

Test von Driftkammern mit kosmischen Myonen:  
Bau der ersten Ausbaustufe des Teleskops und  
Untersuchung seiner Leistungsfähigkeit

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

Felix Rauscher

München, den 16. Januar 2001



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
1.1	LHC und Atlas . . . . .	5
1.2	Die MDT-Kammern . . . . .	7
1.3	Die Qualitätskontrolle für die BOS-MDT-Kammern . . . . .	9
1.4	Die kosmische Höhenstrahlung . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Der Teststand</b>	<b>11</b>
2.1	Aufbau des Teststandes . . . . .	12
2.2	Aufbau des vorläufigen Teststandes . . . . .	13
2.3	Das Hodoskop . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Streamerrohre</b>	<b>19</b>
3.1	Aufbau und Funktionsprinzip . . . . .	19
3.2	Test der Streamerrohre und ihrer Auslese . . . . .	20
3.2.1	Betrachtung der Pulshöhenspektren . . . . .	21
3.2.2	Ideale Betriebsspannung . . . . .	23
3.2.3	Ein Modell zur Erklärung des Verhaltens der Influenzstreifen . . . . .	25
3.3	Invertieren der Streamerrohrsignale . . . . .	31
3.4	Die Streamerrohre im Teststand . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Synchronisation von Driftzeitspektren</b>	<b>37</b>
4.1	Eine phenomenologische Parametrisierung der Flanken des Driftzeitspektrums . . . . .	38
4.2	Beschreibung des Algorithmus . . . . .	39
4.2.1	Algorithmen für die Fits . . . . .	39
4.2.2	Selektion der Bereiche zur Berechnung der festen Parameter . . . . .	40
4.2.3	Der Fit . . . . .	44
4.3	Test des Algorithmus . . . . .	44
4.4	Anwendung des Fits auf die Daten des Höhenstrahlungsteststandes . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Quasianalytische Spurrekonstruktion</b>	<b>47</b>
5.1	Eine Spur an zwei Kreisen . . . . .	48
5.2	Koordinatentransformation einer Spur . . . . .	49

5.2.1	Transformation eines Richtungsvektors . . . . .	50
5.2.2	Transformation einen Ortsvektors . . . . .	50
5.2.3	Transformation der Spurparameter . . . . .	51
5.3	Korrelationen der Geradenparameter . . . . .	52
5.4	Erkennung gültiger Treffer . . . . .	53
5.5	Test dieses Verfahrens an Monte-Carlo-Daten . . . . .	53
<b>6</b>	<b>Test der Drahtpositionsmessung</b>	<b>57</b>
6.1	Energieschnitte . . . . .	57
6.1.1	Der Energieschnitt des Eisenabsorbers . . . . .	57
6.1.2	Der Energieschnitt mit den Streamerrohren (Vielfachstreuungsschnitt) . . . . .	57
6.1.3	Der Energieschnitt mit dem Konfidenzniveau (Konfidenzniveauschnitt) . . . . .	59
6.2	Datennahme und Bestimmung der r-t-Relation . . . . .	59
6.3	Realdaten und Monte-Carlo-Daten . . . . .	61
6.3.1	Vergleich der Residuen . . . . .	61
6.3.2	Diskussion der Ergebnisse . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>67</b>
<b>A</b>	<b>MT Online</b>	<b>69</b>
A.1	Benutzung . . . . .	69
A.1.1	Grundlagen . . . . .	69
A.1.2	Das Programm „MT-Online“ . . . . .	70
A.1.3	Die Modultypen . . . . .	71

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Der Large Hadronic Collider<sup>1</sup> und ATLAS<sup>2</sup>

Ein Teilchen mit der Energie  $E$ , der Ladung  $e$ , und der Ruheenergie  $E_0$  verliert in einem Teilchenspeicherring mit dem Radius  $R$  bei jedem Umlauf die Energie

$$\delta E = \frac{4}{3} \pi e^2 \frac{E^4}{R E_0^4}. \quad (1.1)$$

Da die Beschleuniger den Teilchen nur eine begrenzte Energie zuführen können, beschränkt dieser Energieverlust bei Leptonenbeschleunigern die erreichbare Schwerpunktsenergie für die Kollisionen. Bei diesen Beschleunigern wird der Energieverlust durch eine Vergrößerung des Radius verringert. Bei LEP<sup>3</sup>, einem Beschleuniger mit  $27 \text{ km}$  Umfang konnten so Energien bis zu  $104 \text{ GeV}$  erreicht werden. Da aber der Energieverlust mit der vierten Potenz in  $E$  ansteigt, sind weitere Erhöhungen des Radius nicht mehr sinnvoll. Wäre LEP ein Beschleuniger, der die Erde äquatorial umrunden würde, so könnten, bei dem gleichen Energieverlust pro Umrundung, nur Energien erreicht werden, die sechs mal größer sind.

Bei LHC nutzt man die  $\frac{1}{E_0^4}$  Abhängigkeit des Energieverlusts pro Umrundung aus. Nimmt man anstatt Elektronen und Positronen Protonen, die eine etwa tausendmal höhere Masse haben, dann spielt der Energieverlust keine Rolle mehr. Bei Beschleunigerringen müssen die Teilchen durch starke Magnetfelder auf einer Kreisbahn gehalten werden. Bei LHC wird die Schwerpunktsenergie dadurch begrenzt, daß nicht beliebig starke Magnetfelder erzeugbar sind. Die Schwerpunktsenergie der Protonen kann  $14 \text{ TeV}$  erreichen. Da sich diese Energie auf die Partonen im Proton verteilt, und für die Reaktionen die Energie der einzelnen Partonen entscheidend ist, stehen ein bis zwei TeV zur Verfügung.

---

<sup>1</sup>LHC

<sup>2</sup>A Toroidal LHC Aparatus

<sup>3</sup>Large Electron Positron Colider

Durch Stöße mit dieser Schwerpunktsenergie hofft man das Higgs-Boson nachzuweisen, mit dem es möglich ist, die wichtige Frage zu klären, wie die Massen der Teilchen zustande kommen.

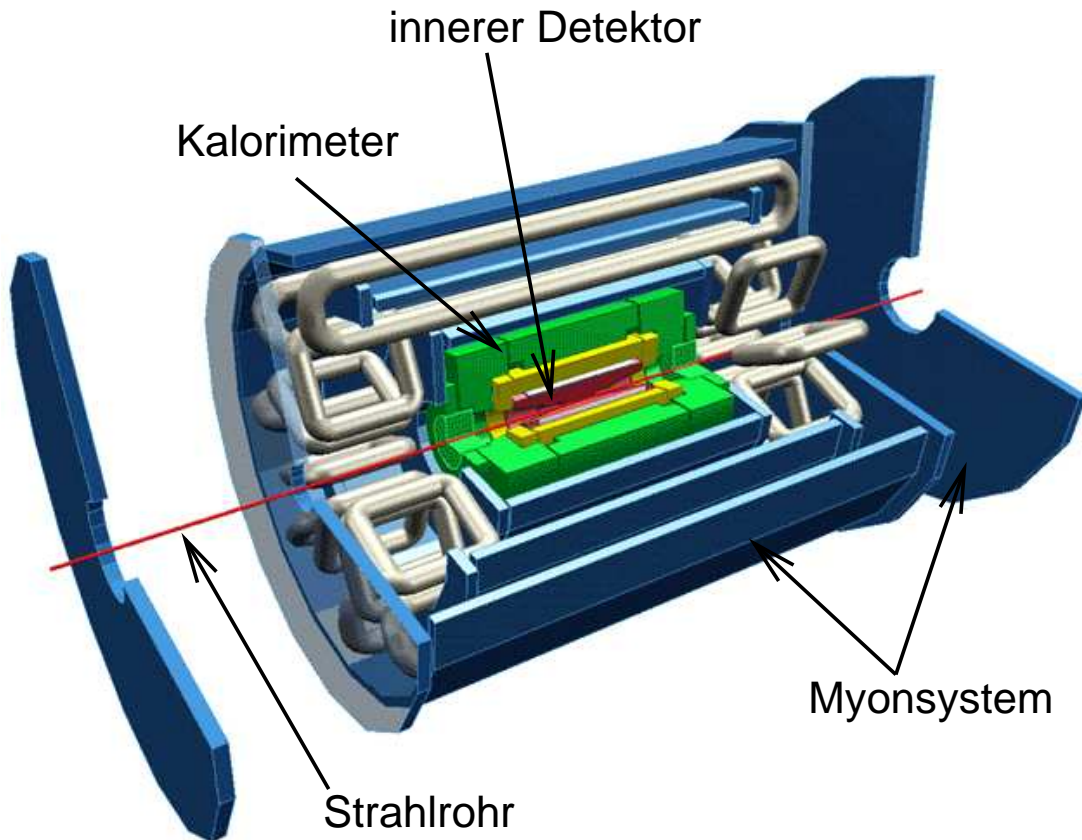


Abbildung 1.1: Der ATLAS-Detektor (entnommen von [2])

Um solche Reaktionen nachzuweisen sind an den Wechselwirkungspunkten Detektoren aufgebaut. Der ATLAS-Detektor umschließt diesen Wechselwirkungspunkt wie ein Faß<sup>4</sup> auf dem an beiden Seiten eine Endkappe<sup>5</sup> sitzt. Sowohl das Faß, als auch die Endkappe bestehen aus Schichten unterschiedlicher Detektoren (siehe Abbildung 1.1). Der innere Detektor ist hermetisch vom hadronischen und elektromagnetischen Kalorimeter umschlossen. Die oberste Schicht ist das Myonsystem. Bei Proton-Proton-Wechselwirkungen treten sehr viele hadronische Reaktionen auf, die im inneren Detektor viele Einträge hinterlassen. Das Kalorimeter stoppt alle Teilchen bis auf Myonen und Neutrinos, die gar nicht registriert werden. Da das Higgs-Boson in Myonen zerfallen kann, spielt das Myonspektrometer bei ATLAS eine große Rolle.

<sup>4</sup>barrel

<sup>5</sup>end cap

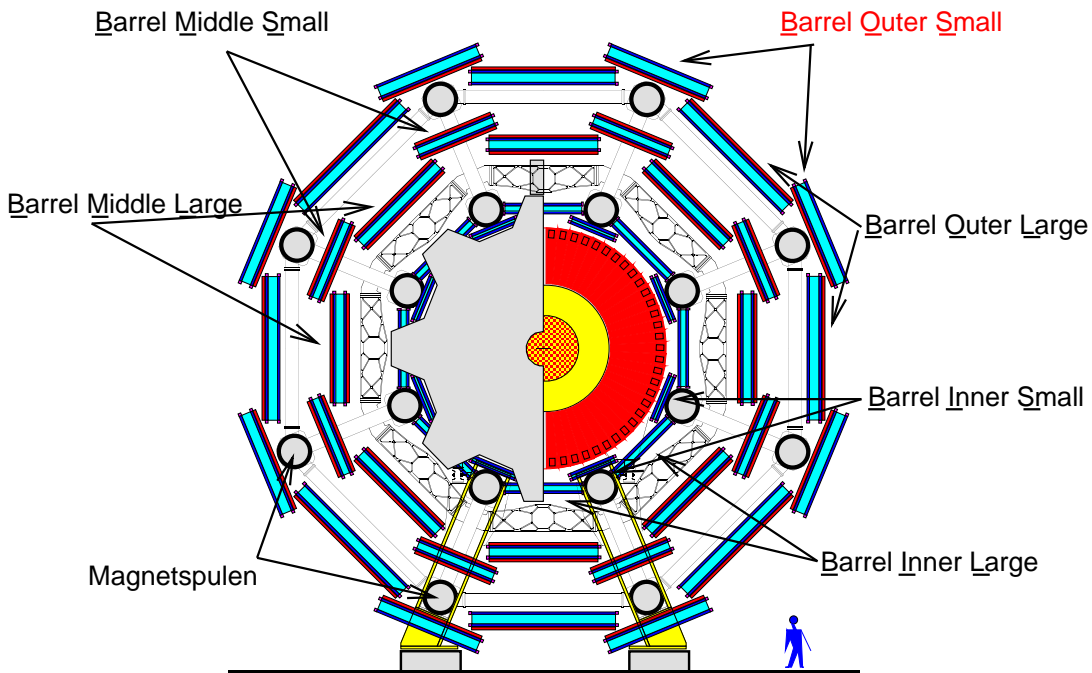


Abbildung 1.2: Das ATLAS-Myon-System (entnommen von [2])

Mit Hilfe von Driftrohrkammern (MDT) und einem den Detektor umringenden Magnetfeldes soll der Transversalimpuls  $p_t$  auf 10% für  $p_t = 1 \text{ TeV}/c$  beziehungsweise auf 2% für  $p_t = 100 \text{ GeV}$  genau bestimmt werden. Mit dem Magnetfeld von  $0.8 \text{ Tesla}$  muß die Ortsauflösung der Kammer dafür  $80 \mu\text{m}$  betragen. Dazu muß die Geometrie der Kammer und die Positionierung der Kammern im Spektrometer ständig vermessen werden.

## 1.2 Die MDT<sup>6</sup>-Kammern

Die MDT-Kammern bestehen aus vielen, miteinander verklebten Driftrohren (MDTs). Je nach Position im Detektor sind die Rohre in zwei Multilagen zu je drei bis vier Lagen angeordnet. In München werden die BOS<sup>7</sup>-Kammern (siehe Abbildung 1.2) getestet, bei denen die Multilagen aus drei Lagen zu je 72 vier Meter langen Rohren bestehen.

Die Rohre sind Aluminiumrohre mit  $3\text{cm}$  Durchmesser, in denen ein  $50\mu\text{m}$  dicker Draht gespannt ist. Das Rohr wird mit einem Gemisch aus 93% Argon und 7%  $\text{CO}_2$  mit einem Druck von drei Bar gefüllt. Am Draht liegt eine Hochspannung von  $+3080\text{V}$  an, das Rohr wird geerdet. Wird das Gas durch ein Teilchen

<sup>6</sup>Monitored Drift Tubes

<sup>7</sup>Barrel Outer Small

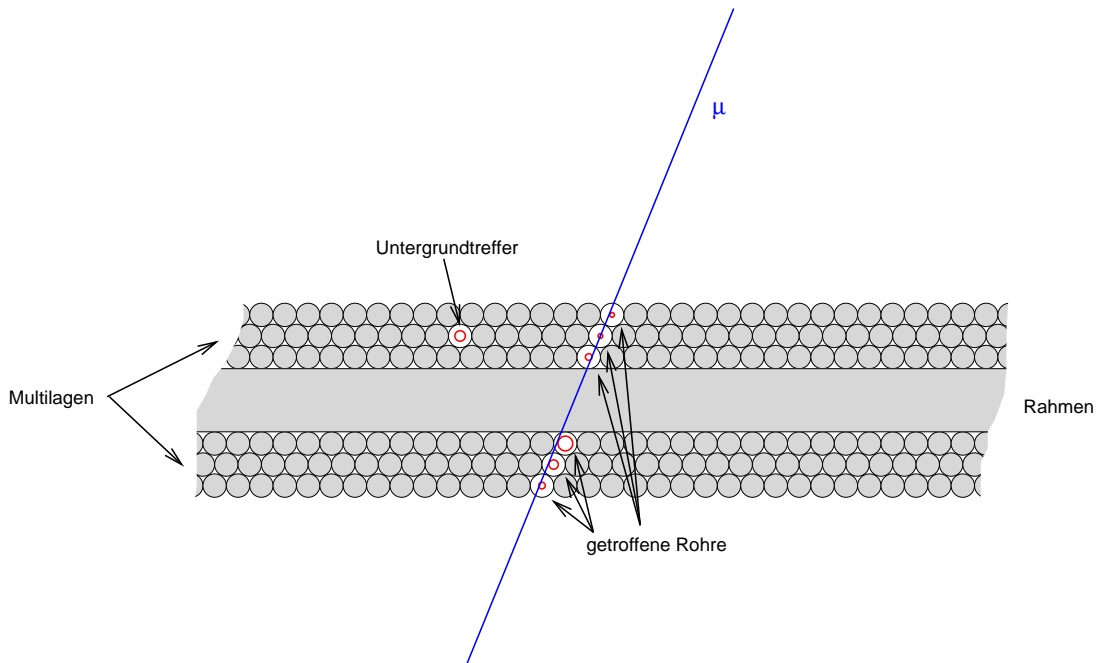


Abbildung 1.3: Die MDT-Kammer

ionisiert, so driften die Elektronen auf den Draht zu. Nahe am Draht ist das Feld dann so stark, daß es zu Sekundärionisation und damit zu einer lawinenartigen Gasverstärkung kommt. Das dadurch erzeugte Signal wird AC-gekoppelt ausgelesen. Aus der Zeit, die die Elektronen brauchen um zum Draht zu driften, kann der Abstand von der Myonspur zum Draht gemessen werden.

Auf diese Weise gibt jedes Rohr, das von einem Myon getroffen wird einen Radius. An diese Treffer muß dann eine Spur angepaßt werden. Durch die dichte Packung ist die Spur überbestimmt. Das wird einerseits dazu benutzt, um die Genauigkeit, mit der die Spur bestimmt wird, zu erhöhen. Außerdem kann durch diese Überbestimmtheit die r-t-Relation, also Driftzeit in Abhängigkeit des Driftradius, bestimmt werden (siehe [4]). Um die nötige Ortsauflösung zu erhalten ist eine genaue Kenntnis der Kammergeometrie, also die Position jedes Drahtes, erforderlich. Die Drahtpositionen werden bei der Qualitätskontrolle vermessen. Außerdem sind im Rahmen der Kammer Sensoren, die laufend Änderungen der Kammergeometrie<sup>8</sup> registrieren.

<sup>8</sup>Zum Beispiel durch thermische Ausdehnung



## 1.3 Die Qualitätskontrolle für die BOS-MDT-Kammern

An der Ludwigs-Maximilians-Universität in München findet die Qualitätskontrolle für die BOS-Kammern statt. Hier werden die einzelnen Rohre, bevor sie im Max-Planck-Institut zu Kammern verklebt werden, auf Dichtigkeit, Hochspannungsfestigkeit und auf die Drahtposition überprüft.

Auch die fertigen Kammern werden hier getestet. Da die Kapazität des Röntgentomographen am CERN<sup>9</sup> nicht ausreicht um alle Kammern zu vermessen, müssen neben der Dichtigkeit und der Hochspannungsfestigkeit der Kammern auch die Drahtpositionen in den Kammern vermessen werden. Dies soll am Höhenstrahlungsteststand in München mit Hilfe von kosmischen Myonen geschehen.

Im Höhenstrahlungsteststand wird in Referenzkammern die Spur des Myons gemessen. Aus dieser Messung erhält man eine Vorhersage für die Spur in der zu testenden Kammer. An Hand dieser Spurvorsage und der Meßwerte der zu testenden Kammer kann dann die Drahtposition bestimmt werden. Die Spuren werden dabei als Geraden angenommen.

Zur Berechnung der Drahtposition unterscheidet man Spuren, die links und rechts am zu messenden Draht vorbeigehen. Nimmt man an, daß der Draht um  $y_D$  von der nominellen Position verschoben ist, und sei  $r_D$  der vom Rohr gemessene Driftradius,  $r_G$  der Abstand der Spur von der nominellen Drahtposition und  $\alpha$  der Spurwinkel, dann ist

$$r_G - r_D = \cos(\alpha)y_d \quad (1.2)$$

für Spuren die links am Draht vorbeigehen und

$$r_G - r_D = -\cos(\alpha)y_d \quad (1.3)$$

für Spuren die rechts am Draht vorbeigehen. Löst man diese Gleichungen nach  $y_d$  auf, und mittelt man über alle Spuren, so erhält man

$$\langle y_d \rangle = \left\langle \frac{1}{\cos(\alpha)} \right\rangle (\langle r_G - r_D \rangle_{rechts} - \langle r_G - r_D \rangle_{links}) \quad (1.4)$$

Der Fehler von  $\langle y_D \rangle$  setzt sich zusammen aus dem Meßfehler der Referenzspur, der Ungenauigkeit der Ausrichtung der Kammern, und einem Vielfachstreuungsfehler. Dieser kommt dadurch zustande, daß die Myonen beim Durchgang durch Materie an den elektrischen Feldern der Kerne gestreut werden. Dadurch sind die Spuren nicht, wie bei der Spurrekonstruktion in den Referenzkammern angenommen, Geraden. Um diesen Fehler möglichst klein zu halten, werden beim Teststand Myonen mit hoher Energie selektiert. Hochenergetische Myonen werden weniger gestreut als niederenergetische. Die Möglichkeiten mit dem Teststand hochenergetische Myonen zu selektieren werden in Kapitel 6 untersucht.

<sup>9</sup>Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire

## 1.4 Die kosmische Höhenstrahlung

Die kosmische Höhenstrahlung besteht aus Teilchen, die durch die Wechselwirkung von Protonen und  $\gamma$ -Teilchen aus dem Weltraum in Luftschichten oberhalb von  $20\text{km}$  erzeugt wurden. Dort entstehen hauptsächlich Pionen, die dann in Myonen und Neutrinos zerfallen.

Das Energiespektrum der Myonen fällt mit zunehmender Energie stark ab. Dies wird für  $E < 10\text{ GeV}$  durch eine  $E^{-2}$  und für  $E > 10\text{ GeV}$  durch eine  $E^{-2,7}$  Abhängigkeit angenähert (vergleiche [12]). Für die Monte-Carlo-Studien wurden Simulationen mit beiden Näherungen für das Myonenspektrum gemacht. Welche Näherung die Realität besser beschreibt, wird in Kapitel 6 untersucht.

# Kapitel 2

## Der Teststand

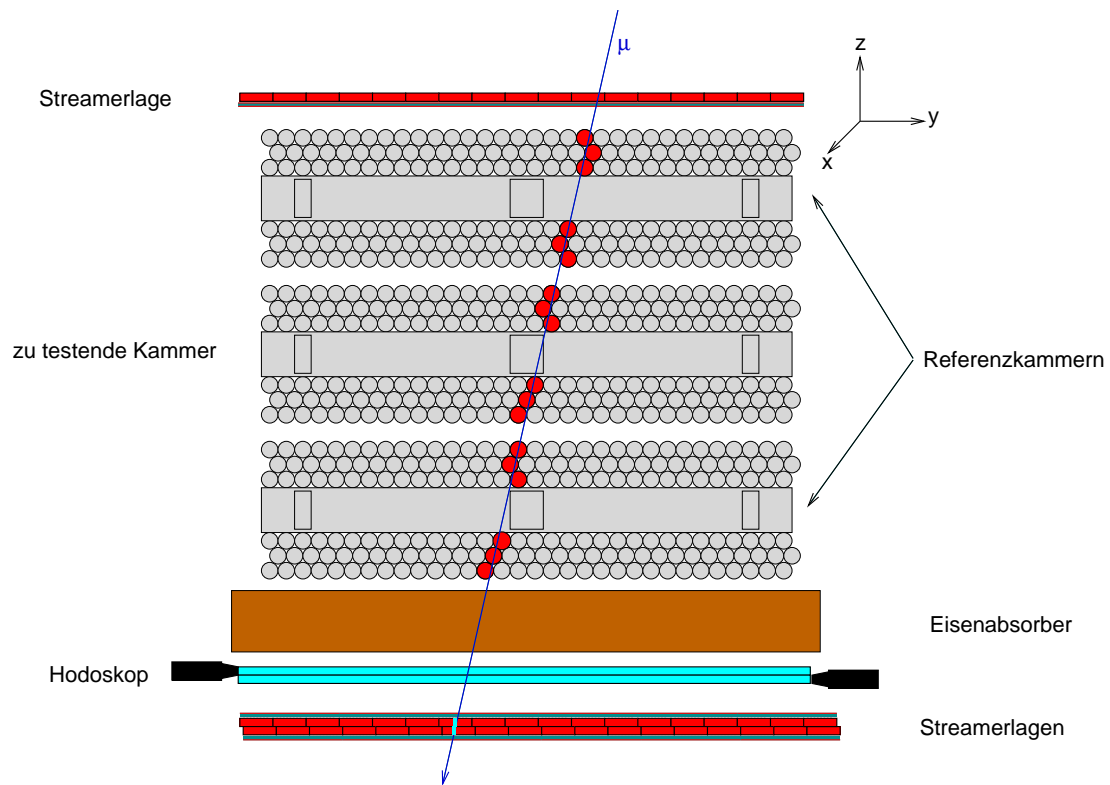


Abbildung 2.1: Höhenstrahlungsteststand zum Test von Driftrohrkammern (nicht im Maßstab)

Der Höhenstrahlungsteststand (siehe Abbildung 2.1 für den endgültigen Aufbau) soll zum Test der MDTs verwendet werden. Neben dem Test der Funktionsfähigkeit<sup>1</sup> sollen die Kammern auch auf ihre geometrischen Eigenschaften

<sup>1</sup>Hochspannungsfestigkeit, Dichtigkeit etc.

geeicht werden, das heißt die Positionen der Drähte soll in  $y$ -Richtung, sowie der  $z$ -Abstand der einzelnen Lagen genau vermessen werden.

Das Grundprinzip ist, die zu eichende Kammer zwischen zwei, von einem Röntgentomographen genau vermessenen Kammern<sup>2</sup> zu stellen. Geht ein Höhenstrahlungsmyon durch den Aufbau, so können die Referenzkammern die Spur genau anzeigen. Die Meßwerte, die die zu testende Kammer liefert, dienen ihrer Eichung.

Wie in Kapitel 1.3 erwähnt muß man dabei annehmen, daß die Spuren der Myonen Geraden sind. Um nicht auf niederenergetische Myonen zu triggern ist im Teststand ein  $34\text{cm}$  dicker Eisenabsorber eingebaut. Dieser stoppt alle Myonen mit Energien kleiner als  $0.6\text{ GeV}$ . Um das Myonspektrum weiter zu härten, ist unter dem Absorber eine Doppellage aus Streamerrohren mit einer Auflösung von  $1\text{cm}$ . Die Streamerrohre liegen parallel zu den MDT-Drähten. Wenn ein Myon im Eisenabsorber nur wenig gestreut wurde, wird man, wenn man die Spur der Referenzkammern bis zu den Streamerrohren weiterverfolgt, nahe der Spur einen Treffer in der Streamerlage finden, was auf eine hohe Energie des Myons schließen läßt.

## 2.1 Aufbau des Teststandes

Um die MDTs betreiben zu können, benötigt man noch einige weitere Detektoren. Für die Messung der Driftzeit benötigt man einen Detektor, der die Durchgangszeit des Myons, also die Startzeit für die Drift, genau bestimmt. Dazu wird unter dem Eisenabsorber ein Hodoskop aus achtzig  $10\text{cm}$  breiten Szintillationszählern eingebaut. Diese Zähler sind in zwei versetzten Lagen angeordnet. Das Hodoskop wird sowohl mit TDCs ausgelesen, als auch mit ADCs.

Da die MDTs nur in einer Richtung, in unserer Konvention der  $y$ -Richtung, ortsauflösend sind, benötigt man externe Detektoren um die Myonspur in  $x$ -Richtung zu bestimmen. Die  $x$ -Richtung benötigt man um Korrekturen auf die Signallaufzeit in den MDT-Drähten und auf den Durchhang der MDT-Drähte ( $216\mu\text{m}$  in der Mitte des Drahtes) machen zu können. Hierfür genügt eine Genauigkeit von etwa  $5\text{cm}$ . Diese Genauigkeit liefert zum einen das Hodoskop, und zum anderen eine weitere Streamerlage, die ganz oben im Aufbau ist. Sie wird mit  $4\text{cm}$  breiten Streifen, die quer zu den Streamerrohren liegen, ausgelesen. Das Signal der Influenzstreifen wird über Vorverstärker und Komparatoren ausgelesen.

Ganz unten, unter dem Eisenabsorber ist dann die untere Streamerlage, die für den Vielfachstreuungsschnitt benötigt wird.

Als Trigger werden zwei Signale in überlappenden Zählern des Hodoskops, und ein Signal in jeder Streamerlage verlangt.

---

<sup>2</sup>Referenzkammern

## 2.2 Aufbau des vorläufigen Teststandes

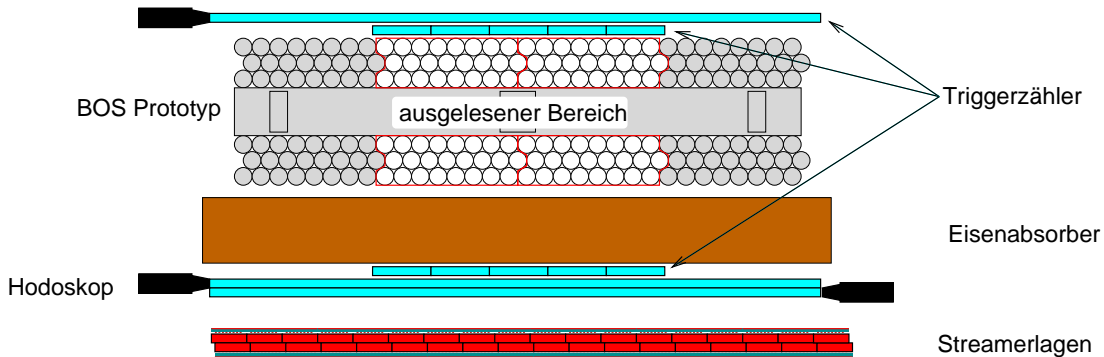


Abbildung 2.2: Vorläufiger Höhenstrahlungsteststand

Bis zur Datennahme für diese Arbeit standen viele Komponenten für den endgültigen Aufbau noch nicht zur Verfügung.

1. Es stand nur ein Prototyp der BOS-MDT-Kammer zur Verfügung.
2. Die endgültige Ausleseelektronik für die Kammer, die an mehreren amerikanischen Instituten entwickelt wird, war wegen technischer Probleme nicht fertig.
3. Für den Prototyp der MDT-Kammer war keine Aufhängung vorgesehen.
4. Wegen Lieferprobleme für den Komparatorchip für die Streamerrohre standen nur die Verstärker zur Verfügung.
5. Ein Datennahmesystem stand nicht rechtzeitig zur Verfügung.
6. Es existierte noch keine Einrichtung zum Mischen der Zählgase.

Deshalb wurde ein vorläufiger Versuchsaufbau am Teststand erstellt.

Zur Kammerauslese verwendeten wir Vorverstärker, Shaper und Diskriminatoren, die am BNL<sup>3</sup> für ein anderes Experiment entwickelt wurde und auch am Teststrahl schon mit der Kammer verwendet wurden. Die Diskriminatoren hatten ECL-Ausgänge, die als Eingänge für die CAEN TDCs, die für die Auslese des Hodoskops angeschafft wurden, geeignet waren. Mit den 128 TDC-Kanälen konnten 96 Rohre der MDT-Kammer, und 30 Szintillatorzähler ausgelesen werden. Die 96 Rohre ergeben einen  $y$ -Bereich von  $48\text{cm}^4$ .

<sup>3</sup>Brookhaven National Laboratory

<sup>4</sup>sechs Lagen á 16 Rohre

Von den 30 Szintillatoren wurden 20 so eingebaut, wie beim Teststand vorgesehen, und zehn wurden quer zu den Drähten auf die Kammer gelegt. Damit konnte die Myonspur in der x-Koordinate hinreichend genau bestimmt werden.

Ebenfalls für das Hodoskop wurden zwei ladungsintegrierende ADC-Module (128 Kanäle) angeschafft, die für das COMPASS<sup>5</sup> Experiment entwickelt wurden. Mit diesen ADCs konnten neben den zwanzig für das Timing wichtigen Zählern auch noch 64 Streamerrohrkanäle (ergibt 68cm) ausgelesen werden.

Getriggert wurde auf ein Trefferpaar im Hodoskop und ein Treffer in den oberen Szintillatorzählern. Um den Triggerbereich auf den Bereich der Kammer und den ausgelesenen Bereich der unteren Streamerlage einzuschränken, wurden noch fünf weitere Zähler in Drahrichtung auf die Kammer und auf das Hodoskop gelegt. Für den Trigger wird in jeden dieser zusätzlichen Lagen ein Treffer verlangt. Das so gewonnene Triggersignal ergibt keine gute Ereigniszeit. Man kann eine gute Startzeit in der Analyse wie in Abschnitt 2.3 beschrieben mit weniger Aufwand bestimmen, als mit einer Hardwarelösung. Dazu wird die Information aus der TDC-Auslese des Hodoskops verwendet.

Die Daten wurden mit Hilfe eines VME-PC-Interfaces<sup>6</sup> genommen. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein auf C++ basierendes Datennahmesystem für dieses Interface geschrieben.

Die Systeme zur Vermessung der Geometrie der Kammer wurden nicht benutzt.

Die Zählgase wurden fertig gemischt gekauft. Für die MDT-Kammer wurde eine vorläufige Druckregelung verwendet, die den Druck auf 1 mbar konstant hielt.

## 2.3 Das Hodoskop

Die Anordnung der 80 (beziehungsweise 20) Zähler des Hodoskops ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Es registriert ein Myon mit zwei Treffern, je einer pro Lage, in überlappenden Zählern.

Um eine gute Zeitauflösung zu erreichen müssen Korrekturen auf die Lichtlaufzeit in den Szintillatoren, auf die Verzögerungszeiten der Photomultiplier und auf die Signallaufzeit in den Kabeln gemacht werden. Dabei kommt es nur darauf an, daß alle Zähler synchron arbeiten. Die als Startzeit für die Messung der Driftzeiten in den MDT-Kammern gefundene Zeit kann eine, für alle Ereignisse konstante Zeitdifferenz enthalten (siehe Kapitel 4).

Geht ein Myon zur Zeit  $t = 0$  durch das Hodoskop, so ist die Zeit, zu der am TDC-Eingang für den Zähler  $i$  ein Signal anliegt

$$t_{S,i} = f(d_i) + \tau_{pm,i} + \tau_{Kabel,i} = f(d_i) + \tau_i \quad (2.1)$$

---

<sup>5</sup>COMPASS FIADC

<sup>6</sup>AT VME von der Firma Wiener

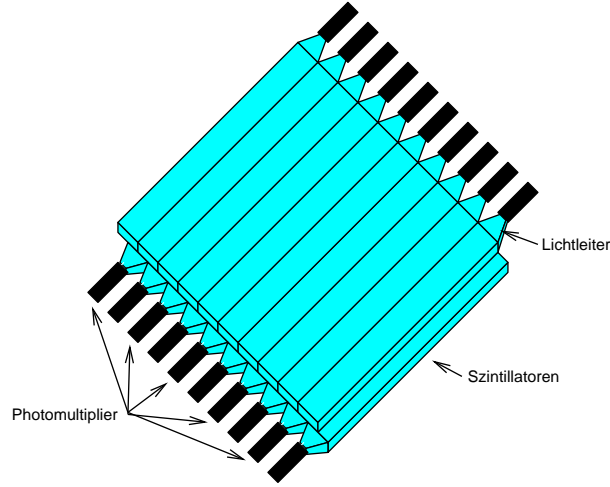


Abbildung 2.3: Das Hodoskop mit zwanzig Szintillatoren

wobei  $\tau_{pm,i}$  die Verzögerung des Photomultipliers, und  $\tau_{Kable,i}$  die des Kabels ist. Diese Zeitdifferenzen werden zu  $\tau_i$  zusammengefaßt. Die Funktion  $f(d_i)$  ist die Lichtlaufzeit des Signals in Abhängigkeit vom Abstand des Myonaufreffpunktes zum Photomultiplier  $d_i$ . Es wird angenommen, daß für alle Szintillatoren diese Funktion gleich ist. Diese Funktion ist nicht einfach  $c * d$ , da auch das Licht, das an den Szintillatorwänden reflektiert wird, zur Laufzeit beiträgt.

Das Myon ruft in einem Driftrohr zum Zeitpunkt

$$t_{MDT} = \tau_{verz, MDT} + \tau_{Drift} \quad (2.2)$$

ein Signal hervor, wobei  $\tau_{verz, MDT}$  die Summe aus der Flugzeit des Myons und Signallaufzeiten in der Kammerelektronik und  $\tau_{Drift}$  die Driftzeit ist. Die Zeit  $\tau_{verz, MDT}$  wird in Kapitel 4 bestimmt. Die Zeit  $\tau_{Drift}$  ist die Zeit, die gemessen werden soll.

Als Meßgrößen stehen uns die Zeitdifferenzen

$$\tau_{S,i} = t_{S,i} - t_{trigg} \quad (2.3)$$

und

$$\tau_{MDT} = t_{MDT} - t_{trigg} \quad (2.4)$$

zur Verfügung, wobei  $t_{trigg}$  der Zeitpunkt des Triggersignales ist.

Da der Trigger zwei Treffer in übereinanderliegenden Zählern verlangt, stehen zwei Hodoskopzeiten  $\tau_{S,i}$  und  $\tau_{S,j}$  zur Verfügung. Die Summe der beiden Zeiten ist:

$$\tau_{S,i} + \tau_{S,j} = f(d_i) + f(d_j) + \tau_i + \tau_j - 2t_{trigg} \quad (2.5)$$

Da die Szintillatoren auf gegenüberliegenden Seiten ausgelesen werden gilt:

$$d_i = L - d_j \quad (2.6)$$

Für  $f(d)$  gilt näherungsweise

$$f(a + b) = f(a) + f(b). \quad (2.7)$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned} \tau_{S,i} + \tau_{S,j} &= f(L - d_j) + f(d_j) + \tau_i + \tau_j - 2t_{trigg} \\ &= f(L) - f(d_j) + f(d_j) + \tau_i + \tau_j - 2t_{trigg} \\ &= f(L) + \tau_i + \tau_j - 2t_{trigg} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Betrachtet man nun die experimentell zugängliche Größe

$$\tau_{MDT} - \frac{\tau_{S,i} + \tau_{S,j}}{2} = \tau_{verz, MDT} + \tau_{drift} - \frac{f(L) + \tau_i + \tau_j}{2} \quad (2.9)$$

so stellt man fest, daß sie bis auf die Größen  $\tau_{i/j}$  und  $\tau_{MDT}$  sich nur durch Konstanten von der Driftzeit unterscheidet.

Die Größen  $\tau_i$  und  $\tau_j$  müssen im Rahmen einer Hodoskopeichung bestimmt werden. Dazu wurde ein Eichszintillator quer auf die Zähler des Hodoskops gelegt. Die Parameter dieses Zählers waren von Alois Kraus als Teil seiner Diplomarbeit genau bestimmt.

Aus den Signalen des Eichzählers kann man eine Myonzeit  $t_\mu$  bestimmen. Der Eichzähler liegt in der Mitte des Hodoskops, so daß gilt:

$$f(d_i) = f\left(\frac{L}{2}\right) \quad (2.10)$$

Die Signalzeit am Zähler  $i$  relativ zu der Myonzeit ist dann

$$t_{S,i} - t_\mu = f\left(\frac{L}{2}\right) + \tau_i \quad (2.11)$$

Damit kann  $\tau(i)$  bis auf eine, für alle Zähler gleiche Konstante bestimmt werden. Abbildung 2.4 ist ein Histogramm über  $t_{S,10} - t_{ref}$ , wobei  $t_{ref}$  die mit dem Eichzähler ermittelte Myondurchgangszeit ist. Die Breite dieser Verteilung ist die quadratische Summe aus der Zeitauflösung des Eichzählers, und der Zeitauflösung des Hodoskopzählers. Die Zeitauflösung des Eichzählers ist 570 ps. Daraus folgt, daß die Zeitauflösung eines Zählers 781 ps ist. Da die Zeit von zwei Zählern mit dieser Auflösung gemessen wird, ist die Gesamtauflösung

$$\frac{1}{\sqrt{2}} 781 \text{ ps} = 552 \text{ ps} \pm 50 \text{ ps}. \quad (2.12)$$



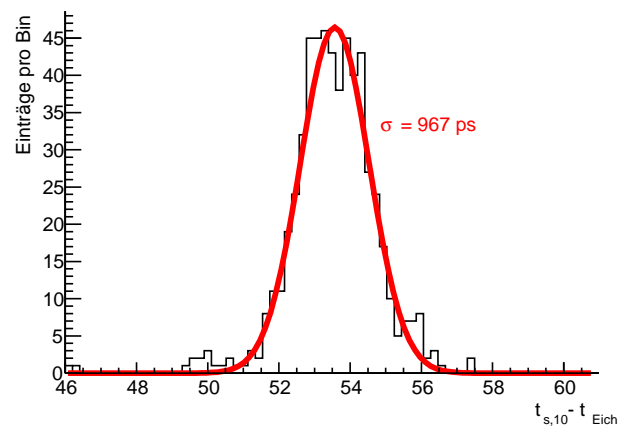


Abbildung 2.4: Der Zeitpunkt des Signales eines Hodoskopzählers relativ zur, mit dem Eichzähler ermittelten, Myonzeit.



# Kapitel 3

## Streamerrohre

### 3.1 Aufbau und Funktionsprinzip

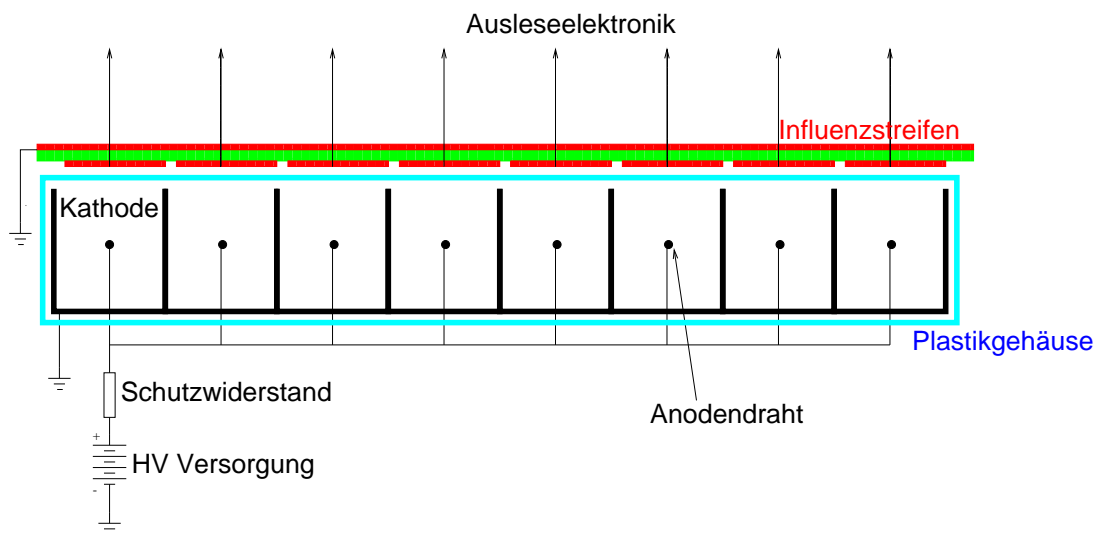


Abbildung 3.1: Aufbau der Streamerrohre mit Influenzstreifen

Abbildung 3.1 zeigt die Bauweise der hier verwendeten Streamerrohre <sup>1</sup>. In einem Plastikgehäuse sind 8 Drähte gespannt, die an einer positiven Hochspannung liegen. Diese sind jeweils von drei Seiten mit der hochohmigen Kathode umgeben. Die Seite des Rohres, an der die Kathode offen ist, wird als offene Seite und die Seite, an der die Kathode geschlossen ist, als geschlossene Seite des Rohres bezeichnet.

Die hier verwendeten Rohre haben einen Drahtabstand von 10 mm. Als Detektorgas verwendeten wir eine Mischung aus Argon (2.5%), Isobutan (9.5%) und

<sup>1</sup>auch Iarocci Rohre oder Limited Streamer Tubes

$CO_2$  (Rest). Auf diese Rohre werden nun Influenzstreifen gelegt, die das Feld der erzeugten Ladung registrieren.

Das Funktionsprinzip ähnelt dem der Streamerkammer wie in [3] beschrieben. Ein Teilchen ionisiert das Detektorgas. Die erzeugten Ladungen werden im elektrischen Feld des Detektors beschleunigt, und erhalten soviel Energie, daß sie ihrerseits wiederum das Detektorgas ionisieren, wodurch es, wie bei einer Proportionalkammer, zu einer lawinenartigen Ladungsvermehrung kommt. Diese Lawinen verändern das elektrische Feld. Zwischen den positiven und negativen Ladungen wird das Feld abgeschwächt, wodurch dort Ionen und Elektronen unter Freisetzung von Photonen rekombinieren. Diese Photonen erzeugen nun an den Fronten der Lawinen, wo das Feld durch die freien Ladungen verstärkt wird, Sekundärlawinen. Dadurch bildet sich ein Streamer, also ein leitender Plasmakanal aus. In der Streamerkammer, bei der die Elektroden Metallplatten sind, ist das Feld im ganzen Raumbereich stark genug, diese Streamerentwicklung aufrecht zu erhalten. Es kommt zu einer leitenden Plasmaverbindung zwischen den Elektroden, weswegen die Hochspannung abgeschaltet werden muß, um den Detektor für ein neues Teilchen scharf zu machen.

Dadurch, daß bei den Iarocci-Rohren, wie sie in [5] beschrieben sind, die Anode ein Draht ist, und damit das Feld zur Kathode hin schwächer wird, erreicht der Streamer nicht wie bei der Streamerkammer die Kathode. Da kein leitender Plasmakanal oder Funke entsteht, der die Kathode und die Anode verbindet, entstehen irgendwann keine neuen freien Ladungen mehr. Das Rohr ist dann wieder bereit ein neues Teilchen zu registrieren, und die Hochspannung muß nicht abgeschaltet werden. Das dem Gas beigemischte Isobutan, das die Photonen einfängt ohne ionisiert zu werden, unterdrückt zusätzlich Sattelitenstreamer.

Die Auslese dieser Rohre kann auf zwei Arten erfolgen. Eine Möglichkeit ist, die AC-gekoppelte Auslese der Drähte wie bei den MDTs. Da die hochohmige Kathode das Feld der freigewordenen Ladung nicht sofort abschirmt, kann dieses auch durch Influenzstreifen, die auf die Rohre gelegt werden, gemessen werden.

Die Influenzstreifen bestehen aus Platinenmaterial, das auf einer Seite durchgehend kupferbeschichtet ist, und auf der anderen Seite Kupferstreifen hat. Für die untere Lage verlaufen die Streifen parallel zu den Drähten, wobei über jeden Draht ein Streifen zu liegen kommt. Bei der oberen Streamerlage verlaufen  $40\text{mm}$  breite Streifen senkrecht zu den Drähten. Das Signal an den Streifen wird über Vorverstärker an Komparatoren, beziehungsweise Analog-Digital-Wandler, gegeben.

## 3.2 Test der Streamerrohre und ihrer Auslese

Ein Test mit einem Streamerrohr sollte folgende Fragen beantworten.

1. Ist der Vorverstärker geeignet?

2. Welche Breite der Influenzstreifen ist am günstigsten?
3. Wie stark registriert ein Streifen Streamer im Nachbarrohr?
4. Ist es günstiger die Streifen auf die offene Seite oder die geschlossene Seite der Rohre zu legen?

Um diese Fragen zu klären wurde folgender Testaufbau verwendet. Wie in Abbildung 3.2 dargestellt, wurden zwei hochkant eingebaute Szintillatoren als Triggerzähler verwendet. Der Obere wurde genau über einen Draht des Streamerrohres plaziert. In dem Aufbau wurde außerdem ein Bleiabsorber eingebaut, der nur Myonen durchläßt. Die Tests wurden mit Influenzstreifen parallel zu den Drähten, sowohl auf der offenen Seite, als auch auf der geschlossenen Seite des Rohres durchgeführt. Es wurden auch Streifen mit verschiedenen Breiten (3mm und 9mm) untersucht.

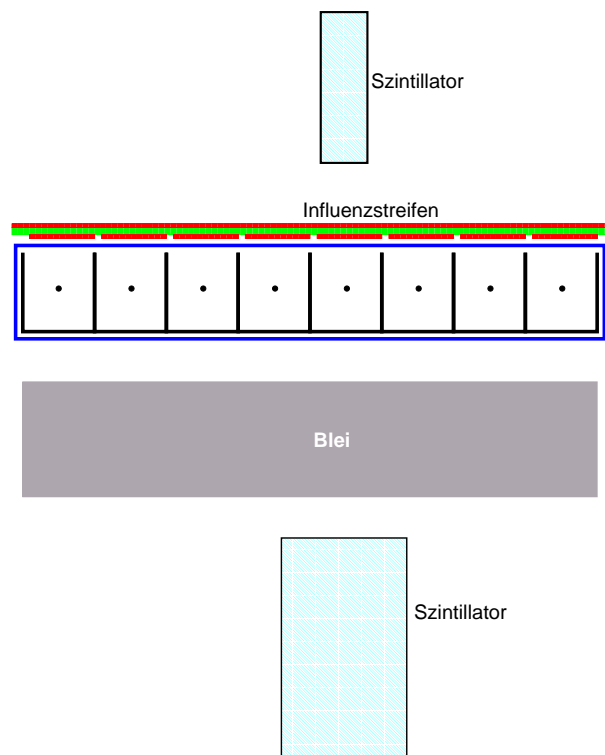


Abbildung 3.2: Versuchsaufbau für den Test der Streamerkammern

### 3.2.1 Betrachtung der Pulshöhenspektren

Zunächst wurden die Pulshöhen am Ausgang des Vorverstärkers gemessen. Dazu wurde das Ausgangssignal auf einen integrierenden Achtkanal-Analog-Digital-

Wandler gegeben. Da der zur Verfügung stehende Wandler nur negative Signale verarbeiten kann, mußten die Pulse vorher invertiert werden.

Zunächst wurde getestet ob es günstiger ist, die Influenzstreifen auf die offene oder die geschlossene Seite des Rohres zu legen. Dazu wurde mit  $3\text{ mm}$  breiten Streifen für jeden der acht Kanäle ein Pulshöhenspektrum aufgenommen. In Abbildung 3.3 ist das Pulshöhenspektrum für den Kanal, den das Myon durchquerte (Kanal im Trigger), und die beiden Nachbarkanäle aufgetragen.

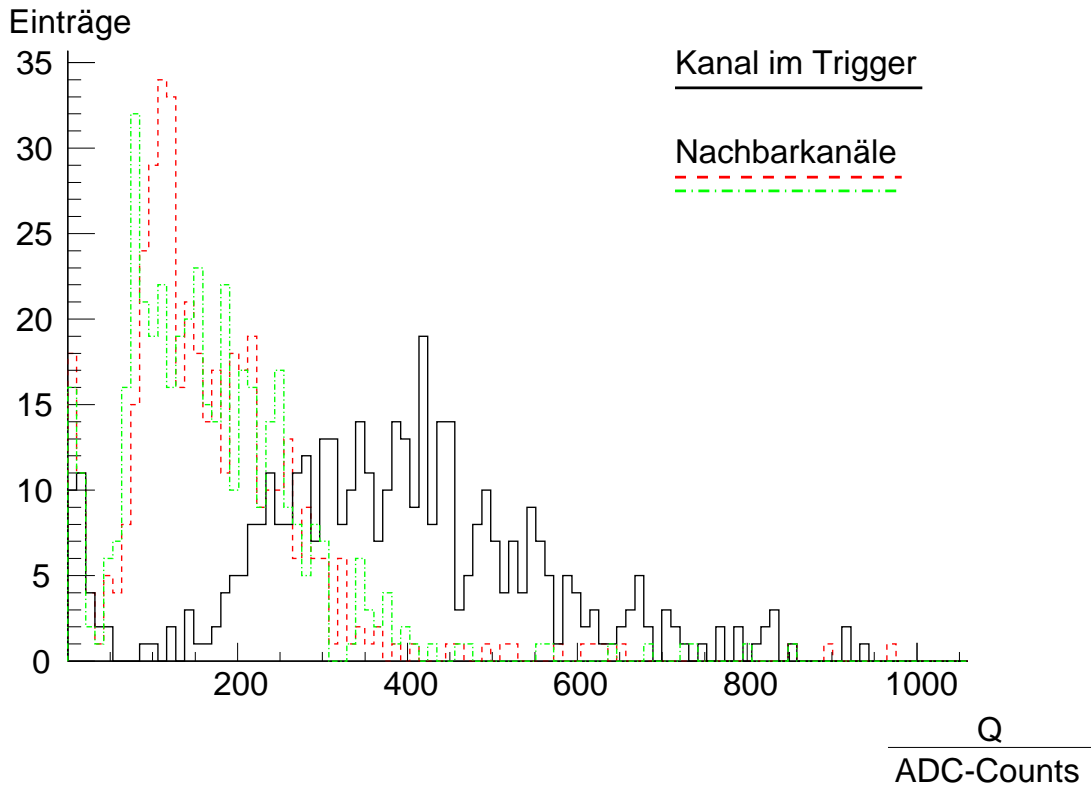


Abbildung 3.3: Pulshöhenspektrum für  $3\text{ mm}$  breite Streifen und Influenzstreifen auf der geschlossenen Seite

Liegen die Influenzstreifen auf der geschlossenen Seite des Rohres, so ergibt sich ein deutlicher Überlapp des Spektrums des Kanals im Trigger, und der Spektren der Nachbarkanäle. Dieser Überlapp führt dazu, daß häufig nicht nur der Kanal, der getroffen wurde einen Treffer meldet, sondern auch der Nachbarkanal. Dies kann vermieden werden, wenn man die Influenzstreifen auf die offene Seite der Rohre legt. Hier zeigt sich, daß die Influenz im Nachbarkanal deutlich geringer ist (vergleiche Abbildung 3.4).

Abbildung 3.5 zeigt die Pulshöhenspektren für  $9\text{ mm}$  breite Streifen, die auf der offenen Seite liegen. Erwartungsgemäß ist die Influenz auf dem Streifen, der unter dem Trigger ist, deutlich größer (etwa bei  $900\text{ ADC-Counts}$ ) als bei  $3\text{ mm}$

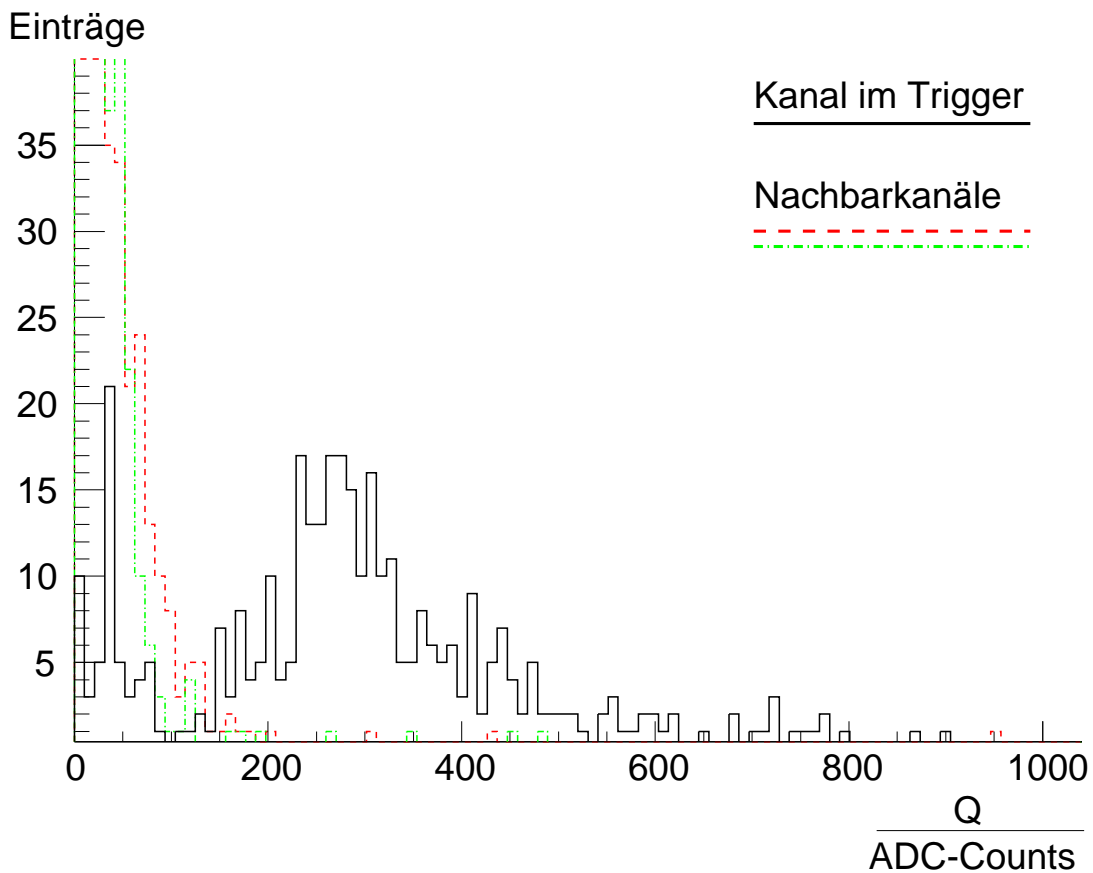


Abbildung 3.4: Pulshöhenspektrum für 3 mm breite Streifen und Influenzstreifen auf der offenen Seite

breiten Streifen. Dies ist günstig, da es hohe Komparatorschwellen ermöglicht, wodurch man unempfindlicher auf Einstreuungen wird. Ein ungünstiger Effekt durch den nun geringeren Abstands zwischen den Streifen<sup>2</sup> (0,5 mm) ist nicht festzustellen.

### 3.2.2 Ideale Betriebsspannung

Die Hochspannung für die Streamerrohre muß so gewählt sein, daß sich der Streamer zuverlässig entwickelt. Andererseits darf die Hochspannung nicht so hoch gewählt werden. An kleinen Unregelmäßigkeiten am Draht und an der Kathode entstehen dann Entladungen, die auf Dauer das Rohr zerstören.

Wie genau die Hochspannung gewählt werden muß, hängt vom Durchmesser des Rohres und vom Anteil von Isobutan im Detektorgas ab. Ist der Durchmesser gering, darf der Streamer nicht zu lang werden, sonst erreicht er die Kathode .

<sup>2</sup>zum Beispiel Übersprecher zwischen den Streifen

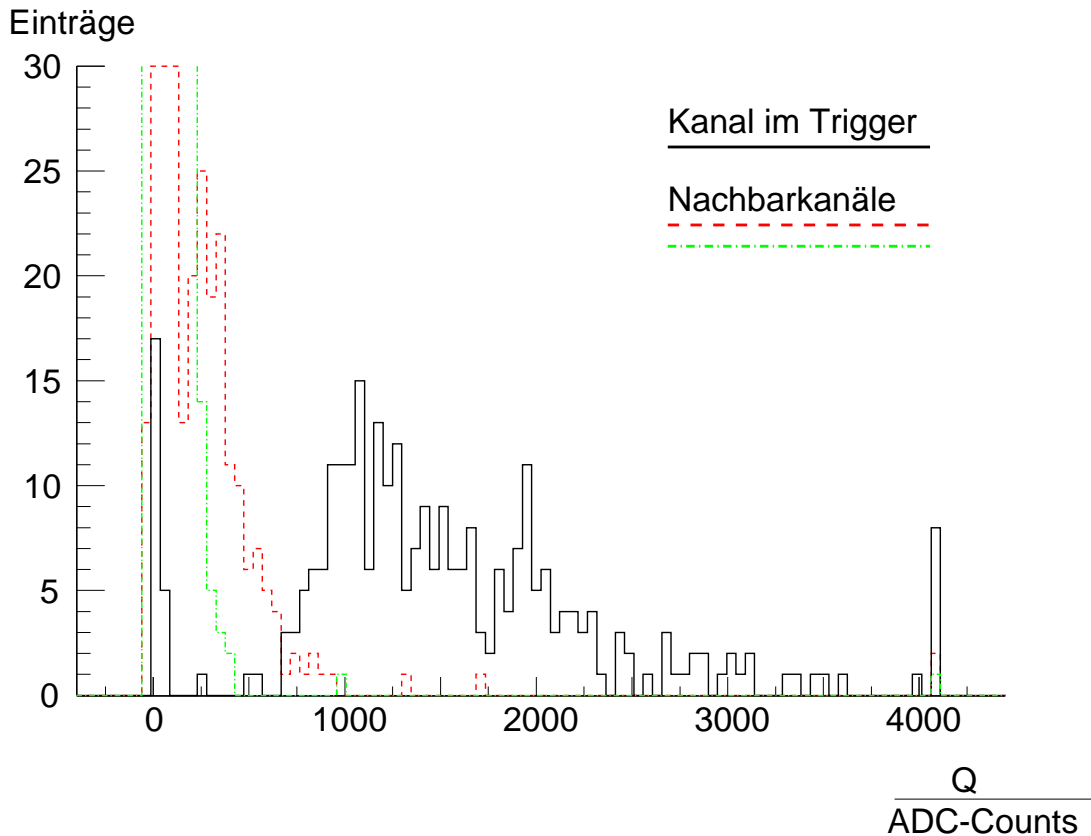


Abbildung 3.5: Pulshöhenspektrum für 9 mm breite Streifen und Influenzstreifen auf der offenen Seite

Eine größere Beimengung von Isobutan vergrößert ebenfalls den Bereich in dem die Hochspannung liegen darf.

In [5] wurden Tests mit quadratischen Rohren mit einer Kantenlänge von 8 mm und einer Gasmischung aus Argon und Isobutan, beschrieben. In dieser Veröffentlichung wird gezeigt, daß der zulässige Operationsbereich mit Abnahme von Isobutan kleiner wird. Aus Feuerschutzgründen soll aber im Teststand nur eine Beimengung von 9.5% Isobutan verwendet werden.

Es hat sich gezeigt, daß die bei den Tests verwendete Hochspannung von 4640V, die eine zuverlässige Streamerentwicklung ermöglicht, auf Dauer die Rohre beschädigt. Im vorläufigen Teststand wurden die Streamerrohre deshalb mit einer Spannung von nur 4500V betrieben. Dadurch wird die Effizienz der Streamerkammern verringert, da nicht alle Myonen einen Streamer auslösen.

Da vorgemischtes Gas verwendet wurde, und damit das Gas für die Streamerrohre nicht in beliebiger Menge zur Verfügung stand, konnte vor dem eigentlichen Betrieb der Rohre kein Test der einzelnen Rohre gemacht werden. Da die Rohre gebraucht waren, kann es sein, daß einige der Rohre, die während der Daten-



nahme für diese Arbeit „gestorben“ sind, vorher schon schadhaft waren. Vor der Inbetriebnahme des endgültigen Teststandes empfiehlt es sich alle Rohre einem mehrtägigen Dauertest zu unterziehen.

### 3.2.3 Ein Modell zur Erklärung des Verhaltens der Influenzstreifen

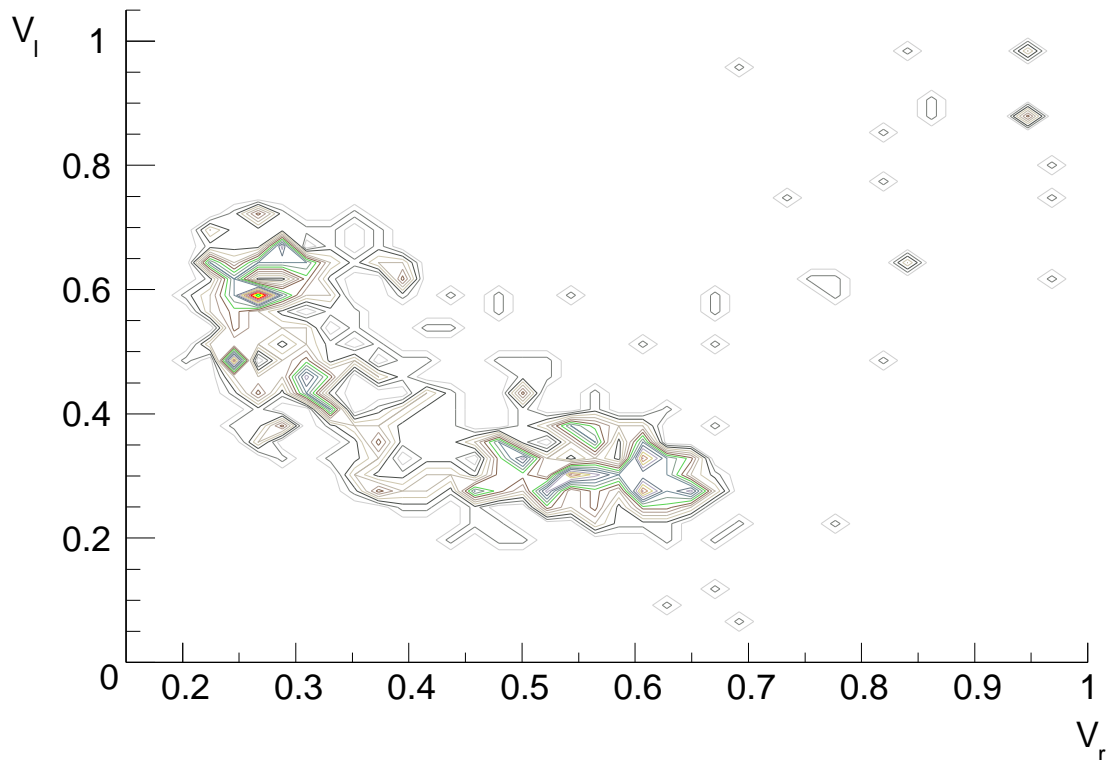


Abbildung 3.6: Histogramm über  $V_l$  und  $V_r$  für 3mm breite Streifen auf der geschlossenen Seite des Rohres

Eine interessante Beobachtung kann man machen, wenn man das Influenzverhalten benachbarter Streifen betrachtet. Sei  $Q_t$  die influenzierte Ladung im Influenzstreifen unter dem Trigger und  $Q_l$  beziehungsweise  $Q_r$  die influenzierte Ladung des linken, beziehungsweise rechten Nachbarstreifens. Betrachtet man nun die Verhältnisse

$$V_{l/r} = \frac{Q_{l/r}}{Q_t} \quad (3.1)$$

so stellt man eine interessante Korrelation fest. Abbildung 3.6 ist ein Histogramm über diese Verhältnisse. Die Daten wurden mit 3 mm breiten Streifen auf der geschlossenen Seite des Rohres genommen. Man sieht, daß die Ereignisse in diesem

Histogramm zwei Ansammlungen bilden, bei denen einmal die Influenz auf dem linken Nachbarn deutlich größer ist als auf dem rechten und umgekehrt.

Zur Erklärung dieses Verhaltens betrachten wir folgendes Modell. Die Influenzstreifen registrieren Veränderungen des elektrischen Feldes, also Veränderungen der Ladungsdichten im Streamergas. Durch eine Streamerentladung werden Gasteilchen ionisiert, wodurch freie positive und negative Ladungen entstehen. Da genausoviel positive wie negative Ladung entsteht, ist zunächst noch kein Signal auf den Influenzstreifen zu messen. Die Elektronen, die eine wesentlich höhere Beweglichkeit haben als die Ionen, driften sehr schnell zum Draht. Solange sich die Ionen noch in der Nähe des Drahtes aufhalten, werden die Elektronen vom elektrischen Feld der Ionen auf der Drahtoberfläche festgehalten. Erst wenn die Ionen sich vom Draht entfernen, können die Elektronen abgesaugt werden. Dadurch entsteht ein Überschuß an positiven Ladungen, der von den Influenzstreifen registriert wird.

Für Berechnungen an diesem Modell machen wir folgende Vereinfachungen.

1. Die Kathode sei aufgrund ihrer Hochohmigkeit für das Feld der erzeugten Ladung unsichtbar.
2. Das Feld der erzeugten Ladung steht auf der Ebene der Influenzstreifen senkrecht. Das heißt, der Abstand zwischen den Influenzstreifen und der leitenden Schicht auf der Rückseite der Platine wird vernachlässigt.
3. Da nur die gesamte influenzierte Ladung interessiert, aber nicht die zeitliche Entwicklung der Ladungsverteilung, wird davon ausgegangen, daß die Ladung plötzlich entsteht.
4. Die Ladungsverteilung wird als eine ruhende Punktladung angenommen. Der Ort der Punktladung korreliert mit dem mittleren Aufenthaltsort der Ionen.

Dadurch kann das Problem, wie in Abbildung 3.7 dargestellt, mit der Spiegelladungsmethode gelöst werden. Das Feld der Punktladung  $q$  an der Stelle

$$\vec{r}_q = \begin{pmatrix} x_q \\ y_q \\ z_q \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

vor einer Ebene mit  $z_{Ebene} = d$  ist gleich dem Feld der Ladung  $q$  und einer Spiegelladung mit  $q' = -q$  am Punkt

$$\vec{r}_{q'} = \begin{pmatrix} x_q \\ y_q \\ z_{q'} = 2d - z_q \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

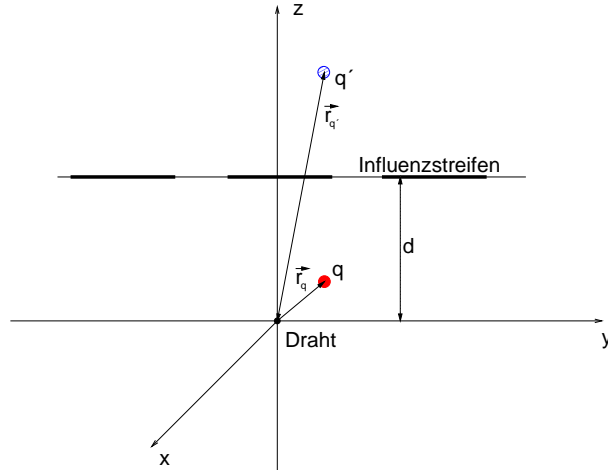


Abbildung 3.7: Ein Modell für das Verhalten der Influenzstreifen

Das elektrische Feld, das sich daraus ergibt, ist

$$\vec{E}(\vec{r}) = \kappa q \left( \frac{(\vec{r} - \vec{r}_q)}{|\vec{r} - \vec{r}_q|^3} - \frac{(\vec{r} - \vec{r}_{q'})}{|\vec{r} - \vec{r}_{q'}|^3} \right) \quad (3.4)$$

mit

$$\kappa = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}. \quad (3.5)$$

Die  $x$ - und  $y$ -Komponenten des Feldes sind in der Ebene der Influenzstreifen Null. Die  $z$ -Komponente des Feldes ist proportional zur influenzierten Flächenladung. Hat man also einen Influenzstreifen an der Stelle  $y_I$  mit der Breite  $b$ , der in  $x$ -Richtung verläuft, so ist die influenzierte Ladung

$$Q = \epsilon_0 \int_{y_I - \frac{b}{2}}^{y_I + \frac{b}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} E_z \left( \begin{pmatrix} x \\ y \\ d \end{pmatrix} \right) dx dy \quad (3.6)$$

$$= 4\epsilon_0 \kappa \left( \arctan \left( \frac{1}{2} \frac{2y_I + b - 2y_q}{d - z_q} \right) + \arctan \left( \frac{1}{2} \frac{-2y_I + b + 2y_q}{d - z_q} \right) \right) \quad (3.7)$$

wobei die Streifen als unendlich lang betrachtet werden. Das Ladungsverhältnis zwischen dem Streifen über dem getroffenen Rohr und dem Nachbarstreifen ist gemäß Gleichung 3.1

$$V = \frac{Q(y_I = 10\text{mm})}{Q(y_I = 0\text{mm})}. \quad (3.8)$$

In Abbildung 3.8 ist das Ergebnis von Gleichung 3.8 für die in Abbildung 3.6 dargestellte Situation in Abhängigkeit von  $y_q$  für  $z_q = 0$  dargestellt. Der Abstand zwischen Influenzstreifen und Draht ist hier  $d = 7 \text{ mm}$ . In Abbildung 3.8 sind

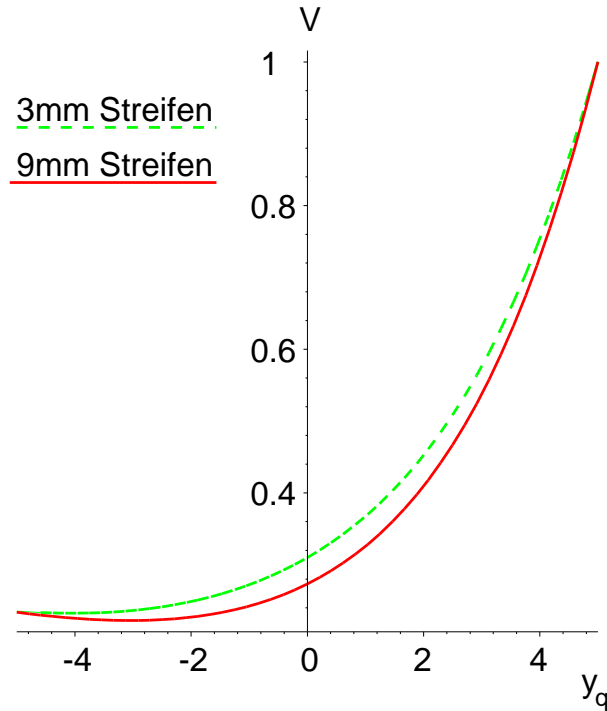


Abbildung 3.8: Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von  $y_q$  für  $z_q = 0$

Kurven für die Streifenbreiten 9 mm und 3 mm dargestellt. Man sieht, daß für breitere Streifen  $V$  geringer ist.

Setzt man die Koordinaten der beiden Anhäufungen aus Abbildung 3.6 ( $(V_r|V_l) = (0,6|0,3), (0,3|0,6)$ ) in die Gleichungssysteme

$$\begin{aligned} V(y_q, z_q) = 0,6 & \quad bzw. \quad V(y_q, z_q) = 0,3 \\ V(-y_q, z_q) = 0,3 & \quad V(-y_q, z_q) = 0,6 \end{aligned} \quad (3.9)$$

ein, so erhält man für die Koordinaten der erzeugten Ladung

$$\begin{aligned} y_q = 2,8 & \quad bzw. \quad y_q = -2,8 \\ z_q = 0,6 & \quad z_q = 0,6 \end{aligned} \quad (3.10)$$

Die Annahme liegt nahe, daß die beiden Werte von  $y_q$  daraus resultieren, daß das Myon entweder links oder rechts am Draht vorbeifliegt. Um diese Annahme zu überprüfen wurden die Szintillatoren um 5 mm verschoben, so daß nur auf Myonen getriggert wurde die rechts am Draht vorbeigehen. Wie man in Abbildung 3.9 sieht, bleibt nur noch eine Ansammlung, wodurch die Annahme bestätigt wird.

Wendet man das Modell auf den Fall an, bei dem die Influenzstreifen auf der offenen Seite des Rohres liegen, so erwartet man etwas geringere  $V$ s, da der Abstand zwischen Draht und Influenzstreifen für diesen Fall geringer ist. Wie man in

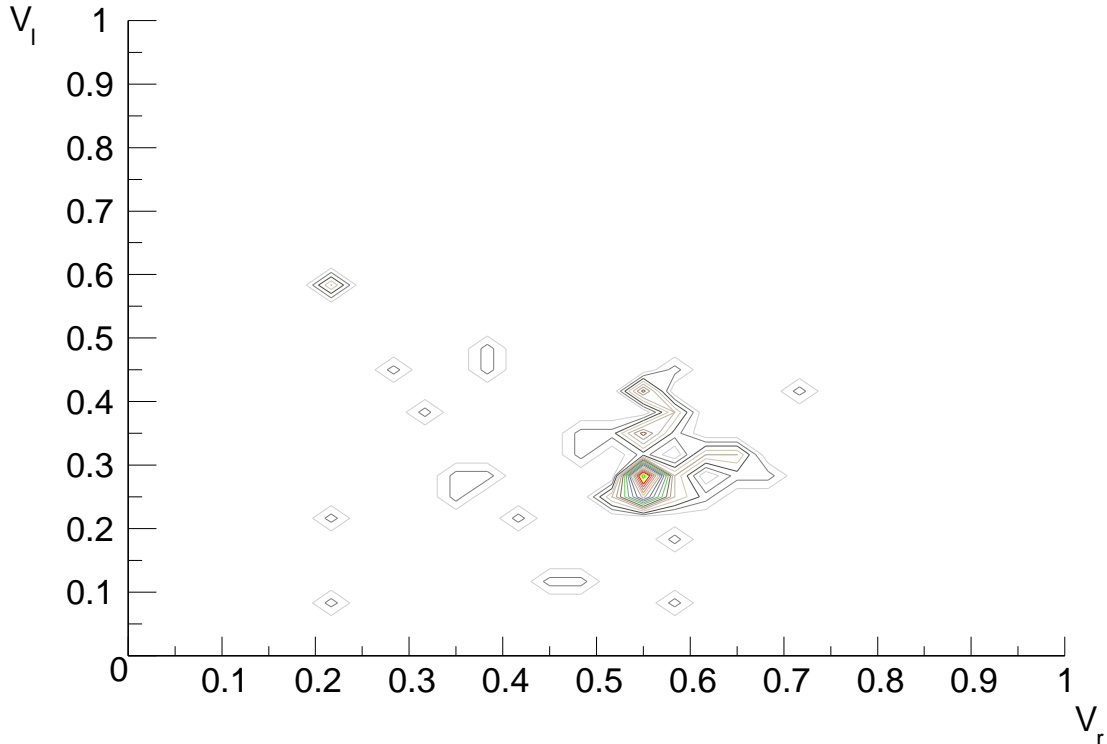


Abbildung 3.9: Histogramm über  $V_l$  und  $V_r$  für einen verschobenen Trigger

Abbildung 3.10 sehen kann ist die Influenz im Nachbarstreifen hier aber deutlich geringer. Rechnet man mit Hilfe der Positionen der Ereignisansammlungen die Position der Ladung aus, so erhält man

$$\begin{aligned} y_q &= 2,24 \\ z_q &= 4,83. \end{aligned} \tag{3.11}$$

Eine so deutliche Verschiebung der Ladung in  $z$ -Richtung ist nicht zu erklären. Die große Verschiebung der Ladung in  $z$ -Richtung kommt von den sehr kleinen  $V_s$ . Da beim getriggerten Kanal hier zwischen Zählgas und Influenzstreifen keine Kathode ist, die Nachbarstreifen das Feld aber durch eine Kathode sehen, würde ein Abschirmungseffekt der Kathode die Verhältnisse verkleinern. Da die Kathode hochohmig ist findet diese Abschirmung nicht instantan statt, weswegen ein dynamisches Modell für die Berechnung dieses Effekts nötig wäre.

Dieses Modell kann keine genaue quantitative Beschreibung des Verhaltens der Influenzstreifen liefern. Qualitativ beschreibt dieses Modell die Meßergebnisse aber richtig. Beim Betrieb des Teststandes kann es vorkommen, daß nicht nur der getroffene Kanal einen Treffer meldet, sondern auch die Nachbarkanäle. Bei der Analyse der Streamerrohrdaten werden aus benachbarten Treffern Cluster gebildet. Als Position des Clusters wird der Mittelwert der Positionen aller

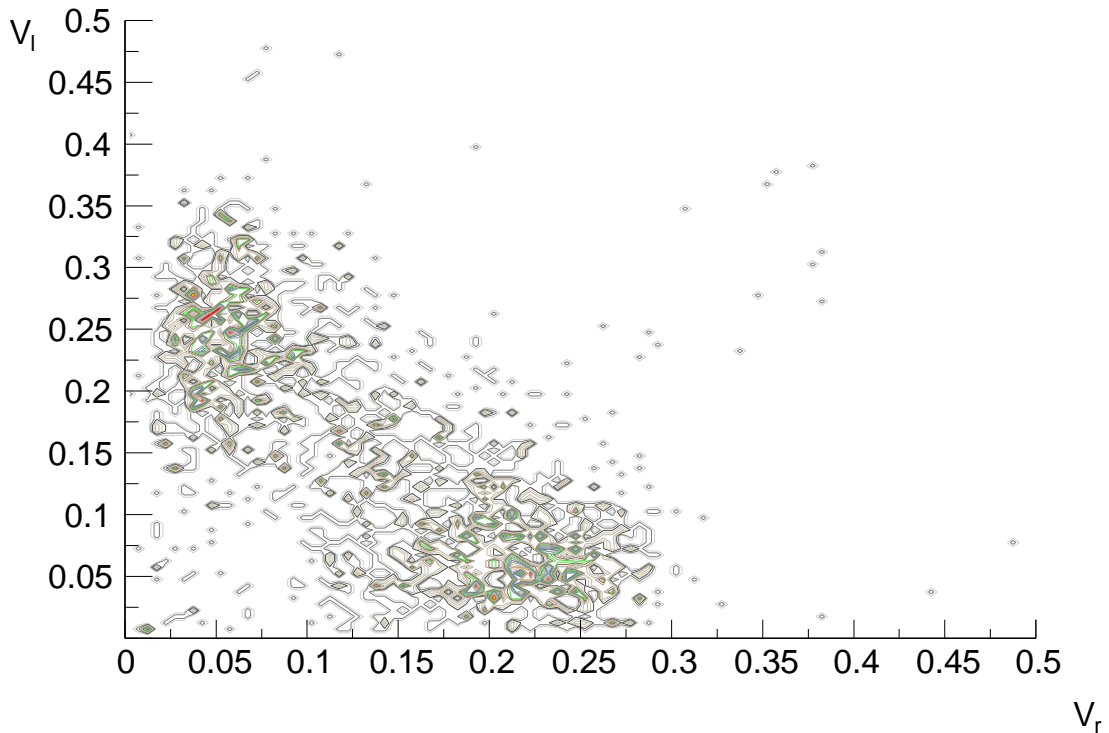


Abbildung 3.10: Histogramm über  $V_l$  und  $V_r$  mit den Influenzstreifen auf der offenen Seite des Rohres

Treffer eines Clusters angegeben. Es hat sich gezeigt, daß Clustergrößen von ein, zwei oder drei Treffern auftreten. Mit diesem Modell kann man zeigen, daß das Auftreten von Clustern mit mehr als einem Treffer die Auflösung nicht verringert.

Hat ein Cluster drei Treffer, so zeigt das Modell daß das mittlere Rohr getroffen wurde. Würde man annehmen, daß das Myon durch das rechte der drei getroffenen Rohre gegangen wäre, dann würde man eine sehr große Asymmetrie in der Streamerentwicklung fordern. Sie müßte groß genug sein, daß der nächste und der übernächste linke Nachbarstreifen einen Treffer anzeigt, der rechte aber nicht. Eine solche Asymmetrie ist nicht möglich. Man kann den Myondurchgang also, genauso wie bei einem einzelnen Treffer, auf die Breite eines Rohres genau lokalisieren.

Bei einem Cluster mit zwei Treffern können beide Rohre getroffen worden sein. Man weiß aber aus dem Modell, daß das Myon entweder beim rechten Rohr links oder beim linken Rohr rechts am Draht vorbeigegangen ist. War das Myon beispielsweise im linken Rohr, so war die Influenz im Streifen rechts vom getroffenen Rohr größer als im linken Nachbarstreifen, da der rechte Streifen einen Treffer gemeldet hat, der linke aber nicht. Man kann also das Myon auf den Bereich zwischen zwei benachbarten Drähten genau lokalisieren. Dieser Abstand ist gleich der Breite eines Rohres, weshalb die Auflösung eines Clusters mit zwei Treffern

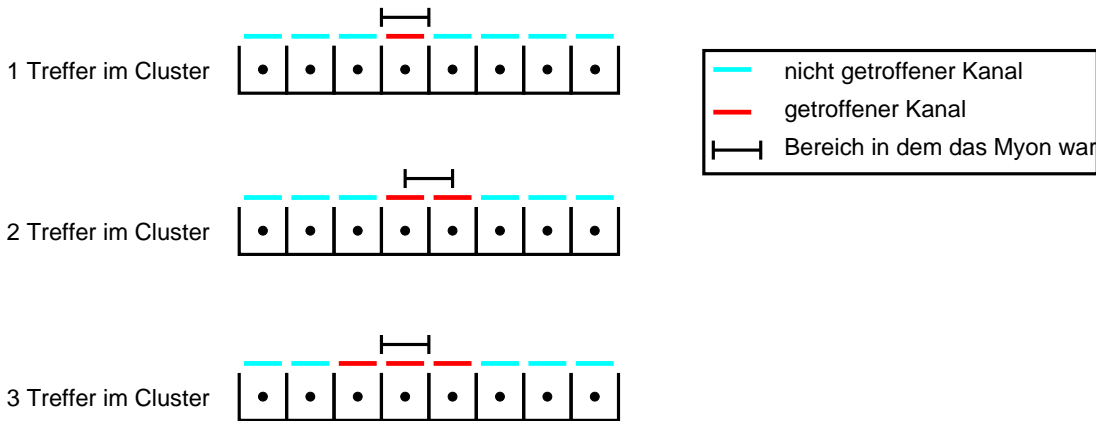


Abbildung 3.11: Die Auflösung eines Streamerclusters bei einem, zwei und drei Treffern

gleich der Auflösung eines einzelnen Treffers ist.

Die Unabhängigkeit der Auflösung von der Clusterbreite ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Man sieht die getroffenen Streifen, und den Bereich auf den der Ort des Myondurchganges eingeschränkt werden kann.

### 3.3 Invertieren der Streamerrohrsignale

Da die Streamerrohre im vorläufigen Teststand mit den für COMPASS entwickelten FIADCs<sup>3</sup>, die nur negative Pulse verarbeiten können, ausgelesen werden, müssen die Streamerrohrpulse invertiert werden. Für den Test mit acht Kanälen wurde hierfür ein kommerzielles Fan-In-Fan-Out Modul mit Invertierfunktion verwendet. Im Teststand wurden aber 64 Influenzstreifen ausgelesen, wofür nicht genügend kommerzielle Invertierer zur Verfügung standen. Deshalb mußten einfache Invertierer entworfen werden.

Die entscheidende Anforderung an diese Invertierer war, daß sie möglichst einfach sind, und mit geringen Kosten für die 64 Kanäle zu bauen sind. Da mittels des ADC-Eintrags nur eine Entscheidung getroffen werden mußte ob das Rohr getroffen wurde oder nicht, mußten diese Invertierer nicht den hohen Anforderungen entsprechen, die bei Spektroskopieanwendungen gestellt werden. Eine Genauigkeit von etwa 10-20% genügt.

Invertiert wird mit einer Emitterschaltung wie in [6] beschrieben. Da positive Signale in negative umgewandelt werden sollten, wurde hier ein PNP-Transistor verwendet. Diese Schaltung ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Das Funktionsprinzip eines Transistors ist

$$I_E = \beta I_B \quad (3.12)$$

<sup>3</sup>Fast Integrating ADC

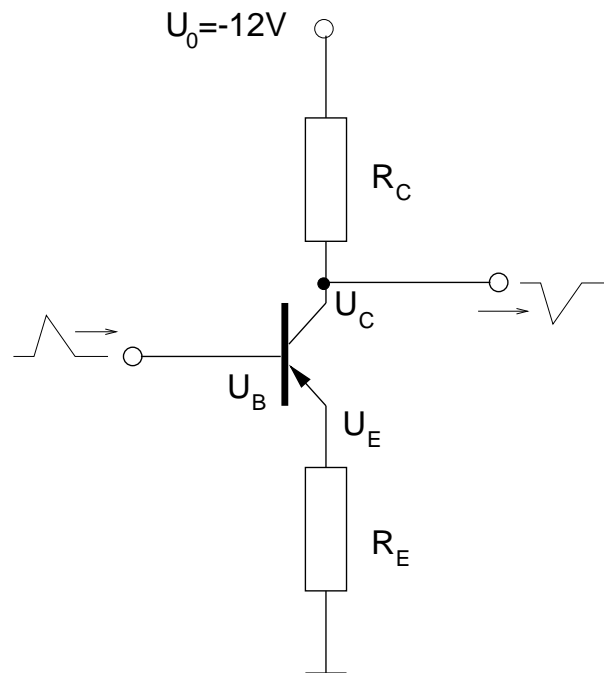


Abbildung 3.12: Die Emitterschaltung

wobei  $\beta \approx 100$  ist<sup>4</sup>. Daraus folgt

$$I_E \gg I_B \Rightarrow I_C = I_E \quad (3.13)$$

und, da zwischen Basis und Emitter nur  $0.6V$  Diodenspannung abfallen

$$U_E = U_B - 0.6V. \quad (3.14)$$

Aus  $R = \frac{U}{I}$  folgen:

$$U_C = U_0 - I_C R_C \quad (3.15)$$

$$U_E = I_E R_E \Rightarrow I_E = \frac{U_E}{R_E} \quad (3.16)$$

Aus Gleichung 3.16 folgt mit Gleichung 3.13:

$$I_C = \frac{U_E}{R_E} \quad (3.17)$$

Setzt man die Gleichungen 3.17 und ?? in die Gleichung 3.15 ein, so erhält man

$$U_C = U_0 - \frac{R_C}{R_E} (U_B - 0.6V). \quad (3.18)$$

<sup>4</sup>Dieser Wert sollte nur als Größenordnung in die Parameter einer Schaltung eingehen, da er nicht genau bestimmt ist



Nach der Zeit abgeleitet ergibt das:

$$\partial_t U_C = -\frac{R_C}{R_E} \partial_t U_B \quad (3.19)$$

woraus folgt, daß die Verstärkung dieser Schaltung

$$\alpha = -\frac{R_C}{R_E} \quad (3.20)$$

ist. Nachdem wir nur invertieren wollen, sollte  $R_C = R_E$  sein.

In dieser Form ist die Schaltung aber nicht verwendbar. Der Arbeitspunkt, also der Pegel der als konstante Ruhespannung am Eingang anliegen muß, muß im Bereich zwischen drei und neun Volt liegen. Auch am Ausgang liegt dann im Ruhezustand eine Spannung an, die nicht Null ist. Deshalb müssen die Signale kapazitiv ein- und ausgekoppelt werden. Der Ausgangswiderstand dieser Schaltung sollte außerdem niederohmig sein.

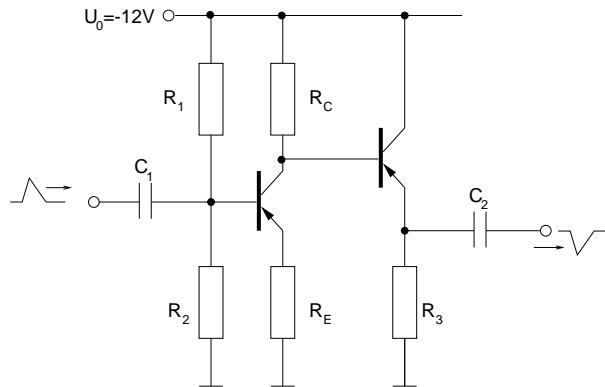


Abbildung 3.13: AC gekoppelter Signalinvertierer

Abbildung 3.13 zeigt die vollständige Schaltung. Das Signal wird über  $C_1$  eingekoppelt. Die Widerstände  $R_1$  und  $R_2$  legen den Arbeitspunkt, also den Punkt fest, um den die Spannung  $U_C$  ausgelenkt werden soll. Damit das Eingangssignal nicht von der Arbeitspunktstabilisierung unterdrückt wird, muß der Eingangswiderstand des Transistors viel kleiner sein als  $R_2$ . Wegen Gleichung 3.12 ist der Eingangswiderstand des Transistors

$$R_{Eingang} = \beta R_E. \quad (3.21)$$

Die Eingangskopplung ist ein Hochpaß mit der Grenzfrequenz  $f = \frac{1}{C_1 \alpha R_E}$ . Damit das Signal nicht durch den Hochpaß abgeschwächt wird, muß diese Grenzfrequenz viel kleiner sein als die inverse Pulslänge (200 ns). Es muß also gelten:

$$\begin{aligned} R_2 &\ll \alpha R_E \\ C_1 \alpha R_E &\gg 200 \text{ ns} \end{aligned} \quad (3.22)$$

was mit

$$\begin{aligned} R_1 = R_2 &= 2 \text{ M}\Omega \\ R_C = R_E &= 1 \text{ k}\Omega \\ C_1 &= 20 \text{ nF} \end{aligned} \tag{3.23}$$

erfüllt ist.

Leitet man Gleichung 3.14 nach der Zeit ab, so erhält man

$$\partial_t U_E = \partial_t U_B \tag{3.24}$$

was beim sogenannten Emitterfolger (der zweite Transistor in Abbildung 3.13) ausgenutzt wird. Der Emitter folgt also jeder Spannungsänderung an der Basis. Wegen Gleichung 3.12 wird der Ausgangswiderstand aber um zwei Größenordnungen herabgesetzt. Die Kapazität  $C_2$  bildet mit dem Kondensator  $R_3$  zusammen einen Tiefpaß, dessen inverse Grenzfrequenz wiederum viel größer sein sollte als die Pulslänge. Deshalb ist

$$\begin{aligned} C_2 &= 10 \text{ nF} \\ R_3 &= 560 \text{ k}\Omega \end{aligned} \tag{3.25}$$

### 3.4 Die Streamerrohre im Teststand

Im vorläufigen Teststand wurden acht Streamerrohre mit insgesamt 64 Kanälen verwendet. Die Betriebsspannung konnte nicht höher als 4500 V eingestellt werden. Eine höhere Spannung konnte nicht über längere Zeit gehalten werden, ohne die Rohre zu beschädigen. Auch die Spannung von 4500 V führte dazu, daß nach einer gewissen Zeit manche Rohre nicht mehr hochspannungsfest waren.

Die Influenzstreifen, die im vorläufigen Teststand nur durch ihre Kupferbeschichtung abgeschirmt waren, empfingen ein Störsignal, das etwa bei 800 kHz lag. Außerdem hat sich gezeigt, daß das für die Photomultiplier verwendete Hochspannungsversorgungsgerät hundert mal in der Sekunde einen 1 MHz Puls in das 220 V Netz einstreut. Messungen mit einer empfindlichen Oszilloskopprobe direkt an den Streifen haben gezeigt, daß die Störsignale direkt in die Influenzstreifen, also nicht über die Spannungsversorgung der Elektronik, eingestreut wurden. Außerdem zeigte sich, daß diese Einstreuungen auf allen Streifen gleich waren. Da ein Profil mit acht Rohren im Aufbau ohnehin schadhaft war, und damit nicht unter Hochspannung stand, waren acht Kanäle frei zur Messung dieses Untergrundes. Der durchschnittliche Meßwert, der an diesen acht Rohren gemessen wurde, wurde vom Meßwert der anderen Kanäle abgezogen. Im endgültigen Aufbau, wo die Streamerrohre über Komparatoren ausgelesen werden, kann diese Korrektur nicht gemacht werden. Die Rohre müssen dann vollständig abgeschirmt werden.

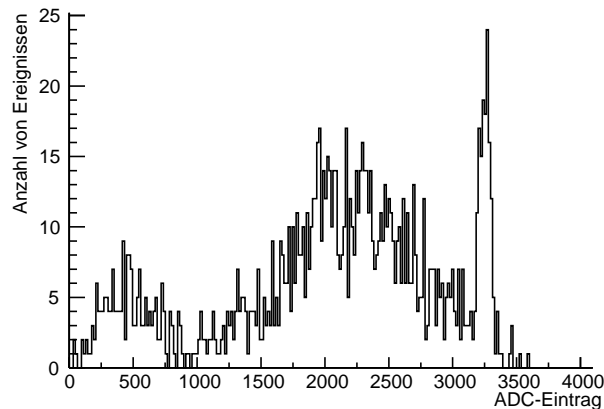


Abbildung 3.14: Spektrum eines Streamerkanals, für Ereignisse, bei denen er den höchsten ADC-Eintrag hatte

Da beim Teststand nicht auf einzelne Rohre getriggert werden kann, kann man anhand des Spektrums nicht ohne weiteres die Schwelle einstellen, die angibt, ab welchen ADC-Eintrag ein Treffer gemeldet wird. Um diese Schwelle einzustellen, wurde deshalb für jeden Kanal ein Spektrum mit den Ereignissen, bei denen der Kanal den höchsten ADC-Eintrag hatte, gefüllt. In Abbildung 3.14 ist ein solches Spektrum dargestellt. Hier wurde die Schwelle auf 920 gesetzt, was eine klare Trennung von Treffersignalen und Untergrund bewirkt.

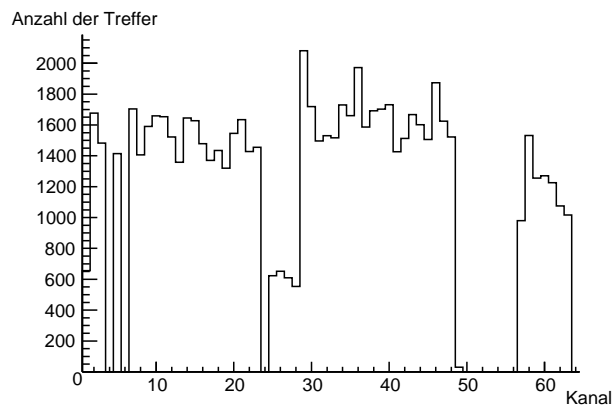


Abbildung 3.15: Anzahl der Treffer pro Kanal

In Abbildung 3.15 ist die Anzahl der registrierten Treffer für jeden Kanal aufgetragen. Bei einigen Kanälen war die Elektronik defekt. Außerdem sieht man die Lücke, die das defekte Rohr hinterläßt (Kanäle 48 bis 55). Zum rechten Rand der Streamerlage hin sinkt die Anzahl der Treffer ab, da die Triggerakzeptanz am Rand abnimmt.

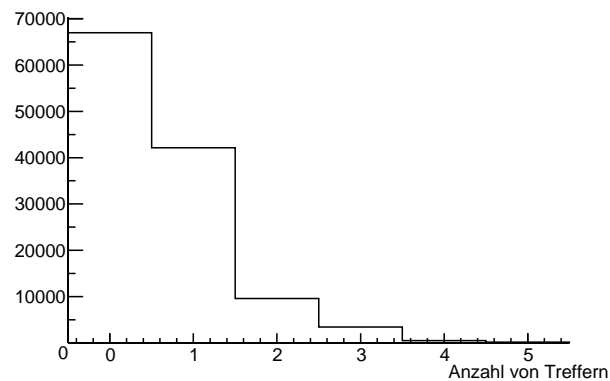


Abbildung 3.16: Anzahl der registrierten Treffer pro Ereignis

In Abbildung 3.16 ist ein Histogramm über die Anzahl der Treffer in der Streamerlage dargestellt. Teilt man die Anzahl Ereignisse, die keinen Treffer in den Streamerrohren haben, durch die Gesamtzahl der analysierten Ereignisse, so erhält man eine Effizienz der Streamerlage von 54.5%. Man muß diese Zahl aber noch auf die geometrische Akzeptanz der Streamerlage normieren. Dadurch erhält man für die Effizienz der Rohre 82.4%. Das ist nicht gut, reichte aber für die Untersuchungen, die in der vorliegenden Arbeit gemacht wurden, aus. Im endgültigen Teststand hat man (hoffentlich) keine toten Rohre. Außerdem hat man eine zweite Lage von Streamerrohren, die versetzt liegt. Dadurch werden die Lücken im empfindlichen Bereich der Rohre besser abgedeckt.

# Kapitel 4

## Synchronisation und Vermessung von Driftzeitspektren von MDTs

Die Elektronen, die entlang der Ionisationsspur eines Teilchens in einem MDT entstehen, driften im elektrischen Feld des Rohres zum Draht. Dort tritt eine lawinenartige Gasverstärkung ein, die dazu führt, daß am Draht ein deutlich meßbares Signal auftritt. Dieses Signal wird verstärkt, geformt<sup>1</sup> und zuletzt mit Diskriminatoren in einen digitalen Puls umgewandelt. Dieser Puls gibt das Startsignal für die Zeitmessung in den TDCs<sup>2</sup>. Gestoppt wird die Zeitmessung für alle TDC-Kanäle<sup>3</sup> mit dem verzögerten Triggersignal. Auf diese Weise muß man nur ein Signal verzögern um sicherzustellen, daß die Starts für die TDCs immer vor dem Stoppsignal kommen.

Das Driftzeitspektrum erscheint dann gespiegelt, da, je länger die Driftzeit ist, umso später das Startsignal kommt. Die Zeitdifferenz zwischen Start und Stopp ist damit bei langen Driftzeiten kleiner. Für die weiteren Betrachtungen nehmen wir an, daß das Spektrum bereits mit

$$\tau = R - \Delta t_{TDC} \quad (4.1)$$

gespiegelt wurde.  $R$  ist dabei der Meßbereich des TDCs.

Ist nun die Myondurchgangszeit mit Hilfe des Hodoskops bestimmt worden, so gilt für die gemessene Zeitdifferenz

$$\tau = t_{drift} + \tau_{Elektronik,Kabel} + \tau_{Flug} \quad (4.2)$$

wobei  $t_{drift}$  die Driftzeit ist, die eigentlich gemessen werden soll. Unter  $\tau_{Elektronik,Kabel}$  ist die Signalverzögerung durch die Elektronik und die Kabel zusammengefaßt. Die Zeitdifferenz  $\tau_{Flug}$  ist die Zeit, die das Myon braucht, um vom Driftrohr zum

---

<sup>1</sup>shaping

<sup>2</sup>Time to Digital Converter

<sup>3</sup>common stop mode

Hodoskop zu gelangen, was innerhalb einer Kammer, bei Rohren in verschiedenen Multilagungen um etwa einer Nanosekunde variiert. Da

$$\tau_{Elektronik,Kabel} + \tau_{Flug} \quad (4.3)$$

für alle Ereignisse gleich ist und nur von Rohr zu Rohr variiert, kann man diese Werte durch Vermessung der ansteigenden Flanke des Spektrums bestimmen.

Durch Vermessung der abfallenden Flanke erhält man die maximale Driftzeit. Diese Größe ist interessant, da Abweichungen darin unterschiedliche Operationsparameter wie Dichte des Gases oder die angelegte Hochspannung anzeigen.

Da im Teststand drei Kammern komplett ausgelesen werden sollen, braucht man einen Algorithmus, der zuverlässig und vollautomatisch die Spektren synchronisiert und die maximale Driftzeit mißt.

## 4.1 Eine phenomenologische Parametrisierung der Flanken des Driftzeitspektrums

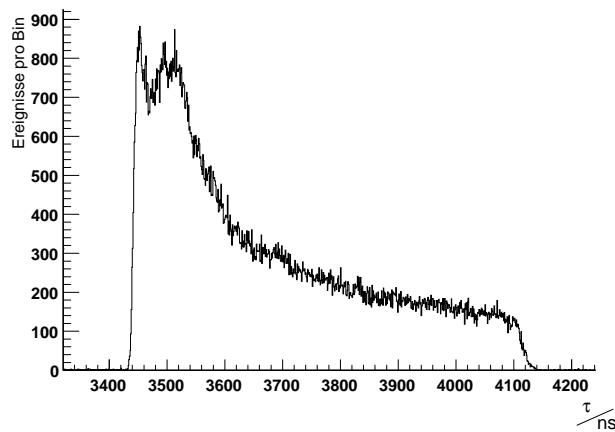


Abbildung 4.1: Driftzeitspektrum eines mit Ar:CO<sub>2</sub> gefüllten Rohres

In Abbildung 4.1 sieht man das Driftzeitspektrum für ein hier verwendetes Driftrohr. Nachdem auch Teilchen, die nicht ein Triggersignal ausgelöst haben, zufällig innerhalb des TDC-Meßbereiches ein Signal im Rohr auslösen können<sup>4</sup>, liegt vor dem eigentlichen Driftzeitspektrum ein Bereich in dem einige wenige Treffer liegen. Diesem flachen Untergrundbereich folgt ein steiler Anstieg. Oben ist dann ein vergleichsweise flaches Plateau, dem ein schneller Abfall folgt. Am Ende des Spektrums folgt einem näherungsweise linearen Abfall die hintere Flanke des Spektrums. Danach folgt wieder ein Untergrundbereich, der bis zum Ende

<sup>4</sup>accidental hits

des TDC-Meßbereiches geht. Die Steigung der ansteigenden Flanke ist durch die Zeitauflösung des Hodoskops und Schwankungen der Driftzeit bei kleinen Radien dominiert. Die Steigung der fallenden Flanke des Spektrums spiegelt die abnehmende Effizienz des Rohres nahe an der Wand wieder.

Die Flanken sollen nun mit Abwandlungen der Fermifunktion

$$F(t) := \frac{A}{1 + e^{-\frac{t-t_0}{T}}} \quad (4.4)$$

angenähert werden. Der Skalierungsfaktor  $A$  ist die Höhe der „Stufe“, also der Wert von  $F(t \rightarrow \infty)$ . Der „Temperaturfaktor“  $T$  hängt mit der Steigung an der Stelle  $t_0$  zusammen.

Für die ansteigende Flanke muß nur der Untergrund berücksichtigt werden. Zu  $F(t)$  wird deshalb eine Konstante  $p_0$  addiert. Die Funktion, die an die ansteigende Flanke angepaßt werden soll ist also

$$G(t) := p_0 + F(t) = p_0 + \frac{A_0}{1 + e^{-\frac{t-t_0}{T}}}. \quad (4.5)$$

Die Funktion, die das Ende des Driftzeitspektrums beschreiben soll, sieht ähnlich aus. Wegen der Eigenschaft des Gasgemisches, bei hohen Driftzeiten keine lineare r-t-Relation zu haben, fällt das Spektrum vor der rechten Kante näherungsweise linear ab. Man kann deshalb keinen konstanten Skalierungsfaktor benutzen. Dieser Faktor wird durch eine lineare Funktion ersetzt, womit die Funktion  $H(t)$

$$H(t) := p_m + \frac{\alpha_m t + A_m}{1 + e^{-\frac{t-t_m}{T_m}}} \quad (4.6)$$

das Ende des Spektrums beschreibt.

In Abbildung 4.2 ist das Spektrum mit den Funktionen  $G$  und  $H$  zu sehen.

## 4.2 Beschreibung des Algorithmus

### 4.2.1 Algorithmen für die Fits

Diese Funktionen sind aber nur für die Kanten des Spektrums gute Näherungen. Deshalb können sie nicht einfach an das gesamte Spektrum gefittet werden.

Eine Möglichkeit, das zu umgehen, ist, wie in [7] dargestellt, die dazwischenliegende Region mit einem Polynom zu beschreiben. Die Erfahrung früherer Teststrahlanalysen hat gezeigt, daß bei dieser Methode der Fit oft mißlingt. Eine weitere Möglichkeit ist es, Bereiche auszuwählen, in denen die Funktionen  $G$  und  $H$  das Spektrum approximieren, und in diesen Bereichen die Funktionen zu fitten. Auch bei dieser Methode liefert der Fit oft deutlich falsche Ergebnisse.

Bei der im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelten Methode, werden die Parameter  $p_0$ ,  $A_0$ ,  $p_m$ ,  $\alpha_m$  und  $A_m$  analytisch berechnet. Dazu werden mit Hilfe einer

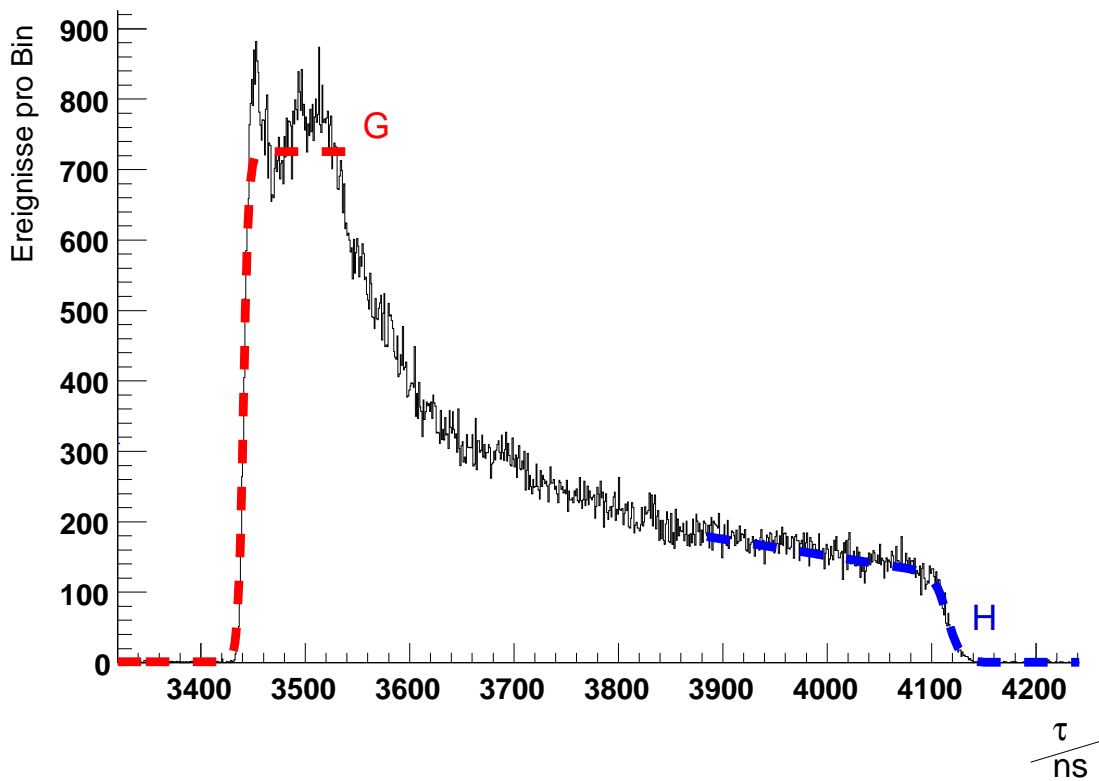


Abbildung 4.2: Das Spektrum und die angepaßten Funktionen

automatischen Mustererkennung bestimmte Bereiche ausgewählt, in denen diese Parameter berechnet werden können. Diese Parameter werden dann während des Fits, der nur wenige freie Parameter hat, festgehalten. Es hat sich gezeigt, daß der Fit damit zuverlässig funktioniert.

#### 4.2.2 Selektion der Bereiche zur Berechnung der festen Parameter

In Abbildung 4.3 sind die Bereiche, die ausgewählt werden müssen, zu sehen. In den Bereichen für  $p_0$ ,  $p_m$  und  $A_0$  wird das Spektrum als flach angenommen. In diesen Bereichen nähern die gefitteten Funktionen Konstanten an. Diese Konstanten sind die Parameter die aus den Bereichen berechnet werden sollen. Deshalb werden diese Parameter auf die mittlere Ereignisdichte in diesen Bereichen gesetzt.

Im Bereich für  $\alpha_m$  und  $A_m$  approximiert  $H(t)$  eine Gerade, wobei  $\alpha_m$  und  $A_m$  die Steigung und der Achsenabschnitt dieser Gerade sind. Deshalb werden diese Parameter durch eine lineare Regression in diesem Bereich bestimmt.

Der Bereich für den Fit der Parameter  $t_0$  und  $T_0$  ist die Kombination aus den Bereichen für die Berechnung der Parameter  $p_0$  und  $A_0$ , sowie des dazwischenlie-



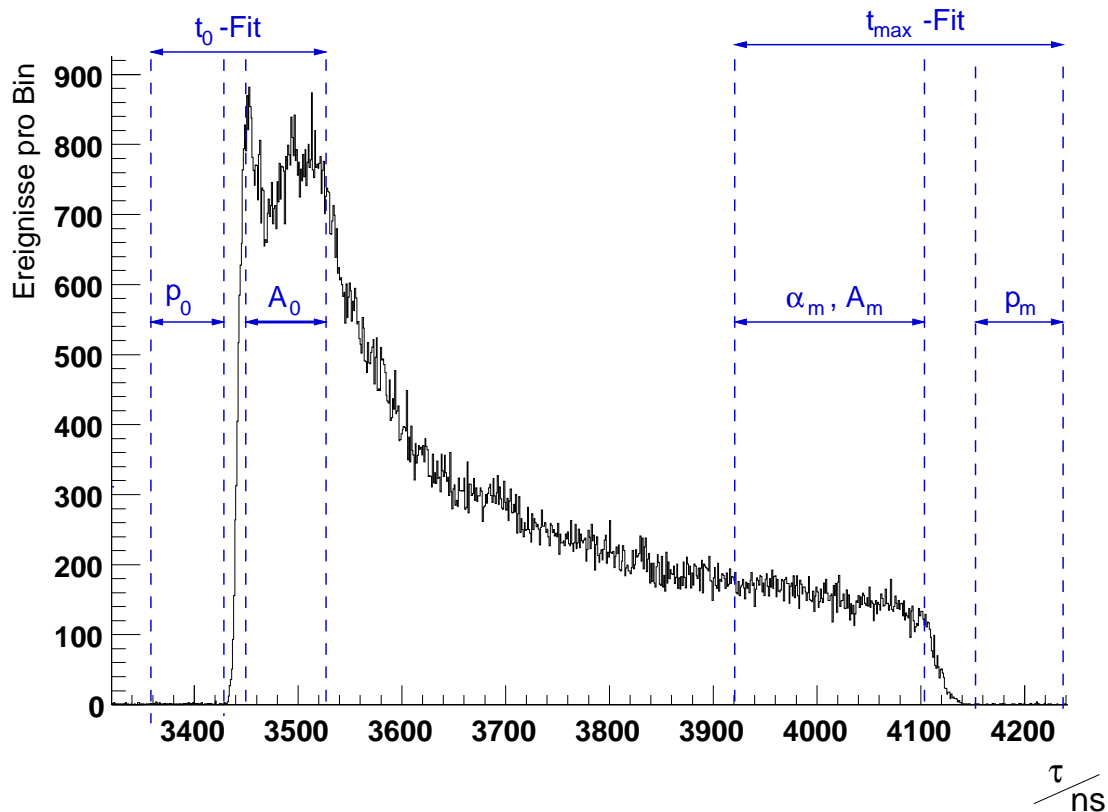


Abbildung 4.3: Die Bereiche, in denen einige Parameter analytisch berechnet werden können

genden Bereichs. Analog werden die Parameter  $t_m$  und  $T_m$  in einem kombinierten Bereich aus den Bereichen zur Berechnung von  $\alpha_m$ ,  $A_m$  und  $p_m$  sowie des dazwischenliegenden Bereiches gefittet.

Man benötigt nun eine zuverlässige und automatische Mustererkennung um diese Bereiche auszuwählen. Ein wichtiger Teil dieser Mustererkennung ist ein Histogramm mit variabler Binbreite<sup>5</sup>, wie es in [9] beschrieben wird.

### Das Variable Binwidth Histogramm (VBH)

Bei herkömmlichen Histogrammen sind die Binbreiten, und damit die Grenzen eines jeden Bins, von vornherein festgelegt. Die Ereignisdichte an der Stelle eines Bins wird durch die Anzahl der Ereignisse, die in diesem Bin liegen, repräsentiert. Dies wird beim VBH auf einen vorgegebenen Wert fixiert. Um die Ereignisdichte widerzuspiegeln, wird beim VBH die Binbreite variiert. Die Binbreite wird also automatisch so gewählt, daß immer genügend Ereignisse verwendet werden, um

<sup>5</sup>Variable Binwidth Histogramm (BH)

eine Dichteanäherung mit hinreichender Statistik durchzuführen. Das Histogramm wird auf diese Weise geglättet.

Die Daten liegen, wegen der Digitalisierung durch die TDCs, bereits in Form eines Histogramms<sup>6</sup> vor. Damit nicht zwei VBH-Bins denselben Bereich einnehmen, muß die Anzahl der Ereignisse pro Bin größer sein als die Anzahl der Ereignisse im höchsten TDC-Bin. Die Anzahl der Ereignisse in einem VBH-Bin wird auf zwei mal die Anzahl der Ereignisse im höchsten TDC-Bin gesetzt. Als Folge davon gibt es nicht genügend Untergrundereignisse um einen VBH-Bin zu füllen. Deshalb wird auch eine maximale Binbreite eingeführt. Bins können nicht breiter werden als dieses Maximum, auch wenn sie damit unterfüllt sind.

Um das Histogramm zu füllen, werden die Treffer zuerst nach  $\tau$  sortiert. Die linke Binngrenze des ersten VBH-Bins ist das  $\tau$  des ersten Treffers. Man geht nun solange zum nächsten Treffer bis man eine neue Binngrenze setzen muß, entweder weil das Bin voll oder zu breit ist.

In Abbildung 4.4 sind einige Regionen des Spektrums vergrößert dargestellt. In die Vergrößerungen ist auch das VBH eingezeichnet. Neben der Binbreite sind auch die Binngrenzen eingezeichnet.

### Die Auswahl der Bereiche

Wie man in Abbildung 4.4 sieht, ist links vom Spektrum ein Bereich, in dem alle VBH-Bins die maximale Binbreite haben. Dort wo die Ereignisdichte dann ansteigt, verringert sich die Binbreite. Fällt die Ereignisdichte wieder ab, so steigt die Binbreite wieder, bis sie, nach der rechten Flanke des Spektrums, wieder die maximale Binbreite erreicht.

An der linken Flanke des Spektrums sieht man, daß der letzte Bin vor dem Spektrum, der eine maximale Binbreite hat, einen Teil des Untergrundes, und einen Teil der ansteigenden Flanke enthält. Deshalb wird der linke Rand dieses Bins als der rechte Rand des  $p_0$  Bereiches gewählt. Die Breite dieses Bereichs wird als Parameter der Mustererkennung festgelegt.

Im Bereich der größten Dichte, schwankt die Binbreite um zwei Werte. Dies liegt am TDC-Binning. Es tragen entweder drei oder vier TDC-Bins zu einem VBH-Bin bei. Die Punkte auf dem Dichtegraphen in Abbildung 4.4 sind die Zentren der TDC-Bins. Die  $A_0$ -Region ist die kleinst mögliche Region, in der alle Bins mit der kleinsten Binbreite liegen.

Um das Ende des Spektrums zu finden sucht man die Stelle, an der die VBH-Bins wieder die maximale Breite haben. Um sicher zu stellen, daß man wirklich das Ende gefunden hat, werden zwei aufeinanderfolgende VBH-Bins mit maximaler Breite verlangt. Die linke Grenze des ersten Bins mit maximaler Binbreite, auf das ein weiteres Bin mit maximaler Breite folgt, ist die rechte Grenze des  $\alpha_m$ - $A_m$ -Bereichs. Dieser Bereich hat eine festgelegte Breite.

---

<sup>6</sup>TDC-Binning

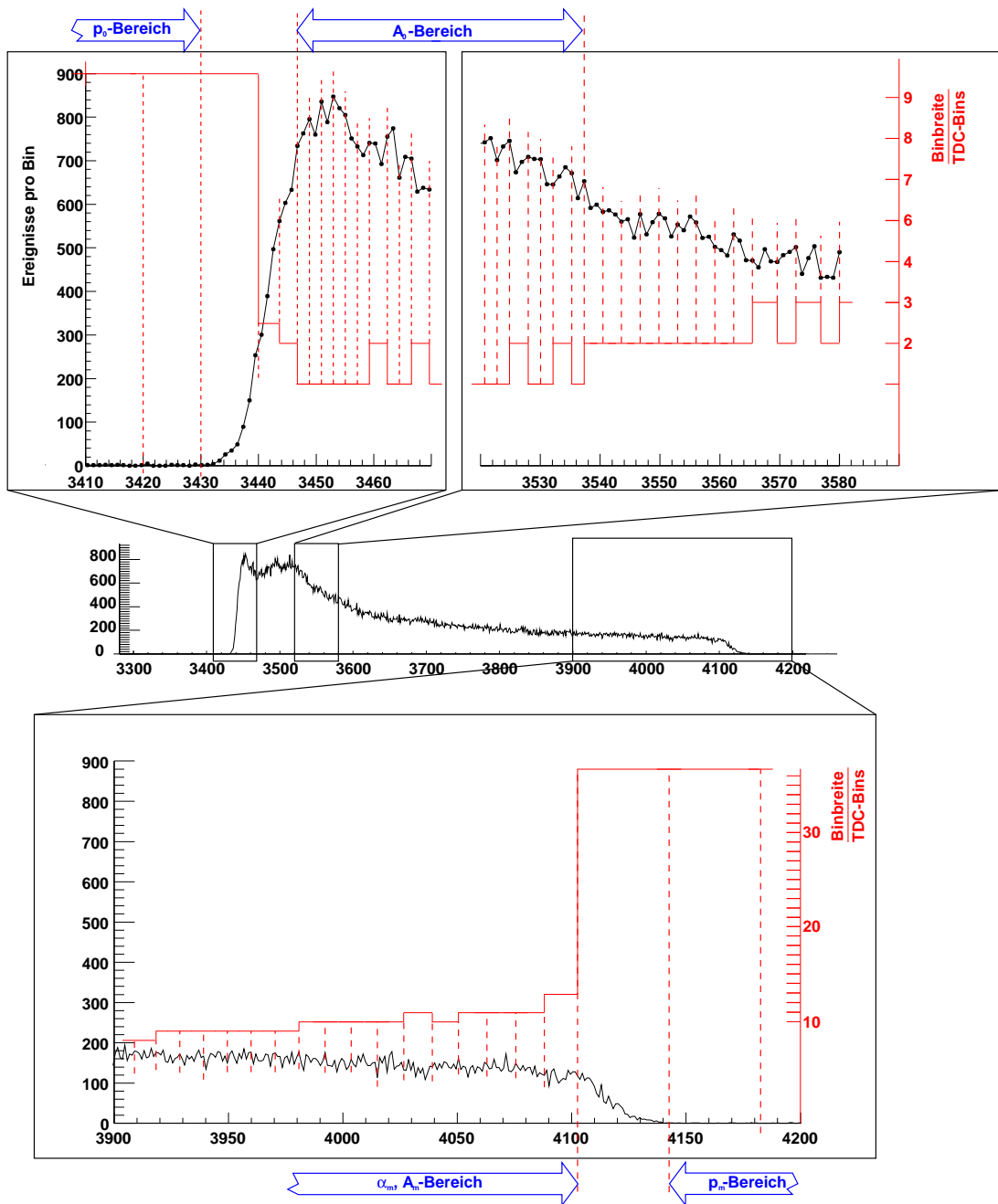


Abbildung 4.4: Das Histogramm mit variabler Binbreite, und die Festlegung der Bereiche

Der rechte Rand dieses VBH-Bins, ist der linke Rand des  $p_m$ -Bereichs, der bis zum Ende des TDC-Meßbereiches geht.

### 4.2.3 Der Fit

Man hat nun die Bereiche für die Berechnung der Parameter  $p_0$ ,  $A_0$ ,  $p_m$ ,  $\alpha_m$  und  $A_m$ . Diese Parameter werden nun, wie oben erklärt, berechnet. Mit diesen Bereichen hat man auch die Bereiche für die Fits.

Der Startwert für den  $t_0$ -Fit ist die Mitte zwischen rechten Rand des  $p_0$ - und des linken Randes des  $A_0$ -Bereiches. Analog wird der Startwert für den  $t_{max}$ -Fit gesetzt.

Für den Fit wird das Histogramm im TDC-Binning, und nicht das VBH benutzt. Zum Einen verfälscht die maximale Binbreite die Dichtewiedergabe des VBH, und zum Anderen ist im TDC-Histogramm die maximale Information enthalten.

Den Fit selbst übernimmt ein Standardfitter wie MINUIT.

## 4.3 Test des Algorithmus

Der Fit wurde mit 250 Spektren aus Monte Carlo Simulationen, 50 Spektren aus Teststrahlungsmessungen, die 1999 in H8 durchgeführt wurden, und 96 Spektren aus Messungen am Höhenstrahlungsteststand getestet. Solange das Rohr einwandfrei funktioniert<sup>7</sup> hat, und die Kanten des Driftzeitspektrums mit dem Auge erkennbar waren, schlug der Fit nie fehl.

Um die Leistungsfähigkeit des  $t_0$ -Fits quantitativ zu untersuchen, wurde ein sehr großer Satz von Monte-Carlo-Ereignissen erzeugt. Ein Rohr hatte dabei 2 080 000 Treffer. Dieser Satz von Treffern wurde auf verschiedene Weise aufgeteilt. Einmal in 52 Sätze zu je 40 000 Treffern und in 13 Sätze zu je 160 000 Treffern. Der  $t_0$ -Fit wurde auf all diese Datensätze angewandt.

In Abbildung 4.5 sieht man die Ergebnisse für  $t_0$  und  $t_0 - 2T_0$ . Alle Ergebnisse waren in einer  $\pm 3\sigma$  Umgebung um den Mittelwert. Es ist also kein Fit fehlgeschlagen.

Sieht man sich die mittleren Abweichungen der Ergebnisse an, so stellt man fest, daß die Fits wie erwartet mit höherer Statistik besser werden. Vergleicht man die Streuung der Ergebnisse von  $t_0$  mit der von  $t_0 - 2T_0$ , so stellt man fest, daß bei 40 000 Treffern pro Fit die Streuung von  $t_0 - 2T_0$  etwas, bei 160 000 Treffern wesentlich geringer ist. Sieht man sich die Quotienten

$$\frac{\sigma_{t_0,40000events}}{\sigma_{t_0,160000events}} = \frac{0.44}{0.32} = 1.4 \quad (4.7)$$

<sup>7</sup>Zum Beispiel keinen zu großen Untergrund hatte

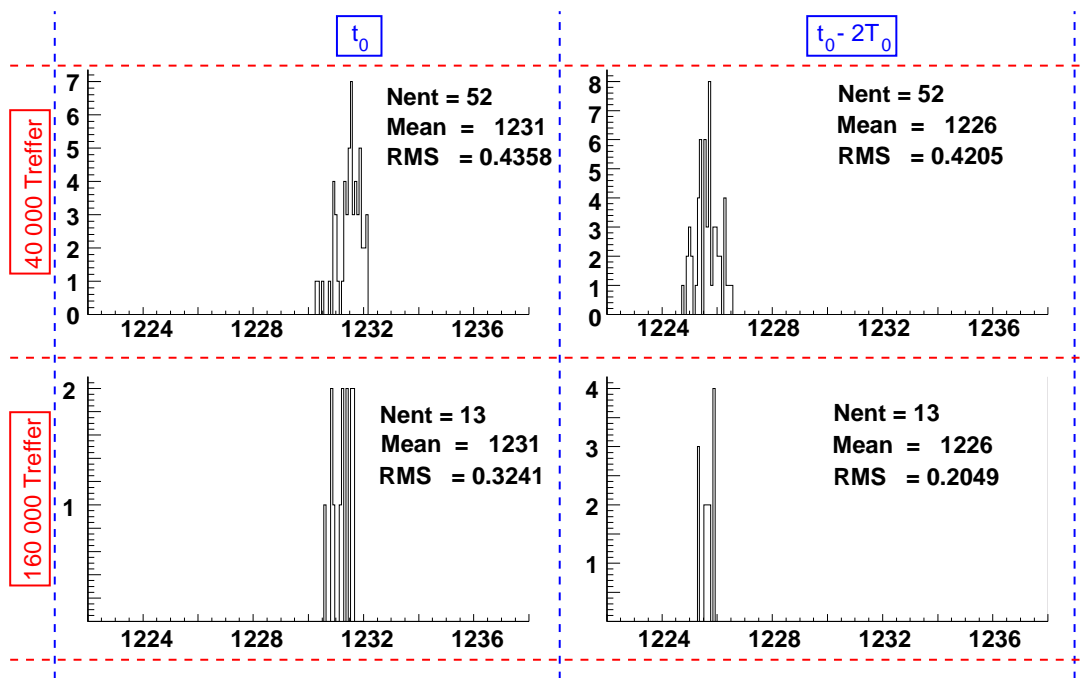


Abbildung 4.5: Die Ergebnisse des  $t_0$ -Fits

und

$$\frac{\sigma_{t_0-2T_0,40000events}}{\sigma_{t_0-2T_0,160000events}} = \frac{0.42}{0.20} = 2.1 \quad (4.8)$$

an, so sieht man daß die Größe  $t_0 - 2T_0$  einer  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ -Regel gehorchen, die Ergebnisse für  $t_0$  aber nicht.

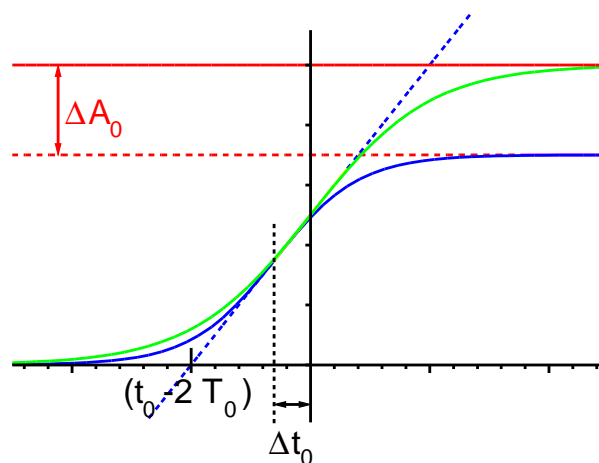


Abbildung 4.6: Schwankung der Werte von  $t_0$  und  $t_0 - 2T_0$  bei Variation von  $A_0$ .

Betrachten wir nun diese Größen. Wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist, ist  $t_0$  die Zeit, bei der die Fermifunktion die Hälfte ihrer Höhe  $A_0$  erreicht hat. Schwankt nun  $A_0$ , so schwankt auch  $t_0$ . Der  $A_0$ -Bereich ist der Bereich, dessen Breite die Bestimmung der dazugehörigen Größe am meisten beeinflusst. An beiden Rändern dieses Bereichs fällt das Spektrum stark ab. Außerdem ist das Spektrum in diesem Bereich nicht wirklich flach. Da die Grenzen des  $A_0$ -Bereichs immer auf den Zentren der TDC-Bins liegen, kann die Bestimmung dieses Bereichs mit zunehmender Statistik nicht beliebig genau werden. Deshalb unterliegt  $A_0$  einer Schwankung, die über die statistische Unsicherheit hinaus geht.

Legt man bei  $t = t_0$  eine Gerade an die Fermifunktion, so ist  $t_0 - 2T_0$  der Punkt an dem diese Gerade das Untergrundniveau durchstößt. Wie man in Abbildung 4.6 sehen kann, ist dieser Punkt nicht von  $A_0$  abhängig. Dadurch unterliegt dieser Punkt nur den statistischen Schwankungen. Deshalb ist  $t_0 - 2T_0$  besser geeignet, um die Spektren zu synchronisieren.

## 4.4 Anwendung des Fits auf die Daten des Höhenstrahlungsteststandes

Der  $t_0$ -Fit funktionierte bei allen guten Rohren auf Anhieb. Der  $t_{max}$ -Fit mißlang bei den Rohren, die am Rand des ausgelesenen Bereiches lagen. Da am Ende des Driftzeitspektrums wesentlich weniger Ereignisse liegen, als am Anfang des Spektrums, ist der  $t_{max}$ -Fit empfindlicher auf zu geringe Statistik. Wegen der geometrischen Akzeptanz des Triggers ist die Anzahl der Treffer bei Rohren am Rand des Triggerbereiches geringer.

# Kapitel 5

## Eine quasianalytische Methode zur Rekonstruktion gerader Spuren

Eine MDT-Kammer liefert für jeden Treffer die Kanalnummer und den Driftradius<sup>1</sup>  $R_i$  mit einer Genauigkeit  $\sigma_i$ . Da die Positionen der Drähte in den Referenzkammern aus Tomographenmessungen bekannt sind, kann man einen Treffer als einen Kreis<sup>2</sup> in der  $y$ - $z$ -Ebene ansehen. Im Moment gehen wir davon aus, daß alle Treffer zur Spurrekonstruktion genutzt werden können.

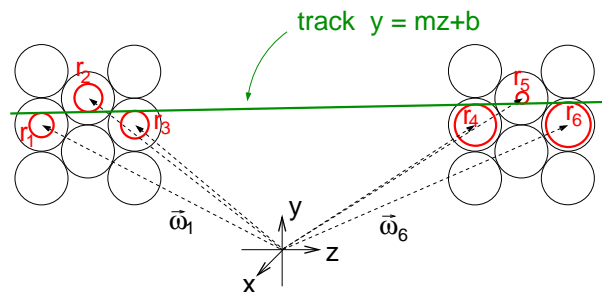


Abbildung 5.1: Das Problem der Anpassung einer Spur an die Treffer

Wie in Abbildung 5.1 dargestellt, wird eine Spur durch Anlegen einer Gerade an diese Kreise bestimmt. Das heißt, daß der Abstand zwischen Spur und Drähten sich möglichst wenig von den gemessenen Driftradien unterscheiden soll. Das zu

<sup>1</sup>nach Bestimmung der Driftzeit, und mit einer korrekten  $r$ - $t$ -Relation

<sup>2</sup>In die Berechnung des Mittelpunktes geht auch eine Korrektur des Drahtdurchmanges ein. Die dazu nötige Position des Treffers entlang des Drahtes wird mit dem Hodoskop und der oberen Streamerlage, beziehungsweise den Triggerzählern gemessen.

minimierende  $\chi^2$  ist damit

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{N_{Treff}} \frac{(r_i - r(m, b, \vec{\omega}_i))^2}{\sigma_i^2}, \quad (5.1)$$

wobei  $m$  und  $b$  die Steigung und der Achsenabschnitt der Geraden,  $\vec{\omega}_i$  die Position des  $i$ -ten Drahtes, und  $r(m, b, \vec{\omega}_i)$  der Abstand zwischen Spur und Draht ist. Versucht man das Gleichungssystem

$$\begin{aligned} \frac{d}{dm} \chi^2 &= 0 \\ \frac{d}{db} \chi^2 &= 0 \end{aligned} \quad (5.2)$$

zu lösen, dann stellt man fest, daß das nicht analytisch möglich ist. In aller Regel wird dies numerisch mit einem Minimalisierungspaket wie MINUIT gemacht.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde, zusammen mit Oliver Kortner, eine Methode entwickelt, die an jedes Paar von Kreisen analytisch eine Gerade anlegt, und dann über diese Geraden mittelt.

## 5.1 Eine Spur an zwei Kreisen

Bei dieser Methode wird das Problem auf eine Ebene, die senkrecht auf den MDT-Drähten steht projiziert. Um eine Spur an zwei Kreise anzulegen, ist es

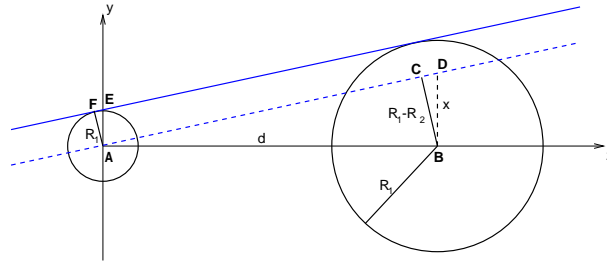


Abbildung 5.2: Tangente an zwei Kreise

günstig, das Problem in ein Koordinatensystem ( $\Sigma'$ ) zu transformieren, in dem ein Draht im Ursprung des Systems, und der andere auf der  $z$ -Achse liegt (vgl. Abbildung 5.2).

Um die Steigung zu bestimmen schieben wir die Gerade so, daß sie durch den Ursprung geht. Die Steigung ist dann

$$m' = \frac{\overline{BD}}{d} \quad (5.3)$$



Da

$$\sphericalangle(CAB) = 90^\circ - \sphericalangle(ABC) = \sphericalangle(CBD) \quad (5.4)$$

sind die Dreiecke  $\Delta(ABC)$  und  $\Delta(BDC)$  ähnlich. Deshalb ist

$$m' = \frac{\overline{BD}}{d} = \frac{R_2 - R_1}{\overline{AC}} = \frac{R_2 - R_1}{\sqrt{R_1^2 - (R_2 - R_1)^2}}. \quad (5.5)$$

Die Dreiecke  $\Delta(ABC)$  und  $\Delta(AEF)$  sind ähnlich, da

$$\sphericalangle(BDC) = \sphericalangle(BCA) = \sphericalangle(AEF). \quad (5.6)$$

Damit ist

$$b' = \overline{AE} = R_1 \frac{d}{\overline{AD}} = \frac{R_1 d}{\sqrt{R_1^2 - (R_2 - R_1)^2}}. \quad (5.7)$$

Um die anderen Spuren, die man an diese Kreise anlegen kann zu berechnen, kann in diese Formeln  $R_1$  oder  $R_2$  oder beide mit negativem Vorzeichen eingesetzt werden.

## 5.2 Koordinatentransformation einer Spur

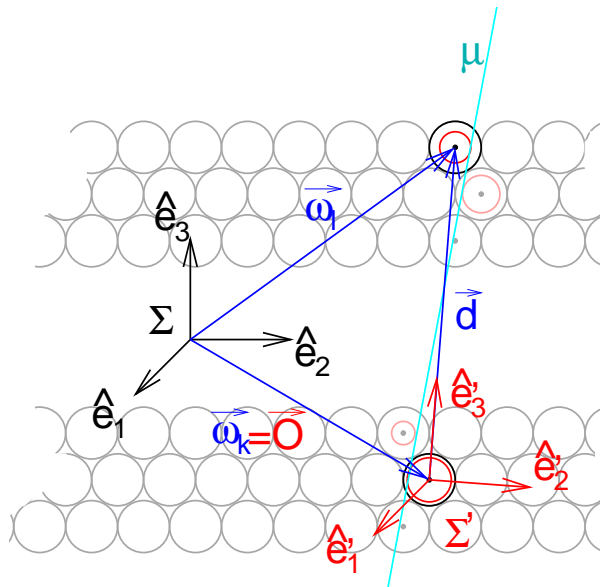


Abbildung 5.3: Koordinatensysteme bei der Spurrekonstruktion

Wir haben nun eine Spur an zwei Treffer angelegt. Die Parameter  $m'$  und  $b'$  dieser Spur

$$y = m'z + b' \quad (5.8)$$

beziehen sich aber noch auf das Koordinatensystem  $\Sigma'$  das für jedes Paar von Treffern unterschiedlich ist. Um also über alle Tangenten mitteln zu können muß man nun alle Tangenten in ein gemeinsames System  $\Sigma$  transformieren. Als  $\Sigma$  wählen wir das globale Teststandkoordinatensystem, wie es in Abbildung 5.3 dargestellt ist. Wir führen die Transformation der Spurparameter zurück auf die Transformation von Richtungs- und Ortsvektoren.

### 5.2.1 Transformation eines Richtungsvektors

Seien  $\hat{e}_i$  und  $\hat{e}'_i$  die Koordinateneinheitsvektoren von  $\Sigma$  und  $\Sigma'$ , und sei  $\vec{a}$  ein Richtungsvektor mit den Komponenten  $a_i$  und  $a'_i$ . Dann gilt:

$$\vec{a} = \sum_j a_j \hat{e}_j = \sum_j a'_j \hat{e}'_j \quad (5.9)$$

Daraus folgt:

$$a_i = \sum_j \hat{e}_i \hat{e}'_j a'_j = \sum_j M_{ij} a'_j \quad (5.10)$$

Die Drähte befinden sich an den Orten  $\vec{\omega}_k$  und  $\vec{\omega}_l$ . Sei nun

$$\begin{aligned} \vec{d} &= \vec{\omega}_l - \vec{\omega}_k \\ d &= |\vec{d}| \\ \hat{d} &= \begin{pmatrix} \hat{d}_1 \\ \hat{d}_2 \\ \hat{d}_3 \end{pmatrix} = \frac{\vec{d}}{d}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Damit sind die Vektoren

$$\begin{aligned} \hat{e}'_1 &= \hat{e}_1 \\ \hat{e}'_3 &= \hat{d} \\ \hat{e}'_2 &= -\hat{e}_1 \times \hat{e}_3 \end{aligned} \quad (5.12)$$

und die Transformationsmatrix

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \hat{d}_3 & \hat{d}_2 \\ 0 & -\hat{d}_2 & \hat{d}_3 \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

### 5.2.2 Transformation einen Ortsvektors

Transformiert man einen Ortsvektor, so muß man beachten, daß man den Ortsvektor nicht nur drehen muß. Man muß außerdem berücksichtigen, daß der Ortsvektor einen Ort immer relativ zum Ursprung des jeweiligen Koordinatensystems anzeigt.

Wenn  $\vec{A}$  ein Ortsvektor mit den Komponenten  $A_i$  in  $\Sigma$  und  $A'_i$  in  $\Sigma'$  ist, dann ist

$$A_i = \sum_j M_{ij} A'_j + (\vec{O})_i, \quad (5.14)$$

wobei  $\vec{O}$ , wie in Abbildung 5.3 gezeigt, der Ursprungsvektor von  $\Sigma'$  ist.

### 5.2.3 Transformation der Spurparameter

Man kann die Geradengleichung koordinatensystemunabhängig schreiben als

$$\vec{r} = \lambda \vec{m} + \vec{B}, \quad (5.15)$$

wobei  $\vec{m}$  ein Richtungsvektor, und  $\vec{B}$  ein Ortsvektor ist. In  $\Sigma'$  ist

$$\begin{aligned} \vec{m} &= \begin{pmatrix} 0 \\ m' \\ 1 \end{pmatrix} \\ \vec{B} &= \begin{pmatrix} 0 \\ b' \\ 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (5.16)$$

Transformiert man den Richtungsvektor, so erhält man für  $\vec{m}$  in  $\Sigma$

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \\ m_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \hat{d}_3 & \hat{d}_2 \\ 0 & -\hat{d}_2 & \hat{d}_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ m' \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \hat{d}_3 m' + \hat{d}_2 \\ -\hat{d}_2 m' + \hat{d}_3 \end{pmatrix}. \quad (5.17)$$

Um eine Geradengleichung der Form

$$y = mz + b \quad (5.18)$$

zu erhalten muß man nun  $\vec{m}$  noch durch Multiplikation mit einem Skalar auf die Form

$$\begin{pmatrix} 0 \\ m \\ 1 \end{pmatrix} \quad (5.19)$$

bringen. Der Parameter  $m$  in Gleichung 5.18 ist dann

$$m = \frac{\hat{d}_3 m' + \hat{d}_2}{-\hat{d}_2 m' + \hat{d}_3}. \quad (5.20)$$

Die Transformation von  $\vec{B}$  nach  $\Sigma$  ergibt

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \hat{d}_3 b' + O_2 \\ \hat{d}_2 b' + O_3 \end{pmatrix}. \quad (5.21)$$

Um das  $b$  aus Gleichung 5.18 zu gewinnen, benötigen wir einen Punkt auf der Geraden, der in  $\Sigma$  die Form

$$\begin{pmatrix} 0 \\ b \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.22)$$

hat. Man erhält dann:

$$b = -(\hat{d}_2 b' + O_3) m + \hat{d}_3 b' + O_2 \quad (5.23)$$

### 5.3 Korrelationen der Geradenparameter

Wir haben nun für jedes Trefferpaar  $k$  und  $l$  mit eine Gerade mit den Parametern  $m_{kl}$  und  $b_{kl}$  gefunden. Damit man die endgültige Spur durch einfaches Mitteln über die Parameter findet, müssen die Werte statistisch voneinander unabhängig sein. Dies ist hier nicht der Fall. Setzt man nun die Gleichungen 5.5 und 5.7 in die Gleichungen 5.20 und 5.23 ein, so erhält man

$$\begin{aligned} m_{kl} &= \frac{(\hat{d}_{kl})_3 \frac{R_l - R_k}{\sqrt{R_k^2 - (R_l - R_k)^2}} + (\hat{d}_{kl})_2}{- (\hat{d}_{kl})_2 \frac{R_l - R_k}{\sqrt{R_k^2 - (R_l - R_k)^2}} + (\hat{d}_{kl})_3} = \\ &= \frac{(\hat{d}_{kl})_3 \frac{1}{d_{kl}} \frac{R_l - R_k}{\sqrt{1 - ((R_l - R_k)/d_{kl})^2}} + (\hat{d}_{kl})_2}{- (\hat{d}_{kl})_2 \frac{1}{d_{kl}} \frac{R_l - R_k}{\sqrt{1 - ((R_l - R_k)/d_{kl})^2}} + (\hat{d}_{kl})_3} = \\ &\longrightarrow \frac{(\hat{d}_{kl})_2}{(\hat{d}_{kl})_3} \left( \text{für } \frac{R_l - R_k}{d_{kl}} \rightarrow 0 \right) \end{aligned} \quad (5.24)$$

und

$$\begin{aligned} b_{kl} &= - \left( (\hat{d}_{kl})_2 \frac{R_k d_{kl}}{\sqrt{R_k^2 - (R_l - R_k)^2}} + (O_{kl})_3 \right) m_{kl} + (\hat{d}_{kl})_3 \frac{R_k d_{kl}}{\sqrt{R_k^2 - (R_l - R_k)^2}} + (O_{kl})_2 = \\ &= - \left( (\hat{d}_{kl})_2 \frac{R_k}{\sqrt{1 - ((R_l - R_k)/d_{kl})^2}} + (O_{kl})_3 \right) m_{kl} + (\hat{d}_{kl})_3 \frac{R_k}{\sqrt{1 - ((R_l - R_k)/d_{kl})^2}} + (O_{kl})_2 \\ &\longrightarrow - \left( (\hat{d}_{kl})_2 R_k + (O_{kl})_3 \right) \frac{(\hat{d}_{kl})_2}{(\hat{d}_{kl})_3} + (\hat{d}_{kl})_3 R_k + (O_{kl})_2 \\ &\quad \left( \text{für } \frac{R_l - R_k}{d_{kl}} \rightarrow 0 \right). \end{aligned} \quad (5.25)$$

Man sieht, daß in nullter Ordnung von  $\frac{R_l - R_k}{d_{kl}}$  die Kovarianzen

$$\begin{aligned} Cov(m_{kl}, b_{ij}) &= \frac{1}{\sigma_{m_{kl}} \sigma_{b_{ij}}} \langle (m_{kl} - \overline{m_{kl}}) (b_{ij} - \overline{b_{ij}}) \rangle \\ Cov(m_{kl}, m_{ij}) &= \frac{1}{\sigma_{m_{kl}} \sigma_{m_{ij}}} \langle (m_{kl} - \overline{m_{kl}}) (m_{ij} - \overline{m_{ij}}) \rangle \end{aligned} \quad (5.26)$$

Null sind. Daher liegt es nahe, für die Tangenten nur Treffer aus zwei verschiedenen Multilagen zu nehmen. Es ist aber zu beachten, daß die Näherung, die in den Gleichungen 5.24 und 5.25 gemacht wurde, sehr grob ist. Die Steigung  $m$  hängt dabei nicht mehr von den Driftradien, sondern nur noch von den Drahtpositionen ab. In der Realität ist diese starke Näherung nicht zulässig. Inwieweit höhere Ordnungen von  $\frac{R_i - R_k}{d_{kl}}$  das Ergebnis der Mittelung beeinflussen, müssen Monte-Carlo-Studien zeigen. Außerdem ist die Kovarianz

$$\text{Cov}(b_{kl}, b_{ij}) = \frac{1}{\sigma_{b_{kl}} \sigma_{m_{ij}}} \langle (b_{kl} - \bar{b}_{kl}) (m_{ij} - \bar{m}_{ij}) \rangle \approx \frac{1}{\sigma_{b_{kl}} \sigma_{b_{ij}}} \cdot \delta_{ki} \quad (5.27)$$

in dieser Näherung nicht Null wenn  $k = i$ .

Ein endgültiger Beweis dafür, daß die Mittelung erwartungstreu ist, kann also nur die Anwendung dieser Methode auf Monte-Carlo-Daten erbringen.

## 5.4 Erkennung gültiger Treffer

Nicht jeder Treffer eines Ereignisses stammt vom Myon. Elektronen, die vom Myon aus dem Detektormaterial herausgelöst werden<sup>3</sup>, und andere Teilchen, die zufällig während des Ereignisses die Kammer passieren, erzeugen Treffer, die nicht für die Spurrekonstruktion verwendet werden können. Deshalb muß eine Mustererkennung die Treffer finden, an die eine Gerade angelegt werden kann.

Hier wird eine Methode verwendet, wie sie auch bei der konventionellen Methode benutzt wird. Es wird versucht eine Spur mit möglichst vielen, mindestens aber vier Treffern zu finden.

Zunächst wird versucht, sechs Treffer zu finden, die zu einer Spur führen. Dazu geht man alle möglichen Kombinationen mit sechs Treffern durch. An die äußersten Treffer, das heißt an den Treffer mit der höchsten und den mit der niedrigsten Kanalnummer, werden die vier möglichen Tangenten angelegt. Für diese Tangenten wird der Abstand zu den Drähten der anderen ausgewählten Treffer berechnet. Unterscheidet der sich von den Driftradien nicht mehr als ein bestimmter Wert<sup>4</sup>, dann wird eine Spur an diesen Treffern angelegt. Von den Spuren, die mit sechs Treffern gewonnen werden, wird das  $\chi^2$  aus Gleichung 5.1 berechnet. Von diesen Spuren wird diejenige verwendet, die das kleinste  $\chi^2$  hat.

Wurde keine Spur mit sechs Treffern gefunden, dann wird versucht eine Spur mit fünf Treffern, und dann schließlich mit vier Treffern zu finden.

## 5.5 Test dieses Verfahrens an Monte-Carlo-Daten

Da bei Monte-Carlo-Simulationen die „wahre“ Spur bekannt ist, kann damit die Spurrekonstruktion sehr gut getestet werden. Die quasianalytische Methode wur-

<sup>3</sup>Deltaelektronen

<sup>4</sup>=roadwidth

de dabei mit der herkömmlichen Methode, wobei als Minimalisierungspaket MINUIT verwendet wurde, verglichen. Es wurde dabei der vorläufige Teststand mit MTGeant4 [10] simuliert. Für jedes Ereignis wurde mit beiden Methoden eine Spur angepaßt.

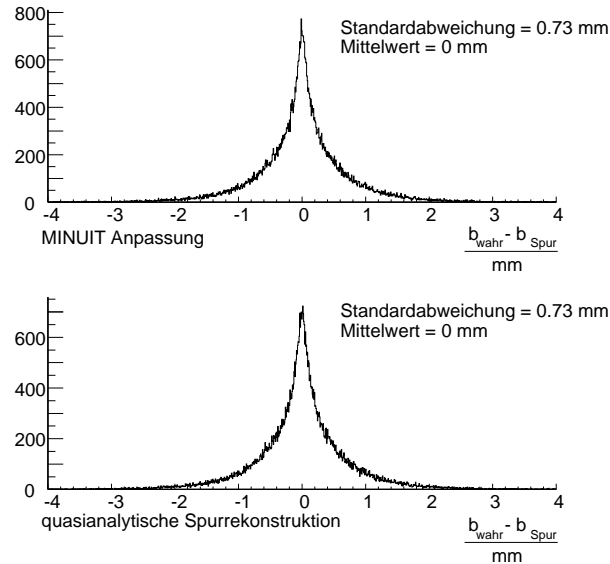


Abbildung 5.4: Abweichung des Achsenabschnittes der rekonstruierten Spur von dem der wahren Spur

In Abbildung 5.4 wurden die Differenzen zwischen dem Achsenabschnitt der wahren Spur des Myons ( $b_{\text{wahr}}$ ), und dem der rekonstruierten Spur ( $b_{\text{Spur}}$ ) für beide Methoden angetragen. Beide Verteilungen haben, im Rahmen der statistischen Genauigkeit, den Mittelwert Null. Die Standardabweichung von diesem Mittelwert unterscheidet sich nicht.

In Abbildung 5.5 wurden die Abweichungen der Steigung der rekonstruierten Spuren von der wahren Spur dargestellt. Auch hier unterscheiden sich die Verteilungen beider Verfahren nicht.

In den Abbildungen 5.6 und 5.7 sieht man, daß die Abweichungen der rekonstruierten Spuren von der wahren Spur streng korreliert sind. Das bedeutet, daß die Abweichungen, die der Algorithmus verursacht, sehr viel kleiner sind, als die Abweichungen, die durch die Fehler in der Messung der Driftradien hervorgerufen werden.

Der Vorteil dieser Methode ist die höhere Geschwindigkeit mit der die Spuren angepaßt werden. Das quasianalytische Tracking benötigt im Durchschnitt nur ein Drittel der Rechenzeit, die MINUIT benötigt.

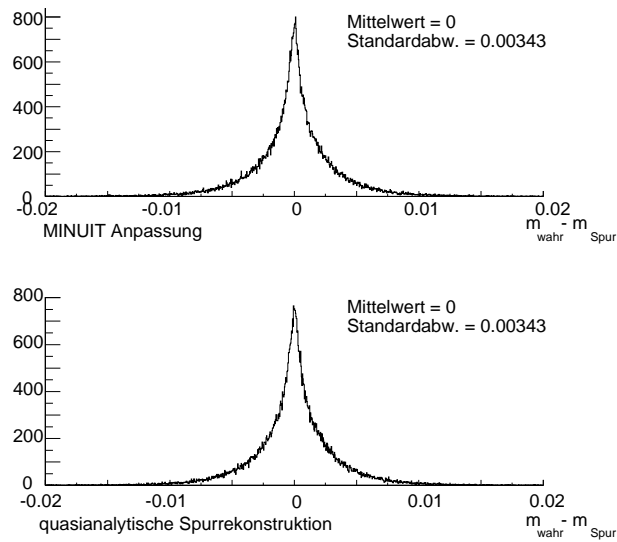


Abbildung 5.5: Abweichung der Steigung der rekonstruierten Spur von dem der wahren Spur

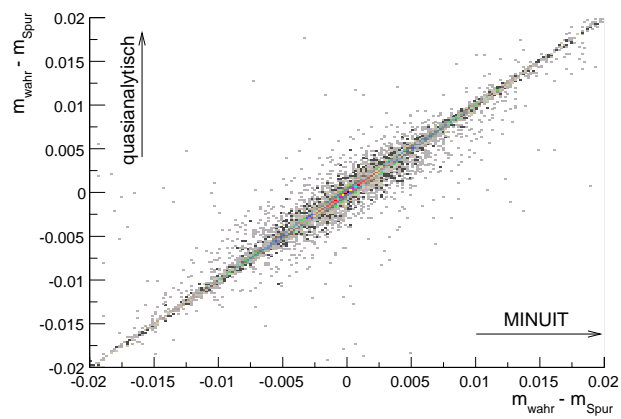


Abbildung 5.6: Korrelation der Abweichungen der Steigung

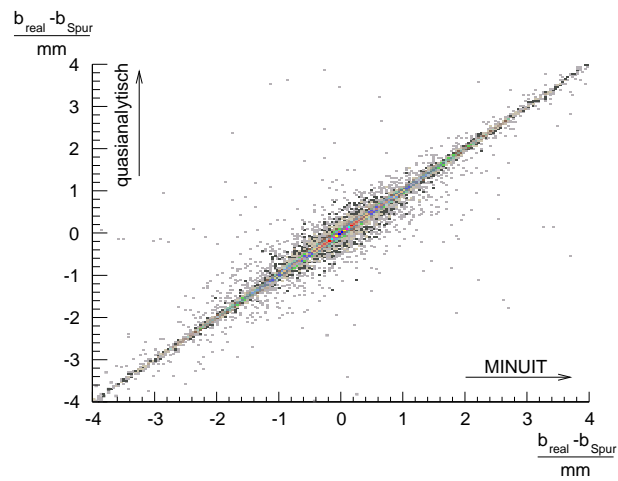


Abbildung 5.7: Korrelation der Abweichungen des Achsenabschnittes



# Kapitel 6

## Test der Drahtpositionsmessung mit kosmischen Myonen

### 6.1 Energieschnitte

Die Annahme, daß die Spuren der Myonen, die durch das Höhenstrahlungsteleskop gehen, Geraden sind, ist für niederenergetische Myonen wegen der Vielfachstreuung schlechter als für hochenergetische.

Der Anteil von Myonen mit der Energie  $E$  im Spektrum kosmischer Myonen fällt aber mit zunehmender Energie stark ab. Deshalb muß man durch geschickte Ereignisauswahl hochenergetische Myonen anreichern.

Die am Teststand verwendeten Energieschnitte werden hier mit Hilfe von Monte-Carlo-Daten untersucht.

#### 6.1.1 Der Energieschnitt des Eisenabsorbers

Ein erster Energieschnitt wird dadurch erreicht, daß das Myon eine 34 cm dicke Eisenplatte durchdringen muß. Da nur auf Myonen getriggert wird, die den gesamten Aufbau durchdringen, ist dieser Energieschnitt schon im Hardwaretrigger integriert.

Abbildung 6.1 zeigt den niederenergetischen Teil des Primärenergiespektrums der Myonen, die den Absorber durchdringen. Es ist deutlich zu sehen, daß der Absorber bei  $600\text{ MeV}$  das Spektrum abschneidet.

#### 6.1.2 Der Energieschnitt mit den Streamerrohren (Vielfachstreuungsschnitt)

Niederenergetische Myonen, die den Absorber durchdringen, werden im Absorber stark gestreut. Um dies zu nutzen, ist unter dem Absorber eine Lage aus Streamerrohren angebracht. Sie hat eine Auflösung von 1 cm in  $y$ -Richtung. Verlängert

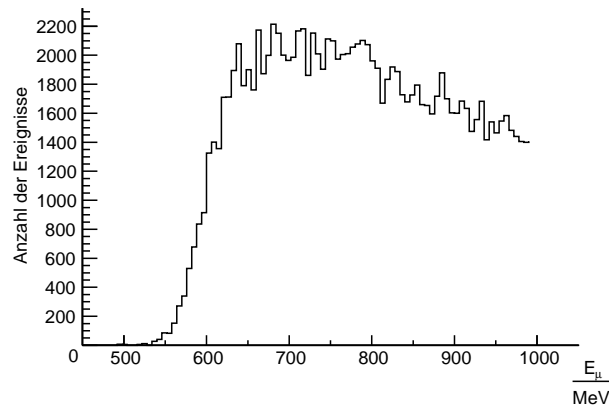


Abbildung 6.1: Der niederenergetische Teil des Energiespektrums von Myonen, die den Eisenabsorber durchdringen

man die Spur, die mit der MDT-Kammer gewonnen wurde, auf diese Streamerlage, so kann man den Auftreffpunkt mit einer Genauigkeit von 0,25 cm vorhersagen. Addiert man diese Auflösungen quadratisch, so erhält man für den Abstand zwischen Spur und Treffer in der Streamerlage eine Auflösung von 1,03 cm.

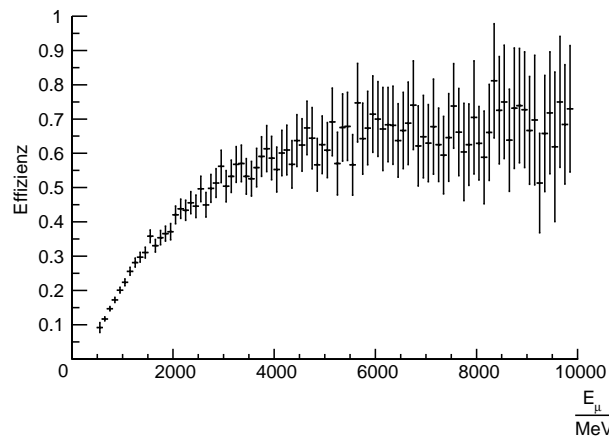


Abbildung 6.2: Effizienz des Streamerrohrschnittes gegen die Energie des Myons

Um einen  $2\sigma$ -Schnitt auf diesen Abstand zu machen, fordert man, daß im Abstand von einem Zentimeter von der extrapolierten Spur ein Treffer in der Streamerlage ist. In Abbildung 6.2 sieht man die Wirkung dieses Schnittes. Dargestellt ist die Anzahl der auf diese Weise selektierten Ereignisse dividiert durch die Anzahl der getriggerten Ereignisse, aufgetragen gegen die Myonenergie. Man sieht, daß niederenergetische Ereignisse unterdrückt werden. Die Effizienz für hohe Energien ist durch die geometrische Akzeptanz der Streamerkammern, und durch die Effizienz des obengenannten  $2\sigma$ -Schnittes begrenzt.

### 6.1.3 Der Energieschnitt mit dem Konfidenzniveau (Konfidenzniveauschnitt)

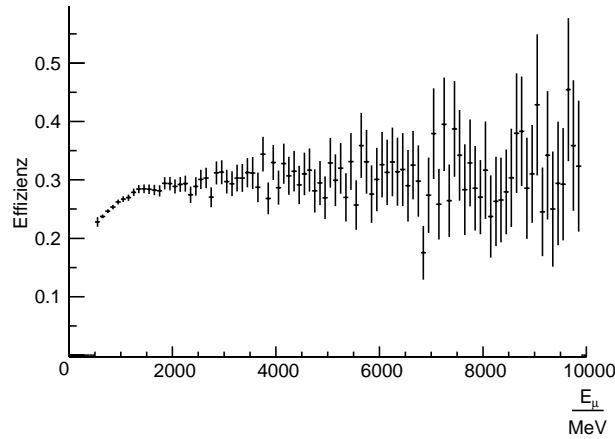


Abbildung 6.3: Effizienz des Konfidenzniveauschnittes gegen die Energie des Myons

Ein niederenergetisches Myon wird nicht nur im Eisenabsorber, sondern auch in der MDT-Kammer gestreut. Deshalb kann man mit einem Schnitt auf das Konfidenzniveau auch einen Energieschnitt bewirken. In Abbildung 6.3 sieht man die Wirkung eines Konfidenzniveauschnittes, der genauso viele Ereignisse verwirft wie der obengenannte Vielfachstreuungsschnitt. Dieser Schnitt ist, was die selektive Unterdrückung niederenergetischer Myonen angeht, weniger effizient als der Vielfachstreuungsschnitt.

Die Wirkung dieses Schnittes wird in Abschnitt 6.3.2 noch genauer erläutert.

## 6.2 Datennahme und Bestimmung der r-t-Relation

Wegen der in Kapitel 3 beschriebenen Probleme mit der Hochspannungsfestigkeit der Rohre, und der begrenzten Menge an Streamergas konnten nur 7 Stunden Daten genommen werden. Es wurden dabei 40624 Ereignisse aufgezeichnet. Die Fläche des Trigger  $A$  betrug etwa  $1 \text{ m}^2$  und der Teststand war etwa  $190 \text{ cm}$  hoch. Daraus ergibt sich eine Winkelakzeptanz von

$$\epsilon = \frac{A}{2\pi h^2} = 4,4\%. \quad (6.1)$$

Die Abdeckung der Fläche  $A$  durch Szintillatoren lag bei  $\epsilon_t = 96 \%$ , und die Effizienz der Streamerlage bei  $\epsilon_s = 54,5 \%$ . Auf die Fläche  $A$  treffen in etwa 59 Myonen pro Sekunde auf. Daraus folgt daß die Triggerrate

$$f_t = 59 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_t \cdot \epsilon_s = 1.4 \text{ Hz} \quad (6.2)$$

ist. Die gemessene Triggerrate beträgt 1,6 Hz, was in etwa der theoretischen Vorhersage entspricht.

Um die r-t-Relation möglichst genau bestimmen zu können, wurden über einen Zeitraum von  $58\frac{1}{2}$  Stunden 1053280 Ereignisse aufgenommen, wobei die Hochspannungsversorgung der Streamerrohre abgeschaltet war.

Die r-t-Relation wurde mittels eines Verfahrens, das von Oliver Kortner entwickelt wurde, bestimmt. Dabei werden Ereignisse ausgewählt, bei denen in der obersten und in der untersten Rohrlage ein Treffer mit einer Driftzeit kleiner als  $15\text{ ns}$  war. Das bedeutet, daß der Driftradius kleiner als  $300\text{ }\mu\text{m}$  war.

Geht man davon aus, daß diese Spuren durch den Draht gegangen sind, dann kann man für die Rohre in den anderen Lagen den Driftradius berechnen. Man erhält somit für eine Anzahl von Driftradien Meßwerte für die Driftzeit. Diese Meßwerte sind für jeden Radius um einen Mittelwert verteilt, wobei sich die Breite der Verteilung aus der Meßgenauigkeit für die Driftzeit und dem maximalen Abstand der Spur von den Drähten in den äußersten Lagen zusammensetzt.

Nimmt man an, daß alle Rohre die gleiche r-t-Relation haben, so erhält man eine Anzahl von Punkten auf der Kurve der r-t-Relation. Diese wird durch den Fit eines Polynoms an diesen Punkten bestimmt.

Für diesen Fit ist die minimale und maximale Driftzeit wichtig. Diese erhält man aber nicht mit dieser Methode. Diese Zeiten sind freie Parameter dieser Methode, die grob aus den synchronisierten Driftzeitspektren hervorgehen, und mittels einer Autokalibration genauer bestimmt werden müssen.

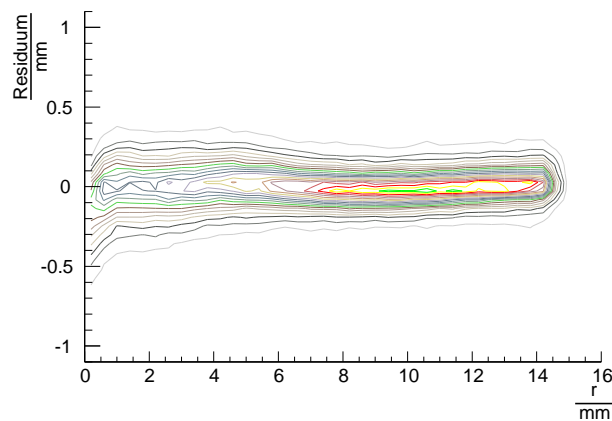


Abbildung 6.4: Residuum gegen Driftradius nach der Autokalibration

Bei der Autokalibration betrachtet man ein Histogramm wie in Abbildung 6.4 dargestellt. Dabei werden auf der x-Achse der Driftradien, und auf der y-Achse die Residuen aufgetragen. Für die richtige r-t-Relation müssen die Residuen für jeden Driftradius um Null verteilt sein. Dies wird durch schrittweises Verbessern der r-t-Relation erreicht.

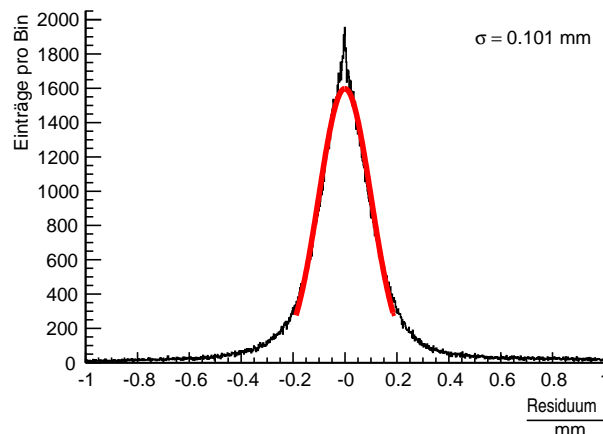


Abbildung 6.5: Residuum aller Treffer

Mit dieser Methode konnte die Residuenbreite auf  $101\mu\text{m}$  verkleinert werden (vergleiche Abbildung 6.5).

## 6.3 Vergleich der Realdaten und der Monte-Carlo-Daten

Das Szenario für die Bestimmung von Drahtpositionen im Teststand sieht vor, daß man zwei Referenz-MDT-Kammern hat, mit Hilfe derer man eine Referenzspur bestimmt. Die zu testende MDT-Kammer liegt zwischen den beiden Referenzkammern. Die Drahtposition wird durch den Vergleich der Referenzspur mit den Messungen in dem Prüfling bestimmt.

Zum Zeitpunkt dieser Diplomarbeit stand nur eine Kammer zur Verfügung. Um dennoch einen Aufbau mit einer Referenzkammer und zu vermessenden Drähten zu erhalten, wurde die oberste Rohrlage nicht für die Spurrekonstruktion benutzt. Die Kammer wurde so in eine Referenzkammer, die aus den unteren fünf Rohrlagen besteht, und einem Prüfling, die oberste Rohrlage, unterteilt.

### 6.3.1 Vergleich der Residuen

Da, wie in Abschnitt 1.3 gezeigt, für die Bestimmung der Drahtposition die Mittelwerte der Residuenverteilungen benutzt werden, ist für die Genauigkeit der Drahtpositionsmessung die Breite der Residuenverteilung entscheidend. Wegen der begrenzten Menge an Streamerrohrgas, und den Problemen mit der Hochspannungsfestigkeit der Rohre war die Meßzeit wesentlich kürzer als für den Kammertest vorgesehen. Um eine höhere Statistik für die Vergleiche zwischen Monte-Carlo-Daten, und Realdaten zu erhalten, wurden die Residuen aller sech-

zehn Rohre der obersten Lage in ein einzelnes Histogramm gefüllt. Dafür wurde an Hand der Daten für jedes Rohr die Drahtposition bestimmt, und die Meßwerte auf diese korrigiert.

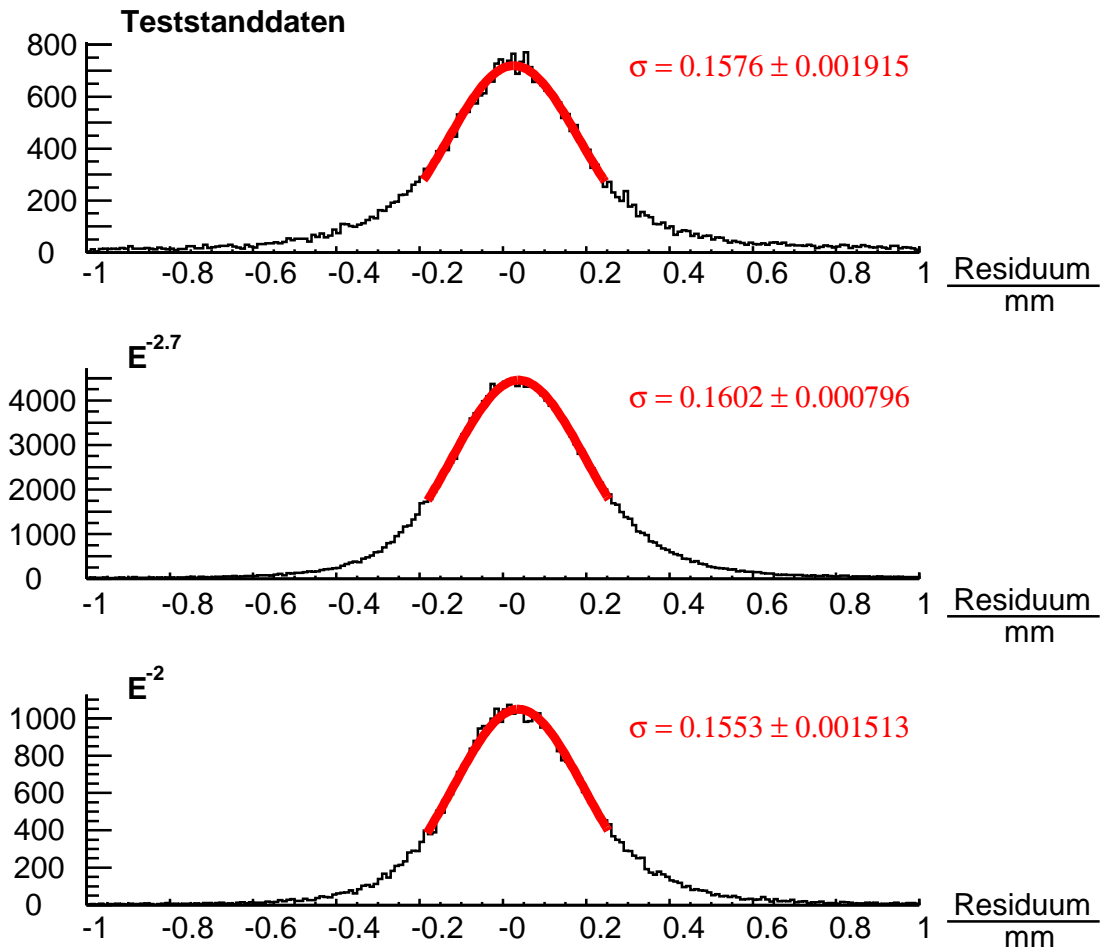


Abbildung 6.6: Residuenverteilung ohne Schnitte

In Abbildung 6.6 sieht man die Residuen in der obersten Multilage, für alle Ereignisse, die eine Spur mit mindestens vier Treffern hatten. Um nicht auf die Genauigkeit der Untergrundvorhersage der Monte-Carlo-Simulation (z.B zufällige Treffer) empfindlich zu sein, wird hier nur der Gaußsche Teil der Verteilung betrachtet. Die Differenzen zwischen den Breiten der Residuenverteilungen der Teststanddaten und der Monte-Carlo-Daten sind

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{Daten}} - \sigma_{E^{-2.7}} &= -0.0026 \text{ mm} \pm 0.00207 \text{ mm} \\ \sigma_{\text{Daten}} - \sigma_{E^{-2}} &= 0.0023 \text{ mm} \pm 0.00244 \text{ mm},\end{aligned}\tag{6.3}$$

wobei  $\sigma_{\text{Daten}}$ ,  $\sigma_{E^{-2.7}}$  und  $\sigma_{E^{-2}}$  die Breiten der Residuenverteilungen für die Test-

standdaten und für die Monte-Carlo-Simulationen mit den beiden Energiehypothesen sind.

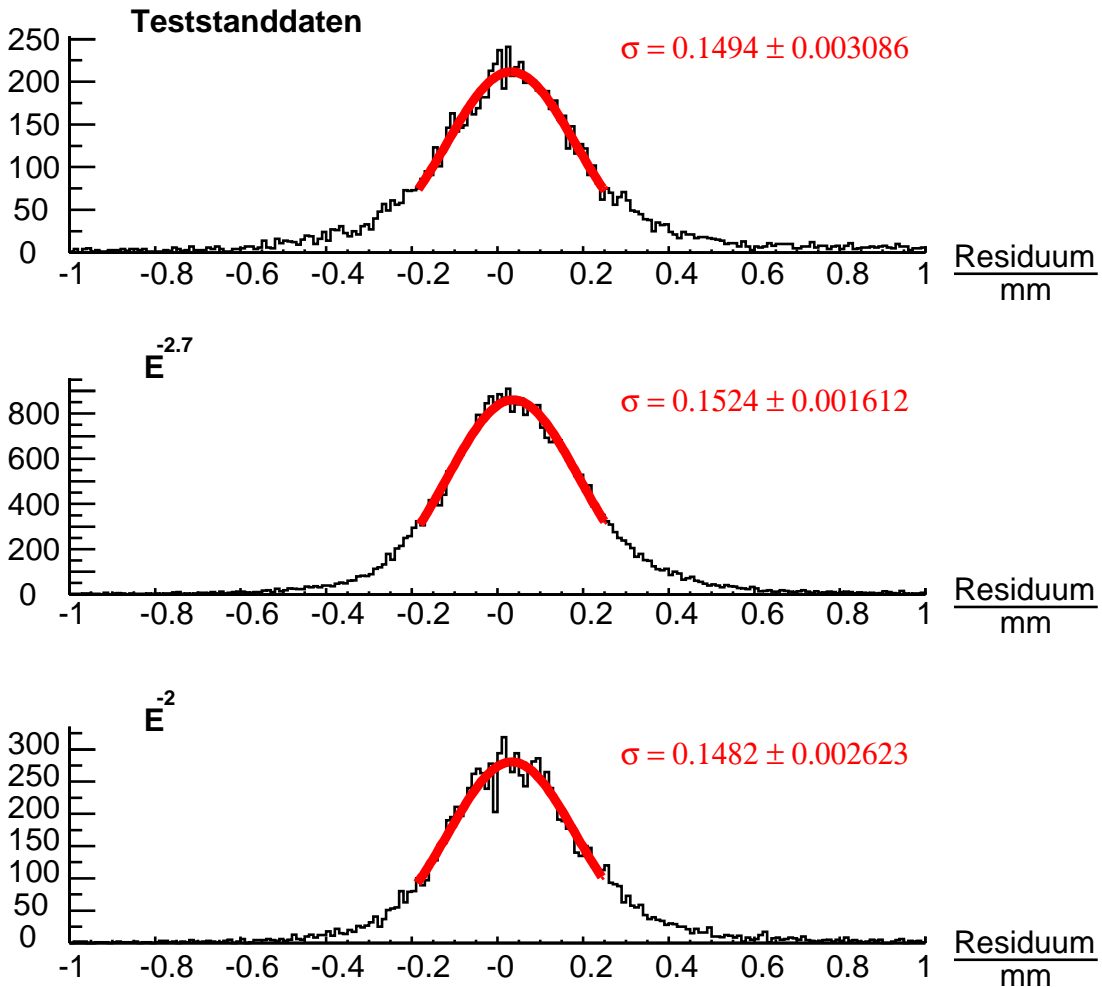


Abbildung 6.7: Residuenverteilung mit Streamerrohrschnitt

Vollzieht man nun den Vielfachstreuungsschnitt mit Hilfe der Streamerrohre, dann erhält man die Residuenverteilungen in Abbildung 6.7. Betrachtet man hier die Differenzen der Breiten der Verteilungen

$$\begin{aligned}\sigma_{Daten} - \sigma_{E^{-2.7}} &= -0.003 \text{ mm} \pm 0.00348 \text{ mm} \\ \sigma_{Daten} - \sigma_{E^{-2}} &= 0.0012 \text{ mm} \pm 0.00405 \text{ mm},\end{aligned}\quad (6.4)$$

sieht man, daß hier beide Monte Carlo-Studien innerhalb der statistischen Fehler mit den Daten übereinstimmen.

Nimmt man an, daß sich die Residuenbreite aus dem allgemeinen Meßfehler, und einem Fehler durch Vielfachstreuung ergibt, dann ist

$$\sigma_{gesamt} = \sqrt{\sigma_{Messung}^2 + \sigma_{Vielfachstreuung}^2} \quad (6.5)$$

die Residuenbreite. Deshalb Betrachtet man die quadratischen Differenzen

$$\sqrt{\Delta(\sigma^2)} = \sqrt{\sigma_{gesamt, ohne Schnitt}^2 - \sigma_{gesamt, mit Schnitt}^2} \quad (6.6)$$

dann ist

$$\begin{aligned} \sqrt{\Delta(\sigma^2)}_{Daten} &= 0.0401 \text{ mm} \pm 0.011 \text{ mm} \\ \sqrt{\Delta(\sigma^2)}_{E^{-2.7}} &= 0.0491 \text{ mm} \pm 0.0056 \text{ mm} \\ \sqrt{\Delta(\sigma^2)}_{E^{-2}} &= 0.0464 \text{ mm} \pm 0.0098 \text{ mm}. \end{aligned} \quad (6.7)$$

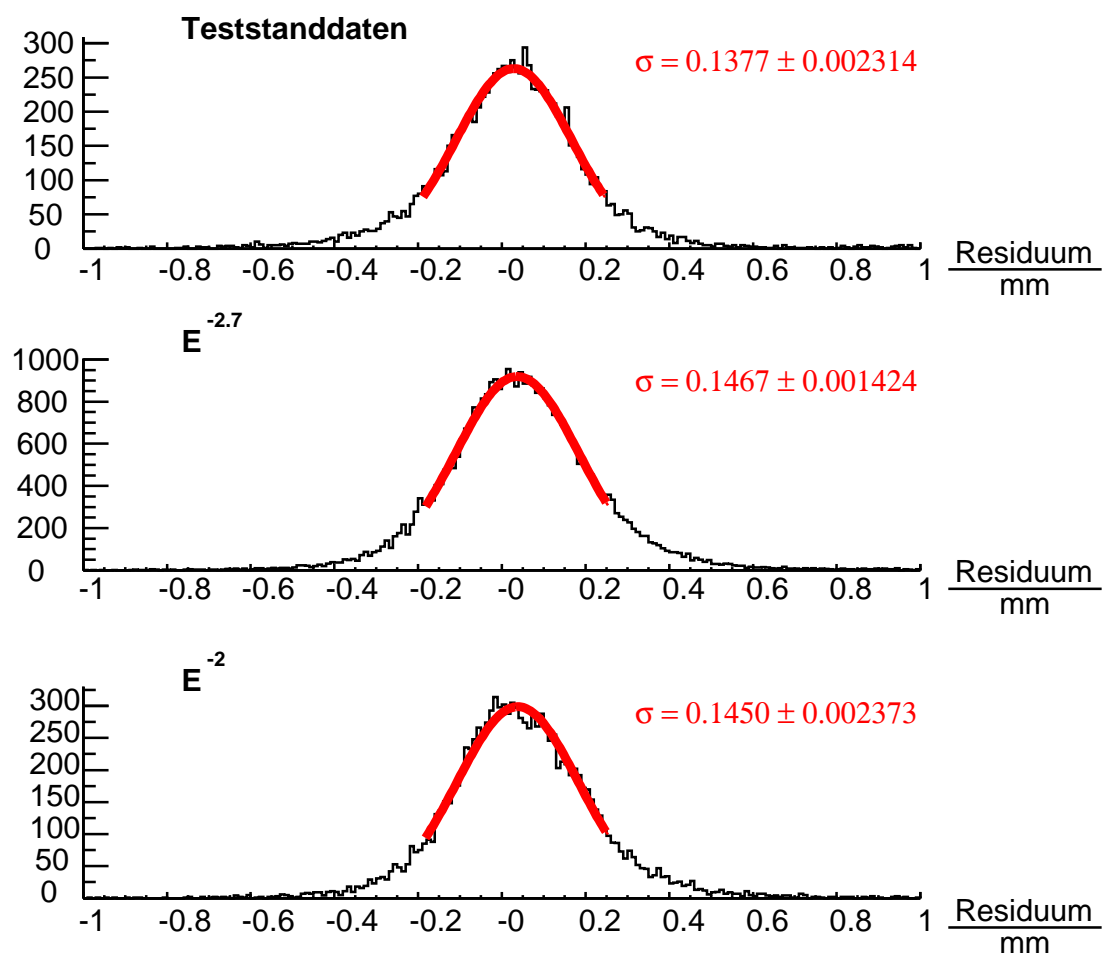


Abbildung 6.8: Residuenverteilung mit Konfidenzniveauschnitt

Um die Wirksamkeit des Vielfachstreuungsschnittes mit der Wirksamkeit des Konfidenzniveauschnittes zu vergleichen, wurde ein Konfidenzniveauschnitt gemacht, der genausoviele Ereignisse verwirft wie der Streamerrohrschnitt. In Abbildung 6.8 ist das Ergebnis dargestellt. Die Breite der Residuen nimmt mit dem



Konfidenzniveauschnitt deutlich mehr ab, als mit dem Vielfachstreuungsschnitt. Die Residuenbreiten mit Konfidenzniveauschnitt sind für die Monte-Carlo-Daten deutlich breiter als für die Teststanddaten. Das kann daran liegen, daß in die Berechnung des Konfidenzniveaus die Fehler der Messung der Driftradien eingehen. Diese sind für das Monte-Carlo, nicht aber für die Teststanddaten genau bekannt.

### 6.3.2 Diskussion der Ergebnisse

Es konnte gezeigt werden, daß der Betrieb des Teststandes über längere Zeit stabil möglich war. Obwohl die r-t-Relation mit einem anderen Datensatz bestimmt wurde, war sie auf die untersuchten Daten anwendbar. Dabei ist zu beachten, daß die Druck- und Temperaturstabilisierung noch nicht optimal waren, und für den endgültigen Teststand verbessert werden.

Für beide Energieverteilungen der Myonen stimmten die Monte-Carlo-Daten mit den Teststandmessungen überein. Nur bei der Breite der Residuenverteilung ohne Schnitte lag der Unterschied zwischen Teststanddaten und dem  $E^{-2.7}$ -Monte-Carlo etwas außerhalb der statistischen Fehlergrenzen. Tendenziell liegt das  $E^{-2}$ -Monte-Carlo immer näher an den Daten als das  $E^{-2.7}$ -Monte-Carlo.

Die Wirksamkeit des Vielfachstreuungsschnittes konnte ebenfalls gezeigt werden. Der Konfidenzniveauschnitt brachte aber, wenn er so angewendet wurde, daß seine Effizienz gleich der des Vielfachstreuungsschnittes war, eine deutlichere Verkleinerung der Residuenbreite, obwohl, wie in Abschnitt 6.1.3 dargestellt, dieser Schnitt hochenergetische Myonen schlechter anreichert als der Streamerrohrschnitt.

Dies erklärt sich folgendermaßen: Sind die wahren Spuren exakt Geraden, dann besteht, abgesehen von falsch rekonstruierten Spuren, keine Korrelation zwischen dem Konfidenzniveau, und der Abweichung der rekonstruierten Spur von der wahren. Wegen der Vielfachstreuung kommt es aber neben den Meßfehlern für die Driftradien auch durch die Annahme von geraden Spuren zu Fehlern in der Spurrekonstruktion. Dieser Fehler verringert das Konfidenzniveau abhängig davon, wie stark die wahre Spur von einer Geraden abweicht. Da nur wenig Materie zwischen dem Referenzteil, und den Prüflingen war, eignen sich die Spuren, die im Referenzteil gerade waren besonders gut zur Untersuchung der Prüflinglage.

Um diese zu bestätigen wurde in einer Monte-Carlo-Studie die Impulsrichtung der Myonen vor und nach der Kammer untersucht. Die Ereignisse wurden in Konfidenzniveauintervalle aufgeteilt. Für jedes dieser Intervalle wurde der Mittelwert der Abweichungen der y-Komponenten der Impulseinheitsvektoren der Myonen vor und nach der Kammer gebildet. Abbildung 6.9 zeigt diese Mittelwerte aufgetragen gegen die Mittelpunkte der Konfidenzniveauintervalle. Es ist deutlich zu sehen, daß bei Ereignissen mit einem höheren Konfidenzniveau, diese Abweichungen tendenziell geringer sind. Gerade Spuren haben also tendenziell ein höheres Konfidenzniveau als Spuren, die von der Geraden abweichen, was verständlich ist, da die Spurrekonstruktion von geraden Spuren ausgeht. Mit dem Konfidenz-

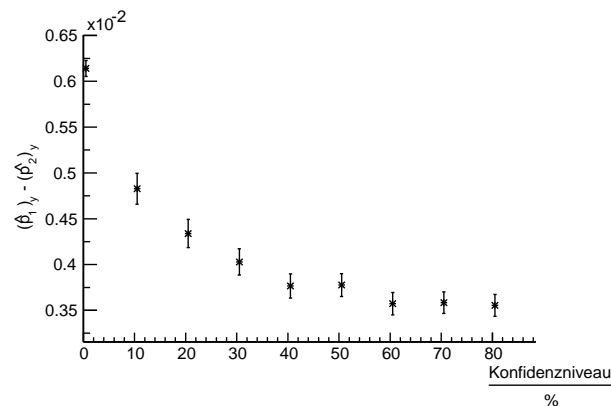


Abbildung 6.9: Streuung des Myons in y-Richtung gegen das Konfidenzniveau

niveau schneidet man also nicht so sehr auf die Energie der Myonen, sondern auf die Qualität der Spur im Referenzteil.

Für die Messung der Drahtposition ist es in diesem Aufbau nicht günstig einen Vielfachstreuungsschnitt zu machen. Der Verlust an Statistik hatte auf die Meßgenauigkeit einen größeren Einfluß, als die Verschmälerung der Residuenbreite. Mit dem Konfidenzniveauschnitt, mit dem hier die besten Ergebnisse erreicht wurden, kann die Drahtposition auf  $140 \mu m \frac{1}{\sqrt{N}}$  genau bestimmt werden, wobei  $N$  die Anzahl der verwendeten Ereignisse ist. Da man in zehn Stunden meßzeit etwa 1000 Treffer in einem Rohr haben wird, kann man in dieser Zeit die Drahtposition auf  $4,4 \mu m$  genau messen.

Auch im endgültigen Teststand ist es möglich direkt zu messen, ob das Myon in der zu testenden Kammer gestreut wurde. Man kann die Spuren aus den beiden Referenzkammern vergleichen. Dafür müssen aber die Referenzkammern gut gegeneinander ausgerichtet sein. Da für diese Ausrichtung auch die Spuren der Myonen verwendet werden sollen, ist es vorteilhaft gerade Spuren anreichern zu können ohne auf eine gute Ausrichtung der Kammern angewiesen zu sein. Dafür ist der Vielfachstreuungsschnitt ideal.

Dadurch, daß die Monte-Carlo-Simulation bestätigt wurde, wurde die Simulation des endgültigen Aufbaus, wie sie in [11] diskutiert wurde, untermauert. Bei diesen Studien hat sich eine positive Wirkung des Vielfachstreuungsschnittes auf die Genauigkeit der Drahtpositionsmessung ergeben.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Im Höhenstrahlungsteststand an der LMU-München werden die ATLAS-BOS-MDT-Kammern geprüft. Dabei soll neben einem allgemeinen Funktionstest auch die Drahtposition der Kammern vermessen werden. Die Präzision dieser Drahtpositionsmessung wird durch die Vielfachstreuung niederenergetischer Myonen verschlechtert. Da das kosmische Myonenspektrum mit steigender Energie stark abfällt, ist es notwendig hochenergetische Myonen durch eine geschickte Ereignisselektion anzureichern.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine erste Ausbaustufe des Teststandes realisiert, die Streamerrohre, die für den Vielfachstreuungsschnitt wichtig sind, untersucht, und die Datenanalyse für den Teststand verbessert.

Anhand eines Testaufbaus für die Streamerrohre wurde untersucht, auf welche Seite die Influenzstreifen zu legen sind, und welche Hochspannung für den Betrieb erforderlich ist. Außerdem konnte ein Modell für das Verhalten der Influenzstreifen aufgestellt werden, das die Meßergebnisse qualitativ erklärt.

Für die Messung der Driftzeit in den MDT-Kammern ist es nötig, die Driftzeitspektren der einzelnen Rohre zu synchronisieren. Dafür wurde eine vollautomatische und zuverlässige Methode entwickelt.

Für die Spurrekonstruktion wurde eine Alternative zur numerischen Methode entwickelt, die etwa drei mal so schnell ist, und dabei die Spuren genauso gut rekonstruiert.

An der ersten Ausbaustufe des Teststandes konnte gezeigt werden, daß das Höhenstrahlungsteleskop über einen langen Zeitraum stabil betrieben werden kann. Über den Zeitraum von einigen Tagen gab es keine wesentlichen Schwankungen in der r-t-Relation der Rohre, und der Geometrie der Kammer. Außerdem konnte die Wirksamkeit der Ereignisselektion für die Verbesserung der Drahtpositionsmessung gezeigt werden. Die Meßergebnisse bestätigten die Monte-Carlo-Simulation, und damit auch Simulationen für den endgültigen Aufbau des Teststandes.



# Anhang A

## MT Online - ein objektorientiertes Datennahmesystem

MT Online ist ein C++ basiertes, objektorientiertes Programm zur Auslese von VME-Modulen.

Dieses Programm wurde geschrieben zur Auslese mit dem PC-VME-Interface AT VME von der Firma Wiener, kann aber auf alle Systeme angepaßt werden, falls für das benutzte Betriebssystem ein C++ Compiler existiert. Entwickelt und getestet ist dieses System für Raten, die für Versuche mit Höhenstrahlung typisch sind. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde MT Online mit Triggerraten bis zu 10 Hz betrieben.

MT Online arbeitet immer im „polling mode“, das heißt, daß bei einem Modul solange der Status abgefragt wird, bis es anzeigt, daß Daten zur Auslese bereit stehen.

Die Daten werden in einem Textformat ausgegeben. Zur Einlese dieser Daten existiert eine einfach zu verwendende C++-Klasse, die in dem Programm MT-Offline von Oliver Kortner verwendet wird.

### A.1 Benutzung

#### A.1.1 Grundlagen

Intern besteht MT-Online aus drei Teilen, und zwar der Ansteuerung des VME-Interfaces, der Ansteuerung der Module, und das Speichern der Daten in einer Datei. Die Ansteuerung der Module, und die Ansteuerung des VME Interfaces ist soweit voneinander unabhängig, daß man grundsätzlich jedes Modul mit jedem Interface ansprechen kann. Es ist also möglich verschiedene VME Interfaces zu verwenden, ohne an der Ansteuerung der Module oder die Speicherung der Daten

etwas zu verändern

MT Online benötigt für jedes Modul den Modultyp, den Modulnamen, das Interface, über das das Modul angesprochen wird, die Basisadresse und weitere Parameter, die den Betriebsmodus des Moduls steuern.

Der Modultyp gibt an, um welche Art von Modul es sich handelt. Im Moment werden folgende Module unterstützt:

Modultyp	Beschreibung
<i>MT_VN1488S_SIMPLE</i>	CAEN 64-Kanal TDC Modul
<i>MT_FIADC</i>	COMPASS 64-Kanal integrierendes ADC Modul
<i>MT_V200</i>	CAENNET Controller - Slowcontrol für CAEN HV-Crate

Der Modulname sollte für jedes Modul unterschiedlich sein, kann aber ansonsten frei gewählt werden.

Die Interfacebezeichnung gibt an über welche Schnittstelle das VME-Crate, an dem das Modul angeschlossen ist, angesprochen wird. Hier ist dies immer „/dev/vme“.

Die Basisadresse ist die Adresse, unter der das Modul im VME-Crate anzusprechen ist. Diese wird an den Modulen mittels Drehschalter, oder Dip-Switches eingestellt.

### A.1.2 Das Programm „MT-Online“

Zur Auslese der Daten verwendet man das Programm „MT-Online“. Gestartet wird dieses Programm mit:

```
$> MT-Online <Steuerdatei> <Name der Ausgabedatei>
```

Enthält der Name der Ausgabedatei ein „%d“ dann wird eine Kette von Ausgabedateien erstellt. An Stelle von „%d“ erscheint dann eine fortlaufende Nummer in den Dateinamen. Erreicht eine Datei eine bestimmte Größe, dann wird eine neue Datei geöffnet, und die Daten werden dann in diese Datei geschrieben. Damit wird verhindert, daß die Datennahme wegen zu großer Dateien abbricht.

Ein Beispiel für eine Steuerdatei ist:

```
#####
# MT Online Steuerungsdatei
#####

# Ein COMPASS ADC Modul - Auf dieses Modul wird getriggert
MT_FIADC_D16 fiadc0 /dev/vme 0 0 150

# Ein weiteres COMPASS ADC Modul
MT_FIADC_D16 fiadc1 /dev/vme 100 1 300
```

```
# Ein CAEN TDC Modul
MT_VN1488S_Simple tdc1 /dev/vme 80000 A24 COMMON_STOP 1f

#Dieses Modul wird nicht benutzt
#MT_VN1488S_Simple tdc2 /dev/vme 90000 A24 COMMON_STOP 1f

#Ein weiteres TDC Modul
MT_VN1488S_Simple tdc3 /dev/vme A0000 A24 COMMON_STOP 1f

# Ein CAENNET Controller
MT_V200 hv_crate /dev/vme 10000 hv_slowcontrol.prot 0 12 0 13 0 14
```

Dabei ist zu beachten, daß alle Zeilen, die leer sind oder mit einem „#“ beginnen ignoriert werden. Sie sind Kommentarzeilen. Jedes Modul hat in dieser Datei eine Zeile. Das Format dieser Zeile ist

```
<Modultyp> <Modulname> <VME Interface> <Basisadresse> \
      <modulspezifische Angaben>
```

Die Datennahme wird mit `< CTRL > -C` beendet.

### A.1.3 Die Modultypen

#### MT\_FIADC - COMPASS integrierendes 64-Kanal ADC

Dieses Modul wird hier immer ohne interne Pedestalkorrektur betrieben. Außerdem wird die Möglichkeit, Schwellen für die einzelnen Kanäle anzugeben nicht benutzt.

Als modulspezifische Parameter benötigt man nur eine Modulkennung, die notwendig ist, um die richtigen Parameter für die Kalibration zu finden. Die Modulkennung muß dieselbe sein, mit der die Kalibrationsmessung für das Modul gemacht wurde.

Der zweite Parameter ist die Gatelänge. Diese wird mittels einer Verzögerungsleitung am Modul eingestellt. Da die Gatelänge aber nicht über die VME Schnittstelle des Moduls ausgelesen werden kann, muß diese, für eine spätere Kalibration der Daten, angegeben werden.

#### MT\_VN1488S\_SIMPLE - CAEN 64-Kanal TDC

Dieses Modul kann mit den Adresslängen A16 und A32 betrieben werden. Die Adresslänge wird durch den ersten modulspezifischen Parameter festgelegt.

Danach folgt der Modus in dem das Modul betrieben wird. Die möglichen Modi sind „COMMON\_START“, „COMMON\_STOP“ und „TEST“. Bei „COMMON\_START“ wird die Zeitmessung für alle Kanäle mit dem Puls auf den

„COMM“ Eingang gestartet, und für jeden Kanal einzeln gestoppt. Bei „COMMON\_STOP“ wird die Zeitmessung für jeden Kanal einzeln gestartet, und für alle Kanäle gemeinsam gestoppt. Der Modus „TEST“ ist für die Kalibration des Moduls.

Der letzte Parameter gibt den Meßbereich an.

### **MT\_V200 - CAENNET Controler zur Ansteuerung des HV Crates**

Dieses Modul darf nie als erstes in einer Steuerdatei angegeben werden, da dieses Modul kein Triggersignal erhält.

Der erste modulspezifische Parameter ist der Name der Protokolldatei. Wenn diese Datei bereits existiert, werden die Einträge angehängt. Danach folgen die zu überwachenden Hochspannungskanäle mit der Cratenummer und der Kanalnummer.

Die Ansteuerung für dieses Modul wurde für die Hochspannungsversorgung der Streamerkammern geschrieben. Am Anfang der Datennahme werden alle zu überwachenden Kanäle eingeschaltet. Die Datennahme wird erst gestartet, wenn alle Kanäle die eingestellte Spannung erreicht haben<sup>1</sup>. Die Spannungen müssen am HV Crate eingestellt werden.

Danach wird alle dreißig Sekunden der Status aller Kanäle abgefragt. Ist ein Kanal wegen zu hohen Stromes abgeschaltet worden, so wird er wieder eingeschaltet. Die Datennahme wird solange unterbrochen bis wieder alle Kanäle ihre vorgegebene Spannung erreicht haben. Schaltet sich ein Kanal innerhalb einer Stunde mehr als fünf mal ab, so wird die Datennahme abgebrochen.

Alle zehn Minuten werden alle Kanäle für eine Minute abgeschaltet. Während dieser Zeit wird die Datennahme unterbrochen.

---

<sup>1</sup>Ende der Ramp Up Phase



# Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS: Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadronic Collider at CERN, CERN/LHCC/94-43 LHCC/P2, CERN 1994
- [2] ATLAS Public Webpage, <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/public/Welcome.html>
- [3] Otto Claus Allkofer, Spark Chambers, Verlag Karl Thiemig KG - München, 1969
- [4] Marion Deile, Optimization and Calibration of the Drift-Tube Chambers for the ATLAS Muon Spectrometer, doctoral thesis, May 2000.
- [5] G. Battistoni, E. Iarocci, M. M. Massai, G. Nicoletti, L. Trasatti, Operation of Limited Streamer Tubes, Nuclear Instruments and Methods 164 (1979) 57-66
- [6] Paul Horowitz, Winfried Hill, The Art of Electronics, Cambridge University Press, 1980
- [7] A. Negri et al., Measurement of the maximum drift time in the Calypso MDT chamber, ATLAS internal note MUON-NO-158, 1997.
- [8] W. T. Eadie et al., Statistical methods in experimental physics, Amsterdam 1971.
- [9] O. Kortner, Č. Zupančič, An Algorithm to Bin Multidimensional Event Distributions and the Method of Contrast Enhancement, Munich 2000, to be published.
- [10] O. Kortner, MTGEANT-4 – Manual for Version 1.0, ATLAS internal note ATL-MUON-2000-021, Munich 2000.
- [11] N. Hessey, A. Staude, T. Trefzger, Cosmic Ray Test Stand at the LMU Munich, ATLAS internal note ATL-MUON-98-266
- [12] Groom et al. Particle Data Group, The European Physical Journal, Review of Particle Physics, Springer 2000



# Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt habe und nur im Literaturverzeichnis angegebene Quellen verwendet habe.

München, den 16.01.2001