

Zeitkalibration der Faserhodoskope
und
Qualitätsüberprüfung der Daten
für das COMPASS-Experiment

Diplomarbeit
von
Andreas Richter



Physikalisches Institut
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Februar 2006

meiner Familie

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 6 |
| 2 | Theoretischer Hintergrund | 9 |
| 2.1 | Tiefinelastische Streuung | 9 |
| 2.2 | Wirkungsquerschnitte und deren Asymmetrien | 11 |
| 2.3 | Strukturfunktionen im Quark-Parton-Modell | 12 |
| 2.4 | Zugang zu den transversalen Quarkspinverteilungen bei COMPASS | 13 |
| 3 | Das COMPASS-Experiment | 16 |
| 3.1 | Der polarisierte Myonenstrahl vom SPS | 16 |
| 3.1.1 | Polarisation des Myonenstrahls | 18 |
| 3.1.2 | Strahlprofil und Strahlimpuls | 18 |
| 3.2 | Das polarisierte Target | 19 |
| 3.3 | Die Detektoren des COMPASS-Experiments | 21 |
| 3.3.1 | Detektoren zur Spurrekonstruktion | 21 |
| 3.3.2 | Teilchenidentifizierende Detektoren und Kalorimeter | 24 |
| 3.4 | Das Triggersystem | 25 |
| 3.5 | Datenauslese und -auswertung | 26 |
| 3.5.1 | Das Datenaufnahmesystem | 26 |
| 3.5.2 | Datenanalyse | 27 |
| 4 | Konzept und Aufbau der Faserhodoskope | 28 |
| 4.1 | Anforderungen an die Faserhodoskope | 28 |
| 4.2 | Design der Faserdetektoren | 29 |
| 4.2.1 | Aufbau und Eigenschaften der szintillierenden Fasern | 29 |
| 4.2.2 | Photomultiplier | 33 |
| 4.2.3 | Auslese der szintillierenden Fasern | 34 |
| 5 | Zeitkalibrationen | 39 |
| 5.1 | Kalibration des Zeitnullpunktes (T_0 -Kalibration) | 40 |
| 5.2 | Zeitdifferenz-Kalibration | 41 |
| 5.2.1 | Problemstellung | 41 |
| 5.2.2 | Korrektur der Zeitdifferenzen | 43 |

| | |
|---|-----------|
| <i>INHALTSVERZEICHNIS</i> | 5 |
| 5.2.3 Stabilität der Differenzen $T_{high} - T_{low}$ in den Jahren 2003 und 2004 | 47 |
| 5.2.4 Vergleich zwischen Zeitdifferenzen aus der Kalibration mit errechneten Werten | 53 |
| 6 Qualitätskontrolle der Transversity-Runs 2004 | 57 |
| 6.1 Grundlagen | 57 |
| 6.2 Stabilität der Detektoren | 59 |
| 6.3 Rekonstruktionsstabilität | 67 |
| 6.4 K^0 -Tests | 72 |
| 6.5 Kinematische Stabilität | 75 |
| 6.6 Übersicht: Ungeeignete Runs des Jahres 2004 | 81 |
| 7 Zusammenfassung | 83 |
| A Abbildungen zur Stabilität der Zeitdifferenzen | 85 |
| B Rekonstruktionsstabilität und K^0-Rekonstruktion | 96 |

Kapitel 1

Einleitung

Dass ich erkenne, was die Welt
im Innersten zusammenhält
J. W. v. Goethe: Faust I, Vers 382 f.

Eines der fundamentalen Ziele der Physik ist die Entschlüsselung des Aufbaus der Materie anhand ihrer Konstituenten und Wechselwirkungen. Nach heutigem Kenntnisstand existieren zwei Arten von grundlegenden Bestandteilen der Materie: Leptonen und Quarks. Hinzu kommen die Austauschbosonen der vier fundamentalen Wechselwirkungen (elektromagnetische, starke, schwache, Gravitation).

Die Nukleonen als Bestandteile des Atomkerns sind nach der Quantenchromodynamik (QCD), der derzeit besten Theorie zur Beschreibung der Nukleonsubstruktur, aus je drei Valenzquarks mit drittelzahliger Ladung sowie Spin $1/2$ aufgebaut. Diese drei Quarks werden zusammengehalten von Gluonen, den Austauschteilchen der Starken Wechselwirkung, und sind umgeben von einem „See“ aus Quark-Antiquark-Paaren, die über den Austausch von Gluonen erzeugt und wieder vernichtet werden.

Über den Spin der Nukleonen herrschte lange Zeit die naive Annahme vor, dass er sich direkt aus der Summe des Spins der Valenzquarks ergibt. Insbesondere Messungen der EMC-Kollaboration am CERN in Genf Ende der 80er Jahre ergaben allerdings, dass der Spin der Quarks nur einen weit unter dem theoretisch erwarteten Beitrag zum Nukleonenspin liefert. Dieses Phänomen wird als *Spinkrise* bzw. *Spinrätsel* bezeichnet. Die Zusammensetzung des $1/2\hbar$ betragenden Nukleonenspins S_N lautet:

$$\frac{1}{2} = \frac{S_N}{\hbar} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g \quad (1.1)$$

Zum Anteil der Quarks ($\Delta\Sigma$) kommen also noch der Beitrag der Gluonen (ΔG) sowie die Bahndrehimpulse von Quarks (L_q) und Gluonen (L_g), die beide noch unbekannt sind. Zur Untersuchung der Nukleonstruktur hat sich die tief inelastische Streuung (DIS)¹ von

¹Deep Inelastic Scattering

Leptonen an einem Nukleontarget als besonders geeignet herausgestellt. Auch beim Experiment COMPASS (**CO**mmun **M**uon and **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy) am CERN in Genf (Schweiz) wird zur Aufklärung der Spinstruktur entsprechend vorgegangen. Eines der Hauptziele ist dabei die Messung der Gluonenpolarisation ΔG . Ein weiteres wichtiges Vorhaben dieses Experiments ist die Bestimmung der ebenfalls noch gänzlich unbekanntem transversalen Quarkspinverteilungen $\Delta q_i(x)$, die meist als *Transversity-Verteilungen* bezeichnet werden.

Bei COMPASS handelt es sich um ein Fixed Target Experiment, bei dem für das Spin-Physik-Programm ein polarisierter Myonenstrahl mit einer Energie von 160 GeV auf ein ebenfalls polarisiertes Nukleontarget gelenkt wird. Für die Messung der transversalen Quarkspinverteilung ist eine transversale Ausrichtung des Targetspins möglich.

Um den interessierenden kinematischen Bereich abzudecken, ist auch der Nachweis von Myonen, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden und deshalb den größten Teil ihres Weges im Strahl oder seiner unmittelbaren Nähe zurücklegen, besonders wichtig. Dies wird mit Hodoskopen aus szintillierenden Fasern ermöglicht, die neben einer guten Zeitauflösung bei hoher Nachweiseffizienz gleichzeitig eine hohe Ratenbelastbarkeit gewährleisten. Der erste Teil dieser Arbeit bestand in der Verbesserung der Zeitkalibration dieser Faserhodoskope.

Kapitel 2 gibt zunächst einen Überblick über den theoretischen Hintergrund.

Der Aufbau des COMPASS-Experiments mit Einzelheiten zu Strahl, Target, Detektoren, Trigger und Datenauslese wird allgemein in *Kapitel 3* vorgestellt.

Die Anforderungen an die Hodoskope aus szintillierenden Fasern im Detail sind in *Kapitel 4* zu finden. Es folgt eine Beschreibung von Aufbau und grundlegenden Eigenschaften sowie der Auslese mit Hilfe von Photomultipliern.

In *Kapitel 5* werden die Zeitkalibrationen der Faserhodoskope erläutert. Um Laufzeitunterschiede zwischen einzelnen Kanälen zu beseitigen wird eine sog. T_0 -Kalibration durchgeführt. Es hat sich dabei gezeigt, dass zwischen den Kanälen einer Detektorebene bei den Zeitwerten eine „modulo-vier“-periodische Struktur auftritt. Um diese auszugleichen, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine weitere Kalibration vorgenommen. Nach dieser zweiten Eichung wurde die Stabilität der Zeitwerte für die Messperioden der Jahre 2003 und 2004 erneut überprüft.

Um bei der Analyse der transversalen Quarkspinverteilung, die von der Erlanger Arbeitsgruppe durchgeführt wird, verfälschende Effekte zu vermeiden, ist eine Überprüfung der Datenqualität erforderlich. Diese sog. „Quality Checks“ stellen den zweiten Teil dieser Arbeit dar und werden in *Kapitel 6* beschrieben. Hierbei wurde eine Überprüfung der Detektorprofile durchgeführt sowie die Rekonstruktionsstabilität anhand verschiedener Parameter wie z.B. der Anzahl der Vertizes oder der Spuren kontrolliert. Zudem wurde mit der Extraktion der Masse der K_0 -Teilchen aus den produzierten Daten eine bekannte physikalische Größe erzeugt und schließlich die kinematische Stabilität anhand verschiedener Variablen überprüft.

In *Kapitel 7* beschließt eine Zusammenfassung die vorliegende Arbeit.

Die Aktivitäten im Bereich der Faserhodoskope bei COMPASS finden in enger Zusammenarbeit der Arbeitsgruppe um Prof. Eyrich vom Physikalischen Institut der Friedrich-

Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg und Prof. Bisplinghoff vom Helmholtz Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn statt. Die Transversity-Analyse erfolgt in Zusammenarbeit dieser beiden Arbeitsgruppen sowie derjenigen von Prof. Bradamante vom Istituto Nazionale della Fisica Nucleare und der Università degli Studi di Trieste (Italien).

Kapitel 2

Theoretischer Hintergrund

2.1 Tiefinelastische Streuung

Bei der tiefinelastischen Streuung eines Leptons an einem Nukleon wird das einlaufende Lepton mit Viererimpuls $k = (E, \vec{p})$, Spin \vec{s} und Masse m_l unter Abgabe eines virtuellen Photons γ^* um den Winkel Θ an einem Quark des Nukleons gestreut. Der Viererimpuls des Nukleons im Laborsystem wird mit $P = (M, \vec{0})$, sein Spin mit \vec{S} und seine Masse mit M bezeichnet. Der Photonenviererimpuls beträgt $q = k - k'$; der Viererimpuls des Leptons nach der Streuung $k' = (E', \vec{p}')$. Entsprechend gilt

$$\vec{l}(k, \vec{s}) + \vec{N}(P, \vec{S}) \rightarrow \vec{l}'(k', \vec{s}') + X \quad (2.1)$$

Wenn der zunächst unbekannte hadronische Endzustand X eine Masse W hat, die größer als die Nukleonresonanzen ist, spricht man von tiefinelastischer Streuung (DIS)¹ (Abb. 2.1). Wird dabei nur das gestreute Lepton nachgewiesen, handelt es sich um eine sog. inklusive Messung. Bei Nachweis des gestreuten Leptons sowie mindestens eines Hadrons aus dem Endzustand X nennt man die Messung semi-inklusive. Eine exklusive Messung liegt dann vor, wenn der hadronische Endzustand vollständig rekonstruiert wird.

Für die tiefinelastische Streuung werden folgende lorentzinvariante Größen definiert [PDG04, HM84]:

$$Q^2 := -q^2 = -(k - k')^2 \stackrel{lab}{=} -2(m_l^2 - EE' + pp' \cdot \cos \Theta) \approx 4 EE' \cdot \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (2.2)$$

$$P \cdot q \stackrel{lab}{=} M(E - E') := M\nu \quad (2.3)$$

$$P \cdot k \stackrel{lab}{=} M \cdot E \quad (2.4)$$

Q^2 ist damit das Quadrat des negativen quadratischen Viererimpulses des virtuellen Photons und ν die Energie des Photons.

¹Deep Inelastic Scattering

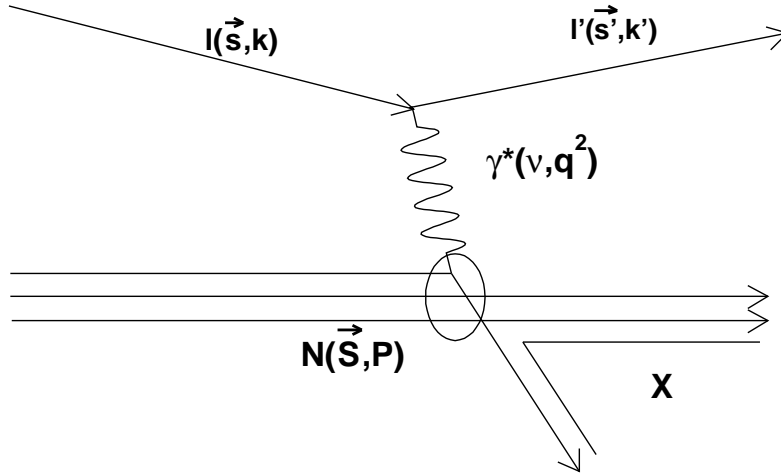


Abbildung 2.1: Tiefinelastische Streuung eines Leptons l mit Spin \vec{s} und Viererimpuls k an einem Nukleon N mit Spin \vec{S} und Viererimpuls P unter Austausch eines virtuellen Photons γ^* mit Energie ν und Viererimpuls q^2 . Es entsteht ein zunächst unbekannter hadronischer Endzustand X .

Es werden zudem zwei dimensionslose Skalenvariablen x und y definiert:

$$x = -\frac{q^2}{2P \cdot q} \stackrel{lab}{=} \frac{Q^2}{2M \cdot \nu}; \quad 0 \leq x \leq 1 \quad (2.5)$$

$$y = -\frac{P \cdot q}{P \cdot k} \stackrel{lab}{=} \frac{\nu}{E}; \quad 0 \leq y \leq 1 \quad (2.6)$$

Die Variable x bzw. x_{bjork} wird als Björkenske Skalenvariable bezeichnet und ist ein Maß für die Elastizität des Streuprozesses. Die Größe y gibt den relativen Energieübertrag durch das ausgetauschte virtuelle Photon wieder.

Weiterhin sind die invariante Masse W des hadronischen Endzustands sowie die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} von Bedeutung:

$$W^2 = (P + q)^2 = \frac{1-x}{x} Q^2 + M^2 \quad (2.7)$$

$$s = (P + k)^2 = \frac{Q^2}{xy} + M^2 \quad (2.8)$$

2.2 Wirkungsquerschnitte und deren Asymmetrien

Der differentielle Wirkungsquerschnitt des im letzten Kapitel beschriebenen tiefinelastischen Streuprozesses setzt sich aus einem spinunabhängigen und einem spinabhängigen Teil zusammen. Letzterer ist weiter zerlegbar, zum einen in den Fall, dass der Targetspin \vec{S} parallel bzw. antiparallel zum Leptonenspin \vec{s} steht, zum anderen, dass er senkrecht zu diesem ist:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dy d\varphi} = \frac{d^3\bar{\sigma}}{dx dy d\varphi} - H_l \cos \beta \frac{d^3\sigma_{\parallel}}{dx dy d\varphi} - H_l \sin \beta \cos \varphi \frac{d^3\sigma_{\perp}}{dx dy d\varphi} \quad (2.9)$$

Hierbei steht $d\bar{\sigma}$ für den unpolarisierten Fall, $d\sigma_{\parallel}$ für den Wirkungsquerschnitt bei paralleler oder antiparalleler Targetpolarisation und $d\sigma_{\perp}$ für den Wirkungsquerschnitt bei einem senkrecht zum Leptonenspin polarisierten Target. $H_l = \pm 1$ bezeichnet die Helizität des Leptonenstrahls; zur Definition der Winkel φ und β siehe Abb. 2.2.

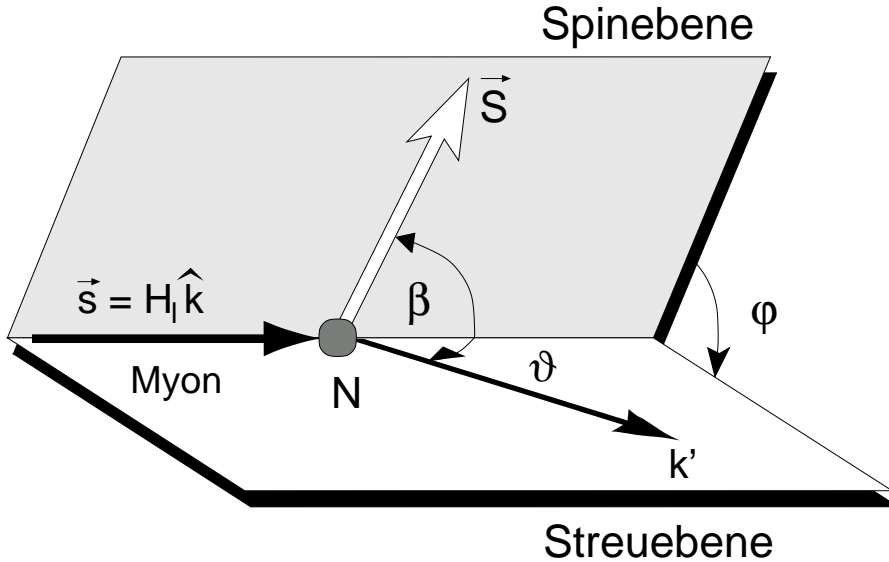


Abbildung 2.2: Darstellung zur Definition der Winkel ϑ , β und φ . Die Streuebene wird durch die Impulsvektoren des ein- bzw. auslaufenden Leptons definiert, die Spinebene durch die Spinvektoren von Lepton und Nukleon.

Diese Wirkungsquerschnitte hängen wiederum von den Strukturfunktionen der Nukleonen $F_1(x, Q^2)$, $F_2(x, Q^2)$, $g_1(x, Q^2)$, $g_2(x, Q^2)$ ab, die Informationen über die Nukleonstruktur liefern.

Da Polarisierungseffekte nur mit einem hohen unpolarisierten Untergrund zu beobachten sind, werden zur Vermeidung systematischer Fehler in der Praxis Wirkungsquerschnitts-asymmetrien gemessen. Diese sind für longitudinale bzw. transversale Targetpolarisation folgendermaßen definiert [Mal96]:

$$A_{\parallel}(x, Q^2) = \frac{d\sigma_{\parallel}^{\leftarrow\rightarrow} - d\sigma_{\parallel}^{\leftarrow\leftarrow}}{d\sigma_{\parallel}^{\leftarrow\rightarrow} + d\sigma_{\parallel}^{\leftarrow\leftarrow}} \quad (2.10)$$

$$A_{\perp}(x, Q^2) = \frac{1}{\cos \varphi} \cdot \frac{d\sigma_{\perp}^{\leftarrow\uparrow} - d\sigma_{\perp}^{\leftarrow\downarrow}}{d\sigma_{\perp}^{\leftarrow\uparrow} + d\sigma_{\perp}^{\leftarrow\downarrow}} \quad (2.11)$$

Die Strahlpolarisation wird dabei durch \leftarrow und die Targetpolarisation durch \Leftarrow angegeben.

2.3 Strukturfunktionen im Quark-Parton-Modell

Nach dem Quark-Parton-Modell (QPM) setzt sich das Nukleon aus punktförmigen masselosen Teilchen, den sog. Partonen, mit Spin 1/2 zusammen [Bio69]. Im sog. Björken-Limit ($\nu, Q^2 \rightarrow \infty, x$ fest) können die Partonen als quasifrei betrachtet werden, d.h. dass sie annähernd keine Wechselwirkung untereinander haben. Unter diesen Voraussetzungen entspricht die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung einer elastischen Streuung an Partonen. Heute identifiziert man die Partonen mit den von Gell-Mann und Zweig postulierten Quarks² [GM64, Zwe64]. Da das QPM für ein schnell bewegtes Bezugssystem gilt, sind die transversalen Impulse sowie die Ruhemassen der Quarks zu vernachlässigen. In diesem Modell ist die Björkensche Skalenvariable x gleich dem Anteil des Nukleonimpulses, den das Quark vor dem Streuprozess besitzt.

Für den Fall der unpolarisierten Streuung sind die Nukleonstrukturfunktionen im QPM durch folgende Ausdrücke gegeben:

$$F_1(x) = 1/2 \sum_i e_i^2 (q_i^+(x) + q_i^-(x)) = 1/2 \sum_i e_i^2 q_i(x) \quad (2.12)$$

$$F_2(x) = x \sum_i e_i^2 (q_i^+(x) + q_i^-(x)) = x \sum_i e_i^2 q_i(x) \quad (2.13)$$

Dabei wird über alle drei Quark-Flavors i summiert. Die Quarkverteilungsfunktionen $q_i^{\lambda}(x)$ mit $\lambda = \pm$ sind als die Summe der Quarks und Antiquarks eines Flavors, deren Spin parallel (+) bzw. antiparallel (-) zum Spin des Nukleons ausgerichtet ist, definiert. e_i entspricht der Ladung des Quarks bzw. Antiquarks mit Flavor i .

Bei der polarisierten Streuung liegt folgende Situation vor: Im naiven QPM wird angenommen, dass Quarkspins transversal zum Nukleonenspin nicht auftreten. Es muss dann zwischen zwei Fällen unterschieden werden: Zum einen kann der Spin des Nukleons und damit auch der Spin der Quarks longitudinal in Bezug auf den Leptonenspin sein. Die Nukleonstrukturfunktionen sehen dann folgendermaßen aus:

$$g_1(x) = 1/2 \sum_i e_i^2 (q_i^+(x) - q_i^-(x)) = 1/2 \sum_i e_i^2 \Delta q_i(x) \quad (2.14)$$

$$g_2(x) = 0 \quad (2.15)$$

²Der Name Quark stammt aus dem Roman „Finnegans Wake“ von James Joyce, genauer aus dem Satz: „Three quarks for Muster Mark“.

Die Strukturfunktion g_2 ist im naiven QPM nicht definiert, da eine Quarkpolarisation transversal zu der des Nukleons ausgeschlossen wurde.

Zum anderen tritt der Fall auf, dass der Nukleonspin und damit die Quarkspins transversal in Bezug auf den Leptonspin ausgerichtet ist. Bei den Quarkverteilungsfunktionen werden hierfür die Symbole \uparrow bzw. \downarrow für Quarkspins parallel bzw. antiparallel zum Nukleonspin verwendet. Analog zu g_1 ergibt sich:

$$h_1(x) = 1/2 \sum_i e_i^2 (q_i^\uparrow(x) - q_i^\downarrow(x)) = 1/2 \sum_i e_i^2 \Delta_T q_i(x) \quad (2.16)$$

Die Größen $\Delta_T q_i(x)$ entsprechen den transversal polarisierten Quarkverteilungsfunktionen, den sog. *Transversity*-Verteilungen.

Die Lepton-Nukleon-Asymmetrie kann für die transversale Quark- und Nukleonpolarisation folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$A_{\perp}^{N \rightarrow \nu X} = D \frac{h_1(x)}{F_1(x)} = D \frac{\sum_i e_i^2 \Delta_T q_i(x)}{\sum_i e_i^2 q_i(x)} \quad (2.17)$$

Hierbei muss der Depolarisationsfaktor D berücksichtigt werden, der den Anteil des Leptonspins angibt, der an das virtuelle Photon übertragen wird:

$$D \approx \frac{y(2-y)}{y^2 + 2(1+R)(1-y)} \quad (2.18)$$

$R = \sigma_L/\sigma_T$ gibt das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Absorption eines longitudinal und eines transversal polarisierten Photons wieder.

2.4 Zugang zu den transversalen Quarkspinverteilungen bei COMPASS

Bei der semi-inklusiven Streuung eines Leptons an einem Nukleon (wie bei COMPASS) entstehen aus dem vom virtuellen Photon getroffenen Quark neue Hadronen. Dieser Vorgang wird als Fragmentation bezeichnet. Zur Erläuterung siehe Abb. 2.3.

Experimentellen Zugang zur transversalen Quarkspinverteilung gibt z.B. der sog. Collins-Effekt [Col93, CHL94]. Ausgangspunkt ist hierbei das Auftreten von Einzelspinasymmetrien bei Wirkungsquerschnitten bei einem transversal polarisierten Target. Der von J. Collins vorgeschlagene Effekt erklärt diese mit der Fragmentation polarisierter Quarks mit nicht-verschwindendem transversalem Impuls in ein Hadron mit undefinierter Polarisation. Für die gemessene Einzelspinasymmetrie gilt für diesen Fall:

$$A_N \propto \Delta_T q_i(x) H_1^\perp(z, \vec{k}_\perp^2) \quad (2.19)$$

$H_1^\perp(z, \vec{k}_\perp^2)$ ist die sog. Collins-Fragmentationsfunktion. Allgemein gibt eine Fragmentationsfunktion $D_{h/q}$ die Anzahl der Hadronen vom Typ h an, die bei der Fragmentation eines

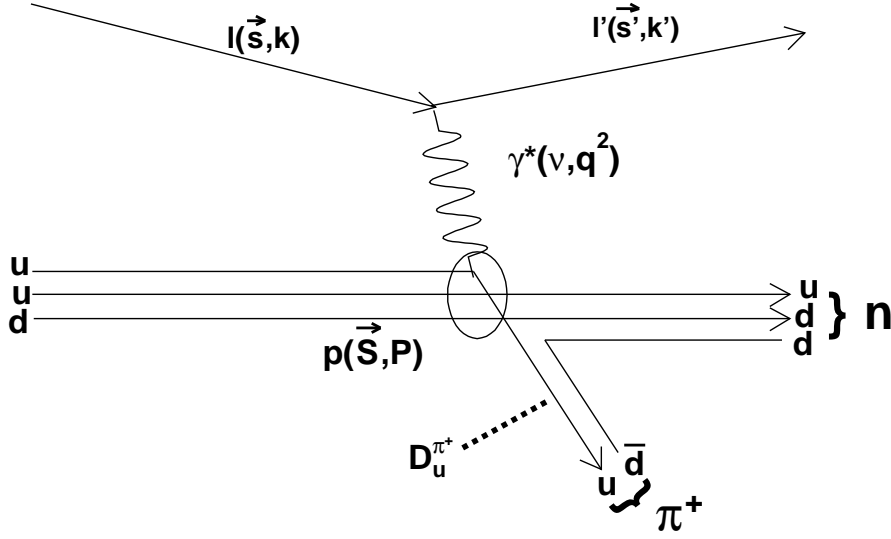


Abbildung 2.3: Schemaskizze eines semi-inklusiven tiefinelastischen Streueignisses. Das virtuelle Photon γ^* koppelt hier an ein u -Quark in einem Proton (uud). Durch Erzeugung eines $d\bar{d}$ -Quark-Antiquark-Paares entsteht ein positives Pion π^+ sowie ein Neutron (udd). Letzteres kann anschließend weiter fragmentieren.

Quarks mit Flavor q entsteht. Die Symbole bei der Collins-Fragmentationsfunktion stehen für die Fragmentation eines transversal polarisierten Quarks (H), für das Vorhandensein transversaler Impulskomponenten der Quarks im Nukleon (\perp) sowie für den sog. twist der Funktion (1: Symbol für leading twist; bedeutet, dass ein Effekt in führender Ordnung auftritt) [MT96].

Da für die Untersuchung des Collins-Effekts zumindest ein Teil des hadronischen Endzustands nachgewiesen werden muss, werden hierzu bei COMPASS semi-inklusive Streueignisse der Form

$$\vec{l}(k, \vec{s}) + \vec{N}(P, \vec{S}) \rightarrow \vec{l}'(k', \vec{s}') + \vec{h}(P_h) + X \quad (2.20)$$

beobachtet. P_h ist dabei der Impuls des aus einem transversal polarisierten Quark entstehenden Hadrons.

Mit \uparrow bzw. \downarrow für die Richtung und \vec{S}_\perp für den Betrag der Targetpolarisation ergibt sich die transversale Einzelspinasymmetrie der Wirkungsquerschnitte dann zu:

$$A_T^h := \frac{d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow}{d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow} = A_C \cdot |\vec{S}_\perp| \cdot \sin(\phi_s + \phi_h) \quad (2.21)$$

A_C ist hierbei die sog. Collins-Asymmetrie, die von der Transversity-Verteilung abhängt:

$$A_C \propto \Delta_T q_i(x) \quad (2.22)$$

ϕ_s entspricht dem azimuthalen Winkel des fragmentierenden Quarks, der gleich dem des Nukleons (ϕ_S) ist, und ϕ_h dem azimuthalen Winkel des entstehenden Hadrons mit dem größten Impulsbetrag (leading hadron). Auf weitere Einzelheiten einzugehen, soll hier verzichtet werden, da sie den Rahmen dieser Arbeit sprengen würden. Entscheidend ist, dass die Asymmetrie eine sinusförmige Abhängigkeit von der Differenz dieser Winkel hat. Bei der in der Realität gemessenen Zählratenasymmetrie A_N muss allerdings beachtet werden, dass in der Regel ein unpolarisierter Untergrund A_0 beiträgt:

$$A_N = \frac{d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow}{d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow} = A_0 \pm A_1 \sin(\phi_s + \phi_h) \quad (2.23)$$

Bei der Extraktion der Collins-Asymmetrie A_C aus der rohen Asymmetrie A_1 müssen der Depolarisationsfaktor D (Anteil des Leptonspins, der an das Photon übertragen wird) und die mittlere Polarisation des Targetmaterials $|\vec{S}_\perp|$ berücksichtigt werden:

$$A_C = \frac{A_1}{D \cdot |\vec{S}_\perp|} \quad (2.24)$$

Die mittlere Polarisation $|\vec{S}_\perp|$ ergibt sich aus dem Produkt der gemessenen Polarisation P und dem Verdünnungsfaktor (dilution factor) f , der den polarisierbaren Anteil des Targetmaterials angibt:

$$|\vec{S}_\perp| = P \cdot f \quad (2.25)$$

Kapitel 3

Das COMPASS-Experiment

Das COMPASS-Experiment ist ein Fixed Target Experiment an der M2-Beamline des Super-Proton-Synchrotrons (SPS) am CERN¹ in Genf. Für das physikalische Messprogramm steht sowohl ein Myonen- als auch ein Hadronenstrahl zur Verfügung [Col96]. Bis auf eine Testphase für den Hadronenstrahl im Jahr 2004 wurde bislang nur der Myonenstrahl verwendet, weshalb sich die Beschreibung im Folgenden auf die für den Myonenstrahl relevanten Teile des Experiments beschränkt.

3.1 Der polarisierte Myonenstrahl vom SPS

Zunächst wird ein Protonenstrahl mit ca. $3,4 \cdot 10^{13}$ Teilchen pro Zyklus und einer Energie von 26 GeV vom Proton-Synchrotron (PS) in das größere SPS (siehe Abb. 3.1) injiziert. Dort, im zweitgrößten Beschleunigerring des CERN, wird der Strahl auf 400 GeV beschleunigt, anschließend extrahiert und trifft dann als Primärstrahl auf das Produktionstarget T6. Ein SPS-Zyklus dauert dabei 16,8 s, davon sind 11,7 s Injektions- und Beschleunigungszeit und 5,1 s Extraktionszeit (Spill).

Im aus Beryllium bestehenden T6-Target, dessen Länge für die volle Strahlintensität auf 500 mm eingestellt ist [Gat], entsteht ein hadronischer Sekundärstrahl, der im wesentlichen aus Protonen, Pionen und Kaonen besteht [At80].

In der M2-Beamline werden die Hadronen dann mit einem Spektrometernmagneten nach dem Impuls vorselektiert. Der Großteil der Pionen und Kaonen zerfällt danach auf einer 600 m langen Flugstrecke in Myonen, während die übrigen Hadronen anschließend mit Beryllium-Absorber von zusammen 10 m Dicke herausgefiltert werden. Die hadronische Verunreinigung beträgt dann nur noch ca. 1 %.

Der nun vorhandene Myonenstrahl wird in der 800 m langen Strahlführungslinie mittels Magneten impulsselektiert und stellt den Tertiärstrahl dar. Die Strahlführungslinie führt zur Halle 888 der North Area des CERN-Geländes bei Preveessin (Frankreich), wo das COMPASS-Spektrometer aufgebaut ist. Bei voller Länge des T6-Targets beträgt die In-

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Europäisches Kernforschungszentrum

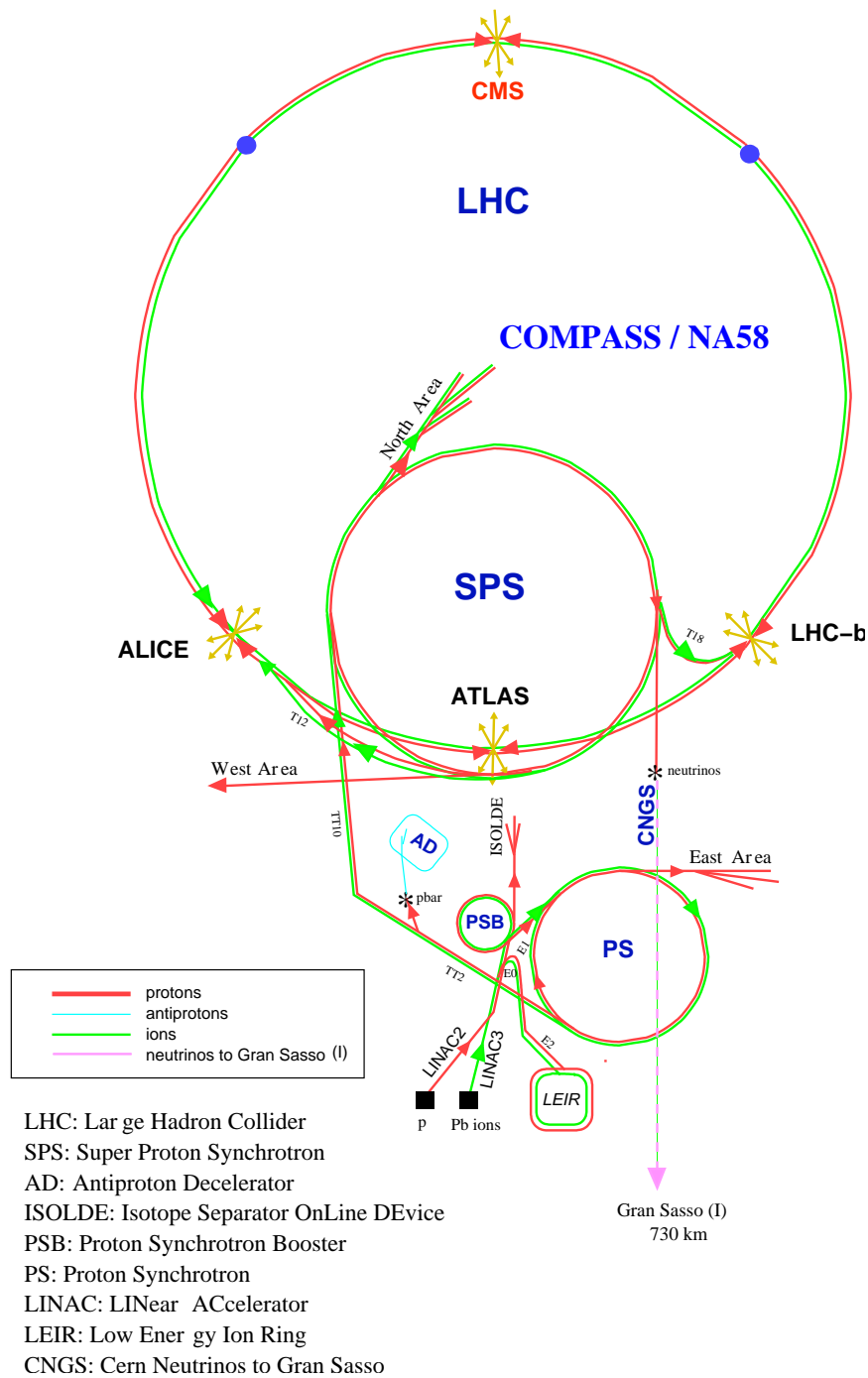


Abbildung 3.1: Die Beschleuniger des CERN in nicht maßstabsgetreuer Zeichnung [Ley]. COMPASS befindet sich in der Halle 888 der North-Area, an der M2-Beamlinie.

tensität des Tertiärstrahls ca. $2 \cdot 10^8$ Teilchen pro Spill bei einer mittleren Energie von 160 GeV pro Teilchen.

Durch den Produktionsmechanismus ergeben sich die wesentlichen Eigenschaften des Myonenstrahls.

3.1.1 Polarisation des Myonenstrahls

Beim schwachen Zerfall von Pionen und Kaonen (z.B. $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) ergibt sich durch die maximale Paritätsverletzung auf natürliche Weise eine Polarisationsrichtung der entstehenden Myonen (Abb. 3.2).

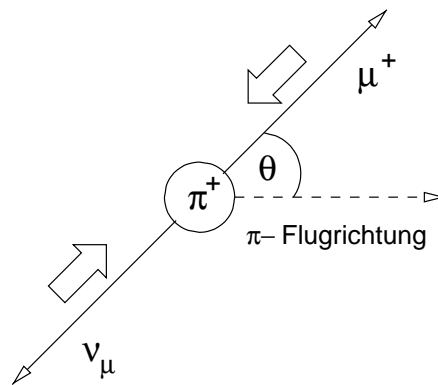


Abbildung 3.2: Schwacher Zerfall eines Pions unter maximaler Paritätsverletzung in seinem Ruhesystem.

Als pseudoskalares Meson hat das Pion den totalen Drehimpuls Null, weshalb die Spins der erzeugten Leptonen aufgrund der Drehimpulserhaltung entgegengesetzt gerichtet sein müssen. Die Helizität der Neutrinos beträgt stets $H(\nu) = -1$ (Linkshändigkeit), Spin und Impuls sind also antiparallel. Damit sind Spin und Impuls des Myons ebenfalls antiparallel [Bac61, Gar57, PoRi04]. Im Ruhesystem wird das Myon isotrop abgestrahlt und besitzt daher in Flugrichtung eine transversale und eine longitudinale Impulskomponente, gegeben durch:

$$p_{\mu||} = |\mathbf{p}_\mu| \cos\theta \quad \text{und} \quad p_{\mu\perp} = |\mathbf{p}_\mu| \sin\theta \quad (3.1)$$

Aufgrund des großen Schwerpunktimpulses ergibt sich dann für die Myonen im Laborsystem eine große mittlere Polarisation von [Do94]:

$$P_\mu = -0,75 \pm 0,04 \quad (3.2)$$

3.1.2 Strahlprofil und Strahlimpuls

Die Verteilung des Strahls ist senkrecht zur Flugrichtung gaußförmig und von einem deutlichen Strahlhalo umgeben (siehe Abb. 3.3).

Zur Impulsbestimmung der einlaufenden Myonen – vor dem Erreichen des Targets – dient

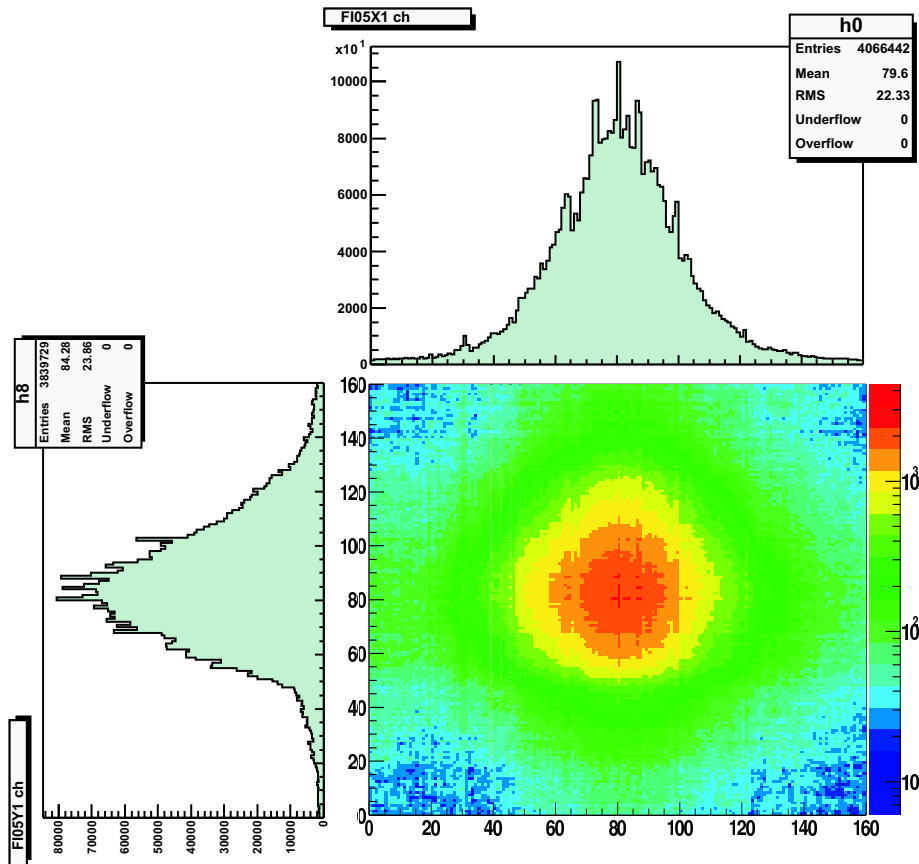


Abbildung 3.3: Zweidimensionale Strahlverteilung, wie sie mit der Detektorstation FI05, einem Hodoskop aus szintillierenden Fasern, im Abstand von 5,50 m nach dem COMPASS-Target gemessen wurde [Teu03]. Die angetragenen Werte sind die Zahl der Ereignisse (nach oben bei den eindimensionalen Histogrammen) gegen die Detektorkanäle (nach rechts bei den eindimensionalen Histogrammen).

die Beam-Momentum-Station (BMS) zusammen mit zwei Faserhodoskopen vor dem Target. Die BMS ist aus vier Plastikszintillatorhodoskopen aufgebaut, von denen sich je zwei vor und zwei nach den Umlenkmagneten befinden, mit denen anhand der Bahnkrümmung im Magnetfeld der Impuls der Myonen mit einer Genauigkeit von ca. 0,5 % ermittelt wird.

3.2 Das polarisierte Target

Um Zugang zu allen Termen des DIS-Wirkungsquerschnitts zu erhalten (vgl. Kapitel 2.2), sind bei COMPASS Strahl und Target polarisiert. Vorgesehen ist die Verwendung zweier verschiedener Festkörpertargets, einem Deuterium-Target aus Ammoniak NH_3 und einem Proton-Target aus Lithium-Deuterid ${}^6\text{LiD}$. Für das Myon-Programm wurde bislang nur das Deuterium-Target verwendet. Es ist allerdings geplant, für Transversity-Messungen auch das Proton-Target zu nutzen.

Das COMPASS-Target besteht aus zwei zylinderförmigen Targetzellen, jeweils mit einem Radius von 15 mm und einer Länge von 600 mm (siehe Abb. 3.4). Die Zellen sind entgegengesetzt polarisiert, um sog. apparative Asymmetrien aufgrund unterschiedlicher Akzeptanz und Materialbelegung bei der Analyse zu minimieren. Dazu wird im longitudinalen Modus bei Umkehr der Polarisation nach je ca. acht Stunden die eine Zelle parallel zur Impulsrichtung des Strahls und die andere antiparallel dazu polarisiert.

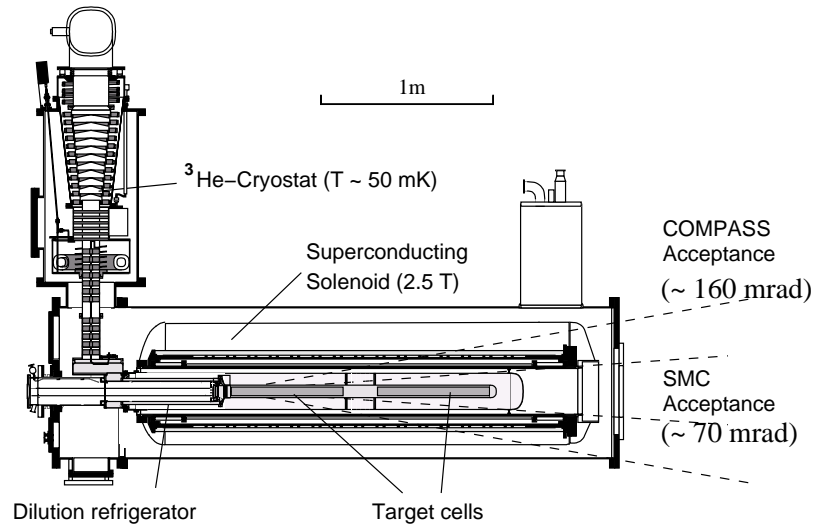


Abbildung 3.4: Querschnittsansicht des polarisierten COMPASS-Targets.

Ein supraleitender Solenoid erzeugt um die Targetzellen ein homogenes Magnetfeld, dessen Feldstärke im longitudinalen Modus 2,5 T beträgt. Da die Polarisation nach dem Curie'schen Gesetz erfolgt, ist für einen hohen Polarisationsgrad neben dem starken Magnetfeld eine niedrige Temperatur von 50 mK notwendig:

$$P = \tanh\left(\frac{\mu B}{k_B T}\right) \quad (3.3)$$

Dabei ist μ das magnetische Moment der Targetteilchen und k_B die Boltzmann-Konstante. Für die Polarisation wird das Konzept der Dynamischen Kernpolarisation (DNP) [Abr78] verwendet. Die Abkühlung erfolgt mit einer Verdünnungskältemaschine. Auf diese Weise wird eine Targetpolarisation von $P_T \approx 0,5$ erreicht.

Bei den bis 2004 durchgeführten Messungen wurde der Magnet des COMPASS-Vorgängerexperimentes SMC mit einer Akzeptanz von ± 70 mrad verwendet. Ab 2006 wird erstmals der neue COMPASS-Magnet mit einem Öffnungswinkel von ± 160 mrad zur Verfügung stehen [Kyy95, Ad99, Koi00].

Im transversalen Modus kann bei COMPASS ein zur Strahlrichtung senkrecht Dipolmagnetfeld von 0,5 T eingeschaltet werden, wodurch die Targetnukleonen auch transversal polarisiert werden können. Auch im transversalen Fall ergibt sich eine Polarisation von $P_T \approx 0,5$.

3.3 Die Detektoren des COMPASS-Experiments

Das COMPASS-Spektrometer (Abb. 3.5) ist zweistufig aufgebaut, wobei die erste Stufe des Detektors zum Nachweis von Teilchen mit kleinen Impulsen und daher großen Ablenkwinkeln, die zweite dagegen zum Nachweis von Teilchen mit großen Impulsen und geringen Ablenkwinkeln dient [Mal04, Col96]. Beide Stufen enthalten je einen Spektromettermagneten, SM1 (erste Stufe) bzw. SM2 (zweite Stufe), sowie mehrere Detektorstationen zur Spurrekonstruktion. Die Magneten mit einer integrierten Feldstärke $\int Bdl$ von 1,0 Tm (SM1) bzw. 4,4 Tm (SM2) werden zur Ermittlung der Impulse eingesetzt.

Die Spurdetektoren der beiden Stufen unterteilen sich wiederum in diejenigen für den sehr kleinen und kleinen Streuwinkelbereich (VSAT = Very Small Angle Tracker bzw. SAT = Small Angle Tracker) und in die für die großen Winkel (LAT = Large Angle Tracker). Zu den VSAT zählen die Detektoren aus szintillierenden Fasern sowie die Silizium-Mikrostreifendetektoren, als SAT werden Micromegas und Gas-Electron-Multiplier verwendet und zu den LAT werden die Vieldrahtproportionalkammern, die Driftkammern und die Driftröhrchenkammern (Straw-Kammern) gerechnet (Erklärung der einzelnen Detektortypen s.u.). Die meisten Detektoren, die symmetrisch um den Strahl platziert sind, haben aufgrund der sehr hohen Ratenbelastung im Strahlbereich ein Loch bzw. sind dort deaktiviert.

Die Identifikation der Teilchen erfolgt über weitere Detektoren: einen RICH (**R**ing **I**maging **C**herenkov), mehrere Kalorimeter und Myonenfilter.

Eine Übersicht über die verschiedenen Detektoren erfolgt auf den nächsten Seiten.

3.3.1 Detektoren zur Spurrekonstruktion

Die Aufgabe der Spurrekonstruktionsdetektoren ist es, die Trajektorien der gestreuten Teilchen mittels der Ermittlung der Orts- und Zeitkoordinaten zu bestimmen.

Hodoskope aus szintillierenden Fasern (SciFis): Die Faserhodoskope dienen zur Spurrekonstruktion im Kernbereich der Myonenstrahlen. Sie werden in Kapitel 4 beschrieben.

Silizium-Mikrostreifendetektoren: Diese Detektoren bestehen aus zwei Ebenen mit je zwei Lagen. Die Streifen der Ebenen sind dabei gegeneinander um 90° verdreht. Sie befinden sich in der unmittelbaren Umgebung des Targets. Die Detektorebenen bestehen aus eng zusammenliegenden Streifen mit $15 \mu\text{m}$ Abstand bei einer Breite von $50 \mu\text{m}$. Entsprechend wird eine sehr gute Ortsauflösung sowie eine Zeitauflösung von $\sigma_t \approx 5 \text{ ns}$ erzielt [Wag01].

Micromega-Detektoren: Micromega bedeutet Micromesh Gaseous Detector. Die gasgefüllten Detektoren werden durch ein Mikrogitter in einen 3 mm dicken Konversionsbereich und einen 0,1 mm dicken Verstärkungsbereich unterteilt (siehe Abb. 3.6).

Ein einfallendes Teilchen erzeugt im Konversionsbereich Elektron-Ionen-Paare, die durch

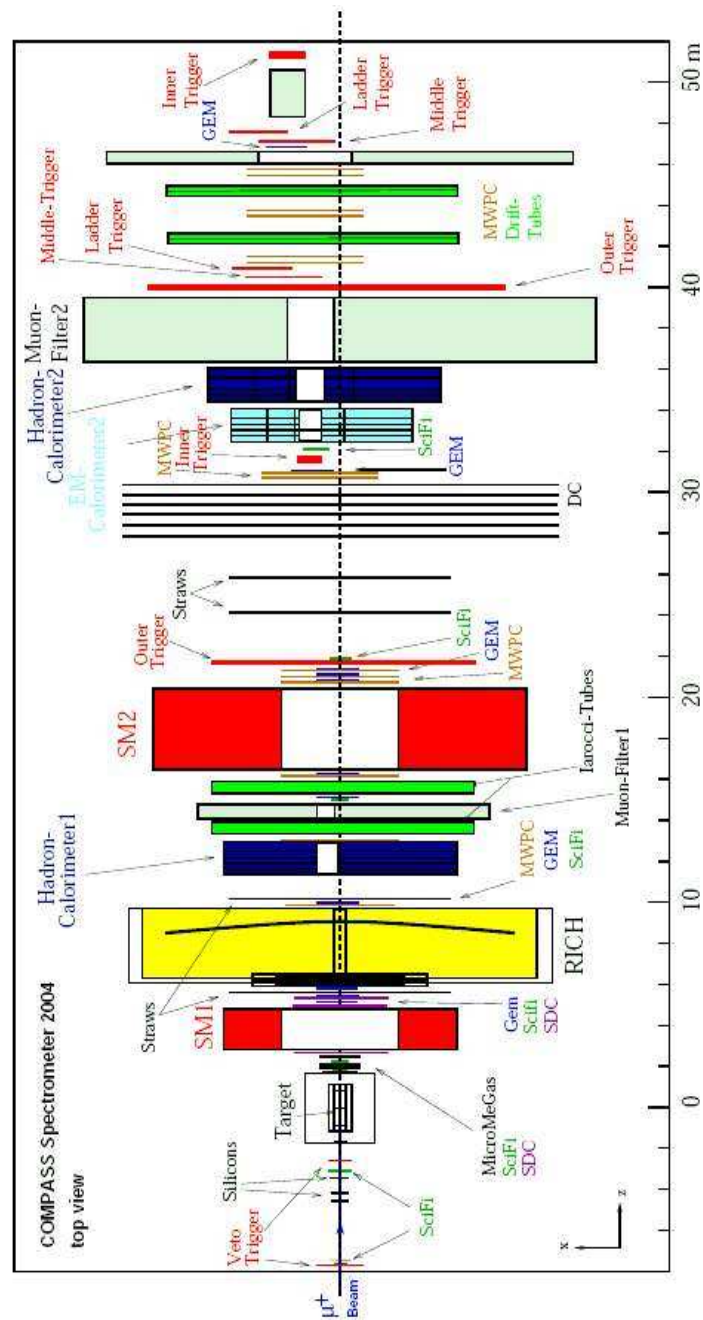


Abbildung 3.5: Spektrometer in der Strahlzeit 2004. In der Zeichnung wird das COMPASS-Koordinatensystem verwendet. Hierbei geht z in Strahlrichtung, x ist die dazu senkrechte Koordinate und y senkrecht aus der Zeichenebene heraus gerichtet.

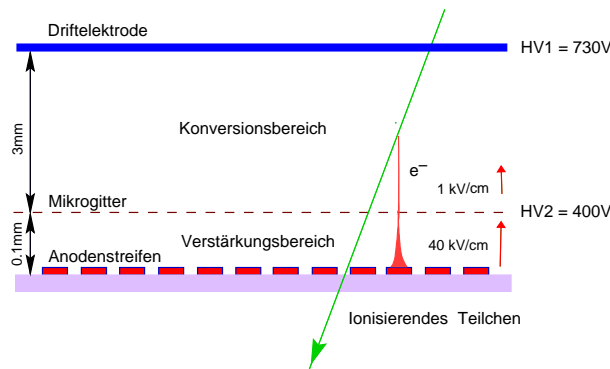


Abbildung 3.6: Schemaskizze eines Micromegas-Detektors.

das elektrische Feld getrennt werden. Die Elektronen werden dabei in Richtung Anode beschleunigt, worauf im Verstärkungsbereich eine Elektronenlawine gebildet wird, was schließlich auf den Anodenstreifen zu einem messbaren Signal führt. Es sind Ortsauflösungen bis zu $50 \mu\text{m}$ möglich [Kun01a, Kun01b, Mag02].

GEM-Detektoren: Die **G**as **E**lectron **M**ultiplier (GEMs) sind den Micromegas sehr ähnlich, allerdings befinden sich in diesen gasgefüllten Detektoren statt einem Mikrogitter bis zu drei GEM-Folien, zwischen denen eine Spannung angelegt ist. Die Folien bestehen aus Kapton und sind mit Löchern versehen. Wie bei den Micromegas erreicht die Elektronenlawine die Anode und wird dort in ein auslesbares Signal umgewandelt. Die Ortsauflösung beträgt $60 \mu\text{m}$, die Zeitauflösung ca. 15 ns [Sau01, Sau02].

Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs): Die MWPCs (**M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hambers) sind ebenfalls gasgefüllte Detektoren, bei denen die Signale durch Lawinenbildung erzeugt werden. Zwischen zwei Kathodenebenen befinden sich Anodendrähte, an denen die Elektronenlawine zu einem messbaren Signal führt. Es wird eine Ortsauflösung von etwa $700 \mu\text{m}$ erreicht.

Driftkammern: Bei den Driftkammern wird die Ortskoordinate des Teilchens ermittelt, indem die Zeit zwischen dem Durchgang des Teilchens und dem Auftreffen am Anodendraht gemessen wird. Beim COMPASS-Experiment gibt es zum einen drei sog. „Saclay“-Driftkammern (Ortsauflösung ca. $175 \mu\text{m}$), zum anderen vier sog. W4-5-Driftkammern (Ortsauflösung ca. 2 mm).

Straw-Kammern: Die Driftröhrchenkammern (Straw-Kammern) haben die gleiche Funktionsweise wie die Driftkammern. Sie unterscheiden sich von diesen dadurch, dass sich hier die Anodendrähte einzeln in gasgefüllten Röhren aus graphitbeschichteter Kaptonfolie befinden. Die Straws weisen Ortsauflösungen von einigen hundert Mikrometern auf [Byc02].

3.3.2 Teilchenidentifizierende Detektoren und Kalorimeter

Zur Identifikation der Teilchen und deren Energiemessung werden die im Folgenden beschriebenen Detektoren eingesetzt.

RICH-Detektor: Um aus den mit Hilfe der Spektrometern magneten bestimmten Impulsen die Masse der Teilchen und somit die Teilchenart zu ermitteln, benötigt man noch die Geschwindigkeit. Diese Messung geschieht mit dem RICH²-Detektor. Diesem liegt das Prinzip zugrunde, dass ein geladenes Teilchen, das sich mit einer höheren Geschwindigkeit als das Licht in diesem Medium bewegt, beim Durchflug charakteristische Strahlung emittiert, das Čerenkov-Licht, das kegelförmig symmetrisch zur Flugrichtung abgestrahlt wird. Der Winkel, unter dem die Photonen ausgesandt werden (Čerenkov-Winkel), berechnet sich zu

$$\theta_{\check{C}} = \cos^{-1} \left(\frac{1}{n\beta} \right) \quad (3.4)$$

Dabei ist n der Brechungsindex des Mediums (hier: C_4F_{10} mit $n = 1,00153$) und $\beta = v/c$ die Teilchengeschwindigkeit dividiert durch die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Der Strahlungs-

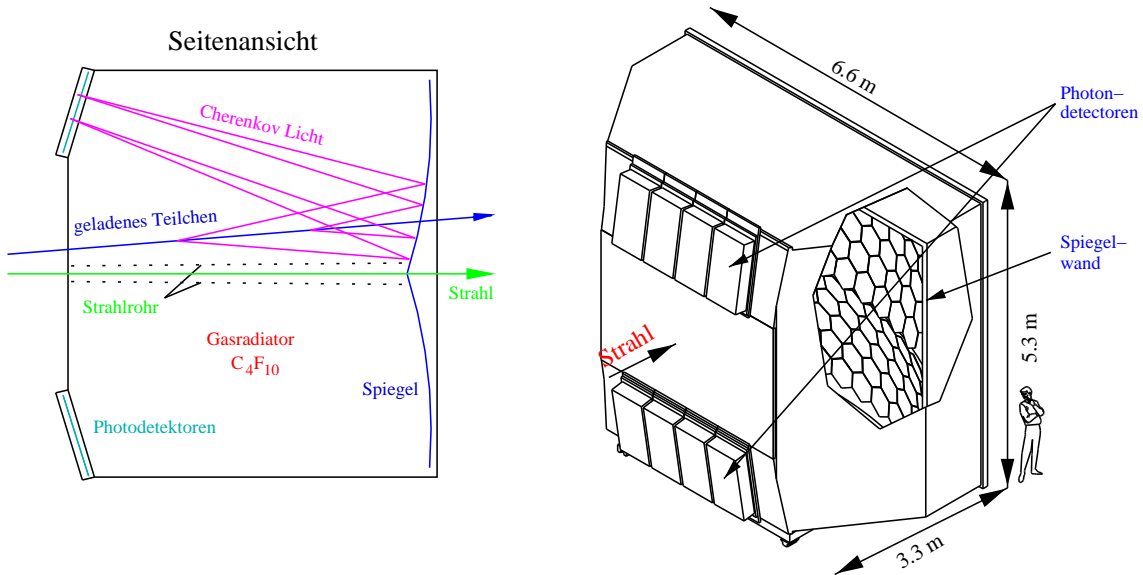


Abbildung 3.7: RICH-Detektor links in Seitenansicht und rechts in räumlicher Ansicht [Tor99, Tes02].

kegel wird über eine sphärische Spiegelwand auf die Ebene der Photodetektoren abgebildet [Tor99, Tes02], wo sich ein Kreisring ergibt (siehe Abb. 3.7), aus dessen Radius der entsprechende Čerenkov-Winkel und somit die Teilchengeschwindigkeit ermittelt werden kann.

Kalorimeter: Bei COMPASS gibt es zwei Hadronkalorimeter, die jeweils im hinteren Bereich der beiden Spektrometerstufen installiert sind. Diese sind Sampling-Kalorimeter aus

²Ring Imaging Čerenkov

sich abwechselnden Schichten von Eisen und Szintillatormaterial.

Beim Auftreffen eines Hadrons wird nun in den Eisenschichten ein Schauer von hadronischen Sekundärteilchen erzeugt, der im Kalorimeter vollständig absorbiert wird. Die Szintillatorschichten dienen zum Nachweis der deponierten Energie des Hadrons, wobei die in allen Szintillatoren zusammen nachgewiesene Lichtmenge proportional der deponierten Energie des eingetroffenen Hadrons ist [PoRi04].

Myonenidentifikation: Die gestreuten Myonen werden mit Hilfe ihrer in Relation zu Hadronen geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit nachgewiesen, wozu sich in beiden Spektrometerstufen hinter den Hadronenkalorimetern je ein Myonfilter aus Eisen bzw. Stahlbeton befindet. Diejenigen Teilchen, die die Filterwände durchdrungen haben, werden als Myonen angesehen, wobei der Nachweis durch Kunststoff-Iarocci-Röhren [Iar83] (erste Stufe) bzw. Stahldriftröhren [Ant90] (zweite Stufe) erfolgt.

3.4 Das Triggersystem

Um grob zu entscheiden, ob ein Ereignis relevante Informationen enthält und aufgezeichnet werden soll, muss ein Signal gegeben werden. Diese Aufgabe erfüllt der aus schnellen Szintillationsdetektoren bestehende Trigger, der insbesondere die gestreuten Myonen nachweist und hiermit eine Ereignisselektion vornimmt. Weitere Triggerinformation stammt aus den Hadronkalorimetern.

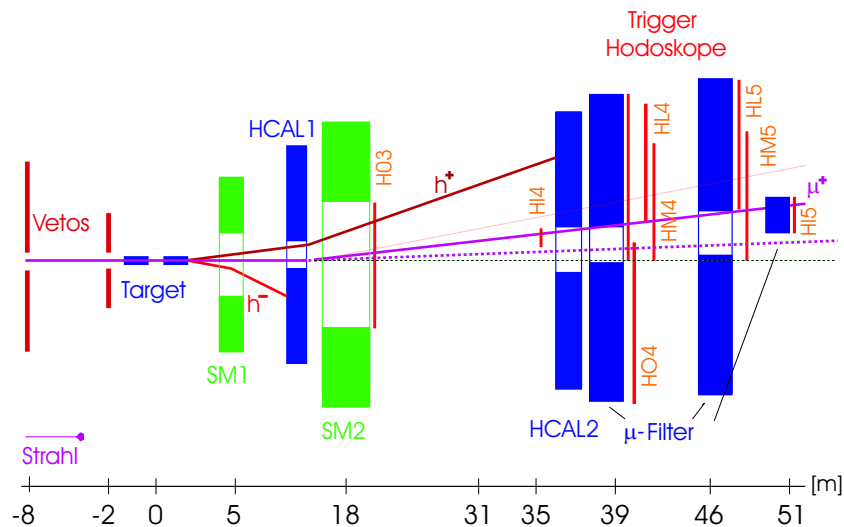


Abbildung 3.8: Aufbau des Trigger-Systems bei COMPASS. Die Magneten SM1 und SM2 trennen die Strahlmyonen (gestrichelte Linien) von den gestreuten Myonen. Das vorliegende Ereignis liefert Signale in den Triggerhodoskopen HI4, HM4 und HI5 (HI: Hodoscope Inner, HM: Hodoscope Middle, HL: Hodoscope Ladder, HO: Hodoscope Outer).

Um „echte“ Ereignisse von Halo-Myonen auszusortieren, befinden sich vor dem Target ein

Vetotrigger und zwei Faserhodoskope [Leb02].

Bei COMPASS interessiert man sich für zwei verschiedene Ereignistypen, die folglich auch vom Trigger unterschieden werden müssen: Zum einen sind dies tiefinelastische Streuergebnisse, die durch $Q^2 > 0,5 \text{ (GeV/c)}^2$ definiert sind und deren Auswahl mit Mittel- sowie Außen-Trigger erfolgt, zum anderen Photon-Gluon-Fusionsereignisse zur Bestimmung der Gluonpolarisation, die im Bereich der Ereignisse mit quasi-reellen Austauschphotonen ($Q^2 \leq 0,5 \text{ (GeV/c)}^2$) liegen. Diese werden mit Hilfe von Innen- und Leiter-Trigger erkannt [Leb02]. Die Anordnung der Trigger ist in Abb 3.8 zu sehen.

3.5 Datenauslese und -auswertung

3.5.1 Das Datenaufnahmesystem

Beim Datenauslesesystem (DAQ³) von COMPASS werden die Detektorsignale schon frühzeitig in der Nähe der Detektoren durch sog. Front-End-Karten (FE-Karten) digitalisiert (siehe Abb. 3.9) und dann an den CATCH-Modulen (COMPASS Accumulate, Transfer and Control Hardware) ausgelesen, wo die Informationen bei Vorliegen eines Triggersignals gleich zu einem „lokalen“ Ereignis verarbeitet werden (sog. Sub-Eventbuilding) [Sch99].

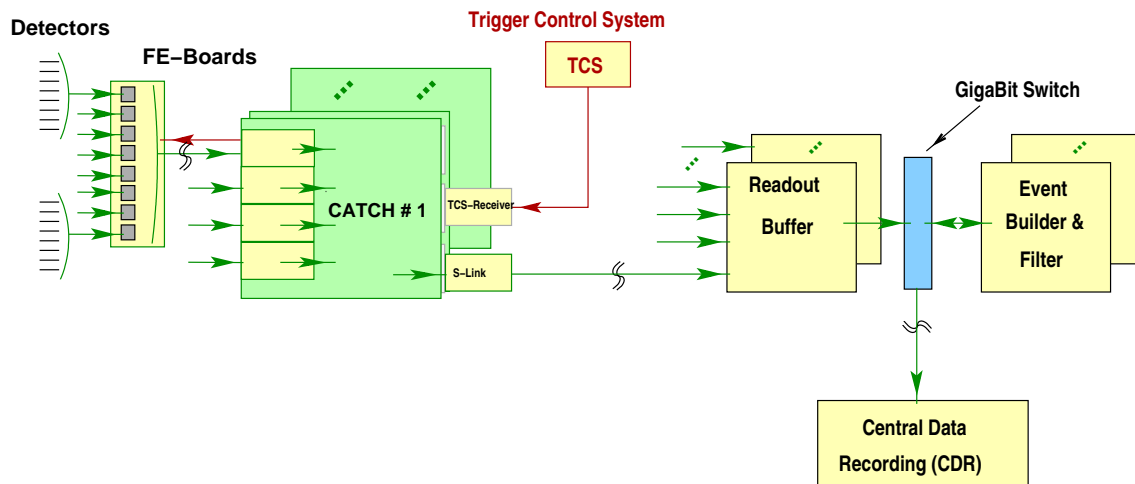


Abbildung 3.9: Datenaufnahmesystem bei COMPASS [vHo02]. Die Daten kommen von den Detektoren zu den CATCH-Modulen, von da weiter zu den Readout-Buffern und schließlich zum Rechenzentrum des CERN.

Anschließend werden sie an die Auslesepuffer ROBs (**R**ead **O**ut **B**uffers) gesendet, wo ausreichend Platz für die Zwischenspeicherung der Daten mehrerer Spills vorhanden ist. Im nächsten Schritt werden die Informationen von 12 Eventbuildern zu globalen Ereignissen verarbeitet, wobei die Daten einer gewissen Anzahl von Spills (für 2004 in der Regel je 200)

³Data Acquisition System

zu je einem Run zusammengefasst werden und schließlich auf Magnetbänder geschrieben werden.

Für die weitere Bearbeitung wichtige Parameter wie Targetpolarisation und Magnetfeldstärken sowie Sondervermerke werden in einem Online-Logbook festgehalten. Eine Prüfung der Datenqualität ist zudem bereits bei der Aufnahme mittels des Programms MurphyTV möglich, das technische Fehler weitgehend erkennt und entsprechende Fehlermeldungen produziert.

3.5.2 Datenanalyse

Der Zugriff auf die auf Band geschriebenen Daten erfolgt über das CASTOR⁴-Filesystem des CERN, das von Nutzern benötigte Dateien auf Festplatte kopiert. Vor der Analyse wird zunächst die sog. Produktion vorgenommen, wobei mit dem auf C++-basierenden Programm CORAL (**C**OMPASS **R**econstruction and **A**na**L**ysis **P**rogram) die Spuren und Vertizes rekonstruiert und die Teilchen identifiziert werden. Die Speicherung dieser Daten erfolgt dann im komprimierten mini-**D**ata-**S**Torage-Format (mDST-Format). Zudem werden auch Standard-Histogramme und Logfiles festgehalten, mit denen die Daten- und Spektrometerqualität kontrolliert wird [Web04].

Das wichtigste Instrument zur Analyse der mDST-Daten bei COMPASS ist das Programm PHAST (**P**Hysics **A**nalysis **S**oftware and **T**ools). Es liest die Informationen aus den mDSTs ein, bearbeitet sie mit ROOT-Routinen [Bru01] und gibt sie in Form von ROOT-trees wieder aus.

⁴CERN **A**dvanced **S**TORage

Kapitel 4

Konzept und Aufbau der Faserhodoskope

Wichtigstes Instrument für die Spurrekonstruktion im Strahlbereich bei COMPASS sind Hodoskope aus szintillierenden Fasern (SciFis), die sich durch hervorragende Zeitauflösung und hohe Ratenverträglichkeit auszeichnen.

Im COMPASS-Spektrometer sind insgesamt acht Stationen aus szintillierenden Fasern vorhanden, von denen FI01¹ bis FI04 von einer Arbeitsgruppe der Universität Nagoya (Japan) und FI05 bis FI08 gemeinsam von den Gruppen in Erlangen und Bonn gebaut wurden. Insbesondere letztere Stationen werden in diesem Kapitel in Konzept und Aufbau beschrieben.

4.1 Anforderungen an die Faserhodoskope

Da die SciFi-Stationen den Strahlbereich abdecken, stellen sich für diese Hodoskope erhöhte Anforderungen, wobei folgende Aspekte zu beachten sind:

Strahlenbelastung: In einem SPS-Spill von 5,1 s Dauer sowie vorheriger Injektions- und Beschleunigungszeit von 11,7 s treffen $2 \cdot 10^8$ Myonen auf das Target, was bei einer Strahlzeit von 100 Tagen zu einer Strahlungsdosis von ca. 31 kGy führt, die von den SciFis ohne Verschlechterung der Eigenschaften „ausgehalten“ werden muss.

Zeitauflösung: Der mittlere zeitliche Abstand zweier Ereignisse beträgt ungefähr 12 ns, weshalb zur Unterscheidung korrelierter Treffer vom kombinatorischen Untergrund zufällig koinzidenter Ereignisse eine Zeitauflösung von 1 ns oder weniger erforderlich ist.

Ortsauflösung: Die Ortsauflösung ist für die Impulsbestimmung anhand der Krümmung der Teilchenbahnen im Magnetfeld entscheidend, wobei aufgrund der großen Distanzen der

¹FI ist das offizielle COMPASS-Kürzel für die Detektoren aus szintillierenden Fasern. Im Folgenden wird diese sowie die Abkürzung SciFis gebraucht.

Detektoren je nach Position eine Ortsauflösung von 0,5 - 1 mm hinreichend klein genug ist.

Nachweiseffizienz: Für eine im gesamten COMPASS-Spektrometer hohe Spurrekonstruktionseffizienz ist eine hohe Effizienz beim Nachweis unabdingbar.

Massenbelegung: Die SciFis decken auch das Zentrum des Strahls ab. Je mehr Materie hier vorhanden ist, desto größer ist die Zahl der Sekundärreaktionen, weshalb die Massenbelegung im Akzeptanzbereich des Spektrometers möglichst gering gehalten werden muss.

Magnetische Streufelder: Die Spektrometermagnete SM1 und SM2 mit ihrer integralen Feldstärke von 1,0 Tm bzw. 4,4 Tm erzeugen am Ort der SciFis je nach Position magnetische Streufelder von 10 bis 100 mT, vor denen Photomultiplier und andere dagegen empfindliche Bestandteile entsprechend abgeschirmt werden müssen.

4.2 Design der Faserdetektoren

4.2.1 Aufbau und Eigenschaften der szintillierenden Fasern

In szintillierendem Material werden die Atome beim Passieren eines ionisierenden Teilchens angeregt, was bei ihrer anschließenden Abregung zur Emission von UV-Licht einer bestimmten Wellenlänge führt [Whi88]. Im vorliegenden Fall der szintillierenden Fasern geschieht dieser Vorgang im inneren Teil, im sog. Core, der aus dotiertem Plastikmaterial besteht. Das um diesen angebrachte sog. Cladding ist aus nichtszintillierendem Plastikmaterial, das allerdings einen geringeren Brechungsindex besitzt, womit erreicht wird, dass ein Teil des Emissionslichts durch Totalreflexion am Übergang von Core zu Cladding in den SciFis gehalten und weitertransportiert wird (siehe Abb. 4.1).

Bei COMPASS werden szintillierende Fasern der Firma Kuraray (Japan) verwendet, bei denen der Core aus Polystyrol² und das hier aus zwei Schichten aufgebaute Cladding aus Polymethylmethacrylat (PMMA) besteht [Kur98]. Im Core ist zudem zu einem geringen Anteil ein Wellenlängenschieber beigemischt, der das im UV-Bereich liegende Szintillationslicht absorbiert und im Bereich sichtbaren Lichts wieder reemittiert. Dadurch liegt das am Photomultiplier auftreffende Licht dann in dem Teil des Spektrums, in dem übliche Photomultiplier maximal empfindlich sind.

Wichtig ist insbesondere die Zeitauflösung, die bei COMPASS weniger als 1 ns betragen muss. Diese ist festgelegt durch die Beschaffenheit von Fasern (Anregung, Emission, Wellenlängenschiebung, Lichttransport) sowie Photomultipliern (Auslösen und Vervielfachen der Elektronen), der Elektronik (Signalverarbeitung) und der Quantenstatistik.

Neben der Wahl von geeigneten Fasern und Photomultipliern sowie dem Digitalisierungsvorgang der Signale ist der für die Zeitauflösung σ_t entscheidende Faktor also die Zahl N_{PE} der an den Photomultipliern herausgelösten Photoelektronen, die direkt proportional zur

²(C₈H₈)_n

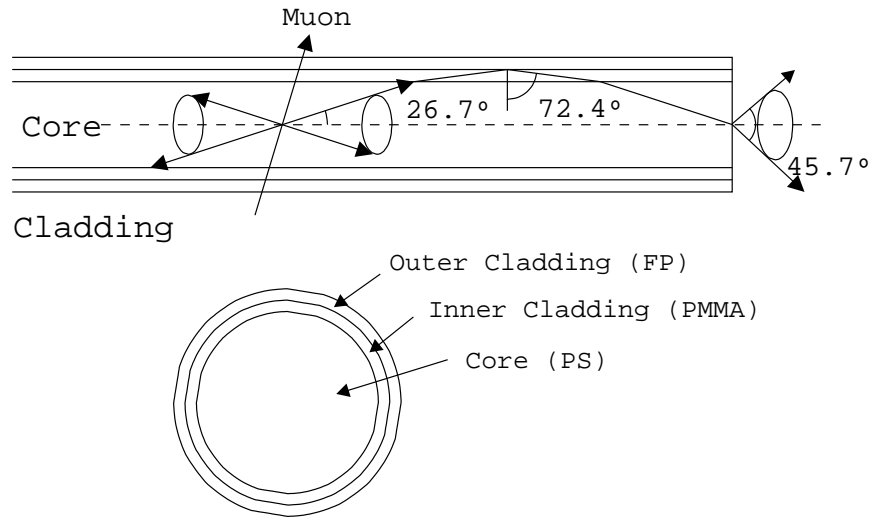


Abbildung 4.1: Längs- bzw. Querschnitt durch eine szintillierende Faser des Typs SCSF-78MJ der Firma Kuraray [Kur98], wie sie bei COMPASS verwendet wird. Der Faserdurchmesser beträgt 0,5 bis 1,0 mm (siehe Tab. 4.1).

Anzahl der vom Szintillatormaterial emittierten Photonen ist. Für die Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Elektronenanzahl gilt näherungsweise [Leo94, GS59]:

$$\sigma_t \propto \frac{1}{\sqrt{N_{PE}}} \quad (4.1)$$

Eine große Anzahl an Photonen liefert folglich eine gute Zeitauflösung. Allerdings muss dabei die gewünschte Ortsauflösung und die maximale Ereignisrate pro Faser berücksichtigt werden.

Für die Ortsauflösung σ_x gilt die Beziehung:

$$\sigma_x \propto \frac{x_p}{\sqrt{12}} \quad (4.2)$$

x_p ist dabei der Faserpitch, das ist der Abstand zwischen den Mittelpunkten von zwei Fasern. Somit kann die Zeitauflösung nicht einfach durch größere Faserdurchmesser verbessert werden, da sonst die Ortsauflösung zu schlecht wird. Gelöst wird dieses Problem dadurch, dass jeder Kanal aus mehreren sich hintereinander befindenden SciFis besteht, wobei bei der Anzahl ein Kompromiss zwischen einer möglichst geringen Massenbelegung und einer hohen Zeitauflösung gefunden werden muss (siehe Abb. 4.2). Die Zahl der Fasern ist zudem je nach Detektorstation verschieden: Die Kanäle der Stationen FI01 bis FI04 bestehen aus je sieben Fasern, die der Station FI05 aus je sechs und diejenigen von FI06 bis FI08 aus je vier. Tabelle 4.1 gibt die technischen Daten der SciFi-Stationen an.

Die Weite des Strahls nimmt mit dem Abstand vom Target immer weiter zu, weshalb die aktive quadratische Fläche der Detektorstationen auch bei größerer Entfernung vom Target ansteigt.

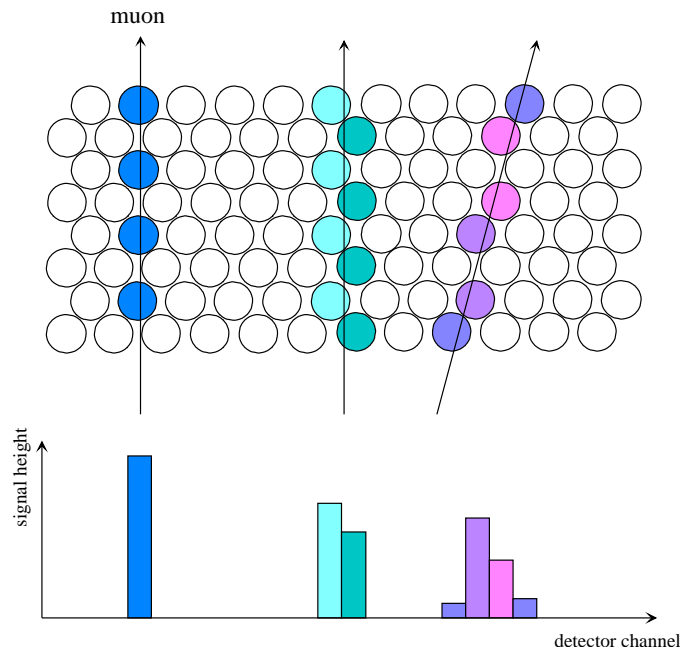


Abbildung 4.2: Schematischer Querschnitt durch eine Ebene des Detektors. Ein Detektorkanal besteht aus mehreren hintereinander liegenden Fasern [Teu03].

Der Durchmesser der einzelnen Fasern nimmt ebenfalls in dieser Richtung zu, was zum einen zu einer gleichmäßigeren Ratenbelastung pro Faser führt, zum anderen der Tatsache gerecht wird, dass die Ortsbestimmung im Targetbereich besonders genau sein muss, da

³Abstand der Mittelpunkte von zwei Fasern

⁴Nullpunkt in der Mitte der zweiten (Downstream-) Targetzelle

| Station (Ebenen) | z- Position ⁴ [m] | Faser- Ø [mm] | Pitch ³ [mm] | Faser pro Kanal | aktive Fläche [mm ²] | Kanäle (X/Y) | Kanäle (U/V) |
|---------------------|------------------------------------|---------------------|----------------------------|--------------------|--|-----------------|-----------------|
| FI01 (XY) | -8,0 | 0,5 | 0,41 | 7 | 39,4 x 39,4 | 96 | - |
| FI02 (XY) | -3,0 | 0,5 | 0,41 | 7 | 39,4 x 39,4 | 96 | - |
| FI03 (XYU) | +1,0 | 0,5 | 0,41 | 7 | 52,5 x 52,5 | 128 | 128 |
| FI04 (XYU) | +2,2 | 0,5 | 0,41 | 7 | 52,5 x 52,5 | 128 | 128 |
| FI05 (XY) | +5,9 | 0,75 | 0,53 | 6 | 84 x 84 | 160 | - |
| FI06 (XYV) | +15,0 | 1,0 | 0,7 | 4 | 100 x 100 | 143 | 176 |
| FI07 (XY) | +21,0 | 1,0 | 0,7 | 4 | 100 x 100 | 143 | - |
| FI08 (XY) | +31,0 | 1,0 | 0,7 | 4 | 123 x 123 | 176 | - |

Tabelle 4.1: Technische Daten der Hodoskope aus szintillierenden Fasern bei COMPASS (FI01-04: Nagoya, FI05-08: Bonn/Erlangen).

dort viele Wechselwirkungsvertizes zu finden sind und viele Teilchenspuren eng beieinander liegen. Der Anstieg des Faserdurchmessers mit der Entfernung vom Target ist auch der Grund, warum die Kanäle aus immer weniger Fasern bestehen, je weiter hinten sich die Stationen befinden.

Die Anordnung der SciFis im Spektrometer ist dabei folgendermaßen: FI01 und FI02 sind vor dem Target und werden mit der BMS zur Impulsbestimmung der Myonen eingesetzt, FI03 und FI04 dienen zur Messung des gestreuten Myons und befinden sich direkt nach dem Target, die Stationen FI05 und FI06 sind zwischen den Magneten SM1 und SM2 angebracht und FI07 und FI08 schließlich sind hinter SM2 und werden vor allem zur Messung der Ablenkung der gestreuten Myonen im Magnetfeld eingesetzt.

Wie ebenfalls Tabelle 4.1 zu entnehmen ist, haben alle Stationen je eine Ebene für die Bestimmung der x- und der y-Koordinate. Die Stationen FI03, FI04 und FI06 sind zudem mit einer diagonalen U- bzw. V-Ebene ausgestattet.

Die Fasern sind so angeordnet, dass sie sich im Falle der Stationen 5 bis 8 um jeweils 30 % überlappen, was eine bienenwabenähnliche Struktur bewirkt und somit den effektiven Pitch reduziert. Dies bringt wiederum eine größere Ortsauflösung und eine Effizienz bei nahe 100 % mit sich (siehe Abb. 4.3). Bei den Stationen 1 bis 4 ist der Überlapp und somit die Ortsauflösung und die Effizienz etwas niedriger.

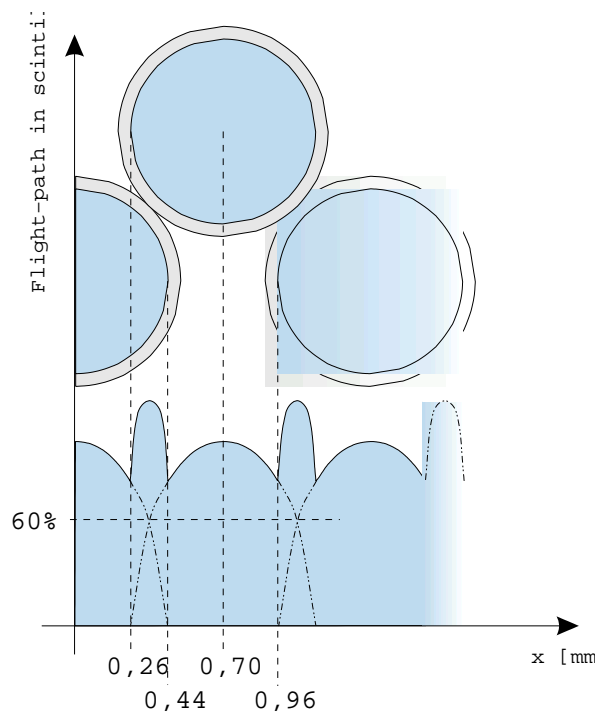


Abbildung 4.3: Beispiel für den Überlapp zwischen benachbarten Fasern. Dargestellt sind die Faserhodoskope FI06-08 mit einem Faserdurchmesser von 1,0 mm. Jedes Teilchen legt mindestens 60 % des maximal möglichen Weges im Szintillator zurück [Teu03].

Die Forderung nach minimaler Massenbelegung im Strahl führt auch dazu, dass sich die

Photomultiplier nicht im aktiven Bereich des Spektrometers befinden dürfen. Im Falle der Stationen 5 bis 8 erfordert dies einen Mindestabstand von der aktiven Fläche des Detektors von 0,75 m. Der Lichttransport vom Detektor zu den Photomultipliern erfolgt über lichtleitende Fasern, da der Lichtverlust in diesen nur 20 % des Wertes beträgt, den er in entsprechenden szintillierenden Fasern hätte [Sti02].

SciFis und optische Fasern wurden hierfür durch Zusammenschweißen miteinander verbunden, da sich gezeigt hatte, dass gängige Klebstoffe bei Dauerbetrieb mit hohen Strahlraten trübe werden, was eine Verschlechterung der optischen Eigenschaften bedeutet [Näh02]. Bei benachbarten Kanälen wurden die Schweißstellen um einige Millimeter versetzt verschweißt, um mechanische Schwachstellen des jeweiligen Moduls zu vermeiden [Teu03].

4.2.2 Photomultiplier

Die Auslese der SciFis erfolgt mit Photomultipliern. Bei diesen löst das auf der Photokathode auftreffende Szintillationslicht durch Photoeffekt Elektronen aus, die dann über ein mehrstufiges Dynodensystem vervielfacht und schließlich als Spannungssignal an der Anode abgegriffen werden. Amplitude und Form dieses Ausgangssignals hängen dabei hauptsächlich von Energie und Anzahl der Photonen ab [Leo94].

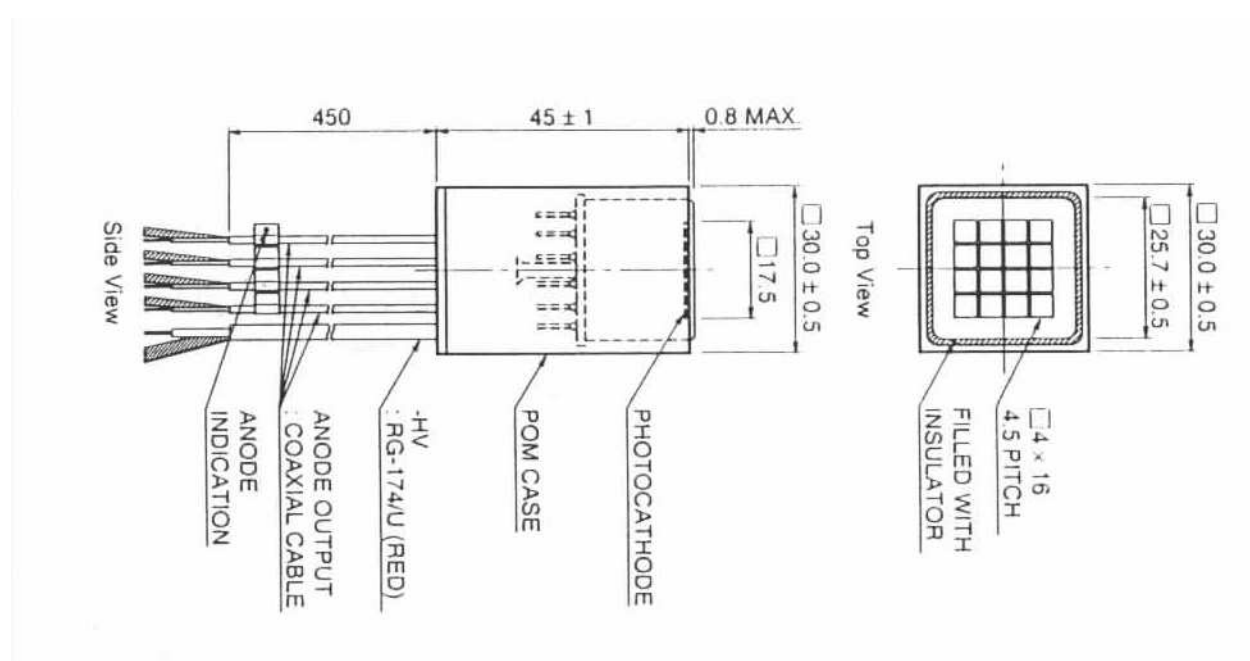


Abbildung 4.4: Der Photomultiplier H6568 der Firma Hamamatsu.

Bei den Faserhodoskopen kommen 16-Kanal-Photomultiplier der Baureihe H6568 der japanischen Firma Hamamatsu Photonics zum Einsatz [Ham97], die ein sehr gutes Rausch- und Übersprechverhalten sowie nur geringe Unterschiede zwischen den Verstärkungen der einzelnen Kanäle aufweisen [Wag97]. Die 16 Kanäle sind in einer 4×4 -Matrix angeordnet,

wobei die in einem Abstand von 0,5 mm angeordneten Pixel dieser Matrix eine aktive Fläche von je $4 \times 4 \text{ mm}^2$ haben.

Jeder einzeln ausgelesene Kanal besteht aus einem 12-stufigen Dynodensystem, das Verstärkungen bis zu $5 \cdot 10^7$ ermöglicht.

Der spektrale Empfindlichkeitsbereich der Kathoden liegt zwischen 300 und 650 nm. Die maximale Quanteneffizienz⁵ (QE), die erreicht wird, beträgt 20 %.

Es hat sich gezeigt, dass bei hohen Raten wegen der großen Verstärkungen die Spannungen an den hinteren Dynoden einbrechen. Daher wurden jeweils die letzten vier Dynoden mit kleinen Widerständen und einer zusätzlichen, unabhängigen Spannungsversorgung (sog. Booster-Basis) versehen [Sti02, Teu03].

4.2.3 Auslese der szintillierenden Fasern

Bei COMPASS wird das Prinzip angewandt, dass die Auslese der verschiedenen Detektorsignale möglichst nahe am Entstehungsort der Signale stattfindet. Deshalb werden diese bei den SciFis mit Diskriminatoren direkt am Detektor digitalisiert [Gor00].

Für die SciFis werden gemeinsam mit weiteren Gruppen der COMPASS-Kollaboration entwickelten Leading-Edge-Diskriminatoren⁶ eingesetzt, die insbesondere eine gute Doppelpulsauflösung⁷ von 15 ns aufweisen [Teu03].

Die Diskriminierung erfolgt mit zwei Schwellen, einer „High“- und einer „Low“-Schwelle, was zwei entscheidende Vorteile bietet:

Die Überwachung der Amplitudenhöhen der Analogsignale kann so auch ohne ADC-Auslese vorgenommen werden. Es besteht nämlich ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Anstiegszeit von Photomultiplier-Signalen und ihren Amplituden [Leo94], was bei einem Einbruch der Signalhöhen zu einer Vergrößerung der Zeitdifferenz von High- und Low-Schwelle führt. Durch Auswertung des Spektrums der Differenz der beiden gemessenen Zeiten, $t_{high} - t_{low}$ ist es möglich, die Amplitude mit einer Genauigkeit von 5 % zu bestimmen [Näh02]. Ein Beispiel für die Verschiebung des Zeitsignals bei unterschiedlicher Schwellenhöhe ist in Abb. 4.5 dargestellt.

Der andere Vorteil der Doppelschwellendiskriminierung ist die Möglichkeit, die Zeitauflösung mittels des Zeit-Null-Extrapolationsverfahrens deutlich zu verbessern. Bei diesem Verfahren wird der Zeitpunkt, an dem das Ereignis stattfindet (Zeitnullpunkt, t_{zero}) durch lineare Extrapolation der beiden Zeiten t_{high} und t_{low} ermittelt (siehe Abb. 4.6).

Dies führt zu folgender Formel:

$$t_{zero} = t_{high} - r \cdot (t_{high} - t_{low}) \quad (4.3)$$

⁵Die Quanteneffizienz ist die Anzahl der emittierten Photoelektronen durch die Anzahl der einfallenden Photonen, entspricht also der Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron ausgelöst wird.

⁶Bei diesen Diskriminatoren wird beim Überschreiten einer einstellbaren Schwelle das eingehende Analogsignal in ein logisches Signal umgewandelt.

⁷Die Doppelpulsauflösung ist der minimale zeitliche Abstand zwischen zwei hintereinander ankommenden Analogsignale, die vom Diskriminator in zwei getrennte logische Ausgangssignale umgewandelt werden können.

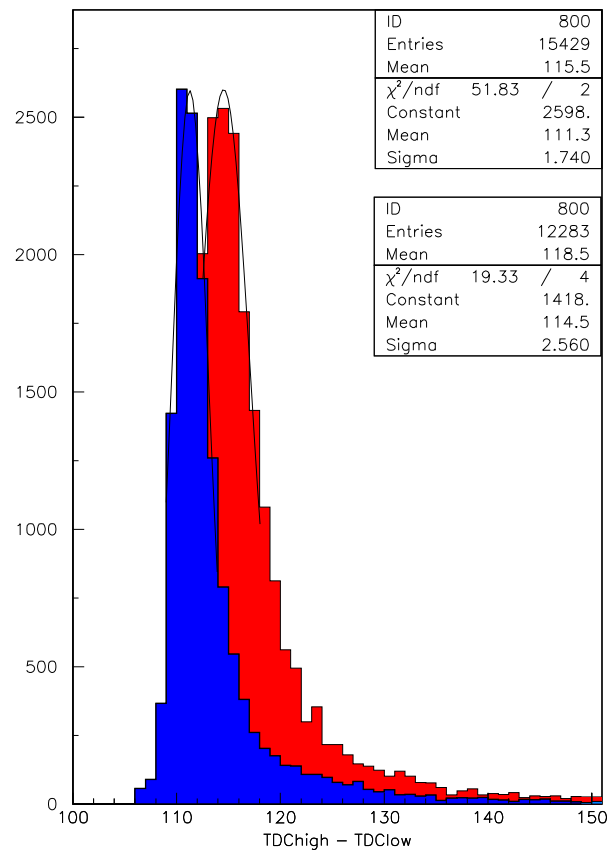


Abbildung 4.5: Verschiebung des Zeitdifferenzspektrums zweier Schwellen bei verschiedenen Signalhöhen (Blau: 270 mV, Rot: 200 mV) [Teu03].

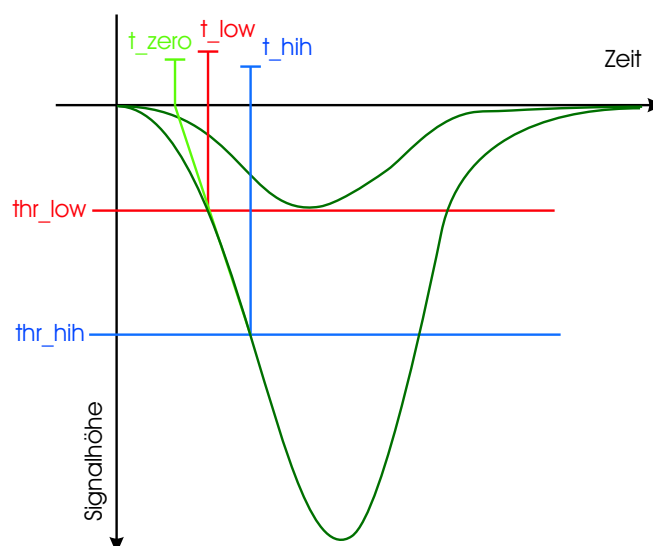


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des Zeit-Null-Extrapolationsverfahrens [Teu03]. Die eingezeichnete Extrapolation entspricht einem Wert von $r = 1,0$.

$$r = \frac{thr_{high}}{thr_{high} - thr_{low}} \quad (4.4)$$

wobei thr_{high} und thr_{low} die High- bzw. die Low-Schwelle bezeichnen.

Die Zeitauflösung von t_{zero} kann experimentell durch Variation von r über einen geeigneten Bereich optimiert werden, womit eine Verbesserung der Zeitauflösung von bis zu 20 % erzielt werden kann [Teu03].

Um die optimalen Schwellenwerte zu ermitteln, wurden 2002 und 2003 vor der physikalischen Datenaufnahme spezielle Runs durchgeführt, in denen die Schwellen für einen Bereich von 20 mV bis 240 mV in 20-mV-Schritten variiert wurden.

Die dabei erhaltenen Zählraten wurden dann für jeden Kanal einzeln gegen die Schwellenwerte aufgetragen. Idealerweise ergibt sich dann bei mittleren Schwellen, zwischen dem elektrischen Rauschen und der Signalhöhe, ein Plateau mit annähernd konstanten Zählraten (siehe Abb. 4.7).

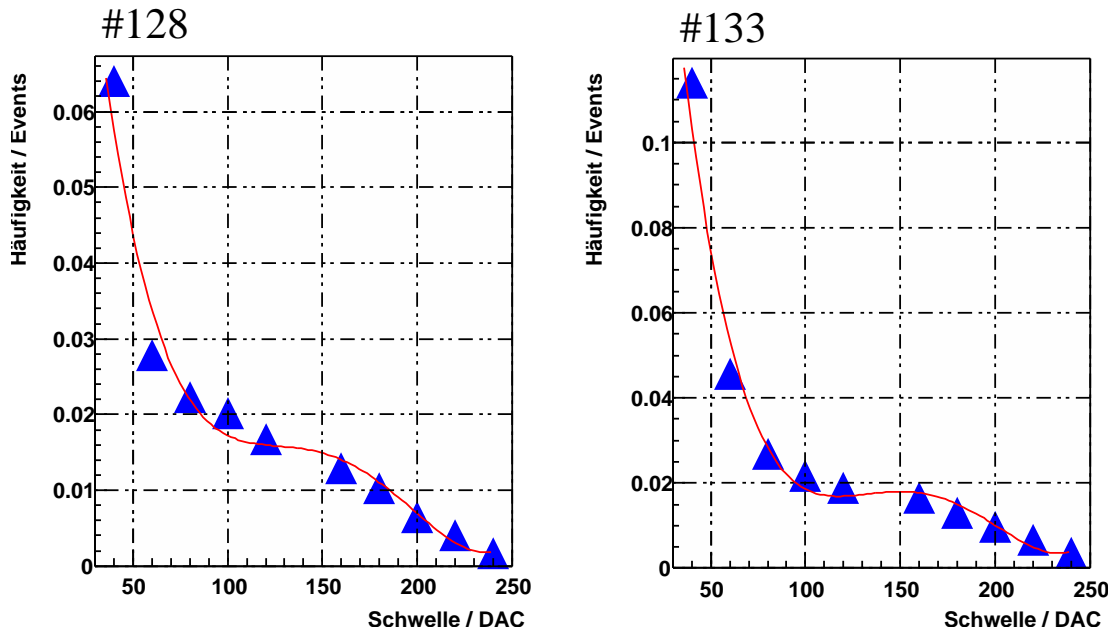


Abbildung 4.7: Während des Schwellenscans aufgenommene Plateaukurven für zwei Kanäle [Teu03]. Zu sehen ist die auf die Gesamtzahl aller Ereignisse normierte Zählrate des jeweiligen Kanals gegen die gesetzte Schwelle.

Vom ersten Wendepunkt des Plateaus aus, der in der Regel bei ca. 40 mV⁸ zu finden ist, wird ein Geraden-Fit bis zu dem Punkt, wo die Zählrate auf 10 % dieses Wertes abgefallen ist, gezogen, wobei die Annahme gemacht wurde, dass dieser ein Maß für die Signalhöhe darstellt. Die Schwellen werden dann auf 20 % (für die Low-Schwelle) bzw. 37 % (für die High-Schwelle) dieser Höhe festgelegt, was für r einen Wert von 1,85 ergibt [Teu03]. Bei Bedarf können die Schwellen jederzeit neu eingestellt werden.

⁸Da in allen Kanälen ein intrinsischer Offset von +20 mV vorhanden ist, führt dies real zu einer Schwelle von 60 mV.

Die Zeitmessung erfolgt mit den *F1*-TDCs der Universität Freiburg [Hei01]. Im normalen Betriebsmodus können auf diesen die Informationen von bis zu acht Treffern für jeden Kanal gespeichert werden. Neben diesem Standard-Modus können die *F1*-TDCs auch im sog. Double-Precision-Modus betrieben werden. Dieser ermöglicht es, bis zu doppelt so viele Treffer festzuhalten, was eine Verbesserung der TDC-Auflösung von 120 ps auf 60 ps pro Bin mit sich bringt. Für die SciFi-Detektoren wurde dieser Modus gewählt.

Die nach der Optimierung der Schwelleneinstellungen aufgenommenen Strahlprofile bei entsprechender High-Schwelle sind Abb. 4.8 zu entnehmen.

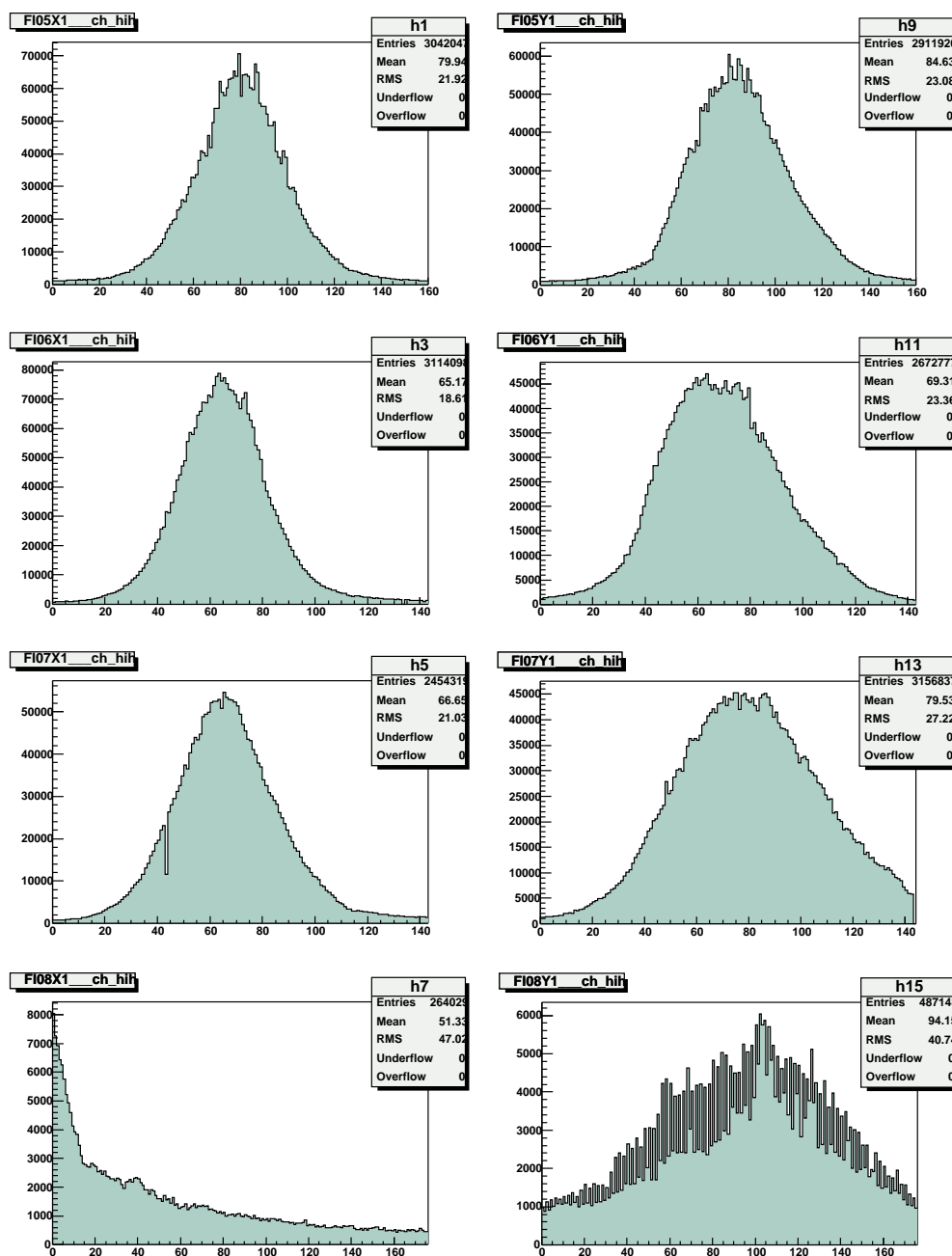


Abbildung 4.8: Die aufgenommenen Strahlprofile der x- (obere vier Abbildungen) und y-Ebenen (untere vier Abbildungen) der SciFi-Stationen FI05-08 [Teu03]. Die aktive Fläche der Station FI08 liegt am Rand des Strahls und dient dem Nachweis gestreuter Myonen, wie am Spektrum von FI08X1 zu sehen ist. In Ebene FI08Y1 ist ein „Staggering“-Effekt zu erkennen: Der Strahl streift nur den Rand der aktiven Fläche. Die unterschiedlichen Zählraten benachbarter Kanäle kommen durch den Versatz der Schweißstellen zwischen dem Szintillationsmaterial und den Lichtleitern zustande (siehe Kapitel 4.2.1).

Kapitel 5

Zeitkalibrationen

Bei der Zeitmessung eines Ereignisses werden die Analogsignale zunächst diskriminiert und dann an einen TDC weitergeleitet. Nach dem Eintragen der Messwerte aller Ereignisse zu allen Zeiten in ein Histogramm erhält man eine homogene Verteilung im ausgelesenen Bereich des TDC. Um Zeitkoordinaten anzugeben, ist ein fester zeitlicher Referenzpunkt nötig, den das Triggersignal darstellt. Wenn man die Zeit des Triggersignals von der am Detektor gemessenen Zeit abzieht, ergibt sich ein Zeitspektrum aus dem unkorreliertem Untergrund sowie einem mit der Triggersignalzeit korreliertem Peak.

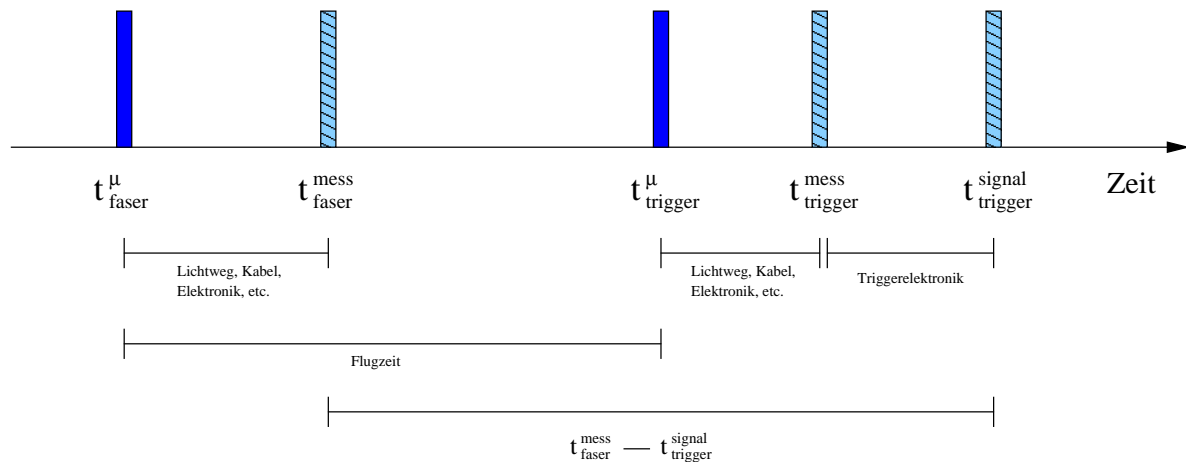


Abbildung 5.1: Darstellung der Zeiterfassung eines Ereignisses.

In Abb. 5.1 wird das Prinzip der Zeitmessung dargestellt. Ein Myon passiert mit annähernd Lichtgeschwindigkeit eine Detektorfaser zum Zeitpunkt t_{faser}^{μ} und anschließend ein Triggerelement zur Zeit $t_{trigger}^{\mu}$. Die gemessenen Zeiten, t_{faser}^{mess} bzw. $t_{trigger}^{mess}$ unterscheiden sich von diesen, da Verzögerungen durch den Lichtweg in der Faser, die Laufzeit in den Kabeln, die Elektronik etc. auftreten, die allerdings als konstant betrachtet werden können. Die Zeit $t_{trigger}^{signal}$ ist der Zeitpunkt, an dem das Triggersignal dann erzeugt, gespeichert und an die einzelnen Detektoren übergeben worden ist, wobei wiederum die Annahme gilt, dass Verzögerungen durch die Triggerelektronik konstant sind. Aus diesem Grund erwartet man

im Idealfall für die Verteilung der Zeitdifferenzen $t_{faser}^{mess} - t_{trigger}^{signal}$ eine δ -Funktion. Die Realität bringt allerdings eine aufgeweitete Zeitverteilung mit sich, da der Durchflugsort der Teilchen variiert, wodurch es zu Laufzeitunterschieden kommt und zudem die Zeitauflösung des Detektors und der Triggerelektronik endlich sind.

5.1 Kalibration des Zeitnullpunktes (T_0 -Kalibration)

Der Ausgleich der Laufzeitunterschiede zwischen einzelnen Kanälen und Detektoren erfolgt über eine Zeitkalibration. Nur so ist z.B. die Rekonstruktion von Spuren, die Festlegung von Zeitfenstern, die Ermittlung der Zeitauflösung sowie die Bestimmung von Korrelationen von Detektorebenen möglich. Die Kalibration erfolgt für jeden Kanal einzeln, durch Abziehen der jeweiligen Konstante $T_0 = t_{faser}^{mess} - t_{trigger}^{signal}$ von den gemessenen Zeiten, was einer linearen Transformation des Zeitspektrums entspricht und zu einer Verteilung um den TDC-Wert Null führt (T_0 -Kalibration).

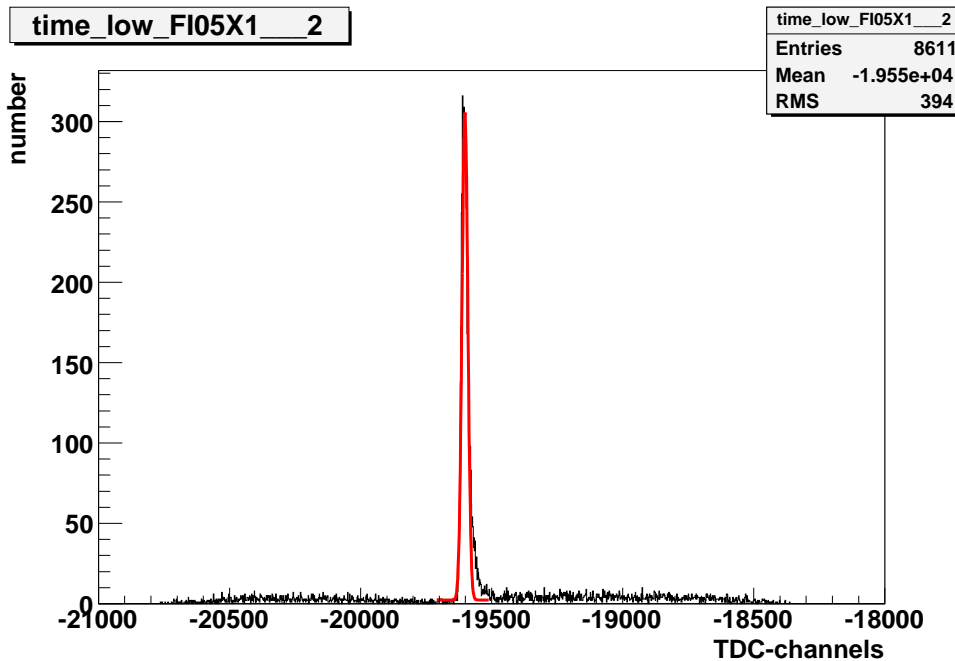


Abbildung 5.2: Ermittlung der Kalibrationskonstanten T_0 für einen Kanal durch einen Gaußfit (rot) aus dem zugehörigen Zeitspektrum der Low-Schwelle (siehe Kapitel 4.2.3).

Für jeden Kanal wird der T_0 -Wert aus dem zum Trigger korrelierten Peak durch einen Gaußfit in Kombination mit einer konstanten Funktion zur Abschätzung des Untergrunds ermittelt [Teu03]. Der Mittelwert dieses Gaußfits entspricht dann dem jeweiligen T_0 -Wert. Ein typisches Zeitspektrum der zur Low-Schwelle gehörenden Zeit t_{low} (Doppelschwellenanalyse siehe Kapitel 4.2.3) vor dem Ausgleich der Laufzeitunterschiede ist in Abb. 5.2 beispielhaft für den Kanal Nr. 2 der Ebene 5X zu sehen.

Die Werte von T_0 wurden stets für t_{low} ermittelt, aber auch von t_{high} abgezogen, um die ab-

soluten Differenzen von t_{low} und t_{high} bestimmen zu können. Für die weitere Datenanalyse werden nur Treffer herangezogen, die triggerkorreliert sind, d.h. innerhalb eines Zeitfensters von $\pm 3 \sigma$ ($\approx \pm 4-5$ ns) der T_0 -kalibrierten Zeitverteilung liegen.

Bei unveränderter Hardware in einer Strahlzeit ist eigentlich keine Veränderung der systematischen Laufzeitunterschiede zu erwarten, allerdings ist es trotzdem nötig, regelmäßig T_0 -Kalibrationen vorzunehmen, da z.B. die angelegte Hochspannung oder die Schwellenwerte im Strahlbetrieb anders gesetzt werden können und zudem die Signallaufzeit in den Kabeln von der Temperatur abhängen kann. Bei Eingriffen in die Hardware, wie beispielsweise dem Austausch eines CATCH-Moduls, ist eine T_0 -Kalibration natürlich unabdingbar. Um den Status eines Kanals zum Zeitpunkt der T_0 -Kalibration anzugeben, sind bei COMPASS für die Faserhodoskope in der Datenbank, in der die Kalibrationsdaten gespeichert sind, zur Kennzeichnung verschiedene „Flaggen“ definiert. Den Normalfall, bei einem Kanal ohne auffallende, relevante Probleme, stellt die Flagge 0 dar. In dem bei dieser Arbeit verwendeten Programm kommen zudem folgende Flaggen zum Einsatz:

- $flag = 2$: Diese Flagge wird zum einen bei einem schlechten Gaußfit gesetzt, wenn dessen Standardabweichung σ kleiner als 4 oder größer als 20 TDC-Kanäle beträgt. Den Normalfall stellt eine Standardabweichung von $\sigma \approx 10$ dar. Zum anderen wird auch ein verrauschter Kanal mit einem Verhältnis Einträge zu Untergrund kleiner als 200 und Peak zu Untergrund kleiner als 3 mit $flag = 2$ markiert. Das Programm fragt in den Fällen mit Flagge 2 nach, ob diese für den entsprechenden Kanal auf 0 gesetzt werden soll, um ihn so zu akzeptieren.
- $flag = 5$: Hiermit wird ein „toter“ Kanal, der weniger als 500 Einträge aufweist, gekennzeichnet.

5.2 Zeitdifferenz-Kalibration

5.2.1 Problemstellung

Aufgrund der Zwei-Schwellen-Analyse (siehe Kapitel 4.2.3) kommt der Zeitdifferenz zwischen hoher und niedriger Schwelle grundlegende Bedeutung zu. Deshalb wurde diese Differenz ebenfalls in Histogramme für jeden Kanal jeder Ebene aufgetragen und der Mittelwert der Verteilung über einen Gaußfit bestimmt (siehe Abb. 5.3).

Das beobachtete Spektrum der Mittelwerte der Zeitdifferenzen weist für jede Detektorebene eine „Modulo-vier“-periodische Struktur auf, wobei die Abweichungen von der erwarteten Zeitdifferenz, die bei den untersuchten Runs mit gleichen Schwellenwerten gleich Null ist, zwischen ca. -10 und +10 TDC-Kanäle ($\simeq \pm 0,6$ ns) beträgt (siehe Abb. 5.4). Insbesondere treten auch negative Differenzen zwischen t_{high} und t_{low} auf, die in der Realität nicht möglich sind. Diese Strukturen kommen durch von der nachfolgenden Ausleseelektronik (Diskriminator / TDC / CATCH) verursachte Laufzeitunterschiede, insbesondere auf dem TDC-Board, zustande. Um sie auszugleichen, ist eine weitere Kalibration notwendig.

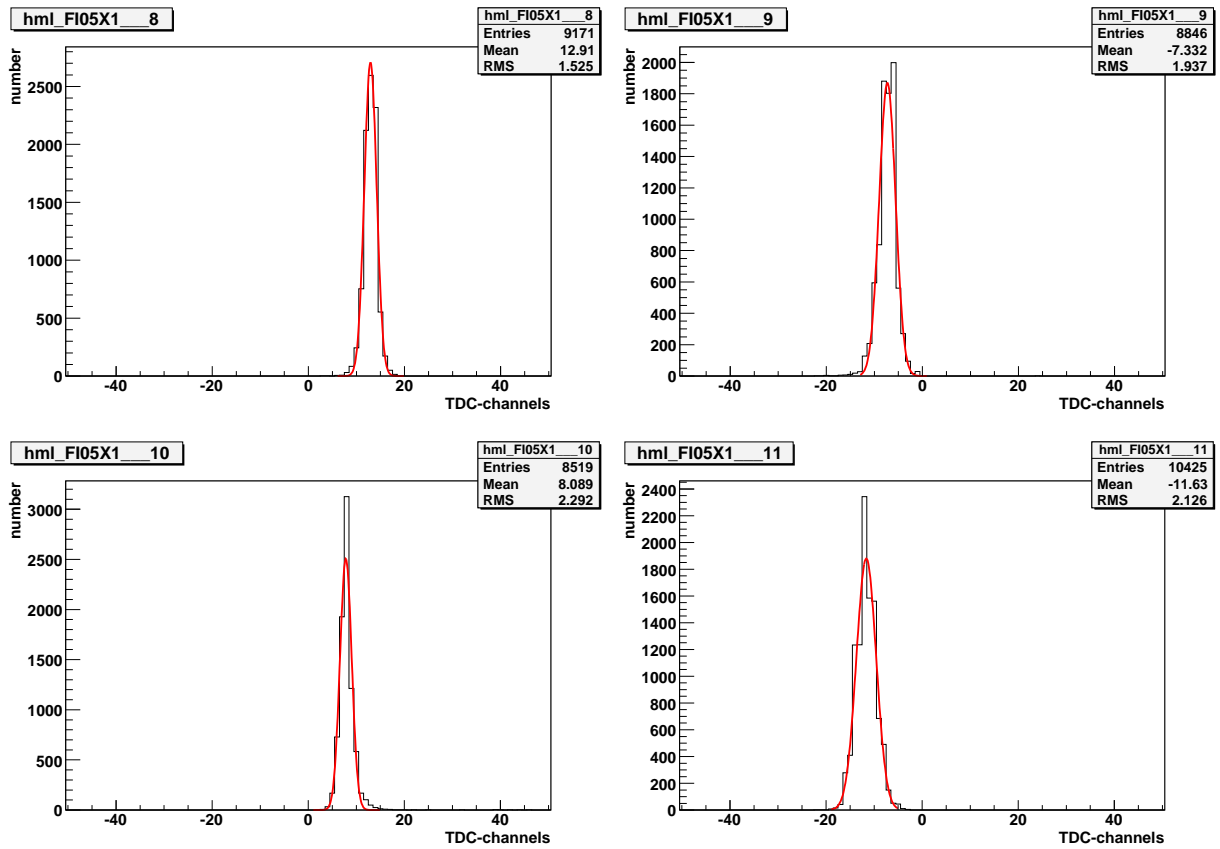


Abbildung 5.3: Differenz $t_{high} - t_{low}$ für die Kanäle 8 bis 10 der Ebene FI05X für einen Run mit zwei gleichen Schwellenwerten.

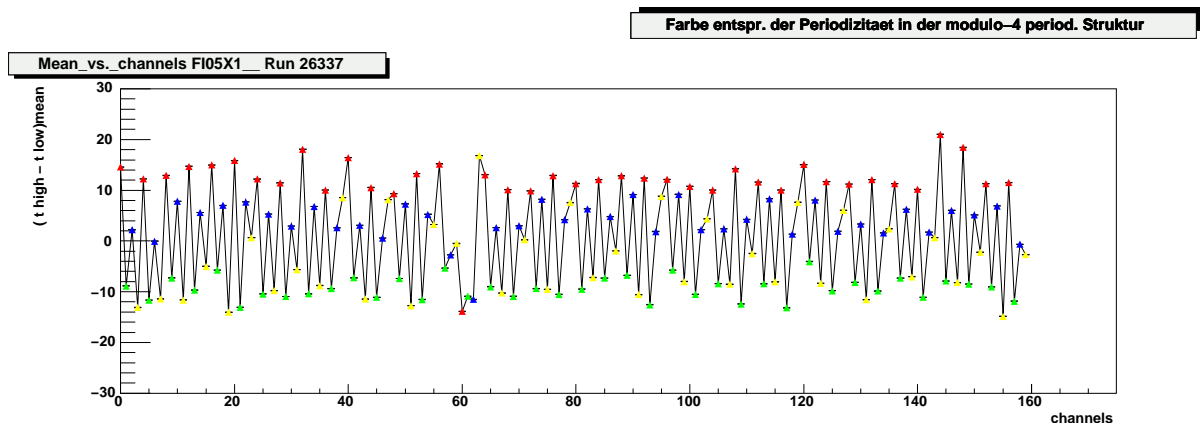


Abbildung 5.4: Mittelwerte der Differenzen $t_{high} - t_{low}$ gegen Kanäle für die Ebene FI05X, ermittelt für einen Run mit zwei gleichen Schwellenwerten. Die „Modulo-vier“-periodische Struktur wird durch verschiedene Farben entsprechend der Periodizität verdeutlicht.

5.2.2 Korrektur der Zeitdifferenzen

Um die Zeitdifferenzen von „High-“ und „Low“-Zeit für einen beliebigen Run zu korrigieren, wurde für jeden Kanal der zugehörige Mittelwert der Verteilung von $t_{high} - t_{low}$ eines Runs mit zwei gleichen Schwellenwerten¹ zusätzlich von den jeweiligen Werten von t_{high} abgezogen. Zudem wird die T_0 -Kalibration für t_{high} und t_{low} des zu kalibrierenden Runs, d.h. die (für t_{low} ermittelte) Konstante T_0 von den Zeitwerten abgezogen, was sich allerdings in der Differenz $t_{high} - t_{low}$ aufhebt. Die kalibrierten Zeiten ergeben sich somit zu:

$$T_{low} = t_{low} - T_0 \quad (5.1)$$

$$T_{high} = t_{high} - T_0 - t_{Hml}^{mean} \quad (5.2)$$

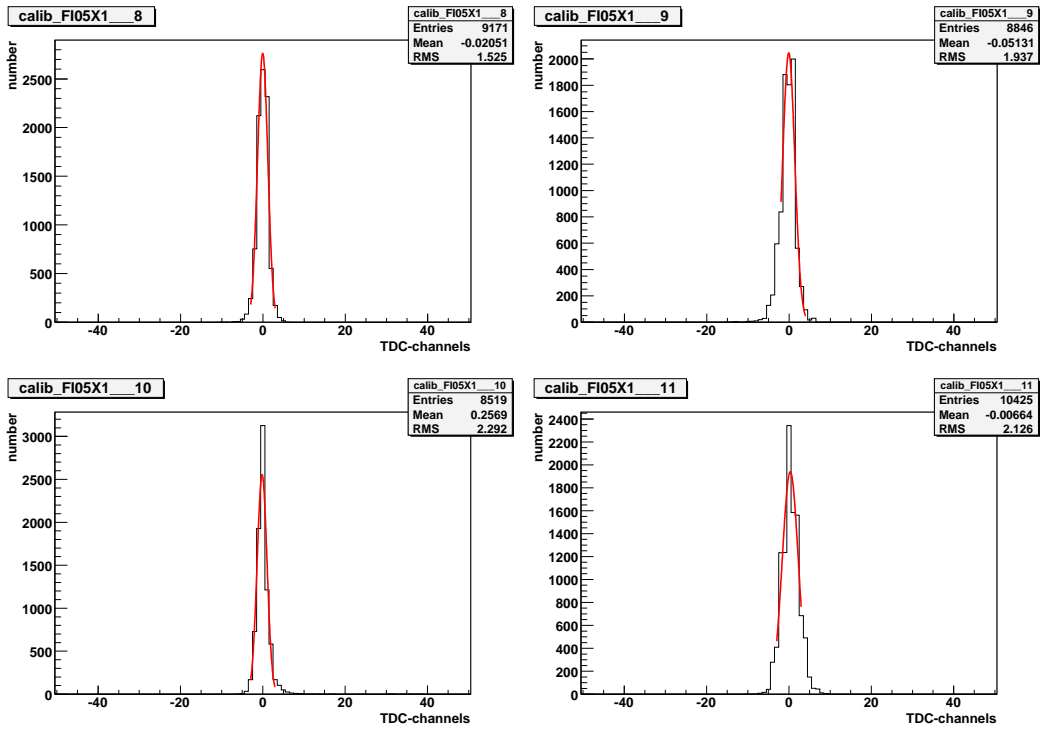


Abbildung 5.5: Differenz Δt_{calib} für die Kanäle 8 bis 10 der Ebene FI05X für einen Run mit gleichen Schwellen nach der Zeitdifferenzkalibration.

Dabei bezeichnet t_{Hml}^{mean} den Mittelwert der Zeitdifferenzverteilung des jeweiligen Kanals und T_{low} und T_{high} die „neuen“ „High-“ und „Low“-Zeiten. Die Zeitdifferenz dieser beiden Zeiten wird im Folgenden Δt_{calib} genannt:

$$\Delta t_{calib} = T_{high} - T_{low} \quad (5.3)$$

¹Es wurde stets der Run 26337 verwendet, bei dem beide Schwellen auf 80 mV gesetzt waren, was zusammen mit dem intrinsischen Offset von +20 mV (siehe Kapitel 4.2.3) Schwellenwerte von je 100 mV ergibt.

Die Werte von Δt_{calib} werden nun für jeden Kanal jeder Ebene in ein Histogramm eingetragen, um den Mittelwert dieser Verteilung zu bestimmen. Dies geschieht wiederum mit einem Gaußfit, allerdings sind die Zeitdifferenzen nicht ideal gemäß einer Gauß-Verteilung angeordnet. Daher wird eine sehr kleine Fitweite von nur je 3 TDC-Kanälen nach links und rechts vom Maximum gewählt, um die Spitze der Verteilungen besser anzunähern. Dies ist für die gewünschte Mittelwertbestimmung hinreichend gut, die Verteilungen selbst optimal zu beschreiben, ist dagegen für die Kalibration nicht erforderlich.

Abb. 5.5 zeigt Verteilungen der Zeitdifferenzen für beispielhafte Kanäle desselben Runs mit gleichen Schwellenwerten nach der Kalibration mit den T_0 - sowie t_{Hml}^{mean} -Werten wie im vorherigen Kapitel für den Fall vor der Kalibration. Wie man sieht, sind die Zeitdifferenzen für diese Beispiele nun im Gegensatz zu vorher um den TDC-Wert Null verteilt. Zudem sind die Differenzen symmetrisch um den Mittelwert angeordnet (wie vor der Kalibration). Beides ist für einen Run mit gleichen Schwellen zu erwarten gewesen.

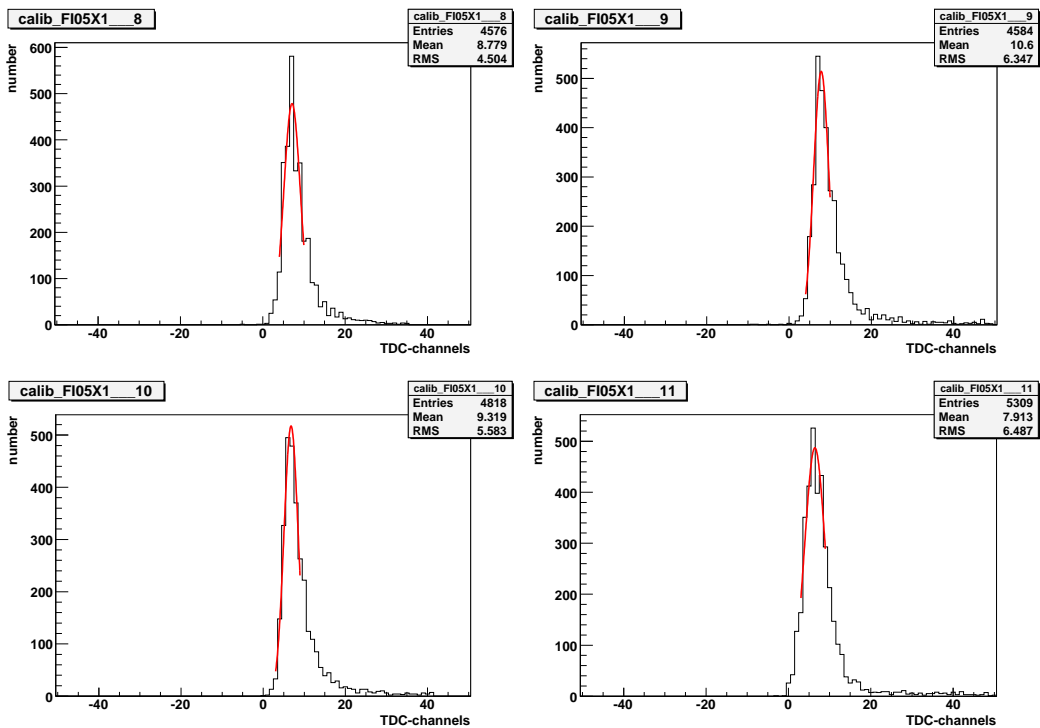


Abbildung 5.6: Differenz Δt_{calib} für die Kanäle 8 bis 10 der Ebene FI05X für einen Run mit unterschiedlichen Werten von High- und Low-Schwelle nach der Zeitdifferenzkalibration.

Die Verteilungen dieser Kanäle für einen Run mit verschiedenen Werten für High- und Low-Schwellen nach der Zeitdifferenzkalibration sind in Abb. 5.6 dargestellt. Im Gegensatz zu den Verteilungen bei den Runs mit gleichen Schwellen liegen die Mittelwerte von Δt_{calib} hier nicht um Null, sondern sind von den Differenzen der Schwellenwerte abhängig. Die unterschiedlichen Schwellen führen auch dazu, dass die Verteilungen insbesondere bei höheren Schwellen nicht symmetrisch und weiter gestreut sind.

Die mit den Gaußfits bestimmten Mittelwerte der kalibrierten Zeitdifferenzen Δt_{calib} wur-

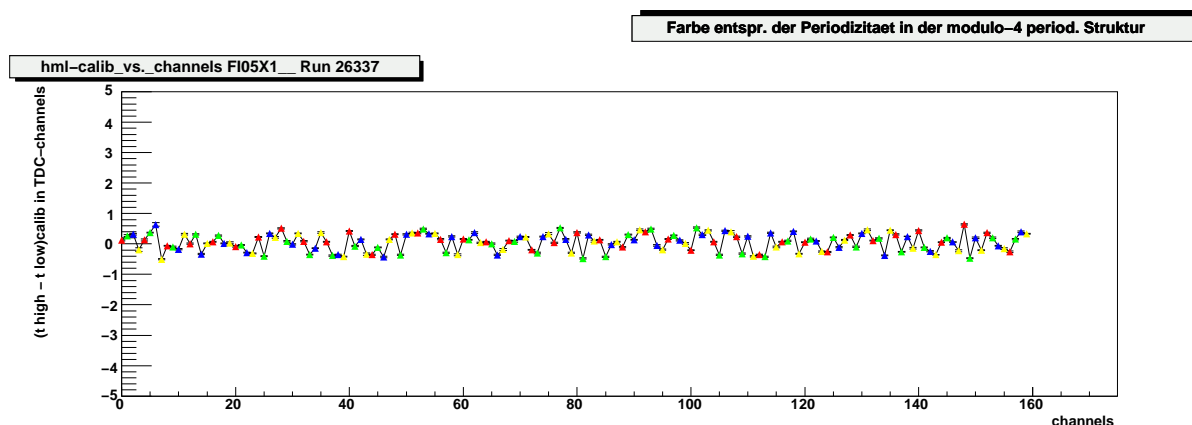


Abbildung 5.7: Mittelwerte der Differenzen Δt_{calib} gegen Kanäle für die Ebene FI05X nach der Zeitdifferenzkalibration, ermittelt für einen Run mit zwei gleichen Schwellenwerten. Die vorherige „Modulo-vier“-periodische Struktur ist korrigiert.

den für die einzelnen Detektorebenen gegen deren Kanäle angetragen. Bei Runs mit gleichen Schwellen ergibt sich eine um den TDC-Wert Null im Bereich von $\pm 0,5$ TDC-Kanälen schwankende Verteilung, was ca. $\pm 0,03$ ns entspricht (siehe Abb. 5.7). Für einen Run mit verschiedenen Schwellenwerten ist diese Verteilung in Abb. 5.8 zu sehen, wobei hier wie oben beschrieben die Mittelwerte von Δt_{calib} von der Differenz der Schwellenwerte des jeweiligen Kanals abhängig sind. Man kann aber auch hier sehr gut erkennen, dass die vorherige „Modulo-vier“-periodische Struktur verschwunden ist.

Zur Kontrolle der Qualität der zur Mittelwertbestimmung der Zeitdifferenzen Δt_{calib} verwendeten Gaußfits wurden auch deren Standardabweichungen σ untersucht. Für die kalibrierten Zeitdifferenzen der beiden Runs aus dem Beispiel für die Mittelwertermittlung –

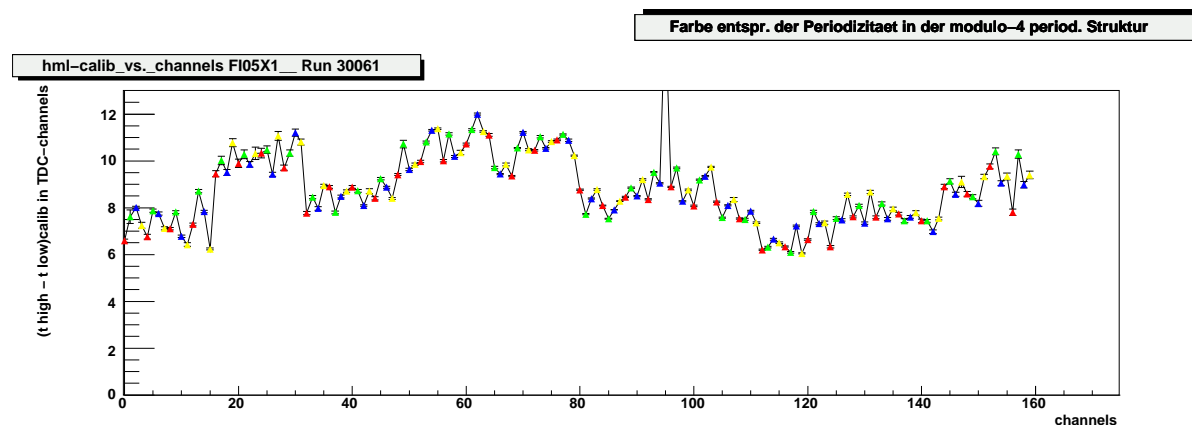


Abbildung 5.8: Mittelwerte der Differenzen Δt_{calib} gegen Kanäle für die Ebene FI05X nach der Zeitdifferenzkalibration, ermittelt für einen Run mit unterschiedlichen Werten von High- und Low-Schwelle. Die vorherige „Modulo-vier“-periodische Struktur ist korrigiert.

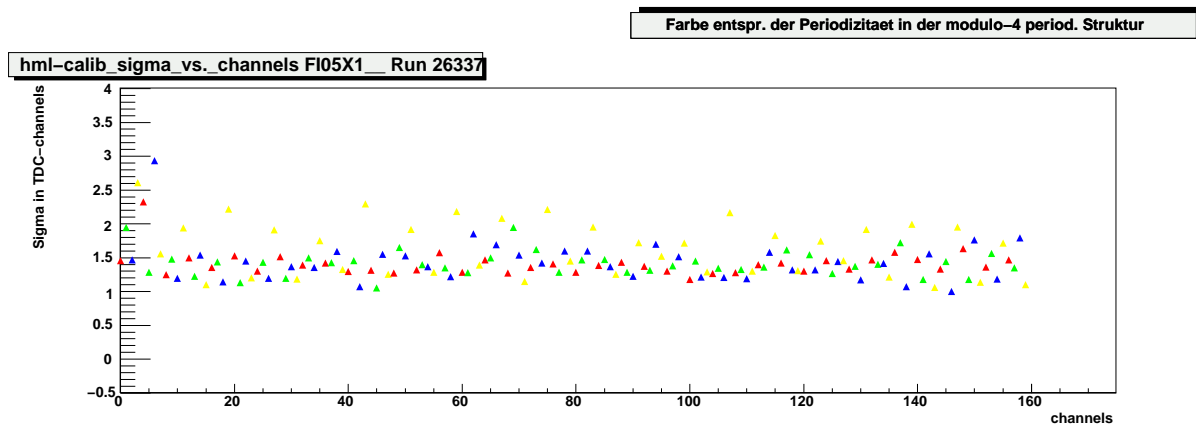


Abbildung 5.9: Standardabweichungen σ bei den Fits zur Mittelwertbestimmung der Differenzen Δt_{calib} gegen Kanäle für die Ebene FI05X nach der Zeitdifferenzkalibration bei einem Run mit gleichen Schwellenwerten.

einer mit denselben, der andere mit unterschiedlichen Schwellenwerten – sind die Werte von σ wieder für die Ebene 5X in den Abb. 5.9 bzw. 5.10 dargestellt. Diese sind bei Betrachtung aller X- und Y-Ebenen stabil bei Werten im Bereich von ca. 1 bis 1,5 TDC-Kanälen für den Run mit gleichen Schwellen bzw. ca. 1,5 bis 3 TDC-Kanälen für den Run mit verschiedenen Schwellenwerten. Die unterschiedlichen σ -Werte sind darauf zurückzuführen, dass im ersten Fall eine symmetrische Verteilung der Zeitdifferenzen Δt_{calib} und im zweiten Fall eine asymmetrische, weiter gestreute vorliegt (siehe Abb. 5.5 und 5.6).

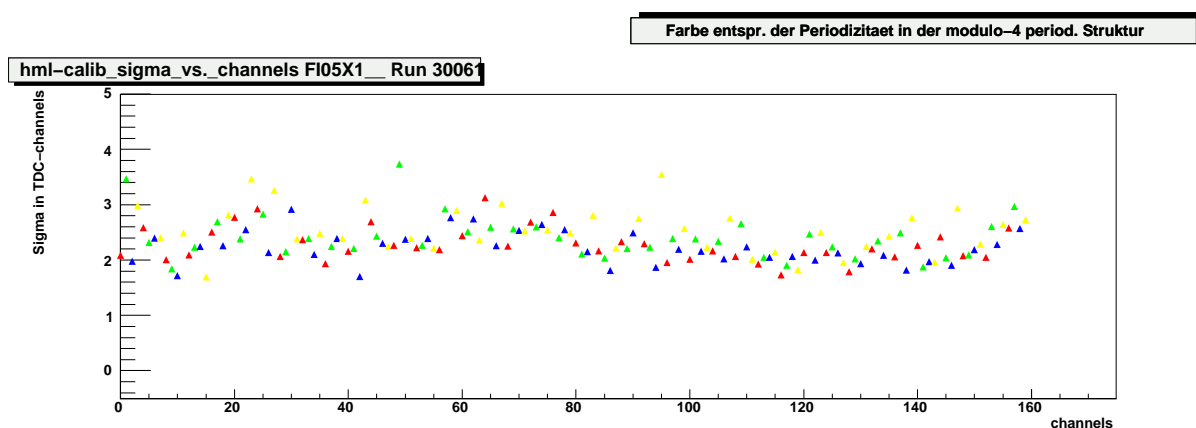


Abbildung 5.10: Standardabweichungen σ bei den Fits zur Mittelwertbestimmung der Differenzen Δt_{calib} gegen Kanäle für die Ebene FI05X nach der Zeitdifferenzkalibration bei einem Run mit unterschiedlichen Werten von High- und Low-Schwelle.

5.2.3 Stabilität der Differenzen $T_{high} - T_{low}$ in den Jahren 2003 und 2004

Die Differenzen zwischen den durch die High- und Low-Schwelle definierten Zeiten stellen ein Maß für die Signalamplitude dar (siehe Kapitel 4.2.3). Je größer die Zeitdifferenz zwischen High- und Low-Schwelle, desto niedriger ist die Amplitude.

Darüberhinaus kann anhand der Überprüfung der Zeitdifferenzstabilität insbesondere auch das Auftreten elektronischer Probleme untersucht werden.

Im Folgenden wird die Stabilität der kalibrierten Zeitdifferenzen $\Delta t_{calib} = T_{high} - T_{low}$ in den Jahren 2003 und 2004 für alle Kanäle der X- und Y-Ebenen der SciFis betrachtet. Die untersuchten Runs wurden im Jahr 2003 während des Zeitraums 23.5. bis 5.9. und für das Jahr 2004 im Zeitraum 30.6. bis 3.10. mit in der Regel je fünf Tagen Abstand zwischen den einzelnen Runs durchgeführt.

Insgesamt zeigen die Werte der einzelnen Kanäle eine gute Stabilität, mit Schwankungen um normalerweise 0,2 bis 1,4 TDC-Kanäle, was 0,012 bis 0,084 ns entspricht. Neben dem insgesamt positiven Ergebnis werden in diesem Kapitel auch die wichtigsten Beispiele für Abweichungen aufgrund elektronischer Probleme gezeigt; die dazugehörigen Abbildungen mit je allen 16 Kanälen, die von dem entsprechenden Photomultiplier ausgelesen werden, sind im Anhang zu finden.

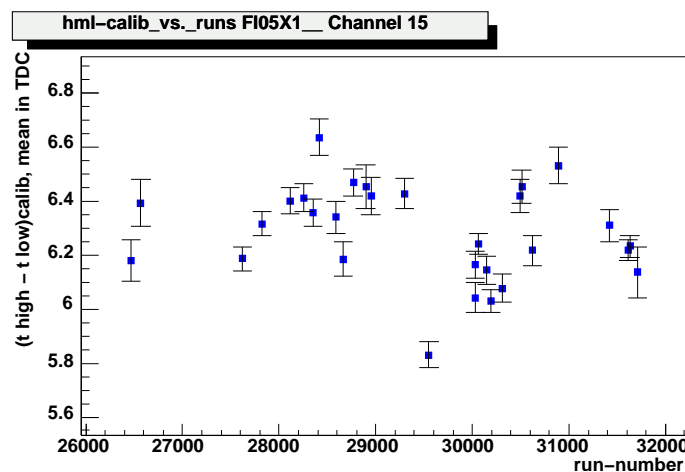


Abbildung 5.11: Zeitdifferenzen Δt_{calib} für Kanal 15 der Ebene FI05X gegen Runs aus dem Jahr 2003.

Beispielhaft für die Stabilität der Werte von $T_{high} - T_{low}$ für die Runs im Jahr 2003 ist der Kanal Nr. 15, der am Rand der Ebene FI05X liegt, in Abb. 5.11 dargestellt. Die Schwankungen für diese Ebene liegen für 2003 in der Regel im Bereich von 0,5 bis 1 TDC-Kanal (siehe Anhang A.1, A.2 und A.3).

Die Zeitdifferenzen im Jahr 2003 für einen Kanal in der Mitte dieser Ebene, der somit auch im Zentrum des Strahls liegt, zeigt Abb. 5.12. Wie man deutlich erkennen kann, weichen die Werte der ersten beiden Runs, mit den Nummern 26471 und 26569, erheblich von den anderen ab, was sich auch in Kanälen anderer Photomultiplier sowohl für diese Ebene als

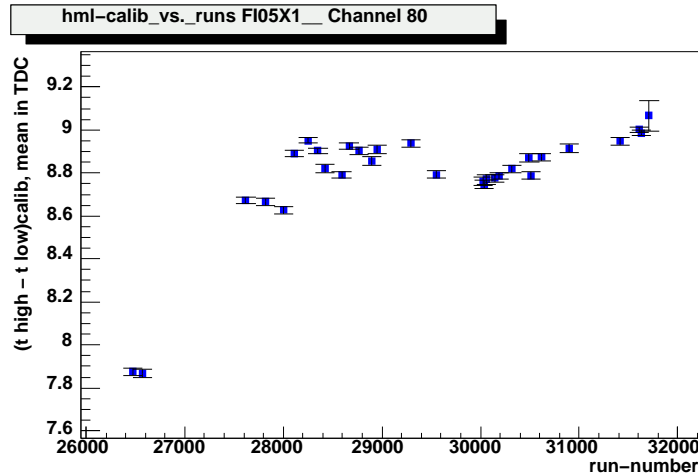


Abbildung 5.12: Zeitdifferenzen Δt_{calib} für Kanal 80 der Ebene FI05X gegen Runs aus dem Jahr 2003.

auch für weitere bestätigt (siehe Anhang A.2, A.3 und A.4). Im Gegensatz zu den allermeisten Runs, die zur physikalischen Datennahme dienten, handelt es sich beim Run 26471 um einen Kalibrations- und beim Run 26569 um einen Alignment-Run. Die Intensität bei diesen Runs ist deutlich niedriger als bei den anderen. Die Unterschiede zwischen den Werten dieser Runs und denen anderer liegen aber mit z.B. ca. 1 TDC-Kanal (= 0,06 ns) für den Kanal 80 der Ebene FI05X deutlich innerhalb des Zeitfensters triggerkorrelierter Ereignisse von $\pm 3 \sigma \approx \pm 4-5$ ns, weshalb keine die Datenanalyse verfälschenden Effekte zu erwarten sind.

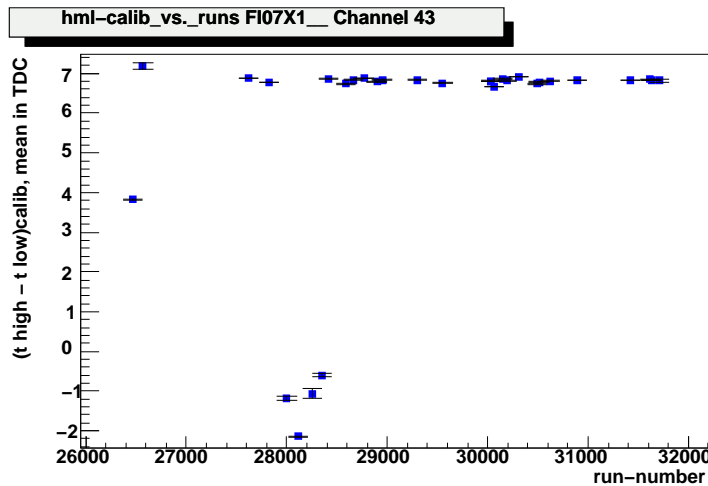


Abbildung 5.13: Zeitdifferenzen Δt_{calib} für Kanal 43 der Ebene FI07X gegen Runs aus dem Jahr 2003.

Bei den zu einem Photomultiplier gehörenden Kanälen 32 - 47 der Ebene FI07X treten bei den Daten aus dem Jahr 2003 neben den Unterschieden in den Werten der Runs 26471

und 26569 weitere deutliche Abweichungen von den Werten der übrigen Runs auf, insbesondere sind negative Zeitdifferenzen zu finden (siehe Abb. 5.13 sowie Anhang A.5). Laut Run-Logbook wurden während dieser Runs keine Auffälligkeiten festgestellt, die hiermit zusammenhängen. Anhand der Überprüfung der Zeitdifferenzstabilität ist also im Nachhinein eine Untersuchung von vorher unzugänglichen bzw. nicht entdeckten Abweichungen möglich, die z.B. durch Probleme in der Elektronik verursacht wurden. Aber auch in diesem Fall sind die Effekte mit ca. 10 TDC-Kanäle (= 0,6 ns) klar innerhalb des Triggerzeitfensters. Im Allgemeinen sind für die Ebene FI07X Unterschiede in den Zeitdifferenzen verschiedener Runs um 0,2 bis ca. 1 TDC-Kanal zu erkennen.

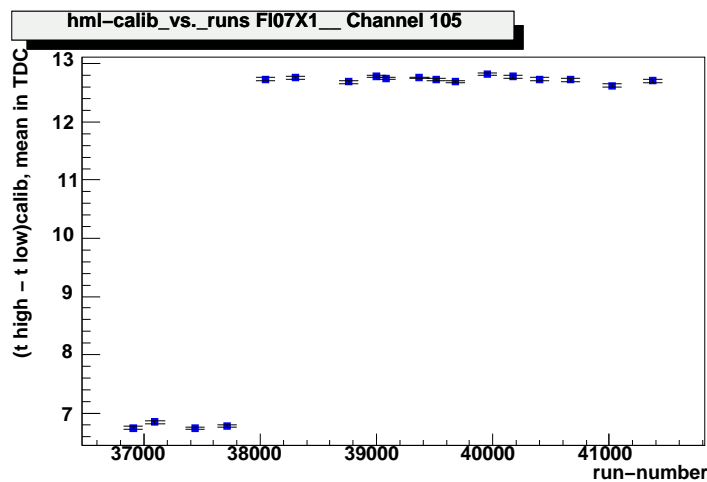


Abbildung 5.14: Zeitdifferenzen Δt_{calib} für Kanal 105 der Ebene FI07X gegen Runs aus dem Jahr 2004.

Ein weiterer Effekt, der für manche Kanäle beobachtet wurde, ist ein Versatz bei den Zeitdifferenzwerten, wobei diese in den beiden Teilbereichen für sich betrachtet wiederum sehr stabil sind. Dies kann man z.B. im Jahr 2003 bei den Kanälen 64 - 79 sowie 80 - 95 der Ebene FI05X (siehe Anhang A.2 und A.3) und im Jahr 2004 bei den Kanälen 96 - 111 der Ebene FI07X (Abb. 5.14 sowie Anhang A.10) sehen. Dieses Verhalten konnte ebenfalls erst mit der Überprüfung der Zeitdifferenzen und nicht schon während der Runs gefunden werden. Auch diese Sprünge liegen wie bei Kanal 105 der Ebene 7X in Abb. 5.14 gezeigt bei ca. 6 TDC-Kanälen (= 0,36 ns) und damit deutlich innerhalb des triggerkorrelierten Bereichs.

Als Beispiel für die insgesamt gute Stabilität der Runs des Jahres 2004 sind in Abb. 5.15 bzw. 5.16 die Zeitdifferenzen eines sich am Rand bzw. in der Mitte der Ebene FI05X befindenden Kanals aufgetragen. Die Werte schwanken für die beiden entsprechenden Photomultiplier in allen zugehörigen Kanälen bis ca. 0,5 TDC-Kanäle, wobei ein Teil dieser Streuung durch die statistischen Schwankungen verursacht wird.

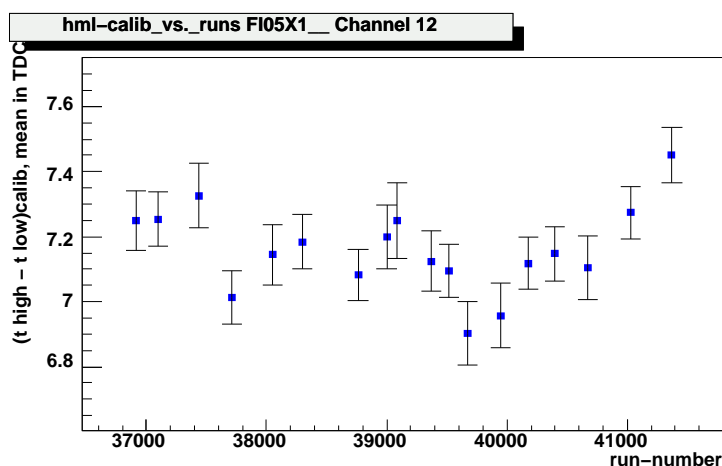


Abbildung 5.15: Zeitdifferenzen Δt_{calib} für Kanal 12 der Ebene FI05X gegen Runs aus dem Jahr 2004.

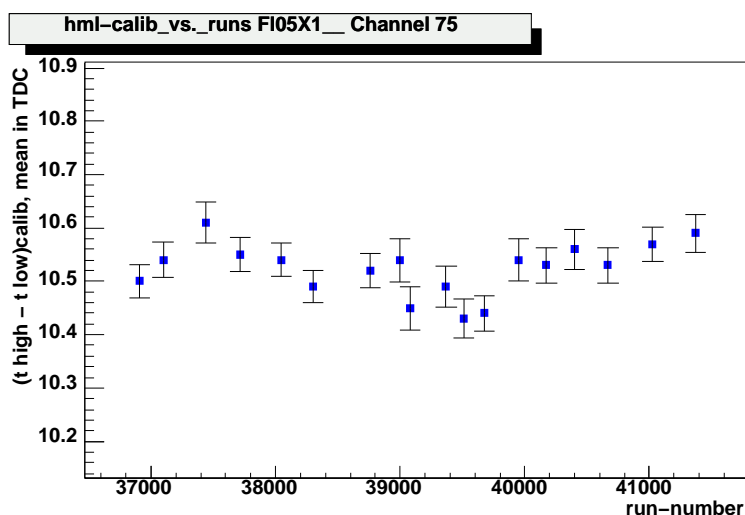


Abbildung 5.16: Zeitdifferenzen Δt_{calib} für Kanal 75 der Ebene FI05X gegen Runs aus dem Jahr 2004.

Für manche Photomultiplier ist im Jahr 2004 ein stetiger zeitlicher Anstieg der kalibrierten Zeitdifferenzen festzustellen (siehe Abb. 5.17 sowie Anhang A.8), was eine Verminderung der Signalhöhe bedeutet (siehe Kapitel 4.2.3) und somit anzeigt, dass für den entsprechenden Photomultiplier ein sich kontinuierlich verstärkendes Problem vorliegt. Dies kann an einer abnehmenden Qualität des Photomultipliers selbst, aber auch an der anliegenden Hochspannung, der Lichtkoppelung, mangelnder Schwellenstabilität oder der anliegenden Niedrigspannung liegen, wobei auch dieser Effekt sich mit z.B. ca. 1 TDC-Kanal (= 0,06 ns) beim Kanal 111 der Ebene 5X klar innerhalb des Triggerzeitfensters befindet.

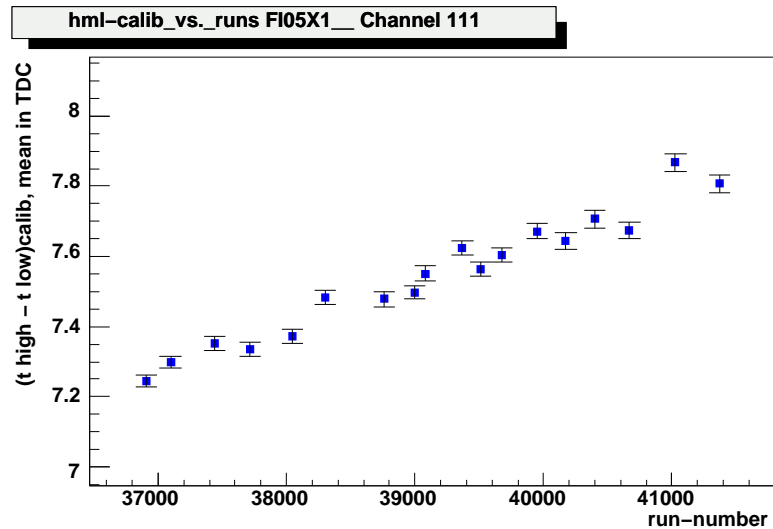


Abbildung 5.17: Zeitdifferenzen Δt_{calib} für Kanal 111 der Ebene FI05X gegen Runs aus dem Jahr 2004.

Eine weitere Auffälligkeit im Jahr 2004 ist, dass in der Ebene FI05Y für die Kanäle der ersten beiden Photomultiplier bei den Runs 41027 und 41372 teils sehr stark von den übrigen Runs differierende Zeitdifferenzen aufgespürt wurden (siehe Abb. 5.18), obwohl während des Runs laut Run-Logbook keine Hinweise dafür zu verzeichnen waren. Dies stellt somit einen weiteren Fall dar, in dem diese Stabilitätsüberprüfung zum Auffinden möglicher elektronischer Probleme dient. Auch in diesem Fall sind die Abweichungen mit z.B. ca. 3,5 TDC-Kanälen (= 0,21 ns) für den Kanal 5 der Ebene 5Y deutlich innerhalb des triggerkorrelierten Zeitbereichs.

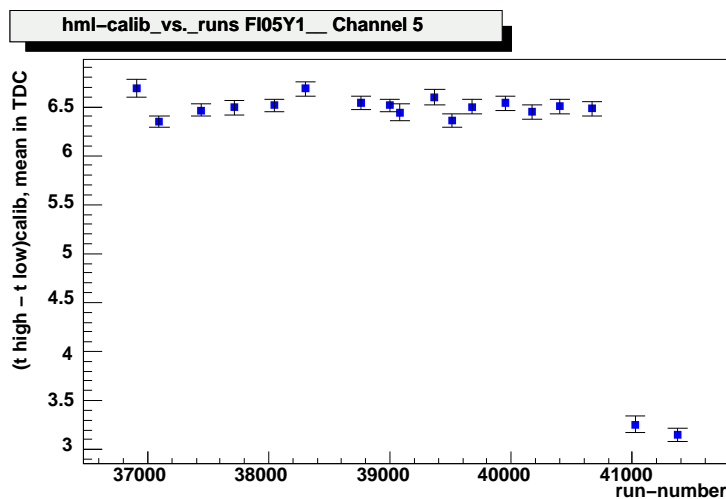


Abbildung 5.18: Zeitdifferenzen Δt_{calib} für Kanal 5 der Ebene FI05Y gegen Runs aus dem Jahr 2004.

Interessant für die Bewertung der Auffälligkeiten ist insbesondere der Zusammenhang der Abweichungen in den Zeiten mit der Signalamplitude. Um diesen zu ermitteln, wurden die T_0 -Konstanten für Runs mit jeweils gleichem Wert von High- und Low-Schwelle für einen Kanal einer Ebene gegen die Schwellenwerte angetragen (siehe Abb. 5.19). Aus der Differenz der T_0 -Werte des gesamten zur Verfügung stehenden Schwellenbereichs konnte somit der Zusammenhang zwischen den Spannungswerten der Schwellen und den TDC-Kanälen ermittelt werden, wobei sich ein praktisch linearer Zusammenhang ergibt.

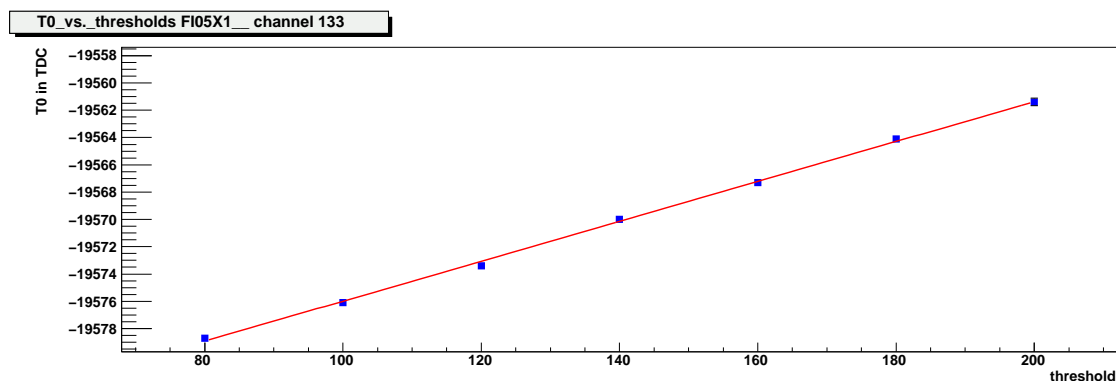


Abbildung 5.19: T_0 -Konstanten (aus Runs mit gleichen Schwellen) gegen Schwellenspannungen in mV.

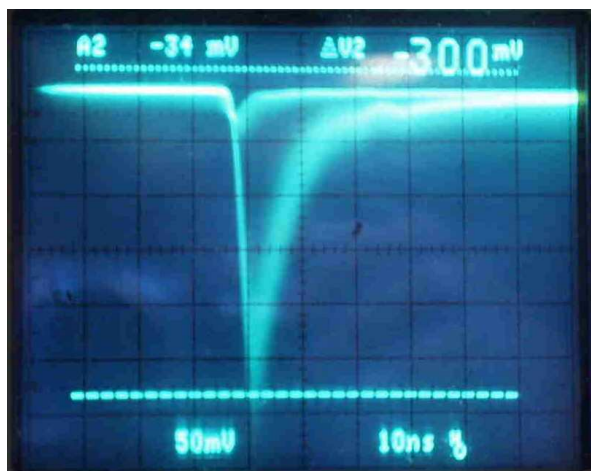


Abbildung 5.20: Typisches Signalbild, bei einer Spannung von 750 mV.

Die Schwellenspannungen haben im angeführten Beispiel Werte von 80 mV bis 200 mV, liegen also in einem Bereich über 120 mV. Die Differenz der T_0 -Werte beträgt dabei 17 TDC-Kanäle gleich 1,0 ns. Abweichungen von typischerweise 0,5 TDC-Kanälen (0,03 ns) entsprechen somit einer Spannungsdifferenz von 3,5 mV. Bei einer Signalhöhe von 200 mV stellt dies eine Abweichung um knapp 2 % dar. Abweichungen um 1 TDC-Kanal (0,06 ns) entsprechen 7,06 mV und folglich einem Unterschied in der Signalhöhe von ca. 3,5 %. Die

beobachteten Abweichungen sind also für die auftretenden Signale sehr gering.

Allgemein lässt sich sagen, dass auch bei den anhand der Untersuchung der Stabilität der Zeitdifferenzen gefundenen elektronischen Problemen die Unterschiede in den Zeitdifferenzen gering sind und stets deutlich innerhalb des Triggerzeitfensters von $\pm 3 \sigma$ liegen. Die Faserhodoskope zeigen somit insgesamt eine sehr gute Stabilität.

5.2.4 Vergleich zwischen Zeitdifferenzen aus der Kalibration mit errechneten Werten

Um die Qualität der Kalibration der Differenzen von „High-“ und „Low“-Zeiten einzuschätzen, wurden diese auch mit theoretisch erwarteten Werten verglichen.

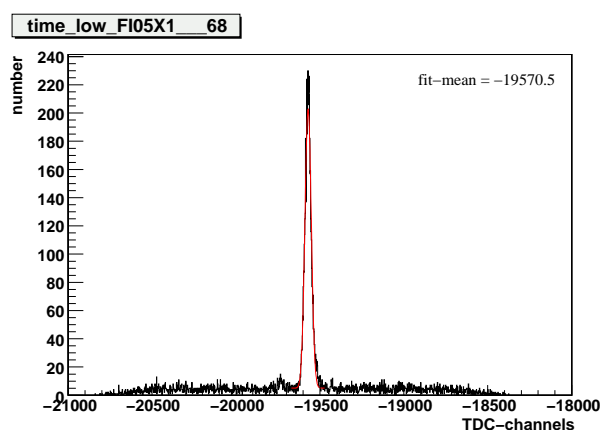


Abbildung 5.21: Bestimmung der Kalibrationskonstante T_0 aus dem TDC-Spektrum für einen Kanal bei einem Run mit beiden gesetzten Schwellen auf 80 mV. (rote Linie: Gaußfit).

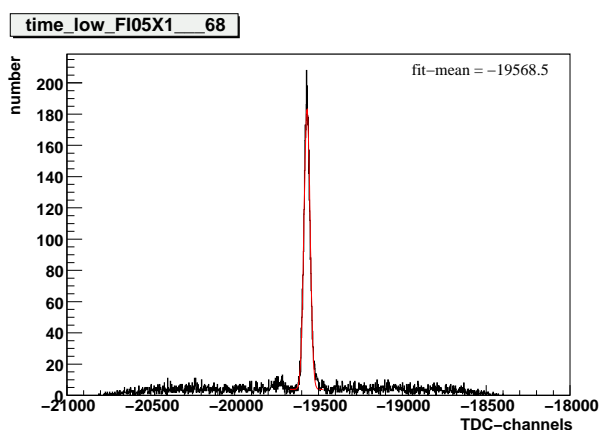


Abbildung 5.22: Bestimmung der Kalibrationskonstante T_0 aus dem TDC-Spektrum für einen Kanal bei einem Run mit beiden gesetzten Schwellen auf 100 mV. (rote Linie: Gaußfit).

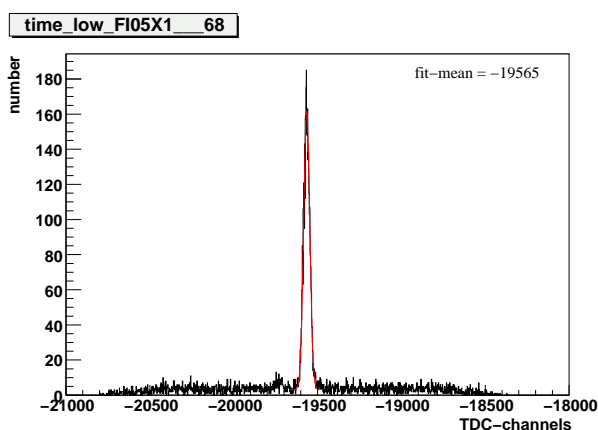


Abbildung 5.23: Bestimmung der Kalibrationskonstante T_0 aus dem TDC-Spektrum für einen Kanal bei einem Run mit beiden gesetzten Schwellen auf 120 mV. (rote Linie: Gaußfit).

Hierfür wurden für Kalibrationsruns mit zwei gleichen Schwellenwerten für jeden Kanal aller X- und Y-Ebenen jeweils die T_0 -Werte aus den TDC-Spektren mit einem Gaußfit ermittelt wie in Kapitel 5.1 beschrieben (siehe Abb. 5.21, 5.22 und 5.23).

Die T_0 -Werte wurden dann für je einen Kanal gegen die bei den jeweiligen Runs gesetzten Schwellenwerte aufgetragen und mit einer Geraden gefittet (siehe Abb. 5.24). Anschließend wurde für diesen linearen Verlauf jeweils die Steigung bestimmt und daraus die theoretisch zu erwartenden Differenzen von „High-“ und „Low“-Zeiten für die bei „normalen“ Runs gesetzten Schwellenwerte ermittelt. Dabei erwies es sich als zweckmäßig, nur die Kalibrationsruns mit gesetzten Schwellen von 80 mV, 100 mV und 120 mV zu verwenden, da diese am ehesten den Bereich der realen Schwellen „normaler“ Runs treffen.

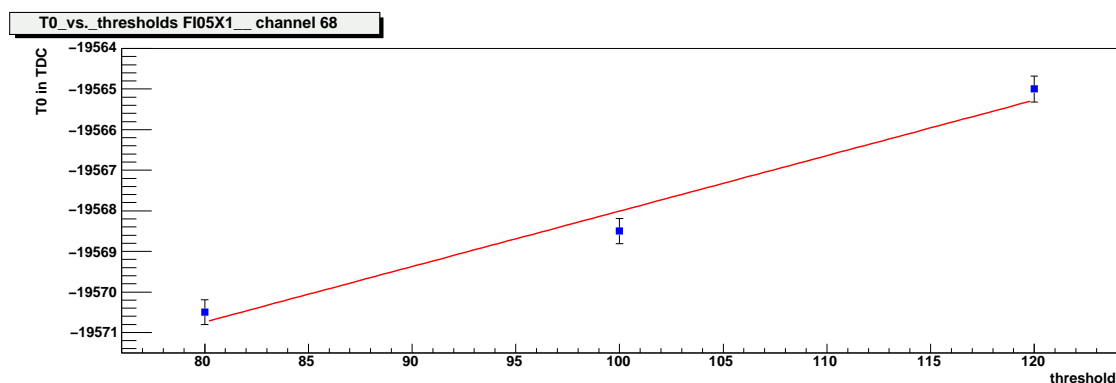


Abbildung 5.24: T_0 -Konstanten (aus Runs mit gleichen Schwellen) gegen Schwellenwerte.

Die so gewonnenen Zeitdifferenzen wurden für Beispielflächen der Jahre 2003 und 2004 von den Werten aus der in den vorherigen Kapiteln beschriebenen Kalibration subtrahiert und somit der Unterschied zwischen diesen ermittelt. Dieser wurde dann jeweils für die einzelnen Ebenen gegen die Kanäle aufgetragen (siehe z.B. Abb. 5.25).

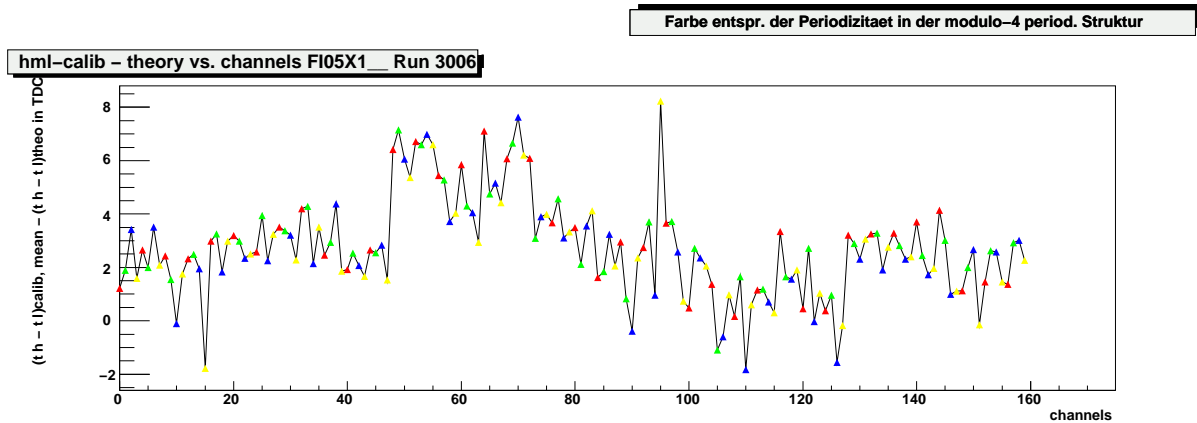


Abbildung 5.25: Unterschied zwischen den kalibrierten Zeitdifferenzen $\Delta t_{calib} = T_{high} - T_{low}$ und denjenigen, die aus Runs mit gleichen Schwellenwerten bestimmt wurden, in TDC-Kanälen, gegen Kanäle der Ebene FI05X für den Run 30061.

Die Unterschiede liegen allerdings nicht bei 0 TDC-Kanälen, sondern meistens um den TDC-Wert 2 verteilt, was einer Abweichung um 0,12 ns entspricht. Dies widerspricht nicht den Ergebnissen aus der Zeitdifferenzkalibration, da im relevanten Schwellenbereich nur drei Werte (80 mV, 100 mV, 120 mV) zur Verfügung standen und die über den Fit bestimmten Werte daher nicht sehr exakt sind.

Es lässt sich zudem feststellen, dass die Unterschiede deutlich näher bei Null liegen, wenn die real gesetzten Schwellen ziemlich genau im Bereich 80 bis 120 mV liegen (z.B. für die Ebene 8X, siehe Abb. 5.26), während für Schwellen, die relativ stark von diesem Bereich abweichen, die Unterschiede zwischen den Zeitdifferenzen größer sind (siehe Abb. 5.27).

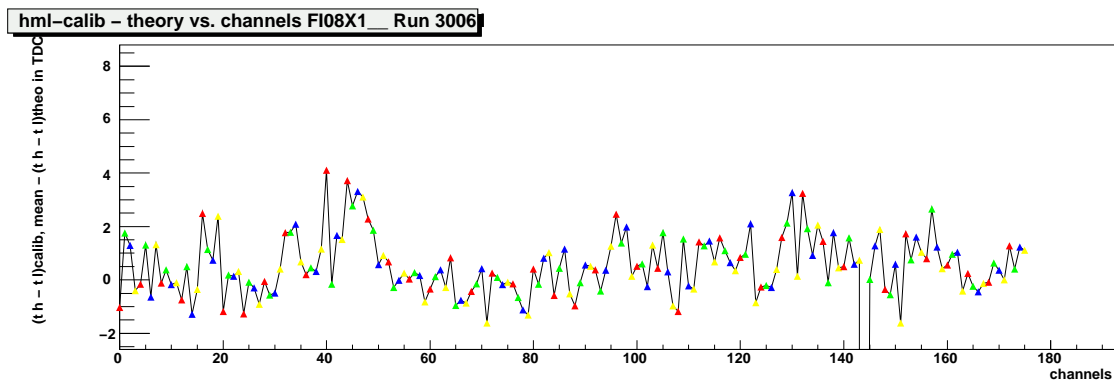


Abbildung 5.26: Unterschied zwischen den kalibrierten Zeitdifferenzen $\Delta t_{calib} = T_{high} - T_{low}$ und denjenigen, die aus Runs mit gleichen Schwellenwerten bestimmt wurden, in TDC-Kanälen, gegen Kanäle der Ebene FI08X für den Run 30061. Die Werte sind im Vergleich zu anderen Ebenen nahe bei Null.

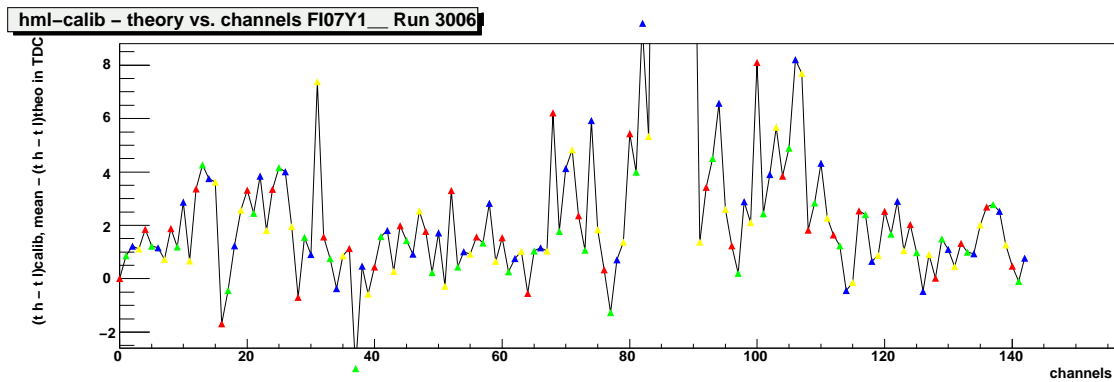


Abbildung 5.27: Unterschied zwischen den kalibrierten Zeitdifferenzen $\Delta t_{calib} = T_{high} - T_{low}$ und denjenigen, die aus Runs mit gleichen Schwellenwerten bestimmt wurden, in TDC-Kanälen, gegen Kanäle der Ebene FI07Y für den Run 30061. Die Werte sind im Vergleich zu anderen Ebenen weiter von Null entfernt.

Kapitel 6

Qualitätskontrolle der Transversity-Runs 2004

6.1 Grundlagen

Da Polarisierungseffekte stets nur auf einem großen unpolarisierten Untergrund zu beobachten sind, ist es sinnvoll, nicht die Wirkungsquerschnitte für sich, sondern Wirkungsquerschnittsasymmetrien zwischen unterschiedlichen Polarisationsrichtungen zu betrachten (siehe Kapitel 2.2 und 2.4). Um Effekte aufgrund unterschiedlicher Akzeptanzen von upstream- und downstream-Targetzelle auszuschließen, werden bei der Analyse der transversalen Spinverteilung im COMPASS-Experiment stets die Asymmetrien der Wirkungsquerschnitte einer Targetzelle für zwei Perioden mit unterschiedlicher Polarisierung berechnet, z.B. wird der Wirkungsquerschnitt der upstream-Zelle für die Periode W34¹ mit Spin up mit dem der upstream-Zelle für die folgende Periode W35 mit Spin down kombiniert. Die Asymmetrien der beiden Targetzellen werden dann wiederum zu einer Gesamtasymmetrie kombiniert.

Um Asymmetrien aufgrund von experimentellen Unzulänglichkeiten in der Datenanalyse zu vermeiden, ist es notwendig, die Qualität der produzierten Daten zu untersuchen. Hierzu wird die Stabilität verschiedener aussagekräftiger Parameter kontrolliert (sog. „Quality Checks“). Eine Auflistung der für die Runs zur Untersuchung der transversalen Spinverteilung im Jahr 2004 durchgeführten Tests gibt Tabelle 6.1. Bei den Tests der Blöcke 1 (Detektor-Profil) und 2 (Rekonstruktionsstabilität) wurden die Parameter jeweils anhand von im Produktionsprozess mit CORAL erzeugten ROOT-files überprüft, die für je eine Periode gegen die Runnummern aufgetragene Verteilungen liefern. Die Informationen für die Tests der Blöcke 3 und 4 wurden den mDST-files entnommen, wobei die Observablen für die K^0 -Tests (Block 3) wiederum für je eine Periode in Abhängigkeit der Runnummern dargestellt wurden, während diejenigen zur Kontrolle der kinematischen Stabilität (Block 4) nach den für die Transversity-Analyse vorgenommenen kinematischen und anderen Schnitten für Subperioden aus benachbarten Runs untersucht wurden.

¹Messperiode (ca. eine Woche), mit gleicher Targetpolarisation

| | |
|--|--|
| Block 1: Detektorstabilität | 316 Detektor-Profile |
| Block 2: Rekonstruktionsstabilität | Anzahl der Spuren pro Ereignis (im ganzen Spektrometer und für verschiedene Bereiche (*)) Anzahl der Spuren mit Impuls pro Ereignis Anzahl der primären ² Vertizes pro Ereignis Anzahl der sekundären Vertizes pro Ereignis Gesamtzahl der Cluster pro Ereignis Gesamtzahl der Cluster pro Ebene |
| Block 3: K^0 -Tests | K^0 -mass-shift gegen Runs K^0 -Massenauflösung gegen Runs Anzahl der K^0 s pro primärem Vertex gegen Runs |
| Block 4: Kinematische Stabilität (Observable gegen Zeitabschnitt) für: | Koordinaten: X_{PV}^{upCell} , Y_{PV}^{upCell} , $X_{PV}^{downCell}$, $Y_{PV}^{downCell}$ Wahrscheinlichkeit für χ^2 des primären Vertex $p(\chi_{PV}^2)$ x_{bjork} , Q^2 , relativer Energieübertrag y Azimuth des gestreuten Myons $\Phi_{LAB}^{\mu'}$ Azimuth des leading hadron Φ_{Breit}^h , Φ_{LAB}^h Energie des leading hadron ³ p_h^{tot} depon. Energie in hadron. Kalorimet. E_1^{HCAL} , E_2^{HCAL} |
| | (*) vor dem Target, vor SM1 (Spektrometermagnet 1), zwischen SM1 und SM2, zwischen SM2 und MF1 (Myon Filter 1), nach MF1 PV = primary vertex |

Tabelle 6.1: Übersicht über die Qualitätskontrollen („Quality Checks“) der Daten aus 2004.

Für die Tests der Blöcke 1 und 2 wurden alle Runs verworfen mit

- mehreren fehlerhaften Detektorebenen,
- ernsthaften DAQ-Problemen,
- Problemen bei den Detektoren aus szintillierenden Fasern oder den Silizium-Mikrostreifendetektoren, weil diese nur geringe Redundanz besitzen.

Die Anzahl und jeweilige Spinstellung der Runs mit transversaler Spinverteilung im Jahr 2004 für die einzelnen Perioden ist Tabelle 6.2 zu entnehmen.

²primärer Vertex: ein Vertex mit einem Strahlmyon als einfliegendes Teilchen. Andere Vertizes werden als sekundär bezeichnet.

³leading hadron: das im Streuprozess entstandene Hadron mit der größten Energie.

| Periode je ca. eine Woche | Run-Anzahl | Spin-Stellung (upst.-, downst.-Zelle) |
|------------------------------|-------------------------|--|
| 04W33 | 113 | ↑ ↓ |
| 04W34 | 110 | ↓ ↑ |
| 04W35 | 144 | ↓ ↑ |
| 04W36 | 95 | ↑ ↓ |
| Gesamt: | 462 Runs (70217 Spills) | |

Tabelle 6.2: Übersicht über die Transversity-Runs 2004.

6.2 Stabilität der Detektoren

Bei der Überprüfung der Profile der einzelnen Detektorebenen (Block 1) wurden zunächst die Mittelwerte und die Standardabweichung (Root Mean Square = RMS) der Trefferorte für die Runs einer Periode aufgetragen und anschließend bei Auffälligkeiten das Strahlprofil der jeweiligen Ebene für den entsprechenden Run untersucht, was bei gravierenden Mängeln nach den in 6.1 aufgeführten Kriterien zu einem Aussortieren dieses Runs für die Transversity-Analyse führte. Im Folgenden werden einige Beispiele gegeben.

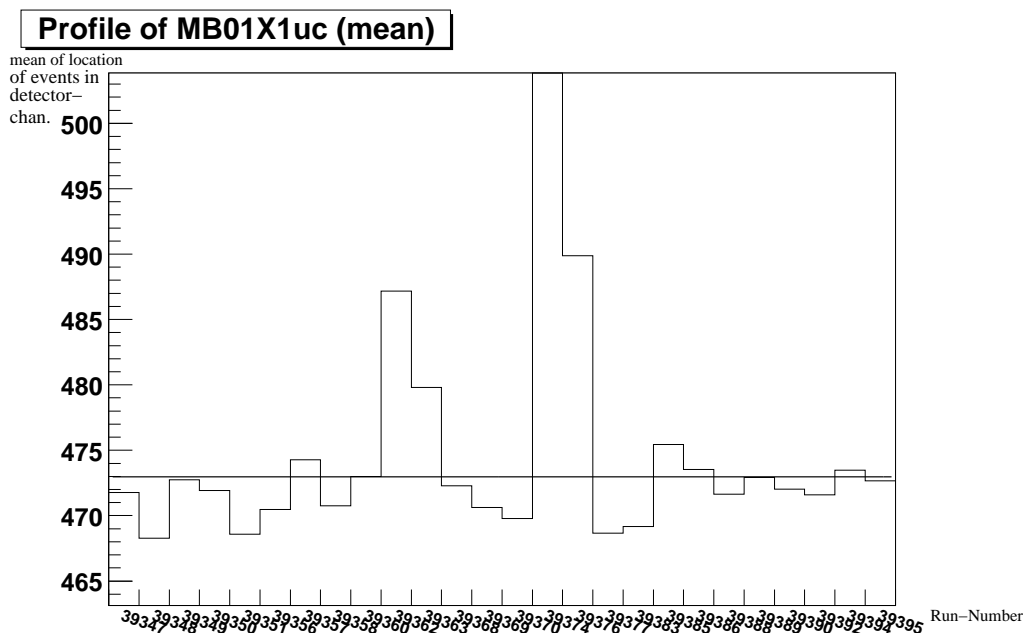


Abbildung 6.1: Mittelwert der Trefferorte in der Ebene MB01X1uc (Myon Wall 1) in Detektorkanälen gegen Runnummern.

Bei Myon Wall 2 (Ebenen MB01X1uc und MB01X1dc) ergab sich für die Runs 39374 - 39377 eine deutliche Abweichung in den Mittelwerten und den Standardabweichungen der Trefferorte gegenüber denen anderer Runs dieser Periode (04W34) (siehe Abb. 6.1 und

6.2). In den Strahlprofilen dieser Ebenen ist für den Run 39377 eine deutlich niedrigere Trefferzahl und ein Einbruch für die mittleren Kanäle erkennbar (siehe Abb. 6.3 und 6.4). Dem Run-Logbuch ist der Grund dafür zu entnehmen, nämlich, dass in diesem Run in vielen Spills eine sehr geringe Anzahl von Strahlteilchen registriert wurde. Darüber hinaus sind Probleme bei der Datenaufnahme vermerkt (siehe Tab. 6.3). Dieser Run ist daher auszuschließen.

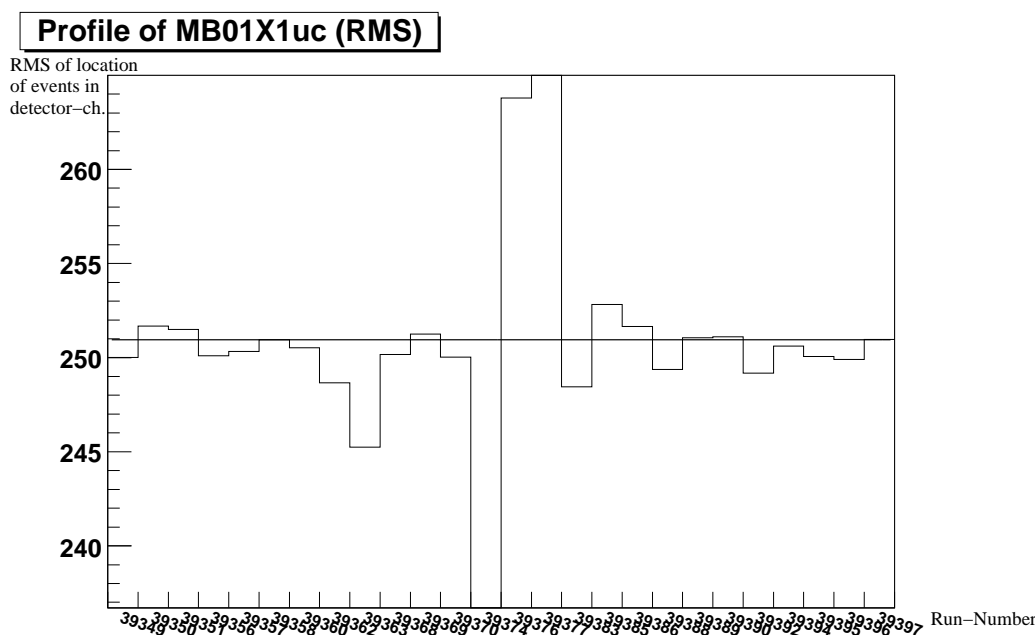


Abbildung 6.2: Standardabweichung der Trefferorte in der Ebene MB01X1uc (Myon Wall 1) in Detektorkanälen gegen Runnummern.

| Run nr. | Nb. of spills | Type of run | Quality flag | Detect. flag | Title |
|---------|---------------|-------------|--------------|--------------|---|
| 39377 | 140 | transv. | Good | OK | Many spills without beam in this run. Last several spills have daq problem. |

Tabelle 6.3: Logbook-Auszug Transversity Run 39377.

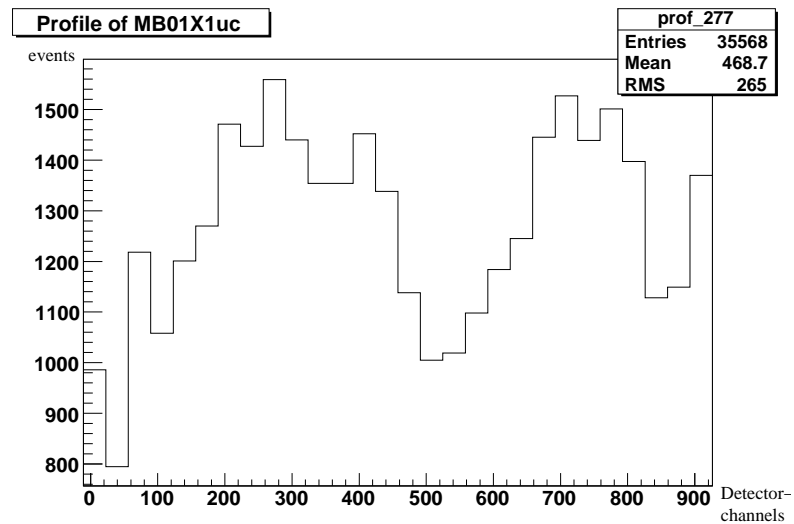


Abbildung 6.3: Strahlprofil der Ebene MB01X1uc (Myon Wall 1) für den Run 39377.

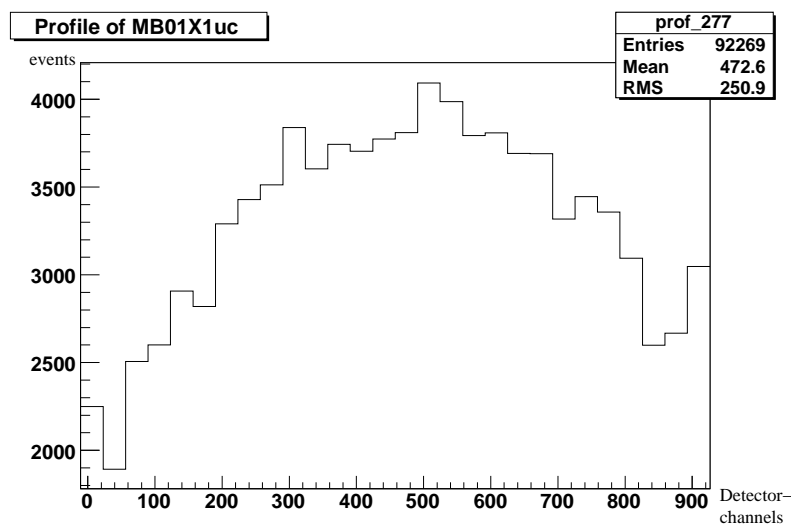


Abbildung 6.4: Zum Vergleich das Strahlprofil der Ebene MB01X1uc (Myon Wall 1) für einen Run ohne Unregelmäßigkeiten in dieser Ebene.

Beim Run 39874 in der Periode W36 hatte die SciFi-Ebene FI05Y einen Totalausfall im zentralen Bereich aufgrund dem Versagen eines CATCH-Moduls, was wiederum zu deutlichen Abweichungen beim Mittelwert und der Standardabweichung der getroffenen Kanäle führte (siehe Abb. 6.5 bis 6.8 sowie Tab. 6.4). Da die Detektoren aus szintillierenden Fasern nur geringe Redundanz haben, wurde dieser Run ebenfalls ausgeschlossen.

| Run nr. | Nb. of spills | Type of run | Quality flag | Detect. flag | Title |
|---------|---------------|--------------|--------------|--------------|---|
| 39874 | 81 | transversity | Prob. | Prob. | SciFi-G 100 % error at FI05Y central region |

Tabelle 6.4: Logbook-Auszug Transversity Run 39874.

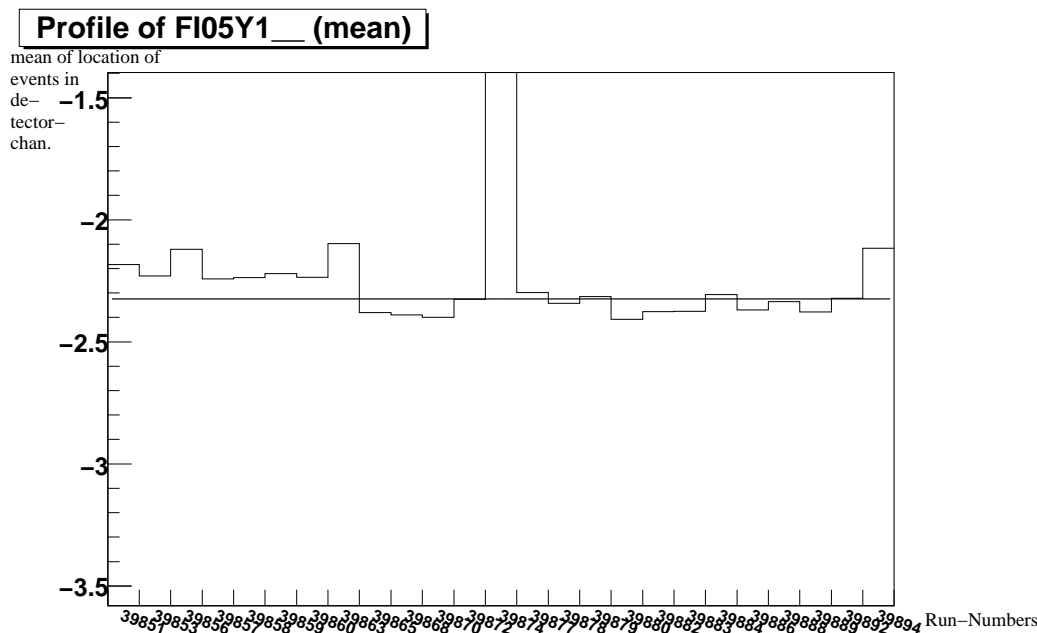


Abbildung 6.5: Mittelwert der Trefferorte in der Ebene FI05Y1 in Detektorkanälen gegen Runnummern.

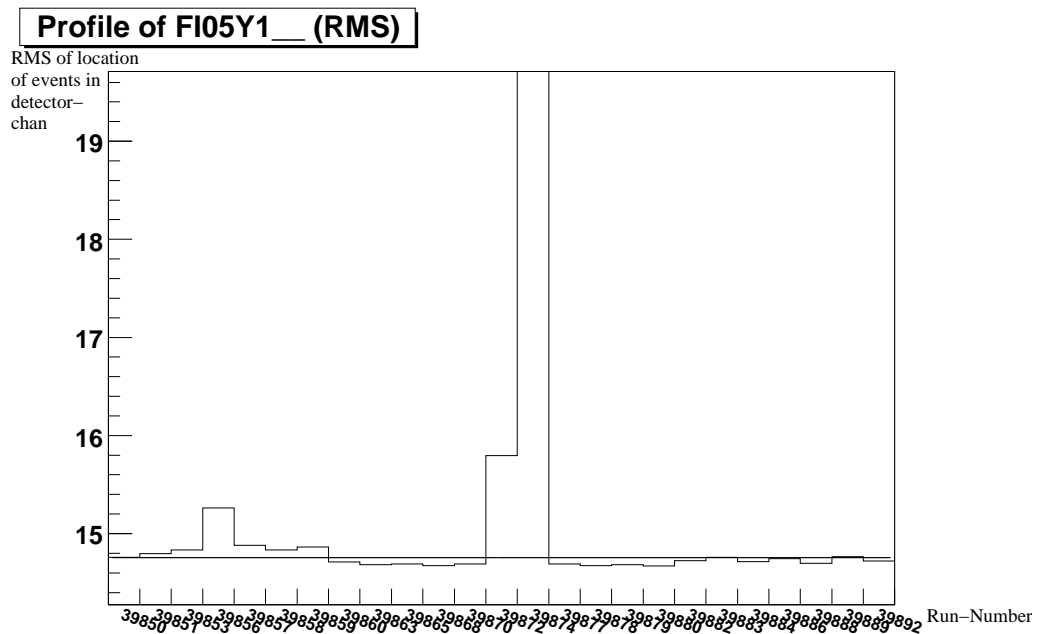


Abbildung 6.6: Standardabweichung der Trefferorte in der Ebene FI05Y1 in Detektorkanälen gegen Runnummern.

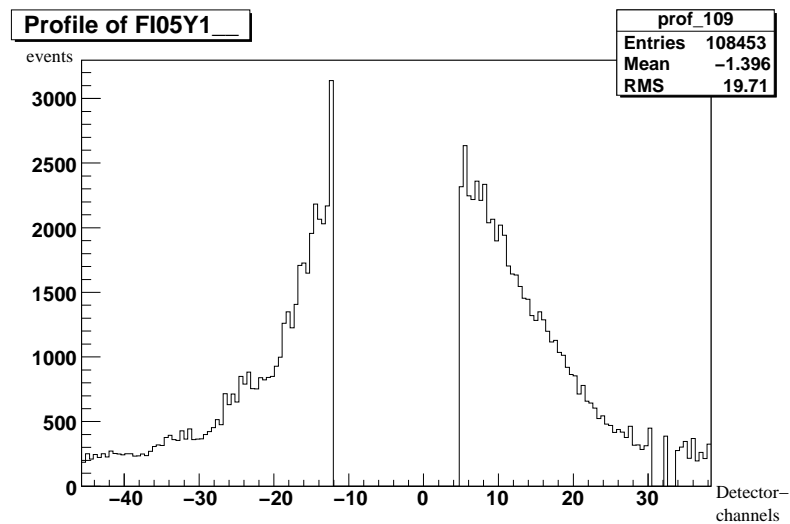


Abbildung 6.7: Strahlprofil der Ebene FI05Y für den Run 39874.

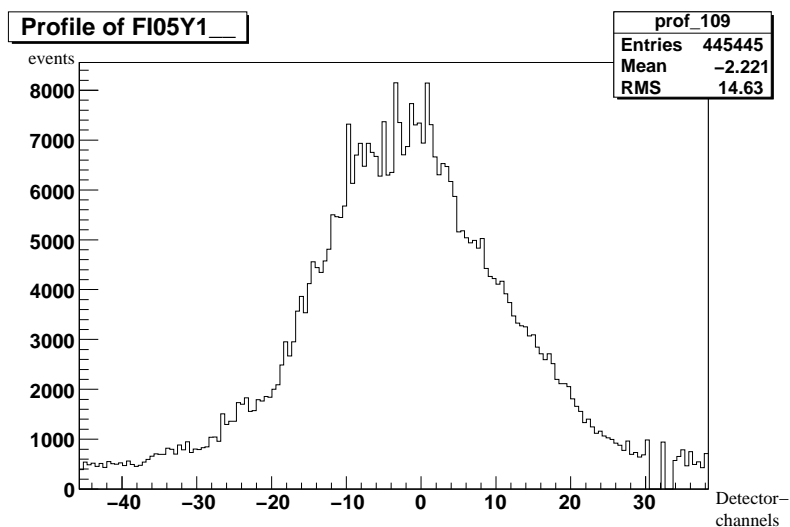


Abbildung 6.8: Zum Vergleich das Strahlprofil der Ebene FI05Y1 für einen Run ohne Unregelmäßigkeiten in dieser Ebene.

Die Ebene PA04U1 der Vieldrahtproportionalkammern MWPC A weist für die Runs 39680, 39681 und 39683 der Periode W35 fehlende Kanäle auf der rechten Seite des Strahlprofile auf (siehe Abb. 6.9 und 6.10 und Tab. 6.5), was auch eine größere Abweichung beim Mittelwert und der Standardabweichung der getroffenen Kanäle dieser Ebene bewirkt hat (siehe Abb. 6.11 und 6.12), allerdings nicht zum Ausschluss dieses Runs führte, da stets nur eine Detektorebene betroffen ist und die Rekonstruktionseffizienz wegen der Redundanz der Information praktisch nicht beeinflusst wurde.

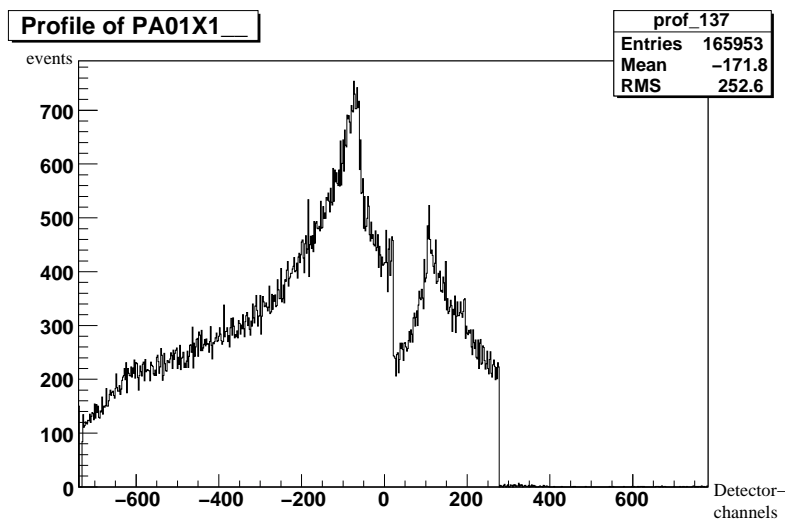


Abbildung 6.9: Strahlprofil der Ebene PA01X1 (MWPC A) für den Run 39683.

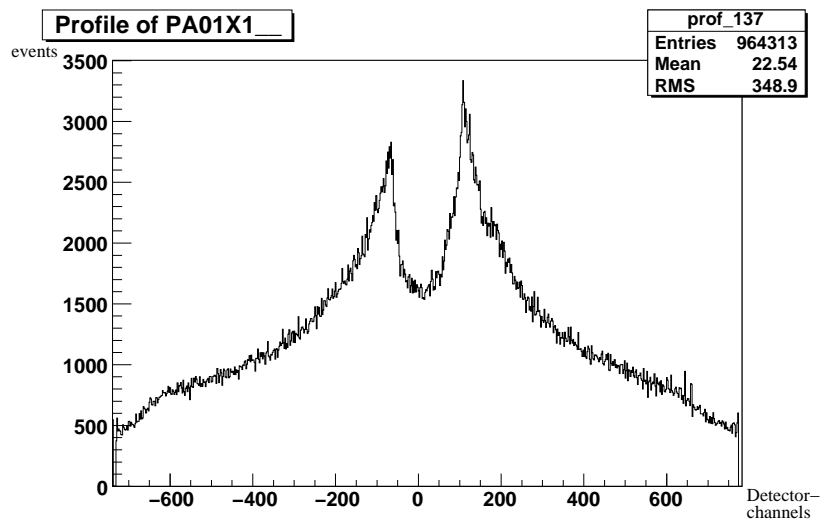


Abbildung 6.10: Zum Vergleich das Strahlprofil der Ebene PA01X1 (MWPC A) für einen Run ohne Unregelmäßigkeiten in dieser Ebene.

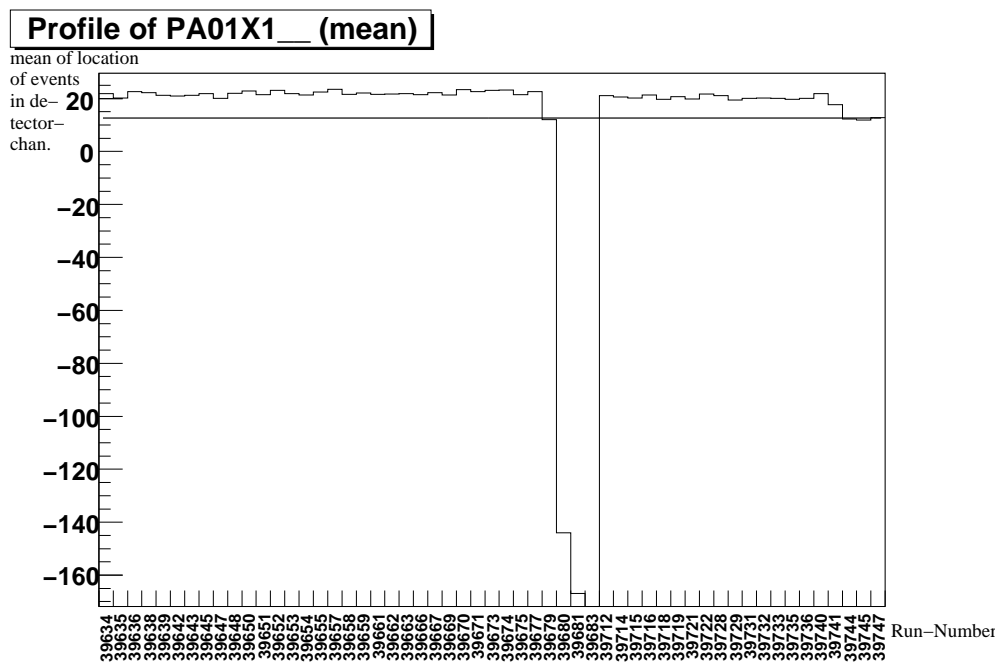


Abbildung 6.11: Mittelwert der Trefferorte in der Ebene PA01X1 (MWPC A) in Detektorkanälen gegen Runnummern.

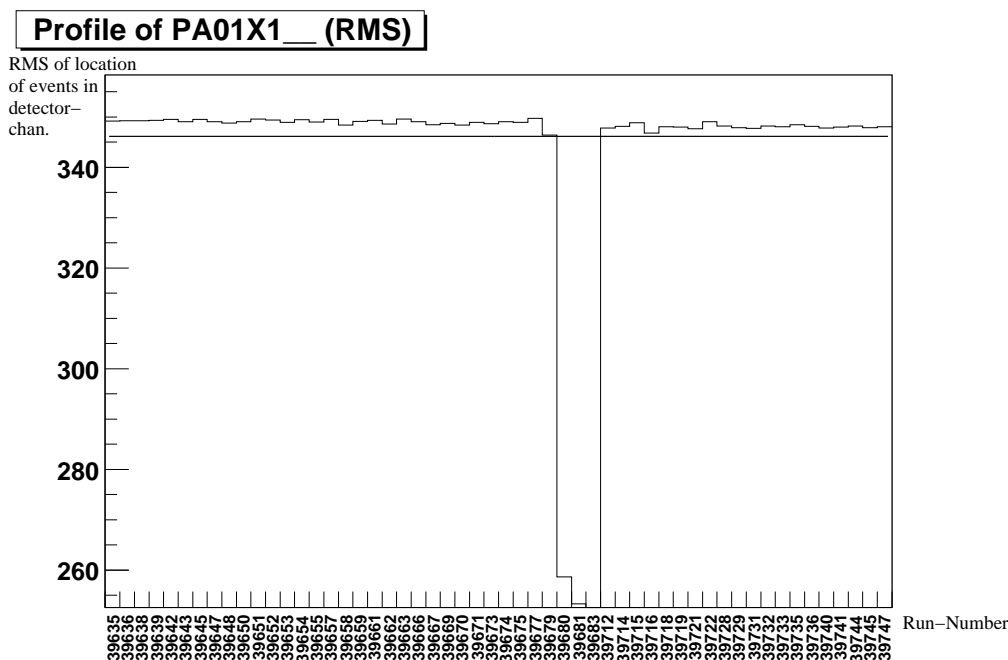


Abbildung 6.12: Standardabweichung der Trefferorte in der Ebene PA01X1 (MWPC A) in Detektorkanälen gegen Runnummern.

| Run nr. | Nb. of spills | Type of run | Quality flag | Detect. flag | Title |
|---------|---------------|--------------|--------------|--------------|---------------------------------|
| 39683 | 52 | transversity | Prob. | Prob. | PA01X1 200 ch missing |
| 39681 | 16 | transversity | Good | Prob. | PA01X1 channels 508-756 missing |
| 39680 | 11 | transversity | Good | Prob. | |

Tabelle 6.5: Logbook-Auszug Transversity Runs 39680, 39681 und 39683.

Aufgrund mangelnder Detektorstabilität wurden – teilweise auch anhand zusätzlicher Informationen über die Rekonstruktionsstabilität (folgendes Kapitel) – insgesamt 18 Runs des Jahres 2004 aussortiert (siehe auch Tab. 6.9). Darüberhinaus gab es für weitere 18 Runs Auffälligkeiten bei einzelnen Detektorebenen, was allerdings nach oben angeführten Kriterien keinen Grund für den Ausschluss dieser Runs darstellte.

6.3 Rekonstruktionsstabilität

Die Kontrolle der Rekonstruktionsstabilität (Block 2) wird anhand der in Tab. 6.1 aufgeführten Observablen durchgeführt. Für Runs, in denen sich die Observablen deutlich von denen anderer Runs unterscheiden, werden die Logbook-Einträge überprüft und anhand der Gesamtinformation beurteilt, ob die jeweiligen Runs zur Transversity-Analyse verwendet werden können. Im Folgenden werden für die Observablen einige Beispiele gezeigt.

Anzahl der Spuren: Für die Runs 39768-39770 der Periode W35 wurde festgestellt, dass die Zahl der Spuren vor dem Target deutlich verringert ist (siehe Abb. 6.13), was auf Fehler in der Ebene SI05U1 der Silizium-Mikrostreifendetektoren zurückzuführen ist. Da diese Detektoren nur geringe Redundanz aufweisen, wurden diese Runs für die Transversity-Analyse ausgeschlossen.

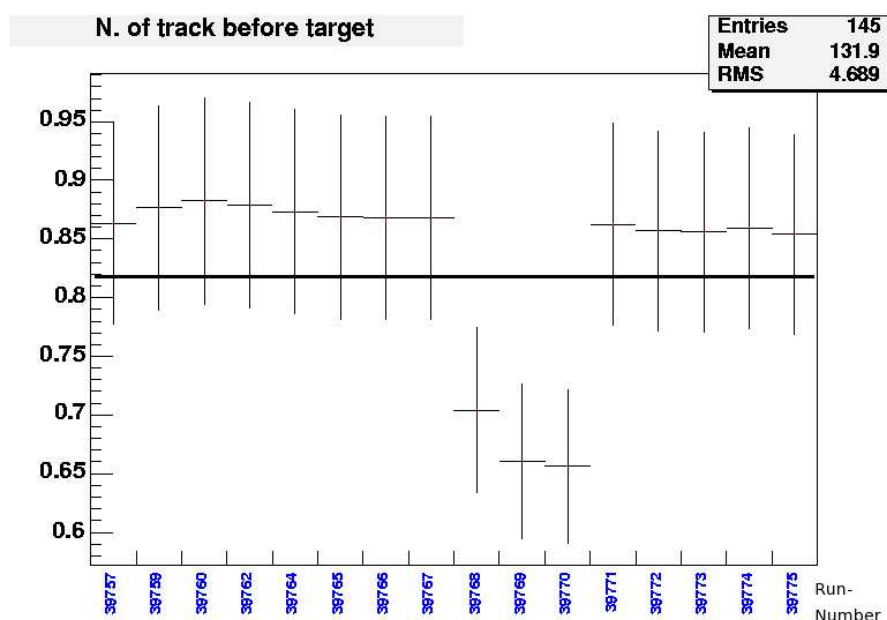


Abbildung 6.13: Anzahl der Spuren vor dem Target gegen Runnummern 39757 - 39775.

Anzahl der Vertizes: In der Anzahl der primären Vertizes pro Ereignis ist vom Run 39859 auf 39860 in der Periode W36 ein Sprung zu erkennen, was aber lediglich an der Aktivierung des Online-Filters, der beim Eventbuilding-Prozess ungeeignete Ereignisse aussortiert, liegt (siehe Abb. 6.14 und Tab. 6.6). Aufgrund dieser Auffälligkeit erfolgt also kein Ausschluss von Runs für die Transversity-Analyse.

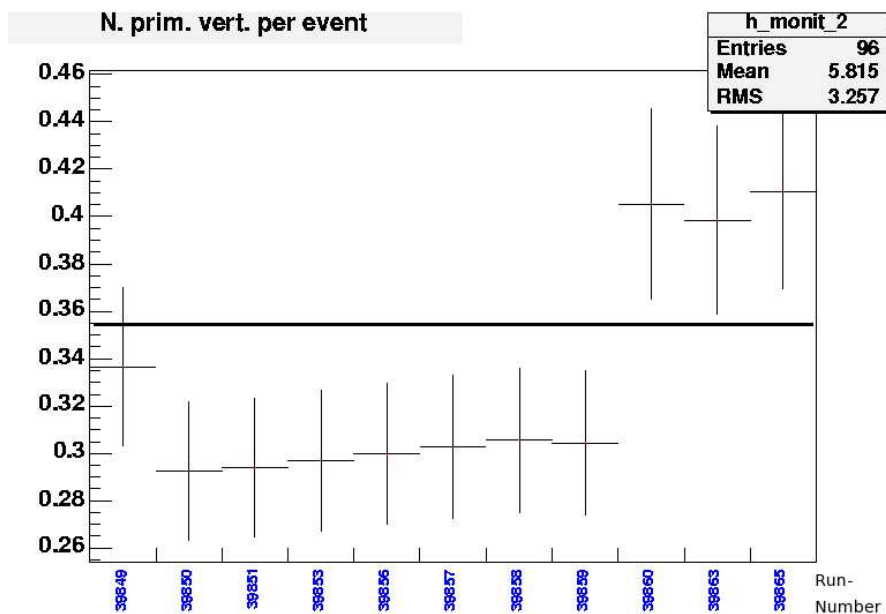


Abbildung 6.14: Anzahl der primären Vertizes pro Ereignis gegen Runnummern 39859 - 39860.

| Run nr. | Nb. of spills | Type of run | Quality flag | Detect. flag | Title |
|---------|---------------|---------------|--------------|--------------|-----------|
| 39870 | 200 | transversity | Good | OK | Filter ON |
| 39868 | 200 | transversity | Good | OK | |
| 39865 | 200 | transversity | Good | OK | |
| 39863 | 20 | transversity | Good | OK | |
| 39862 | 1 | transversity | Prob. | Prob. | |
| 39861 | 13 | detector-test | ??? | ??? | |
| 39860 | 160 | transversity | Good | OK | |
| 39859 | 101 | transversity | Good | OK | |
| 39858 | 104 | transversity | Good | OK | |
| 39857 | 110 | transversity | Good | OK | |
| 39856 | 158 | transversity | Prob. | Prob. | |
| 39855 | 1 | transversity | Prob. | OK | |
| 39853 | 200 | transversity | Good | OK | |
| 39852 | 1 | transversity | Prob. | OK | |
| 39851 | 200 | transversity | Good | OK | |
| 39850 | 58 | transversity | Good | Prob. | |

Tabelle 6.6: Logbook-Auszug Transversity Runs 39850-39870.

Bei der Anzahl der sekundären Vertizes pro Ereignis sind z.B. im Bereich um etwa die Runs 39282 bis 39342 einige Sprünge zu verzeichnen (siehe Abb. 6.15), wobei das Run-Logbook Aufschluss über die Gründe gibt (Tab. 6.7). Bei den Runs 39327, 39328 und 39329 gab es Probleme bei der SciFi-Ebene 6Y, weshalb sie ausgeschlossen wurden, während beim Run 39285 wieder lediglich der Online-Filter aktiviert wurde und deshalb ein Sprung in den Werten von Run 39284 auf 39285 vorhanden ist.

Beim Run 39287 wurde der Magnet während der Datennahme wegen eines Interlock-Fehlers abgeschaltet, weshalb dieser Run nicht für die Analyse verwendet werden kann.

Für die Runs 39330 und 39333 wurde festgestellt, dass nach einem Polarisationsverlust die Schwellen der hadronischen Kalorimeter anders gesetzt waren, weswegen sie ebenfalls aussortiert wurden.

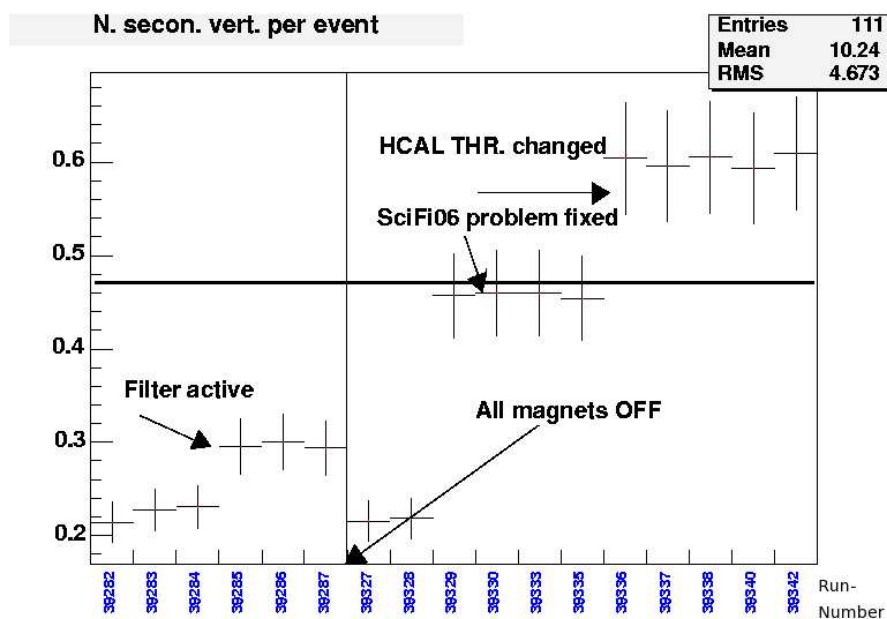


Abbildung 6.15: Anzahl der sekundären Vertizes pro Ereignis gegen Runnummern 39282 - 39342.

| Run nr. | Nb. of spills | Type of run | Quality flag | Detect. flag | Title |
|---------|---------------|-------------|--------------|--------------|---|
| 39337 | 49 | transv. | Good | OK | no beam, injection problem. run stopped. |
| 39336 | 200 | transv. | Good | OK | |
| 39335 | 182 | transv. | Prob. | OK | “normal” HCal thresholds / pccoeb14 ERROR -> run stopped |
| 39333 | 145 | transv. | Good | OK | |
| 39330 | 48 | transv. | Good | OK | throttle enabeld for pccorb11 |
| 39329 | 28 | transv. | Prob. | Prob. | errors on FI06Y1 |
| 39328 | 69 | transv. | Prob. | Prob. | FI06Y1 32 ch missing |
| 39327 | 103 | transv. | Good | Prob. | SiFi 6Y 32 channels missing -> run stopped |
| 39288 | 0 | random-trig | Prob. | ??? | Data recording: disabled / from 00:55 SM1 and SM2 magnet off, target dipole off, polarization lost all magnets off !! stopped. |
| 39287 | 24 | transv. | Prob. | OK | |
| 39286 | 100 | transv. | Good | Prob. | rich errors / drift time spectra in straw plane ST03V strange |
| 39285 | 134 | transv. | Good | Prob. | filter active / MM03Y tripped; reset / ECAL Murphy errors |
| 39284 | 100 | transv. | Good | OK | filter auto-calibration “mark-only” |
| 39283 | 100 | transv. | Good | OK | filter auto-calibration / Middle of the run beam intensity was increased -> change of trigger rate |
| 39282 | 100 | transv. | Good | Prob. | filter auto-calibration / errors on EC02P1 |

Tabelle 6.7: Logbook-Auszug Transversity Runs 39282 - 39337.

Anzahl der Cluster: In der Gesamtzahl der Cluster pro Ereignis treten bei den Runs 39663, 39666 sowie den Runs 39667-39674 Unregelmäßigkeiten auf (siehe Abb. 6.16). Der Grund hierfür liegt darin, dass für die Runs 39662 - 39666 keine Daten der Driftkammern „DW45“ vorhanden sind, weil an diesen keine Versorgungsspannung (Low Voltage) anlag (siehe Tab. 6.8). Somit fehlen für die Runs 39662-39666 jeweils 23 Detektorebenen, weshalb sie nicht zur Transversity-Analyse verwendet werden können.

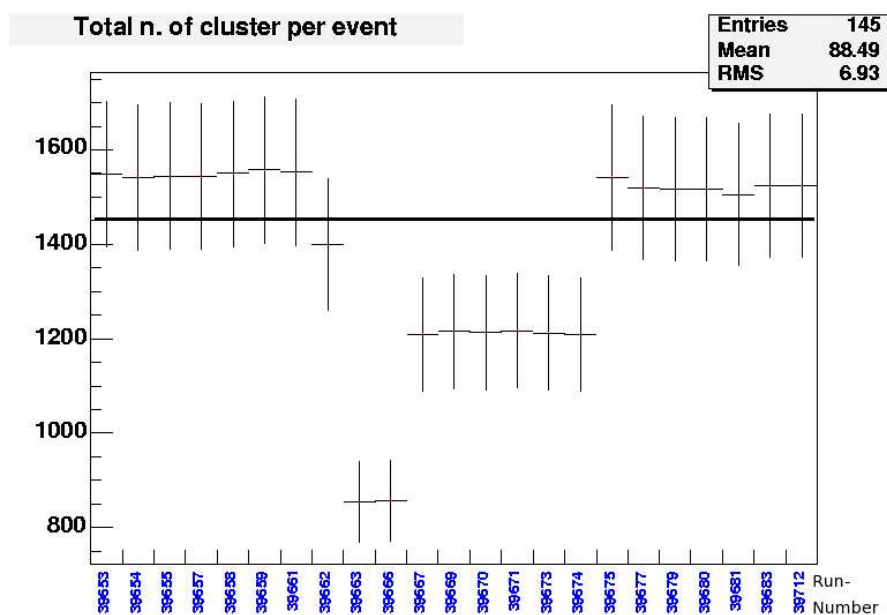


Abbildung 6.16: Gesamtzahl der Cluster pro Ereignis gegen Runnummern 39653 - 39712.

Ab Run 39667 ist dieses Problem behoben, allerdings ist für Run 39674 im Schicht-Logbuch festgehalten, dass die Treffer der DW45-Kammern zu niedrig sind (keine Anzahl angegeben), aber dieses Problem nach einem Neustart des CATCH-Auslesemoduls und dem Neusetzen der Schwellenwerte behoben werden konnte. Die zugehörigen Strahlprofile dieser Runs zeigen keine größeren Auffälligkeiten im Vergleich zu denen anderer, daher wurden diese Runs behalten.

| Run nr. | Nb. of spills | Type of run | Quality flag | Detect. flag | Title |
|---------|---------------|--------------|--------------|--------------|---------------------------|
| 39674 | 200 | transversity | Good | Prob. | |
| 39673 | 200 | transversity | Good | OK | |
| 39671 | 200 | transversity | Good | OK | |
| 39670 | 200 | transversity | Good | OK | |
| 39669 | 200 | transversity | Good | OK | |
| 39668 | 1 | transversity | Prob. | Prob. | |
| 39667 | 200 | transversity | Good | OK | |
| 39666 | 111 | transversity | Prob. | Prob. | run without W45 data |
| 39665 | 4 | transversity | Prob. | Prob. | no Data from W45 (LV off) |
| 39664 | 3 | transversity | Prob. | Prob. | no Data from W45 (LV off) |
| 39663 | 26 | transversity | Prob. | Prob. | no data from W45 (LV off) |
| 39662 | 60 | transversity | Prob. | Prob. | no data from W45 (LV off) |

Tabelle 6.8: Logbook-Auszug Transversity Runs 39662-39674.

6.4 K^0 -Tests

Die wichtigsten Tests für die Stabilität der Datenproduktion sind die K^0 -Tests. Hierbei wird aus den produzierten mDSTs mit dem Analyseprogramm PHAST die Masse der K^0 s aus dem $\pi^+\pi^-$ -Zerfall rekonstruiert, die sich zu je 50 % aus Kaonen mit kurzer (K_S^0) und langer Lebensdauer (K_L^0) zusammensetzen. Da die langlebigen Kaonen aufgrund ihrer mittleren Lebensdauer von $\tau = (5,18 \pm 0,04) \cdot 10^{-8}$ s [PDG04] im Wesentlichen nicht im COMPASS-Spektrometer zerfallen, werden nur die Zerfälle der kurzlebigen Kaonen mit einer mittleren Lebensdauer von $\tau = (0,8953 \pm 0,0006) \cdot 10^{-10}$ s [PDG04] untersucht, die mit großer Wahrscheinlichkeit in zwei geladene Pionen zerfallen [PDG04]:

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (68,95 \pm 0,14) \% \quad (6.1)$$

Diese können von den Detektoren mit geringem Untergrund gut nachgewiesen werden, was bei dem einzigen weiteren relevanten Zerfall in zwei neutrale Pionen dagegen nicht der Fall ist.

Bei den K^0 -Tests wurde nun nach Vertizes gesucht, die

- in z-Richtung weiter als 50 cm vom Mittelpunkt der downstream-Targetzelle entfernt sind,
- kein einlaufendes und zwei nachgewiesene auslaufende Teilchen haben (V^0 -Vertizes).

Diese können als zu einem K^0 gehörig interpretiert werden. Aus den beiden auslaufenden Spuren jedes solchen Ereignisses wird unter Annahme der π -Masse eine invariante K^0 -Masse berechnet und mit dem Literaturwert von $497,648 \pm 0,022$ MeV [PDG04] verglichen, indem die Differenz dieser Werte aufgetragen und mit einer Gaußfunktion gefittet

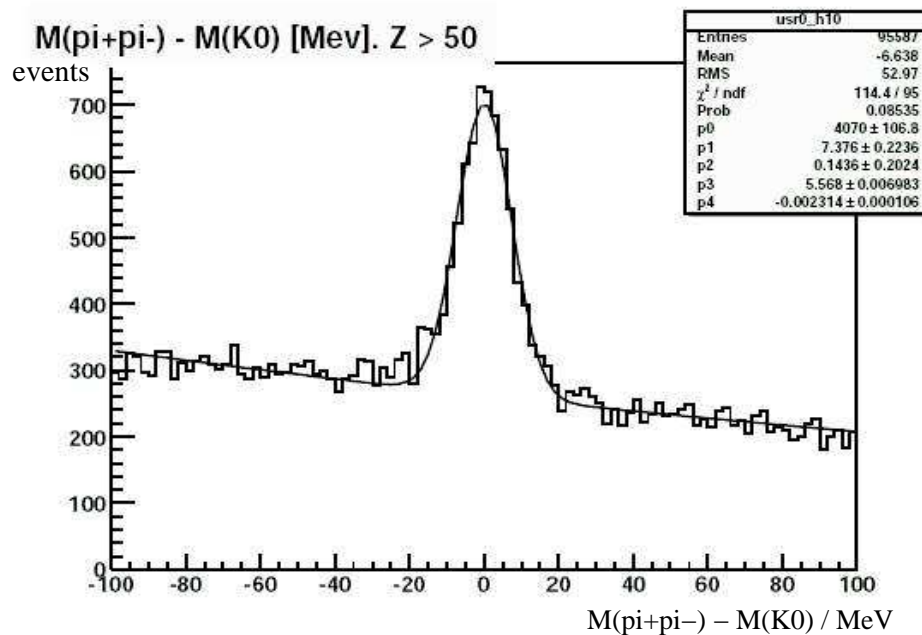


Abbildung 6.17: K^0 -Massenfit. Nach rechts ist die Differenz zwischen der Masse der Pionen und dem Literaturwert der Masse des K^0 angetragen, nach oben die Ereigniszahl.

wurde. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 6.17 zu sehen.

Für die Stabilität der Daten sind die Differenz zwischen dem Mittelwert dieser Gaußfunktion und dem Literaturwert (mass shift), die Massenauflösung (mass resolution, Breite der Verteilung) und die Anzahl der K^0 s pro primärem Vertex aussagekräftige Parameter.

Von letzterer wurde die Verteilung über die Runs für je eine Periode in ein Histogramm aufgetragen und ebenfalls mit einer Gaußfunktion gefittet. Diejenigen Runs, bei denen die Anzahl der Kaonen pro primärem Vertex weiter als 3σ vom Mittelwert des Fits entfernt liegt (typischer Mittelwert 2004: 0,0058 - 0,0059), wurden als nicht für die Analyse geeignet angesehen. Abb. 6.18 zeigt als Beispiel diesen Test für die Periode W34.

Die ebenfalls bestimmte Massenauflösung der K^0 -Rekonstruktion ergibt für alle vier Perioden des Jahres 2004 mit transversalem Targetspin einen mit jeweils ca. 6 MeV stabilen Wert (siehe Abb. 6.19).

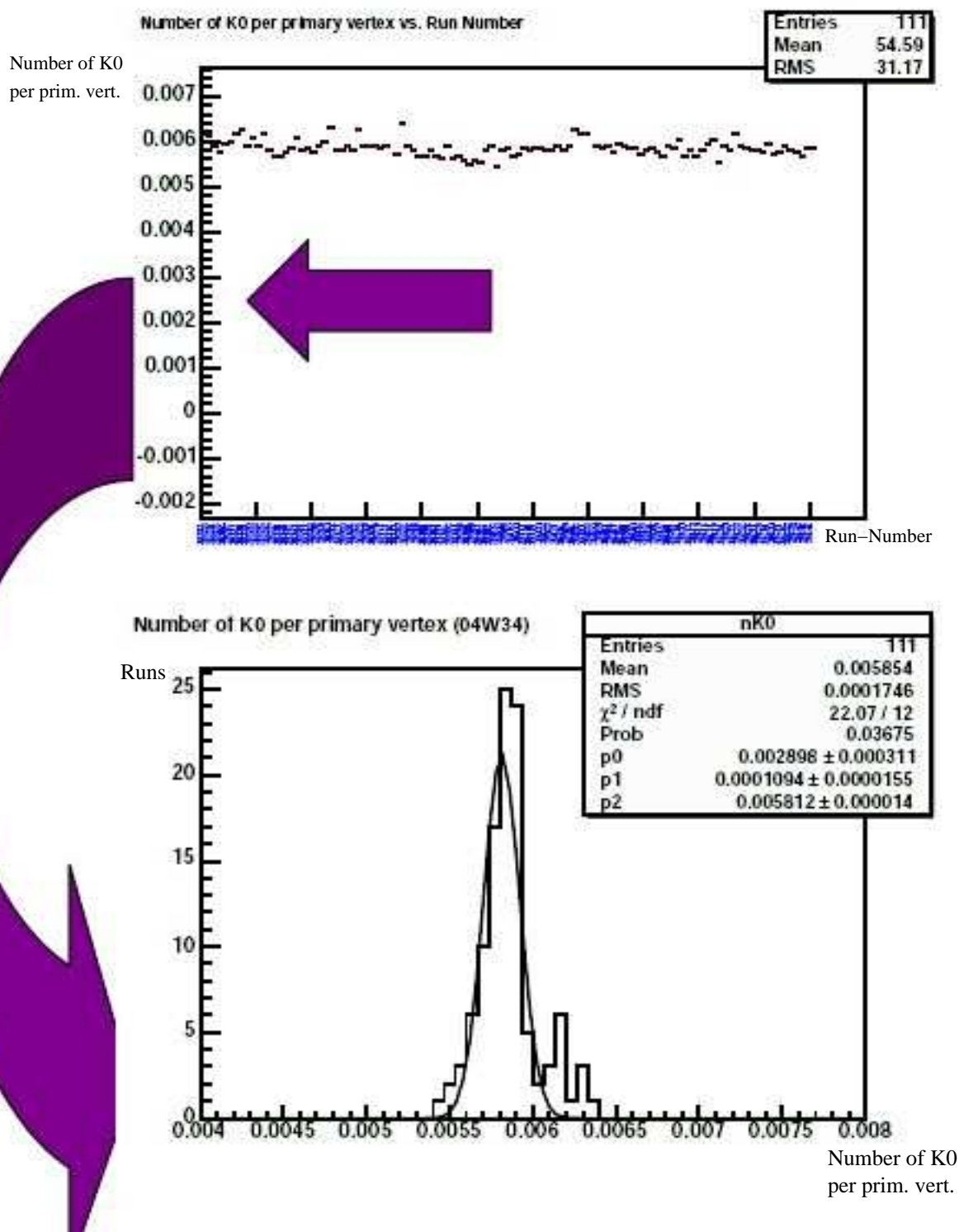


Abbildung 6.18: K^0 -Rekonstruktion bei der Periode W34. Oben: Anzahl der K^0 s pro primärem Vertex gegen die Runnummern. Unten: Verteilung der K^0 -Anzahl pro primärem Vertex der Periode W34.

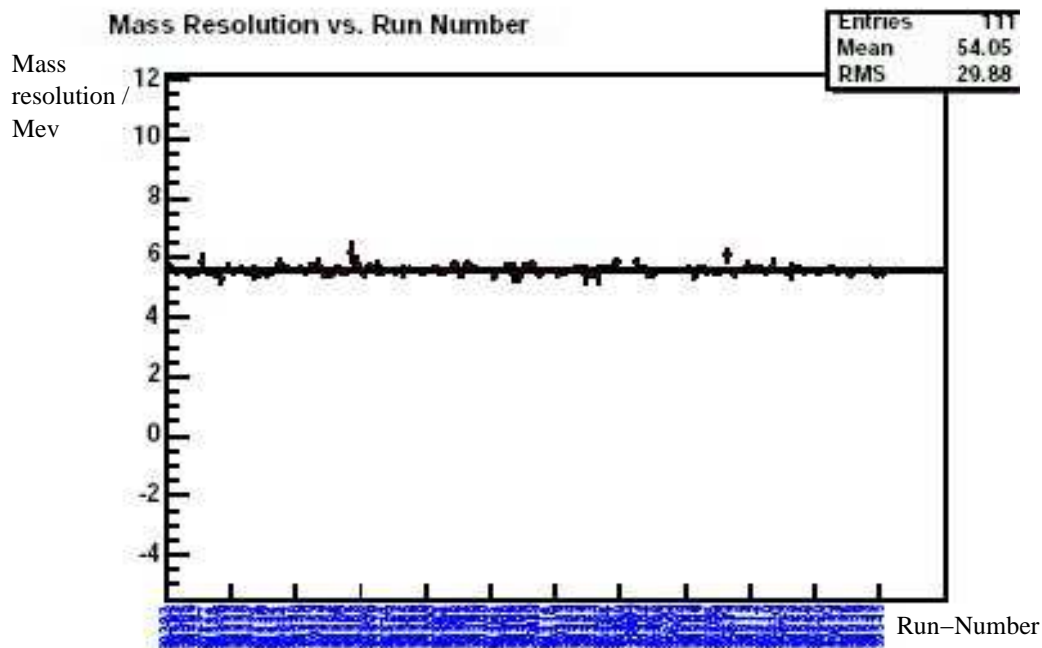


Abbildung 6.19: K^0 -Rekonstruktion bei der Periode W34. Massenauflösung der K^0 -Rekonstruktion gegen die Runnummern für die Periode W34.

6.5 Kinematische Stabilität

Nachdem alle für die Transversity-Analyse vereinbarten Schnitte durchgeführt und der Datensatz auf semininklusive tiefinelastische Ereignisse der Art $\mu\mu'h^+$ und $\mu\mu'h^-$ reduziert worden ist, wurde als letzter Test die Verteilung verschiedener kinematischer Variablen (Block 4, siehe Tab. 6.1) im Datensample untersucht. Dabei wurde die gesamte Datenmenge innerhalb einer Periode in eine Anzahl benachbarter Runs (Subperioden) unterteilt und jeweils für eine Variable das Verhältnis der Verteilung in einer Subperiode zur Verteilung in der gesamten Periode berechnet. Die in ein Histogramm eingetragenen Verhältnisse wurden mit einer konstanten Funktion gefittet und anschließend die χ^2 -Wahrscheinlichkeit für diesen Fit bestimmt. Als Beispiel für einen solchen kinematischen Test ist dieser in Abb. 6.20 für den relativen Energieübertrag y in einer Periode dargestellt.

Für die Daten aus 2004 wurden jeweils die aufeinanderfolgenden Perioden mit entgegengesetzter Polarisierung, also W33/34 und W35/36, zusammen betrachtet, um zu kontrollieren, ob diese bei der Berechnung der Asymmetrien für sich genommen kompatibel sind (siehe Berechnung der Asymmetrien, Kapitel 6.1).

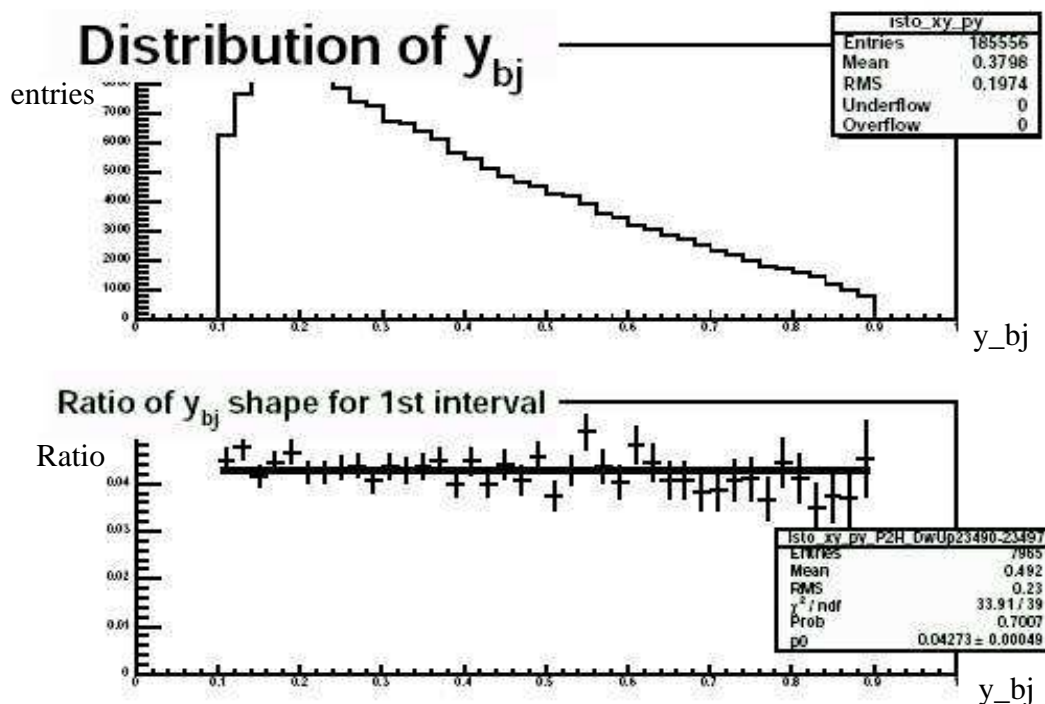


Abbildung 6.20: Dargestellt ist die Verteilung des relativen Energieübertrags y über eine gesamte Periode (oben) sowie das mit einer konstanten Funktion gefittete Verhältnis zwischen der Verteilung von y in der ersten Subperiode und der Verteilung im gesamten Datensample (unten) [Pa03].

Wie Abb. 6.21 und 6.22 zu entnehmen, ist im Durchschnitt der Perioden W33/34 die χ^2 -Wahrscheinlichkeit für alle Variablen mit Ausnahme des Azimuthwinkels des gestreuten Myons Φ_{LAB}' deutlich über 20 %. Zudem treten mit dieser Ausnahme für einzelne Subperioden auch keine größeren Abweichungen vom Durchschnittswert auf. Dies bedeutet, dass die Verteilungen der Variablenwerte bis auf diejenige von Φ_{LAB}' für die einzelnen Subperioden in W33/34 nicht weit auseinander liegen, sondern innerhalb des erwarteten Bereichs schwanken. Bei Betrachtung von W33 und W34 jeweils einzeln und nicht in Kombination ergeben sich auch für Φ_{LAB}' mit Durchschnittswerten von 42,27 % (W33) bzw. 38,09 % zufriedenstellende Wahrscheinlichkeitswerte (Abb. 6.23). Die kinematische Stabilität ist daher für die Perioden W33/34 ausreichend gegeben.

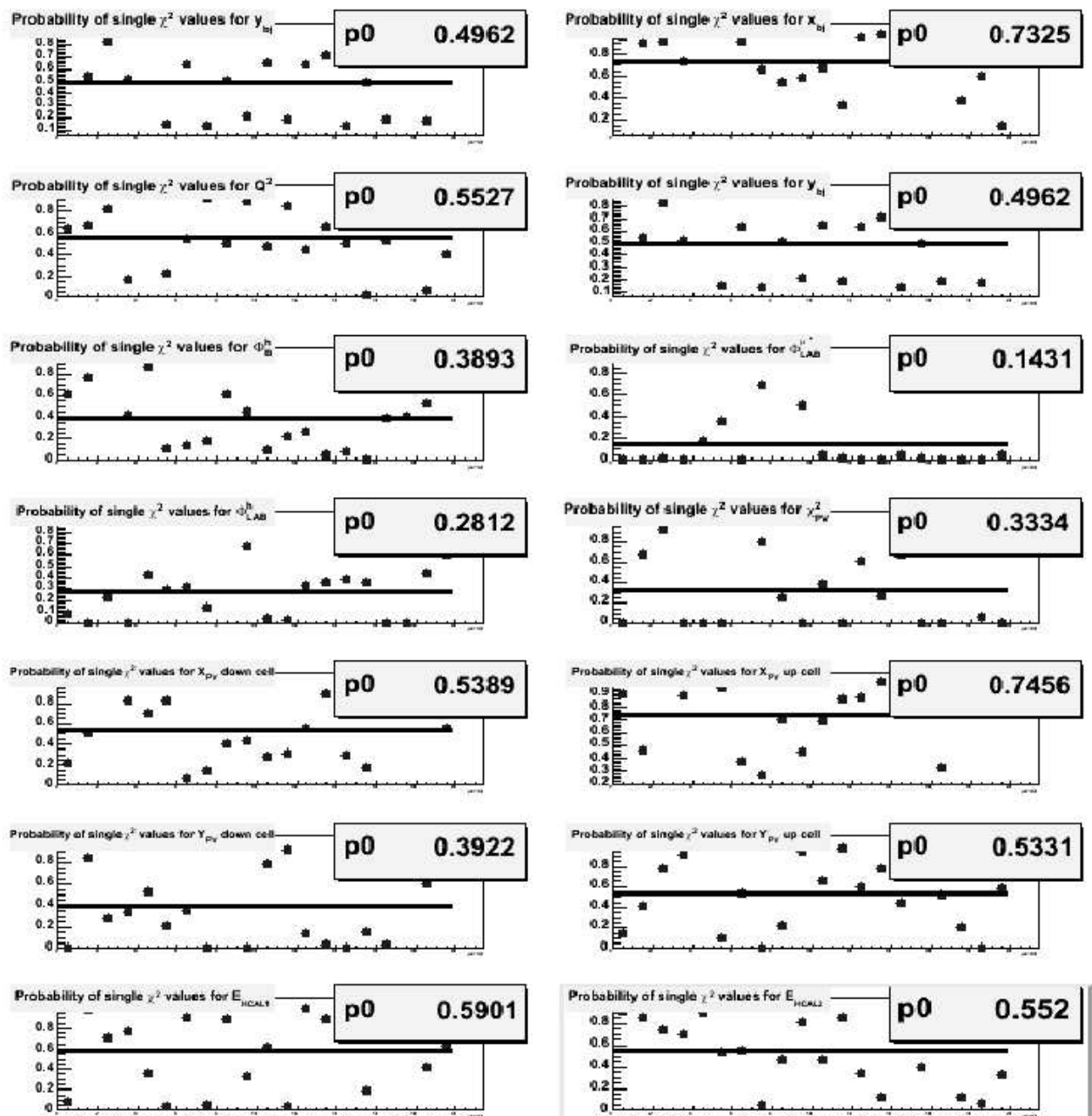


Abbildung 6.21: χ^2 -Wahrscheinlichkeiten der Fits für die Verhältnisse der Verteilungen der untersuchten kinematischen Variablen (Block 4, Kapitel 6.1) des Periodenpaars W33/34, angetragen gegen die Subperioden. Die angegebenen Wahrscheinlichkeiten stellen den jeweiligen Durchschnitt in W33/34 dar [Pa05].

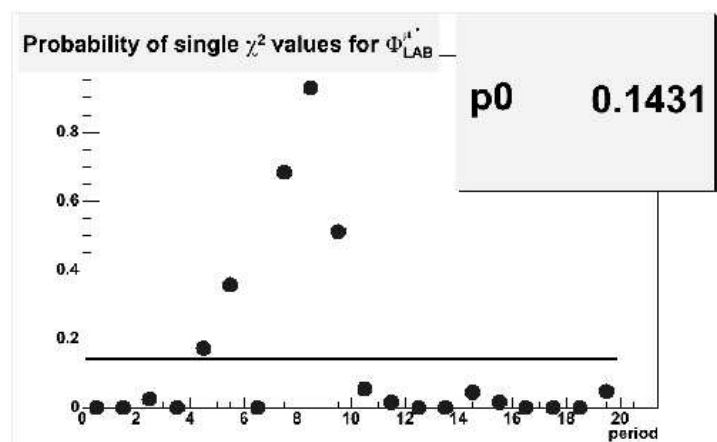


Abbildung 6.22: χ^2 -Wahrscheinlichkeiten der Fits für die Verhältnisse der Verteilung des Azimuthwinkels des gestreuten Myons $\Phi_{LAB}^{\mu'}$ im Periodenpaar W33/34, angetragen gegen die Subperioden. Die angegebene Wahrscheinlichkeit stellt den Durchschnitt in W33/34 dar [Pa05].

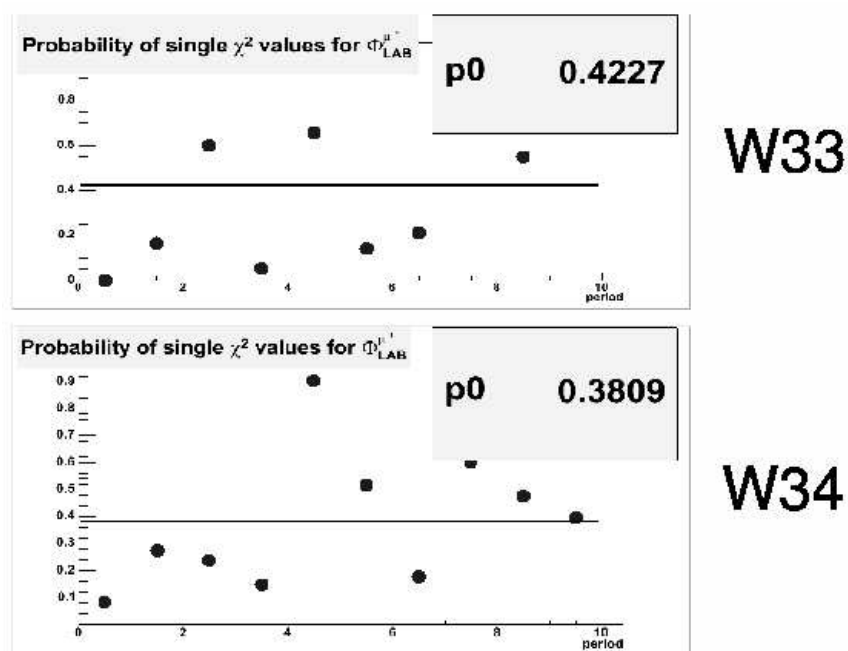


Abbildung 6.23: χ^2 -Wahrscheinlichkeiten der Fits für die Verhältnisse der Verteilungen des Azimuthwinkels des gestreuten Myons $\Phi_{LAB}^{\mu'}$, einzeln für die beiden Perioden W33 und W34 gegen die Subperioden aufgetragen [Pa05]. Der angegebene Wert gibt die Durchschnittswahrscheinlichkeit in der jeweiligen Periode an. Dieser sowie die Abweichung der χ^2 -Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Subperioden liegt bei Einzelbetrachtung der beiden Perioden im erwarteten Bereich.

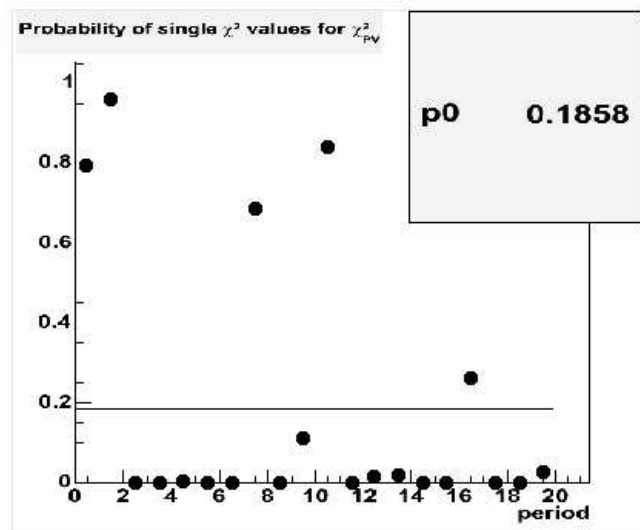


Abbildung 6.24: χ^2 -Wahrscheinlichkeiten der Fits für die Verhältnisse der Verteilungen des χ^2 -Werts des primären Vertex im Periodenpaar W35/36, angetragen gegen die Subperioden. Die angegebene Wahrscheinlichkeit stellt den Durchschnitt in W35/36 dar [Pa05].

Für das Periodenpaar W35/36 liegen ebenfalls mit einer Ausnahme, für den Fit des χ^2 -Werts des primären Vertex, die Durchschnittswerte der χ^2 -Wahrscheinlichkeiten aller Variablen deutlich über 20 % (siehe Abb. 6.24 und 6.25). Die abweichenden Wahrscheinlichkeiten beim χ^2 -Wert des primären Vertex traten ebenfalls beim Periodenpaar P2B/P2C im Jahr 2002 auf und stellen aufgrund der damals gemachten Erfahrung kein ernsthaftes Problem dar [Pa05].

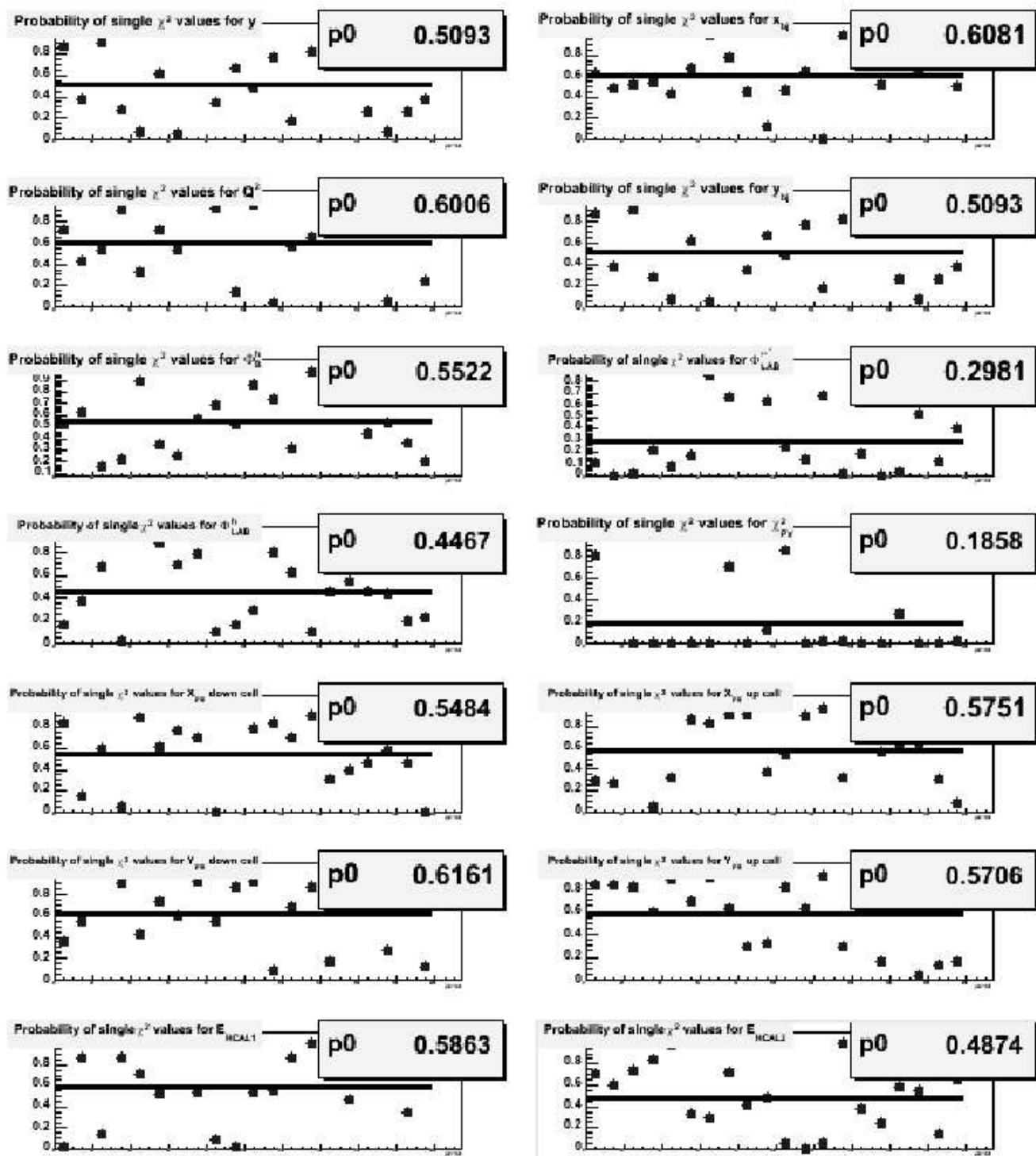


Abbildung 6.25: χ^2 -Wahrscheinlichkeiten der Fits für die Verhältnisse der Verteilungen der untersuchten kinematischen Variablen (Block 4, Kapitel 6.1) des Periodenpaares W35/36, angetragen gegen die Subperioden. Die angegebenen Wahrscheinlichkeiten stellen den jeweiligen Durchschnitt in W33/34 dar [Pa05].

6.6 Übersicht: Ungeeignete Runs des Jahres 2004

Insgesamt wurden aufgrund dieser Tests 44 Runs entsprechend 3090 Spills als ungeeignet für die Transversity-Analyse eingestuft. Tab. 6.9 gibt eine Übersicht. Bezogen auf die Gesamtzahl von 462 Runs (entsprechend 70201 Spills), bei denen 2004 mit transversalem Targetspin gemessen wurde, wurden somit 4,4 % aller Daten verworfen.

Die Tests zur Rekonstruktionsstabilität und zur K^0 -Rekonstruktion für alle Perioden des Jahres 2004 sind in einer Übersicht im Anhang dargestellt.

| 04W33 | | |
|-----------|--------------|---|
| Bad runs | N. of spills | Reason for rejecting |
| 38999 | 19 | Crashed from MM |
| 39046 | 97 | GEM HV off during DAQ |
| 39065 | 100 | K^0 reco |
| 39066 | 200 | HCAL not present in the trigger + K^0 reco |
| 39069 | 62 | HCAL not present in the trigger + K^0 reco |
| 39070 | 50 | K^0 reco |
| 39071 | 100 | K^0 reco |
| 39145 | 121 | K^0 reco |
| all 04W33 | 749 | |
| 04W34 | | |
| Bad runs | N. of spills | Reason for rejecting |
| 39282 | 100 | K^0 reco |
| 39287 | 24 | dipole went off (pol loss) during the run |
| 39327 | 103 | SciFi FI06Y1 misworking + K^0 reco |
| 39328 | 69 | SciFi FI06Y1 misworking + K^0 reco |
| 39329 | 28 | SciFi FI06Y1 misworking |
| 39330 | 48 | different HCAL thresholding |
| 39333 | 145 | different HCAL thresholding |
| 39335 | 182 | different HCAL thresholding + K^0 reco |
| 39351 | 18 | K^0 reco |
| 39362 | 11 | K^0 reco |
| 39376 | 10 | K^0 reco |
| 39377 | 140 | Bad MB01X1uc + bad MB01X1dc: missing beam, last several spills: DAQ-problem |
| 39383 | 31 | K^0 reco |
| 39399 | 200 | K^0 reco |
| 39403 | 42 | Missing part of PA04U1 read-out, FI06Y1: severe problems |
| 39406 | 10 | K^0 reco |
| 39484 | 20 | Silicon problem after SPS stop |

| | | |
|---------------------|--------------|--|
| 39485 | 100 | Silicon problem after SPS stop + K^0 reco |
| 39486 | 100 | Silicon problem after SPS stop + K^0 reco |
| 39487 | 100 | Silicon problem after SPS stop + K^0 reco |
| 39489 | 11 | Silicon problem after SPS stop + K^0 reco |
| 39522 | 13 | K^0 reco |
| all 04W34 | 1505 | |
| 04W35 | | |
| Bad runs | N. of spills | Reason for rejecting |
| 39547 | 186 | K^0 reco |
| 39662 | 60 | K^0 reco |
| 39663 | 26 | Bad W45 |
| 39666 | 111 | Bad W45 |
| 39768 | 29 | Bad SI05U1 + K^0 reco + bad MM03Y1 |
| 39769 | 200 | Bad SI05U1 + bad MM03Y1 |
| 39770 | 24 | Bad SI05U1 + bad MM03Y1 |
| all 04W35 | 636 | |
| 04W36 | | |
| Bad runs | N. of spills | Reason for rejecting |
| 39874 | 81 | Bad FI05Y1 |
| 39849 | 19 | K^0 reco |
| 39933 | 15 | K^0 reco |
| 39935 | 41 | K^0 reco |
| 39958 | 16 | K^0 reco |
| 39972 | 12 | Missing part of PA04U1 read-out + K^0 reco |
| 39976 | 16 | K^0 reco |
| all 04W36 | 200 | |
| total for all weeks | 3090 | |

Tabelle 6.9: Übersicht über alle für die Transversity-Analyse ausgeschlossenen Runs des Jahres 2004.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Der erste Beitrag dieser Arbeit bestand in der Verbesserung der Zeitkalibration der Hodoskope aus szintillierenden Fasern.

Insbesondere zum Ausgleich von Laufzeitunterschieden der Signale verschiedener Ereignisse werden sog. T_0 -Kalibrationen durchgeführt. Für jeden Detektorkanal wird hierbei der Mittelwert des Peaks im Zeitspektrum dieses Kanals bestimmt und diese sog. T_0 -Konstante von den gemessenen Zeiten subtrahiert.

Die Faserhodoskope bei COMPASS werden über Diskriminatoren mit zwei Schwellen ausgelesen, was zu zwei Zeitsignalen, einem der High-Schwelle und einem der Low-Schwelle entsprechenden, führt. Eine Auslese der Signalamplituden existiert aus technischen und finanziellen Gründen nicht. Da ein Zusammenhang zwischen Amplitude und Anstiegszeit eines Signals besteht, ist mittels Zwei-Schwellen-Analyse eine Überwachung der Signalamplituden möglich.

Die Zeitdifferenzen beider Schwellen weisen jeweils für die Kanäle einer Detektorebene eine „modulo-vier“-periodische Struktur auf. Für Runs mit gleichen Schwellenwerten, für die Zeitdifferenzen gleich Null erwartet werden, ergeben sich dabei Abweichungen zwischen ca. -10 und +10 TDC-Kanälen entsprechend ca. $\pm 0,6$ ns. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit eine weitere Kalibration durchgeführt. Diese besteht für einen beliebigen Run darin, vom Zeitspektrum eines Kanals jeweils den Mittelwert der Zeitdifferenz dieses Kanals für einen Run mit zwei gleichen Schwellenwerten zu subtrahieren.

Mit dieser Kalibration wird das gewünschte Ergebnis erzielt. So ergibt sich für Runs mit gleichen Schwellenwerten eine um den TDC-Wert Null liegende Verteilung, wobei die Mittelwerte der Zeitdifferenzen um lediglich ca. $\pm 0,5$ TDC-Kanäle entsprechend ca. 0,03 ns schwanken.

Die Standardabweichungen der Fits der Zeitdifferenzen liegen für diese Runs bei ca. 1 bis 1,5 TDC-Kanälen (symmetrische Verteilungen, geringere Streuung) und bei Runs mit verschiedenen Schwellenwerten bei ca. 1,5 bis 3 TDC-Kanälen (asymmetrische Verteilungen, stärkere Streuung).

Die Untersuchungen der kalibrierten Zeitdifferenzen für die Messperioden der Jahre 2003 und 2004 ergaben insgesamt eine gute Stabilität mit Schwankungen für die einzelnen Kanäle um in der Regel 0,2 bis 1,4 TDC-Kanäle, was 0,012 bis 0,084 ns entspricht.

Es treten allerdings auch Abweichungen auf wie z.B. ein kontinuierliches Ansteigen der Zeitdifferenzen, was ein kleines aber messbares Absinken der Signalamplitude bedeutet.

Durch die Analyse der vorliegenden Information konnten somit einige Unregelmäßigkeiten aufgespürt werden, die dann in der weiteren Auswertung berücksichtigt werden konnten.

Die aus der Kalibration erhaltenen Zeitdifferenzen wurden mit entsprechenden Differenzen, die aus den T_0 -Konstanten von Kalibrationsruns mit gleichen Schwellen errechnet wurden, verglichen. Der Unterschied liegt bei Werten um 2 TDC-Kanäle, was jedoch angesichts der Genauigkeit dieser Berechnungen im erwarteten Bereich liegt.

Der zweite Beitrag dieser Arbeit liegt in der Überprüfung der Datenqualität für die Analyse der transversalen Quarkspinverteilung („Quality Checks“), was auch dadurch begründet ist, dass die Erlanger Arbeitsgruppe im Bereich dieser Analyse arbeitet.

Bei der Untersuchung der Detektorstabilität wurden die Mittelwerte und Standardabweichungen der Trefferorte in den Detektorebenen betrachtet und bei Auffälligkeiten das Strahlprofil der entsprechenden Detektor-Ebene überprüft. Bei gravierenden Problemen wurden die zugehörigen Runs für die Transversity-Analyse ausgeschlossen.

Die Rekonstruktionsstabilität wurde anhand verschiedener Observabler wie der Anzahl der Spuren, der Anzahl der Vertizes und der Anzahl der Cluster kontrolliert. Bei einem deutlichen Unterschied des Wertes einer Observablen von denen anderer Runs, wurde anhand der Informationen im Run-Logbook beurteilt, ob der jeweilige Run zur Transversity-Analyse verwendet werden kann.

Der wichtigste Test ist die Kontrolle der K_0 -Rekonstruktion, bei der die Masse der K_0 -Teilchen aus dem $\pi^+\pi^-$ -Zerfall ermittelt wird. Hierbei wird für die K_0 -Ereignisse unter Annahme der Pionenmasse jeweils eine invariante K_0 -Masse errechnet und die Differenz zum Literaturwert von 497,648 MeV gebildet. Für die erhaltene Verteilung dieser Ereignisse werden als relevante Parameter der mass shift (Differenz Mittelwert der Verteilung zum Literaturwert), die mass resolution (Breite der Verteilung) sowie die Anzahl der Kaonen pro primärem Vertex ermittelt.

Nach allen für die Transversity-Analyse vereinbarten Schnitten fand als letzter Test die Kontrolle der kinematischen Stabilität anhand der Verteilung verschiedener kinematischer Variabler wie z.B. x_{bjork} , y_{bjork} , $\Phi_{LAB}^{\mu'}$ oder E_1^{HCAL} im Datensample statt. Hierzu wurden die Daten einer Periode weiter in Subperioden benachbarter Runs unterteilt und die Stabilität der Werte dieser kinematischen Variablen untersucht.

Von den 462 Runs (entsprechend 70201 Spills), in denen 2004 mit transversalem Targetspin gemessen wurde, wurden durch diese Tests 44 Runs entsprechend 3090 Spills als für die Analyse nicht geeignet eingestuft. Der Anteil der verworfenen Spills beträgt damit 4,4 % aller Transversity-Spills des Jahres 2004.

Anhang A

Abbildungen zur Stabilität der Zeitdifferenzen

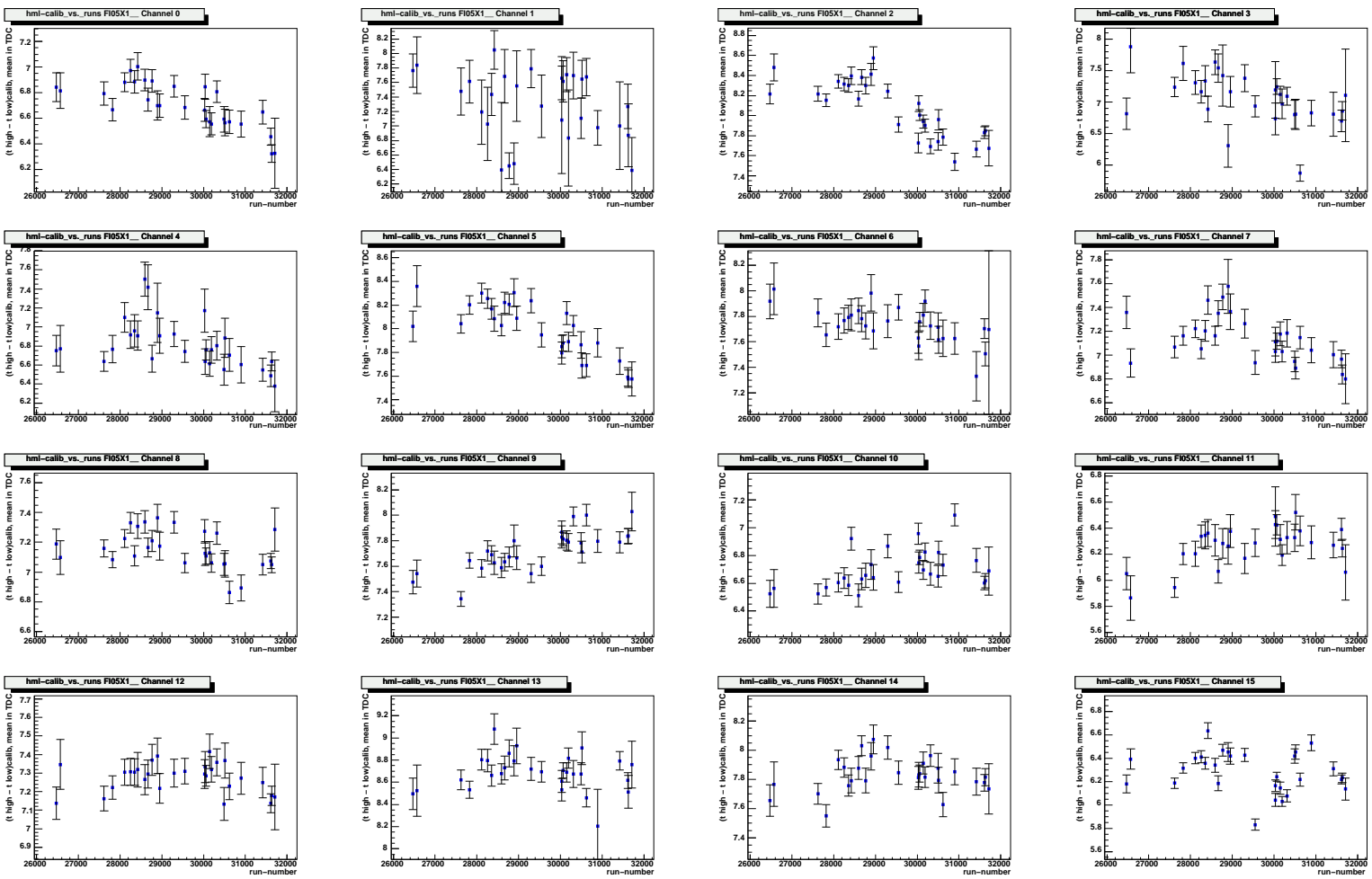


Abbildung A.1: Zeitdifferenzen $\Delta t_{\text{calib}} = T_{\text{high}} - T_{\text{low}}$ der Kanäle 0 - 15 der Ebene F105X gegen Runs aus dem Jahr 2003 mit Schwankungen von in der Regel 0,5 bis 1 TDC-Kanal.

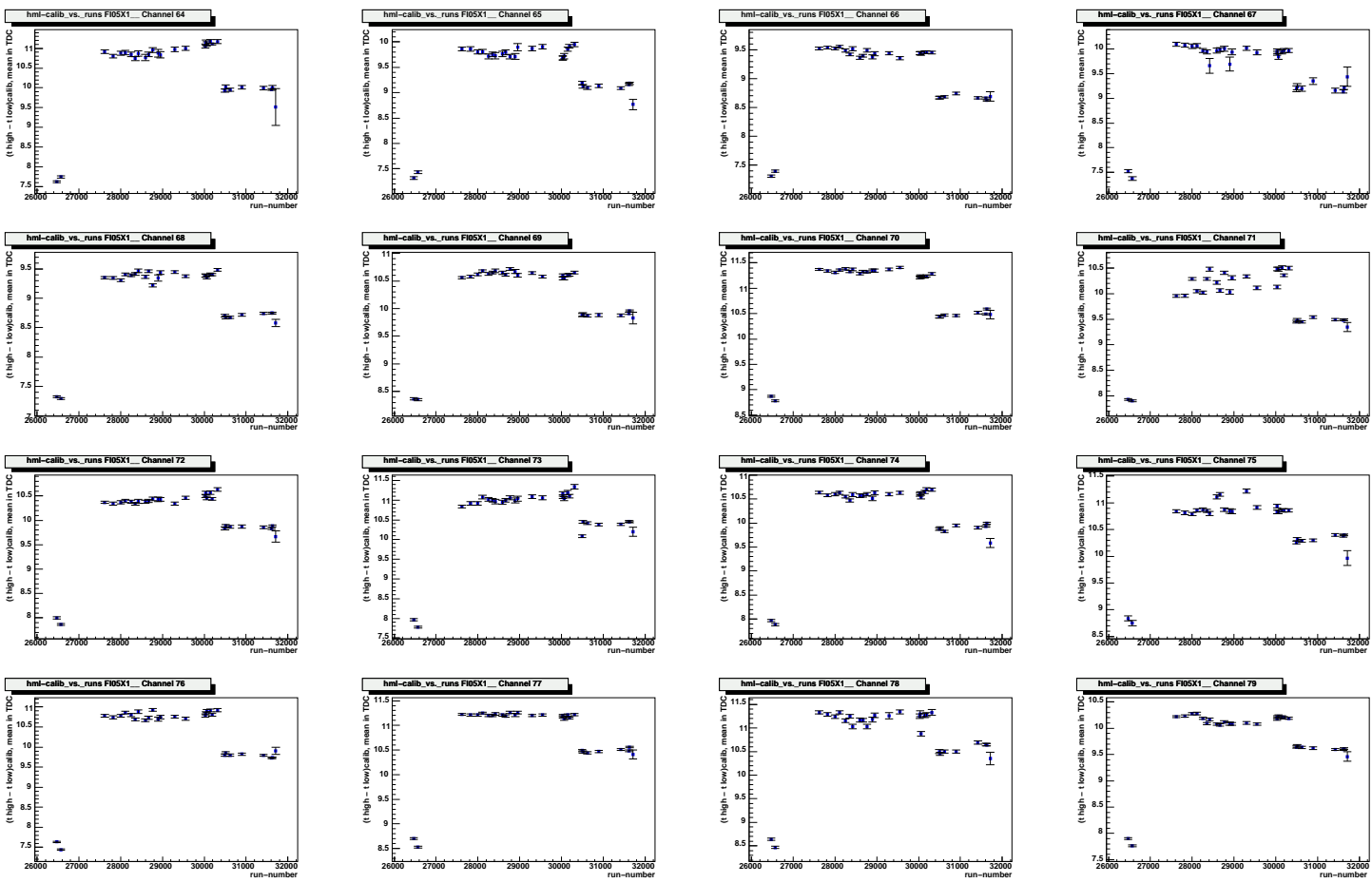


Abbildung A.2: Zeitdifferenzen $\Delta t_{calib} = T_{high} - T_{low}$ der Kanäle 64 - 79 der Ebene F105X gegen Runs aus dem Jahr 2003. Auffallend ist das deutliche Abweichen der Werte der Runs 26471 und 26569 von denen der übrigen sowie der Versatz von 30314 auf 30495 (Bei den nachfolgenden 16 Kanälen zeigt sich dagegen ein Versatz von 29551 auf 30028.).

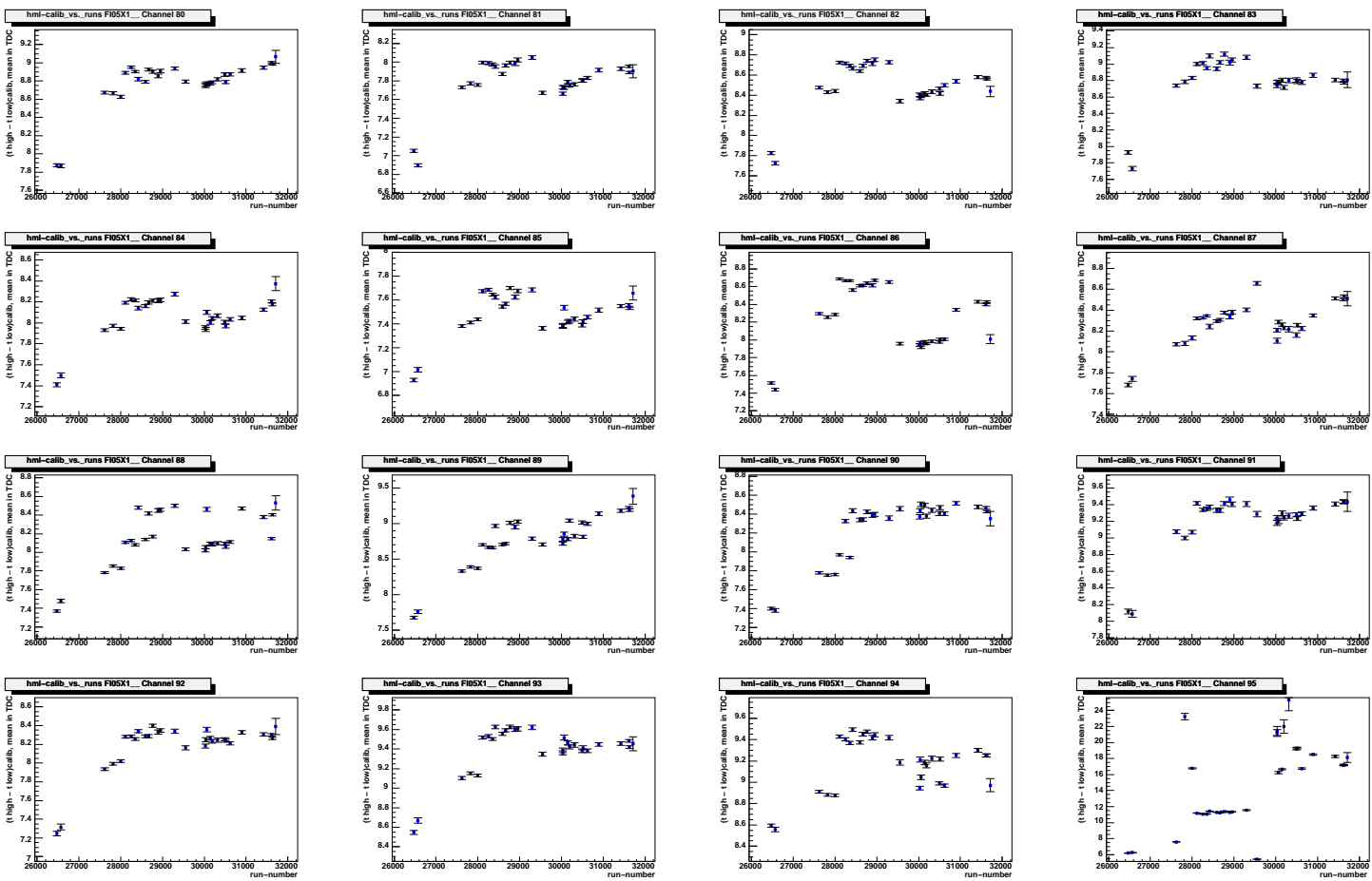


Abbildung A.3: Zeitdifferenzen $\Delta t_{calib} = T_{high} - T_{low}$ der Kanäle 80 - 95 der Ebene F105X gegen Runs aus dem Jahr 2003. Auffallend ist das deutliche Abweichen der Werte der Runs 26471 und 26569 von denen der übrigen sowie der Versatz von 29551 auf 30028 (Bei den 16 Kanälen vorher zeigt sich dagegen ein Versatz von 30314 auf 30495.).

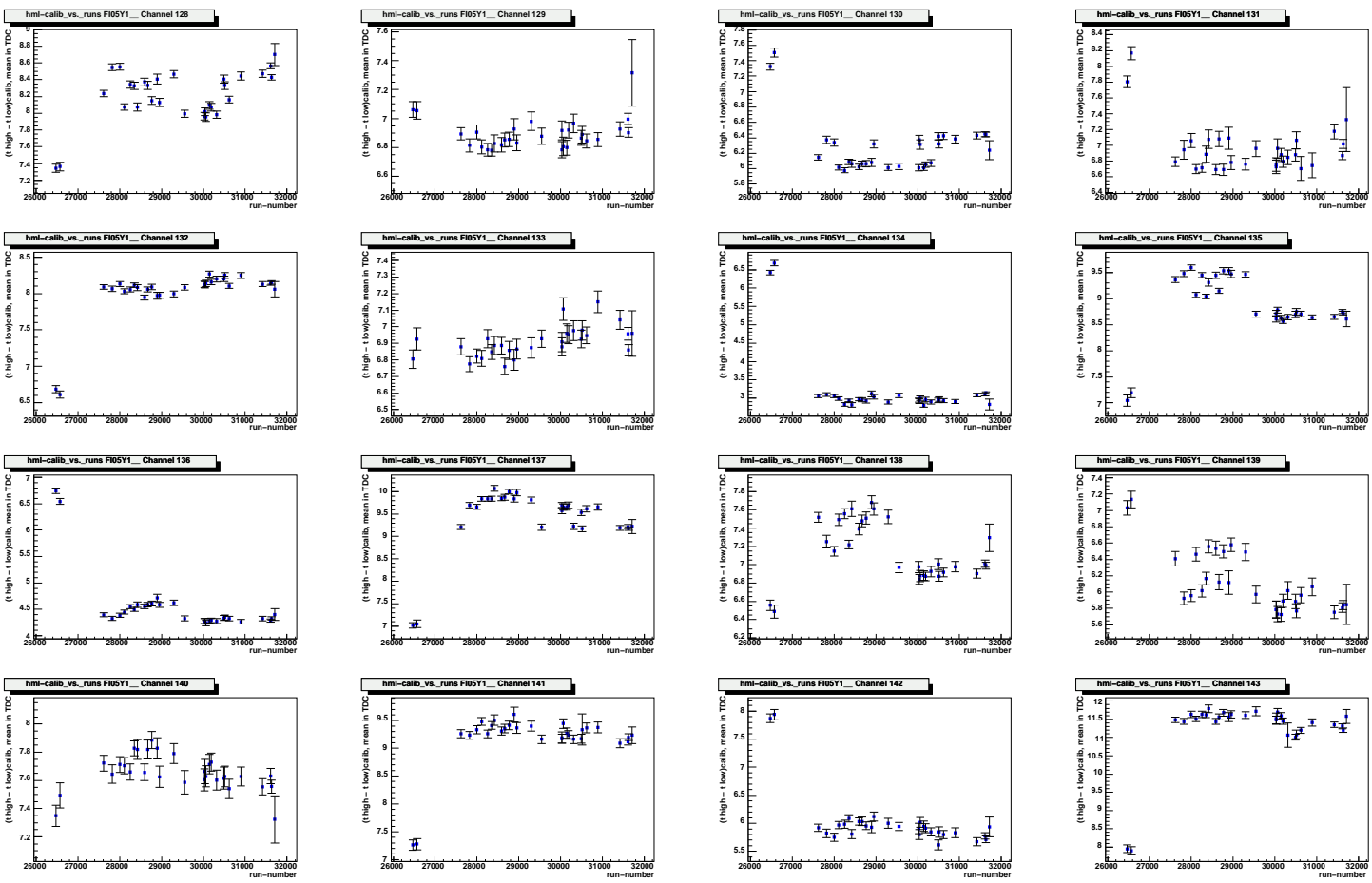


Abbildung A.4: Zeitdifferenzen $\Delta t_{calib} = T_{high} - T_{low}$ der Kanäle 128 - 143 der Ebene F105Y gegen Runs aus dem Jahr 2003 mit Schwankungen in dieser Ebene von in der Regel 0,5 bis 1 TDC-Kanal. Auffallend ist das deutliche Abweichen der Werte der Runs 26471 und 26569 von denen der übrigen.

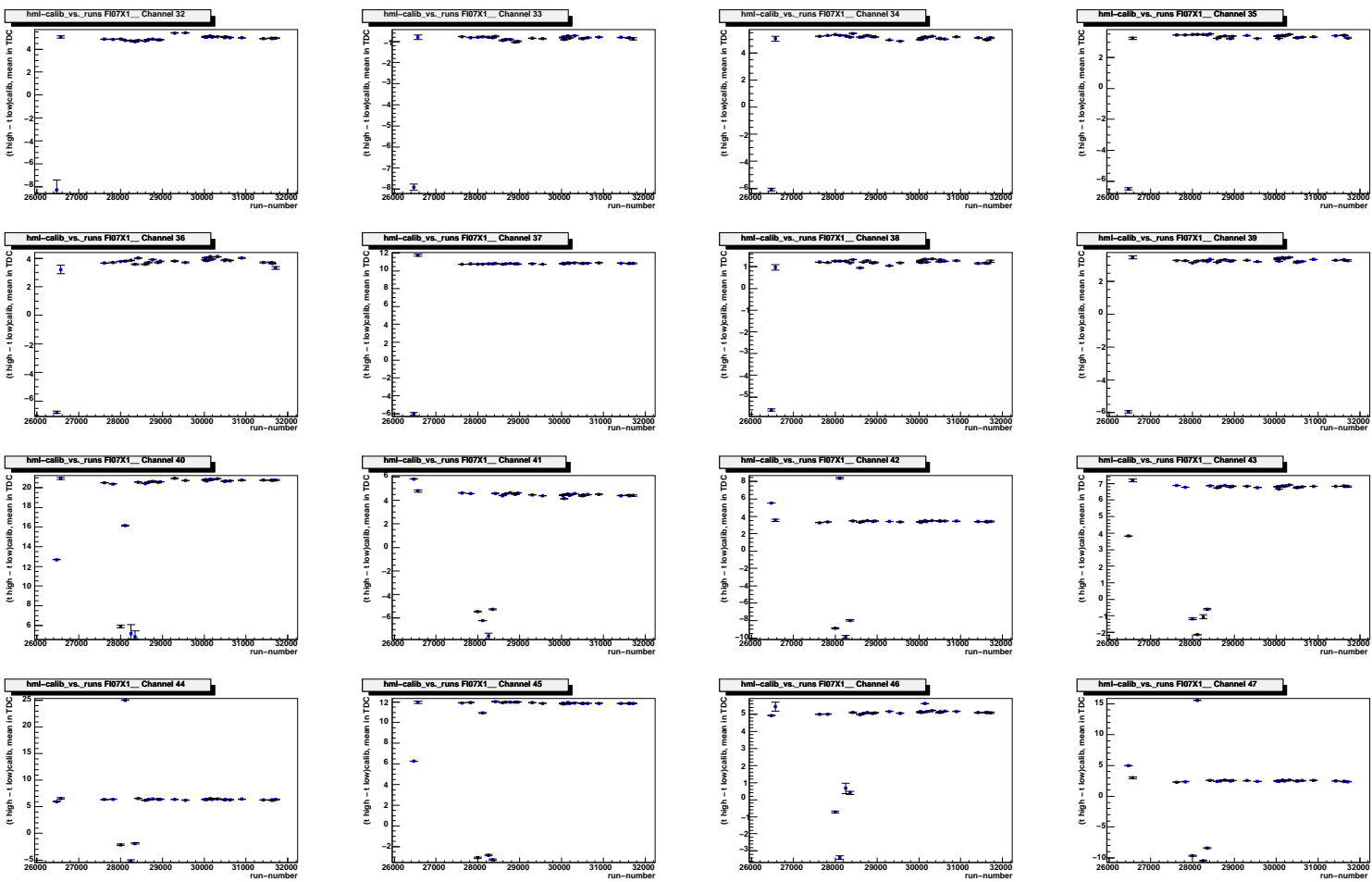
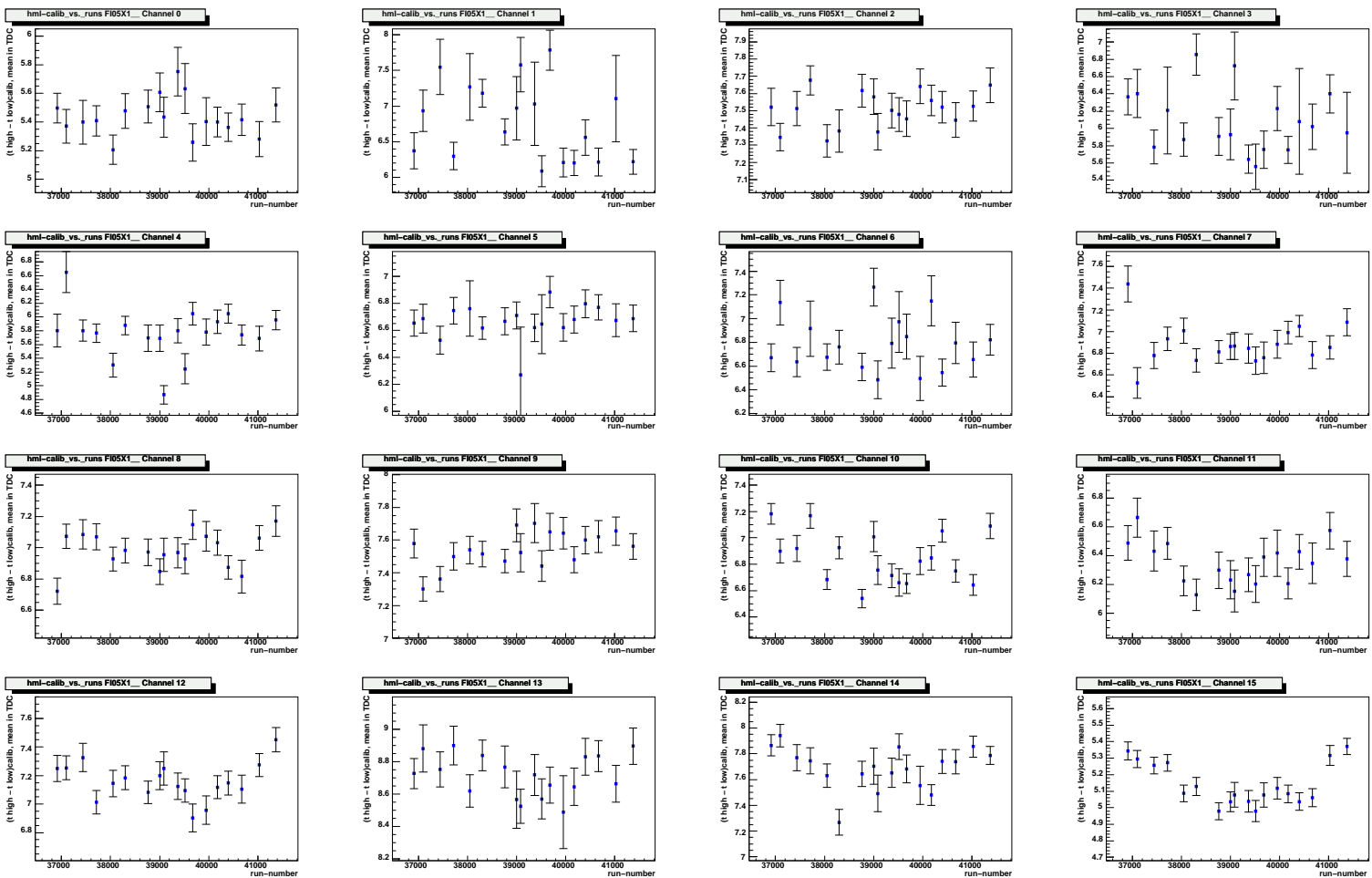


Abbildung A.5: Zeitdifferenzen $\Delta t_{calib} = T_{high} - T_{low}$ der Kanäle 32 - 47 der Ebene F107X gegen Runs aus dem Jahr 2003 mit Schwankungen in dieser Ebene von in der Regel 0,2 bis ca. 1 TDC-Kanal.

Abbildung A.6: Zeitdifferenzen $\Delta t_{\text{calib}} = T_{\text{high}} - T_{\text{low}}$ der Kanäle 0 - 15 der Ebene FI05X gegen Runs aus dem Jahr 2004 mit Schwankungen um 0,5 TDC-Kanäle.



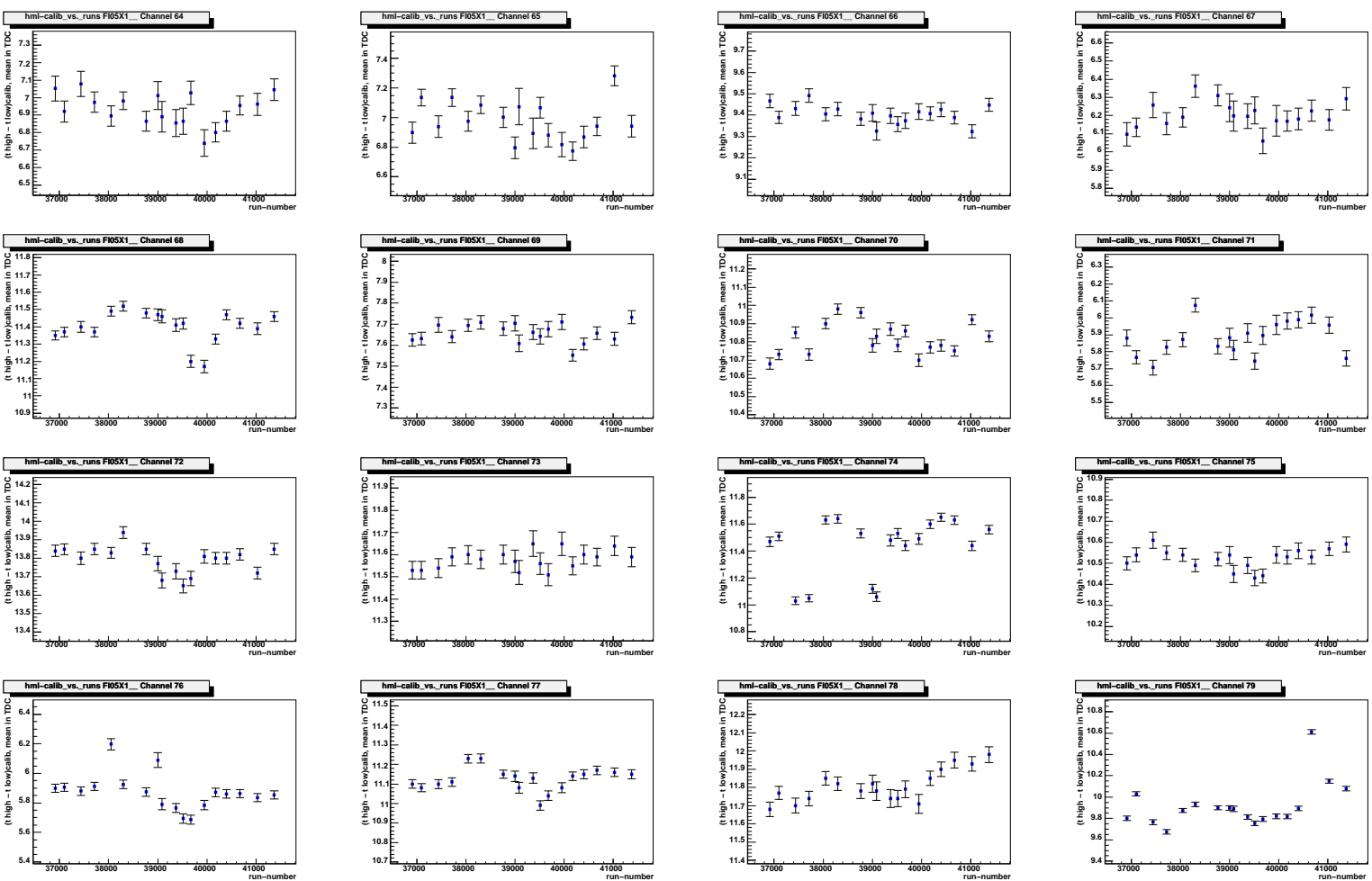


Abbildung A.7: Zeitdifferenzen $\Delta t_{calib} = T_{high} - T_{low}$ der Kanäle 64 - 79 der Ebene F105X gegen Runs aus dem Jahr 2004 mit Schwankungen um 0,5 TDC-Kanäle.

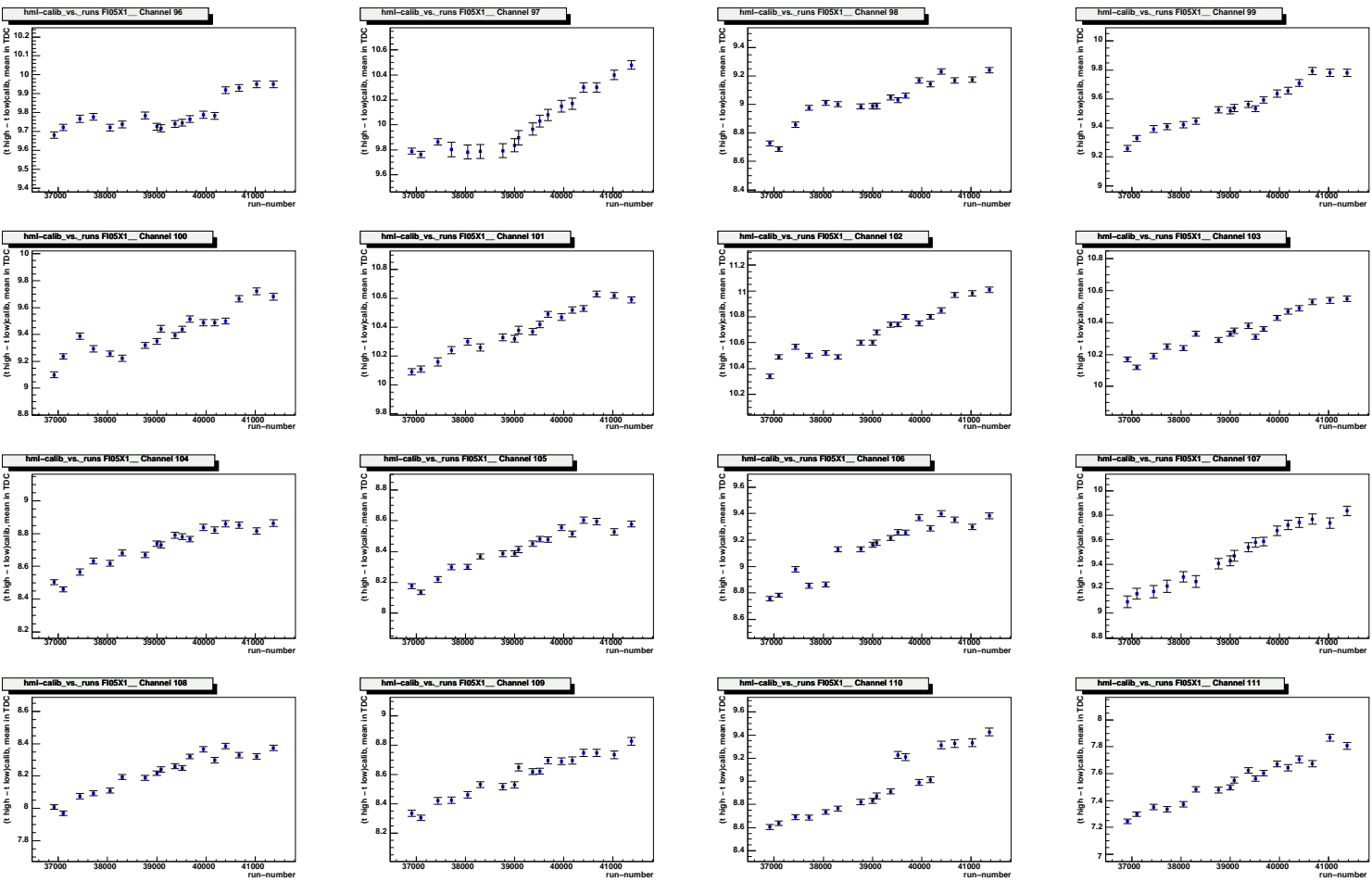


Abbildung A.8: Zeitdifferenzen $\Delta T_{calib} = T_{high} - T_{low}$ der Kanäle 96 - 111 der Ebene F105X gegen Runs aus dem Jahr 2004. Man erkennt einen stetigen Anstieg der Werte innerhalb eines Kanals, was eine Verminderung der Signalhöhe bedeutet.

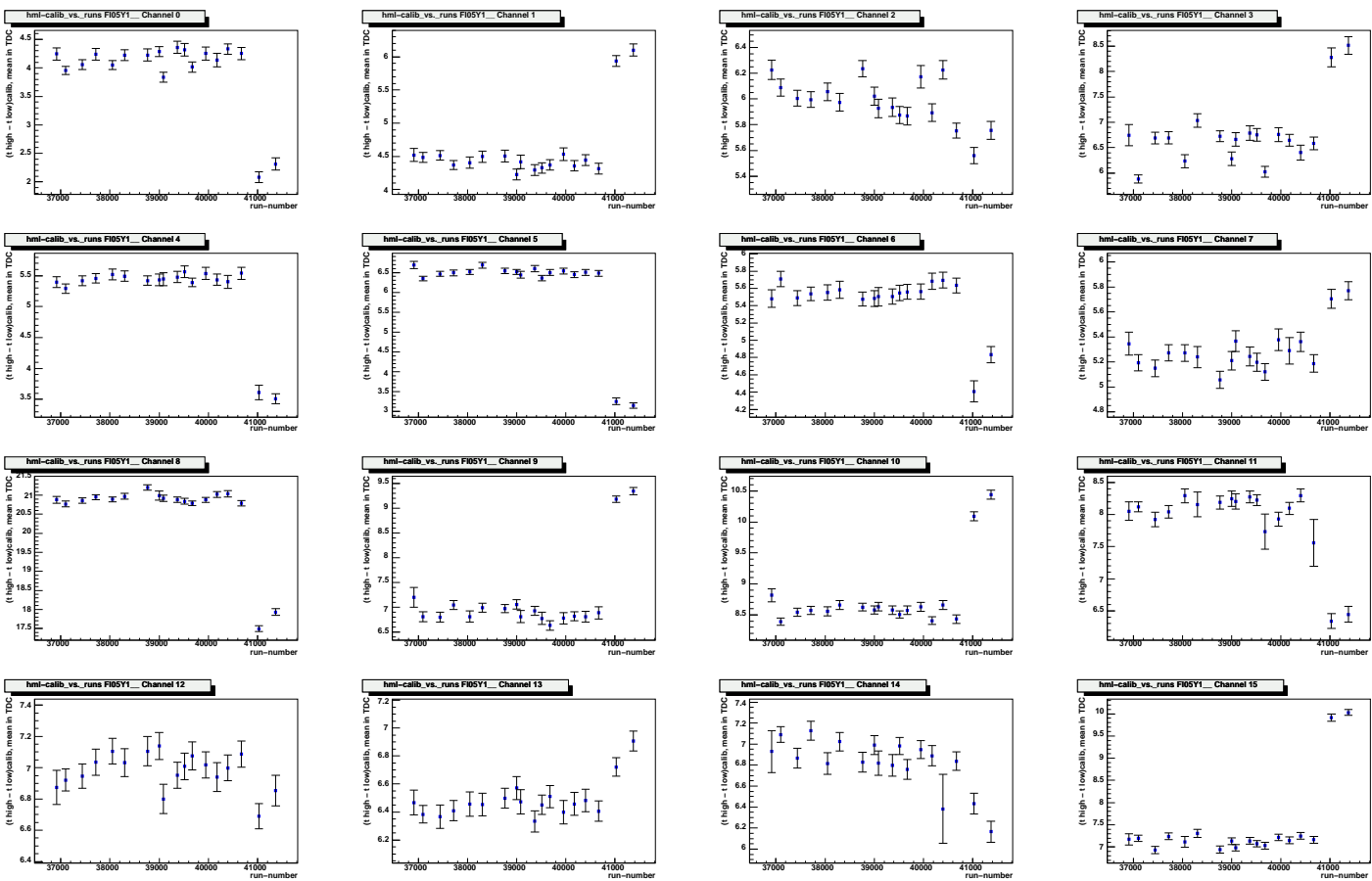


Abbildung A.9: Zeitdifferenzen $\Delta t_{calib} = T_{high} - T_{low}$ der Kanäle 0 - 15 der Ebene F105Y gegen Runs aus dem Jahr 2004 mit Schwankungen in dieser Ebene um in der Regel ca. 0,5 TDC-Kanäle. Die Runs 41027 und 41372 weisen teils deutlich unterschiedliche Werte zu den übrigen Runs auf.

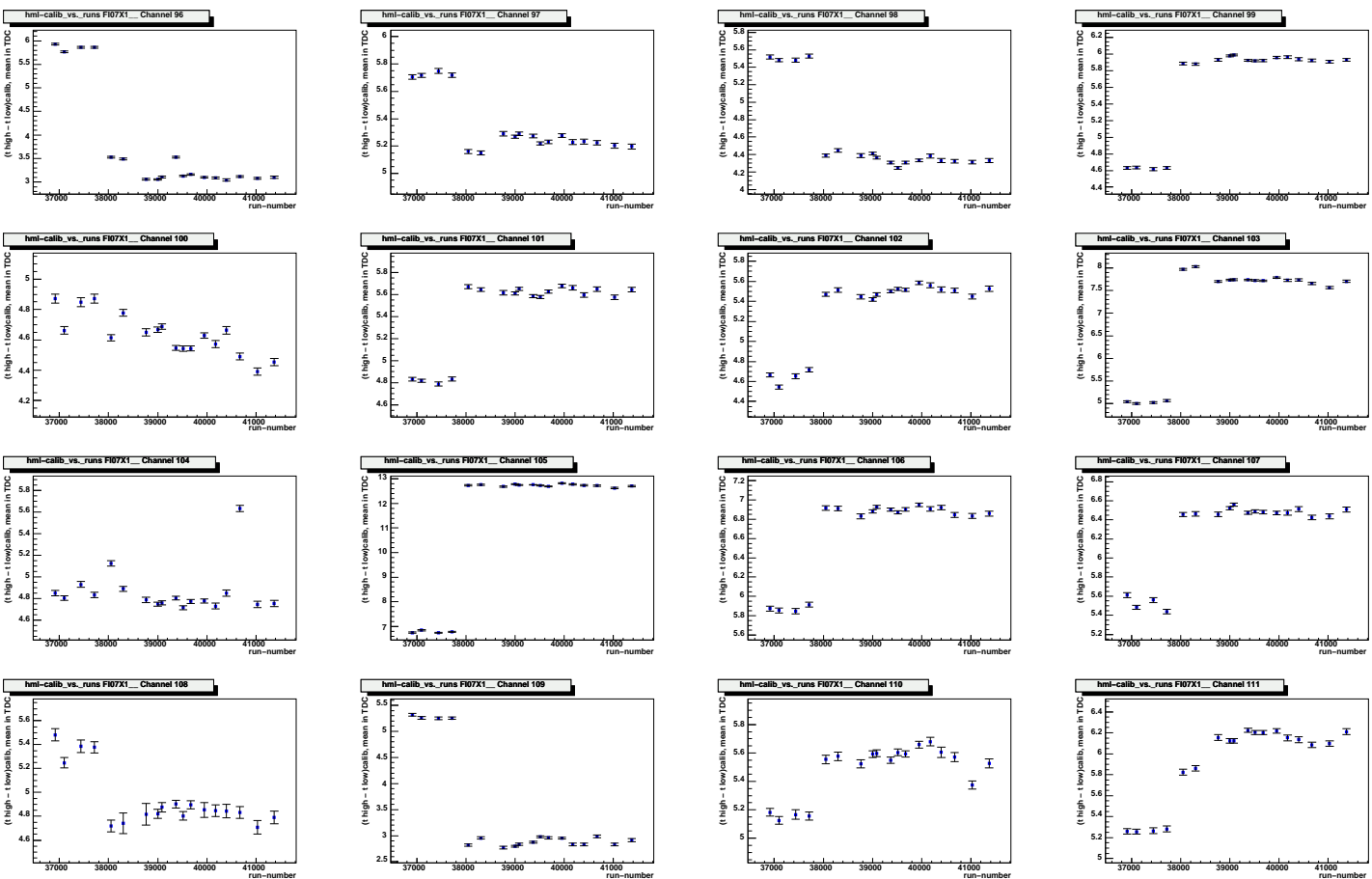


Abbildung A.10: Zeitdifferenzen $\Delta t_{calib} = T_{high} - T_{low}$ der Kanäle 96 - 111 der Ebene F107X gegen Runs aus dem Jahr 2004 mit Schwankungen in dieser Ebene um in der Regel 0,2 bis ca. 1 TDC-Kanal. Die Werte der Kanäle dieses Photomultipliers sowie die des folgenden (112 - 127) haben fast immer einen Versatz ab Run 38048.

Anhang B

Rekonstruktionsstabilität und K^0 -Rekonstruktion

Abbildung B.1: Übersicht über die Tests zur Rekonstruktionsstabilität und K^0 -Rekonstruktion für die Periode W33. Nach oben sind jeweils die untersuchten Größen und nach rechts die Runnummern aufgetragen.

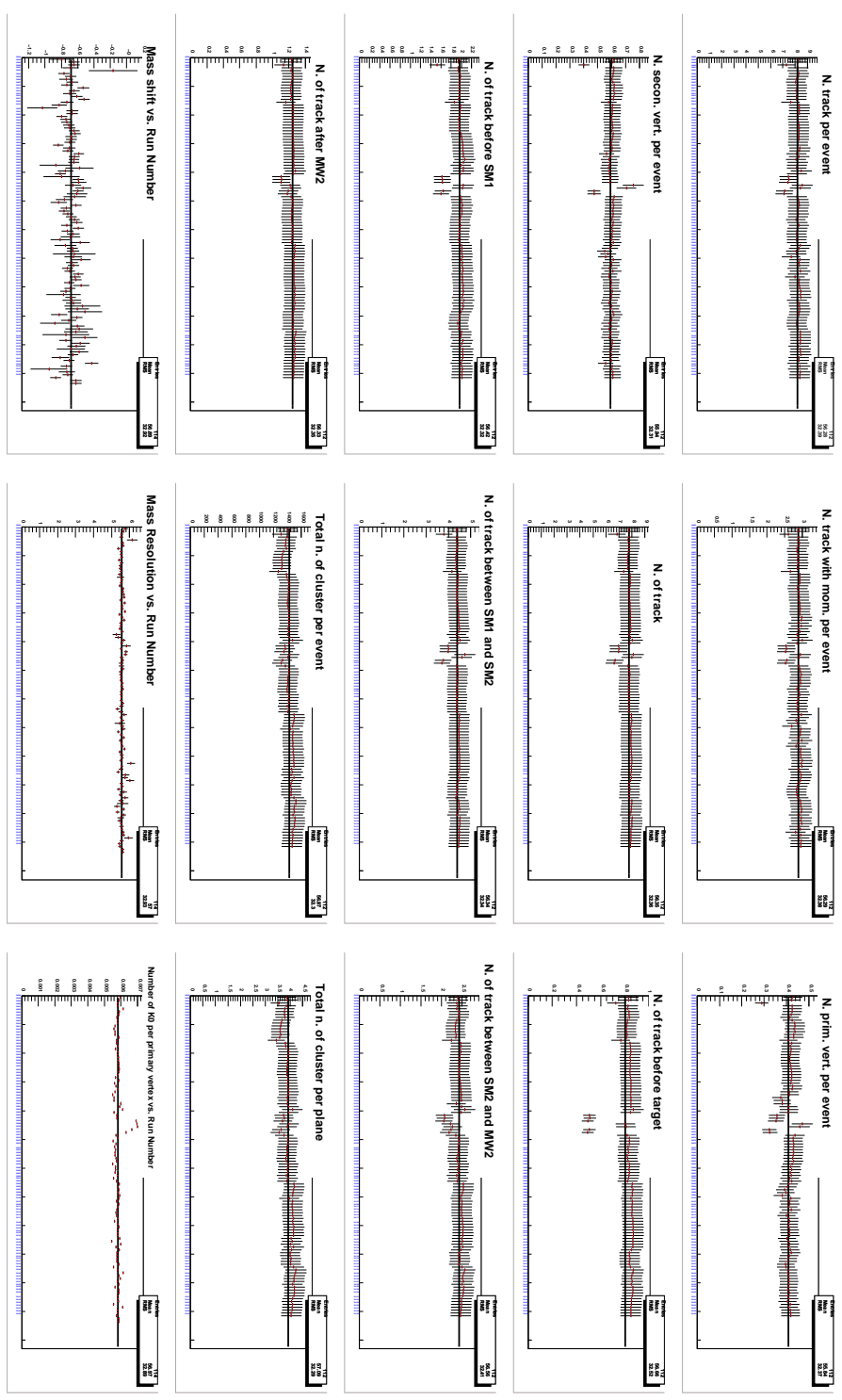


Abbildung B.2: Übersicht über die Tests zur Rekonstruktionsstabilität und K^0 -Rekonstruktion für die Periode W34. Nach oben sind jeweils die untersuchten Größen und nach rechts die Runnummern aufgetragen.

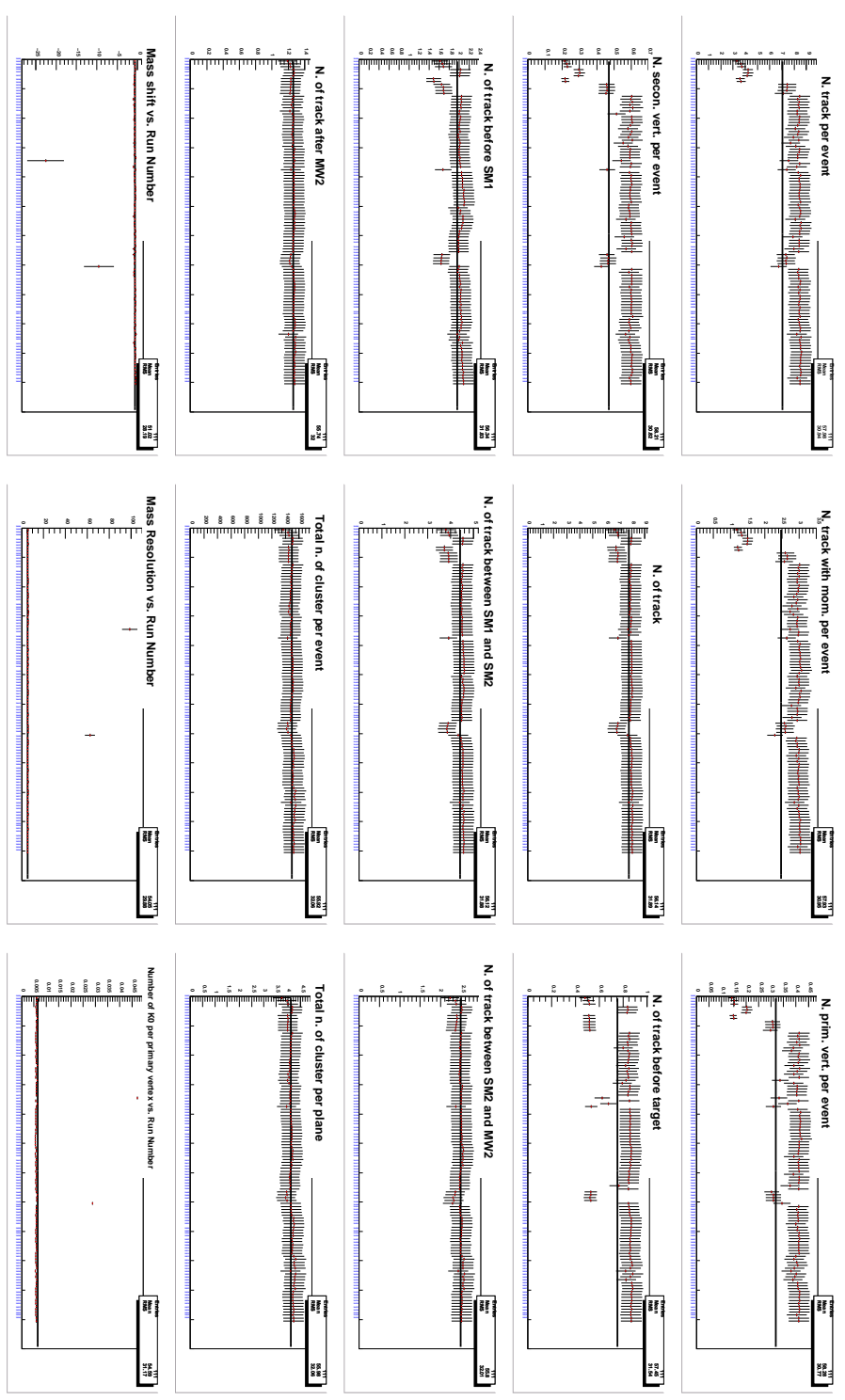


Abbildung B.3: Übersicht über die Tests zur Rekonstruktionsstabilität und K^0 -Rekonstruktion für die Periode W35. Nach oben sind jeweils die untersuchten Größen und nach rechts die Runnummern aufgetragen.

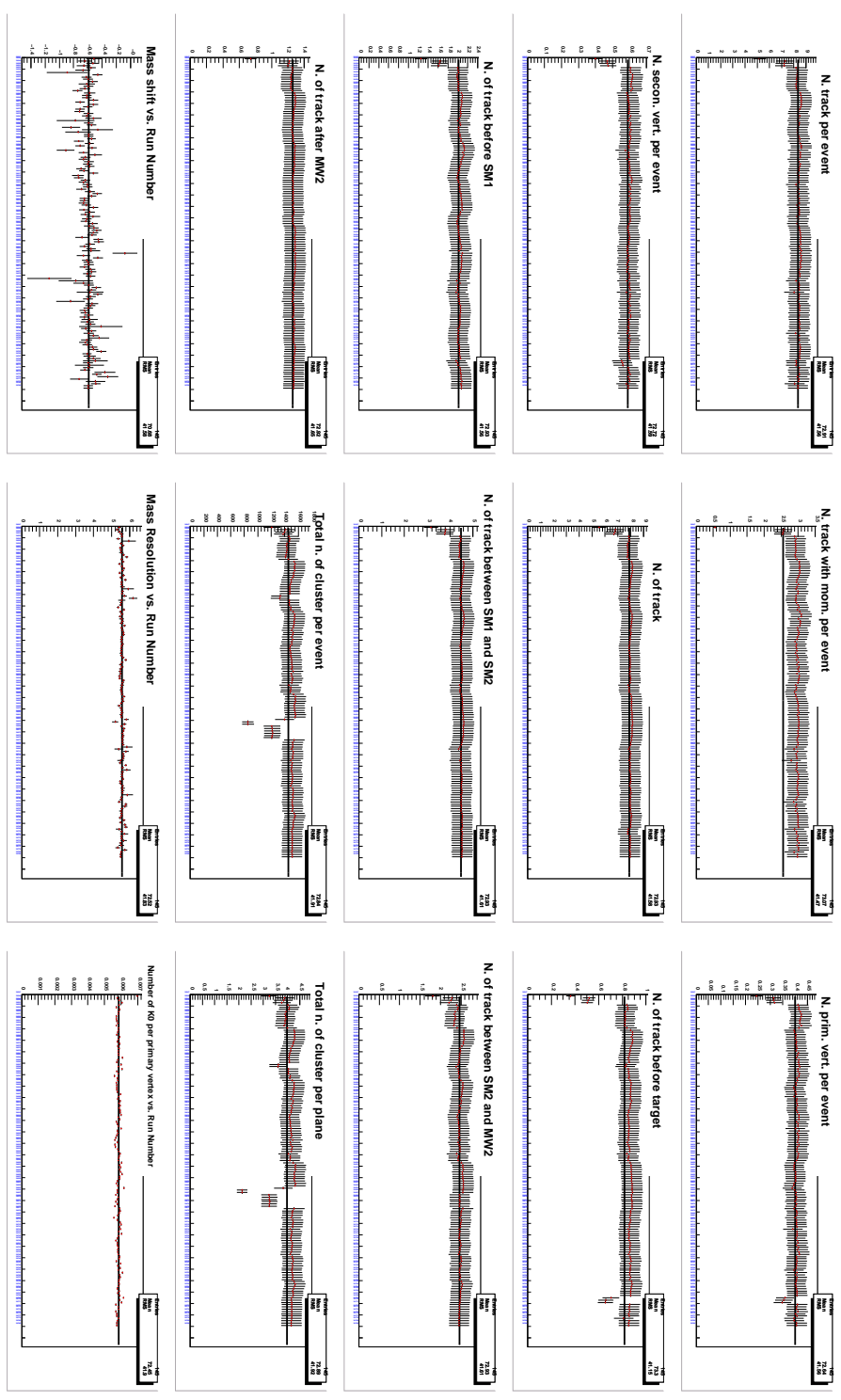
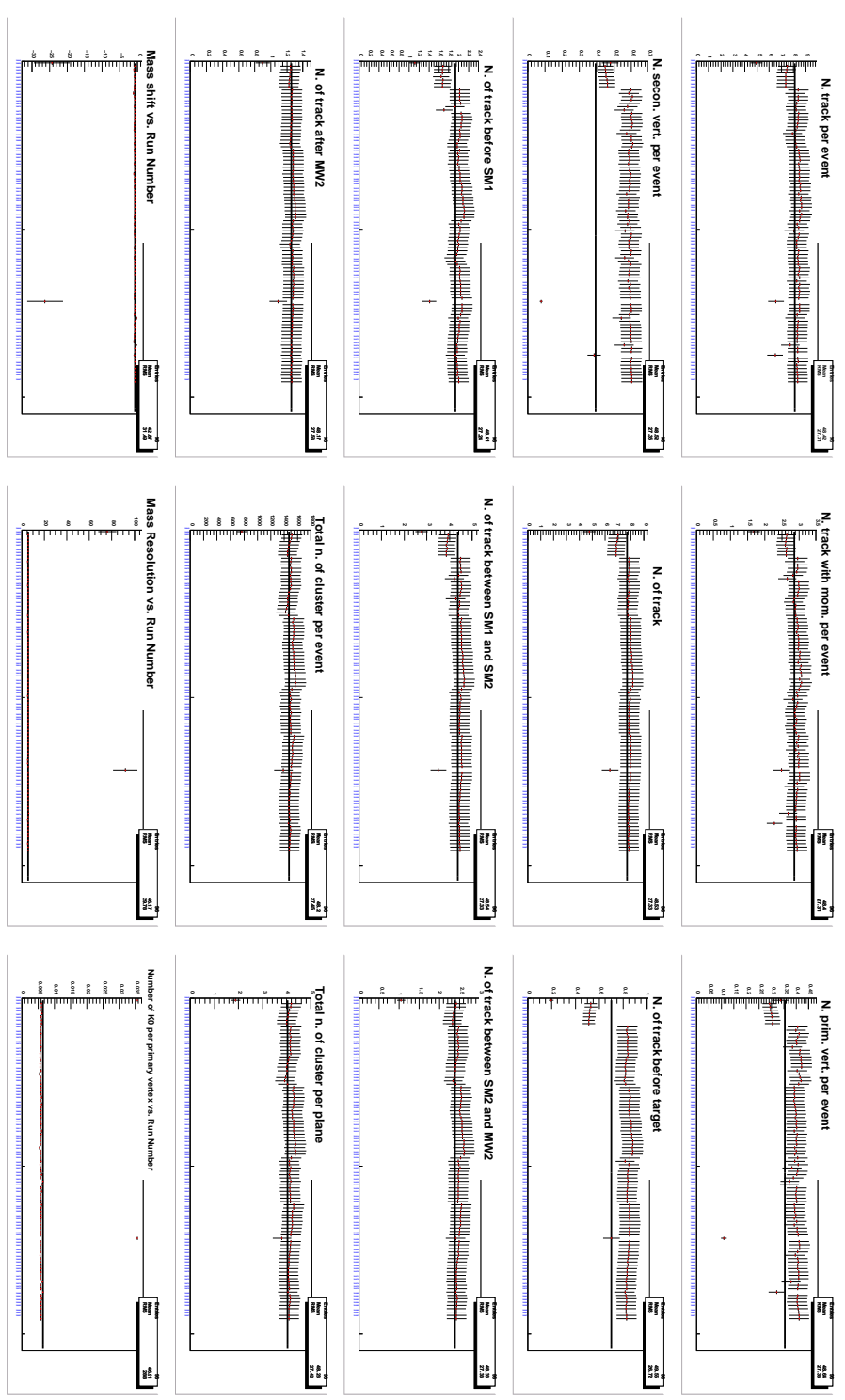


Abbildung B.4: Übersicht über die Tests zur Rekonstruktionsstabilität und K^0 -Rekonstruktion für die Periode W36. Nach oben sind jeweils die untersuchten Größen und nach rechts die Runnummern aufgetragen.



Literaturverzeichnis

- [Abr78] G. ABRAGAM and M. GOLDMAN, *Principles of dynamic nuclear polarisation.*, (Rep. Prog. Phys., (41):395, 1978).
- [Ad99] D. ADAMS et al., *The polarised double cell target of the SMC.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(437):23, 1999).
- [Ant90] Y.M. ANTIPOV et al., *Drift tubes for the SAMUS muon spectrometer of the D0 detector at FNAL.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(297):121, 1990).
- [At80] H.W. ATHERTON et al., *Precise measurements of particle production by 400 GeV/c protons on beryllium targets.*, (CERN, Yellow report, 80, 07 1980).
- [Bac61] G. BACKENSTOSS, *Helicity of μ^- mesons from π -meson decay.*, (Phys. Rev. Lett., (6):415, 1961).
- [Bio69] J.D. BIORKEN., *Inelastic electron-proton and gamma-proton scattering and the structure of the nucleon.*, (Physical Review, 185(5), 1969).
- [Bru01] R. BRUN., *ROOT - An object-oriented Data Analysis Framework.*, (CERN, 3.1c edition, September 2001).
- [Byc02] V.N. BYCHKOV, *Construction and manufacture of large size straw-chambers of the COMPASS-spectrometer tracking system.*, (Particles and Nuclei Letters, 2(111):64, 2002).
- [CHL94] J. COLLINS, S. HEPPELMANN and G. LADINSKY., *Measuring transversity densities in single polarized hadron-hadron and lepton-hadron collisions.*, (Nuclear Physics, B(420):565, 1994).
- [Col93] J. COLLINS., *Fragmentation of transversely polarized quarks probed in transverse momentum distribution.*, (Nuclear Physics, B(396):161, 1993).
- [Col96] The Compass Collaboration, *COMPASS - a proposal for a Common $M\mu$ on and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy.*, (CERN, spsc/p 297 edition, March 1996).

- [Do94] N. Doble et al., *The upgraded muon beam at the SPS.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(328):351, 1994).
- [Gar57] R.L. Garwin, *Observations of the failure of conservation of parity and charge conjugation in meson decays: the magnetic moment of the free muon.*, (Phys. Rev. Lett., (105):1415, 1957).
- [Gat] Lao Gatignon, *User guide for the m2 beam.*, (<http://gatignon.home.cern.ch/gatignon/M2manual.html>).
- [GM64] M. Gell-Mann., *A schematic model of baryons and mesons.*, (Physics Letters, (8):214, 1964).
- [Gor00] S. Gorin., *Peak-sensing discriminator for multichannel detectors with cross-talk.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(452):280, 2000).
- [GS59] E. Gatti and V. Svelto., *Theory of time resolution in scintillating counter : Experimental results.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(4):189, 1959).
- [Ham97] Hamamatsu., *Photomultiplier Tubes.*, (Produktkatalog, 1997).
- [HM84] F. Halzen and A.D. Martin., *Quarks and leptons: an introduction course in modern particle physics.*, (John Wiley & Sons, 1984).
- [Hei01] F.H. Heinsius., *Implementation of the dead-time free F1 TDC in the COMPASS detector readout.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(461):507, 2001).
- [Iar83] E. Iarocci et al., *Plastic streamer tubes and their applications in high energy physics.*, (Nuclear Instruments and Methods, (217):30, 1983).
- [Kob05a] S. Koblitz., *News on Bad Spills.*, (CERN, COMPASS Analysis Meeting, Jan 27-28th 2005).
- [Kob05b] S. Koblitz., *2004 data quality checks (longitudinal).*, (CERN, COMPASS Analysis Meeting, July 28-29th 2005).
- [Koi00] J. Koivuniemi et al., *Dilution refrigerator for COMPASS polarised target.*, (Physica, B(284-288):2012, 2000).
- [Kun01a] F. Kunne et al., *Micromegas, a microstrip detector for COMPASS.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(461):29, 2001).
- [Kun01b] F. Kunne et al., *Micromegas as a large microstrip detector for the COMPASS experiment.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(469):133, 2001).
- [Kur98] Kuraray., *Scintillating Materials.*, (Produktkatalog, 1998).

- [Kur05] C. Kurig., *Data stability studies.*, (CERN, COMPASS Analysis Meeting, Aug 31st 2005).
- [Kyy95] J. Kyynäräinen, *The SMC polarised target.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(356):47, 1995).
- [Leb02] M. Leberig, *Das COMPASS-Triggersystem zur Messung des Gluonbeitrags ΔG zum Protonspin.*, (Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2002).
- [Leo94] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.*, (Springer-Verlag, 1994).
- [Ley] R. Ley, *Map of CERN accelerators.*, (<http://ps-div.web.cern.ch/ps-div/PSComplex/accelerators.pdf>).
- [Mag02] A. Magnon et al., *Tracking with $40 \times 40 \text{ cm}^2$ MICROMEGAS detectors in the high energy, high luminosity COMPASS experiment.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(478):210, 2002).
- [Mal96] G.K. Mallot., *The Spin Structure of the Nucleon from the SMC Experiments.*, (Habilitationsschrift, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1996).
- [Mal04] G.K. Mallot, *The COMPASS Spectrometer at CERN.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(581):121, 2004).
- [MT96] P.J. Mulders and R.D. Tangerman., *The complete three-level result up to order $1/q$ for polarized deep-inelastic lepton production.*, (Nuclear Physics, B(461):197, 1996).
- [Näh02] O. Nähle, *Faserhodoskope im COMPASS Experiment zum Nachweis von Teilchenspuren innerhalb des Primärstrahls.*, (Dissertation, Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2002).
- [Pa03] P. Pagano et al., *Quality checks for 2002 transversity data.*, (CERN, COMPASS Analysis Meeting, Oct 30th 2003).
- [Pa05] P. Pagano et al., *Status of transversity analysis: quality checks, single hadron asymmetries.*, (CERN, COMPASS Analysis Meeting, Aug 31st 2005).
- [PDG04] S. Eidelmann et al., *Particle Physics Booklet.*, (Particle Data Group, July 2004).
- [PoRi04] Povh, Rith, Scholz, Zetsche, *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte.* (Springer Verlag, 2004).
- [Sau01] F. Sauli et al., *Performance of GEM detectors in high intensity particle beams.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(470):548, 2001).
- [Sau02] F. Sauli et al., *Constructing, test and commissioning of the triple-GEM tracking detector for COMPASS.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(490):177, 2002).

- [Sch99] L. Schmidt et al., *Statusbericht zum Datennahmesystem des COMPASS-Experiments am CERN.*, (1999).
- [Sti02] F. Stinzinger et al., *A scintillating fibre hodoscope for high rate applications.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(490):101, 2002).
- [Tes02] F. Tassarotto, *COMPASS-RICH-1.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(478):340, 2002).
- [Teu03] A. Teufel, *Entwicklung und Bau von Hodoskopen aus szintillierenden Fasern für das COMPASS-Experiment.*, (Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2003).
- [Tor99] S. Dalla Torre, *The COMPASS RICH project.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(433):207, 1999).
- [vHo02] M. Frhr. v. Hodenberg., *A first reconstruction of COMPASS data.*, (Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2002).
- [Wag97] M. Wagner., *Entwicklung und Bau eines intermediären Szintillatorfaser-Hodoskops für COSY-TOF.*, (Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1997).
- [Wag01] R.M. Wagner, *Commissioning of silicon detectors for the COMPASS experiment at CERN.*, (Diplomarbeit, Technische Universität München, 2001).
- [Whi88] T.O. White., *Scintillating fibres.*, (Nuclear Instruments and Methods, A(237):820, 1988).
- [Web04] R. Webb, *Erste Messungen transversaler Spinasymmetrien durch Einzelpionproduktion am COMPASS-Experiment.*, (Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2004).
- [Zwe64] C. Zweig., *An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking.*, (CERN Report, TH(401,412), 1964).

Danksagung

Bei allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich mich bedanken. Besonders erwähnt seien an dieser Stelle:

- Prof. Dr. Wolfgang Eyrich, für die Überlassung dieses interessanten Themas, seine Unterstützung und sein Interesse am Fortgang der Arbeit und die von ihm geprägte angenehme Atmosphäre in der Arbeitsgruppe.
- Andi Teufel, Richard Webb und Peter Schönmeier, für die Betreuung sowie ihre stete Hilfsbereitschaft und Fragenbeantwortung. Andi und Peter natürlich auch besonders fürs Korrekturlesen und Verbesserungsvorschläge.
- Wolfi Schroeder (ganz wichtig: mit oe ;-) .), der die LA-Übung zur Atomphysik mit mir betreut hat und in der Endphase meiner Diplomarbeit mir sehr entgegengekommen ist.
- Albert Lehmann ebenfalls für Korrekturlesen und Verbesserungsvorschläge.
- Meinem Wohnhaus- und Bürokollegen Martin Krapp für so manchen Gefallen (Pflanzen versorgen, Briefkasten leeren, wenn ich nicht da war, ...).
- Cecilia Pizzolotto e Luigi Pinna per la possibilità di parlare ancora qualche volta l'italiano nell'ufficio. Così non dimentico tutto.
- Jens Georgi für die politischen Diskussionen sowie das Live-Miterleben des Innenlebens einer konkurrierenden politischen Partei. ;-)
- allen Mitgliedern der Gruppe Eyrich (jetzige und ehemalige, die ich erlebt habe) für das angenehme Umfeld.
- den Mitgliedern der COMPASS-Kollaboration für die Zusammenarbeit, insbesondere Rainer Joosten und Paolo Pagano.
- Christian Vogel für seine Hilfsbereitschaft.
- Gerhard Polt für den schwedischen Kaffee. ;-)
- meinen Eltern, die mir mein Studium ermöglicht haben.
- der Stiftung einer großen demokratischen Partei für ideelle und materielle Unterstützung meines Studiums.

- allen meinen Freundinnen und Freunden, besonders auch den Angehörigen einer politischen Jugendorganisation, für das Leben neben der Uni. Auf eine Aufzählung verzichte ich allerdings lieber, sonst vergesse ich sicher jemand.
- meiner Freundin **Annette Bräunlein** für ihr Verständnis und ihre Unterstützung und für das Korrekturlesen.

Nicht bedanken kann ich mich leider bei:

- meiner Espresso-Maschine wegen ihres Kurzschlusses. ;-)
- dem Kaffee im Aufenthaltsam für seinen Geschmack (Fa schifo). ;-)

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ausschließlich unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel und Quellen verfasst habe.

Erlangen, im Februar 2006

Andreas Richter