

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Jan Stefaniak
aus Kappeln

Dezember 2008

Zeitkalibrierung des äußeren Spurkammersystems des LHCb-Detektors und Messung der Effizienz der Spurrekonstruktion

*Die Diplomarbeit wurde von Jan Stefaniak ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Ulrich Uwer*

Kurzfassung

Die Spurrekonstruktion des LHCb Detektors benutzt als eine der wichtigsten Komponenten das äußere Spurkammersystem, das aus Driftkammermodulen besteht. Im ersten Teil dieser Diplomarbeit wurden Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung benutzt, um die Synchronisation der Auslesezeit der Driftkammermodule durchzuführen. Eine einheitliche Zeitbasis ist Voraussetzung für eine gute Ortsauflösung der Spurkammern und der rekonstruierten Spuren.

Im zweiten Teil der Arbeit wird eine Methode entwickelt, die zur Bestimmung der Effizienz der Spurrekonstruktion auf Daten dient. Der Algorithmus kann dafür verwendet werden, die Übereinstimmung von Daten und Simulation bezüglich der Rekonstruktionseffizienz zu bestimmen. Die Methode verwendet den Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ und bestimmt die Rekonstruktionseffizienz für die Myonen dieses Zerfalls, die mit einer hohen Reinheit selektiert werden können. Für simulierte Ereignisse reproduziert das Verfahren die tatsächliche Spureffizienz sehr gut.

Abstract

The track reconstruction of the LHCb detector uses the Outer Tracker, which consists of drift chamber modules, as one of the most important components. In the first part of this thesis, muons from cosmic radiation are used to synchronise the readout time of the drift chamber modules. A consistent time base is a requirement for a good spatial resolution of the tracking chambers and the reconstructed tracks.

In the second part of this thesis, a method is developed, which measures the tracking efficiency on data. The algorithm can be used to proof the agreement of data and simulation with respect to the tracking efficiency. The method uses the decay $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ and determines the reconstruction efficiency for the muons of this decay, which can be selected with high purity. For simulated events, the track efficiency is reproduced very good.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	7
1 Das LHCb Experiment	9
1.1 Der LHC Beschleuniger	9
1.2 Der LHCb Detektor	9
1.2.1 Vertexdetektor	11
1.2.2 Innere Spurrkammern	11
1.2.3 Äußere Spurrkammern	13
1.2.4 Myondetektor	15
2 Spurrekonstruktion in LHCb	19
2.1 Einführung	19
2.2 Die LHCb-Spurtypen	20
2.3 Rekonstruktion von LongTrack-Spuren	21
2.3.1 VELO-Spurrekonstruktion	21
2.3.2 Der PatForward Algorithmus	22
2.3.3 T-Spur Rekonstruktion	22
2.3.4 Impulsbestimmung mit pt-kick Methode	22
2.3.5 Kombination von VELO- und T-Spuren zu LongTracks)	24
2.4 Ergebnisse der LongTrack Rekonstruktion	24
2.4.1 Rekonstruktionseffizienz für LongTracks	26
3 Kalibrierung der Auslesezeit des äußeren Spurrkammersystems	29
3.1 Einführung	29
3.2 Bestimmung der Driftzeit am LHC	29
3.3 Messung der kosmischen Höhenstrahlung am LHC	32
3.4 Bestimmung der Flug- und Propagationszeit	34
3.5 Datensatz	36
3.6 Synchronisation der Module mit kosmischen Myonen	36
3.7 Zusammenfassung	44

4	Bestimmung der Spurrekonstruktionseffizienz der Spurkammern	47
4.1	Einführung	47
4.2	Messmethode	47
4.3	Datensätze	48
4.4	Spurbildung aus VELO- und Myonkammer-Spuren	49
4.5	Effizienzberechnung	59
4.6	Zusammenfassung	64
5	Zusammenfassung	67
A	Anhang	71

Einleitung

Seit langer Zeit beschäftigen sich Physiker mit der Frage der Teilchen-Antiteilchen Asymmetrie unseres Universums. Alles was in der Wahrnehmung eines Menschen liegt besteht aus Materie, wie z.B. die Erde, die Sonne und alle anderen Sterne. Antimaterie entsteht bei der Kollision von hochenergetischen, kosmischen Teilchen mit anderen Teilchen in der Atmosphäre der Erde, beim radioaktiven Zerfall bestimmter Atomkerne oder bei Teilchenkollisionen in heutigen Beschleunigerexperimenten. Dabei verschwindet die Antimaterie aber immer schon nach sehr kurzer Zeit: Entweder zerfällt das Antimaterie-Teilchen von sich aus, oder es zerstrahlt in der nächsten Kollision mit Materie-Teilchen.

Obwohl Materie und Antimaterie nach dem Urknall in gleichen Mengen produziert worden ist existiert heute ein offensichtliches Ungleichgewicht. Die ursprüngliche Symmetrie muss schon sehr früh gebrochen worden sein. Im Jahre 1967 wurden von Sakharov [1] drei Bedingungen genannt, die erforderlich sind, um das Ungleichgewicht zu erklären. Eine davon ist die Verletzung der CP-Symmetrie.

C-Symmetrie steht für die Symmetrie eines Systems gegenüber der Vertauschung der Ladung und wird deshalb auch mit Ladungskonjugation bezeichnet. Die C-Transformation überführt beispielsweise ein Elektron in sein Antiteilchen, das Positron. Die P-Symmetrie, oder auch Parität genannt, bezeichnet die Invarianz bei Raumspiegelung. Wenn ein System bei der gleichzeitigen Anwendung beider Symmetrie-Transformationen invariant bleibt, spricht man von CP-Symmetrie.

Das Standardmodell der Teilchenphysik, liefert eine sehr präzise Beschreibung der beobachteten Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen. Es lässt aber auch viele Fragen offen. Das Standardmodell beschreibt die CP-Verletzung als ein Phänomen der durch den CKM Mechanismus beschriebenen Quarkmischung. Dieser Effekt ist allerdings zu klein, um die Materie-Antimaterie Asymmetrie unseres Universums zu erklären.

Es muss also noch andere Phänomene geben, die möglicherweise erst bei sehr hohen Energien auftreten, wie sie beispielsweise zu Beginn unseres Universums herrschten. Diese sogenannte "neue" Physik versucht man an immer größeren Teilchenbeschleunigern zu finden.

Der LHC (Large Hadron Collider) wird in den nächsten Jahren der größte dieser Beschleuniger sein. Hier werden Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV kollidieren. Dabei entsteht eine große Zahl von Teilchen, aus deren Stu-

dium man versucht neue Erkenntnisse zu gewinnen. Einer der vier großen Teilchendetektoren, die diese Kollisionen untersuchen, ist der LHCb Detektor. Er ist speziell dafür ausgelegt, die Asymmetrie von Materie und Antimaterie im System von B- und D-Mesonen zu untersuchen.

Um die instabilen B- und D-Mesonen zu rekonstruieren, müssen die Tochterteilchen über ihre Spuren nachgewiesen werden. Die effiziente Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen sowie ihre genaue Impulsmessung ist deshalb eine wichtige Voraussetzung für alle Messungen mit B- und D-Mesonen. Aufgrund der hohen Multiplizität stellt die effiziente Spurrekonstruktion in Proton-Proton Kollisionen eine große Herausforderung dar.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Spurkammersystem, das aus einzelnen Driftkammermodulen aufgebaut ist. Im ersten Teil dieser Arbeit wurde die Zeitmessung der einzelnen Kammermodule synchronisiert. Eine einheitliche Zeitreferenz ist die Voraussetzung einer guten Ortsauflösung der Driftkammern und damit auch der Spurrekonstruktion. Weiterhin wurde im zweiten Teil dieser Arbeit eine Methode entwickelt, um die Effizienz der Spurrekonstruktion mit Daten zu bestimmen.

Der Aufbau dieser Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Im 1. Kapitel wird der LHCb-Detektor kurz beschrieben. Die für diese Arbeit wichtigen Detektorkomponenten, werden dabei etwas näher erläutert. Das 2. Kapitel beschreibt einige Techniken der Spurrekonstruktion, die im LHCb-Experiment verwendet werden. Die Synchronisation der äußeren Spurkammern ist in Kapitel 3 beschrieben und die entwickelte Methode zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz im 4. Kapitel. Abschließend wird in Kapitel 5 noch eine Zusammenfassung der Ergebnisse gegeben.

Kapitel 1

Das LHCb Experiment

Der LHCb Detektor ist einer der vier großen Detektoren des Large Hadron Collider (LHC) Experiments, das sich am CERN (Organisation Européenne de Recherche Nucléaire) in der Nähe von Genf befindet. Das Ziel des LHCb Experiments ist eine präzise Messung der CP-Verletzung und die indirekte Suche nach bisher nicht beobachteten Teilchen, die von theoretischen Modellen vorhergesagt werden. Dies wird hauptsächlich mit seltenen Zerfällen von B -Mesonen untersucht.

1.1 Der LHC Beschleuniger

Der LHC ist dafür ausgelegt, Protonen auf eine Energie von 7 TeV zu beschleunigen. Dies ergibt bei symmetrisch kollidierenden Strahlen eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV. Jeweils $1.15 \cdot 10^{11}$ Protonen werden zu "Paketen" zusammengefasst, von denen 2808 pro Richtung im Beschleunigerring gespeichert werden. An den Wechselwirkungspunkten werden die Strahlen fokussiert und zusammengeführt, so dass alle 25 ns zwei Pakete kollidieren und sich eine maximale Luminosität von $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ergibt.

Beim LHCb Experiment wird allerdings auf die maximal mögliche Luminosität verzichtet, da man im Gegensatz zu den anderen Experimenten hauptsächlich an den Bereichen mit hoher Pseudorapidität interessiert ist, in denen bei voller Luminosität zu viele Spuren liegen würden, um Präzisionsmessungen durchzuführen. Die LHCb Luminosität beträgt daher nur $2 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, was mit dem $b\bar{b}$ Produktions-Wirkungsquerschnitt von $\sim 500 \mu\text{b}$ bei 14 TeV Schwerpunktsenergie zu $10^{12} b\bar{b}$ erzeugten Paaren pro Jahr (10^7 Sekunden) führt. Damit ist der LHC die weltgrößte B -Fabrik.

1.2 Der LHCb Detektor

Der LHCb Detektor [2] ist ein sogenanntes "einarmiges" Spektrometer. Das bedeutet, das Experiment hat einen asymmetrischen Aufbau bezüglich des Kollisi-

onspunktes und deckt damit nur einen Teil des 4π -Raumwinkels ab. Der abgedeckte Winkelbereich reicht in der Krümmungsebene des Magneten von 10 mrad bis 300 mrad um die Strahlachse, in der dazu senkrechten Ebene von 10 mrad bis 250 mrad. Dieser Aufbau wurde gewählt, da die B -Mesonen durch ihre geringe Masse hauptsächlich in Vorwärtsrichtung produziert werden.

Eine Querschnittsskizze des Detektors ist in Abb. 1.1 gezeigt. Das LHCb Koordinatensystem ist so definiert, dass die z -Achse mit der Strahlachse übereinstimmt. Die y -Achse zeigt senkrecht nach oben, während die x -Achse aus dem Beschleunigerring heraus weist. Das Magnetfeld des Dipolmagneten ist in y -Richtung orientiert, so dass geladene Teilchen in der x - z -Ebene abgelenkt werden. Es hat eine maximale Feldstärke von etwa 1 Tesla und ein integriertes Feld von 4 Tm. Das

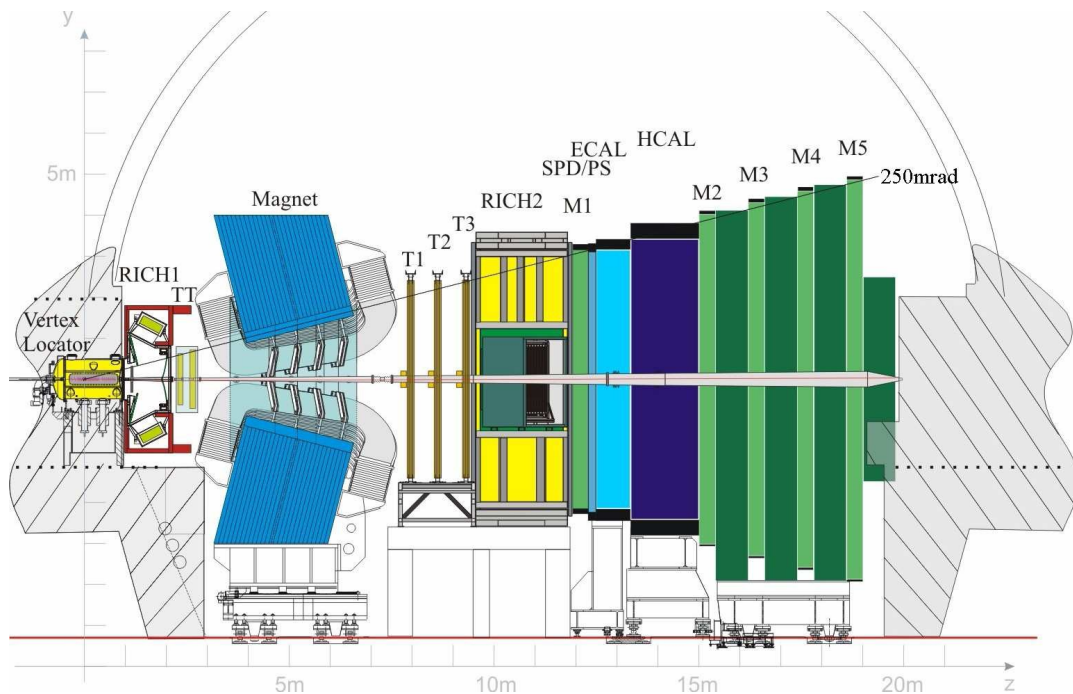


Abbildung 1.1: Querschnitt des LHCb Detektors in der y - z Ebene. Die Kollisionen finden hier auf der linken Seite im Vertexdetektor statt. Die weiteren Spurbildungsdetektoren sind durch TT (Trigger Tracker) und T1 bis T3, für die Hauptspurkammern, gekennzeichnet. Zur Teilchenidentifikation gibt es zwei Cherenkov-Detektoren, die mit RICH1 und RICH2 bezeichnet sind. SPD/PS, ECAL und HCAL bilden zusammen das Kalorimeter und M1 bis M5 sind die Myonstationen.

Design des Detektors wurde für die Rekonstruktion von B -Mesonen optimiert, daher wurden u.a. folgende Anforderungen gestellt:

- Um die B -Mesonen rekonstruieren zu können, ist eine präzise Bestimmung der invarianten Masse notwendig. Daher ist eine gute Impulsauflösung von etwa $\delta p/p = 0.5\%$ erforderlich.
- Um die Oszillation der B_s -Mesonen messen zu können, werden sehr hohe Anforderungen an die Vertex- und Eigenzeitauflösung gestellt.
- Um unterschiedliche Zerfälle der B -Mesonen unterscheiden zu können, ist eine gute Teilchenidentifikation erforderlich. Diese wird durch zwei Cherenkov-Detektoren zur K^\pm - π^\pm Separation, das Kalorimetersystem aus Preshower-detektor, elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter zur Elektron-Photon- sowie Elektron-Hadron-Trennung, und den Myonkammern zur Identifikation von Myonen erreicht.
- Bis zu den Spurkammern muss so wenig Material wie möglich verwendet werden, um die Auswirkungen von Streuprozessen im Detektor gering zu halten. Diese würden die Spurrekonstruktion und damit die Impulsauflösung verschlechtern.

Im Folgenden werden die für diese Arbeit relevanten Detektoren näher beschrieben.

1.2.1 Vertexdetektor

Der Vertexdetektor (Vertex locator, VELO) besteht aus 21 Stationen, die jeweils aus zwei halbkreisförmigen Siliziummodulen zusammengesetzt sind. Diese Module umschließen den Strahl in einem Abstand von nur 7 mm, um eine optimale Vertexpauflösung zu erreichen. Um eine Beschädigung des Detektors während der Strahlinjektion zu vermeiden, können die Module auseinander gefahren werden. In Abb. 1.2 ist die Anordnung der Module in der x-z-Ebene gezeigt. Die Module innerhalb einer Station sind in einem Abstand von 2 mm in z-Richtung angebracht und haben einen Überlapp in x-Richtung. Es gibt zwei Arten von Sensoren, die in jedem Modul hintereinander angebracht sind: Einen r-Sensor, der den radialen Abstand der Teilchen zum Strahl misst, und einen ϕ -Sensor, der den Azimutwinkel bestimmt. Abb. 1.3 zeigt eine Zeichnung der beiden Sensortypen.

1.2.2 Innere Spurkammern

Der Bereich um das Strahlrohr in den Spurkammern T1 bis T3, in dem der höchste Teilchenfluß zu erwarten ist, wird von den inneren Spurkammern (Inner Tracker, IT) abgedeckt. Eine IT-Station besteht aus vier rechteckigen Silizium-Detektoren, die wie in Abb. 1.4 gezeigt, um das Strahlrohr angeordnet sind. Jede dieser Boxen besteht aus 4 Lagen, von denen die erste und die letzte Lage die Position in x-Richtung messen, und die mittleren Lagen um $\pm 5^\circ$ um die z-Achse

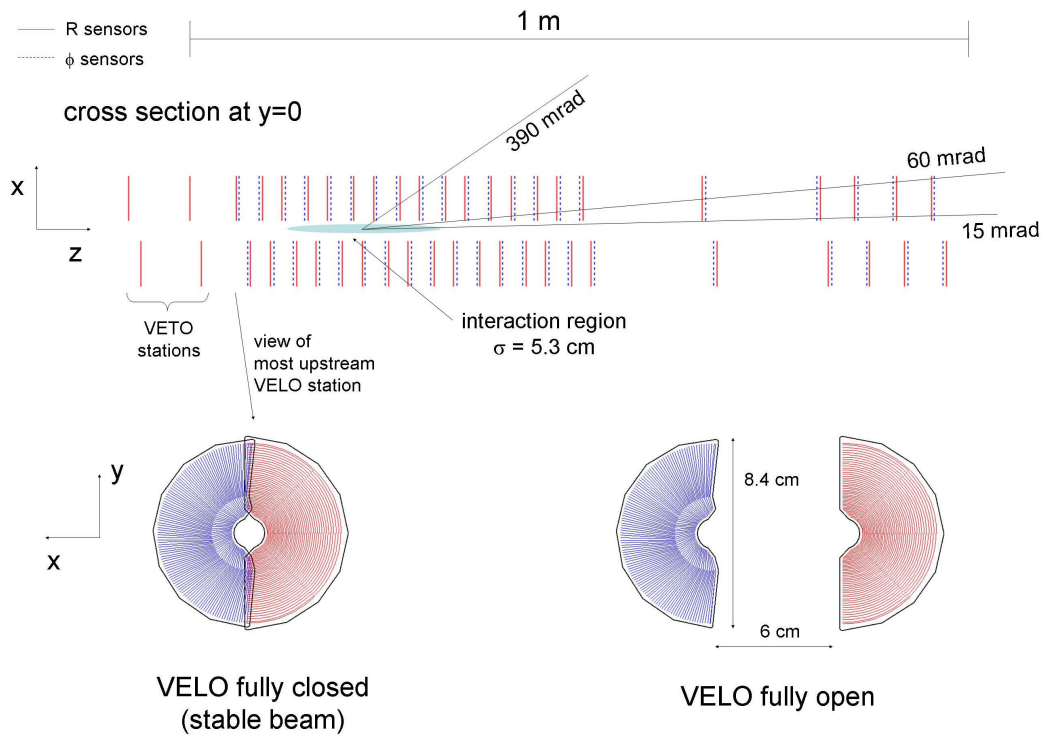


Abbildung 1.2: Anordnung der Module im Vertexdetektor. Der Abstand zwischen zwei Stationen ist so gewählt, dass Teilchen innerhalb eines Winkelbereichs von 15 bis 390 mrad mindestens drei Module treffen. Unten: Module im geschlossenen und offenen Zustand.

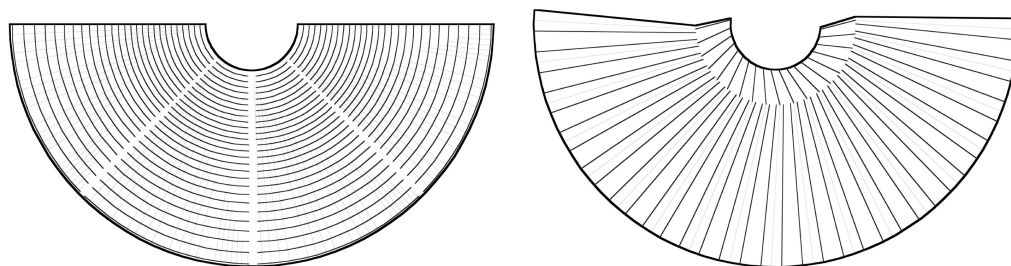


Abbildung 1.3: Die zwei unterschiedlichen Sensor-Typen im VELO. Der auf der linken Seite gezeigte Sensor misst den radialen Abstand der Teilchen vom Strahl, während der Sensor auf der rechten Seite den Azimuthwinkel bestimmt.

gedreht sind. Die gedrehten Lagen werden u- und v-Lagen genannt. Durch diese Anordnung lässt sich durch Projektion auch die Position einer Spur in y-Richtung ermitteln. Die Ortsauflösung pro Lage beträgt etwa $50\ \mu\text{m}$.

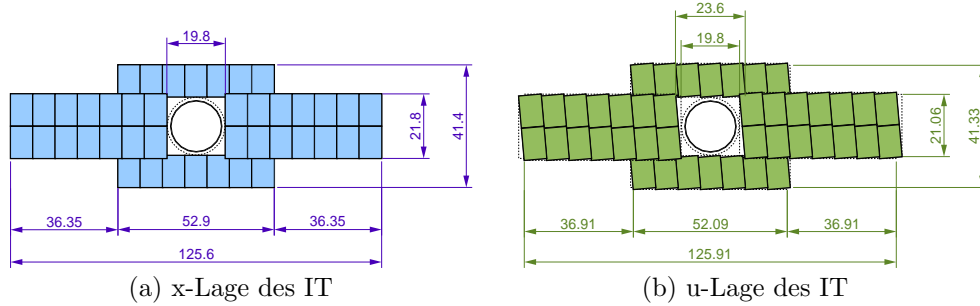


Abbildung 1.4: *x- und u-Lage einer IT-Station. Die u-Lage (rechts) ist um 5° um die z-Achse gedreht, was die Positionsbestimmung in y-Richtung ermöglicht. In der Mitte der Station ist das Strahlrohr eingezeichnet.*

1.2.3 Äußere Spurkammern

Der Bereich in der Akzeptanz des Detektors, der außerhalb des IT liegt, wird von den äußeren Spurkammern (Outer Tracker, OT) abgedeckt. Dieser ist wie der IT in 3 Stationen mit jeweils 4 Lagen in xuvx-Richtung aufgeteilt, was in Abb. 1.5 dargestellt ist.

Die Messung geladener Teilchen geschieht in Driftröhren, von denen jeweils 128 zu einem Modul zusammengefasst sind. Innerhalb der Module sind die Driftröhren in zwei versetzten Lagen, sogenannten Monolagen, angeordnet. Dies ist in Abb. 1.6 veranschaulicht. Dadurch wird der Bereich zwischen zwei Röhren kompensiert, in dem keine Messung möglich ist. Insgesamt gibt es 36 Module pro Lage, von denen einige verkürzt sind, da sie an den IT grenzen.

Die Driftröhren sind mit einem Argon/ CO_2 Zählgas gefüllt und haben einen Durchmesser von 5 mm. Im Inneren ist ein $24\ \mu\text{m}$ dicken Draht gespannt, der auf etwa 1.5 kV positivem Potential liegt. Die Wände der Driftröhren sind geerdet. Wenn ein geladenes Teilchen das Zählgas ionisiert, driften die Primärelektronen durch das elektrische Feld in Richtung des Drahtes und erzeugen im starken Feld in der Nähe des Drahtes Sekundärionisationen. Durch diese Gasverstärkung wird die anfangs kleine Anzahl von Ladungen erhöht, so dass ein messbarer Ladungspuls entsteht. Dieser propagiert dann durch den Draht zur Ausleseelektronik und wird dort verstärkt. Die Ankunftszeit des Signals in der Elektronik ergibt sich aus

$$t_{\text{Auslese}} = t_{\text{tof}} + t_{\text{drift}} + t_{\text{prop}}. \quad (1.1)$$

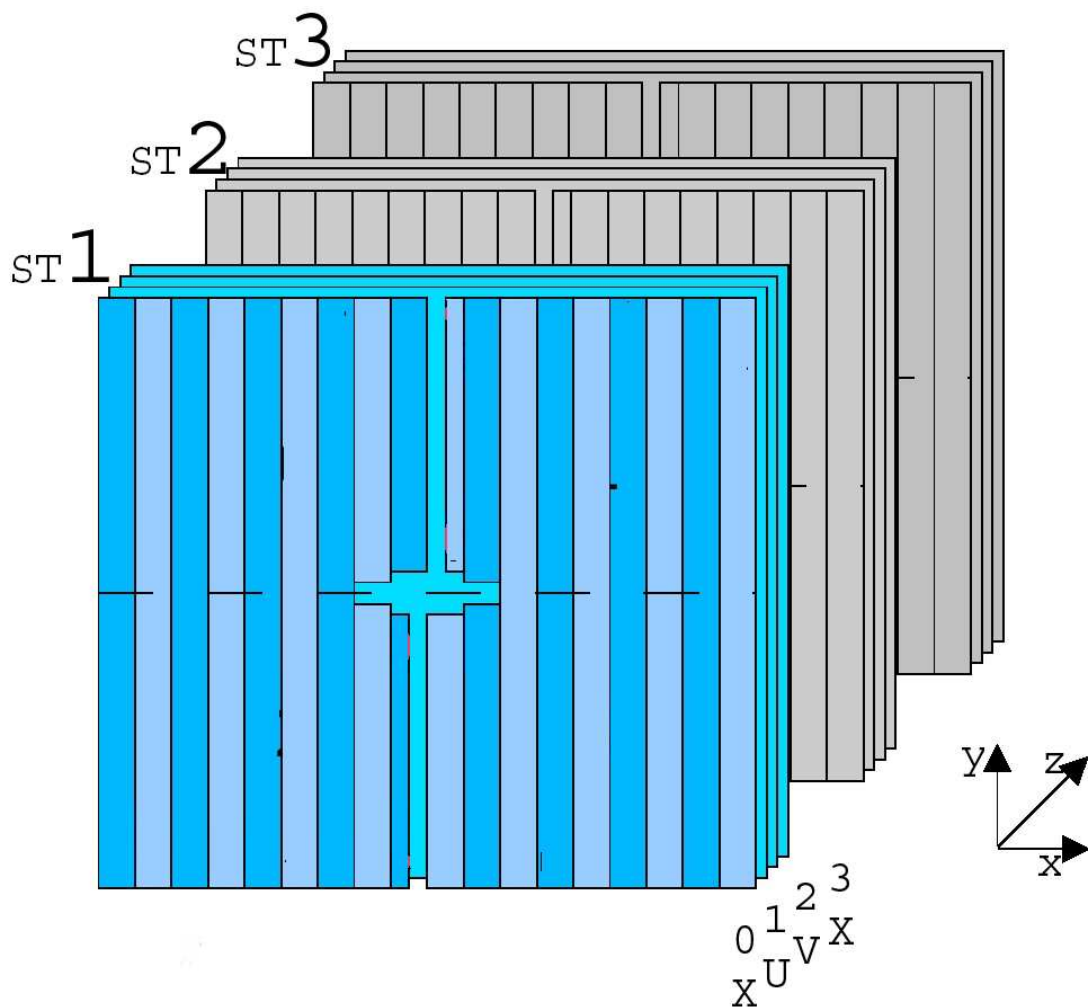


Abbildung 1.5: Darstellung der äußeren Spurkammern: Es gibt drei Stationen mit jeweils 4 Lagen, die in xwz -Richtung angeordnet sind. Eine dieser Lagen wird weiter in Viertel unterteilt, die jeweils aus neun Modulen bestehen. Die acht Module, die an den IT angrenzen, sind verkürzt.

Dabei steht t_{tof} für die Flugzeit des Teilchens bis zu der Position der Messung, t_{drift} für die Driftzeit der Ionisationselektronen und t_{prop} für die Propagationszeit des Signals im Draht. Die Auslese der Spurkammern befindet sich am oberen und unteren Ende der Spurkammern. Die langen Kammern sind in der Mitte elektrisch getrennt, um Propagationszeit und Belegungsdichte zu verringern. Bei rekonstruierten Spuren lassen sich Flug- und Propagationszeit berechnen, so dass die Driftzeit einer Messung ermittelt werden kann. Mit dieser ist es möglich, durch eine Beziehung zwischen Driftzeit und Driftradius den genauen Durchgangsort des Teilchens innerhalb eines Driftrohres zu bestimmen. Diese sogenann-

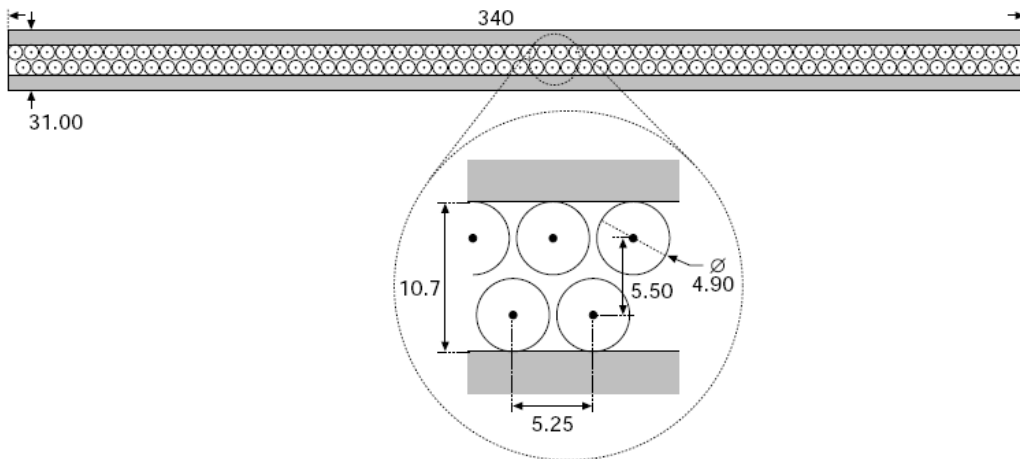


Abbildung 1.6: Anordnung der Driftröhren in zwei Monolagen innerhalb eines Moduls. Durch die versetzte Position der Driftröhren wird der passive Bereich zwischen zwei Driftröhren kompensiert. Die Längen sind in mm angegeben.

te $r-t$ Beziehung kann in einem einfachen Ansatz als linear angenommen werden, muss aber mit Daten genauer bestimmt werden, da im Bereich der Wände der Driftröhre und am Draht Abweichungen von der Linearität gegeben sind. Die Driftzeit beträgt bis zu 45 ns. Abhängig von der y -Position der Messung beträgt die Propagationszeit bis zu 15 ns. Ein Ereignis kann daher nicht vollständig ausgelesen werden, bevor die nächste Teilchenkollision stattfindet (alle 25 ns). Aus diesem Grund wird das Auslesefenster der Spurkammern auf 75 ns erweitert. Dadurch treffen allerdings auch Driftelektronen aus anderen Ereignissen in dem Auslesefenster ein und überlagern die Messung, was hohe Anforderungen an die Spurrekonstruktion stellt.

1.2.4 Myondetektor

Die Myonkammern bestehen aus fünf Stationen, die M1 bis M5 genannt werden. Die Station M1, die sich vor den Kalorimetern befinden soll, wird allerdings beim Start des LHC noch nicht vollständig installiert sein. Daher wird sie im Folgenden nicht berücksichtigt. Zwischen den Stationen befinden sich 80 cm dicke Eisenplatten, die als Myonfilter dienen indem sie den hadronischen Hintergrund absorbieren. Der minimale Impuls für Myonen, die alle Stationen erreichen, ist etwa 5 bis 6 GeV, da die gesamte Absorberdicke dann etwa 20 Wechselwirkungslängen entspricht.

Die Myonkammern sind ein wichtiger Bestandteil des Triggersystems, deshalb

muss ein Signal schnell ausgelesen werden können. Dies wurde durch die Verwendung von “multi-wire proportional chambers” (MWPCs) erreicht. Diese sprechen innerhalb von weniger als 25 ns an und ermöglichen so die eindeutige Zuordnung eines Signals zu einem Ereignis.

Jede Station der Myonkammern ist in vier Regionen unterteilt, die eine unterschiedliche Granularität haben. Diese ergibt sich aus der Größe der Messkacheln, zu denen die MWPC zusammengefasst sind. Der Aufbau der Regionen aus Messkacheln ist in Abb. 1.7 dargestellt. Die Granularität ist an den erwar-

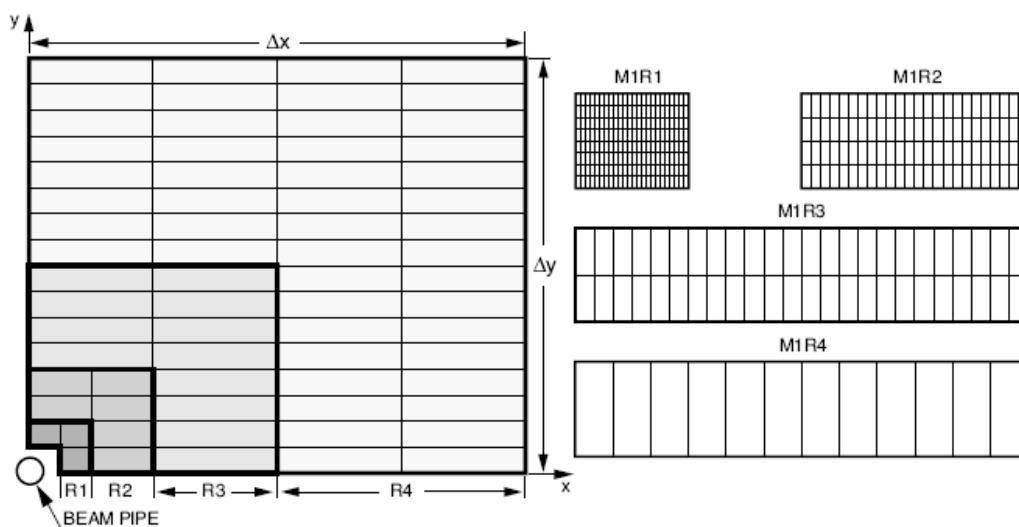


Abbildung 1.7: Links: Aufbau eines Viertels einer Myonstation. Die vier Regionen sind durch $R1$ bis $R4$ gekennzeichnet. Die Rechtecke zeigen Kammern, in denen mehrere Messkacheln zusammengefasst sind. Jede Station besteht aus 276 solcher Kammern. Rechts: Der Aufbau der Kammern aus Messkacheln für die vier Regionen in $M1$. In den Stationen $M2$ und $M3$ ist die Anzahl der Spalten pro Kammer verdoppelt. In $M4$ und $M5$ ist sie halbiert. Die Anzahl der Zeilen ist überall identisch.

teten Teilchenfluss in der jeweiligen Region angepasst, d.h. die Größe der Messkacheln ist so gewählt, dass die Belegungsichte etwa konstant ist. Dadurch erhöht sich die Kachelgröße mit zunehmendem Abstand vom Strahlrohr. Die Auflösung ist zudem für große Winkel bezüglich der Strahlachse durch die Streuung der Myonen am Absorptionsmaterial begrenzt. Weiterhin ist die Auflösung in x -Richtung (Krümmungsebene) besser als in y -Richtung, was zu einer besseren Impulsauflösung bei der Verwendung von Myonspuren im Trigger führt. Die Größe der Messkacheln für jede Station und Region ist in Tabelle 1.1 angegeben.

	M2	M3	M4	M5
z	15270	16470	17670	18870
Δx	4800	5180	5560	5940
Δy	4000	4320	4640	4950
R1	6.3×31	6.7×34	29×36	31×39
R2	12.5×63	13.5×68	58×73	62×77
R3	25×125	27×135	116×145	124×155
R4	50×250	54×270	231×290	248×309

Tabelle 1.1: Granularität der Myonstationen M2 bis M5 für die Regionen R1 bis R4. Alle Größen sind in mm angegeben. z : Abstand der Myonkammer vom Koordinatenursprung in z -Richtung; Δx und Δy : Länge und Breite eines Viertels der Myonstation wie in Abb. 1.7 gezeigt; R1 bis R4: Granularität in den Regionen der Myonstationen in x - und y -Richtung.

Kapitel 2

Spurrekonstruktion in LHCb

Die Spurrekonstruktion bei einem Hadron-Beschleuniger wie dem LHC ist eine sehr anspruchsvolle Aufgabe. Im LHCb Experiment treten pro Ereignis durchschnittlich etwa 50-60 Spuren auf, die aus ihren Messungen in den einzelnen Detektorkomponenten (VELO, TT, IT und OT) kombiniert werden müssen. Dabei ist nicht nur die Suche nach einer Spur wichtig, sondern auch die präzise Messung ihrer Parameter.

2.1 Einführung

Die Rekonstruktion einer Spur geschieht in zwei grundlegenden Schritten: Zunächst müssen Strukturen in den einzelnen Messungen erkannt werden, die durch ein Teilchen entstanden sein könnten. Dieser Schritt wird Pattern-Recognition genannt. Die so gefundenen Messungen werden einer Spur zugeordnet, deren Spurparameter dann im zweiten Schritt, dem Spurfit, bestimmt werden.

Der Spurfit zur Bestimmung dieser Parameter basiert auf einer Methode die Kalman-Filter [3] genannt wird. Das ist ein iteratives Verfahren, was nacheinander einzelne Messungen zum Spurfit hinzufügt. Der Fit basiert auf der Minimierung des χ^2 -Beitrags jeder Messung. Der Vorteil dieser Methode ist, dass nach jeder hinzugefügten Messung die Spurparameter und deren Fehler aktualisiert werden. Bei jeder Messung kann anhand ihres χ^2 -Beitages entschieden werden, ob sie zur Spur addiert werden soll. Außerdem ermöglicht der Kalman Filter die Auswirkungen von Vielfachstreuung im Detektormaterial zu beschreiben.

Im Folgenden wird die Pattern-Recognition ausführlicher diskutiert, indem einige verwendete Algorithmen vorgestellt werden. Am Ende des Kapitels wird eine kurze Zusammenfassung der Effektivität der Spurrekonstruktion gegeben. Dabei sind alle Ergebnisse auf der Simulation ermittelt worden und verwenden Generator-Informationen. Bei der Verwendung von Daten, sind diese Angaben, falls überhaupt möglich, weitaus schwieriger zu bestimmen. Eine Methode dazu, diese in einem beschränkten Phasenraum der Teilchen zu bestimmen, ist in Kapitel 4 beschrieben.

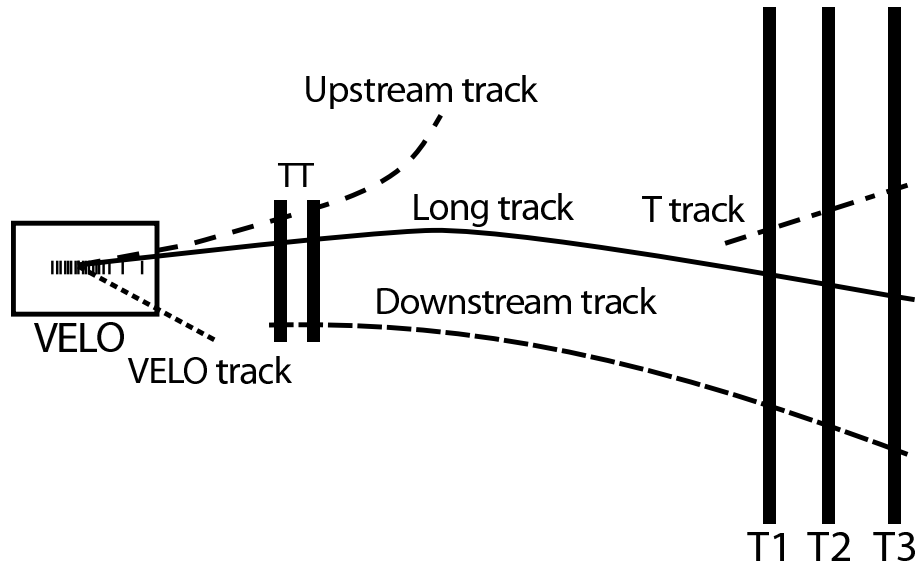


Abbildung 2.1: Darstellung der verschiedenen Spurtypen.

2.2 Die LHCb-Spurtypen

Es ist nützlich, einige Typen von Spuren zu unterscheiden, die durch ihren Verlauf in den Detektorkomponenten definiert sind. Die verwendeten Namen sind, mit der Ausnahme der Übersetzung von *Track* in *Spur*, die gleichen, die auch in der LHCb Kollaboration benutzt werden. Die Spuren sind in Abb. 2.1 skizziert und folgendermaßen definiert:

- **VELO-Spuren** haben Messungen in den r - und ϕ – Sensoren des Vertexdetektors. Mit diesen Spuren ist eine genaue Bestimmung des Primärvertex möglich.
- **T-Spuren** sind nur aus Messungen in den T-Stationen rekonstruiert.
- **LongTrack-Spuren** reichen vom VELO bis in die Hauptspurkammern (IT, OT). Sie sind die wichtigsten Spuren für Physik-Analysen, da sie die beste Impulsauflösung haben.
- **Upstream-Spuren** haben Messungen im VELO und im TT und werden im Magneten aus der Detektorakzeptanz gelenkt.
- **Downstream-Spuren** bestehen aus Messungen im TT und in den T-Stationen, haben aber keine VELO Messungen. Diese Spuren sind z.B für

die Rekonstruktion von außerhalb vom VELO zerfallenden K_s^0 -Mesonen nützlich.

- **MYON-Spuren** haben nur Messungen in den Myonkammern und sind nicht in Abb.2.1 eingezeichnet. Sie werden im Trigger benutzt und haben eine große Bedeutung für den in Kapitel 4 vorgestellten Algorithmus.

Im Folgenden Abschnitt wird beschrieben, wie die für diese Studie wichtigen LongTrack-Spuren rekonstruiert werden.

2.3 Rekonstruktion von LongTrack-Spuren

Es gibt in der LHCb Software zwei verschiedene Ansätze um LongTracks zu rekonstruieren: Der eine beginnt mit einer VELO-Spur, die durch das Magnetfeld in die T-Stationen propagiert wird und dort nach Messungen sucht. Dieser Algorithmus wird *PatForward* [4] genannt und im Folgenden kurz vorgestellt.

Der zweite Ansatz kombiniert VELO-Spuren mit Spuren in den T-Stationen (T-Spuren). In diesem Abschnitt wird der Algorithmus *TsaSeeding* [5] beschrieben, mit dem die T-Spuren rekonstruiert werden. Anschließend wird erläutert wie diese mit den VELO-Spuren kombiniert werden.

Beide Ansätze haben ihre Vor- und Nachteile, daher werden die Algorithmen parallel verwendet, um ein optimales Ergebnis zu erzielen. Da eine Spur normalerweise von beiden Algorithmen rekonstruiert wird, müssen doppelt vorkommende Spuren entfernt werden, was durch den sogenannten *CloneKiller* [6] geschieht. Auf diesen wird hier allerdings nicht eingegangen.

2.3.1 VELO-Spurrekonstruktion

VELO-Spuren werden für beide oben genannten Ansätze benötigt. Da das Magnetfeld im VELO sehr schwach ist, verlaufen die Spuren nahezu gerade.

Der Vertexdetektor besteht aus r- und ϕ -Sensoren (siehe Kapitel 1). Die r-Sensoren sind in vier Regionen unterteilt, die jeweils einen Azimutwinkel von 45° abdecken. Es wird nun in zwei r-Sensoren, die sich auf der gleichen Seite des Strahlrohrs befinden und die nicht direkt benachbart sind, sondern ein oder zwei Module dazwischen liegen, nach Messungen in der selben Region gesucht. Durch diese Messungen wird eine Gerade gelegt. Wenn sich in den dazwischen liegenden Modulen Messungen befinden, die innerhalb eines Suchfensters mit dem Durchgang der Geraden übereinstimmen, wird diese Gerade als Spur in r-z-Richtung betrachtet. Es wird anschließend in Richtung der Spur nach weiteren Messungen außerhalb des bisher betrachteten Bereichs gesucht.

Danach wird in den ϕ -Sensoren im Winkelbereich der r-z-Spur nach Messungen gesucht und wie in r-z-Richtung eine Gerade angepasst. Die Geraden in r-z- und ϕ -z-Richtung werden anschließend zu einer 3D-Spur kombiniert. Weitere Informationen zu diesem Algorithmus sind in [7] zu finden.

2.3.2 Der PatForward Algorithmus

Die Idee bei diesem Algorithmus zur Rekonstruktion von LongTrack-Spuren ist, dass die Flugbahn eines geladenen Teilchens in einem bekannten Magnetfeld, mit Ausnahme von Streuung und Energieverlust, berechnet werden kann. Neben der Kenntnis des Magnetfeldes ist hierfür nur noch entweder der Impuls des Teilchens und die Flugrichtung an einem beliebigen, bekannten Punkt oder Ort und Flugrichtung an einem Punkt und die Kenntnis eines weiteren Punktes auf der Bahn. Als Ausgangspunkt wird eine VELO-Spur benutzt, die Ort und Flugrichtung liefert, und als zusätzlichen Punkt eine Messung in den T-Stationen. Wenn man VELO- und T-Spuren als Gerade verlängert, schneiden sie sich auf einer fiktiven Ebene im Zentrum des Magneten. Diese Ebene wird daher Brechungsebene genannt. Dieser Algorithmus extrapoliert die VELO-Spuren als Gerade in der x-z Ebene bis zur Brechungsebene und wendet von dort eine *Hough*-Transformation. Es wird zu jedem Messpunkt in den T-Stationen eine Gerade extrapoliert und deren Steigungen in x-Richtung verglichen. Sollten viele Messpunkte unter einem ähnlichen Winkel gefunden werden, ist es wahrscheinlich, dass VELO-Spur und diese Messungen zu einer LongTrack-Spur gehören. Anschließend wird der räumlichen Abstand der Messungen in den T-Stationen zur extrapolierten Spur ermittelt. Ist er klein genug, wird die Messung der Spur zugeordnet.

2.3.3 T-Spur Rekonstruktion

Im *TsaSeeding*-Algorithmus wird zuerst versucht Spuren in der x-z Ebene zu finden. Anschließend werden die Messungen in den Stereo-Lagen (uv-Lagen) verwendet, um die 2D-Spuren auch in der y-Richtung zu bestätigen.

Im ersten Schritt wird jeweils eine Messung aus einer x-Lage von T1 und T3 ausgewählt. Um die Verbindungsgerade dieser beiden Messungen wird ein Suchfenster definiert. Durch das schwache Magnetfeld in den T-Stationen, sind die Teilchenspuren nur leicht gekrümmt. Daher ist es möglich, in dem Suchfenster auch Messungen in den x-Lagen von T2 zu finden.

Im zweiten Schritt wird mit den Messungen aus T2 eine Parabel angepasst, um die ein deutlich engeres Suchfenster, als im ersten Schritt, gelegt wird. Es wird die Parabel ausgewählt, die zu den meisten Messungen in den x-Lagen passt. Anschließend werden die gewonnenen 2D-Spuren mit den Messungen in den Stereolagen in der y-z Projektion überprüft.

2.3.4 Impulsbestimmung mit pt-kick Methode

Der Impuls einer Spur in den T-Stationen kann bestimmt werden, wenn man annimmt, dass das zugehörige Teilchen aus dem Primärvertex kommt. Die Idee bei dieser Methode ist, dass man die Krümmung der Spur im Magneten durch einen instantanen Stoß nach der Hälfte des integrierten Magnetfeldes beschreiben kann, was in Abb. 2.2 skizziert ist. Die Änderung des Impulses im Magnetfeld ist

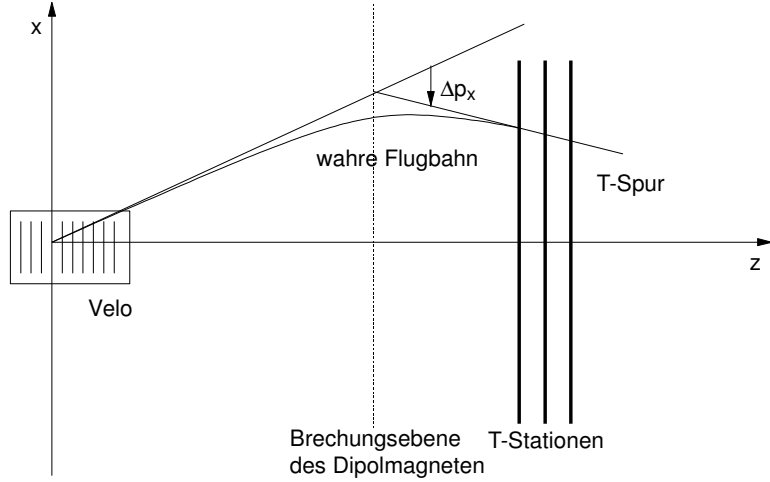


Abbildung 2.2: Impulsbestimmung mit der pt-kick Methode. Dabei wird die Impulsänderung im Magnetfeld durch einen Stoß nach der Hälfte des integrierten Feldes beschrieben.

durch die Lorentzkraft

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.1)$$

gegeben. Integriert man dies entlang des Weges durch das Magnetfeld ergibt sich

$$d\vec{p} = q \int_{s_1}^{s_2} \vec{v}(s) \times \vec{B}(s) \frac{dt}{ds} ds. \quad (2.2)$$

Die Spurkrümmung durch das Magnetfeld in y- und z-Richtung kann vernachlässigt werden, daher gilt

$$\Delta p_x = d\vec{p} = q \int_{s_1}^{s_2} \vec{v}(s) \times \vec{B}(s) \vec{e}_x \frac{dt}{ds} ds. \quad (2.3)$$

Dies kann auch aus dem Gesamtimpuls und den Steigungen t_x und t_y vor (i) und nach (f) dem Magneten ausgedrückt werden:

$$\Delta p_x = p \left(\left(\frac{t_x}{\sqrt{1 + t_x^2 + t_y^2}} \right)_f - \left(\frac{t_x}{\sqrt{1 + t_x^2 + t_y^2}} \right)_i \right) \quad (2.4)$$

Die Steigung nach dem Magneten sind aus dem Spurfitt der T-Spuren bekannt. Um die Steigung der Spuren vor dem Magnetfeld zu berechnen, wird die T-Spur bis in das Zentrum des Magneten extrapoliert (siehe Abb.2.2). Diese Ebene wird als fokale Ebene betrachtet, so dass sich hier die extrapolierten Spuren treffen müssen. Die Steigung der Spur vor dem Magneten ergibt sich aus der Annahme,

dass die Spur auf den Ursprung zeigt. Für den Impuls ergibt sich dann

$$p = \frac{q \int_{s_1}^{s_2} (\vec{v}(s) \times \vec{B}(s)) \vec{e}_x \frac{dt}{ds} ds}{\left(\frac{t_x}{\sqrt{1+t_x^2+t_y^2}} \right)_T - \left(\frac{t_x}{\sqrt{1+t_x^2+t_y^2}} \right)_{VELO}}. \quad (2.5)$$

Mit den bekannten Steigungen kann jetzt in einem iterativen Verfahren das integrierte Magnetfeld entlang der Teilchenspur bestimmt werden, wodurch sich ein neuer Wert für das Zentrum des Magneten ergibt. Daraus folgt eine genauere Angabe der Steigungen der Spuren. Genauere Informationen darüber gibt es in [?].

2.3.5 Kombination von VELO- und T-Spuren zu LongTracks)

Mit der oben beschriebenen pt-kick Methode ist es möglich, den Impuls einer T-Spur zu bestimmen. Mit diesem Impuls wird die Spur durch das Magnetfeld propagiert. An einer Ebene bei $z = 830$ mm wird die Spur mit einer VELO-Spur kombiniert. Um die Qualität der Kombination zu beschreiben, wird die Größe χ_{komb}^2 definiert:

$$\chi_{\text{komb}}^2 = (x_{\text{VELO}} - x_{\text{T}})^T (C_{\text{VELO}} + C_{\text{T}})^{-1} (x_{\text{VELO}} - x_{\text{T}}). \quad (2.6)$$

Hierbei sind x_{VELO} und x_{T} die Spurparameter von VELO-Spur und extrapoliertem T-Spur, die aus x - und y -Position sowie den Steigungen t_x und t_y bestehen. C_{VELO} und C_{T} sind die dazugehörigen Kovarianz-Matrizen, in denen die Fehler der Parameter und deren Korrelationen enthalten sind. Das χ_{komb}^2 gibt also eine Abschätzung darüber, wie gut die Spuren zusammen passen. Die Kombinationen, deren χ_{komb}^2 unterhalb eines bestimmten Schnittes liegen, werden selektiert. Wenn eine der Spuren mehrmals selektiert wurde, wird die Spurkombination mit dem kleinsten χ_{komb}^2 ausgewählt. Anschließend werden den entstandenen LongTracks noch Messungen im TT zugeordnet.

2.4 Ergebnisse der LongTrack Rekonstruktion

Im Folgenden werden einige Ergebnisse der LongTrack-Rekonstruktion angegeben, wie sie auf simulierten Ereignissen ermittelt wurden. Hierbei wird auf die Generator-Level-Information zugegriffen, um die simulierten Eigenschaften der Teilchen mit den rekonstruierten Spuren zu vergleichen. Um die Ergebnisse darstellen zu können, müssen zunächst noch einige Definitionen eingeführt werden.

Rekonstruktionseffizienz

Einer der wichtigsten Parameter der Spurrekonstruktion ist natürlich, von wie vielen der Teilchen, die in der Akzeptanz des Detektors sind, eine Spur rekonstruiert werden konnte. Man normiert dabei die Anzahl gefundener Spuren auf die Anzahl von rekonstruierbaren Spuren. Die Definition dieser Rekonstruierbarkeit ist unterschiedlich für verschiedene Spurtypen und hier nur für LongTracks und ihre Bestandteile angegeben. Ein Teilchen ist rekonstruierbar

- im VELO, wenn es mindestens drei r und drei ϕ Sensoren gibt, die Messungen des Teilchens enthalten.
- in den T-Stationen, wenn mindestens eine x -Lage und eine Stereo-Lage in jeder der drei Stationen eine Messung des Teilchens enthält.

Ein Teilchen ist dann rekonstruierbar als

- VELO-Spur, wenn es rekonstruierbar im VELO ist
- T-Spur, wenn es rekonstruierbar in den T-Stationen ist
- LongTrack, wenn es im VELO und in den T-Stationen rekonstruierbar ist

Wenn G die Anzahl der gefundenen Spuren und R die Anzahl der rekonstruierbaren Spuren ist, also der Spuren, von denen erwartet wird, dass sie gefunden werden, ergibt sich für die Effizienz

$$\epsilon = \frac{\#(G \cap R)}{\#R} \quad (2.7)$$

Hierbei steht $\#$ für die Anzahl der Spuren.

Ghost-Rate

Als Ghost wird eine Spur bezeichnet, die keinem simulierten Teilchen zugeordnet werden konnte. Zugeordnet bedeutet hier, dass mindestens 70% der Messungen, die zur Spurrekonstruktion verwendet wurden, vom selben simulierten Teilchen stammen. Dies bedeutet für Spuren, die aus mehreren einzelnen Spuren zusammengesetzt sind, wie LongTracks aus VELO- und T-Spuren, dass eine falsche Kombination sehr häufig zu einem Ghost führt. Die Ghost-Rate ist dann definiert als die Anzahl der Ghosts von der Gesamtzahl der Spuren:

$$\text{Ghost - Rate} = \frac{\#\text{Ghosts}}{\#\text{Spuren}}. \quad (2.8)$$

2.4.1 Rekonstruktionseffizienz für LongTracks

Die folgenden Ergebnisse sind mit einem simulierten Datensatz von 12000 $B_d \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_s(\pi^+\pi^-)$ Ereignissen ermittelt worden [8]. Für die verwendeten Teilchen wurde gefordert:

- Rekonstruierbarkeit als LongTrack
- Impuls am Entstehungsort des Teilchens > 1 GeV
- keine hadronischen Wechselwirkungen bis zu Ende der T-Stationen
- Das Teilchen ist weder Elektron noch Positron

Das Ergebnis der Kombination beider oben beschriebener Algorithmen, nachdem die doppelt vorhandenen Spuren entfernt wurden, ist eine Rekonstruktionseffizienz von 91.4% bei einer Ghost-Rate von 14.6%. Die Abhängigkeit der Effizienz vom Impuls und von der Pseudorapidität ist in Abb. 2.3 gezeigt. Weiterhin ist die Ghost-Rate in Abhängigkeit der Effizienz dargestellt. Oberhalb von 10 GeV beträgt die Effizienz etwa 97%.

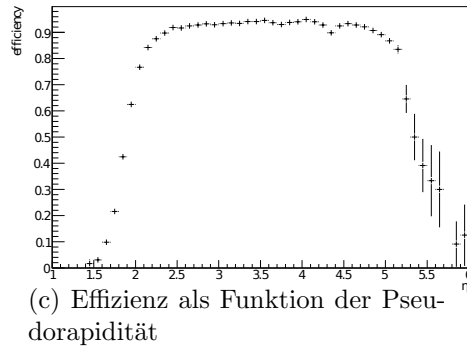
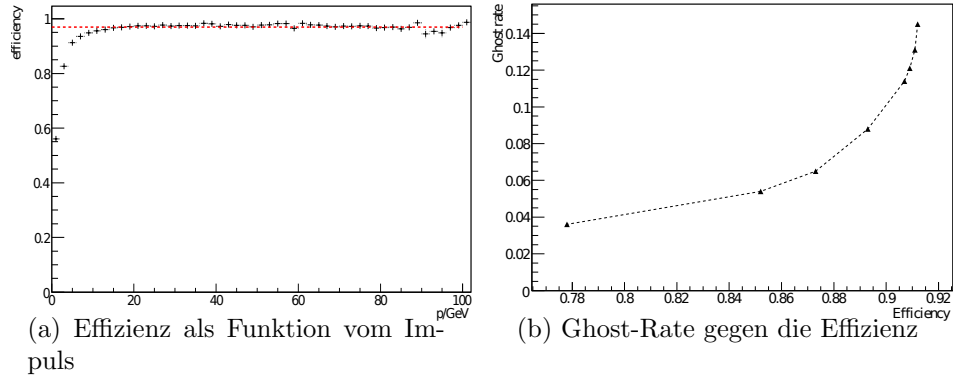


Abbildung 2.3: Ergebnisse der Spurrekonstruktion für 12000 $B_d \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_s(\pi^+\pi^-)$ Ereignissen. (a) Die Rekonstruktionseffizienz beträgt 97% oberhalb eines Impulses von 10 GeV, während die Ghost Rate (b) für hohe Effizienz stark ansteigt. (c) Die Effizienz ist nahezu in der gesamten Detektorakzeptanz flach. [8].

Kapitel 3

Kalibrierung der Auslesezeit des äußeren Spurkammersystems

Die Synchronisation der Auslesezeit zwischen den einzelnen Modulen des äußeren Spurkammersystem (Outer Tracker, OT) wurde mit Teilchen aus kosmischer Höhenstrahlung durchgeführt.

3.1 Einführung

Die Synchronisation des individuellen Auslesezeitpunktes ist für alle Detektor-komponenten von großer Bedeutung, um die gemessenen Daten dem richtigen Ereignis zuordnen zu können. Hierfür ist eine hohe Präzision erforderlich, da die Teilchenkollisionen am LHC mit einer Rate von 40 MHz stattfinden, was einem Ereignis alle 25 ns entspricht.

Für die äußeren Spurkammern ist die genaue Synchronisation weiterhin wichtig für die Ortsauflösung: Die Position des Teilchendurchgangs wird, wie in Kapitel 1 beschrieben, durch die Beziehung von Driftzeit und Driftradius ($r-t$) bestimmt. Um eine Ortsauflösung von $200\ \mu\text{m}$ zu erreichen, muss die Driftzeit auf wenige ns bestimmt werden. Dies ist nur möglich, wenn der Durchgangszeitpunkt der Teilchen durch den Messpunkt gut bekannt ist. Dieser wird durch die Synchronisation bestimmt. Ein typisches Driftzeitspektrum mit zugehöriger $r-t$ Beziehung ist in Abb. 3.1 gezeigt. Diese Messung wurde an einem Testaufbau [9] mit einem Elektronenstrahl durchgeführt.

3.2 Bestimmung der Driftzeit am LHC

Das Driftzeitspektrum aus Abb.3.1 wurde unter idealisierten Bedingungen gemessen, d.h der Durchgangszeitpunkt des Teilchens durch den Detektor ist genau bekannt. Dieser muss am LHC erst ermittelt werden:

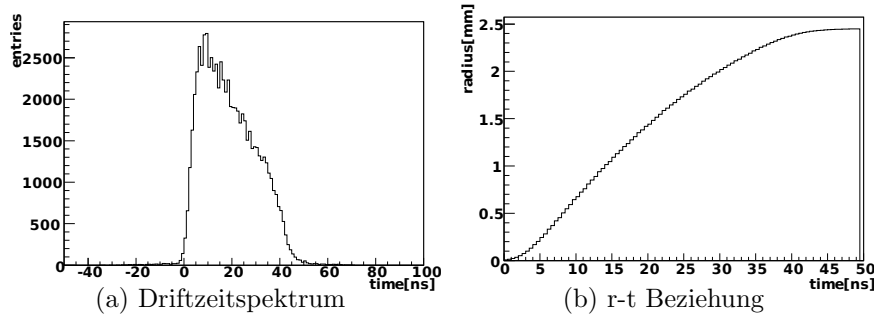


Abbildung 3.1: *Driftzeitspektrum und r-t Beziehung eines Testaufbaus mit einem Elektronenstrahl. Der Zeitpunkt null entspricht dem Durchgangszeitpunkt des Teilchens. Aus der r-t Beziehung kann bei gegebener Driftzeit der Ort des Teilchendurchgangs bestimmt werden [10]*

Die Zeitmessung am LHC ist in Einheiten von 25 ns unterteilt, was durch eine 40 MHz Rechteckfrequenz realisiert ist. Zum Zeitpunkt der ansteigenden Flanken dieser sogenannten 'Bunch-Clock' finden die Proton-Proton-Wechselwirkungen statt.

Die aus der Kollision entehenden Teilchen benötigen eine bestimmte Flugzeit t_{tof} , um vom Primärvertex zu den Spurkammern zu fliegen. Weiterhin treffen sie die Driftröhren an beliebigen Positionen, so dass die Propagationszeit des Signals im Draht beachtet werden muss. Die Ankunftszeit des Signals bezüglich des von der Bunch-Clock gegebenen Referenzsignals, ergibt sich daher aus

$$t_{\text{Auslese}} = t_{\text{tof}} + t_{\text{drift}} + t_{\text{prop}}, \quad (3.1)$$

was auch schon in Gl. 1.1 angegeben wurde. In Abb. 3.2 ist das Signal der Bunch-Clock und das Eintreffen des Ladungspulses in der Ausleseelektronik skizziert. Das Signal durchläuft anschließend die Ausleseelektronik der Spurkammern, wodurch sich eine unvermeidliche Verzögerung ergibt. Die Zeitmessung des Signals wird durch diese Verzögerung beeinflusst. Daher wird Gl. 3.1 erweitert:

$$t_{\text{tdc}} = t_{\text{tof}} + t_{\text{drift}} + t_{\text{prop}} + t_{\text{delay}}^{\text{global}} + t_{\text{delay}}^{\text{local}} \quad (3.2)$$

Hierbei ist t_{tdc} die gemessene Zeit bezüglich des Referenzsignals der Bunch-Clock, die in TDC Einheiten angegeben wird. Es gibt einen linearen Zusammenhang zwischen den TDC-Einheiten und der Zeit in ns, wobei 64 TDC Einheiten 25 ns entsprechen. Die hinzugefügte Verzögerung wurde in zwei Anteile unterteilt. Damit wurde berücksichtigt, dass die Spurkammern aus Modulen bestehen, die eine unterschiedliche Ausleseverzögerung haben können, die z.B. aus verschiedenen Kabellängen entstehen kann. Die Zeit $t_{\text{delay}}^{\text{global}}$ gibt eine über alle Module gemittelte

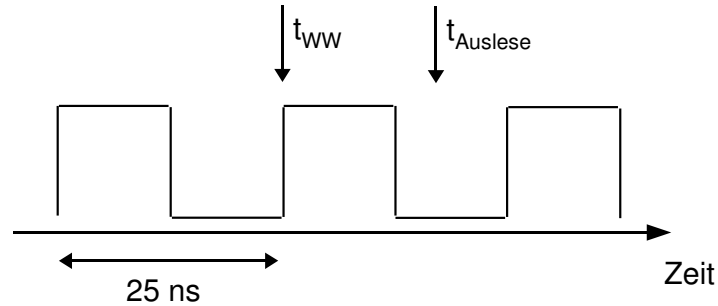


Abbildung 3.2: 40MHz Takt der Bunch Clock. An den ansteigenden Flanken des Rechtecksignals finden die Teilchenkollisionen statt. Anschließend fliegen die Teilchen eine Zeit t_{tof} bis sie die Spurkammern treffen. Dort wird das Zählgas ionisiert und driftet eine Zeit t_{drift} bis das Signal den Draht erreicht. Danach benötigt das Signal die Zeit t_{prop} um im Draht zur Ausleseelektronik zu propagieren. Die Zeit ist nicht Maßstabsgetreu eingezeichnet.

Verzögerung an, während $t_{\text{delay}}^{\text{local}}$ die dazu relative Zeitverzögerung jedes Moduls angibt.

Die Flug- und Propagationszeit aus Gl. 3.2 lässt sich aus der Messposition sehr genau berechnen, die Ausleseverzögerungen können aber nur schwer vorhergesagt werden. Um aus Gl. 3.2 die Driftzeit zu bestimmen, muss deshalb zuerst die Ausleseverzögerung gemessen werden. Das Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung von $t_{\text{delay}}^{\text{local}}$.

Zeitmessung für Teilchen aus kosmischer Höhenstrahlung

Diese Studie wurde mit kosmischer Höhenstrahlung durchgeführt. Dadurch ergeben sich einige Änderungen gegenüber den oben beschriebenen Bedingungen für Strahlereignisse: Wie bereits erwähnt, stimmt der Zeitpunkt der Teilchenkollisionen bei Strahlereignissen mit dem Referenzpunkt für die Zeitmessung in den Spurkammern überein, der durch die ansteigende Flanke der Bunch-Clock definiert ist. Bei kosmischen Myonen ist der Ankunftszeitpunkt allerdings vollkommen beliebig und deshalb asynchron zur Bunch-Clock, was in Abb. 3.3 dargestellt ist. Ohne weitere Information können aus der gemessenen Zeit t_{tdc} keine Rückschlüsse über die Ausleseverzögerungen gewonnen werden, da die Zeit t_{tdc} weiterhin bezüglich der Bunch-Clock angegeben ist.

Die Ankunftszeit der kosmischen Myonen kann nun auf zwei Arten ermittelt werden:

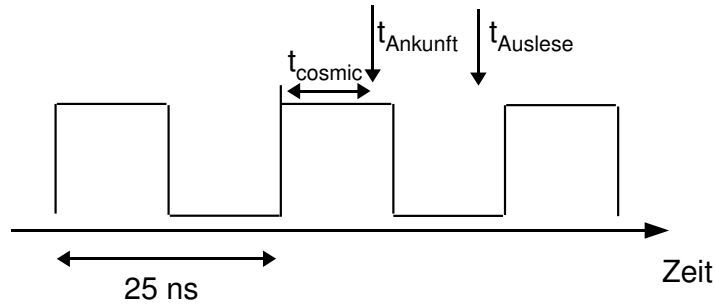


Abbildung 3.3: Für kosmische Höhenstrahlung stimmt der Ankunftszeitpunkt nicht mit dem Referenzsignal überein. Sie erreichen den Detektor zu beliebigen Zeitpunkten. Die Zeitmessung in den Spurkammern wird weiterhin bezüglich der ansteigenden Flanke des 40MHz Taktes angegeben. Daher lassen sich ohne weitere Informationen keine Rückschlüsse über die Ausleseverzögerungen gewinnen. Dafür muss die Ankunftszeit t_{cosmic} des Teilchens bezüglich des Referenzsignals bestimmt werden.

- Die Zeit relativ zur Bunch-Clock wird vom Kalorimeter gemessen. Dadurch ergibt sich eine näherungsweise konstante Phasenbeziehung zwischen der gemessenen Zeit und der Ankunftszeit der Teilchen im Kalorimeter, die aus der unbekanntem Signalverzögerung im Kalorimeter resultiert. Die Flugzeit wird dann bezüglich des Kalorimeters bestimmt.
- Die relative Ankunftszeit wird aus der statistischen Verteilung der Ankunftszeiten gewonnen.

Die Zeit, die so gemessen wird, ist jeweils bezüglich der Bunch-Clock angegeben und wird t_{cosmic} genannt.

3.3 Messung der kosmischen Höhenstrahlung am LHC

Durch die Konstruktionsweise des LHCb Detektors können nur kosmische Myonen, die in einem kleinen Winkel bezüglich der Strahlrichtung eintreffen für diese Messung verwendet werden. Das liegt daran, dass die Teilchen mit dem Kalorimeter getriggert werden, also dort gemessen werden müssen, und zusätzlich durch die Spurkammern fliegen müssen. Bei zu steiler Flugrichtung wird immer nur ein Sub-Detektor getroffen. Daher gibt es im wesentlichen zwei verschiedene Arten

von kosmischen Myonen die nach ihrer Steigung in y -Richtung aus der Rekonstruktion der Teilchenspur in den Spurkammern unterschieden werden können. Diese beiden Spurtypen kosmischer Myonen sind in Abb. 3.4 dargestellt und werden folgendermaßen benannt:

- OT-first: fliegen zuerst durch die Spurkammern und dann durch das Kalorimeter
- Calo-first: fliegen zuerst durch das Kalorimeter, dann durch die Spurkammern

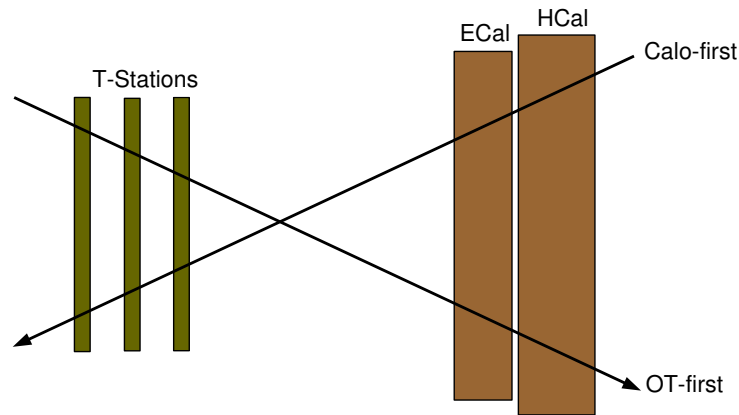


Abbildung 3.4: Die beiden Spurtypen kosmischer Teilchen, die durch ihre Steigung in y -Richtung unterschieden werden können.

Da der Trigger vom Kalorimeter kommt, wird das Referenzsignal der Zeitmessung durch den Zeitpunkt bestimmt, wenn das Teilchen durch das Kalorimeter fliegt. Das Referenzsignal entspricht aber nicht genau dem Durchgangszeitpunkt, sondern ist durch die beliebige Ankunftszeit der Teilchen um die Zeit t_{cosmic} verschoben. Eine weitere Verschiebung, die hier als konstant angenommen wird, resultiert aus der Signalverzögerung im Kalorimeter $t_{\text{delay}}^{\text{calo}}$. Der Zeitpunkt $t_{\text{Calo-Ankunft}}$, an dem das Teilchen durch das Kalorimeter geflogen ist, ergibt sich bezüglich des Referenzsignals, also der ansteigenden Flanke der Bunch-Clock, aus

$$t_{\text{Calo-Ankunft}} = t_{\text{cosmic}} - t_{\text{delay}}^{\text{calo}}. \quad (3.3)$$

Um den Zeitpunkt zu ermitteln, wann ein Teilchen die Spurkammern erreicht, muss die Flugzeit t_{tof} zwischen Kalorimeter und Spurkammern berücksichtigt werden. Dazu wird zwischen den beiden in Abb. 3.4 angegebenen Spurtypen unterschieden. Da die OT-First-Spuren die Spurkammern vor dem Kalorimeter durchfliegen, muss die Flugzeit von der gemessenen TDC-Zeit t_{tdc} subtrahiert

werden. Für den Fall von Calo-First-Spuren muss die Flugzeit addiert werden. Damit ergibt sich für den Ankunftszeitpunkt der Teilchen in den Spurkammern bezüglich der Bunch-Clock:

$$\text{OT-first: } t_{OT-Ankunft} = t_{cosmic} - t_{tof} - t_{delay}^{calo} \quad (3.4)$$

$$\text{Calo-first: } t_{OT-Ankunft} = t_{cosmic} + t_{tof} - t_{delay}^{calo}. \quad (3.5)$$

Für die Zeit einer Messung dieses Teilchens in den Spurkammern werden Driftzeit, Propagationszeit und die Ausleseverzögerung zur Ankunftszeit addiert:

$$\text{OT-first: } t_{tdc} = t_{OT-Ankunft} + t_{drift} + t_{prop} + t_{delay}^{global} + t_{delay}^{local} \quad (3.6)$$

Setzt man hier die Ankunftszeiten aus Gl. 3.4 und Gl. 3.5 ein, ergibt sich

$$\text{OT-first: } t_{tdc} = t_{cosmic} - t_{tof} + t_{drift} + t_{prop} + t_{delay}^{global} + t_{delay}^{local} - t_{delay}^{calo} \quad (3.7)$$

$$\text{Calo-first: } t_{tdc} = t_{cosmic} + t_{tof} + t_{drift} + t_{prop} + t_{delay}^{global} + t_{delay}^{local} - t_{delay}^{calo} \quad (3.8)$$

Die hier nicht separat bestimmbareren Größen t_{delay}^{global} und t_{delay}^{calo} können noch zu einer Zeitverzögerung $T0$ zusammengefasst werden. Diese wird hier als

$$T0 = t_{delay}^{local} - t_{delay}^{calo} \quad (3.9)$$

definiert. Für die gemessenen TDC-Werte ergibt sich dann

$$\text{OT-first: } t_{tdc} = t_{cosmic} - t_{tof} + t_{drift} + t_{prop} + t_{delay}^{local} + T0 \quad (3.10)$$

$$\text{Calo-first: } t_{tdc} = t_{cosmic} + t_{tof} + t_{drift} + t_{prop} + t_{delay}^{local} + T0. \quad (3.11)$$

Die Zeit $T0$ gibt also eine relative Verzögerung zwischen Spurkammern und Kalorimeter an und wird hier als konstant angenommen. Deutlich wichtiger für die Spurrekonstruktion der kosmischen Teilchen und auch bei Strahldaten noch von Relevanz ist die Zeit t_{delay}^{local} , um deren Bestimmung es in diesem Kapitel geht. Die zeitlichen Abläufe eines Ereignisses, die von diesen Gleichungen beschrieben werden, sind in Abb. 3.5 veranschaulicht. Dabei wurde auf die Darstellung der Zeitverzögerungen in der Ausleseelektronik zu Gunsten der Übersichtlichkeit verzichtet.

3.4 Bestimmung der Flug- und Propagationszeit

Um nun bei gegebener Messzeit t_{tdc} und bekannter Zeit t_{cosmic} aus den Gleichungen 3.10 und 3.11 die gesuchten Ausleseverzögerungen berechnen zu können, müssen zunächst die Flugzeit t_{tof} und die Propagationszeit des Signals im Draht t_{prop} berechnet werden. Dafür wird die Position der Messung in den Spurkammern in x- und y-Richtung benötigt. Die Position in y-Richtung kann nur dann

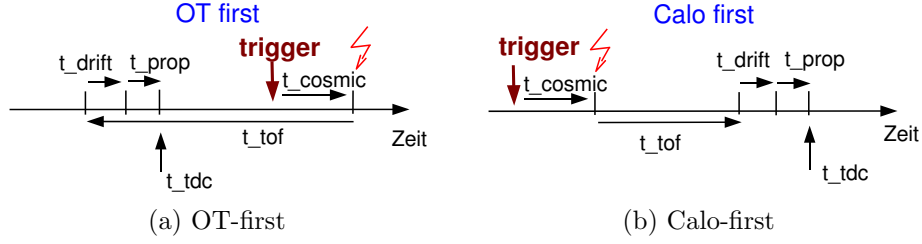


Abbildung 3.5: Zeitleisten der TDC Zeiten aus Gleichung 3.10 und 3.11. Der Zeitpunkt, an dem das kosmische Myon durch das Kalorimeter fliegt, ist mit einem Blitz gekennzeichnet. Das Referenzsignal, bezüglich dem die Zeit t_{tdc} bestimmt wird, ist mit trigger bezeichnet. Die gezeigten Zeiten sind nicht im richtigen Größenverhältnis gezeichnet und die Ausleseverzögerungen sind nicht dargestellt.

bestimmt werden, wenn die Messung einer rekonstruierten Spur in den Spurkammern zugeordnet ist¹.

Die Spurrekonstruktion der kosmischen Teilchen erfolgt dabei noch ohne Driftzeiten zur genauen Ortsbestimmung, da hierfür die Kenntnis der Ausleseverzögerungen nötig ist. Die Flugzeit wird aus Fluglänge und der angenommenen Lichtgeschwindigkeit der Teilchen berechnet, was eine gute Näherung darstellt. Um die Fluglänge zu bestimmen, wird die rekonstruierte Spur als Gerade bis zum Kalorimeter extrapoliert und dort mit der Position und Richtung der Energiedeposition verglichen. Aus der Abweichung in x- und y-Richtung sowie den Steigungen t_x und t_y wird ein χ^2 berechnet. Dabei werden die Abweichungen mit d_x , d_y , d_{t_x} und d_{t_y} bezeichnet:

$$\chi^2 = \left(\frac{d_x}{\sigma(d_x)}\right)^2 + \left(\frac{d_y}{\sigma(d_y)}\right)^2 + \left(\frac{d_{t_x}}{\sigma(d_{t_x})}\right)^2 + \left(\frac{d_{t_y}}{\sigma(d_{t_y})}\right)^2 \quad (3.12)$$

Die Fehler der Variablen stammen aus den Spurfits in den Spurkammern und dem Kalorimeter. Wenn das reduzierte χ^2

$$\frac{\chi^2}{DoF} = \frac{\chi^2}{4} \quad (3.13)$$

kleiner als 1 ist, wird angenommen, dass Spur und Energiedeposition vom gleichen Teilchen kommen. Die Größe DoF bezeichnet dabei die Anzahl der Freiheitsgrade dieses Verfahrens. Die Fluglänge ist dann die Länge der extrapolierten Spur von der Messung in den Spurkammern bis zur Energiedeposition. Für $\chi^2/4 > 1$ wird die Spur nicht weiter berücksichtigt.

¹Dies ist eine Folge der Anordnung der Driftröhren in xuvx-Richtung (siehe Kapitel 1).

Die Propagationszeit wird aus der Drahtlänge von der Position der Messung bis zur Ausleseelektronik ermittelt. Dabei wird die Propagationsgeschwindigkeit des elektrischen Signals als konstant 25 cm ns^{-1} angenommen.

3.5 Datensatz

Die für diese Messungen benutzten Daten aus kosmischer Höhenstrahlung wurden mit dem elektromagnetischem Kalorimeter getriggert. Da die genaue Zeit, an der die Spurkammern ausgelesen werden müssen noch zu bestimmen ist, hat man das Auslesefenster erweitert: Neben dem getriggerten Ereignis, wurden jeweils zwei Ereignisse direkt vorher und danach aufgezeichnet. Ereignis steht in diesem Zusammenhang für ein Zeitintervall von 25 ns, das von dem Takt der Bunch Clock vorgegeben wird. Bei betriebenem Beschleuniger finden in diesen Ereignissen, weitere Kollisionen statt. Bei der Messung von kosmischen Myonen bedeutet es, dass während dieser Ereignisse nicht notwendigerweise Teilchen durch den Detektor fliegen. Die fünf zusammenhängenden Ereignisse werden im Folgenden mit BX-2, BX-1, BX0, BX+1 und BX²+2 bezeichnet, wobei BX0 das getriggerte Ereignis ist.

Das normale Auslesefenster eines Ereignisses wurde nicht verändert, ist also weiterhin 75 ns bzw. 192 TDC Einheiten lang (siehe auch Abschnitt 1.2.3). Da dieses Auslesefenster für jedes der fünf Ereignisse gilt, entstehen Überlagerungen der Ereignisse: Die Messungen, die z.B. in BX0 am Anfang des TDC Spektrums zu sehen sind, sind in BX-1 um 64 TDC Einheiten (25 ns) zu späteren Zeiten verschoben. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 3.6 zu sehen. Diese Analyse wurde mit dem Datensatz “run 34120” durchgeführt, der 53881 getriggerte Ereignisse von kosmischer Höhenstrahlung enthält.

3.6 Synchronisation der Module mit kosmischen Myonen

Bestimmung der Zeit t_{cosmic}

Ziel dieser Messung ist es, eine relative, zeitliche Kalibrierung zwischen den einzelnen Modulen in den Spurkammern durchzuführen. Dafür wird die Zeit $t_{\text{delay}}^{\text{local}}$ bestimmt. Zunächst muss aber die Zeit t_{cosmic} gemessen werden, also die in jedem Ereignis unterschiedliche Abweichung des Ankunftszeitpunktes des Teilchens vom Referenzsignal der Bunch Clock. Diese Zeit wird hier aus der statistischen Verteilung der Ankunftszeiten der kosmischen Teilchen gewonnen:

²BX steht für Bunch Crossing, also der Begegnung zweier Protonenpakete alle 25 ns.

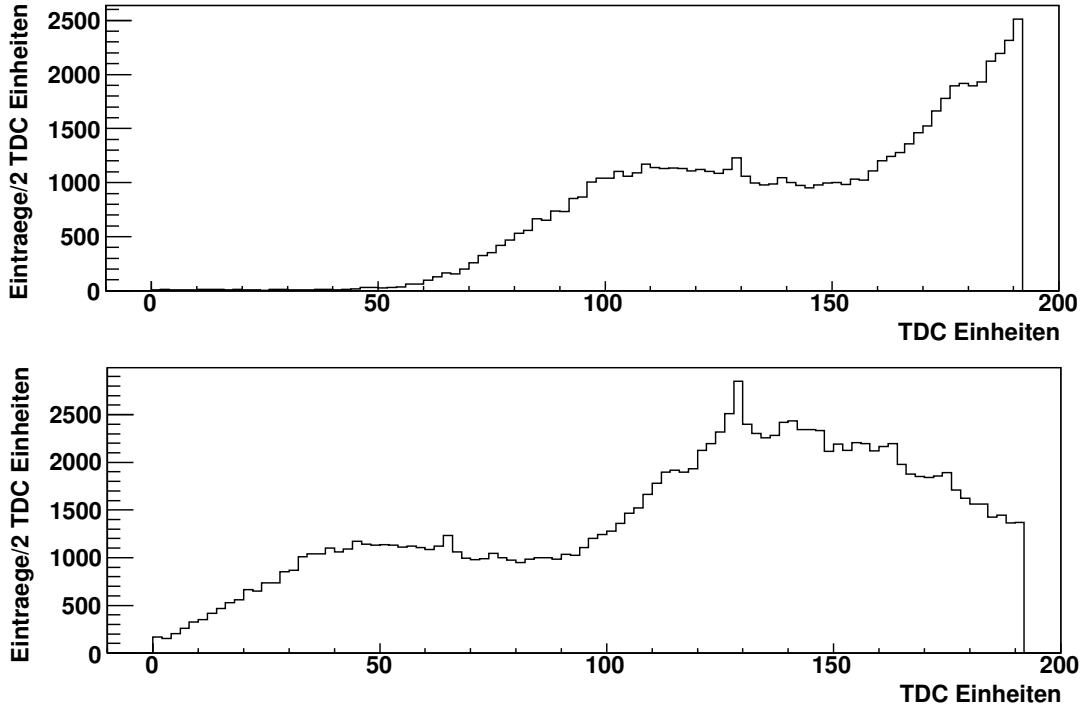


Abbildung 3.6: *Beispiel des TDC Spektrums für BX-1 (oben) und BX0 (unten); Gezeigt sind die unkorrigierten TDC Werte aller Messungen des jeweiligen Ereignisses. Das Spektrum BX0 ist gegenüber BX-1 um 64 TDC Einheiten versetzt, was exact 25 ns (1BX) entspricht, und stellt das identische Spektrum dar. Die hier nicht entscheidende, aber auf den ersten Blick ungewöhnliche Struktur des Spektrums entsteht durch die Überlagerung der beiden Spurtypen, die in Abb. 3.4 erläutert wurden. Die OT-first Spuren erreichen die Spurkammern früher als die Calo-first Spuren.*

Zunächst wird dazu für jede Spur, die rekonstruiert werden konnte, ein eigenes Driftzeitspektrum erstellt, was nur Messungen von dieser Spur enthält. Dafür werden die Messungen auf einer Spur auf Propagations- und Flugzeit korrigiert. Für die Flugzeitkorrektur wird ein fester Ort gewählt, zu dem die Spuren extrapoliert werden. Dieser wurde hier auf eine fiktive Ebene bei $z=12.8$ m festgelegt. Die Propagationszeit wurde, wie im vorigen Abschnitt, aus der y -Position der Messung berechnet. Für die Driftzeit ergibt sich dann

$$t_{\text{drift}} = t_{\text{tdc}} - t_{\text{tof}} - t_{\text{prop}}. \quad (3.14)$$

Ein Beispiel eines solchen Spektrums ist in Abb. 3.7 zu sehen. Durchschnittlich gibt es etwa 20 Messungen pro Spur. In diesen Spektren sind nun die Verzögerungen $T0$ und $t_{\text{delay}}^{\text{local}}$ sowie die Zeit t_{cosmic} enthalten, d.h. die Spektren zweier Spuren

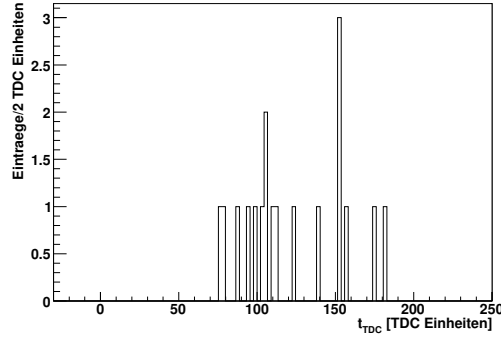


Abbildung 3.7: *Driftzeitspektrum aus den Messungen einer Spur.*

sind durch diese Größen gegeneinander versetzt. Dabei ist allerdings T_0 für alle Spuren gleich und trägt daher nicht zu einer relativen Verschiebung bei. Die Verzögerungen in den Modulen $t_{\text{delay}}^{\text{local}}$ verschieben nur einzelne Messungen in den Driftzeitspektren, so dass der Mittelwert eines Spektrums näherungsweise unabhängig von $t_{\text{delay}}^{\text{local}}$ ist. Die Mittelwerte der Spektren sind also näherungsweise nur um ihre relative Ankunftszeit verschoben. Aus den Mittelwerten der Driftzeitspektren der Spuren $\bar{t}_{\text{drift},i}$ wurde der Mittelwert aller Spuren \bar{t}_{drift} ermittelt:

$$\bar{t}_{\text{drift}} = \frac{\sum_i \bar{t}_{\text{drift},i}}{\#\text{Spuren}}. \quad (3.15)$$

Hierbei steht $\#$ für die Anzahl. Die relative Ankunftszeit t_{cosmic} eines Teilchens wird bezüglich dieses Mittelwertes angegeben.

$$t_{\text{cosmic}} = \bar{t}_{\text{drift},i} - \bar{t}_{\text{drift}} \quad (3.16)$$

Der Fehler dieser Messung für t_{cosmic} entspricht näherungsweise dem Fehler bei der Bestimmung des Mittelwerts des Driftzeitspektrums einer Spur. Dieser kann wiederum annähernd aus der Standardabweichung bestimmt werden und beträgt etwa 2 ns. Die Verteilung auf diese Weise ermittelten Ankunftszeit ist in Abb. 3.8 dargestellt. Wie bereits am Anfang dieses Kapitels erwähnt, kann die relative Ankunftszeit auch mit dem Kalorimeter bestimmt werden. Die Bestimmung dieser Zeit in der Umgebung des Mittelwerts ist allerdings nicht möglich. Daher wird jedem Teilchen, das in diesem Zeitraum eintrifft, der konstante Wert 1 ns zugeordnet, was zu einer großen Ungenauigkeit in diesem Bereich führt. Weiterhin ist die gesamte Verteilung asymmetrisch zu null, was in Abb. 3.9(a) dargestellt ist. Details dieser Zeitbestimmung sind in [11] zu finden.

Die Messung der Ankunftszeit mit dem Kalorimeter kann aber dennoch zur Überprüfung der hier vorgestellten Methode dienen. Dazu wird für jede Spur die Differenz der Ankunftszeiten aus beiden Methoden gebildet:

$$\Delta t_{\text{cosmic}} = t_{\text{cosmic}}(\text{Kalorimeter}) - t_{\text{cosmic}}(\text{Statistik}). \quad (3.17)$$

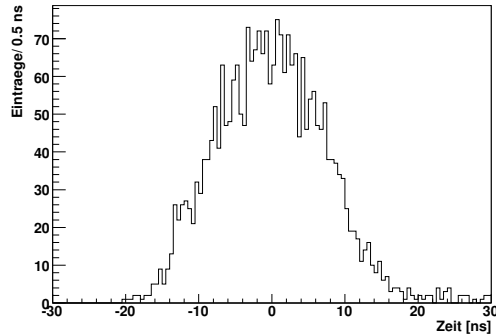


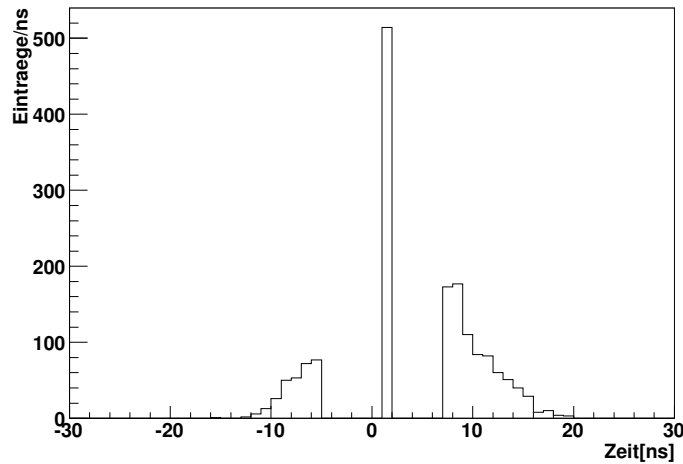
Abbildung 3.8: *relative Ankunftszeit t_{cosmic} aus dem Mittelwert der Ankunftszeiten aller kosmischer Teilchen.*

Diese Differenz ist in Abb. 3.9(b) dargestellt. Die Breite der Verteilung der Differenz zeigt, dass beide Methoden ähnliche Ergebnisse liefern. Durch den Fit einer Gaußverteilung an diese Kurve ergibt sich eine Breite von etwa 4 ns. Der Vorteil der Methode, die die Ankunftszeit aus der statistischen Verteilung gewinnt, ist die genauere Zeitmessung bei kleinen Verschiebungen vom Mittelwert. Deshalb wird diese Methode im Folgenden verwendet. Nun kann ein Driftzeitspektrum erzeugt werden, das aus allen Messungen besteht, die auf Spuren liegen. Dabei wird jede Spur auf ihre nun bekannte Ankunftszeit t_{cosmic} korrigiert. Dieses Spektrum ist in Abb. 3.10 gezeigt.

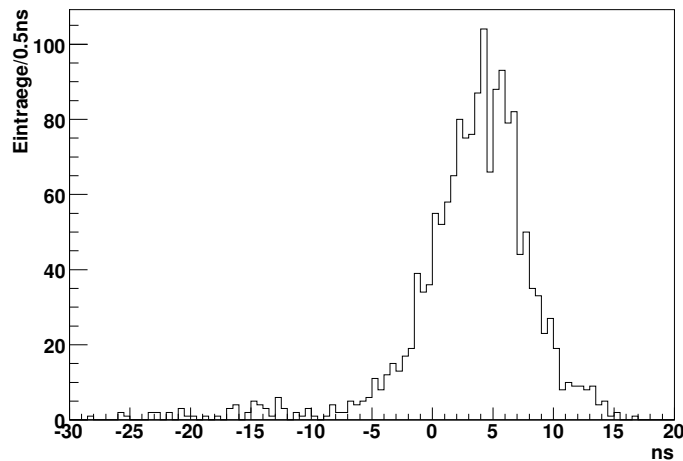
Bestimmung der relativen Ausleseverzögerungen der Module in den Spurkammern

Wie bereits in Kapitel 1 beschrieben, ist jede der drei T-Stationen in vier Lagen unterteilt. Jede Lage kann weiter in ihre Viertel aufgeteilt werden. Wenn man die Spurkammern in diese Regionen unterteilt, erhält man also 48 Einheiten, die im folgenden “Viertellagen” genannt werden. Diese Viertellagen bestehen jeweils aus 9 Modulen, so dass es insgesamt 432 Module gibt. Es ist das Ziel, für jedes dieser Module eine eigene Zeitkalibrierung durchzuführen.

Dazu wird die aus obigem Verfahren gewonnene relative Ankunftszeit t_{cosmic} benutzt, um jede Spur darauf zu korrigieren. Anschließend wird für jedes Modul ein separates Driftzeitspektrum erstellt, d.h. es wird für jede Messung, die auf einer Spur liegt, und die in einem bestimmten Modul stattfand, der auf Flug- und Propagationszeit korrigierte TDC-Wert ermittelt. Ein solches Driftzeitspektrum ist in Abb. 3.11 dargestellt. Von diesen Spektren wird jeweils der Mittelwert berechnet und mit dem Mittelwert aller Spur-Driftzeitspektren verglichen. Dazu wird die Differenz der beiden Werte gebildet. Sie ist in Abb 3.12 für alle Module gezeigt. Auf der x-Achse wurde jedem Modul eine eindeutige Nummer zugeordnet. Für



(a) Zeitmessung mit dem Kalorimeter



(b) Differenz der Zeitbestimmungsmethoden

Abbildung 3.9: (a) Relative Ankunftszeit der kosmischen Teilchen gemessen mit dem Kalorimeter. (b) Vergleich der beiden Bestimmungsmethoden der Ankunftszeit des kosmischen Teilchens durch Differenzbildung. Die Verschiebung zu positiven Differenzen resultiert aus der Asymmetrie, der mit dem Kalorimeter bestimmten Zeit. Aus der Breite der Verteilung, die bei etwa 4 ns liegt, lässt sich schließen, dass beide Methoden ähnliche Ergebnisse liefern. Der Vorteil der statistischen Methode liegt daran, dass die Bestimmung im Bereich um $t_{\text{cosmic}} = 0$ besser ist.

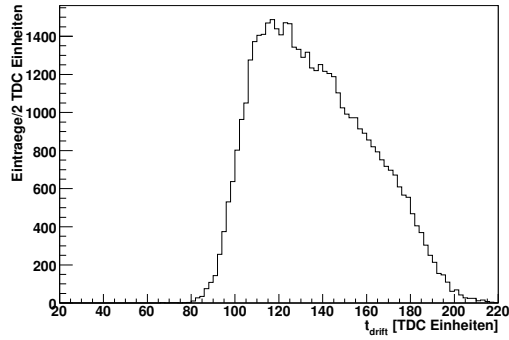


Abbildung 3.10: *Driftzeitspektrum aus der Addition der auf die Ankunftszeit korrigierten Spur-Driftzeitspektren.*

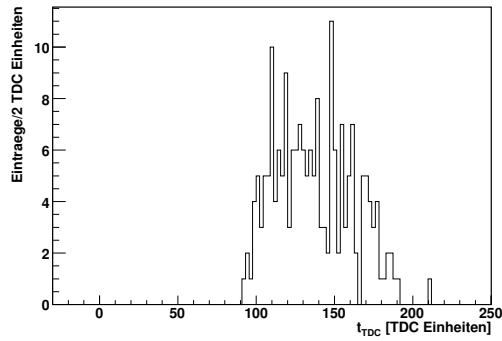


Abbildung 3.11: *Auf die relative Ankunftszeit korrigiertes Driftzeitspektrum aus den Messungen in einem Modul der Spurkammern.*

Module, für die keine Messungen vorliegen, wird die Differenz auf null gesetzt. Die Fehler der dargestellten Differenzen wurden anhand von Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der Ankunftszeiten der Teilchen t_{cosmic} berechnet. Aus Abb. 3.12 sind einige auffällige Strukturen zu erkennen. Gerade in der Umgebung von Modul 150 und 185, aber auch an anderen Stellen, weichen jeweils Gruppen von Modulen vom Mittelwert ab. Daraus lässt sich schließen, dass es auch Unterschiede in den übergeordneten Einheiten, also den Viertellagen geben sollte. Daher wurde das gleiche Verfahren, was für die Module angewandt wurde, auch für die Viertellagen verwendet. Das Ergebnis ist in Abb. 3.13 angegeben. Die Strukturen die schon bei den relativen Modulverzögerungen zu sehen waren, werden hier deutlich wiedergegeben. Die Abweichungen der Viertellagen von null, wurden nun als Korrekturen auf die Driftzeitspektren von den Modulen angewendet. In Abb. 3.14 ist das Ergebnis nach dieser Korrektur dargestellt. Hier sind nun keine Strukturen mehr zu erkennen und die zeitlichen Unterschiede basieren hauptsächlich auf

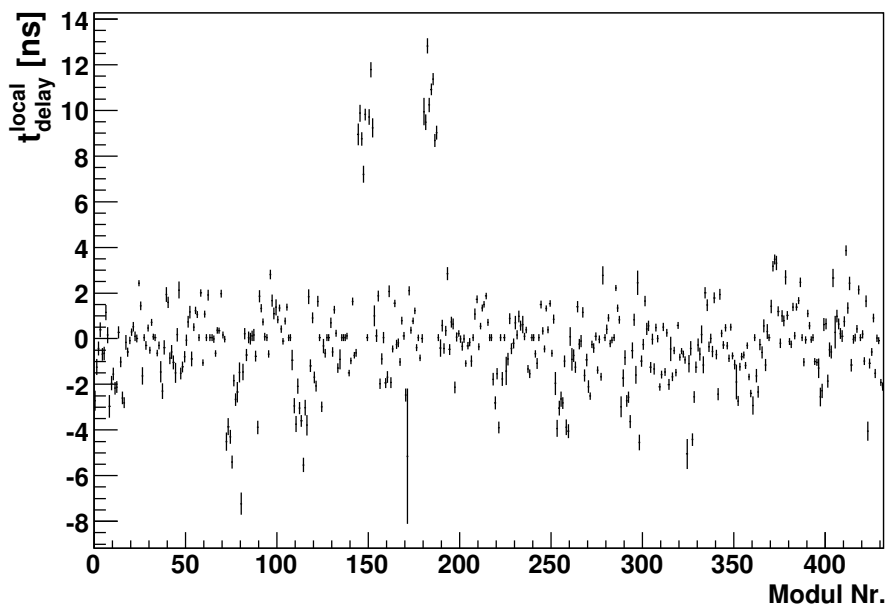


Abbildung 3.12: *Relative Verzögerungen zwischen den einzelnen Modulen in ns. Jedem Module wurden dafür eine Nummer zugewiesen, die auf der x-Achse angegeben ist.*

individuellen Ausleseverzögerungen der einzelnen Module, denn die Fehler sind recht klein.

Analog zu Abb. 3.10 kann nun noch einmal ein Driftzeitspektrum erstellt werden, wobei jetzt, neben der Ankunftszeit der Teilchen, auch auf die relativen Verzögerungen in der Ausleseelektronik korrigiert wird. Das Spektrum ist in Abb. 3.15 gezeigt. Um die beiden Spektren zu vergleichen, wurden beide Driftzeitspektren übereinander gelegt (siehe Abb. ??). Hierin ist das unkorrigierte Spektrum in rot eingezeichnet. In den Driftzeitspektren aller Spuren sind also keine Signifikanten Unterschiede durch die Korrektur auf die relativen Ausleseverzögerungen der Module zu erkennen. Dies ist auch nicht zu erwarten, denn die relativen Verzögerungen liegen meist im Bereich von etwa 2 ns, was etwa 5 TDC Einheiten entspricht. Bei einer gesamten Breite des Spektrums von 120 TDC Einheiten, sind diese Abweichungen sehr gering.

Bestimmung einer r-t-Relation

Aus den korrigierten Driftzeiten wurde abschließend noch die Beziehung zwischen Driftradius und Driftzeit betrachtet. Um den Driftradius zu ermitteln, wurden die Residuen aus dem Spurfit verwendet, die den Abstand jeder Messung, die auf einer Spur liegt, in x-Richtung von der angepassten Spur angeben. Der Driftradius

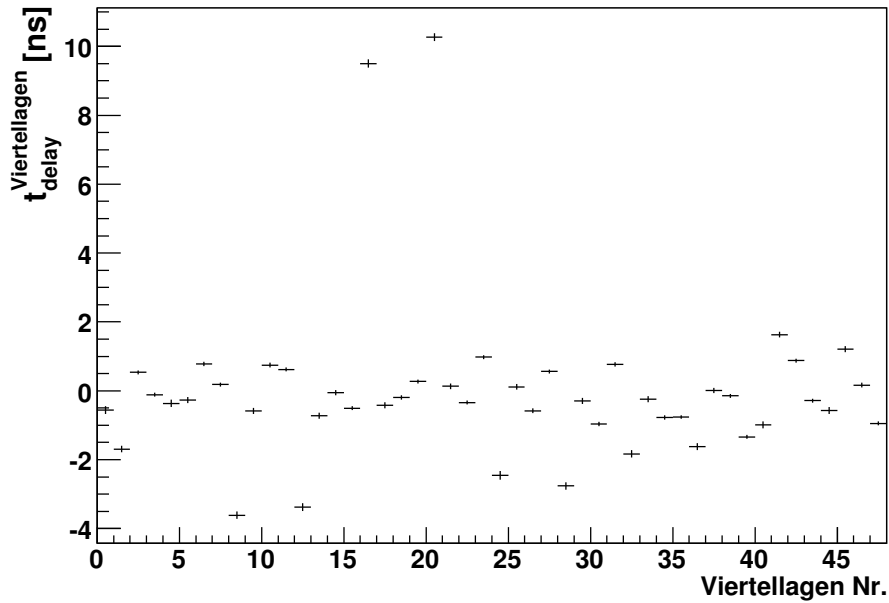


Abbildung 3.13: *Relative Verzögerungen zwischen den einzelnen Viertellagen mit in ns. Jeder Viertellage wurden dafür eine Nummer zugewiesen, die auf der x-Achse angegeben ist.*

ist der kürzeste Abstand zwischen der Teilchenspur und dem Messdraht. Er kann näherungsweise aus der Steigung der Spur in x-Richtung berechnet werden, was in Abb. 3.16 veranschaulicht ist. Der Winkel Θ ergibt sich aus

$$\theta = \arctan\left(\frac{dx}{dz}\right). \quad (3.18)$$

Der Driftradius r_{drift} ist damit bei gegebenem Residuum res durch

$$r_{drift} = res \cdot \cos \theta \quad (3.19)$$

gegeben. Dieser Driftradius wird für jede Messung einer Spur berechnet. Damit kann die Driftzeit jetzt in Abhängigkeit vom Driftradius angegeben werden, was in Abb. 3.17 dargestellt ist. Die erhaltene r-t Beziehung hat eine relativ schlechte Auflösung. Dies ist allerdings auch zu erwarten, denn es wurden keine Ergebnisse aus der ersten Justierung des Detektors und keine Driftzeiten bei der Spurrekonstruktion verwendet. Die r-t Beziehung die sich aus Abb. 3.17 ermittelt lässt, kann dagegen aber verwendet werden, um eben diese beiden Dinge zu bestimmen. Dies ist allerdings nicht mehr Teil dieser Arbeit.

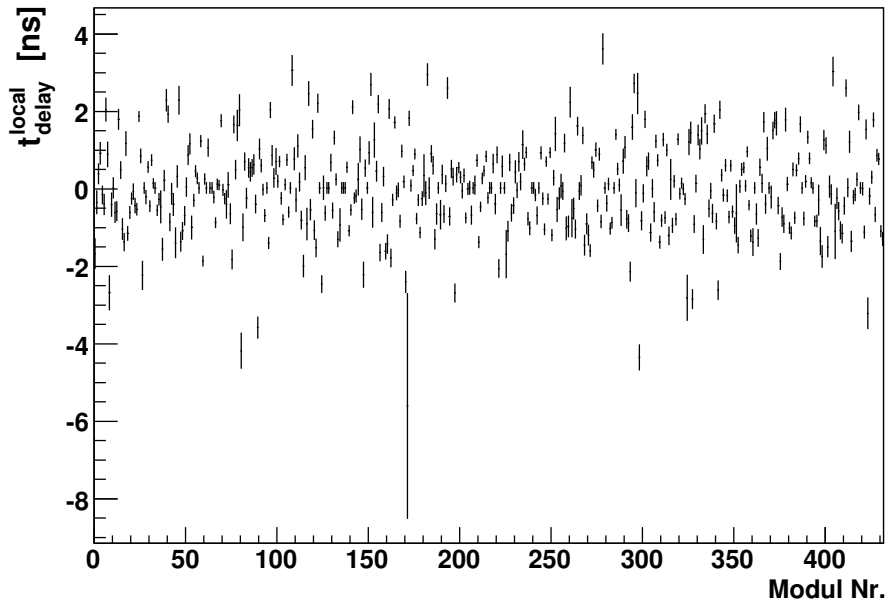


Abbildung 3.14: Relative Verzögerungen zwischen den einzelnen Modulen nach Anwendung der Korrekturen aus den Viertellagen.

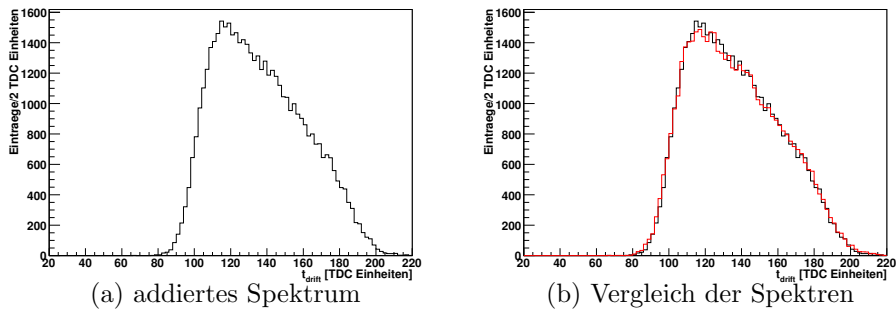


Abbildung 3.15: (a) Addiertes Driftzeitspektrum der zeitlich korrigierten Spur-Driftzeitspektren nach Anwendung aller Korrekturen für Module und Viertellagen. (b) Vergleich mit dem nicht auf Module und Viertellagen korrigierten Spektrum, was in rot dargestellt ist.

3.7 Zusammenfassung

Es konnte eine Synchronisation der Auslesezeit der Module des äußeren Spurkammersystems mit kosmischen Myonen durchgeführt werden. Dies ist eine Vor-

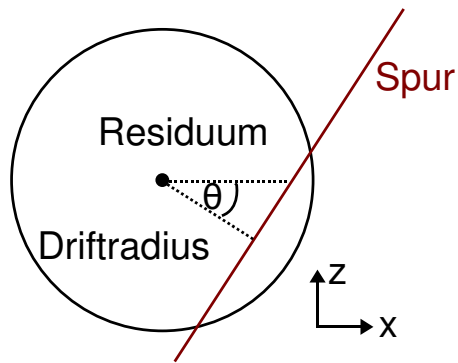


Abbildung 3.16: Darstellung des Querschnitts eines Messdrahts mit einer rekonstruierten Spur zur Veranschaulichung der Berechnung des Driftradius.

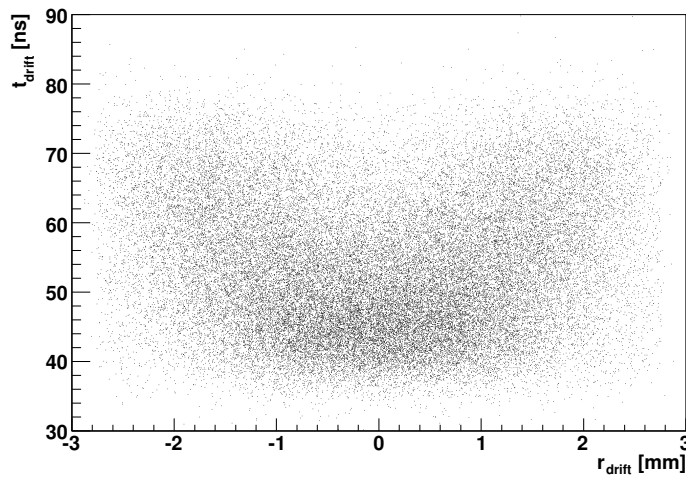


Abbildung 3.17: Beziehung zwischen Driftzeit und Driftradius.

aussetzung für eine hohe Ortsauflösung der Spurkammern und damit eine präzise Spurrekonstruktion.

Kapitel 4

Bestimmung der Spurrekonstruktionseffizienz der Spurkammern

Es wurde eine Methode entwickelt, um die Effizienz der Spurrekonstruktionsalgorithmen ohne Generator-Information zu messen. Es wird dabei allerdings nur ein Teil des möglichen Phasenraums, also der Impuls und Winkelverteilung, der Spuren getestet. Die Methode wurde auf simulierten Ereignissen entwickelt und getestet, benutzt aber nur Informationen nach der Spurrekonstruktion, so dass sie in gleicher Weise auch auf Daten anzuwenden ist.

4.1 Einführung

Viele Analysen, die bei LHCb geplant sind, benötigen Information aus der Simulation als Vorgaben für die Messungen. Beispielsweise wird die Detektorakzeptanz, die sich nur schwer auf Daten ermitteln lässt, in den winkelabhängigen Analysen der B_s Zerfälle ein wichtiger Eingangsparameter sein. Auch bei Messungen von Verzweigungsverhältnissen wird die Kenntnis der Detektorakzeptanz sowie die Rekonstruktionseffizienz benötigt. Daher ist es wichtig, dass die Daten von der Simulation gut reproduziert werden. Ziel dieser Studie ist die Entwicklung einer Methode, die sowohl auf Daten, wie auch auf die Simulation angewendet werden kann, und die Rekonstruktionseffizienz für LongTrack-Spuren mißt. So kann bezüglich der Rekonstruktionseffizienz die Übereinstimmung von Simulation und Daten geprüft werden.

4.2 Messmethode

Es werden J/ψ Mesonen selektiert, die in ein Paar von Myonen zerfallen. Die meisten dieser gebundenen $c\bar{c}$ Zustände entstehen direkt im Primärvertex und

zerfallen aufgrund ihrer sehr kurzen Lebenszeit von $\tau \approx 10^{-20} s$ direkt an ihrem Entstehungsort. Daher können die aus diesem Zerfall entstandenen Myonen schon im Vertexdetektor gemessen werden und fliegen aufgrund ihres geringen Energieverlusts bis in die Myonkammern. In dieser Arbeit wurden nun Spuren in den Myonkammern mit Spuren aus dem Vertexdetektor kombiniert, um die Myonen ohne Informationen aus den Spurkammern zu rekonstruieren. Die so konstruierten Spuren werden im Folgenden Velo-Myon-Spuren genannt. Zusätzlich wurden die Spuren von den standardmäßig verwendeten Spurbildungsalgorithmen rekonstruiert. Da die Myonen, die aus einem J/ψ entstanden sind und in den Myonkammern ankommen, auch durch die Spurkammern fliegen müssen (siehe Abb. 4.1), müssen sie als LongTrack¹ rekonstruiert werden. Durch Vergleich dieser beiden Spurklassen, kann nun die Rekonstruktionseffizienz gemessen werden. Wenn man also nur Spuren von Myonen betrachtet, die aus einem J/ψ entstanden sind, ergibt sich die Effizienz der Rekonstruktion aus dem Verhältnis der Anzahl der von beiden Algorithmen erzeugten Spuren mit der Anzahl der Velo-Myon-Spuren

$$\epsilon = \frac{\text{Anzahl(Velo-Myon-Spur \& LongTrack)}}{\text{Anzahl(Velo-Myon-Spuren)}}. \quad (4.1)$$

Es muss hierfür sichergestellt werden, dass die Velo-Myon-Spuren durch Myonen aus einem J/ψ Zerfall erzeugt wurden, weil viele andere Myonen aus Zerfällen von langlebigen Teilchen stammen, und keine VELO-Spur hinterlassen. Diese Myonen tragen daher zum Untergrund bei. Die Identifizierung der Myonen aus J/ψ Zerfällen geschieht durch Bildung der invarianten Masse aus einer Velo-Myon-Spur und einer LongTrack-Spur. Sollte diese in einem Massenfenster um die J/ψ Masse liegen, werden die Velo-Myon-Spuren, nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes, einem J/ψ Zerfall zugeordnet. Für diese Analyse wird der Zerfall des J/ψ -Mesons in Myonen benutzt, da dieser Kanal sehr wenig Untergrund enthält, was zu einer sehr reinen Auswahl von Velo-Myon-Spuren führt.

4.3 Datensätze

Für diese Analyse wurde ein Datensatz² benutzt, in dem etwa 30000 Proton-Proton Kollisionen bei 14 TeV simuliert wurden, wobei in jedem Ereignis mindestens ein J/ψ Teilchen enthalten ist, das in ein Paar aus Myonen zerfällt. Daher wird der Datensatz im Folgenden “inclusive J/ψ ” genannt. Es ist dabei nicht unbedingt garantiert, dass beide Myonen in der Akzeptanz des Detektors liegen und MYON-Spuren hinterlassen. Für diese Analyse wurden nur Ereignisse selektiert, die mindestens zwei Spuren in den Myonkammern enthalten, da aufgrund der beschriebenen Methode ansonsten weder Signal- noch Untergrund-Ereignisse resultieren würden. Nach dieser Selektion enthält der Datensatz noch 12034 Ereignisse mit durchschnittlich 2.3 MYON-Spuren pro Ereignis.

¹siehe Spurtypen in Abschnitt 2.2

²Die genaue Bezeichnung lautet *DC06-phs-v2-lumi2-incl-Jpsi,mm = DecProdCut*

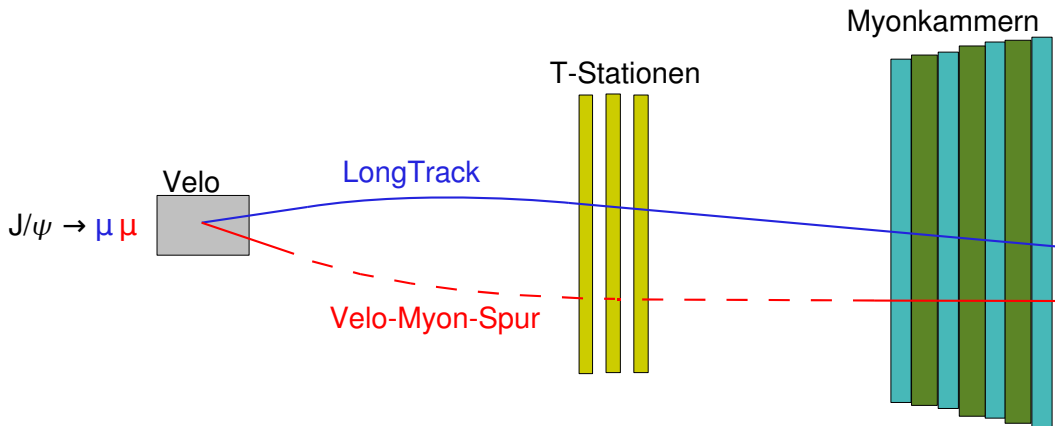


Abbildung 4.1: J/ψ Zerfall in Myonen; Die Spuren werden zunächst durch die Spurbildungsalgorithmen rekonstruiert wodurch Longtrack-Spuren entstehen. Zudem werden die Myonen aus ihrer Velo-Spur und ihrer Myonkammer-Spur rekonstruiert ohne die T-Stationen zu benutzen. Durch Bildung der invarianten Masse von einer LongTrack-Spur und einer Velo-Myon-Spur, werden die Velo-Myon-Spuren identifiziert, die von Myonen aus J/ψ Zerfällen erzeugt wurden. Anschließend wird geprüft, ob die Velo-Muon-Spur auch als LongTrack-Spur rekonstruiert wurde.

4.4 Spurbildung aus VELO- und Myonkammer-Spuren

In diesem Abschnitt wird der für diese Studie entwickelte Algorithmus beschrieben, der die Velo-Myon-Spuren, also Spuren, die nur aus Messungen im VELO und in den Myonkammern bestehen, rekonstruiert. Der Algorithmus verwendet dafür:

- VELO-Spuren, die vollständig rekonstruiert wurden, d.h. sie enthalten Informationen über Messpunkte und die Richtung der Spur. Ihre Rekonstruktion ist in Kapitel 2.3.1 beschrieben.
- MYON-Spuren, die Informationen über die Positionen der Messungen enthalten, an die aber noch keine Spur angepasst wurde. Sie besteht also nur aus Einzelmessungen und hat keine Steigungsinformationen. Die Rekonstruktion dieser Spuren wird mit dem für den HLT(High Level Trigger) entwickelten Algorithmus *HltMuonRec* [12] durchgeführt. Dieser Algorithmus erfordert Messungen in allen vier Myonkammern. Das bedeutet, dass die

Myonenspuren, einen minimalen Impuls von etwa 5 bis 6 GeV überschreiten müssen, da sie ansonsten im Absorbermaterial zwischen den Myonkammern gestoppt werden. Um die Richtung einer Myonspur zu bestimmen, wurde in dieser Arbeit eine Gerade an die vier Messpunkte in M2 bis M5 angepasst.

MYON-Spurfit

Beim χ^2 -Fit der MYON-Spur ist zu beachten, dass es in jeder Myonstation vier Regionen mit nach außen abnehmender Granularität, und deshalb Ortsauflösung, gibt (siehe Abschnitt 1.2.4). Es wurde für jede der sechzehn³ verschiedenen Unterteilungen der Myonkammern ein Fehler in x- und y-Richtung bestimmt, der sich aus der Größe der Messkacheln d_x bzw. d_y ergibt:

$$\sigma_{x,i,reg} = \frac{d_{x,i,reg}}{\sqrt{12}} \quad (4.2)$$

$$\sigma_{y,i,reg} = \frac{d_{y,i,reg}}{\sqrt{12}} \quad (4.3)$$

$$\text{für } i=2,3,4,5 \text{ und } reg=0,1,2,3 \quad (4.4)$$

Die Bestimmung der Fehler ergibt sich aus dem RMS einer gleichmäßigen Verteilung über die Breite d . Der Index i bezeichnet die Myonkammer, der Index reg die Region. Da das Magnetfeld des LHCb-Dipolmagneten nur eine zu vernachlässigende Spurkrümmung in y-Richtung erzeugt, müssen die Myonspuren auf den Primärvertex bei den Koordinaten (0,0,0) weisen. Daher wurde für den Fit in y-Richtung eine Gerade mit nur einem freien Parameter gewählt. Der Ursprung wurde also fixiert und nur die Steigung variiert (siehe Abb. 4.2(a)).

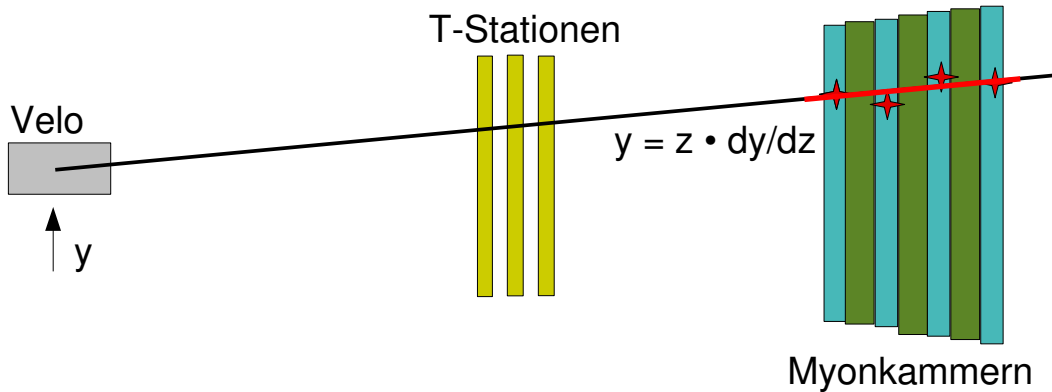
In x-Richtung sind die Spuren durch das Magnetfeld gekrümmt. Da das Dipolfeld aber nicht bis in die Myonkammern reicht, kann die Spur in den Myonkammern durch eine Gerade beschrieben werden, die diesmal aber zwei freie Parameter hat, da sie nicht zum Vertex zeigt. Dies ist in Abb. 4.2(b) veranschaulicht.

Entfernung von Clone-Spuren (Clonekiller)

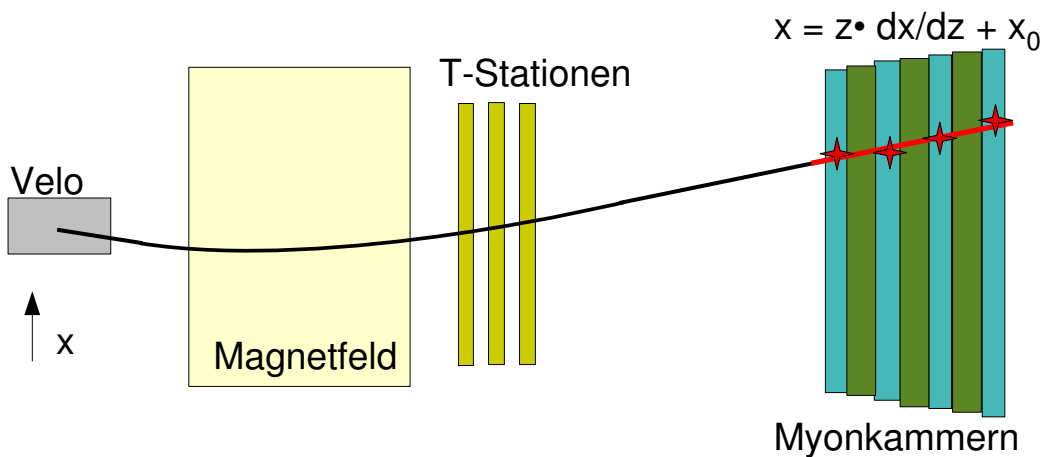
Clone-Spuren sind definiert als Spuren, die dem gleichen Teilchen zugeordnet sind. Dabei bedeutet zugeordnet, wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, dass 70% der Messungen einer Spur vom selben Teilchen stammen. Clone-Spuren beschreiben also das gleiche Teilchen und haben sehr ähnliche Spurparameter. Von der Gesamtzahl der Myonspuren des hier verwendeten Datensatzes sind 3.3% Clone-Spuren. Die Ursache dafür ist hauptsächlich, dass einige Teilchen in derselben Myonstation mehrere Treffer hinterlassen, wenn sie in der Nähe der Messkachelgrenzen auftreffen. Der Spurbildungsalgorithmus hat dann mehrere Möglichkeiten die Messungen zuzuordnen und macht daraus mehrere Spuren.

Bei der Rekonstruktion der Velo-Myon-Spuren in diesem Kapitel kann es da-

³Es gibt 4 Stationen mit je 4 Regionen.



(a) MYON-Spurfit in y-Richtung



(b) MYON-Spurfit in x-Richtung

Abbildung 4.2: MYON-Spurfit an die Messpunkte in M2-M5 zur Richtungsbestimmung; In y-Richtung (a) wird eine Gerade angepasst, die im Primärvertex fixiert ist. In x-Richtung (b) müssen aufgrund der Spurkrümmung im Magnetfeld zwei Parameter angepasst werden.

durch auch zu Clone-Spuren bei den Velo-Myon-Spuren kommen, was zu doppelter Zählung einzelner Teilchen und damit der Verfälschung der Effizienzmessung führen kann.

Daher wurde ein Algorithmus zur Entfernung dieser Clone-Spuren geschrieben. Durch die große J/ψ Masse haben die Myonen aus einem J/ψ Zerfall einen recht großen Öffnungswinkel. Zusätzlich werden die Myonen durch ihre unterschiedliche Ladung im Magneten in entgegengesetzte Richtungen abgelenkt. Beides führt dazu, dass diese Myonen in den Myonkammern klar voneinander getrennt sind. Daher wurde der Abstand zweier Myonspuren eines Ereignisses in der x-y Ebene in Myonkammer M2 betrachtet. Dieser wurde aus

$$d = \sqrt{[yM2(Myon1) - yM2(Myon2)]^2 + [xM2(Myon1) - xM2(Myon2)]^2} \quad (4.5)$$

berechnet. Hierbei steht $yM2$ beziehungsweise $xM2$ für die y- und x-Position der Myonspur in M2. Der Abstand d ist in Abb. 4.3 für die vier Regionen in den Myonkammern und für zwei Arten von Spuren dargestellt:

Die schwarze Kurve stellt jeweils den Abstand zwischen zwei MYON-Spuren dar, die dem gleichen simulierten Teilchen zugeordnet wurden oder wenn eine der Spuren keinem Teilchen zugeordnet werden konnte, also eine Ghost-Spur ist (siehe auch Abschnitt 2.4). Die rote Kurve zeigt den Abstand, wenn beide Spuren Myonen aus J/ψ Zerfällen sind, und sie unterschiedlichen simulierten Teilchen zugeordnet wurden.

Es ist klar zu sehen, dass bei kleinen Abständen die Clone- und Ghost-Spuren überwiegen. Da die Myonkammern recht grob segmentiert sind, nehmen die Distanzen diskrete Werte in Abständen der Messkacheln an. Dies ist in Anhang A noch einmal mit kleinerer x-Achsenkala gezeigt. Da es in dieser Studie allein auf die Rekonstruktion der Myonen aus J/ψ Zerfällen ankommt, wurden Myonspuren, die sehr dicht beisammen liegen, nicht weiter berücksichtigt. Die Schnitte sind als senkrechte Linien in Abb. 4.3 dargestellt. Von den Myonspuren, die einen geringeren Abstand voneinander haben, wurde die Spur mit dem kleinsten χ^2 -Wert aus dem MYON-Spurfit ausgewählt. Das χ^2 wurde aus den Abweichungen der Messungen von der Spur in M2 bis M5 in x- und y-Richtung berechnet. Die Fehler entsprechen denen aus Gleichung 4.2 und Gleichung 4.3. Wenn $y = z \cdot \frac{dy}{dz}$ und $x = z \cdot \frac{dx}{dz} + x_0$ die an die Messungen xMi , yMi und zMi für $i = 2, 3, 4, 5$ angepassten Geraden in y- und x-Richtung darstellen, ergibt sich für eine MYON-Spur in der Region *reg*

$$\chi^2 = \sum_{i=2}^5 \frac{(xMi - (zMi \cdot \frac{dx}{dz} + x_0))^2}{\sigma_{x,Mi,reg}^2} + \sum_{i=2}^5 \frac{(yMi - zMi \cdot \frac{dy}{dz})^2}{\sigma_{y,Mi,reg}^2}. \quad (4.6)$$

Vor der Anwendung des Clonekiller-Algorithmus gibt es im hier verwendeten Datensatz ausgehend von der Gesamtzahl der MYON-Spuren 3.3% Clone-Spuren

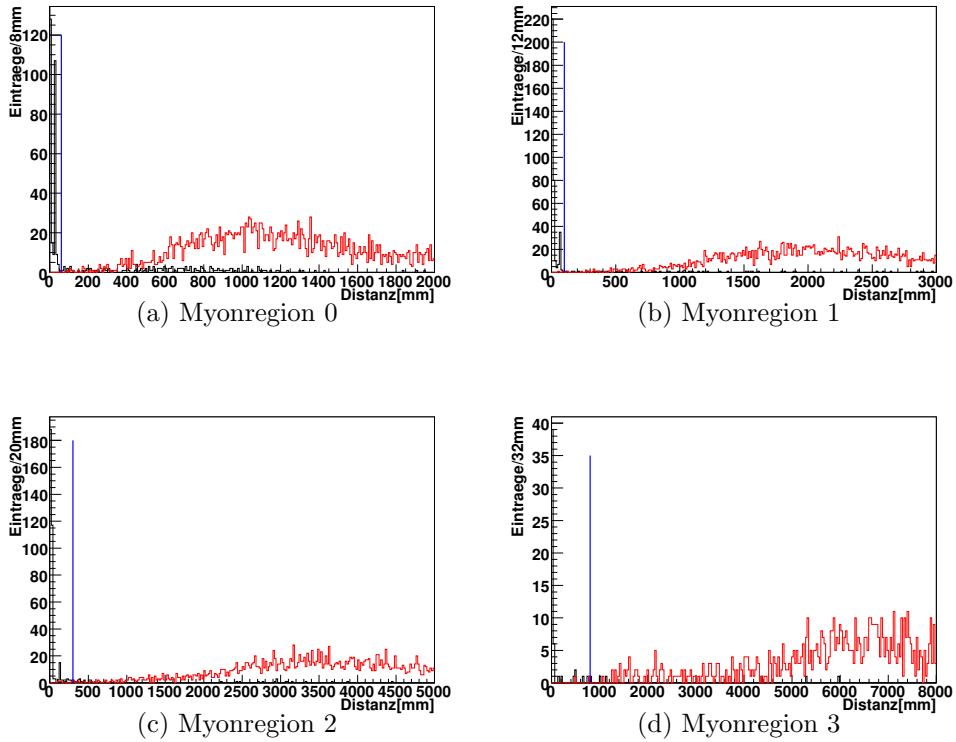


Abbildung 4.3: Distanz in der x - y Ebene zwischen zwei MYON-Spuren in M2. Die schwarze Kurve zeigt Clone-Spuren sowie Ghost-Spuren. In rot sind die MYON-Spuren, denen unterschiedliche simulierte Myonen zugeordnet sind und die aus einem J/ψ Zerfall kommen. Gezeigt sind die Abstände für alle Regionen der Myonkammern. Die Schnitte, die im Clonekiller benutzt werden, sind in blau dargestellt.

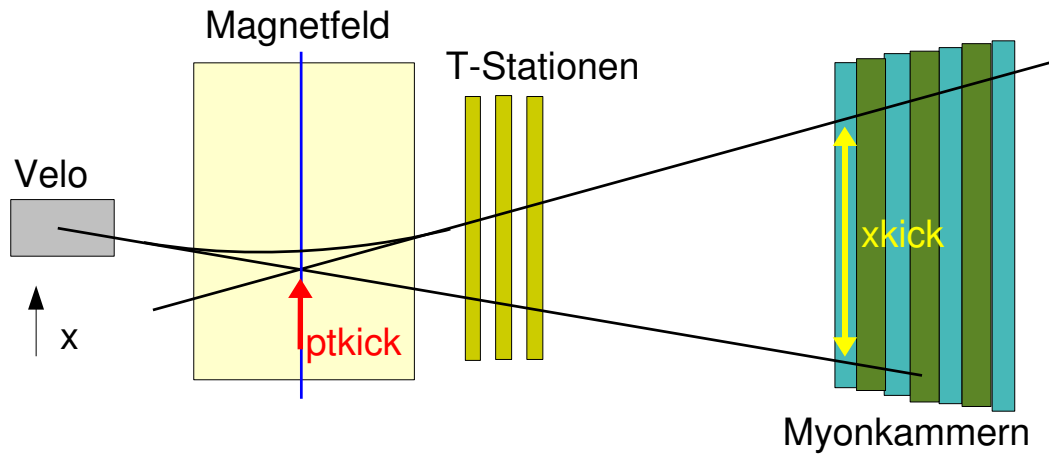


Abbildung 4.4: “modifizierte” *pt-kick* Methode; Die Impulsänderung durch die Ablenkung im Magnetfeld wird durch einen Stoß im Zentrum des Magneten beschrieben. Die Größe x_{kick} , die den Abstand der extrapolierten VELO-Spur von der Geraden durch die Myonkammernmessungen in M2 angibt, ist proportional zu $1/p$.

und 2.2% Ghost-Spuren⁴.

Der hier beschriebene Clonekiller entfernt 99% der Clone-Spuren und 36% der Ghost-Spuren, wobei nur 0.02% der Spuren verloren gehen, die weder Clone- noch Ghost-Spur sind. Die Anzahl der Ghost-Spuren lässt sich nicht weiter entfernen, da man auf Daten keine Möglichkeit zur Überprüfung hat, ob eine Ghost-Spur vorliegt. Alle folgenden Resultate wurden aus den verbliebenen Spuren ermittelt.

Selektion in x-Richtung

Die in Abschnitt 2.3.4 beschriebene *pt-kick* Methode kann in etwas abgewandelter Form auch für die Myonkammern verwendet werden: In Abschnitt 2.3.4 wird eine T-Spur bis zum Zentrum des Magneten extrapoliert. Die T-Spur kann auch durch eine MYON-Spur ersetzt werden, denn die Steigung kann sich auf dem Weg von den T-Stationen bis in die Myonkammern, mit Ausnahme von Streuprozessen, nur geringfügig ändern. Mit der aus dem Myonspur-Fit gewonnenen Steigung in x-Richtung wird die Myonspur bis zu einer fiktiven Ebene bei $z_{\text{Magnet}} = 5.119 \text{ m}$ extrapoliert, was näherungsweise der z-Position nach der Hälfte des integrierten Magnetfeldes entspricht. Die VELO-Spuren werden ebenfalls in der x-z-Ebene bis zu dieser z-Position verlängert. Das Prinzip ist in Abb. 4.4 dargestellt. Die beiden extrapolierten Geraden sollten sich in einem Punkt treffen, wenn MYON und VELO-Spur vom gleichen Teilchen erzeugt wurden. Durch Ungenauigkeiten

⁴Ghost-Spuren können auch zusätzlich Clone-Spuren sein. Es lässt sich allerdings nicht nachweisen, da sie definitionsgemäß keinem generiertem Teilchen zugewiesen sind

in den Größen z_{Magnet} und den Steigungen von VELO- sowie MYON-Spur ergeben sich allerdings Abweichungen, so dass sich die Geraden in Abb. 4.4 nicht genau bei $z=5.119$ m treffen. Die Verteilung der Distanz in x-Richtung zwischen den beiden Geraden bei z_{Magnet} ist für den verwendeten Datensatz und für jede der vier Regionen in den Myonkammern in Abb. 4.5 zu sehen. Die grüne Kurve zeigt Spurkombinationen, die vom gleichen simulierten Teilchen stammen, während die rote Kurve den Abstand zeigt, wenn VELO- und MYON-Spur von unterschiedlichen Teilchen kommen. Diese beiden Möglichkeiten werden im Folgenden kurz als “richtige” und “falsche” Kombinationen bezeichnet. Die Breite der gezeigten Verteilungen resultiert aus der unterschiedlichen Ortsauflösung in den Regionen der Myonkammern. Für die äußeren Regionen wird die Extrapolation bis zu z_{Magnet} zunehmend ungenauer. Auf diese Verteilungen wird geschnitten, um die richtigen Spurkombinationen zu selektieren. Um die Auswirkungen der Schnitte zu bestimmen, wird die Reinheit

$$R = \frac{\text{richtig zugeordnete Spuren}}{\text{richtig + falsch zugeordnete Spuren}}, \quad (4.7)$$

sowie die Effizienz

$$\epsilon = \frac{\text{richtig kombinierte Spuren von Myonen aus } J/\psi \text{ Zerfällen}}{\text{MYON-Spuren von Myonen aus } J/\psi \text{ Zerfällen}} \quad (4.8)$$

definiert. Die Reinheit gibt den Anteil der richtig kombinierten Spuren von der Gesamtzahl der Velo-Myon-Spuren an, während die Effizienz den Anteil der richtig kombinierten Spuren von der Gesamtzahl aller Myonen aus J/ψ Zerfällen angibt.

In dieser Arbeit wurden die Schnitte so gewählt, dass weder Reinheit noch Effizienz “zu klein” werden: Durch die später im Abschnitt 4.5 beschriebene “Sideband subtraction” ist eine sehr gute Reinheit nicht nötig, solange die Statistik, also die Anzahl der rekonstruierten J/ψ Zerfälle, groß genug ist. Dies ist aber nur bei ausreichend guter Effizienz der Fall. Da bei hoher Effizienz, also lockeren Schnitten, die Reinheit klein wird, und umgekehrt bei hoher Reinheit die Effizienz sinkt, wurde darauf geachtet, dass Effizienz und Reinheit in etwa den gleichen Wert haben.

Die angewandten Schnitte sind als senkrechte Geraden in Abb. 4.5 eingezeichnet.

Selektion in y-Richtung

In y-Richtung, in der keine Ablenkung durch das Magnetfeld stattfindet, werden die VELO-Spuren gerade bis in die Myonkammern extrapoliert und in M2 mit der Position der Messung aus den MYON-Spuren verglichen (siehe Abb. 4.6). Die sich daraus ergebende Abstandverteilung, sowie die darauf angewandten Schnitte, sind für alle Myonregionen in Abb. 4.7 dargestellt.

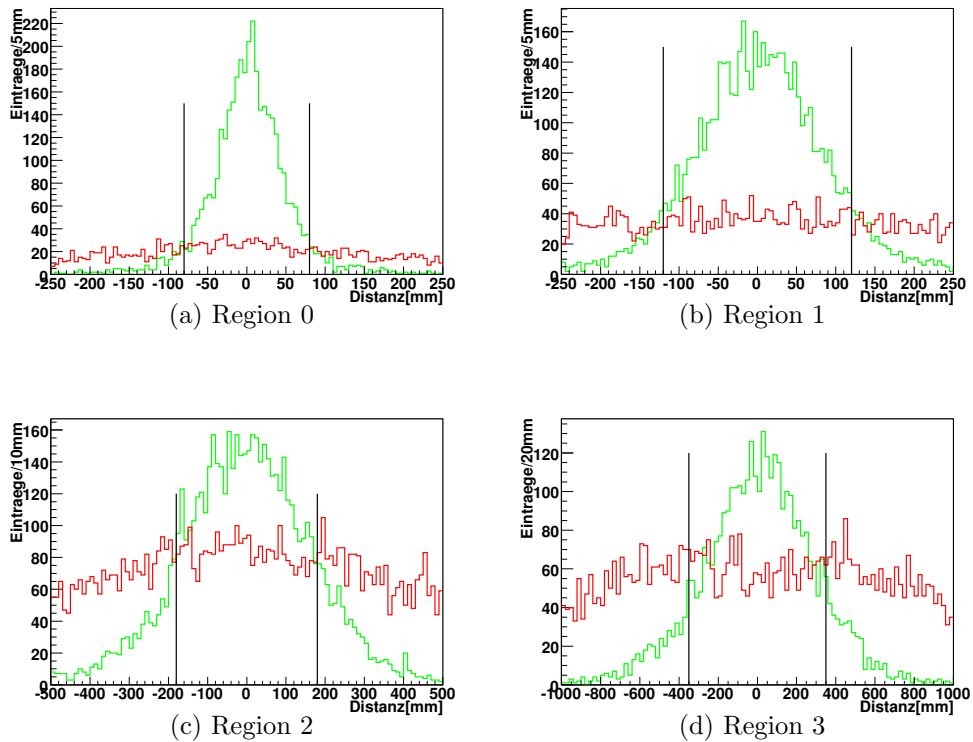


Abbildung 4.5: Verteilung der Distanz zwischen extrapolierte VELO- und MYON-Spur im Zentrum des Magneten in x -Richtung für richtige (grün) und falsche (rot) Spurkombinationen (Def. siehe Text) und für alle Regionen der Myonkammern. Für die äußeren Regionen wird die Auflösung der Myonkammern schlechter, und damit die Breite dieser Verteilungen größer. Die angewandten Schnitte sind als senkrechte Linien eingezeichnet.

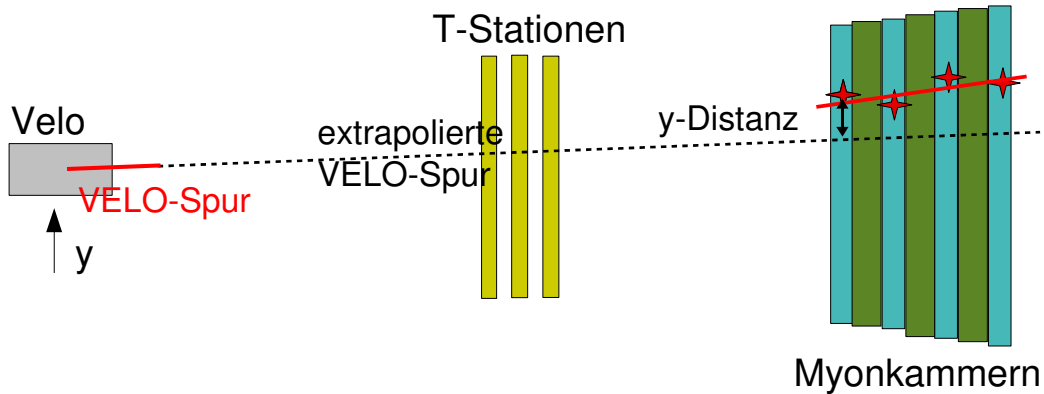


Abbildung 4.6: Die VELO-Spuren werden in y -Richtung gerade bis nach M2 extrapoliert und dort mit dem Messpunkt verglichen. Die Verteilung dieser y -Distanz ist in Abb. 4.7 gezeigt

Resultate der Selektionen

Nach diesen Selektionen ergibt sich eine Reinheit von etwa 67% bei einer Effizienz von etwa 68%. Diese beiden Größen können auch noch für jede Region in den Myonkammern separat angegeben werden was in Tabelle 4.1 gezeigt ist. Offensichtlich fällt es in den äußeren Myonkammerregionen (2 und 3) schwerer

Region	0	1	2	3
Reinheit R	80.2	73.1	59.9	58.6
Effizienz ϵ	71.9	73.8	62.2	63.4

Tabelle 4.1: Reinheit und Effizienz der Velo-Myon-Spurbildung für die einzelnen Regionen in den Myonkammern.

die richtige VELO-Spur zu finden. Der Grund dafür ist, dass die Ortsauflösung in Region zwei und drei deutlich schlechter ist als in Region eins und zwei. Daher ist die Extrapolation der Spuren zum Magnetenzentrum ungenauer und die Schnitte können nicht so hart gesetzt werden.

Impulsbestimmung

Um den Impuls der Velo-Myon-Spuren zu bestimmen, wird wieder die oben beschriebene “modifizierte” pt-kick Methode verwendet. Dazu wird zunächst die VELO-Spur gerade bis in die Myonkammer M2 extrapoliert (Abb. 4.4). Dort wird der Abstand in x -Richtung dieses Punktes mit dem Durchgang der MYON-Spur, also der angepassten Geraden durch die Messungen, betrachtet. Dieser Ab-

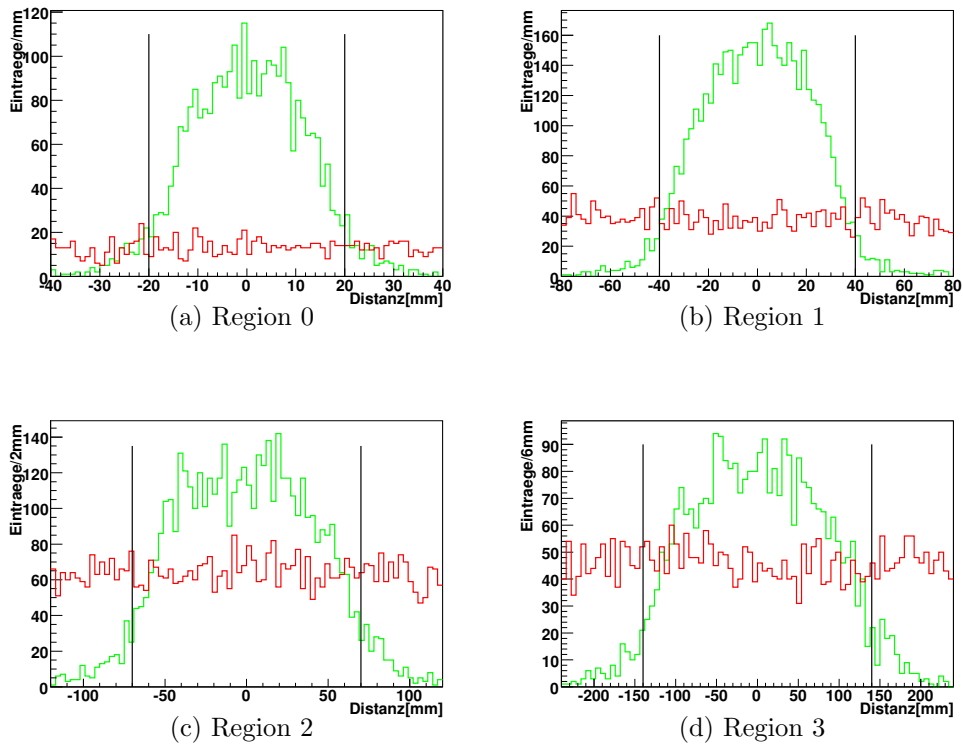


Abbildung 4.7: Verteilung der in Abb. 4.6 gezeigten Größe y -Distanz für richtige (grün) und falsche (rot) Spurkombinationen (Def. siehe Text). Die Verteilung ist für alle vier Regionen der Myonkammern gezeigt, wobei die angewandten Schnitte als senkrechte Linien eingezeichnet sind. Diese Verteilungen sind deutlich schmaler als die in x -Richtung (Abb. 4.5), weil hier nur die VELO-Spur extrapoliert wird, deren Steigung sehr präzise bekannt ist.

stand wird x_{kick} genannt. Diese Größe ist direkt proportional zur Änderung der Spur-Steigung in x-Richtung durch das Magnetfeld. Diese Änderung der Steigung entspricht dem Nenner der Gleichung 2.5. Der Zähler dieser Gleichung ist das integrierte Magnetfeld. In der hier verwendeten Methode der Impulsbestimmung wird das integrierte Feld als konstant angenommen, was nur eine Näherung darstellt. Bei dieser Annahme ergibt sich

$$p = \frac{k_{\text{ptkick}}}{x_{\text{kick}}} \quad (4.9)$$

Der Impuls ist proportional zu $1/x_{\text{kick}}$ mit einer noch zu bestimmenden Proportionalitätskonstante k_{ptkick} . Diese wird mit Hilfe von Generator-Level-Information parametrisiert:

Der relative Fehler der Impulsmessung σ_p/p ist die Differenz des rekonstruierten Impulses p_{rek} und des simulierten Impulses des MYON-Anteils der Velo-Myon-Spur p_{sim} , wobei auf den simulierten Impuls normiert wird:

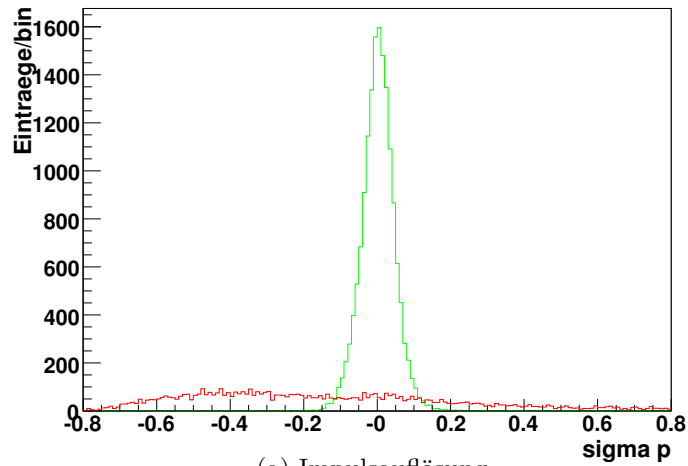
$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{p_{\text{rek}} - p_{\text{sim}}}{p_{\text{sim}}} \quad (4.10)$$

Diese Größe ist in Abb. 4.8 für richtige und falsche Spurkombinationen dargestellt. An die Kurve der richtigen Kombinationen wird eine Gaußverteilung angepasst. Die Konstante k_{ptkick} wird so gewählt, dass der Mittelwert der Gaußverteilung bei null liegt. Die über alle Spuren (und damit Impulse) gemittelte Impulsaufösung, bestimmt durch die Breite der angepassten Gaußkurve, liegt dann bei etwa 4%. Sehr wichtig ist, dass der Untergrund der falschen Spurkombinationen (rote Kurve), wenn also VELO- und MYON-Spur nicht vom selben generierten Teilchen stammen, flach ist, der Impuls also auch falsch rekonstruiert wird. Wenn das nicht der Fall wäre, gäbe es später bei der Berechnung der invarianten Masse einen Anstieg des Untergrundes unter dem Signal, was das Subtrahieren des Untergrundes unmöglich machen würde.

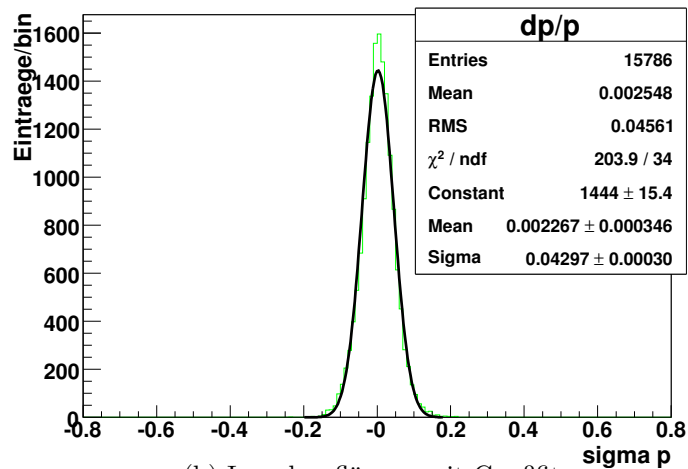
Die Konstante k_{ptkick} wurde hier also mit Generator Informationen bestimmt. Bei der Verwendung von Daten kann sie anhand der sehr genau bekannten J/ψ Masse bestimmt werden: Die invariante Masse aus einer Velo-Myon-Spur und einer Spur vom Typ LongTrack wird bei falscher Konstante zu kleinerer oder größerer Masse verschoben, je nachdem ob die Konstante zu klein oder zu groß ist. Durch Anpassung an die J/ψ Masse, ließe sie sich einstellen.

4.5 Effizienzberechnung

Zur Bestimmung der Spurbildungseffizienz muss nun ermittelt werden, wie viele Teilchen, die als Velo-Myon-Spur rekonstruiert wurden, auch als LongTrack



(a) Impulsauflösung



(b) Impulsauflösung mit Gaußfit

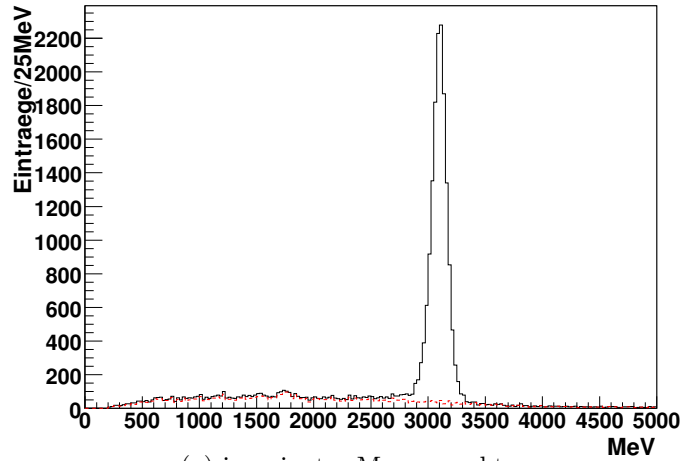
Abbildung 4.8: (a) Relativer Fehler des rekonstruierten Impulses σ_p/p für richtige (grün) und falsche (rot) Spurkombinationen. (b) An die Verteilung der richtigen Kombinationen wird eine Gauß-Verteilung angepasst, um die Konstante k_{ptkick} zu bestimmen. Die Impulsauflösung ist durch die Breite der Kurve gegeben (Sigma).

gefunden wurden. Dabei muss aber sichergestellt werden, dass die Velo-Myon-Spur richtig rekonstruiert wurde, also tatsächlich die Flugbahn des Teilchens beschreibt. Dazu wurden, wie Eingangs dieses Kapitels erklärt, J/ψ Teilchen verwendet. Diese zerfallen zu 5.93% [13] in zwei Myonen ($\mu^- \mu^+$). Hier wurde nun die invariante Masse einer Velo-Myon-Spur und einer LongTrack-Spur, die zu einem Myon zugeordnet wurde, gebildet. Wenn die beiden Spuren von Myonen aus dem J/ψ Zerfall stammen, und der Impuls der Velo-Myon-Spur richtig rekonstruiert wurde, muss die invariante Masse in einem Massenfenster um die J/ψ Masse liegen. Aus Abb. 4.8 ist ersichtlich, dass der Impuls nur bei richtiger Rekonstruktion der Velo-Myon-Spur stimmt. Daher erwartet man in einem Bereich um die J/ψ Masse hauptsächlich richtig rekonstruierte Velo-Myon-Spuren. Der Untergrund von falschen Spuren im Massenspektrum sollte wie in Abb. 4.8 flach sein und somit subtrahierbar. In Abb. 4.9(a) ist das invariante Massenspektrum von Spurkombinationen aus LongTracks mit Velo-Myon-Spuren für den Datensatz (inclusive J/ψ) dargestellt. Anhand der Richtung der Spurkrümmung im Magnetfeld wurde die Ladung der Teilchen ermittelt. Es wurden nur positive mit negativen Teilchenspuren kombiniert. Die invariante Masse wurde allein aus 4er-Impuls Addition mit Annahme der Myonmasse berechnet. Die schwarze Kurve zeigt alle diese Kombinationen, während die rote Kurve nur die invariante Masse von Kombinationen mit falsch rekonstruierten Velo-Myon-Spuren anzeigt.

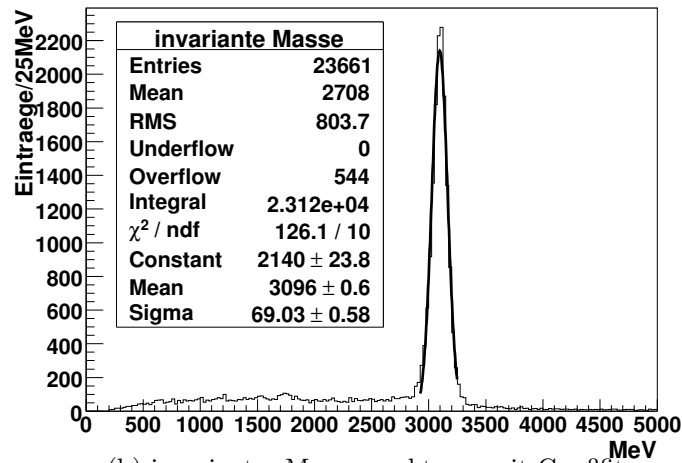
Die Breite des J/ψ Massenpeaks (Abb. 4.9(b)) ist hier deutlich größer als man für zwei LongTracks erwarten würde, da sie durch die Impulsauflösung der Velo-Myon-Spur bestimmt wird. Um den Anteil der Spuren zu bestimmen, die von Myonen aus J/ψ Zerfällen stammen, wurde die sogenannte "Sideband-Subtraction" benutzt. Dafür wurden drei gleich große Massenfenster definiert:

- Signalfenster : 2900 - 3300 MeV
- Sideband 1 : 2300 - 2700 MeV
- Sideband 2 : 3500 - 3900 MeV

In jedem dieser Bereiche wird ermittelt, wie viele Einträge enthalten sind, also wie viele Velo-Myon-Spuren bei dieser Masse mit LongTracks kombiniert wurden. Diese Anzahl wird im Signalfenster n_{gesamt}^{Signal} genannt, während die Anzahl in den Sidebands mit n_{gesamt}^{Side1} bzw. n_{gesamt}^{Side2} bezeichnet wird. Zum Anderen wird gezählt, wie viele von diesen gesamten Spuren auch zu LongTracks wurden. Diese werden $n_{VELO \rightarrow LongTr}^{Signal}$, $n_{VELO \rightarrow LongTr}^{Side1}$ und $n_{VELO \rightarrow LongTr}^{Side2}$ genannt. Um diese Anzahl der Velo-Myon-Spuren, die auch als LongTrack rekonstruiert wurden zu ermitteln, wird die Identifikationsnummer verwendet, die jeder Spur nach ihrer Rekonstruktion eindeutig zugewiesen wird. Dies ist keine Generator-Level-Information. Da sowohl Velo-Myon-Spuren als auch LongTracks eine VELO-Spur enthalten, können diese VELO-Spur Anteile der beiden Spurtypen verglichen werden. Wenn die Identifikationsnummern übereinstimmen, wurde dieselbe VELO-Spur, die in



(a) invariantes Massenspektrum



(b) invariantes Massenspektrum mit Gaußfit

Abbildung 4.9: (a) Invariante Masse aus einer LongTrack die einem Myon zugeordnet ist und einer Velo-Myon-Spur. In schwarz sind alle diese Kombinationen dargestellt, während die rote Kurve nur Kombinationen mit falsch rekonstruierten Velo-Myon-Spuren zeigt. (b) Gauß-Fit an den J/ψ Massenpeak. Die Masse stimmt mit dem PDG Wert überein, die Breite ist durch die Impulsauflösung der Velo-Myon-Spuren erhöht.

der Velo-Myon-Spur verwendet wurde, auch zur Rekonstruktion einer LongTrack verwendet.

Aus den Ergebnissen der Sidebands wird jeweils der Mittelwert gebildet, um auf eine möglichst gute Abschätzung des Untergrundes im Signalbereich zu schließen. Dadurch wird der leichte Abfall im Untergrund des Spektrums berücksichtigt.

$$n_{gesamt}^{BG} = \frac{n_{gesamt}^{Side1} + n_{gesamt}^{Side2}}{2} \quad (4.11)$$

$$n_{VELO \rightarrow LongTr}^{BG} = \frac{n_{VELO \rightarrow LongTr}^{Side1} + n_{VELO \rightarrow LongTr}^{Side2}}{2} \quad (4.12)$$

Die Effizienz der LongTrack Spurbildung wurde aus

$$\epsilon = \frac{n_{VELO \rightarrow LongTr}^{Signal} - n_{VELO \rightarrow LongTr}^{BG}}{n_{gesamt}^{Signal} - n_{gesamt}^{BG}} \quad (4.13)$$

berechnet.

Bei dieser Art der Berechnung ist zu erwähnen, dass sich bei einer geringen Statistik, also wenigen Spuren, und einer ungünstigen Spurverteilung auch eine Effizienz $\epsilon > 100\%$ ergeben kann. Mit einer ungünstigen Spurverteilung ist gemeint, dass in den Sidebands weniger Velo-Myon-Spuren zu LongTracks werden als im Untergrund unter dem Signal, was aber im Mittel bei hoher Statistik nicht auftreten sollte.

Mit dem Datensatz (inclusive J/ψ) erhält man die in Tabelle 4.2 angegebene Anzahl von Spuren im Signalbereich und im Untergrund. Durch Einsetzen in

n_{gesamt}^{Signal}	$n_{VELO \rightarrow LongTr}^{Signal}$	n_{gesamt}^{BG}	$n_{VELO \rightarrow LongTr}^{BG}$
15074	14610	695	427.5

Tabelle 4.2: Anzahl der Spuren im Signalbereich und in den Sidebands.

Gleichung 4.13 ergibt sich eine Effizienz von 98.6%. Die Ungenauigkeit dieses Wertes ergibt sich aus einer Binomialverteilung, wo die Anzahl n dem Nenner von Gleichung 4.13 entspricht:

$$\sigma_{\epsilon} = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot (1 - \epsilon)}{n}} = 0.1\% \quad (4.14)$$

Diese Art der Fehlerberechnung ist nur eine Näherung, da noch Effekte der Sideband-Subtraction beachtet werden müssen. Wegen des geringen Untergrunds können diese Effekte hier aber vernachlässigt werden. Beim Vergleich dieses Ergebnisses mit den direkt aus den simulierten Daten ermittelten Vorhersagen für die Rekonstruktionseffizienz von LongTracks (siehe Abb. 2.3(a)), muss folgendes beachtet werden:

- Die verwendeten Myonen haben einen Impuls von mindestens 5 - 6 GeV durch die Myonspurrekonstruktion mit Messungen in allen Myonstationen.
- Teilchen, die schwierig zu rekonstruieren sind, weil sie z.B. an Detektormaterial abgelenkt werden, und daher die Spurbildungseffizienz von LongTracks in Abb. 2.3(a) senken, sind ebenfalls sehr schwierig von dem hier beschriebenen Algorithmus zu rekonstruieren. Diese Teilchen können daher nicht untersucht werden.
- Die in Abb. 2.3(a) dargestellte Effizienz setzt Rekonstruierbarkeit voraus (zur Definition siehe Abschnitt 2.4)

Durch die Punkte zwei und drei ist der Vergleich der hier durchgeführten Messung mit dem Ergebnis aus Abb. 2.3(a) schwierig. Daher wurde das hier ermittelte Ergebnis direkt unter Verwendung der Generator-Information getestet:

Es wurden nur solche Velo-Myon-Spuren betrachtet, deren VELO- und MYON-Anteil vom gleichen simulierten Teilchen stammen. Desweiteren wird gefordert, dass dieses Teilchen ein Myon ist, das aus einem J/ψ Zerfall stammt. Durch diese Voraussetzungen werden die gleichen Teilchen auf Generator-Level selektiert, die bei funktionierendem Algorithmus nach der Sideband-Subtraction übrig bleiben. Auf diese Spuren wird dann das identische Verfahren angewandt wie auf die Velo-Myon-Spuren im Algorithmus zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz auf Daten. Es wird also eine LongTrack gesucht, deren VELO-Spur die gleiche Identifikationsnummer hat, wie die VELO-Spur aus den Velo-Myon-Spuren. Damit ergibt sich die Anzahl von den Velo-Myon-Spuren, die gleichzeitig als LongTrack rekonstruiert sind.

Bei 15657 dieser Spuren im hier verwendeten Datensatz(inclusive J/ψ), werden 15467 zu LongTracks. Das ergibt eine Effizienz von 98.8%. mit einem Fehler von 0.1%, der wieder aus einer Binomialverteilung (Gleichung 4.14) berechnet wurde. Im Rahmen der Fehler stimmt die gewonnene Effizienz des Algorithmus, der für Daten entwickelt wurde, mit der Effizienz, die aus der Simulation folgt, überein. Die Ergebnisse sind nicht absolut identisch, da mit der Sideband-Subtraction nicht, wie hier mit Hilfe von Generator-Level-Information, genau die gesuchten Myonen aus J/ψ Zerfällen ausgewählt werden können, sondern nur statistisch entschieden wird.

4.6 Zusammenfassung

Es konnte eine Methode entwickelt werden, mit der es möglich ist, die Rekonstruktionseffizienz für einen beschränkten Phasenraum, sowohl auf Daten als auch auf simulierten Ereignissen zu bestimmen. Damit ist eine Prüfung der Übereinstimmung von Detektorsimulation und Daten möglich. Der Algorithmus wurde für die Effizienz der T-Stationen entwickelt, kann aber recht leicht auf andere Detektorteile

erweitert werden. Es ist geplant, mit dieser Methode "Online", also während der Datenaufnahme, die Effizienz der Spurrekonstruktion zu messen.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Mit dem LHCb Detektor wurde eine große Anzahl von Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung nachgewiesen. Die Spuren, die diese Teilchen hinterlassen, können für die Ausrichtung des Detektors verwendet werden. Hierfür ist es wichtig, dass die Spuren sehr präzise bestimmt sind, was eine hohe Ortsauflösung und damit in Driftkammern eine gute Zeitauflösung erfordert. Um diese zu erreichen, wurde im ersten Teil dieser Arbeit die Synchronisation der Auslesezeit der Module des äußeren Spurkammersystems durchgeführt.

Im zweiten Teil wurde ein Algorithmus entwickelt, der es ermöglicht, die Rekonstruktionseffizienz mit Daten zu ermitteln. Wendet man dieses Verfahren in gleicher Weise auf simulierte Daten an, kann die Spurrekonstruktion für Strahlendaten mit der Spurrekonstruktion auf simulierten Daten verglichen werden.

In dieser Arbeit wurden J/Ψ Mesonen benutzt, die in ein Paar aus Myonen zerfallen. Von diesen wurde ein Myon vollständig rekonstruiert, während das zweite Myon nur aus Signalen in den Myonkammern und dem Vertexdetektor erschlossen wurde. Durch die Berechnung der invarianten Masse der Spuren und einem Schnitt auf die J/Ψ -Masse, wird eine Auswahl mit wenig Untergrund von letztgenannten Spuren erreicht. Anschließend wird geprüft, ob diese Spursignaturen zu einer vollständig rekonstruierten Spur in den Spurkammern korrespondiert.

Diese Methode wurde auf einem simulierten Datensatz getestet und liefert eine Rekonstruktionseffizienz von $(98.6 \pm 0.1)\%$. Zum Vergleich wurde die tatsächliche Spureffizienz der Spuren mit Hilfe der vollständigen Information der Simulation (Generator) bestimmt. Dabei ergab sich eine Effizienz von $(98.8 \pm 0.1)\%$, was den entwickelten Algorithmus innerhalb der Fehler bestätigt. Die hier entwickelte Methode soll verwendet werden, um online die Spureffizienz zu überwachen. Der Algorithmus kann auch ohne großen Aufwand auf andere Detektorkomponenten erweitert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] A.D.Sakharov, Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry in the universe, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **5** (1967) 32.
- [2] The LHCb detector at LHC, The LHCb Collaboration / 2008 JINST **3** S080005
- [3] R. Kalman, A new approach to linear filtering and prediction problems, Transactions of the ASME, Journal of Basic Engineering, D82:35-45, 1960.
- [4] O. Callot und S. Hansmann-Menzemer, The forward tracking algorithm and performance studies, Technical Report LHCb-2007-015.
- [5] R. W. Forty and M. Needham, Standalone track reconstruction in the t-stations, Technical Report LHCb-2007-022.
- [6] E. Rodrigues, Dealing with clones in the tracking, Technical Report LHCb-2006-057.
- [7] D. Hutchcroft, Velo pattern recognition, Technical Report LHCb-2007-013.
- [8] M. Needham, Performance of the LHCb Track Reconstruction Software, LHCb-2007-144
- [9] van Apeldoorn, G W; Bachmann, S; Bauer, T H; Bos, E; Guz, Yu; Haas, T; Knopf, J; Nardulli, J; Ketel, T; Pellegrino, A et al., Beam Tests of Final Modules and Electronics of the LHCb Outer Tracker in 2005, LHCb-2005-076
- [10] T. Haas, Alterungsstudien und Studium der Betriebseigenschaften des Outer Trackers des LHCb Detektors, Dissertation, November 2007.
- [11] Y. Amhis, J. Lefrancios, F. Machefert, MH Schune, Proposal for a procedure for the time alignment in the ECAL and HCAL, LHCb-2007-146
- [12] A. Satta, Muon identification in the LHCb High Level Trigger, LHCb-2005-071
- [13] Particle Data Group, Particle Physics Booklet 2008

Anhang A

Anhang

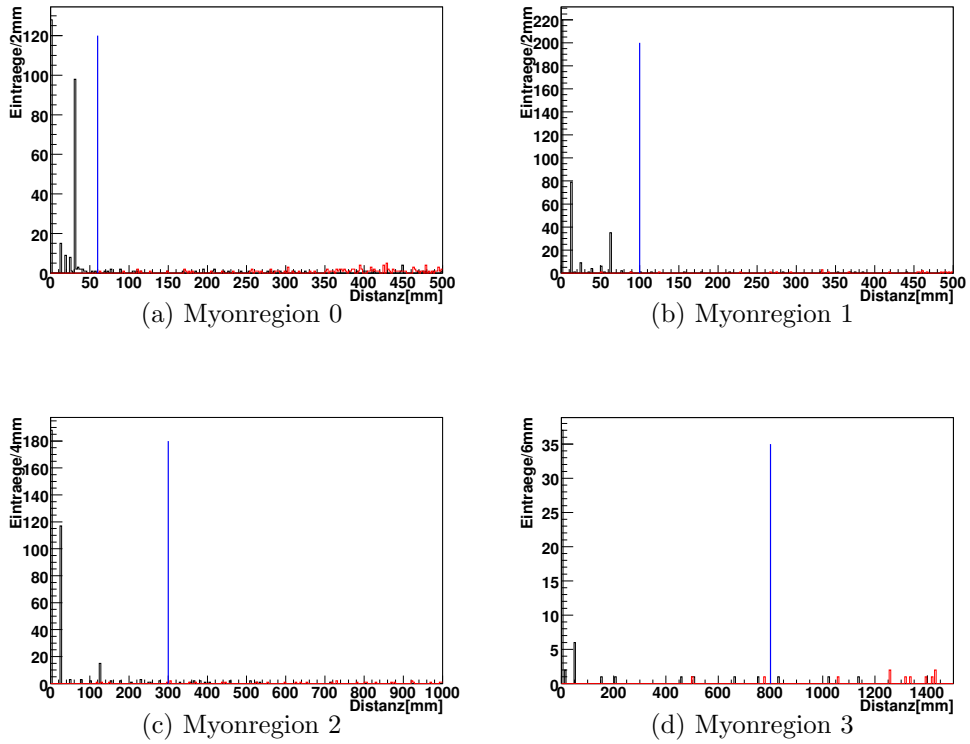


Abbildung A.1: Distanz in der x - y Ebene zwischen zwei MYON-Spuren in M2. Die schwarze Kurve zeigt geklonte Spuren sowie Ghosts. In rot sind die MYON-Spuren, denen unterschiedliche simulierte Myonen zugeordnet sind und die aus einem J/ψ Zerfall kommen. Gezeigt sind die Abstände für alle Regionen der Myonkammern. Die Schnitte, die im Clonekiller benutzt werden, sind in blau dargestellt. Die diskreten Werte bei kleinem Abstand geben die Abmessungen der Messkacheln wieder.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 1. Dezember 2008
