

Faserhodoskope im COMPASS-Experiment
zum Nachweis von Teilchenspuren
innerhalb des Primärstrahls

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Ole Jens Nähle

aus

Köln

Bonn 2002

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. J. Bisplinghoff
2. Referent: Prof. Dr. F. Hinterberger

Tag der mündlichen Prüfung:

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	v
1 Einleitung	1
2 Physikalischer Hintergrund	3
2.1 Struktur des Nukleons	3
2.2 Tiefinelastische Streuung	3
2.2.1 Kinematik	4
2.2.2 Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen	5
2.3 Interpretation im Quark-Parton-Modell	8
2.3.1 Summenregeln im QPM	10
2.3.2 Grenzen des QPM	11
2.4 Spinstruktur des Nukleons	11
3 Das COMPASS-Experiment	13
3.1 Bestimmung der Gluonpolarisation	13
3.1.1 Offene Charmproduktion	13
3.1.2 Hadronpaare mit großem Transversalimpuls	15
3.1.3 Anforderungen an das Experiment	15
3.2 Experimenteller Aufbau	16
3.2.1 Der Myonstrahl	18
3.2.2 Das polarisierte Target	19
3.2.3 Tracking-Detektoren	20
3.2.4 Detektoren zur Teilchenidentifikation	22
3.2.5 Myon-Trigger	23
3.2.6 Detector Control System	25
3.2.7 Datenauslese und -verarbeitung	25
3.2.8 Status des Experimentes 2002	27
4 Faserhodoskope für COMPASS	29
4.1 Aufgabe	29
4.2 Anforderungen	29
4.3 Entwicklung des Detektorkonzepts	30
4.3.1 Grundlagen	31
4.3.2 Konzept der Faserhodoskope	33
4.4 Voruntersuchungen	36

4.4.1 Fasern und Photomultiplier	36
4.4.2 Strahlenhärte	36
4.4.3 Fertigungstechniken	40
5 Tests am Prototyp	43
5.1 Prototypeigenschaften	43
5.2 Testaufbau	44
5.2.1 Trigger	44
5.2.2 Auslese und Elektronik	45
5.3 Durchführung der Messungen	46
5.4 Auswertung	47
5.4.1 Grundlagen	47
5.4.2 Verhalten im Überlappbereich	48
5.4.3 Effizienz	49
5.4.4 Schwellenverhalten	50
5.4.5 Doppelschwelle	52
5.4.6 Zeitauflösung	54
5.4.7 Crosstalk	55
5.4.8 Diskriminatortests	56
5.5 Folgerungen	59
6 Realisierung der Faserhodoskope	61
6.1 Technische Realisierung	61
6.1.1 Trägerstruktur	61
6.1.2 Kühlung	62
6.2 Integration in das Experiment	62
6.2.1 Positionierung	62
6.2.2 Einbindung in das Detector Control System	63
6.2.3 Zeitmessung mit dem $\mathcal{F}1$ -TDC	63
6.3 Detektoreigenschaften	64
6.3.1 Inbetriebnahme	64
6.3.2 Grundlagen der Datenauswertung	66
6.3.3 Multiplizitäten	70
6.3.4 Ratenbelastung	71
6.3.5 Effizienz	72
6.3.6 Zeitauflösung	79
6.3.7 Ortsauflösung	80
7 Zusammenfassung und Ausblick	83
Literaturverzeichnis	87

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der Prozeß der tiefinelastischen Streuung	4
2.2	Definition der relativen Winkel von Lepton-, Targetspin und Streuebene	5
2.3	Strukturfunktion g_1 von Proton, Deuteron und Neutron	8
3.1	Der Prozeß der Photon-Gluon-Fusion	14
3.2	Experimente zur Bestimmung der Gluonpolarisation	16
3.3	Das COMPASS-Experiment	17
3.4	Der Beschleunigerkomplex am CERN	18
3.5	Zweidimensionales Strahlprofil	20
3.6	Schematische Darstellung des Myontriggers	24
3.7	Schematische Übersicht des Auslesesystems	26
4.1	<i>Walk</i> -Effekte bei Diskriminatoren	32
4.2	Prinzipieller Aufbau einer Detektorebene	33
4.3	Querschnitt durch die aktive Detektorfläche	34
4.4	Überlapp zwischen benachbarten Fasern	35
4.5	Auflösung von Mehrdeutigkeiten durch diagonale Ebenen	35
4.6	Stabilisierung der Röhrenverstärkung bei hohen Raten	37
4.7	Einfluß des Bestrahlungsprofils auf die Abschwächkurve	39
4.8	Schädigung eines Lichtleiters bei Bestrahlung	40
4.9	Montage einer Detektorebene	41
5.1	Triggeraufbau für die Prototyptests	45
5.2	Ausseelektronik für die Prototyptests	46
5.3	Signalhöhen des Prototyps und relative Röhrenverstärkung	47
5.4	Typisches ADC-Spektrum	48
5.5	Korrelierte Treffer in benachbarten Fasern	49
5.6	Effizienz und Schwellenverhalten	51
5.7	Korrelation zwischen Anstiegszeit und Amplitude beim Doppelschwellenverfahren	52
5.8	Amplitudenrekonstruktion durch das Doppelschwellenverfahren	53
5.9	<i>Time walk</i> bei der Diskriminierung unterschiedlich hoher Signale.	55
5.10	Crosstalk des Detektorsystems	56
5.11	Amplitudenverteilung des Crosstalk	57
6.1	Technischer Aufbau der Faserhodoskope	62
6.2	Trigger Matching mit dem $\mathcal{F}1$ -TDC	64
6.3	Typisches Zeitspektrum bei hohen Raten	65

6.4	Totzeit des Detektorsystems	65
6.5	Kontrolle der eingestellten Schwellen	66
6.6	Zeitkalibration	67
6.7	Festlegung des Zeitfensters	68
6.8	Clusterbildung	69
6.9	Verringerung der Multiplizität durch Clusterbildung	70
6.10	Multiplizitäten im Zeitfenster von 7,8 ns bei hohen und niedrigen Raten	71
6.11	Ratenbelastung des Detektors	72
6.12	Abweichung von berechneter und nachgewiesener Trefferposition	73
6.13	Sensitiver Bereich der Effizienzbestimmung	74
6.14	Spurkorrelationen von FI05-07	75
6.15	Effizienz der drei Ebenen von FI06	77
6.16	Zeitauflösung	79
6.17	Ortsauflösung der Detektoren	80
7.1	Typisches tiefinelastisches Streuereignis	84
7.2	Nachweis des ϕ -Mesons	85

Tabellenverzeichnis

4.1	Technische Daten der Faserhodoskope	35
4.2	Strahlenschäden bei bestrahlten Lichtleitern	39
5.1	Zeitauflösung für verschiedene Ereignisklassen	54
5.2	Zeitauflösung der getesteten Diskriminatoren	58
5.3	Doppelpulsauflösung der getesteten Diskriminatoren	59
6.1	Multiplizitäten bei hohen und niedrigen Raten	71
6.2	Effektive Detektortotzeit	76

Kapitel 1

Einleitung

Aktuelle Fragestellungen der Teilchenphysik stellen zunehmend höhere Anforderungen an den experimentellen Aufbau und erfordern oft völlig neue Detektorkonzepte. Die meist sehr geringen Wirkungsquerschnitte führen dazu, daß die Strahlintensität bei Beschleunigerexperimenten ständig erhöht werden muß, um in akzeptabler Meßzeit eine ausreichende Statistik zu akkumulieren. Die hieraus resultierenden hohen Signalaraten von bis zu einigen Megahertz pro Kanal in einigen Teilen eines Experiments stellen die Detektortechnik vor große Herausforderungen. Vom Funktionsprinzip her können nur wenige Detektortypen wie z. B. Szintillations- oder Halbleiterdetektoren direkt im Strahl zuverlässig betrieben werden.

Vor diesem Hintergrund gewinnt vor allem der Einsatz von szintillierenden Fasern zunehmend an Bedeutung. In der Kombination mit Photomultipliern lassen sich Detektoren in flexibler Geometrie realisieren, deren Eigenschaften durch Auswahl von Fasermaterial und -durchmesser, spezielle Geometrien und angepaßte Ausleseelektronik gezielt beeinflußt werden können. Die zeitgleiche Entwicklung von neuen Fasertypen mit besserer Lichtausbeute und höherer Strahlenhärte und von Vielkanalphotomultipliern in kompakter Bauform hat hier der Detektortechnik neue Impulse gegeben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Detektorkonzept für Hodoskope aus szintillierenden Fasern entwickelt, das an die speziellen Anforderungen des COMPASS¹⁾-Experiments angepaßt ist, das grundlegende Fragen zur Struktur des Nukleons beantwortet und gleichzeitig umfangreiche Messungen zur Hadronspektroskopie ermöglichen soll. Ein Schwerpunkt ist hierbei die Bestimmung der Gluonpolarisation ΔG im Nukleon, die den Nachweis und die Spurrekonstruktion von Myonen erfordert, die unter sehr kleinen Winkeln an einem Nukleontarget gestreut wurden (s. Abschnitt 3.1) und noch im oder in unmittelbarer Nähe des Primärstrahls fliegen. Bedingt durch niedrige Wirkungsquerschnitte ist ein Myonstrahl hoher Intensität erforderlich, so daß die Spurrekonstruktion nur durch Detektoren mit guter Zeitauflösung bei gleichzeitig hoher Nachweiseffizienz und Ratenbelastbarkeit möglich ist. Die Entwicklung von Faserhodoskopen, die diese Anforderungen erfüllen, deren Inbetriebnahme sowie die Analyse ihrer Eigenschaften ist Thema dieser Arbeit.

Die folgenden Darstellungen beschränken sich auf das Myonprogramm, mit dem die physikalischen Messungen 2001 begonnen wurden, da hier die Hauptaufgabe der

¹⁾Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

Faserhodoskope liegt. In Kapitel 2 werden der physikalische Hintergrund und die experimentelle Ausgangssituation beschrieben, die die Notwendigkeit für das COMPASS-Experiment motivieren. Kapitel 3 stellt COMPASS ausgehend von der grundlegenden Idee vor, die ein anspruchsvolles Experiment mit teilweise völlig neuartigen Detektortypen bedingt. Der Experimentbeschreibung folgt ein Kapitel über die Faserhodoskope, in dem ausgehend von den definierten Anforderungen ein Detektorkonzept entwickelt und in Vorstudien auf Realisierbarkeit getestet wird. Die umfassende Analyse der Eigenschaften eines Prototyps, der im September 1999 unter nominalen Bedingungen getestet werden konnte, wird in Kapitel 5 beschrieben. Mit den dabei gewonnenen Erfahrungen wurden insgesamt vier Faserhodoskope gebaut und in das Experiment integriert. In Kapitel 6 schließlich wird die technische Realisierung, die Anbindung an die Ausleseelektronik und eine detaillierte Auswertung zu den integralen Detektoreigenschaften im Rahmen des Experimentbetriebes dargestellt.

Kapitel 2

Physikalischer Hintergrund

2.1 Struktur des Nukleons

Streuexperimente haben das Verständnis für die Struktur des Nukleons in entscheidender Weise geprägt. Rutherfords Experiment zur Streuung von α -Teilchen an Goldatomen [1] brachte die entscheidende Erkenntnis, daß Atome aus einem sehr kleinen, positiv geladenen Kern bestehen, der von einer weit ausgedehnten Elektronenwolke umgeben ist.

Streuexperimente mit Elektronen am SLAC¹⁾ Ende der 1960er Jahre [2, 3] lieferten überzeugende Indizien dafür, daß das Nukleon selber eine Substruktur aus punktförmigen *Partonen* mit halbzahligem Spin besitzt, die heutzutage als Quarks bezeichnet werden. Dieses Bild wurde erweitert, indem das Gluon als Vermittler der starken Wechselwirkung erkannt und 1980 als Bestandteil des Nukleons nachgewiesen wurde [4].

Erste polarisierte Streuexperimente [5, 6] – ebenfalls am SLAC – bestätigten dieses Bild, bis im Jahre 1987 die EMC²⁾-Kollaboration Ergebnisse veröffentlichte, die den Schluß zuließen, daß die Quarks nur zu einem sehr geringen – zunächst sogar mit Null verträglichen – Teil zum Gesamtspin des Nukleons beitragen. Diese Entdeckung löste die sogenannte *Spinkrise* aus, in deren Folge eine Reihe neuer Experimente [7–12] entwickelt wurden, deren Ziel es war, die Spinstruktur des Nukleons zu entschlüsseln.

2.2 Tiefinelastische Streuung

Unter tiefinelastischer Streuung (DIS³⁾) versteht man die Streuung eines Leptons an einem Nukleon bei so hohen Energien der ausgetauschten elektroschwachen Eichbosonen, daß die Substruktur des Nukleons aufgelöst werden kann. Hierbei bricht das Nukleon auf und fragmentiert in den hadronischen Endzustand X:

$$l + N \rightarrow l' + X \quad (2.1)$$

Bei Experimenten, in denen nur das gestreute Lepton nachgewiesen wird, spricht man von inklusiven Messungen; wird mindestens ein Hadron des Endzustandes X nachgewiesen, von semi-inklusiven Messungen.

¹⁾Stanford Linear Accelerator Center

²⁾European Muon Collaboration

³⁾Deep Inelastic Scattering

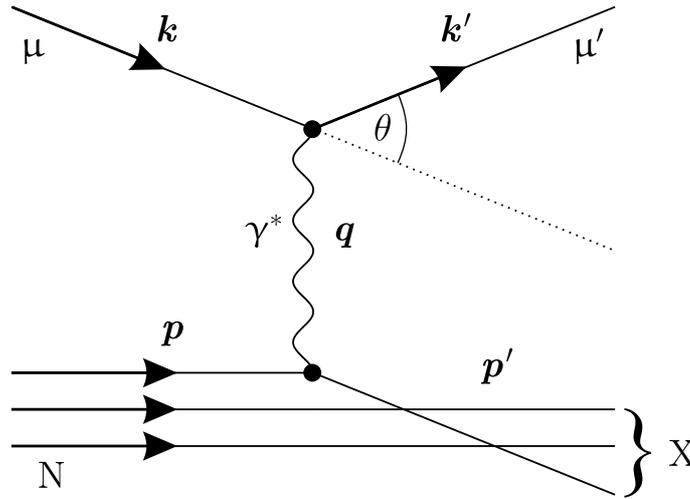


Abbildung 2.1: Der Prozeß der tiefinelastischen Streuung in niedrigster Ordnung unter Austausch eines virtuellen Photons (BORN-Näherung).

2.2.1 Kinematik

Ein tiefinelastisches Streuereignis kann in erster Näherung als Wechselwirkung eines punktförmigen Leptons mit einem Nukleon unter Austausch eines virtuellen Bosons beschrieben werden. Solange der Energieübertrag vom Lepton zum Nukleon deutlich kleiner als die Massen der elektroschwachen Eichbosonen ist, kann man die Betrachtung auf den Austausch eines virtuellen Photons reduzieren (BORN-Näherung). Dieser Prozeß ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Hierbei beschreiben \mathbf{k} und \mathbf{k}' die Viererimpulse⁴⁾ des einfallenden und des gestreuten Leptons, \mathbf{p} den Viererimpuls des Targetnukleons der Masse M und θ den zugehörigen Streuwinkel. Für ein Fixed Target-Experiment sind die Viererimpulse durch

$$\mathbf{k} = (E, \vec{p}), \quad \mathbf{k}' = (E', \vec{p}') \quad \text{und} \quad \mathbf{p} = (M, \vec{0}) \quad (2.2)$$

gegeben. Schreibt man den Impulsübertrag vom Lepton auf das Nukleonsystem als $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ und den Energieübertrag als

$$\nu = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}}{M} \stackrel{\text{lab}}{=} E - E', \quad (2.3)$$

so gilt unter Vernachlässigung der Leptonmassen:

$$-Q^2 = \mathbf{q}^2 = (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 \stackrel{\text{lab}}{=} -4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (2.4)$$

Q^2 ist ein Maß für die Längenskala, die mit dem ausgetauschten Photon aufgelöst werden kann; dessen reduzierte Wellenlänge λ ist durch

$$\lambda = \frac{1}{|\mathbf{q}|} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{1}{\sqrt{\nu^2 - \mathbf{q}^2}} = \frac{1}{\sqrt{\nu^2 + Q^2}} \quad (2.5)$$

⁴⁾Im folgenden werden natürliche Einheiten mit $\hbar = c = 1$ benutzt.

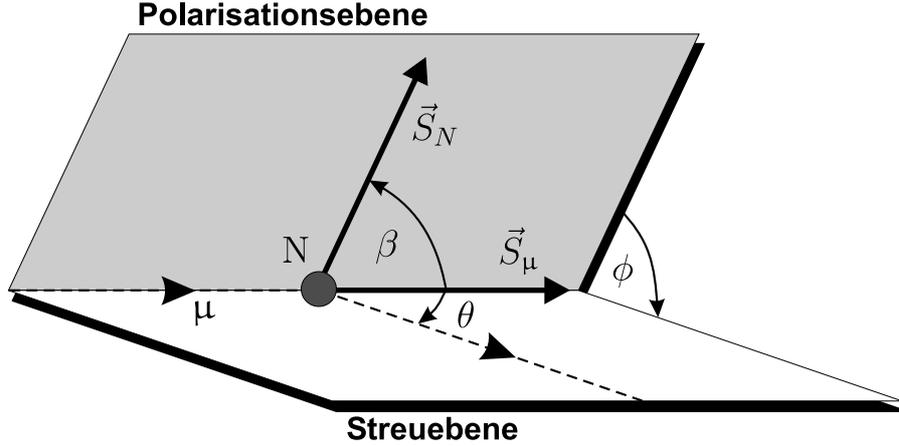


Abbildung 2.2: Definition der relativen Winkel von Lepton-, Targetspin und Streuebene.

gegeben. Die invariante Masse des hadronischen Endzustands W lässt sich nach

$$W^2 = (\mathbf{q} + \mathbf{p})^2 \stackrel{\text{lab}}{=} M^2 + 2M\nu - Q^2 \quad (2.6)$$

berechnen. Für die weiteren Betrachtungen ist es zweckmäßig, die BJØRKEN-Skalenvariablen

$$y = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{\nu}{E} \quad \text{und} \quad x = \frac{Q^2}{2\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.7)$$

zu definieren. Die Variable y beschreibt den anteiligen Energieübertrag vom Lepton auf das Nukleon, und x kann im Quark-Parton-Modell als Impulsanteil des getroffenen Quarks am Nukleon aufgefaßt werden. Die physikalischen Randbedingungen $W^2 \geq M^2$ und $0 \leq E' \leq E$ schränken x und y auf das Intervall $[0, 1]$ ein. Von den in Gleichungen (2.3) bis (2.7) definierten lorentzinvarianten Größen sind nur zwei voneinander unabhängig, so daß ein DIS-Ereignis durch Angabe von z. B. x und Q^2 vollständig bestimmt ist. Für ein Fixed Target-Experiment lassen sich diese Variablen allein durch die Kinematik des gestreuten Leptons bestimmen und ermöglichen so Aussagen über die Struktur des Nukleons in inklusiven Messungen.

Der tiefinelastische Bereich ist dadurch gegeben, daß die Wellenlänge des virtuellen Photons so klein ist, daß die Struktur des Nukleons aufgelöst werden kann und die invariante Masse des hadronischen Endzustands deutlich über dem Bereich hadronischer Resonanzen liegt. Formal läßt sich dieser Bereich über die Forderung $Q^2, \nu \rightarrow \infty$ bei festem x definieren (BJØRKEN-Limit). Im elastischen Grenzfall bleibt das getroffene Nukleon intakt, so daß die Bedingung $W^2 = M^2$ die Größen $Q^2 \equiv 2M\nu$ und $x \equiv 1$ festlegt.

2.2.2 Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen

In BORNscher Näherung kann der differentielle Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Streuung eines geladenen Leptons angegeben werden, indem man die innere Struktur des Nukleons über insgesamt vier Strukturfunktionen F_1 , F_2 , g_1 und g_2 parametrisiert [13]. Für den experimentell wichtigen Fall eines longitudinal polarisierten

Leptonstrahls⁵⁾ mit Helizität \mathcal{H}_1 des einfallenden Leptons, läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in der Form

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{d^2\bar{\sigma}}{d\Omega dE'} - \mathcal{H}_1 \cos\beta \frac{d^2\Delta\sigma_{\parallel}}{d\Omega dE'} - \mathcal{H}_1 \sin\beta \cos\phi \frac{d^2\Delta\sigma_{\perp}}{d\Omega dE'} \quad (2.8)$$

schreiben (vgl. [13]), wobei die Winkel gemäß Abbildung 2.2 definiert sind. Hierbei gibt $\bar{\sigma}$ den spingemittelten Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\bar{\sigma}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left(\frac{2F_1(x, Q^2)}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{F_2(x, Q^2)}{\nu} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.9)$$

beschrieben durch die unpolarisierten Strukturfunktionen F_1 und F_2 an. Die beiden experimentell interessanten Konfigurationen mit kollinearer und senkrechter Ausrichtung von Lepton- und Targetspin gehen als Differenz der beiden relativen Spinausrichtungen nach

$$\frac{d^2\Delta\sigma_{\parallel}}{d\Omega dE'} = \frac{d^2(\sigma^{\leftarrow\leftarrow} - \sigma^{\leftarrow\rightarrow})}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'}{Q^2 M \nu E} \left[g_1 \left(E + E' \cos\theta + \frac{2m_{\mu}\nu^2}{Q^2 E} \right) + g_2 \frac{Q^2}{\nu} \right] \quad (2.10)$$

und

$$\frac{d^2\Delta\sigma_{\perp}}{d\Omega dE'} = \frac{d^2(\sigma^{\leftarrow\downarrow} - \sigma^{\leftarrow\uparrow})}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^2 M \nu E} \left[g_1 \left(1 + \frac{2m_{\mu}^2 y}{Q^2} \right) + g_2 \frac{2E}{\nu} \right] \quad (2.11)$$

in den Gesamtwirkungsquerschnitt ein [14]. Der g_2 -Term in Gleichung (2.10) ist kinematisch unterdrückt; zudem gibt es experimentelle Indizien dafür [15–17], daß g_2 klein verglichen mit g_1 ist, so daß eine Messung mit longitudinaler Spineinstellung sensitiv für die Spinstrukturfunktion g_1 ist. In Gleichung (2.11) gehen g_1 und g_2 in gleicher Größenordnung ein, so daß bei bekannter Spinstrukturfunktion g_1 aus den Daten mit transversaler Spineinstellung g_2 extrahiert werden kann.

Experimentelle Methodik

Experimentell wird die direkte Bestimmung der Spinstrukturfunktionen aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten dadurch erschwert, daß der spinabhängige Teil vom dominierenden spinunabhängigen Wirkungsquerschnitt verdeckt wird. Daher wäre diese Art der Messung extrem empfindlich für Asymmetrien des Detektors, die durch unterschiedliche Nachweiseffizienzen und geometrische Akzeptanzen, sowie Schwankungen in der Strahlqualität verursacht werden und in der technischen Realisierung unvermeidbar sind. Aus diesem Grund mißt man die Wirkungsquerschnittsasymmetrien

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma^{\leftarrow\leftarrow} - \sigma^{\leftarrow\rightarrow}}{\sigma^{\leftarrow\leftarrow} + \sigma^{\leftarrow\rightarrow}} = \frac{\Delta\sigma_{\parallel}}{2\bar{\sigma}} \quad \text{und} \quad A_{\perp} = \frac{\sigma^{\leftarrow\downarrow} - \sigma^{\leftarrow\uparrow}}{\sigma^{\leftarrow\downarrow} + \sigma^{\leftarrow\uparrow}} = \frac{\Delta\sigma_{\perp}}{2\bar{\sigma}}, \quad (2.12)$$

bei denen sich die oben genannten systematischen Effekte weitgehend gegenseitig aufheben, wenn die Zeit zwischen den beiden Spineinstellungen kurz gegen zeitliche Änderungen von Akzeptanz und Effizienz des Experimentaufbaus ist.

⁵⁾Für einen transversal polarisierten Leptonstrahl sind die spinabhängigen Differenzen der Wirkungsquerschnitte mit einem Faktor m_1/E kinematisch unterdrückt [13], so daß alle Experimente zur Spinstruktur mit longitudinal polarisierten Leptonstrahlen arbeiten.

Betrachtet man den elementaren Prozeß der Absorption des virtuellen Photons durch das Nukleon im Schwerpunktsystem Photon-Nukleon, so lassen sich die virtuellen Photonasymmetrien

$$A_1(x, Q^2) = \frac{\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} \quad (2.13)$$

$$\text{und } A_2(x, Q^2) = \frac{2\sigma_1}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}} = \frac{\gamma(g_1 + g_2)}{F_1} \quad (2.14)$$

$$\text{mit } \gamma = \frac{2Mx}{\sqrt{Q^2}} = \frac{\sqrt{Q^2}}{\nu} \quad (2.15)$$

definieren. Hierbei beschreibt $\sigma_{\frac{3}{2}}$ ($\sigma_{\frac{1}{2}}$) den Absorptionsquerschnitt für die parallele (anti-parallele) Ausrichtung von Photon- und Nukleonspin. Der Interferenzterm σ_1 beschreibt die Überlagerung von Absorptionsquerschnitten durch transversal und longitudinal polarisierte Komponenten des virtuellen Photons.

Die virtuellen Photonasymmetrien sind mit den experimentell gemessenen Asymmetrien gemäß

$$A_{\parallel} = D(A_1 + \eta A_2) \quad \text{und} \quad A_{\perp} = d(A_2 - \xi A_1) \quad (2.16)$$

verknüpft, wobei die Faktoren ξ , η und d direkt aus der Kinematik berechnet werden können (vgl. [18]). Der Depolarisationsfaktor D beschreibt die Depolarisation des virtuellen Photons, die dadurch bedingt ist, daß die Abstrahlung des Photons nicht in Flugrichtung des Leptons erfolgt [18].

Gleichungen (2.12) bis (2.16) stellen einen direkten Zusammenhang zwischen den Spinstrukturfunktionen und den gemessenen Asymmetrien gemäß

$$\begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \end{bmatrix} = \frac{F_1}{(1 + \gamma^2)(1 + \eta\gamma)} \begin{bmatrix} 1 + \gamma\xi & \gamma - \eta \\ -1 + \xi/\gamma & \eta + 1/\gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{\parallel}/D \\ A_{\perp}/d \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

her und ermöglichen so die experimentelle Bestimmung. Unter Vernachlässigung von g_2 läßt sich g_1 auch ohne transversale Messungen nach

$$g_1 = \frac{F_1}{D(1 + \eta\gamma)} A_{\parallel} \quad (2.18)$$

bestimmen. Der für Targets mit Spin $\frac{1}{2}$ beschriebene Formalismus läßt sich auf Deuteron-Targets mit Spin 1 erweitern [19].

Die bisherigen Überlegungen gehen davon aus, daß sowohl der Leptonstrahl als auch das Nukleontarget zu 100% polarisiert sind und daß außerdem jedes Nukleon des Targetmaterials polarisierbar ist. Im realen Experiment reduzieren sich dementsprechend die gemessenen Asymmetrien gemäß

$$A_{\text{exp}} = A_{\parallel} \cdot P_{\text{T}} \cdot P_{\text{B}} \cdot f. \quad (2.19)$$

Der materialabhängige „Dilutionfaktor“ f gibt den Anteil der polarisierbaren Nukleonen des Targets an, P_{B} und P_{T} die Polarisation von Strahl und Target.

Einen Überblick über den aktuellen Kenntnisstand der Strukturfunktion g_1 aus verschiedenen Experimenten gibt Abbildung 2.3; die Bestimmung von g_2 ist wegen des sehr geringen Beitrags zum Wirkungsquerschnitt experimentell und von der Datenanalyse her sehr viel schwieriger, erste Ergebnisse sind in [15–17] veröffentlicht.

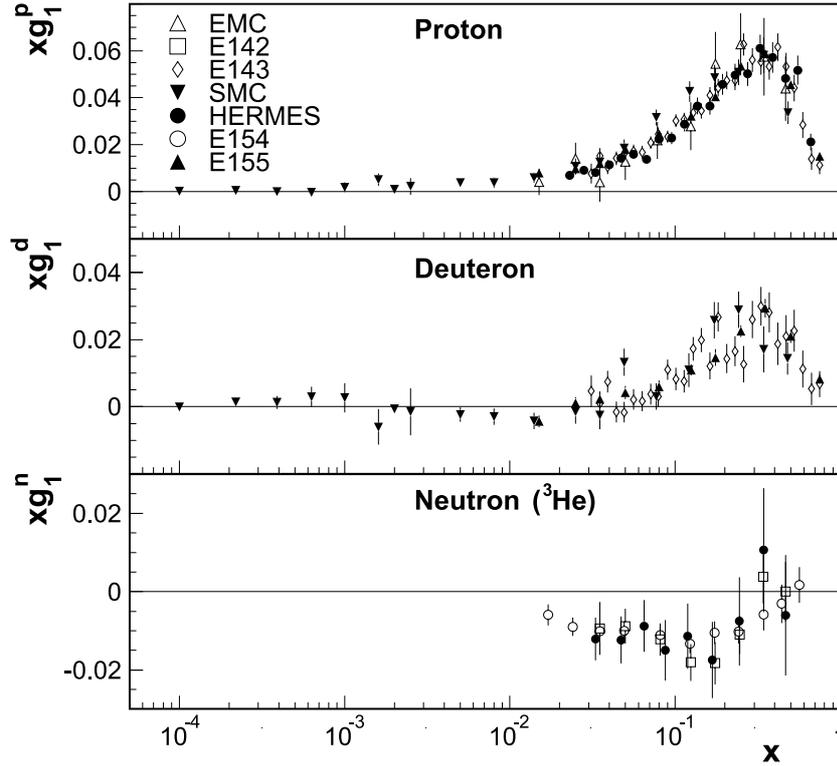


Abbildung 2.3: Die polarisierte Strukturfunktion g_1 von Proton, Deuteron und Neutron nach aktuellen experimentellen Ergebnissen [20].

2.3 Interpretation im Quark-Parton-Modell

Das Quark-Parton-Modell (QPM) [21, 22] sieht das Nukleon als zusammengesetzt aus punktförmigen, masselosen *Partonen* mit Spin $\frac{1}{2}$, die untereinander nicht wechselwirken und erlaubt eine anschauliche Vorstellung vom Aufbau des Nukleons. Betrachtet man das Nukleon im BREIT-System, in dem der Nukleonimpuls so groß ist, daß Ruhemassen und Transversalimpulse der Konstituenten vernachlässigt werden können, so sind die Viererimpulse des Nukleons und der Partonen durch $\mathbf{P} = (P, 0, 0, P)$ und $\xi\mathbf{P} = (\xi P, 0, 0, \xi P)$ gegeben, wenn man ξ als den Impulsanteil des einzelnen Partons am Gesamtimpuls des Nukleons definiert. Unter Vernachlässigung der Partonmassen bedingt die Viererimpulserhaltung bei der elastischen Photon-Parton-Streuung, daß

$$0 \simeq m_q^2 = q^2 + \xi^2 M^2 + 2\xi\mathbf{P} \cdot \mathbf{q} \simeq q^2 + 2\xi\mathbf{P} \cdot \mathbf{q} , \quad (2.20)$$

und die BJØRKEN-Skalenvariable x kann als Impulsanteil ξ des am Streuprozeß beteiligten Partons verstanden werden. Die Partonen werden üblicherweise mit den von Gell-Mann und Zweig postulierten Quarks [23, 24] identifiziert.

Im QPM kann die tiefinelastische Streuung als inkohärente Summe von elastischen Streuprozessen eines virtuellen Photons an einzelnen Quarks betrachtet werden, so daß sich die Strukturfunktionen durch Integration über alle Impulsanteile ξ und Summation

über alle Quarkflavors⁶⁾ f berechnen lassen:

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \cdot \sum_f \int_0^1 e_f^2 q_f(\xi) \delta(\xi - x) d\xi = \frac{1}{2} \cdot \sum_f e_f^2 q_f(x) \quad (2.21)$$

$$F_2(x) = \sum_f \int_0^1 e_f^2 q_f(\xi) \delta(\xi - x) \xi d\xi = x \cdot \sum_f e_f^2 q_f(x) \quad (2.22)$$

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \cdot \sum_f \int_0^1 e_f^2 \Delta q_f(\xi) \delta(\xi - x) d\xi = \frac{1}{2} \cdot \sum_f e_f^2 \Delta q_f(x) \quad (2.23)$$

$$g_2(x) \equiv 0. \quad (2.24)$$

Hierbei gibt die unpolarisierte Quarkdichteverteilung (PDF⁷⁾) $q_f(x)$ die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark oder Antiquark mit Flavor f und einem Impulsanteil x im Nukleon zu finden. Sie läßt sich als Summe

$$q_f(x) = q_f^+(x) + q_f^-(x) \quad (2.25)$$

zweier Quarkdichteverteilungen schreiben, wobei $q_f^{+(-)}$ die Wahrscheinlichkeit angibt, ein Quark oder Antiquark mit Impulsanteil x und Spinausrichtung parallel (antiparallel) zum Nukleon zu finden. Die polarisierten PDF lauten somit

$$\Delta q_f(x) = q_f^+(x) - q_f^-(x). \quad (2.26)$$

Aus der Annahme punktförmiger Konstituenten im Nukleon folgt, daß die Strukturfunktionen von Q^2 unabhängig sind.

Durch unpolarisierte Streuexperimente mit Elektronen und Myonen an Proton und Neutron konnte zusammen mit Ergebnissen aus der (Anti-)Neutrino-Nukleon-Streuung gezeigt werden, wie sich der Nukleonimpuls auf die Konstituenten des Nukleons verteilt. Dies führte zu dem überraschenden Ergebnis, daß Quarks und Gluonen je etwa zur Hälfte zum Impuls des Nukleons beitragen (vgl. [18]). In der Folge wurde eine Reihe von neuen, polarisierten Experimenten durchgeführt, um den Beitrag der Quarks zum Spin des Nukleons zu bestimmen.

Definiert man das erste Moment der polarisierten Quarkverteilungsfunktionen

$$\Delta q_f = \int_0^1 \Delta q_f(x) \cdot dx, \quad (2.27)$$

so sind im QPM die ersten Momente $\Gamma_1^{p(n)}$ der Strukturfunktion g_1 für das Proton bzw. Neutron als

$$\Gamma_1^p \equiv \int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{9} \Delta u + \frac{1}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right) \quad (2.28)$$

⁶⁾Bei den Schwerpunktsenergien, die heutzutage in DIS-Experimenten erreicht werden können, kann die Betrachtung auf die drei leichten Quarkflavors u , d und s beschränkt werden.

⁷⁾**P**arton **D**istribution **F**unction

und

$$\Gamma_1^n \equiv \int_0^1 g_1^n(x) dx = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{9} \Delta u + \frac{4}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right) \quad (2.29)$$

aus Gleichung (2.23) bestimmt. Dies gilt nur, wenn man Isospin-Symmetrie voraussetzen kann und somit folgende Definitionen und Annahmen zulässig sind:

$$\begin{aligned} \Delta u &\equiv \Delta u_p = \Delta d_n \\ \Delta d &\equiv \Delta d_p = \Delta u_n \\ \Delta s &\equiv \Delta s_p = \Delta s_n . \end{aligned} \quad (2.30)$$

Die axialen Kopplungskonstanten der SU(3) können im QPM durch die ersten Momente der polarisierten Quarkverteilungen gemäß

$$\begin{aligned} a_0 &\equiv \Delta u + \Delta d + \Delta s \\ a_3 &\equiv \Delta u - \Delta d \\ a_8 &\equiv \frac{1}{\sqrt{3}} (\Delta u + \Delta d - 2\Delta s) \end{aligned} \quad (2.31)$$

ausgedrückt werden. Unter Annahme von Isospin-Symmetrie läßt sich a_3 aus dem β -Zerfall des Neutrons über das Verhältnis von Axialvektor- zu Vektor-Kopplungskonstanten $|g_A/g_V|$ bzw. über die schwachen Zerfallskonstanten F und D bestimmen:

$$a_3 = F + D = \left| \frac{g_A}{g_V} \right| . \quad (2.32)$$

Setzt man weiterhin SU(3)-Flavorsymmetrie voraus, so kann man über den Hyperon- β -Zerfall a_8 nach

$$a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} (3F - D) \quad (2.33)$$

bestimmen und auf diese Weise eine Verbindung zur Spinstruktur des Nukleons herstellen. Somit ist es möglich, *Summenregeln* für die ersten Momente der Spinstrukturfunktion g_1 des Nukleons aufzustellen und experimentell zu überprüfen.

2.3.1 Summenregeln im QPM

Die BJØRKEN-Summenregel [25] stellt einen Zusammenhang zwischen den ersten Momenten der Spinstrukturfunktionen von Proton und Neutron her und macht über Gleichungen (2.28), (2.29) und (2.32) die Vorhersage

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6} (\Delta u - \Delta d) = a_3 = \left| \frac{g_A}{g_V} \right| . \quad (2.34)$$

Lange Zeit standen keine geeigneten Neutronentargets zur Verfügung, um die BJØRKEN-Summenregel einem experimentellen Test zu unterziehen. Unter der hypothetischen Annahme, daß die Strangequarks im Nukleon unpolarisiert sind ($\Delta s \equiv 0$), ist es möglich, eine Vorhersage für das Proton bzw. Neutron alleine zu machen. Die ELLIS-JAFFE-Summenregel [26, 27] lautet dann

$$\Gamma_1^{p(n)} = \frac{1}{12} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \left(+(-)1 + \frac{5}{3} \cdot \frac{3F/D - 1}{F/D + 1} \right) . \quad (2.35)$$

Problematisch für den experimentellen Test der Summenregeln ist der eingeschränkte Bereich von x , in dem einzelne Experimente sensitiv sind. Daher muß die gemessene Strukturfunktion g_1 immer aus dem zugänglichen Bereich auf $x \rightarrow 0$ und $x \rightarrow 1$ extrapoliert werden. Die Extrapolation nach $x = 1$ ist insofern unproblematisch, als die unpolarisierten eine Obergrenze für die polarisierten Quark-Verteilungsfunktionen definieren. Aus den unpolarisierten Messungen ist bekannt, daß $q_f(x) \rightarrow 0$ für $x \rightarrow 1$ und entsprechend gilt $\Delta q_f(x) \rightarrow 0$. Die Extrapolation $x \rightarrow 0$ ist mit einigen Unsicherheiten behaftet und führt einen deutlichen systematischen Fehler in alle Messungen dieser Art ein, der Messungen zu möglichst kleinen x erforderlich macht. Außerdem bedingt jedes Experiment eine Abhängigkeit zwischen Q^2 und x in der Akzeptanz, so daß eine Entwicklung aller Messungen nach einem gemeinsamen Q^2 erforderlich ist.

Die ersten Experimente schienen die ELLIS-JAFFE-Summenregel zu bestätigen, bis der zugängliche x -Bereich am EMC-Experiment zu deutlich kleineren x hin erweitert werden konnte und eine signifikante Verletzung der Summenregel nachgewiesen werden konnte [28, 29]. Dieses Ergebnis hatte auch für das Verständnis von der Spinstruktur des Nukleons weitreichende Konsequenzen (s. Abschnitt 2.4).

2.3.2 Grenzen des QPM

Das vom QPM vorhergesagte Skalenverhalten kann im Experiment nur in einem engen kinematischen Bereich um $x \simeq 0,2$ bestätigt werden. Für größere x und zunehmendes Q^2 wird eine Abnahme von F_2 und im umgekehrten Fall eine deutliche Zunahme beobachtet. Diese Abhängigkeit kann durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben werden, die die starke Wechselwirkung der Quarks untereinander durch den Austausch von Gluonen erklärt, die Träger einer Farbladung sind. So kann in erster Näherung ein Quark ein Gluon abstrahlen, ein Gluon kann ein Quark-Antiquark-Paar bilden oder ein weiteres Gluon abstrahlen. Diese Prozesse führen dazu, daß die Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung vom Viererimpulsübertrag Q^2 abhängig ist und im Grenzfall $Q^2 \rightarrow \infty$, wo die Quarks sich analog zum QPM wie freie Teilchen verhalten, verschwindet.

Entsprechend müssen die Aussagen aus dem QPM durch QCD-Korrekturen erweitert werden. Diese Korrekturen sind auch in höheren Ordnungen berechnet worden [30] und gehen als zusätzliche Faktoren in die Summenregeln ein. Im Rahmen dieser Korrekturen ist die BJØRKEN-Summenregel bisher von allen Experimenten bestätigt worden.

2.4 Spinstruktur des Nukleons

Die Messung von g_1 über einen großen x -Bereich ermöglicht die Berechnung des ersten Moments Γ_1 und zusammen mit den Gleichungen (2.31)-(2.33) die Bestimmung der Einzelbeiträge der Quark-Flavors zum Spin des Nukleons. Analysen von EMC [28, 29] ergaben hierbei einen sogar mit null verträglichen Gesamtbeitrag

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s = 0,12 \pm 0,17, \quad (2.36)$$

was im Widerspruch auch zu erweiterten Modellen steht, die Beiträge der Quarks von $\Delta\Sigma \approx 0,75$ voraussagen⁸⁾ [30]. Nachfolgende Experimente sind mit dem Ergebnis von

⁸⁾Im einfachen QPM wird der Spin allein von den Quarks getragen, d. h. $\Delta\Sigma = 1$.

EMC kompatibel, grenzen $\Delta\Sigma$ aber im Rahmen der experimentellen und theoretischen Unsicherheiten auf einen Bereich von 0,2 bis 0,4 ein.

Verschiedene Erklärungsansätze machen polarisierte See-Quarks, Gluonen oder einen Bahndrehimpuls von Quarks und Gluonen für dieses Phänomen verantwortlich. In einem allgemeinen Ansatz kann man den Nukleonspin in einen Quarkbeitrag $\Delta\Sigma$, einen Gluonbeitrag ΔG und einen Beitrag der Bahndrehimpulse von Quarks und Gluonen, L_q und L_g zerlegen:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_q + \Delta G + L_G . \quad (2.37)$$

Es gibt erste Hinweise darauf, daß die Gluonen einen deutlichen Beitrag zum Nukleonspin leisten [31]. Im Prinzip läßt sich aus dem Skalenverhalten der Strukturfunktionen, das abweichend von den Vorhersagen des QPM eine deutliche Q^2 -Abhängigkeit zeigt, die Gluonpolarisation durch einen Fit der QCD-Entwicklung von g_1 [30] an den Welt Datensatz ableiten. Allerdings ist die auf diese Weise bestimmte Gluonverteilung ΔG mit sehr großen Fehlern behaftet, da konsistente Datensätze nur für einen vergleichsweise kleinen Q^2 -Bereich zur Verfügung stehen. Der einzige experimentelle Ansatz ist daher die Durchführung von semi-inklusiven Messungen, der mit dem COMPASS-Experiment verfolgt wird und der im folgenden Kapitel vorgestellt wird.

Kapitel 3

Das COMPASS-Experiment

Das COMPASS-Experiment ging aus zwei unabhängig voneinander geplanten Experimenten hervor, die nun mit einem gemeinsamen experimentellen Aufbau realisiert werden [32]. Mit Hadron- und Myonstrahlen hoher Intensität sollen grundlegende Fragestellungen zur Struktur des Nukleons und zur Hadronspektroskopie untersucht werden. Die physikalischen Messungen haben im Jahr 2001 mit dem Myonprogramm begonnen.

Das Hadronprogramm beinhaltet unter anderem die Suche nach Glueballs, den Nachweis ihrer Zerfallsmodi und die Spektroskopie von Hadronen mit mindestens einem Charmquark [32]. Besonderes Interesse gilt dabei Hadronen mit zwei Charmquarks, deren geringe Produktionsquerschnitte eine hohe Strahlintensität und einen experimentellen Aufbau mit hoher Nachweiseffizienz erfordern und für deren Existenz es erste Hinweise gibt [33].

Zentrales Ziel des Myonprogramms ist die Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons. Insbesondere soll geklärt werden, inwieweit Gluonen und negativ polarisierte See-Quarks zum Spin des Nukleons beitragen. Parallel zu diesen Messungen kann der Datensatz für die longitudinalen Spinstrukturfunktionen erweitert werden. Außerdem sollen erstmals die transversalen Spinstrukturfunktionen gemessen werden.

3.1 Bestimmung der Gluonpolarisation

Der Prozeß der Photon-Gluon-Fusion (PGF) ist eine erfolgversprechende Möglichkeit [34, 35], in semi-inklusiven, tiefinelastischen Streuexperimenten die polarisierte Gluon-Verteilung ΔG zu messen. Bei der PGF emittiert das einfallende Myon ein virtuelles Photon, das mit einem Gluon des Nukleons zu einem $q\bar{q}$ -Paar fusioniert (Abb. 3.1).

3.1.1 Offene Charmproduktion

Da im Nukleon Charmquarks nur als See-Quarks vorhanden sind, ist der Nachweis von Mesonen mit Charm eine klare Signatur für die PGF. Experimentell zugänglich ist die spinabhängige Asymmetrie der Charm-Produktion, die sich aus der Zahl der Charm-Ereignisse $N_{c\bar{c}}$ mit paralleler bzw. antiparalleler, longitudinaler Spinausrichtung von Myon und Targetspin nach

$$A^{\text{exp}} = \frac{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} - N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}}{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} + N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}} = P_B \cdot P_T \cdot f \cdot A_{\mu N}^{c\bar{c}}(y) \quad (3.1)$$

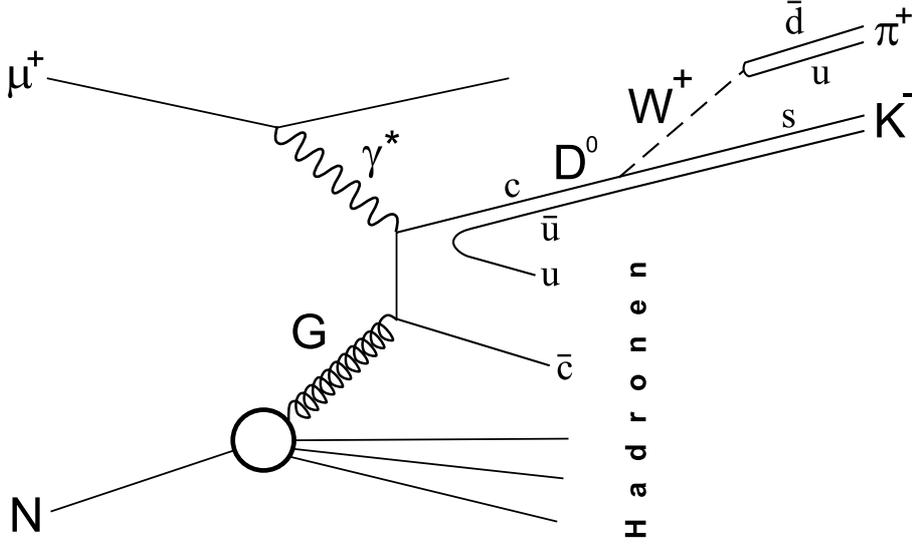


Abbildung 3.1: Der Prozeß der Photon-Gluon-Fusion in schematischer Darstellung. Aus der Fragmentation zweier Charm-Quarks entsteht hier ein D^0 , das in ein K^- und ein π^+ zerfällt.

berechnet (vgl. Gleichung (2.19)). Die virtuelle Photon-Asymmetrie $A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$ hängt über den Depolarisationsfaktor D des virtuellen Photons (vgl. Abschnitt 6) mit der aus Gleichung (3.1) zu bestimmenden Asymmetrie $A_{\mu N}^{c\bar{c}}$ nach

$$A_{\mu N}^{c\bar{c}} = D(y) \cdot A_{\gamma N}^{c\bar{c}} \approx \frac{1 - (1 - y)^2}{1 + (1 - y)^2} \cdot A_{\gamma N}^{c\bar{c}} \quad (3.2)$$

zusammen.

Die polarisierten und unpolarisierten Wirkungsquerschnitte für Charm-Produktion $\Delta\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}$ und $\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}$ können als Faltungen der elementaren Photon-Gluon-Wirkungsquerschnitte [36], $\Delta\sigma(\hat{s})$ und $\sigma(\hat{s})$, mit den Gluonverteilungen ΔG und G geschrieben werden, indem man über den kinematisch erlaubten Bereich integriert:

$$A_{\gamma N}^{c\bar{c}}(E, y) = \frac{\Delta\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}}{\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}} = \frac{\int_{4m_c^2}^{2M_N\nu} d\hat{s} \Delta\sigma(\hat{s}) \Delta G(x_G, \hat{s})}{\int_{4m_c^2}^{2M_N\nu} d\hat{s} \sigma(\hat{s}) G(x_G, \hat{s})} \quad (3.3)$$

Die invariante Masse des Photon-Gluon-Systems berechnet sich aus den Viererimpulsen \mathbf{q} und \mathbf{r} von Photon und Gluon nach $\hat{s} = (\mathbf{q} + \mathbf{r})^2$. Der Impulsanteil x_G des Gluons läßt sich als $x_G = \hat{s} / (2M_N\nu)$ schreiben. Über Gleichungen (3.1) bis (3.3) läßt sich nun aus der gemessenen Asymmetrie der Charmproduktion $\Delta G/G$ bestimmen.

Die folgenden Überlegungen für Charm-Quarks gelten ladungskonjugiert genauso für Anticharm-Quarks. Etwa 60% der Charm-Quarks fragmentieren in ein D^0 , so daß pro Charm-Ereignis im Mittel 1,2 D^0 und \bar{D}^0 entstehen. Somit ist über den Nachweis der Zerfallsprodukte der D^0 -Mesonen eine Messung der Asymmetrie $A_{\mu N}^{c\bar{c}}$ möglich. Der einfachste Zerfallsmodus ist der Zweikörperzerfall $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ mit einem Verzweigungsverhältnis von $(3,83 \pm 0,09)\%$ [20]. Im Schwerpunktsystem des D^0 steht für diesen Zerfall ein großer Impuls zur Verfügung, so daß die Zerfallsprodukte unter großen Winkeln relativ zur Bewegungsrichtung des D^0 auseinanderfliegen. Dadurch kann man sie

durch kinematische Schnitte gut von solchen Pionen und Kaonen trennen, die direkt aus der Fragmentation stammen und vorwiegend in Strahlrichtung fliegen. Trotzdem liegt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bei nur etwa 25 % [32].

Eine weitere Reduktion des kombinatorischen Untergrunds ist möglich, indem man die Analyse auf diejenigen D^0 beschränkt, die aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 + \pi^+$ stammen, also zusätzlich ein niederenergetisches Pion nachweist [32]. Hierdurch wird der Untergrund drastisch verringert, allerdings werden gleichzeitig zwei Drittel aller D^0 -Ereignisse verworfen. Der Fehler für die Messung von $\Delta G/G$ im zugänglichen Bereich von x_G kann zu $\delta(\Delta G/G) \simeq 0,14$ abgeschätzt werden [32].

Man erwartet, daß $\Delta G/G$ für $x_G \geq 0,1$ ein Maximum erreicht (s. Abb. 3.2), so daß in diesem Bereich die ersten Messungen erfolgen. Die maximale Photonenergie ν , die zur Verfügung steht, bestimmt den minimalen Wert von x_G , der experimentell zugänglich ist. Die Myonenergie E sollte nur wenig größer gewählt werden, so daß mit $y = \nu/E \in [0,2; 0,9]$ der Depolarisationsfaktor nach Gleichung (3.2) nicht zu klein wird. Bei einer Myonenergie von 100 GeV kann der Bereich $0,07 < x_G < 0,4$ gut abgedeckt werden; durch eine höhere Energie bei entsprechend ungünstigerem Depolarisationsfaktor kann der sensitive Bereich zu kleineren x_G verschoben werden [37]. Gleichzeitig steigt der Fluß virtueller Photonen für kleine Q^2 und endliche ν mit $1/Q^2$ an [38], so daß Messungen zur offenen Charmproduktion eine Ausnutzung des gesamten Spektrums bis hin zu quasireellen Photonen erfordern.

3.1.2 Hadronpaare mit großem Transversalimpuls

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung von ΔG ist die Asymmetrie von Hadronpaaren mit entgegengesetzter Ladung und hohem transversalen Impuls p_t , die ebenfalls durch PGF über die Reaktion $\gamma g \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h^+h^-X$ erzeugt werden [39]. Durch einen kinematischen Schnitt auf Impulse $p_t \geq 1,5$ GeV/c können die Untergrundereignisse durch virtuelle Photon-Absorption $\gamma^*q \rightarrow q$ und QCD-Compton-Streuung $\gamma^*q \rightarrow qg$ effektiv unterdrückt werden [39]. Ein erstes Ergebnis einer solchen Analyse wurde von HERMES¹⁾ veröffentlicht [31] und liefert einen Wert von $\Delta G/G = 0,41 \pm 0,18 \pm 0,03$ bei $\langle x_G \rangle = 0,17$ (vgl. Abb. 3.2).

3.1.3 Anforderungen an das Experiment

Experimentell muß man zur Rekonstruktion eines PGF-Ereignisses ein Hadronpaar identifizieren und dessen Impulse und Energien bestimmen. Außerdem muß die Spur des einfallenden und im Target gestreuten Myons bestimmt und der Impuls vor und nach der Streuung gemessen werden, so daß die kinematischen Variablen x und Q^2 berechnet werden können. Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts für PGF werden ein hochintensiver Leptonstrahl und ein Proton- bzw. Deuteron-Target mit hoher Dichte benötigt, um in einem Zeitraum von einigen Jahren eine ausreichende Statistik gewinnen zu können. Für die experimentelle Realisierung ist ein umfangreicher Aufbau erforderlich, der im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

¹⁾HERA Measurement of Spin

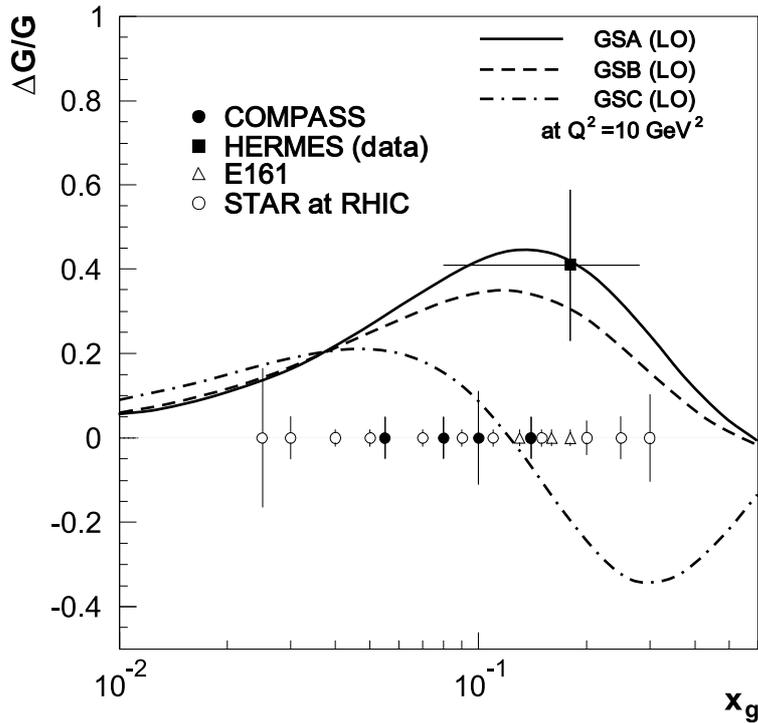


Abbildung 3.2: Experimente zur Bestimmung der Gluonpolarisation [40]. Eingezeichnet ist der Meßbereich mit den erwarteten Fehlern und ein erstes experimentelles Ergebnis von HERMES [31]. Die drei eingezeichneten Kurven entsprechen Vorhersagen mit Parametrisierungen nach [41].

3.2 Experimenteller Aufbau

Im folgenden wird der grundlegende Aufbau des Experimentes beschrieben, wie er ursprünglich im Proposal [32] vorgesehen war. Aus Kostengründen ist eine Realisierung dieses Aufbaus nicht von Anfang an möglich gewesen; mit den sich hieraus ergebenden Einschränkungen beschäftigt sich Abschnitt 3.2.8. Der Schwerpunkt der folgenden Darstellung liegt auf dem Myonprogramm, mit dem die physikalischen Messungen 2001 begonnen wurden.

Vom Funktionsprinzip her ist COMPASS ein Magnet-Spektrometer, das es ermöglicht, die Reaktionsprodukte aus der tiefinelastischen Streuung an einem Target zu identifizieren und deren Impulse zu vermessen (s. Abb. 3.3). Um eine hohe Akzeptanz zu erreichen, ist ein zweistufiges Spektrometer erforderlich, in dem in einer ersten Stufe Teilchen mit einem Streuwinkel bis zu 200 mrad vertikal und 250 mrad horizontal nachgewiesen werden und in der nachfolgenden Stufe Teilchen mit weniger als 30 mrad Streuwinkel. Jede der beiden Stufen besteht aus Tracking-Detektoren für die Spurrekonstruktion und Detektoren, die eine Teilchenidentifikation ermöglichen.

Die Spektrometermagnete SM1 und SM2 dienen zur Impulsbestimmung und stehen jeweils am Beginn der entsprechenden Stufe des Spektrometers. Für die Analyse von Teilchen mit geringerem Impuls in der ersten Stufe ist eine niedrigere integrierte Feldstärke $\int B \cdot dl$ von SM1 erforderlich, sie beträgt 1,0 Tm und für SM2 entsprechend höhere 4,4 Tm. Die Öffnung der Magneten ist so gewählt, daß die Akzeptanz des Spektrome-

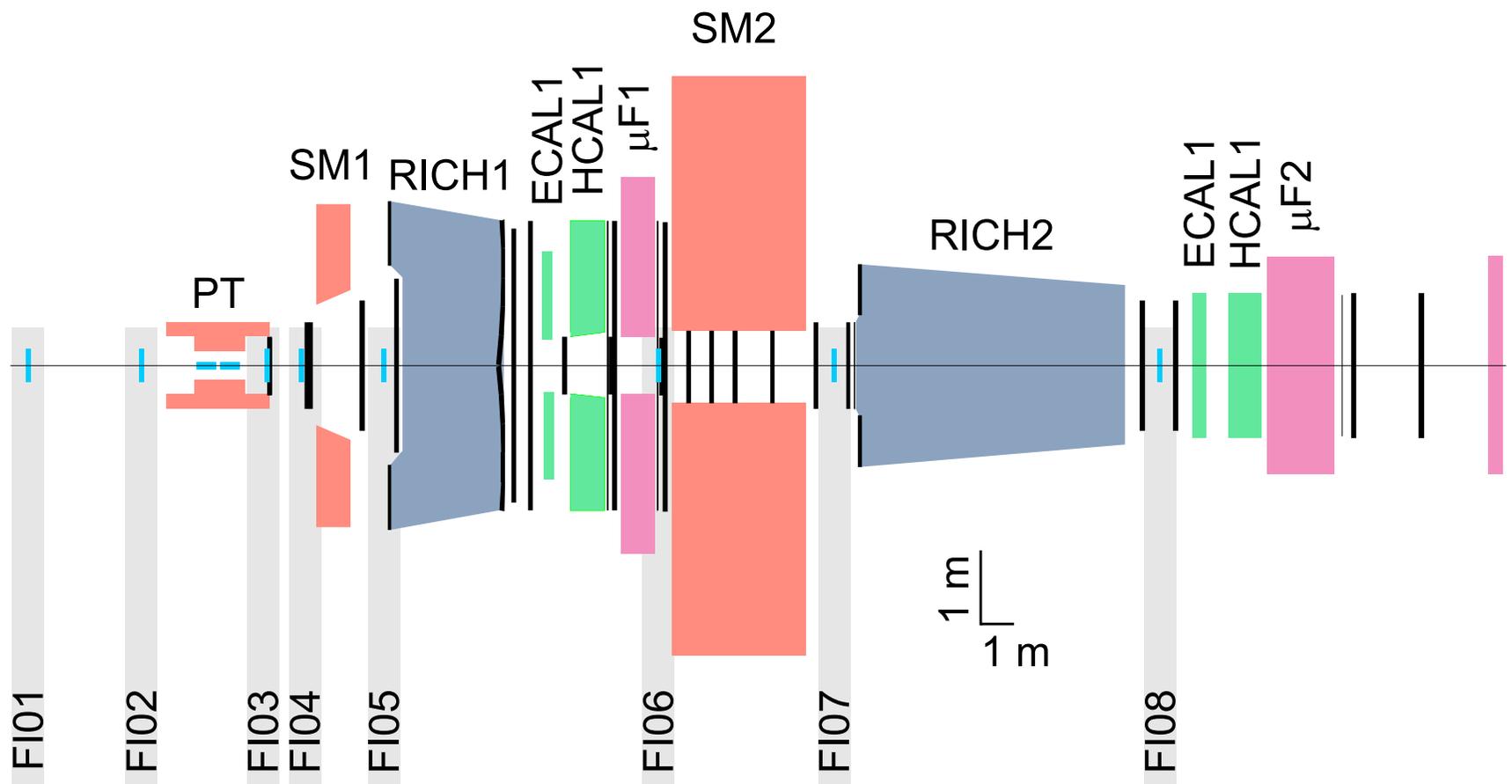


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des COMPASS-Experiments. Polarisiertes Target PT, Spektrometernagnete SM1/2, Elektromagnetische Kalorimeter ECAL1/2, Hadronkalorimeter HCAL1/2, Myonfilter $\mu F1/2$, Ring Imaging Čerenkov-Detektoren RICH1/2, Faserhodoskope FI01-08.

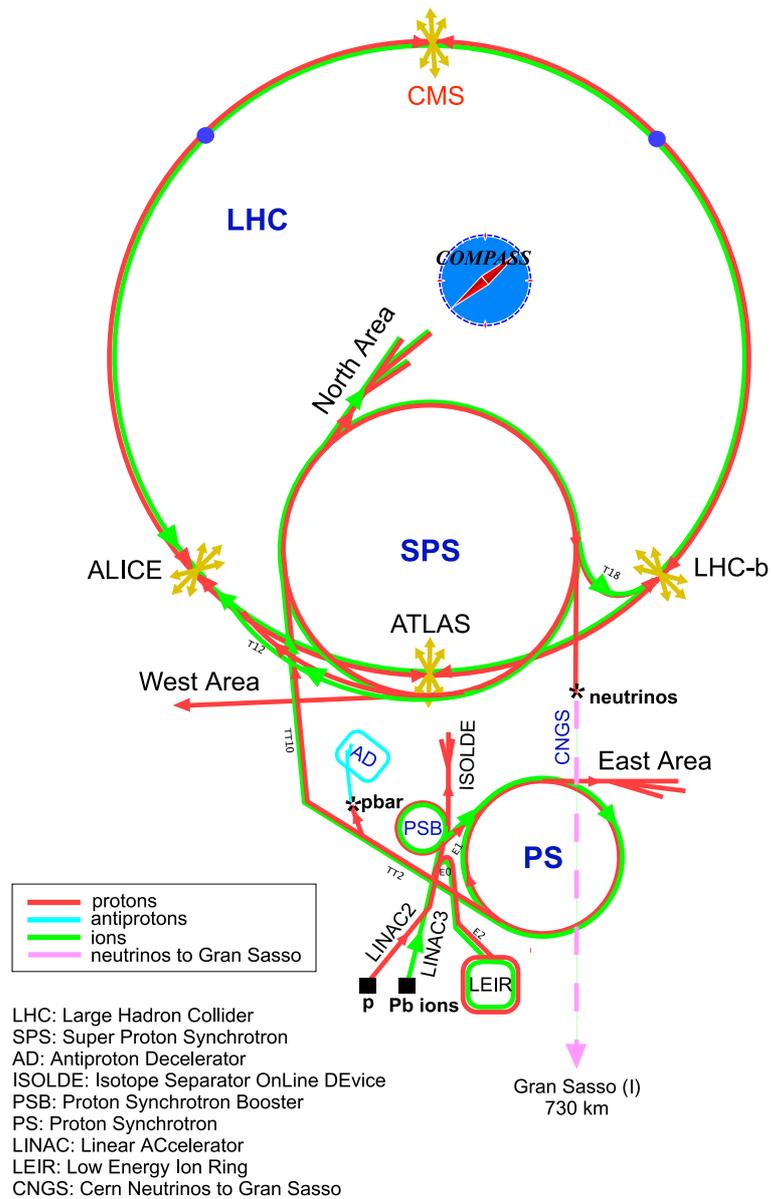


Abbildung 3.4: Der Beschleunigerkomplex am CERN nach [42] (nicht maßstabsgerecht). In der North Area des CERN ist an der M2-Beamline des SPS-Beschleunigerrings das COMPASS-Experiment aufgebaut.

ters, die durch die Öffnung des Target-Solenoidmagneten begrenzt ist, nicht zusätzlich eingeschränkt wird.

3.2.1 Der Myonstrahl

Das COMPASS-Experiment befindet sich in Halle 888 auf dem Nordgelände des CERN in Prévessin (Abb. 3.4). Hier steht der M2-Strahl zur Verfügung, an dem bereits die EMC- und SMC-Experimente durchgeführt wurden.

Der Myonstrahl M2 [43] ist ein tertiärer Teilchenstrahl, der aus den zerfallenden

Pionen nach dem Beschuß eines Beryllium-Targets mit Protonen entsteht. Aus dem primären Protonstrahl des SPS werden bei 450 GeV/c ungefähr 10^{13} Protonen extrahiert und auf das T6-Produktionstarget gerichtet. Die Strahlintensität des erzeugten Sekundär- bzw Tertiärstrahls läßt sich über die Dicke des Beryllium-Targets variieren, die zwischen 40 mm und 500 mm liegt. Direkt hinter dem Produktionstarget befindet sich ein Spektrometernagnet, mit dem Teilchen aus einem eng definierten Impulsbereich ausgewählt werden können.

Für das Hadronprogramm wird der Sekundärstrahl, der im wesentlichen aus Protonen, Pionen und Kaonen besteht, über die M2-Beamline direkt in die Experimentierhalle geführt. Aus Strahlenschutzgründen ist die Strahlintensität auf ca. 10^8 Hadronen/Spill beschränkt [44].

Um den Myonstrahl zu präparieren, werden nach einer Zerfallsstrecke von 600 m in mehreren Hadronabsorbern aus Beryllium von insgesamt fast zehn Metern Dicke alle Hadronen ausgefiltert, die Hadronkontamination liegt dann bei $\pi/\mu \leq 10^{-6}$ [45]. Anschließend werden alle Myonen, die nicht in das geforderte Impulsfenster passen, ausgefiltert, und Strahldivergenz und -fleckgröße werden optimiert.

Die maximale Paritätsverletzung des Pionzerfalls $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ führt zu einer natürlichen Polarisation des so erzeugten Myonstrahls [46, 47]. Im Ruhesystem des Pions erfordert die negative Chiralität des beim Zerfall entstehenden Myon-Neutrinos eine negative Helizität des Myons, was einer Polarisation von 100 % entspricht. Die Lorentz-Transformation in das Laborsystem ergibt eine Strahlpolarisation von $P_B = 80\%$.

Der M2-Strahl hat eine Spillstruktur, die durch den SPS-Betriebszyklus vorgegeben ist. Im Jahre 2001 wurde die Spilldauer von 2,58 auf 5,1 Sekunden und die Länge des SPS-Zyklus von 14,4 auf 16,8 Sekunden verlängert. Hierdurch wird die Ratenbelastung der Detektoren halbiert; gleichzeitig verschlechtert sich die effektive Strahlrate nur unwesentlich. Bei einem Strahlimpuls von etwa 100 bis 200 GeV/c kann eine Strahlintensität von $2 \cdot 10^8$ Myonen pro Spill erzeugt werden. Ein mit den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektoren gemessenes Strahlprofil ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

Beam Momentum Station

Der Impuls der Myonen des M2-Strahls streut im Bereich von etwa 5 % [45], daher ist es erforderlich, den Impuls jedes einzelnen Myons vor dem Target zu vermessen. Hierzu dient die Beam Momentum Station, die aus vier Szintillatorrhodoskopen besteht, die am Ausgang des Strahl tunnels jeweils paarweise symmetrisch vor und nach dem letzten Dipolmagneten angeordnet sind [45]. Nach Rekonstruktion der Spur läßt sich aus dem Ablenkwinkel im Magnetfeld der Impuls mit einer Genauigkeit von 0,3 % bestimmen [48].

3.2.2 Das polarisierte Target

Das Target ist vom Aufbau her in weiten Teilen identisch mit dem des SMC-Experimentes, das aus zwei jeweils 60 cm langen Targetzellen mit einem Durchmesser von drei Zentimetern besteht, die hintereinander angeordnet sind [49, 50]. Das Targetmaterial in den beiden Zellen ist entgegengesetzt polarisiert, so daß Schwankungen im Myonfluß durch die gleichzeitige Messung kompensiert werden. Durch Rekonstruktion der Spur

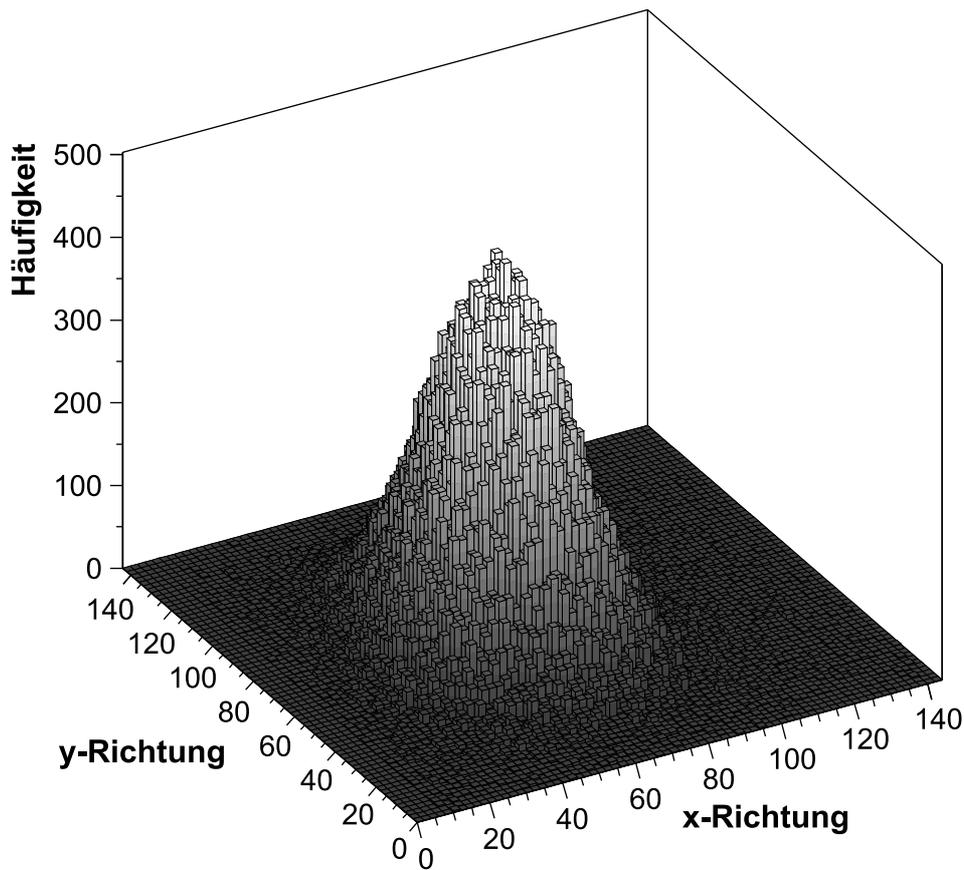


Abbildung 3.5: Zweidimensionales Strahlprofil gemessen mit einem Faserhodoskop etwa 15 m nach dem Target. Ein Detektorkanal entspricht 0,7 mm räumlicher Auflösung.

des gestreuten Myons kann der Wechselwirkungspunkt und damit die Polarisationsrichtung bestimmt werden. Um systematische Asymmetrien im Spektrometersystem zu kompensieren, wird in regelmäßigen Abständen die Polarisation in den beiden Targetzellen umgekehrt. Ein neuer Target-Solenoidmagnet mit einem von ± 65 mrad auf ± 180 mrad vergrößerten Öffnungswinkel ist erforderlich, um auch unter großen Winkeln erzeugte Hadronen nachweisen zu können. Als Targetmaterial dienen NH_3 für das Proton- und ${}^6\text{LiD}$ für das Deuteron-Target. Aufgrund des deutlich höheren Verdünnungsfaktors von 0,437 gegenüber 0,176 wird in den Strahlzeiten 2001/2 ${}^6\text{LiD}$ als Targetmaterial benutzt. Die Nukleonen im Target werden nach dem Prinzip der dynamischen Kernpolarisation (DNP²⁾) [51] polarisiert. Im Jahr 2001 konnte im Dauerbetrieb eine stabile Polarisation von etwa $\pm 55\%$ erreicht werden.

3.2.3 Tracking-Detektoren

Die Tracking-Detektoren dienen dazu, die Flugbahn der gestreuten Teilchen durch Orts- und Zeitkorrelation zu rekonstruieren und aus der Krümmung der Teilchenspuren im Magnetfeld der beiden Spektrometernagnete den Impuls zu bestimmen. Abhängig von den zu erwartenden Raten und der Position im Spektrometer werden unterschiedliche

²⁾Dynamic Nuclear Polarisation

Anforderungen an die Orts- und Zeitauflösung sowie Ratenverträglichkeit gestellt, die nur durch verschiedene Detektortypen realisiert werden können. In Targetnähe und bei kleinen Streuwinkeln muß eine Ortsauflösung von bis zu 50 μm erreicht werden, wohingegen für größere Streuwinkel weiter vom Target entfernt eine Ortsauflösung von einigen Millimetern ausreicht. Die einzelnen Detektoren sind daher in der Mitte zum Strahl hin mit Öffnungen bzw. deaktivierten Zonen versehen, die dann mit einigem Überlapp von Detektoren abgedeckt werden, die eine entsprechend höhere Granularität und Ratenverträglichkeit gewährleisten.

Silizium-Mikrostreifendetektoren

Die Strahlregion in unmittelbarer Nähe des Targets wird von insgesamt vier Si-Mikrostreifendetektoren mit einer Größe von $(5 \times 7) \text{ cm}^2$ in jeweils vier Ebenen, die gegeneinander verdreht sind, abgedeckt. Die einzelnen Ebenen sind in Streifen mit einem Abstand von 50 μm segmentiert [52]. Aufgrund ihrer hohen Ortsauflösung von 14 μm [53] ermöglichen sie zusammen mit der guten Zeitauflösung der Faserhodoskope eine sehr gute Strahldefinition im Targetbereich.

Hodoskope aus szintillierenden Fasern

Das Tracking im Primärstrahl ist Aufgabe von Hodoskopen aus szintillierenden Fasern, die ausführlich in Kapitel 4 beschrieben werden.

Gas-Detektoren

Bei allen Detektoren dieses Typs wird das Volumen zwischen zwei planparallelen Ebenen mit einer speziell angepaßten Gasmischung gefüllt. In einem angelegten Hochspannungsfeld erzeugt ein ionisierendes Teilchen, das das Gasvolumen durchfliegt, eine Ionisationsspur, aus der durch Stoßionisation der im elektrischen Feld beschleunigten Elektronen eine Ladungswolke entsteht, die nachgewiesen werden kann. In jüngster Zeit sind spezielle Bauformen entwickelt worden, die deutliche Verbesserungen in Bezug auf Ratenfestigkeit und Ortsauflösung bieten [54]:

- **GEM-Detektoren**³⁾ [55]: Das Tracking in direkter Strahlnähe wird von GEM-Detektoren gewährleistet. Im Gasvolumen zwischen den beiden Ebenen, an denen eine Driftspannung angelegt wird, befinden sich bis zu drei GEM-Folien, die aus beidseitig kupferbeschichtetem Kapton bestehen, das mit einer Lochstruktur mit 70 μm großen Löchern im Abstand von 140 μm versehen ist. Zwischen den beiden Kupferschichten einer GEM-Folie wird eine Spannung angelegt, die im Bereich der Löcher zu hohen Feldstärken mit einer entsprechenden Ladungsverstärkung führt. Über im rechten Winkel angeordnete, parallele Auslestreifen kann auch bei hohen Raten der Schwerpunkt der Ladungswolke mit einer Genauigkeit von 60 μm bestimmt werden [56].
- **Micromesh**⁴⁾-**Detektoren**: In einem Driftfeld von 1 kV/cm werden die erzeugten Ladungen zur Anode geführt. Über der Anodenebene mit einer Streifenstruktur zur Auslese befindet sich in geringem Abstand von 50 μm bis 100 μm ein

³⁾Gas Electron Multiplier

⁴⁾Micromesh Gaseous Chamber

Metallgitter aus Kupfer. In diesem kleinen Zwischenraum findet bei Feldstärken von 50 kV/cm die eigentliche Verstärkung statt. Dadurch wird eine hohe Ortsauflösung von etwa 70 μm und eine hohe Ratenverträglichkeit bei einer Zeitauflösung von besser als 10 ns erreicht [57–59].

- **Violdrahtproportionalkammern (MWPC⁵⁾):** Zwischen den beiden Ebenen, die als Kathode dienen, sind Anodendrähte gespannt, die die Ladungswolke als Strompuls nachweisen. Die Ortsauflösung ist dabei durch den halben Drahtabstand gegeben und liegt im Bereich von einigen Millimetern. Bei COMPASS werden MWPCs überall dort als Tracking-Detektoren eingesetzt, wo der Teilchenfluß relativ hoch und die geforderte Ortsauflösung eher gering ist.
- **Driftkammern:** Im Large Area Tracking zwischen dem Target und RICH1 werden insgesamt drei Stationen von Driftkammern eingesetzt, die jeweils aus vier Ebenen bestehen, die eine Fläche von $(140 \times 124) \text{ cm}^2$ abdecken [60]. Der Zentralbereich von 30 cm Durchmesser ist wegen der zu hohen Raten deaktiviert.
- **Straw-Driftröhren:** Nach dem Prinzip der Driftkammer sind einzelne Anodendrähte in einem zylindrischen Gasvolumen in einer leitenden Röhre gespannt. Diese Röhren mit Durchmessern von sechs und zehn Millimetern werden überlappend in mehreren Lagen zu Detektoren zusammengesetzt, die eine Fläche von $(3,2 \times 2,4) \text{ m}^2$ abdecken. Aus der Driftzeit der Elektronen läßt sich der Ort eines Treffers mit einer Genauigkeit von 100 μm bestimmen. Straw-Detektoren sind für das Tracking unter großen Winkeln zwischen SM1 und RICH1 verantwortlich und sind so dimensioniert, daß sie das Frontfenster von RICH1 abdecken [61, 62].

3.2.4 Detektoren zur Teilchenidentifikation

Nachdem der Impuls eines Teilchens aus der Spurkrümmung im Magnetfeld berechnet werden kann, muß in einem weiteren Schritt die Energie und/oder die Geschwindigkeit bestimmt werden, damit über die Masse eine eindeutige Identifizierung möglich ist. Hierzu sind weitere Detektoren erforderlich.

RICH⁶⁾-Detektoren

Geladene Teilchen, die sich mit einer Geschwindigkeit v durch ein Medium mit der Brechzahl n bewegen, die größer als die Phasengeschwindigkeit c des Lichts in diesem Medium ist, produzieren Čerenkov-Licht, das in einem Kegel mit einem Öffnungswinkel von

$$\sin \alpha = \frac{c}{v} = \frac{c_0}{nv} \quad (c_0 = \text{Vakuumllichtgeschwindigkeit}) \quad (3.4)$$

emittiert wird. Aus Kenntnis der Brechzahl und Messung des Öffnungswinkels läßt sich die Geschwindigkeit und bei bekanntem Impuls die Energie bestimmen. Aus der Forderung $v > c$ folgt, daß es abhängig von der Teilchenmasse m_0 einen Schwellenimpuls p_S gibt, unterhalb dessen kein Čerenkov-Licht erzeugt wird. Er läßt sich nach

$$p_S = \gamma m_0 v = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \cdot \frac{c_0}{n}, \quad \text{mit } v = \frac{c_0}{n} \quad (3.5)$$

⁵⁾MultiWire Proportional Chamber

⁶⁾Ring Imaging Čerenkov

berechnen. RICH-Detektoren bestehen aus einem großen Gasvolumen, dessen Brechungsindex dem Impulsbereich und den Massen der zu untersuchenden Teilchen nach Gleichung (3.5) angepaßt ist. Der Lichtkegel, der beim Durchflug durch den Detektor in Vorwärtsrichtung entsteht, wird über Spiegel auf Photondetektoren außerhalb des Akzeptanzbereichs fokussiert und als Ring abgebildet. Aus dem Ringdurchmesser läßt sich über die Detektorgeometrie der Öffnungswinkel des Lichtkegels berechnen. In jeder Spektrometerstufe soll ein RICH-Detektor [63] zur Identifizierung von Pionen, Kaonen und Protonen im Impulsbereich von 3-65 GeV/c bzw. 30-130 GeV/c verwendet werden. Für die Identifikation von Teilchen mit $p < p_S$ sind zusätzlich Kalorimeter erforderlich.

Kalorimeter

Im hinteren Bereich der beiden Spektrometerstufen befinden sich jeweils ein elektromagnetisches und ein Hadron-Kalorimeter. Die Hadronkalorimeter HCAL1 und HCAL2 decken eine Fläche von etwa $(4 \times 3) \text{ m}^2$ ab und sind aus einigen hundert Modulen aufgebaut, die aus einer Abfolge von Stahl- bzw. Bleiplatten und Szintillatormaterial bestehen. Die einfallenden Hadronen lösen in inelastischen Reaktionen einen Schauer von Sekundärteilchen aus und werden schließlich gestoppt. Über Wellenlängenschieber und Lichtleiter werden die Szintillatoren eines Moduls mit Photomultipliern ausgelesen, und nach einer Eichung ist aus der erzeugten Lichtmenge eine Aussage über die deponierte Energie möglich. Im Myonprogramm sind die Hadronkalorimeter ein wichtiger Bestandteil des Triggers (s. Abschnitt 3.2.5).

Die elektromagnetischen Kalorimeter werden im Hadronprogramm für den Nachweis von Photonen aus dem Zerfall von Hadronen benötigt, so daß eine entsprechend hohe Nachweiseffizienz erforderlich ist. Es sind segmentierte Bleiglas-Kalorimeter vorgesehen, die über Photomultiplier ausgelesen werden.

Myonidentifikation

Zur Identifikation der Myonen macht man sich die Tatsache zunutze, daß Myonen ein wesentlich höheres Durchdringungsvermögen in Materie haben als Hadronen. Am Ende jeder der beiden Spektrometerstufen befindet sich ein „Myonfilter“, der in der ersten Stufe aus einer Eisenwand mit einer Dicke von 50 cm und in der zweiten Stufe aus etwa drei Metern Beton besteht. Teilchen, die diese Absorber durchdringen, werden als Myonen identifiziert und mit Kunststoff-Iarocci-Röhren [64] bzw. Stahl-Driftröhren nachgewiesen. Da die Teilchenspur bereits präzise durch die Trackingdetektoren bestimmt ist, ist eine Ortsauflösung von wenigen Zentimetern ausreichend.

3.2.5 Myon-Trigger

Grundsätzlich muß der Myon-Trigger in der Lage sein, die Signatur zweier Ereignisklassen bei möglichst geringem Untergrund zu erkennen. Für die Messungen zur Bestimmung der Gluonpolarisation ΔG ist es erforderlich, Ereignisse auszuwählen, bei denen zusätzlich zu einem Myon mit $Q^2 \simeq 0$ und großem Energieübertrag $y \in [0,2; 0,9]$ auch Hadronen erzeugt werden (vgl. Abschnitt 3.1.1). Hierzu wird über drei Hodoskop-Paare HI, HL und HM⁷⁾, die zur Auswahl von Myonen jeweils hinter Hadronabsorbern ($\mu\text{F1-3}$)

⁷⁾Hodoscope Inner / Ladder / Middle

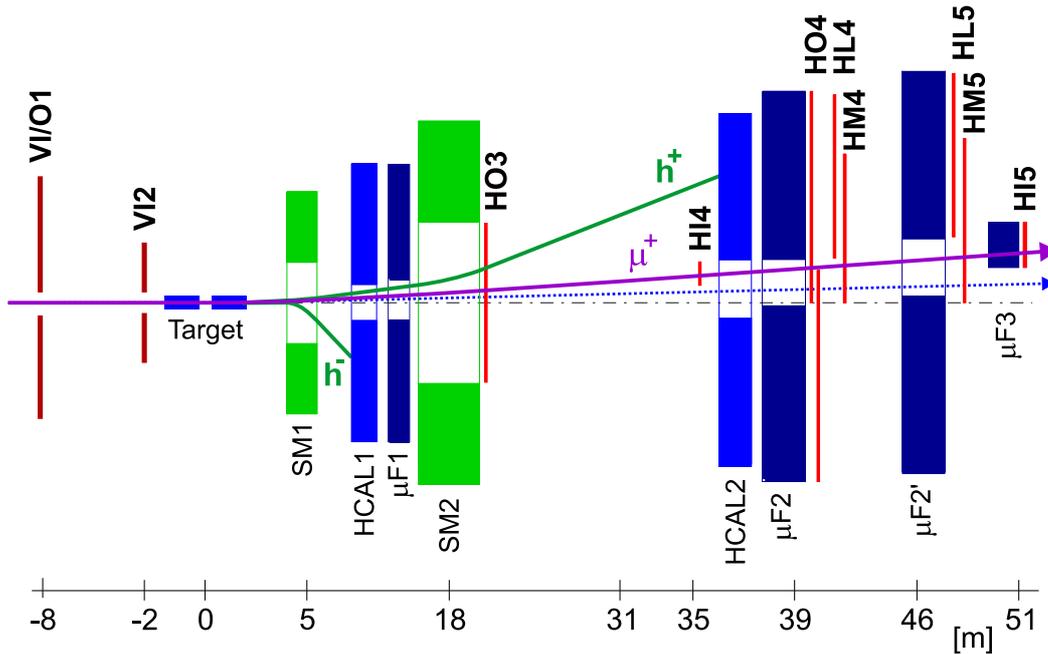


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Myontriggers nach [65]. Die Ablenkung in den Spektrometermagneten SM1 und SM2 trennt die mit Energieverlust gestreuten Myonen vom Primärstrahl (punktiert). Hier wird der Trigger durch HI4 und HI5 ausgelöst, die ein Myon nachgewiesen haben, das mit $Q^2 \leq 0,5 \text{ GeV}^2$ und dem Nachweis von Hadronen in HCAL1/2 ein Kandidat für ein PGF-Ereignis ist.

plaziert sind (s. Abb. 3.6), ein Energieverlusttrigger realisiert. Jedes dieser Hodoskope besteht aus bis zu 32 senkrecht angeordneten Szintillatorstäben, deren Größe an die geforderte Ortsauflösung und die zu erwartende Rate angepaßt ist. Je zwei Hodoskope an unterschiedlichen Positionen im Experiment sind über eine elektronische Koinzidenzmatrix so miteinander verknüpft, daß gezielt auf Myonen mit einem bestimmten Ablenkwinkel im Magnetfeld – somit einem bestimmten Energieverlust – getriggert werden kann [65]. Allerdings werden damit auch Myonen vom Trigger erfaßt, die entweder schon von Anfang an eine geringere Energie im Primärstrahl hatten oder die Energie durch elastische Myon-Elektron-Streuung oder Myon-Bremsstrahlung verloren haben. Dieser Untergrund muß unterdrückt werden, indem man zusätzlich fordert, daß eine bestimmte Mindestenergie korreliert zum Myon in den Hadronkalorimetern deponiert worden ist.

Tiefinelastische Streueignisse erfordern einen hinreichend großen Viererimpulsübertrag (vgl. Abschnitt 2.2), so daß für diese Ereignisklasse ein Triggersystem erforderlich ist, das mit $Q^2 > 0,5 \text{ GeV}^2$ gestreute Myonen selektiert. Nach oben ist der zugängliche Bereich bedingt durch die Öffnung von SM2 auf $Q^2 \simeq 60 \text{ GeV}^2$ begrenzt [65]. Nach Gleichung (2.4) ist der Streuwinkel θ mit Q^2 korreliert, so daß über den Streuwinkel physikalisch interessante Ereignisse erkannt werden können. Über die zwei Hodoskop-Paare HM und HO⁸⁾, die in der nichtdispersiven Ebene des Spektrometers segmentiert sind, können über eine Koinzidenzmatrix die Myonen, die am Target unter einem bestimmten Winkel gestreut wurden, geometrisch von Halomyonen getrennt werden, die nicht das Target getroffen haben. Da auch inklusive Daten genommen werden sollen, ist

⁸⁾Hodoscope Middle / Outer

eine Verschärfung des Triggers durch kalorimetrische Bedingungen nicht möglich.

Fehltrigger können durch Halomyonen ausgelöst werden, die bedingt durch ihren größeren Abstand von der Strahlachse einen höheren Energieverlust vortäuschen oder die so dicht am Target vorbeifliegen, daß ihre Spur fälschlicherweise dem Target zugeordnet wird. Daher wurde ein System von Vetodetektoren (VO/I1, VI2 und VBL⁹⁾) in einem Bereich von bis zu 20 m vor dem Target installiert, das die Akzeptanz des Triggers auf Myonen reduziert, die unter einem kleinen Winkel direkt auf das Target treffen.

Über das Trigger-Control-System (TCS) [66] wird das Triggersignal mit zusätzlichen Informationen über Spillbeginn und -ende, Ereignisnummer und -typ sowie einem präzisen Zeitsignal an die Ausleseelektronik verteilt.

3.2.6 Detector Control System (DCS)

Die Aufgabe des DCS [67] ist die Steuerung, Überwachung und Protokollierung aller Komponenten des gesamten Experiments, so daß im normalen Experimentbetrieb die Bedienung von einem zentralen Kontrollraum aus durch eine kleine Mannschaft ohne Spezialkenntnisse möglich ist. Hierzu wird eine hierarchische Struktur von Benutzern mit unterschiedlichen Berechtigungen geschaffen, die weitreichende Eingriffe in ein Detektorsystem nur entsprechend kundigen Experten erlaubt.

Um die Qualität der aufgezeichneten Experimentdaten bewerten zu können, zeichnet das DCS in definierten Intervallen alle relevanten Parameter, wie z. B. Temperaturen, Spannungswerte, Gasdurchfluß, aber auch Fehlermeldungen auf und stellt sie über ein Datenbanksystem zur Verfügung.

3.2.7 Datenauslese und -verarbeitung

Da das Triggersignal erst generiert werden kann, wenn auch die Triggerhodoskope am hinteren Ende des Experimentes ausgelesen wurden, ist es erforderlich, die Signale aller übrigen Detektoren ausreichend zu verzögern. Dies geschieht im Falle der Kalorimeter durch Verzögerungskabel mit einer Länge von einigen hundert Metern. Für die anderen Detektoren wurde ein Pipelinekonzept entwickelt, das die Digitalisierung und Zwischenspeicherung aller Signale in Detektornähe vorsieht, bis die Entscheidung des Triggers zur Auslese bzw. zum Verwerfen eines Ereignisses eintrifft [68]. Die hohe Strahlintensität führt bei einer Eventgröße von etwa 30 kB zu einem Datenvolumen von einigen Gigabyte pro Sekunde, die mit heutzutage verfügbaren Speicher- und Netzwerktechniken nicht handhabbar sind, so daß bereits in einem sehr frühen Stadium eine Reduktion der Daten erforderlich ist. Das Pipeline-Konzept eröffnet die Möglichkeit, nur die Daten auszulesen, die mit einem physikalisch interessanten Ereignis, das den Trigger ausgelöst hat, korreliert sind. Auf diese Weise kann die Datenmenge bei etwa $2 \cdot 10^4$ Triggersignalen pro Spill unter Ausnutzung der Spillpausen auf einen kontinuierlichen Datenstrom von 35 MB/s reduziert werden. Pro Jahr wird eine Datenmenge von 300 TB an aufgezeichneten Rohdaten erwartet [69].

Die Auslese der Detektoren im COMPASS-Experiment wurde modular und skalierbar konzipiert, so daß standardisierte Schnittstellen einen einfachen Austausch einzel-

⁹⁾Veto Outer / Inner / Beamline

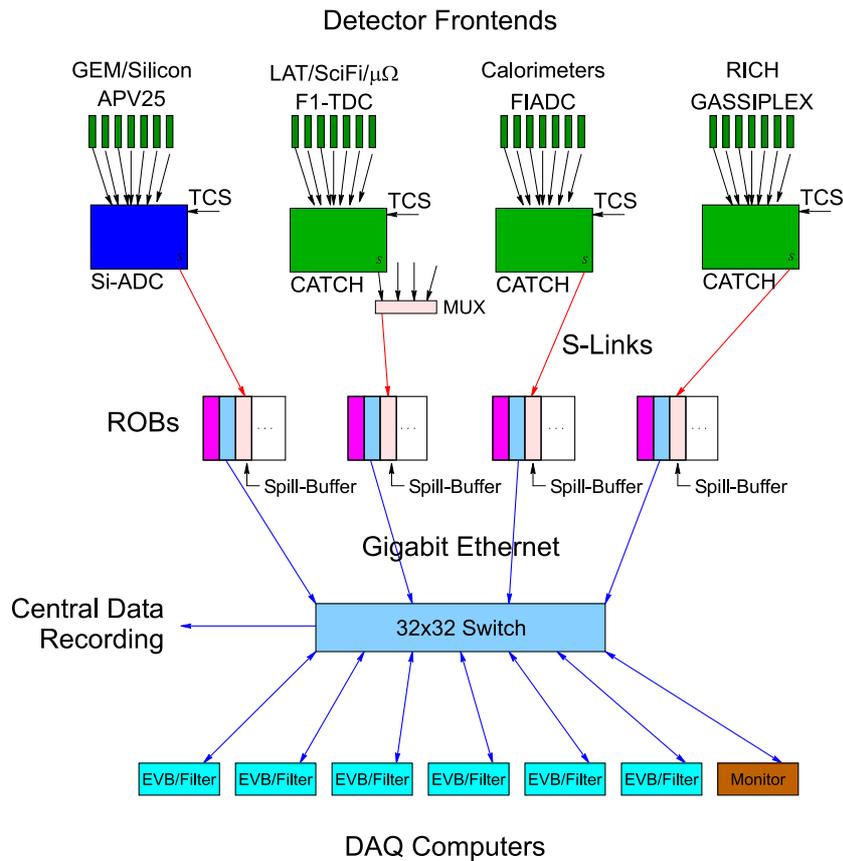


Abbildung 3.7: Schematische Übersicht des Auslesesystems nach [68]. Nach der Detektorauslese durch die Frontendelektronik werden die Daten von den CATCH-Modulen über optische S-Links an die Readout-Buffer (ROB) gesendet, die die Informationen in den Spillpausen an die Eventbuilder (EVB) weiterleiten. Im Central Data Recording des CERN werden die Daten auf Magnetbändern archiviert.

ner Komponenten erlauben und eine Erweiterung bei steigenden Anforderungen jederzeit möglich ist. In Abbildung 3.7 ist das Datenauslesesystem schematisch dargestellt. Nach der Digitalisierung werden die Detektordaten über das CATCH¹⁰⁾-System [69, 70], das an der Universität Freiburg für COMPASS und das LHC-Projekt entwickelt wurde [71], weiterverarbeitet. Die CATCH-Module sind im VME¹¹⁾-Format realisiert. Die Daten werden mit den Informationen des TCS zusammengefaßt, über optische Fasern an die Readout-Buffer gesendet und während des Spills dort zwischengespeichert und auf Konsistenz überprüft. Die Spillpausen werden genutzt, um die Informationen über ein Gigabit-Ethernet an die Eventbuilder zu übertragen, die schließlich die Einzeldaten zu Ereignissen zusammenfassen und an das Rechenzentrum des CERN weiterleiten. Dort steht die COMPASS Computing Farm [72, 73] für die weitere Datenverarbeitung und -reduktion zur Verfügung. Sie besteht aus etwa 100 handelsüblichen Doppelprozessor-PCs auf Linux-Basis, die in ein leistungsfähiges Netzwerk integriert sind.

Das Offline-System für die weitere Verarbeitung der Rohdaten prüft die Ereignisse

¹⁰⁾ COMPASS Accumulate, Transfer and Control Hardware

¹¹⁾ Versabus Modified for Eurocard

auf Konsistenz und führt eine vollständige Rekonstruktion aller Spuren und eine Teilchenidentifikation durch [74]. Diese vorverarbeiteten Daten werden in einer Datenbank gespeichert und stehen für die physikalische Auswertung in den beteiligten Instituten zur Verfügung.

3.2.8 Status des Experimentes 2002

Schwierigkeiten bei der Finanzierung des Experiments machen eine zeitliche Streckung der Realisierung des Spektrometers erforderlich und bedingen einen Beginn der physikalischen Datennahme mit einem reduzierten Aufbau. So sind RICH2 und einige großformatige Trackingdetektoren vor allem in der zweiten Spektrometerstufe derzeit noch nicht realisiert, wodurch sich Einschränkungen bei der Identifikation von Hadronen mit höheren Energien ergeben. Außerdem könnte mit zusätzlichen Triggerhodoskopen vor SM2 der kinematische Bereich $Q^2 > 60 \text{ GeV}^2$ erschlossen werden [65].

Die Bestimmung von ΔG bei $Q^2 \simeq 0$ mit Austausch eines quasi-reellen Photons ist aber uneingeschränkt möglich: Das zugehörige Myon wird unter kleinen Winkeln gestreut, und die Hadronen aus dem Zerfall des D^0 werden überwiegend unter großen Winkeln bereits in der ersten Spektrometerstufe nachgewiesen.

Technische Probleme bei der industriellen Fertigung des neuen Targetmagneten machen einen Beginn der Messungen mit dem alten Magneten aus dem SMC-Experiment erforderlich, was aufgrund der kleineren Öffnung die Akzeptanz auf 69 mrad beschränkt.

Kapitel 4

Faserhodoskope für COMPASS

4.1 Aufgabe

Wie im vorangegangenen Kapitel dargestellt wurde, werden im Myonprogramm Detektoren benötigt, die in der Lage sind, bei sehr hohen Raten einzelne Myonen zu identifizieren und ihre Spur durch Zeitkorrelation zu rekonstruieren. Die Bestimmung der Gluonpolarisation erfordert den Nachweis von Myonen, die mit kleinem Q^2 , also unter kleinen Winkeln, am Target gestreut wurden (vgl. Abschnitt 3.1) und die über weite Bereiche des Spektrometers im oder sehr dicht am Primärstrahl fliegen. Insgesamt werden hierzu acht Detektorstationen benötigt, die jeweils in mindestens zwei Projektionen Orts- und Zeitpunkte eines Treffers messen. Zwei Stationen vor dem Target dienen dazu, das Myon vor der Streuung zu identifizieren und mit der Impulsinformation der Beam Momentum Station zu verknüpfen. Zwei Stationen hinter dem Target weisen das Myon nach der Streuung nach, und je zwei Stationen hinter den beiden Spektrometern messen die Ablenkung im Magnetfeld für die Myonen, die im Primärstrahl oder in seiner unmittelbaren Nähe verbleiben (s. Abb. 3.3).

4.2 Anforderungen

Im folgenden werden die Anforderungen vorgestellt, die Auswahl und Konzept dieser Detektoren bestimmt haben.

- **Massenbelegung:** Die Detektoren nach dem Target sind mitten im Akzeptanzbereich des Spektrometersystems positioniert und jede Materie in diesem Bereich verschlechtert die Auflösung des Gesamtsystems, beispielsweise für die Identifikation des D^0 [58]. Daher muß die Massenbelegung im Öffnungsbereich der Magneten, die die Akzeptanz definiert, so gering wie möglich gehalten werden. Insbesondere Ausleselektronik und massive mechanische Halterungen müssen außerhalb dieses Akzeptanzbereichs, der eine Querschnittsfläche von bis zu $(2,5 \times 1,5) \text{ m}^2$ hat, angebracht werden.
- **Ratenfestigkeit:** Bei einer Größe des Strahlflecks¹⁾ von $(9 \times 15) \text{ mm}^2$ am Target [43] und einer Spill-Länge im alten SPS-Zyklus von 2,58 s beträgt der mittlere Teilchenfluß im Zentralbereich mehr als $0,6 \cdot 10^6 \mu^+ / (s \cdot \text{mm}^2)$.

¹⁾Definiert als die Fläche, auf der 68 % des Strahls konzentriert sind.

- **Nachweiseffizienz:** Die Rekonstruktion eines Ereignisses im Myon-Programm ist zwingend auf die Spurrekonstruktion des gestreuten Myons angewiesen. Hierzu ist ein Nachweis in allen acht Detektoren nötig. Um z. B. eine Gesamteffizienz der Spurrekonstruktion von 85 % zu erreichen, muß jede einzelne Ebene eine Nachweiseffizienz von $0,85^{\frac{1}{8}} \approx 99\%$ erreichen. Hierbei müssen auch Ineffizienzen, die sich durch Totzeiteffekte der Auslese oder den benutzten Algorithmus zur Spurrekonstruktion ergeben, berücksichtigt werden.
- **Strahlenhärte:** Im folgenden soll die Strahlenbelastung des Detektors abgeschätzt werden. Die Strahlungsdosis D ist definiert als Quotient der in einem Volumen deponierten Energie E_{dep} und der Masse M dieses Volumens. Durchqueren N Teilchen das Detektorvolumen $V = A \cdot d$ der Dichte ρ so läßt sich für minimalisierende Myonen die daraus resultierende Strahlungsdosis D nach

$$D = \frac{E_{dep}}{M} = N \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\min} \cdot \frac{\rho d}{\rho A d} = \frac{N}{A} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\min} \quad (4.1)$$

berechnen. Bei $2 \cdot 10^8$ Teilchen pro Spill von 16,8 s Dauer und für Polystyrol als Szintillatormaterial mit $dE/dx|_{\min} = 1,936 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ [20] treffen in 100 Tagen ununterbrochenen Strahlbetriebs $N = 7 \cdot 10^{13}$ Myonen auf die Fläche des Strahlflecks $A = 1,35 \text{ cm}^2$. Hieraus errechnet sich eine Strahlenbelastung von $16 \text{ kGy} = 1,6 \text{ Mrad}$. Dies entspricht in etwa der Dosis, die in den typischerweise drei Monaten Strahlzeit von COMPASS pro Jahr akkumuliert wird.

- **Zeitauflösung:** Bei den zu erwartenden hohen Strahlraten liegt der mittlere zeitliche Abstand zwischen zwei Treffern bei etwa 25 ns, so daß eine hohe Zeitauflösung von deutlich unter einer Nanosekunde erforderlich ist, um durch Zeitkorrelation Treffer in den einzelnen Ebenen einander zuordnen zu können und den Untergrund durch zufällige Koinzidenzen gering zu halten. Außerdem eröffnet eine gute Zeitauflösung die Möglichkeit, enge Zeitfenster bei der Auswertung zu setzen und somit die Ereignismultiplizität gering zu halten. Dies setzt die Zahl von mehrdeutigen Treffermustern (vgl. Abb. 4.5) herab und verringert den Rechenaufwand für die Spurrekonstruktion erheblich.
- **Ortsauflösung:** Die Ortsauflösung bestimmt die Genauigkeit, mit der der Impuls des gestreuten Myons rekonstruiert werden kann. Bedingt durch den großen Abstand der Detektoren ist eine vergleichsweise geringe Auflösung von 0,5 bis 1 mm je nach Position im Experiment ausreichend.

4.3 Entwicklung des Detektorkonzepts

Nur Szintillationsdetektoren sind in der Lage, die Anforderungen vor allem in Bezug auf Ratenverträglichkeit, Zeitauflösung und Strahlenhärte zu erfüllen. Die angestrebte Ortsauflösung von unter einem Millimeter läßt sich nur durch den Einsatz von szintillierenden Fasern realisieren. In den letzten Jahren wurden durch neuentwickelte Vielkanal-Photomultiplier [75] und verbesserte Fasertypen [76] die Voraussetzungen für einen Einsatz als Tracking-Detektoren bei hohen Raten geschaffen [77]. Mit Fasern lassen sich komplizierte Detektorgeometrien realisieren [78], und die Möglichkeit der Auslese über Lichtleiter ermöglicht einen Einsatz auch im Bereich höchster Magnetfelder.

4.3.1 Grundlagen

Im folgenden werden die integralen Eigenschaften von Szintillationsdetektoren vorgestellt und aufgezeigt, wie aus dem Anforderungsprofil von COMPASS ein Detektorkonzept entwickelt wurde.

Szintillierende Fasern

Szintillierende Fasern bestehen aus einem Szintillatorkern, dem *Core*, der von einer äußeren Schicht, dem *Cladding*, umgeben ist. Das Cladding hat in der Regel eine Dicke von etwa 10 % des Faserdurchmessers. Der Core besteht aus Polystyrol, in dem bei Durchgang von ionisierender Strahlung schwach gebundene π -Elektronensysteme angeregt werden, die unter Emission von Szintillationslicht im UV-Bereich in den Grundzustand übergehen [79]. Die Fasern werden mit Wellenlängenschiebern in geringer Konzentration dotiert, die das Szintillationslicht mit einer hohen Wahrscheinlichkeit absorbieren und es verschoben zu größeren Wellenlängen außerhalb des Absorptionsbereichs des Szintillators selber reemittieren. Durch geeignete Beimischung von Wellenlängenschiebern läßt sich so die Selbstabsorption wirkungsvoll unterdrücken. Gleichzeitig wird das Licht in den sichtbaren Bereich und damit in den Empfindlichkeitsbereich gängiger Photomultipliertypen verschoben. Das Cladding besteht in der Regel aus Polymethylmethacrylat (PMMA oder fluoriertem PMMA (vgl. [76])). Sein Brechungsindex ist so angepaßt, daß ein möglichst großer Teil des in der Faser entstehenden Lichts, typischerweise nur fünf Prozent [76], durch Totalreflexion an der Grenzschicht Core-Cladding in der Faser transportiert wird.

Zeitauflösung eines Szintillationsdetektors

Die Zeitauflösung wird durch eine Vielzahl von Effekten beeinflusst [80] und kann durch gezielte Auswahl der Detektorkomponenten beeinflusst werden. Im einzelnen trägt das Zeitverhalten folgender Prozesse zur Zeitauflösung des Gesamtdetektors bei:

1. Molekulanregung durch ein ionisierendes Teilchen
2. Übergang des angeregten Zustands in den Grundzustand unter Emission von UV-Licht
3. Umwandlung in sichtbares Licht über die Wellenlängenschieber
4. Lichttransport in der Faser
5. Auslösen von Photoelektronen an der Kathode des Photomultipliers
6. Elektronenvervielfachung im Dynodensystem des Photomultipliers
7. Signalverarbeitung in der Ausleseelektronik

Die Prozesse (1) bis (6) sind spezifische Eigenschaften der ausgewählten Fasern und Photomultiplier und lassen sich nachträglich nicht mehr beeinflussen, daher kommt der Materialauswahl hier entscheidende Bedeutung zu. Bei gegebenen Komponenten hängt die Zeitauflösung σ_t im normalen Betriebsbereich nach

$$\sigma_t \sim \frac{1}{\sqrt{N_{PE}}} \quad (4.2)$$

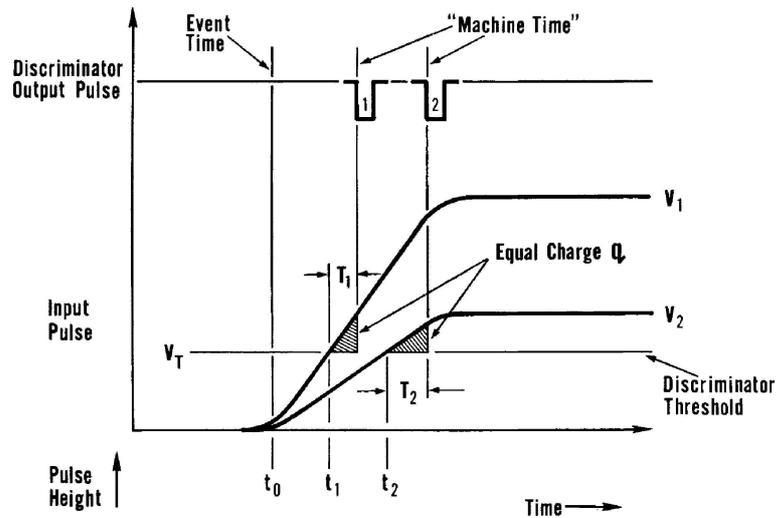


Abbildung 4.1: *Walk*-Effekte bei Diskriminatoren [83]. Die unterschiedliche Flankensteilheit verschieden hoher Signale führt zu einer systematisch zu späten Detektierung niedriger Signale. Weiterhin spricht ein Diskriminator erst an, wenn eine bestimmte Ladungsmenge nach Überschreiten der Schwelle akkumuliert wurde, was den ersten Effekt noch zusätzlich verstärkt.

von der Statistik der an der Kathode des Photomultipliers ausgelösten Anzahl N_{PE} von Elektronen ab [81, 82]. Da die Auswahl an kommerziell verfügbaren Photomultipliern und Fasern mit den benötigten Eigenschaften sehr begrenzt ist, kann die Zeitauflösung fast ausschließlich über die Lichtmenge, die beim Durchflug eines Teilchens entsteht, und somit über die Menge an Szintillatormaterial beeinflusst werden. Für den Einsatz in COMPASS muß somit ein Kompromiß zwischen geforderter Zeitauflösung und Materiebelegung im Strahl gefunden werden.

Weiterhin wird die Zeitauflösung durch die Digitalisierung der elektrischen Ausgangssignale beeinflusst. Die geeignete Methode der Signaldiskriminierung hängt entscheidend von der Homogenität der Signale, der Signalforn und der Anstiegszeit der Signalfanken ab. Ein *Leading Edge*-Diskriminator erzeugt ein logisches Ausgangssignal, sobald die voreingestellte Schwelle überschritten wurde. Diese Methode führt bei Signalen mit inhomogener Amplitudenverteilung zu *Walk*-Effekten. Niedrigere Signale werden systematisch zu spät registriert (Abb. 4.1) und verschmieren das Zeitspektrum zu größeren Zeiten hin (vgl. Abb. 5.9).

Bei der *Constant Fraction*-Diskriminierung wird die Triggerschwelle abhängig von der Signalhöhe so verschoben, daß sie immer einen konstanten Bruchteil der Signalhöhe beträgt. Dadurch liegt auch bei einem dynamischen Amplitudenbereich von 1:100 der *Walk* in einem Bereich von nur ± 20 ps [84]. Bei der *Extrapolated Zero*-Diskriminierung wird intern über zwei oder mehr Schwellen die Anstiegszeit der Signalfanke gemessen und daraus der Zeitnullpunkt des Eingangssignals extrapoliert, so daß der *Time Walk* wirkungsvoll eliminiert wird.

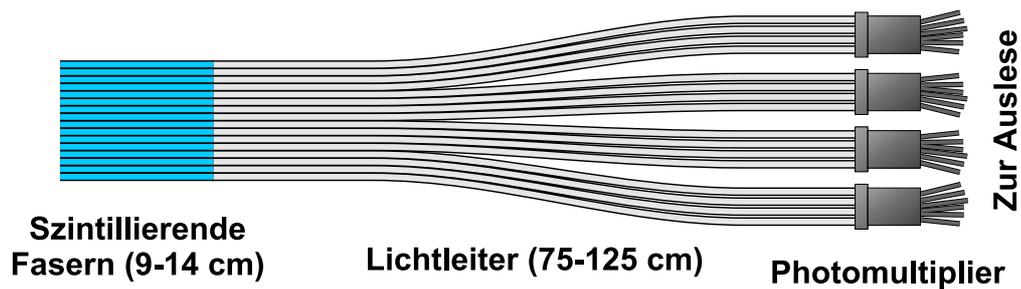


Abbildung 4.2: Prinzipieller Aufbau einer Detektorebene. Das Szintillationslicht wird über Lichtleiter in flexibler Geometrie zu den Photomultipliern geführt.

4.3.2 Konzept der Faserhodoskope

Die Forderung nach geringer Massebelegung im Akzeptanzbereich des Spektrometers ist die Bedingung, die das Konzept für die Faserdetektoren am weitreichendsten beeinflusst. Sie erfordert zwingend, daß die Photomultiplier zur Auslese in einem Abstand von mindestens 75 cm zum aktiven Teil des Detektors angeordnet werden müssen. Daher ist der Einsatz von Lichtleitern, die an die szintillierenden Fasern angekoppelt werden, unvermeidbar, weil sonst der Lichtverlust über diese Strecke zu groß wird: Er liegt über eine Strecke von einem Meter für szintillierende Fasern bei etwa 60 % verglichen mit 20 % beim Einsatz von Lichtleitern. Außerdem würde auf dieser Länge durch Teilchen aus dem Strahlhalo ein erheblicher Untergrund entstehen, der die Kombinationsmöglichkeiten bei der Spurrekonstruktion unnötig erhöht. Weiterhin können die für Störungen durch Magnetfelder empfindlichen Photomultiplier über längere Lichtleiter in einer günstigeren Position angeordnet werden.

Für die Verbindung von szintillierenden Fasern und Lichtleitern wurde eine Schweißtechnik entwickelt, die eine mechanisch stabile und strahlenharte Verbindung bei geringem Lichtverlust herstellt [85, 86]. Hierzu werden die Faserstirnflächen poliert und in einem entsprechend angepaßten Glasröhrchen lokal bis zum Fließpunkt von Polystyrol bei etwa 100 °C erhitzt. Der entscheidende Vorteil im Vergleich zum Verkleben mit optischem Epoxydharz ist, daß eine Eintrübung oder braune Verfärbung bei den zu erwartenden hohen Strahlendosen nicht zu befürchten ist [85, 86]. Die prinzipielle Anordnung von aktiver Detektorfläche und der Lichtführung zu den Photomultipliern ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

In der erforderlichen Kombination von langen, angeschweißten Lichtleitern ist bei minimalisierenden Teilchen mit etwa sechs Photoelektronen pro Faser zu rechnen [85]. Um eine hinreichend hohe Effizienz und Zeitauflösung zu erreichen, ist eine deutlich höhere Zahl nötig. Daher werden mehrere Fasern in Strahlrichtung hintereinander angeordnet und auf einen Kanal eines Photomultipliers gebündelt (Abb. 4.3). Auf diese Weise kann sichergestellt werden, daß auch bei Treffern im Randbereich einer Faser so viel Licht entsteht, daß dort keine zusätzlichen Ineffizienzen auftreten.

Noch entscheidender für die Effizienz des Detektors ist der Überlapp zwischen benachbarten Faserkolonnen. Wird er zu gering gewählt, entstehen Effizienzlücken zwischen den Fasern, weil die Lichtmenge nicht in jedem Fall zum Nachweis des Treffers ausreicht. Daher wurde der Überlapp mit 30 % des Faserdurchmessers so groß gewählt,

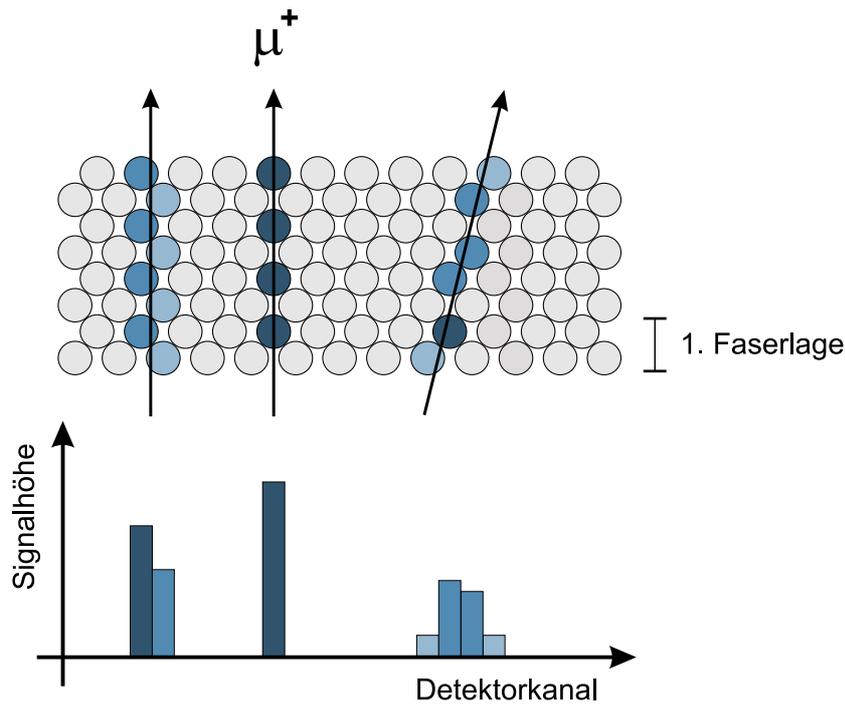


Abbildung 4.3: Querschnitt durch die aktive Detektorfläche. Darunter dargestellt ist das Ansprechverhalten der einzelnen Detektorkanäle für Treffer an verschiedenen Orten auf der Detektorfläche und für schräg eintreffende Teilchen.

daß die minimale Weglänge eines Teilchens in einer einzelnen Faser nicht unter 60 % des Faserdurchmessers sinkt (Abb. 4.4).

Abhängig von der zu erwartenden Strahlintensität an der jeweiligen Detektorposition, der geforderten Ortsauflösung und der Größe des Strahlflecks wurden Größe und Granularität an jedem Detektorstandort optimiert. Außerdem wurde an drei Stellen zusätzlich eine dritte, um 45° gedrehte Detektorebene eingefügt, um Mehrdeutigkeiten bei der Spurrekonstruktion zu verringern (Abb. 4.5). Die technischen Daten aller acht Faserhodoskope sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Die vier Faserhodoskope vor und nach dem Target wurden von einer japanisch-russischen Kollaboration nach einem ähnlichen Konzept gebaut [87–91].

Die Auslese der Detektoren erfolgt über Diskriminatoren (s. Abschnitt 5.4.8), und wie bei allen Detektoren im Experiment erfolgt die Zeitmessung über den an der Universität Freiburg entwickelten $\mathcal{F}1$ -TDC [92, 93], dessen Funktion und Eigenschaften im Zusammenhang mit den Analysen von ersten Daten der Faserhodoskope in Abschnitt 6.2.3 beschrieben werden. Auf eine Auslese von ADC²⁾-Informationen zur Bestimmung der Signalhöhen wird aufgrund der hohen Kosten und des eher geringen Zusatznutzens verzichtet. Zwar könnte man bei Treffern im Überlappbereich über das Amplitudenverhältnis der getroffenen Kanäle die Ortsauflösung steigern, allerdings ist diese Größe – zumindest im Spektrometerbereich – weniger kritisch.

²⁾Analog to Digital Converter

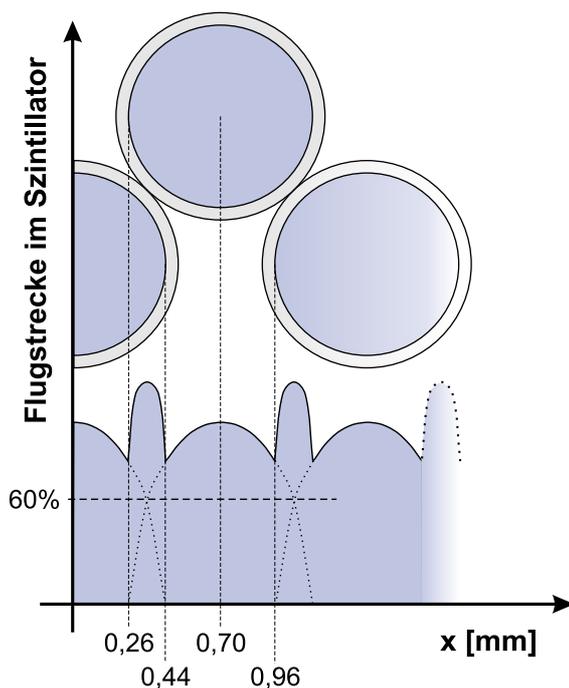


Abbildung 4.4: Überlapp zwischen benachbarten Fasern am Beispiel der Faserhodoskope FI06-FI08 mit einem Faserdurchmesser von einem Millimeter. Der Abstand zweier benachbarter Faserkolonnen beträgt 0,7 mm. Jedes Teilchen durchfliegt in einer Faser mindestens 60% des maximal möglichen Wegs im Szintillatormaterial. Die nichtszintillierende Cladding-Schicht hat eine Dicke von 6% des Faserradius.

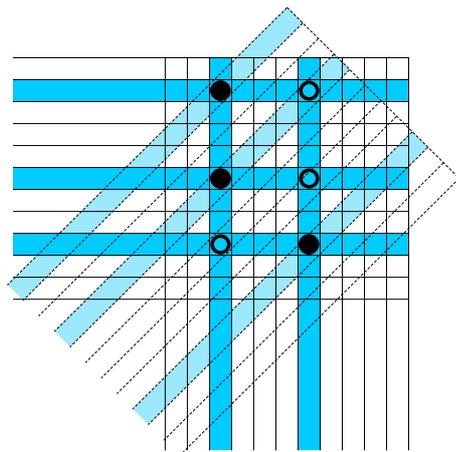


Abbildung 4.5: Auflösung von Mehrdeutigkeiten durch eine zusätzliche diagonale Ebene. Bei zwei oder mehr gleichzeitigen Treffern (ausgefüllte Kreise) kommt es zu Mehrdeutigkeiten (Ringe), die durch eine dritte, diagonale Detektorebene aufgelöst werden können.

Station	Position [m]	Faser-Ø [mm]	Faserabstand [mm]	Aktive Fläche [mm ²]	Zahl der Kanäle
FI01XY	-8,0	7 × 0,50	0,41	39,4 × 39,4	192
FI02XY	-3,0	7 × 0,50	0,41	39,4 × 39,4	192
FI03XYU	1,0	7 × 0,50	0,41	52,5 × 52,5	384
FI04XYU	2,2	7 × 0,50	0,41	52,5 × 52,5	384
FI05XY	5,9	6 × 0,75	0,53	84 × 84	320
FI06XYV	15,0	4 × 1,00	0,70	100 × 100	462
FI07XY	21,0	4 × 1,00	0,70	100 × 100	286
FI08XY	31,0	4 × 1,00	0,70	123 × 123	352
					$\Sigma = 2572$

Tabelle 4.1: Technische Daten der Faserhodoskope.

4.4 Voruntersuchungen

In aufwendigen Voruntersuchungen wurde eine Reihe von Komponenten auf ihre Eignung für den Bau der Faserhodoskope getestet. Die Auswahl von Fasern und Photomultipliern sowie deren Tests bei hohen Raten sind bereits ausführlich beschrieben worden [85, 86] und sollen im folgenden kurz zusammengefaßt werden.

4.4.1 Fasern und Photomultiplier

Als szintillierende Fasern wurden Fasern des Typs SCSF-78MJ der Firma Kuraray ausgewählt, die in einem Vergleich mit mehreren kommerziell erhältlichen Typen die mit Abstand höchste Lichtausbeute gezeigt haben. Dieser Fasertyp wurde speziell für eine verbesserte Strahlenhärte optimiert, was in eigenen Tests bestätigt werden konnte [85, 86]. Die Abschwächlänge liegt bei etwa 25 cm. Als Lichtleiter wird der Typ Clear-PSMJ des gleichen Herstellers verwendet, der, was den Aufbau und die Dicke der Faserschichten angeht, an die szintillierenden Fasern angepaßt ist, so daß am Übergang keine zusätzlichen Lichtverluste durch Auskopplung von Licht auftreten. Die Abschwächlänge dieser Lichtleiter liegt bei etwa vier Metern, so daß der Lichtverlust bei einer Strecke von maximal 1,5 m bis zur Auslese 30 % nicht überschreitet.

Der Hamamatsu H6568 ist ein 16-Kanal-Photomultiplier mit einer 12-stufigen Dynodenstruktur, die als Metal Channel-Dynode bezeichnet wird. Die durchgehende Kathodenoberfläche setzt sich aus einem Raster von 4×4 Pixeln mit einem Abstand von 0,5 mm zusammen. Jedes Pixel hat eine Fläche von $(4 \times 4) \text{ mm}^2$. Das Maximum der spektralen Empfindlichkeit liegt bei 420 nm und fällt damit in den Bereich des Emissionsmaximums der Kuraray SCSF-78MJ [75, 76].

Standardmäßig werden die dreizehn Dynodenstufen des H6568 durch eine passive Widerstandsteilerkette beschaltet. Dies führt bei hohen Raten bedingt durch die ansteigenden Querströme durch die Dynoden zu einem Spannungsabfall vor allem auf den letzten Dynoden, der die Verstärkung drastisch einbrechen läßt. Dies kann durch eine Booster-Base verhindert werden, die die Spannung an den letzten vier Dynoden durch eine extern angelegte Booster-Spannung stabilisiert (s. Abb.4.6) [86, 94].

Vor allem bei Detektor FI05 ist mit einem Streufeld durch SM1 in der Größenordnung von bis zu 0,01 T zu rechnen, was eine Abschirmung der Photomultiplier erforderlich macht. Tests hierzu ergaben, daß eine Abschirmung durch Eisenröhren mit quadratischem Querschnitt bei einer Wandstärke von fünf Millimetern und einer Länge von 9 cm ausreichend ist [94].

4.4.2 Strahlenhärte

Zwar gibt es zahlreiche Untersuchungen über die Strahlenhärte von organischen Szintillatoren und Lichtleitern, jedoch kommen verschiedene Gruppen zu widersprüchlichen Ergebnissen in Bezug auf die Quantifizierung der Schädigung und mögliche Erholungseffekte nach der Bestrahlung. So scheinen Randbedingungen bei der Herstellung der Szintillatoren, die Gasatmosphäre bei der Bestrahlung und die Dosisleistung einen starken Einfluß zu haben. Eine Zusammenfassung dieser Problematik findet sich in [95]. Vor diesem Hintergrund war es erforderlich eigene Tests mit den ausgewählten Komponenten durchzuführen.

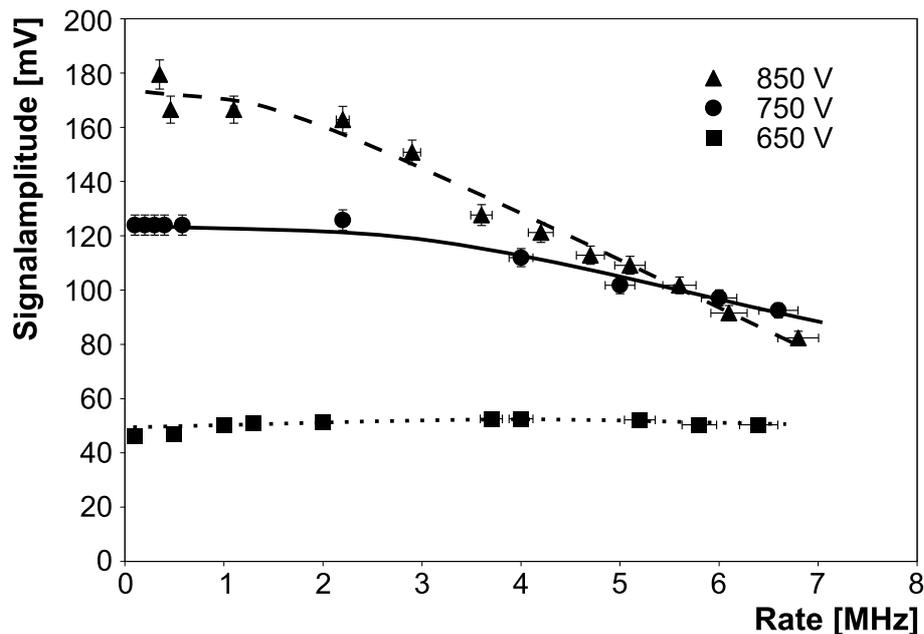


Abbildung 4.6: Stabilisierung der Röhrenverstärkung bei hohen Raten durch die Booster Base [86, 94]. Die drei Meßkurven zeigen das Ratenverhalten der Röhre beim Betrieb mit unterschiedlichen Hochspannungen im Bereich von 650 V bis 850 V.

Strahlenschäden in organischen Szintillatoren

Für Strahlenschäden in Kunststoff-Polymeren sind freie Radikale verantwortlich, die sich durch ionisierende Strahlung im Material bilden. Radikale sind Atome, Moleküle und Ionen mit ungepaarten Bindungselektronen, die chemisch sehr reaktionsfreudig sind. Freie Radikale können als Farbzentren wirken, die zusätzlich Licht im UV-Bereich und teilweise bis in den Bereich des sichtbaren Lichts absorbieren [96]. Dies kann die Effizienz der Wellenlängenschieber in Szintillatoren und damit die Lichtausbeute im sichtbaren Bereich deutlich herabsetzen [97, 98]. Bei Strahlungsdosen von mehr als 50 kGy nimmt Polystyrol durch die steigende Radikalkonzentration eine gelb-grüne Färbung an, die die Transparenz deutlich herabsetzt. Nach der Bestrahlung verschwindet diese Färbung, weil Sauerstoff in die Probe hineindiffundiert und mit den Radikalen reagiert [98, 99]. Dies kann zu Kettenbrüchen oder zusätzlichen Vernetzungen in der Polymerstruktur führen, die die Transparenz dauerhaft verringern [99, 100].

Bestrahlungstests

Um die Strahlenhärte von Lichtleitern und szintillierenden Fasern zu prüfen, wurden eine Reihe von Bestrahlungstests am Erlanger Tandembeschleuniger durchgeführt, wo ein Meßplatz für medizinische Experimente zur Verfügung steht [101]. Über vier Strahlmonitore kann die Strahlrate genau bestimmt und somit die akkumulierte Dosis berechnet werden. Die Bestrahlung erfolgte mit Protonen von 10-11 MeV bei Teilchenraten von bis zu 10 MHz/mm².

Für szintillierende Fasern vom Typ SCSF-78MJ wurde in ersten Tests bei einer Strahlendosis von 10 Mrad eine Einbuße in der Szintillationseffizienz von 10 % beob-

achtet und zusätzlich eine Verschlechterung der Lichtleiteigenschaften [85, 86]. Da die Bestrahlung nur auf einer Länge von acht Millimetern erfolgte, konnten aus diesem Test keine quantitativen Aussagen über die Abschwächlänge der Fasern nach der Bestrahlung gewonnen werden. Zwar werden die Lichtleiter im regulären Experimentbetrieb nicht direkt vom Primärstrahl erfaßt, jedoch ist in Strahlnähe mit einem erheblichen Strahlungsuntergrund zu rechnen. Aufgrund der großen Länge der Lichtleiter könnte eine auch nur geringe Verschlechterung der Abschwächlänge die Lichtausbeute merklich herabsetzen, so daß hierzu weitere Untersuchungen nötig waren.

Nach Abschluß des Vorgängerexperimentes wurden in der Experimentierhalle von COMPASS detaillierte Halomessungen durchgeführt. Die gemessene radiale Abhängigkeit des Teilchenflusses läßt sich durch eine Funktion der Form $f(r) = a/(1 + br^2)$ angemessen beschreiben. Für eine Strahlenergie von 190 GeV und bei eingeschaltetem Solenoidmagneten wurde der höchste Teilchenfluß gemessen, wobei die Parameter zu $a = 9,249 \cdot 10^4 \mu/\text{cm}^2$ und $b = 0,3871 \cdot 10^{-1} \text{cm}^{-2}$ bestimmt wurden [102]. Analog zu Gleichung (4.1) ergibt sich hieraus in unmittelbarer Strahlnähe eine Strahlendosis von 2,9 kGy. Allerdings wird im Experimentbetrieb die aktive Detektorfläche der Strahlhodoskope FI07 und FI08 teilweise deutlich aus dem Primärstrahl gerückt werden, um die gestreuten und durch die Spektrometernagnete vom Strahl getrennten Myonen nachzuweisen. Dadurch werden die Lichtleiter zusätzlich vom Randbereich des Strahls erfaßt, was die Strahlenbelastung zumindest lokal deutlich erhöht. Für die Bestrahlungstests wurde daher eine Maximaldosis von 1 Mrad zugrundegelegt.

Die Lichtleiter wurden zur Bestrahlung am Rand einer Kreisscheibe befestigt, die über dem Strahlrohr des Erlanger Tandembeschleunigers gedreht werden konnte. So war es möglich, die Strahlendosis über die Länge der Faser zu variieren und die Fasern mit verschiedenen Dosisprofilen zu bestrahlen. Jeweils zwei Fasern wurden homogen mit 1 Mrad, mit einem halbgaußförmigen Profil mit $\sigma = 50 \text{cm}$ bzw. $\sigma = 100 \text{cm}$ und mit einem Profil entsprechend den Messungen aus [102] bestrahlt.

Einige Wochen nach der Bestrahlung wurde die Transmission der Fasern über die ganze Länge vermessen. Hierzu wurde auf der einen Seite blaues Licht aus einer gepulsten LED, deren Signalform in Bezug auf Amplitude und Dauer der eines Photomultipliers gut entspricht [103, 104], eingekoppelt. Die Signalhöhe am anderen Ende wurde mit Hilfe eines Einkanal-Photomultipliers bestimmt, indem über einen ADC das Pulshöhenspektrum vermessen wurde. Nach jeder Messung wurden die Lichtleiter sukzessive verkürzt und erneut vermessen. Die so gewonnenen Abschwächkurven sind im Vergleich mit einer unbestrahlten Faser in Abbildung 4.7 dargestellt.

Die Abschwächlänge verkürzt sich bei einer homogenen Bestrahlung mit 1 Mrad von 400 cm auf 120 cm. In Tabelle 4.2 sind die Transmissionsverluste für die größte und die kleinste Länge von Lichtleitern, die für den Bau der Faserhodoskope erforderlich sind, zusammengefaßt. Hiernach beträgt der zusätzliche, strahleninduzierte Verlust unter Zugrundelegung eines realistischen Dosisprofils maximal 11 %. Dies ist unproblematisch und liegt deutlich unter den sowieso vorhandenen Schwankungen in der Verstärkung einzelner Kanäle des ausgewählten Photomultipliertyps.

Die Lichtausbeute $N(l)$ eines geschädigten Lichtleiters mit der Länge l läßt sich über den Zusammenhang

$$N(l) = N_0 \cdot e^{-\frac{l}{\lambda}} \cdot e^{-\int_0^l S(l') dl'} \quad (4.3)$$

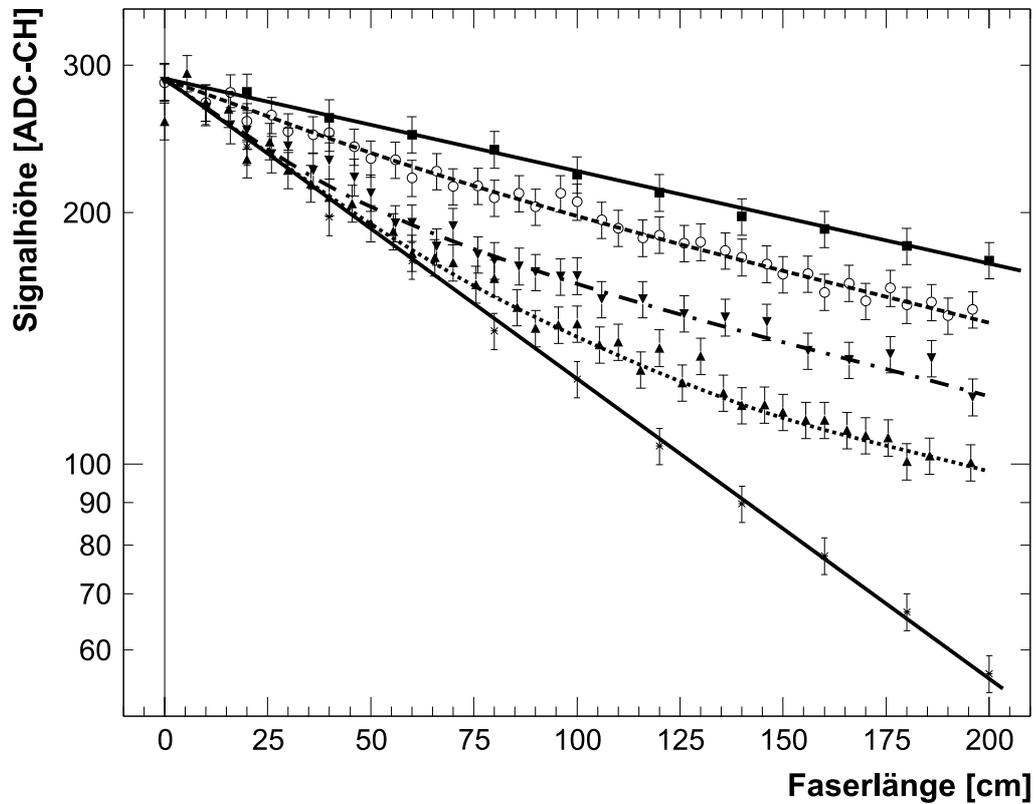


Abbildung 4.7: Einfluß des Bestrahlungsprofils auf die Abschwächkurve. Dargestellt sind die Abschwächkurven für eine homogene Bestrahlung (durchgezogene untere Linie), Gaußprofil mit $\sigma = 100$ cm (punktiert) und $\sigma = 50$ cm (strich-punktiert), $1/r^2$ -Profil (gestrichelt) im Vergleich mit einer unbestrahlten Faser (durchgezogene obere Linie). Die maximale lokale Dosis betrug bei allen Proben 1 Mrad.

Lichtleiter	Transmissionsverlust			
	unbestrahlt	Gauß ($\sigma = 50$ cm)	Gauß ($\sigma = 100$ cm)	$1/r^2$
75 cm	16 %	46 %	36 %	25 %
125 cm	26 %	59 %	47 %	37 %

Tabelle 4.2: Lichtverlust für unbestrahlte und mit verschiedenen Dosisprofilen bestrahlte Lichtleiter bei typischerweise benötigten Längen.

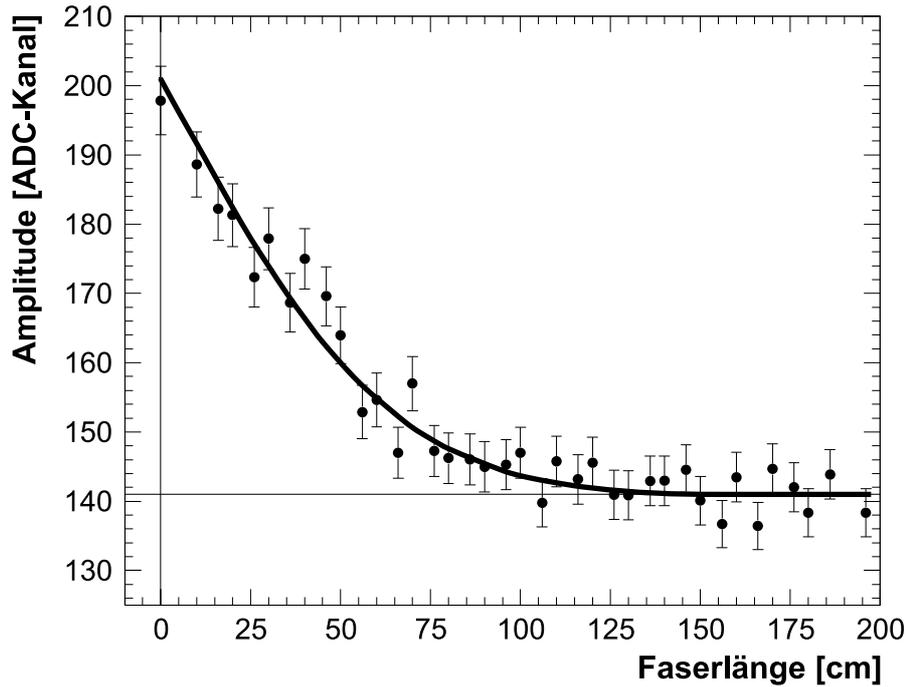


Abbildung 4.8: Abschwächkurve der mit einem gaußförmigen Profil ($\sigma = 50$ cm) bestrahlten Faser, korrigiert um die Abschwächlänge einer unbestrahlten Faser. Die durchgezogene Linie zeigt die berechnete Abschwächung unter der Annahme an, daß die lokale Schädigung proportional zur lokalen Dosis ist.

beschreiben, indem man eine Schädigungsfunktion $S(l)$ definiert, die die strahlungsinduzierte Absorption an der Stelle l angibt. Mit der bekannten Abschwächlänge einer unbestrahlten Faser kann man die gemessenen Abschwächkurven so korrigieren, daß nur der Einfluß der Strahlenschäden sichtbar wird. Dies ist für ein halbgaußförmiges Dosisprofil in Abbildung 4.8 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Schädigung der Faser im untersuchten Dosisbereich mit der einfachen Annahme, daß die Strahlenschäden proportional zur Dosis sind, gut beschrieben werden kann. Dieses Ergebnis deckt sich mit den Untersuchungen über die Strahlenhärte polystyrolbasierter Lichtleiter in [105].

Die Bestrahlungstests haben gezeigt, daß trotz der hohen Strahlintensität am Einsatzort der Detektoren die zu erwartende Schädigung über die Laufzeit des Experimentes unproblematisch ist und die gewählten Fasern auch unter diesem Gesichtspunkt für den Einsatz im Experiment geeignet sind.

4.4.3 Fertigungstechniken

Im folgenden wird das Verfahren beschrieben, das beim Bau mehrerer Testmodule entwickelt wurde und nach dem die Faserhodoskope für COMPASS gebaut wurden. Bei der Fertigung der Detektoren kommt es darauf an, daß die szintillierenden Fasern im Bereich der aktiven Detektorfläche möglichst präzise positioniert und dauerhaft fixiert werden können. Außerdem sollte das optische Übersprechen zwischen einzelnen Fasern durch die Art der Fixierung minimiert werden. Zuletzt müssen die Lichtleiter eines einzelnen Detektorkanals am Photomultiplier gebündelt und präzise auf der 4×4 -Matrix

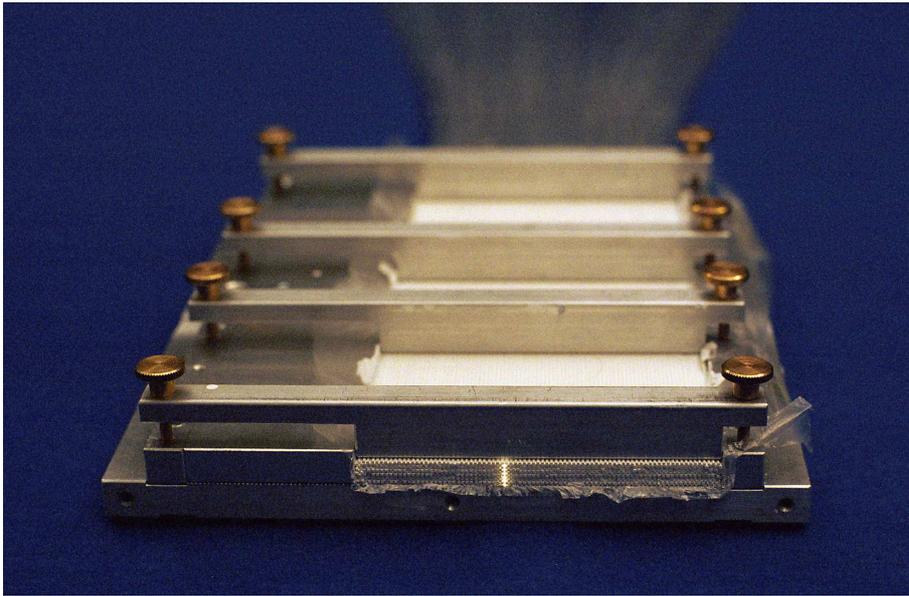


Abbildung 4.9: Montage einer Detektorebene. In einem Aluminiumrahmen werden die Fasern präzise gehalten und Lage für Lage mit weißer Acrylfarbe verklebt.

des Kathodenfensters positioniert werden.

Die unterste Faserhalblage wird mit einer 50 μm dicken Polyethylen-Folie als Trennschicht auf einer Aluminiumplatte mit präzise gefrästen Nuten aufgebaut. Die szintillierenden Fasern mit angeschweißten Lichtleitern werden nacheinander in die Nuten eingelegt und mit Spannbacken fixiert (s. Abb. 4.9). Gleichzeitig werden die Lichtleiterenden in eine Schablone einsortiert, die die Anordnung auf den Kathoden der Photomultiplier nachbildet. Hierbei werden die Fasern eines Detektorkanals direkt nebeneinander geführt, so daß Laufzeitunterschiede durch unterschiedliche Faserlängen zwischen den vier bis sechs Fasern eines Detektorkanals vermieden werden. Die Verklebung der Fasern erfolgt mit weißer Acrylfarbe, die zum einen die Fasern dauerhaft fixiert und zum anderen benachbarte Fasern optisch voneinander isoliert und so das Übersprechen verringert. Die Fasern aller weiteren Halblagen werden in die Vertiefungen zwischen benachbarten Fasern der darunter liegenden Halblage eingelegt. Auf diese Weise entsteht ein Detektormodul mit präzise hintereinander angeordneten Faserkolonnen nach Abbildung 4.3.

Die Enden der Lichtleiter werden in einen Block aus schwarzem Polyethylen eingeklebt, der die 4×4 -Matrix der Photomultiplier nachbildet. Anschließend werden die Faserenden auf einer Schleifscheibe plan geschliffen und poliert. Die Ankopplung der Fasern an das Kathodenfenster erfolgt trocken, da optisches Fett nach relativ kurzer Zeit seine optischen Eigenschaften verändern kann und Silikonkissen durch Aufstreuung des Lichts das Übersprechen in benachbarte Pixel je nach Dicke erheblich verstärken können [85].

Kapitel 5

Tests am Prototyp

Mit den bei den vorbereitenden Untersuchungen gewonnenen Erkenntnissen wurde ein Prototyp gebaut, um Erfahrungen für den Bau größerer Detektormodule zu sammeln und das Zusammenspiel von Fasern, Lichtleitern und Photomultipliern zu testen. Ziel war es, das entwickelte Detektorkonzept unter möglichst realistischen Bedingungen zu überprüfen und mögliche Probleme zu erkennen. Außerdem wurden mehrere Diskriminatortypen im direkten Vergleich getestet, um eine Entscheidungsgrundlage dafür zu schaffen, welcher Diskriminator am besten geeignet ist, die hohen Anforderungen bei der Auslese der Faserhodoskope zu erfüllen.

In der Strahlzeit 2002 wurde der Prototyp als zusätzlicher Trackingdetektor FI15 vor dem Target zwischen FI01 und FI02 aufgebaut, um durch die zusätzlich gemessenen Spurpunkte die Effizienz der Spurrekonstruktion vor dem Target zu erhöhen. Auswertungen der Strahlzeit 2001 hatten ergeben, daß für etwa 40 % aller Spuren kein Impuls rekonstruiert werden konnte oder keine eindeutige Spurdefinition vor dem Target möglich war [106].

Testbedingungen

Die Prototyptests konnten unter sehr realistischen Bedingungen im September 1999 in Halle 888 am CERN, dem Standort des COMPASS-Experiments, durchgeführt werden. Der Prototyp wurde in der Halle an der Position aufgebaut, die im späteren Experimentaufbau in etwa der von Detektor FI06 entspricht. Im Vorfeld der Strahlzeit wurde der Myonstrahl für die Anforderungen von COMPASS in Bezug auf Strahlfokussierung und -divergenz optimiert [107], so daß in einem SPS-Zyklus von 14,4 Sekunden bei einer Spilldauer von 2,58 Sekunden $2 \cdot 10^8$ Myonen zur Verfügung standen. Durch einen Wechsel des Produktionstargets konnte die Strahlintensität auf $3 \cdot 10^7$ reduziert werden, um Tests bei niedrigeren Raten durchzuführen, wenn dies für besondere Triggerbedingungen oder Untersuchungen erforderlich war.

5.1 Prototypeigenschaften

Der Prototyp wurde aufgrund der in den Voruntersuchungen gewonnenen Erfahrungen aus szintillierenden Fasern vom Typ Kuraray SCSF-78MJ und Lichtleitern vom Typ CL-PSMJ aufgebaut und mit Photomultipliern H6568 der Firma Hamamatsu ausgelesen.

Um alle wichtigen Eigenschaften testen zu können, war es erforderlich einen Prototyp zu bauen, der in zwei Ebenen x und y ¹⁾ ausgelesen werden kann, so daß auch Ortsinformationen gewonnen werden konnten. Der Prototyp wurde aus insgesamt vier Lagen von szintillierenden Fasern mit einem Durchmesser von einem Millimeter und einer Länge von 10 cm aufgebaut. Daran wurden Lichtleiter mit einer Länge von 120 cm angeschweißt; dies entspricht in etwa der maximal zu erwartenden Länge bei den vier Faserhodoskopen im Spektrometerbereich. Um Erfahrungen mit dem Bau größerer Module zu gewinnen, wurde der Prototyp in einer Größe aufgebaut, die von der aktiven Fläche her einem Drittel eines späteren Faserhodoskops entsprach. Sowohl in x - als auch in y -Richtung wurden jeweils 48 Kanäle über je drei Photomultiplier ausgelesen. Die aktive Detektorfläche betrug in jeder Ebene (34×110) mm², der Überlappbereich von x - und y -Ebene hatte somit eine Größe von (34×34) mm².

Um zu untersuchen, inwieweit eine Verspiegelung der szintillierenden Fasern einen Einfluß auf Lichtausbeute, Zeitaufösung und Signalqualität hat, wurden jeweils 24 Kanäle einer Detektorebene mit aluminiumbedampften Fasern aufgebaut. Die mittleren Photomultiplier waren somit zur Hälfte mit verspiegelten und mit unverspiegelten Fasern belegt, so daß man Effekte der Verspiegelung von Streuungen in der Verstärkung der einzelnen Röhrenkanäle trennen konnte.

5.2 Testaufbau

Der eigentliche Detektor wurde in eine Rohacellplatte²⁾ eingebettet, die von einem Rahmen aus Aluminiumprofilen gehalten wurde. Der Detektorrahmen wurde in ein Gestell eingesetzt, das eine Justage der Höhe und eine flexible Positionierung in der Experimentierhalle erlaubte. Vor dem Detektor wurden an einem Querträger die Triggerdetektoren an einer verfahrbaren Halterung angebracht, so daß es möglich war, die Positionierung ferngesteuert ohne Zutritt zur Halle anzupassen.

5.2.1 Trigger

Um verschiedene Triggerbedingungen realisieren zu können, wurde der Trigger aus zwei dünnen Szintillatorfingern und zwei größeren Szintillatorplättchen aufgebaut. Die beiden Triggerfinger TF1/2 bestanden aus szintillierenden Fasern von 2,5 mm Durchmesser, die diagonal vor dem Testmodul in Strahlrichtung hintereinander angeordnet waren. Über die beiden Szintillatorplättchen TP1/2 mit einer Größe von $(30 \times 30 \times 3)$ mm³ konnte ein sehr kleiner Triggerbereich im Zentrum des Detektors definiert werden. Hierzu wurde ein Triggerplättchen senkrecht gestellt und als Veto verschaltet. Die Triggerdetektoren wurden im Zentralbereich des Strahls positioniert, um bei hohen Raten unter realistischen Randbedingungen testen zu können. In Abbildung 5.1 ist die räumliche Verteilung der zum Trigger korrelierten Treffer im Detektor unter diesen Bedingungen dargestellt.

¹⁾Im folgenden wird die Ebene, die die vertikale Projektion eines Teilchendurchflugs mißt, deren Fasern also senkrecht angeordnet sind, als x -Ebene bezeichnet. Die y -Ebene mit waagrecht verlaufenden Fasern mißt entsprechend die horizontale Projektion.

²⁾Hartschaumplatte aus aufgeschäumtem PMMA (Acrylglas) mit einer Dichte von 30 mg/cm²

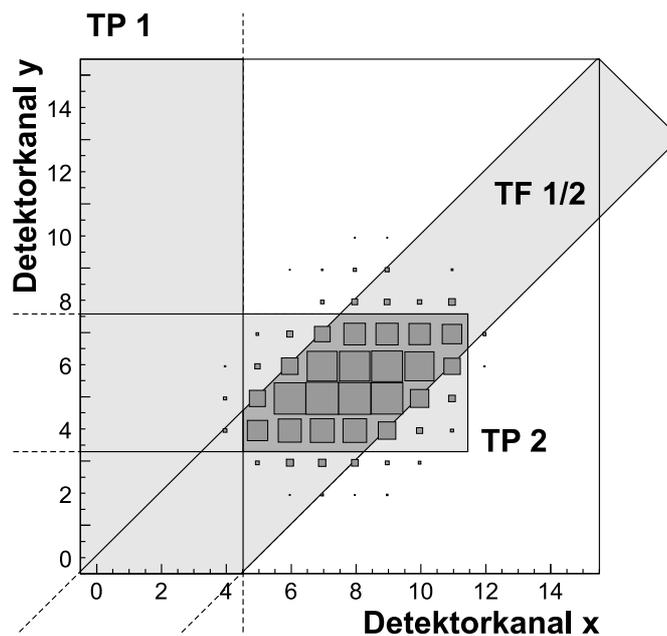


Abbildung 5.1: Treffer in der x- und y-Lage des Detektors in Korrelation zum Trigger $\neg TP1 \wedge TP2 \wedge TF1 \wedge TF2$.

5.2.2 Auslese und Elektronik

Zutritt zur Experimentierhalle ist nur in Abstimmung mit den anderen am Experiment beteiligten Gruppen möglich, und jede Strahlunterbrechung dauert mindestens 30 Minuten. Daher wurden die Analogsignale der Photomultiplier über Kabel mit einer Länge von 50 Metern aus dem Sperrbereich herausgeführt und erst dort an die Ausleseelektronik angeschlossen, damit kurzfristig Änderungen vorgenommen werden konnten. Die langen Kabelwege führten zu einer Abschwächung der Signale von ca. 40% was bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden muß.

Die Signale wurden mit standardisierter NIM³⁾-Elektronik der Firma LeCroy weiterverarbeitet und mit einem Datenaufnahmesystem auf OS9-Basis ausgelesen. Die Triggersignale wurden über einen Linear Fan aufgeteilt, diskriminiert und in einem Logikmodul zusammengeführt, so daß sie negiert und mit einem logischen UND bzw. ODER verknüpft werden konnten. Auf diese Weise konnten Ereignisse in einem bestimmten Bereich auf der Detektorfläche selektiert werden. Da sowohl ADC- als auch TDC-Informationen aufgezeichnet werden sollten, wurden die Signale des Detektors ebenfalls über einen Linear Fan aufgeteilt. Die ADC-Information wurde direkt ausgelesen, das Stoppsignal für den TDC wurde über einen Diskriminator erzeugt. Das Gatesignal für den ADC und das Startsignal für den TDC wurden vom Triggersignal gegeben. Die gesamte Elektronik ist in Abbildung 5.2 schematisch dargestellt.

³⁾Nuclear Instrumentation Module

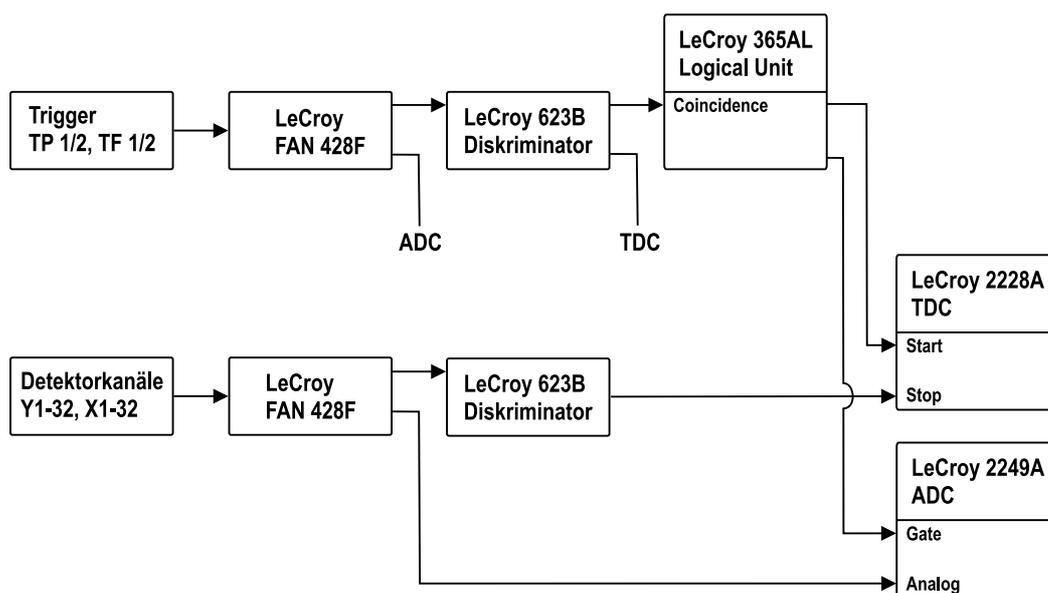


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Ausleseelektronik für Trigger und Detektor

5.3 Durchführung der Messungen

Für einen ersten Test wurden die Analogsignale direkt am Oszilloskop betrachtet und auf Signalhöhe und eventuelle Auffälligkeiten untersucht. Hierbei zeigte sich, daß die Signale im Rahmen der Schwankungsbreite einzelner Röhrenkanäle sehr homogen waren und sowohl Signal als auch Single Electron Peak deutlich voneinander getrennt waren. Ein Einfluß der Verspiegelung war hierbei weder an der Signalhöhe noch an der Signalqualität erkennbar (vgl. Abbildung 5.3). Vergleichende Labormessungen ergaben, daß in Verbindung mit den hochglanzpolierten Faserstirnflächen das Reflexionsvermögen der weißen Beschichtung mit dem einer aufgedampften Aluminiumschicht vergleichbar ist.

Während der Strahlzeit wurden sowohl bei hoher als auch bei niedriger Strahlintensität detaillierte Studien zu den Eigenschaften des Detektors durchgeführt. Zu Beginn wurden Messungen durchgeführt, bei denen lediglich auf die Triggerfinger TF1/2 getriggert wurde, so daß Ereignisse auf der gesamten Detektorfläche aufgezeichnet wurden. Bedingt durch die geringe Ausdehnung der Triggerfinger wurden für jeden Kanal des Detektors nur Teilchen erfaßt, die in einem ca. zwei Millimeter großen Bereich auf der jeweiligen Faser auftreffen. Eine Verschmierung der Zeitspektren durch hieraus resultierende Laufzeitunterschiede ist somit ausgeschlossen. Diese Situation entspricht der im späteren Experimentbetrieb, da bei der Auswertung Laufzeitunterschiede durch unterschiedliche Weglängen in der Faser bei Kenntnis des Trefferortes aus der anderen Ebene korrigiert werden können.

Für Studien zu Effizienz, Schwellenverhalten, Zeitauflösung und Tests verschiedener Diskriminatoren wurde die Triggerfläche auf einen kleinen Bereich im Zentralbereich des Detektors, der auf dem Strahl zentriert war, eingeschränkt (vgl. Abbildung 5.1). Unter diesen Bedingungen steigt die Zahl der korrelierten Treffer in den zentralen Kanälen an, so daß innerhalb deutlich kürzerer Zeit eine gute Statistik erreicht wird.

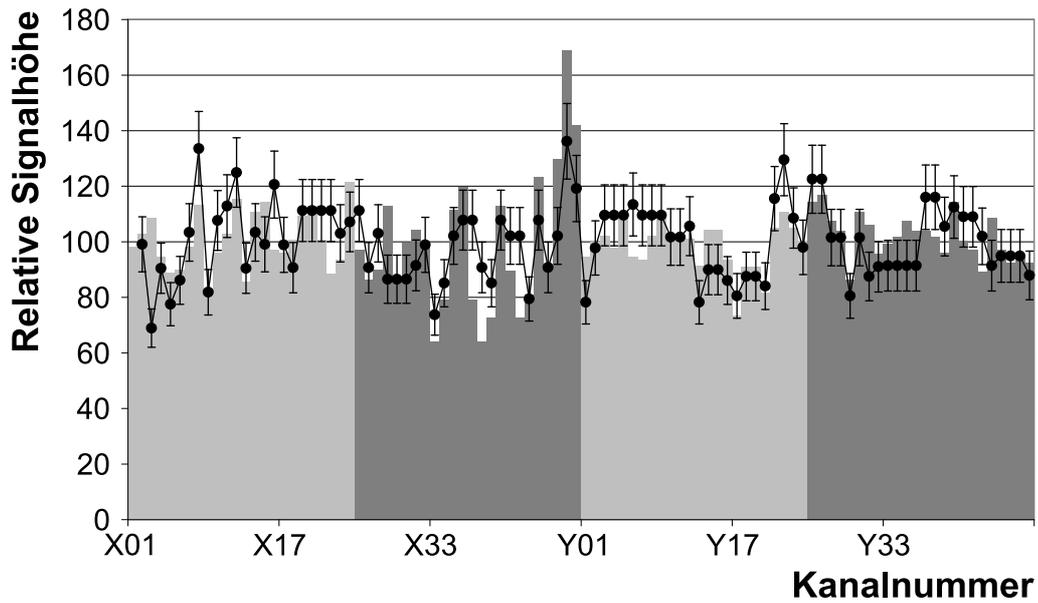


Abbildung 5.3: Am Oszilloskop gemessene Signalhöhen (Punkte) und relative Verstärkung der Röhren (graue Balken) nach den Meßprotokollen von Hamamatsu; normiert jeweils auf den Mittelwert der einzelnen Röhre. Kanäle mit verspiegelten Fasern sind hellgrau hinterlegt.

5.4 Auswertung

Die Datenauswertung erfolgte über das Datenanalyseprogramm YODA⁴⁾ [108], nachdem die aufgezeichneten Rohdaten in das entsprechende Datenformat konvertiert worden waren. Mit YODA ist es möglich, die Ereignisse einzeln auszulesen und sequentiell zu verarbeiten. Die Programmiersprache zur Analyse ist C-ähnlich aufgebaut und ermöglicht eine flexible und komfortable Datenanalyse.

5.4.1 Grundlagen

Entscheidend für die Auswertung ist eine genaue Kenntnis der Eigenschaften des Triggers. Die Kabellängen waren so ausgelegt, daß der Triggerfinger TF1 zeitführend war und somit das Startsignal für die TDC-Messungen durch die spezifischen Eigenschaften dieses Triggerdetektors bestimmt war. In einem speziell durchgeführten Run wurden die Zeitspektren von TF1 und TF2 gegen TP1 gemessen, wobei sich im Rahmen der Fehler kein Unterschied in der Zeitauflösung von TF1 und TF2 feststellen ließ. Daher wird im folgenden angenommen, daß die Zeitauflösung der beiden Triggerfinger σ_{Trig} identisch ist. Sie läßt sich aus den ständig aufgezeichneten Zeitspektren TF1 gegen TF2 nach

$$\sigma_{\text{Trig}} = \frac{\sigma_{\text{TF12}}}{\sqrt{2}} \quad (5.1)$$

berechnen und beträgt typischerweise 500 ps, ohne daß ein Schnitt auf die Signalhöhe angewandt oder eine enge Zeitkorrelation gefordert wurde.

⁴⁾Yet another Online Data Analyzer

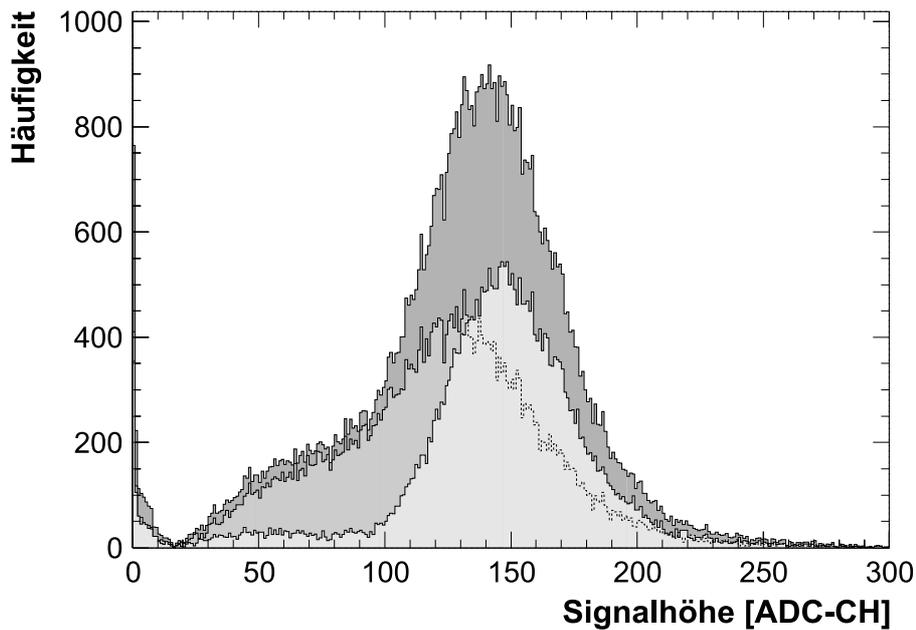


Abbildung 5.4: ADC-Spektrum einer Einzelfaser: über den gesamten Durchmesser (dunkelgrau), im Zentralbereich (hellgrau) und im Überlappbereich mit den Nachbarfasern (mittelgrau). Einträge unterhalb der hardwareseitig voreingestellten Schwelle von 30 mV sind durch zufällige Koinzidenzen zwischen Trigger- und Detektorsignalen bedingt. Die mittlere Signalamplitude beträgt etwa 140 mV.

Da das Stoppsignal für den TDC über einen Diskriminator erzeugt wurde, dessen Schwelle auf 30 mV voreingestellt war, impliziert jede Zeitkorrelation, die bei der Auswertung gefordert wird, eine minimale Höhe der Analogsignale von 30 mV (vgl. Abbildung 5.4). Eine Signalhöhe von 30 mV entspricht typischerweise ein bis zwei Photoelektronen. Auch im späteren Experimentbetrieb wäre eine sehr viel niedrigere Schwelle nicht sinnvoll, weil das Eigenrauschen des Photomultipliers die Datenrate signifikant erhöhen würde, ohne daß zusätzlich Information gewonnen werden könnte. Daher sind die auf Grundlage dieser Messungen gewonnen Erkenntnisse direkt auf den Einsatz im COMPASS-Experiment übertragbar.

5.4.2 Verhalten im Überlappbereich

Für den Einsatz als Strahlhodoskop ist es sehr wichtig, daß Eigenschaften wie Effizienz und Zeitaufösung über die gesamte Detektorfläche möglichst konstant bleiben. Von entscheidender Bedeutung ist in diesem Zusammenhang die Signalhöhe im Überlappbereich zwischen zwei benachbarten Fasern. In Abbildung 5.4 ist dargestellt, wie sich die Signalamplituden im zentralen Bereich einer Faser und im Randbereich verhalten.

Hierzu wurden zum Trigger zeitlich korrelierte Treffer in einer zentralen Faser ausgewählt, und dann wurde untersucht, ob in benachbarten Fasern ebenfalls ein korrelierter Treffer vorlag. Das Pulshöhenspektrum für den Zentralbereich entspricht im wesentlichen einer Gaußverteilung und ist durch die Photonenzahlstatistik hoher Signale bestimmt. Im Überlappbereich sind die Signale generell niedriger und inhomogen von der Amplitude her, was durch die zum Rand hin stark verringerte Wegstrecke eines Teilchens

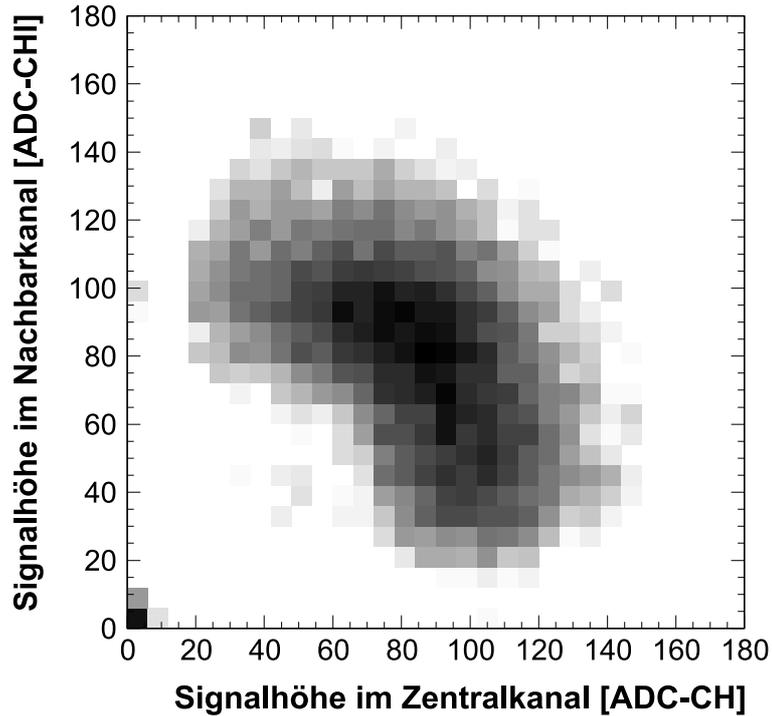


Abbildung 5.5: Korrelierte Treffer in benachbarten Fasern

im Szintillatormaterial bedingt ist (vgl. Abb. 4.4). Daher ist es besonders wichtig, daß Teilchen, die eine Faser nur streifend durchfliegen und nur durch ein sehr kleines Signal nachgewiesen werden, zusätzlich in einer der beiden Nachbarfasern zu einem höheren Signal führen, weil anderenfalls die Gefahr von Ineffizienzen in diesem Bereich besteht. In Abbildung 5.5 sind die Amplituden korrelierter Treffer im Überlappbereich von zwei Nachbarkanälen dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, wie niedrige Signale in einem Kanal durch entsprechend hohe Signale im Nachbarkanal kompensiert werden. Eine Korrelation zwischen niedrigen Signalen, wie sie bei unzureichendem Überlapp zu erwarten wäre, ist nicht zu erkennen.

5.4.3 Effizienz

Für die Effizienzmessungen wurde gefordert, daß jeder Treffer in einer festgelegten Faser der vertikalen Detektorebene mit einem Treffer in der horizontalen Ebene sowohl räumlich als auch zeitlich korreliert war. Die Effizienz des Detektors ist definiert als Verhältnis der Anzahl der in der zweiten Ebene nachgewiesenen Teilchen zur Anzahl der in der ersten Ebene beobachteten Teilchen. Jedes Ereignis, das nur in der ersten Ebene nachgewiesen wird, ist für die Spurrekonstruktion unbrauchbar und für die Auswertung im Experiment verloren. Die Messungen wurden bei nominaler Strahlintensität von etwa $10^8 \mu^+/\text{s}$ durchgeführt.

Die beiden Detektorlagen überlappen sich nur in einem Bereich von ungefähr einem Drittel ihrer Länge, so daß es erforderlich war, über den Trigger Treffer in diesem engen Bereich zu selektieren. Hierzu wurde die Triggerkonfiguration in Abbildung 5.1 verwendet, die eine Fläche von ca. 10 mm^2 im Überlappbereich der beiden Detektorebenen

definiert.

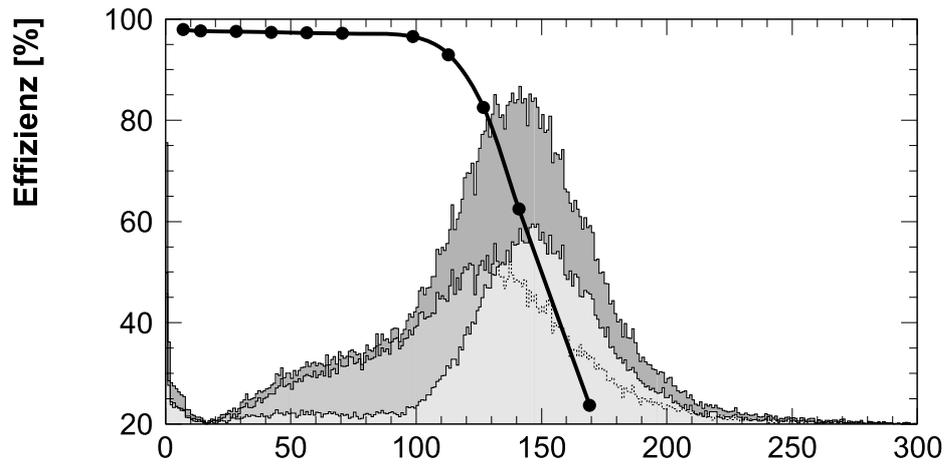
Bei einem Zeitfenster von elf Nanosekunden wurde für jeden Treffer in Y05 ein korrelierter Treffer in mindestens einer der Fasern X02 bis X14 gefordert (s. Abb. 5.1). Für eine Schwelle von 30 mV ergibt sich hieraus eine Effizienz von 98 bis 99%. Weiterhin wurde untersucht, wie die Effizienz von der Höhe der Diskriminatorschwelle abhängt. Hierzu wurde die Schwelle softwaremäßig anhand der ADC-Daten gesetzt und jeweils die Effizienz bestimmt. Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 5.6 a dargestellt. Es zeigt sich, daß die Effizienz über einen sehr weiten Bereich fast unabhängig von der Höhe der Schwellen ist, was daran liegt, daß der Faserüberlapp so gewählt ist, daß für ein niedriges Signal in einem Kanal ein entsprechend höheres in einem der Nachbarkanäle vorliegt. Dies wird klar, wenn man den Verlauf der Effizienz mit dem zur Verdeutlichung unterlegten ADC-Spektrum aus Abbildung 5.4 vergleicht. Ein deutlicher Einbruch in der Effizienz ist erst dann zu beobachten, wenn die Schwelle so hoch gesetzt wird, daß Signale verworfen werden, die Einzeltreffern im Zentralbereich der Faser entsprechen.

5.4.4 Schwellenverhalten

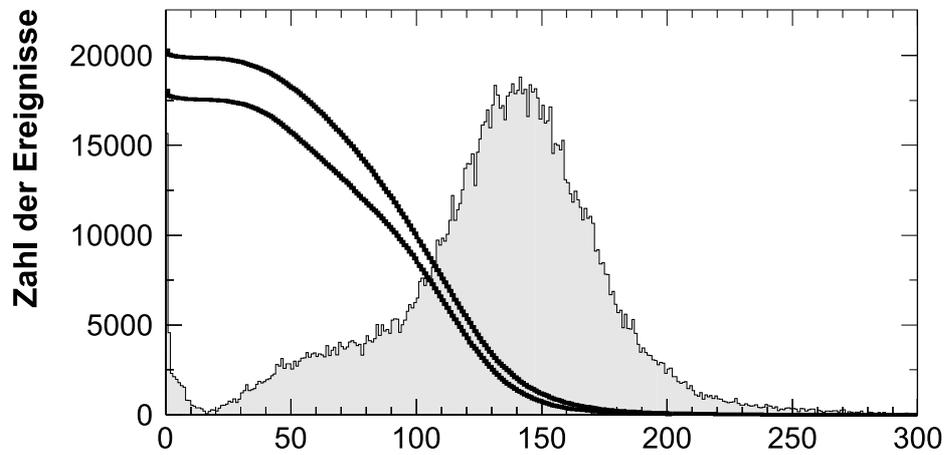
Eine optimale Einstellung des Detektors setzt voraus, daß die Diskriminatorschwellen einzeln für jeden Kanal angepaßt werden, weil Schwankungen in der Kanalverstärkung innerhalb einer Röhre und der Qualität der geschweißten Fasern zu unterschiedlichen Signalhöhen der einzelnen Detektorkanäle führen. Zu hohe Schwellen setzen die Effizienz des Detektors herab, wohingegen zu niedrige Schwellen bereits das Eigenrauschen der Photomultiplier erfassen und so die Datenrate und die Multiplizität des einzelnen Treffers erhöhen.

Um die Schwellen einstellen zu können, ist ein objektives Kriterium erforderlich, daß eine Festlegung der Schwellen anhand von Meßdaten ermöglicht. Die direkteste Methode der Schwelleneinstellung wäre, die Schwellen über den sinnvollen Bereich, d. h. von etwa 20 mV bis in die Nähe der mittleren Signalhöhe von ca. 150 mV zu variieren und dann auf einen Wert maximaler Effizienz einzustellen (vgl. Abb. 5.6 a). Eine Messung der Effizienz ist jedoch sehr aufwendig und verlangt wegen der erforderlichen hohen Statistik in jedem einzelnen Kanal nach einer langen Meßzeit, speziellen Triggerbedingungen und niedrigen Strahlraten. Diese Voraussetzungen sind jedoch nicht gegeben, sondern vielmehr sollte die Einstellung innerhalb kurzer Zeit zu Beginn einer Strahlzeit bei normalen Strahl- und Triggerbedingungen möglich sein.

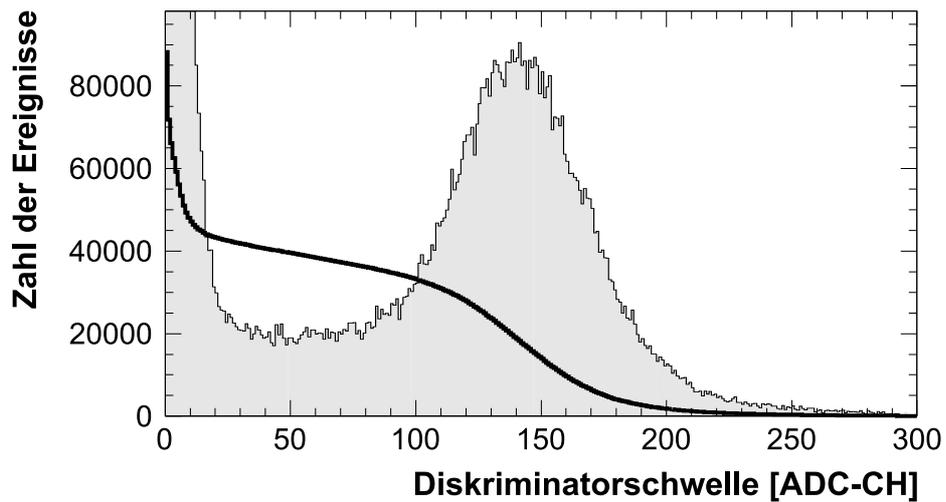
Ein anderer Ansatz ist es, die Zahl zueinander korrelierter Treffer im Überlappbereich in Abhängigkeit von der Schwelle zu betrachten. Diese geht zu niedrigen Schwellen hin in Sättigung über (Abb. 5.6 b). Korrelierte Treffer werden im wesentlichen durch Teilchen verursacht, die zwei Fasern streifend durchfliegen. Mit einer Absenkung der Schwelle erfaßt man schließlich jeden dieser Treffer, und eine weitere Verringerung bis ins unkorrelierte Rauschen hinein führt zu keinem weiteren Ansteigen der Zahl korrelierter Treffer. In diesem Sinne kann über die Festlegung der Schwellen die effektive Breite des Überlappbereichs eingestellt werden. Eine sinnvolle Schwelle liegt im Anfangsbereich dieses Plateaus und entspricht im wesentlichen dem realen, physikalischen Überlapp. Diese Art der Messung ist weitgehend unabhängig von Strahlintensität und Triggerbedingungen, da eine strenge Zeitkorrelation zum Trigger oder zu anderen Detektoren wie bei der Effizienzbestimmung nicht erforderlich ist.



(a) Abhängigkeit der Effizienz von der Diskriminatorschwelle im Vergleich mit dem zugehörigen ADC-Spektrum (vgl. Abb. 5.4).

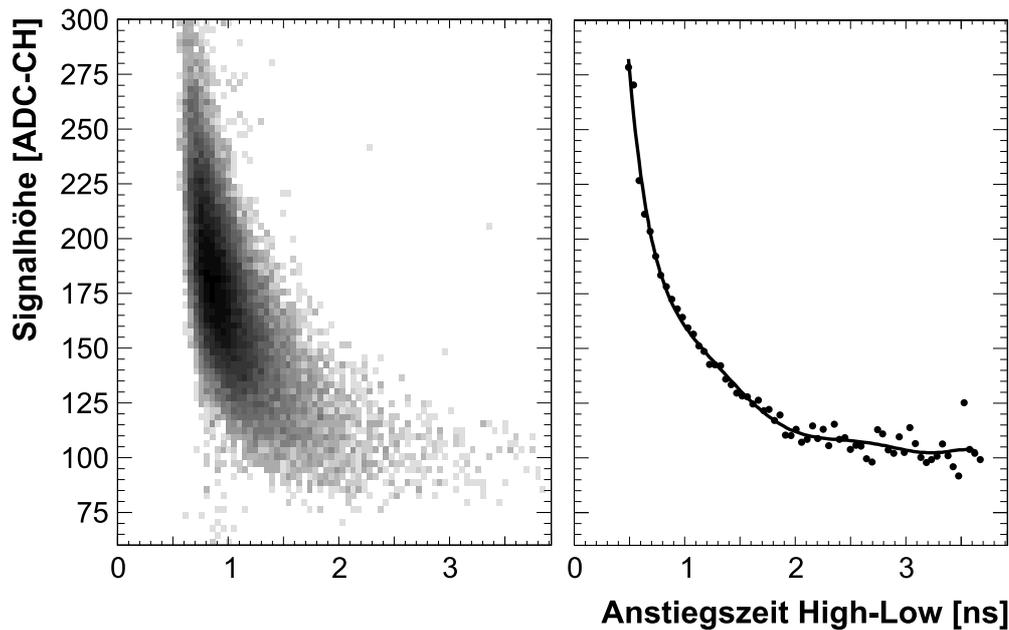


(b) Korrelierte Treffer im Überlappbereich mit jeweils einer der beiden Nachbarfasern (ADC-Spektrum grau unterlegt)



(c) Plateaukurve aus den Rohdaten ohne jede Zeitkorrelation (ADC-Spektrum grau unterlegt)

Abbildung 5.6: Effizienz und Schwellenverhalten. Die mittlere Signalamplitude beträgt etwa 140 mV.



(a) Gemessene Signalhöhe aufgetragen gegen die Anstiegszeit zwischen hoher (High) und niedriger (Low) Schwelle. (b) Eichkurve für den Zusammenhang von Anstiegszeit und Signalhöhe, bestimmt durch einen Polynomfit 6. Grades.

Abbildung 5.7: Korrelation zwischen Anstiegszeit und Signalhöhe beim Doppelschwellenverfahren. Die mittlere Signalamplitude beträgt etwa 175 mV.

Eine drittes Verfahren ist, die Schwellen so einzustellen, daß sie gerade nicht das Eigenrauschen der Photomultiplier erfassen. Wenn die Schwelle sich in den Bereich des Rauschens bewegt, beobachtet man einen sehr steilen Anstieg der Zählrate, der ein klares Kriterium für zu niedrig eingestellte Schwellen ist (Abb. 5.6 c). Die hierzu notwendigen Daten können aus den im vorangegangenen Absatz beschriebenen Meßreihen extrahiert werden, erfordern also keine zusätzliche Meßzeit.

In der Gegenüberstellung von Abbildung 5.6 b und c wird erkennbar, wie durch die Zahl der korrelierten Treffer eine obere Grenze und durch die Zahl aller Treffer in einer Faser eine untere Grenze für eine sinnvolle Schwelleneinstellung definiert wird.

5.4.5 Doppelschwelle

Zwischen der Anstiegszeit eines typischen Photomultipliersignals, definiert über die Zeit in der das Signal von 10% auf 90% der Amplitude ansteigt, und der Amplitude selbst besteht ein eindeutiger Zusammenhang, so daß es vom Prinzip her möglich ist, über die Anstiegszeit eines Signals auf dessen Amplitude zu schließen. Da für die Faserhodoskope im COMPASS-Experiment aus Kostengründen eine ADC-Auslese nicht möglich ist, eine Analoginformation aber zur Überwachung sehr wünschenswert wäre, wurde während der Strahlzeit getestet, inwieweit dies über eine Doppelschwelle möglich ist. Hierzu wurden die Signale eines Detektorkanals aufgeteilt und auf zwei Diskriminatorkanäle mit unterschiedlicher Schwelle verteilt, so daß die Anstiegszeit gemessen und zur gleichzeitig direkt gemessenen Signalhöhe in Relation gesetzt werden konnte (vgl. Abb. 5.7 a).

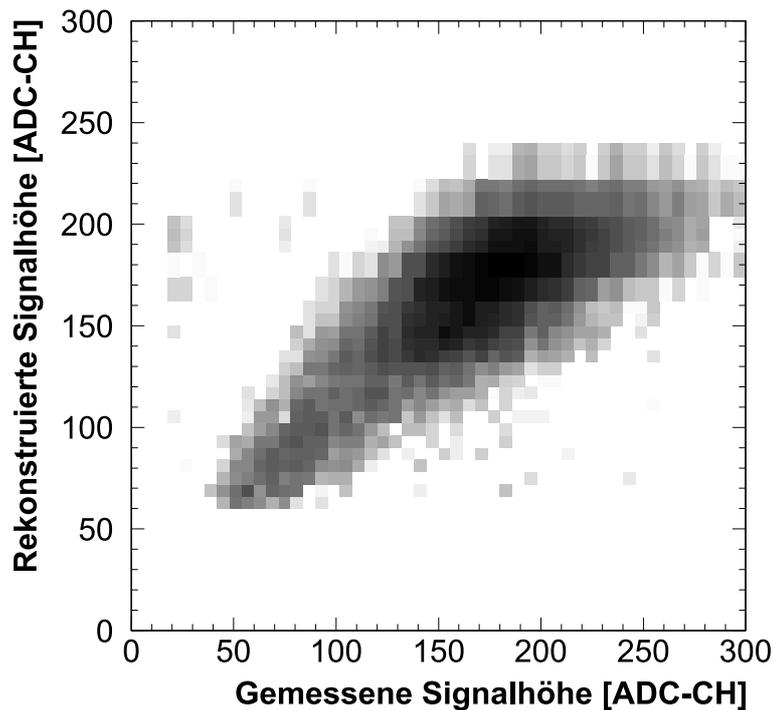


Abbildung 5.8: Amplitudenrekonstruktion durch das Doppelschwellenverfahren. Die mittlere Signalamplitude beträgt etwa 175 mV.

Zur Rekonstruktion der Amplitude wurden die gemittelten Signalthöhen aller Ereignisse mit gleicher Anstiegszeit des Signals bestimmt und gegen die Anstiegszeit aufgetragen. Auf diese Weise entsteht eine Abbildung der Anstiegszeit auf eine Signalthöhe, die als Eichkurve dient und den Zusammenhang bestmöglich beschreibt. Eine so bestimmte Eichkurve ist in Abbildung 5.7 b aufgetragen. Diese Kurve läßt sich phänomenologisch durch ein Polynom höheren Grades beschreiben, und durch einen entsprechenden Fit läßt sich der Zusammenhang zwischen Anstiegszeit und Signalthöhe funktional erfassen. In Abbildung 5.8 sind die Korrelationen für auf diese Weise rekonstruierte mit den direkt gemessenen Signalthöhen dargestellt. Bei einer Signalthöhe von 175 mV war die untere Schwelle auf 25 mV und die hohe Schwelle auf 50 mV eingestellt. Im Mittel lassen sich auf diese Weise die Signalamplituden mit einem Fehler von ca. 15 % rekonstruieren, wobei die Genauigkeit für kleine Signale deutlich besser ist als für hohe, weil die Anstiegszeiten hoher Signale sich kaum unterscheiden und mit der gegebenen Auflösung des TDC nicht meßbar sind. Daher werden hohe Signale systematisch zu niedrig rekonstruiert.

Für die Überwachung des Detektors bietet es sich an, die mittlere Zeitdifferenz zwischen hoher und niedriger Schwelle fortlaufend zu beobachten und zu protokollieren. Durch Variation der Hochspannung an den Photomultipliern wurde in einem Run die Signalthöhe um 48 % vergrößert, was zu einer Verschiebung des Peaks im Zeitdifferenzspektrum von 24 % führte. Aus dieser Messung kann man abschätzen, daß sich eine Veränderung der Signalthöhen von deutlich unter fünf Prozent über einen Zeitraum von Tagen oder Wochen im laufenden Experimentbetrieb zuverlässig diagnostizieren läßt.

Zusätzlich läßt sich mit dem Verfahren der Doppelschwelle die Zeitauflösung steigern (s. nächster Abschnitt).

5.4.6 Zeitauflösung

Zeitspektren einzelner Kanäle wurden gegen den Trigger gemessen, so daß die gemessene Zeitauflösung σ_{gem} eine Faltung der Zeitauflösung dieses Kanals σ_{K} mit der des Triggers σ_{Trig} ist, somit gilt:

$$\sigma_{\text{gem}}^2 = \sigma_{\text{K}}^2 + \sigma_{\text{Trig}}^2 \quad (5.2)$$

Die Zeitauflösung des Triggers wurde für jeden Run einzeln nach Gleichung (5.1) bestimmt.

Um die Zeitauflösung des Gesamtdetektors angeben und die gewonnenen Ergebnisse interpretieren zu können, ist es sinnvoll, zu analysieren, wie einzelne Ereignisklassen Einfluß auf die Zeitauflösung haben. In Tabelle 5.1 ist die Zeitauflösung exemplarisch für verschiedene Ereignisklassen aufgeführt. Die Zeitauflösung wird im wesentlichen durch die vorhandene Lichtmenge bestimmt (vgl. Abschnitt 4.3.1), so daß Unterschiede für Treffer im Zentralbereich einer Faser verglichen mit Treffern im Randbereich zu erwarten sind. Deutlich ist zu erkennen, wie sich im Überlappbereich mit den Nachbarfasern die Zeitauflösung aufgrund der geringeren Signalhöhe verschlechtert. Faßt man allerdings zeitlich korrelierte Treffer in den zwei Nachbarfasern durch Mittelwertbildung zusammen, läßt sich die Zeitauflösung wieder soweit steigern, daß sie mit der von zentralen Treffern vergleichbar ist.

Im Mittel über alle Detektorkanäle liegt die Zeitauflösung zwischen 450 und 500 ps, wenn man korrelierte Treffer im Randbereich einer Faser durch Mittelwertbildung berücksichtigt.

Für alle Signale, die sowohl die Low- als auch die High-Schwelle überschreiten, ist es möglich, softwaremäßig eine Nullpunktsextrapolation in der Datenanalyse durchzuführen, um die Zeitdrift bei der Leading-Edge-Diskriminierung unterschiedlich hoher Signale zu korrigieren (vgl. Abschnitt 4.3.1 und Abb. 5.9). Dies führt im Vergleich zur Diskriminierung der gleichen Signale mit der Low-Schwelle zu einer Verbesserung der Zeitauflösung von ca. 20%. Berücksichtigt man alle Treffer und führt eine Mittelwertbildung im Überlappbereich durch, bleibt eine Verbesserung von 10%.

Ereignisklasse	Zeitauflösung in ps
Trigger: TF1 gegen TF2	522 ± 23
Treffer im Zentralbereich	524 ± 25
Überlappbereich mit G08	720 ± 28
Überlapp mit G08 (Mittelwertbildung)	495 ± 28
Überlappbereich mit G10	647 ± 27
Überlapp mit G10 (Mittelwertbildung)	461 ± 29
Low-High Extrapolation	449 ± 23
Low-Schwelle mit High-Schwelle	566 ± 21
Alle Treffer (Mittelwertbildung)	508 ± 22
Alle Treffer (Mittelwert und Low-High)	452 ± 24

Tabelle 5.1: Zeitauflösung für verschiedene Ereignisklassen am Beispiel dreier überlappender Fasern G08 bis G10 im Zentralbereich des Detektors.

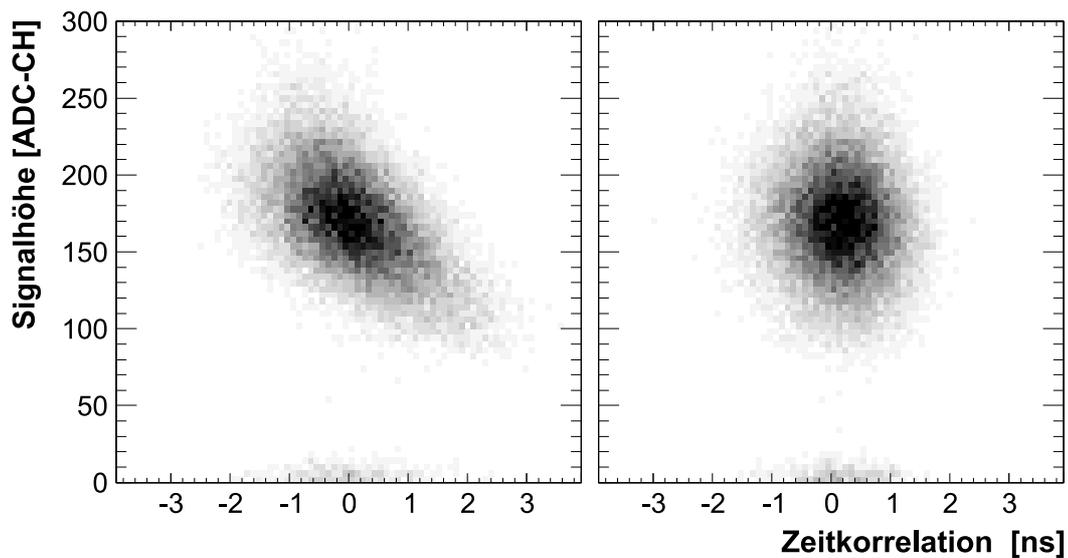


Abbildung 5.9: *Time walk* bei der *Leading Edge*-Diskriminierung unterschiedlich hoher Signale. Der Zeitkorrelationspeak im Zeitspektrum verschiebt sich für niedrige Signale zu späteren Zeiten hin (links). Beim Doppelschwellenverfahren kann diese Drift für Signale, die beide Schwellen überschreiten, kompensiert werden (rechts). Die mittlere Signalamplitude beträgt etwa 175 mV.

5.4.7 Crosstalk

Unter Crosstalk versteht man das Übersprechen von Signalen in benachbarte Detektorkanäle. Es existieren verschiedene Definitionen dafür, welche Arten von Übersprechen man zur Charakterisierung eines Detektors heranzieht. Im folgenden soll unter Crosstalk jedes von der Datenaufnahme registrierte Ereignis verstanden werden, das nicht zu einem Treffer in der entsprechenden Faser des Detektors sondern zu einem Treffer in benachbarten Fasern korreliert ist. Folgende Effekte sind für Crosstalk verantwortlich:

- Übersprechen durch im Detektor erzeugte Sekundärteilchen (Deltaelektronen)
- optisches Übersprechen zwischen Fasern im Detektor oder durch Reflexionen an der Kathodenoberfläche des Photomultipliers
- Übersprechen von Elektronen im Dynodensystem des Photomultipliers
- elektronisches Übersprechen im Diskriminator und den Signalkabeln zur Datenaufnahme

Zur Untersuchung des Crosstalk wurden Treffer in einer Faser in der Mitte eines zentralen Photomultipliers ausgewählt. Alle dazu zeitkorrelierten Treffer in benachbarten Kanälen wurden ausgewertet und sortiert nach Detektorkanälen in ein Histogramm eingetragen (Abb. 5.10).

Die hohe Anzahl von Treffern in direkt benachbarten Kanälen von ca. 25-30% ist zum größten Teil nicht durch Crosstalk, sondern durch den Durchflug eines Teilchens im Überlappbereich zweier Fasern bedingt und enthält somit echte physikalische Information über den Durchflugort des Teilchens. Ein besseres Maß für den Crosstalk ist das Übersprechen in Kanäle mit einem Abstand von vier Kanälen zum Zentralkanal,

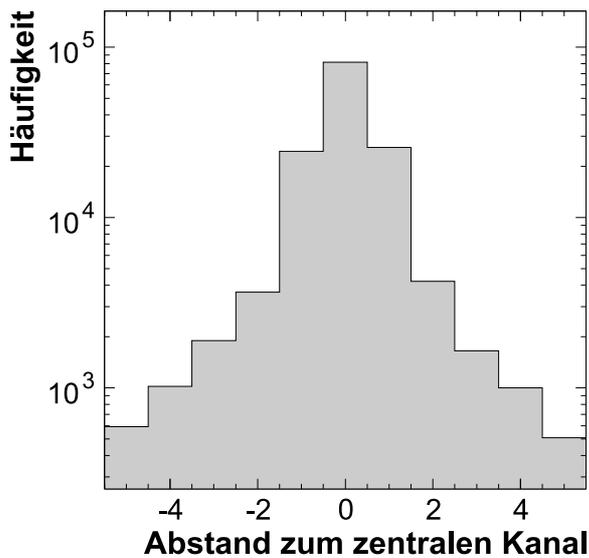


Abbildung 5.10: Crosstalk des Detektorsystems. Anzahl der Treffer in benachbarten Fasern, wenn ein Treffer im zentralen Kanal registriert wurde.

denn diese Kanäle sind zwar auf der Kathodenoberfläche, nicht aber im Detektor, direkt benachbart. Der Crosstalk hier beträgt nur ein bis zwei Prozent und dürfte zum überwiegenden Teil durch Übersprechen auf der Kathodenoberfläche bedingt sein. Korrelierte Treffer über mehr als zwei Fasern hinweg sind durch schräge Teilchendurchflüge oder Sekundärreaktionen im Detektor bedingt und nehmen mit dem Abstand zur zentralen Faser angenähert exponentiell ab.

Die Amplitudenverteilung des Crosstalk ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Die Signalhöhen im direkt benachbarten Kanal sind von Treffern im Überlappbereich dominiert (vgl. Abb. 5.4) und entsprechend groß. Mit einer größeren Entfernung nehmen die Amplituden dagegen deutlich ab, liegen aber zum überwiegenden Teil immer noch über den eingestellten Schwellen. Diese Art von Crosstalk kann hardwaremäßig nicht unterdrückt, sondern nur aus den aufgezeichneten Daten in der Analyse erkannt und eliminiert werden.

5.4.8 Diskriminatortests

Für die Tests standen drei verschiedene Diskriminatoren auf Basis verschiedener Chips und als Referenz ein Standard-Diskriminatoremodul vom Typ LeCroy 623B zur Verfügung:

- **LeCroy 623B** [109]: Dieser Diskriminator enthält in einem NIM-Modul acht Diskriminatorekanäle, deren Schwellen einzeln in einem Bereich von -30 mV bis $-1,0$ V stufenlos eingestellt werden können. Wegen seiner weiten Verbreitung und Zuverlässigkeit wurde dieser Diskriminator für alle vorangegangenen Messungen verwendet und in diesem Test als Referenz benutzt. Für die Faserhodoskope im COMPASS-Experiment ist er sowohl aus Platzgründen als auch wegen der fehlenden Programmierbarkeit der Schwellen nicht geeignet.
- **GSI⁵⁾-Chip3** [110]: Dieser Chip ist intern mit einer Doppelschwelle ausgestattet und definiert über eine Nullpunktsextrapolation der beiden Zeitpunkte den Beginn

⁵⁾Gesellschaft für SchwerIonenforschung, Darmstadt

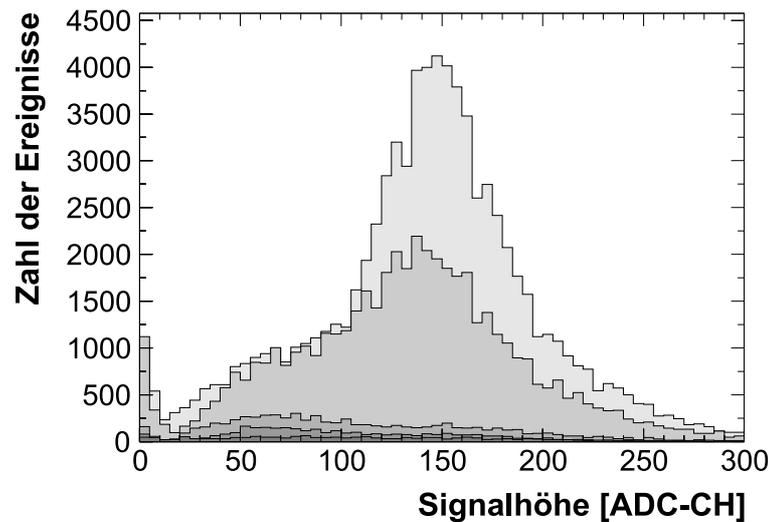


Abbildung 5.11: Amplitudenverteilung des Crosstalk von einer zentralen Faser (hellgrau) in die erste bis vierte Nachbarfaser (dunkelgrau)

des diskriminierten Signals. Das Zeitverhalten kann so bei Signalen mit deutlich unterschiedlicher Höhe verbessert werden. Eine Schwelleneinstellung ist nur für jeweils vier Kanäle auf einem Chip gleichzeitig möglich, setzt also homogene Signalhöhen in benachbarten Kanälen voraus.

- **„Orsay-Chip“:** Ein Constant Fraction-Diskriminator, der von der Elektronikabteilung⁶⁾ des IPN⁷⁾ Orsay entwickelt wurde und für die Triggerhodoskope im COMPASS-Experiment eingesetzt wird [111].
- **PSC⁸⁾-Modul** [112]: Dieses Diskriminatoremodul wurde für die Detektorauslese mit Vielkanalphotomultipliern entwickelt und wird im DIRAC⁹⁾-Experiment am CERN für die Auslese von Faserhodoskopen eingesetzt. Die Peak-Sensing Funktion soll den Crosstalk zwischen benachbarten Fasern und somit die Multiplizität bei Treffern, die einem einzelnen Teilchen zuzuordnen sind, reduzieren. Hierzu werden gleichzeitige Treffer in benachbarten Fasern auf dem Diskriminatoremodul ausgewertet und dem Kanal mit dem höchsten Signal zugeordnet. Diese Funktion läßt sich deaktivieren, dann verhält sich das PSC-Modul wie ein normaler Leading-Edge Diskriminator. Auf einem Modul befinden sich 16 Kanäle, deren Schwellen einzeln über eine serielle Schnittstelle programmiert werden können.

Die Ausgangssignale wurden zuerst am Oszilloskop betrachtet. Hierbei zeigte der GSI-Chip3 ein auffälliges Verhalten in Bezug auf die Länge der Ausgangssignale. Sie hingen von der Länge der Eingangssignale ab, so daß Ausgangssignale von bis zu einigen hundert Nanosekunden zu beobachten waren. Dies schließt einen Einsatz bei hohen Raten, wo der mittlere Abstand zwischen zwei Treffern innerhalb eines Detektorkanals in der gleichen Größenordnung liegt, aus.

⁶⁾<http://ipnweb.in2p3.fr/~sep/index.html>

⁷⁾Institut Physique Nucléaire

⁸⁾Peak-Sensing Circuit

⁹⁾DImeson Relativistic Atom Complex

Zeitauflösung

Nach der gleichen Methode wie in Abschnitt 5.4.6 beschrieben, wurde die Zeitauflösung aller Diskriminatoren bei unterschiedlichen Schwellen bestimmt, wobei die Diskriminatoren jeweils bei gleicher Strahlintensität an den gleichen Detektorkanälen getestet wurden. Die Ergebnisse dieser Tests sind für eine Referenzschwelle von 43 mV in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Hierbei läßt sich im Rahmen der Meßgenauigkeit kein Unterschied zwischen den einzelnen Diskriminatoren feststellen. Es fällt auf, daß weder der Orsay-Chip als Constant-Fraction-Diskriminator noch der GSI-Chip mit seiner Doppelschwellenfunktion eine bessere Zeitauflösung erreichen konnten. Dies könnte dadurch zu erklären sein, daß beide Chips nur auf einer Prototypplatine zur Verfügung standen und zudem die Signale aus dem Detektor in ihrer Amplitude relativ homogen waren, so daß die Vorteile beider Techniken nicht zum Tragen kommen konnten. Außerdem war es für die Datenaufnahme erforderlich, die Signale dieser beiden Diskriminatoren vom Signalstandard LVDS¹⁰⁾ nach NIM zu konvertieren, was möglicherweise zu einer Verschlechterung der Zeitauflösung geführt hat.

Diskriminator	Zeitauflösung in ps
LeCroy 623B	517 ± 49
PSC	488 ± 20
Orsay	537 ± 25
GSI-Chip3	516 ± 24

Tabelle 5.2: Zeitauflösung der getesteten Diskriminatoren bei einer Schwelle von 43 mV

Doppelpulsauflösung

Bei Signalfrequenzen pro Detektorkanal von bis zu 3 MHz liegt der mittlere Abstand zweier Signale bei ca. 330 ns, so daß mit Totzeiteffekten¹¹⁾ zu rechnen ist. Entscheidende Kenngröße in diesem Zusammenhang ist die Doppelpulsauflösung, definiert als der minimale zeitliche Abstand zweier aufeinanderfolgender Signale, die noch getrennt werden können. Die Doppelpulsauflösung der Diskriminatoren wurde nach zwei Methoden bestimmt:

- **Methode 1:** Das Eingangssignal wird über einen linearen Fan aufgeteilt und das zweite Signal wird verzögert mit dem ersten auf den Eingang gegeben. Die Verzögerung wird so eingestellt, daß das zweite Signal gerade am Oszilloskop sichtbar wird. Die über die Verzögerungszeit bestimmte Doppelpulsauflösung gibt den minimalen Abstand regelmäßig aufeinanderfolgender Signale an.
- **Methode 2:** Bei hohen Raten sieht man am Oszilloskop hinter dem Puls, auf den getriggert wird, eine tote Zone, in der kein nachfolgendes Signal akzeptiert wird, und anschließend die ersten Pulse, die wieder aufgelöst werden können. Die Doppelpulsauflösung läßt sich so direkt am Oszilloskop ablesen.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt. Beide Meßmethoden liefern im Rahmen der Meßgenauigkeit gleiche Ergebnisse. Die schlechteste

¹⁰⁾Low-Voltage Differential Signaling

¹¹⁾Unter Totzeit wird im folgenden die Zeitdauer nach einem detektierten Treffer verstanden, in der das Detektorsystem keine weiteren Treffer registrieren kann.

Doppelpulsauflösung hat der GSI-Chip3: sie ist mehr als dreimal so groß wie beim PSC-Modul und ist in der großen, variablen Länge der Ausgangssignale begründet. Die Doppelpulsauflösung der beiden anderen Diskriminatoren ist für einen Einsatz bei den geforderten Raten noch akzeptabel.

Diskriminator	nach Methode 1 in ns	nach Methode 2 in ns
LeCroy 623B	22 ± 2	23 ± 2
PSC	14 ± 2	16 ± 2
Orsay	22 ± 2	25 ± 2
GSI-Chip3	48 ± 5	50 ± 5

Tabelle 5.3: Doppelpulsauflösung der getesteten Diskriminatoren

5.5 Folgerungen

Es wurde gezeigt, daß mit den in den Vorstudien entwickelten Techniken und Verfahren ein Faserhodoskop gebaut werden kann. Eine Serienfertigung bei gleichbleibend hoher Fertigungsqualität ist sowohl von der Herstellung als auch vom Fertigungsaufwand her ohne Schwierigkeiten möglich. Die Prototyptests haben erwiesen, daß das Detektorkonzept geeignet ist, alle Anforderungen des COMPASS-Experiments zu erfüllen.

In der Analyse der Daten konnte gezeigt werden, daß der gewählte Überlapp zwischen benachbarten Fasern richtig gewählt wurde, um eine gleichbleibend hohe Effizienz und Zeitauflösung über die gesamte Detektorfläche zu gewährleisten. Eine Verringerung des Überlapps erscheint daher nicht sinnvoll, auch wenn die Kosten für die Detektoren dadurch gesenkt werden könnten.

Bei den Diskriminatortests zeigte sich, daß der PSC-Diskriminator am besten für die Auslese der Faserhodoskope geeignet ist. Mit der vergleichsweise geringen Doppelpulsauflösung und dem vorhandenen Boarddesign, das eine softwareseitige Schwellenprogrammierung ermöglicht und das genau auf die Auslese von 16-Kanal-Multipliern ausgelegt ist, läßt er sich ohne Modifikationen in das Detektorkonzept integrieren. Auf einen Einsatz des PSC-Algorithmus wird verzichtet, um alle Detektorinformationen für die spätere Datenauswertung zu erhalten. Treffer in benachbarten Kanälen können bei der Analyse genauer untersucht und gegebenenfalls zusammengefaßt werden (Clustering).

Mit dem Doppelschwellenverfahren läßt sich für relativ hohe Signale, die die höhere der beiden Schwellen überschreiten, die absolute Amplitude einzelner Ereignisse mit guter Genauigkeit rekonstruieren. Eine Verschlechterung der Signale durch Alterung des Fasermaterials oder der Photomultiplier wird im Zeitdifferenzspektrum der beiden Schwellen bereits frühzeitig erkannt, so daß ein Einsatz dieses Verfahrens sinnvoll und nützlich erscheint.

Eine Verspiegelung der Fasern durch Aluminiumbedampfung hat keinen erkennbaren Einfluß auf die Lichtausbeute, so daß auf diesen zeitaufwendigen Prozeß für den Bau der Faserhodoskope verzichtet werden kann.

Kapitel 6

Realisierung der Faserhodoskope

Nachdem die Tests am Prototypen gezeigt haben, daß das entwickelte Detektorkonzept geeignet ist, alle Anforderungen von COMPASS zu erfüllen, wurde mit dem Bau der Hodoskope FI05-08 begonnen. In einer ersten Commissioning-Phase im Jahr 2000 wurden FI06-08 in Betrieb genommen und ersten Tests unterworfen. Generelle Einschränkungen bei der Datenaufnahme ließen eine detailliertere Auswertung nicht zu, die erst im Jahr 2001 mit der Inbetriebnahme und vollständigen Auslese aller vier Faserhodoskope möglich wurde. Im folgenden soll der technische Aufbau, die Inbetriebnahme und die Bestimmung der spezifischen Detektoreigenschaften dargestellt werden. Diese Untersuchungen sind grundlegende Voraussetzung für das Verständnis des Detektors und die Integration in die allgemeine COMPASS-Datenauswertung.

6.1 Technische Realisierung

6.1.1 Trägerstruktur

Da zumindest am Einsatzort von FI05-07 in Strahlrichtung maximal 60 mm für den Einbau der Detektoren zur Verfügung stehen, wurde die Trägerstruktur aus Aluminium-U-Profilen mit (60×60) mm² Querschnitt und einer Materialstärke von vier Millimetern aufgebaut. In einen inneren Rahmen wurde eine Rohacellplatte mit einer Materialdicke von 60 mm und einer Dichte von 30 mg/cm³ eingesetzt, die wiederum Ausfräsungen für die Trägerplatte mit den eigentlichen Detektoren hat (Abb. 6.1). Der Rahmen wird auf beiden Seiten mit einer schwarzen Folie lichtdicht abgeschlossen.

Im Rahmen befinden sich jeweils horizontal und vertikal in der Mitte Durchbrüche, in die Abschirmröhren aus vier Millimeter starkem Eisen eingeschraubt werden. Innerhalb dieser Röhren findet die Ankopplung der Lichtleiter an die Photomultiplier statt, die mit einer Federkonstruktion angedrückt werden. Mit sehr kurzen Kabeln von etwa 40 cm Länge werden die Signale der Photomultiplier direkt zu den Diskriminatoren geführt, die in einer angesetzten Box an den inneren Rahmen in Stapeln von je vier Karten montiert sind. Der lichtdichte Abschluß findet erst nach der Diskriminierung der Signale statt, so daß Kabeldurchführungen aus einem lichtdichten Photomultipliergehäuse und damit eine zusätzliche, fehleranfällige Steckverbindung vermieden wird. Die Diskriminatorboxen werden von zusätzlichen U-Profilen umrahmt, an die Kabelbäume und Montagehalterungen montiert werden können.

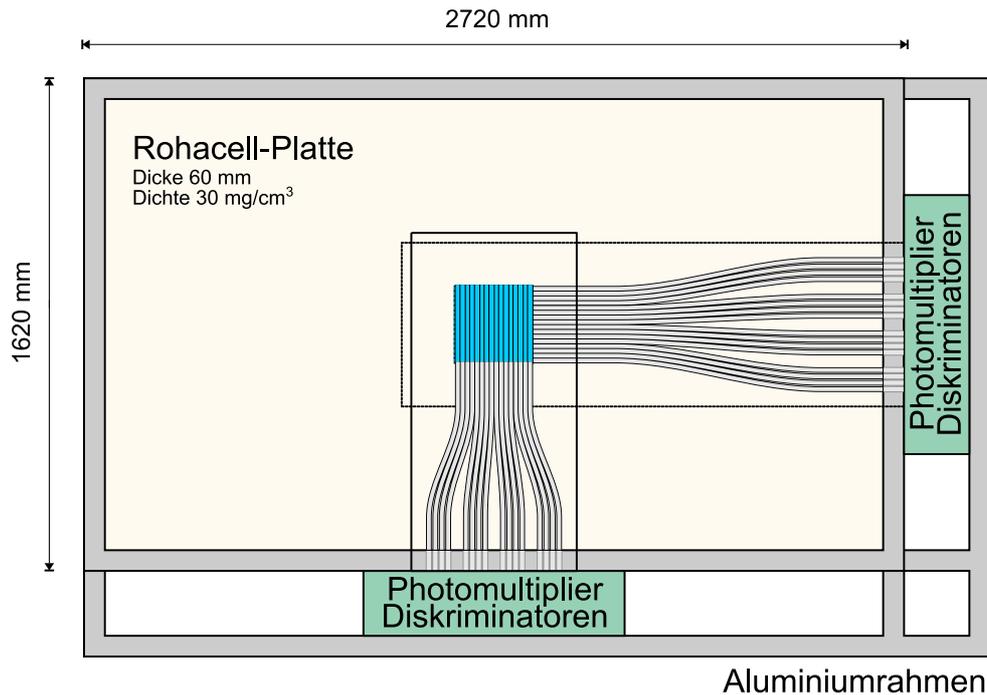


Abbildung 6.1: Technischer Aufbau der Faserhodoskope am Beispiel von FI07.

6.1.2 Kühlung

Um die Temperatur der Chips auf den Diskriminatoren unter der kritischen Grenze von etwa $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ (gemessen auf dem Chipgehäuse) zu halten, müssen die Diskriminatoren jeder Ebene durch einen leistungsstarken Seitenkanalverdichter gekühlt werden. Die Luft wird hierbei durch die Diskriminatorboxen angesaugt, um ein Aufwölben der Folie zu verhindern. Im normalen Betrieb, auch bei hohen Außentemperaturen, wird so eine Temperatur von maximal $55\text{ }^{\circ}\text{C}$ in der Abluft nicht überschritten. Ein Ausfall der Kühlung führt dazu, daß innerhalb weniger Minuten die Temperatur auf über $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ ansteigt, was die Lebensdauer der elektrischen Bauteile drastisch verkürzt. Daher ist die Stromversorgung für die Diskriminatoren jeder einzelnen Ebene mit einer vom DCS unabhängigen Notabschaltung versehen, die beim Überschreiten einer Grenztemperatur auf einem der Chips im hinteren, wärmeren Bereich des Luftstroms die Stromversorgung der betroffenen Ebene abschaltet.

6.2 Integration in das Experiment

6.2.1 Positionierung

Um die Möglichkeiten der Detektoren bestmöglich ausnutzen zu können, muß die Position jedes Detektorkanals deutlich besser als dessen Ortsauflösung bestimmt werden. Dieses *Alignment* findet in zwei Schritten statt. Zunächst wird die Position von Referenzmarken an den Detektoren durch die Geodäten des CERN optisch vermessen, was mit einer Ungenauigkeit von einigen Zehntelmillimetern behaftet ist. An den Faserhodoskopen sind zu diesem Zweck am äußeren Rahmen jeweils vier Präzisionsmeßtargets

aus Messing angebracht, die als Referenzmarken dienen. Die Position einer markierten Faser aus jeder Detektorebene relativ zu diesen Marken wurde vor der Installation vermessen, so daß aus dem gegebenen Faserabstand die absolute Position jedes Detektorkanals im Raum bestimmt werden kann. Diese Werte dienen als Startwerte für den nächsten Schritt, das Software-Alignment [113].

Mit einem Trigger, der alle Detektoren möglichst gut „ausleuchtet“, und bei so niedrigen Raten, daß die Zentralbereiche der Driftkammern und GEMs aktiviert werden können, werden spezielle Alignment-Runs aufgenommen. Bei ausgeschalteten Magneten SM1/2 können alle Teilchenspuren als Geraden betrachtet werden. Bildet man ein Teleskop aus zwei Detektoren kann die Position eines dritten Detektors relativ dazu bestimmt werden, indem man die Differenz von rekonstruierter und tatsächlicher Trefferposition in diesem Detektor minimiert. Für die Faserhodoskope ist mit diesem Verfahren senkrecht zur Strahlachse eine Genauigkeit von deutlich unter 100 μm zu erreichen [113]. In Strahlrichtung ist die Genauigkeit aufgrund des ungünstigen Hebels deutlich geringer, so daß die genaue optische Vermessung hier besonders wichtig ist.

6.2.2 Einbindung in das Detector Control System

Um die Qualität der aufgezeichneten Detektordaten bewerten und Fehler im laufenden Experimentbetrieb erkennen zu können, ist es erforderlich, alle relevanten Detektordaten über das DCS zu dokumentieren und zu überwachen. Hierzu werden in regelmäßigen Abständen bzw. nach erfolgten Änderungen die Parameter Hochspannung an den Photomultipliern, Niederspannung an den Diskriminatoren, Temperatur in den Diskriminatorboxen und eventuelle Fehlermeldungen gespeichert. Die Programmierung der Diskriminatorschwellen und deren Dokumentation erfolgt unabhängig vom DCS.

6.2.3 Zeitmessung mit dem $\mathcal{F}1$ -TDC

Der $\mathcal{F}1$ -Chip wurde für die Anforderungen von modernen Experimenten der Hochenergiephysik entwickelt und ist flexibel in mehreren Betriebsmodi einsetzbar. Der $\mathcal{F}1$ -TDC besitzt einen internen Ringbuffer, der für jeden Kanal im Standard Mode bis zu acht, und im Double Precision Mode bis zu 16 digitalisierte Treffer speichern kann. Überschreitet die Zahl der Treffer die Buffergröße, wird jeweils der am weitesten zurückliegende überschrieben. Die Zeitauflösung beträgt in diesen beiden Modi etwa 60 ps bzw. 120 ps [92].

Die *Trigger Latency* legt fest, wie lange Treffer im Ringbuffer des $\mathcal{F}1$ gespeichert werden sollen. Diese Zeit muß so gewählt werden, daß innerhalb der Zeit, die bis zur Ankunft eines Triggersignals vergeht, keine Daten verworfen werden, die noch von Interesse sein könnten. Sie hängt von der Position eines Detektors im Experiment, Flugzeit der Teilchen und vor allem von der Länge der Kabelwege ab und liegt im Targetbereich typischerweise bei etwa einer Mikrosekunde. Ausgehend von dem durch die Trigger Latency festgelegten Zeitpunkt relativ zum Triggersignal werden nur diejenigen Treffer ausgelesen, die in ein definiertes Triggerfenster fallen. Dieses *Trigger Matching* ist in Abbildung 6.2 graphisch dargestellt. Auf diese Weise kann die Datenrate drastisch reduziert werden, weil alle unkorrelierten Treffer von vornherein nicht ausgelesen werden.

Aufgrund der hohen Raten und der relativ langen Trigger Latency, innerhalb der im Rahmen der Doppelpulsauflösung im Extremfall bis zu 50 Treffer pro Kanal pro

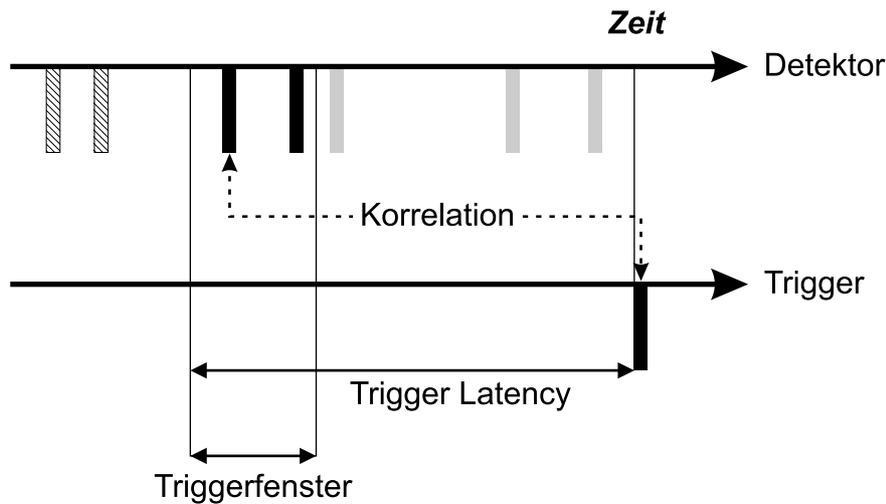


Abbildung 6.2: Trigger Matching mit dem $\mathcal{F}1$ -TDC. Nur die Treffer werden ausgelesen, die in ein vorgegebenes Zeitfenster relativ zum Trigger fallen (schwarz). Zeitlich frühere Treffer werden verworfen (schraffiert), spätere werden nicht ausgelesen (hellgrau).

Trigger möglich wären, ist für die Faserhodoskope der Betrieb im Double Precision Mode zwingend erforderlich, um Effizienzverluste zu verhindern.

Die Zeiten werden mit dem $\mathcal{F}1$ -TDC auf einer absoluten Zeitskala gemessen. Für die Auswertung interessant ist aber immer die Zeit relativ zum zugehörigen Triggersignal, das ebenfalls über einen $\mathcal{F}1$ -TDC digitalisiert wird. Ein typisches Zeitdifferenzspektrum relativ zum Trigger ist in [Abbildung 6.3](#) dargestellt.

Der $\mathcal{F}1$ -TDC hat, abhängig von äußeren Bedingungen wie Temperatur und Betriebsspannung, eine Doppelpulsauflösung von typischerweise 20 ns [92], die mit den 15 ns der verwendeten Diskriminatoren zu vergleichen sind (s. [Abschnitt 5.4.8](#)). Die hieraus resultierende Totzeit für das gesamte Detektorsystem läßt sich bestimmen, indem man die minimale Zeit zwischen zwei Signalen in einem einzelnen Detektorkanal ermittelt (s. [Abb. 6.4](#)). Sie liegt gemittelt über eine Detektorebene mit 144 Kanälen bei $(20,5 \pm 0,3)$ ns. Die Überhöhung direkt nach Ende der Totzeit tritt bei sehr niedrig eingestellten Schwellen auf, wenn das ursprüngliche Signal zu diesem Zeitpunkt noch im Bereich der Schwelle liegt und den Diskriminator erneut auslöst.

6.3 Detektoreigenschaften

6.3.1 Inbetriebnahme

Bevor die Detektoren in die COMPASS-Datenaufnahme integriert wurden, wurden die Analogsignale jedes Detektorkanals am Oszilloskop überprüft. Bei einer Röhrenspannung von 700 V bis 750 V betrug die Signalhöhe typischerweise 150 mV bei einer guten Signalqualität auf allen Kanälen. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Verstärkung der einzelnen Röhrenkanäle beträgt die fertigungsbedingte Schwankung der Signalhöhen durch das Schweißen der Fasern und die Ankopplung an die Photomultiplier etwa $\pm 10\%$.

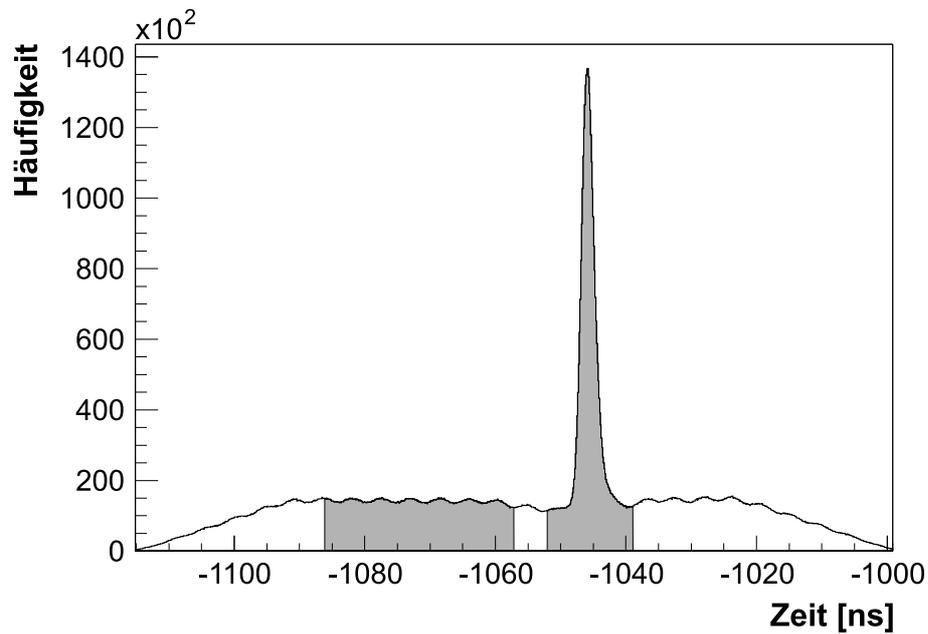


Abbildung 6.3: Typisches Zeitspektrum bei hohen Raten, aufsummiert über alle Kanäle von FI06Y. Deutlich hebt sich der Korrelationspeak im definierten Zeitfenster des $\mathcal{F}1$ -TDC zum Trigger ab (800 Kanäle entsprechen etwa 100 ns). Der unkorrelierte Untergrund ist durch zufällige Koinzidenzen bedingt und weist eine wellige Struktur mit einer Periodizität von 5 ns auf, die der Bunch-Struktur des SPS folgt. Grau unterlegt sind die gewählten Zeitfenster für die Analyse von korrelierten und unkorrelierten Treffern.

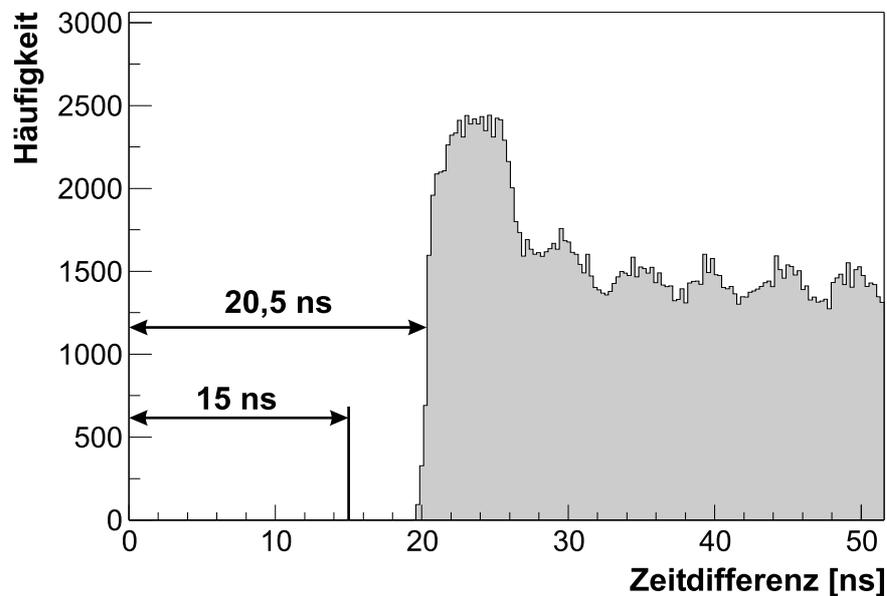


Abbildung 6.4: Totzeit des Detektorsystems. Zeitdifferenz zwischen aufeinanderfolgenden Treffern innerhalb eines Detektorkanals. Die Doppelpulsaufösung des Diskriminators von 15 ns ist deutlich geringer als die des $\mathcal{F}1$ -TDC, der somit die Totzeit bestimmt.

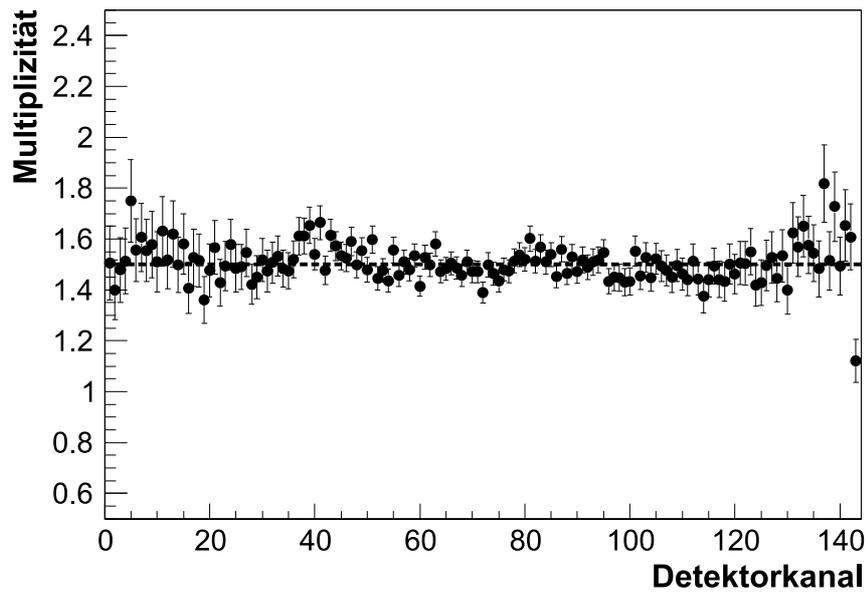


Abbildung 6.5: Kontrolle der eingestellten Schwellen. Nach Anpassung der Schwellen liegt das Verhältnis der Anzahl von zeitkorrelierten Treffern zur Anzahl von nach Clusterbildung zu einem Detektorkanal zugeordneten Treffern bei etwa 1,5 (gestrichelte Linie).

Nach Anpassung der Röhrenspannungen wurden die Diskriminatorschwellen eingestellt. Hierzu wurden Plateaukurven (vgl. Abb. 5.6 c) aus Runs mit unterschiedlichen Schwelleneinstellungen extrahiert und aus dem steilen Abfall zu hohen Schwellen hin die Signalhöhe bestimmt. Die Low-Schwellen wurden anschließend auf 20 % und die High-Schwellen auf 37 % der Amplitude gesetzt [94].

Um die eingestellten Schwellen auf Konsistenz zu überprüfen, wurde eine Methode entwickelt, die bereits mit etwa 150 000 Events einen schnellen Test ermöglicht. Hierzu wird für jeden Kanal das Verhältnis ζ der Anzahl der korrelierten Treffer zur Anzahl der diesem Kanal nach Clusterbildung (s. Abschnitt 6.3.2) zugeordneten Treffer gebildet (Abb. 6.5). Zu hoch eingestellte Schwellen schränken den effektiven Durchmesser einer Faser so weit ein, daß im Extremfall der Überlappbereich mit den Nachbarfasern vollständig ausgeblendet wird und jedes Teilchen nur in einem einzigen Detektorkanal nachgewiesen wird, das Verhältnis ζ sinkt auf eins. Sehr niedrige Schwellen wiederum führen dazu, daß jede Form von Crosstalk registriert wird ($\zeta \geq 2$). Die Analysen zur Effizienz (s. Abschnitt 6.3.5) ergeben, daß ein Wert von $\zeta \approx 1,5$ einer auf Effizienz optimierten Detektoreinstellung entspricht.

6.3.2 Grundlagen der Datenauswertung

Definition eines Zeitfensters

Unterschiedliche Faserlängen, Fertigungstoleranzen von Photomultipliern, Diskriminatoren und Signalkabeln führen dazu, daß gleichzeitige Treffer in verschiedenen Detektorkanälen von der Ausleseelektronik zu leicht unterschiedlichen Zeitpunkten registriert werden. Um bei der Auswertung enge Zeitfenster setzen zu können und bei hohen Raten Korrelationen zwischen mehreren Detektoren herstellen zu können, ist daher eine

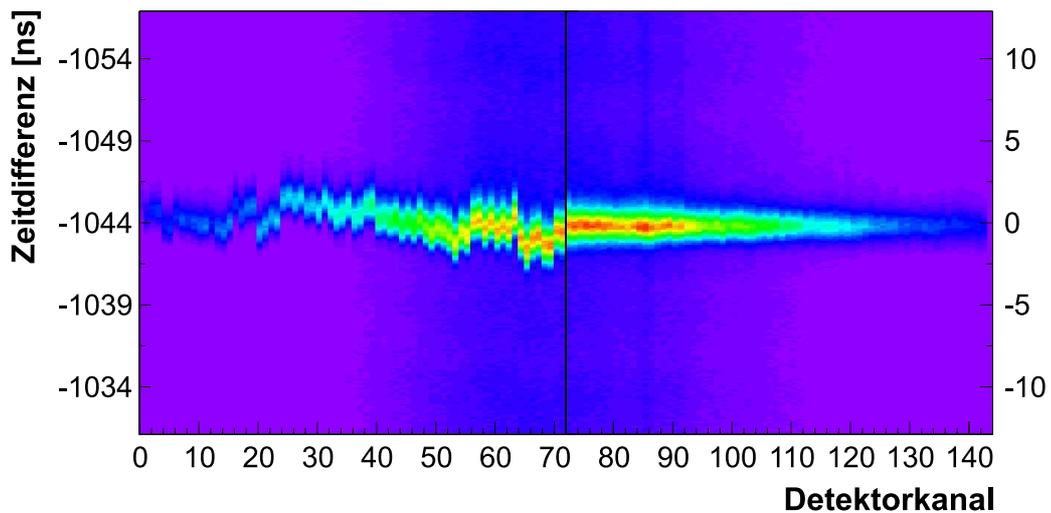


Abbildung 6.6: Laufzeitunterschiede zwischen einzelnen Detektorkanälen (Kanal 1-72) werden durch die Zeitkalibration ausgeglichen (Kanal 73-144). Die nach außen hin abnehmende Zahl von Einträgen ist durch die geringere Strahlintensität im Randbereich des Detektors bedingt.

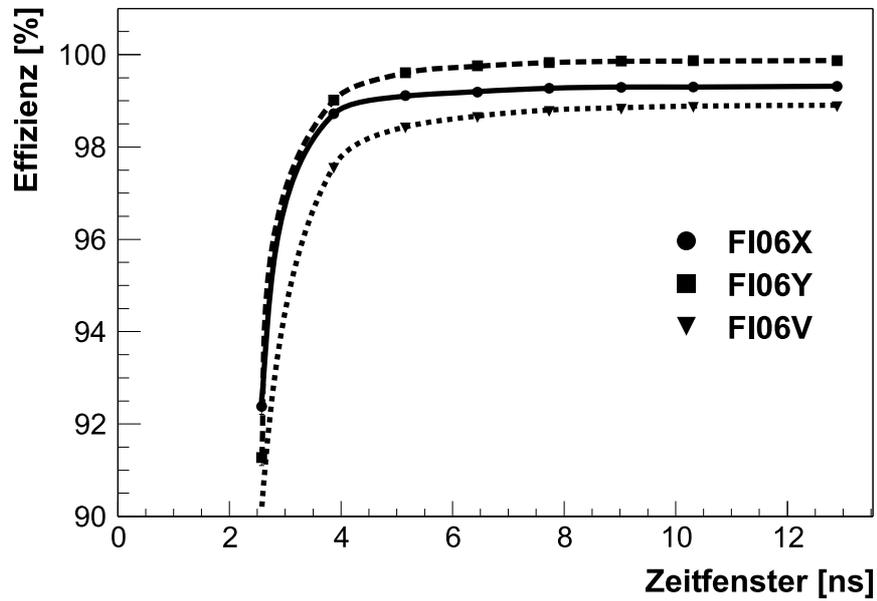
Zeitkalibration nötig. Hierzu wird die Lage des Korrelationspeaks zum Trigger im TDC-Spektrum jedes Detektorkanals durch einen Fit bestimmt. Dabei wird die Form des Spektrums im relevanten Bereich durch eine Gaußfunktion mit einem zusätzlichen, konstanten Untergrund angenähert. Jede Zeitinformation aus den Rohdaten wird für die weitere Analyse entsprechend korrigiert (Abb. 6.6).

In einem nächsten Schritt werden die Daten auf die Treffer reduziert, die zeitlich zum Triggersignal korreliert sind. Hierzu muß ein Zeitfenster um den Korrelationspeak gesetzt werden, für dessen Festlegung ein Kompromiß zwischen Effizienz und Treffermultiplizität gefunden werden muß. Wird das Zeitfenster sehr eng gewählt, werden korrelierte Treffer verworfen und die Effizienz nimmt ab. Bei einem sehr weiten Zeitfenster dagegen steigt – vor allem bei hohen Raten – die Zahl zufälliger Koinzidenzen an und die Zahl der Events, bei denen aufgrund von Mehrdeutigkeiten keine Spurrekonstruktion möglich ist, nimmt zu. Daher wurde für die Definition des Zeitfensters untersucht, wie sich Effizienz und Multiplizität in Abhängigkeit von dessen Breite entwickeln.

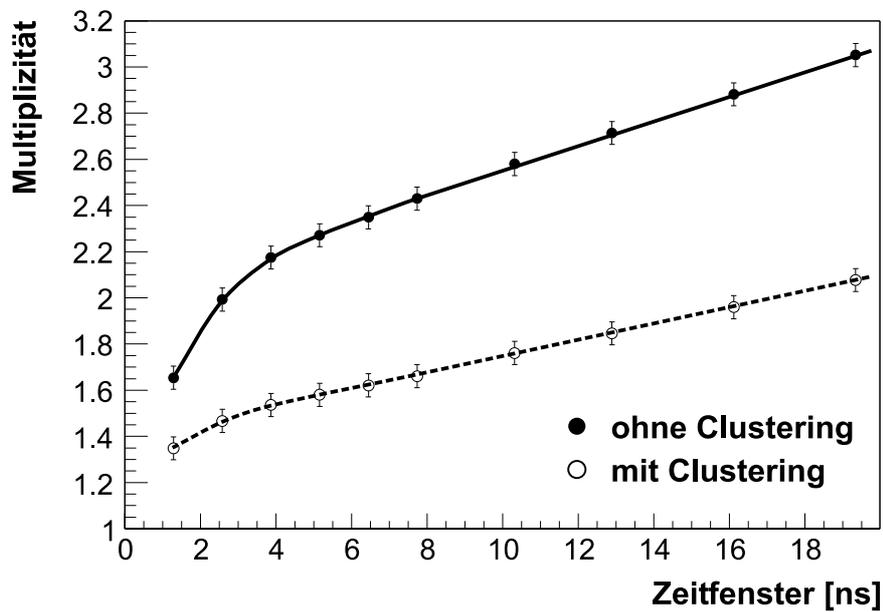
Die Abhängigkeit der Effizienz (zur Bestimmung s. Abschnitt 6.3.5) von der Breite des Zeitfensters ist in Abbildung 6.7 a dargestellt. Bei niedrigen Raten ist die Wahrscheinlichkeit von unkorrelierten Treffern sehr gering, so daß sich die Effizienz bei größeren Zeitfenstern asymptotisch einem konstanten Wert annähert (s. Abb. 6.7). Liegen alle tatsächlich korrelierten Treffer innerhalb des Zeitfensters, ist die Höhe der Multiplizitäten nur noch von der Rate der zufälligen Koinzidenzen und somit linear von der Breite des Zeitfensters abhängig (Abb. 6.7 b).

Aus dieser Analyse ergibt sich eine sinnvolle Größe des Zeitfensters von 60 TDC-Kanälen, was einer absoluten Breite von 7,74 ns entspricht (s. Abb. 6.3). Nach der Clusteranalyse (s. Abschnitt 6.3.2) liegen dann die Multiplizitäten bei etwa 1,7.

Wegen der Totzeit bei der Detektorauslese kann es pro Kanal innerhalb dieses Zeitfensters nicht mehr als einen Treffer geben. Zur Analyse von unkorrelierten Treffern, die



(a) Abhängigkeit der über alle Treffer gemittelten Effizienz von der Breite des gewählten Zeitfensters bei niedriger Rate für die Ebenen FI06XYV.



(b) Abhängigkeit der Multiplizitäten von der Breite des Zeitfensters bei hohen Raten ohne und mit Clustering.

Abbildung 6.7: Festlegung des Zeitfensters.

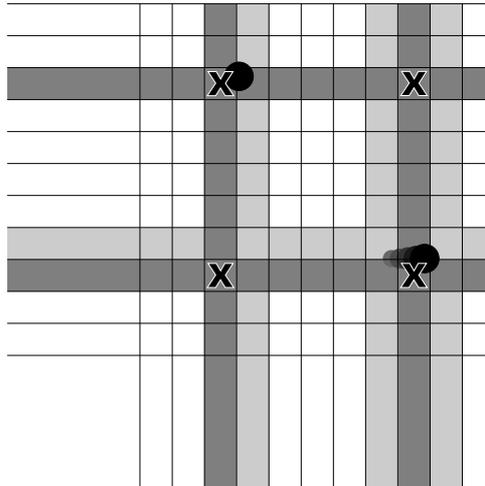


Abbildung 6.8: Zusammenfassung von Mehrfachtreffern durch Clusterbildung. Mehrfachtreffer im Überlappbereich oder bei schrägen Teilchendurchflügen können dazu führen, daß mehr als ein Detektorkanal anspricht. Diese werden zu einem Treffer zusammengefaßt (dunkelgrau) und reduzieren in diesem Beispiel die kombinatorischen Möglichkeiten von fünfzehn auf vier Spurpunkte (Kreuze).

von den Eigenschaften des Triggers entkoppelt sind, wurde ein Zeitfenster von 32,23 ns festgelegt (s. Abb. 6.3).

Clusterbildung

Bedingt durch den räumlichen Überlapp zwischen benachbarten Detektorkanälen und Crosstalk (s. Abschnitt 5.4.7), führt der Durchflug eines Teilchens durch eine Detektorebene in der Regel zu mehr als einem Treffer. Dies ist für die Auswertung problematisch, da sich bei höheren Multiplizitäten die Zahl der kombinatorischen Möglichkeiten für die Spurrekonstruktion drastisch erhöht. Sie ist direkt proportional zur n -ten Potenz der Ereignismultiplizität in einer Detektorebene, wenn n die Zahl der Spurpunkte ist, die für die vollständige und eindeutige Rekonstruktion der Spur erforderlich sind. Daher müssen in einem nächsten Auswertungsschritt alle zeitlich und räumlich korrelierten Treffer zusammengefaßt werden (*Clustering*).

Im folgenden wird jedes zusammenhängende Treffermuster in direkt benachbarten Kanälen als *Cluster* bezeichnet. Nach Identifizierung der Cluster werden in jeder Ebene die Treffer eines Clusters zusammengefaßt und dem Detektorkanal zugeordnet, der dem Schwerpunkt des Clusters am nächsten liegt (Abb. 6.8). Dabei wird die Ortsinformation auf ganzzahlige Kanäle, also den Abstand zwischen zwei benachbarten Fasern, reduziert. Eine Zuordnung zu halbzahligen Werten wäre prinzipiell möglich, führt aber wegen der unterschiedlichen Wahrscheinlichkeit für halb- und ganzzahlige Zuordnung zu einer Substruktur der Ortsinformation, die zu unerwünschten Effekten bei der Spurrekonstruktion führen kann. Die Zeitinformation der Kanäle eines Clusters wird durch Mittelwertbildung zusammengefaßt.

Durch das Clustering können die Multiplizitäten deutlich verringert werden. Definiert man über zwei Ebenen aus FI06 den Durchflug eines einzelnen Teilchens, so

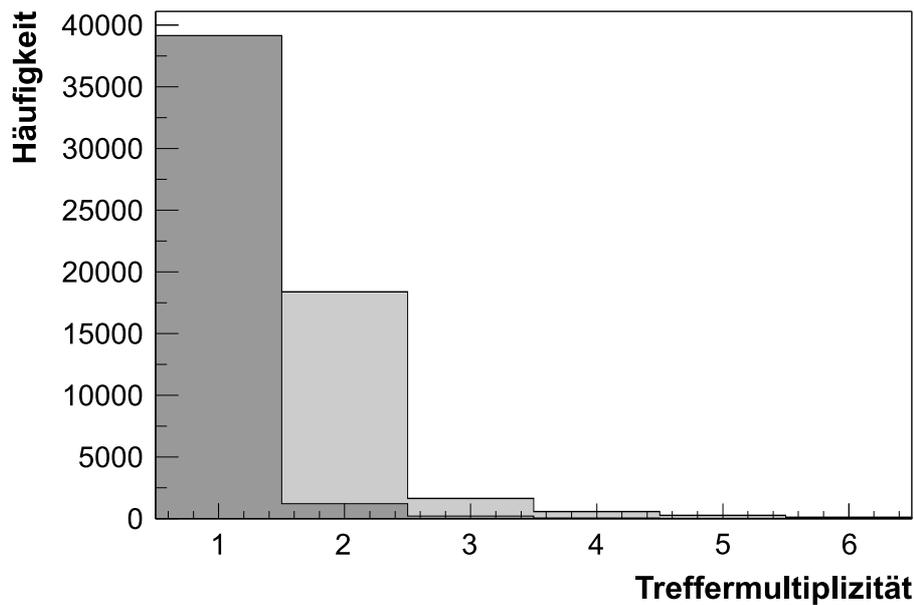


Abbildung 6.9: Verringerung der Multiplizität durch Clusterbildung. Multiplizitäten in FI06Y vor (hellgrau) und nach der Clusteranalyse (dunkelgrau) für den Durchflug eines einzelnen Teilchens.

sprechen vor dem Clustering 1,44 und nach dem Clustering 1,06 Kanäle der dritten Ebene an (Abb. 6.9). Bedingt durch Crosstalk bleiben die Multiplizitäten auch nach dem Clustering geringfügig größer als Eins. Die mittlere Clustergröße in FI06Y liegt bei niedrigen Raten bei etwa 1,39 und ist im wesentlichen durch den Überlapp benachbarter Detektorkanäle bedingt. Bei hohen Raten erhöht sich die Clustergröße durch zufällige Koinzidenzen zweier Teilchen in unmittelbar benachbarten Kanälen und liegt bei 1,46.

Auswahl der Daten

Da eine deutliche Abhängigkeit der Detektoreigenschaften von der Rate zu erwarten ist, wurden entsprechende Runs der Strahlzeit 2001 ausgewählt. Run 12373 wurde bei einer Strahlrate von $7,1 \cdot 10^6 \mu^+/\text{spill}$ und mit einem Beamtrigger¹⁾ aufgenommen und enthält etwa 270 000 Events. Die Runs 12395ff wurden direkt im Anschluß daran bei einer Rate von $1,8 \cdot 10^8 \mu^+/\text{spill}$ unter der Triggerbedingung IT+MT+LT²⁾ aufgezeichnet. Hieraus konnten insgesamt $1,7 \cdot 10^6$ Events extrahiert werden.

6.3.3 Multiplizitäten

Die hohe Strahlintensität führt dazu, daß in einem Event in der Regel mehr als ein Treffer pro Detektorebene registriert wird. Die mittleren Multiplizitäten unter verschiedenen Bedingungen sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Durch Setzen eines engen Zeitfensters und Clusterbildung lassen sich die Multiplizitäten so weit reduzieren, daß eine

¹⁾Realisiert durch Verfahren des letzten Triggerhodoskops auf die Strahlachse (bei eingeschalteten Magneten).

²⁾Physikalischer Trigger während der Strahlzeit 2001 (Inner Trigger, Middle Trigger und Ladder Trigger).

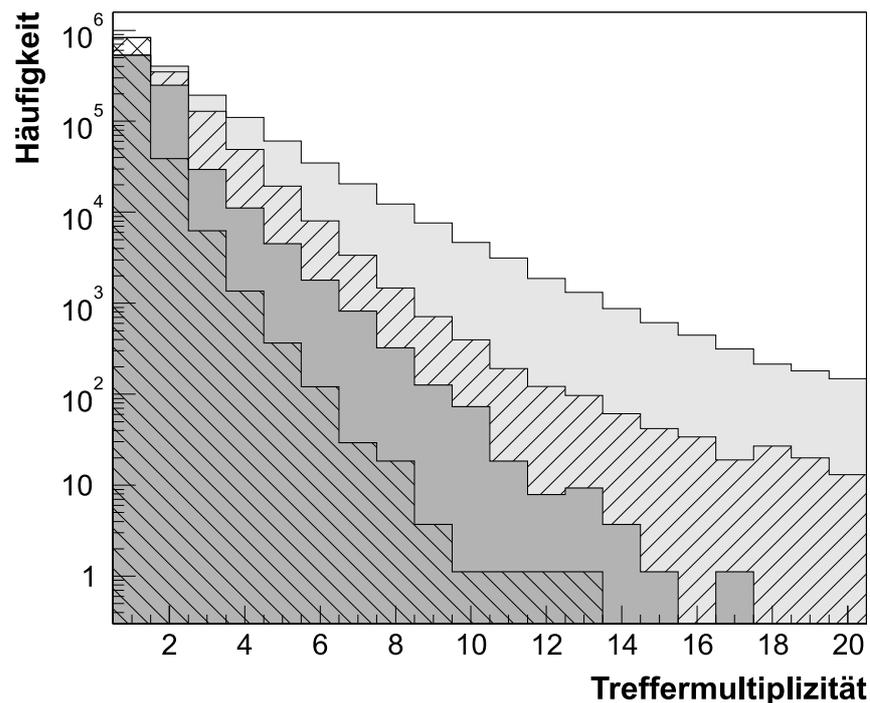


Abbildung 6.10: Multiplizitäten im Zeitfenster von 7,8 ns bei hohen und niedrigen Raten (hellgrau und dunkelgrau unterlegt). Grau schraffiert dargestellt sind die Multiplizitäten nach Anwendung der Clusterroutine.

Spurrekonstruktion mit nur geringem kombinatorischen Untergrund möglich ist. Die Häufigkeitsverteilung der Multiplizitäten ergibt sich aus [Abbildung 6.10](#).

	Strahlintensität	
	niedrig	hoch
Rohdaten	1,796	8,225
Zeitfenster	1,517	2,430
Clustering	1,090	1,661

Tabelle 6.1: Multiplizitäten innerhalb der Ebene FI06Y bei hohen und niedrigen Raten, ohne Berücksichtigung von Events mit null Treffern.

6.3.4 Ratenbelastung

Die tatsächliche Ratenbelastung der Detektoren läßt sich nicht berechnen, da die Höhe der eingestellten Schwellen relativ zur Signalhöhe und somit die effektive Breite des Überlappbereichs nicht bekannt ist. Weiterhin wird die Rate durch Crosstalk und schräge Teilchendurchflüge zusätzlich erhöht. Für die Abschätzung von Totzeiteffekten bei der Effizienzbestimmung (s. [6.3.5](#)) ist allerdings eine möglichst exakte Kenntnis der Raten in jedem einzelnen Detektorkanal erforderlich. Betrachtet man für jeden Kanal die absolute Zahl der unkorrelierten Treffer N_{unkor} , kann die Rate \dot{N} aus der Breite des Zeitfensters

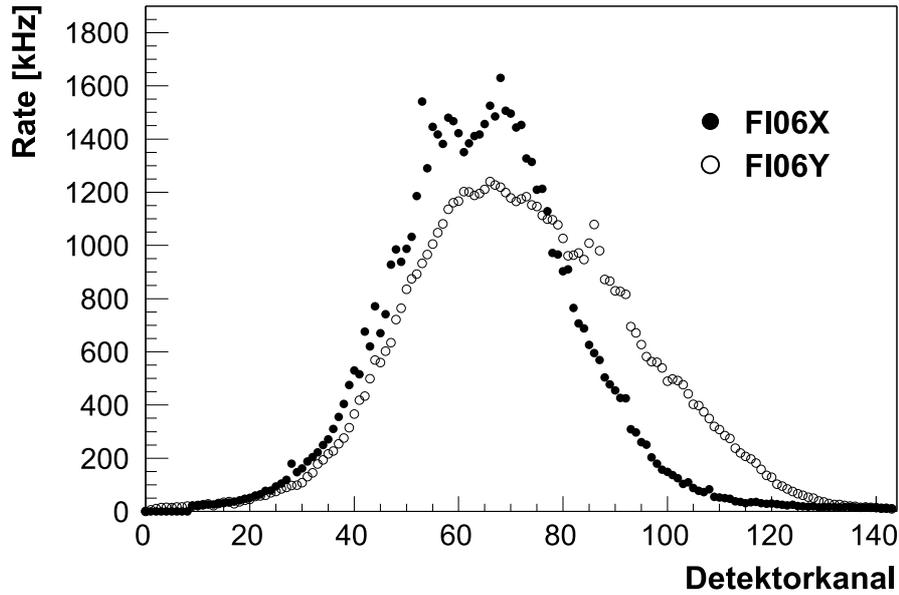


Abbildung 6.11: Ratenbelastung der Detektorebenen FI06XY. Abweichungen von einem glatten Profil sind durch zu niedrig eingestellte Schwellen bedingt.

Δt_{unkor} (vgl. Abb. 6.7) und der Zahl der Trigger N_{Trigger} nach

$$\dot{N} = \frac{N_{\text{unkor}}}{N_{\text{Trigger}} \cdot \Delta t_{\text{unkor}}} \quad (6.1)$$

berechnet werden. In Abbildung 6.11 ist ein nach dieser Methode bestimmtes Strahlprofil dargestellt. Die höchsten Raten von bis zu 2 MHz treten in den x-Ebenen der Detektoren FI05 und FI06 auf. Entsprechend dem Detektorkonzept wird die stärkere Fokussierung des Strahls an der Position von FI05 durch den kleineren Faserdurchmesser kompensiert. In den y-Ebenen sind die Raten aufgrund der größeren Strahldivergenz in dieser Richtung um etwa 30 % geringer.

6.3.5 Effizienz

Zur Bestimmung der Effizienz einer Detektorebene ist es erforderlich, über einen Referenzdetektor Treffer zu selektieren, die aufgrund der Geometrie und zeitlicher Korrelation auch die zu untersuchende Ebene durchflogen haben müssen. Jedes Teilchen, das dort nicht nachgewiesen wird, trägt zur Ineffizienz dieser Ebene bei. Bei hohen Raten führen Mehrfachtreffer und zufällige Koinzidenzen zu Mehrdeutigkeiten, die die Effizienzbetrachtung erschweren und die Ergebnisse verfälschen können. Diese Effekte lassen sich durch sorgfältige Auswahl der Referenzdetektoren und -ereignisse weitgehend unterdrücken.

Definition der Referenzereignisse

Die Faserhodoskope sind bei COMPASS die einzigen Detektoren im Spektrometerbereich, die im und in unmittelbarer Nähe des Strahls betrieben werden können, so daß sich Effizienzen nur durch Vergleich mehrerer Ebenen der Faserhodoskope untereinander bestimmen lassen. Ohne eine vollständige Rekonstruktion eines Ereignisses mit Tracking

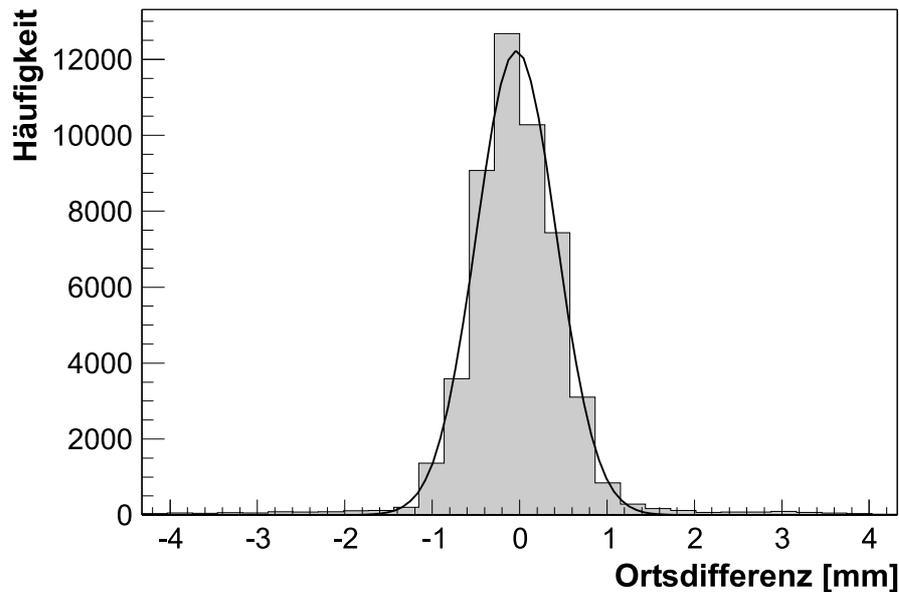


Abbildung 6.12: Abweichung der berechneten von der tatsächlichen Trefferposition in der Ebene FI06V bei einem nachgewiesenen Teilchen in den Referenzebenen FI06XY.

durch die Magnetfelder von SM1 und SM2 läßt sich nicht mit der erforderlichen Sicherheit beurteilen, ob ein Teilchen, das in einem Faserhodoskop registriert wurde, auch das darauffolgende durchflogen hat und somit hätte nachgewiesen werden müssen. Die Spur-rekonstruktion ist wiederum selbst mit Ineffizienzen behaftet, so daß diese Möglichkeit für die Effizienzbestimmung ausscheidet. Einen Sonderfall bildet Detektor FI06, der im Gegensatz zu allen anderen Faserhodoskopen im Spektrometerbereich aus drei direkt hintereinander angeordneten Ebenen XYV besteht. Jeder Treffer in zwei Ebenen muß daher innerhalb des gemeinsamen Überlappbereichs (vgl. Abb. 6.13) auch in der dritten Ebene nachgewiesen werden. Aufgrund des identischen Faserabstands sind Treffer in Kanal CH6Y, CH6X und CH6V der drei Ebenen genau dann räumlich korreliert, wenn sie der Bedingung

$$\text{CH6Y} - \text{CH6X} - \sqrt{2} \cdot (k - \text{CH6V}) = 0 \quad (6.2)$$

genügen. Der Parameter k ergibt sich aus der relativen Positionierung der Ebene FI06V zu den beiden anderen Ebenen und läßt sich bestimmen, indem man den Abstand zwischen der berechneten und der tatsächlichen Trefferposition in der Auswertung minimiert (s. Abb. 6.12). Der Kreuzungspunkt zweier Einzelfasern aus zwei Ebenen hat einen geometrischen Überlapp mit bis zu vier Fasern der dritten Ebene. Da außerdem in Strahlrichtung zwischen den Ebenen FI06XY und V ein Abstand von etwa 30 mm besteht, ergibt sich, bedingt durch die Strahldivergenz, keine punktgenaue Abbildung. Zusammen mit der endlichen Ortsauflösung der Detektoren führt dies dazu, daß eine räumliche Korrelation bereits für die Bedingung

$$\left| \text{CH6Y} - \text{CH6X} - \sqrt{2} \cdot (k - \text{CH6V}) \right| \leq 2,5 \quad (6.3)$$

angenommen werden muß.

Um Treffer eindeutig identifizieren zu können und das Problem von Mehrdeutigkeiten (vgl. Abb. 4.5) zu vermeiden, wurden für die Effizienzbetrachtung nur Ereignisse

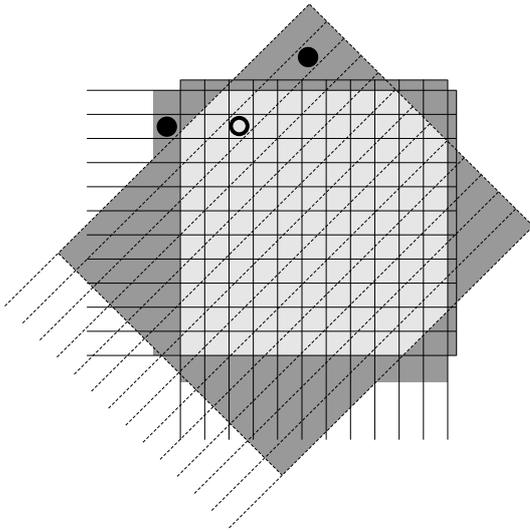


Abbildung 6.13: Sensitiver Bereich der Effizienzbestimmung. Die Effizienzbetrachtung beschränkt sich auf den gemeinsamen Überdeckungsbereich von FI06XYV (hellgrau). Zufällige Koinzidenzen (ausgefüllte Kreise) im sensitiven Bereich außerhalb dieser Fläche (dunkelgrau) täuschen einen Einzeltreffer im Überlappbereich vor (offener Kreis).

ausgewählt, bei denen es nach Clusterbildung innerhalb des Zeitfensters jeweils *genau einen* Treffer in den beiden Referenzebenen gab. Zusätzlich wurde eine strenge Zeitkorrelation mit einem Zeitfenster von 2,60 ns für die beiden Treffer in den Referenzebenen gefordert.

Aufgrund der unvollständigen Überdeckung der drei Ebenen beschränkt sich die Effizienzbetrachtung auf eine unregelmäßig geformte Überdeckungsfläche im zentralen Bereich des Detektors (Abb. 6.13). Zufällige Koinzidenzen von zwei unabhängigen Treffern außerhalb dieses Bereiches sind vom Durchflug *eines* Teilchens am Kreuzungspunkt der beiden getroffenen Fasern nicht zu unterscheiden und täuschen eine Ineffizienz an der entsprechenden Stelle der zu untersuchenden dritten Ebene vor. Dieser Effekt läßt sich vollständig unterdrücken, wenn man FI05 und FI07 bei der Definition der Referenztreffer berücksichtigt. Bei genau einem Treffer in allen vier Ebenen dieser beiden Detektoren kann eine räumliche Korrelation mit Treffern in FI06 hergestellt werden. Ohne Magnetfeld ist diese Teilchenspur eine Gerade, deren Schnittpunkt mit FI06 aus der geometrischen Anordnung der Detektoren berechnet werden kann. Die Differenz von berechnetem und tatsächlichem Raumpunkt in der x- und y-Ebene ist in Abbildung 6.14 dargestellt. Aufgrund des Magnetfelds von SM2 ist in der dispersiven x-Ebene des Spektrometers die Korrelation weniger deutlich als in der y-Ebene, weil die Ablenkung im Magnetfeld vom Impuls des Teilchens abhängt. Trotzdem können mit den in Abbildung 6.14 angedeuteten Schnitten zufällige Koinzidenzen fast vollständig eliminiert werden.

Zusammengefaßt werden die Referenzereignisse nach folgenden Kriterien ausgewählt:

- Jeweils *genau ein* Treffer in FI05XY, FI07XY und in den beiden Referenzebenen von FI06 nach Clusterbildung (Zeitfenster 7,78 ns).
- Strenge Zeitkorrelation der beiden Referenztreffer in FI06 (Zeitfenster 2,60 ns).
- Trackkorrelation der Referenzebenen nach Abbildung 6.14.
- Rekonstruierter Trefferort liegt räumlich auf der dritten Ebene, wobei ein Randbereich von fünf Fasern ausgeblendet wird.

Ein Treffer in der dritten Ebene wird akzeptiert, wenn er zeitlich (Zeitfenster 7,78 ns)

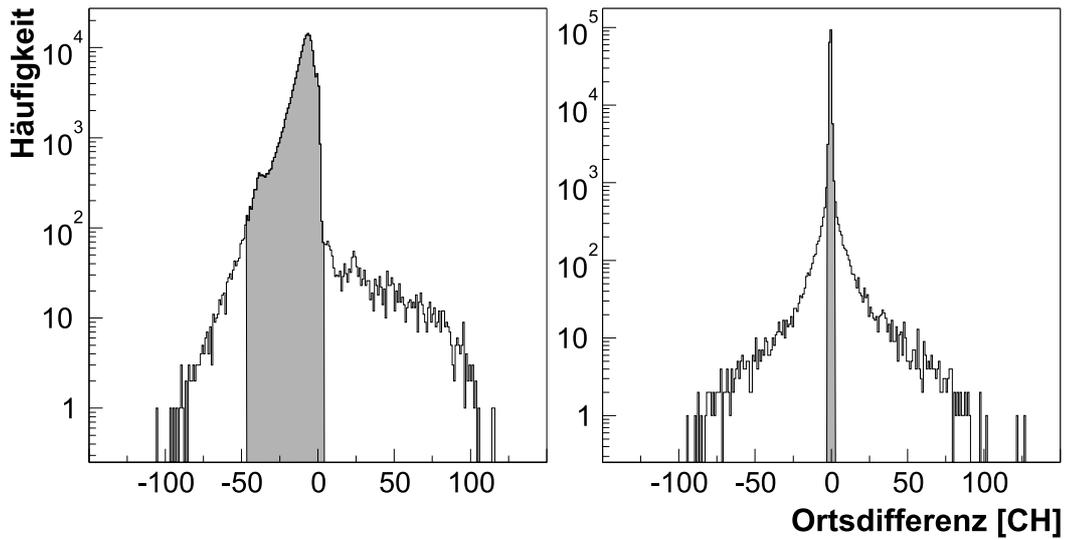


Abbildung 6.14: Räumliche Korrelation von Treffern in FI05/07 mit den Referenztreffern in FI06X (links) und FI06Y (rechts). Dargestellt ist die Differenz von durch Geraden approximierten Spurpunkten mit den tatsächlichen detektierten Treffern in FI06. Die Ablenkung im Magnetfeld von SM2 führt dazu, daß die Korrelationen in der x-Ebene weniger ausgeprägt sind.

zu den Referenzereignissen korreliert ist und räumlich maximal einen Abstand von 2,5 Kanälen zum rekonstruierten Trefferort hat. Alle anderen Treffer werden verworfen und als Ineffizienz des Detektors gewertet.

Die Forderung, daß in allen Ebenen von FI05-07 nur je ein Treffer registriert wurde, führt dazu, daß Zeiträume innerhalb eines Runs mit verringerter Strahlintensität systematisch bevorzugt werden. Die Rate in einem Zeitraum von 20 ns vor den Referenzereignissen ist für Totzeiteinflüsse bei der Effizienzbetrachtung ausschlaggebend. Verglichen mit Abschnitt 6.3.4 ist die Rate dabei um einen Faktor 1,6 geringer, was bei der Interpretation berücksichtigt werden muß.

Ergebnisse

Die integrale Effizienz des Detektors über die gesamte Detektorfläche ist für die Interpretation der Ergebnisse wenig aussagekräftig, da einerseits abhängig von den Strahleigenschaften Rateneffekte zu erwarten sind, andererseits bedingt durch den Trigger bestimmte Detektorbereiche bevorzugt werden. Daher wurde, soweit die Statistik ausreichte, die Effizienz ε für jeden Kanal einzeln bestimmt. Alle Treffer bzw. Ineffizienzen wurden dem Kanal zugeordnet, der nach Gleichung (6.3) bestimmt wurde. Hieraus ergibt sich ein Fehler in der räumlichen Zuordnung von etwa ± 1 Detektorkanal. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Detektor bei N Referenzereignissen genau n -mal anspricht, ist durch die Binomialverteilung gegeben, entsprechend berechnet sich der Fehler als $\delta\varepsilon = \sqrt{n \cdot \varepsilon \cdot (1 - \varepsilon)}$ [114]. Für kleine n führt diese Abschätzung des Fehlers zu falschen Fehlerintervallen, nach [115] kann der obere bzw. untere Fehler zu

$$\delta\varepsilon_{\min}^{\max} = \frac{\frac{1}{2}g^2 \pm g\sqrt{\varepsilon(1-\varepsilon)N + \frac{1}{4}g^2}}{N + g^2} \quad (6.4)$$

abgeschätzt werden. Für ein Vertrauensintervall von 68,3 % ist $g = 1$ (vgl. [115], Tabelle 3).

Die orts aufgelösten Effizienzen für die drei Ebenen von FI06 sind in Abbildung 6.15 dargestellt, wobei jeweils zwei benachbarte Kanäle zu einem Datenpunkt zusammengefaßt wurden. Hierbei ist ein deutlicher Unterschied zwischen niedrigen und hohen Raten zu erkennen, der durch Totzeiteffekte erklärt werden kann. Unter der Annahme, daß die Totzeit proportional zur Rate \dot{N} ist, läßt sich die Effizienz des Detektors bei hoher Rate ε_{hR} aus der Effizienz bei niedriger Rate ε_{nR} nach

$$\varepsilon_{\text{hR}} = \varepsilon_{\text{nR}} - c \cdot \dot{N} \quad (6.5)$$

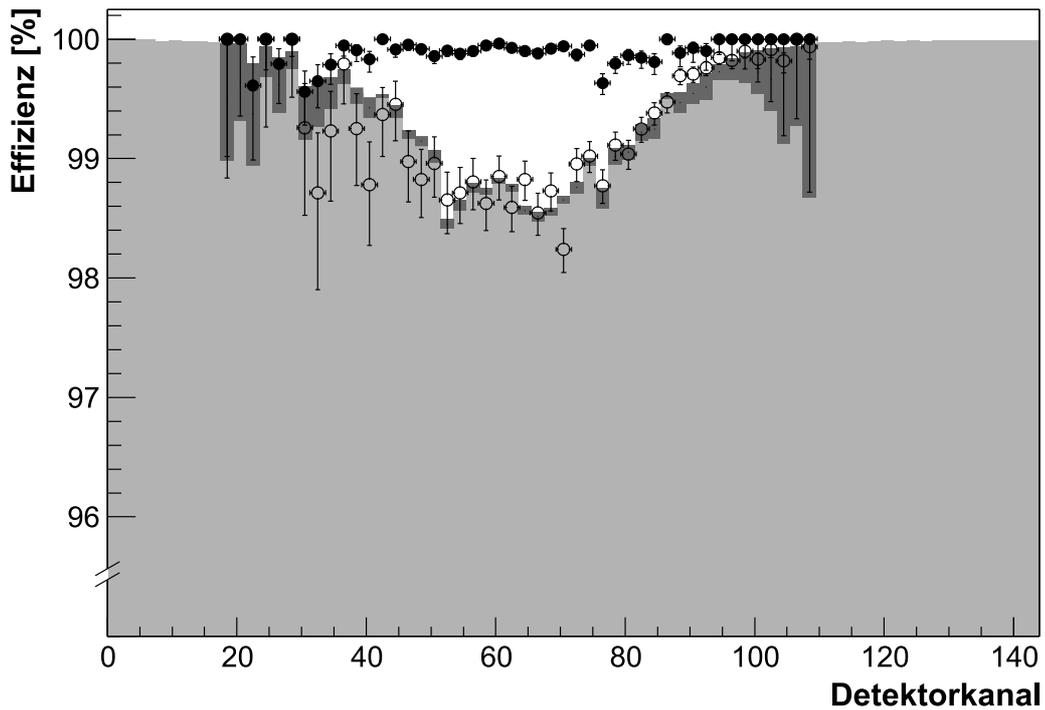
berechnen. Der Faktor c läßt sich nicht direkt berechnen, da Mehrfachtreffer im Überlappbereich, dessen effektive Breite schwellenabhängig ist, die Totzeiteffekte reduzieren. In Abbildung 6.15 ist zusätzlich zur gemessenen die aus der Rate berechnete Effizienz dargestellt, wobei der Parameter c an die Meßdaten angepaßt wurde. Die deutlich reduzierte Effizienz im Bereich von Kanal 100 von FI06V und in den Kanälen 30-40 von FI06Y lassen sich auf zu hoch eingestellte Schwellen zurückführen und sind nicht durch Qualitätsschwankungen bei der Detektorfertigung bedingt.

Hieraus läßt sich eine effektive Totzeit für den Nachweis eines Teilchens bestimmen, die bei etwa $(10,3 \pm 1,1)$ ns liegt (s. Tabelle 6.2). Typischerweise werden 30 % aller Teilchen auch in einem zweiten Detektorkanal nachgewiesen und zusätzliche fünf Prozent in mehr als zwei Kanälen. Hieraus läßt sich abschätzen, daß sich die Totzeit durch Mehrfachtreffer effektiv um knapp 30 % reduziert. Berücksichtigt man zusätzlich, daß die Rate von wirklichen Teilchendurchflügen in einem Detektorkanal verglichen mit der Signalrate um einen Faktor 1,4 geringer ist, erwartet man eine effektive Totzeit von 10,5 ns, was gut mit dem Ergebnis der Auswertung übereinstimmt. Somit lassen sich die beobachteten Effizienzeinbußen bei hohen Raten vollständig durch Totzeiteinflüsse erklären; die Doppelpulsauflösung des $\mathcal{F}1$ -TDC ist für die Effizienz der Faserhodoskope der limitierende Faktor.

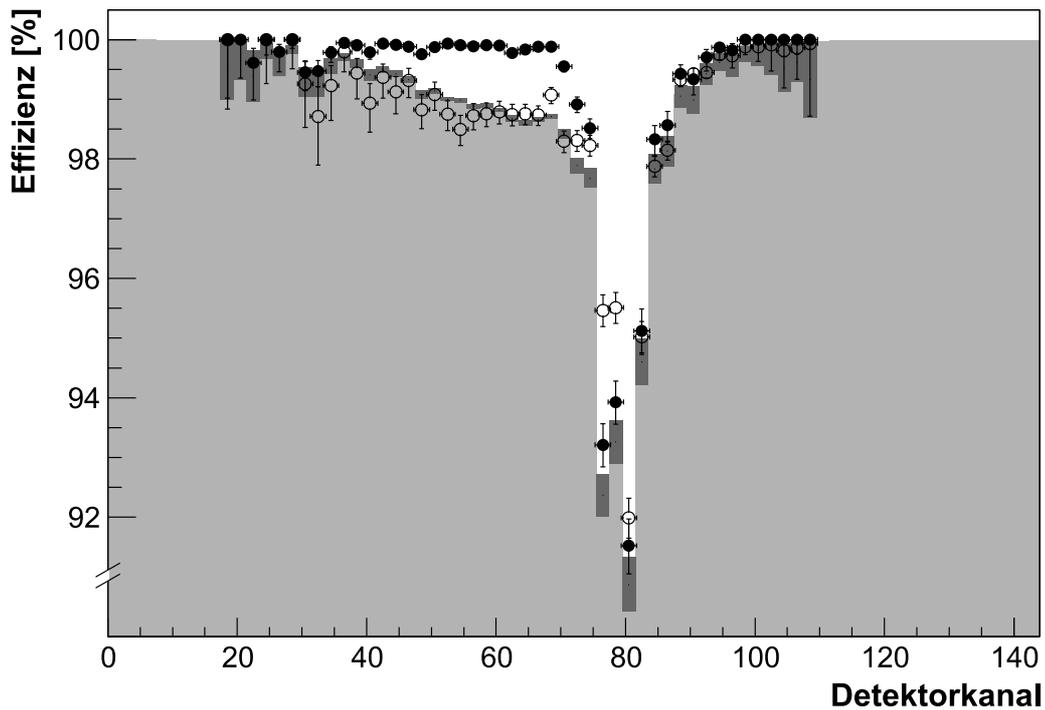
Detektorebene	Effektive Totzeit in ns
FI06X	11,2
FI06X high	9,6
FI06Y	9,3
FI06V	11,4

Tabelle 6.2: Effektive Totzeit von FI06, bestimmt durch Anpassung des Faktors c (vgl. Gleichung (6.5)) an die Meßdaten.

Die Auswertung ergibt Effizienzeinbußen von bis zu einem Prozent im Zentrum des Strahls. Allerdings lag die Strahlintensität bei den analysierten Runs nur bei etwa 80 % der Nominalintensität und die Auswahl der Ereignisse reduziert die Intensität um weitere 40 %. Somit sind unter normalen Betriebsbedingungen totzeitinduzierte Ineffizienzen von bis zu zwei Prozent im Zentralbereich von FI05 und FI06 zu erwarten. Durch die Strahldivergenz sind die Raten und somit die Verluste in FI07 bei gleichem Faserdurchmesser geringer. Außerdem sind die physikalisch interessanten, gestreuten Myonen hier teilweise bereits räumlich vom Primärstrahl getrennt, so daß die Effizienzverluste noch



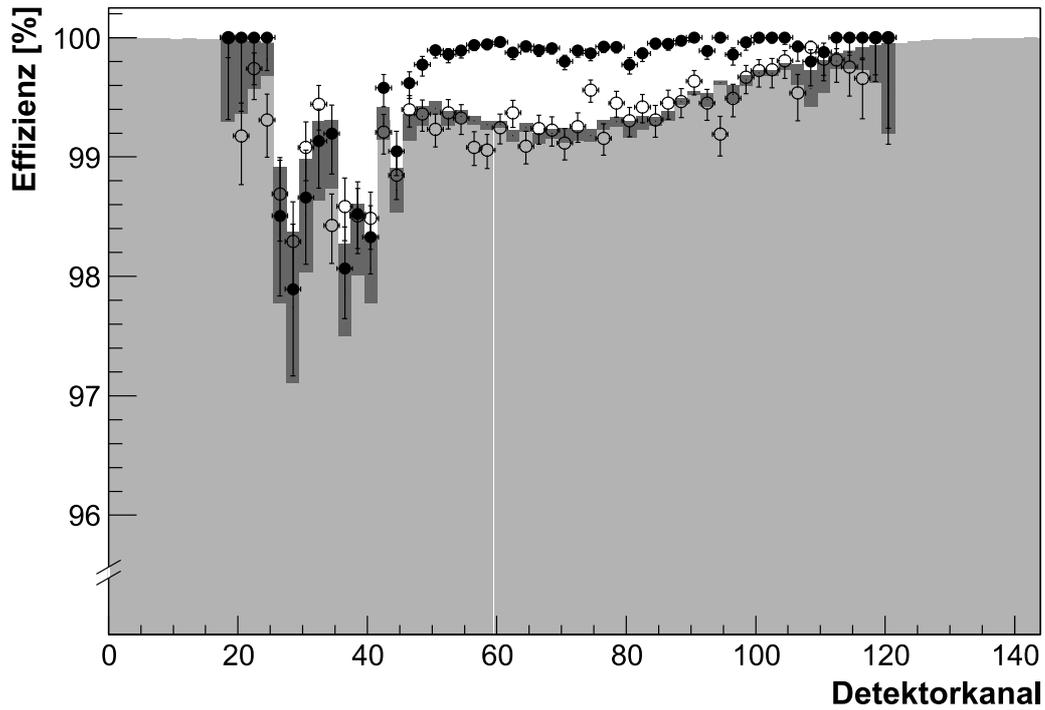
(a) Detektorebene FI06X.



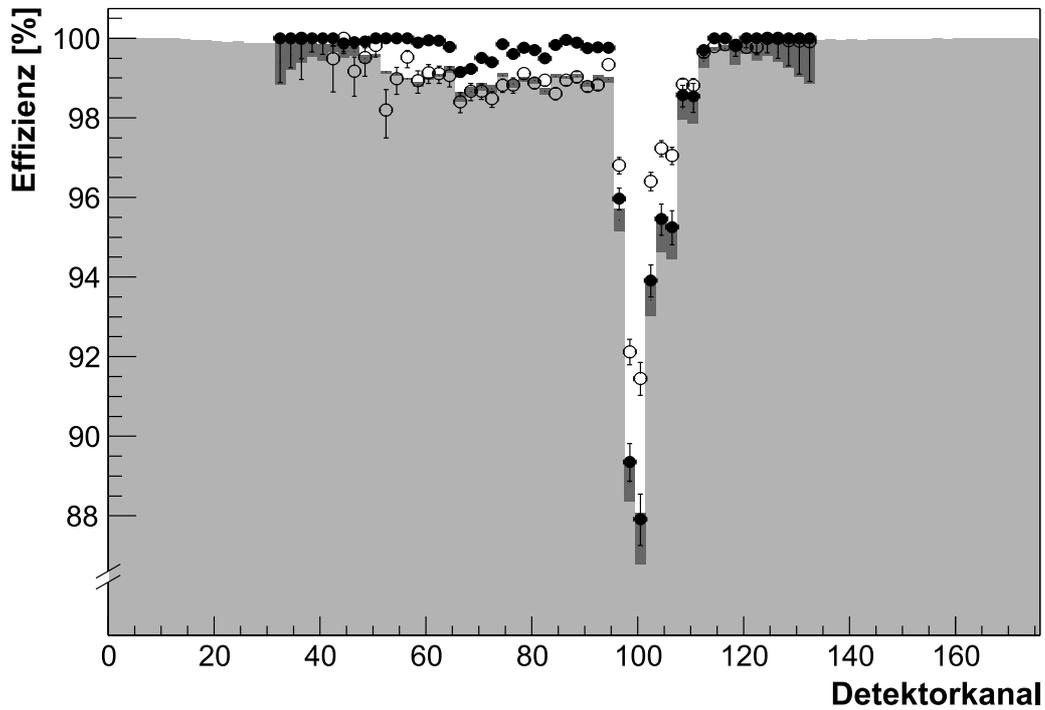
(b) Detektorebene FI06X High. Der Einbruch bei den Kanälen 79 ± 3 ist durch zu hoch eingestellte Schwellen bedingt.

Abbildung 6.15: Effizienz der drei Ebenen von FI06. Dargestellt ist die Effizienz der einzelnen Detektorkanäle bei niedrigen Raten (ausgefüllte Kreise) und bei hohen Raten (offene Kreise). Grau unterlegt ist die aufgrund von Totzeiteffekten zu erwartende Effizienz bei hohen Raten, dunkelgrau der zugehörige Fehler.

6.3. DETEKTOREIGENSCHAFTEN



(c) Detektorebene FI06Y. Der Effizienzeinbruch bei den Kanälen 34 ± 5 ist durch zu hoch eingestellte Schwellen bedingt.



(d) Detektorebene FI06V. Der Effizienzeinbruch bei den Kanälen 100 ± 2 ist durch zu hoch eingestellte Schwellen bedingt.

Abbildung 6.15: Effizienz der drei Ebenen von FI06 (Fortsetzung).

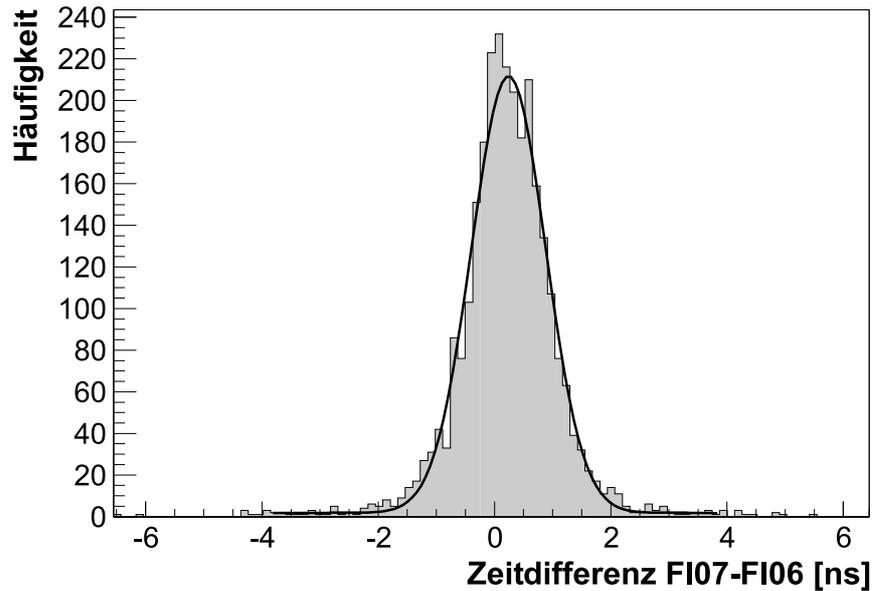


Abbildung 6.16: Zeitauflösung bei hohen Raten.

mals deutlich geringer sind. FI08 wird nur noch vom Randbereich des Strahls erfaßt, so daß im wesentlichen keine Effizienzeinbußen zu erwarten sind.

Bei niedrigen Raten und optimierter Schwelleneinstellung läßt sich eine Detektionseffizienz von nahezu 100 % erreichen. Im Experimentbetrieb bei hohen Raten kann die Effizienz bedingt durch Totzeiteffekte im Zentralbereich des Primärstrahls auf bis zu 98 % zurückgehen.

6.3.6 Zeitauflösung

Die Zeitauflösung der Detektoren ist stark davon abhängig, welche Ereignisklassen betrachtet werden und welche Verfahren zur Auswertung von Mehrfachtreffern in benachbarten Fasern herangezogen werden (vgl. Abschnitt 5.4.6). Die für den Normalbetrieb der Detektoren relevante Zeitauflösung ist durch die Einstellungen, die zu einer maximalen Effizienz führen, gegeben. Im folgenden wurden daher alle Treffer akzeptiert, die innerhalb des in Abschnitt 6.3.2 bestimmten Zeitfensters lagen. Das Clustering führt hierbei automatisch zu einer Mittelwertbildung der Zeitinformation bei Mehrfachtreffern in Nachbarkanälen.

Um Einflüsse durch das Zeitverhalten des Triggers zu vermeiden und Ungenauigkeiten bei der Zeitkalibration auszuschließen, wurden Zeitdifferenzspektren von jeweils 32 Kanälen aus FI06 und FI07 paarweise ausgewertet. Die Zeitauflösung wurde dann durch einen Fit an die Daten bestimmt, wobei bei niedrigen Raten eine Gaußverteilung und bei hohen Raten eine Gaußverteilung mit konstantem Untergrund zugrundegelegt wurde. Ein typisches Zeitspektrum ist in Abbildung 6.16 wiedergegeben.

Die so bestimmte Zeitauflösung liegt bei hohen Raten bei 475 ± 25 ps und bei niedrigen Raten bei 450 ± 25 ps, was gut mit den Ergebnissen der Prototypentests übereinstimmt.

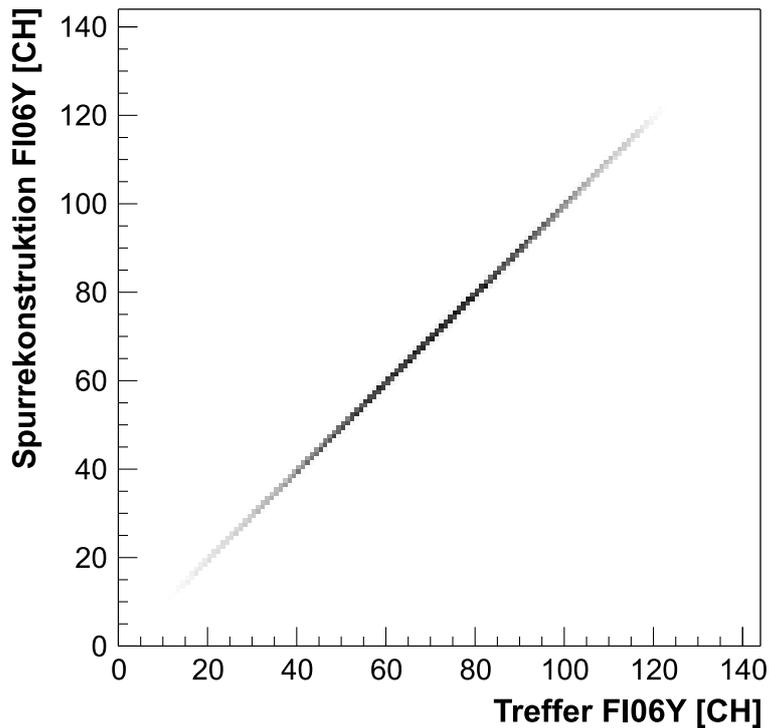


Abbildung 6.17: Ortsauflösung der Detektoren. Aus der Korrelation von berechneten Teilchenspuren durch FI05/07 in der nichtdispersiven y-Ebene des Spektrometers mit den Treffern in FI06 läßt sich die Ortsauflösung der Detektoren abschätzen.

6.3.7 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung der Faserhodoskope wird durch den Abstand d benachbarter Faserkolonnen festgelegt. Reduziert man durch Clustering die Multiplizitäten für den Durchflug eines einzelnen Teilchens auf eins und geht man von einer homogenen Effizienz über die gesamte Detektorfläche aus, so läßt sich das Ansprechverhalten eines einzelnen Detektorkanals durch eine Rechteckfunktion mit Breite d beschreiben. Dann läßt sich das theoretische Auflösungsvermögen nach

$$\sigma_{\text{th}} = \frac{d}{\sqrt{12}} = 0,202 \text{ mm, für } d = 0,7 \text{ mm} \quad (6.6)$$

berechnen (vgl. [114]).

Aus der Spurrekonstruktion in FI06 über die Detektoren FI05 und FI07 (vgl. Abschnitt 6.3.5), kann der mittlere Abstand σ_{gem} zwischen rekonstruiertem und tatsächlichem Trefferort bestimmt werden, der durch die Ortsauflösung bestimmt wird. Die Korrelation zwischen rekonstruiertem und tatsächlichem Trefferort ist in Abbildung 6.17 aufgetragen.

Unter der Annahme, daß sich die intrinsische Ortsauflösung von FI05-07 unter Berücksichtigung des unterschiedlichen Faserdurchmessers nicht unterscheidet, läßt sich die gemessene Ortsauflösung als Faltung darstellen. Unter Berücksichtigung des unterschiedlichen Hebelarms durch den räumlichen Abstand der drei Detektoren und des um

den Faktor 0,75 kleineren Faserabstandes von FI05 kann die intrinsische Ortsauflösung aus dem Zusammenhang

$$\sigma_{\text{gem}}^2 = \underbrace{\left(0,75 \cdot \frac{z_{\text{FI07}} - z_{\text{FI06}}}{z_{\text{FI07}} - z_{\text{FI05}}}\right)^2}_{\text{FI05}} \cdot \sigma_i^2 + \sigma_i^2 + \underbrace{\left(\frac{z_{\text{FI06}} - z_{\text{FI05}}}{z_{\text{FI07}} - z_{\text{FI05}}}\right)^2}_{\text{FI07}} \cdot \sigma_i^2 \quad (6.7)$$

berechnet werden, wobei $z_{\text{FI0}N}$ die absolute Position von FI0N in Strahlrichtung angibt. Die so berechnete Ortsauflösung beträgt $0,236 \pm 0,006$ mm. Dies ist größer als der theoretisch zu erwartende Wert, da Crosstalk, Ungenauigkeiten bei der Anordnung der Fasern und unterschiedliche Schwelleneinstellungen die Ortsinformation zusätzlich beeinflussen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Detektorkonzept entwickelt, das die speziellen Anforderungen für das Tracking im COMPASS-Experiment erfüllt. In detaillierten Prototypstudien wurde gezeigt, daß sich mit der Kombination von modifizierten Photomultipliern und auf Strahlenhärte und hohe Lichtausbeute optimierten szintillierenden Fasern Detektoren bauen lassen, die bei Signalraten von bis zu 2 MHz pro Kanal zuverlässig betrieben werden können.

Insgesamt vier Faserhodoskope wurden gebaut und nach einer Commissioning-Phase in das Experiment integriert. Seit der Strahlzeit 2001 werden die Detektoren vollständig ausgelesen und sind routinemäßig in die physikalische Datennahme eingebunden. Alle Anforderungen des Experiments, die im Proposal [32] definiert wurden, konnten erfüllt und teilweise übertroffen werden. So beträgt die Nachweiseffizienz der Faserhodoskope bei niedrigen Raten fast 100 %; bei hohen Raten ist die Effizienz nur durch die Doppelpulsauflösung der Ausleseelektronik begrenzt, die im vorderen Bereich des Spektrometers im Zentralbereich des Strahls zu Effizienzeinbußen von maximal zwei Prozent führt. Mit einer Zeitauflösung von etwa 450 ps und geringen Ereignismultiplizitäten ist durch die Faserhodoskope die Spurrekonstruktion auch mitten im Primärstrahl sehr gut möglich. Im Dauerbetrieb sind die Detektoren zuverlässig, und eine Beeinträchtigung durch Strahlenschäden ist nach etwa 250 Tagen Strahlbetrieb nicht erkennbar.

Die Detektoren sind in das Auswertesystem CORAL¹⁾ eingebunden und haben sich bei der Spurrekonstruktion bewährt. Ein Beispiel für ein vollständig rekonstruiertes Event ist in Abbildung 7.1 wiedergegeben.

Mit den Analysen zum Verständnis der grundlegenden Eigenschaften der Faserhodoskope, die in Kapitel 5 und 6 vorgestellt wurden, ist es möglich, speziell darauf abgestimmte Strategien zur Spurrekonstruktion zu entwickeln. Dies betrifft vor allem die Festlegung von Zeitfenstern, Clusterroutinen und die Analyse von Mehrfachtreffern. Die Auswertungen zur Detektoreffizienz sind für die Bewertung der aufgenommenen Daten und rekonstruierten Teilchenspuren von großer Bedeutung.

Im Bereich der Beam Momentum Station und vor dem Target reichen die vorhandenen Detektoren in vielen Fällen nicht aus, um ein Event eindeutig rekonstruieren und den Impuls bestimmen zu können. Daher gibt es Überlegungen, den Experimentaufbau durch zwei zusätzliche Faserhodoskope im Bereich der BMS und ein weiteres zwischen

¹⁾Compass Reconstruction and AnaLysis Program

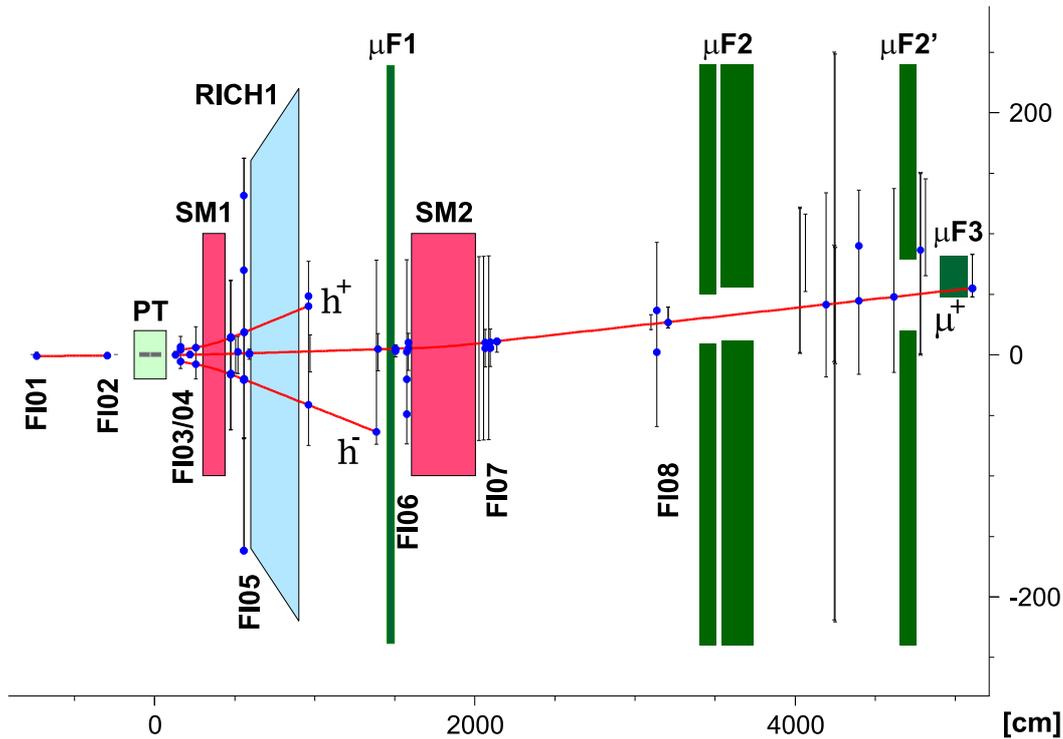


Abbildung 7.1: Typisches tiefinelastisches Streueignis. Ein im Target gestreutes Myon μ^+ und zwei Sekundärteilchen h^+ und h^- werden im Spektrometer nachgewiesen. Das Ereignis wird aus 195 Treffern im gesamten Spektrometer rekonstruiert.

FI01 und FI02 vor dem Target zu ergänzen. Hierbei könnte das bewährte Konzept in weiten Teilen übernommen werden.

Während der Strahlzeit 2002 wurden im kontinuierlichen Meßbetrieb 57 Tage lang mit longitudinaler und 19 Tage lang mit transversaler Spinausrichtung Daten genommen. Dabei wurden insgesamt $5 \cdot 10^{12}$ Events aufgezeichnet, was einer Datenmenge von 237 TB entspricht. Erste Analysen zeigen, daß das Spektrometersystem auch im gegenwärtigen, reduzierten Ausbauzustand die Anforderungen erfüllen kann, die für die möglichst umfassende Rekonstruktion eines tiefinelastischen Streueignisses nötig sind. Als Beispiel für die Fähigkeit, neutrale Teilchen durch den Nachweis der Zerfallsprodukte zu identifizieren, ist in Abbildung 7.2 das invariante Massenspektrum von K^+ und K^- aus dem Zerfall des ϕ -Mesons dargestellt. Aus der weiteren Auswertung wird es möglich sein, zusätzliche Anhaltspunkte für den Verlauf von $\Delta G(x)$ zu gewinnen (vgl. Abb. 3.2); der Fehler dieser Messungen wird noch von der schlechten Statistik – bedingt durch die kurze Meßzeit – dominiert werden. Mit den folgenden Strahlzeiten wird COMPASS dann in den nächsten Jahren einen wesentlichen Beitrag zur Lösung des Spinrätsels leisten können.

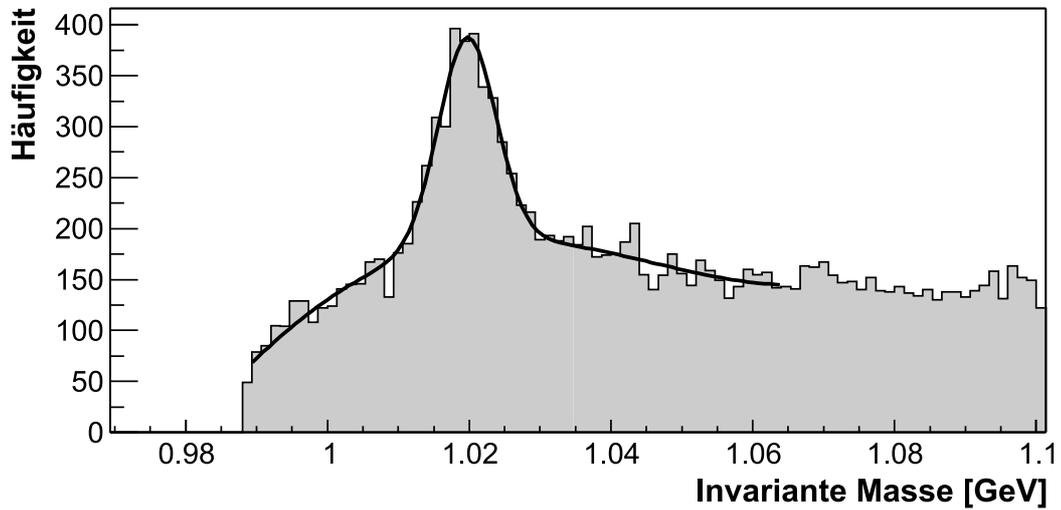


Abbildung 7.2: Nachweis des ϕ -Mesons durch den Zerfall in K^+ und K^- . Aufgetragen ist die invariante Masse zweier Hadronen, die durch die Impulsbestimmung im Magnetfeld und über den Čerenkov-Winkel als Kaonen mit unterschiedlichem Ladungsvorzeichen indentifiziert wurden.

Literaturverzeichnis

- [1] E. Rutherford. *The Scattering of α - and β - Particles by Matter and the Structure of the Atom. Phil. Mag.*, 21:669, 1911.
- [2] M. Breidenbach et al. *Observed Behaviour of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering. Phys. Rev. Lett.*, 23:935, 1969.
- [3] E. D. Bloom et al. *High-Energy Inelastic e-p Scattering at 6° and 10° . Phys. Rev. Lett.*, 23:930, 1969.
- [4] R. Brandelik et al. *Evidence of a Spin One Gluon in Three Jet Events. Phys. Lett.*, B97:453, 1980.
- [5] M. J. Alguard et al. *Deep Inelastic Scattering of Polarized Electrons by Polarized Protons. Phys. Rev. Lett.*, 37:1261, 1983.
- [6] G. Baum et al. *New Measurement of Deep-Inelastic e-p Asymmetries. Phys. Rev. Lett.*, 51:1135, 1983.
- [7] B. Adeva et al. *Measurement of the Spin-Dependent Structure Function $g_1(x)$ of the Deuteron. Phys. Lett.*, B302:533, 1993.
- [8] D. L. Anthony et al. *Determination of the Neutron Spin Structure Function. Phys. Rev. Lett.*, 71:959, 1993.
- [9] K. Abe et al. *Precision Measurement of the Proton Spin Structure Function g_1^p . Phys. Rev. Lett.*, 74:346, 1995.
- [10] K. Abe et al. *Precision Determination of the Neutron Spin Structure Function g_1^n . Phys. Rev. Lett.*, 79:26, 1997.
- [11] O. A. Rondon and others. *The Spin Structure of the Nucleon Measured in SLAC Experiment 155. Nucl. Phys.*, A663&A664:293c, 2000.
- [12] K. Coulter et al. *A Proposal to Measure the Spin-Dependent Structure Functions. DESY-PRC 90-01*, 1990.
- [13] M. Anselmino et al. *The Theory and Phenomenology of Polarized Deep Inelastic Scattering. Phys. Rep.*, 261:1, 1995.
- [14] R. L. Jaffe. *g_2 – The Nucleon’s Other Spin-Dependent Structure Function. Comments Nucl. Phys.*, 19:239, 1990.

- [15] D. Adams. *Spin Asymmetry in Muon-Proton Deep Inelastic Scattering on a Transversely-Polarized Target*. *Phys. Lett.*, B336:125, 1994.
- [16] K. Abe et al. *Measurement of the Neutron Spin Structure Function g_2^n and Asymmetry A_2^n* . *Phys. Lett.*, B404:377, 1997.
- [17] P.L. Anthony et al. *Precision Measurement of the Proton and Deuteron Spin Structure Functions g_2 and Asymmetries A_2* . hep-ex/0204028, SLAC-PUB-8813, April 2002. Submitted to *Phys. Rev. Lett.*
- [18] L. G. Greeniaus. *Deep Inelastic Scattering with Spin*, June 2001. Lectures presented for the Troisième Cycle de la Physique en Suisse Romande.
- [19] G.K. Mallot. *The Spin Structure of the Nucleon from the SMC Experiments*. Universität Mainz, August 1996. Habilitationsschrift.
- [20] K. Hagiwara et al. *Review of Particle Physics*. *Physical Review*, D66:010001, 2002.
- [21] J.D. Björken und E. A. Paschos. *Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon*. *Phys. Rev.*, 185:1974, 1969.
- [22] R. P. Feynman. *Very High-Energy Collisions of Hadrons*. *Phys. Rev. Lett.*, 23:1415, 1969.
- [23] M. Gell-Mann. *A Schematic Model of Baryons*. *Phys. Lett.*, 8:214, 1964.
- [24] G. Zweig. *An SU_3 Model for Strong Interaction Symmetrie and its Breaking*. CERN-TH-412, Februar 1964.
- [25] J.D. Björken. *Applications of the Chiral $U(6) \times U(6)$ Algebra of Current Densities*. *Phys. Rev.*, 148:1467, 1966.
- [26] J. Ellis und R. L. Jaffe. *Sum Rule for Deep-Inelastic Electroproduction from Polarized Protons*. *Phys. Rev.*, D9:1444, 1974.
- [27] J. Ellis und R. L. Jaffe. *Erratum: Sum Rule for Deep-Inelastic Electroproduction from Polarized Protons [Phys. Rev. D 9, 1444 (1974)]*. *Phys. Rev.*, D10:1669, 1974.
- [28] J. Ashman et al. *A Measurement of the Spin Asymmetry and Determination of the structure function g_1 in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering*. *Phys. Lett.*, B206:364, 1988.
- [29] J. Ashman et al. *An Investigation of the Spin Structure of the Proton in Deep Inelastic Scattering of Polarised Muons on Polarised Protons*. *Nucl. Phys.*, B328:1, 1989.
- [30] B. W. Filippone und X. Ji. *Advances in Nuclear Physics*, Band 26, Kapitel: The Spin Structure of the Nucleon, S. 1–88. Kluwer Academic Publishing, September 2001.
- [31] A. Simon et al. *Recent Spin Physics Results from the HERMES Experiment*. *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)*, B86:112, 2000.

LITERATURVERZEICHNIS

- [32] G. Baum et al. *COMPASS: A Proposal for a Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*. CERN-SPSLC-96-14, 1996.
<http://wwwcompass.cern.ch>
- [33] M. Mattson et al. *First Observation of the Doubly Charmed Baryon Ξ_{cc}^+* . *Phys. Rev. Lett.*, 89:112001, 2002.
- [34] M. Glück und E. Reya. *Spin-Dependent Parton Distributions in Polarized Deep Inelastic Lepton Nucleon Scattering*. *Z. Phys.*, C39:569, 1988.
- [35] G. Altarelli und W.J. Stirling. *Phenomenology of the Anomalous Gluon Contribution to Polarized Lepton Production*. *Particle World*, 1:40, 1989.
- [36] A.D. Watson. *Spin-Spin Asymmetries in Inclusive Muon Proton Charm Production*. *Z. Phys.*, C12:123, 1982.
- [37] D. v. Harrach. *The COMPASS Experiment at CERN*. *Nucl. Phys.*, A629:245c, 1998.
- [38] J. Pretz. *Virtual Photon Flux Factor not neglecting the lepton mass*. COMPASS Note 2002-11, November 2002.
<http://wwwcompass.cern.ch/compass/notes/2002-11/2002-11.ps>
- [39] A. Bravar et al. *Large Gluon Polarization from Correlated High- p_t Hadron Pairs in Polarized Electro-Production*. *Phys. Lett.*, B421:349, 1998.
- [40] F.H. Heinsius. *Spin Physics and the COMPASS Experiment at CERN*. In: *International Nuclear Physics Conference*, Juli 2001.
- [41] T. Gehrmann und W.J. Stirling. *Spin-Dependent Parton Distributions from Polarized Structure Function Data*. *Z. Phys.*, C65:461, 1995.
- [42] R. Ley et al. *Map of CERN Accelerators*.
<http://ps-div.web.cern.ch/ps-div/PSComplex/accelerators.pdf>
- [43] L. Gatignon. *The Modifications to the M2 Beam for COMPASS*, 2000.
<http://sl.web.cern.ch/SL/eagroup/NewM2/main.html>
- [44] L. Gatignon. *M2 User Guide*, 2000.
<http://gatignon.home.cern.ch/gatignon/M2manual.html>
- [45] N. Doble et al. *The Upgraded Muon Beam at the SPS*. *Nucl. Instr. Meth.*, A343:351, 1994.
- [46] R.L. Garwin et al. *Observations of the Failure of Conservation of Parity and Charge Conjugation in Meson Decays: the Magnetic Moment of the Free Muon*. *Phys. Rev.*, 105:1415, 1957.
- [47] G. Backenstoss et al. *Helicity of μ^- Mesons from π -Meson Decay*. *Phys. Rev. Lett.*, 6:415, 1961.
- [48] R. Joosten. *Private Mitteilung*, August 2002.
- [49] J. Kynnäräinen. *The SMC Polarized Target*. *Nucl. Instr. Meth.*, A356:47, 1995.

- [50] D. Adams et al. *The Polarized Double Cell Target of the SMC*. *Nucl. Instr. Meth.*, A437:23, 1999.
- [51] A. Abragam und M. Goldman. *Principles of Dynamic Nuclear Polarisation*. *Rep. Prog. Phys.*, 41:395, 1978.
- [52] I. Abt et al. *Double-Sided Microstrip Detectors for the High Radiation Environment in the HERA-B Experiment*. *Nucl. Instr. Meth.*, A439:442, 2000.
- [53] R. M. Wagner. *Commissioning of Silicon Detectors for the COMPASS Experiment at CERN*. Diplomarbeit, Technische Universität München, Dezember 2001.
- [54] F. Sauli. *Gas Detectors: Recent Developments and Future Perspectives*. *Nucl. Instr. Meth.*, A419:189, 1998.
- [55] F. Sauli. *GEM: A New Concept for Electron Amplification in Gas Detectors*. *Nucl. Instr. Meth.*, A386:531, 1997.
- [56] S. Bachmann et al. *Performance of GEM Detectors in High Intensity Particle Beams*. *Nucl. Instr. Meth.*, A470:548, 2001.
- [57] D. Thers et al. *Micromegas as a Large Microstrip Detector for the COMPASS Experiment*. *Nucl. Instr. Meth.*, A469:133, 2001.
- [58] D. Thers. *Développement du détecteur gazeux Micromégas pour l'expérience COMPASS*. Dissertation, Université Blaise Pascal, 2000.
- [59] F. Bradamante. *Status Report on the COMPASS Experiment*, Mai 2002.
- [60] H. Pereira. *Développement de chambres à dérive pour les hauts flux dans l'expérience COMPASS*. Dissertation, Orsay, 2001.
- [61] V. N. Bychkov et al. *Construction and Manufacture of Large Size Straw-Chambers of the COMPASS Spectrometer Tracking System*. *Part. Nucl. Lett.*, 2[111]:64, 2002.
- [62] M. S. Merce. *Development of Drift Chambers and Physics Simulations*. Dissertation, Technische Universität München, Juli 2001.
- [63] G. Baum et al. *The COMPASS RICH1 Detector*. *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)*, B78:354, 1999.
- [64] G. Battistoni et al. *Plastic Streamer Tubes and their Applications in High Energy Physics*. *Nucl. Instrum. Meth.*, 217:30, 1983.
- [65] M. D. Leberig. *Das COMPASS Triggersystem zur Messung von ΔG* . Dissertation, Universität Mainz, September 2002.
- [66] B. Grube. *The Trigger Control System and the Common GEM and Silicon Readout for the COMPASS Experiment*. Diplomarbeit, Technische Universität München, Dezember 2001.
- [67] Ch. Schuegger. *Development of the Detector Control System for the COMPASS Detector at CERN*. Diplomarbeit, Technische Universität München, Juli 2001.

LITERATURVERZEICHNIS

- [68] L. Schmitt et al. *Statusbericht zum Datennahmesystem des COMPASS Experimentes am CERN*, 1999.
- [69] T. Schmidt. *A Common Readout Driver for the COMPASS Experiment*. Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Mai 2002.
- [70] H. Fischer et al. *CATCH Users Manual (preliminary)*. 2001.
- [71] G. Braun et al. *TDC Chip and Readout Driver Developments for COMPASS and LHC-Experiments*. hep-ex/9810048, September 1998.
- [72] M. Lamanna. *The COMPASS Computing Farm Project*. In: M. Mazzucato (Herausgeber), *International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics*, S. 576, Februar 2000.
- [73] M. Lamanna. *The COMPASS Computing Farm Projects*. COMPASS Note 2000-14, November 2000.
<http://wwwcompass.cern.ch/compass/notes/2000-14/2000-14.ps>
- [74] A. Martin. *The COMPASS Off-Line System*. *Comp. Phys. Comm.*, 140:82, 2001.
- [75] Hamamatsu Photonics K. K. *Photomultiplier Tubes*, 1997. Produktkatalog.
- [76] Kuraray Co., Ltd. *Scintillation Materials*, 1998. Produktkatalog.
- [77] V. Agoritsas et al. *Development of a Scintillating-Fibre Detector for Fast Topological Triggers in High-Luminosity Particle Physics Experiments*. *Nucl. Instr. Meth.*, A411:17, 1998.
- [78] M. Altmeier et al. *A Helical Scintillating Fiber Hodoscope*. *Nucl. Instr. Meth.*, A431:428, 1999.
- [79] T. O. White. *Scintillating Fibres*. *Nucl. Instr. Meth.*, A273:820, 1988.
- [80] B. Bengtson und M. Moszyński. *Status of Timing with Plastic Scintillation Counters*. *Nucl. Instr. Meth.*, 158:1, 1979.
- [81] E. Gatti und V. Svelto. *Theory of Time Resolution in Scintillation Counters*. *Nucl. Instr. Meth.*, 4:189, 1959.
- [82] M. Bertolaccini et al. *Statistical Behaviour of the Scintillation Counter: Experimental Results*. *Nucl. Instr. Meth.*, 51:325, 1967.
- [83] D. A. Gedcke und C. W. Williams. *High Resolution Time Spectroscopy: 1. Scintillation Detectors*. ORTEC Incorporated, August 1968.
- [84] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [85] O. Nähle. *Erprobung von szintillierenden Fasern und ihrer Ankopplung an Lichtleiter und Photomultiplier für das COMPASS-Experiment*. Diplomarbeit, Universität Bonn, Dezember 1998.
- [86] J. Bisplinghoff et al. *A Scintillating Fibre Hodoscope for High Rate Applications*. *Nucl. Instr. Meth.*, A490:101, 2002.

- [87] S. Horikawa et al. *A Scintillating Fiber Tracker with High Time Resolution for High-Rate Experiments*. In: *IEEE The Nuclear Science Symposium*, 2002.
- [88] K.-I. Kuroda. *Recent Progress of Fibre Detectors*. *Czech. J. Phys.*, 51/S2:A331, 2001.
- [89] A. Gorin et al. *Scintillating Fiber Hodoscopes for DIRAC and COMPASS Experiments*. Dissertation, *Czech. J. Phys.*, 173, 1999 49/S2.
- [90] S. Horikawa et al. *Time Resolution of a Scintillating Fiber Detector*. *Nucl. Instr. Meth.*, A431:177, 1999.
- [91] I. Daito et al. *Time Resolution of Multi-Cladding Scintillating Fiber Hodoscope*. *Nucl. Instr. Meth.*, A433:587, 1999.
- [92] acam-messelektronik gmbh. *TDC-F1 Functional Description, Scientific Version*, 2001. Datenblatt.
- [93] G. Braun et al. *An Eight Channel Time-to-Digital and Latch Integrated Circuit Developed for the COMPASS Experiment at CERN*, Januar 1999.
- [94] A. Teufel. *Dissertation in Vorbereitung*, 2002.
- [95] J. Bähr et al. *A Fiber Detector Radiation Hardness Test*. *Nucl. Instr. Meth.*, A449:260, 2000.
- [96] R. L. Clough et al. *Color Formation in Irradiated Polymers*. *Radiat. Phys. Chem.*, 48:583, 1996.
- [97] A. D. Bross und A. Pla-Dalmau. *Radiation Effects in Intrinsic 3HF Scintillator*. *Nucl. Instr. Meth.*, A327:337, 1993.
- [98] N. N. Barashkov et al. *Factors Determining Radiation Stability of Plastic Scintillators*. *Appl. Radiat. Isot.*, 47:1557, 1996.
- [99] A. D. Bross und A. Pla-Dalmau. *Radiation Damage of Plastic Scintillators*. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 39:1199, 1992.
- [100] A. D. Bross und A. Pla-Dalmau. *Radiation-Induced Hidden Absorption Effects in Polystyrene Based Plastic Scintillators*. In: R. L. Clough und S. Shalaby (Herausgeber), *Radiation Effects on Polymers*, S. 578. American Chemical Society, 1991.
- [101] A. Teufel. *Aufbau eines Meßplatzes am senkrechten Strahlrohr für strahlenmedizinische Experimente mit Protonen am Erlanger Tandem van de Graaff Beschleuniger*. Diplomarbeit, Universität Erlangen, April 1998.
- [102] A. Magnon et al. *Halo Measurements for COMPASS*, 1998.
- [103] R. Ziegler. *Fasern und Photomultiplier für den EDDA-Detektor*. Diplomarbeit, Universität Bonn, April 1993.
- [104] T. Sefzick et al. *A System for Simulation of Scintillator Light Signals*. *Nucl. Instr. and Meth.*, A288:571, 1990.

LITERATURVERZEICHNIS

- [105] K. Wick und T. Zoufal. *Unexpected Behaviour of Polystyrene-Based Scintillating Fibers during Irradiation at Low Doses and Low Dose Rates*. *Nucl. Instr. Meth.*, B185:341, 2001.
- [106] M. Frhr. von Hodenberg. *A First Reconstruction of COMPASS Data*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, Juni 2002.
- [107] L. Gatignon. *Overview of M2 Commissioning in 1999*.
<http://gatignon.home.cern.ch/gatignon/m2commissioning.html>
- [108] F. Schwandt. *Datenaufnahme und Datenanalyse im EDDA-Experiment*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität, Januar 1995.
- [109] LeCroy Corporation. *Research Instrumentation Catalog*, 1992.
- [110] D. Rueck. *Double Threshold Discriminator Chip (GSI-Chip3)*, 1999.
<http://www-aix.gsi.de/~transfer/electronic/chip3.html>
- [111] The muon trigger group. *Muon Trigger Documentation*, 2001.
- [112] A. Gorin et al. *Peak-Sensing Discriminator for Multichannel Detectors with Cross-Talk*. *Nucl. Instr. and Meth.*, A452:280, 2000.
- [113] The Turin and the Trieste alignment team. *An Alignment Procedure for the COMPASS Spectrometer*. COMPASS Note 2001-18, 2001.
<http://wwwcompass.cern.ch/compass/notes/2001-18/2001-18.html>
- [114] C. Grupen. *Particle Detectors*, Band 5 aus *Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology*. Cambridge University Press, März 1996.
- [115] B. L. van der Waerden. *Mathematische Statistik*. In: B. Eckmann und B. L. van der Waerden (Herausgeber), *Die Grundlehren der mathematischen Wissenschaften*, Band 87. Springer-Verlag, 1971.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere bei

Prof. Dr. J. Bisplinghoff, unter dessen Leitung diese Arbeit entstand, für seine Diskussionsbereitschaft und Unterstützung in allen Belangen.

Prof. Dr. F. Hinterberger für die Übernahme des Korreferats.

Dr. R. Ziegler, für die konstruktive und freundschaftliche Zusammenarbeit seit Beginn meiner Diplomarbeit im Dezember 1998. Fast immer hatte er einen Kaffee zur Hand, wenn ich ihn am nötigsten hatte.

Dr. R. Joosten, für viele Anregungen und Diskussionen und dafür, daß er stets die richtigen Worte fand, um mich aufzuheitern.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. W. Eyrich aus Erlangen, insbesondere A. Teufel, Dr. F. Stinzing, R. Webb und Dr. S. Wirth für die fruchtbare Zusammenarbeit bei der Entwicklung der Detektoren und viele erfolgreiche Strahlzeiten. Auch die zahlreichen Dienstbesprechungen in entspannter Atmosphäre sollen nicht unerwähnt bleiben.

Den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt, des Elektroniklabors und der Zentralwerkstatt, die alle wichtige Beiträge bei der technischen Realisierung der Faserdetektoren geleistet haben.

*World Radio Geneva*²⁾ on 88.4 FM for entertainment in the Geneva area.

Bricoloisir and *Jumbo Brico* in Meyrin for last-minute supply of detector materials.

Allen, die mich in den letzten Jahren unterstützt haben, insbesondere bei meiner Freundin Anita Jäger für ihre Geduld und ihr Verständnis und bei meinen Eltern, die vieles überhaupt erst möglich gemacht haben.

²⁾<http://www.wrgfm.com>