

Inbetriebnahme eines schnellen Photodetektors für den ringabbildenden Čerenkov-Detektor am COMPASS-Experiment

Roland Hagemann



PHYSIKALISCHES INSTITUT
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT FREIBURG

Physikalisches Institut
Albert-Ludwigs-Universität
Freiburg im Breisgau

Diplomarbeit

**Inbetriebnahme eines schnellen
Photodetektors für den ringabbildenden
Čerenkov-Detektor am
COMPASS-Experiment**

vorgelegt von

Roland Hagemann

August 2007

Betreuer: Prof. Dr. Horst Fischer

Abstract

This thesis is dedicated to the characterisation and commissioning of the new photon detection system of the upgraded COMPASS-RICH-1 detector and its new readout electronics.

The jitter of the digital part of the readout electronics versus a reference TDC-CMC was determined to be (192 ± 2) ps. The time resolution of the entire readout chain, consisting of a multi-anode photo-multiplier, a pre-amplifier/discriminator and the digital electronics, was measured to be (323 ± 3) ps. The crosstalk between different channels of the whole readout chain was measured to be negligible, as it is below 1 %.

In order to test the new photon detection system including readout whenever necessary, a test system consisting of two LEDs inside the RICH vessel was designed and installed.

The effective time window containing all relevant entries for physics analysis was determined after analysing the time distribution within all channels and within Cherenkov rings on an event by event basis. The T_0 calibration ensures a central position of the time peak for all channels. An offline cut of ± 4.5 ns around this time peak leads to a reduction of the background by a factor of 10.

The new detector shows a performance as good as and better than expected from the design studies. It has been included successfully in the COMPASS experiment since the beginning of the 2006 data-taking period.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Motivation	11
2.1	Der Spin des Nukleons	11
2.2	Tiefunelastische Streuung	12
2.3	Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen	13
2.4	Bestimmung der Gluon-Polarisation	15
3	Das COMPASS-Experiment	21
3.1	Spektrometerübersicht	21
3.2	Teilchenidentifikation mit dem RICH-Detektor	25
3.3	Datennahmesystem	27
4	Upgrade des ringabbildenden Čerenkov-Detektors	31
4.1	Neue Ausleseelektronik der äußeren CsI-Kammern	32
4.2	Photondetektion mit Photomultipliern	32
4.3	Ausleseelektronik	34
5	Messungen zur Charakterisierung des Detektors	43
5.1	Zeitauflösung der Ausleseeinheit	43
5.2	Crosstalk	51
5.3	LED-Testsystem	53
5.4	Intrinsische Digitalisierungsbreite der $\mathcal{F}1$ -TDC	55
5.5	Untersuchung des elektronischen Untergrundes	59
6	Inbetriebnahme	65
6.1	Zeitstudien und T_0 -Kalibrierung	65
6.2	Zeitverteilung der Photonen einzelner Čerenkov-Ringe	71
6.3	Photonenrate	73
6.4	Erreichte Performance des Detektors	75
7	Zusammenfassung	79

Literaturverzeichnis	81
A Zusätzliche Ergebnisse	85
A.1 Zeitverteilung des Ein-Kanal PMTs	85
A.2 Crosstalk	86
A.3 Intrinsische Digitalisierungsbreite der $\mathcal{F}1$ -TDC von ST05	87
B Anleitung für das LED-Testsystem	89
B.1 Konfiguration des Pulsgenerators	89
B.2 Datennahme	91
B.3 Doppelpulse	91
C Bauteilliste DREISAM- und HOT-CMC-Karte	93
D Abkürzungsverzeichnis	95
Erklärung	97
Acknowledgements	99

Kapitel 1

Einleitung

Die präzise Messung kurzer Zeiten ist in vielen Bereichen von Naturwissenschaft und Technik von großer Bedeutung. Dies gilt insbesondere für die Experimente in der Teilchenphysik, wo präzise Zeitinformationen für Triggerentscheidungen, Untergrundunterdrückung und Spurrekonstruktion essenziell sind.

Mit dem COMPASS-Experiment¹ am Europäischen Laboratorium für Teilchenphysik CERN² wird seit 2001 die Struktur der Nukleonen untersucht. Diese Baryonen sind im Gegensatz zu den Leptonen, wie z. B. Elektronen oder Myonen, nicht elementar, sondern haben eine komplexe Substruktur. Mit dem COMPASS-Experiment werden die in einem feststehenden Target befindlichen Nukleonen mit einem Strahl polarisierter Myonen untersucht. Der Nachweis der entstehenden Zerfallsprodukte in einem großen, zweistufigen Spektrometer erlaubt Rückschlüsse auf die innere Struktur der Nukleonen.

In einem einfachen Modell bestehen die Nukleonen aus jeweils drei Quarks, die von Gluonen zusammengehalten werden. Wie sich der Eigendrehimpuls des Nukleons, sein Spin, aus dem seiner Komponenten zusammensetzt, ist seit langem ein wichtiges Forschungsgebiet der Teilchenphysik. Die COMPASS-Kollaboration hat sich unter anderem zum Ziel gesetzt, den Helizitätsbeitrag der Gluonen ΔG zum Gesamtspin des Nukleons zu untersuchen.

Für diese Untersuchungen ist eine präzise Messung von Geschwindigkeit, Flugbahn und Impuls von Teilchen, die bei Reaktionen der Strahl-Myonen mit den Target-Nukleonen entstehen, unabdingbar. Insbesondere für die Bestimmung der Gluon-Polarisation wird außerdem eine exzellente Identifikation der produzierten Teilchen benötigt. Für diese Aufgabe wird beim COMPASS-Experiment ein großer ringabbildender Čerenkov-Detektor verwendet. Relativistische, geladene Teilchen, die den gasgefüllten Detektor durchqueren, emittieren Čerenkov-Photonen, aus deren Emmissionswinkel die Geschwindigkeit der Teilchen bestimmt werden kann. Kombiniert mit der Impulsmessung der Spurdetektoren ist die Bestimmung der Masse und damit die Identifikation dieser Teilchen möglich.

¹Common Muon Proton Aparatus for Structure and Spectroscopy

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

Dieser Čerenkov-Detektor wurde für die CERN-Strahlzeit 2006 entscheidend verbessert. Im zentralen Bereich wurde das bisherige System aus Vieldraht-Proportionalkammern mit Caesiumiodid-Kathoden zur Photondetektion durch Photomultiplier ersetzt. Durch den größeren sensitiven Wellenlängenbereich wird die Photonenausbeute deutlich erhöht. Zusätzlich ist neue Ausleseelektronik entwickelt und gebaut worden, welche in der Lage ist, bei sehr hohen Raten und mit exzellenter Zeitauflösung zu messen. Erst durch die verbesserte Zeitauflösung ist eine zuverlässige Trennung der physikalisch interessanten Ereignisse vom Untergrund möglich.

Ziele dieser Arbeit sind die Inbetriebnahme, verschiedene Tests, sowie die Klassifizierung des neuen Photondetektionssystems des Čerenkov-Detektors, insbesondere der Digitalelektronik, die in Freiburg entworfen und produziert wurde. Im Vordergrund steht die Bestimmung der Zeitauflösung der einzelnen Detektorkomponenten und des Gesamtsystems sowie die Zeitkalibrierung nach der Inbetriebnahme. Weiterhin werden der elektronische Untergrund, das Übersprechen zwischen Kanälen und die Photonennrate experimentell untersucht.

Nachdem im zweiten Kapitel die Grundlagen zur Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons zusammengefasst dargestellt werden und die tiefunelastische Streuung als Werkzeug vorgestellt wird, folgt im dritten Kapitel die Beschreibung des COMPASS-Experiments, mit Schwerpunkt auf der Teilchenidentifikation mit Hilfe des Čerenkov-Detektors. Eine detaillierte Beschreibung des Upgrades dieses Detektors wird im vierten Kapitel gegeben. Kapitel fünf beschäftigt sich mit der Bestimmung der Zeitauflösung und beschreibt ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes System zum Test der Funktionalität des gesamten Detektors. Im sechsten Kapitel wird die Durchführung der Zeitkalibrierung erläutert und die erreichte Leistungsfähigkeit des verbesserten Detektors basierend auf den im Jahr 2006 aufgezeichneten Daten zusammengefasst dargestellt.

Kapitel 2

Motivation

Die Materie aus der wir bestehen, ist aus Protonen, Neutronen und Elektronen aufgebaut. Während Elektronen nach dem heutigen Verständnis elementar, also ohne jegliche Substruktur sind, haben die Nukleonen (Protonen und Neutronen) eine sehr komplexe Substruktur. Experimente am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), in denen Elektronen elastisch an Nukleonen gestreut wurden, haben den Nukleonradius auf etwa 10^{-15} m bestimmt, während die derzeitige experimentelle Obergrenze des Elektronradius etwa 10^{-19} m beträgt. Die Abweichung des Nukleons von einem punktförmigen Teilchen wird in diesen Experimenten durch den elektrischen und den magnetischen Formfaktor beschrieben [1].

Bei der tiefunelastischen Streuung von Leptonen an Nukleonen wird der Wirkungsquerschnitt analog zu den Formfaktoren in der elastischen Streuung durch zwei Strukturformfunktionen F_1 und F_2 parametrisiert. Diese schienen zunächst unabhängig vom negativen quadrierten Viererimpulsübertrag Q^2 zu sein. Ein solches Skalenverhalten impliziert die Streuung an punktförmigen Objekten, den Konstituenten des Nukleons. Das konstante Verhältnis $2xF_1/F_2$ zwischen den Strukturformfunktionen zeigt weiterhin, dass diese Partonen einen Spin $\frac{1}{2}\hbar$ tragen. Im Partonmodell ist x der Anteil des Nukleonimpulses der vom Parton getragen wird.

Messungen in einem breiteren Bereich von x und Q^2 zeigten jedoch eine Skalenbrechung der Strukturformfunktion F_2 : anwachsend für kleine x und abfallend für große x mit wachsendem Q^2 (Abb. 2.1). Dieses Verhalten kann im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) durch die gluonische Wechselwirkung zwischen den Partonen erklärt werden. So kann man sich vorstellen, dass drei Valenzquarks ständig Gluonen abstrahlen bzw. absorbieren und sich diese Gluonen in Quark-Antiquark-Paare aufspalten und selbst Gluonen emittieren.

2.1 Der Spin des Nukleons

Der Gesamtspin des Nukleons $s_N = \frac{1}{2}\hbar$ setzt sich im naiven Quark-Parton-Modell aus drei Quarks mit Spin $\frac{1}{2}\hbar$ zusammen. Experimente mit tiefunelastischer Streuung bei CERN, SLAC und DESY zeigten jedoch, dass die Summe der Helizitätsbeiträge ($\Delta\Sigma$) lediglich etwa 30% des Nukleonspins ausmachen [2, 3]. Wie sich der Rest des Spins

zusammensetzt, ist bis heute unklar. Möglich sind außer dem direkten Helizitätsbeitrag von Quarks ($\Delta\Sigma$) und Gluonen (ΔG) Beiträge der Bahndrehimpulse von Quarks und Gluonen (L_q und L_g). Dies wird durch folgende Summenregel für den Gesamtspin des Nukleons ausgedrückt:

$$\frac{1}{2} = \frac{s_N}{\hbar} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g \quad (2.1)$$

Eines der Hauptziele des COMPASS-Experiments ist die Messung des Beitrags der Gluon-Helizität ΔG zum Gesamtspin des Nukleons.

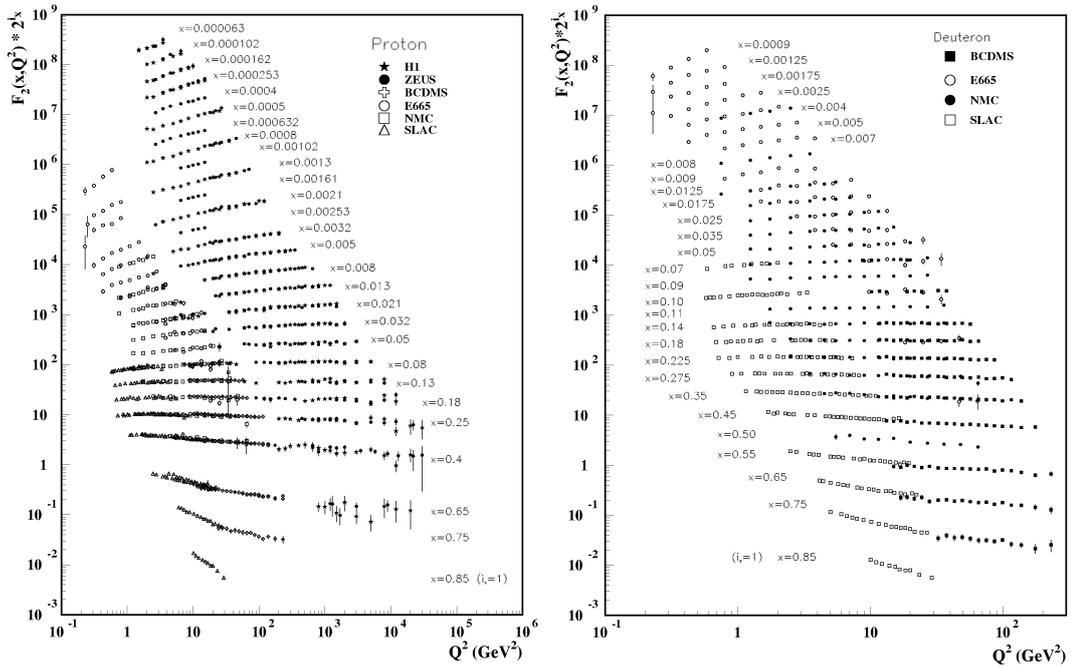


Abbildung 2.1: Die Strukturfunktionen von Proton F_2^p und Deuteron F_2^d in Abhängigkeit von Q^2 für verschiedene Werte von x . Gemessen in tiefinelastischer Streuung von Positronen, Elektronen und Myonen an Proton und Deuteron. Zur besseren Darstellung wurde eine Konstante $c(x)$ addiert. (Quelle: [4])

2.2 Tiefinelastische Streuung

In der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung tritt ein Lepton mit einem Quark des Nukleons über den Austausch eines virtuellen Bosons in Wechselwirkung. Bei der Schwerpunktsenergie des COMPASS-Experiments von etwa 17,9 GeV kann der Beitrag des Z^0 -Austauschs vernachlässigt werden, so dass der Prozess durch den reinen Photonaustausch beschrieben werden kann. Abbildung 2.2 zeigt das Feynman-Diagramm

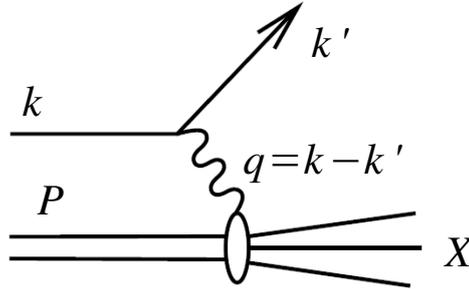


Abbildung 2.2: Tiefinelastische Streuung eines Leptons an einem Proton. Nach der Wechselwirkung des Protons über das virtuelle Photon fragmentiert es in ein oder mehrere Hadronen (in Anlehnung an [5]).

eines solchen Prozesses. Hier bezeichnen $k = (E, \vec{k})$ und $k' = (E', \vec{k}')$ die Vierervektoren des ein- und auslaufenden Leptons und $P = (M, 0, 0, 0)$ den des ruhenden Nukleons. Aufgrund des Impulsübertrages $q = k - k'$ verlässt das Quark nach der Wechselwirkung das Nukleon und fragmentiert in ein oder mehrere Hadronen im Endzustand (X). Der Nachweis des gestreuten Leptons und der Fragmentationsprodukte gibt Aufschluss über die innere Struktur des Nukleons.

Anstatt der gemessenen Energie des auslaufenden Leptons E' und des Streuwinkels θ werden im Allgemeinen die beiden folgenden dimensionslosen Variablen verwendet:

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{\nu}{E} \quad (2.2)$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}. \quad (2.3)$$

ν bezeichnet die Energie des virtuellen Photons im Laborsystem, y seine relative Energie und x die Bjorken'sche SkalenvARIABLE. Weiterhin ist der negative quadrierte Viererimpulsübertrag

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

2.3 Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen

Bei einer inklusiven Messung wird nur das gestreute Lepton detektiert, während der hadronische Endzustand X nicht nachgewiesen wird. Der Born-Wirkungsquerschnitt

für inklusive tiefunelastische Streuung von Leptonen an Nucleonen wird durch das Produkt aus leptonischem $L_{\mu\nu}$ und hadronischem Tensor $W^{\mu\nu}$ beschrieben [6]:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dy d\varphi} = \frac{\alpha^2 y}{Q^4 2} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}. \quad (2.5)$$

Hier bezeichnet α die elektromagnetische Feinstrukturkonstante und φ den Azimutalwinkel zwischen Spin- und Streuebene (Abb. 2.3). Der leptonische Tensor beschreibt den oberen Teil von Abb. 2.2 und ist aus der Quantenelektrodynamik (QED) wohlbekannt, während der hadronische Tensor die komplizierte Struktur des Nucleons enthält, in Abb. 2.2 durch die offene Ellipse symbolisiert.

Beide Tensoren können in einen spinunabhängigen symmetrischen Teil (bezüglich μ und ν) und einen spinabhängigen antisymmetrischen Teil zerlegt werden. Nach Kontraktion der beiden Tensoren in Gl. 2.5 zerfällt somit auch der Wirkungsquerschnitt in einen ersten, spinunabhängigen Teil und einen zweiten, welcher sowohl vom Spin des Leptons als auch vom Spin des Nucleons abhängt:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dy d\varphi} = \frac{\alpha^2 y}{Q^4 2} \left(L_{\mu\nu}^{(s)} W^{\mu\nu(s)} - L_{\mu\nu}^{(a)} W^{\mu\nu(a)} \right). \quad (2.6)$$

Spinabhängige Effekte können also nur beobachtet und untersucht werden, wenn sowohl der Strahl als auch das Target polarisiert sind.

Betrachten wir im Folgenden nur longitudinal polarisierte Leptonen, also solche die entlang oder entgegengesetzt ihrer Bewegungsrichtung polarisiert sind (Helizität $h_\ell = \pm 1$), so bekommt der Born-Wirkungsquerschnitt schließlich folgende Form [6]:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dy d\varphi} = \frac{d^3\bar{\sigma}}{dx dy d\varphi} - h_\ell \cos\beta \frac{d^3\sigma_{\parallel}}{dx dy d\varphi} - h_\ell \sin\beta \cos\varphi \frac{d^3\sigma_{\perp}}{dx dy d\varphi}, \quad (2.7)$$

wobei β der Winkel zwischen Lepton-Streuebene und Nucleonspin ist (Abb. 2.3). Der erste Term in Gl. 2.7 beschreibt den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt und wird durch die beiden bereits erwähnten Strukturfunktionen F_1 und F_2 parametrisiert:

$$\frac{d^3\bar{\sigma}}{dx dy d\varphi} = \frac{\alpha^2 y}{Q^4 2} L_{\mu\nu}^{(s)} W^{\mu\nu(s)} \quad (2.8)$$

$$= \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left[\frac{y}{2} F_1 + \frac{1}{2xy} \left(1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4} \right) F_2 \right]. \quad (2.9)$$

Die Funktionen F_1 und F_2 sind von mehreren Experimenten über einen weiten kinematischen Bereich vermessen worden (Abb. 2.1).

Der zweite und der dritte Term in Gl. 2.7 beschreiben den Wirkungsquerschnitt für longitudinale und transversale Orientierung des Nucleonspins und werden von den Strukturfunktionen g_1 und g_2 parametrisiert:

$$\frac{d^3\sigma_{\parallel}}{dx dy d\varphi} = \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left[\left(1 - \frac{y}{2} - \frac{y^2\gamma^2}{4} \right) g_1 - \frac{y\gamma^2}{2} g_2 \right] \quad (2.10)$$

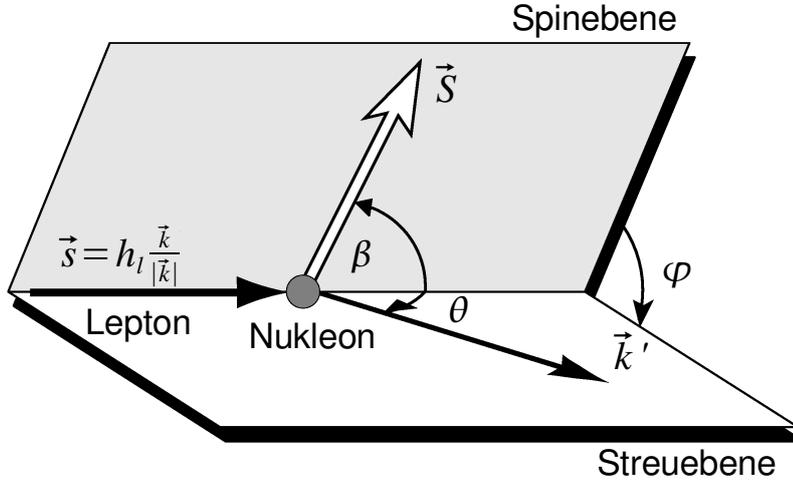


Abbildung 2.3: Winkeldefinition bei polarisierter tiefunelastischer Streuung. Die Lepton-Streuebene wird vom Impuls des ein- (\vec{k}) und auslaufenden Leptons (\vec{k}') definiert und die Spinebene durch die Spins von Lepton (\vec{s}) und Target-Nukleon (\vec{S}). (in Anlehnung an [6])

$$\frac{d^3\sigma_{\perp}}{dx dy d\varphi} = \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left[\gamma \sqrt{1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4}} \left(\frac{y}{2}g_1 + g_2 \right) \right]. \quad (2.11)$$

Der kinematische Faktor $\gamma^2 = 4x^2M^2/Q^2$ verschwindet für $Q^2 \rightarrow \infty$ und beträgt beim COMPASS-Experiment etwa $1/80$ [7]. Da g_2 in Gl. 2.10 mit γ^2 unterdrückt ist, kann g_1 bei longitudinaler Targetpolarisation ($\beta = 0, \pi$) gemessen werden. Die Kombination $\frac{y}{2}g_1 + g_2$ ist in Gl. 2.11 nur mit γ unterdrückt, daher lässt sie sich bei transversaler Polarisation ($\beta = \pi/2$) bestimmen.

Das Ergebnis des COMPASS-Experiments für $xg_1(x)$ für das Deuteron ist in Abb. 2.4 gezeigt. Die statistische Signifikanz konnte gegenüber den Ergebnissen des SMC-Experiments [8] deutlich verbessert werden.

2.4 Bestimmung der Gluon-Polarisation

Eine Möglichkeit zur Bestimmung von ΔG ist die QCD-Analyse von $g_1(x, Q^2)$. Durch die Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktion ist dieser Ansatz sensitiv auf die Gluon-Polarisation. Selbst aktuelle Analysen [3] können mit dieser Methode bisher jedoch nicht das Vorzeichen von ΔG festlegen (vgl. auch Abb. 2.4). Dies liegt an dem, im Vergleich zu den Daten aus unpolarisierten Streuexperimenten, bisher sehr kleinen abgedeckten kinematischen Bereich. Die Notwendigkeit einer direkten Bestimmung

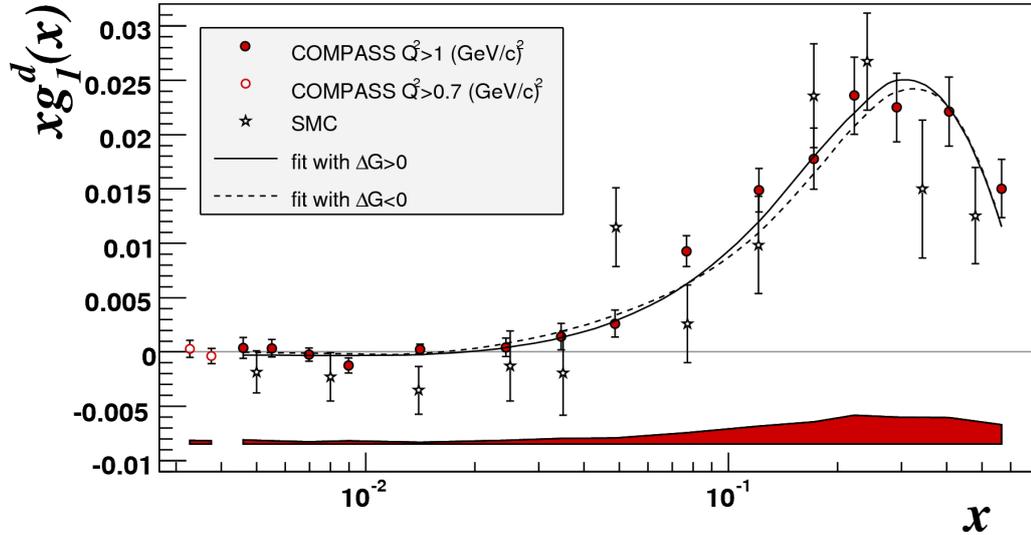


Abbildung 2.4: Die polarisierte Strukturfunktion xg_1^d des Deuterons in Abhängigkeit von x . Das rote Band repräsentiert die systematischen Fehler, während die Fehlerbalken an den Datenpunkten die statistischen Fehler angeben. Zwei QCD-Fits mit unterschiedlicher Annahme für ΔG sind eingezeichnet. (Quelle: [3])

von ΔG über einen Prozess, an dem das Gluon direkt teilnimmt, ist daher offensichtlich.

Da Gluonen keine elektrische Ladung tragen, gibt es keine direkte Wechselwirkung mit Photonen. In zweiter Ordnung berücksichtigt die QCD jedoch die so genannte Photon-Gluon-Fusion (PGF), über welche eine direkte Messung von ΔG auch mit einem Leptonstrahl möglich ist.

Wie in Abb. 2.5 dargestellt, tauschen Gluon und Photon bei der PGF ein virtuelles Quark aus, das im Endzustand ein Quark-Antiquark-Paar ergibt. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess ist im Vergleich zur normalen tiefunelastischen Streuung, in der das virtuelle Photon direkt an das Quark im Nukleon koppelt ($\gamma^*q \rightarrow q$), mit der starken Kopplungskonstante α_s unterdrückt. Weiterhin ist auch der QCD-Compton-Prozess, in dem das Quark zusätzlich ein Gluon abstrahlt ($\gamma^*q \rightarrow gq$), als Untergrund anzusehen.

Es werden bei COMPASS zwei Methoden verwendet, um PGF-Prozesse vom Untergrund zu trennen: Die Suche nach Produktion von offenem Charm und die Suche nach Hadronen mit hohem Transversalimpuls relativ zum virtuellen Photon. Da beide Analysen jedoch auf der Extraktion von Asymmetrien basieren, ist nur die Bestimmung von $\Delta G/G$ möglich und man ist auf Experimente angewiesen, die die unpolarisierte Gluonverteilung G messen, um letztlich ΔG zu erhalten [9]. Auf die Bestimmung

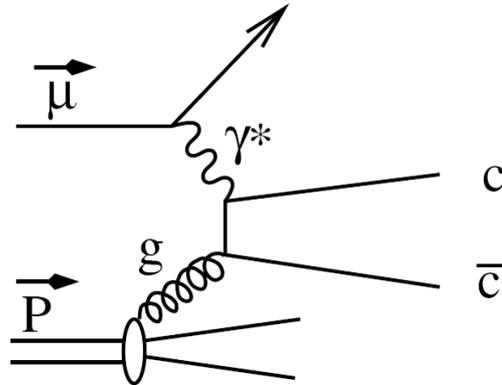


Abbildung 2.5: Photon-Gluon-Fusion mit Produktion von offenem Charm. Das virtuelle Photon tritt über den Austausch eines virtuellen Quarks mit dem Gluon aus dem Nukleon in Wechselwirkung. Das virtuelle Quark ergibt im Endzustand ein Quark-Antiquark-Paar. (Quelle: [5])

von $\Delta G/G$ mit Hilfe von Hadronen mit hohem Transversalimpuls wird im Folgenden nicht weiter eingegangen, Details zu der entsprechenden Analyse sind in [10] zu finden.

2.4.1 Produktion von offenem Charm

In diesem Ansatz wird nach $c\bar{c}$ -Paaren gesucht, die bei der Photon-Gluon-Fusion entstanden sind. Aufgrund der hohen Charm-Masse kann der intrinsische Charm-Anteil im Nukleon vernachlässigt werden und direkte Fragmentierung in c -Quarks ist ebenso unterdrückt wie die Produktion von gebundenem Charmonium. Daher ist der Nachweis von offenem Charm theoretisch untergrundfrei.

Etwa 60% der erzeugten c -Quarks fragmentieren in neutrale und etwa 20% in geladene D -Mesonen [4], die jedoch bereits im Target in Kaonen und Pionen zerfallen:

$$D^0 \rightarrow \pi^+ K^-, \quad \bar{D}^0 \rightarrow \pi^- K^+,$$

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (\pi^+ K^-) \pi^+, \quad + \text{ ladungskonjugiert.}$$

Die direkte Rekonstruktion der D^0 -Mesonen über ihre Zerfallsvertices ist beim COMPASS-Experiment nicht möglich, da es aufgrund des großen Targets keine dedizierten Vertex-Detektoren gibt. Die Identifikation der D^0 -Mesonen ist daher nur über die invariante Masse der Zerfallsprodukte möglich. Eine exzellente Hadronenidentifikation, insbesondere eine Pion-Kaon-Separation, wie sie nur mit einem so genannten ringabbildenden Čerenkov-Detektor (vgl. Abschnitt 3.2) erreicht werden kann, ist für die Extraktion der PGF-Ereignisse essenziell.

2.4.2 Extraktion von $\Delta G/G$

Experimentell werden stets Zählraten-Asymmetrien gemessen, da sich dort alle unpolarisierten Effekte aufheben. Die experimentell gemessene Asymmetrie hängt wie folgt von $\Delta G/G$ ab [11]:

$$A_{\text{exp}} = \frac{N^{\Rightarrow} - N^{\Leftarrow}}{N^{\Rightarrow} + N^{\Leftarrow}} = P_B P_T f a_{LL} \frac{\sigma_{\text{PGF}}}{\sigma_{\text{PGF}} + \sigma_U} \frac{\Delta G}{G} + A_U. \quad (2.12)$$

Hier steht N^{\Rightarrow} für die Anzahl der PGF-Ereignisse wenn Target (\Rightarrow) und Strahl (\Leftarrow) entgegengesetzt polarisiert sind, während N^{\Leftarrow} für die Anzahl der Ereignisse mit paralleler Polarisation steht. $P_B \approx -0,8$ und $P_T \approx 0,5$ geben jeweils die Strahl- bzw. Targetpolarisation an, und $f \approx 0,4$ den Anteil polarisierbarer Nukleonen im Target. Der Faktor $\sigma_{\text{PGF}}/(\sigma_{\text{PGF}} + \sigma_U)$ entspricht dem Anteil von PGF-Ereignissen von der Zahl der Gesamtereignisse, wobei σ_{PGF} der Wirkungsquerschnitt des PGF-Prozesses und σ_U der der Untergrund-Ereignisse ist. A_U gibt die zusätzliche Asymmetrie durch den Untergrund an. Die partonische Asymmetrie a_{LL} ist definiert als

$$a_{LL} = \frac{\sigma_{\mu g}^{\Rightarrow} - \sigma_{\mu g}^{\Leftarrow}}{\sigma_{\mu g}^{\Rightarrow} + \sigma_{\mu g}^{\Leftarrow}} \quad (2.13)$$

und ist im Rahmen der QCD in führender Ordnung berechnet worden. An der Berechnung der nächsten Ordnung wird derzeit gearbeitet. Für schwere Quarks ist die Asymmetrie bei der $4m_c^2$ -Schwelle positiv und fällt für steigende Werte der Schwerpunktsenergie zu negativen Werten ab [11].

Der Anteil der PGF-Ereignisse $\sigma_{\text{PGF}}/(\sigma_{\text{PGF}} + \sigma_U)$ hängt stark von der experimentellen Auflösung der D^0 -Rekonstruktion ab. Er ist etwa 0,1 für den direkten D^0 -Zerfall und etwa 0,5 für den Zerfall über D^* . Dies macht noch einmal deutlich, wie wichtig die Teilchenidentifikation mit Hilfe des Čerenkov-Detektors für die Bestimmung von $\Delta G/G$ ist.

Das aktuelle Ergebnis für $\Delta G/G$ der COMPASS-Analyse über den Nachweis von offenem Charm lautet [12]:

$$\frac{\Delta G}{G} = -0,57 \pm 0,41_{\text{stat.}} \pm 0,17_{\text{syst.}} \quad (2.14)$$

Abbildung 2.6 zeigt dieses Ergebnis (roter Stern) im Vergleich zu den Ergebnissen anderer Analysen. Es sind zwei aus QCD-Fits an g_1^d erhaltene Verläufe von $\Delta G/G$ eingezeichnet. Der obere wurde unter der Annahme eines positiven Gluon-Helizitätsbeitrags $\Delta G = \int_0^1 \Delta G(x) dx > 0$ erhalten, wohingegen der untere einen negativen Helizitätsbeitrag der Gluonen $\Delta G < 0$ annimmt. Beide Verläufe beschreiben die Ergebnisse der Analysen gleich gut, weshalb bisher keine Einschränkung des Verlaufs möglich

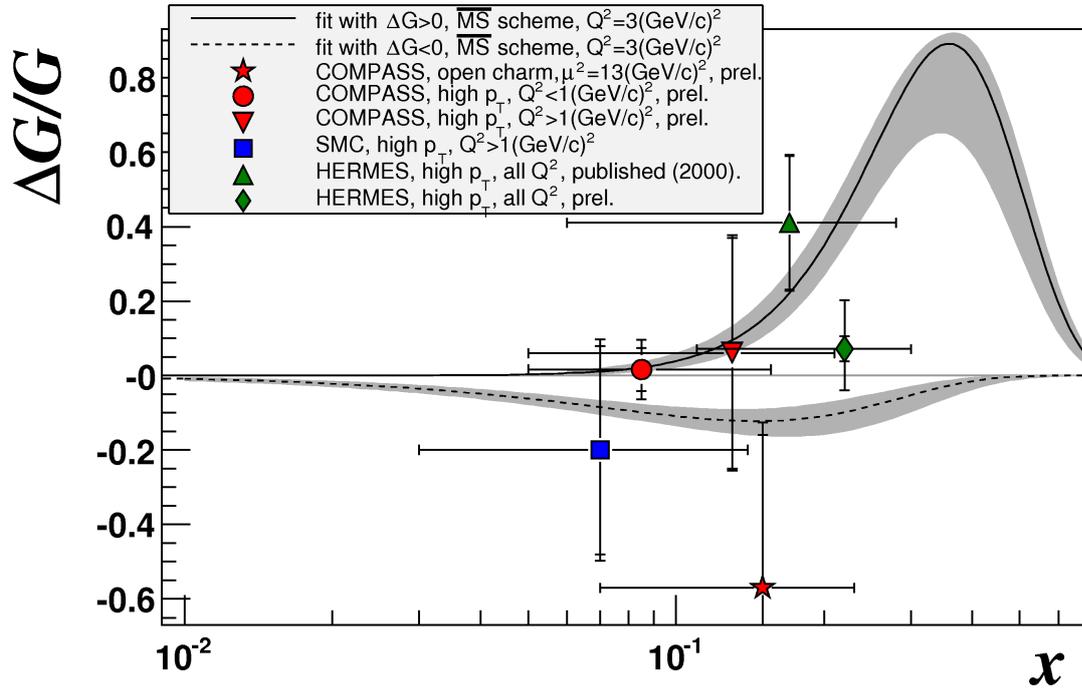


Abbildung 2.6: Ergebnisse für $\Delta G/G$ des COMPASS-Experiments, sowie von SMC und HERMES. Die Linien zeigen QCD-Fits mit positiven (durchgezogen) und negativen (gestrichelt) Annahmen für ΔG . (Quelle: [12])

ist. In beiden Fällen liegt der Absolutbetrag des Integrals über $\Delta G(x)$ zwischen 0,2 und 0,3 [3]. Falls sich ein kleiner Helizitätsbeitrag der Gluonen bestätigt, so bedeutet dies (Gl. 2.1), dass der Spin des Nukleons hauptsächlich vom Bahndrehimpuls der Partonen stammt.

Kapitel 3

Das COMPASS-Experiment

3.1 Spektrometerübersicht

Das COMPASS-Spektrometer [13] ist in Abb. 3.1 skizziert. Es besteht im Wesentlichen aus drei Teilen. Der Bereich vor dem polarisierten Target (in der Skizze mit COMPASS PT bezeichnet) besteht aus Detektoren, mit Hilfe derer die Strahlteilchen gemessen werden. Der Bereich hinter dem Target kann in zwei Bereiche aufgeteilt werden. Zuerst der Teil des Spektrometers um Teilchen mit großen Ablenkwinkeln nachzuweisen (Large Angle Spectrometer, LAS) und dahinter das für die Detektion von Teilchen, die unter kleinen Winkeln gestreut werden, zuständige Small Angle Spectrometer (SAS). Durch die Verwendung eines zweistufigen Spektrometers wird die Impulsaufösung optimiert, was insbesondere für die Messung von $\Delta G/G$ über offenen Charm (vgl. Abschnitt 2.4.1) wichtig ist. Beide Teile beinhalten jeweils einen großen Spektrometermagneten (SM1, SM2), welche von Spurdetektoren umgeben sind. Für die Teilchenidentifikation gibt es elektromagnetische- (EC01, EC02) und hadronische (HC01, HC02) Kalorimeter, Myonfilter (MF1, MF2) und im LAS einen ringabbildenden Čerenkov-Detektor (RICH, in der Skizze RI01).

3.1.1 Myonstrahl

Das COMPASS-Experiment befindet sich am Ende der M2-Strahlführung [14] des Super Proton Synchrotrons (SPS) am CERN. Im SPS auf bis zu $400 \text{ GeV}/c$ beschleunigte Protonen werden während der $4,8 \text{ s}$ eines Spills in die M2 extrahiert. Nach dem Spill folgt eine 12-sekündige Spillpause, die beim COMPASS-Experiment dazu genutzt wird, die aufgezeichneten Daten von Zwischenspeichern auf Festplatten zu schreiben.

Pro Spill treffen etwa $1,2 \cdot 10^{13}$ Protonen in der M2 auf das Produktionstarget T6 aus Beryllium. Dort entsteht der hauptsächlich aus Pionen und Kaonen bestehende sekundäre Strahl. Über Dipol- und Quadrupolmagnete werden Pionen und Kaonen in dem Impulsintervall von $225 \text{ GeV}/c \pm 10\%$ ausgewählt, welche im folgenden 600 m langen Tunnel teilweise in Myonen zerfallen. Nachdem die verbleibenden Pionen und Kaonen mit einem Hadronabsorber entfernt wurden, erreicht der tertiäre Myonstrahl das COMPASS-Target mit einer Intensität von etwa $2 \cdot 10^8$ Myonen pro SPS-Zyklus.

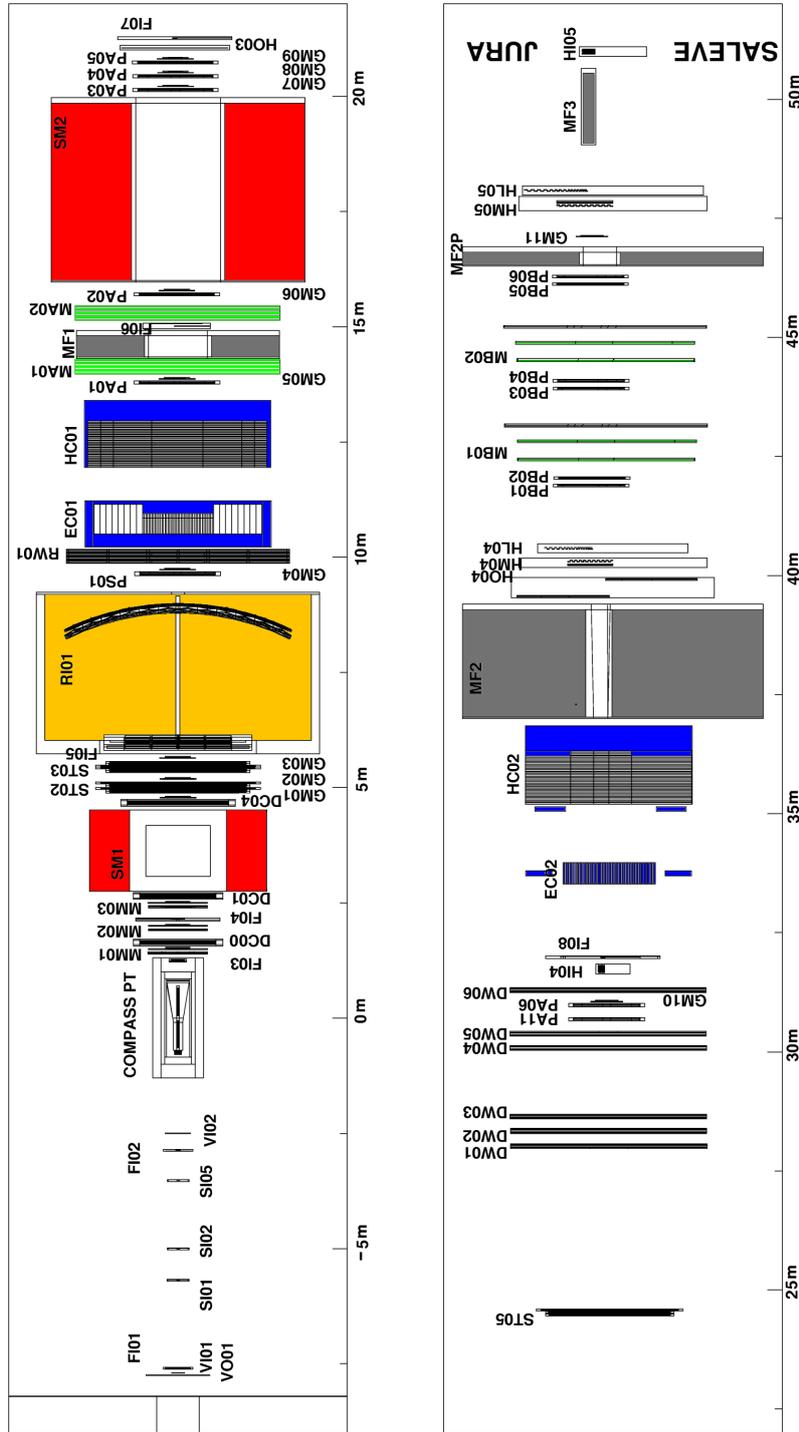


Abbildung 3.1: Das COMPASS Spektrometer am CERN in der Anordnung von 2006. Das *Large Angle Spectrometer* beginnt etwa 2 m hinter dem Target (COMPASS PT) und endet vor SM2, bei 16 m. Dort beginnt das *Small Angle Spectrometer*, das bis zum Ende des Aufbaus (52 m) reicht. Der RICH-Detektor (RI01) ist gelb markiert und befindet sich bei ca. 6–9 m.

Die Myonen haben einen Impuls von $160 \text{ GeV}/c$ ($\pm 3 - 5\%$) und sind aufgrund des paritätsverletzenden Pionzerfalls zu einem hohen Grad polarisiert.

Etwa 100 m vor dem Target wird der Impuls des Strahls über die Ablenkung in Dipolmagneten von der Beam Momentum Station (BMS) gemessen. Damit diese Messung einzelnen Strahlteilchen zugeordnet werden kann, besitzt die BMS eine Zeitauflösung von 300 ps.

Mit dem Strahl erreicht auch ein sehr großer Strahl-Halo die Halle [14]. Er besteht hauptsächlich aus Myonen, die nicht optimal fokussiert werden konnten. Der äußere Teil des Halos (mehr als 21 cm von der Strahlmitte entfernt) beträgt etwa 7% der Gesamtintensität, während der innere Teil (zwischen 5 cm und 21 cm von der Strahlmitte entfernt) etwa 16% ausmacht [13]. Zum Vergleich: Das COMPASS-Target hat einen Durchmesser von 3 cm.

3.1.2 Polarisiertes Target

Wie in Abschnitt 2.3 erläutert, können Spinabhängigkeiten des Wirkungsquerschnitts nur beobachtet werden, wenn sowohl mit polarisierten Strahlteilchen als auch mit einem polarisierten Target gemessen wird.

Um die erforderliche Luminosität zu erreichen, werden beim COMPASS-Experiment Festkörpertargets eingesetzt. Die Spinstrukturen von Proton und Deuteron werden mit Hilfe von Targets aus NH_3 bzw. ${}^6\text{LiD}$ untersucht. Aus der Kombination der Ergebnisse werden Informationen zur Spinstruktur des Neutrons extrahiert. Das Targetmaterial befindet sich in drei Zellen von 3 cm Durchmesser und 30, 60 und 30 cm Länge. Die äußeren Zellen besitzen die gleiche Polarisationsrichtung, während die mittlere entgegengesetzt dazu polarisiert ist. So werden beide Polarisationsrichtungen gleichzeitig gemessen, und Effekte aufgrund von Myonflusschwankungen vermieden. Die Polarisation aller Zellen wird regelmäßig umgekehrt: bei longitudinaler Polarisation bezüglich des Strahls etwa alle 8 Stunden und bei transversaler einmal pro Woche, da dort eine Umkehrung der Polarisation wesentlich länger dauert. Dadurch werden falsche Asymmetrien aufgrund von Akzeptanzeffekten reduziert.

3.1.3 Spurdetektoren

Spurdetektoren messen die Position geladener Teilchen an bestimmten Positionen entlang der Strahlachse. Aus diesen Punkten lässt sich die Spur des Teilchens rekonstruieren. Aus der Ablenkung geladener Teilchen in den Magnetfeldern der Spektrometermagnete kann der Impuls bestimmt werden. Typischerweise bestimmt eine Detektorebene den Durchflugpunkt des Teilchens in einer Raumrichtung. Um einen dreidimensionalen Raumpunkt zu identifizieren sind daher zwei nicht-parallele Ebenen nötig und gegebenenfalls eine dritte, um Doppeldeutigkeiten zu vermeiden.

Tabelle 3.1: Die Spurdetektoren sind bezüglich der abgedeckten Winkelakzeptanz in drei Kategorien eingeteilt.

Sehr kleine Winkel	Szintillierende Fasern, Silizium-Microstreifen
Kleine Winkel	Mikro-Mesh-Gas-Detektoren, Gas-Elektron-Verstärker
Große Winkel	Driftkammern, Driftröhrchen, Vieldrahtproportionalkammern

Der Teilchenfluss pro Fläche senkrecht zum Strahl variiert innerhalb der Spektrometerakzeptanz um fünf Größenordnungen. In Strahl- und Targetnähe müssen die Detektoren Raten von bis zu einigen MHz bewältigen sowie Ortsauflösungen von $100\ \mu\text{m}$ und besser erreichen. Um sekundäre Reaktionen zu vermeiden, darf nur so wenig Material wie möglich in den Fluss der Teilchen gebracht werden. Direkt nach dem Target ist dies, aufgrund der hohen Zahl von im Target produzierten niederenergetischen Teilchen, besonders wichtig. In größerer Entfernung vom Strahl sind die Raten und Anforderungen an die Ortsauflösung niedriger, dafür müssen größere Flächen abgedeckt werden.

Die im COMPASS-Experiment eingesetzten Spurdetektoren können bezüglich der abgedeckten Winkelakzeptanz in drei Klassen eingeteilt werden. Die verschiedenen Detektortypen, wie sie in den Kategorien zum Einsatz kommen, sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Eine Einheit zur Spurrekonstruktion besteht normalerweise aus je einem Detektor der drei Kategorien, wobei die größeren Detektoren jeweils in der Mitte einen inaktiven Bereich haben, in dem die Rate ihre Kapazität übersteigen würde. Dieser Bereich wird von dem jeweils kleineren Detektor abgedeckt.

3.1.4 Teilchenidentifikation

Abgesehen vom RICH-Detektor zur Hadron-Identifikation (Abschnitt 3.2) gibt es beim COMPASS-Experiment zwei weitere Detektortypen zur Teilchenidentifikation.

Myonfilter Die Identifikation von gestreuten Myonen wird von zwei Myonfiltern übernommen. Sie bestehen jeweils aus einer Absorptionsschicht, die von Spurdetektoren moderater Ortsauflösung (MW1: $\sigma = 3\ \text{mm}$, MW2: $\sigma \leq 0,9\ \text{mm}$ [13]) umgeben sind. Die Absorptionsschicht ist dick genug, um Hadronen zu stoppen, so dass eine von den Detektoren vor und hinter dem Absorber gemessene Spur nur von einem Myon stammen kann.

Kalorimeter Die Kalorimeter dienen zur Energiemessung der Teilchen. Im besten Fall verlieren die Teilchen ihre gesamte Energie im Kalorimeter. Hadronen erzeugen in Materie durch inelastische Reaktionen einen Schauer aus Sekundärteilchen. Um Energieverlust und Sensitivität zu optimieren werden zwei verschiedene Materialien

verwendet. So genannte Sampling-Kalorimeter zur Hadronidentifikation bestehen aus abwechselnden Schichten von Absorber- und Szintillatormaterial. Das im Szintillator erzeugte Licht wird über Wellenlängenschieber an Photomultiplier geleitet und aus der Höhe des Signals können Rückschlüsse auf die deponierte Energie gezogen werden. Die beiden hadronischen Kalorimeter des COMPASS-Experiments (HC01, HC02) werden auch zum Auswählen von Ereignissen mit Hadronen im Endzustand benutzt.

Vor den beiden hadronischen Kalorimetern befindet sich jeweils ein elektromagnetisches Kalorimeter (EC01, EC02), das zur Energiemessung von Elektronen, Positronen und Photonen eingesetzt wird. In den Bleiglasblöcken der Kalorimeter erzeugen diese Teilchen durch Bremsstrahlung und Paarbildung eine Kaskade von Sekundärteilchen. Die im Schauer entstandenen Elektronen und Positronen emittieren auf ihrem Weg durch das Bleiglas Čerenkov-Licht, dessen Intensität proportional zu der deponierten Energie ist.

3.2 Teilchenidentifikation mit dem RICH-Detektor

Der RICH-Detektor [15, 16] des COMPASS-Experiments ist ein großer ringabbildender Čerenkov-Detektor, der bisher Hadronidentifikation im Impulsbereich von 5 GeV/c bis 43 GeV/c erlaubte [17]. Seine Abmessungen (Abb. 3.2, rechts) erstrecken sich über die gesamte Winkelakzeptanz des LAS von ± 250 mrad in der Horizontalen und ± 180 mrad in der Vertikalen.

Geladene Teilchen emittieren gemäß des Čerenkov-Effektes [18] Photonen, wenn sie sich in einem Medium schneller als mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen. Die Photonen werden unter einem Winkel θ_C relativ zur Bewegungsrichtung des Teilchens emittiert. Dieser Winkel ist abhängig vom Brechungsindex des Mediums n und der Geschwindigkeit des Teilchens $\beta = v/c$:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \frac{m^2 c^2}{p^2}} \quad (3.1)$$

Um Čerenkov-Photonen zu emittieren muss ein Teilchen nach Gl. 3.1 eine Mindestgeschwindigkeit von

$$\beta \geq \frac{1}{n} \quad (3.2)$$

haben. Ist der Impuls p eines Teilchens bekannt und liegt er oberhalb der Čerenkov-Schwelle (Gl. 3.2), so kann nach Gl. 3.1 die Masse des Teilchens und damit seine Identität bestimmt werden. Zur Teilchenidentifikation ist man somit auf die Impulsmessung der Spurdetektoren angewiesen. Für hohe Impulse erreicht der Čerenkov-Winkel die asymptotische Grenze $\cos \theta_C = 1/n$ und die Trennung der Teilchen anhand ihres Čerenkov-Winkels ist nicht mehr möglich. Die 2σ -Trennung von Kaonen und Pionen

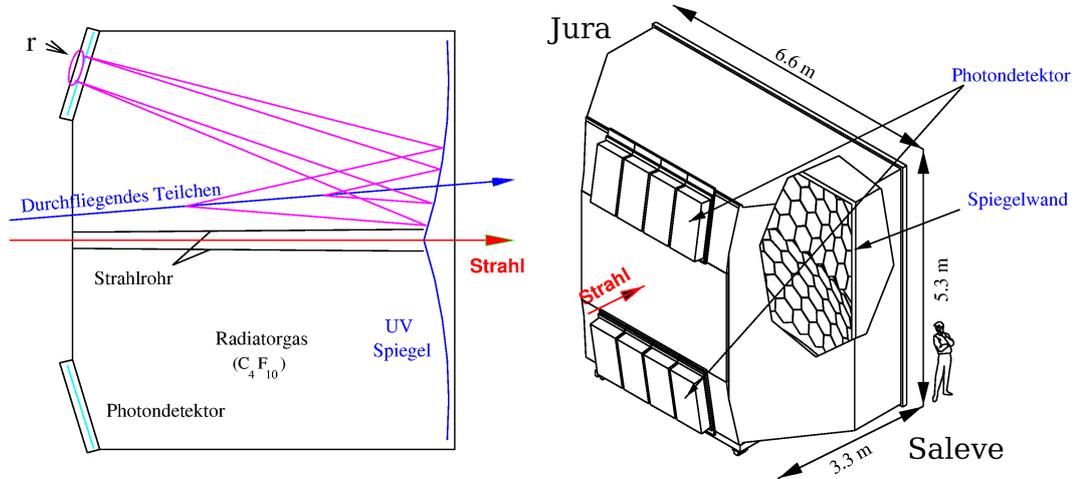


Abbildung 3.2: Der COMPASS-RICH-Detektor. Links ist gezeigt, wie die von durchfliegenden Teilchen ausgesandten Photonen von den Spiegeln reflektiert werden und auf die Photondetektoren treffen. Die Abmessungen des Detektors und die Anordnung der Photondetektoren ist rechts abgebildet. (Quelle: [19])

lag bisher bei $43 \text{ GeV}/c$ [17]. Der Tank des COMPASS-RICH-Detektors ist mit dem Radiatorgas C_4F_{10} gefüllt. Es hat bei einem Druck von 1 bar und einer Temperatur von 20°C einen Brechungsindex von $n_{\text{C}_4\text{F}_{10}} = 1,00153$. Unter diesen Bedingungen ist die Čerenkov-Schwelle für Pionen $2,5 \text{ GeV}/c$, für Kaonen $8,9 \text{ GeV}/c$ und für Protonen $17,0 \text{ GeV}/c$.

Teilchen, die den RICH-Detektor durchqueren (Abb. 3.2, links), produzieren im Radiatorgas Čerenkov-Photonen, die von Spiegeln auf die Photondetektoren abgebildet werden. Das Spiegelsystem besteht aus zwei Spiegelflächen, deren Brennpunkte relativ zur Strahlmitte vertikal um $1,6 \text{ m}$ versetzt sind [20]. Dies ermöglicht eine Platzierung der Photondetektoren außerhalb der Spektrometerakzeptanz und somit eine Materialminimierung innerhalb der Akzeptanz. Die Spiegeloberflächen bestehen aus insgesamt 116 hexagonalen und pentagonalen Segmenten mit einer Gesamtfläche von etwa 21 m^2 .

Da parallele Strahlen von sphärischen Spiegeln auf einen Punkt fokussiert werden, ergeben die von einem Teilchen entlang seiner Spur emittierten Čerenkov-Photonen einen Ring in der Ebene der Photondetektoren. Der Radius des Rings r ist abhängig von der Brennweite $f = R/2$ des Spiegelsystems und dem Čerenkov-Winkel:

$$r = \theta_C \frac{R}{2}, \quad (3.3)$$

wobei der Radius der Spiegel $R = 6,6 \text{ m}$ beträgt. Aus dem Radius des Rings r kann somit der Čerenkov-Winkel θ_C bestimmt werden.

Um die Čerenkov-Photonen zu detektieren, werden sie zuerst in einer Schicht aus Caesiumiodid (CsI) in Elektronen konvertiert (Photo-Effekt). Diese Schicht befindet sich auf der Kathode einer Vieldraht-Proportionalkammer (MWPC), in der die Elektronen nachfolgend detektiert werden. Die Oberfläche der 16 Photokathoden (je $576 \times 576 \text{ mm}^2$) ist in $8 \times 8 \text{ mm}^2$ große Segmente aufgeteilt. Dies ergibt insgesamt 82 944 Pixel. Die MWPC sind mit Methan gefüllt, da dieses für Photonen mit einer Wellenlänge zwischen 165 und 200 nm genügend transparent ist, und durch Quarzglasfenstern vom Radiatorgas getrennt. Diese Fenster geben die untere Grenze des sensitiven Wellenlängenbereichs von 165 nm vor, während die verschwindende Quanteneffizienz von CsI oberhalb von 200 nm die obere Grenze bestimmt [13].

Das bisherige Auslesesystem der MWPC basiert auf einer modifizierten Version des Gassiplex-Chips als Vorverstärker [21]. Um den niedrigen Verstärkungsfaktor (6 mV/fC) auszugleichen, hat er eine lange Integrationszeit von etwa $3 \mu\text{s}$ [22]. Die lange Rückkehrzeit zur Grundlinie von 3-5 μs [23] verursacht außerdem eine Totzeit für das Datennahmesystem.

Strahlteilchen, die mit keinem der Targetteilchen in Wechselwirkung traten, werden von einer Helium gefüllten Röhre davon abgehalten Čerenkov-Photonen im Detektor zu emittieren. Dies gilt jedoch nicht für den Großteil des Halos, der somit für eine große Zahl unkorrelierter Ereignisse verantwortlich ist. Durch das Upgrade des Detektors (Kapitel 4) wurde die Zeitauflösung verbessert, so dass eine Trennung der physikalischen Ereignisse von solchen Untergrundereignissen wesentlich verbessert wird.

3.3 Datennahmesystem

Die Philosophie der Datennahme beim COMPASS-Experiment besteht darin, die Detektorsignale so früh wie möglich zu digitalisieren [24]. In den meisten Fällen sind die digitalen Frontend-Karten (Abschnitt 3.3.2) direkt mit den Vorverstärkern oder Diskriminatoren am Detektor verbunden, so dass Analogsignale nicht verlustreich über weite Strecken verschickt werden müssen. Nach der Digitalisierung von bis zu 192 Kanälen auf einer Frontend-Karte werden die Daten über ein Standard-Twisted-Pair-Kabel zur Ausleseschnittstelle CATCH (Abschnitt 3.3.3) weitergeleitet. Dort werden die Daten von bis zu 16 Frontend-Karten kombiniert und via S-Link an die Readout-Buffer-PCs geschickt.

Hohe Triggerraten von bis zu 100 000 Triggern pro Sekunde, Ereignisgrößen von bis zu 35 kB, nahezu totzeitfreie Auslese und die daraus resultierende hohe Datenrate sind nur mit einer Pipeline-Architektur zu erreichen. Während die zu einem Trigger gehörigen Daten durch das Auslesesystem geleitet werden, können weitere Trigger akzeptiert werden. Der Weg der Daten vom Detektor bis zum permanenten Speicher ist in Abb. 3.3 illustriert. Die einzelnen Schritte werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

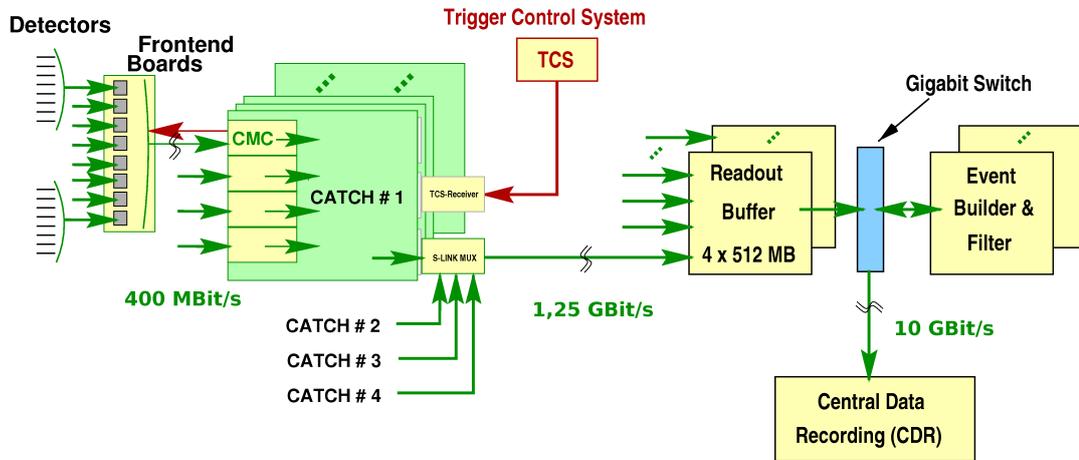


Abbildung 3.3: Das Datennahmesystem des COMPASS-Experiments. Die Daten gelangen von den Frontend-Karten über CATCH-Module, Readout-Buffer und Event-BUILDER zum zentralen Datenspeicher (CDR). Trigger werden vom Trigger-Kontroll-System (TCS) verteilt und von TCS-Empfängern an die CATCH-Module geleitet. (Quelle: [25])

3.3.1 Trigger-Kontroll-System

Das COMPASS-Triggersystem [26] selektiert Ereignisse mit gestreuten Myonen mittels dedizierter Triggerhodoskope und mit den Hadron-Kalorimetern. Die Auswahl der Ereignisse erfolgt aufgrund der geometrischen Eigenschaften der Myonspur und der Energiesignatur im Target entstandener Hadronen in den Kalorimetern. Für jedes dieser Ereignisse wird ein Trigger generiert.

Detektorsignale schon auf der Frontend-Karte zu digitalisieren hat den großen Vorteil, dass digitale Daten weitaus einfacher zu handhaben sind als analoge. Allerdings muss aufgrund der Pipeline-Architektur jedes Ereignis von Anfang an eindeutig zu identifizieren sein, um später die Signale verschiedener Detektoren einem Ereignis zuzuordnen zu können. Daher müssen die Triggerentscheidungen allen Modulen in der Datennahmekette zur Verfügung gestellt werden. Diese Aufgabe wird vom Trigger-Kontroll-System (TCS) [27] übernommen.

Das System besteht aus einem TCS-Kontroller, der jedes Ereignis mit einem Ereigniskopf ausstattet, welcher aus Ereignis- und Spillnummer, sowie Ereignistyp besteht. Die Triggerentscheidung, der Ereigniskopf und der experimentweite 38,88 MHz-Takt werden über ein sternförmiges Netzwerk aus Glasfasern an TCS-Empfänger geschickt. Die Informationen werden vom TCS-Empfänger für die CATCH-Module aufbereitet (jedes CATCH besitzt seinen eigenen TCS-Empfänger), woraufhin sie vom CATCH an die Frontend-Karten weitergeleitet werden.

3.3.2 Frontend-Elektronik

Die erste Stufe des Auslesesystems sind die Frontend-Karten (Frontend Boards, Abb. 3.3). Sie bestehen typischerweise aus Vorverstärkern, Diskriminatoren und Digitalisierungseinheiten. Zwei Arten der Digitalisierung kommen beim COMPASS-Experiment zum Einsatz: Der Zeit-Digital-Wandler (Time-to-Digital Converter, TDC) bestimmt den Zeitpunkt der steigenden oder fallenden Flanke eines diskriminierten Detektorsignals. Der Analog-Digital-Wandler (Analog-to-Digital Converter, ADC) tastet die Amplitude des Signals ab und digitalisiert sie.

Alle Zeitmessungen am COMPASS-Experiment werden von dem in Freiburg entwickelten $\mathcal{F}1$ -TDC [28, 29, 30] durchgeführt. Dieser Chip basiert auf der $0,6\ \mu\text{m}$ CMOS sea-of-gate Technologie und akzeptiert folgende Signalstandards: TTL (Transistor-Transistor-Logik), PECL (Positive emitter-coupled logic), Low-Voltage PECL und LVDS (Low-Voltage Differential). Das Taktsignal für alle Zeitmessungen ist der TCS-Takt (TCS-Clock), der der Frontend-Karte vom CATCH zur Verfügung gestellt wird. Auf der Frontend-Karte wird der TCS-Takt von dem differenziellen 1:9 Clock Verteiler an alle acht TDC einer Frontend-Karte und an die Gate Array Logic (GAL) geleitet. Diese dekodiert die restlichen Signale des CATCH (Trigger, Reset, Begin und Ende des Spills).

Da die Triggerzeit synchron zum 38,88 MHz-Takt des COMPASS-Experiments verschickt wird, liegt ihre Ungenauigkeit bei 25,72 ns. Aus diesem Grund wird die Triggerzeit vor Einspeisung in das TCS zusätzlich mit einer TDC-CMC-Karte bestimmt. Die TDC-CMC-Karte ist eine digitale Frontend-Karte mit vier $\mathcal{F}1$ -TDC die sich direkt am CATCH-Modul befindet. Die von ihr gemessene Zeit wird innerhalb eines jeden Ereignisses als Referenz für alle Zeitmessungen benutzt und von ihnen abgezogen. Man erhält so für physikalische Ereignisse eine konstante Zeitdifferenz, da diese immer korreliert zur Triggerzeit auftreten.

Nach der Kombination aller Kanäle einer Frontend-Karte werden die digitalen Daten seriell über das HOTLink-Protokoll [31] an das CATCH gesendet.

3.3.3 CATCH-Modul

Das CATCH-Modul (COMPASS Accumulate Transfer and Control Hardware) [19, 25] ist die zentrale Ausleseschnittstelle des COMPASS-Experiments. Es verteilt die COMPASS-Clock, die TCS- und Initialisierungssignale an bis zu 16 angeschlossene Frontend-Karten. Jeweils vier Frontend-Karten sind über eine Adapterkarte (Common Mezzanine Card, CMC) an das CATCH angeschlossen, auf der die Daten gepuffert werden, bevor sie vom CATCH verarbeitet werden. Die zu einem Ereignis gehörenden Daten werden kombiniert und im S-Link-Format [32] über Glasfasern an die Readout-Buffer (ROB) weitergeleitet (Abb. 3.3). Sie sind am PCI-Bus handelsüblicher PCs angeschlossen und haben einen internen Zwischenspeicher von 512 MB.

Für Detektoren mit niedriger Datenrate lassen sich bis zu vier CATCH-Module mit einem S-Link-Multiplexer kombinieren, um die Zahl der Readout-Buffer zu minimieren. Anschließend werden die Daten eines Ereignisses aller Detektoren von den über GBit-Netzwerk verbundenen Event-Builder-PCs zusammengesetzt und auf Festplatte zwischengespeichert. Von dort gelangen sie über eine dedizierte 10 GBit Glasfaserverbindung in das CERN-Rechenzentrum und werden auf Magnetbändern gespeichert. Zwischen Juli und November 2006 wurden vom COMPASS-Experiment 420 TB Rohdaten aufgezeichnet [33].

Kapitel 4

Upgrade des ringabbildenden Čerenkov-Detektors

Der ringabbildende Čerenkov-Detektor (RICH-Detektor) des COMPASS-Experiments ist seit dem Jahr 2002 in Betrieb und hat bereits in den Jahren 2002 bis 2004 sehr gute Teilchenidentifikation geliefert [34].

Die Effizienz des Detektors ist für unter kleinen Winkeln ($\lesssim 15$ mrad) gestreute Teilchen deutlich geringer als für unter großen Winkeln gestreute. Das liegt zum Einen daran, dass ein Teil der Čerenkov-Photonen bei kleinen Streuwinkeln vom Strahlrohr blockiert wird. Zum Anderen war es für die bisherige Ausleseelektronik unmöglich, die vom Halo des Myonstrahls verursachte hohe Photonenrate nahe dem Zentrum des Detektors zu verarbeiten. Die lange Integrationszeit des Gassiplex-Chips von etwa $3\ \mu\text{s}$ [22] beschränkt die Zeitauflösung und erschwert die Trennung von Halo-verursachten Ringen von physikalisch interessanten.

Ursprünglich waren für das COMPASS-Experiment zwei RICH-Detektoren vorgesehen [16, 35]. Der zweite Detektor sollte Teilchen mit Impulsen über $50\ \text{GeV}/c$ identifizieren und den ersten im Bereich kleiner Streuwinkel ergänzen. Da seine Konstruktion aus finanziellen Gründen auf absehbare Zeit nicht geplant ist, wurde eine Verbesserung des ersten RICH-Detektors vorgeschlagen [23]. Sie verbessert nicht nur die Teilchenidentifikation bei höheren Impulsen und kleinen Winkeln, sondern erfüllt auch die weiteren Anforderungen der kommenden Jahre, wie erhöhte Strahlintensität und Ausleseraten bis zu $100\ \text{kHz}$.

Für das RICH-Upgrade wurden zwei sich ergänzende Strategien ausgewählt. Im zentralen Bereich (25% der Detektorfläche), in dem die Rate am höchsten ist, werden sowohl die Photondetektoren, als auch die Ausleseelektronik ersetzt. Den Anforderungen entsprechend wurden Photomultiplier zur Photon-Detektion ausgewählt. Sie haben einen größeren Wellenlängenbereich, in dem sie für Photonen sensitiv sind, was zu einer deutlich höheren Zahl an detektierten Photonen pro Teilchen, und dadurch zu einem vergrößerten Impulsbereich mit effizienter Teilchenidentifikation führt. Im Außenbereich (75% der Detektorfläche) wird das bisherige MWPC-CsI-System zur Photondetektion beibehalten, Zeitauflösung und Totzeit jedoch durch den Einsatz APV-basierter Frontend-Elektronik optimiert.

Die Verbesserung der Ausleseelektronik der äußeren 12 Photokathoden ist nicht Teil dieser Arbeit und wird daher in Abschnitt 4.1 nur kurz beschrieben. Der verbleibende Teil der Arbeit behandelt die Verbesserung des zentralen Detektorbereichs.

4.1 Neue Ausleseelektronik der äußeren CsI-Kammern

Die CsI-Photondetektoren der 12 äußeren Kammern verbleiben im Rahmen des Upgrades unverändert, die bisherige Ausleseelektronik der MWPCs wird jedoch durch ein neues System ersetzt [22]. Wie beim Gassiplex-Chip werden die Signale analog abgetastet. Basierend auf dem APV25-S1-Chip [36], der bereits einige andere Detektoren des COMPASS-Spektrometers ausliest, wurden neue Frontend-Karten entwickelt. Der APV25-S1-Chip ist ein Vorverstärker und Impulsformer mit 128 Kanälen. Die Signale des Verstärkers werden mit 40 MHz abgetastet. Um Zeitinformationen zu erhalten wird außer bei der maximalen Amplitude zusätzlich jeweils einmal auf der steigenden und auf der fallenden Flanke abgetastet. Ein 10 Bit Flash-ADC digitalisiert den analogen Datenfluss von 12 APV-Chips.

Durch diesen Ansatz wurde die Leistung der vorhandenen Photondetektoren kostengünstig optimiert, ohne sie austauschen zu müssen. Insbesondere konnte das effektive Zeitfenster auf unter 400 ns verkleinert werden und die Zeitauflösung auf kleiner als 30 ns für Signale mit genügend hoher Amplitude verbessert werden. Durch den Einsatz der Pipeline-Architektur wurde außerdem die Totzeit deutlich verringert [22].

4.2 Photondetektion mit Photomultipliern

Im Zentrum des Detektors werden vier CsI-Kathoden durch insgesamt 576 Photomultiplier mit jeweils 16 Anoden (Multi-Anode Photo-Multiplier Tube, MAPMT) ersetzt. Diese vier CsI-Kathoden werden im Folgenden gemäß ihrer physikalischen Anordnung (vgl. Abb. 3.2) als die vier Quadranten *Jura Top*, *Jura Bottom*, *Saleve Top*, *Saleve Bottom* bezeichnet. Jeder Photomultiplier (Typ R 7600-03-M16 [37]) besitzt 16 Pixel auf einer sensitiven Fläche von $18 \times 18 \text{ mm}^2$. Montiert sind sie in einem Gehäuse aus Weicheisen (Abb. 4.1), wodurch das 200 Gauß starke Rest-Magnetfeld des wenige Meter entfernten Spektrometernagneten SM1 abgeschirmt wird. In dem Gehäuse befindet sich auch der Spannungsteiler, dessen lichtdichte Platine direkt am „nackten“ MAPMT befestigt ist. Die kleine Platine versorgt nicht nur den MAPMT mit den benötigten Spannungen, sondern stellt auch die Verbindung der Anoden zur Ausleseketten her. Dadurch wird eine sehr kurze, kabelfreie Verbindung zum Vorverstärker gewährleistet.

Jeder Photomultiplier ist mit einem Linsenteleskop ausgestattet, das die effektive Detektionsfläche um einen Faktor 7,2 auf $12 \times 12 \text{ mm}^2$ pro Pixel vergrößert [23]. So können die blinden Flächen zwischen den Detektoren unter 2% gehalten werden, ohne eine deutlich höhere Zahl an Photomultipliern verwenden zu müssen. Das 11,5 cm



Abbildung 4.1: Der MAPMT im Weicheisengehäuse. Links unten ist der HV-Stecker zu erkennen.

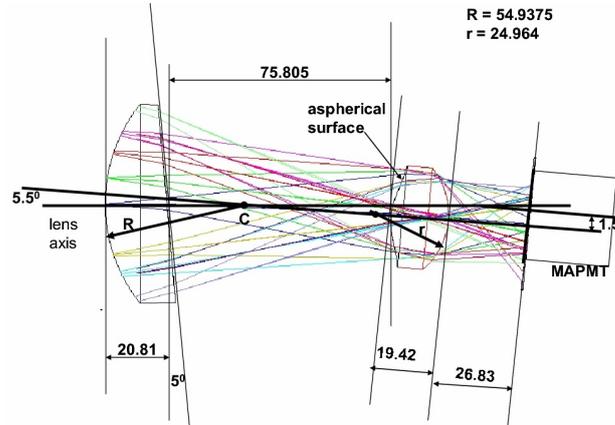


Abbildung 4.2: Linsenteleskop vor dem MAPMT aus einer sphärischen und einer asphärischen Linse. Längenangaben in mm. (Quelle: [38])

lange Teleskop besteht aus zwei, aus Quarzglas gefertigten Linsen im Abstand von etwa 76 mm (Abb. 4.2). Die große Linse am Eingang des Teleskops ist eine sphärische Linse, die auf ein Rechteck zugeschnitten ist. Die kleinere vor dem MAPMT ist asphärisch. Die Teleskope sind in der Ebene der CsI-Kammern individuell geneigt, um sie auf den mittleren Einfallswinkel der Čerenkov-Photonen zu optimieren. Die erreichte Winkelakzeptanz beträgt $\pm 9,5^\circ$ [17].

Durch den Einsatz der Photomultiplier mit optimierten UV-durchlässigen Quarzglasfenstern wird der verfügbare Wellenlängenbereich vergrößert. Wie in Abschnitt 3.2 erläutert, ist der sensitive Bereich der CsI-Photokathoden auf 165-200 nm eingeschränkt. Die Quanteneffizienz von CsI liegt in diesem Wellenlängenbereich bei 16 % und darüber [39]. Die Quanteneffizienz der Photomultiplier liegt zwischen 270 und 510 nm über 16 % (Abb. 4.3, blaue Kreise).

Die Anzahl der emittierten Čerenkov-Photonen N pro Wellenlängenintervall beträgt [40]:

$$\frac{dN}{d\lambda} = 2\pi\alpha Z^2 L \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} \quad (4.1)$$

Dabei ist α die Feinstrukturkonstante, Z die Ladungszahl des Teilchens, $n = 1,00153$ der als konstant angenommene Brechungsindex und $L \approx 3$ m die mittlere Weglänge der Teilchen im RICH-Tank. Der Verlauf ist für Teilchen mit $\beta = 1$ in Abb. 4.3 durch die schwarze Kurve skizziert. Unter diesen Voraussetzungen emittiert ein Teilchen, das den RICH-Tank durchquert, im sensitiven Wellenlängenbereich der Photomultiplier $N_{\text{em}} \approx 730$ Photonen.

Eine grobe Abschätzung der zu erwartenden Anzahl an detektierten Photonen pro Teilchen ergibt sich durch die Multiplikation mit der mittleren Quanteneffizienz der

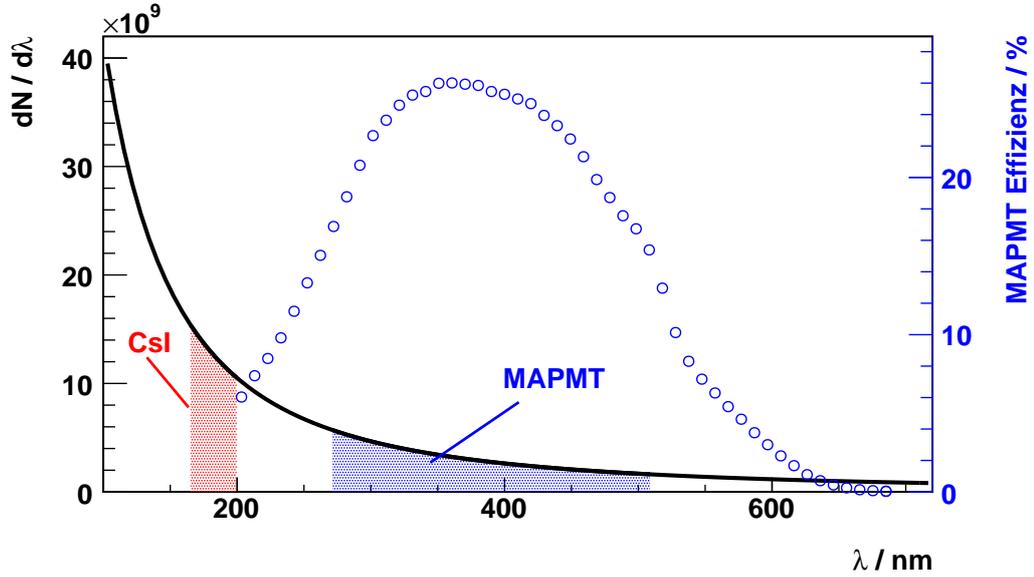


Abbildung 4.3: Blaue Kreise: Quanteneffizienz der MAPMT [37]. Schwarze Kurve: Anzahl der erwarteten Čerenkov-Photonen pro Wellenlängenintervall (Gl. 4.1) im RICH-Tank. Die sensitiven Bereiche (Quanteneffizienz $\geq 16\%$) von CsI und MAPMT sind farblich gekennzeichnet.

Photomultiplier von $Q_{\text{eff}} \approx 0,2$ (Abb. 4.3), dem mittleren Transmissionskoeffizienten des Gases $T_{\text{gas}} \approx 0,8$ [41], dem Reflexionskoeffizienten des Spiegelsystems $R_{\text{sp}} \approx 0,8$ [20], dem Transmissionskoeffizienten der Quarzglas-Teleskope $T_{\text{quarz}} \approx 0,9$ [42] und dem Anteil der sensitiven Fläche des Detektors $F_{\text{active}} \approx 0,98$:

$$N_{\text{det}} \approx N_{\text{em}} \cdot Q_{\text{eff}} \cdot T_{\text{gas}} \cdot R_{\text{sp}} \cdot T_{\text{quarz}} \cdot F_{\text{active}} = 82. \quad (4.2)$$

Diese Abschätzung beinhaltet keine Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex und keine Winkelabhängigkeit des Transmissionskoeffizienten der Linsenteleskope und ist daher lediglich als obere Grenze der zu erwartenden Anzahl der detektierten Photonen pro Teilchen anzusehen.

4.3 Ausleseelektronik

Nachdem die MAPMT-Signale von MAD4-Chips (Mixed Analog Digital) verstärkt und diskriminiert wurden, werden sie von den $\mathcal{F}1$ -Chips der DREISAM-Karte (Digital RICH ElectronIc SAMpling card) digitalisiert (Abb. 4.4). Jede DREISAM-Karte (Abschnitt 4.3.3) ist mit acht $\mathcal{F}1$ -TDC ausgestattet, besitzt 64 Kanäle und erlaubt die Digitalisierung der Signale von vier MAPMTs. Insgesamt werden 144 Karten zur

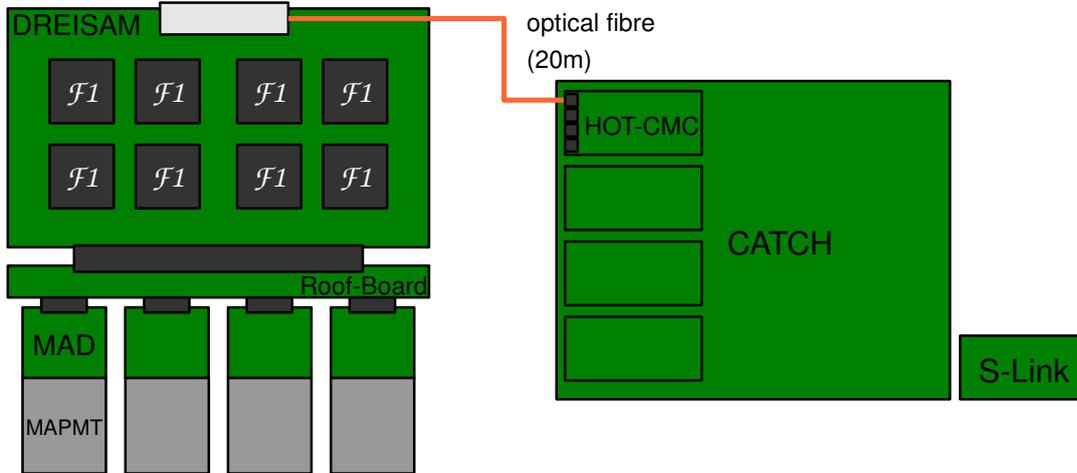


Abbildung 4.4: Nicht maßstabsgetreue Skizze der neuen Ausleseketten des RICH-Detektors. Die Signale der MAPMTs werden von den MAD4-Chips diskriminiert und gelangen über das Roof-Board zur DREISAM-Karte, wo sie digitalisiert werden. Über eine optische Faser werden die Daten zur HOT-CMC-Karte im CATCH und von dort über S-Link zu den Readout-Buffern (vgl. auch Abb. 3.3).

Auslese aller 576 Photomultiplier benötigt. Nach der Digitalisierung werden die Daten über eine optische Verbindung an die HOT-CMC-Karten (Abschnitt 4.3.4) geleitet. Von dort gelangen sie auf CATCH-Module und anschließend per S-Link zu den Readout-Buffern.

4.3.1 Analoge Frontend-Elektronik

Die analoge Frontend-Elektronik benutzt den MAD4-Chip mit integriertem Vorverstärker und Diskriminator, der ursprünglich für die Myon-Driftkammern des CMS-Experiments entwickelt wurde [43]. Um die analogen Signalwege so kurz wie möglich zu halten, sind die Eingänge der MAD-Karten (Abb. 4.5) direkt mit den Spannungsteilerplatinen der Photomultiplier verbunden. Auf jeder Karte befinden sich zwei MAD4-Chips, jeder mit vier Kanälen. Zwei MAD-Karten lesen einen MAPMT aus, insgesamt werden 1152 MAD-Karten benötigt. Die Versorgungsspannung wird jeweils acht MAD-Karten von dem Verbindungsstück zur DREISAM-Karte (Roof-Board) zur Verfügung gestellt, die außerdem die mechanische Stabilität der MAD-Karten gewährleisten.

Jeder Kanal des MAD4-Chips besitzt einen Ladungsvorverstärker mit einem Verstärkungsfaktor von $3,35 \text{ mV/fC}$ [44]. Ihm folgt ein einfacher Impulsformer, dessen Ausgang mit dem extern eingestellten Schwellenwert verglichen wird. Die Ausgangssignale werden auf 40 ns Breite verlängert und als LVDS über das Roof-Board an die

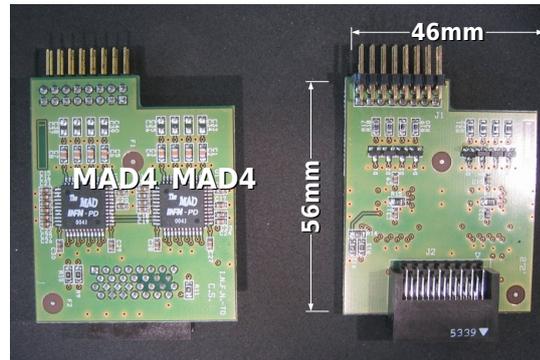


Abbildung 4.5: Die MAD-Karte (Vorder- und Rückseite). Die zwei MAD4-Chips und die Verbindungen zu MAPMT (oben) und zum Roof-Board (unten) sind zu erkennen.

DREISAM-Karte geleitet. Dort wird die Zeit der steigenden Flanke des Signals mit dem $\mathcal{F}1$ -TDC bestimmt.

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

Das Herz des $\mathcal{F}1$ -TDC ist die Zeitmesseinheit. Sie besteht aus einem asymmetrischen Ring-Oszillator, dessen Spannung von einem phasengekoppelten Regelkreis (Phase-locked loop, PLL) eingestellt wird. So wird die Breite eines Zeitbins ständig an den TCS-Takt angepasst. Das Verhältnis zwischen dem externen Taktzyklus und der Breite des Zeitbins wird durch zwei programmierbare Quotienten vorgegeben. Für die $\mathcal{F}1$ -Chips des RICH-Detektors sind die Quotienten so eingestellt, dass ein Zeitbin 108,295 ps breit ist. Gemessen wird die Zeit relativ zur letzten Synchronisation des TDC. Dies geschieht durch ein Signal zu Beginn jedes Spills (Begin of Spill, BOS). Eingangssignale werden mit 16 Bit Digitalisierungsbreite in einen 16×16 Bit großen Puffer (*hit buffer*) geschrieben (Abb. 4.6). Die Triggervergleichseinheit (*trigger matching unit*) vergleicht die Zeit eines jeden Signals mit der des Triggers und speichert nur korrelierte Einträge in den 8×17 Bit großen Auslesepuffer (*readout buffer*). Um Korrelation zu erreichen, wird die einstellbare Triggerverzögerung (*trigger latency*) von der eigentlichen Triggerzeit abgezogen. Dies gleicht die Zeit für die Triggerentscheidung und unterschiedliche Signallaufzeiten zu den Frontend-Karten aus. Liegt das Signal innerhalb eines eingestellten Fensters, so wird es akzeptiert. Ohne diesen Mechanismus wäre die Datenmenge für den restlichen Teil des Auslesesystems nicht zu bewältigen. Abschließend werden die Daten aller 8 Kanäle in einem 16×24 Bit großen FIFO (*interface FIFO*) gespeichert, bevor sie von der Frontend-Karte verarbeitet werden.

Die Datenworte können optional in Header und Trailerworte eingebettet werden. Das Format ist in Tabelle 4.1 angegeben [45]. Header- und Trailerworte sind identisch und enthalten außer der intern bestimmten Nummer des Ereignisses (diese kann zur

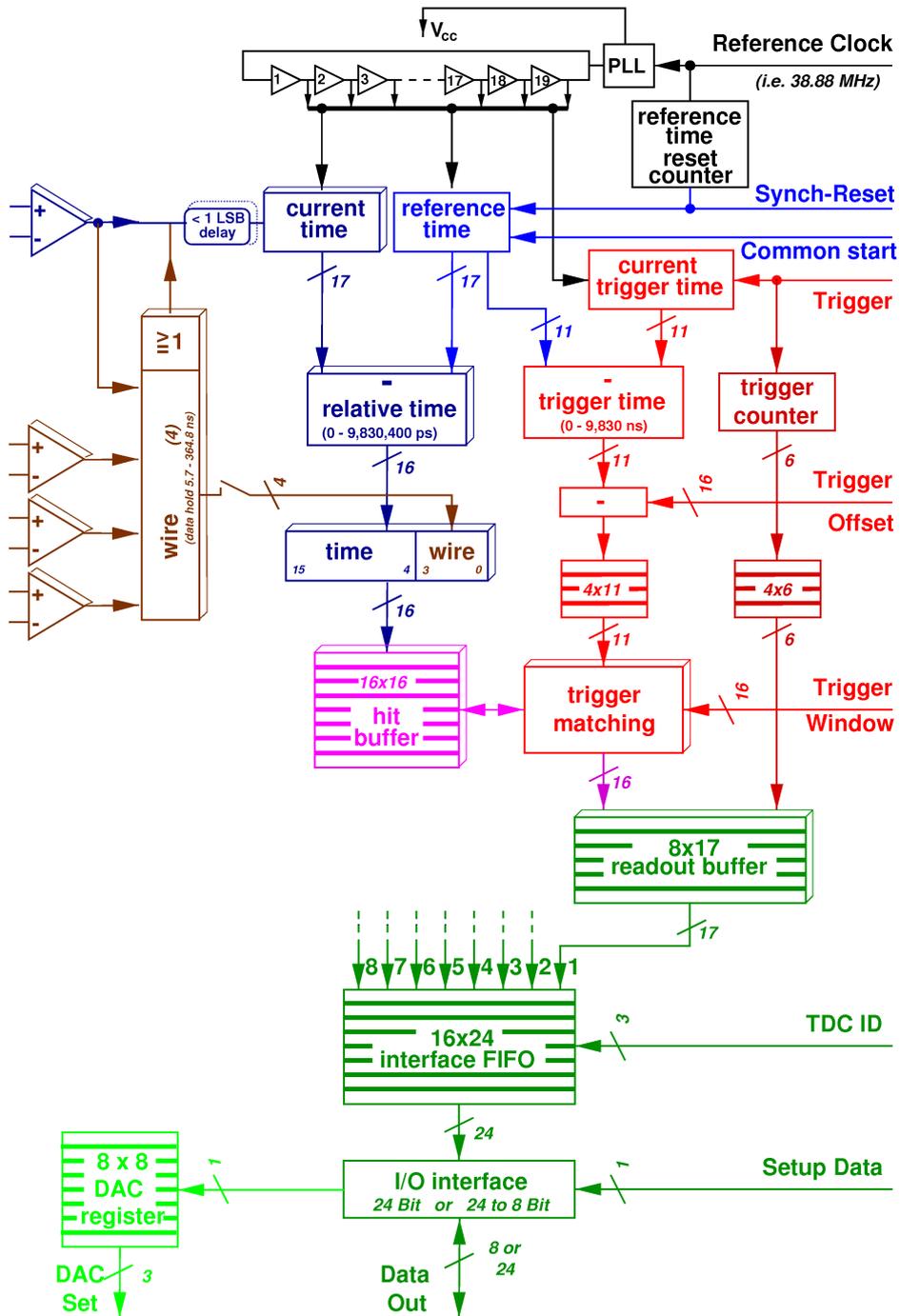


Abbildung 4.6: Die Architektur des F1-TDC. (Quelle: [28])

Tabelle 4.1: Das $\mathcal{F}1$ -Datenformat. Erste Zeile: Header- bzw. Trailerwort, zweite Zeile: Datenwort. Die Anzahl der reservierten Bits ist jeweils in Klammern angegeben.

0	tbo	event number (6)	trigger time (9)	xor	chip (3)	channel (3)
1	0	chip (3)	channel (3)	DATA (16)		

Konsistenzprüfung mit der vom CATCH bestimmten verglichen werden) auch die Ankunftszeit des Triggers am TDC. Das Trigger Buffer Overflow (**tbo**) Bit wird gesetzt, falls der Trigger-FIFO des $\mathcal{F}1$ voll ist. Das **xor** Bit wird immer gesetzt und kann dazu verwendet werden um zu prüfen, ob sich die Zustände interner Register ändern. Dies sollte während der normalen Datennahme nicht vorkommen. Header-, Trailer- und Datenworte enthalten jeweils die Chip- und Kanalnummer, um die Quelle der Daten innerhalb der Frontend-Karte zu identifizieren.

4.3.3 DREISAM-Karte

Die DREISAM-Karte ist eine kompakte 10-lagige Platine, die speziell für das RICH-Upgrade entwickelt wurde. Im oberen Teil von Abb. 4.7 (a) ist der HOTLink-Chip und der optische Transceiver zu erkennen. Abbildung 4.7 (b) zeigt die Rückseite der Karte, auf der sich im oberen Teil die Spannungsregler und darunter die acht $\mathcal{F}1$ -TDC befinden. Eine Liste der wichtigen verwendeten Bauteile findet sich in Tabelle C.1 im Anhang.

Von den $\mathcal{F}1$ -TDC gelangen die Daten über einen 8 Bit breiten Bus zum HOTLink-Kodier-Chip (Abb. 4.8). Dort werden die mit 38,88 MHz getakteten parallelen Daten in den seriellen Datenstrom des HOTLink-Protokolls umgewandelt. Das HOTLink-Protokoll implementiert den ANSI 8/10 Bit-Code, fügt also den ursprünglichen acht Bits zwei weitere hinzu. Diese werden zum Gleichspannungsausgleich und zur Fehlerkorrektur benutzt. Nach der Umwandlung in ein optisches Signal im Sendeteil des Transceivers werden die Daten über die erste Leitung der Glasfaser an die HOT-CMC-Karte gesendet.

In der Gegenrichtung empfängt die DREISAM-Karte mehrere zeitkritische Signale auf der zweiten Leitung. Dies ist der experimentweite Takt von 38,88 MHz, das Signal zu Beginn jedes Spills (BOS), die Triggersignale und die Initialisierungsdaten für die $\mathcal{F}1$ -TDC. Der 38,88 MHz-Takt wird von einer PLL wiederhergestellt (*clock recovery*) und vom Taktverteiler als differenzielle LVDS-Clock an die $\mathcal{F}1$ -TDC geleitet. Die übrigen Daten von der HOT-CMC-Karte werden von einem FPGA dekodiert, der sie den $\mathcal{F}1$ -Chips übergibt. Weiterhin überwacht dieser FPGA die TDC, die Clock-Recovery- und Verteiler-Chips, sowie die optische Verbindung und fügt dem Datenstrom des HOTLink-Chips im Fehlerfall spezielle Fehlerworte hinzu. Die Firmware des FPGA ist in einem EPROM (löschrbarer, programmierbarer Nur-Lese-Speicher) gespeichert

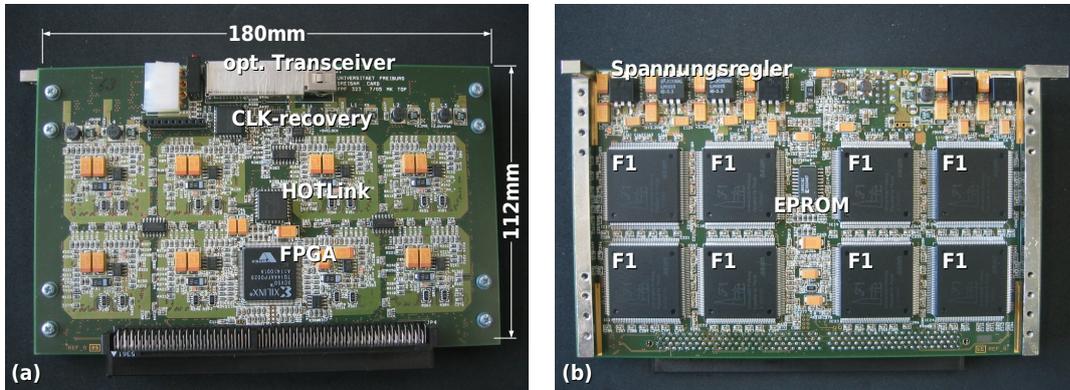


Abbildung 4.7: DREISAM-Karte. Vorderseite (a), mit optischem Transceiver, HOTLink-Chip, FPGA und CLK-recovery. Rückseite (b), mit acht $\mathcal{F}1$ -Chips, EPROM und Spannungsreglern.

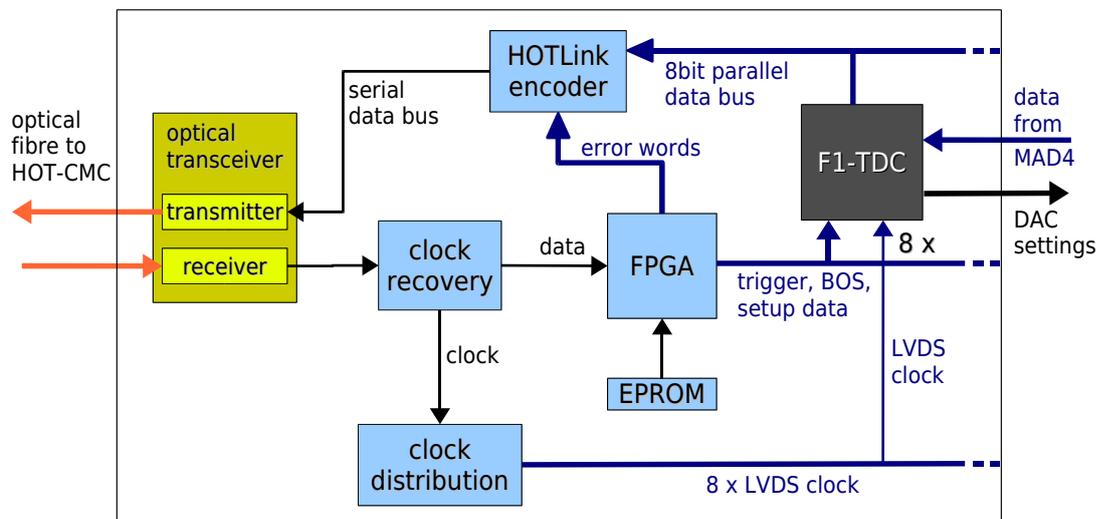


Abbildung 4.8: Blockdiagramm der DREISAM-Karte. Links im Bild befindet sich die Schnittstelle zur HOT-CMC-Karte und rechts die zur MAD-Karte.

und wird durch Unterbrechung der optischen Verbindung von mehr als 1 ms neu aus diesem geladen.

Die Initialisierungsdaten des TDC enthalten außer dem $\mathcal{F}1$ -Modus und der Auflösung auch die Schwellenwerte für den MAD4-Diskriminator. Sobald der Initialisierungsbefehl von der HOT-CMC-Karte gegeben wird, werden die Schwellenwerte an die Digital-Analog-Konverter (DAC) auf dem Roof-Board gesendet. Die dazu benötigte Clock wird nur zu diesem Zeitpunkt übertragen um das Rauschen zu minimieren.

In ihrer entgültigen Anordnung am Detektor werden die $\mathcal{F}1$ -Chips, die Spannungsregler und der optische Transceiver wassergekühlt. Die Bauteile leiten die produzierte Wärme über ein wärmeleitfähiges Polster an eine Kupferplatte. Diese wird von einem wasserdurchflossenen Röhrchen auf einer Temperatur von $(22 \pm 4)^\circ\text{C}$ gehalten.

4.3.4 HOT-CMC-Karte

Die HOT-CMC-Karte (Abb. 4.9) ist die Schnittstelle zwischen DREISAM-Karte und CATCH. In der einen Richtung empfängt sie Trigger-, BOS-, Initialisierungs- und Reset-Signale, sowie die Clock vom CATCH-Modul und sendet diese über die optische Verbindung an bis zu vier DREISAM-Karten (Abb. 4.10). Da eine exakte zeitliche Koordination dieser Signale wichtig ist, wurde ein neues Protokoll entwickelt, das die Übertragung der Signale auf nur einer optischen Leitung ermöglicht. Der *encoding CPLD* (Complex Programmable Logic Device) kodiert die vom CATCH empfangenen Signale mit den Bitmustern in Tabelle 4.2. Ein GHz Flip-Flop synchronisiert die vom CPLD kodierten Daten zum COMPASS-Takt, um die Schwankung zur Clock so gering wie möglich zu halten. Über die optische Verbindung gelangen die Daten schließlich zur DREISAM-Karte.

In der Gegenrichtung empfängt die HOT-CMC-Karte die Daten der DREISAM-Karte und parallelisiert sie im HOTLink-Chip in einen 8 Bit breiten 38,88 MHz-Datenstrom. Übertragungsfehler werden anhand der zwei zusätzlichen Bits erkannt und korrigiert. Die Daten der Frontend-Karten werden von jeweils einem CPLD um die Port-

Tabelle 4.2: Bitmuster der Datenübertragung von der HOT-CMC- zur DREISAM-Karte.

Signal	Bitmuster
38,88 MHz-Takt	fortlaufend: 1010
Trigger	100011
BOS	10001011
$\mathcal{F}1$ -Initialisierung	1001
Reset	10000111

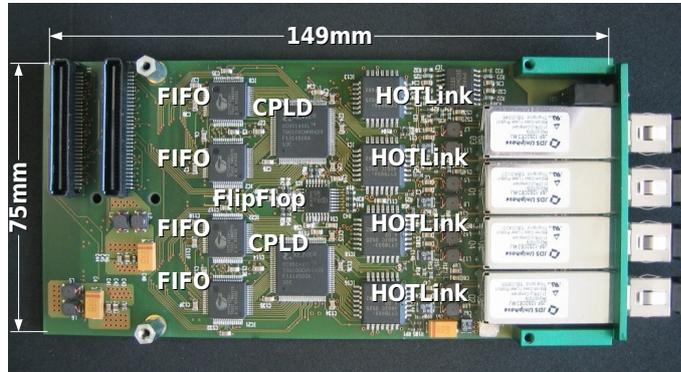


Abbildung 4.9: HOT-CMC-Karte. Rechts im Bild die vier optischen Transceiver und ganz links die Verbindung zum CATCH. Der *encoding CPLD* befindet sich auf der Rückseite.

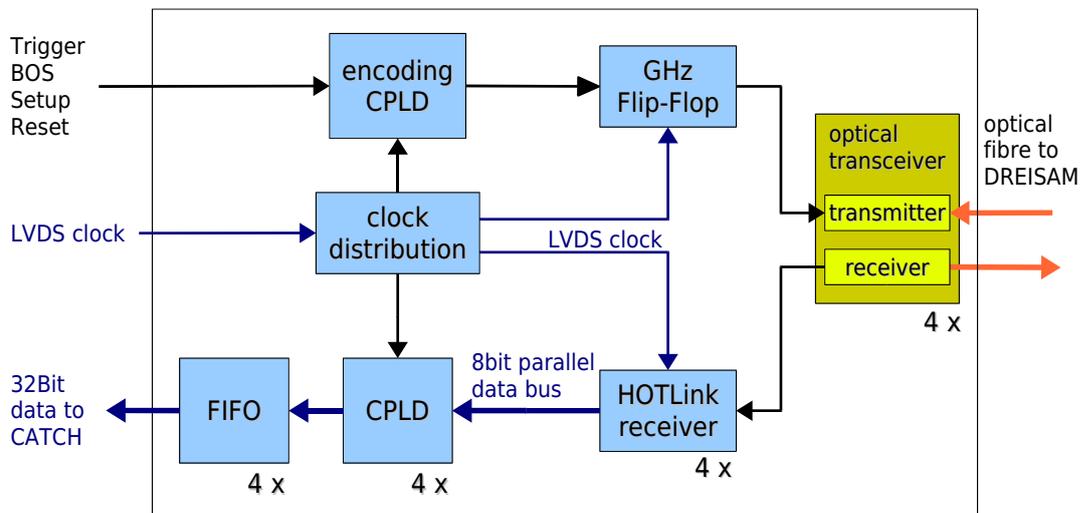


Abbildung 4.10: Blockdiagramm der HOT-CMC-Karte. Links im Bild befindet sich die Schnittstelle zum CATCH-Modul und rechts die zur DREISAM-Karte.

Information auf 32 Bit erweitert und im 1 kB großen FIFO zwischengespeichert. Von dort gelangen sie über den 40 MHz-Bus zum CATCH, und anschließend per S-Link zu den Readout-Buffern.

Alle DREISAM- und HOT-CMC-Karten wurden im Freiburger Labor ausführlich mit einem standardisierten Protokoll getestet [46]. Dies beinhaltet die Überprüfung der Funktionalität und der korrekten Terminierung der LVDS-Eingangskanäle. Außerdem wird ein Übersprechen von Signalen auf benachbarte Kanäle ausgeschlossen und die Korrektheit der Daten in einem Langzeittest überprüft. Detaillierte Studien zur Zeitauflösung der einzelnen beschriebenen Detektorkomponenten wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Die wichtigsten Ergebnisse sind in Kapitel 5 zusammengefasst.

Kapitel 5

Messungen zur Charakterisierung des Detektors

Um den neuen Detektor zu charakterisieren, wird in diesem Kapitel die Zeitauflösung der kompletten Ausleseeinheit aus MAPMT, MAD- und DREISAM-Karte bestimmt und untersucht, wie sie sich aus der der einzelnen Komponenten zusammensetzt. Anhand dieser Ausleseeinheit wird auch die Rate des Übersprechens von einem Kanal auf einen anderen (Crosstalk) quantifiziert.

Weiterhin wird das LED-Testsystem beschrieben, mit dessen Hilfe es möglich ist, die Funktionalität des neuen Detektors an seiner endgültigen Position im COMPASS-Experiment jederzeit zu überprüfen. Außerdem ermöglicht es die Bestimmung der intrinsischen Digitalisierungsbreite aller $\mathcal{F}1$ -TDC des RICH-Detektors.

Abschließend wird der elektronische Untergrund in der endgültigen Anordnung des Detektors im Experiment untersucht und quantifiziert.

Um die im Labor und beim Experiment aufgezeichneten Rohdaten flexibel und effizient zu analysieren und die Ergebnisse graphisch darzustellen, wurde eine auf eventDumpAll¹ und ROOT [47] basierende Software entwickelt. Die von der offiziellen Software des COMPASS-Experiments zur Detektor-Überwachung COOL [48] bereitgestellten Histogramme wurden reproduziert und so die korrekte Funktionsweise der eigenen Software sichergestellt.

5.1 Zeitauflösung der Ausleseeinheit

5.1.1 Zeitauflösung der DREISAM-Karte

Um die Zeitauflösung der DREISAM-Karte zu bestimmen, werden auf jeden Kanal der Karte zeitlich korrelierte Eingangssignale gegeben und die gemessenen Zeiten verglichen. Der Aufbau ist in Abb. 5.1 schematisch dargestellt. Das von einem Zufallsgenerator erzeugte Signal wird einerseits vom Triggerverteilermodul (nicht eingezeichnet) als Triggersignal an die CATCH-Module geleitet und andererseits als Testdaten über

¹eventDumpAll ist eine in Freiburg entwickelte Software, welche die Rohdaten in lesbarer Form auf dem Bildschirm ausgibt

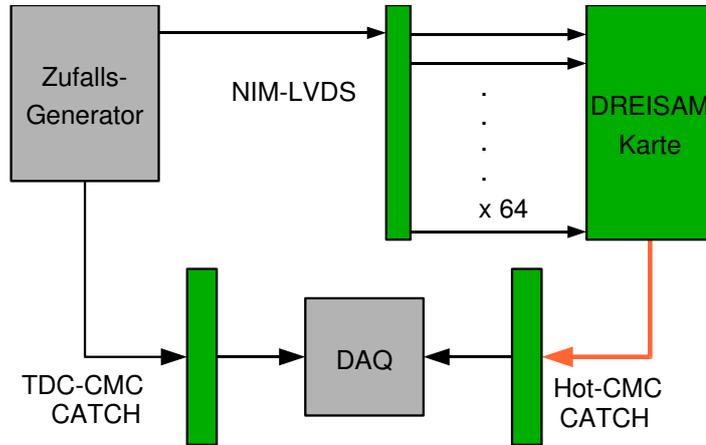


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Bestimmung der Zeitauflösung der DREISAM-Karte. Alle Kanäle der DREISAM-Karte erhalten über einen NIM-LVDS Konvertierer das selbe Signal. Die Zeiten werden zusätzlich von einer Referenz TDC-CMC bestimmt.

NIM-LVDS-Konvertierer an die Eingänge der DREISAM-Karte verteilt. Letzteres ist eine Besonderheit des Freiburger Datennahmesystems, das optimiert wurde um die in Freiburg entwickelte Elektronik zu testen. Der NIM-LVDS-Konvertierer [49] ist ein Verteilermodul, der eingehende Signale im NIM-Standard auf 64 LVDS-Kanäle aufteilt. Man erhält so zu jedem Trigger auf jedem Kanal genau ein Signal, dessen Jitter allerdings vom Jitter zwischen den Kanälen des Verteilermoduls abhängt. Dieser wurde in [49] zu 0,28 TDC-bins bestimmt und im Rahmen dieser Arbeit überprüft (Abschnitt 5.1.2).

Da der TDC keine absoluten Zeiten misst, werden im Folgenden stets Zeitdifferenzen betrachtet. Für jedes Ereignis wird die Zeit relativ zu einer Referenzzeit gemessen:

$$t = t_{\text{ref}} - t_{\text{ch}}. \quad (5.1)$$

Die Schwankung dieser Messung gibt den kombinierten Jitter des zu untersuchenden Kanals, der Referenzzeit und des Verteilermoduls an. Durch geeignete Wahl der Referenzzeit kann die Auflösung der einzelnen Komponenten bestimmt werden.

Zunächst werden die gemessenen Zeiten der verschiedenen Kanäle auf der DREISAM-Karte verglichen. So erhält man Aussagen über deren Zeitauflösung, die sonst nur vom Jitter des Verteilers abhängig sind.

Die Abweichung der gemessenen Zeit eines Kanals von der eines benachbarten Kanals auf demselben $\mathcal{F}1$ -Chip ist in Abb. 5.2 aufgetragen. Die Zeitauflösung eines Kanals lässt sich aus der Standardabweichung (RMS) dieser Messung berechnen. Die Schwankung σ_{Mess} der Messung insgesamt setzt sich aus der quadratischen Summe der ein-

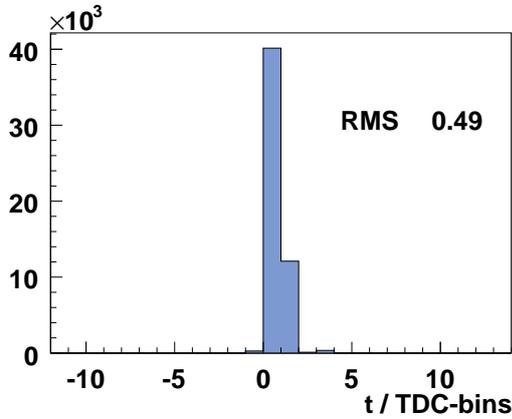


Abbildung 5.2: Abweichung der gemessenen Zeit eines Kanals von der eines benachbarten Kanals desselben $\mathcal{F}1$ -TDC.

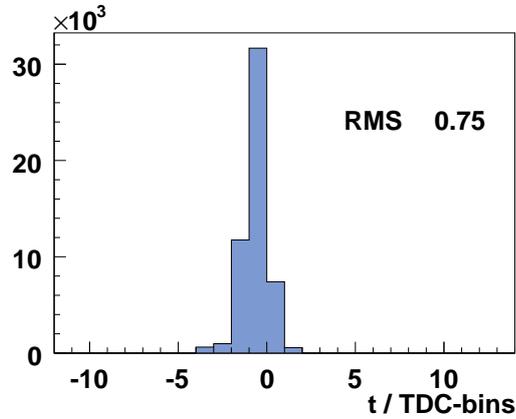


Abbildung 5.3: Abweichung der gemessenen Zeit eines Kanals von der eines nicht benachbarten Kanals desselben $\mathcal{F}1$ -TDC.

zelen Schwankungen $\sigma_{\text{ch}1,2}$ der beiden Kanäle und dem Jitter des Verteilermoduls σ_V zusammen:

$$\sigma_{\text{Mess}} = \sqrt{\sigma_{\text{ch}1}^2 + \sigma_{\text{ch}2}^2 + \sigma_V^2}. \quad (5.2)$$

Da davon ausgegangen werden kann, dass beide Kanäle dieselbe Zeitauflösung besitzen, und die einzelnen Kanäle des Verteilers denselben Jitter haben, bestimmt sich die Zeitauflösung eines Kanals aus der Standardabweichung der Zeitmessung wie folgt:

$$\sigma_{\text{ch}} = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{Mess}}^2 - \sigma_V^2}{2}}, \quad \text{für } \sigma_{\text{ch}1} = \sigma_{\text{ch}2} = \sigma_{\text{ch}} \quad (5.3)$$

Die Zeitauflösung eines Kanals ergibt im Mittel

$$\sigma_{\text{ch}} = (0,30 \pm 0,06) \text{ TDC-bins}, \quad (5.4)$$

was innerhalb des Fehlers mit der theoretischen Grenze der Zeitauflösung eines idealen TDC von

$$\sigma_{\text{TDC}_{\text{ideal}}} = \frac{1 \text{ TDC-bin}}{\sqrt{12}} = 0,29 \text{ TDC-bins} \quad (5.5)$$

übereinstimmt. Um einen Fehler angeben zu können, wurde die Auflösung verschiedener Kanäle einer DREISAM-Karte bestimmt. Die angegebene Auflösung ist der Mittelwert aller Kanäle und der Fehler die Standardabweichung.

Vergleicht man die Zeitdifferenzen zweier nicht benachbarter Kanäle desselben Chips (Abb. 5.3) und die zweier Kanäle auf verschiedenen Chips (Abb. 5.4), so beobachtet man größere Schwankungen. In diesem Fall werden die TDC mit einer verteilten Clock

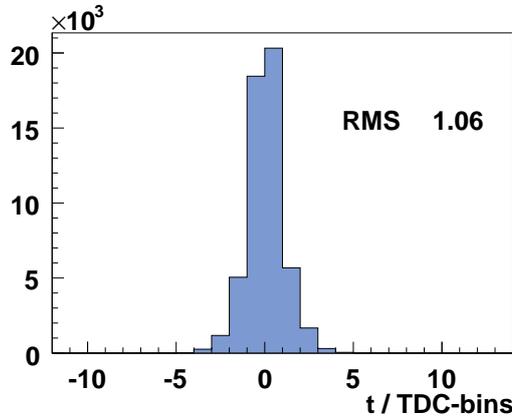


Abbildung 5.4: Abweichung der gemessenen Zeit eines Kanals von der eines Kanals eines anderen $\mathcal{F}1$ -TDC.

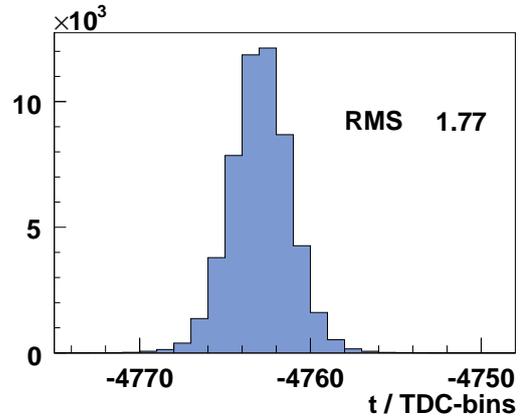


Abbildung 5.5: Abweichung der gemessenen Zeit eines Kanals von der einer Referenz-TDC-CMC.

betrieben (vgl. Abb. 4.8), wodurch ein zusätzlicher Jitter verursacht wird. Die Zeitauflösung der DREISAM-Karte wird analog zu Gl. 5.3 bestimmt und liegt im Mittel bei

$$\sigma_{\text{DREISAM}} = (0,72 \pm 0,04) \text{ TDC-bins.} \quad (5.6)$$

Am COMPASS-Experiment wird als Referenzzeit die Zeit benutzt, zu der der Trigger ausgelöst wurde. Diese wird wie in Abschnitt 3.3 beschrieben mit einer TDC-CMC bestimmt. Um eine vergleichbare Messung im Labor durchzuführen, wird die Zeit des Signals zusätzlich mit einer TDC-CMC bestimmt (dies geschieht mit der bisher nicht verwendeten TDC-CMC links unten in Abb. 5.1).

Abbildung 5.5 zeigt die Abweichung der von der DREISAM-Karte gemessenen Zeit von der der Referenz-TDC-CMC. Man erkennt den deutlich höheren Jitter im Vergleich zu den vorangehenden Messungen. Der entscheidende Unterschied ist der Einsatz der optischen Verbindung zwischen DREISAM- und HOT-CMC-Karte. Die verwendete Kombination aus Transceiver, optischer Faser und Clock-Recovery-Chip (Abschnitt 4.3.3) verursacht einen zusätzlichen Jitter, der direkt die gesamte Zeitmessung beeinflusst.

Der Gesamt-Jitter der digitalen Elektronik relativ zur Referenz-TDC-CMC beträgt (Abb. 5.5):

$$\sigma_{\text{digital}} = (1,77 \pm 0,02) \text{ TDC-bins.} \quad (5.7)$$

Dies ist die entscheidende Größe für Zeitmessungen am COMPASS-Experiment, da Zeiten immer relativ zur Referenz-Zeit des Triggers gemessen werden. Die Referenz-Zeit wird dort auch mit einer TDC-CMC bestimmt, die ihre Signale über einen NIM-LVDS-Konvertierer erhält. Sein Jitter ist daher hier nicht abgezogen worden.

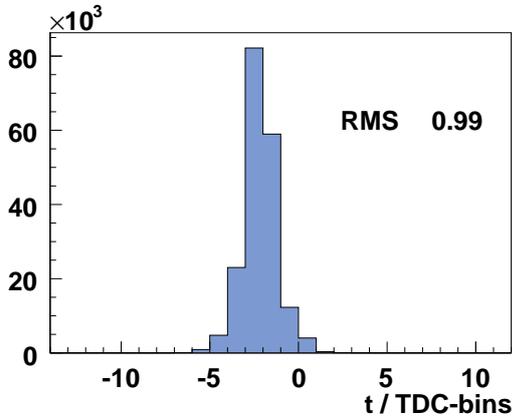


Abbildung 5.6: Abweichung der gemessenen Zeit eines Signals an der MAD-Karte von der einer anderen MAD-Karte.

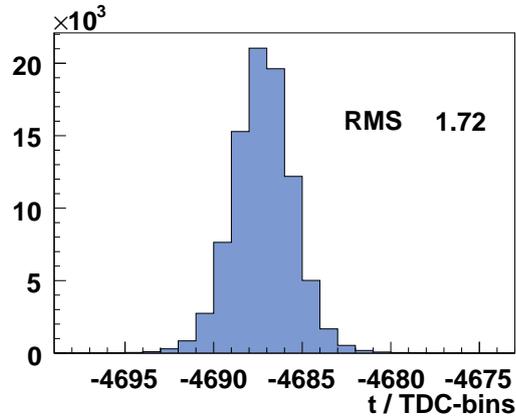


Abbildung 5.7: Abweichung der gemessenen Zeit eines Signals an der MAD-Karte von der einer Referenz-TDC-CMC.

Die Zeitauflösung setzt sich zusammen aus der Zeitauflösung der DREISAM-Karte σ_{DREISAM} , der separat bestimmten Auflösung der Kombination aus Referenz-TDC-CMC, TCS-System und Verteilermodul von $\sigma_{\text{TDC-CMC+TCS+V}} = 0,71$ TDC-bins und dem gemeinsamen Jitter der optischen Verbindung und des Clock-Recovery-Chips $\sigma_{\text{opt+clk}}$:

$$\sigma_{\text{digital}}^2 = \sigma_{\text{DREISAM}}^2 + \sigma_{\text{TDC-CMC+TCS+V}}^2 + \sigma_{\text{opt+clk}}^2 \quad (5.8)$$

Damit ergibt sich der gemeinsame Jitter für optische Verbindung und Clock-Recovery-Chip $\sigma_{\text{opt+clk}} = 1,45$ TDC-bins.

5.1.2 Zeitauflösung der Ausleseelektronik

Die Kombination der DREISAM-Karte mit dem Roof-Board und der MAD-Karte bildet den elektronischen Teil einer Ausleseeinheit. Um ihre Zeitauflösung zu bestimmen, werden identische NIM-Signale (-0,5 V) über je einen Kondensator (1 pF) auf zwei mit der DREISAM-Karte verbundene MAD-Karten gegeben. Die Differenz dieser Signale ist in Abb. 5.6 aufgetragen. Aus der Standardabweichung $\sigma_{\text{MAD1+MAD2}}$ der Messung bestimmt sich die Zeitauflösung der DREISAM-/MAD-Kombination zu

$$\sigma_{\text{DREISAM+MAD}} = \frac{\sigma_{\text{MAD1+MAD2}}}{\sqrt{2}} = 0,7 \text{ TDC-bins} \quad (5.9)$$

Da bei dieser Messung der NIM-LVDS-Konvertierer nicht benutzt wurde, kann zusammen mit dem in Abb. 5.4 dargestellten Messergebnis der bisher verwendete Jitter des Verteilermoduls überprüft werden:

$$\sigma_{\text{V}} = \sqrt{\sigma_{\text{DREISAM+V}}^2 - \sigma_{\text{DREISAM+MAD}}^2} = 0,27 \text{ TDC-bins} \quad (5.10)$$

Dies gilt unter der berechtigten Annahme, dass kein zusätzlicher Jitter von der MAD-Karte induziert wird und stimmt innerhalb des Fehlers von $\sigma_{\text{DREISAM}+\text{V}}^2$ mit der bisher verwendeten Angabe von 0,28 TDC-bins überein.

Die Zeitverteilung eines Signals an der MAD-Karte relativ zu der Referenz-TDC-CMC ist in Abb. 5.7 gezeigt. Auch hier ergibt sich auf Grund des fehlenden Verteilermoduls eine etwas bessere Zeitauflösung als bei der Messung ohne MAD-Karte.

5.1.3 Zeitauflösung der Kombination aus Photomultiplier und Elektronik

Nachdem die Zeitauflösung der Elektronik bestimmt wurde, wird nun die Zeitauflösung der Kombination mit dem Photomultiplier genauer untersucht. Die Kombination von Photomultiplier als Photodetektor, MAD-Karte als Diskriminator und DREISAM-Karte als TDC bilden gemeinsam die kleinstmögliche Einheit, die die Zeitauflösung der gesamten Auslekette besitzt.

Um die Zeitauflösung des Systems mit Photomultiplier zu studieren, ist eine Lichtquelle erforderlich, die in der Lage ist, kurze Pulse auszusenden. Hierzu müssen die Pulse deutlich kürzer als die vom Hersteller angegebene Zeitauflösung des Photomultipliers von $\sigma_{\text{MAPMT}} = 300$ ps sein [37]. Außerdem muss der Jitter der Zeitdifferenz zwischen dem Signal, welches auf den externen Triggers des Lasers gegeben wird, und dem Laserpuls vernachlässigbar sein.

Das Lasersystem PiLas EIG1000D [50] erfüllt diese Anforderungen, denn es zeichnet sich durch sehr kurze Photonenpulse ($\lesssim 45$ ps) und durch einen geringen Jitter zwischen externem Trigger und Ausgangssignal ($\lesssim 4$ ps) aus. Daher ist dieses Lasersystem zur Bestimmung der Zeitauflösung der MAPMT-MAD-DREISAM-Kombination bestens geeignet.

Um die Zeitauflösung dieser Detektoreinheit zu bestimmen, wird der Aufbau um einen Photomultiplier und das Lasersystem erweitert (Abb. 5.8). Der Laser wird an seinem externen Eingang von einem Zufallsgenerator getriggert, der daraufhin kurze Lichtpulse emittiert. Um eine Situation zu simulieren, die möglichst nahe an den realen Bedingungen des RICH-Detektors beim COMPASS-Experiment liegt, wird das Laserlicht mit Graufiltern um sechs Größenordnungen abgeschwächt, bevor es den MAPMT erreicht. Dadurch ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreffen von mehr als einem Photon pro Ereignis vernachlässigbar (Abb. 5.9).

In Abb. 5.10 ist die Abweichung der gemessenen Zeiten von der Referenz-TDC-CMC aufgetragen. Deutlich ist hier, dass es sich nicht um eine symmetrische Verteilung handelt, sondern dass zusätzlich Einträge zu späteren Zeiten auftreten. Dies legt nahe, dass die Abweichungen durch spezielle Eigenarten des für den RICH-Detektor verwendeten Photomultipliers R7600-03-M16 verursacht werden. Insbesondere, da ein zum Vergleich benutzter Ein-Kanal-Photomultiplier Typ R1450 [51] dieses Verhalten bei identischen Testbedingungen nicht zeigte (Anhang A.1).

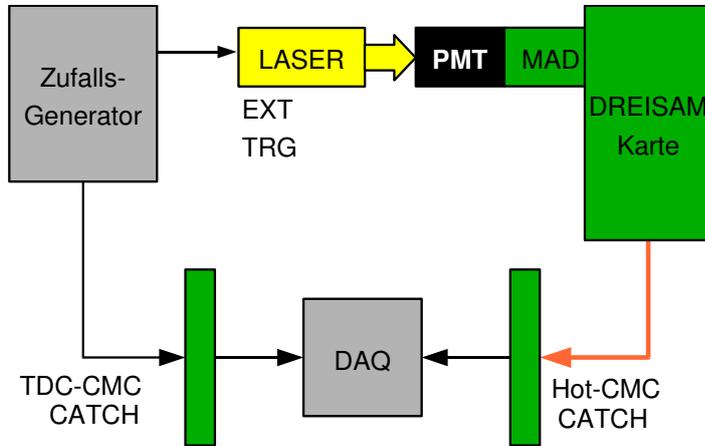


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Bestimmung der Zeitauflösung der kleinsten Detektoreinheit.

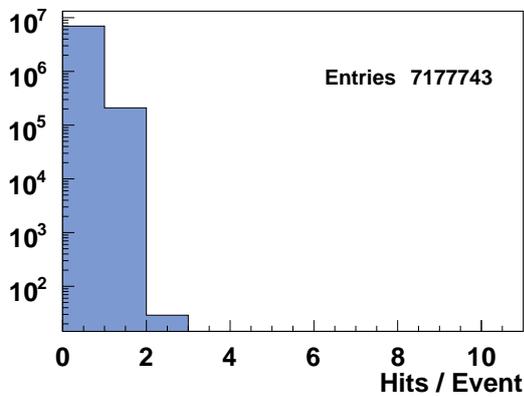


Abbildung 5.9: Anzahl der detektierten Photonen des in Abb. 5.10 dargestellten Kanals pro Ereignis.

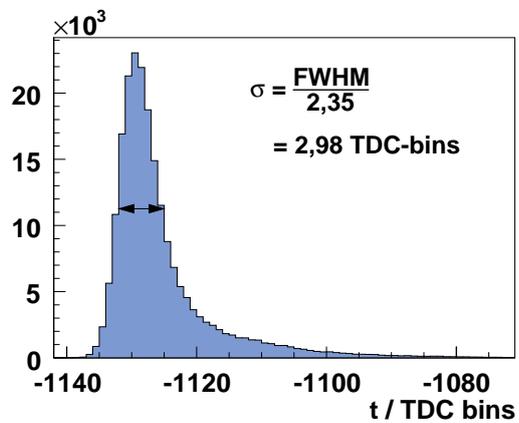


Abbildung 5.10: Zeitverteilung eines MAPMT-Kanals relativ zur Referenz-TDC-CMC.

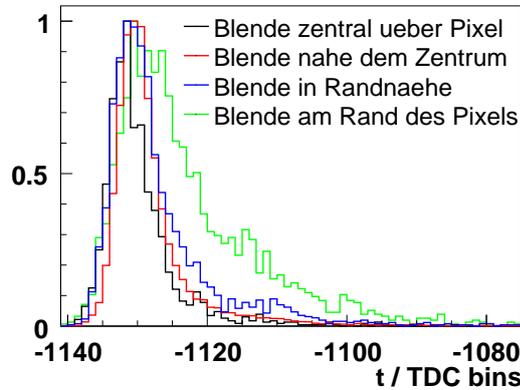


Abbildung 5.11: Vergleich der Zeitverteilungen mit verschiedenen Blendenpositionen innerhalb eines Pixels.

Es handelt sich nicht um ein Übersprechen von einem anderen Kanal (Crosstalk), siehe auch Abschnitt 5.2. Dies wird hier ausgeschlossen, indem nur Ereignisse betrachtet werden, bei denen nur exakt ein Kanal Photonen detektiert hat. Auch beeinflussen verschiedene Schwellenwerte der MAD4-Diskriminatoren und unterschiedliche Hochspannungen am MAPMT das Verhalten nicht.

Eine speziell in der Mechanik-Werkstatt des physikalischen Instituts angefertigte Blende ermöglicht es, nur Licht an einer definierten Stelle der aktiven Fläche des Photomultipliers durchzulassen. Die Blende besitzt ein Loch von $300\ \mu\text{m}$ Durchmesser, das sich über der Mitte eines Pixels platzieren lässt. Der Bereich bis hin zum äußersten Rand des Pixels kann weiterhin durch Drehung der Blende in 5 Zwischenschritten untersucht werden. In Abb. 5.11 sind die normierten Zeitverteilungen eines Pixels für vier verschiedene Blendenpositionen gezeigt. Auch bei dieser Messung wurde darauf geachtet, dass nur einzelne Photonen den MAPMT erreichen und daher das Licht des Lasers um zwei Größenordnungen abgeschwächt. Die schwarze Kurve zeigt die aufgezeichnete Zeitverteilung bei zentraler Position der Blende über dem Pixel. Die rote und die blaue Kurve zeigen Messungen mit einer Blendenposition zwischen der Mitte des Pixels und dem Rand, während das Licht für die grüne Kurve den äußersten Rand des Pixels trifft.

Es ist zu erkennen, dass bei zentralem Photoneneinfall auf dem Pixel eine fast symmetrische Verteilung entsteht und es im Vergleich zu Abb. 5.10 (ohne Blende) deutlich weniger Einträge bei späteren Zeiten gibt. Im Gegensatz dazu zeigen die Zeitspektren bei Randpositionen einen deutlich höheren Anteil an später eintreffenden Signalen. Dies gilt insbesondere für den äußersten Rand des Pixels.

Obwohl die Ursache dieses Verhaltens bisher nicht abschließend geklärt werden konnte, ist zumindest gezeigt, dass es auf Effekte im Randbereich der Pixel einzugrenzen

ist. Zwischen Kathode und den Dynoden des MAPMTs sind zur Fokussierung feine Drähte gespannt, deren elektrisches Feld im Randbereich der Pixel ungewollte Ablenkungen der Photoelektronen hervorrufen könnte. Die dadurch entstehenden längeren Wege könnten zu späteren Signalen führen und das beobachtete Verhalten erklären.

Aus der vollen Breite bei halber Höhe der Verteilung ohne Blende (Abb. 5.10) ergibt sich eine Standardabweichung eines MAPMT-Kanals relativ zur Referenz-TDC-CMC. Als Fehler wird wiederum die Standardabweichung des Mittelwerts aller untersuchten Pixel angegeben:

$$\sigma_{\text{ges}} = (2,98 \pm 0,03) \text{ TDC-bins.} \quad (5.11)$$

Dies ist der Gesamt-Jitter der kompletten Ausleseinheit und beinhaltet alle im Experiment verwendeten Komponenten: MAPMT, MAD-Karte, DREISAM-Karte, TDC-CMC, NIM-LVDS-Konvertierer, TCS und zwei CATCH-Module.

Die Ergebnisse der Untersuchung zur Zeitauflösung der einzelnen Komponenten sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Bei Angaben relativ zur TDC-CMC als Referenz ist auch der Jitter des Verteilermoduls enthalten.

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Studie zur Bestimmung der Zeitauflösung.

	Zeitauflösung [TDC-bins]	Zeitauflösung [ps]
$\mathcal{F}1$ -Chip	$0,30 \pm 0,06$	33 ± 7
DREISAM-Karte	$0,72 \pm 0,04$	78 ± 4
DREISAM vs. TDC-CMC	$1,77 \pm 0,02$	192 ± 2
DREISAM + MAD + MAPMT vs. TDC-CMC	$2,98 \pm 0,03$	323 ± 3

5.2 Crosstalk

Als Crosstalk bezeichnet man das Übersprechen des Signals von einem elektrischen Kanal auf einen oder mehrere andere Kanäle. Diese Kanäle erhalten dadurch auch Einträge, ohne dass auf sie ein Photon gefallen ist. Die Wahrscheinlichkeit für Crosstalk ist der Quotient aus der Anzahl der Einträge im zu untersuchenden Kanal, die korreliert zu Einträgen im Referenz-Kanal auftauchen, und der Gesamtzahl der Einträge im Referenz-Kanal:

$$\text{Crosstalk-Wahrscheinlichkeit} = \frac{\# \text{ Einträge(Kanal)}}{\# \text{ Einträge(Referenz-Kanal)}}. \quad (5.12)$$

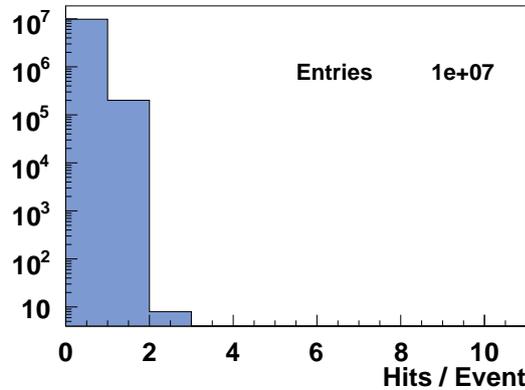


Abbildung 5.12: Anzahl der detektierten Photonen des Referenz-Pixels pro Ereignis.

Zwei Einträge werden als korreliert angesehen, wenn sie innerhalb desselben Ereignisses auftreten.

Um die Crosstalk-Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, wird der in Abb. 5.8 dargestellte Aufbau verwendet. Mit der in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen Blende wird erreicht, dass einzelne Photonen das Zentrum des Referenz-Pixels treffen und kein anderer Kanal physikalische Einträge erhält. Um im Einzel-Photon-Bereich zu arbeiten wird die Intensität des Lasers mit Graufiltern um 2 Größenordnungen abgeschwächt. Abbildung 5.12 zeigt, dass in den meisten Ereignissen keine Photonen vom Referenzpixel detektiert werden, in etwa 200 000 Ereignissen ein Photon und in nur Acht Ereignissen zwei Photonen.

Die Wahrscheinlichkeit eines Eintrags unter der Voraussetzung, dass der Referenz-Pixel einen Eintrag hatte, ist in Abb. 5.13 für alle Pixel eines MAPMTs in Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass das elektronische Rauschen ab einer Schwelle von knapp 40 DAC-Einheiten unterdrückt ist (siehe auch Abschnitt 5.5). Der Bereich, in dem der Crosstalk untersucht werden kann, liegt über dieser Schwelle.

Die Anordnung der 16 Kanäle des untersuchten MAPMTs ist oben rechts in Abb. 5.13 dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit für das Übersprechen auf einen der benachbarten Kanäle (gefüllter Stern) des Referenz-Pixels liegt unter 1 ‰. Für die übrigen Kanäle ist die Wahrscheinlichkeit sogar kleiner als 0,2 ‰. Zur Verdeutlichung sind dieselben Werte im Anhang A.2 noch einmal mit linearer Darstellung der y -Achse gezeigt.

Die Crosstalk-Wahrscheinlichkeit kann bei einer Schwelle die höher als etwa 45 DAC-Einheiten liegt, vernachlässigt werden.

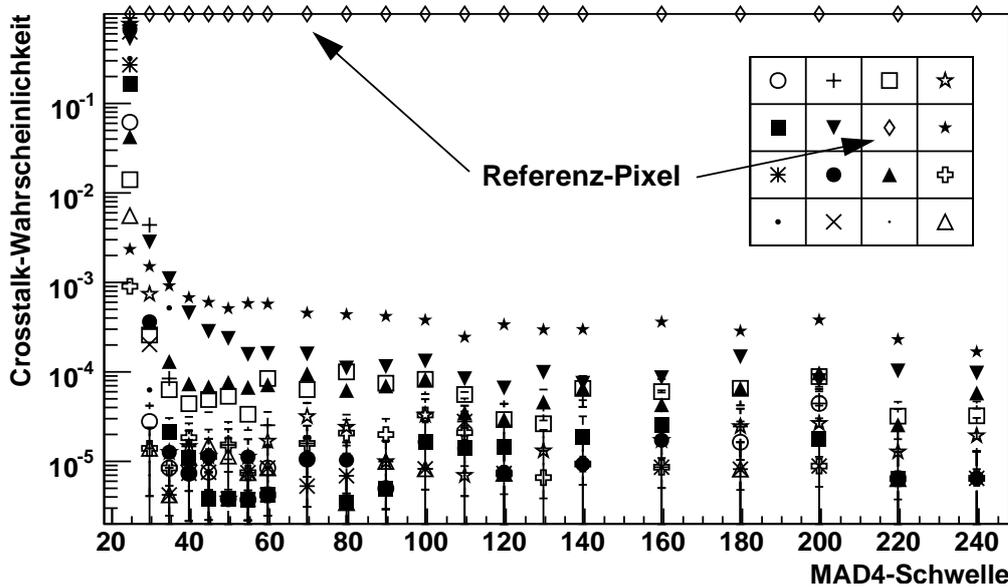


Abbildung 5.13: Crosstalk-Wahrscheinlichkeit. Gezeigt ist die Wahrscheinlichkeit für einen Eintrag, unter der Bedingung, dass auch der Referenz-Pixel einen Eintrag hatte. Die Position des Referenz-Pixels innerhalb des MAPMTs ist im kleinen Bild angedeutet.

5.3 LED-Testsystem

Obwohl alle Komponenten vor der Inbetriebnahme ausführlich im Labor getestet werden, ist ein System zur anschließenden Funktionsprüfung der gesamten Detektorkette im installierten Zustand unverzichtbar. Hierfür wurde ein LED-Testsystem entworfen. Mit seiner Hilfe lassen sich schlechte Kontakte, fehlende Spannungen an Bauteilen und tote Kanäle finden, ohne auf den Myonstrahl angewiesen zu sein oder Zugang zum RICH-Detektor zu benötigen. Insbesondere lässt sich noch während der Strahlpause feststellen, ob eine durchgeführte Reparatur erfolgreich war.

Das Testsystem besteht aus zwei LEDs innerhalb des RICH-Tanks und der Ansteuerungseinheit. Diese befindet sich im gleichen Rack wie die CATCH-Module, die die DREISAM-Karten auslesen. Die LEDs sind über BNC-Kabel, gasdichte Steckverbindungen am RICH-Detektor und spezielle Kabel für den Einsatz im Gas innerhalb des Tanks mit dem Steuerungsmodul verbunden.

Die LEDs werden mit Hilfe eines ursprünglich für die Driftröhrchen-Detektoren (Straws) entwickelten Pulsers [52] angesteuert. Dieser ermöglicht es, einen Spannungspuls von wählbarer Länge (ca. 5 ns – 200 ns) und Amplitude (ca. 1 V – 5 V) korreliert zum Trigger abzugeben. So sind die LEDs die meiste Zeit aus und es wird eine unnötige Belastung der Photomultiplier durch zu viele Photonen vermieden. Es werden die

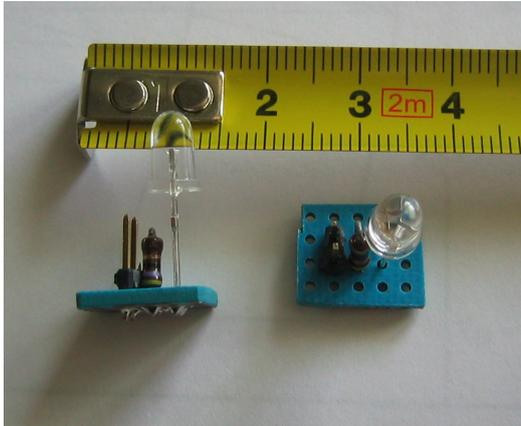


Abbildung 5.14: Platinen der LEDs im RICH-Tank.

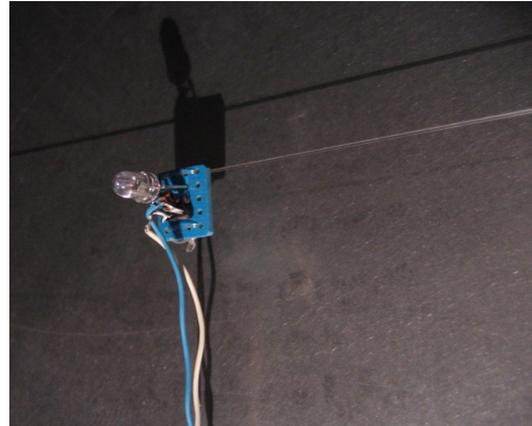


Abbildung 5.15: Befestigung der unteren LED im RICH-Tank.

Kalibrierungstrigger verwendet, die ein Signal vor dem eigentlichen Trigger abgeben (PRETRIGGER).

Die wichtigste Anforderung an die LEDs ist die Emission von Licht das möglichst nahe an der maximalen Sensitivität des Photomultipliers von etwa 400 nm (Abb. 4.3) liegt. Um die intrinsische Digitalisierungsbreite der $\mathcal{F}1$ -TDC bestimmen zu können (Abschnitt 5.4), müssen sie weiterhin in der Lage sein, kurze Pulse mit einer Rate im kHz-Bereich zu produzieren. Eine weitere Anforderung ist eine lange Lebensdauer. Die LEDs des Herstellers *Nichia*, Modell *NSPB500S* [53] haben ihr Intensitätsmaximum im blauen Bereich (etwa 465 nm), sind in der Lage kurze ($\lesssim 5$ ns) Pulse zu emittieren und haben laut Hersteller eine Lebensdauer von 1000 Stunden. Damit entsprechen sie den für dieses Projekt gestellten Anforderungen. Die LEDs wurden mit einem parallel geschalteten Widerstand (50Ω zur Terminierung) auf kleine Standardplatinen verlötet (Abb. 5.14). Diese sind mit Nylonfäden im RICH-Tank befestigt (Abb. 5.15). Beides stellt einerseits sicher, das Gas des Detektors so wenig wie möglich zu verunreinigen. Andererseits ist der Anteil zusätzlichen Materials in der Akzeptanz des Spektrometers minimal gehalten.

Funktionalität der Auslese einschließlich aller Photomultiplier zu überprüfen, ist eine exakte Positionierung der LEDs erforderlich. Auf Grund der Geometrie der spärlichen Spiegel und der begrenzten Winkelakzeptanz der Teleskope muss der Strahlverlauf über das Spiegelsystem im RICH-Tank verlaufen (vgl. Abb. 3.2).

Die Ebene der CsI-Kammern, in der auch die Linsenteleskope liegen, ist um $8,5^\circ$ vertikal geneigt (Abb. 5.16). Wie die Abbildung zeigt, sind die Teleskope in dieser Ebene um jeweils $15,5^\circ$ vertikal zum Strahl hin geneigt. Eingezeichnet ist auch die Winkelakzeptanz der Linsen, die $\pm 9,5^\circ$ beträgt. Zusätzlich sind sie in der horizontalen Ebene um 5° vom Strahl weg geneigt. Diese Winkel sind auf den mittleren Einfallswinkel der

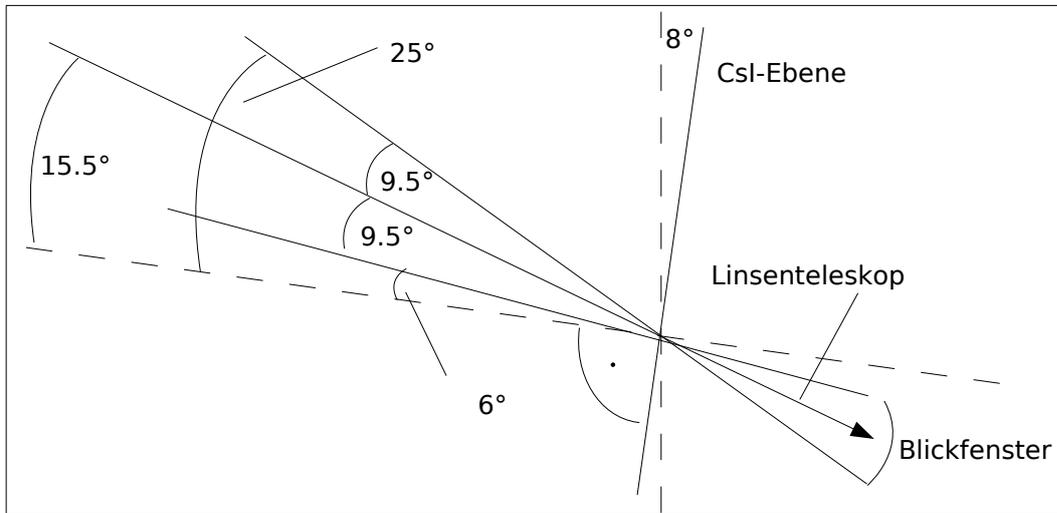


Abbildung 5.16: Schematischer Schnitt durch die CsI-Ebene der oberen Photondetektoren entlang der Strahlrichtung, zur Verdeutlichung der im Text verwendeten Winkel.

Čerenkov-Photonen optimiert. Demnach erreicht nur Licht die Photomultiplier, das die Linsen unter einem Winkel zwischen 6° und 25° trifft.

Mit Hilfe von Simulationen des Strahlverlaufs von verschiedenen LED-Positionen zu den Photondetektoren wurde gezeigt, dass zwei LEDs benötigt werden, von denen sich jeweils eine zentral über bzw. unter dem Strahl befindet [54]. Weiterhin wurde die optimale y -Position, also der senkrechte Abstand zur Strahlmitte auf 75 cm bestimmt (Abb. 5.17). Durch diese Anordnung wird eine vollständige Ausleuchtung aller Kanäle erreicht. Die obere LED beleuchtet fast ausschließlich die oberen Photondetektoren, während die untere primär die unteren beleuchtet.

Abbildung 5.18 zeigt die akkumulierten Einträge eines Runs, in dem die LEDs gepulst wurden. Die vier durch Photomultiplier ersetzten CsI-Kammern sind in ihrer physikalischen Anordnung (vgl. Abschnitt 4.2) dargestellt. Das Raster gruppiert die jeweils 16 Kanäle eines Photomultipliers. Es ist deutlich zu erkennen, dass in allen Kanälen Photonsignale auftreten. Die Lücken zwischen den wabenförmigen Spiegelsegmenten sind in einigen Bereichen auf Grund der geringeren Photonenzahl auszumachen.

Eine Bedienungsanleitung für das LED-Testsystems befindet sich im Anhang B.

5.4 Intrinsische Digitalisierungsbreite der $\mathcal{F}1$ -TDC

Normalerweise werden alle TDC des Experiments (so auch die des RICH-Detektors) im sogenannten *resolution adjust* Modus betrieben. In diesem Modus wird die Digita-

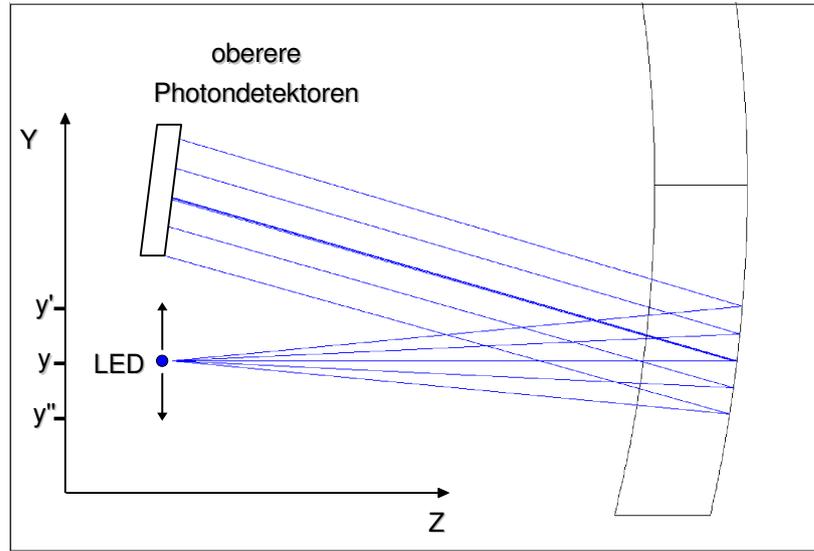


Abbildung 5.17: Der simulierte Strahlengang von der oberen LED über die Spiegel im RICH-Detektor zum oberen Photondetektor. Die y -Achse zeigt nach oben, die z -Achse entlang der Strahlrichtung. Der optimale Abstand der LED von der Strahlachse wurde durch Simulation mehrerer y -Positionen bestimmt.

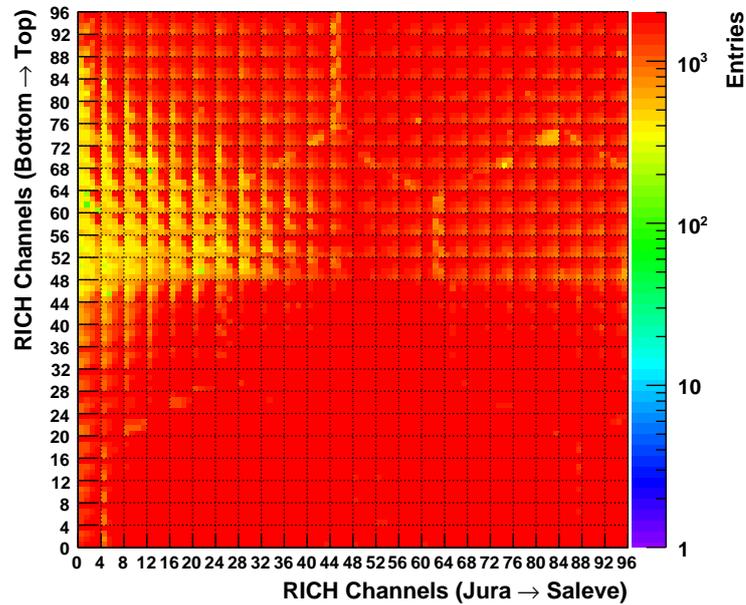


Abbildung 5.18: Test des RICH-Detektors mit dem LED-Testsystem.

lisierungsbreite des Chips ständig über die Spannung an Verzögerungsgliedern in einer Phase Locked Loop (PLL) nachgeregelt und so dafür gesorgt, dass die Breite eines Zeitbins konstant bleibt (vgl. Abschnitt 4.3.2). Nur so ist es möglich, die gemessenen Zeiten zweier Chips zu vergleichen. Der Bereich, in dem die Breite eines Bins verstellt werden kann, ist begrenzt, da der Spannungsbereich, in dem nachgeregelt werden kann, festliegt [28].

Wird der Chip hingegen nicht im *resolution adjust* Modus betrieben, im folgenden als *unlocked* Modus bezeichnet, da hier die PLL nicht gelockt ist, so wird die Spannung auf den höchsten Wert des Regelbereichs von 6,2 V eingestellt und der Chip läuft mit seiner bestmöglichen Digitalisierungsbreite. Diese ist für jeden Chip individuell und abhängig von der Produktionsserie [29]. Bei konstanter Temperatur² lassen sich die intrinsischen Digitalisierungsbreiten verschiedener Chips vergleichen und so Rückschlüsse auf Qualitätsunterschiede ziehen.

Die Messmethode basiert darauf, die Zeitdifferenz zwischen zwei Pulsen einmal im *locked* und einmal im *unlocked* Modus zu messen. Der Abstand zwischen den beiden Pulsen wird so gewählt, dass sie in dasselbe Zeitfenster des TDC fallen und jeweils einen konstanten zeitlichen Abstand zueinander haben. Man vergleicht nun die gemessene Zeitdifferenz zwischen den beiden Pulsen im *locked* und *unlocked* Modus. Die reale Zeitdifferenz zwischen den Pulsen ist konstant ($\Delta t_{\text{lock}} = \Delta t_{\text{unlock}}$), die Messwerte N_{lock} und N_{unlock} unterscheiden sich jedoch, da die Breite der TDC-bins verschieden ist. Bei bekannter Digitalisierungsbreite D_{lock} im *locked* Modus (beim RICH: $D_{\text{lock}} = 108,295$ ps) lässt sich die intrinsische Digitalisierungsbreite des Chips D_{unlock} bestimmen:

$$1 = \frac{\Delta t_{\text{lock}}}{\Delta t_{\text{unlock}}} = \frac{N_{\text{lock}} \cdot D_{\text{lock}}}{N_{\text{unlock}} \cdot D_{\text{unlock}}}. \quad (5.13)$$

Um diese Messung für die $\mathcal{F}1$ -Chips des RICH-Detektors durchzuführen, wurde das in Abschnitt 5.3 beschriebene System aus Pulser und LEDs benutzt. Die Messung erfordert, pro Trigger zwei kurz nacheinander folgende Pulse abzugeben, jedoch waren im Originaldesign des Pulsers nur Einzelpulse vorgesehen. Die FPGA-Firmware des Pulsers wurde erweitert um Doppelpulse zu ermöglichen. Als Abstand zwischen den Pulsen musste eine relativ große Zeit ($\geq 1 \mu\text{s}$) gewählt werden, da die Effizienz des MAD4-Chips ab einer Rate von 1 MHz rapide abnimmt (siehe Abschnitt 6.3). Eine Kurzanleitung zum Doppelpuls-Betrieb des Pulsers ist im Anhang B.3 zu finden.

Das von einem Kanal aufgenommene Zeitspektrum der Doppelpulse relativ zum Trigger ist in Abb. 5.19 gezeigt. Es werden nur Ereignisse verwendet, bei denen im entsprechenden Kanal genau zwei Einträge vorkommen. Die gemessene Differenz wurde für jeden Chip aufgetragen und mit einer Gauß-Verteilung gefittet (Abb. 5.20). Hierbei werden alle acht Kanäle eines Chips berücksichtigt. Der Mittelwert entspricht der Anzahl der Bins N_{lock} zwischen den Doppelpulsen. Dies wurde mit den Chips im

²Die Wasserkühlung regelt die Temperatur der RICH-Elektronik auf etwa $(22 \pm 4)^\circ\text{C}$.

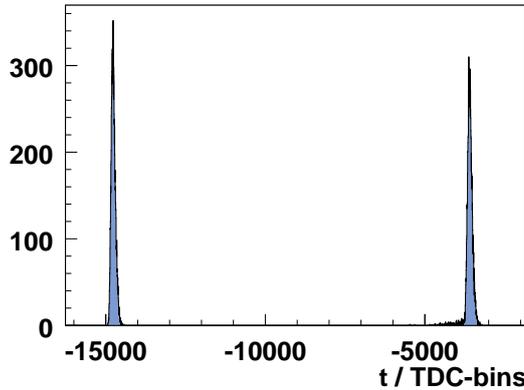


Abbildung 5.19: Doppelpulssignale in einem Kanal. Der Abstand der Signale beträgt etwa $1,2 \mu\text{s}$.

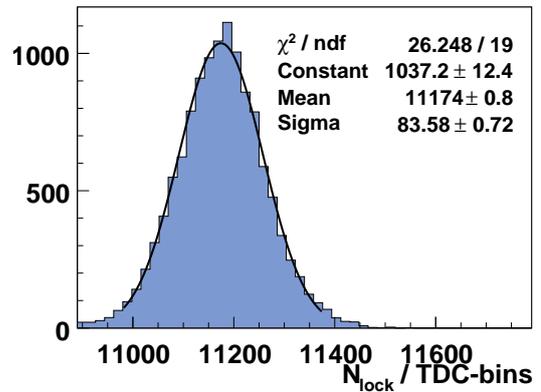


Abbildung 5.20: Ereignisweise Differenz zwischen Doppelpulsen eines Chips im *locked* Modus.

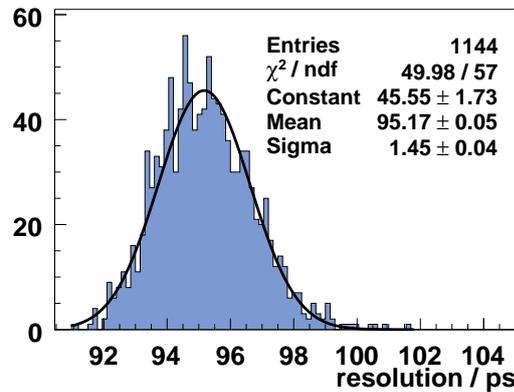


Abbildung 5.21: Intrinsische Digitalisierungsbreite der $\mathcal{F}1$ -TDC des RICH-Detektors.

unlocked Modus wiederholt und nach Gl. 5.13 die intrinsische Digitalisierungsbreite D_{unlock} aller 1152 Chips bestimmt.

Das Ergebnis ist in Abb. 5.21 zu sehen. In diesem Histogramm ist die gemessene Digitalisierungsbreite der Chips eingetragen. Im Mittel besitzen die Chips eine Digitalisierungsbreite von $(95,2 \pm 1,5) \text{ ps}$ und damit eine bessere als die im Experiment verwendete von $108,3 \text{ ps}$. Kein Chip wird nahe der Grenze seines Regelbereichs betrieben.

Die Leitung der Wasserkühlung einer DREISAM-Karte war zum Messzeitpunkt beschädigt, so dass acht Chips nicht optimal gekühlt wurden. Die gemessene Digitalisierungsbreite ist daher nicht mit denen der anderen vergleichbar. Aus diesem Grund sind sie nicht in Abb. 5.21 eingetragen und wurden auch nicht für den Fit benutzt.

Zum Vergleich wurde die analoge Messung auch an den $\mathcal{F}1$ -TDC der Straw-Detektoren durchgeführt. Das Ergebnis befindet sich im Abschnitt A.3.

5.5 Untersuchung des elektronischen Untergrundes

Die verwendete Ausleseelektronik zeichnet sich durch niedriges elektronisches Rauschen aus. Im Folgenden wird die MAD4-Schwelle bestimmt, ab der das elektronische Rauschen unterdrückt ist und nur physikalisch interessante Ereignisse detektiert werden. Diese Untersuchung erfolgt, abgesehen vom Myonstrahl, unter identischen Bedingungen, unter denen auch die physikalischen Messungen stattfinden. Der RICH-Detektor befindet sich in seiner endgültigen Position und die ihn umgebenden Detektoren sind eingeschaltet und werden mit ausgelesen.

Die mittlere Rate pro Kanal in Hz berechnet sich aus der Gesamtzahl der Einträge pro Quadrant, der Anzahl der Trigger (es werden zufällige Trigger verwendet), dem Zeitfenster des TDC (100 ns) und der Zahl der Kanäle pro Quadrant (2304):

$$\text{Rate [Hz]} = \frac{\#\text{Einträge/Quadrant}}{\#\text{Trigger} \cdot \text{Zeitfenster [s]} \cdot 2304} \quad (5.14)$$

Die mittlere Rate des elektronischen Rauschens pro Kanal ist getrennt für die vier Quadranten in Abb. 5.22 aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Rauschen der Elektronik ab einer Schwelle von etwa 40 DAC-Einheiten unterdrückt ist.

Die Elektronik der Straw-Detektoren liegt im Experiment nur wenige Zentimeter von den unteren Quadranten des RICH-Detektors entfernt (vgl. Abb. 3.1). Deshalb kann ein direkter Einfluss auf das Rauschverhalten der RICH-Elektronik erwartet werden und muss quantifiziert werden. Der Vergleich zwischen Untergrundrate bei ein- und ausgeschalteten Straws in Abhängigkeit der Schwelle ist in Abb. 5.23 für die vier Quadranten getrennt aufgetragen. Die roten Kreuze entsprechen der Rate bei eingeschalteten Straws, die blauen Quadrate bei ausgeschalteten Straws. Der Quotient der beiden Raten ist jeweils darunter gezeigt. Deutlich ist, dass während die Rate bei niedrigen Schwellen erwartungsgemäß vom Eigenrauschen der RICH-Elektronik dominiert wird, sie bei hohen Schwellen von den Straws beeinflusst wird und um bis zu 35 % darüber liegt. Die RICH-Elektronik zeigt demnach hochfrequentes Rauschen mit relativ kleiner Amplitude, während die Straws niederfrequentes Rauschen mit größerer Amplitude induzieren.

Die neue Ausleseelektronik der 12 äußeren CsI-Kammern beeinflusst die Rate nur zu maximal 10 %; dies ist Abb. 5.24 zu entnehmen.

Weiterhin wurde das Zeitspektrum des Rauschens untersucht, um festzustellen, ob es ein korreliertes Verhalten gibt, oder ob es sich um zufällige Ereignisse handelt. Betrachtet man relative Zeiten innerhalb eines Ereignisses, indem der erste auftretende Eintrag eines jeden Ereignisses jeweils als Referenz-Zeit benutzt wird, so zeigt sich bei

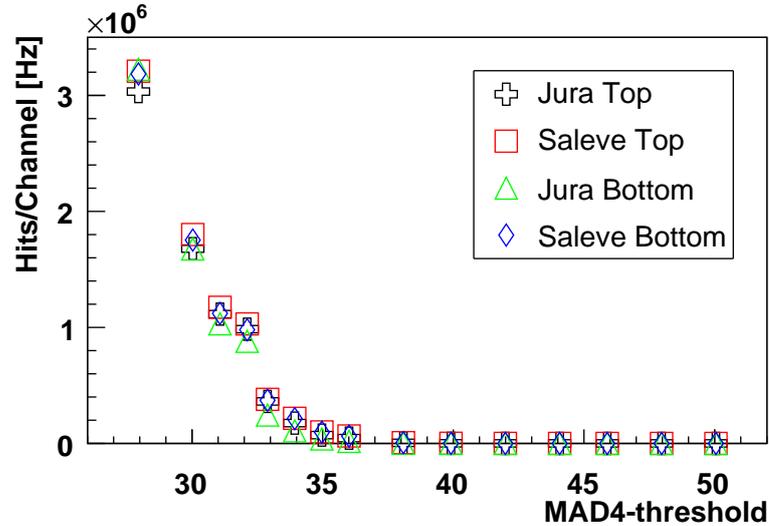


Abbildung 5.22: Rauschverhalten der RICH-Quadranten. Die Bezeichnungen Jura und Saleve werden verwendet, um die Position relativ zur Strahlachse zu verdeutlichen (vgl. Abb. 3.1).

niedrigen Schwellen (Schwellen 40 DAC-Einheiten und 46 DAC-Einheiten in Abb. 5.25) eine periodische Abfolge der Einträge. Die Frequenz des periodischen Verlaufs beträgt 60–70 MHz.

Bei hohen Schwellen von 50 DAC-Einheiten und darüber, wie sie während der Strahlzeit verwendet werden, treten der Großteil der Einträge zur gleichen Zeit in mehreren Kanälen auf (Ereignisse mit nur einem Eintrag können nicht verwendet werden). Dies deutet auf den Einfluss einer äußeren Quelle hin. Absolut gesehen ist die Rate des elektronischen Untergrunds ab einer Schwelle von etwa 50 DAC-Einheiten zu vernachlässigen. Dieser Schwellenwert wird während der Datennahme gesetzt. Das System ist damit praktisch frei von unphysikalischem Untergrund.

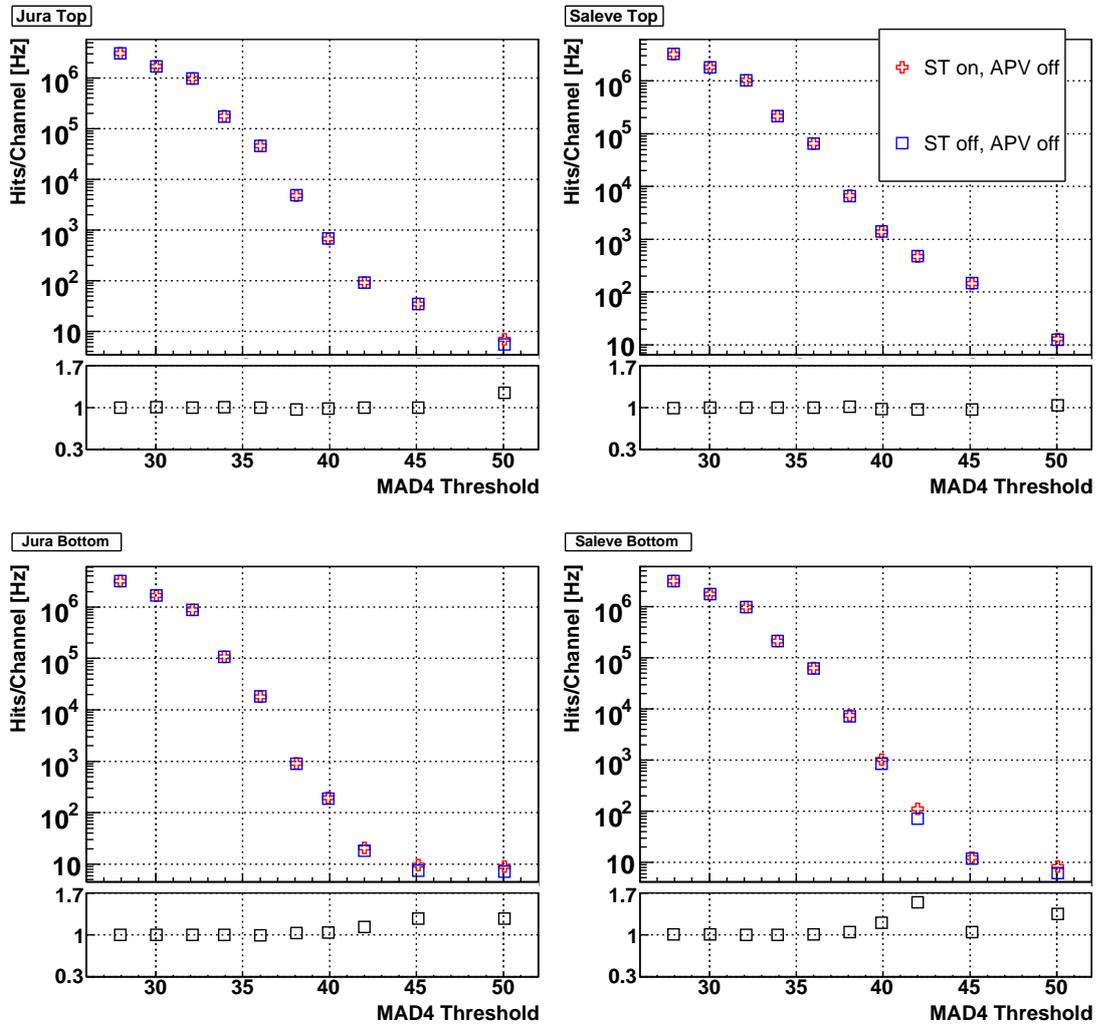


Abbildung 5.23: Der Verlauf des elektronischen Rauschens bei ein- und ausgeschalteten Straws im Vergleich. Der Quotient der Raten ist jeweils in den kleinen Histogrammen darunter dargestellt.

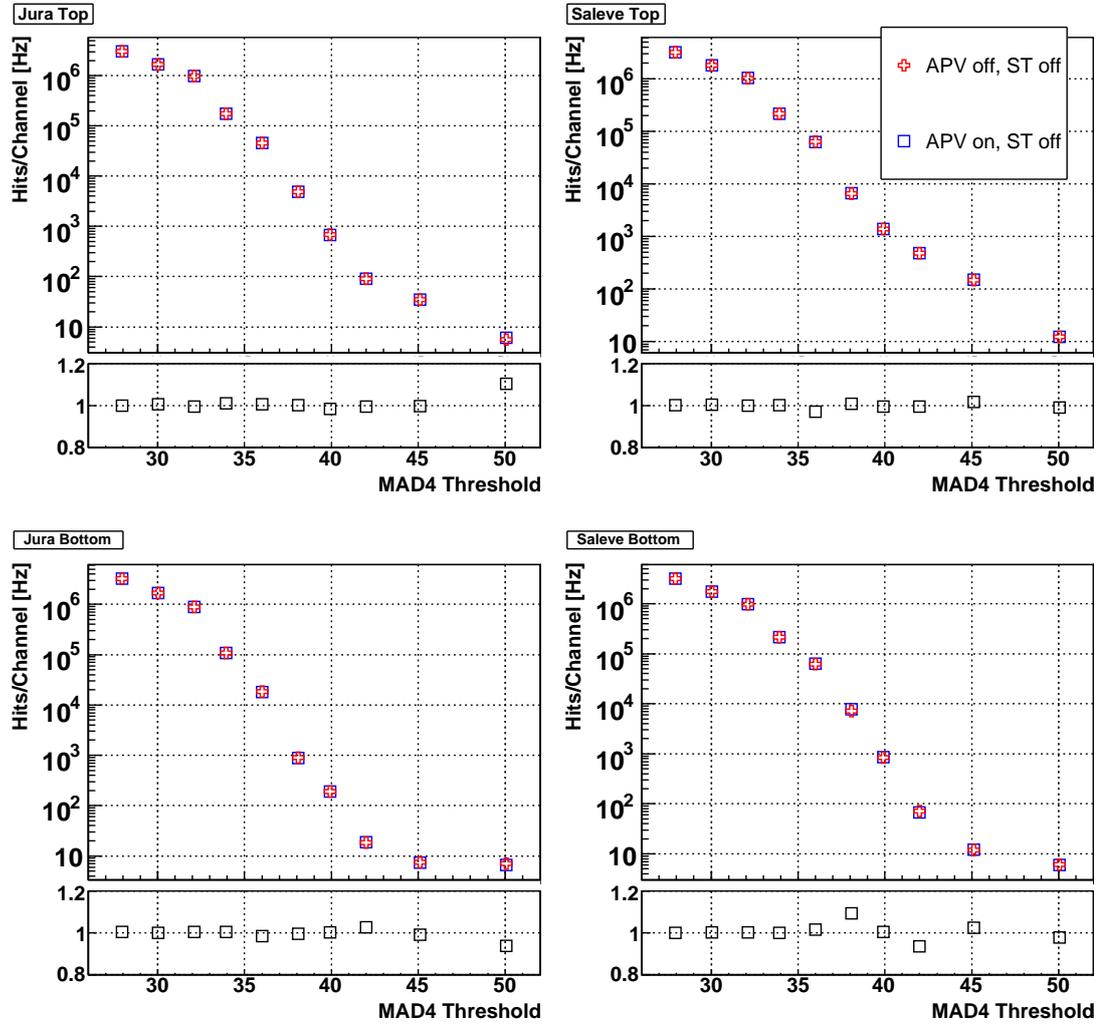


Abbildung 5.24: Der Verlauf des elektronischen Rauschens bei ein- und ausgeschalteten APVs im Vergleich. Der Quotient der Raten ist jeweils in den kleinen Histogrammen darunter dargestellt.

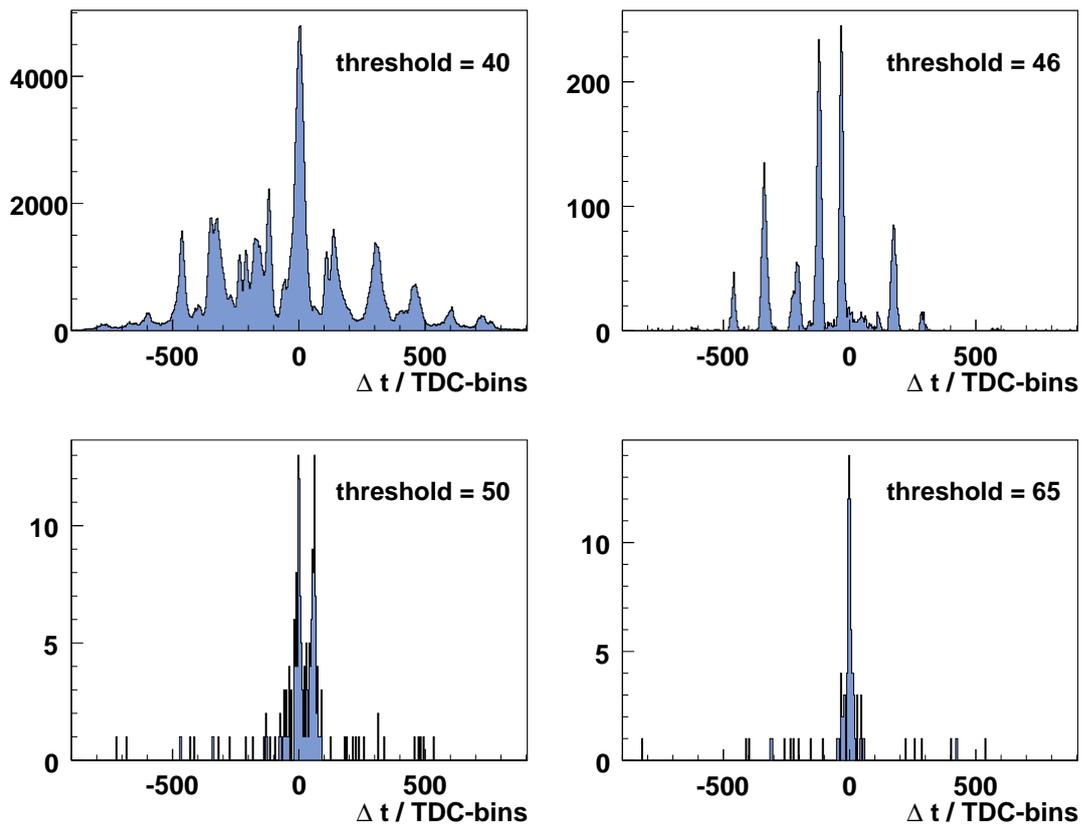


Abbildung 5.25: Relative Zeiten des Untergrundrauschens innerhalb eines Ereignisses. Der erste Eintrag eines Ereignisses wird jeweils als Referenz-Zeit verwendet. Die dargestellten Zeiten sind relativ zu diesem.

Kapitel 6

Inbetriebnahme

Im Juli 2006 wurden das erste Mal Daten mit dem neuen RICH-Detektor aufgezeichnet. Abbildung 6.1 zeigt die akkumulierten Einträge aller 9216 RICH-Kanäle von etwa 25 000 Ereignissen. Die vier Quadranten sind in ihrer physikalischen Anordnung gezeigt, die Abstände zwischen ihnen sind nicht dargestellt. Die Farbskala zeigt, wie viele Photonen jeder Kanal detektiert hat. Man erkennt deutlich zwei ausgeprägte Ringe, die vom Halo des Myonstrahls verursacht werden. Die Myonen des Halos durchqueren den Detektor parallel zur Strahlachse, weshalb alle von ihnen ausgesandten Čerenkov-Ringe vom Spiegelsystem auf die beiden in der Abbildung zu erkennenden Positionen abgebildet werden.

Abbildung 6.2 zeigt die detektierten Photonen eines einzelnen Ereignisses. Mehrere Čerenkov-Ringe sind deutlich zu erkennen. Pro Ring treten unter Sättigung ($\beta = v/c \approx 1$) im Mittel 60 Photonen auf [12]. Die Farbskala gibt die Zeitinformation der Einträge an. Unterschiede von weniger als einer ns sind innerhalb der Ringe auszumachen.

In den folgenden Abschnitten werden die Schritte erläutert, die nach Eintreffen des Strahls zur Inbetriebnahme notwendig sind. Dies beinhaltet Zeitstudien mit anschließender Zeitkalibrierung. Weiterhin wird die Photonenrate im Detektor bestimmt und die erreichte Performance zusammengefasst dargestellt.

6.1 Zeitstudien und T_0 -Kalibrierung

Bei annähernd konstanter Flugzeit¹ der Teilchen zwischen Target, RICH-Detektor und Triggerhodoskopen ist eine Korrelation zwischen der im RICH-Detektor gemessenen Zeit und der Triggerzeit zu erwarten. Diese Zeitdifferenzen sind für einen RICH-MAPMT-Kanal in Abb. 6.3 aufgetragen. Die Korrelation zur Triggerzeit ist deutlich zu erkennen.

¹Der Flugzeitunterschied zwischen Target und RICH-Detektor für ein Proton mit einer Energie von 10 GeV und einem Pion mit 40 GeV beträgt beispielsweise etwa 100 ps.

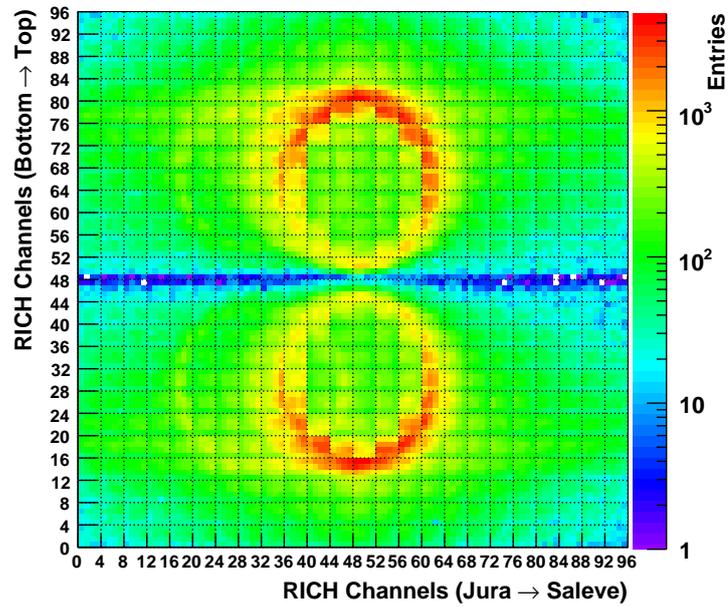


Abbildung 6.1: Akkumulierte Einträge von etwa 25 000 Ereignissen. Die Čerenkov-Ringe der Myonen des Halos sind deutlich zu erkennen.

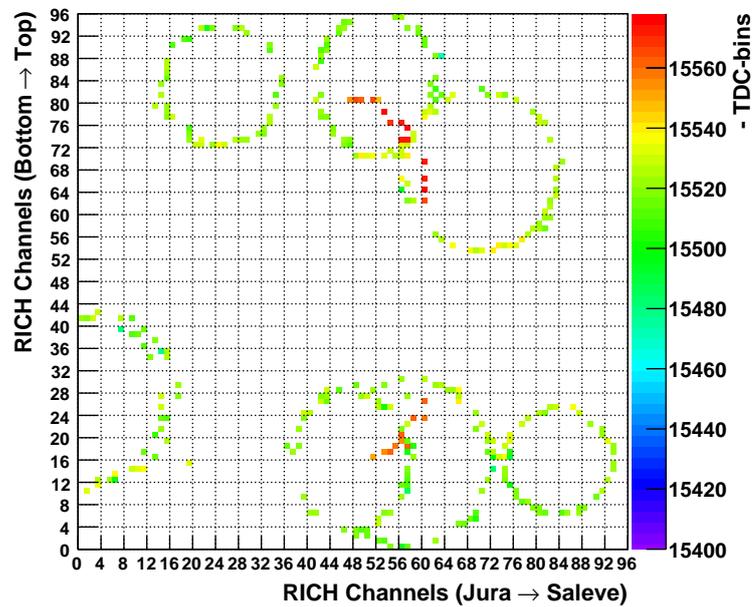


Abbildung 6.2: Čerenkov-Ringe eines einzelnen Ereignisses.

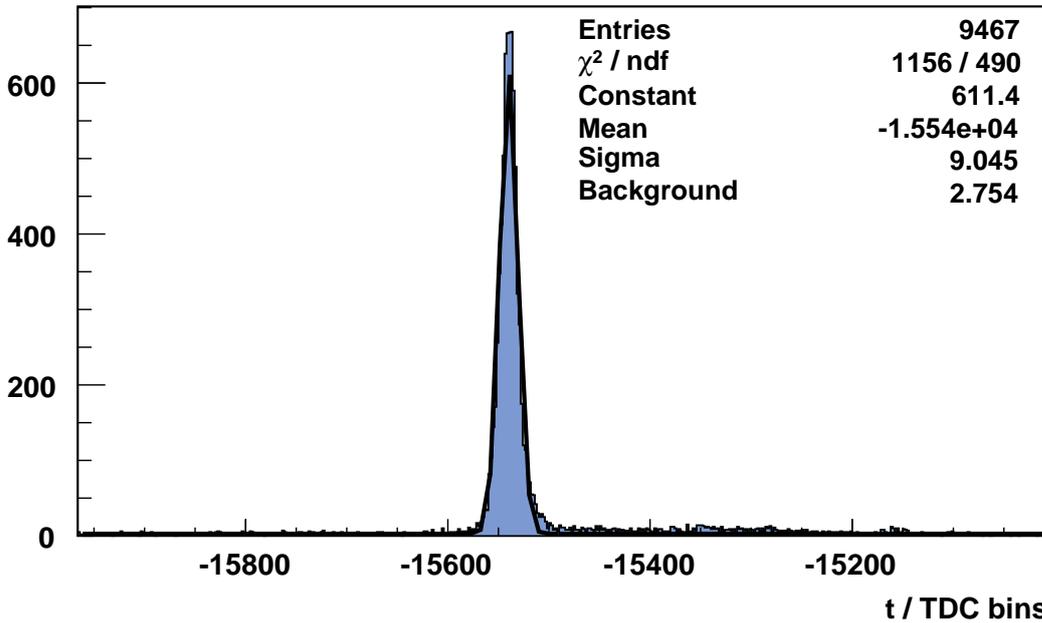


Abbildung 6.3: Zeitspektrum eines Kanals. Die Zeiten sind relativ zum Trigger. Der Fit einer Gauß-Funktion an die Daten ist eingezeichnet.

6.1.1 Zeitverteilungen

Die Untersuchung der Zeitverteilung gibt Aufschluss über die erreichte Zeitauflösung des Detektors. Zunächst wird die Zeitverteilung jedes Kanals einzeln betrachtet. In die Zeitverteilungen aller Kanäle wird jeweils eine Gauß-Funktion gefittet (Abb. 6.3) und die Ergebnisse der Fits (Mittelwert und Standardabweichung) werden zwischengespeichert. Die Herausforderung besteht in der großen Zahl der Kanäle ($96 \times 96 = 9216$) und daher recht verschiedenen Formen der Zeitverteilungen. Der Fit-Algorithmus ist dementsprechend optimiert. Dabei ergibt sich, dass die Mittelwerte der meisten Kanäle bei (-15524 ± 7) TDC-bins liegen. Als Fehler ist die Standardabweichung der Verteilung der Mittelwerte angegeben. Die mittlere Standardabweichung der Zeitverteilungen der Kanäle liegt bei $(8,6 \pm 0,6)$ TDC-bins. Der Fehler gibt wiederum die Breite der Verteilung der Standardabweichungen an. Die erreichte Zeitauflösung eines Kanals relativ zum Trigger, unter Berücksichtigung aller Trigger liegt demnach bei diesem Wert:

$$\sigma_{\text{ch}} = (8,6 \pm 0,6) \text{ TDC-bins.} \quad (6.1)$$

Summiert man alle Kanäle einer DREISAM-Karte auf und bestimmt Standardabweichung der Gauß-Verteilung, so erhält man für alle Karten $(9,8 \pm 0,5)$ TDC-bins.

6.1.2 T_0 -Kalibrierung

Für die spätere Analyse der Daten ist es wichtig, uninteressante Einträge so früh wie möglich zu verwerfen. Um unkorrelierte Einträge zu minimieren, wird der Puffer des TDC nur ausgelesen, falls der Eintrag korreliert zum Trigger, also zum Messzeitpunkt des gestreuten Myons auftritt. Um dies zu erreichen, wird das TDC-Fenster eines neuen Detektors nach Eintreffen des Myonstrahls so kalibriert, dass das Maximum der Zeitverteilung zentral im TDC-Fenster liegt. Einträge außerhalb dieses Fensters werden schon im TDC-Chip verworfen und nur die Einträge innerhalb des Fensters werden aufgezeichnet. Für die TDC des RICH-Detektors ist die Breite des Fensters auf 925 TDC-bins = 100,2 ns eingestellt.

Neben diesem recht großzügigen Hardwareschnitt wird vor Beginn der eigentlichen Analyse (im so genannten Decoding) ein schärferer Zeitschnitt durchgeführt, bei dem alle ereignisrelevanten Einträge behalten und möglichst alle unwichtigen Einträge verworfen werden.

Da die Standardabweichung der Gauß-Fits einzelner Kanäle im Mittel 8,6 TDC-bins beträgt, kann man den zusätzlichen Softwareschnitt mit $\pm 5 \sigma = \pm 43$ TDC-bins um das Maximum legen.

Für alle Detektoren am COMPASS-Experiment, die mit Hilfe von TDC ausgelesen werden, wird eine so genannte T_0 -Kalibrierung durchgeführt. Ziel dieser Kalibrierung ist es, das Zeitspektrum jedes Kanals um den Nullpunkt zentriert zu erhalten und so die Zeitschnitte möglichst einfach und für alle Kanäle der einzelnen Detektoren gleichermaßen durchführen zu können.

Die T_0 -Konstante ist der Wert des Maximums im Zeitspektrum. Dieser Wert wird im Decoding von allen gemessenen Zeiten abgezogen. Dadurch erhält man eine um den Nullpunkt zentrierte Zeitverteilung. Um die T_0 -Konstante zu bestimmen, wird in jeden Kanal eine Gauß-Verteilung gefittet und deren Mittelwert bestimmt.

Die T_0 -Werte können sich unter Umständen ändern und sich gegebenenfalls für verschiedene Kanäle unterscheiden. Letzteres ist des Öfteren der Fall und begründet sich durch unterschiedliche Kabellängen verschiedener Bereiche des Detektors. Bei der Untersuchung wurde ein stark abweichender Mittelwert in 21 Kanälen festgestellt. Das Zeitspektrum dieser Kanäle liegt um ca. 40 ns zu späteren Zeiten hin verschoben. Dies ist in Abb. 6.4 bei Kanalnummer 7 deutlich zu erkennen.

Die Länge des differentiellen Signals (LVDS), das die DREISAM-Karte vom MAD4-Chip bekommt, beträgt 40 ns (Abschnitt 4.3.1). Ist nur eine der beiden Leitungen verbunden, so kommt es erst am Ende des LVDS-Signals zu einer steigenden Flanke und so zu einem um etwa 40 ns verzögerten Signal im $\mathcal{F}1$ -Chip. Dies betrifft 21 der 9216 Kanäle. Durch die T_0 -Kalibrierung wird dies ausgeglichen, so dass dieses Problem auf Software-Ebene behoben werden konnte und sich nicht auf die Analyse der Daten auswirkt.

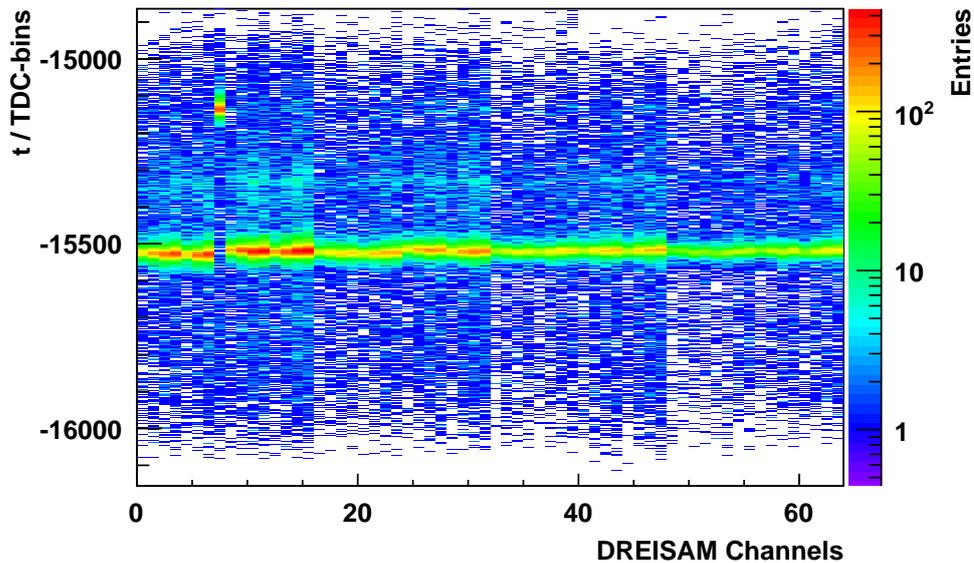


Abbildung 6.4: Kanalweise Zeitverteilung einer DREISAM-Karte. In dieser Darstellung wird die Verschiebung eines einzelnen Kanals (Kanalnummer 7) um 40 ns besonders deutlich.

Weiterhin wurde untersucht, ob sich der Mittelwert des Zeitspektrums des kompletten Detektors mit der Zeit ändert. Zu diesem Zweck werden Runs im Abstand von 12 Stunden zwischen Mai und November 2006 analysiert und jeweils Mittelwert und Standardabweichung der in das Zeitspektrum gefitteten Gauß-Verteilung bestimmt. Diese Werte sind in Abb. 6.5 gegen die Run-Nummer aufgetragen.

Außer einem globalen Sprung etwa bei Run Nummer 50600, der auf den Tausch einer Glasfaser des TCS zurückzuführen ist, gibt es keine größeren Abweichungen. Der Zeitpunkt der Änderung konnte mit Hilfe des elektronischen Logbuchs bestätigt werden [55]. Es werden also für 2006 für jeden Kanal zwei Zeitkonstanten benötigt – eine vor und eine nach dem Tausch der TCS-Faser.

Die Zeitkonstanten sind in der Kalibrierungs-Datenbank eingetragen und werden vom Decoding verwendet, um Zeitschnitte durchzuführen.

6.1.3 Nebenmaximum im Zeitspektrum

In den untersuchten Zeitspektren trat in unregelmäßigen Abständen ein unerwartetes zweites, kleineres Maximum auf, welches 25 ns vor dem Hauptmaximum liegt (Abb. 6.6).

Eine umfangreiche Untersuchung der zeitlichen Abfolge und des Zusammenspiels der Signale auf DREISAM- und HOT-CMC-Karte, sowie deren Einfluss auf die Zeitverteilung zeigte in einigen Fällen ein verschobenes BOS-Signal auf der DREISAM-Karte.

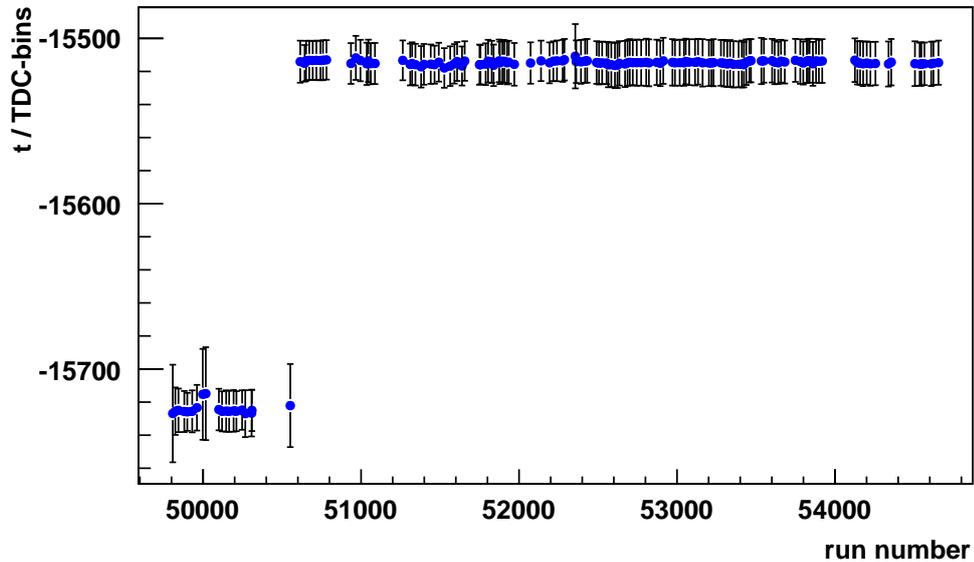


Abbildung 6.5: Mittelwert und Standardabweichung von in die Zeitspektren gefitteten Gauß-Verteilungen. Dargestellt ist die Abhängigkeit von der Run-Nummer im Laufe der gesamten 2006-Datennahme.

Auf dem FPGA-Chip war ursprünglich eine künstliche Verlängerung des Signals implementiert worden, mit der Absicht, die zeitliche Abfolge der Signale solider aufeinander abzustimmen [56]. Dies brachte jedoch keine Vorteile, sondern führte zu folgendem Fehler: Der Zeitpunkt und die Länge des BOS-Signals waren nicht optimal auf die Flanke der Clock abgestimmt, was dazu führte, dass das Zurücksetzen der DREISAM-Karten zu Beginn des Spills in einigen Spills genau einen Clockzyklus (25 ns) zu früh stattfand. Für betroffene Spills waren die kompletten Zeitspektren um 25 ns verschoben, da die gemessenen Zeiten aller TDC um 25 ns abwichen. Korrekte Zeitverhältnisse wurden erst vom nächsten BOS-Signal wiederhergestellt.

Abbildung 6.6 (a) zeigt einen betroffenen Run mit Nebenmaximum. In Abb. 6.6 (b) sind beispielhaft zwei Spills dieses Runs dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die gemessenen Zeiten von Spill 11 (rot dargestellt) um 25 ns von denen in Spill 10 (blau) abweichen.

Nachdem die Ursache gefunden war, wurde die künstliche Verlängerung des BOS-Signals in der Firmware der DREISAM-Karte rückgängig gemacht und nach erfolgreichen Tests alle DREISAM-Karten mit der veränderten Firmware bespielt.

Zukünftig aufgezeichnete Daten sind nicht mehr von dem Problem betroffen. Für die Daten aus 2006 ist eine nachträgliche Korrektur möglich, da die genaue Zeitdifferenz, um welche die betroffenen Spills verschoben sind, bei diesen Untersuchungen

bestimmt worden ist. Die Öffnung eines zweiten Zeitfensters um die mittlere Zeit der verschobenen Spills rettet die Daten der betroffenen Spills.

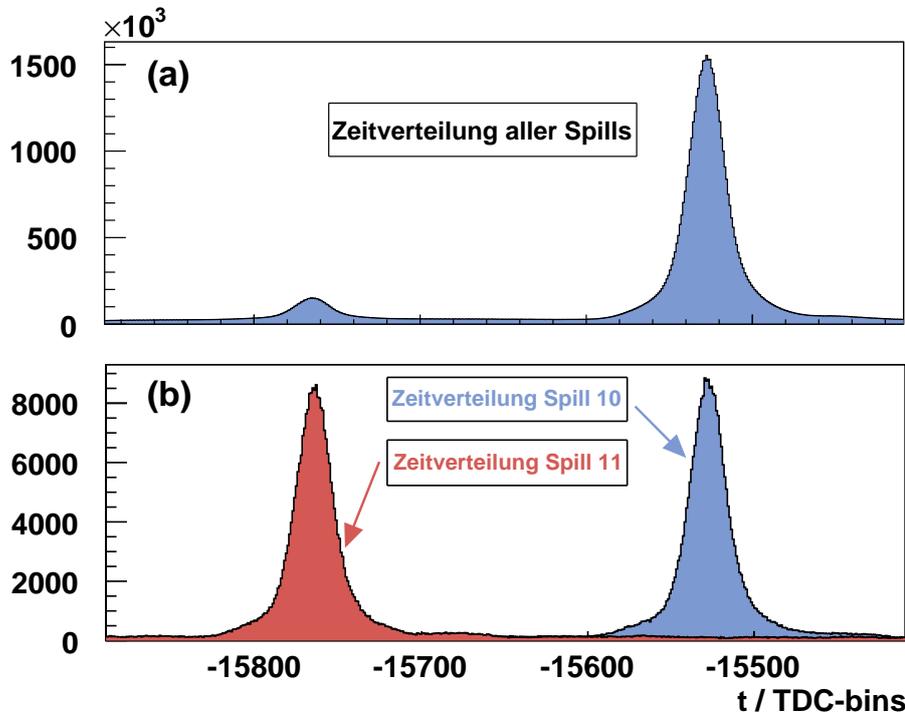


Abbildung 6.6: Zweites Maximum im Zeitspektrum (a). Alle gemessenen Zeiten von Spill 11 weichen um 25 ns von denen in Spill 10 ab (b).

6.2 Zeitverteilung der Photonen einzelner Čerenkov-Ringe

Um sicherzustellen, dass alle physikalisch interessanten Einträge innerhalb des Zeitfensters liegen und keine vom Decoding verworfen werden, werden die vom RICH detektierten Čerenkov-Ringe untersucht. Hierzu werden vollständige Ringe aus verschiedenen Ereignissen ausgewählt, wobei darauf geachtet wird, dass keine Überlappungen auftreten und somit jedes detektierte Photon eindeutig einem bestimmten Ring zugeordnet wird. Jeder dieser Ringe ist von Hand selektiert worden und die Zeitverteilung der Photonen dieses Ringes losgelöst vom Rest des Ereignisses bestimmt. Einträge, die zu anderen Ringen oder zum Untergrund gehören, werden nicht verwendet. In Abb. 6.7 ist die Verteilung beispielhaft für ein Ereignis aufgetragen. Abb. 6.7 (a) zeigt mehrere Čerenkov-Ringe. Die Zeitverteilung des rechts oben im Bild befindlichen Rings ist in Abb. 6.7 (b) dargestellt. Insgesamt wurden 200 Ringe analysiert und die Streuung der Mittelwerte und der Standardabweichungen der Zeitverteilungen ermittelt.

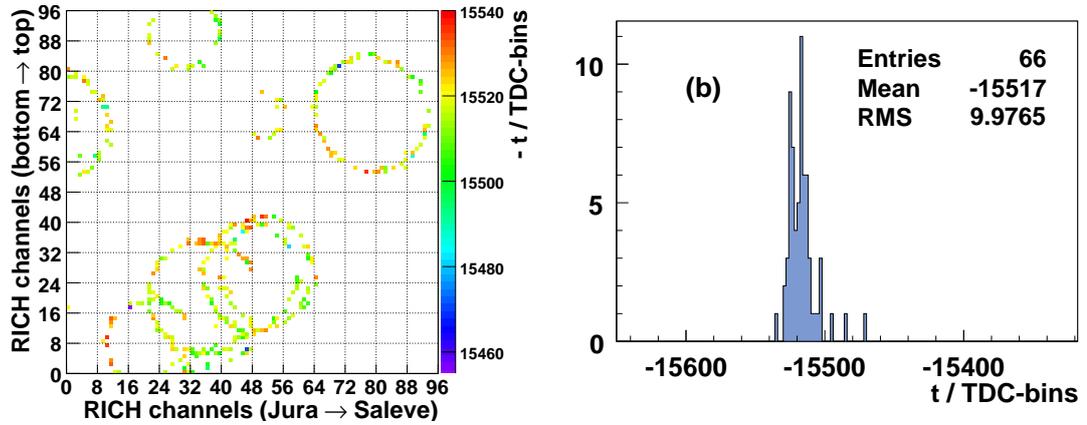


Abbildung 6.7: Čerenkov-Ringe eines Ereignisses (a). Teil (b) zeigt die Zeitverteilung des Rings oben rechts im Bild (a).

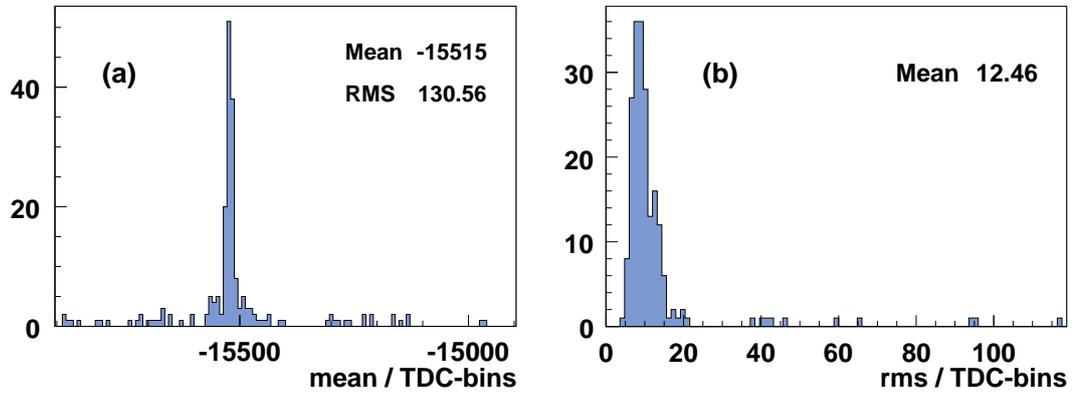


Abbildung 6.8: Zeitverteilung der Photonen von Čerenkov-Ringen. Die Verteilung der Mittelwerte (a) und die Verteilung der Standardabweichungen (b). Alle Trigger, keine besondere Selektion der Ringe.

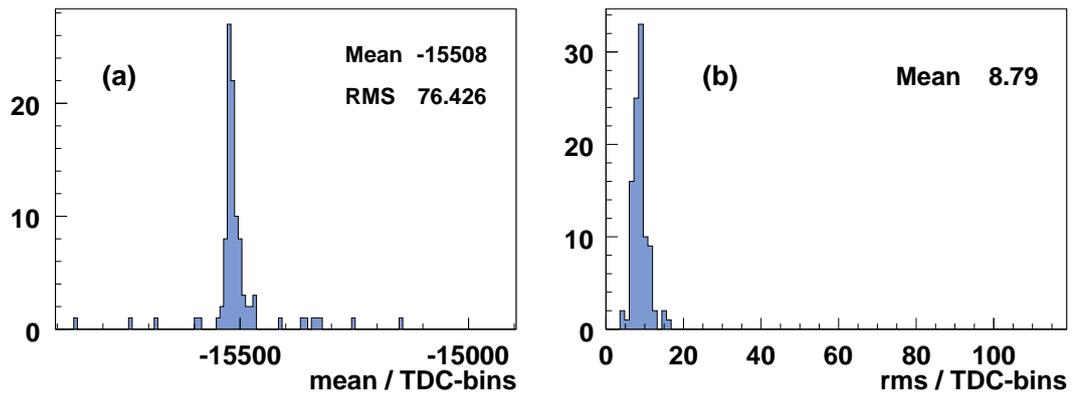


Abbildung 6.9: Zeitverteilung der Photonen von Čerenkov-Ringen. Die Verteilung der Mittelwerte (a) und die Verteilung der Standardabweichungen (b). Nur Outer-Trigger, keine Halo Ringe.

In Abb. 6.8 (a) erkennt man deutlich, dass die meisten Ringe ihren zeitlichen Mittelwert bei -15515 TDC-bins haben. Es treten jedoch auch einige Ringe mit anderem Mittelwert auf, so dass die Standardabweichung der Gesamtverteilung 131 TDC-bins beträgt. Die Standardabweichung der Zeitverteilung einzelner Ringe liegt im Mittel bei 12,5 TDC-bins (Abb. 6.8 (b)).

Die bisherige Untersuchung erfolgte ohne eine spezielle Selektion der Triggermaske und beliebiger Auswahl der Ringe. Um einen eventuellen zusätzlichen Jitter durch verschiedene Trigger auszuschließen und um möglichst gut vergleichbare Ringe zu erhalten, wird die Selektion der Ringe nochmals nur für Ereignisse durchgeführt, die vom Outer Trigger ausgelöst wurden. Desweiteren wird darauf geachtet, keine Ringe des Beam-Halos zu verwenden, indem nur Ringe aus dem Außenbereich des Detektors ausgewählt werden.

Der Unterschied des Ergebnisses ist in Abb. 6.9 deutlich zu erkennen. Hier liegen die zeitlichen Mittelwerte der einzelnen Ringe mit einer Standardabweichung von 76,4 TDC-bins um den Mittelwert. Vor allem liegen die Standardabweichungen dieser Ringe im Mittel (8,8 TDC-bins) deutlich unter denen der zuvor ausgewählten und es treten keine Ringe mit einer höheren Standardabweichung als 17 TDC-bins auf.

Durch diese Untersuchung wird sichergestellt, dass ein Schnitt von ± 43 TDC-bins um den Mittelwert der Zeitverteilung keine für die Analyse wichtigen Einträge verwirft und somit ein Software-Schnitt von $\pm 4,7$ ns als Standard-Wert für das Decoding ermittelt. Durch den Schnitt wird eine Reduktion des Untergrunds um etwa einen Faktor 10 erreicht.

6.3 Photonenrate

Einer der wichtigsten Gründe für das Upgrade des RICH-Detektors ist die sehr hohe Photonenrate im Zentrum des Detektors (siehe Kapitel 4). Vor dem Upgrade war der Detektor nicht in der Lage, die auftretende Rate zu verarbeiten. Im Folgenden wird auf den Vergleich der Photonenrate vor und nach dem Upgrade eingegangen.

Die Photonenrate ist die Anzahl der Einträge pro Zeiteinheit und Kanal. Da die Messzeit pro Trigger festliegt, lässt sich die Rate folgendermaßen bestimmen:

$$\text{Rate [Hz]} = \frac{\#\text{Einträge}}{\#\text{Trigger} \cdot \text{Messzeit [s]}}. \quad (6.2)$$

Als Messzeit pro Trigger vor dem Upgrade wird die Integrationszeit des Gassiplex-Chips von $3 \mu\text{s}$ verwendet und nach dem Upgrade das 100 ns Fenster des TDC-Chips. Es werden hierfür nur zufällige Trigger benutzt, da physikalische Trigger immer mit korrelierten Ereignissen einhergehen und so systematisch eine zu hohe Rate gemessen würde.

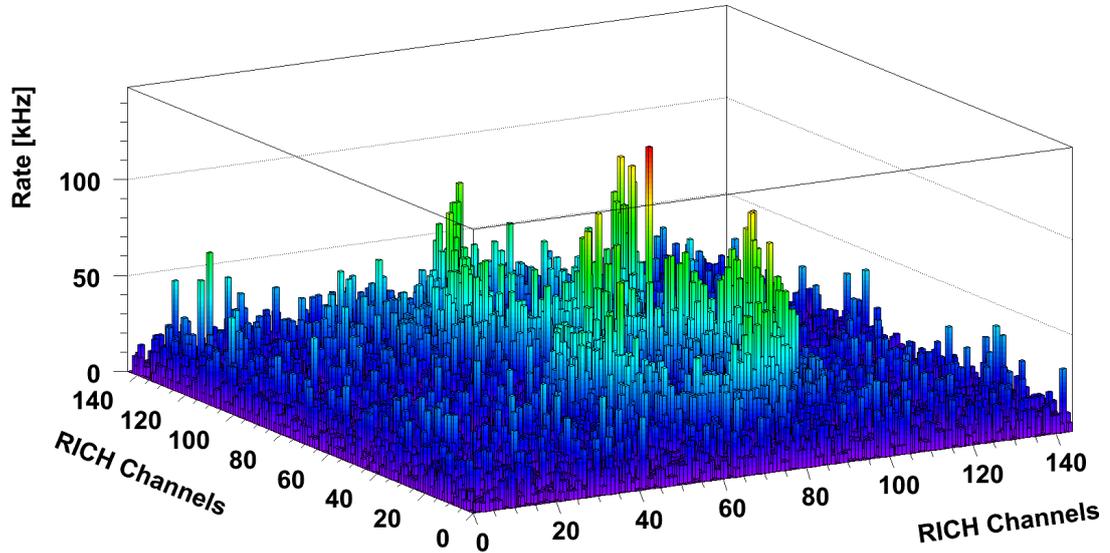


Abbildung 6.10: Photonenrate in Abhängigkeit von der Kanalnummer vor dem RICH-Upgrade (Run 35290, 2004).

Vor dem Upgrade (im Jahr 2004) erreichte die Rate maximale Werte von ca. 60–134 kHz und lag im Mittel bei 9–13 kHz (Abb. 6.10). Die unterschiedlichen Werte sind in verschiedenen Schwelleneinstellungen der Diskriminatoren begründet.

Seit dem Upgrade wird die Detektorfläche eines zentralen Quadranten nicht mehr von $144 \times 144 = 20\,736$ Kanälen ausgelesen, sondern von $96 \times 96 = 9216$. Ein Kanal liest somit eine um den Faktor 2,25 größere Fläche aus, folglich ist eine um den gleichen Faktor vergrößerte Rate zu erwarten. Außerdem wurde durch den Einsatz der Photomultiplier der messbare Wellenlängenbereich vergrößert, weshalb eine größere Anzahl von Photonen zu erwarten ist (vgl. Abb. 4.3).

Um die Rate nach dem Upgrade zu bestimmen muss die Effizienz des MAD4-Chips berücksichtigt werden. Der Chip arbeitet bei einer Photonenrate von etwa 10 kHz mit einer Effizienz von 100%, verliert jedoch mit zunehmender Rate an Effizienz (Abb. 6.11). Der dort ersichtliche Abfall wird als linear angenommen und die Fitparameter benutzt, um die Raten mit folgender Formel zu korrigieren:

$$\text{Korrigierte Rate [kHz]} = \frac{\text{Gemessene Rate [kHz]}}{1,004 - 0,00011 \frac{1}{\text{kHz}} \cdot \text{Gemessene Rate [kHz]}}. \quad (6.3)$$

Als korrigierte Photonenrate pro Kanal nach dem Upgrade (Abb. 6.12) ergibt sich im Mittel 27 kHz. Im zentralen Bereich des Beam-Halos tritt eine Rate von bis zu 908 kHz

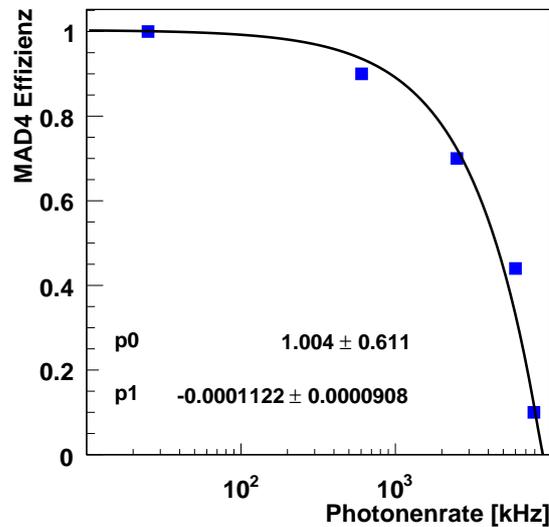


Abbildung 6.11: Effizienz des MAD4-Chips in Abhängigkeit von der Eingangsrate [57]. p_0 und p_1 sind die Ergebnisse (Achsenabschnitt und Steigung) des linearen Fits (schwarze Kurve). Man beachte die logarithmische Darstellung der x -Achse.

auf, die erwartungsgemäß deutlich über der von 2004 liegt. Im zentralen Bereich gehen auf Grund der verringerten MAD-Effizienz bei hohen Raten Signale verloren. Eine für 2008 geplante Version des MAD4-Chips wird Raten von bis zu 5 MHz ohne Effizienzverluste verarbeiten können [17].

6.4 Erreichte Performance des Detektors

Die erreichte Performance des verbesserten RICH-Detektors im Vergleich zu der im Jahr 2004 ist in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die Zeitauflösung des Detektors liegt jetzt bei 930 ps (vgl. Abschnitt 6.1.1), wodurch der unkorrelierte Untergrund deutlich reduziert wird. Beeindruckend ist außerdem die um einen Faktor 4 vergrößerte Anzahl der Photonen pro rekonstruiertem Ring. Im Mittel werden jetzt in Sättigung ($\beta \approx 1$) pro Ring 60 Photonen detektiert.

Durch die Vergrößerung der Fläche eines Pixels hat sich die Winkelauflösung einzelner Photonen σ_{ph} von 1,2 mrad auf 2 mrad verschlechtert. Durch die erhöhte Photonenzahl pro Ring N_{ph} wird die Winkelauflösung eines Ringes σ_{Ring} um einen Faktor 2 (in Sättigung) verbessert, was die schlechtere Winkelauflösung einzelner Photonen mehr als ausgleicht.

Die obere Grenze des Impulsbereichs effizienter Teilchenrekonstruktion (2σ -Trennung von Kaonen und Pionen) wurde von 43 auf 55 GeV/c erhöht. Auch im Bereich kleiner

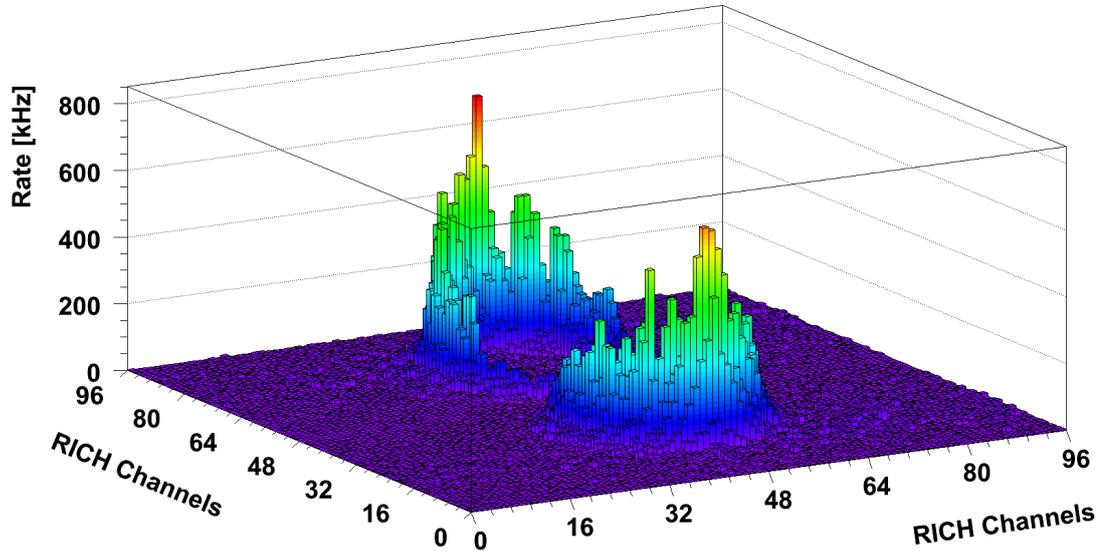


Abbildung 6.12: Photonenrate in Abhängigkeit von der Kanalnummer nach dem RICH-Upgrade (Run 54332, 2006).

Impulse konnte die Effizienz verbessert werden – der minimale Čerenkov-Winkel zur effizienten Teilchenidentifikation beträgt jetzt $\theta_C \approx 20$ mrad.

Die Effizienz des Detektors wird aus dem Anteil rekonstruierter Kaonen aus dem $\phi(1020)$ -Zerfall, die auch vom RICH-Detektor aus Kaonen identifiziert werden, abgeschätzt. Berücksichtigt sind alle Einträge, die im 3σ -Bereich um die ϕ -Masse liegen. Die Rekonstruktionseffizienz für Kaonen liegt im Impulsbereich zwischen 10 und 60 GeV/c seit dem Upgrade bei über 90%. Die Wahrscheinlichkeit für Fehlidentifikation liegt um 1% und wird über den K_S -Zerfall in π^\pm abgeschätzt. Vergleicht man die Massenspektren rekonstruierter Teilchen vor und nach dem Upgrade (Abb. 6.13), so ist die verbesserte Rekonstruktionseffizienz deutlich zu erkennen.

Da die Unsicherheit der Messung von $\Delta G/G$ derzeit vom statistischen Fehler dominiert wird, profitiert sie direkt von einer höheren Zahl rekonstruierter D-Mesonen im RICH-Detektor. In einer vorläufigen Analyse der im Jahr 2006 aufgezeichneten Daten, wurde die Anzahl der rekonstruierten D^* -Mesonen im PGF-Zerfallskanal $D^* \rightarrow D^0 \pi \rightarrow K \pi \pi$ (vgl. Abschnitt 2.4.1) bestimmt. Die Anzahl der D^* -Mesonen pro einlaufendem Myon ist 2006 1,9 mal höher als im Jahr 2004. Insgesamt wurden im Jahr 2006 fast so viele D^* -Mesonen rekonstruiert wie in den Jahren 2002–2004 zusammen [12].

Tabelle 6.1: Eckdaten der erreichten Performance des RICH-Detektors [12, 17, 23, 58, 59]. Die Angaben für die Leistung nach dem Upgrade sind als vorläufig einzustufen.

	2006	2004
Zeitauflösung	< 1 ns	> 300 ns
$N_{\text{ph}}/\text{Ring}$ ($\beta \approx 1$)	60	14
Photonauflösung σ_{Ph} ($\beta \approx 1$)	2,0 mrad	1,2 mrad
Ringauflösung σ_{Ring} ($\beta \approx 1$)	0,3 mrad	0,6 mrad
Untere Grenze der Effizienz bei $\theta_{\text{C}} \approx$	20 mrad	30 mrad
2σ π/K Separation bei $p =$	55 GeV/ c	43 GeV/ c
Rekonstruktionseffizienz	92 %	65 %
Fehlidentifikation	1 %	4 %

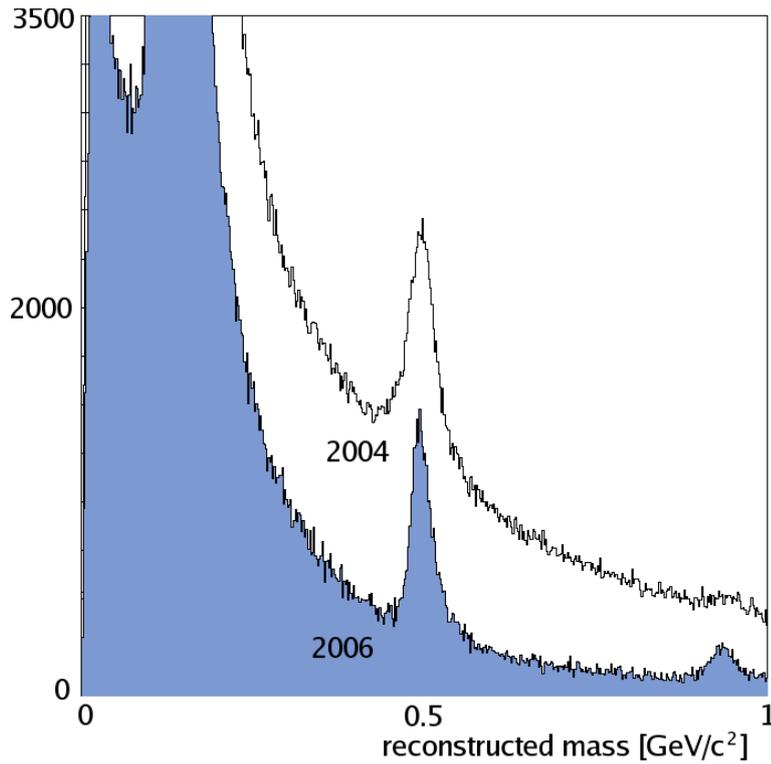


Abbildung 6.13: Rekonstruierte Massen des RICH-Detektors. Vergleich von 2006 (blau) mit 2004. (in Anlehnung an [12])

Kapitel 7

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, die im Rahmen des COMPAS-RICH-Detektor Upgrades installierten neuen Photodetektoren und ihre Ausleseelektronik zu klassifizieren und in Betrieb zu nehmen.

Im Rahmen der Klassifikation wurde die Zeitauflösung der digitalen Ausleseelektronik auf (192 ± 2) ps bestimmt. Deren Kombination mit Photomultiplier und Diskriminator bildet die gesamte Detektorkette zur Photondetektion. Mit Hilfe eines speziellen Lasersystems wurde die Zeitauflösung dieser Detektorkette zu (323 ± 3) ps bestimmt. Die Crosstalk-Wahrscheinlichkeit zwischen einzelnen Kanälen der gesamten Detektor- und Auslesekette wurde quantifiziert und ist mit $\leq 1\%$ vernachlässigbar. Diese Ergebnisse stellen einen wesentlichen Bestandteil einer Arbeit dar, die gegenwärtig zur Veröffentlichung vorbereitet wird [44].

Um die Funktionalität des gesamten Detektors im installierten Zustand jederzeit überprüfen zu können, wurde ein Testsystem bestehend aus zwei LEDs und einer Ansteuerungseinheit entworfen, am Experiment installiert und optimiert. Mit seiner Hilfe wurde außerdem eine weiterführende Untersuchung zur intrinsischen Digitalisierungsbreite der Elektronik durchgeführt und nachgewiesen, dass sie unter den gegebenen experimentellen Bedingungen innerhalb ihres Regelbereichs betrieben wird.

Nach der Installation des neuen Detektors am COMPASS-Experiment, wurde die erreichte Zeitauflösung aller Kanäle im installierten Zustand bestimmt. Basierend auf der Untersuchung der Zeitspektren aller Kanäle sowie der ereignisweisen Untersuchung von Photonen einzelner Čerenkov-Ringe konnte das effektive Zeitfenster bestimmt werden, in das alle für die Analyse relevanten Einträge fallen. Durch die Zeitkalibrierung ist es nunmehr möglich alle Einträge außerhalb des gewählten Zeitfensters zu verwerfen. So ist eine Reduktion des Untergrundes um einen Faktor 10 erreicht worden.

Die Rate des von der RICH-Elektronik selbst verursachten Untergrundes durch elektronisches Rauschen, sowie der Einfluss der umliegenden Detektoren wurde untersucht, quantifiziert und als vernachlässigbar eingestuft.

Die Photonenrate im Zentrum des Detektors liegt aufgrund des Halo des Myonenstrahls im Grenzbereich der Diskriminator-Effizienz. Daher wird die Leistung der Ausleseelektronik derzeit durch den MAD-Chip beschränkt. Eine verbesserte Version des

MAD-Chips, der C-MAD, wird dieses Defizit nicht aufweisen. Seine Installation ist für das kommende Jahr geplant.

Um die aufgezeichneten Rohdaten zu analysieren, wurde eine auf bestehenden Programmen aufbauende Software entwickelt, deren korrekte Funktionsweise anhand der offiziellen COMPASS-Software sichergestellt wurde.

Alle Analysen der Daten des COMPASS-Experiments benötigen eine saubere Trennung der physikalisch relevanten Ereignisse vom Untergrund und profitieren daher von den mit dieser Arbeit erreichten Verbesserungen. Eines der Hauptziele des COMPASS-Experiments ist die Bestimmung des Beitrags der Gluon-Polarisation zum Nukleonspin und erfolgt über die Selektion von Ereignissen in denen Photon-Gluon-Fusion stattfindet. Die Unsicherheit der Messung von $\Delta G/G$ wird vom statistischen Fehler dominiert und profitiert daher direkt von einer verbesserten Rekonstruktionseffizienz. Die Ergebnisse dieser Arbeit tragen dadurch zu einer verbesserten Bestimmung der Gluon-Polarisation durch die Verringerung des statistischen Fehlers von $\Delta G/G$ bei.

Literaturverzeichnis

- [1] B. Povh et al. *Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer Verlag, Berlin, 2004.
- [2] A. Airapetian et al. *Quark Helicity Distributions in the Nucleon for Up, Down, and Strange Quarks from Semi-Inclusive Deep-Inelastic Scattering*. Phys. Rev. D 71, 012003, 2005.
- [3] The COMPASS Collaboration. *The Deuteron Spin-dependent Structure Function g_1^d and its First Moment*. Phys. Lett. B 647, 8, 2007.
- [4] W.-M. Yao et al. *Review of Particle Physics*. Journal of Physics G 33, 2006.
- [5] J.-M. Le Goff. *The spin structure of the nucleon*. Habilitationsschrift, Université de Paris-Sud, März 2005.
- [6] G. Mallot. *The Spin Structure of the Nucleon*. Habilitationsschrift, Universität Mainz, August 1996.
- [7] M. D. Leberig. *Das COMPASS-Triggersystem zur Messung des Gluonbeitrags zum Protonspin*. Dissertation, Universität Mainz, November 2002.
- [8] B. Adeva et al. *Spin asymmetries A_1 and structure functions g_1 of the proton and the deuteron from polarized high energy muon scattering*. Phys. Rev. D 58, 112001, 1998.
- [9] M. von Hodenberg. *First Measurement of the Gluon Polarisation in the Nucleon using D Mesons at COMPASS*. Dissertation, Universität Freiburg, November 2005.
- [10] The COMPASS Collaboration. *Gluon polarization in the nucleon from quasi-real photoproduction of high- p_t hadron pairs*. Phys. Lett. B 633, 25, 2006.
- [11] J. Pretz. *The Gluon Polarization in the Nucleon*. Habilitationsschrift, Universität Bonn, April 2007.
- [12] The COMPASS Collaboration. *COMPASS Status Report 2007*. CERN-SPSC-2007-024.

- [13] The COMPASS Collaboration. *The Compass Experiment at CERN*. Nucl. Instr. Meth. A 577, 455, 2007.
- [14] N. Doble et al. *The upgraded muon beam at the SPS*. Nucl. Instr. Meth. A 343, 351, 1994.
- [15] E. Albrecht et al. *COMPASS RICH-1*. Nucl. Instr. Meth. A 502, 112, 2003.
- [16] G. Baum et al. *The COMPASS RICH project*. Nucl. Instr. Meth. A 433, 207, 1999.
- [17] P. Abbon et al. *Fast photon detection for COMPASS RICH-1*. Nucl. Instr. Meth. A 572, 419, 2007.
- [18] P. A. Čerenkov. *Visible Radiation Produced by Electron Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light*. Phys. Rev. 52, 378, 1937.
- [19] A. Grünemaier. *Eine universelle Ausleseschnittstelle für das COMPASS-Experiment*. Dissertation, Universität Freiburg, Oktober 2002.
- [20] E. Albrecht et al. *The mirror system of COMPASS RICH-1*. Nucl. Instr. Meth. A 502, 236, 2003.
- [21] G. Baum et al. *The COMPASS RICH-1 read-out system*. Nucl. Instr. Meth. A 502, 246, 2003.
- [22] P. Abbon et al. *Fast readout of the COMPASS RICH CsI-MWPC photon chambers*. Nucl. Instr. Meth. A 567, 104, 2006.
- [23] P. Abbon et al. *Proposal for an Upgrade of the COMPASS RICH-1 Detector*. COMPASS-Note 2005-2.
- [24] L. Schmitt et al. *The DAQ of the COMPASS-Experiment*. IEEE Trans. Nucl. Sci. 51, 439, 2004.
- [25] T. Schmidt. *A Common Readout Driver for the COMPASS Experiment*. Dissertation, Universität Freiburg, Mai 2002.
- [26] C. Bernet et al. *The COMPASS trigger system for muon scattering*. Nucl. Instr. Meth. A 550, 217, 2005.
- [27] I. Konorov et al. *COMPASS TCS Documentation*. COMPASS-Note 2001-9.
- [28] G. Braun et al. *An Eight Channel Time-to-Digital and Latch Integrated Circuit developed for the COMPASS Experiment at CERN*. CERN-LHCC-1999-33.

- [29] ACAM Messelektronik GmbH. *TDC-F1 High-performance 8-channel TDC*. Functional description, scientific version, 2001. http://www.acam.de/fileadmin/Download/pdf/English/DB_F1sc_e.pdf
- [30] H. Fischer et al. *Implementation of the dead-time free F1 TDC in the COMPASS detector readout*. Nucl. Instr. Meth. A 461, 507, 2001.
- [31] G. Braun et al. *Designing Front-End Boards for use with the CATCH-HOTLink Interface*. COMPASS-Note 1999-7.
- [32] H. C. van der Bij. *S-Link, a data link interface specification for the LHC era*. IEEE Trans. Nucl. Sci. 44, 389, 1997.
- [33] D. Neyret. *Front-end and DAQ status*. COMPASS-Kollaborationstreffen, März 2007.
- [34] E. Albrecht et al. *Status and characterisation of COMPASS RICH-1*. Nucl. Instr. Meth. A 553, 215, 2005.
- [35] G. Baum et al. *COMPASS: A Proposal for a Common Muon and Proton Aparatus for Structure and Spectroscopy*. CERN-SPSLC-1996-14.
- [36] M. J. French et al. *Design and results from the APV25, a deep sub-micron CMOS front-end chip for the CMS tracker*. Nucl. Instr. Meth. A 466, 359, 2001.
- [37] Hamamatsu Photonics. *Photomultiplier Tube R7600-03-M16*. Datenblatt. <http://sales.hamamatsu.com/en/products/electron-tube-division/detectors/photomultiplier-tubes/part-r7600-03-m16.php>
- [38] S. Dalla Torre et al. *Geometrical Description of RICH-1 central region in RICH up-graded version*. COMPASS-Note 2005-14.
- [39] F. Piuz. *Ring Imaging CHerenkov systems based on gaseous photo-detectors: trends and limits around particle accelerators*. Nucl. Instr. Meth. A 502, 76, 2003.
- [40] T. Ypsilantis und J. Seguinot. *Theory of ring imaging Cherenkov counters*. Nucl. Instr. Meth. A 343, 30, 1994.
- [41] E. Albrecht et al. *The radiator gas and the gas system of COMPASS RICH-1*. Nucl. Instr. Meth. A 502, 266, 2003.
- [42] A. Mutter. Persönliche Mitteilung, August 2007.
- [43] F. Gonella und M. Pegoraro. *The MAD, a Full Custom ASIC for the CMS Barrel Muon Chambers Front End Electronics*. CERN-LHCC-2001-034.

- [44] The RICH Upgrade Team. *Read-out electronics for fast photon detection with COMPASS RICH-1*. Zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. Meth. A, 2007.
- [45] H. Fischer et al. *The COMPASS Online Data Format*. COMPASS-Note 2000-8.
- [46] H. Wollny. *Bestimmung des Myonenflusses am COMPASS-Experiment*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, März 2006.
- [47] R. Brun et al. *ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework*. Version 5.14. <http://root.cern.ch>
- [48] C. Bernet et al. *COOOL (COMPASS Object Oriented Online) Monitoring*. <http://cbernet.home.cern.ch/cbernet/Cool>
- [49] S. Trippel. *Aufbau einer Messeinrichtung zur Bestimmung des Myonenflusses bei COMPASS*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, März 2005.
- [50] Advanced Laser Diode Systems GmbH. *PiLas EIG1000D*. Datenblatt.
- [51] Hamamatsu Photonics. *Photomultiplier Tube R1450*. Datenblatt. <http://sales.hamamatsu.com/en/products/electron-tube-division/detectors/photomultiplier-tubes/part-r1450.php>
- [52] D. Setter. *Aufbau eines Kalibrierungssystems für den Driftröhrendetektor am COMPASS-Experiment*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, April 2005.
- [53] Nichia Corporation. *Specifications for Nichia Blue LED Model NSPB500S*. Datenblatt. http://www.nichia.com/specification/led_lamp/NSPB500S-E.pdf
- [54] A. Mutter. Persönliche Mitteilung, Mai 2006.
- [55] *COMPASS Electronic Logbook*, August 2006. http://wwwcompass.cern.ch/runLogbook/dirphp/show_comment.php?commnb=13519
- [56] C. Schill. Persönliche Mitteilung, September 2006.
- [57] M. Chiosso. Persönliche Mitteilung, Februar 2007.
- [58] G. Pesaro. *A first look at RICH data*. COMPASS-Analyse-Treffen, September 2006.
- [59] P. Abbon et al. *The fast photon detection system of COMPASS RICH-1*. Preprint submitted to the XIth VCI 2007.

Anhang A

Zusätzliche Ergebnisse

A.1 Zeitverteilung des Ein-Kanal PMTs

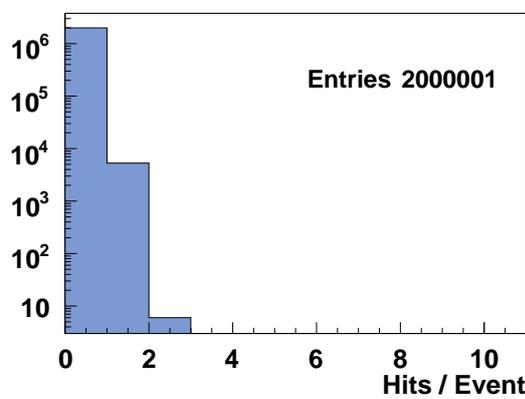


Abbildung A.1: Anzahl der detektierten Photonen des Ein-Kanal PMTs pro Ereignis.

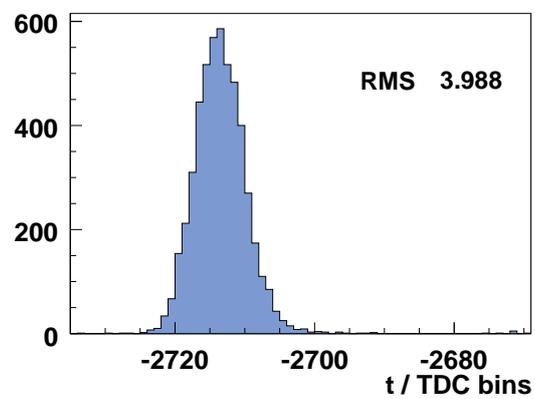


Abbildung A.2: Zeitverteilung des Ein-Kanal PMTs relativ zur Referenz-TDC-CMC.

A.2 Crosstalk

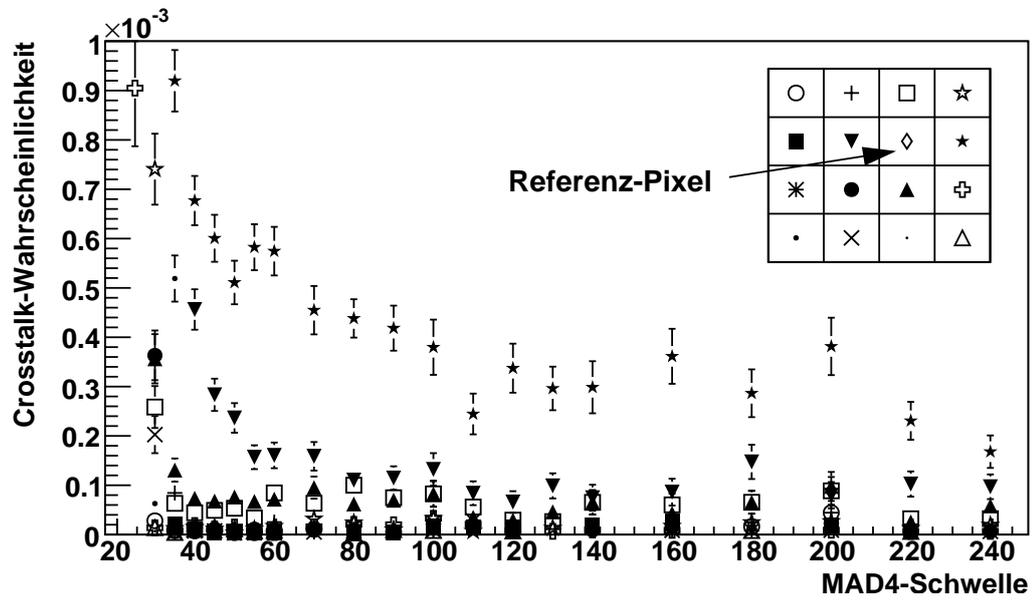


Abbildung A.3: Crosstalk-Wahrscheinlichkeit. Außer der linearen y -Achse, äquivalent zu Abb. 5.13. Hier ist nur der y -Bereich von 0 bis 10^{-3} dargestellt, weshalb der Referenz-Pixel nicht zu sehen ist.

A.3 Intrinsische Digitalisierungsbreite der $\mathcal{F}1$ -TDC von ST05

Zum Vergleich wurde die Messung zur Bestimmung der Digitalisierungsbreite (Abschnitt 5.4) auch an den $\mathcal{F}1$ -TDC der Straw-Detektoren (genauer: denen von ST05, vgl. Abb. 3.1) durchgeführt. Der Unterschied zur Messung am RICH-Detektor besteht darin, dass der Pulser bei den Straws direkt an die Hauptplatinen angeschlossen ist und daher keine LED benutzt wird. Die Hauptplatinen der Straws verbinden die Anodenleitungen der Driftröhrchen mit den Frontend-Karten. Auf ihnen befindet sich eine Testleitung, über die man Signale kapazitiv in die Anodendrahtleitung einkoppeln kann [52]. So erreichen die Signale des Pulsers direkt die Eingänge der Frontend-Karten.

Das Ergebnis ist in Abb. A.4 dargestellt. Verglichen mit den $\mathcal{F}1$ -TDC des RICH-Detektors ist hier der deutlich schlechtere Mittelwert der Verteilung auffällig. Dies ist auf die höhere Temperatur der Chips¹ und die wesentlich ältere Produktionsserie zurückzuführen. In neueren Produktionsserien wird reineres Silizium für die Herstellung der $\mathcal{F}1$ -Chips benutzt, weshalb eine bessere Auflösung erreicht werden kann.

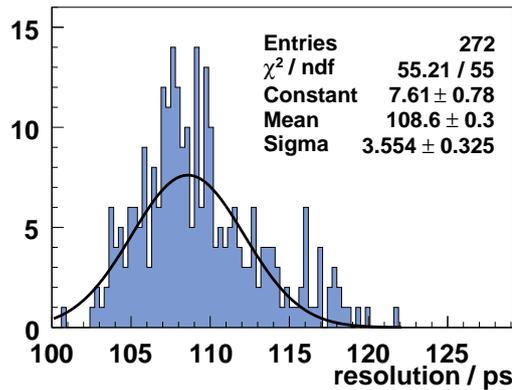


Abbildung A.4: Intrinsische Digitalisierungsbreite der $\mathcal{F}1$ -TDC von ST05

¹Die $\mathcal{F}1$ -Chips von ST05 werden ohne Kühlung betrieben.

Anhang B

Kurzanleitung für das LED-Testsystem

Um die Funktionalität des RICH-Detektors mit dem LED-Testsystem zu überprüfen, sind die folgenden Schritte nötig. Die Angaben zu Computernamen, Seriennummern, und Triggerverzögerungen beziehen sich auf den Stand der Datennahme in den Jahren 2006 und 2007.

B.1 Konfiguration des Pulsgenerators

- Man beginnt in einer Eingabe-Konsole auf einem beliebigen PC der COMPASS-Domäne. Beispielsweise `pccorc01`.
- Von dort verbindet man sich mit dem RICH-Frontend-Rechner: `ssh pccofe30`.
- Die Graphische Oberfläche zur Konfiguration des Pulsgenerators wird mit dem Befehl `ppgControl.tcl` gestartet.
- Es erscheint das in Abb. B.1 dargestellte Fenster.
- Die Seriennummer des Pulser-Moduls trägt man in das mit (1) markierte Eingabefeld in Abb. B.1. Derzeit lautet sie 02 und kann andernfalls mit dem Befehl `catchstatus` in Erfahrung gebracht werden.
- Nach Drücken des *General Status*-Knopfes (2) erscheinen die aktuellen Einstellungen des Moduls im unteren Bereich des Fensters. Sollte dies nicht der Fall sein, ist das Modul mit dem Befehl `LOAD -A 5` neu zu Initialisieren.
- Jede der folgenden Einstellungen werden mit einem Druck auf den entsprechenden *set*-Knopf an das Modul übertragen. Dies sollte direkt nach der Wahl der Einstellung erfolgen.
- Im mit (3) markierten Bereich wählt man alle Kanäle des Pulsers (*all on*) und eine Amplitude von beispielsweise 666.
- Als Trigger-Quelle (4) wählt man *TPRETRG*. Dadurch werden die Kalibrierungstrigger ausgewählt, die vor dem eigentlichen Triggersignal gesendet werden.

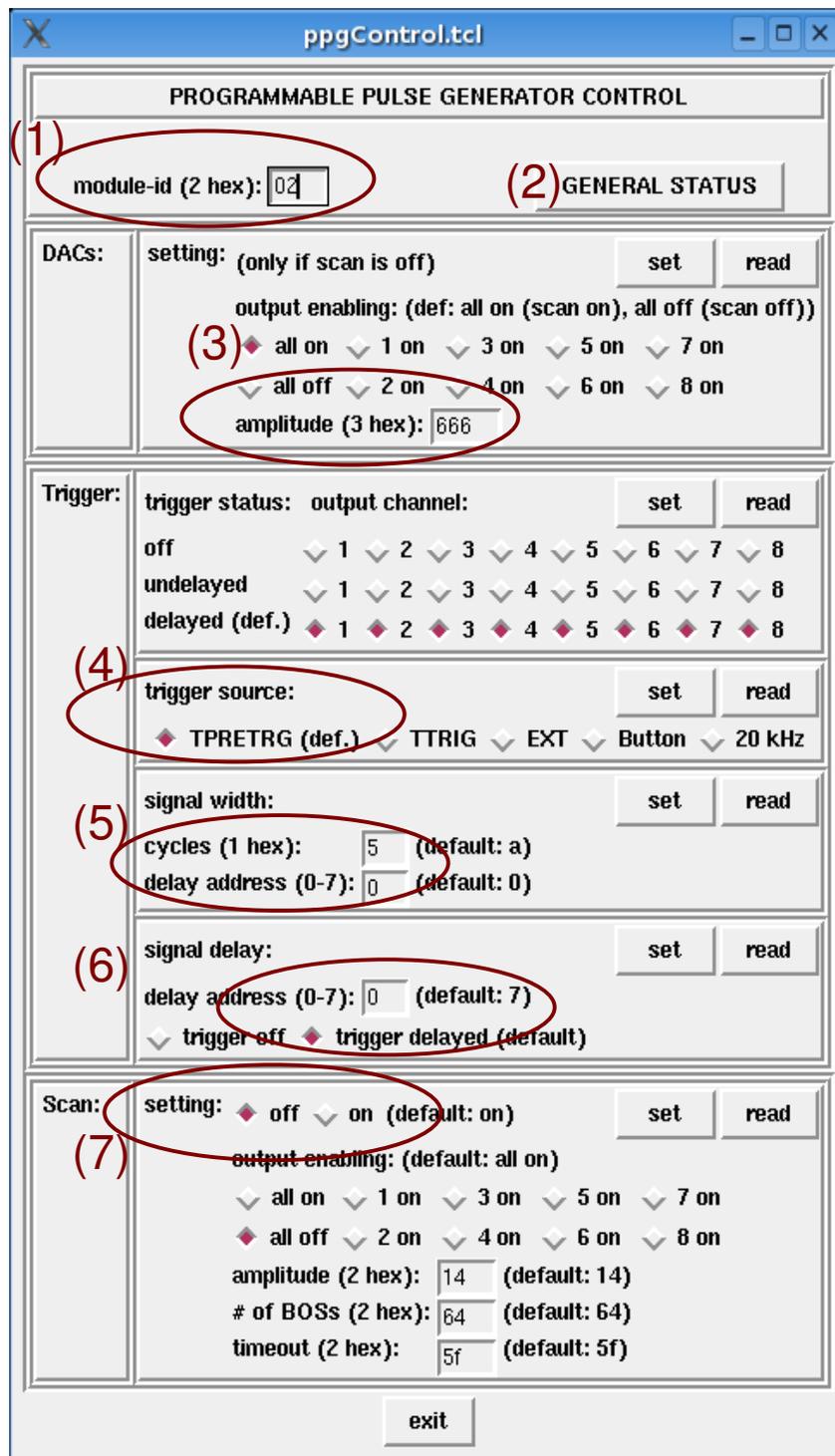


Abbildung B.1: Grafische Oberfläche zur Programmierung des Pulsgenerators

- Im Feld (5) legt man die Signalbreite über zwei Parameter fest. Sinnvolle Werte sind 5 und 0.
- Feld (6) legt die Verzögerung des Pulses relativ zum Triggersignal fest. Hier ist 0 einzutragen.
- Im letzten Feld (7) ist zu überprüfen, dass die Scan-Funktion deaktiviert ist.

B.2 Datennahme

- Die Datennahme wird mit Hilfe des Programms `dateControl` gestartet (auszuführen z. B. auf `pccorc01`).
- Im Menu *SLinks* sind zumindest *Mastertime* und *RICH-MAPMT* auszuwählen.
- Im Menu *CalTrig* selektiert man die Kalibrierungstrigger mit der Nummer 10 (dies bewirkt, dass nur die TCS-Emphänger des RICH-Detektors Kalibrierungstrigger annehmen) und als *onspill-Rate high*.
- Im Trigger-Menu mit *custom* sind alle Werte auf Null zu setzen. Dadurch wird erreicht, dass ausschließlich Kalibrierungstrigger gesendet werden.
- Nach dem Start der Datennahme kann die Funktionalität des Detektors mit `cool` überprüft werden. Dabei ist darauf zu achten, dass im *Setup*-Menu die Analyse von *Calibration_Event* aktiviert ist. Dies ist jedoch die Voreinstellung.

B.3 Doppelpulse

Um Doppelpulse ausgeben zu können wurde nicht nur die Firmware des FPGAs im Pulsermodul verändert, sondern auch die Leitung auf der die Clock an den FPGA geleitet wird wieder hergestellt. Sie war ursprünglich wegen ihres Einflusses auf das Rauschverhalten der Straws entfernt worden. Ohne die Clock kann auch das neue Design keine Doppelpulse generieren. Bisher wurde diese Leitung nur auf dem Modul mit der Seriennummer 02 repariert.

Für die Messungen im Rahmen dieser Arbeit war kein variabler Abstand zwischen den Pulsen notwendig. Der Abstand ist fest im Design verankert. Es wurden drei Firmware-Dateien mit unterschiedlichen Abständen der Pulse vorbereitet. Diese befinden sich an folgenden Speicherplätzen auf den Rechnern der COMPASS-Domäne:

- `/online/detector/rich-mapmt/hagemann/pulser-400ns.hex`
- `/online/detector/rich-mapmt/hagemann/pulser-1.2mus.hex`

- `/online/detector/rich-mapmt/hagemann/pulser-1.4mus.hex`

Die Programmierung des Pulsers mit der neuen Firmware geschieht auf `pccofe30` (s.o.) mit dem Befehl

```
progcatch /online/detector/rich-mapmt/hagemann/pulser-1.2mus.hex 02 -t
```

Dies initialisiert außer dem Pulser auch den TCS-Receiver.

Anhang C

Bauteilliste DREISAM- und HOT-CMC-Karte

Tabelle C.1: Verwendete Bauteile auf DREISAM- und HOT-CMC-Karte

Verwendung	Bauteil	Hersteller	Kontakt
optischer Transceiver	JSF-12S2CE2-MJ	JDS Uniphase	http://www.jdsu.com
Glasfaser	FDP21-MJ Duplex 62.5/125 (OM1) MTJR/E2000	Cabledoc	http://www.cabledoc.at
HOTLink encoder	CY7B923	Cypress	http://www.cypress.com
HOTLink decoder	CY7B933	Cypress	http://www.cypress.com
Clock recovery PLL	CLC016-AJQ	National Semiconductor	http://www.national.com
DREISAM FPGA	XCV50-4TQ144C	XILINX	http://www.xilinx.com
DREISAM EPROM	XC18V01SO20C	XILINX	http://www.xilinx.com
FIFO	CY7C4225V-15ASC	Cypress	http://www.cypress.com
HOT-CMC CPLD	XCR3064XL-7VQ44C	XILINX	http://www.xilinx.com

Anhang D

Abkürzungsverzeichnis

Tabelle D.1: Liste der verwendeten Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
ADC	Analog-to-Digital Converter
ANSI	American National Standards Institute
APV	Analogue Pipeline Voltage-mode
BMS	Beam Momentum Station
BOS	Begin of Spill
CATCH	COMPASS Accumulate Transfer and Control Hardware
CDR	Central Data Recording
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CMC	Common Mezzanine Card
COMPASS	Common Muon Proton Aparatus for Structure and Spectroscopy
CPLD	Complex Programmable Logic Device
DAC	Digital-to-Analog Converter
DAQ	Data Acquisition
DESY	Deutsches Elektronen Synchrotron
DREISAM	Digital RICH ElectronIc SAMpling
EC	Elektromagnetisches Kalorimeter
EOS	End of Spill
EPROM	Erasable Programmable Read-Only-Memory
EVB	Event-Builder
FIFO	First In First Out
FPGA	Field Programmable Gate Array

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle D.1: Liste der Verwendeten Abkürzungen (Fortsetzung)

Abkürzung	Bedeutung
FWHM	Full Width Half Maximum
HC	Hadronisches Kalorimeter
LAS	Large Angle Spectrometer
Laser	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LED	Light Emitting Diode
LVDS	Low-Voltage Differential Signal
MAD	Mixed Analog Digital
MAPMT	Multi-Anode Photo-Multiplier Tube
MW	Muon Wall
MWPC	Multi-Wire Proportional-Chamber
NIM	Nuclear Instrument Module
PGF	Photon-Gluon-Fusion
PLL	Phase Locked Loop
ppg	Programmable Pulse Generator
PT	Polarisiertes Target
QCD	Quantenchromodynamik
QED	Quantenelektrodynamik
RICH	Ring Imaging Cherenkov
ROB	Readout-Buffer
SAS	Small Angle Spectrometer
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center
SM	Spektromettermagnet
SMC	Spin Muon Collaboration
SPS	Super Proton Synchrotron
TCS	Trigger-Kontroll-System
TDC	Time-to-Digital Converter

Erklärung

Diese Arbeit ist von mir selbständig verfasst worden und ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen als Hilfsmittel verwendet.

Roland Hagemann, August 2007

Acknowledgements

I would like to thank Professor Kay Königsman for giving me the opportunity to work in his group in Freiburg and at CERN. In particular, working with such a large international group as the COMPASS collaboration was a rewarding experience.

Many thanks go to my supervisor Professor Horst Fischer, for providing me with a very interesting topic for this project. The broad spectrum of diverse tasks, including hands-on work at the experimental hall, carrying out experiments in the laboratory and analysing the collected data with self-written software, was most satisfying.

I am especially thankful to Frank Nerling for his constant support, the excellent team work, countless discussions and always asking thought-provoking questions.

I would also like to thank Andreas Mutter for his help with the simulation of the optical paths within the RICH vessel.

Furthermore, I would like to thank the rest of my colleagues in Freiburg, particularly Frank Nerling, Andreas Mutter and Heiner Wollny for many helpful comments while proofreading this thesis.

Special thanks go to the RICH upgrade team. The commissioning phase of the upgraded RICH detector was a very exciting time. I would like to thank in particular Silvia Dalla Torre for many fruitful discussions and for allowing me the use of the laser system and photomultiplier for my measurements. Furthermore, my thanks go to Fulvio Tessarotto and Stephano Levorato for their help with the LED installation inside the RICH vessel. Last but not least, I would like to thank Elena Rocco for the superb team work.