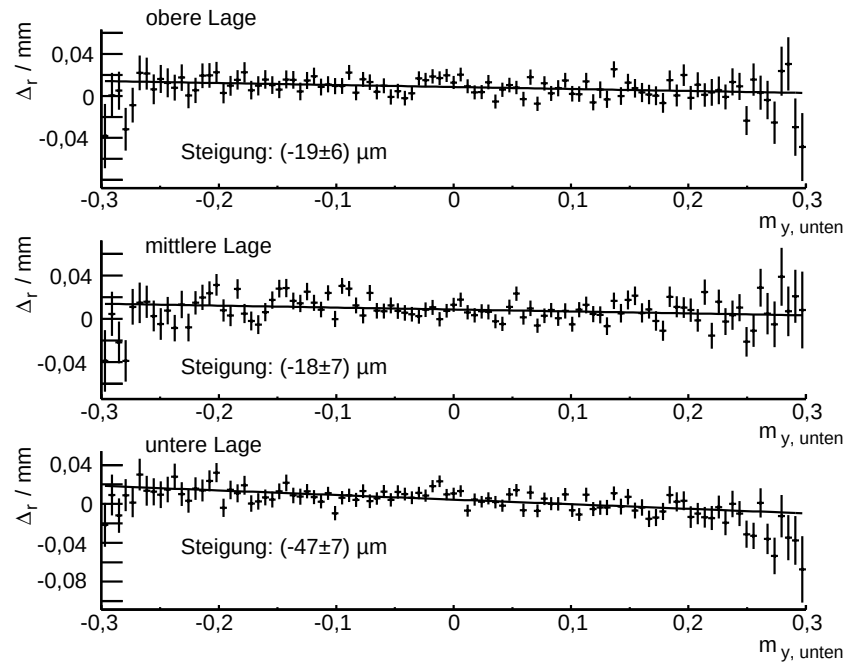


Abbildung 11.10: Δ_r als Funktion der Referenzspursteigung $m_{y, unten}$ jeweils für die acht Rohre der drei ausgelesenen Prüflingslagen.

Kapitel 12

Zusammenfassung

Im Rahmen des beschriebenen Dissertationsvorhabens wurden zwei Fragenstellungen behandelt, zum einen die Frage, inwieweit der Einfluß elektromagnetischer Schauer auf die Spurrekonstruktion in ATLAS-Driftrohrkammern simuliert werden kann, zum anderen wie man mit Hilfe kosmischer Myonen diese Driftrohrkammern auf ihre Funktionstüchtigkeit und mechanische Genauigkeit hin überprüfen kann.

Um das erste Problem zu untersuchen, wurden Eisen- und Aluminiumabsorber vor einer Driftrohrkammern mit 100 *GeV*- und 300 *GeV*-Myonen beschossen. Die Häufigkeit von Ergebnissen mit zusätzlichen Treffern in der Myonkammer, die von in den Absorbern erzeugten Schauerteilchen herrühren, konnte mit einem Simulationsprogramm, das auf GEANT-4, dem Standardsimulationspaket in der experimentellen Teilchenphysik, fußt, richtig vorhergesagt werden. Die Multiplizität der zufälligen Treffer sowie ihre räumliche Verteilung reproduziert das Simulationsprogramm mit einer Genauigkeit von 10%. Zusammen mit einem einfachen Modell, das den Nachweis der Treffer in den Driftrohren beschreibt, war es möglich, die Abnahme der Spurrekonstruktionseffizienz mit zunehmender Häufigkeit zusätzlicher Treffer in der Simulation nachzubilden. In diesem Zusammenhang wurde ein neues schnelles Rekonstruktionsverfahren für gerade Myonspuren entwickelt, welches die Spuren quasi analytisch aus den Treffern gewinnt, während bisherige Verfahren auf numerischer χ^2 -Minimierung beruhen.

Für den Test neu gebauter Myonkammer mit kosmischen Myonen wurde ein Höhenstrahlungsprüfstand aufgebaut. Dieser besteht aus einem Referenzsystem zweier Myonkammern, mit dem man die Spur kosmischer Myonen nachweist, und einer Myonkammer als Prüfling. Mit einer in der Arbeit entworfenen Methode, mit der man Driftzeitspektren zuverlässig ausmessen kann, ist ein erster aussagekräftiger Funktionstest aller Driftrohre des Prüflings möglich. Mit der im Referenzsystem rekonstruierten Myonspur kann man vorhersagen, an welcher Stelle man im Prüfling einen Treffer messen sollte. Indem man die Treffervorhersage

mit dem Meßwert des Prüflings vergleicht, ist man imstande, die Position der Anodendrähte im Prüfling vermessen. Den Abstand zweier benachbarter Drähte in der Waagrechten kann man mit $10\ \mu m$ Genauigkeit bestimmen. Den Abstand zweier Lagen aus je acht Driftrohren mißt man mit derselben Genauigkeit.

Anhang A

Verteilung der Steigungen der Myonspuren

Die Flugrichtung der am Höhenstrahlungsprüfstand nachgewiesenen kosmischen Myonen ist durch den Polarwinkel θ und den Azimutwinkel ϕ gegeben. Die Winkelverteilung der Myonen, die durch die Mitte des oberen Hodoskops laufen, wird befriedigend durch die Funktion

$$f(\theta, \phi) := \frac{2}{\pi^2} \cos^2 \theta \quad (\theta \in [2, 65; \pi], \quad \phi \in [0, 2\pi])$$

wiedergegeben (vgl. Kapitel 8). In diesem Bereich kann man $\cos^2 \theta$ mit 1 annähern. Die Steigung der Spur in der Ebene senkrecht zu den Anodendrähten der Myonkammern ist gleich

$$m := \tan \theta \sin \phi \approx \theta \sin \phi.$$

Bei der Koordinatentransformation $(\theta, \phi) \rightarrow (\theta, m)$ geht die Wahrscheinlichkeitsverteilung f in die Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$g(\theta, m) := \frac{2}{2\pi^2} \left| \frac{d\phi}{dm} \right| = \frac{2}{\pi^2} \frac{1}{\sqrt{\theta^2 - m^2}} \quad (|m| \in [0, \pi - \theta[, \theta \in [2, 65; \pi])$$

über. Um hieraus die Verteilung h der Spursteigungen m zu erhalten, muß man über θ summieren:

$$\begin{aligned}
 h(m) &= \frac{2}{\pi^2} \int_{|m|}^{\pi-2,65} g(\theta, m) d\theta \\
 &= \frac{2}{\pi^2} \int_{|m|}^{\pi-2,65} \frac{1}{\sqrt{\theta^2 - m^2}} \\
 &= \frac{2}{\pi^2} \left[\ln(\theta + \sqrt{\theta^2 - m^2}) \Big|_{|m|}^{\pi-2,65} \right] = \\
 &= \frac{2}{\pi^2} \left[\ln(0,49 + \sqrt{0,49^2 - m^2}) - \ln |m| \right].
 \end{aligned}$$

Literaturverzeichnis

- [1] P. Schmüser, Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker, Heidelberg 1995.
- [2] ALEPH-, DELPHI-, L3- und OPAL-Arbeitsgemeinschaft, Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP, Vordruck „hep-ex/0107029“, Genf 2001.
- [3] ATLAS-Arbeitsgemeinschaft, Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN, Genf 1994.
- [4] ATLAS-Arbeitsgemeinschaft, ATLAS Detector and Physics Performance – Technical Design Report, Genf 1999.
- [5] ATLAS-Muon-Arbeitsgemeinschaft, ATLAS Muon Spectrometer – Technical Design Report, Genf 1997.
- [6] M. Deile, Optimization and Calibration of the Drift-Tube Chambers for the ATLAS Muon Spectrometer, Doktorarbeit, München 2000.
- [7] C. Albajar et al., Electromagnetic Secondaries in the Detection of High Energy Muons, Nucl.Instrum.Meth.A364:473-487, 1995.
- [8] U. Bratzler, Energy Loss of High-Energy Muons in Matter in Context of Large Scale Muon Detector Design, PhD thesis, Seattle 1995.
- [9] Č. Zupančič, Physical and Statistical Foundations of TeV Muon Spectroscopy, contribution to the workshop on muon detection at SSC/LHC, University of Wisconsin, April 1985.
- [10] M. Deile, J. Dubbert, N.P. Hessey, A. Staude: ODYSSEUS – a Silicon Telescope for Test Beam Experiments, System Description and User Manual for the Data Analysis, LMU Munich 1998, available on the WWW-page: <http://www.etp.physik.uni-muenchen.de/atlas/testbeam.html>
- [11] O. Kortner, MTGEANT-4 – The Munich Test-Stand Simulation Programme, ATL-MUON-2000-021, Genf 2000.

- [12] Geant4 Collaboration, Geant4 User's Guide, Genf 1999.
- [13] GEANT - Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, Genf 1993.
- [14] N.P. Hessey, persönliche Mitteilung 1998.
- [15] F. James, CERN Program Library Long Writeup D506, Genf 1994.
- [16] Particle Data Group, C. Caso et al., European Physical Journal C3(1998).
- [17] N.P. Hessey, A. Staude, Th. Trefzger, Cosmic Ray Test Stand at the LMU Munich, interner ATLAS-Bericht MUON-98-266, Genf 1998.
- [18] X-QC Muon group, ATLAS, Oktober 2000, siehe http://x.home.cern.ch/x/xtomo/www/Results/Mun_2000_08/.
- [19] A. Negri et al., Measurement of the maximum drift time in the Calypso MDT chamber, interner ATLAS-Bericht MUON-NO-158, 1997.
- [20] W. T. Eadie et al., Statistical methods in experimental physics, Amsterdam 1971.
- [21] O. Kortner, Č. Zupančič, An Algorithm to Bin Multidimensional Event Distributions and the Method of Contrast Enhancement, München 2000, in Kürze veröffentlicht.
- [22] W.R. Leo, Technics for Nuclear and Particle Physics Experiments, Berlin 1994.
- [23] O.C. Allkofer, Spark Chambers, München 1969.
- [24] G. Battistoni, E. Iarocci, M.M. Massai, G. Nicoletti, L. Trasatti, Operation of Limited Streamer Tubes, Nuclear Instruments and Methods 164 (1979).
- [25] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, New York 1975.
- [26] J. Tutas, A Level 1 Trigger from the Limited Streamer Tube System, interner H1-Bericht H1-IN-185(07/1991), Aachen 1991.
- [27] H. Steffens, persönliche Mitteilung 2000.
- [28] J. Elmsheuser, persönliche Mitteilung 2001.
- [29] S. Mackall, Measurement of the Stability in the Relative Alignment between the Silicon Microvertex Detector and the Time Expansion Chamber in the L3 Experiment at CERN during the 1994 Large Electron Positron Collider Run, Magisterarbeit, Tuscaloosa 1995.

- [30] A. Kraus, Diplomarbeit, München 2001.
- [31] M. Binder, persönliche Mitteilung 2002.
- [32] S. Horvat, F. Rauscher, persönliche Mitteilung 2001.
- [33] W. Stiller, persönliche Mitteilung 2002.

Lebenslauf

20.07.1972	Geboren in München. Vater: Dr. Alfred Kortner (Altphilologe). Mutter: Dagmar Kortner (Neuphilologin). Eine Schwester: Dr. med. Arianne Kortner.
1979 bis 1983	Grundschule in München.
1983 bis 1992	Humanistisches Karlsgymnasium in München.
1992	Allgemeine Hochschulreife mit der Note „sehr gut (1,0)“.
1992	Aufnahme in die Begabtenförderung des Freistaats Bayern.
1992 bis 1993	Grundwehrdienst bei der Bundesluftwaffe in Roth und Lenggries.
1993 bis 1998	Studium der Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München.
1996	Aufnahme in die Studienstiftung des deutschen Volkes.
Juli bis September 1996	Sommerstudent am CERN beim L3-Experiment.
1997 bis 1998	Diplomarbeit zum Thema „Protoniumvernichtung in $4\pi^0$ “ beim Crystal-Barrel-Experiment unter der Betreuung von Prof. Dr. Č. Zupančič.
Juni 1998	Diplom in Physik mit der Note „mit Auszeichnung bestanden“.
Seit August 1998	wissenschaftlicher Angestellter an der Ludwig-Maximilians-Universität München, Doktorarbeit im Rahmen des ATLAS-Experimentes bei Prof. Dr. A. Staude.
März 1999	Aufnahme in die Promotionsförderung der Studienstiftung des deutschen Volkes.
August 2000	Teilnahme an der CERN-Sommerschule.