Aufbau eines Kalibrierungssystems für den Driftröhrchendetektor am COMPASS-Experiment

Dominik Setter

Fakultät für Mathematik und Physik
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

Aufbau eines Kalibrierungssystems für den Driftröhrchendetektor am COMPASS-Experiment

Diplomarbeit
vorgelegt
von
Dominik Setter

Fakultät für Mathematik und Physik
Albert-Ludwigs-Universität
Freiburg im Breisgau

April 2005

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Eine der grundlegenden Fragen in der Kern- und Teilchenphysik ist die nach dem Aufbau und der Zusammensetzung der Materie. Alle Atome sind aus den drei Bausteinen Elektron, Proton und Neutron aufgebaut. Während das Elektron ein Elementarteilchen ist, bestehen Proton und Neutron selbst wiederum aus drei Quarks, die durch Gluonen zusammengehalten werden. Man nimmt an, dass sich der Nukleonenspin, also der Eigendrehimpuls der Protonen und Neutronen, aus dem Spin der Quarks, dem Spin der Gluonen und dem Bahndrehimpuls der beiden zusammensetzt. Messungen haben ergeben, dass die Quarks nur einen kleinen Beitrag zum Nukleonspin liefern. Um den Anteil der Gluonen zu ermitteln, wurde das COMPASS-Experiment (**CO**mmon **M**uon and **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy) begründet [1].

Das COMPASS-Experiment, angesiedelt am CERN, dem Europäischen Laboratorium für Teilchenphysik (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire), ist ein Fixed-Target Experiment, das die Nukleonstruktur mittels eines polarisierten Myonenstrahles mit einem Impuls von 160 GeV/c untersucht, der auf das ebenfalls polarisierte Target trifft. Durch den Prozess der Photon-Gluon-Fusion kann der Helizitätsbeitrag der Gluonen zum Nukleonspin bestimmt werden. Die theoretischen Hintergründe dazu werden in Kapitel 2 erläutert.

Um dies zu erreichen, sind präzise Messungen nötig und dementsprechend auch Detektoren, die Impuls, Energie, Flugbahn und Art der Teilchen, die bei den Stößen der Myonen mit dem Target entstehen, mit großer Genauigkeit feststellen können. Das Datennahmesystem, das im Experiment eingesetzt wird, muss sehr hohe Raten bewältigen können. In Kapitel 3 wird näher auf den Aufbau des Experiments eingegangen, mit einem besonderen Augenmerk auf die Driftröhrchenkammern, deren Aufgabe darin besteht, aus der Erfassung von Teilchendurchgängen die Teilchenflugbahnen zu rekonstruieren. Sie bestehen aus gasgefüllten Kaptonröhrchen, deren Durchmesser einige Millimeter betragen und in denen ein Kathodendraht gespannt ist. An diesem bildet sich durch Influenz ein Ladungspuls aus, wenn ein ionisierendes Partikel das Rohr durchquert, das Zählgas ionisiert und durch Gasverstärkung eine Elektronenlawine entsteht. Die Weiterverarbeitung des Pulses geschieht mit einer Front-End-Karte, auf der sich jeweils acht Vorverstärker- und Diskriminatorchips des Typs ASD8b und acht $\mathcal{F}1$-Zeitdigitalisierungschips befinden. Allerdings sind schon die Charakteristika der acht Kanäle eines ASD8b so unterschiedlich, dass bei derselben Diskriminatorschwelle auf jedem Kanal nicht alle Impulse derselben Ladung weitergeleitet werden. Deswegen wurde nach einer Möglichkeit gesucht, das unterschiedliche Verhalten der Vorverstärkerchips präzise zu vermessen, um dann für jeden Kanal eine individuelle Schwelle einstellen zu können.

Ein VME-Modul auf der Basis eines programmierbaren Chips (FPGA), das in der Lage ist, negative Spannungspulse variabler Amplitude und Breite zu erzeugen, die man über die Hauptplatine der Front-End-Karten kapazitiv einkoppeln kann, um so die einzelnen Schwellen aller Kanäle der Driftröhrchenkammern zu vermessen, soll diese Aufgabenstellung erfüllen. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der stufenweise Entstehung dieses Moduls, dem Programmable Pulse Generator (PPG), von der Beschreibung der signalverarbeitenden Elektronik und die daraus resultierenden Anforderungen an das PPG, über die Fertigung der Platine, hin zur Programmierung und einer Erläuterung der Bedienung.

Während des Einsatzes am COMPASS-Experiment in der Strahlzeit 2004 wurden mit dem Modul Daten genommen werden, um die Schwellencharakteristik der Front-End-Karten der Driftröhrchenkammern auf- und damit eine Kalibrierung der Vorverstärkerchips vorzunehmen. Andererseits soll nach einer Möglichkeit gesucht werden, um diese Kalibrierung jederzeit überprüfen zu können. Außerdem sollen die Fragen geklärt werden, ob Temperatureffekte oder die Art der Einspeisung der Spannungsimpulse auf die Hauptplatine dieser Detektoren eine Rolle spielen, ob das Anschließen des Moduls an den Detektor das Untergrundrauschen erhöht und wie gut die Zeitauflösung des Moduls ist. Der Ablauf dieser Datennahmen und die Ergebnisse werden in Kapitel 5 vorgestellt. Schließlich werden noch Kurzanleitungen gegeben, wie mit Hilfe des PPG-Moduls die Aufnahme der Schwellencharakteristik vorgenommen werden kann und wie eine Überprüfung der eingestellten Schwellen erfolgt.

Kapitel 2

Die Beiträge der Gluonen zur Spinstruktur des Nukleons

In der Kern- und Teilchenphysik spielen Experimente, in denen Streuprozesse untersucht werden, eine große Rolle, da mit ihnen eine Möglichkeit gegeben ist, einerseits Aussagen zu treffen über die Wechselwirkungen zwischen den beteiligten Teilchen und andererseits über den Aufbau derselben. Die übliche Notation für ein Streuexperiment ist $a+b \rightarrow c+d$: Es wird mit einem Partikelstrahl a mit bekanntem Impuls auf ein Target b geschossen, wobei im Allgemeinen neue Reaktionsprodukte entstehen, hier c und d. Diese werden im nachfolgenden Detektoraufbau nachgewiesen und deren Energie, Impuls und Masse und damit deren Art bestimmt. Aus diesen Messwerten und den Flugbahnen werden z. B. Rückschlüsse auf die Targetstruktur gezogen.

Es gibt unterschiedliche Arten von Streuprozessen: Zum einen die elastischen, bei denen die streuenden Partner erhalten bleiben und nur ihre Energie und ihren Impuls ändern ($a + b \rightarrow a' + b'$), zum anderen die inelastischen, bei denen das Targetteilchen durch Energieaufnahme vom Strahlteilchen in einen angeregten Zustand übergeht und durch Teilchenemission wieder in den Grundzustand fällt ($a + b \rightarrow a' + b^* \rightarrow a' + b + c$) oder in mehrere neue Teilchen zerfällt ($a + b \rightarrow a' + c + d$). Auch können komplett neue Produkte entstehen ($a + b \rightarrow c + d$). Detektiert man nur das gestreute a', spricht man von einer inklusiven Messung, ansonsten von einer exklusiven, wenn man alle enstehenden Teilchen nachweist.

Mit solchen Messungen fand man heraus, dass die Nukleonen, die bekanntlich den Spin $\frac{1}{2}\hbar$ tragen, aus jeweils drei Quarks bestehen, die selbst wiederum Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen sind. Naiv könnte man also annehmen, dass sich der Spin der Nukleonen allein aus den Spins der Quarks zusammensetzt. Allerdings haben Experimente am CERN, SLAC und DESY ergeben, dass dies nicht der Fall ist, sondern dass der Quarkspinbeitrag $\Delta\Sigma$ nur ungefähr ein Drittel beträgt. Da sich der Nukleonenspin auch aus den Spinbeiträgen der Gluonen (ΔG) und den Bahndrehimpulsen der Quarks (L_q) und Gluonen (L_g) nach der Gleichung [2]

$$S_N \frac{1}{\hbar} = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g \tag{2.1}$$

zusammensetzt, gibt es also verschiedene Ansatzpunkte, die fehlenden zwei Drittel zuzuordnen.

Bei COMPASS wird durch tiefinelastische Streuung die Gluonenpolarisation $\Delta G/G$ gemessen. Dazu werden polarisierte Myonen auf ein festes, ebenfalls polarisiertes Target geschossen. Kommt es dabei zur Photon-Gluon-Fusion, kann man $\Delta G/G$ bestimmen, indem man die Zerfallsprodukte von D^0 bzw. $\bar{D}^0$, die durch Hadronisierung eines $c\bar{c}$ Quark-Antiquark-Paares (q und $\bar{q}$ in Abb. 2.1) entstehen, nachweist und die Zählratenasymmetrie der D-Ereignisse bestimmt (open charm). Werden bei der Photon-Gluon-Fusion leichte Quarks erzeugt, besteht durch Selektion von Ereignissen mit zwei leichten Hadronen (π,K), die einen hohen transversalen Impuls besitzen (high p_T), ein weiterer Zugang zur Gluonpolarisation. Am Schluß dieses Kapitels wird die Open-Charm-Rekonstruktion näher erläutert.

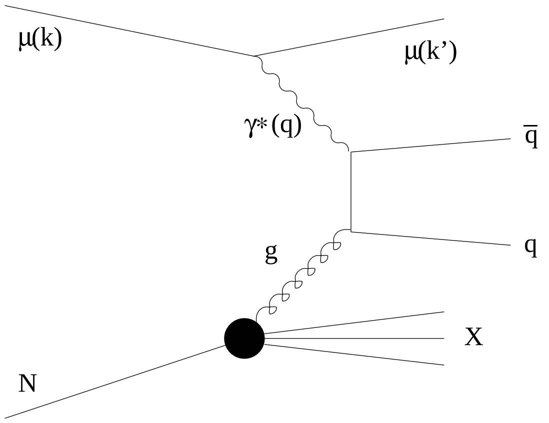

Abbildung 2.1: Diagramm der Photon-Gluon-Fusion.

2.1 Tiefinelastische Streuung

2.1.1 Kinematik der tiefinelastischen Streuung

Bei der tiefinelastischen Streuung eines Leptons an einem Nukleon (wie bei der Photon-Gluon-Fusion) wird der Ein-Photon-Austausch zugrunde gelegt (s. Abb. 2.2), da bei den Energien, die bei COMPASS erreicht werden, eine Wechselwirkung mit einem W- oder Z-Boson vernachlässigt werden kann [3]. Das einlaufende Lepton (mit dem Viererimpuls $\mathbf{k} = (E,\vec{p})$ und dem Polaristionsvektor $\mathbf{s}$) wird durch Abgabe eines virtuellen Photons γ^* (Photonimpuls $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$)) um den Winkel θ an einem Quark, das sich im Nukleon befindet, gestreut und besitzt dann nur noch den Impuls $\mathbf{k}' = (E',\vec{p}')$. Das Nukleon hat im Laborsystem den Impuls $\mathbf{P} = (M,\vec{0})$ und den Polarisationsvektor $\mathbf{S}$. Aus den im Laborsystem meßbaren Variablen E, E' und θ, der Nukleonmasse M und der Leptonmasse m_l können folgende drei Lorentz-Invarianten gebildet werden [4]:

$$Q^2 \equiv \; -\mathbf{q}^2 = \; -(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 \stackrel{lab}{=} -2(m_l^2 - EE' + pp'\cos\theta), \tag{2.2}$$

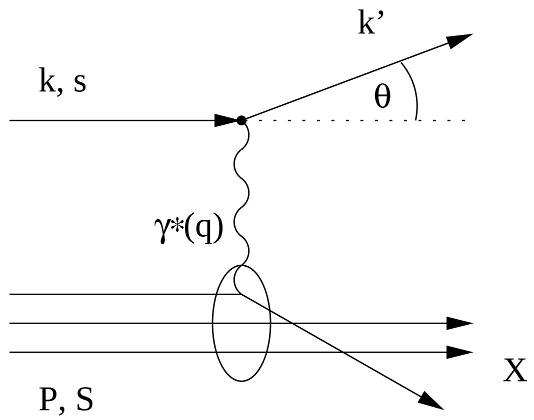

Abbildung 2.2: Diagramm des Ein-Photon-Austauschs bei der tiefinelastischen Streuung.

$$\mathbf{P}\cdot\mathbf{q} \overset{lab}{=} M\nu = M(E-E') \quad \text{und} \tag{2.3}$$
$$\mathbf{P}\cdot\mathbf{k} \overset{lab}{=} ME. \tag{2.4}$$

Bei der Streuung wird durch das Photon die Energie ν übertragen. Weiterhin sind die dimensionslosen Skalenvariablen x und y, die beide zwischen Null und Eins liegen, durch

$$x = -\frac{\mathbf{q}^2}{2\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}} \overset{lab}{=} \frac{Q^2}{2M\nu} \quad \text{und} \tag{2.5}$$
$$y = \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{\mathbf{P}\cdot\mathbf{k}} \overset{lab}{=} \frac{\nu}{E} \tag{2.6}$$

gegeben. Die Bjørken Skalenvariable x ist gleich Eins bei elastischen Streuprozessen und kleiner bei inelastischen und ist damit ein Maß für die Inelastizität. Die Energie des virtuellen Photons ist ν.

Ferner berechnen sich die invariante Masse W des hadronischen Endzustandes und die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ wie folgt:

$$W^2 = (\mathbf{P}+\mathbf{q})^2 = \frac{1-x}{x}Q^2 + M^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \quad \text{und} \tag{2.7}$$
$$s = (\mathbf{P}+\mathbf{k})^2 = \frac{Q^2}{xy} + M^2 \tag{2.8}$$

2.1.2 Quark-Parton-Modell und QCD-Erweiterung

Das Quark-Parton-Modell (QPM) beschreibt die Struktur des Nukleons mit Hilfe der Strukturfunktionen $F_1(x,Q^2)$, $F_2(x,Q^2)$, $g_1(x,Q^2)$ und $g_2(x,Q^2)$ [5]. Die Strukturfunktionen $F_1^p(x,Q^2)$ und $F_2^p(x,Q^2)$ des Protons bzw. $F_1^d(x,Q^2)$ und $F_2^d(x,Q^2)$ des Deuterons sind inzwischen aus Messungen unpolarisierter, tiefinelastischer Streuprozesse über einen großen kinematischen Bereich bekannt (s. linkes Bild in Abb. 2.3).

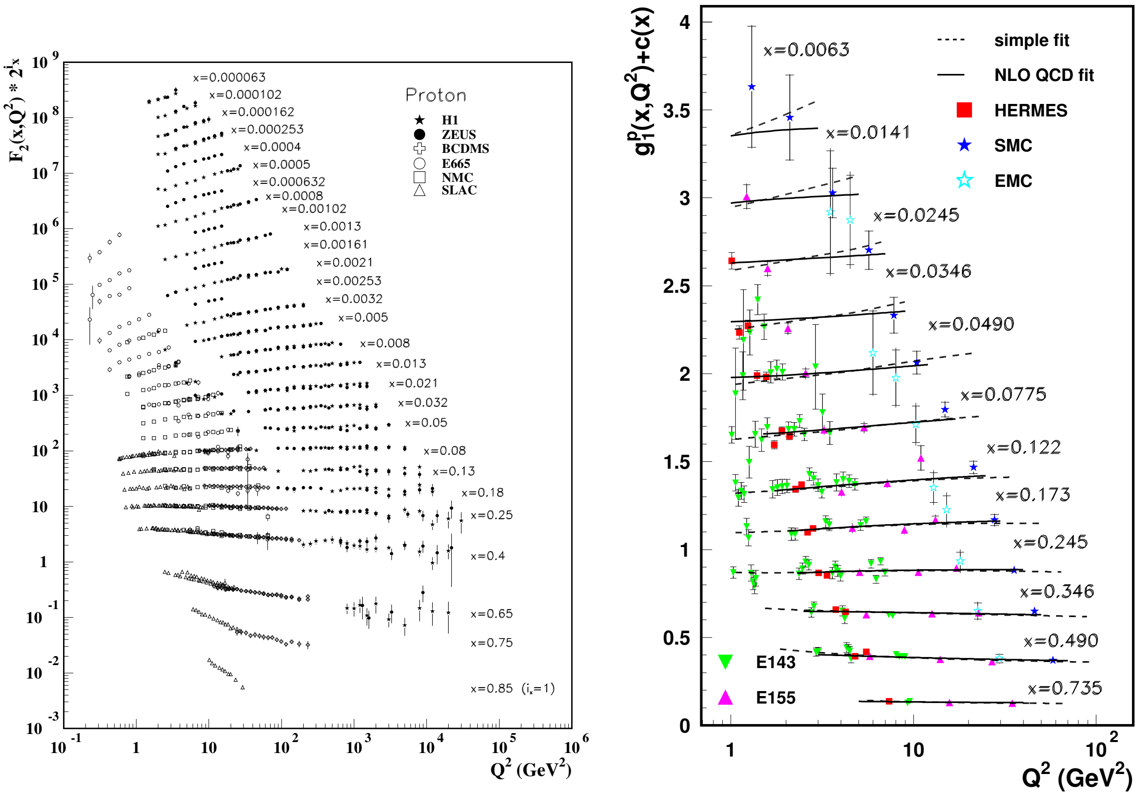

Abbildung 2.3: Die Strukturfunktion F_2^p des Protons aus den Messungen tiefinelastischer Streuprozesse von Myonen (BCDMS, E665, NMC), Positronen (ZEUS, H1) bzw. Elektronen (SLAC) mit Protonen [4], und die Strukturfunktion g_1^p des Protons aus Messungen von HERMES, SMC und EMC [6].

Dahingegen erhält man $g_1(x, Q^2)$ über experimentell zugängliche Asymmetriemessungen bei longitudinal polarisierten Streuungen:

$$A_{\|}^{\mu N \to \mu' X}(x, Q^2) = \frac{d\sigma_{\|}^{\overset{\leftarrow}{\Rightarrow}} - d\sigma_{\|}^{\overset{\leftarrow}{\Leftarrow}}}{d\sigma_{\|}^{\overset{\leftarrow}{\Rightarrow}} + d\sigma_{\|}^{\overset{\leftarrow}{\Leftarrow}}}, \tag{2.9}$$

wobei $d\sigma_{\|}^{\overset{\leftarrow}{\Rightarrow}}$ den Wirkungsquerschnitt der Lepton-Nukleon-Streuung bezeichnet, bei dem der Leptonspin ($\leftarrow$) und der Nukleonspin ($\Rightarrow$) antiparallel zueinander stehen, und $d\sigma_{\|}^{\overset{\leftarrow}{\Leftarrow}}$ den parallelen Fall. Die Wirkungsquerschnittasymmetrie $A_{\|}^{\mu N \to \mu' X}(x, Q^2)$ hängt von den Photon-Nukleon-Asymmetrien $A_1(x, Q^2)$ und $A_2(x, Q^2)$ folgendermaßen ab [7]:

$$A_{\|}(x, Q^2) = D(A_1(x, Q^2) + \eta A_2(x, Q^2)). \tag{2.10}$$

Hierbei ist η ein kinematischer Faktor und der Depolarisationsfaktor

$$D \approx \frac{y(2-y)}{y^2 + 2(1+R)(1-y)} \tag{2.11}$$

gibt den Polaristionsübertrag vom Lepton auf das virtuelle Photon wieder. Dabei hängt dieser Faktor von dem Verhältnis

$$R = \frac{\sigma_L^0}{\sigma_T} \approx \frac{F_2 - 2xF_1}{2xF_1} \tag{2.12}$$

von dem Wirkungsquerschnitt eines longitudinal σ_L^0 und eines transversal σ_T polarisierten Photons mit einem Nukleon ab. Berücksichtigt man, dass der kinematische Faktor $\eta = \frac{2(1-y)}{y(2-y)}\sqrt{Q^2}/E$ in Gleichung 2.10 klein ist und man daher den Term mit $A_2(x, Q^2)$ vernachlässigen kann, erhält man

$$A_1(x, Q^2) \approx D \cdot A_{\|}(x, Q^2) \tag{2.13}$$

und somit für die polarisierte Strukturfunktion

$$g_1(x, Q^2) \approx \frac{F_2(x, Q^2)}{2x(1+R)} A_1(x, Q^2) \approx F_1 \frac{A_{\|}(x, Q^2)}{D}. \tag{2.14}$$

Im rechten Bild von Abbildung 2.3 sind die Messungen von $g_1^p(x, Q^2)$ des Protons verschiedener Experimente dargestellt. Aus dieser Abbildung ist ersichtlich, dass $g_1^p(x, Q^2)$ mit einer größeren Unsicherheit als $F_2^p(x, Q^2)$ vermessen wurde, und für $F_2^p(x, Q^2)$ ist für $x < 0.05$ und $x > 0.5$ eine sich ausbildende Q^2-Abhängigkeit deutlich erkennbar. Dieses Phänomen nennt man Skalenbrechung und ist ein Indiz dafür, dass das QPM erweitert werden muss, da die Annahmen, die innerhalb des QPM gemacht worden sind, dazu führen, dass die Strukturfunktionen nur von den Partonverteilungsfunktionen und damit nur noch von x abhängen. Die Partonverteilungsfunktionen $q_i^\lambda(x)$ machen eine Aussage darüber, wieviele Quarks eines Flavours i mit parallelem ($\lambda = +$) oder antiparallenem ($\lambda = -$) Spin zum Nukleonspin sich in einem bestimmten Impulsbereich befinden, wobei sie sowohl Quarks als auch Antiquarks beinhalten, und bilden die Strukturfunktionen folgendermaßen:

$$F_1(x) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2(q_i^+(x) + q_i^-(x)) \tag{2.15}$$

$$F_2(x) = x\sum_i e_i^2(q_i^+(x) + q_i^-(x)) \tag{2.16}$$

$$g_1(x) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2(q_i^+(x) - q_i^-(x)). \tag{2.17}$$

Innerhalb der Quantenchromodynamik (QCD) werden die Gluonen als Eichbosonen der starken Wechselwirkung mit Spin 1 eingeführt, die die Quarks zusammenhalten. Bindet man sie in das bisherige QPM in der Weise ein, dass die Quarks in der Lage sind, Gluonen abzustrahlen, erhält man das QCD-erweiterte QPM. Darin werden die abgestrahlten Gluonen entweder wieder von Quarks absorbiert, oder sie strahlen selbst weitere Feldquanten der starken Wechselwirkung ab, oder sie können Quark-Antiquark-Paare erzeugen. Es befinden sich also im Nukleon nicht nur die Partonen, sondern diese sind von einer Gluonenwolke und einem See von Quark-Antiquark-Paaren umhüllt. Damit ist dann auch die Skalenbrechung erklärbar [8]:

Die Nukleonstruktur verändert sich dahingehend, dass mit größer werdendem Q^2, also mit wachsendem Auflösungsvermögen (dieses ist proportional zu $1/\sqrt{Q^2}$) des Photons, mehr Bestandteile zu sehen sind als bei kleinen Q^2, da man so auch die Gluonenwolke und den Quarksee zu erkennen vermag. Je mehr Partonen vorhanden sind, desto kleiner sind deren Impulse. Also steigen die Partonverteilungsfunktionen und mit ihnen die Nukleonstrukturfunktionen, bei kleinen x-Werten mit wachsendem Q^2 an.

Mit der Erweiterung um die Gluonen erhält man für die polarisierte Strukturfunktion [9]

$$g_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\langle e^2\rangle \int_x^1 \frac{dy}{y}\Big[\quad C_q^{NS}(\tfrac{x}{y},Q^2)\Delta q^{NS}(y,Q^2) + C_q^S(\tfrac{x}{y},Q^2)\Delta\Sigma(y,Q^2) + 2n_f C_g(\tfrac{x}{y},Q^2)\Delta G(y,Q^2)\Big]. \tag{2.18}$$

$\langle e^2\rangle = n_f^{-1}\sum_{k=1}^{n_f} e_k^2$ ist die gemittelte, quadrierte Quarkladung, n_f die Anzahl der beteiligten Quarkflavours, C_q^{NS}, C_q^S und C_g sind die Quark- bzw. Gluonen-Koeffizientenfunktionen,

$$\Delta\Sigma(x,Q^2) = \sum_{i=1}^{n_f}(\Delta q_i(x,Q^2) + \Delta\bar{q}_i(x,Q^2)) \tag{2.19}$$

die Singlett-Kombination der Quark- und Antiquarkverteilungen und schließlich

$$\Delta q^{NS}(x,Q^2) = \sum_{i=1}^{n_f}\left(\frac{e_i^2}{\langle e^2\rangle} - 1\right)(\Delta q_i(x,Q^2) + \Delta\bar{q}_i(x,Q^2)) \tag{2.20}$$

die Nichtsinglett-Verteilung. Dieses Verteilungen hängen auch vom ersten Moment der polarisierten Quarkverteilungsfunktionen $\Delta q_i = \int_0^1 (q_i^+(x) - q_i^-(x))dx$ ab.

Geht man über zur nächsten Ordnung der Störungsreihe (NLO), ergibt sich für die Strukturfunktion

$$g_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{n_f} e_k^2\left(\Delta q(x,Q^2) + \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}(C_q(\frac{x}{y},Q^2)\Delta q(y,Q^2) + 2C_g(\frac{x}{y},Q^2)\Delta G(y,Q^2))\right) \tag{2.21}$$

und für das erste Moment

$$\Gamma_1(x,Q^2) = \int_0^1 g_1(x,Q^2)dx = \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{n_f} e_k^2\left((1 + \frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta C_q)\Delta q + \frac{\alpha_s}{2\pi}2\Delta C_g \Delta G\right). \tag{2.22}$$

Bei dem ersten Moment sieht man deutlich, dass der Gluonbeitrag schwierig zu extrahieren ist , und somit nur ungenau über Messungen von $g_1(x,Q^2)$ zu bestimmen ist (s. Abb. 2.4), da die Strukturfunktion selbst nur über einen verhältnismäßig kleinen kinematischen Bereich mit großen Unsicherheiten vermessen wurde (s. Abb. 2.3). COMPASS jedoch hat mit der Photon-Gluon-Fusion einen direkten Zugang zu diesem Beitrag.

2.2 Open-Charm Rekonstruktion

2.2.1 Asymmetrien und Wirkungsquerschnitt

Die Open-Charm-Rekonstruktion bietet eine gute Möglichkeit, den Gluonbeitrag zu messen, da die Photon-Gluon-Fusion (PGF) einen direkten Zugang zu $\Delta G/G$ ermöglicht.

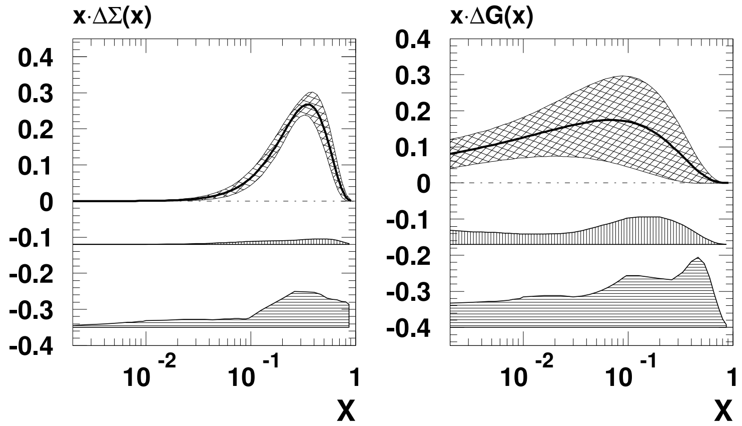

Abbildung 2.4: Die Ergebnisse der Messungen von $\Delta\Sigma$ und ΔG der NLO-Analyse der SMC-Kollaboration [9]. Die statistische Unsicherheit des QCD-Fits wird durch das schräg schraffierte Band angezeigt, die experimentelle statistische Unsicherheit durch das vertikal und die theoretische Unsicherheit durch das horizontal schraffierte Band.

Durch die Selektion von Charmquarks ist diese Methode besonders untergrundfrei, da diese Quarks nur durch die PGF erzeugt werden können, weil aufgrund ihrer großen Masse ($\approx 1,5$ GeV/c^2) die Wahrscheinlichkeit gering ist, dass sich das Charmquark im Nukleonensee befindet oder bei der Fragmentation des Nukleons entsteht.

Die im COMPASS-Experiment bestimmbare Zählratenasymmetrie ist die spinabhängige Asymmetrie A_{exp} der Charm-Produktion, die durch die Anzahl der Charm-Ereignisse $N_{c\bar{c}}$ für antiparallele ($\overset{\leftarrow}{\Rightarrow}$) und parallele ($\overset{\leftarrow}{\Leftarrow}$) longitudinale Spinorientierung gegeben ist ($\leftarrow$ steht für den Myon-, $\Leftarrow$ für den Nukleonspin) [1]:

$$A_{exp} = \frac{N_{c\bar{c}}^{\overset{\leftarrow}{\Rightarrow}} - N_{c\bar{c}}^{\overset{\leftarrow}{\Leftarrow}}}{N_{c\bar{c}}^{\overset{\leftarrow}{\Rightarrow}} + N_{c\bar{c}}^{\overset{\leftarrow}{\Leftarrow}}} = P_B \cdot P_T \cdot f \cdot A_{\mu N}^{c\bar{c}X}(y). \tag{2.23}$$

P_B und P_T sind die Strahl- und Targetpolarisation, f der Bruchteil der polarisierbaren Nukleonen des Targets (Verdünnungsfaktor). Die Asymmetrie $A_{\mu N}^{c\bar{c}X}(y)$ steht mit der Asymmetrie der virtuellen Photonen $A_{\gamma N}^{c\bar{c}X}(y)$ über den Depolarisationsfaktor D (vgl. Gl. 2.11 und Gl. 2.13) in Beziehung:

$$A_{\mu N}^{c\bar{c}X}(y) \approx D A_{\gamma N}^{c\bar{c}X}(y). \tag{2.24}$$

$A_{\gamma N}^{c\bar{c}X}(y)$ wiederum ist das Verhältnis von $\Delta\sigma^{\gamma N \to c\bar{c}X}(E,y)$ (dem spinabhängigen) und $\sigma^{\gamma N \to c\bar{c}X}(E,y)$ (dem über den Spin gemittelten Photon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt der Charmproduktion):

$$A_{\gamma N}^{c\bar{c}X}(E,y) = \frac{\Delta\sigma^{\gamma N \to c\bar{c}X}(E,y)}{\sigma^{\gamma N \to c\bar{c}X}(E,y)} = \frac{\int_{4m_c^2}^{2MEy} \Delta\hat{\sigma}(\hat{s})\Delta G(\xi,\hat{s})d\hat{s}}{\int_{4m_c^2}^{2MEy} \hat{\sigma}(\hat{s})G(\xi,\hat{s})\hat{s}} \tag{2.25}$$

mit der Charm-Masse m_c, der invarianten Masse des Photon-Gluon-Systems $\hat{s} = (\mathbf{q}+\mathbf{g})^2$ ($\mathbf{g}$ als Viererimpuls des Gluons), den Photon-Gluon-Wirkungsquerschnitten $\Delta\hat{\sigma}(\hat{s})$ und

$\hat{\sigma}(\hat{s})$, und dem vom Gluon getragenen Impulsbruchteil ξ des Protonimpulses $\mathbf{P}$:

$$\hat{s} = (\mathbf{q} + \mathbf{p_g})^2 = (\mathbf{q} + \xi\mathbf{P})^2 = 2\xi\mathbf{qP} + (\xi M)^2 \approx 2\xi MEy. \tag{2.26}$$

Die Photon-Gluon-Wirkungsquerschnitte lassen sich wie folgt darstellen:

$$\Delta\hat{\sigma}(\hat{s}) = \frac{4}{9}\frac{2\pi\alpha_e\alpha_s(\hat{s})}{\hat{s}}\left(3\beta - \ln\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \quad \text{und} \tag{2.27}$$

$$\hat{\sigma}(\hat{s}) = \frac{4}{9}\frac{2\pi\alpha_e\alpha_s(\hat{s})}{\hat{s}}\left(\beta(\beta^2-2) - \frac{1}{2}(\beta^4-3)\ln\frac{1+\beta}{1-\beta}\right), \tag{2.28}$$

mit $\beta = \sqrt{1-4m_c^2/\hat{s}}$, der elekromagnetischen Feinstrukturkonstanten α_e und der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung α_s. Mit diesen Wirkungsquerschnitten läßt sich die Analysierstärke

$$\hat{a}_{LL} = \frac{\Delta\hat{\sigma}(\hat{s},\hat{\theta})}{\hat{\sigma}(\hat{s},\hat{\theta})} \tag{2.29}$$

definieren, wobei $\hat{\theta}$ der Winkel im Photon-Gluon-Schwerpunktssystem zwischen dem einlaufenden Gluon und dem auslaufenden Quark ist. Während der Strahlzeit 2004 betrug ihr Wert $\approx 0{,}2$ [10].

Bei der Photon-Gluon-Fusion (vgl. Abb. 2.1) berechnet sich der Wirkungsquerschnitt der Charmproduktion folgendermaßen:

$$\frac{d^2\sigma^{\mu N\to c\bar{c}X}}{dQ^2 d\nu} = \Gamma(E,y,Q^2)\sigma^{\gamma^* N\to c\bar{c}X}(E,y,Q^2) \tag{2.30}$$

mit dem Fluß der virtuellen Photonen

$$\Gamma(E,y,Q^2) = \frac{\alpha_e}{2\pi}\frac{2(1-y)+y^2+\frac{Q^2}{2E^2}}{Q^2\sqrt{Q^2+\nu^2}} \tag{2.31}$$

und deren Wirkungsquerschnitt für die Charmproduktion

$$\sigma^{\gamma^* N\to c\bar{c}X}(E,y,Q^2) = \frac{\sigma^{\gamma N\to c\bar{c}X}(E,y)}{(1+\frac{Q^2}{M_0^2})^2}. \tag{2.32}$$

Aus Experimenten ergab sich $M_0 = 3{,}9$ GeV [11]. Ebenso wurde schon $\sigma^{\gamma N\to c\bar{c}X}$ vermessen [12]. Mit Hilfe von Gleichung 2.23 und $A_{\gamma N}^{c\bar{c}X}(E,y) \approx \langle\hat{a}_{LL}\rangle\langle\frac{\Delta G}{G}\rangle$ ergibt sich

$$\langle\frac{\Delta G}{G}\rangle \approx \frac{A_{exp}}{P_B P_T f D\langle\hat{a}_{LL}\rangle}. \tag{2.33}$$

In der Strahlzeit 2004 ergaben sich für die Polarisationen $P_B \approx -0.76$ (s. Kap. 3.1) und $P_T \approx 0.5$ (s. Kap. 3.2), und für den Verdünnungsfaktors, der die Polarisierbarkeit des Targetmaterials beschreibt, $f \approx 0.4$ [10].

2.2.2 Rekonstruktion

Nach der Erzeugung von Charmquarks durch die PGF hadronisiert ein Charmquark mit einer Wahrscheinlichkeit von 60% zu einem D^0 $(c\bar{u})$, mit 20% zu einem D^+ $(c\bar{d})$, mit 10% zu einem D_s^+ $(c\bar{s})$ und mit 10% zu einem Λ_c^+ (udc) [4]. Die entsprechenden Antiteilchen sind $\bar{D}^0$, D^-, D_s^- und Λ_c^-. Durchschnittlich entstehen also $1,2$ D^0- bzw. $\bar{D}^0$-Teilchen pro $c\bar{c}$-Produktion. Innerhalb des großen Festkörpertargets ist eine Unterscheidung zwischen Produktions- und Zerfallsvertex nicht möglich; daher werden die Produkte des Zweikörperzerfalls

$$D^0 \to \pi^+ K^- \quad \text{bzw.} \quad \bar{D}^0 \to \pi^- K^+ \tag{2.34}$$

nachgewiesen. Dessen Verzweigungsverhältnis ist $3,83 \pm 0,09\%$ [4]. Um den Untergrund zu verringern, macht man sich zu Nutze, dass bei oben genanntem Zerfall das π-K-Paar mit einem hohen Transversalimpuls emittiert wird, im Gegensatz zu jeglichen unerwünschten Teilchen, die durch Hadronisierung eines Quarks entstehen. Definiert man mit θ_K den Winkel zwischen dem D^0- und dem Kaon-Impuls, erhält man ein größeres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis mit dem Schnitt $|\cos(\theta_K)| < 0,5$ (s. Abb. 2.5). Mit einem weiteren

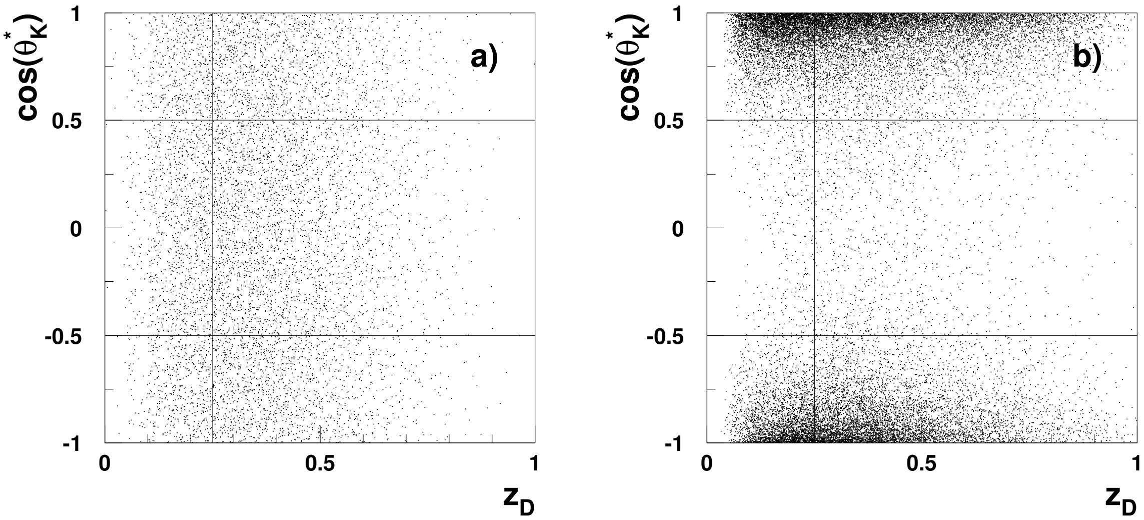

Abbildung 2.5: Eine Monte-Carlo-Simulation von der Verteilung der D^0-Ereignisse (Bild "a)") und der Hintergrundereignisse (Bild "b)") in z_D und $\cos(\theta_K)$. In beiden Diagrammen sind die Schnitte $z_D > 0,25$ und $|\cos(\theta_K)| < 0,5$ eingezeichnet.

Schnitt, $z_D = E_D/\nu > 0,25$, wobei z_D der Energieanteil des D-Mesons an der Photonenergie ν ist, wird dieses Verhältnis ebenfalls verbessert.

Den statistischen Fehler von $\Delta G/G$ kann man mit

$$\delta(\frac{\Delta G}{G}) = \frac{1}{P_B P_T f \bar{D}} \frac{\sqrt{1 + N^B/N^S}}{\hat{a}_{LL}\sqrt{N^S}} \tag{2.35}$$

abschätzen. Hierbei bezeichnet $\bar{D}$ einen mittleren Depolarisationsfaktor, N^B die Anzahl der Untergrundereignisse und N^S die Anzahl der Open-Charm-Ereignisse.

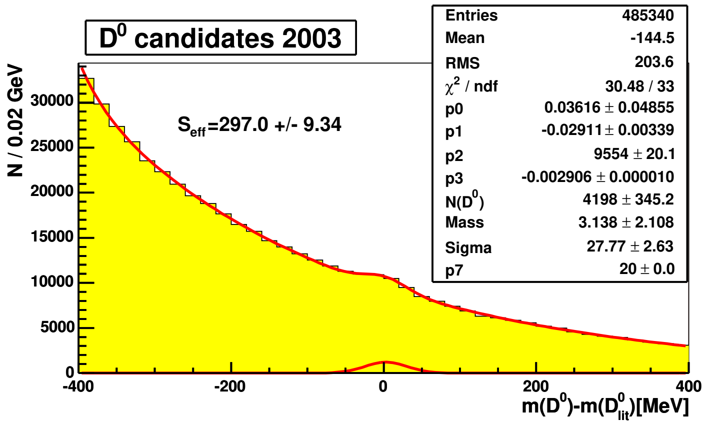

Abbildung 2.6: D^0-Ereignisse der Strahlzeit 2003.

Abbildung 2.6 zeigt die D^0-Ereignisse der Strahlzeit 2003. Wie man sehen kann, sind nur etwa 4000 Ereignisse auf einen sehr viel höheren Untergund gemessen worden. Um den statistischen Fehler von $\Delta G/G$ möglichst gering zu halten, ist aber ein gutes Untergrund-zu-Signal-Verhältnis notwendig, also viele Signale auf wenig Untergrund (s. Gl. 2.35); dies hängt von der Peakbreite des Signals ab. Um hier eine schmalere Breite zu erreichen, kann man z. B. die Auflösung der zur D-Rekonstruktion verwendeten Driftröhrchenkammern durch eine verbesserte Kalibrierung erhöhen. Das Ziel dieser Diplomarbeit ist der Aufbau eines solchen Kalibrierungssystems.

Kapitel 3

Das COMPASS-Experiment

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Aufbau des COMPASS-Experiments, welches sich nördlich des SPS-Beschleunigers (**S**uper-**P**roton-**S**ynchrotron) (s. Abb. 3.1) am CERN befindet. Auf den nächsten Seiten wird die Entstehung des Myonstrahls beschrieben und es wird näher auf das Target, die Detektoren, das Datennahmesystem DAQ (**D**ata **Acq**uisition System) und auf das Triggersystem eingangen. Das Hauptaugenmerk liegt auf den Driftröhrchendetektoren, deren Ausleseelektronik es zu untersuchen und zu kalibrieren galt.

3.1 Der Myonenstrahl

Im PS (**P**roton-**S**ynchrotron) wird ein Protonenstrahl mit 26 GeV Energie und einer Rate von ungefähr 10^{12} bis 10^{13} Teilchen pro Zyklus erzeugt, der nach der Injektion in den SPS und einer Beschleunigung auf etwa 400 GeV (was mit einer Zeitdauer von $11,7$ s verbunden ist und off-spill genannt wird) innerhalb von $5,1$ s (on-spill) extrahiert und auf das Produktionstarget T6 aus Beryllium gelenkt wird. Diese $16,8$ s werden Spill genannt. Durch das Zusammentreffen des Protonenstrahls mit dem Target, dessen Länge variabel ist, um verschiedene Myonintesitäten zu erreichen, entstehen unter anderem Pionen (zu $30,7\%$) und Kaonen (zu $3,4\%$) [13], die mittels eines Dipolmagneten von den Protonen getrennt werden und mit einem Impuls von 177 GeV/c $\pm$ 10% weiter fliegen. Während den folgenden 600 m zerfallen die meisten Pionen und Kaonen in Myonen nach [4]

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \; (99,98770 \pm 0,00004\%) \quad \text{und} \quad K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \; (63,43 \pm 0,17\%), \tag{3.1}$$

die restlichen werden mit einem Berylliumabsorber abgefangen, während die Myonen dort fast ungehindert hindurchkommen. Anschließend wird der Myonenstrahl nach oben zur Erdoberfläche gelenkt und Myonen mit einem Impuls von 160 GeV/c durch Dipolmagnete und Kollimatoren selektiert. Schließlich erfährt der Strahl wieder eine Ablenkung in die Horizontale. Bei dieser Ablenkung wird der Impuls durch die BMS (**B**eam **M**omentum **S**tation) gemessen, bevor er durch weitere Magneten auf das COMPASS-Target gerichtet wird.

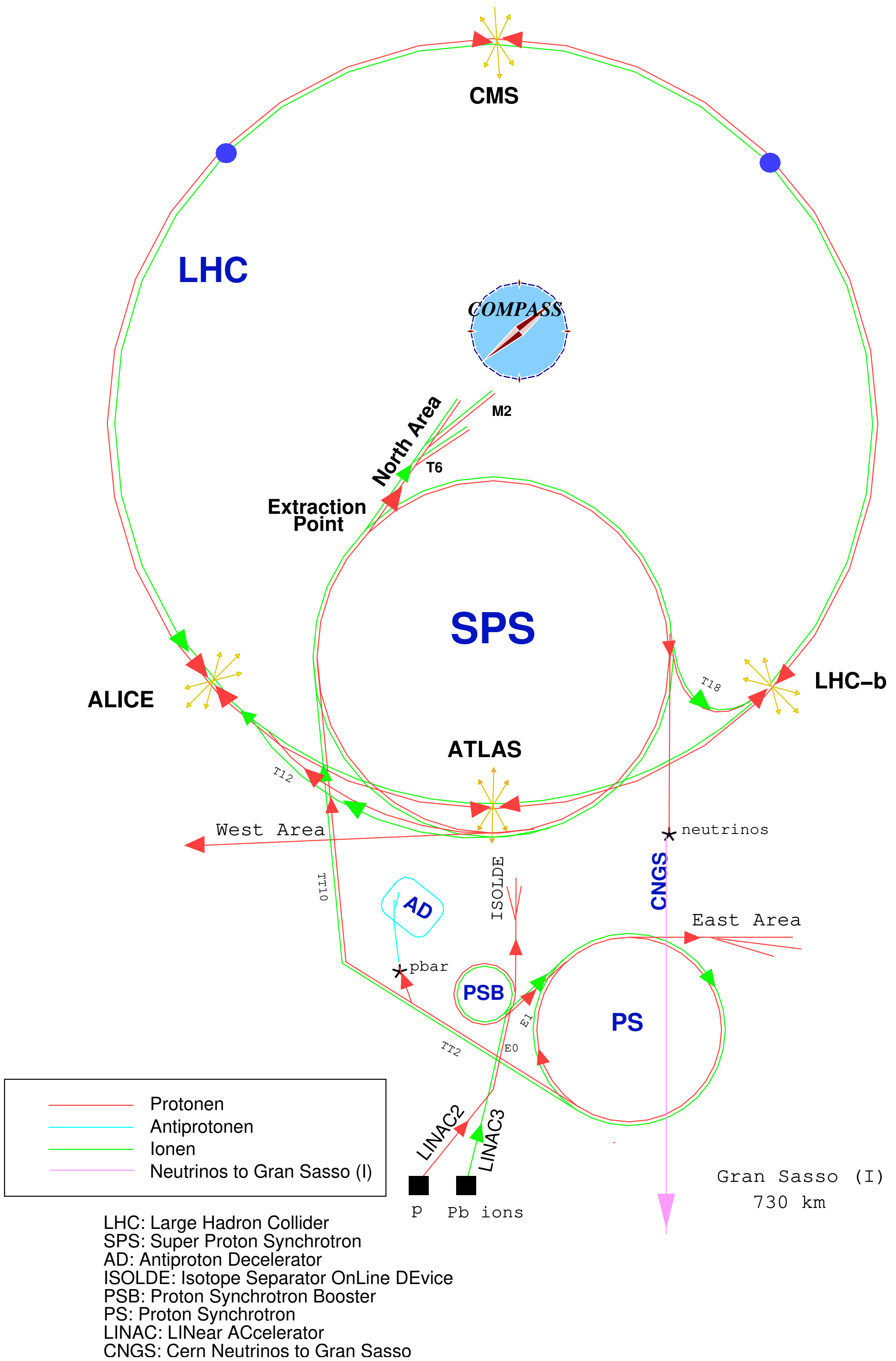

Abbildung 3.1: Darstellung der CERN-Beschleuniger (nicht maßstabsgetreu) mit den beiden Beschleunigern PS und SPS und der Position des COMPASS-Experiments.

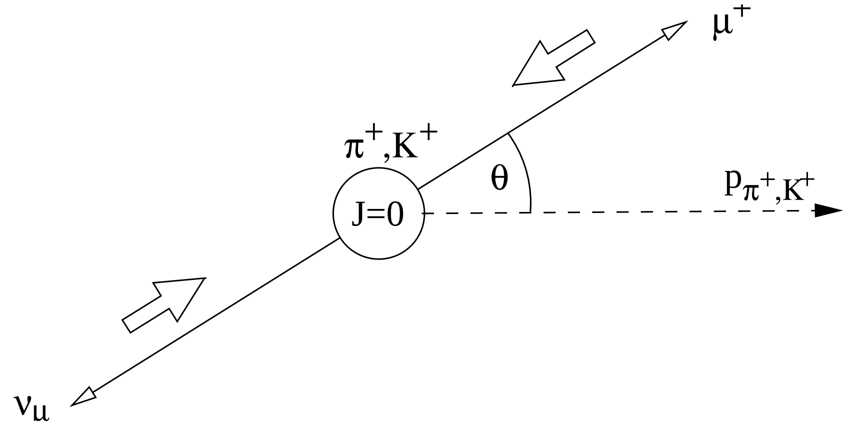

Abbildung 3.2: Zerfall des Pions (Kaons). Die großen Pfeile stellen die Spinrichtungen von μ^+ und ν_μ dar, $\mathbf{p}_{\pi^+,K^+}$ den Impuls des Pions (Kaons) im Laborsystem.

Wegen der Helizitätserhaltung im schwachen Zerfall ist der Pion- bzw. Kaonzerfall maximal paritätsverletzend und durch die Wahl der π-, K- und μ-Energien ist der Myonenstrahl longitudinal polarisiert. Da beim Zweikörperzerfall kein Bahndrehimpuls entsteht, sind die Spins von ν_μ und μ^+ entgegengesetzt, und weil die Neutrinos linkshändig sind (Helizität $= -1$), sind die Myonen parallel oder antiparallel zur Ausbreitungsrichtung des Hadronstrahls polarisiert, je nach dem wie groß θ ist (s. Abb. 3.2). Mit Hilfe der Gleichung [14]

$$P_B = \frac{m_{\pi,K}^2 + m_\mu^2(1 - 2E_{\pi,K}/E_\mu)}{m_{\pi,K}^2 - m_\mu^2} \tag{3.2}$$

mit den Massen und Energien von Pion, Kaon und Myon m_π, m_K, m_μ, E_π, E_K, und E_μ ergibt sich eine mittlere Polarisation des Myonstrahls von $P_B \approx -0,8$ [15].

3.2 Das polarisierte Target

Wie in Kapitel 2 schon angeführt wurde, ist zur Messung von Doppelspinasymmetrien sowohl ein polarisiertes Target als auch ein polarisierter Myonstrahl notwendig, deren Ausrichtung zueinander veränderbar sein muss. Da der Myonenstrahl in seiner Polarisierungsrichtung festgelegt ist, wird beim COMPASS-Experiment ein in der Polarisierungsrichtung umkehrbares Target benutzt. Bei den Messungen mit dem Myonstrahl besteht es aus zwei zylindrischen Lithium-Deuterid-Zellen (^6LiD) mit jeweils einem Durchmesser von 3 cm und und einer Länge von 60 cm (vgl. Abb. 3.3). Das massive Target hat gegenüber gasförmigen den Vorteil, dass höhere Luminositäten erreicht werden. Die beiden Zellen werden entgegengesetzt polarisiert, um eine gleichzeitige Messung beider Spineinstellungen zu erlauben und damit systematische Meßfehler herabzusetzen, und befinden sich in einem homogenen Magnetfeld der Stärke $2,5$ T. Außerdem werden die Zellen mit dem Mischkryostaten auf eine Temperatur von etwa 50 mK herunter gekühlt [16].

Die Polarisation selbst wird durch die dynamische Kernpolarisation DNP erreicht [17].

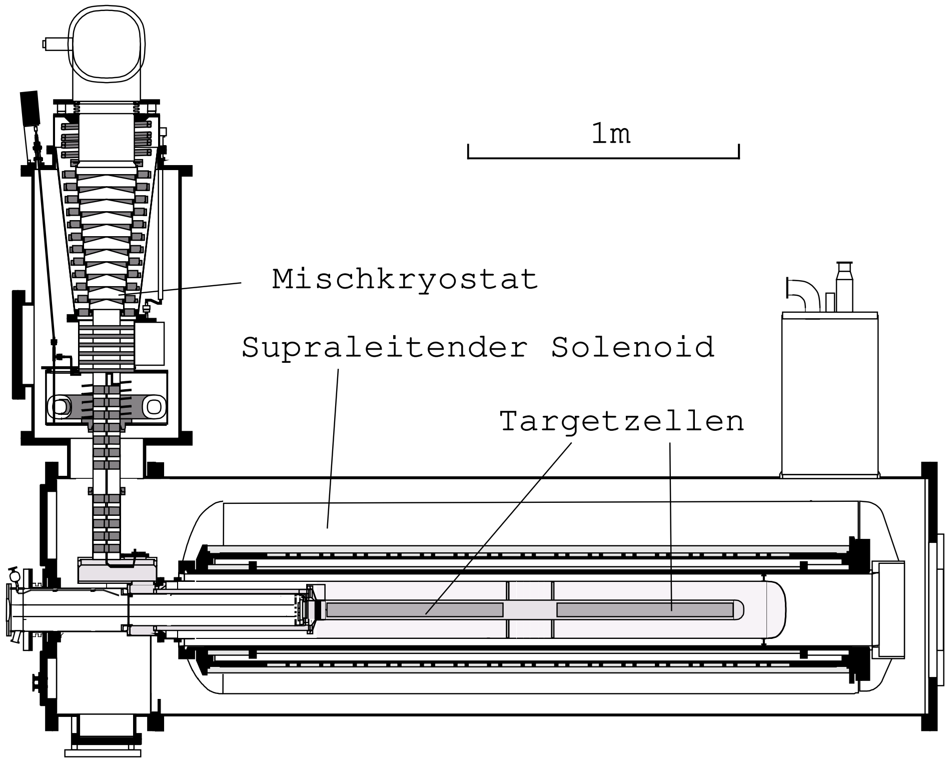

Abbildung 3.3: Querschnittansicht des COMPASS-Targets mit den beiden Target-Zellen, dem Solenoid und dem Mischkryostat.

Das Prinzip ist folgendes: Bei Temperaturen der Größenordnung einiger 100 mK und einem Magnetfeld der oben genannten Stärke sind die Elektronen des Targetmaterials zu beinahe 100% polarisiert, wohingegen die Protonen es nur zu 50% sind. Bei Mikrowelleneinstrahlung geeigneter Frequenz ist es möglich, die Polarisation der Elektronen auf die Protonen zu übertragen. Sind die Protonenspins ausgerichtet, kühlt man die Zellen weiter auf 50 mK, um die Polarisation möglichst lange zu erhalten. Durch ein Solenoid- und ein Dipolmagnetfeld kann die Ausrichtung longitudinal oder transversal zu den Myonen erfolgen. Des weiteren wird sie mit NMR-Spulen gemessen und kontrolliert. In Abbildung 3.4 ist sie für 2004 dargestellt.

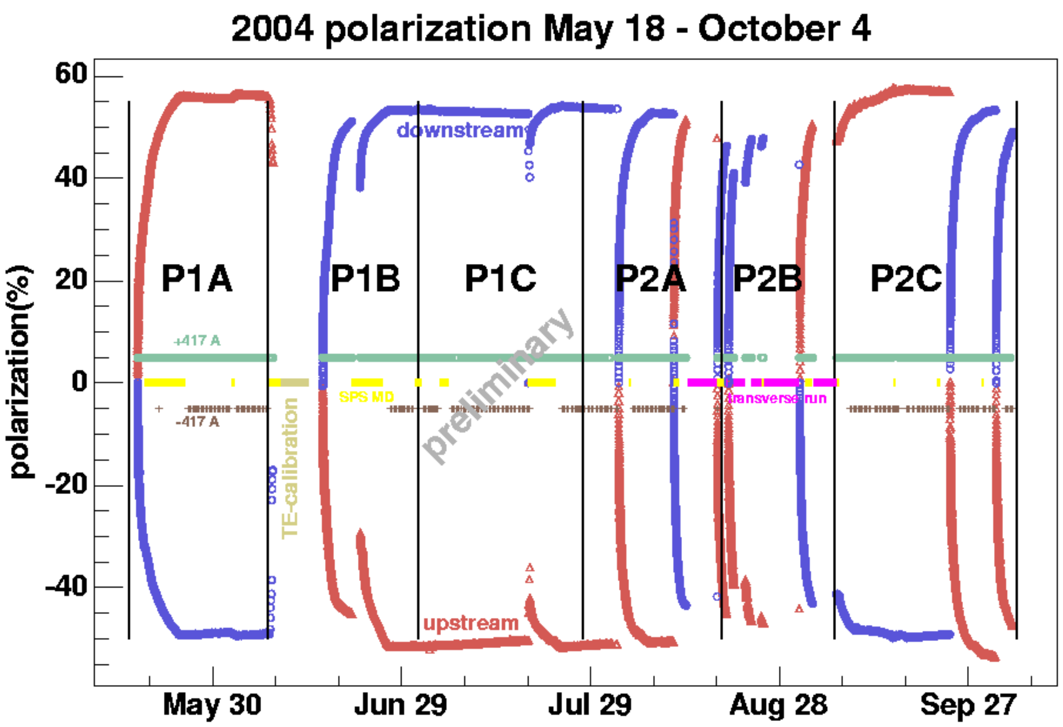

Abbildung 3.4: Die Targetpolarisation während der Strahlzeit 2004 [18].

Die rote Kurve ist die Polarisierung der Upstream-Targetzelle, die blaue die der Downstream-Targetzelle; die Polaristion des Targets liegt demnach bei $P_T \approx 0,5$. Um eine unterschiedliche Akzeptanz und Materialbelegung der beiden Zellen auszugleichen, wird die Richtung des Targetmagnetfeldes und damit auch die Polarisierungsrichtung nach etwa acht Stunden innerhalb von etwa 30 Minuten gleichzeitig umpolarisiert.

3.3 Die Detektoren

Um $\Delta G/G$ bestimmen zu können, sind die Resultate von Open-Charm-Ereignissen, also D-Mesonen bzw. deren Zerfallsprodukte, Pionen und Kaonen, zu rekonstruieren. Dazu wurde ein zweistufiges Spektrometer entwickelt (s. Abb. 3.5): Das Koordinatensystem, das bei COMPASS benutzt wird, hat in der Mitte der zweiten Targetzellen seinen Ursprung, die z-Achse ist in Strahlrichtung gelegt, die x-Achse geht senkrecht nach oben und die y-Achse bildet mit diesen Achsen ein rechtshändiges System. Teilweise sind einige Ebenen einzelner Detektoren senkrecht zur z-Achse gedreht: Erfolgte die Drehung gegen den Uhrzeigersinn (in Strahlrichtung gesehen), spricht man von einer U-Ebene, bei einer Drehung im Uhrzeigersinn von einer V-Ebene.

Die erste Stufe deckt den Bereich der großen Ablenkwinkel ab, die zweite den der Teilchen mit großen Impulsen und daher geringerer Ablenkwinkel, die fast unbeeinträchtigt die erste Stufe durchlaufen haben. Beide bestehen aus einem Spektrometermagneten und einer Reihe von Spurrekonstruktionsdetektoren, die sich wiederum unterteilen in solche, die für kleine und sehr kleine Streuwinkel zuständig sind (**S**mall **A**ngle **T**racker und **V**ery **S**mall **A**ngle **T**racker), und diejenigen für große Streuwinkel (**L**arge **A**ngle **T**racker) (s. Tab. 3.1). Diese unterscheiden sich u. a. in der sensitiven Fläche, der Ratenverträglichkeit und der

Tabelle 3.1: Übersicht über die Detektoren, gegliedert in ihre Winkelakkzeptanzen.

VSAT	Szintillierende Fasern, Silizium-Mikrostreifendetektor
SAT	Micro-Mesh-Gaseous-Detektor, Gas-Electron-Multiplier
LAT	Driftkammer, Vieldrahtproportionalkammer, Driftröhrchenkammer

Funktionsweise. Außerdem werden die großflächigen Detektoren in dem Bereich, durch den der Myonstrahl geht, deaktiviert oder haben dort ein Loch, um sie vor Strahlenschäden zu schützen bzw. dass die relevanten Ereignisse aufgrund der im Strahl herrschenden sehr hohen Teilchenrate nicht überdeckt werden. Die Magnete werden zur Impulsbestimmung verwendet und decken einen Bereich zwischen 1 und 200 GeV/c ab [1], wobei der eine wieder für kleine Impulse (SM1), der andere für große (SM2) bestimmt ist. Weitere Informationen sind aus der Tabelle 3.2 zu entnehmen. Zusätzlich sind Identifikationsdetektoren

Tabelle 3.2: Die zwei Spektrometermagnete SM1 und SM2 bei COMPASS mit Abstand zur Mitte der Downstream-Targetzelle, Größe der Öffnung, Stromstärke und integrierte Feldstärke.

Magnet	z-Position in m (Mitte des Magneten)	Öffnung in cm^2	Stromstärke in A	integrierte Feldstärke $\int Bdl$ in Tm
SM1	3.63	172×172	2500	1.0
SM2	17.965	200×100	4000	4.4

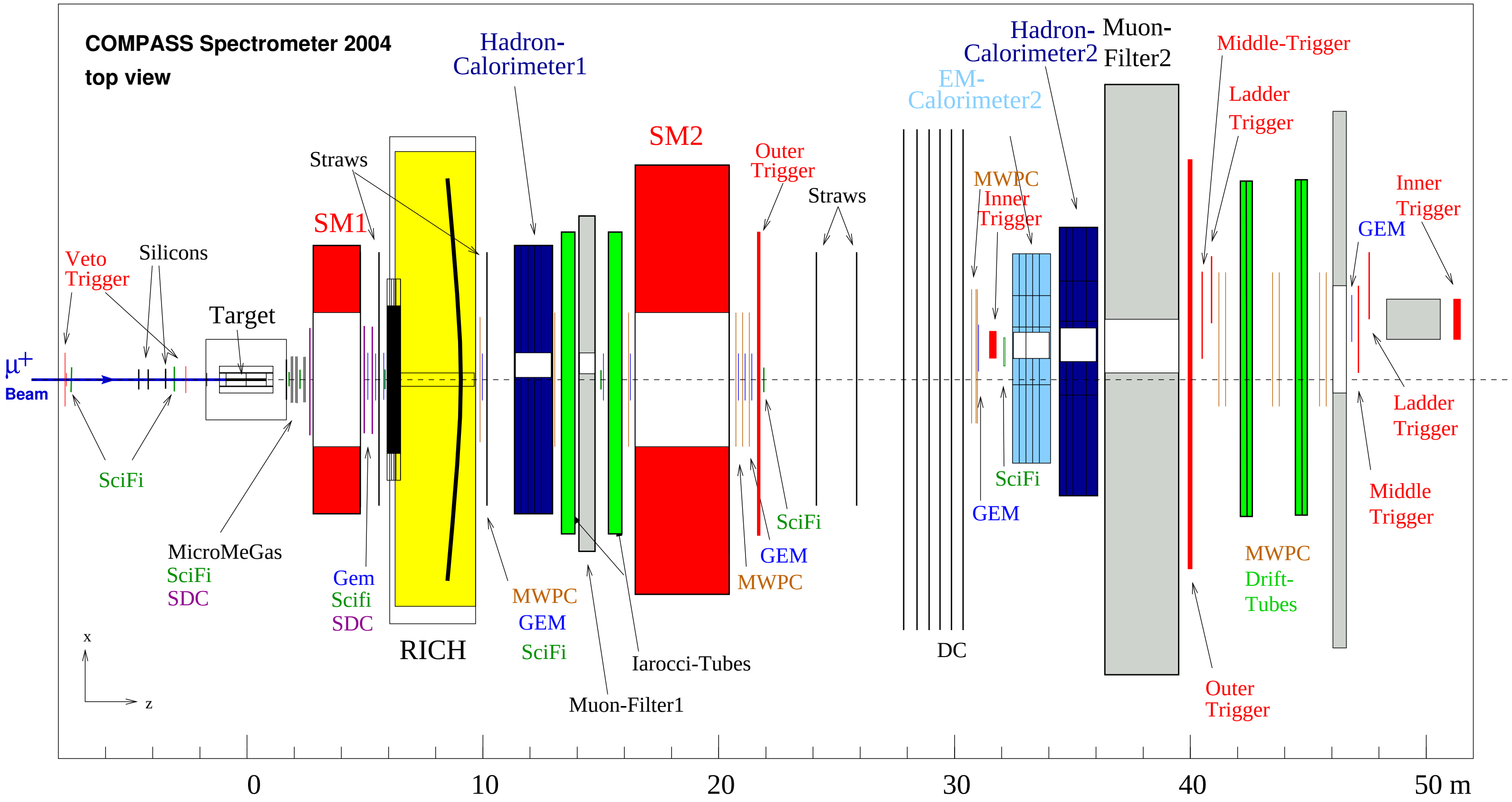

Abbildung 3.5: Schematische Aufsicht des COMPASS-Detektors in der Strahlzeit 2004. Der Myonstrahl tritt von links ein, trifft auf das polarisierte Target und durchläuft danach den zweistufigen Aufbau mit den beiden Spektrometermagneten SM1 und SM2. Dargestellt sind die spurrekonstruierenden Szintillierende-Faser-Detektoren (SciFi), Silizium-Mikrostreifendetektoren (Silicons), Micromegas, GEMs, Driftkammern (SDC), Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) und schließlich die Driftröhrchenkammern (Straws). Außerdem sind noch der RICH-Detektor, die hadronischen und das elektromagnetische (EM) Kalorimeter, die Myonenfilter (mit den Iarocci-Röhren der ersten und den Driftrohren (Drifttubes) der zweiten Myonwand) und die Triggerhodoskope eingezeichnet.

wie der RICH (**R**ing **I**maging **Ch**erenkov Counter), Kalorimeter und Myonfilter eingebaut. Auf den folgenden Seiten werden die einzelnen Komponenten in ihrem Aufbau und ihrer Funktionsweise vorgestellt.

3.3.1 Spurrekonstruktionsdetektoren

Die Aufgabe dieser Detektoren ist es, die Flugbahnen der Reaktionsprodukte der Myonstreuung zu bestimmen. Dabei macht man sich zu Nutze, dass geladene Teilchen die Eigenschaft haben, Materie zu ionisieren. Die Ionisation wird nachgewiesen und registriert. Setzt man die Ergebnisse mehrerer Detektoren zusammen, erhält man die gewünschte Information. Der größte Unterschied zwischen den SATs und den LATs besteht in der Zeitauflösung und der Totzeit. Da die VSATs und SATs sehr nahe um den bzw. im Strahlbereich plaziert sind und dort sehr hohe Raten vorkommen, müssen sie entsprechend schnell und strahlenhart sein. Zusätzlich gibt es eine hohe Anforderung in der Ortsauflösung an diejenigen Detektoren, die relativ nahe am Target stehen, um die Wechselwirkungsvertizes bestimmen zu können.

Detektor aus szintillierenden Fasern (SciFi):

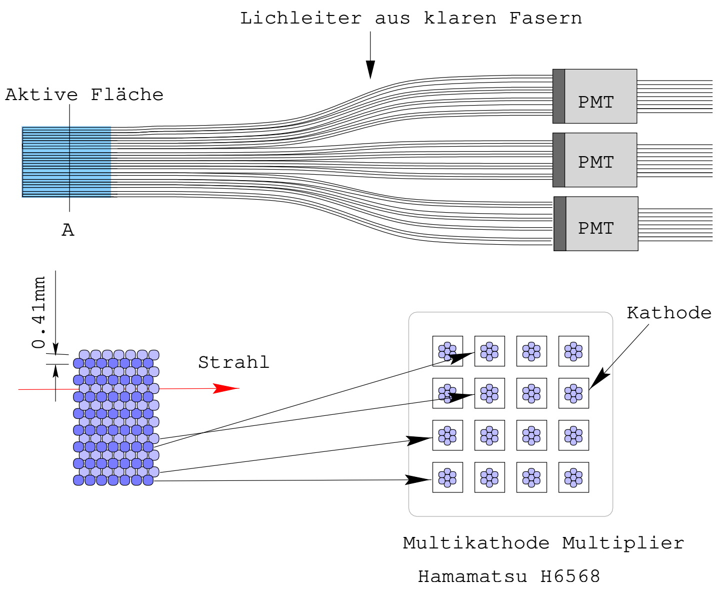

Abbildung 3.6: Der Detektor aus szintillierenden Fasern: Unten links ist schematisch die Zusammenfassung mehrerer (in diesem Falle jeweils sieben) Fasern zu Kanälen dargestellt, die durch Lichtleiter auf die Photomultiplier (PMT) geleitet werden (oben bzw. unten rechts) [19].

Dieser besteht aus szintillierenden Fasern mit Durchmessern von $0,5$ mm bis $1,0$ mm, wobei mehrere Fasern zu einem Kanal zusammengefasst werden und eine Ebene wiederum aus mehreren Kanälen besteht (s. Abb. 3.6). Alle acht Hodoskope des COMPASS-

Spektrometers haben jeweils eine Ebene, die die Position in x- bzw. y-Richtung mißt (abgekürzt mit X und Y), FI03, FI04 und FI06 besitzen zusätzlich eine um 45° gedrehte Ebene (U bzw. V) (s. Tab. 3.3) [20].

Tabelle 3.3: Die acht Szintillierende-Faser-Hodoskope FI im Überblick mit Anzahl und Lage der Ebenen (X, Y, U und V). Der Nullpunkt $z = 0$ m befindet sich inmitten der Downstream-Targetzelle.

Station	z-Position in m	Ø in mm	Faserabstand Pitch in mm	Faser pro Kanal	aktive Fläche in mm^2	Anzahl der Kanäle pro Ebene
FI01-XY	-8,0	0,50	0,41	7	39,4×39,4	96
FI02-XY	-3,0	0,50	0,41	7	39,4×39,4	96
FI03-XYU	1,0	0,50	0,41	7	52,5×52,5	128
FI04-XYU	2,2	0,50	0,41	7	52,5×52,5	128
FI05-XY	5,9	0,75	0,525	6	84×84	160
FI06-XYV	15,0	1,00	0,70	4	100×100	143(X,Y)/173(V)
FI07-XY	21,3	1,00	0,70	4	100×100	143
FI08-XY	31,0	1,00	0,70	4	123×123	176

Die Funktionsweise ist die folgende: Beim Durchflug eines ionisierenden Partikels werden die Atome des szintillierenden Stoffes angeregt und fallen unter Emission von monochromatischen Lichtes in den Grundzustand zurück. Die Photonen werden mittels Totalreflexion an das Ende der Faser und danach über Lichtleiter in die Photomultiplier gelenkt. Die Auslese schließlich erfolgt über F1-TDCs und CATCH-Module (s. Kap. 3.5). Die Zeitauflösung bei dieser Bauart beträgt $0,4$ ns, die Ortsauflösung variiert je nach Röhrchendurchmesser zwischen 120 μm und 410 μm.

Silizium-Mikrostreifendetektor:

Er besteht aus einer 280 μm dicken Siliziumschicht, bei dem auf der einen Seite Streifen eines n-Halbleiters angebracht wurden, auf der anderen Seite und orthogonal zur ersten Streifen eines p-dotierten Halbleiters (s. Abb. 3.7). Die Abmessung ist so gewählt, dass eine Vielfachstreuung der Myonen vernachlässigbar ist. Wird ein elektrisches Feld von 100 V dazwischen angelegt, erstreckt sich die Verarmungszone über den ganzen Halbleiter. Auf den Streifen, deren Abstand $54,6$ μm beträgt, befinden sich nach einer Isolationsschicht aus SiO_2 1 μm dicke Aluminiumstreifen, die zur Auslese dienen. Dadurch ist eine Ortsauflösung von $14,6$ μm und eine Zeitauflösung von 6 ns erreichbar. Durchdringt ein geladenes Teilchen den Detektor, werden pro $3,6$ eV deponierter Energie ein Elektron-Loch-Paar im Halbleiter erzeugt, das sich aufgrund des elektrischen Feldes zu den jeweiligen Auslesestreifen bewegt und dort ein Signal influenziert. Die gesamte Detektorfläche ist 5×7 cm^2 groß und jeweils zwei Siliziumscheiben werden Rückseite an Rückseite angebracht, wobei die zweite um 5° gedreht ist [22].

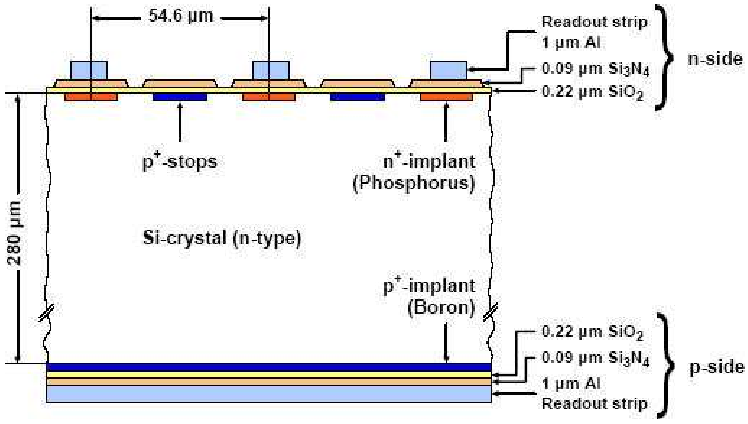

Abbildung 3.7: Aufbau eines Silizium-Mikrostreifendetektor [21].

Micromega:

Die Abkürzung steht für **Microme**sh **Ga**seous Detector und beschreibt bereits den Aufbau: Ein Mikrogitter teilt den gasgefüllten Detektor in den 3 mm starken Konversionsbereich und den 0, 1 mm dicken Verstärkungsbereich auf (s. Abb. 3.8).

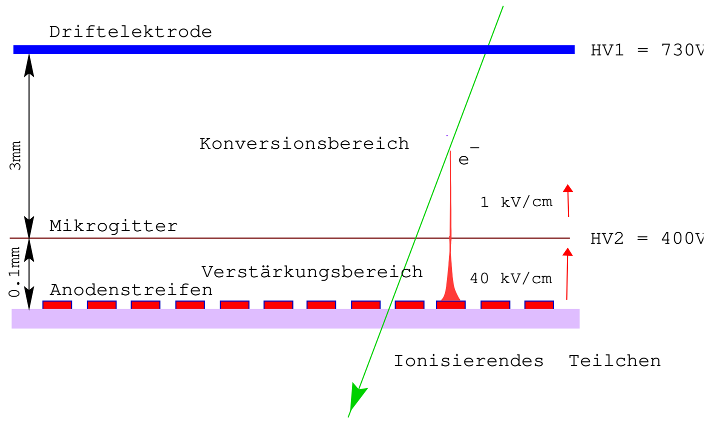

Abbildung 3.8: Querschnitt durch einen Micromega-Detektor [23].

Im Konversionsbereich liegt ein elektrisches Feld der Größe 1 kV/cm an, was dazu führt, dass die durch ionisierende Teilchen (in der Abbildung durch den grünen Pfeil dargestellt) erzeugten Elektronen zum Mikrogitter driften , in die Verstärkungszone eintreten und dort aufgrund eines elektrischen Feldes von 50 kV/cm eine Elektronenlawine auslösen. Durch den kleinen Abstand zwischen dem Gitter und den Anodenstreifen am Ende des Verstärkungsbereichs, die in einem Abstand von 360 μm in der zentralen Strahlregion und von 420 μm weiter außen befestigt sind, beträgt die Driftzeit der positiven Ionen dort nur etwa 100 ns. Dies hat zur Folge, dass die erzeugten Signale ebenfalls nur eine Länge von höchstens 100 ns besitzen und daher der Detektor eine hohe Ratenverträglichkeit und Zeitauflösung aufweist. Außerdem wird die Rekombinationsrate verringert, da die positiven Ladungsträger durch das Mikrogitter abgesaugt werden. Bei den COMPASS-Micromegas liegt damit die Ortsauflösung bei unter 70 μm und die Zeitauflösung bei 8, 5 ns.

Jeweils zwei Detektoren werden Rückseite an Rückseite montiert. So sind entweder die x- und die y-Koordinate meßbar, oder, wenn sie um 45° gedreht sind, die u- und v-Koordinate. Die sensitive Fläche hat eine Größe von 40×40 cm^2 [24].

GEM:

Beim Gaselektronenvervielfacher (**G**as **E**lectron **M**ultiplier) werden drei isolierende 50 μm-Kaptonfolien verwendet, die im Abstand von 2mm zueinander befestigt und beidseitig kupferbeschichtet sind (s. Abb. 3.9). Darin befinden sich mit einem Zwischenraum von

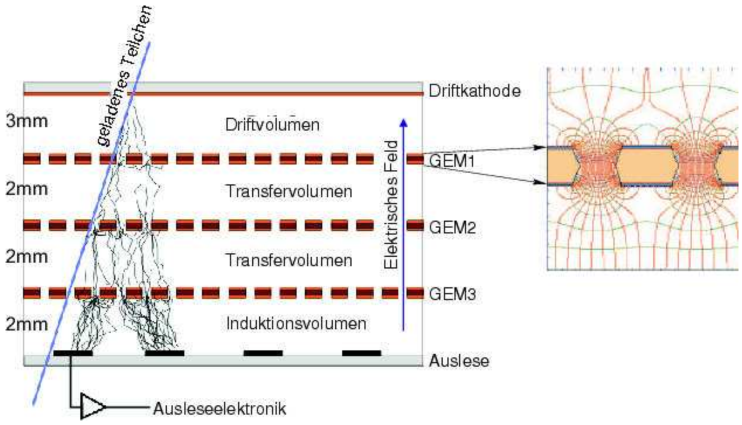

Abbildung 3.9: Darstellung eines GEM-Detektors mit seinen drei Kaptonfolien und die durch das geladene Teilchen ausgelöste Elektronenlawine. Rechts ist die Bildung des elektrischen Feldes bei den Löchern zu sehen [25].

140 μm Löcher mit 35 μm Radius, in denen sich durch die Geometrie sehr starke elektrische Felder aufbauen. Die Differenz der angelegten Spannung beträgt 200 V zwischen den beiden Folienseiten. Somit kommt es zwischen den zwei Seiten einer Folie zu der Gasverstärkung.

Auf der einen Seite der übereinander liegenden Folien schließt sich der 3 mm dicke Driftbereich an, auf der anderen, ebenfalls mit 2 mm Abstand, der Influenzbereich, an dessen Ende sich wiederum die Auslese befindet, die bei dieser Detektorart aber schon zwei Projektionen simultan bewältigt und deren Streifen einen Abstand von 400 μm haben. Die aktive Fläche der bei COMPASS verwendeten GEMs erstreckt sich über 31×31 cm^2, Zeit- und Ortsauflösung betragen 15 ns bzw. 60 μm. Rückseite an Rückseite zusammengesetzt ergeben zwei GEMs eine Station [21].

Driftkammer:

Dieser gasgefüllte Detektor besteht aus acht Ebenen, wobei jeweils zwei für eine der vier

Projektionen x, y, und die um 20° bzw. −20° gedrehten u und v zuständig ist. Jede einzelne Ebene hat zur nächsten einen Abstand von 10 mm und enthält zwei Driftbereiche. In diesen gasgefüllten Zonen befinden sich abwechselnd mit einem Abstand von 3,5 mm Feld- und Auslesedrähte, die wiederum senkrecht dazu auf beiden Seiten 4 mm Platz zur Kathodenfläche lassen. Der zweite Driftbereich ist gegenüber dem ersten um ebenfalls 3,5 mm versetzt, so dass sich auch hier Felddraht und Auslesedraht abwechseln. Wieder driften die durch Ionisation entstandenen Elektronen mit einer Geschwindigkeit von 77 μm/s in maximal 70 ns durch das zwischen den verschiedenen Drähten anliegende elektrische Feld zum Anodendraht, der auf eine Spannung von 1750 kV gebracht wird. In der Nähe dieser Auslesedrähte ist die Feldstärke so groß, dass Sekundärionisation einsetzt und ein registrierbarer Ladungspuls entsteht. Bei einer aktiven Fläche von $1,2 \times 1,2$ m^2 wird eine Ortsaufösung von 175 μm erreicht [26].

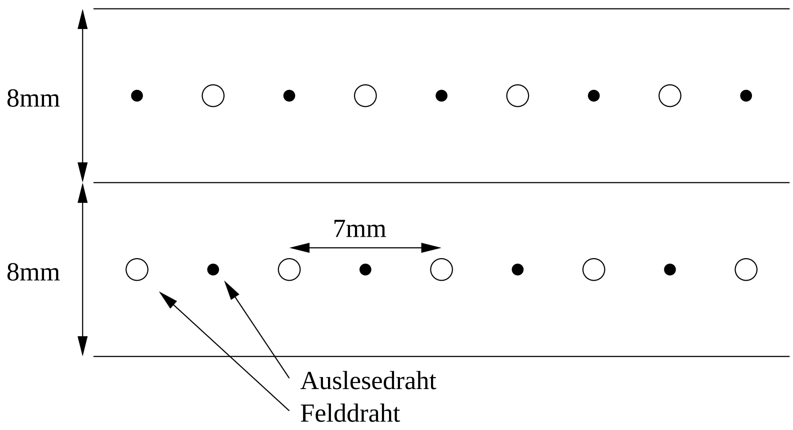

Abbildung 3.10: Darstellung der zwei Driftbereiche einer Driftkammerebene.

Vieldrahtproportionalkammer:

Bei der Vieldrahtproportionalkammer (**M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber) sind die Anodendrähte in einem Abstand von nur 2 mm gespannt. Gegenüber den Driftkammern beträgt die Driftgeschwindigkeit hier 100 μm/s. Andere Abmessungen und die Projektionsebenen sind in Tabelle 3.4 zusammengefaßt. Der Drehwinkel der u- und v-Ebenen ist 10°, die Ortsauflösung 600μm.

Driftröhrchenkammer:

Die Driftröhrchenkammer besteht aus mit Kohlenstoff beladenen Kaptonröhren, deren Durchmesser in der zentralen Fläche um den Myonenstrahl 6,04 mm (in der Abbildung weiß dargestellt) und im äußeren Bereich 9,51 mm (gelb) beträgt (s. Abb. 3.11). In ihnen ist ein mit Gold beschichteter Wolfram-Anodendraht gespannt, dessen Radius 10 μm mißt. Eine Lage dieser Röhrchen ist in die drei Abschnitte a, b und c unterteilt, wobei a und c die größeren Abschnitte am Rande und b die kleineren in der Mitte bezeichnet. Jeweils

Tabelle 3.4: Die im COMPASS-Experiment verwendeten Vieldrahtproportionalkammern; die z-Position steht wieder in Bezug zur Mitte der Downstream-Targetzelle.

Station	z-Position in m	aktive Fläche in cm^2	Projektion
PS01	9,5	152×120	x,y,u,v
PA01	13,8	152×120	x,u,v
PA02	15,7	152×120	x,u,v
PA03	20,2	152×120	x,u,v
PA04	20,5	152×120	x,u,v
PA05	20,8	152×120	x,u,v
PA06	31,3	152×120	x,u,v
PA07	31,5	152×120	x,u,v
PB01	41,9	152×92	x,u
PB02	42,0	152×92	v
PB03	43,9	152×92	x,u
PB04	44,1	152×92	v
PB05	46,1	152×92	x,u
PB06	46,3	152×92	v

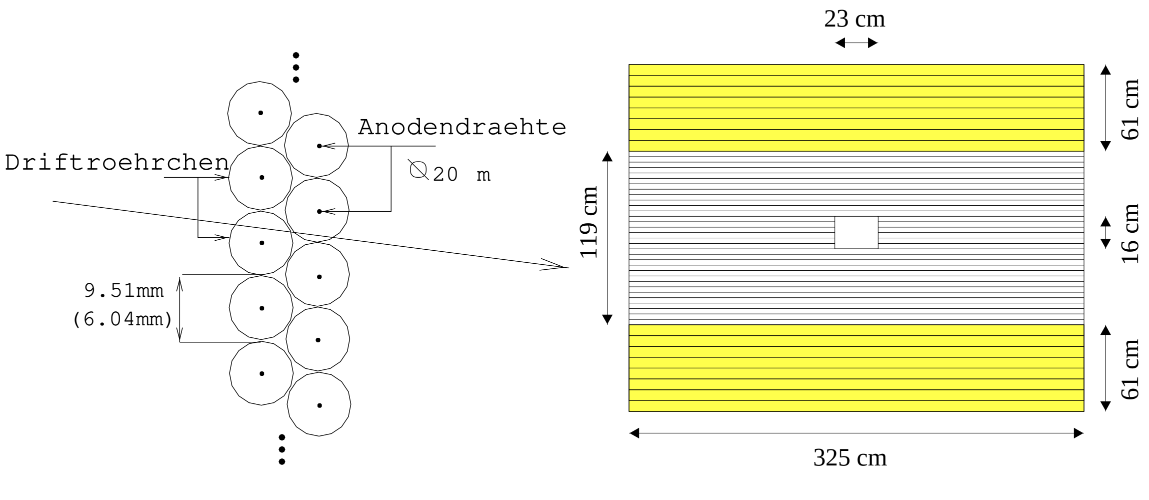

Abbildung 3.11: Links ist der Querschnitt durch eine Doppellage einer Driftröhrchenkammer dargestellt, rechts die Abmessungen einer Y-Ebene [27].

zwei Lagen dieser Röhrchen bilden eine Doppellage, wobei die eine gegenüber der anderen um einen Radiusabstand versetzt ist, damit eindeutig bestimmt werden kann, ob ein ionisierendes Teilchen links oder rechts an einen Anodendraht der vorderen Lage vorbeigeflogen ist, indem man zusätzlich die Information der hinteren benutzt. Um die Abschnitte einer Doppellage unterscheiden zu können, werden sie in "upstream" (strahlaufwärts, also näher am Target liegend) und "downstream" (strahlabwärts) unterteilt. Jeweils drei Doppellagen werden zu einem Submodul zusammengesetzt, eine horizontale (Y-Ebene), eine vertikale (X-Ebene) und eine um 10° (U-Ebene) bzw. −10° (V-Ebene) gegenüber der X-Ebene gedrehte, wiederum um die Mehrdeutigkeit von Treffern beseitigen zu können; zwei Submodule werden Rücken an Rücken befestigt und ergeben eine Station, wobei jede Station eine U- und eine V-Ebene enthält. In der Strahlzeit 2004 waren 3 Submodule und eine Station im Einsatz: Station ST03 war zwischen dem ersten Spektrometermagneten SM1 und dem RICH positioniert, Submodul ST04 zwischen dem RICH und dem ersten hadronischen Kalorimeter und schließlich Submodule ST05 und ST06 nach dem zweiten Spektrometermagneten SM2. Die Abmessungen der Doppellagen sind aus der Tabelle 3.5 zu entnehmen. Da eine Teilchenrate von 30 MHz/cm^2 im Strahlbereich herrscht, enthalten

Tabelle 3.5: Die Maße der Driftröhrchenkammern.

	X-Ebene	Y-Ebene	U- bzw. V-Ebene
Drahtorientierung	vertikal	horizontal	um ±10° gedreht
Röhrchenlänge in cm	320,8	365,8	320,8
Röhrchenanzahl mit ø$= 6,04mm$	448	384	448
Röhrchenanzahl mit ø$= 9,51mm$	384	256	384
Gesamtanzahl der Kanäle	832	640	832
Rahmen-Innenmaße in cm^2	325,0×272,0	325,0×244,2	325,0×272,0
sensitive Fläche in cm^2	323,4×272,0	325,0×242,0	323,4×272,0

auch die Driftröhrchenkammern ein Loch der Größe 16×23 cm^2. Dies führt dazu, dass die mittleren 64 Röhrchen jedes b-Abschnittes in zwei Teilen geschnitten wurden und somit dort die doppelte Anzahl an Kanälen entstanden ist. Daher ist auch eine weitere elektronische Karte zur Auslese nötig, die an der gegenüberliegenden Seite des Detektors befestigt ist (s. a. Kap. 4, in dem auch die Ausleseelektronik dieses Detektors vorgestellt wird) [27].

Dadurch ist zu beachten, daß jeweils zwei Röhrchen der b-Abschnitte der X-, U- und V-Ebenen dazu benutzt werden, das Gasgemisch, das aus $(Ar : CF_4 : CO_2)$ im Verhältnis von (74 : 20 : 6) besteht, durch die Detektoren zur oberen Seite strömen zu lassen, um die Röhrchen oberhalb des physikalischen Loches mit dem Gemisch zu füllen. Daher sind in diesen Doppellagen nur 828 Kanäle aktiv, und nicht 832.

Passiert ein geladenes Teilchen eine solche mit dem oben genannten Gasgemisch gefüllte Kaptonröhre, entstehen durch Primärionisation eine bestimmte Anzahl von Elektron-Ion-Paaren, wobei die Ionen zur Kathode, dem Röhrchen, und die Elektronen zur Anode, dem Draht, mit einer Geschwindigkeit von 70 μm/ns driften, da eine positive Hochspannung von fast 2000 kV an die Drähte angelegt wird und sich daher eine zylindersymmetrisches elektrisches Feld der Größe [28]

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon}\frac{1}{r} \tag{3.3}$$

ausbildet. C ist die Kapazität des Zylinders pro Länge, V_0 die Potentialdifferenz zwischen Draht und Wand, ϵ die elektrischen Permittivitätszahl des Gasgemisches und r der Abstand zum Anodendraht. So entstehen Feldstärken um $2 \cdot 10^5$ V/cm in Drahtnähe, die dazu führen, das die Elektronen Sekundärionisation betreiben und eine Elektronenvervielfachung von 10^4 bis 10^5 erreicht wird. Die Bewegung der Ionen influenziert ein nachweisbares Signal im Anodendraht. Gemessen wird die Driftzeit der primären Elektronen, um daraus und mit der Driftgeschwindigkeit den Ort des Durchgangs des geladenen Teilchens zu gewinnen. So werden Auflösungen von 250 μm erreicht.

3.3.2 Teilchenidentifizierende Detektoren

Alleine die räumlichen Informationen reichen nicht aus, um eine Streuung zu rekonstruieren, man braucht auch das Wissen um die Identität eines Teilchens, damit man in der Lage ist, einen vollständigen Hergang der Wechselwirkung zu beschreiben. Bei den Open-Charm-Ereignissen sind das vornehmlich die Pionen und Kaonen. Dazu dienen die teilchenidentifizierenden Detektoren, die hier vorgestellt werden.

RICH:

Die Aufgabe des ringabbildenden Cherenkov-Zählers ist es, Pionen, Kaonen und Protonen mit einem Impuls von bis zu 60 GeV/c zu unterscheiden [29, 30]. Dies geschieht, indem das beim Durchflug durch den 3,3 m langen, mit C_4F_{10} gefüllten RICH entstehende Cherenkov-Licht, das unter dem Winkel $\theta_C = \cos^{-1}(1/n\beta)$ emittiert wird, mit Hilfe von 120 sphärischen Spiegeln auf eine Reihe von Photon-Detektoren gelenkt wird, die sich unter- und oberhalb der Eintrittsseite der Teilchen befinden (s. Abb. 3.12). Mit diesen

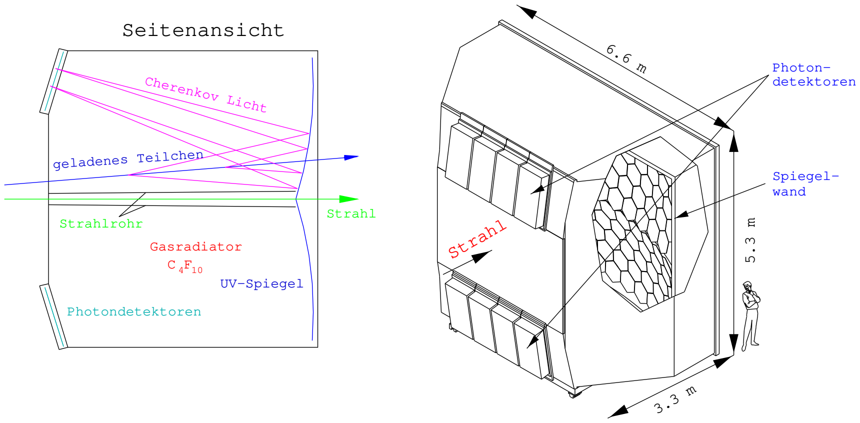

Abbildung 3.12: Links eine Seitenansicht und rechts die Außenmaße des RICH-Detektors. Das Strahlrohr absorbiert die Photonen, die vom Myonenstrahl emittiert werden [29, 30].

Photon-Detektoren, bestehend aus Vieldrahtproportionalkammern mit CsI-Beschichtung, die auf einer Fläche von $5,3$ m^2 sensitiv sind und in Pixeln der Größe 8×8 mm^2 ausgelesen werden, nimmt man die charakteristischen Ringe auf, deren Radius r mit der Teilchengeschwindigkeit

$$\beta = \frac{v}{c} = \left(n \cdot \cos(\frac{2r}{R_S})\right)^{-1} \tag{3.4}$$

zusammenhängt. $n = 1,00153$ ist dabei der Brechungsindex des Radiatorgases C_4F_{10}, $R_S = 6,6$ m der Radius der sphärischen Spiegelwand und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Die Schwellenimpulse, ab denen Cherenkov-Licht entsteht, sind $2,5$ GeV/c für Pionen, $8,9$ GeV/c für Kaonen und schließlich 17 GeV/c für Protonen. Ergänzt man die Information über die Teilchengeschwindigkeit mit dem Teilchenimpuls, der aus den Spektrometermagneten gewonnen wird, ist man in der Lage, die Masse eines Teilchens und somit seinen Typ zu bestimmen.

Kalorimeter:

Mit Hilfe des elektromagnetischen Kalorimeters ECAL2 wird die Energie von Photonen, Elektronen und Positronen gemessen, indem die von diesen Teilchen durch Paarbildung und Bremsstrahlung im Kalorimetermaterial erzeugten elektromagnetischen Schauer durch Photomultiplier aufgenommen werden. Eine Identifikation ist für solche Teilchen möglich, die in Photonen, Elektronen oder Positronen zerfallen, wie z. B. das π^0 ($\pi^0 \to \gamma + \gamma(98,798\% \pm 0,032\%)$) [4].

Tabelle 3.6: Zusammenfassung einiger wichtiger Daten der Hadronenkalorimeter.

Kalorimeter	aktive Fläche in m^2	Lochgröße in m^2	Modulanzahl	Modulgröße in cm^2	Anzahl der Schichten	Dicke der Eisenschichten in mm	Dicke der Szinti.-schichten in mm
HCAL1	4,2×3,0	1,2×0,6	480	15×15	40	20	5
HCAL2	4,4×2,0	0,4×0,4	216	20×20	36	25	3

Die beiden Hadronenkalorimeter HCAL1 und HCAL2 entsprechen der Sandwich-Bauweise, d. h., dass sich in ihnen Schichten aus Eisen und Szintillatormaterial abwechseln. Hadronen, die das elektomagnetische Kalorimeter, das eine größere Absorptionslänge besitzt, passieren, erzeugen durch hadronische Wechselwirkungen Sekundärteilchen, die wiederum Schauer in den Szintillatorschichten erzeugen. Die so in den Szintillatorschichten entstandenen Photonen werden über einen Wellenlängenschieber zu Photomultipliern geleitet und registriert. Es wird nur ein Teil der Hadronenenergie gemessen, da ein Teil in den Eisenschichten verloren geht. Dies hat eine geringere Energieauflösung zur Folge. Ein weitere Funktion besteht in einer Triggerinformation; diese wird in Kapitel 3.4 näher erläutert. Abschließend wird noch die Geometrie der beiden Hadronenkalorimeter aufgeführt, deren aktive Fläche in Module aufgeteilt ist und die ebenfalls ein Loch in der Mitte um den Myonenstrahl aufweisen (s. Tab. 3.6).

Myonidentifikation:

Um die gestreuten Myonen zu erkennen, macht man sich deren geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zu Nutze. Die beiden Myonenfilter bestehen jeweils aus Eisen- bzw. Betonabsorbern und jeweils einem Detektor vor und hinter den Absorbern. Alle Teilchen, die die Absorber durchqueren, werden als Myonen angesehen.

Beidseitig des 60 cm dicken Eisenabsorbers des ersten Filters (μF1) befinden sich auf einer aktiven Fläche von $4,0 \times 2,0$ m^2 Kunststoff-Iarocci-Röhren, die ebenfalls wie der Absorber ein Loch für den Strahl aufweisen [1]. Zu Bedenken ist, dass bereits im hadronischen Kalorimeter, das direkt vor dem Myonfilter steht, die meisten Hadronen absorbiert wurden. Beim zweiten Filter kommen Driftrohre zum Einsatz, von denen jeweils zwei Lagen ein Modul bilden. Diese stehen hinter einer $2,4$ m dicken Betonwand (μF2). Danach folgt erneut eine 50 cm dicke Eisenwand (μF2'), die die Triggerhodoskope am Ende des COMPASS-Spektrometers vor Hadronen schützen soll (s. a. Kap. 3.4).

3.4 Das Triggersystem

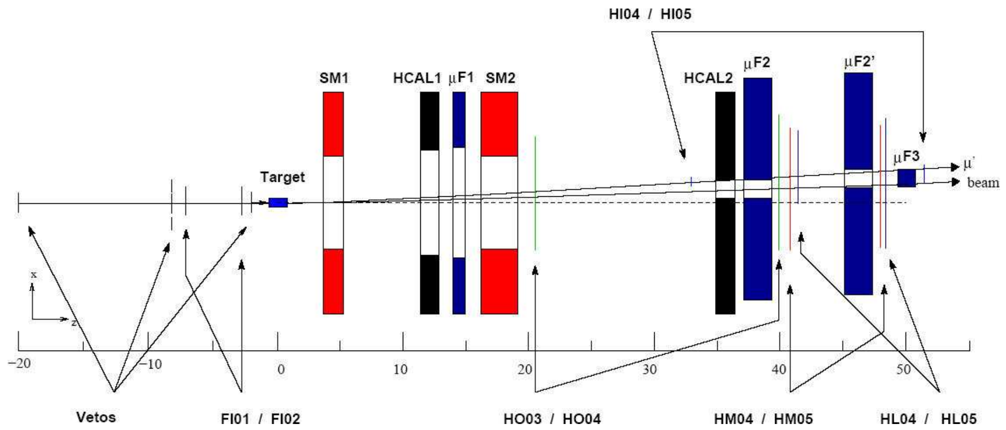

Abbildung 3.13: Darstellung der zu dem Triggersystem gehörigen Elemente. Vor dem Target befinden sich in der Nähe der Szintillierende-Faser-Detektoren (FI01 und FI02) die Veto-Zähler (Vetos), hinter dem zweiten Spekrometermagneten (SM2) und zwischen dem zweitem Myonenfilter (μF2 und μF2') der Außen-Trigger (HO03 und HO04). Der Mittel-Trigger (HM04 und HM05) und der Leiter-Trigger (HL04 und HL05) sind um den zweiten Myonenfilter postiert und der Innen-Trigger (HI04 und HI05) schließlich vor und hinter μF2 bzw. μF2'. Zuletzt sind noch die beiden hadronischen Kalorimeter HCAL1 und HCAL2 eingezeichnet.

Das Triggersystem entscheidet, wann ein registriertes Ereignis von Relevanz ist und wann die von den verschiedenen Detektoren gesammelten Daten verworfen werden können [31]. Die sehr hohe Datenrate erzwingt eine möglichst schnelle Entscheidung, damit nicht durch einen vollen Zwischenspeicher, in dem die Daten liegen, bevor sie den Triggersignalen zugeordnet werden, Daten verloren gehen. Daher werden schnelle Szintillationsdetektoren mit Photomultiplierauslese eingesetzt, die mit den beiden hadronischen Kalorimetern die nötigen Signale zur Bildung des Triggers liefern (s. Abb. 3.13).

Man unterscheidet zwei verschiedene Arten von Ereignissen, aus deren Informationen Physik gewonnen wird. Für die tiefinelastische Streuung wird ein hoher Impulsübertrag $Q^2 > 0,5$ $(\mathrm{GeV/c})^2$ benötigt, wobei der Bereich der Bjørken Skalenvariablen x möglichst groß sein soll. Diese Selektion übernimmt der Mittel-Trigger, bestehend aus den Hodoskopen HM04 und HM05, der für Streuwinkel von 5 mrad bis 15 mrad sensitiv ist (s. Abb. 3.14). Den Bereich $Q^2 > 1,0$ $(\mathrm{GeV/c})^2$ deckt der Außen-Trigger ab (HO03 und HO04). Die andere

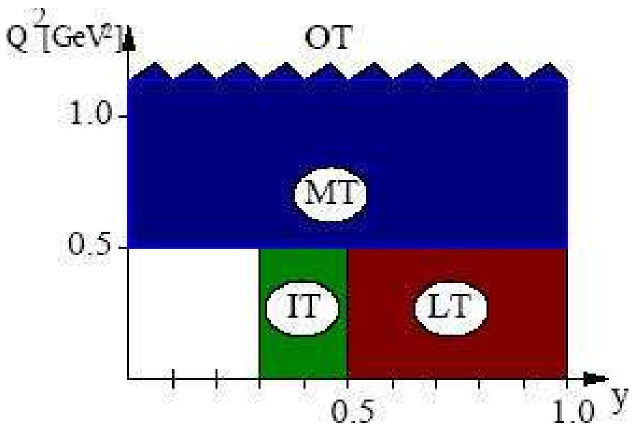

Abbildung 3.14: Die kinematischen Bereiche von Innen- (IT), Leiter- (LT), Mittel- (MT) und Außentrigger (OT).

Ereignisart ist die mit quasi-rellen Photonen, aus der unter anderem die Gluonpolarisation bestimmt wird. Hierfür ist ein kleiner Impulsübertrag von $Q^2 < 0,5$ $(\mathrm{GeV/c})^2$, was gleichbedeutend ist mit kleinen Streuwinkeln von unter 5mrad, und eine hohe Photonpolarisation notwendig. Letzteres führt zu einer Einschränkung der relativen Energie des Photons ($y \geq 0,3$). Hierzu werden der Innen-Trigger (HI04 und HI05: $0,3 \leq y \leq 0,5$) und der Leiter-Trigger (HL04 und HL05: $0,5 \leq y \leq 1,0$) verwendet. Außerdem wird noch verlangt, dass in den hadronischen Kalorimetern eine Mindestenergie deponiert wird; der Energieverlust der Hadronen soll mindestens 20% betragen.

Ein Triggersignal für die Detektoren wird dann erzeugt, wenn ein Myon mit den Triggerhodoskopen erkannt worden ist, es zu den oben beschriebenen kinematischen Bereichen führt, die Myonflugbahn durch das Target geht und bei Ereignissen mit quasi-rellen Photonen eine Mindestenergie verloren hat. Um den Untergrund unterdrücken zu können, sind vor dem Target Veto-Zähler und Detektoren aus szintillierenden Fasern (FI01 und FI02) aufgebaut, die Halo-Myonen und Teilchen mit großen Winkeln gegenüber dem Myonenstrahl erkennen, die gar nicht erst durch das Target fliegen.

3.5 Das DAQ-System

Sind Teilchen mit den Detektoren registriert worden, muss die sehr große Datenmenge, die so entstanden ist, ohne große Totzeiten geordnet und gespeichert werden. Das ist die Aufgabe des DAQ-Systems (**D**ata **Acq**uisition System) [32].

Bei dem sonst üblichen Aufbau der Datenverarbeitung eines Teilchenexperiments werden die Daten, die bei den Detektoren entstehen, nach der Vorverstärkung über lange Kabel an die Verstärker, Diskriminatoren und danach an ADC- (**A**nalog to **D**igital **C**onverter) oder TDC-Einheiten (**T**ime to **D**igital **C**onverter) gegeben. Daraus resultieren bei hohen Triggerraten große Totzeiten, da nach einem Triggersignal alle Konvertierungseinheiten ausgelesen werden müssen, bevor sie wieder für neue Ereignisse sensitiv sind. Bei COMPASS wird ein modernes Konzept für die Datenauslese benutzt, um die großen Datenströme bewältigen zu können. Der Unterschied zu älteren Experimenten besteht darin, dass die Daten bereits bei den Detektoren durch Front-End-Karten verstärkt und digitalisiert und erst danach zu einheitlichen Ausleseschnittstellen, den CATCH-Modulen (**C**OMPASS **A**ccumulate, **T**ransfer and **C**ontrol **H**ardware), geschickt werden, um dort parallel ausgelesen werden zu können. Dies spart Kosten (durch Wegfall vieler Kabel) und Zeit für die Datenverarbeitung ein. Außerdem ist dieses System so flexibel, dass ohne viel Aufwand einzelne Komponenten ausgetauscht oder weitere Detektoren angeschlossen werden können.

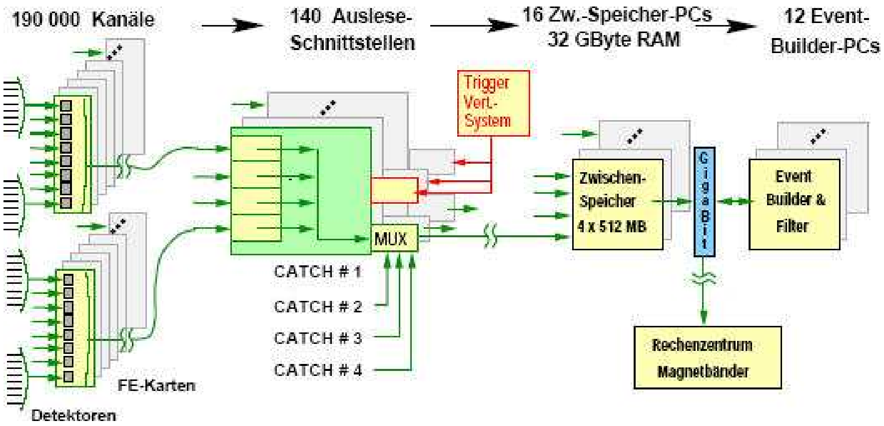

Abbildung 3.15: Aufbau des DAQ-Systems bei COMPASS.

In Abbildung 3.15 ist der Datenfluß dargestellt. Links befinden sich die Front-End-Karten direkt an den Detektoren. Wird ein Triggersignal erzeugt (s. Kap. 3.4), wird dieses durch das Triggerverteilersystem (**T**rigger **C**ontrol **S**ystem) über die TCS-Empfänger-Karte an die CATCH-Module weitergegeben. Über das Triggerverteilersystem werden noch weitere Signale an das CATCH übermittelt:

- Ein präzises Taktsignal von 38,88 MHz als Referenz für eine genaue und synchronisierte Ermittlung der Trefferzeiten in allen Detektoren.

- Ein Signal, das vor jedem Spill (s. Kap. 3.1) die Zwischenspeicher der Ausleseelektronik löscht.
- Die zwei Signale, die den Anfang (**B**egin **O**f **S**pill) und das Ende (**E**nd **O**f **S**pill) eines Spills markieren.
- Die Ereignis- und die Spillnummer.

Außerdem können für Kalibrierungs- oder Überwachungszwecke künstliche Trigger erzeugt werden, die, als solche gekennzeichnet, ebenfalls über die TCS-Empfänger-Karte in die CATCH-Module geleitet werden. Ein Vortrigger kann zwischen ≈ 100 ps und $\approx 6,6$ μs vor diesen Kalibrierungs- und Überwachungstriggersignalen erzeugt werden, wobei diese Verzögerungszeit für jede Empfänger-Karte individuell programmiert werden kann.

Das Triggersignal, der Spillanfang, das Spillende und das Resertiersignal gelangen über das CATCH-Modul an die Front-End-Karten. Dort werden die Daten aller Detektoren mit den Ereignisnummern versehen und gelangen dann parallel zurück zu den CATCH-Modulen, die die ersten Blöcke aus Informationen mit gleicher Ereignisnummer zusammenfaßen und auf Vollständigkeit überprüfen. Je nach Datenaufkommen werden bis zu vier Module mittels eines Multiplexers (MUX) zusammengeschaltet, bevor die Bytes in einheitlicher Form in 512 MB große Zwischenspeicher-Karten, den ROBs (**R**ead **O**ut **B**uffer), geschrieben werden. Diese haben Platz für Daten aus mehreren Spills und jeweils vier sind in einem PC mit zwei CPUs und zwei Bussen eingebaut: Ein Bus zur Auslese der Zwischenspeicher und einer zur Weitergabe der Informationen über Gigabit-Switches an die 12 Eventbuilder. Dort werden die Blöcke endgültig zusammengefügt, so dass das erste Ereignis auf dem ersten Eventbuilder Platz findet, das zweite Ereignis auf dem zweiten usw. bis der erste Eventbuilder wieder beim dreizehnten Ereignis an der Reihe ist. Zuletzt werden die Daten auf Magnetbänder gesichert.

Online-Überwachung

Die Steuerung der Datennahme erfolgt über *dateControl*. Mit dieser graphischen Oberfläche wählt man z. B. die Art des Triggersignals, die ROBs und die Eventbuilder aus. Außerdem kann man die Anzahl der Spills und der Triggersignale festsetzen; die Datennahme stoppt dann automatisch, wenn eine dieser Zahlen erreicht wurde. In der Strahlzeit 2004 wurden die Daten in Gruppen von je 200 Spills unterteilt.

Schon während der Datennahme ist es möglich, die Qualität der Daten zu überprüfen. Dazu wurde das Programm *MurphyTV* geschrieben [33], das einem einen Überblick über alle angeschlossenen CATCH-Module und die Datenrate verschafft. Bei Entstehung eines Fehlers teilt *MurphyTV* mit, wo er entstanden und welcher Art er ist, so dass man gezielt das Problem beheben kann. Außerdem bietet die Überwachung eine Online-Visualisierung namens *coool*. Dieses Programm, das das objektorientierte Analysepaket *ROOT* benutzt [34], nimmt stichprobenartig einen Teil aller Ereignisse und je nach Detektor werden diese in Histogramme gefüllt um verschiedene, wichtige Parameter darzustellen, und mit einem Referenzhistogramm verglichen. Beide Programme können sowohl während der Datennahme zur Überwachung betrieben als auch auf schon gespeicherte Daten angewandt werden.

Kapitel 4

Das Kalibrationssystem

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das VME-Modul "Programmable-Pulse-Generator-Modul" (PPG) entwickelt und zehn Exemplare davon gebaut. Die Aufgabe dieses Moduls ist die Kalibrierung der Driftröhrchenkammern, um die Präzision der Ortsmessung dieser Detektoren zu erhöhen und systematische Fehler zu verringern. In diesem Kapitel wird daher zunächst die Ausleseelektronik der Driftröhrchenkammern beschrieben, um die Anforderungen, die an das Modul gestellt wurden, zu verdeutlichen. Danach folgt die stufenweise Entstehung des PPG-Moduls und eine Bedienungsanleitung.

4.1 Auslese der Driftröhrchenkammer

4.1.1 Die Hauptplatine

In Kapitel 3.3.1 wurden die Driftröhrchendetektoren mit deren Aufbau und dem Zustandekommen der Signale vorgestellt. Hier wird der Weg der Signale weiterverfolgt, bis sie verstärkt und digitalisiert zum CATCH-Modul gelangen.

Nach der Generierung des Signals in den Röhrchen gelangt es auf die Hauptplatine, die auch die Hochspannung an die Anodendrähte weitergibt und an der die Front-End-Karte befestigt ist. Röhrchen derselben Größe werden zu Einheiten von 64 Kanälen zusammengefaßt, so dass jede Hauptplatine und jede Front-End-Karte für diese Anzahl ausgelegt ist. In Abbildung 4.1 ist der Aufbau einer Hauptplatine schematisch dargestellt. Die Einspeisung der Hochspannung erfolgt über einen 1 kΩ-Widerstand. Zusammen mit den 1 nF-Kondensatoren auf der linken Seite wird die Hochspannung gefiltert, um das Rauschen zu verringern. Die Hochspannung teilt sich über 1 MΩ-Widerstände auf acht Gruppen von je acht Kanälen auf. Die Anodendrähte werden mit einem 82 pF großen Kondensator und einem Widerstand R_S von 240 Ω (im Falle der 10 mm-Röhren) bzw. 270 Ω (6 mm) an die Vorverstärker gekoppelt, damit mit dem Eingangswiderstand von 120 Ω der ASD8b-Chips auf den Front-End-Karten die richtige Impedanz der Driftröhrchen von 360 Ω bzw. 390 Ω erreicht wird [35]. Schließlich wurden noch Dioden aufgelötet, die den ASD8b vor elektrischen Entladungen schützen sollen.

Auf der Hauptplatine befindet sich auch eine Testleitung ("TEST BUS"), die auf der obersten Platinenlage quer über die Signalleitungen verläuft und mit der man so in der

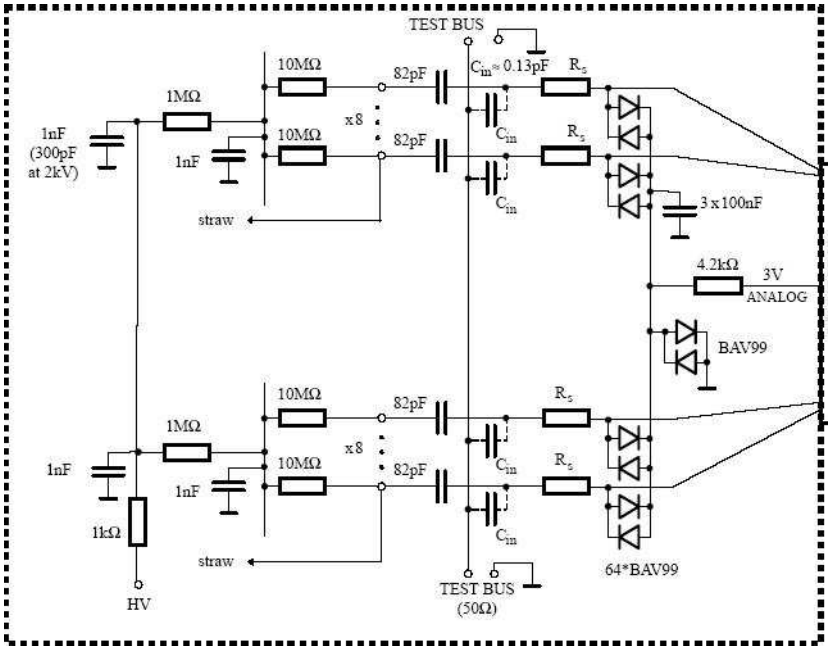

Abbildung 4.1: Schaltbild einer Hauptplatine der Driftröhrchenkammern. Das Signal des Detektors wird über die Leitung mit der Aufschrift "straw" eingespeist, das Testsignal über die "TEST BUS"-Leitung. Auf der rechten Seite schließt sich die Front-End-Karte an.

Lage ist, Signale mit $\approx 0,13$ pF auf die Anodendrahtleitungen kapazitiv einzukoppeln [36]. Diese wird benutzt, um die mit dem PPG erzeugten Impulse zu den Vorverstärkerchips zu leiten. Alle Hauptplatinen befinden sich nebeneinander auf einer Seite einer Doppellage und die Testsignalleitung ist mit einer Drahtbrücke mit der nächsten auf der benachbarten Hauptplatine verbunden (s. Abb. 5.1 in Kap. 5.1). An einem Ende dieser Anordnung befinden sich zwei LEMO-Anschlüße für die Verbindung mit dem Testsignal, wobei der eine Anschluß direkt mit der ersten Hauptplatine verbunden ist, der andere mit der letzten.

4.1.2 Die Front-End-Karte

Wie schon in Kapitel 3.5 erwähnt wurde, hat die Front-End-Karte die Aufgabe, die ankommenden Signale der Detektoren zu verstärken und zu digitalisieren, bevor sie, im Falle der Driftröhrchenkammern, mittels eines HOTLink-Senders (**H**ighspeed **O**ptical **T**ransceiver Link) seriell mit 400 MBit/s an das CATCH-Modul weitergegeben werden [32].

Auf einer Front-End-Karte (s. Abb. 4.2) befinden sich acht ASD8b-Chips, die sich jeweils aus acht Verstärker (**A**mplifier), acht Signalformer (**S**haper) und acht Diskriminatoren (**D**iscriminator) mit Nullpunktwiederherstellung (**B**aseline restoration) zusammensetzen und die Detektorsignale auslesen [37,38], bevor sie zu den $\mathcal{F}$1-TDC-Chips (**T**ime to **D**igital **C**onverter), totzeitfreie Zeitmeßchips mit hoher Auflösung [39], gelangen, die bis zu vier Triggersignale und 16 Treffer pro Kanal speichern können. Da nach der Erzeugung der Triggersignale $0,8$ μs bis $1,6$ μs vergehen, bevor sie die Front-End-Karte erreichen,

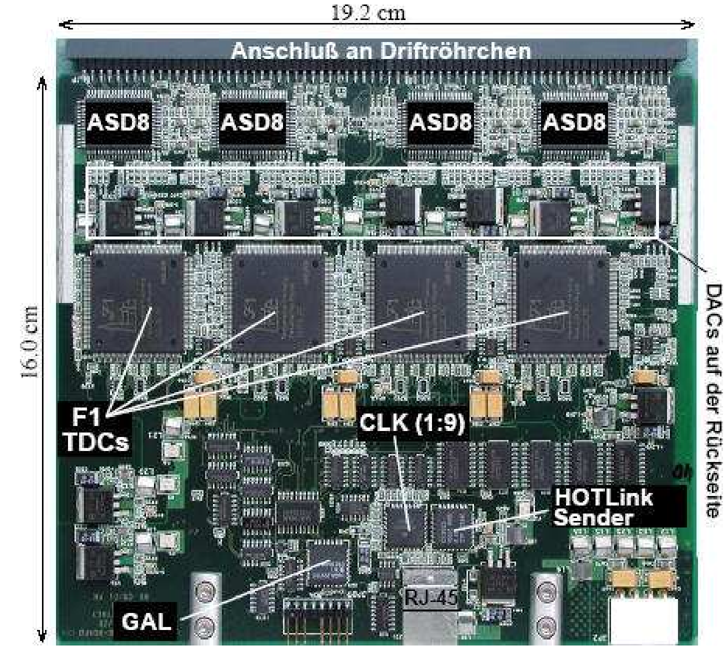

Abbildung 4.2: Die Front-End-Karte, wie sie zur Auslese der Driftröhrchenkammern verwendet wird. Vier ASD8b-Vorverstärkerchips und vier $\mathcal{F}$1-TDC-Chips sind jeweils auf der Vorder- und auf der Rückseite angebracht. Ebenfalls auf der Rückseite sind die DACs zum Setzen der Diskriminatorschwellen.

werden eventuelle Trefferinformationen zwischengespeichert. Nach Eintreffen des Triggers wird zurückdatiert, welche Treffer innerhalb eines Zeitfensters, das 200 ns in der Strahlzeit 2004 betrug, gleichzeitig mit dem triggerauslösenden Teilchen im Detektor registriert wurden. Die Schwellenspannungen der Diskriminatoren werden mit acht DACs (**D**igital to **A**nalog **C**onverter) gesetzt, die ihre Information über den $\mathcal{F}$1-TDC erhalten, der auch die Daten digitalisiert und dann an den HOTLink-Sender weitergibt. Da die Front-End-Karte 64 Kanäle bedienen muss, sind es acht ASD8b-Chips und acht TDCs, die jeweils acht Kanäle auslesen.

4.1.3 Der Vorverstärkerchip und die Anforderungen an die Elektronik

Um eine effiziente und präzise Spurekonstruktion zu erreichen, ist eine hohe Genauigkeit bei der Ortsmessung erforderlich. Dafür ist es notwendig, dass die Treffer in den Driftröhrchendetektoren möglichst genau vermessen werden, um aus den Driftzeiten die Durchgangsorte bestimmen zu können, die mit den Informationen der anderen Detektoren zu den Flugbahnen führen.

Eine Möglichkeit zur Verbesserung der Spurrekonstruktion bietet die präzise Einstellung der ASD8b-Vorverstärker bei möglichst niedriger Ansprechschwelle des Diskriminators. Der Diskriminator gibt ein Signal aus, wenn ein eingehendes Signal die vorher gesetzte Schwelle überschreitet. Da die Information des Ortsdurchgangs die ersten Elektronen, die den Anodendraht erreichen, tragen, soll diese Schwelle möglichst niedrig sein, um diese ersten Elektronen messen zu können.

Jeder dieser Chips verarbeitet acht Signale, wobei jeder Diskriminatorkanal der Ebers-Moll-Gleichung [40]

$$U_{TH}(Q) = U_0 \cdot \frac{\exp(\frac{2k}{U_0}(Q - Q_{DC})) - 1}{\exp(\frac{2k}{U_0}(Q - Q_{DC})) + 1} \tag{4.1}$$

gehorcht (s. Abb. 4.3). Dabei ist $U_{TH}(Q)$ die von der Ladungsmenge Q abhängige Schwellenspannung, U_0 die Sättigungsspannung und k die Steigung der Kurve bei dem Schnittpunkt Q_{DC} der Kurve mit der x-Achse. Es gilt zu beachten, dass die influenzierten Signale negative Ladungsmengen sind, ebenso wie die Diskriminatorschwellen negative Werte besitzen.

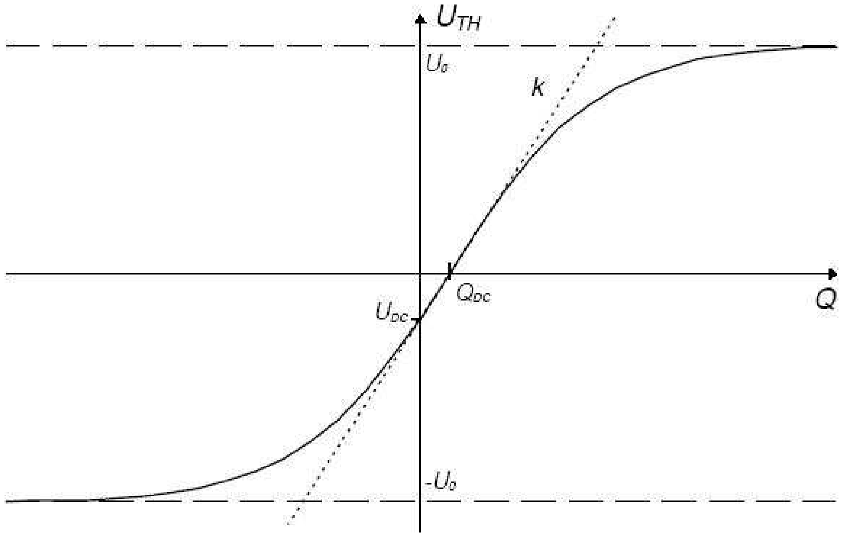

Abbildung 4.3: Die Ebers-Moll-Gleichung, die die Charakteristik des ASD8b-Chips beschreibt: Die Schwellenspannung U_{TH} ist eine Funktion der Ladung Q. U_0 ist die Sättigungsspannung, Q_{DC} bzw. U_{DC} der Schnittpunkt mit der x- bzw. y-Achse und k die Steigung der Kurve bei $Q = Q_{DC}$.

Allerdings verhalten sich diese acht Kanäle unterschiedlich, wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist. Daher wurde nach einer Möglichkeit gesucht, die unterschiedlichen Verhaltensmuster der Vorverstärkerchips anzugleichen. Die Idee war, ein Modul zu entwickeln, das in der Lage ist, negative Spannungspulse zu erzeugen, die auf die Testsignalleitungen der Hauptplatinen der Driftröhrchenkammern eingespeist werden, und die Reaktion der ASD8b-Chips darauf mit dem DAQ-System aufzunehmen. Mit den so gewonnenen Daten kann man die Parameter U_0, k und Q_{DC} der Funktion $U_{TH} = f(Q)$ jedes einzelnen Kanals bestimmen und die dazugehörige Schwelle so setzen, dass sich alle Kanäle bei einer bestimmten injizierten Ladungsmenge gleichverhalten. Zusätzlich soll das Modul während der regulären Datennahme Spannungspulse in der off-spill-Zeit produzieren, um das Ansprechen der Verstärkerchips kontinuierlich zu überwachen. Da während der Datennahme die Diskriminatorschwellen nicht verändert werden, erhält man einen Punkt der Ebers-Moll-Gleichung. Zusammen mit den oben erwähnten, bereits ermittelten Parametern kann man eventuelle Veränderungen beobachten.

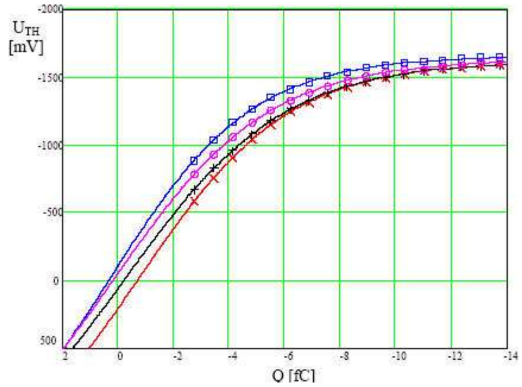

Abbildung 4.4: Die Charakteristik der Schwellenspannung U_{TH}. Gezeigt sind Kanal 2 (rote x), Kanal 4 (blaue Quadrate), Kanal 6 (schwarze +) und Kanal 8 (magentafarbene Kreise) eines ASD8b-Chips.

Außerdem ergibt sich aus der Charakteristik ein Vergleichswert für das Untergrundrauschen eines Kanals, mit dessen Hilfe eine möglichst niedrige Schwelle gesetzt werden kann zur Vermeidung systematischer Fehler bei der Driftzeitmessung: Die Driftzeit ergibt sich aus der Zeitdifferenz zwischen dem Zeitpunkt des Durchflugs des geladenen Teilchens durch das Driftröhrchen und dem Zeitpunkt, bei dem die ersten Elektronen den Anodendraht erreichen bzw. deren Ladung ausreicht, die gesetzte Schwelle zu überschreiten. Typische Signale eines solchen Ereignisses sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Signale A und B sind zeitgleich, besitzen aber eine unterschiedlich hohe Amplitude. Dadurch wird die Diskriminatorschwelle im Falle von A früher erreicht (zur Zeit t_A) als bei B (t_B). Dadurch ergibt sich ein Zeitversatz, der sich mit kleinerer Schwelle verringert.

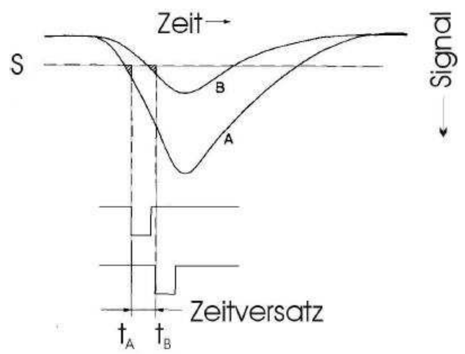

Abbildung 4.5: Entstehung systematischer Fehler durch die Wahl der Diskriminatorschwellen.

Um die Charakteristik aufzunehmen, müssen die erzeugten Spannungspulse eine Anstiegs- bzw. Fallzeit von 5 ns bis 10 ns bei Amplituden von bis zu -9 V, eine variable Signalbreite und eine Verzögerung zum Triggersignal besitzen, um an den verschiedenen Stationen der Driftröhrchenkammern, die an verschiedenen Orten des COMPASS-Spektrometers stehen und damit verschieden lange Signallaufzeiten besitzen, eingesetzt werden zu können.

Die hohe Amplitude ist nötig, da die Signale einen 20 dB-Abschwächer durchlaufen, der sich direkt an einem der LEMO-Anschlüsse der Hauptplatine befindet (s. a. Abb. 5.1 in Kap. 5.1). Durch den Abschwächer werden die Amplituden eventueller Störsignale auf den Zuleitungen ebenfalls verkleinert und fallen damit nicht mehr ins Gewicht. Die Signalbreite muss so groß sein, dass die absinkende und die steigende Flanke von dem Vorverstärkerchip getrennt registriert werden kann; die Breite wurde mit 200 ns so groß gewählt, dass nur die abfallende Flanke des Testpulses in ein Zeitfenster der TDC-Auslese von 200 ns fällt, da auch die Driftröhrchenkammern nur negative Pulse erzeugen. Außerdem soll das Modul möglichst temperaturunabhängig sein und Triggerfrequenzen von bis zu 100 kHz verarbeiten. Um eine Fernkontrolle zu besitzen, entschied man sich für die Steuerung mit dem VME-Interface (**V**ersa **M**odule **E**urocard), die auch bei dem CATCH-Modul zur Anwendung kommt.

4.2 Entwicklung des PPG-Moduls

Um die im voherigen Kapitel angesprochen Schaltzeiten zu erreichen wurde zuerst mit einem MOSFET als elektronischen Schalter experimentiert. Der ZXMD63N02X vom Hersteller Zetex Semiconductors, der laut Datenblatt Flanken dieser Größenordnung erreichen soll, ist ausgewählt worden. Die Schaltung zum Testen der Zeiten war ebenfalls im Datenblatt verzeichnet und wurde nachgebaut, wobei als Signalgeber der Funktionsgenerator 8110A von Hewlett Packard diente, der auf verschiedene Frequenzen von 100 kHz bis 150 kHz eingestellt war. Allerdings ergab sich, dass bei den Schaltvorgängen Spitzen auf dem Oszilloskop sichtbar wurden, die durch leichte Veränderung der Schaltung nicht verringert werden konnten.

Daraufhin wurde die Schaltung der Pulserbox, die für ASD8b-Messungen benutzt worden ist [40], auf einer Testplatine nachgebaut. Nach einigen Veränderungen entstand folgende Schaltung (s. Abb. 4.6): Die durch den DAC erzeugte Spannung wird durch einen Spannungsfolger geleitet, der aus dem Verstärker AD824 und dem Transistor BC817 besteht, und somit der maximale Ausgangsstrom erhöht. Die Kondensatoren C3 und C4 dienen als Ladungsspeicher und werden über den Widerstand R1 entladen, wenn die DAC-Spannung verringert und kein Triggersignal eingespeist wird. Der Transistor BFG235 ist als Schalter in einer Emitterschaltung eingebaut, dessen Strom durch den Basiswiderstand R4 begrenzt wird. Der Kollektorwiderstand R2 ergibt zusammen mit R3 eine serielle Terminierung des Ausgangs. Die Impulserzeugung findet mit Hilfe von Kondensator C5 statt. Ist Q2 offen, lädt sich der Kondensator über den Widerstand R2 auf. Schließt man den Transistorschalter durch ein Triggersignal, ist C5 auf der einen Seite mit der Erde verbunden und gibt die Spannung als Puls an den Ausgang weiter. Die Zeitkonstante von R2 und C5, $\tau = 470\ \text{nF} \cdot 47\ \Omega = 22,1 \cdot 10^{-6}$ s, ist so gewählt, dass bei Erzeugung eines Impulses der Breite 200 ns die Amplitude innerhalb dieser Zeit nur um 0.9% abnimmt und somit fast Rechteckimpulse entstehen.

Schrittweise entstand die Schaltung, die im PPG Anwendung findet: Die Einspeisung der DAC-Spannung fand erst durch ein Netzgerät statt, danach durch Einbau eines 12bit-DACs, dessen Ansteuerung durch drei Hexschalter erfolgte, die im Enddesign durch den

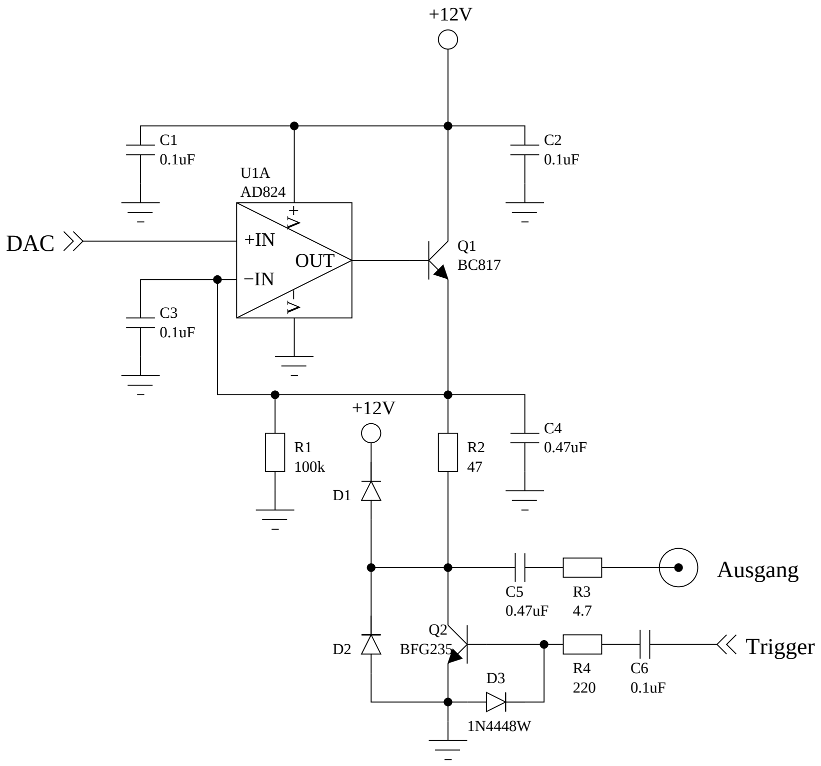

Abbildung 4.6: Die Schaltung zur Erzeugung schneller Impulse.

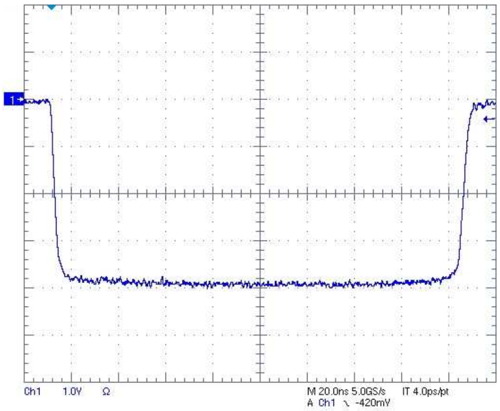

Abbildung 4.7: Ausgangssignal des PPG-Moduls, abgegriffen mit dem Oszilloskop. Ein Kästchen entspricht 20 ns bzw. 1 V.

FPGA-Chip ersetzt wurden, der das Programm des Moduls enthält (s. Abb. 4.9). Durch diesen Chip gelangen auch die Triggersignale auf die Schaltung, die zunächst mit einem Frequenzgenerator simuliert wurden. Nach jeder Veränderung erfolgte die Aufnahme von Messreihen zur Überprüfung der Linearität der Spannungsverstärkung, der Frequenz- und der Temperaturabhängigkeit für drei verschiedene Transistoren. Schließlich entschied man sich für den Transistor BFG235, der am besten die Anforderungen erfüllt, bei dem sich bei den Temperaturmessungen mit einem Kältespray keine signifikanten Änderungen des Spannungshubs oder der Fallzeiten ergaben und dessen Amplitude bis zu Frequenzen von 100 kHz stabil ist. Abbildung 4.7 zeigt ein mit dem Oszilloskop aufgenommenes Signal, dass mit dem fertigen Modul erzeugt wurde. In Abbildung 4.8 ist links die Linearität des DAC-Transistor-Systems dargestellt, rechts die Abweichung von der Fitgeraden in Prozent. Auf der x-Achse ist jeweils die Einstellung der DAC-Spannung aufgetragen.

Der nächste Schritt war die Erstellung der Schaltpläne. Dazu war es nötig, sich über alle Funktionen des Moduls klar zu werden und daraufhin die entsprechenden Bauteile auszuwählen. Es entstand ein Blockschaltbild zur Orientierung (s. Abb. 4.9). Das Herzstück bildet der FPGA (**F**ield **P**rogrammable **G**ate **A**rray), ein wiederprogrammierbarer Logikbaustein, der alle logischen Verknüpfungen enthält. Er besteht aus konfigurierbaren Logikblöcken (**C**omplex **L**ogic **B**locks), die über eine programmierbare Matrix von Leitungen miteinander verbunden sind und deren Aufbau Look-Up-Tabellen (LUT) bilden, mit denen jedmögliche Logikfunktion realisiert werden kann. Der große Vorteil bei diesem Chip besteht darin, dass das implementierte Programm ausgewechselt werden kann. So ist man in der Lage, jederzeit Veränderungen an dem FPGA-Design vornehmen zu können, um z. B. weitere Funktionen aufzunehmen. Daneben findet ein weiterer programmierbarer Chip auf dem Modul Anwendung: Der CPLD (**C**omplex **P**rogrammable **L**ogic **D**evice), der im Unterschied zum FPGA einen anderen Aufbau besitzt und sein Design nach Abschalten des Stroms nicht verliert. Der FPGA muss bei jedem Anschluß an die Spannungsversorgung neu programmiert werden. Dazu befindet sich ein PROM (**P**rogammable **R**ead **O**nly **M**emory) auf dem Modul, der das Design des FPGAs enthält und seinen Speicherinhalt bei

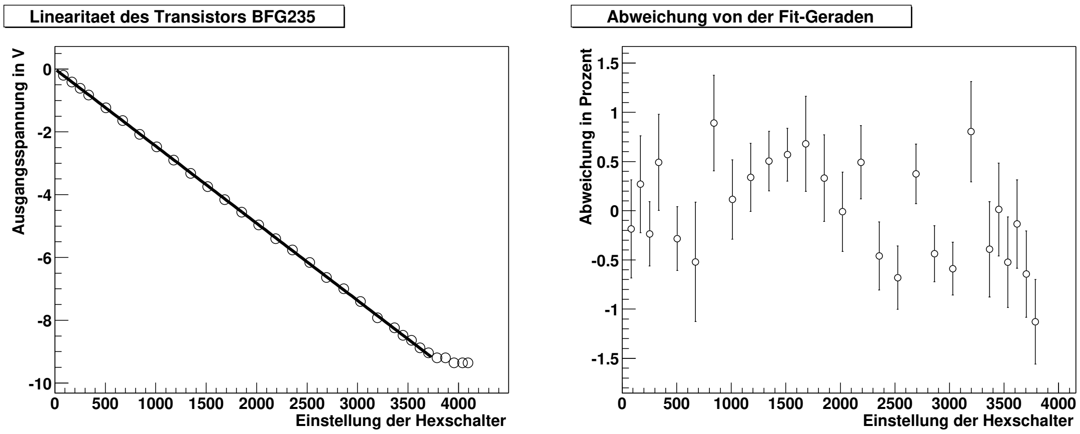

Abbildung 4.8: Graph zur Überprüfung der Linearität der Ausgangsspannung der Testplatine. Links ist die absolute Ausgangsspannung gegen die Einstellung am DAC aufgetragen (von 0 bis 4095, also von 0x000 bis 0xfff), rechts die Abweichung von der Fitgeraden in Prozent.

Initialisierung automatisch in den FPGA lädt. Weitere Möglichkeiten der Programmierung sind durch eine serielle und eine JTAG-Schnittstelle (**J**oint **T**est **A**ction **G**roup) gegeben.

Wie schon in Kapitel 4.1.3 erwähnt, wird die VME-Architektur genutzt. Somit befinden sich an der Modulrückseite die VME-Stecker, mit denen der Austausch von Daten stattfindet und die die Spannungsversorgung sicherstellen; auf dem Modul arbeitet der CPLD als Schnittstelle. Es können verschiedene Signale als Trigger verwendet werden. Zum einen gelangen über die TCS-Empfänger-Karte (s. Kap. 3.5) mehrere zu dem PPG-Modul, der 40MHz-Oszillator kann nach einem Frequenzteiler als Generator dienen, ebenso ist es möglich, das NIM-Signal eines externen Funktionsgenerators einzuspeisen. Darüberhinaus hat einer der vier Knöpfe auf der Modulvorderseite die Funktion, einen Trigger auszulösen. Einerseits erreicht das ausgewählte Triggersignal durch den FPGA die Pulserbox, die die oben beschriebene Schaltung enthält, andererseits werden 12 Datenbits vom Logikbaustein mit Hilfe von acht DACs in analoge Spannungen umgewandelt und in die Pulserbox gegeben, die daraus acht Impulse erzeugt und auf die acht LEMO-Buchsen, ebenfalls auf der Vorderseite, gibt. Außerdem befinden sich auf jedem Modul zwei Verzögerungschips (Delaychips) um Signallaufzeiten auszugleichen und die Breite der erzeugten Impulse zu variieren, LEDs und Testpins zur Überprüfung der Spannungsversorgung und bestimmter Signale, sowie ein Display und drei weitere Knöpfe, die die Impulsparameter direkt am Modul, also unabhängig vom VME-Bus, verändern sollen. Darüberhinaus sind auf jedem PPG zwei Hexschalter aufgelötet, die dem Modul eine eindeutige VME-Bus-Adresse zuweisen.

Nach Auswahl der Bauteile zur Erfüllung oben genannter Funktionen und Erstellung der Schaltpläne, die im Anhang A zu finden sind, erfolgte das Design der Platine. Danach wurden in der Elektronikwerkstatt des physikalischen Instituts die Schaltplaneingabe und die Entflechtung der Signalleitungenvorgenommen, um die Produktion der Platine und der

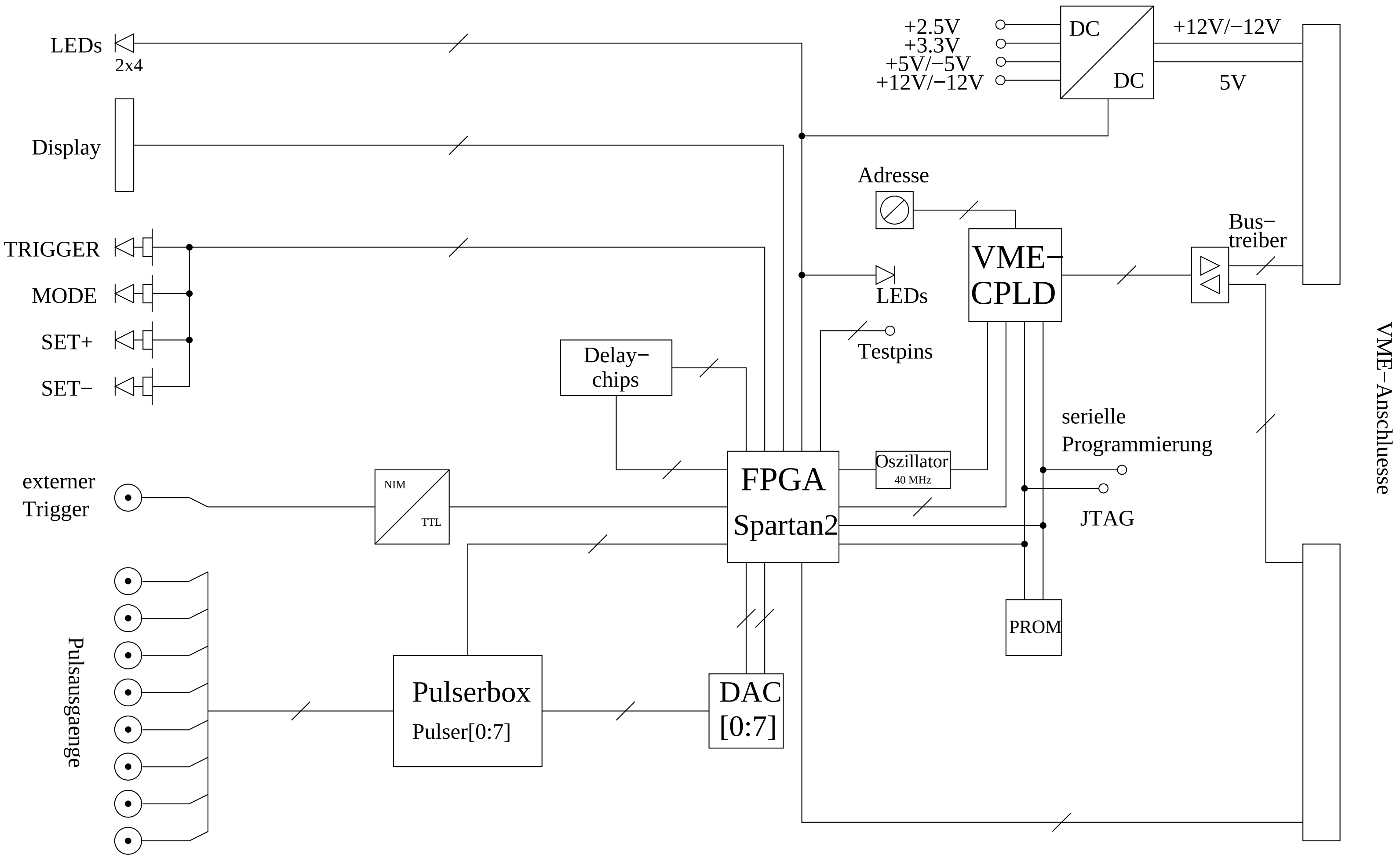

Abbildung 4.9: Das Blockschaltbild des PPG-Moduls.

Lötmaske an privaten Firmen weitergeben zu können. In der Mechanikwerkstatt wurde das Design der Frontplatte umgesetzt. Während dies geschah, wurde das FPGA-Design entwickelt, das im kommenden Kapitel erläutert wird.

4.3 Programmierung

Die Software "Foundation F3.1i" der Firma Xilinx diente zur Erstellung des FPGA-Designs. Dem Benutzer stehen dazu verschiedene Möglichkeiten offen. Beim PPG-Modul wurde die Hauptebene des Programms mit Hilfe einer schematischen Oberfläche erstellt, die einen in die Lage versetzt, die gewünschten Elemente wie z. B. Flip-Flops, UND- und ODER-Gatter oder Register auf dem Bildschirm zu platzieren und mit Leitungen miteinander zu verbinden. Parallel dazu wurde teilweise die Programmiersprache *ABEL* (**A**dvanced **B**oolean **E**xpression **L**anguage) verwendet. Abbildung 4.11 zeigt die Hauptebene des Moduldesigns, die wiederum aus sogenannten Macros besteht. So entstand das Projekt "basis", das das Programm des FPGAs enthält und hier vorgestellt wird.

Alle Signalleitungen, die verwendet werden, sind auf der linken Seite dargestellt. Sie werden über ein Pad und einen Input/Output-Buffer von den FPGA-Beinchen zu den CLBs geleitet. Genauso werden Ausgangssignale auf der rechten Seite wieder auf die Platine geführt. Für die VME-Kompatibilität sorgen die Macros B und C. Da die Daten über einen 32bit breiten Bus sowohl in den FPGA gelangen als auch über die gleichen Leitungen ausgelesen werden, muss sichergestellt sein, dass bei einem Lesebefehl zur richtigen Zeit die Daten am Ausgang anliegen und bei einem Schreibbefehl die Datenleitungen nicht belegt sind.

Der Adressendekodierer (Macro A) verarbeitet den Adressenbus und den Datenbus. Der 32bit-Adressenbus besteht aus fest vorgegebene Bits, der Identifikationsnummer des Moduls und einer Reihe von variablen Bits, mit denen die verschiedenen Funktionen angesteuert werden (s. Abb. 4.10). Ist eine Adresse bei einem Schreibbefehl richtig erkannt worden, werden die Daten an den dazugehörigen Macro weitergeleitet und nur dieser durch den Adressendekodierer freigeschaltet. Umgekehrt werden bei einem Lesebefehl die Daten eines Macros über den Dekodierer an den Ausgang angelegt.

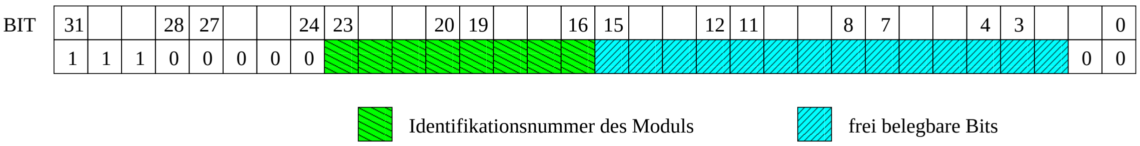

Abbildung 4.10: Die Struktur des 32bit breiten Adressbusses.

Macro D speichert die 12 Bits für die Erzeugung der analogen Spannungen mit den DACs in RAM-Bausteinen (**R**andom **A**ccess **M**emory) und ein Bitmuster zur Freischaltung der Konvertierer. Somit können alle acht Ausgänge des Moduls Impulse unterschiedlicher Amplitude erzeugen. Macro E beinhaltet die Logik der automatischen Aufnahme der Schwellencharakteristik, wie sie in Kapitel 4.4 beschrieben wird. Die Ausgangssignale

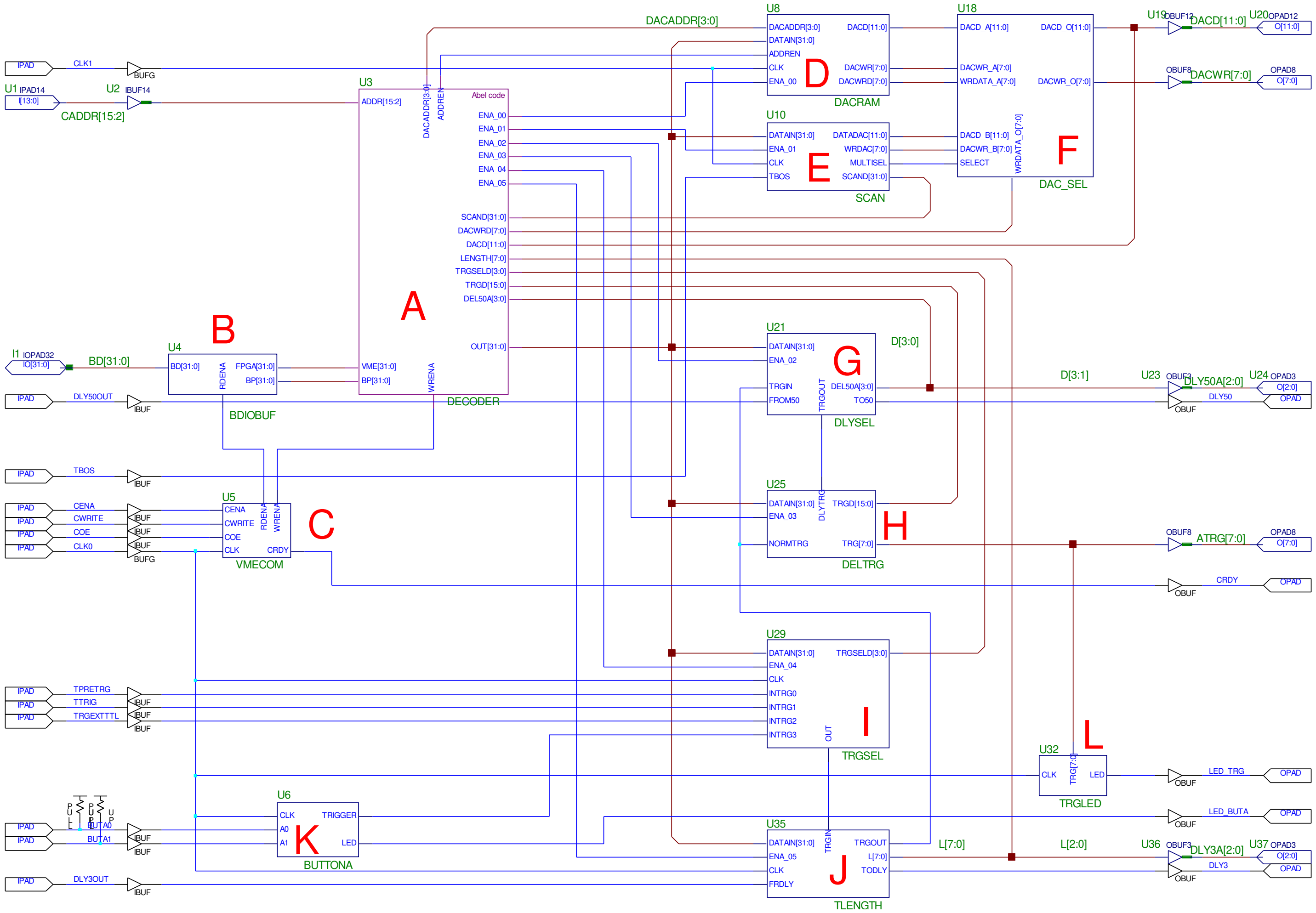

Abbildung 4.11: Die Hauptebene des FPGA-Designs des Projekts “basis”, programmiert mit der schematischen Oberfläche von Xilinx. Die Logik der einzelnen Modulfunktionen sind in den Macros untergebracht.

beider werden über Macro F an die acht DACs gelenkt.

Wie bereits im letzten Kapitel erwähnt stehen mehrere Triggersignale zur Verfügung (durch Drücken des Knopfes entsteht ein solches mittels Macro K). Alle Trigger laufen im Macro I zusammen, wobei nur der selektierte an Macro J geleitet wird, um dort mit Hilfe eines der beiden Verzögerungschips auf die gewünschte Breite gebracht zu werden. Soll das Triggersignal verzögert werden, durchläuft es Macro H, ansonsten gelangt es in Macro G, mit dem man auswählen kann, welche der acht Ausgänge einen Trigger erhalten und somit einen Spannungspuls erzeugen und welche abgeschaltet werden. Schließlich bewirkt jedes Triggersignal mit Hilfe von Macro L ein Aufleuchten einer LED an der Modulvorderseite.

4.4 Bedienung

Tabelle 4.1: Die Adressen zur Steuerung des PPG-Moduls.

Adresse hexadezimal	Daten hexadezimal	Funktion
10a0	bccc*	manuelles Setzen der DAC-Werte
2000	d	Triggerauswahl
3000	ef	Signalbreite festlegen
4000	gh	Signalverzögerung festlegen
5000	ijklmnop	Trigger an/aus
6000	qrssttuu	automatische Abtastung

* = gilt nur bei einem Schreibbefehl; bei einem Lesebefehl erhält man bbccc

Zur Bedienung des PPG-Moduls (s. Abb. 4.12) stehen dem Nutzer zwei Möglichkeiten zur Verfügung. Entweder werden die Funktionen direkt über VME-Befehle angesteuert und ausgeführt, oder man benutzt die graphische Oberfläche *ppgControl*, bei der diese Befehle in Form von Knöpfen und Eingabefeldern dargestellt sind. Die Ansteuerung eines Moduls erfolgt über den Adressbus. Alle Adressen zur vollständigen Bedienung sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Sie sind sowohl für Lese- als auch für Schreibbefehle gültig und werden an Stelle von Bit 15 bis Bit 0 des Adressbusses eingesetzt (s. Abb. 4.10), wobei Bit 0 und 1 immer Null sein müssen. Lesebefehle werden durch “vme_read” und dem Anhängen der entsprechenden Adresse ausgeführt, Schreibbefehle durch “vme_write”, der Adresse und den Datenbits. Die einzelnen Funktionen stellen sich wie folgt dar (**Anmerkung**: Bei der hexadezimalen Schreibweise wird ein “0x” vorangesetzt):

Manuelles Setzen der DAC-Werte:

Hier dient die Hex-Zahl a als Platzhalter für einen der 16 Speicherplätze, in denen das Bitmuster zur Erzeugung der analogen Spannung abgelegt wird. Das Datenwort enthält eine Hex-Zahl (b) für die Freigabe der DACs und drei (ccc) für die zu erzeugende Am-

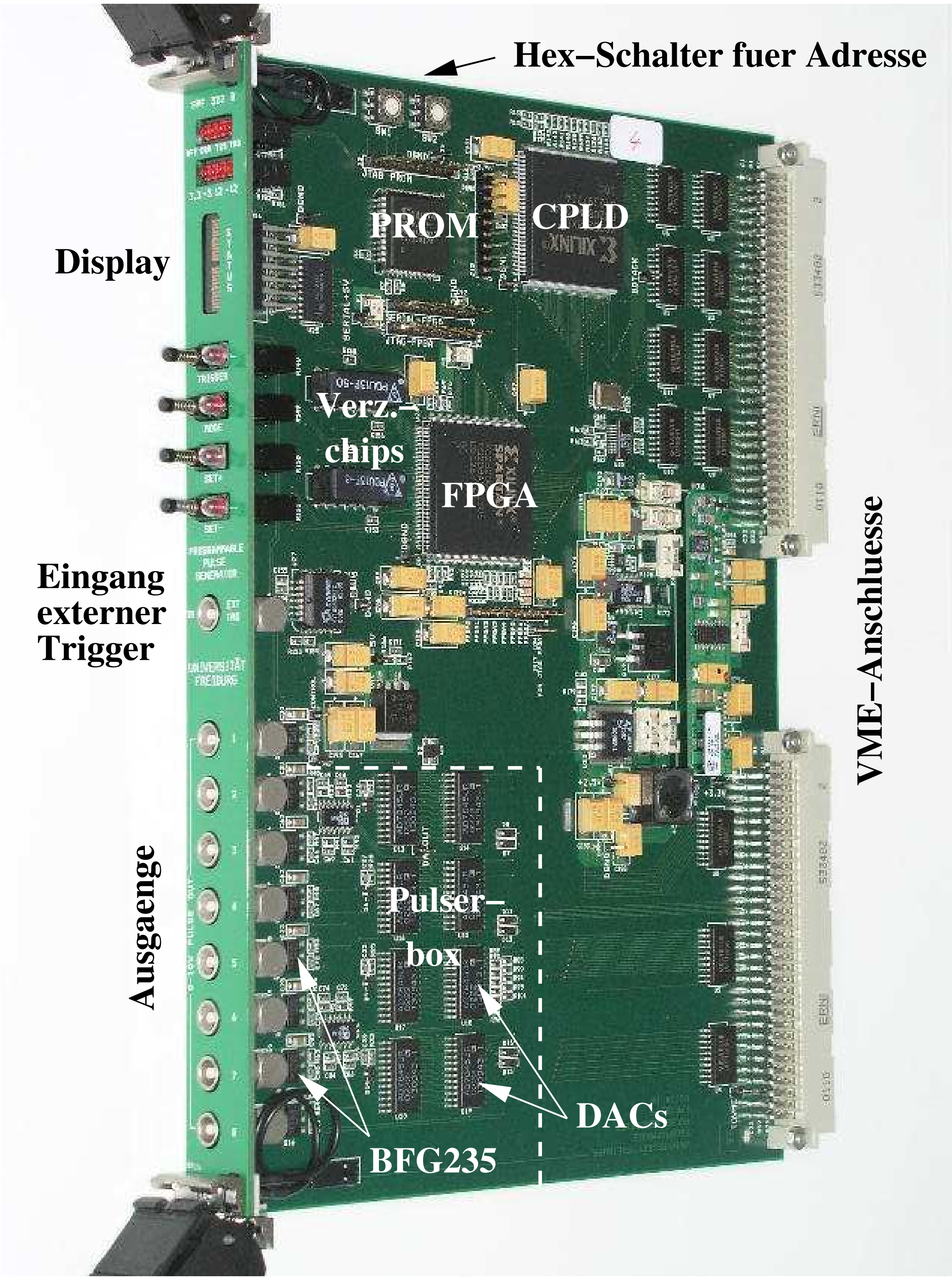

Abbildung 4.12: Die Vorderseite des "Programmable Pulse Generator"-Moduls.

plitude, die von 0x000 bis 0xfff läuft. Die Umrechnung auf Volt stellt sich wie folgt dar (x bezeichnet den dezimalen Wert der Amplitude):

$$U = -(x \cdot 0,00208 + 0,05644)\ V; \tag{4.2}$$

die Voreinstellung ist 0x000.

Um ein Bitmuster in den DAC zu laden, muss er freigeschaltet werden, was mittels der Hex-Zahl b in folgender Weise geschieht:

- b = 0x0: alle DACs sind verriegelt (Voreinstellung)
- b = 0x1: nur der DAC von Ausgang 1 wird freigeschaltet
  ⋮
- b = 0x8: nur der DAC von Ausgang 8 wird freigeschaltet
- b = 0x9: alle DACs sind verriegelt
  ⋮
- b = 0xe: alle DACs sind verriegelt
- b = 0xf: alle DACs werden freigeschaltet

Es können also entweder nur einer oder alle DACs gleichzeitig geladen werden. Will man mehrere mit verschiedenen Bitmuster laden, sind dementsprechend mehrere Befehleingaben notwendig.

Bei einem Lesebefehl werden zwei Hex-Zahlen zurückgegeben, wobei jedes Bit dieser beiden Zahlen für einen DAC steht: Das letzte Datenbit 19 für Ausgang 8 und Datenbit 12 für Ausgang 1. Dabei bedeutet ein gesetztes Bit ("1") ein freigeschalteten DAC und "0" einen verriegelten. Datenbit 0 bis 11 geben die aktuell anliegende Amplitude an. Ist die Funktion angeschaltet, die automatisch eine Sequenz von Pulsen steigender Amplitude zur Abtastung der ASD8b-Chips erzeugt, werden die DAC-Werte dieser Funktion übermittelt und es ist nicht möglich, mit diesem Befehl Veränderungen an den DAC-Werten vorzunehmen.

Will man also am Ausgang 3 des Moduls 04 einen Spannungspuls mit der Amplitude $-4,5$ V erzeugen und das dafür notwendige Bitmuster auf den Speicherplatz 13 legen, verwendet man "vme_write e00410c0 3858".

Trigger auswählen:

Mit dieser Funktion wird ein Signal als Trigger ausgewählt. Folgende Signale stehen zur Verfügung:

- d = 0x0: Das Vortriggersignal, das über die TCS-Empfänger-Karte (s. Kap. 3.5) in das Modul gelangt, wird benutzt. Dadurch können z. B. die Spannungspulse off-spill erzeugt werden (s. Kap. 3.1). Diese Wahl entspricht der Voreinstellung, da bei der automatischen Abtastung die mit dem PPG erzeugten Impulse nicht gleichzeitig mit den realen Daten on-spill auf die Hauptplatine der Driftröhrchenkammer gelangen sollen.

- d = 0x1: Das Triggersignal wird ausgewählt, das die Hodoskope erzeugen (s. Kap. 3.4) und das ebenfalls durch die TCS-Empfänger-Karte eingespeist wird.
- d = 0x2: Signale, die mittels der LEMO-Buchse an der Stirnseite angeschlossen werden, wie z. B. ein Frequenzgenerator, dienen als Trigger.
- d = 0x3: Bei dieser Wahl ist der Knopf mit der Beschriftung "TRIGGER" freigeschaltet. Das Betätigen löst ein Triggersignal aus.
- d = 0x4: Mit Hilfe des Oszillators des Moduls wird ein 20kHz-Triggersignal erzeugt.

Signalbreite festlegen:

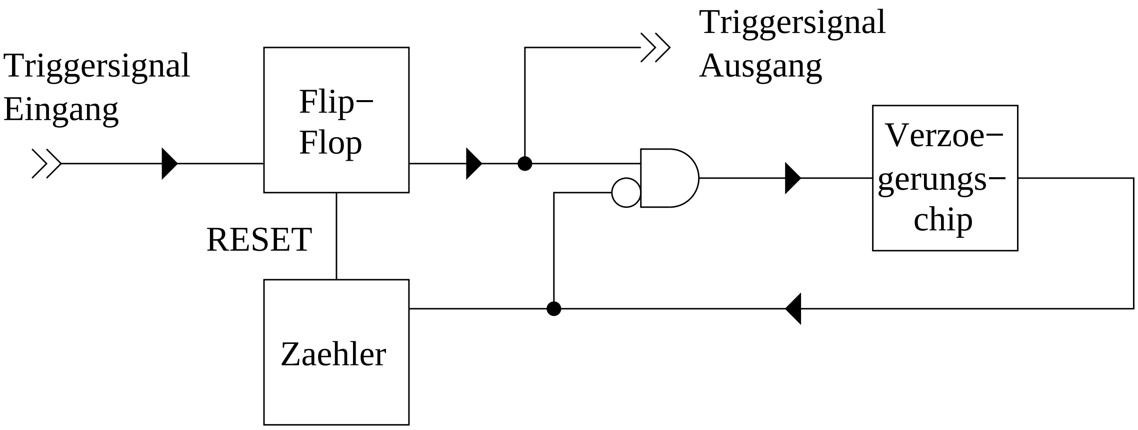

Abbildung 4.13: Schematische Darstellung des Macros zur Erzeugung der Signalbreite.

Die Breite eines Pulses wird erzeugt, indem der Trigger mehrere Male durch einen Verzögerungschip geleitet wird (s. Abb. 4.13). Das Triggersignal setzt den Flip-Flop und erzeugt die erste Flanke. Gleichzeitig wird dieses Signal an den Verzögerungschip geleitet, dessen innere Laufzeit durch die Hex-Zahl f, die von 0x0 bis 0x7 läuft, eingestellt wird. Das Signal durchläuft die UND-Verzögerungschip-Schleife so lange, bis die Anzahl der Durchläufe der am Zähler eingespeicherten Hex-Zahl e entspricht. Ist dies der Fall, sendet der Zähler ein Signal zur Resertierung an das Flip-Flop und die zweite Flanke des Triggersignals wird erzeugt. Um eine Breite von 200 ns festzusetzen, wird die Voreinstellung 0xc0 benutzt. In der Tabelle 4.2 sind die Signalbreiten bei verschiedenen Kombinationen der beiden Hex-Zahlen aufgetragen, wobei von Zeile zu Zeile die Hex-Zahl f verändert wird, von Spalte zu Spalte die Hex-Zahl e.

Signalverzögerung festlegen:

Die Impulse müssen innerhalb eines bestimmten Zeitfensters zu den Driftröhrchenkammern

Tabelle 4.2: Die Meßwerte der Signalbreite bei verschiedenen Einstellungen. Um die Hex-Zahl ef zu erhalten, wird die Hex-Zahl der entsprechenden Spalte zu der Hex-Zahl der entsprechenden Zeile addiert.

	0x00	0x10	0x20	0x30	0x40	0x50	0x60	0x70
0x0	215,3	n. m.	n. m.	n. m.	59,3	85,9	103,6	118,8
0x1	215,3	n. m.	n. m.	38,3	79,8	102,1	119,4	137,8
0x2	215,3	n. m.	n. m.	65,3	95,3	116,6	136,6	160,1
0x3	215,3	n. m.	n. m.	80,7	107,5	130,7	155,3	183,0
0x4	215,3	n. m.	34,8	93,8	120,4	148,3	178,4	207,6
0x5	215,3	n. m.	57,3	104,2	133,1	166,8	199,3	229,7
0x6	215,3	n. m.	70,8	113,1	145,4	183,3	216,5	249,3
0x7	215,3	n. m.	80,2	121,4	158,1	198,7	233,1	269,5

	0x80	0x90	0xa0	0xb0	0xc0	0xd0	0xe0	0xf0
0x0	133,3	149,7	167,1	185,0	200,7	215,5	230,2	245,1
0x1	156,6	177,7	196,8	215,6	232,2	249,6	267,3	286,4
0x2	182,9	205,2	225,1	246,1	266,1	287,7	309,1	330,3
0x3	206,8	230,2	252,7	277,8	301,7	325,8	348,6	371,3
0x4	232,8	259,9	287,3	316,5	342,1	368,1	394,1	422,1
0x5	258,3	290,4	321,0	351,7	379,8	410,4	440,4	470,4
0x6	282,0	317,3	349,1	382,0	414,3	447,8	479,3	512,4
0x7	306,0	342,5	376,3	413,8	448,6	483,9	518,7	555,0

Die Werte sind jeweils in ns $\pm 0,1$ ns angegeben

n. m. = nicht meßbar, da zu kurze Breite gelangen. Dazu ist es nötig, die mit dem Modul erzeugten Impulse zu verzögern. Dies geschieht ebenfalls mit einem Verzögerungschip, dessen Einstellung man mit der Hex-Zahl g bestimmen kann, die Werte von 0x0 bis 0x7 annimmt; die so gewählte Zeit ist g multipliziert mit 50 ns. Zusätzlich muss diese Funktion mit der Hex-Zahl h eingeschaltet werden (h = 0x1: Signal wird verzögert; h = 0x0: Verzögerung aus). In der Strahlzeit 2004 ergaben sich für die Station ST03 und das Submodul ST04 eine Verzögerung von 50 ns, für die beiden Submodule ST05 und ST06 350 ns. Da die ersten Charakteristika, die bestimmt wurden, diejenigen des Submoduls ST05 waren, ist hier die Voreinstellung 0x71.

Triggerstatus:

Bei dieser Funktion steht jede Hex-Zahl für ein Triggersignal eines Ausgangs: i für Ausgang 8, p für Ausgang 1. Folgende vier Werte sind für jeden Trigger möglich:

- p = 0x0: Der Trigger ist ausgeschaltet.
- p = 0x1: Der Trigger wird unverzögert weitergegeben.
- p = 0x2: Der Trigger wird mit der im letzten Paragraphen beschriebenen, gewählten Zeit verzögert. (Voreinstellung)
- p = 0x3: Der Trigger ist ausgeschaltet.

Automatische Variation der Pulsamplituden:

In dem Programm des PPG-Moduls wurde eine Funktion eingebaut, die für eine automatische Abtastung sorgt und es damit nicht mehr notwendig ist, irgendwelche Einstellungen selbst vornehmen zu müssen. Die Funktionsweise der Abtastung besteht darin, dass nach jedem Spill (s. Kap. 3.5) die Amplitude der erzeugten Spannungspulse um eine feste Größe erhöht wird und so die Charakteristik der Schwellenspannung über einen gewissen Bereich hinweg abgetastet wird. Sowohl die Anzahl der Spills als auch der Amplitudenschritt kann variabel gewählt werden. Ebenso besteht die Möglichkeit, eine bestimmte Zeit festzusetzen, so dass nach dieser Zeit die Abtastung resertiert wird, wenn das BOS-Signal (**B**egin **O**ff **S**pill), das den Anfang der Extraktion des Protonstrahls auf das Produktionstarget T6 markiert (s. Kap. 3.1), innerhalb dieses Zeitraums nicht eintrifft. Der Sinn dieser Funktion besteht darin, dass die automatische Abtastung vor dem Beginn eines neuen Meßabschnitts (run) resertiert wird.

Die eben erwähnten Parameter werden folgendermaßen festgesetzt:

- q: Ist diese Hex-Zahl 0x1, ist die Abtastung aktiv (Voreinstellung). Bei 0x0 ist sie deaktiviert.
- r: Diese Hex-Zahl bestimmt, welche DACs freigeschaltet sind, und damit, an welchen Ausgängen Spannungspulse erzeugt werden (s. **manuelles Setzen der DAC-Werte**). In der Voreinstellung sind alle DACs freigeschaltet.

- ss: Hiermit setzt man den Amplitudenschritt fest. Der Wert hierfür ergibt sich aus der Muliplikation von ss in dezimaler Schreibweise mit $2,08$ mV. Die Voreinstellung ist 0x14 und entspricht $41,6$ mV.
- tt: Nach dieser Anzahl von BOS-Signalen bzw. Spills wird die Abtastung resertiert (Voreinstellung: 0x64, entspricht 100 BOS-Signalen).
- uu: Diese beiden Hex-Zahlen legen den Zeitraum fest, nach dem die Abtastung bei Ausbleiben des BOS-Signals resertiert wird. Üblicherweise vergehen zwischen zwei Läufen mindestens eine Minute; daher ist hier die Voreinstellung 0x5f und entspricht $39,8$ s (dezimaler Wert multipliziert mit $0,419$ s).

Benutzeroberfläche:

Wie schon am Anfang dieses Kapitels erwähnt wurde, ist es auch möglich, das Modul mit der graphischen Oberfläche *ppgControl* zu steuern (s. Abb. 4.14), anstatt mit VME-Befehlen. Diese bietet Eingabefelder und Knöpfe, mit denen man die entsprechenden VME-Befehle erzeugt und an das Modul weitergibt.

In der Kopfzeile gibt man die Identifikationsnummer des zu steuernden Moduls als eine zweistellige Hex-Zahl an. Bei Betätigung des "GENERAL STATUS"-Knopfes erhält man einen Überblick über alle aktuellen Parametereinstellungen, wobei die Eingabefelder und die rautenförmigen Knöpfe auch als Display dienen. Der erste Teil enthält die DAC-Parameter, der nur bei deaktivierter Abtastung die DACs steuert. Will man einen DAC freischalten und ihn auf einen bestimmten Wert setzen, drückt man auf den entsprechenden rautenförmigen Knopf, schreibt die dreistellige Hex-Zahl der Amplitude in das dafür vorgesehene Eingabefeld und bestätigt mit dem "set"-Knopf. Ebenso kann man die Einstellungen mit Drücken des "read"-Knopfes auslesen. Der zweite Teil umfasst alle Triggereinstellungen: Zuerst kann man bei "trigger status" die Ausgänge 1 bis 8 ausschalten oder deren Trigger un- oder verzögert weiterleiten, bei "trigger source" bestimmt man die Art des Triggers, bei "signal width" die Breite und schließlich bei "signal delay" die Verzögerung. Zuletzt hat man mit "Scan" einen Einfluß auf die Parameter der automatischen Abtastung.

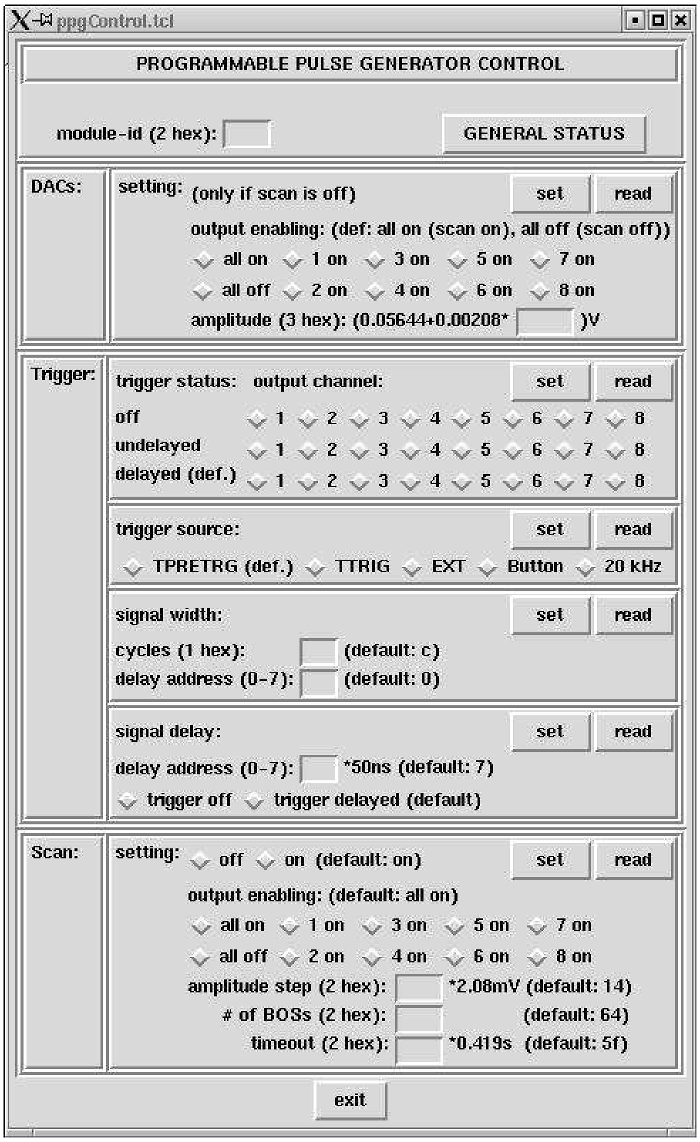

Abbildung 4.14: Die graphische Oberfläche *ppgControl* zur Steuerung des PPG-Moduls.

Kapitel 5

Die Anwendung

Das im letzten Kapitel vorgestellte Modul “Programmable Pulse Generator” wurde entwickelt, um ein Kalibrierungssystem für die Driftröhrchenkammern aufzubauen. Diese Aufgabe unterteilt sich in zwei Schritte. Zum einen sollten die Charakteristika der ASD8b-Vorverstärkerchips aufgenommen und damit ein Wert für die Diskriminatorschwellen ermittelt werden, zum anderen sollte es möglich sein, jederzeit überprüfen zu können, ob die einmal eingestellten Schwellen noch korrekt sind um sie gegebenenfalls zu ändern.

Hier wird die Aufnahme der Charakteristika der Vorverstärkerchips des Submoduls ST05X1 beschrieben und deren Ergebnisse dargestellt. Danach folgen die Resultate der Untersuchung der Testsignalleitungen auf den Hauptplatinen, dem Rauschverhalten aufgrund des BNC-Kabels, das das PPG-Modul mit der Hauptplatine verbindet, den Unterschieden zwischen der Einspeisung der Spannungspulse auf die erste und auf die letzte Hauptplatinenkarte der Driftröhrchenkammern (s. Kap. 4.1.1), der Temperaturabhängigkeiten und der Zeitauflösung. Schließlich werden noch Anleitungen gegeben, wie man die Charakterisika aufnimmt und wie man die Schwellen überprüfen kann.

5.1 Aufnahme der Schwellencharakteristik und Überprüfung der Kalibrierung

Der Aufbau für die Aufnahme der Schwellencharakteristik ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Das PPG-Modul, das in einem VME-Überrahmen untergebracht ist, vom VME-Rechner gesteuert wird und ebenfalls mit einer TCS-Empfängerkarte (s. Kap. 3.5) verbunden ist, erzeugt bei Erhalt eines Vortriggersignals die negativen Spannungspulse. Diese werden mit einem Lemo-Kabel zu einem Adapter geführt, die in ein BNC-Kabel münden. Das BNC-Kabel führt zu der Hauptplatine der Driftröhrchenkammern und dort zu dem 20dB-Abschwächer (die Werte der Abschwächer sind im Anhang B aufgelistet). Danach gelangen die Pulse auf den Test-Bus (s. Kap. 4.1.1), durchlaufen nacheinander alle Hauptplatinen und werden auf diesen über einen $0,13$ pF großen Kondensator kapazitiv in die Anodendrahtleitungen eingespeist. Sodann gelangen die Signale zu den Vorverstärkerchip auf der Front-End-Karte und werden mit Hilfe des $\mathcal{F}1$-TDCs digitalisert. Über ein HOTLink-Kabel werden die Daten an das CATCH geschickt, das ebenfalls im VME-Überrahmen

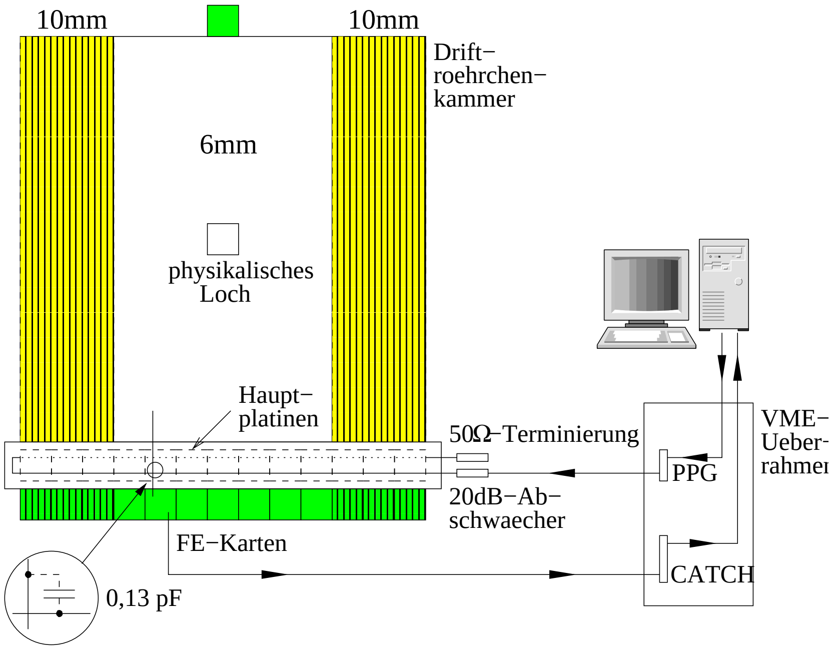

Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Aufnahme der Vorverstärkercharakteristik.

untergebracht ist, und schließlich auf den Eventbuildern gespeichert. Die Kontrolle der Datennahme obliegt auch hier dem Programm *dateControl* (s. Kap. 3.5).

Um ausreichend viele Punkte für die Aufnahme der Charakteristik zu erhalten, wurde bei sieben verschiedenen Schwellen eine Abtastung der ASD8b-Chips vorgenommen. Zur Schwelleneinstellung dienen Dateien mit jeweils genau $16 \cdot 64 = 1024$ Zeilen, die in das CATCH geladen werden, das diese Information durch das HOTLink-Kabel zur Front-End-Karte weitergibt und sie dort über den $\mathcal{F}$1-TDC in den jeweiligen DAC gelangt. Die ersten 8 Zeilen der Datei für das CATCH mit der Identifikationsnummer 328, dass die Daten des Submoduls ST05X1 verarbeitet, stellten sich in der Strahlzeit 2004 wie folgt dar:

Tabelle 5.1: Auszug aus der Datei "threshold_328.dat" zur Einstellung der Diskriminatorschwellen.

0	0	44
0	1	78
0	2	71
0	3	78
0	4	85
0	5	82
0	6	92
0	7	86

Die Zahlen der ersten Spalte stehen für einen der insgesamt 16 Anschlüsse $0-15$ eines CATCH-Moduls, wobei jeder Anschluß mit einer Front-End-Karte verbunden ist. In der zweiten Spalte befinden sich die 64 Kanalnummern der jeweiligen Front-End-Karte, und in der letzten Spalte sind schließlich die Werte der Schwellen in DAC-Einheiten aufgeführt (die Zuordnung von den Schwellen zu den Kanälen der Driftröchrchenkammern erfolgt mit Hilfe der Datei *STRAW.xml*). Die Umrechnung der DAC-Einheiten, die von 0 bis 128 laufen, in den Schwellenwert in mV erfolgt nach der Formel [41]

$$U_{TH} = (DAC - 128) \cdot \frac{2040}{128}. \tag{5.1}$$

So entspricht eine DAC-Einheit 15,94 mV und der Schwellenwert des Kanals 5 der Front-End-Karte, die an Anschluß 0 angeschlossen ist, $-733,125$ mV.

Da die zu detektierenden Ladungen einige fC groß sind, wurden für die sieben Schwellen die Werte -800 mV, -900 mV, -1000 mV, -1150 mV, -1300 mV, -1450 mV und -1600 mV ausgewählt. Nach dem Laden der Schwelle in das CATCH-Modul und dem Starten der Datennahme mit *dateControl* wurde nach jedem Spill die Amplitude der mit dem PPG erzeugten Spannungspulse um einen festen Wert erhöht, so dass mit fortlaufender Spill-Nummer immer mehr Signale mit der Front-End-Karte registriert werden. Zur Auswertung der Daten erfolgte mit *coool* (s. Kap. 3.5) die Konvertierung in eine mit *ROOT* lesbare Datei [34]. Für jeden Kanal kann man so ein Histogramm füllen, bei dem auf der x-Achse die Spill-Nummer (dies entspricht der eingespeisten Ladung) und auf der y-Achse die Anzahl der registrierten Ereignisse aufgetragen sind (s. Abb. 5.2), und damit das Ansprechverhalten beobachten. Die Umrechnung von der Spill-Nummer in die Ladungsmenge stellt sich wie folgt dar: Bei der Voreinstellung der automatischen Abtastung (s. Kap. 4.4) ist beim ersten Spill die Amplitude der negativen Spannungspulse auf 0 V gestellt und erhöht sich mit jedem Spill um $-41,60 \pm 0,01$ mV. Multipliziert man die Spill-Nummer mit diesem Spannungswert und addiert den Achsversatz von -56 ± 1 mV aus dem Linearitätsfit (s. Abb. 4.8 auf S. 41), erhält man die Größe der Pulsamplitude. Zur Ladungsmenge gelangt man schließlich durch Multiplikation mit dem Abschwächungsfaktor (s. Anhang B) und dem Wert des Einkoppelkondensators, also 0,13 pF (s. Kap. 4.1.1).

Zur weiteren Verarbeitung wird die Fermikurve

$$f(x) = \frac{a}{1 + \exp(\frac{b-x}{c})} + d \tag{5.2}$$

in dem Histogramm angepasst. Der benötigte Parameter zur Darstellung der Charakteristikkurve ist der Ansprechwert b (der x-Wert bei halber Höhe; dies ist diejenige Ladung, die mit 50% Wahrscheinlichkeit die Diskriminatorschwelle überschreitet und daher detektiert wird). Zum anderen ist auch die Anstiegsbreite von 10% bis 90% der letztendlich erreichten Höhe interessant, da sie eine Aussage über das Untergrundrauschen zuläßt. Sie errechnet sich nach der Gleichung

$$Anstiegsbreite = 2c \ln \frac{0,9}{0,1} \tag{5.3}$$

und entspricht in Einheiten der Varianz $1,28\ \sigma$.

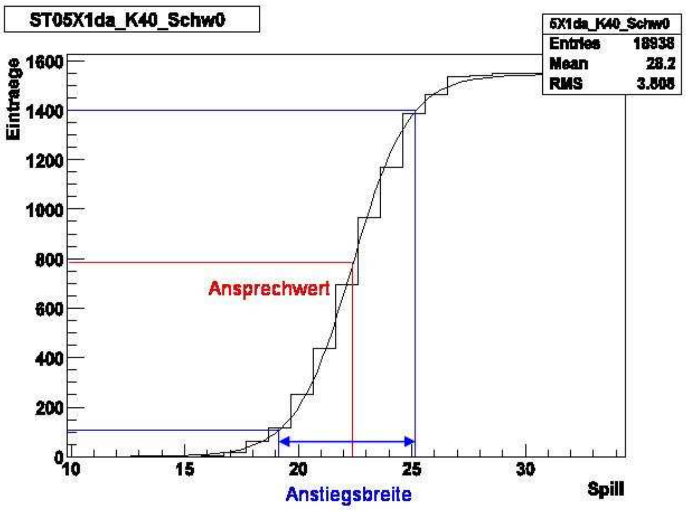

Abbildung 5.2: Das Ansprechverhalten des Kanals 40 von Submodul ST05X1, Röhrchenabschnitt "da", bei einem Schwellenwert von -800 mV. Aufgetragen sind die registrierten Pulse gegen den Spill, der der eingespeisten Ladung entspricht (Ladung = (Spill·Amplitudenschritt+Achsversatz)·Abschwächungsfaktor·Einkoppelkondensator).

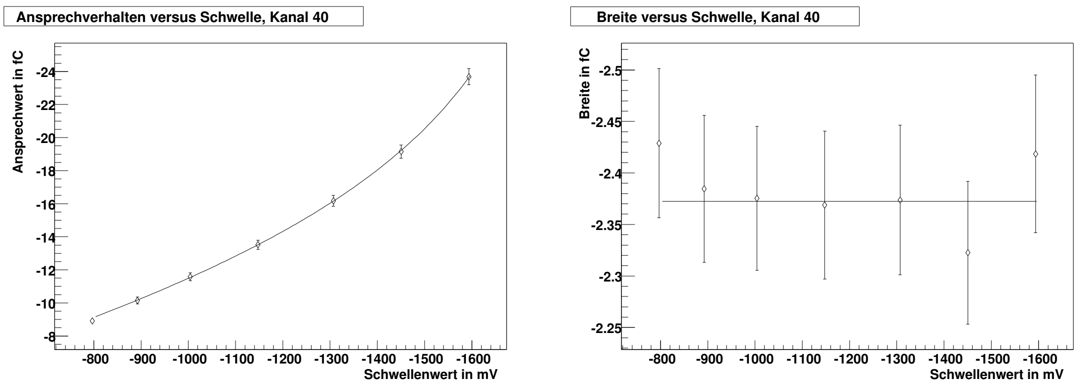

Abbildung 5.3: Links sind die Ansprechwerte eines Kanals gegen die verschiedenen Diskriminatorschwellen aufgetragen, rechts die entsprechenden Anstiegsbreiten.

Trägt man für jeden Kanal jeweils diese beiden Parameter gegen die eingestellte Schwelle auf, erhält man die Graphen in Abbildung 5.3. Der linke Graph entspricht der invertierten Schwellencharakteristik (vgl. mit Gl. 4.1 auf S. 36)

$$Q(U_{TH}) = Q_{DC} + \frac{U_0}{2k} ln \frac{U_0 + U_{TH}}{U_0 - U_{TH}}; \tag{5.4}$$

daher wird diese invertierte Ebers-Moll-Kurve an den Graphen angepasst, um die gewünschten Parametern Q_{DC}, U_0 und k, die die Charakteristik eines jeden Kanales der ASD8b-Vorverstäkterchips vollständig beschreiben, zu ermitteln. Als Anmerkung soll noch erwähnt werden, dass die gemessenen Werte der Schwelle -800 mV nicht berücksichtigt wurden, da diese bei Kanälen mit hohem Untergrundrauschen nicht der Charakteristik entsprechen sondern dem Rauschen.

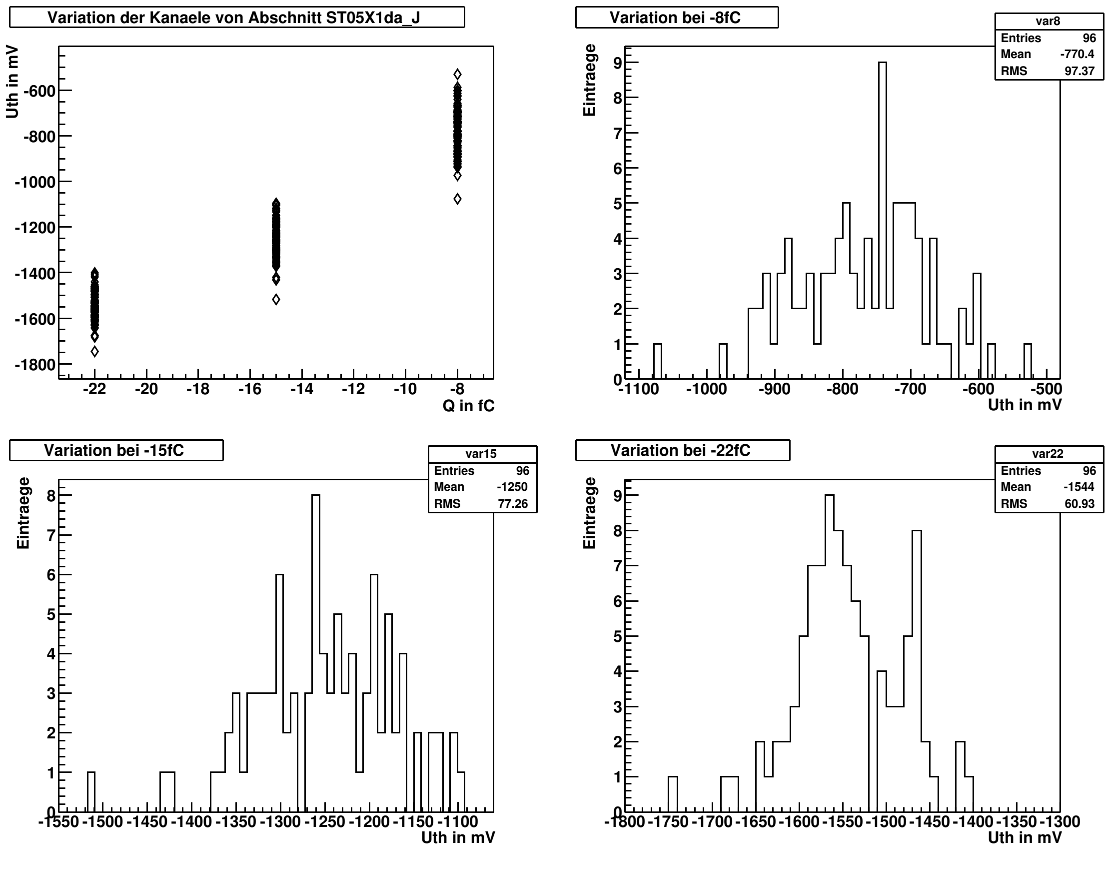

Abbildung 5.4: Die Variationen der invertierten Ebers-Moll-Kurve bei Abschnitt ST05X1da für die drei Ladungsmengen -8 fC, -15 fC und -22 fC.

In Abbildung 5.4 sind die Variationen der invertierten Ebers-Moll-Kurven für die 96 Kanäle des Abschnitts ST05X1da dargestellt. Im Graphen oben links wurde in die Gleichung 4.1 von Seite 36 jeweils die Ladungsmenge -8 fC, -15 fC und -22 fC und die Parameter des Fits aus dem linken Bild von Abbildung 5.3 eingesetzt, und die sich daraus ergebenden Schwellenspannung U_{TH} von jedem Kanal gegen die Ladungsmenge aufgetragen. Die drei Histogramme zeigen die Verteilungen der Schwellenspannungen bei -8 fC (oben rechts), -15 fC (unten links) und -22 fC (unten rechts). Man sieht, dass U_{TH} bei -8 fC, also dem Bereich der Ebers-Moll-Kurve, in dem kleine Veränderungen der Ladungsmenge größere Unterschiede in der Schwellenspannung erzeugen als bei größeren Ladungsmengen, im Mittel um $\approx$ 100mV, bei -15 fC im Mittel um $\approx$ 75mV und bei -22 fC um $\approx$ 60mV variiert. Diese Werte sind von der Größenordnung der Fehler auf die Schwellenwerte, die sich aus den Ansprechbreiten ergiben (s. u.).

Idealerweise könnte man alle Kanäle auf eine gleichniedrige Schwelle setzen. Dies ist allerdings aufgrund der Tatsache, dass die Kanäle ein unterschiedlich starkes Untergrundrauschen aufweisen, nicht sinnvoll, da sonst die Kanäle mit hohem Rauschen zu viele zufällige Treffer registrieren würden. Daher werden die Schwellen in Abhängigkeit vom Rauschen variabel gewählt, indem man an die Anstiegsbreiten jedes Kanals (rechter Graph in Abb. 5.3) eine Konstante anpasst (wiederum ohne die Werte der -800 mV-Schwelle), um den Mittelwert zu bestimmen. Dieser Mittelwert mit dem Faktor $2,5$ multipliziert und als Ladung Q in die Gleichung 4.1 aus Kapitel 4.1.3 eingesetzt ergibt die gesuchte Diskriminatorschwelle U_{TH}. Der Faktor $2,5$ wurde folgendermaßen gewählt:

Das Ziel ist, die Diskriminatorschwellen so niedrig wie möglich zu setzen, damit möglichst wenige zufällige Treffer registriert werden. Eine Referenz bieten die Schwellen, die in der Strahlzeit 2004 benutzt worden sind. Mit ihnen beträgt das Untergrundrauschen $f_{Rauschen} \approx 1$ kHz. Mit der Formel

$$f_{Rauschen} = t_{Zeitfenster} \cdot P_{Rauschen} \tag{5.5}$$

kann man diesen Wert in die Wahrscheinlichkeit $P_{Rauschen}$ umrechnen, mit der ein Untergrundereignis auftritt. Mit der Länge des Zeitfensters $t_{Zeitfenster} = 200$ ns (s. Kap. 4.1.2) erhält man $P_{Rauschen} = 0.02$ %. Auf der anderen Seite führt der Faktor $2,5$ zu einer Rauschwahrscheinlichkeit von $0,07$ %, da die Anstiegsbreite $1,2\ \sigma$ entsprechen und $2,5 \cdot 1,28\sigma = 3,2\sigma = 0,07$ %. Mit den neuen Diskriminatorschwellen gibt es also ein nur leicht erhöhtes Untergrundrauschen.

Die Überprüfung der errechneten Schwellenwerte erfolgt durch die Aufnahme einer Abtastung der Vorverstärkerchips, bei der diese Werte benutzt werden. Trägt man die Anstiegsbreiten der Kanäle gegen die eingestellen Schwellen bzw. deren Äquivalent, die Ladungsmenge, die sich nach der Gleichung 5.4 ergibt (wiederum mit dem Einsetzen der entsprechenden Parametern Q_{DC}, U_0 und k), auf, sollte sich eine Gerade ergeben: Je größer der Wert der Anstiegsbreite, desto größer sollte der Schwellenwert sein. In Abbildung 5.5 ist dies für die in der Strahlzeit 2004 angewendeten Diskriminatorschwellen am Beispiel von Abschnitt ST05X1da dargestellt. Man sieht, dass eine Kalibrierung noch zu einer Verbesserung führt.

Schließlich wurden noch die Ergebnisse zweier Messungen verglichen, wobei die eine am 17.11.2004 und die andere am 25.02.2005 durchgeführt wurde. In Abbildung 5.6 sind im Graphen oben links für die Ladungsmengen -8 fC, -15 fC und -22 fC die Schwellenwertdifferenz $|U_{TH}(17.11.)| - |U_{TH}(25.02.)|$ aufgetragen, die sich ergibt, wenn man für jeden Kanal die Ladungsmenge als Q und die errechneten Parameter Q_{DC}, U_0 und k in

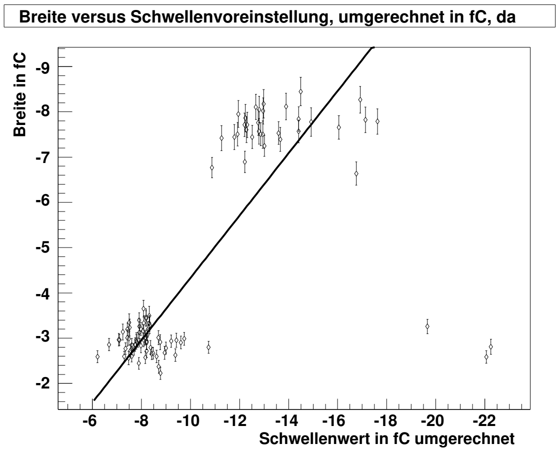

Abbildung 5.5: Graph zur Überprüfung der berechneten Schwellenwerte.

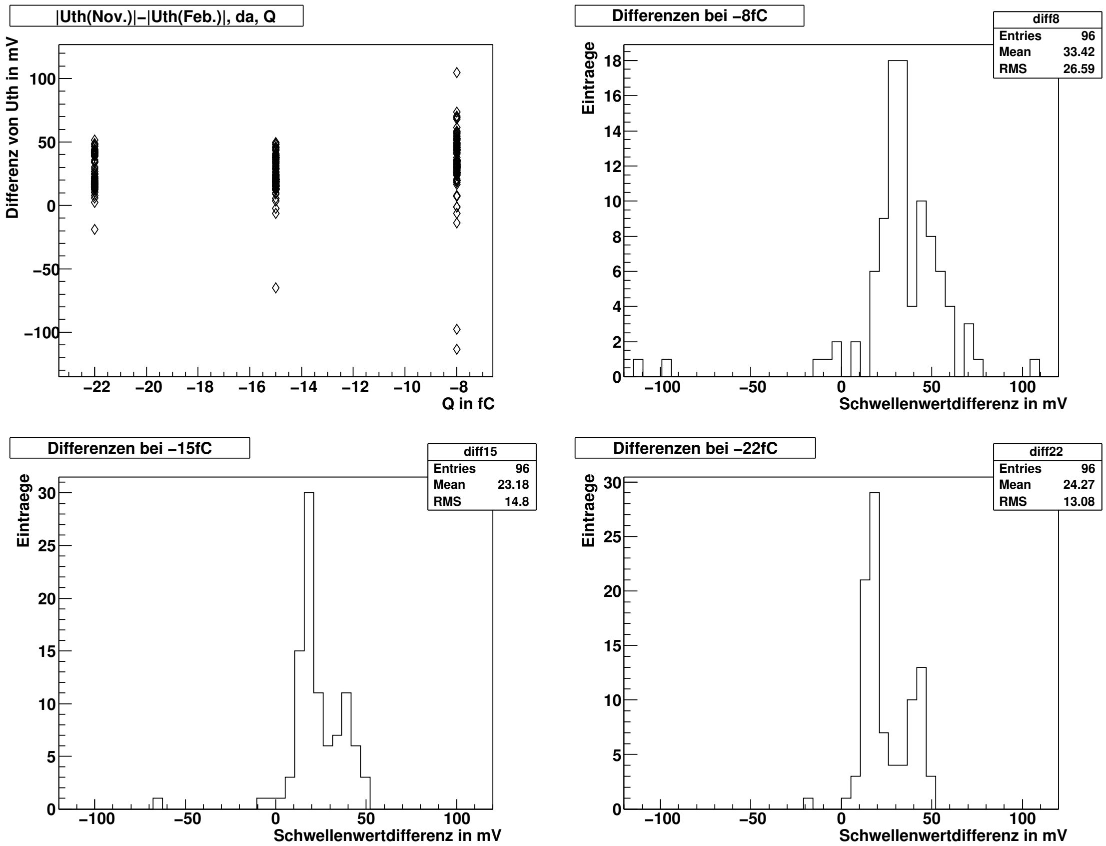

Abbildung 5.6: Die Reproduzierbarkeit der Charakteristikaufnahme von Abschnitt ST05X1da. Oben links sind die Differenzen zwischen den Schwellenwerten U_{TH} der beiden Messsungen gegen die drei Ladungsmengen 8 fC, 15 fC und 22 fC aufgetragen. Die drei Histogramme stellen die Verteilung der Differenzen dar (oben rechts für 8 fC, unten links für 15 fC und unten rechts für 22 fC).

die Gleichung 4.1 auf Seite 36 einsetzt und von den Ergebnissen der beiden Messungen die Differenz bildet. Die drei Histogramme stellen die Verteilung der Schwellenwertdifferenzen dar: Oben rechts für -8 fC, unten links für -15 fC und unten rechts für -22 fC. Die größere Breite der Verteilung im oberen rechten Histogramm resultiert daraus, dass bei kleineren Ladungen Veränderungen des Parameters Q größere Auswirkungen auf den Schwellenwert U_{TH} haben als bei größeren Ladungen (vgl. Abb. 5.3, linkes Bild). Die Abweichungen der beiden Messungen voneinander betragen für -8 fC $33,42$ mV (2 DAC-Einheiten), für -15 fC $23,18$ mV ($1,5$ DAC-Einheiten) und für -22 fC $24,27$ mV ($1,5$ DAC-Einheiten).

Die Tatsache, dass nahezu alle Differenzen positiv sind, läßt vermuten, dass diese Abweichungen von dem Temperaturunterschied herrühren, der sich aus den Temperaturen, die zur Zeit der beiden Messungen in der Experimenthalle herrschten, ergibt (siehe dazu auch Kap. 5.3.4). Diese waren ≈ 29 °C im November und ≈ 23 °C im Februar, gemessen an der ST05X1-Ebene. Nimmt man an, dass sich durch Temperaturunterschiede die Diskriminatorschwelle linear ändert, sollten sich mit den Ergebnissen aus den Temperaturabhängigkeitsuntersuchungen (s. Graph unten rechts in Abb. 5.13 in Kap. 5.3.4) die Schwellen bei -10 fC pro 30 °C Erwärmung um ≈ -100 mV erhöhen. Dies würde bei einer Differenz von ≈ 6 °C eine Erhöhung von ≈ -20 mV bedeuten. Die Mittelwerte der Histogramme bestätigen diesen Trend und führen zu dem Ergebnis, dass die Messungen reproduzierbare Daten liefen.

5.2 Kurzanleitungen zur Datennahme

Hier wird dem Leser eine Anleitung gegeben, wie die Charakteristika der ASD8b-Vorverstärkerchips aufgenommen (s. Kap. 5.2.1) und wie die eingestellten Schwellen überprüft werden können (s. Kap. 5.2.2). Dabei wird auf die Strahlzeit 2004 Bezug genommen, d. h. was den Standort der Driftröhrchenkammern und der PPG-Module, den Voreinstellungen des FPGA-Programms “basis”, den *ROOT*-Skripten zur Datenverabeitung usw. anbelangt.

5.2.1 Aufnahme der Schwellencharakteristik

- Für die gewünschten Schwellenwerte der Diskriminatoren auf der Front-End-Karte wird eine Schwellendatei wie in Kapitel 5.1 beschrieben erstellt. Es existieren bereits Dateien für 14 Schwellenwerte zwischen -600 mV und -2000 mV mit dem Namen “threshold_328_*xxxx*.dat”, wobei *xxxx* die jeweilige Schwelle bezeichnet. Die so erstellte Schwellendatei ersetzt im Verzeichnis */afs/cern.ch/compass/online/catch/onlcatch/f1/* die bereits vorhandene und wird mit dem Befehl “LOAD -A *cid*” in das CATCH-Modul mit der Identifikationsnummer *cid* geladen. Diesen Schritt wiederholt man zwischen den Datennahmen, bis für alle Schwellen das Ansprechverhalten aufgenommen wurde. Am Ende wird wieder die Datei mit den voreingestellten Schwellen überkopiert und geladen.

- Es muss sichergestellt sein, dass das Programm “basis” in das PPG-Modul geladen worden ist. Dies geschieht normalerweise automatisch bei jeder Initialisierung. Sollte dies nicht der Fall sein, wird das Programm mit "progcatch basis.hex *id*" in das Modul mit der Identifikationsnummer *id* auf dem Rechner "pccofe20" für die Module 08 und 09 und "pccofe04" für das Modul 07 geladen. Danach befinden sich alle Funktionen automatisch in der Voreinstellung (s. Kap. 4.4).

- Mit der graphischen Oberfläche *dateControl* erfolgt die eigentliche Datennahme. Vor dem Starten derselben werden folgende Einstellungen vorgenommen:
  - Die Anzahl der Spills wird auf 200 gesetzt, die Anzahl der Ereignisse ("events") auf 100,000.
  - Im Detektoren-Menu werden "master time" und "straws" ausgewählt, im Eventbuilder-Menu ein beliebiger.
  - Im Menu "artificial triggers", Untermenu "straws" wird der Triggermodus auf "offspill" und die Rate auf "high" gestellt (nach der Datennahme wieder ausschalten !!!).
  - Alle Filter werden ausgeschaltet.
  - Im Trigger-Menu mit "custom" sind alle Werte auf Null zu setzen.
  - Die Freigabe der Speicherung erfolgt mit der Auswahl "recording enabled".

  Durch Drücken des Knopfes "connect" erfolgt die Verbindung zu den ausgewählten ROBs und dem Eventbuilder, mit "start run" wird die Datennahme gestartet, die mit *MurphyTV* überwacht werden kann (Start mit "MurphyTV -C"). Nach jedem Lauf sind die Schwellen nach Wunsch zu verändern.

- Die so gespeicherten Daten werden in ".raw"- oder ".dat"-Dateien abgelegt, die mit der Laufnummer und der Eventbuildernummer eindeutig auseinander gehalten werden können. Die Konvertierung in ".root"-Dateien erfolgt mit *coool*. Dazu wird diese graphische Oberfläche mit "coool -root *xxx*.root" gestartet, wobei *xxx* der Name der Zieldatei ist, die Einstellungen vorgenommen, wie sie in Abbildung 5.7 zu sehen sind und mit dem Knopf "raw data" die entsprechende Datei und unter "setup" "calibration trigger" ausgewählt. Die Konvertierung startet durch einen Mausklick auf das COMPASS-Logo.

- Mit dem *ROOT*-Skript *charakteristik.C* (s. Anhang D) werden aus der ".root"-Datei die Parameter der Charakteristika berechnet und unter dem Namen "parameter.dat" abgespeichert, wobei das Skript entsprechend den ausgewählten Schwellenwerten, Quellendateien usw. angepasst werden muss.

5.2.2 Überprüfung der Diskriminatorschwellen

- Ist der künstliche Trigger eingeschaltet und das PPG-Modul initialisiert, werden automatisch bei jeder Datennahme Pulse produziert und das Ansprechverhalten gespeichert. Ansonsten ist wie in Kapitel 5.2.1 nach dem zweiten und dritten Punkt zu verfahren.

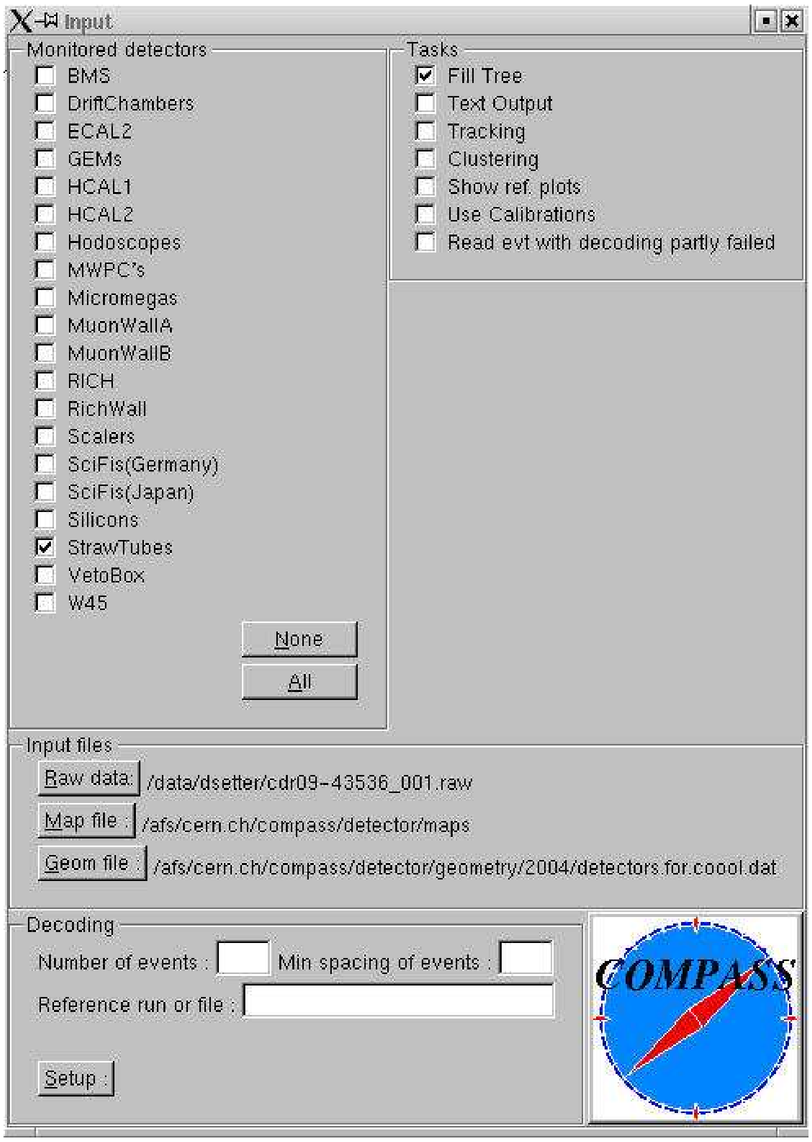

Abbildung 5.7: Die graphische Oberfläche *coool*, wie sie zur Erstellung von ".root"-Dateien verwendet wird.

- Die in Punkt vier des Kapitels 5.2.1 beschriebene Vorgehensweise ist auch hier für die entsprechenden ".raw"- bzw. ".dat"-Dateien anzuwenden.
- Mit dem *ROOT*-Skript *schwellencheck.C* (s. Anhang D) wird der Graph erzeugt, bei dem die Anstiegsbreiten der aktuellen Daten gegen die in eine Ladungsmenge umgerechnete Schwellenwerte aufgetragen werden (s. Abb. 5.5 in Kap. 5.1).

5.3 Weitere Untersuchungen

5.3.1 Überprüfung der Testsignalleitung

Wie in Kapitel 4.1.1 beschrieben, wird das Testsignal auf die Hauptplatinen der Driftröhrchenkammern eingespeist. Die Testpulsleitungen verlaufen über alle Hauptplatinen und sind zwischen diesen mit Drahtbrücken miteinander verbunden. Um sich ein Bild davon zu machen, bei welchen Doppellagen der Detektoren diese Brücke intakt und bei welchen sie unterbrochen ist, wurde das PPG einmal mit dem Anschluß verbunden, der auf die erste Hauptplatine führt, und einmal mit dem, der auf die letzte führt. Die Amplitude der erzeugten Spannungspulse wurde wieder mit jedem Spill erhöht. Diesmal erfolgte mit *coool* die Darstellung der Ergebnisse in Histogrammen (s. Abb. 5.8), die die Situation vor der Reparatur der meisten Unterbrechungen darstellen. Wie man sehen kann, sind bei der Doppellage ST05X1, die zum Testen des Kalibrierungssystems verwendet worden ist, die Verbindungen intakt, im Gegensatz zu der Doppellage ST05U1, bei der der Kontakt zwischen der Front-End-Karte mit dem CATCH-Anschluß 4 und der mit dem Anschluß 5 unterbrochen ist (zwischen Kanal 319 und 320).

5.3.2 Untergrundstudie

Um eine möglichst niedrige Diskriminatorschwelle einstellen zu können, ist das Untergrundrauschen weitestgehend zu unterdrücken (s. Kap. 4.1.3). Daher wurde untersucht, in wieweit das Anschließen des PPG-Moduls an die Hauptplatinen der Driftröhrchenkammern das Untergrundrauschen verändert. Dazu wurden mit einem Zufallsgenerator Triggersignale erzeugt und diese an die Detektoren geleitet; das PPG-Modul war dabei abgeschaltet. Danach erfolgte die Auswertung der Treffermultiplizität, also wieviele Ereignisse pro Triggersignal registriert wurden (bei idealer, rauschfreier Elektronik beträgt die Multiplizität Null). Das Ergebnis ist in Abbildung 5.9 zu sehen, bei dem die Multiplizität gegen die 15 Doppellagen der Driftröhrchendetektoren aufgetragen ist. Die roten Quadrate entprechen den Treffermultiplizitäten der "isolierten" Detektoren, bei den Messungen, die die blauen Dreiecke ergaben, waren die Driftröhrchenkammern über die BNC-Kabel mit den abgeschalteten PPG-Modulen verbunden. Das Anschließen der Module an die Detektoren verändert also das Untergrundrauschen nur unwesentlich.

5.3.3 Unterschiede durch die Art der Einspeisung

In Kapitel 4.1.1 wurde bereits erwähnt, dass jede Ebene der Driftröhrchenkammern über zwei Anschlüsse verfügt. Dabei ist der eine direkt mit den Hauptplatinen verbunden, mit

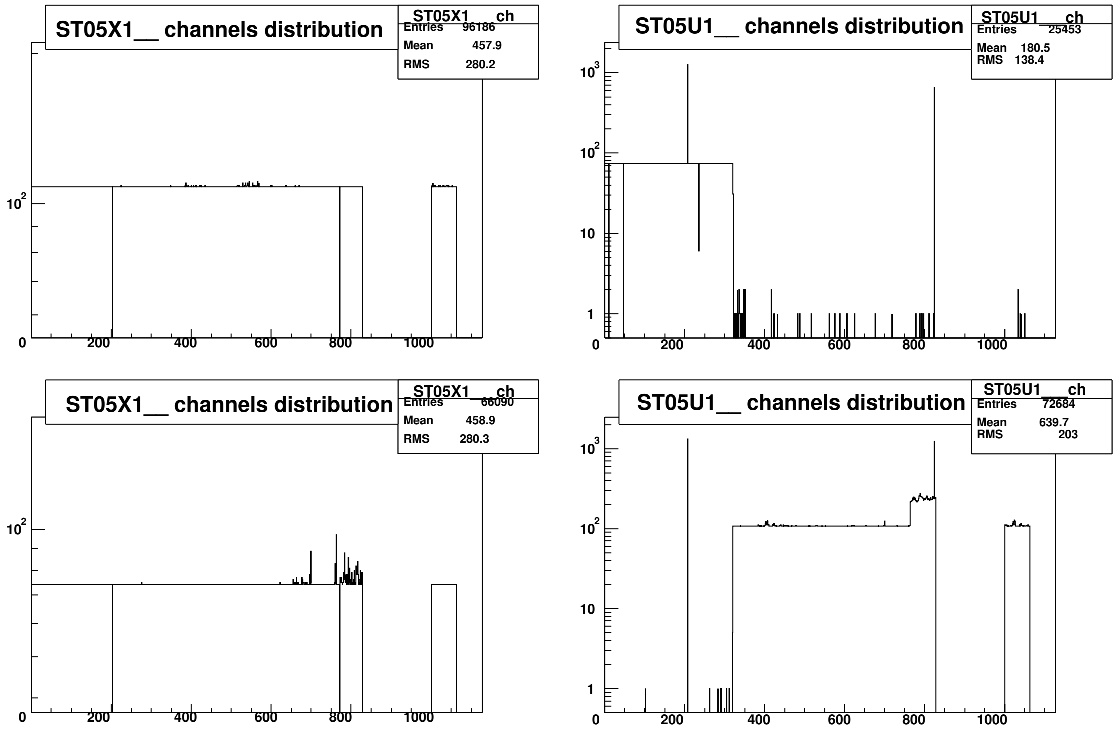

Abbildung 5.8: Überprüfung der Testsignalleitungen: Links ist die Doppellage ST05X1 dargestellt, rechts die Doppellage ST05U1. In der oberen Reihe waren diese Ebenen jeweils mit dem Anschluß verbunden, der direkt zu den Hauptplatinen führt, in der unteren mit dem anderen Anschluß. Auf der x-Achse sind die 828 Kanäle der Driftröhrchen aller sechs Abschnitte aufgetragen, auf der y-Achse die Anzahl der registrierten Ereignisse. Da in den mittleren Abschnitten db und ub die mittleren Röhrchen durch das physikalische Loch getrennt sind, werden diese beiden Seiten ab Kanal 1000 aufgetragen. Die Summe von den registrierten Ereignissen der Röhrchen, die sich oberhalb des physikalischen Loches befinden, und von denen, die sich unterhalb befinden, ist an der entsprechenden Stelle im linken Teil der Histogramme aufgetragen (etwa ab Kanal 400).

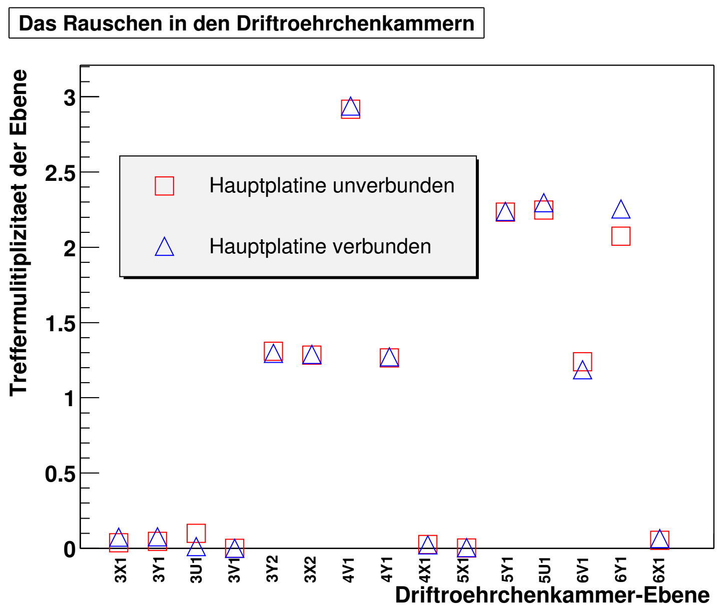

Abbildung 5.9: Die Treffermultiplizitäten der verschiedenen Doppellagen.

dem anderen werden die Spannungspulse über ein Kabel an das andere Ende der Hauptplatinen geleitet. Die Abbildung 5.10 verdeutlicht dies für die beiden Ebenen ST03X1 und ST05X1:

Blickt man vom Target aus in Strahlrichtung, befindet sich auf der linken Seite das Jura-Gebirge, auf der rechten das Salève-Gebirge. Somit kann man von der Strahlmitte aus die beiden Seiten des Spektrometeraufbaus eindeutig benennen. Die beiden Anschlüsse jeder Ebene befinden sich vom jeweiligen Detektor aus gesehen entweder strahlaufwärts (wie z. B. Anschluß 1 der Ebene ST05X1) oder strahlabwärts (Anschluß 2 der Ebene ST05X1). Ist das PPG-Modul mit Anschluß 1 der Doppellage ST03X1 verbunden, werden die Spannungspulse also von der Jura-Seite aus eingespeist, im Falle von Anschluß 2 dementsprechend von der Salève-Seite (in Anhang C ist aufgeführt, welcher Anschluß zu welcher Seite führt).

Da die Spannungspulse, bis sie vom 20 dB-Abschwächer aus die letzte Hauptplatine erreichen (s. Abb. 5.1), eine Strecke von ungefähr 3 m zurücklegen (s. Tab. 3.5 in Kap. 3.3.1), ist es möglich, dass ihre Amplitude über diese Strecke signifikant abnimmt. Daher wurde die Charakteristik der Schwellenspannung der beiden Einspeisungsmöglichkeiten miteinander verglichen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Oben links ist die Differenz zwischen Einspeisung von der Jura-Seite und der Salève-Seite des Parameters Q_{DC} der Doppellage ST05X1 gegen die Kanalnummer aufgetragen, oben rechts die des Parameters k und unten links die des Parameters U_0. Während sich Q_{DC} und U_0 kaum verändern (die erste Front-End-Karte mit den Kanälen 0 bis 63 besitzt ein größeres Untergrundrauschen; daher der Unterschied zu den anderen Karten), ist bei dem Parameter k einerseits ein Muster zu erkennen, dass sich alle 64 Kanäle, also bei jeder Front-End-Karte, wiederholt

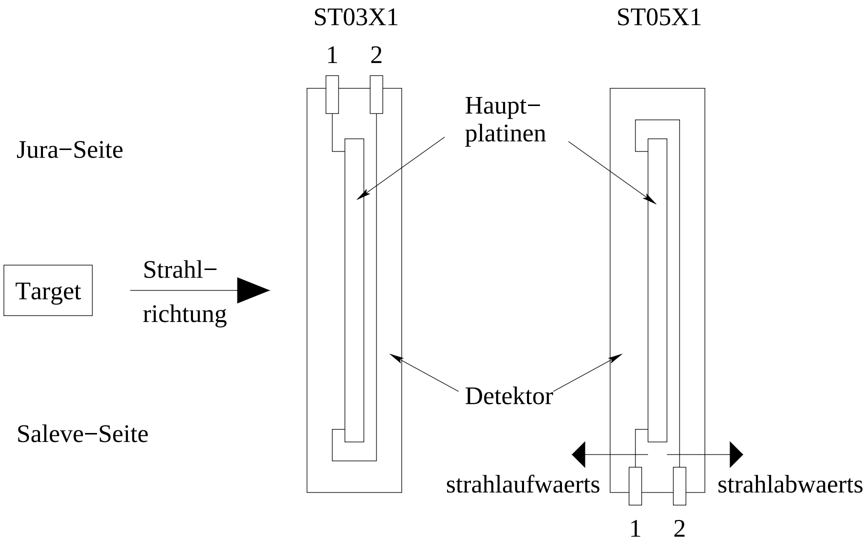

Abbildung 5.10: Die beiden Anschlüsse der Doppellagen ST03X1 und ST05X1.

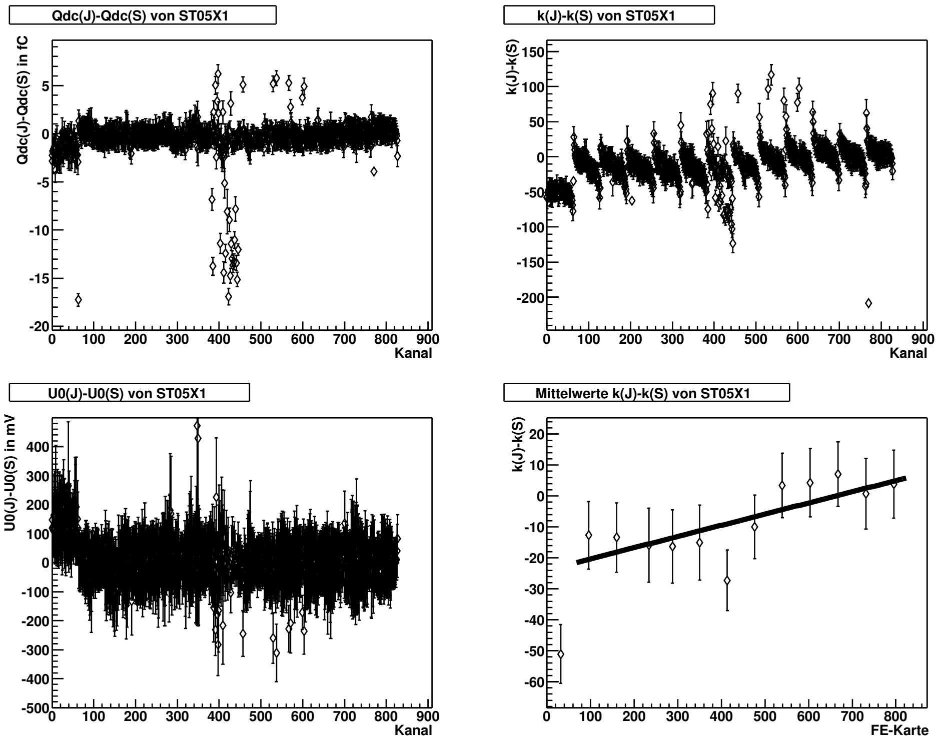

Abbildung 5.11: Unterschiede durch die Einspeisungsrichtung bei Ebene ST05X1.

(s. dazu auch Abb. 5.12), andererseits eine globale Zunahme zu höheren Kanalnummern. Letzteres ist im Bild unten rechts von Abbildung 5.11 verdeutlicht. In diesem Graphen wurden von jeder Front-End-Karte die Mittelwerte der Differenzen von Parameter k gebildet und gegen die Front-End-Karten aufgetragen. Die Steigung des Fits ergab sich zu $0,04 \pm 0,01$ bei einem reduzierten χ^2 von $0,58$. Während die globale Zunahme bei Parameter k die Amplitudenabnahme über die Strecke der Hauptplatinen hinweg als Ursache hat, ist der Grund für das Entstehen des Musters noch nicht verstanden und wird zur Zeit mit dem Entwickler der Hauptplatinen untersucht. Bei der Abschätzung, wie groß die Differenz der Schwellenspannung U_{TH} bei einem Kanal am Anfang des Musters (z. B. Kanal 128 in Abb. 5.12) zwischen den beiden Einspeisungsrichtungen ist, ergab sich für eine Ladungsmenge von -8 fC ein Wert in der Größenordnung des Fehlers, der bei diesem Kanal aus der Bestimmung der Schwellenspannung aus den Anstiegsbreiten resultiert (s. Kap. 5.1). Die Untersuchung bei einem Kanal am Ende des Musters (z. B. Kanal 191 in Abb. 5.12) führte zum gleichen Ergebnis.

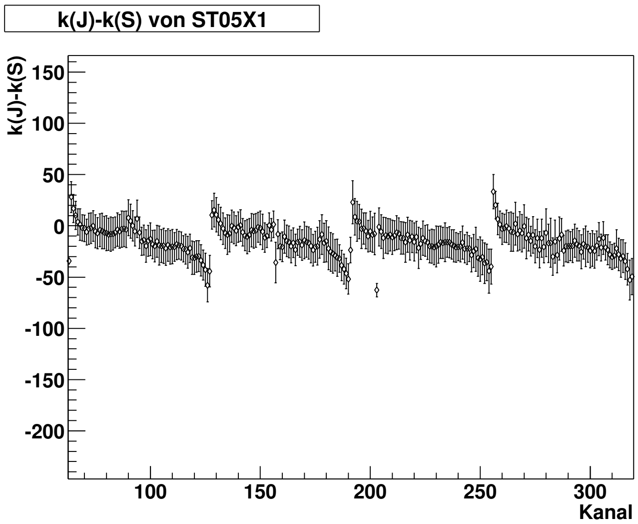

Abbildung 5.12: Das Muster beim Parameter k, das durch die unterschiedlichen Einspeisungsrichtungen entsteht.

5.3.4 Temperaturabhängigkeit

Desweiteren wurde eine Untersuchung auf Temperaturabhängigkeiten durchgeführt. Hierzu wurden Daten unter normalen Verhältnissen genommen, bei denen eine Temperatur von etwa 70 °C am Gehäuse der ASD8b-Chips der Front-End-Karten mit einem Infrarotthermometer gemessen wurde, und diese mit Daten verglichen, bei denen ein Lüfter auf die mittleren Front-End-Karten gerichtet war und diese somit bis auf eine Temperatur von 40 °C heruntergekühlt wurden, je nachdem, wie weit die Front-End-Karte vom Hauptluftstrom entfernt war. In Abbildung 5.13 sind für den Abschnitt ST05X1ub mit seinen 222 Kanälen die Differenzen der drei Parameter Q_{DC}, U_0 und k zwischen gekühlter und ungekühlter Front-End-Karte und die daraus resultierende Charakteristik der Schwellenspannung zu sehen. Man erkennt deutlich eine Veränderung bei Q_{DC} und U_0 für die Kanäle, die gekühlt wurden (um Kanal 110) gegenüber den ungekühlten (z. B. Kanal 10). Dagegen ist keine signifikante Veränderung bei k festzustellen. Die blaue Kurve unten rechts in Abbildung 5.13 ist die Charakteristik des Kanals 110 des Abschnitts ST05X1ub im gekühlten Zustand, die rote Kurve im ungekühltem Zustand. Die Breiten dieses Kanals in beiden Zuständen sind innerhalb des Fehlers gleich.

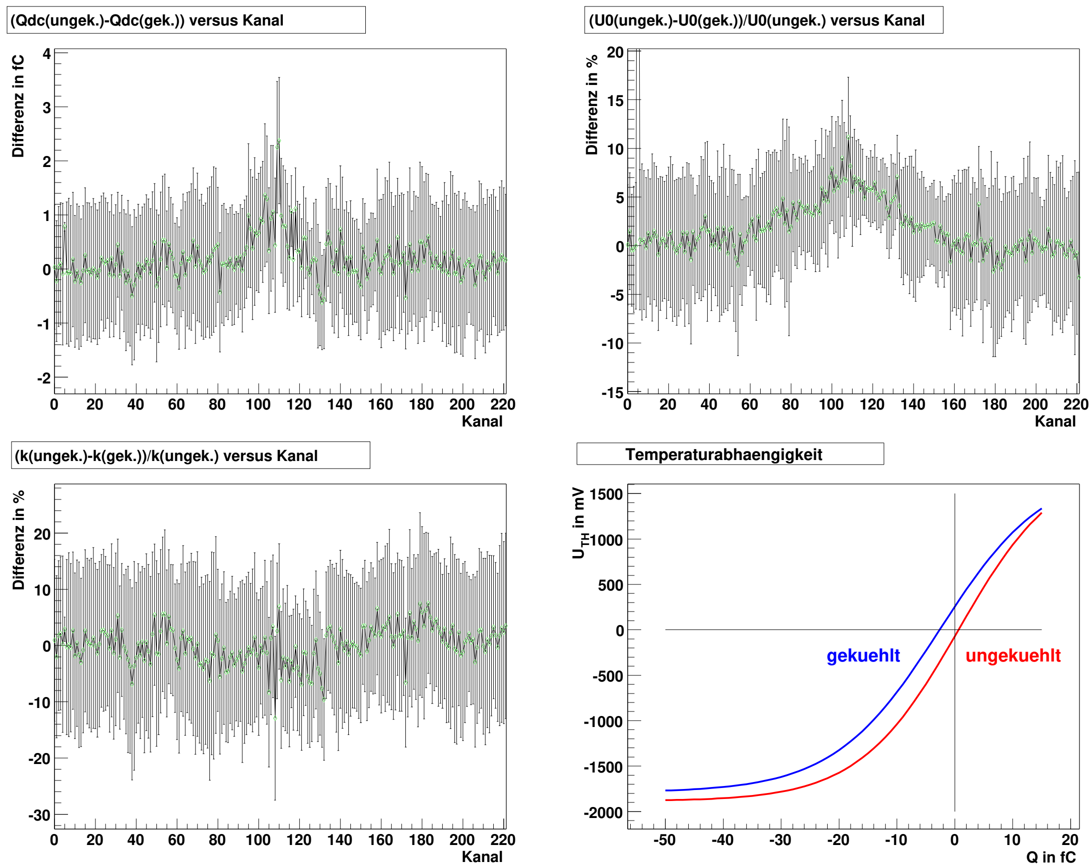

Abbildung 5.13: Abhängigkeit der Parameter von der Temperatur der F1-TDC-Chips, am Beispiel der Ebene ST05X1ub.

Das Resultat dieser Untersuchung ist, dass sich die Anstiegsbreiten und damit das Untergrundrauschen der Kanäle nicht signifikant verändern, und dass bei einer gesetzten Diskriminatorschwelle bei einem ungekühlten Kanal einere kleinere Ladungsmenge ausreicht um diese Schwelle zu überschreiten. Daher muss bei einer Temperaturerhöhung die Diskriminatorschwelle ebenfalls erhöht werden, um die gleiche Sensitivität bei einer festen Ladungsmenge zu erreichen. Es empfiehlt sich also, die Front-End-Karten durch ein Kühlsystem auf eine konstante Temperatur zu halten.

5.3.5 Zeitauflösung

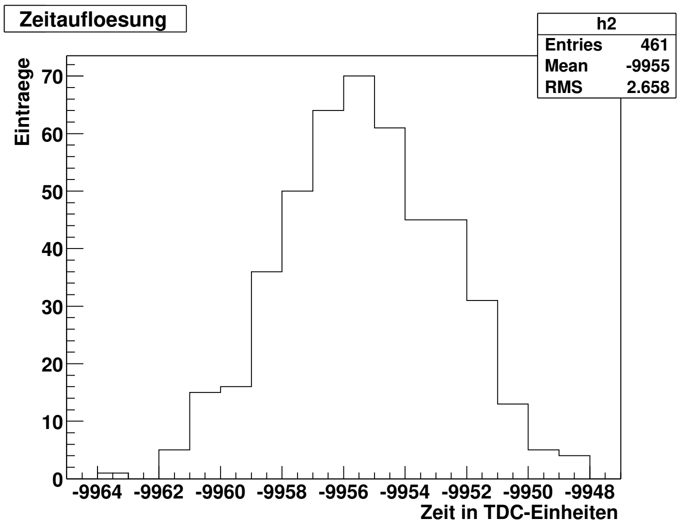

Abbildung 5.14: Die Zeitauflösung des Kalibrierungssystems.

Schließlich erfolgte noch eine Untersuchung der Zeitauflösung des Kalibrierungssystems. Im Histogramm in Abbildung 5.14 ist für den Kanal 0 des Detektorabschnitts ST05X1dc und für die Ladungsmenge $21,7$ fC aufgetragen, zu welchen Zeiten die mit dem PPG-Modul erzeugten Pulse registriert wurden. Dabei entspricht eine Einheit der x-Achse 128 ps; dies ist die Standard-Digitalisierungsbreite der hier benutzten Betriebsart des $\mathcal{F}$1-TDC-Chips. Die Streuung um den Mittelwert beträgt nur $2,658 \cdot 128$ ps $= 340$ ps bei diesem Kanal und erfaßt die gesamte Kette vom Eintreffen des Triggersignals am PPG-Modul, über das Erzeugen der Pulse und deren Einspeisung auf die Hauptplatinen bis zur Registrierung mit dem $\mathcal{F}$1-TDC-Chip auf den Front-End-Karten. Die Streuung der anderen Kanäle liegt ebenfalls in dieser Größenordnung.

Da die Streuung so gering ist, kann man das PPG-Modul auch zur Überwachung der t_0-Zeiten benutzen: Würden durch ein ionisierendes Teilchen direkt am Anodendraht der Driftröhrchen Elektronen und Ionen erzeugt, würde die Driftzeit der Elektronen zum Anodendraht 0 ns betragen. Der Zeitpunkt im obigen Histogramm, bei der diese Driftzeit eingetragen werden würde, ist t_0. Durch die Erzeugung der Pulse kann man für jeden Kanal einen Zeitpunkt ermitteln, wie z. B. $-9955 \cdot 128$ ps für Kanal 0 des Abschnitts ST05X1dc (Mittelwert aus Histogramm in Abb. 5.14), und damit eine Differenz zum Zeitpunkt t_0. Verschiebt sich dieser Zeitpunkt t_0 durch äußere Einflüsse, ergibt sich eine andere Zeitdifferenz und durch die Ermittlung der Unterschiede der Zeitdifferenzen wird es ermöglicht, t_0 zu überwachen und gegebenenfalls die Driftzeit zu korrigieren.

Außerdem wurden Laufzeitunterschiede betrachtet, die aus der Art der Einspeisung (Jura- oder Saléve-Seite) resultieren. Das Ergebnis ist zum einen, dass die Spannungspulse von der ersten bis zur letzten Front-End-Karte der Ebene ST05X1 eine Laufzeit von

25 ± 1 ns benötigen, unabhängig von der Einspeisungsrichtung. Zum anderen ist der Zeitunterschied der Pulse bei der ersten Front-End-Karte auf der Saléve-Seite (Karte 13) zwischen den beiden Einspeisungrichtungen $\approx 41,5$ ns (d. h. dass ein Puls zu dieser Karte $\approx 41,5$ ns länger braucht, wenn er von der Jura-Seite aus eingespeist wird, im Gegensatz zur Einspeisung von der Saléve-Seite). Zur ersten Front-End-Karte auf der Jura-Seite (Karte 1) benötigt ein Puls also $16,5$ ns, wenn er von der Jura-Seite aus eingespeist wird und 25 ns, wenn er von der Saléve-Seite eingespeist wird (s. Abb. 5.15, vgl. mit Abb. 5.10).

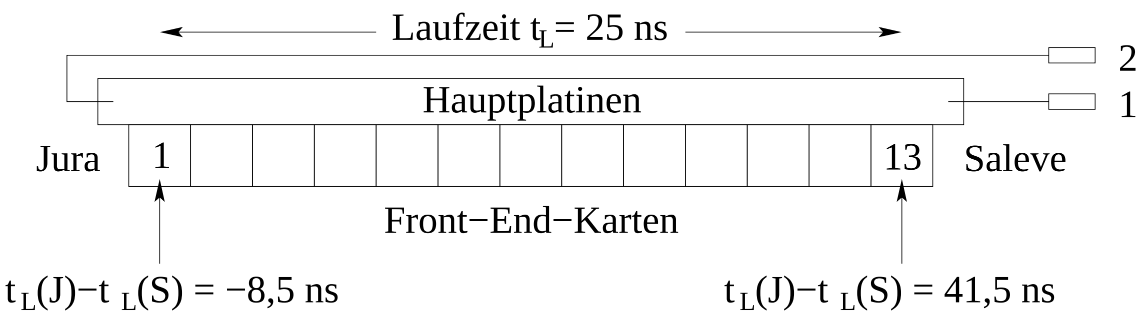

Abbildung 5.15: Die Laufzeiten der Spannungspulse.

5.4 Fazit der Messungen

Da das PPG-Modul keine zusätzliche Rauschquelle darstellt, lassen sich Informationen über die ASD8b-Vorverstärkerchips nehmen ohne das Verhalten der Driftröhrchenkammerelektronik merklich zu beeinflußen, was sonst zu verfälschten Ergebnissen führen kann. Außerdem wurde festgestellt, dass die Ergebnisse reproduzierbar sind. Diese wichtigen Tatsachen führen dazu, dass man mit geringem Aufwand die Präzision dieser Detektoren mit dem PPG-Modul verbessern und ebenso einfach die dadurch resultierende Veränderungen überwachen kann. Stellt man dabei fest, dass die Test-Bus-Leitung zwischen den Hauptplatinen unterbrochen ist, können die schon gewonnenen Daten so aufgearbeitet werden, dass die Bruchstelle leicht gefunden und behoben werden kann. Bei der Untersuchung, ob es Unterschiede bei der Richtung der Einspeisung gibt, ergab sich bei Betrachtung der Differenzen des Parameters k zwischen den beiden Richtungen ein Muster, das mit der Front-End-Karte zusammenhängt, aber noch nicht verstanden wird. Eine Kühlung, wie sie an den Driftkammern, die sich strahlabwärts vom Submodul ST06 befinden, angebracht ist, könnte zu genaueren Messungen führen, da eine Temperaturerhöhung an den Front-End-Karten eine Erhöhung der Diskriminatorschwellen nach sich zieht, will man bei einer bestimmten Ladung die Sensitivität beibehalten. Auf das Untergrundrauschen hat eine Temperaturänderung keinen signifikanten Effekt. Schließlich ergab sich für die Zeitauflösung des PPG-Moduls der Wert $\approx 0,4$ ns. Damit ist es möglich, eine eventuelle Verschiebung der Driftzeitspektren zu überwachen.

Die Ergebnisse der Kalibrierung des Submoduls ST05X1, also die Parameter Q_{DC}, U_0

und k, die aus den Anstiegsbreiten resultierenden Diskriminatorschwellenspannungen U_{TH} und deren umgerechneter Wert in DAC-Einheiten, alle mit Fehlerabschätzung, wurden in den Dateien "parameter_da_S.dat" gespeichert, wobei es für jeden der sechs Driftröhrchenkammerabschnitte eine solche Datei gibt und insgesamt drei für jeden Abschnitt: Das Ergebnis von der Einspeisung von der Saléve-Seite (dies sind die Dateien mit der Endung "_S.dat"), von der Jura-Seite ("_J.dat") und von der Kühlung ("_S_K.dat").

Kapitel 6

Zusammenfassung

Eines der Hauptziele des COMPASS-Experiments ist die Messung des Beitrags der Gluonen zum Nukleonspin, $\Delta G/G$. Dies ist ein weiterer Schritt zum Verständnis für den Aufbau der Materie. Dazu sind präzise Messungen von Teilchenspuren und -impulsen erforderlich, um damit D^0-Mesonen nachzuweisen, mit denen Rückschlüsse auf den Gluonenbeitrag gezogen werden. Eine genauere Massenauflösung der D^0-Reaktionen führt zu einem besseren Untergrund-zu-Signal-Verhältnis und so zu einem kleineren Fehler auf die Messung.

Die Driftröhrchenkammern sind ein wichtiger Detektor zur Teilchenspurrekonstruktion. Sie haben die Aufgabe, Teilchendurchgänge zu detektieren, mit denen die Spuren rekonstruiert werden können. Um die Präzision dieser Ortsmessung zu erhöhen und systematische Fehler zu verringern, wurde ein VME-Modul entwickelt, damit die Ausleseelektronik der Driftröhrchenkammern, insbesondere die Vorverstärkerchips ASD8b und deren Diskriminatorschwellen, kalibriert werden kann. Dies geschieht durch Einspeisung der Spannungspulse, die mit dem Modul erzeugt werden, in die Ausleseelektronik um so Teilchendurchgänge zu simulieren und damit das Verhalten der ASD8b zu studieren.

Für dieses Modul, dem "Programmable Pulse Generator" (PPG), wurden verschiedene Möglichkeiten getestet, die schnellen Spannungspulse zu erzeugen. Die Wahl fiel auf einen Transistor, der in einer Emitterschaltung als Schalter dient und so nahezu Rechteckpulse erzeugt. Außerdem wurde die Schaltung auf Temperatur- und Frequenzabhängigkeit erfolgreich getestet. Das Herzstück des Moduls ist ein wiederprogrammierbarer Chip, ein FPGA. Er enthält die Logik der zur Kalibrierung notwendigen Funktionen: Eine variable Pulsamplitude von 0 V bis -9 V, eine über einen großen Bereich einstellbare Signalbreite, die Wahl zwischen mehreren Triggersignalen, die auch verzögert werden können, und schließlich die automatische Abtastung, die bei Aktivierung während der Datennahme des COMPASS-Experiments die ASD8b-Charakteristika durchmustert. Da dieser Chip wiederprommierbar ist, können zusätzlich zu diesen Funktionen weitere hinzuzugefügt werden, um das Einsatzgebiet zu erweitern. Nach dem Bau von zehn Modulen und nachdem die Betriebstests erfolgreich verliefen, wurde es im COMPASS-Experiment zum Einsatz gebracht.

Die Daten, die in der Strahlzeit 2004 zur Kalibrierung genommen wurden, haben zum Ergebnis, dass die PPG-Module und die Verbindungen zu den Driftröhrchenkammern keine zusätzliche Rauschquelle darstellen und somit eine Abtastung erfolgen kann, die die Ausleseelektronik nicht in ihrem Verhalten beeinflußt, und dass die Charakteristikaufnahmen reproduzierbar sind. Die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit ergab, dass bei einer Erwärmung der Front-End-Karten die Diskriminatorschwellen ebenfalls erhöht werden müssen, um bei einer bestimmten Ladungsmenge die gleiche Sensitivität zu erreichen. Daher ist es ratsam, die Driftröhrchenkammern z. B. durch ein Kühlsystem auf einer konstanten Temperatur zu halten. Die Zeitauflösung des Moduls ist mit $\approx 0,4$ ns so gut, dass das PPG-Modul zur Überwachung eventueller Verschiebungen der Driftzeitspektren dienen kann. Für die Driftröhrchenkammerebene ST05X1 erfolgte die Aufnahme der Vorverstärkermerkmale, mit denen die Diskriminatorschwellen neu bestimmt wurden, und damit das Erreichen des verfolgten Zieles, die Kalibrierung. Außerdem wurde eine Möglichkeit entwickelt, die gesetzten Schwellen während der Datennahme für das COMPASS-Experiment zu überprüfen, um sie gegebenenfalls neu einzustellen.

Das erfolgreiche Testen des Kalibrierungssystems geschah exemplarisch für das Driftröhrchensubmodul ST05X1. Diese Arbeit beinhaltet eine Anleitung, mit der diese Vorgehensweise vor jeder Datennahmeperiode bei allen Kammerebenen angewandt werden kann, um die Diskriminatorschwellen zu überwachen und bei eventuellen Veränderungen neu zu kalibrieren und damit die Ortsauflösung der Driftröhrchenkammern zu präzisieren.

Anhang A

Schaltpläne des PPG-Moduls

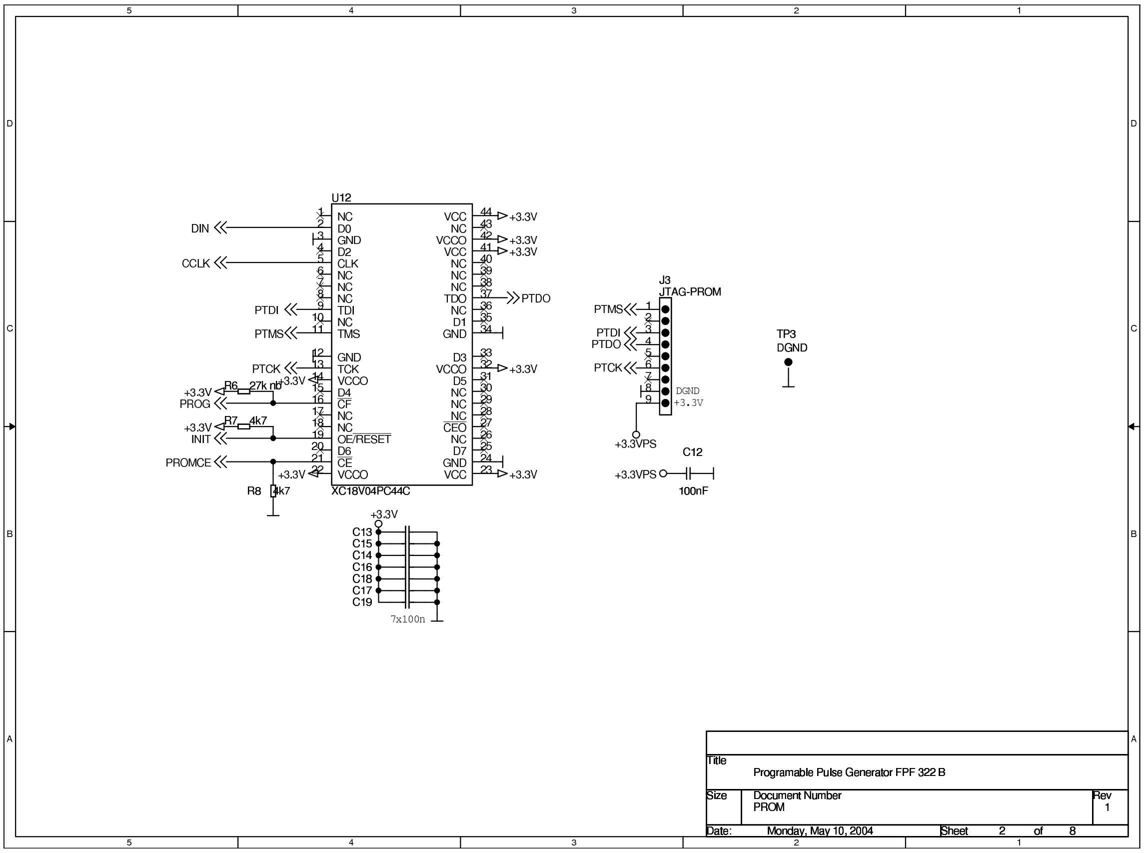

Abbildung A.1: Schaltplan des PPG-Moduls: PROM.

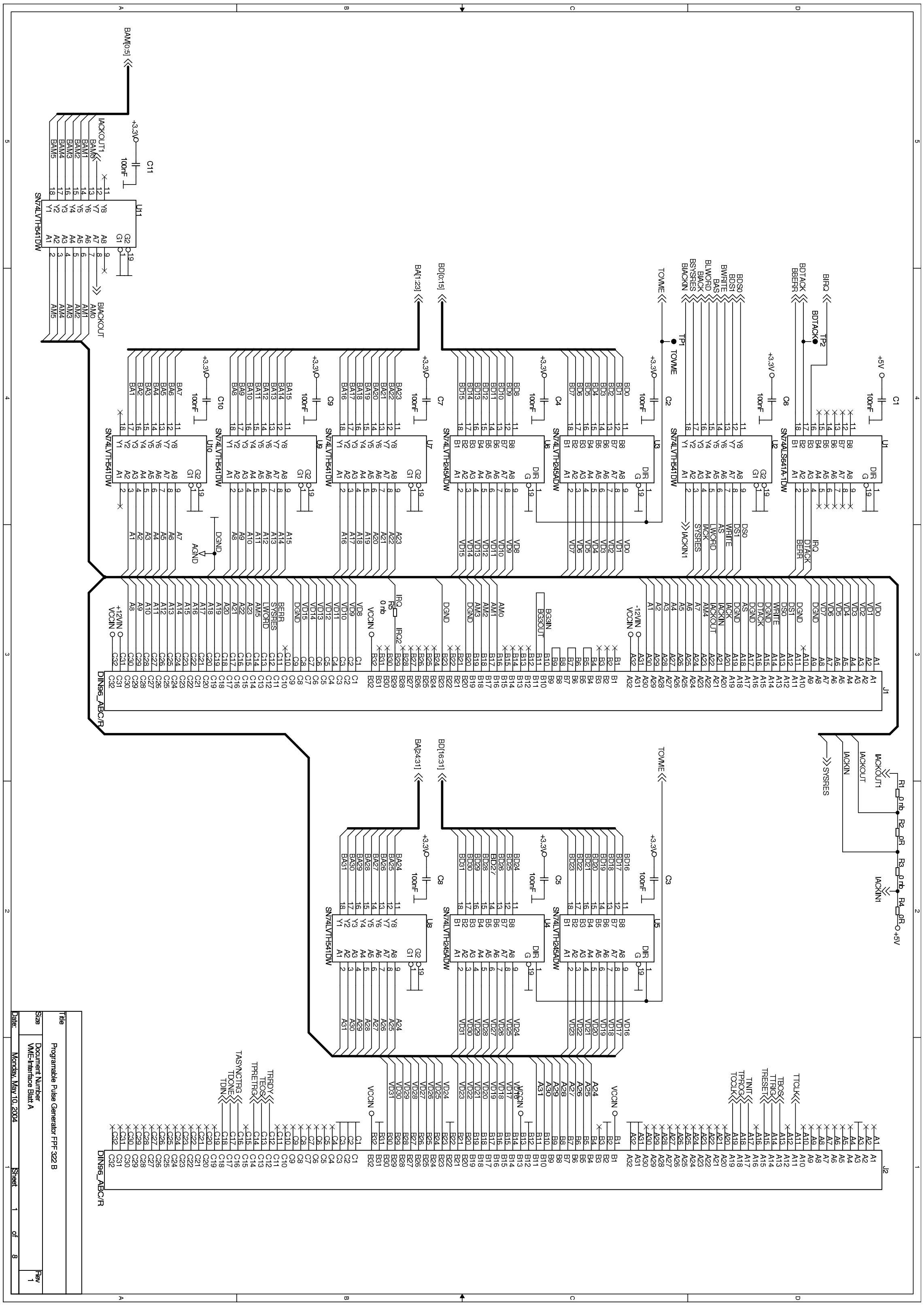

Abbildung A.2: Schaltplan des PPG-Moduls: VME-Interface.

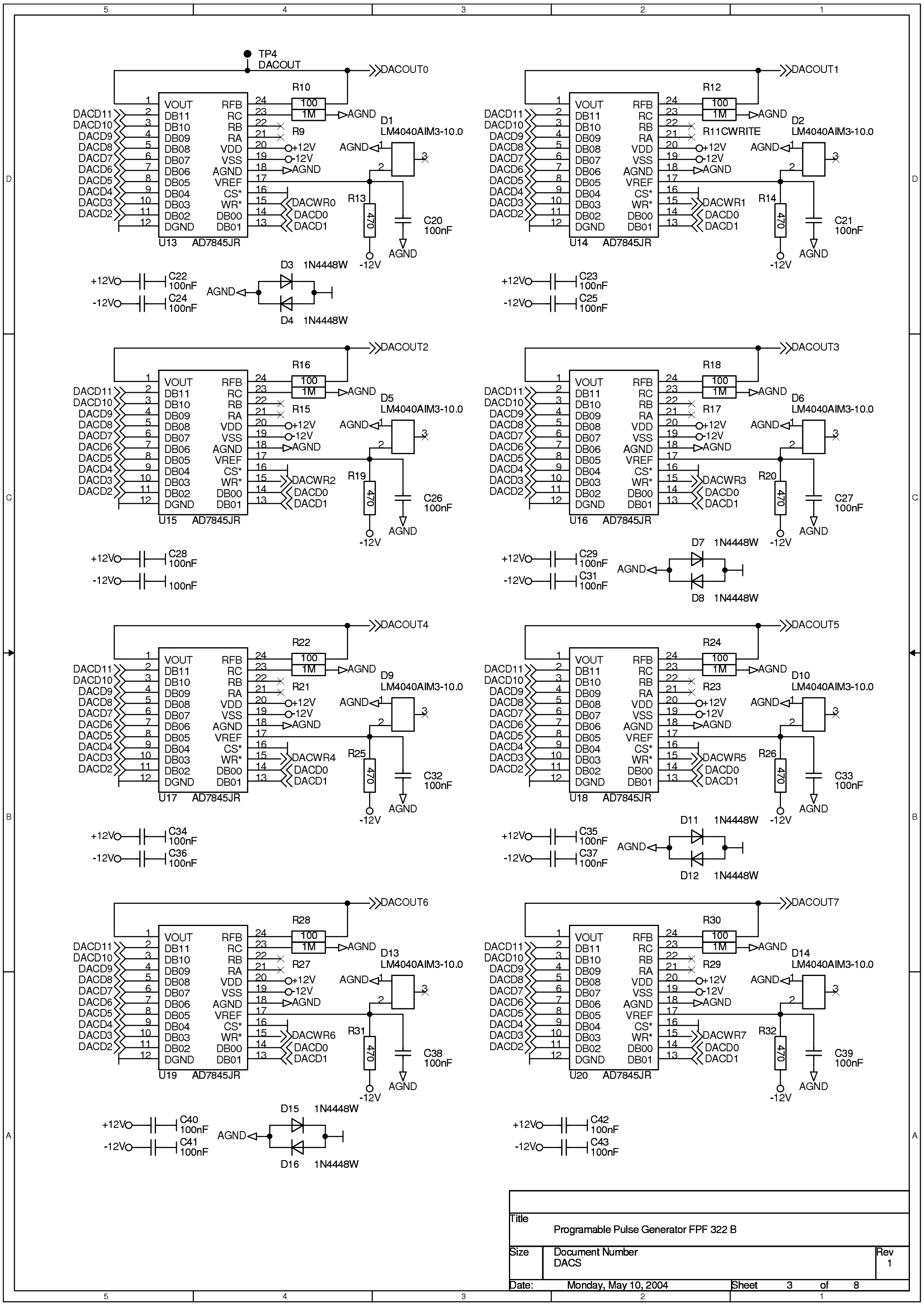

Abbildung A.3: Schaltplan des PPG-Moduls: DACs.

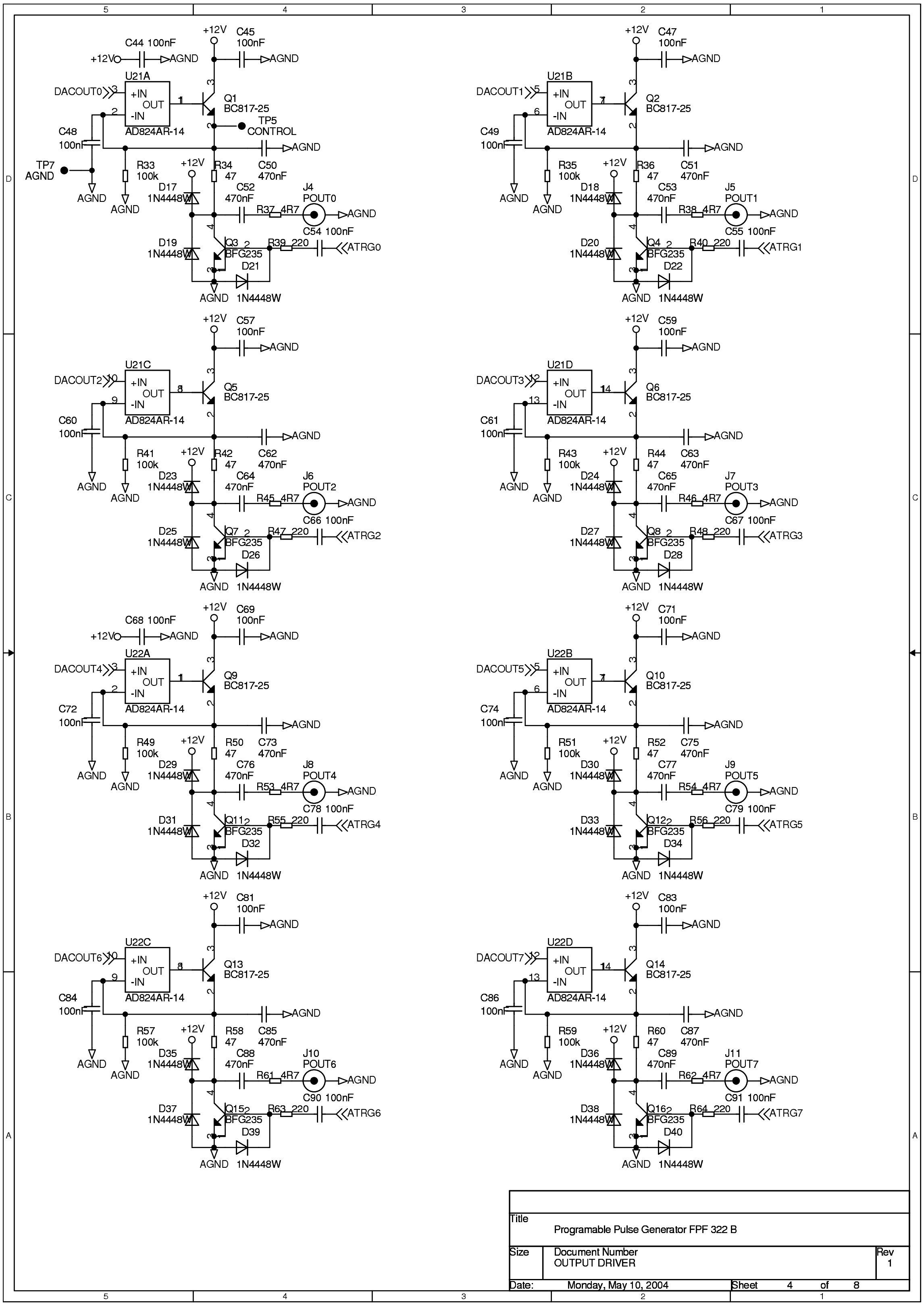

Abbildung A.4: Schaltplan des PPG-Moduls: Pulserbox.

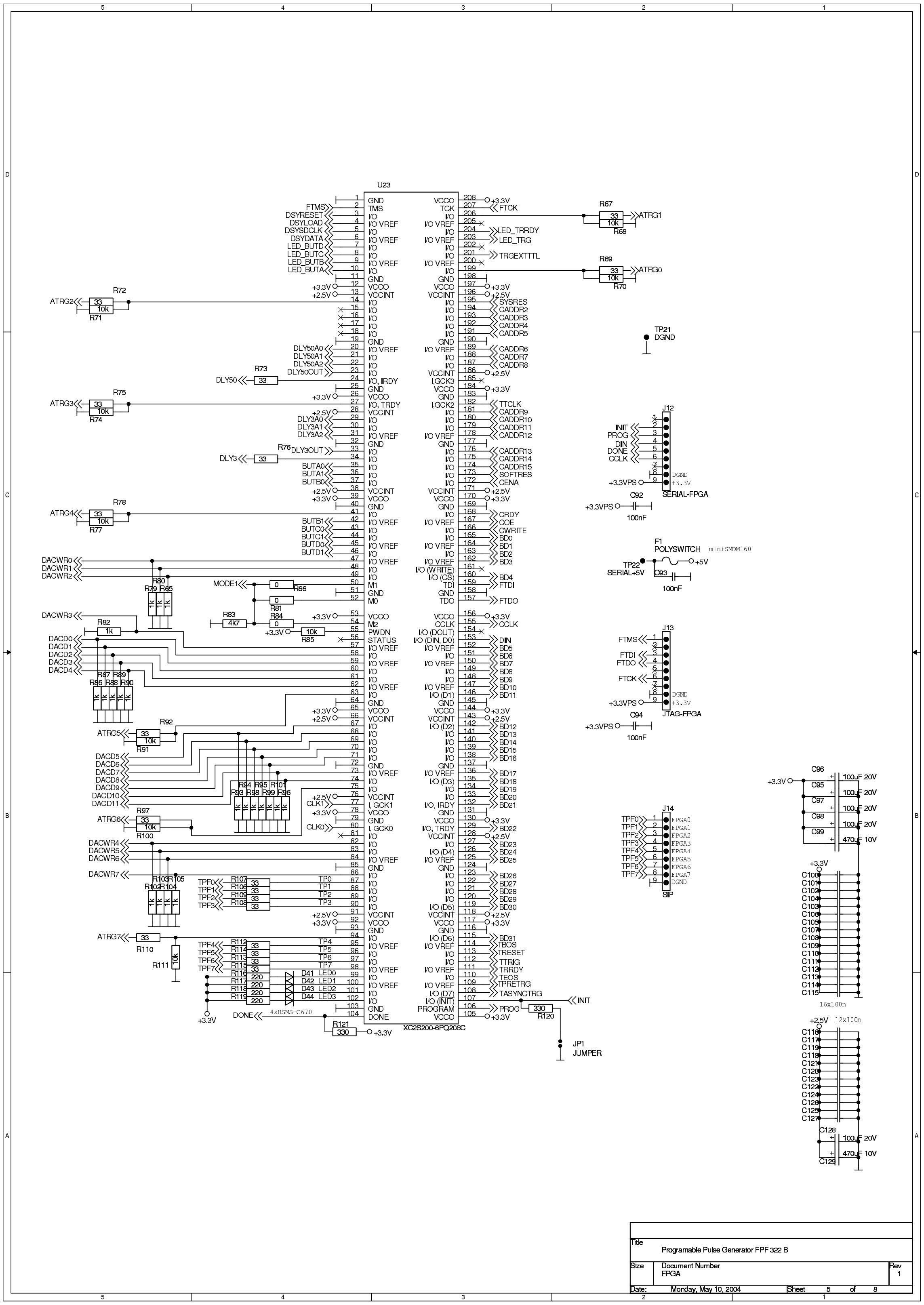

Abbildung A.5: Schaltplan des PPG-Moduls: FPGA.

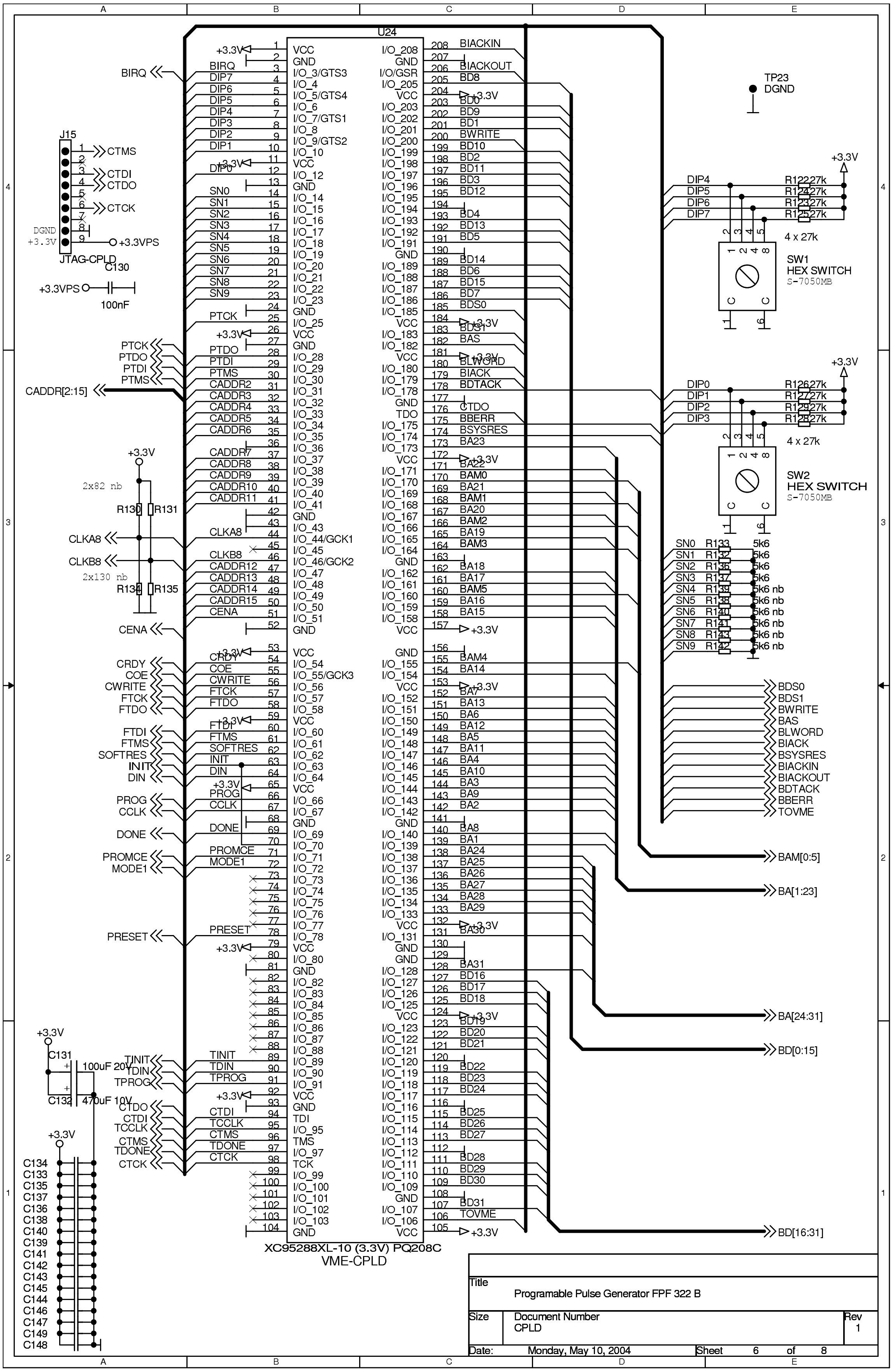

Abbildung A.6: Schaltplan des PPG-Moduls: CPLD.

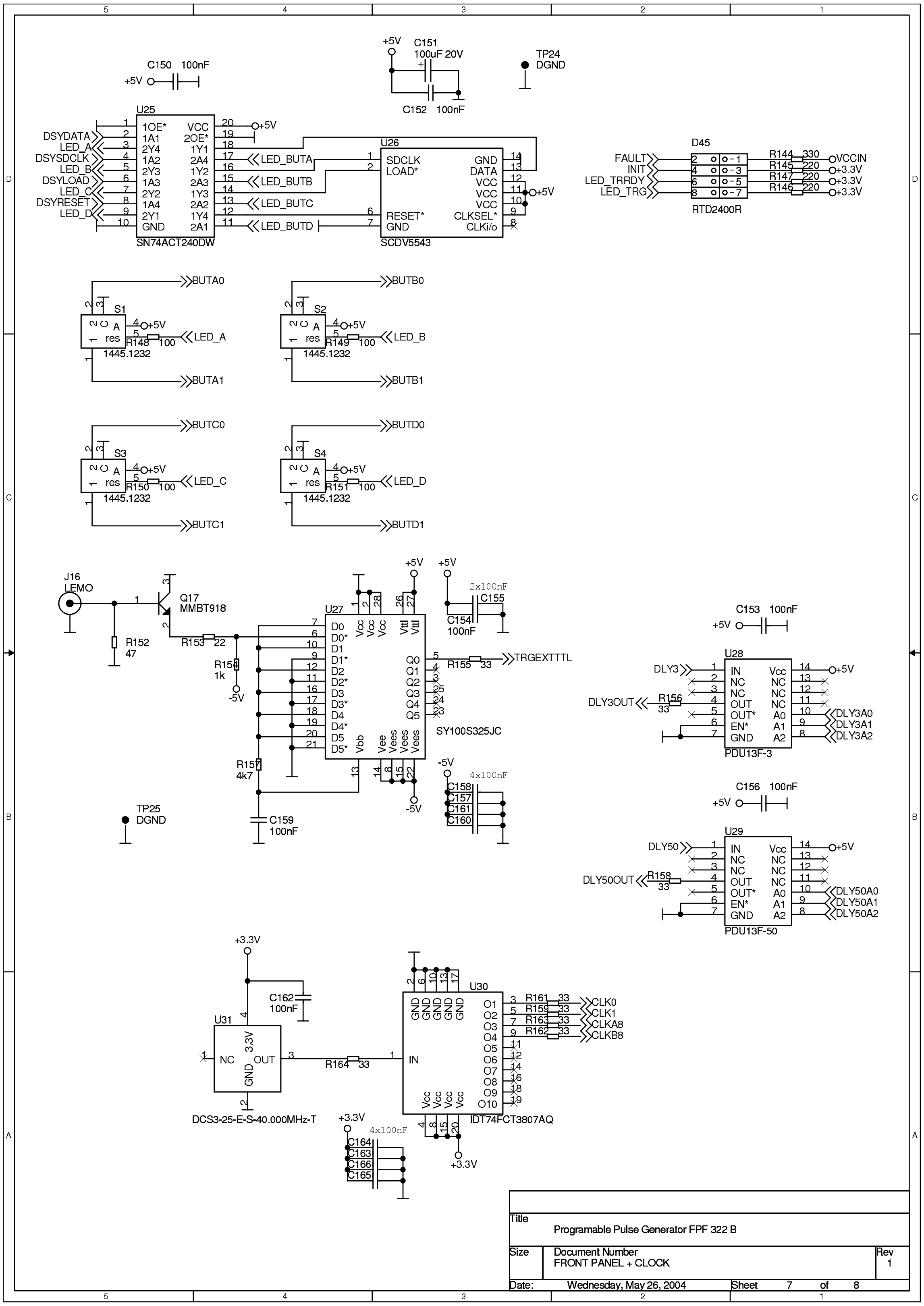

Abbildung A.7: Schaltplan des PPG-Moduls: Display, Knöpfe, NIM-LVTTL-Konvertierer, Verzögerungschips, Oszillator mit Verteiler.

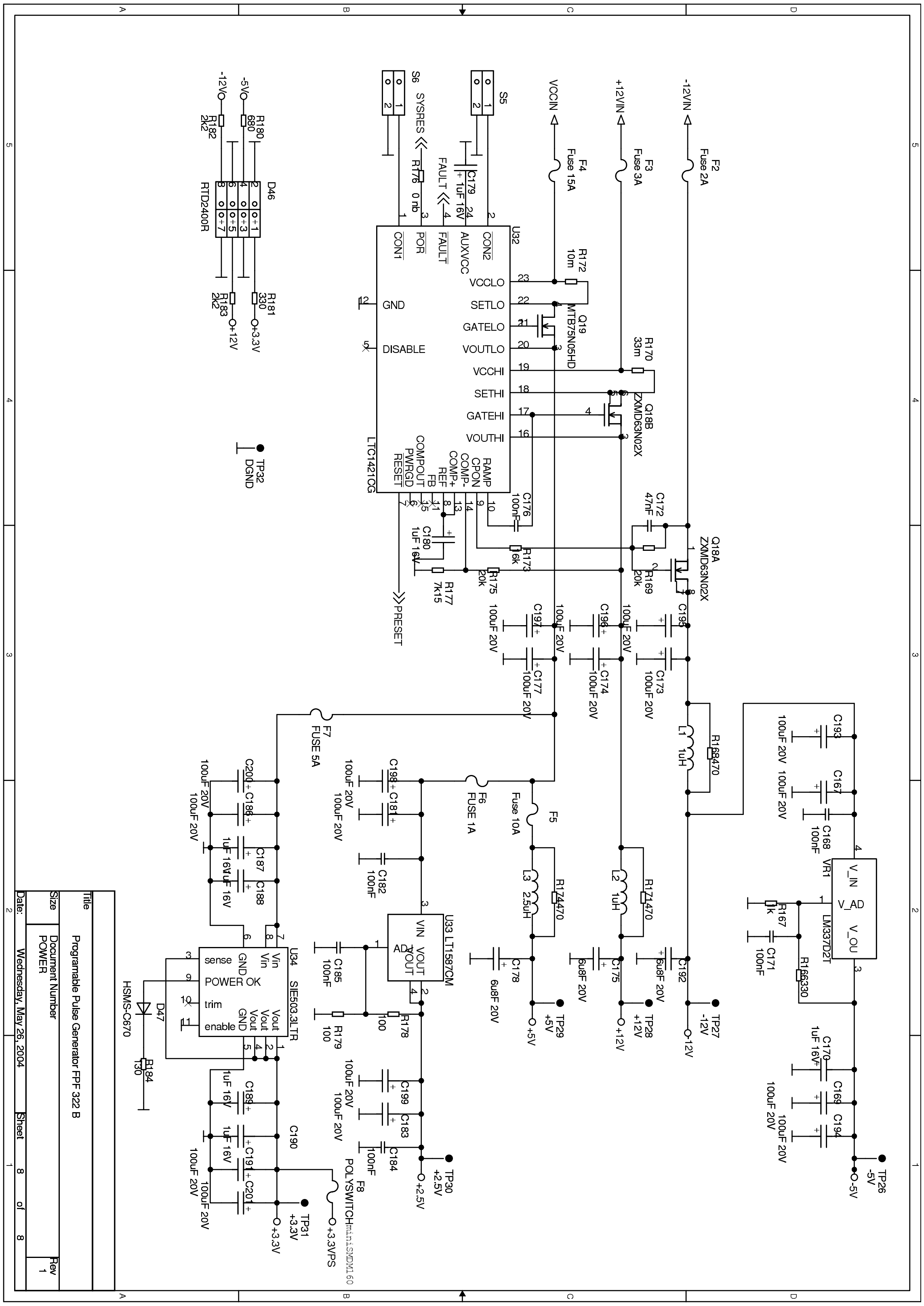

Abbildung A.8: Schaltplan des PPG-Moduls: Spannungsversorgung.

Anhang B

Vermessung der Abschwächer

Um die genaue Umrechnung der Spannungspulsamplituden in Ladungsmengen vollziehen zu können, sind die Werte der 20 dB-Abschwächer nötig. Diese sind hier aufgeführt, inklusive mit dem Abschwächungsfaktor, der, wird er zur Spannungspulsamplitude hinzu multipliziert, die Spannung ergibt, die auf die Hauptplatinen gelangt.

Tabelle B.1: Die Werte der Abschwächer für PPG-Modul 07.

Modul-ID	Ausgang	Ebene	Abschwächung in dB	Abschwächungsfaktor
07	1	ST05X1	$20,3 \pm 0,2$	$0,097 \pm 0,002$
07	2	ST05Y1	$20,3 \pm 0,2$	$0,097 \pm 0,002$
07	3	ST05U1	$20,3 \pm 0,2$	$0,097 \pm 0,002$
07	4			
07	5	ST06V1	$20,3 \pm 0,2$	$0,097 \pm 0,002$
07	6	ST06Y1	$20,2 \pm 0,2$	$0,098 \pm 0,002$
07	7	ST06X1	$20,2 \pm 0,2$	$0,097 \pm 0,002$
07	8			

Tabelle B.2: Die Werte der Abschwächer für PPG-Modul 08.

Modul-ID	Ausgang	Ebene	Abschwächung in dB	Abschwächungsfaktor
08	1			
08	2	ST03X1	$19,8 \pm 0,2$	$0,102 \pm 0,002$
08	3	ST03Y1	$19,8 \pm 0,2$	$0,103 \pm 0,002$
08	4	ST03U1	$19,9 \pm 0,2$	$0,102 \pm 0,002$
08	5	ST03V1	$19,9 \pm 0,2$	$0,101 \pm 0,002$
08	6	ST03Y2	$19,8 \pm 0,2$	$0,102 \pm 0,002$
08	7	ST03X2	$19,7 \pm 0,2$	$0,103 \pm 0,002$
08	8			

Tabelle B.3: Die Werte der Abschwächer für PPG-Modul 09.

Modul-ID	Ausgang	Ebene	Abschwächung in dB	Abschwächungsfaktor
09	1	ST04V1	$20,1 \pm 0,2$	$0,099 \pm 0,002$
09	2	ST04Y1	$19,8 \pm 0,2$	$0,102 \pm 0,002$
09	3	ST04Y1	$19,8 \pm 0,2$	$0,102 \pm 0,002$
09	4	ST04X1	$19,7 \pm 0,2$	$0,104 \pm 0,002$
09	5			
09	6			
09	7			
09	8			

NB: Bei Ebene ST04V1 kommt ein anderes Abschwächermodel zum Einsatz

Anhang C

Verbindung PPG-Hauptplatine

Hier wird eine Übersicht gegeben, wie die PPG-Module mit den Driftröhrchenkammern verbunden sind. Jede Tabelle steht für ein Modul mit seinen acht Ausgängen. In der dritten Spalte ist die Nummerierung der BNC-Kabel aufgeführt, in der vierten Spalte die Doppellage, die mit dem jeweiligen Ausgang angesteuert wird. Schließlich kann man der letzten Spalten entnehmen, von welcher Seite eingepulst wird, wenn man den Anschluß benutzt, der sich, von der jeweiligen Doppellage aus gesehen, strahlabwärts befindet (s. Kap. 5.3.3).

Tabelle C.1: Übersicht über die Verbindung vom PPG-Modul 07 zu den Submodulen ST05 und ST06 der Driftröhrchenkammern während der Strahlzeit 2004.

Modul-ID	Modulausgang	BNC-Kabelnummer	Ebene	Anschluß, strahlabwärts
07	1	03	ST05X1	Jura
07	2	02	ST05Y1	Jura
07	3	01	ST05U1	Salève
07	4	04		
07	5	08	ST06V1	Jura
07	6	07	ST06Y1	Salève
07	7	06	ST06X1	Salève
07	8	05		

Tabelle C.2: Übersicht über die Verbindung vom PPG-Modul 08 zu der Station ST03 der Driftröhrchenkammern während der Strahlzeit 2004.

Modul-ID	Modulausgang	BNC-Kabelnummer	Ebene	Anschluß strahlabwärts
08	1	19		
08	2	18	ST03X1	Salève
08	3	17	ST03Y1	Salève
08	4	16	ST03U1	
08	5	15	ST03V1	
08	6	14	ST03Y2	
08	7	13	ST03X2	
08	8	20		

Tabelle C.3: Übersicht über die Verbindung vom PPG-Modul 09 zum Submodul ST04 der Driftröhrchenkammern während der Strahlzeit 2004.

Modul-ID	Modulausgang	BNC-Kabelnummer	Ebene	Anschluß strahlabwärts
09	1	12	ST04V1	Salève
09	2	11	ST04Y1	
09	3	10	ST04Y1	
09	4	09	ST04X1	
09	5			
09	6			
09	7			
09	8			

Anhang D

***ROOT*-Skripte**

Die folgenden *ROOT*-Skripte ermöglichen die Extraktion der Charakteristikparameter aus den ".root"-Dateien und die Überprüfung der gesetzten Schwellen, wobei die hier abgedruckten Skripte auf den Abschnitt ST05X1da ausgerichtet sind. Um eventuelle Arbeitsspeicherprobleme vorzubeugen, kann man aus der ".root"-Datei die notwendigen Informationen mit *cloneTree* in eine neue Datei speichern, die dann anstelle der alten Datei verwendet wird:

cloneTree:

```
#include <cstdlib>
#include <iostream>
#include "TFile.h"
#include "TTree.h"

void clone(){
  TFile* oldfile = new TFile("/scratch/dsetter/rootfiles/run43536.root");
  TTree* oldtree = (TTree*)oldfile->Get("T");
  oldtree->SetBranchStatus("*",0);
  oldtree->SetBranchStatus("spill",1);
  oldtree->SetBranchStatus("ST05X1da_hits",1);
  oldtree->SetBranchStatus("ST05X1da_ch",1);
  TFile* newfile = new TFile("run43536_da.root","recreate");
  TTree* newtree = oldtree->CloneTree(0);
  newtree->CopyEntries(oldtree);
  newtree->Print();
  newfile->Write();
  oldfile->Close();
  newfile->Close();
}
```

In dem hier aufgeführten Skript *cloneTree.C* werden aus der Datei "run43536.root" die drei Zweige (branches) in der neuen Datei "run43536_da.root" gespeichert, die für die Extraktion der Charakteristikparameter des Abschnitts ST05X1da notwendig sind.

Die Extraktion selber erfolgt dann mit *charakteristik.C*:

charakteristik:

```
#include <cstdlib>
#include <fstream>
#include <iostream>
#include <TChain.h>
#include <TROOT.h>
#include "TCanvas.h"
#include "TDirectory.h"
#include "TF1.h"
#include "TFile.h"
#include "TGraphErrors.h"
#include "TH1F.h"
#include "TString.h"
#include "TStyle.h"
#include "TTree.h"



void scan(){
  cout<<endl<<" ----- The characteristics
    will be calculated ----- "<<endl<<endl;
  gROOT->SetStyle("Plain");
  TChain* t[4];
  TDirectory* dschwelle[4];
  TH1F* hST05X1da[96]; TString hname, htitle;
  Int_t spill, ST05X1da_hits; Float_t ST05X1da_ch[1000];
  TFile sfile = TFile("da.root","RECREATE");
  TF1* fermi1=new TF1("fitf1","([0]/(1+exp(([1]-x)/[2])))+[3]",1,95);
  TF1* fermi2=new TF1("fitf2","([0]/(1+exp(([1]-x)/[2])))+[3]",101,195);
  TGraphErrors* g1[96]; TGraphErrors* g2[96];
  for(Int_t i=0; i<96; i++){
    g1[i] = new TGraphErrors(); g2[i] = new TGraphErrors();
  }
  Double_t l = 0.0416; //DAC linearity
  Double_t o = 0.05644; //DAC offset
  Double_t C = 130; //capacitor in fC
  Double_t L = 0.097; Double_t err_L = 0.002; //reducer
  for(Int_t i=0; i<4; i++){
    cout<<"beginning of loop number "<<i<<endl;
    t[i] = new TChain("T");
    switch(i){
    case 0:
      t[i]->Add("43526_da_1.root");
      dschwelle[i]=sfile.mkdir("Schwelle 0900mV"); break;
    case 1:
      t[i]->Add("43527_da_1.root");
      dschwelle[i]=sfile.mkdir("Schwelle 1150mV"); break;
    case 2:
      t[i]->Add("43528_da_1.root");
      dschwelle[i]=sfile.mkdir("Schwelle 1450mV"); break;
    case 3:
      t[i]->Add("43529_da_1.root");
      dschwelle[i]=sfile.mkdir("Schwelle 1600mV"); break;
    }
    t[i]->SetBranchAddress("spill",&spill);
    t[i]->SetBranchAddress("ST05X1da_hits",&ST05X1da_hits);
    t[i]->SetBranchAddress("ST05X1da_ch",ST05X1da_ch);
    Int_t entries = Int_t(t[i]->GetEntries());

    cout<<"creating histograms"<<endl;
    for(Int_t j=0; j<96; j++){
      hname="5X1da_K"; hname+=j; hname+="_Schw"; hname+=i;
      htitle="ST05X1da_K"; htitle+=j; htitle+="_Schw"; htitle+=i;
      hST05X1da[j] = new TH1F(hname,htitle,211,0,210);
    }

    cout<<"filling histograms"<<endl;
    Int_t nbytes = 0, nb = 0;
    for(Int_t entry=0; entry<entries; entry++){
      nb=t[i]->GetEntry(entry);
      nbytes+=nb;
      for(Int_t j=0; j<ST05X1da_hits; j++){
hST05X1da[(int)ST05X1da_ch[j]]->Fill(spill);
      }
    }

    //sfile.cd();
    //dschwelle[i]->cd();
    cout<<"fitting histograms"<<endl;
    for(Int_t j=0; j<96; j++){
      hname="5X1da_K"; hname+=j; hname+="_Schw"; hname+=i;
      htitle="ST05X1da Kanal "; htitle+=j; htitle+=" Schwelle "; htitle+=i;
      Double_t maxevent = hST05X1da[j]->GetMaximum();
      fermi1->SetParameters(maxevent,15,1,0);
      hST05X1da[j]->Fit(fermi1,"R");
      fermi2->SetParameters(maxevent,115,1,0);
      hST05X1da[j]->Fit(fermi2,"R+");
      hST05X1da[j]->SetName(hname);
```

```
      hST05X1da[j]->SetTitle(htitle);
      hST05X1da[j]->GetXaxis()->SetTitle("Spill");
      hST05X1da[j]->GetYaxis()->SetTitle("Eintraege");
      hST05X1da[j]->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.2);
      dschwelle[i]->cd();
      hST05X1da[j]->Write();
      Double_t y1 = fermi1->GetParameter(1);
      Double_t err_y1 = fermi1->GetParError(1);
      Double_t z1 = fermi1->GetParameter(2);
      Double_t err_z1 = fermi1->GetParError(2);
      Double_t y2 = fermi2->GetParameter(1);
      Double_t err_y2 = fermi2->GetParError(1);
      Double_t z2 = fermi2->GetParameter(2);
      Double_t err_z2 = fermi2->GetParError(2);

      Double_t a1 = (y1*l+o)*L*C;
      Double_t err_a1 = sqrt(pow(l*L*C*err_y1,2)+pow((y1*l+o)*C*err_L,2));
      Double_t a2 = ((y2-100)*l+o)*L*C;
      Double_t err_a2 = sqrt(pow(l*L*C*err_y2,2)
        +pow(((y2-100)*l+o)*C*err_L,2));
      Double_t w1 = l*L*C*z1*(-2)*log(0.1/0.9);
      Double_t err_w1 = sqrt(pow(2*l*L*C*err_z1*log(0.1/0.9),2)
        +pow(2*l*err_L*C*z1*log(0.1/0.9),2));
      Double_t w2 = l*L*C*z2*(-2)*log(0.1/0.9);
      Double_t err_w2 = sqrt(pow(2*l*L*C*err_z2*log(0.1/0.9),2)
        +pow(2*l*err_L*C*z2*log(0.1/0.9),2));

      Double_t a = (a1+a2)/2;
      Double_t err_a = sqrt(pow(err_a1/2,2)+pow(err_a2/2,2));
      Double_t w = (w1+w2)/2;
      Double_t err_w = sqrt(pow(err_w1/2,2)+pow(err_w2/2,2));

      switch(i){
      case 0:
g1[j]->SetPoint(i,892.5,a);
g1[j]->SetPointError(i,0,err_a);
g2[j]->SetPoint(i,892.5,w);
g2[j]->SetPointError(i,0,err_w); break;
      case 1:
g1[j]->SetPoint(i,1147.5,a);
g1[j]->SetPointError(i,0,err_a);
g2[j]->SetPoint(i,1147.5,w);
g2[j]->SetPointError(i,0,err_w); break;
      case 2:
g1[j]->SetPoint(i,1450.31,a);
g1[j]->SetPointError(i,0,err_a);
g2[j]->SetPoint(i,1450.31,w);
g2[j]->SetPointError(i,0,err_w); break;
      case 3:
g1[j]->SetPoint(i,1593.75,a);
g1[j]->SetPointError(i,0,err_a);
g2[j]->SetPoint(i,1593.75,w);
g2[j]->SetPointError(i,0,err_w); break;
      }
      hST05X1da[j]->Delete();
    }
    cout<<"loop number "<<i<<" finished"<<endl<<endl;
  }

  TF1* ebersmoll = new TF1("fitebersmoll",
    "[0]+(0.5*[1]/[2])*log(([1]+x)/([1]-x))",900,1600);
  TF1* constant = new TF1("const","[0]",900,1600);
  Double_t co = 2.5;
  ofstream para;
  para.open("auto_par_da.dat");
  para<<"channel"<<" "<<"[0]=Qdc "<<"err_Qdc   "<<" "<<"[1]=U0 "<<"err_U0   "
    <<" "<<"[2]=k "<<"err_k   "<<" "<<"Uth "<<"err_Uth   "
    <<" "<<"DAC "<<"err_DAC "<<endl;
  for(Int_t i=0; i<96; i++){
    ebersmoll->SetParameters(0,2000,100);
    g1[i]->Fit(ebersmoll,"R");

    Double_t Qdc = ebersmoll->GetParameter(0);
    Double_t err_Qdc = ebersmoll->GetParError(0);
    Double_t U0 = ebersmoll->GetParameter(1);
    Double_t err_U0 = ebersmoll->GetParError(1);
    Double_t k = ebersmoll->GetParameter(2);
    Double_t err_k = ebersmoll->GetParError(2);

    constant->SetParameter(0,5);
    g2[i]->Fit(constant,"R");

    Double_t w = constant->GetParameter(0);
    Double_t err_w = constant->GetParError(0);
    Double_t one = exp(((co*w-Qdc)*2*k)/U0);
    Double_t Uth = (U0*(one-1))/(one+1);
    Double_t a_err = (Uth/U0)-(4*k*(co*w-Qdc)*one)/(U0*(one+1)*(one+1));
    Double_t b_err = (4*(co*w-Qdc)*one)/((one+1)*(one+1));
    Double_t c_err = (-4*k*one)/((one+1)*(one+1));
    Double_t d_err = (4*k*one)/((one+1)*(one+1));
    Double_t err_Uth = sqrt(pow(a_err*err_U0,2)+pow(b_err*err_k,2)
      +pow(c_err*err_Qdc,2)+pow(d_err*err_w,2));
    Double_t DAC = 128-(128*Uth)/2040;
    Double_t err_DAC = (128*err_Uth)/2040;

    para<<i<<" "<<Qdc<<" "<<err_Qdc<<" "<<U0<<" "<<err_U0
      <<" "<<k<<" "<<err_k<<" "<<Uth<<" "<<err_Uth
      <<" "<<DAC<<" "<<err_DAC<<endl;
  }
  para.close();

  cout<<endl<<"creating canvas and saving graphs"<<endl;
  TDirectory* dschwchar = sfile.mkdir("Schwellencharakteristik");
  dschwchar->cd();
```

```
TCanvas* c[12]; TString cname, ctitle, gname, gtitle;
for(Int_t i=0; i<6; i++){
  cname="Schwellen"; cname+=i;
  ctitle="Schw"; ctitle+=i;
  c[i] = new TCanvas(cname,ctitle,300,300);
  c[i]->Divide(4,4);
  for(Int_t j=0; j<16; j++){
    c[i]->cd(j+1);
    g1[i*16+j]->SetMarkerStyle(27);
    //g1[i*16+j]->SetMarkerSize(1);
    g1[i*16+j]->Draw("AP");
    gname="Char_K"; gname+=i*16+j;
    g1[i*16+j]->SetName(gname);
    gtitle="Charakteristik Kanal "; gtitle+=i*16+j;
    g1[i*16+j]->SetTitle(gtitle);
    g1[i*16+j]->GetXaxis()->SetTitle("Schwellenwert in mV");
    g1[i*16+j]->GetYaxis()->SetTitle("Ansprechwert in fC");
    g1[i*16+j]->Write();
  }
}

TDirectory* dbreiten = sfile.mkdir("Breiten");
dbreiten->cd();
for(Int_t i=0; i<6; i++){
  cname="Breiten"; cname+=i;
  ctitle="Br"; ctitle+=i;
  c[i+6] = new TCanvas(cname,ctitle,300,300);
  c[i+6]->Divide(4,4);
  for(Int_t j=0; j<16; j++){
    c[i+6]->cd(j+1);
    g2[i*16+j]->SetMarkerStyle(27);
    //g2[i*16+j]->SetMarkerSize(1);
    g2[i*16+j]->Draw("AP");
    gname="Br_K"; gname+=i*16+j;
    g2[i*16+j]->SetName(gname);
    gtitle="Breite Kanal "; gtitle+=i*16+j;
    g2[i*16+j]->SetTitle(gtitle);
    g2[i*16+j]->GetXaxis()->SetTitle("Schwellenwert in mV");
    g2[i*16+j]->GetYaxis()->SetTitle("Breite in fC");
    g2[i*16+j]->Write();
  }
}

sfile.Close();

cout<<endl<<"creating .ps-file"<<endl;
TString psfilename = "automatic.ps";
c[0]->Print(psfilename+"(");
for(Int_t i=0; i<10; i++){
  c[i+1]->Print(psfilename);
}
c[11]->Print(psfilename+")");
```

```
  cout<<endl<<endl<<" ----- The characteristics were calculated
    and saved ----- "<<endl;
}
```

Die Überprüfung schließlich geschieht mit Hilfe von *schwellencheck.C*:

schwellencheck:

```
#include <cstdlib>
#include <fstream>
#include <iostream>
#include <TChain.h>
#include <TROOT.h>
#include "TCanvas.h"
#include "TDirectory.h"
#include "TF1.h"
#include "TFile.h"
#include "TGraphErrors.h"
#include "TH1F.h"
#include "TString.h"
#include "TStyle.h"
#include "TTree.h"



void check(){
  gROOT->SetStyle("Plain");

  TChain* t;
  t = new TChain("T");
  t->Add("43536_da_1.root");
  t->Add("43536_da_2.root");
  Int_t spill, ST05X1da_hits; Float_t ST05X1da_ch[1000];
  t->SetBranchAddress("spill",&spill);
  t->SetBranchAddress("ST05X1da_hits",&ST05X1da_hits);
  t->SetBranchAddress("ST05X1da_ch",ST05X1da_ch);
  Int_t entries = Int_t(t->GetEntriesFast());

  TH1F* hST05X1da[96];
  TString hname, htitle;
  for(Int_t i=0; i<96; i++){
    hname="5X1da_K"; hname+=i; hname+="_Voreinstellung";
    htitle="ST05X1da_K"; htitle+=i; htitle+="_Voreinstellung";
    hST05X1da[i] = new TH1F(hname,htitle,210,0,209);
  }
  cout<<"histograms created"<<endl;
```

```
  Int_t nbytes=0, nb=0;
  for(Int_t entry=0; entry<entries; entry++){
    nb=t->GetEntry(entry);
    nbytes+=nb;
    for(Int_t i=0; i<ST05X1da_hits; i++){
      hST05X1da[(int)ST05X1da_ch[i]]->Fill(spill);
    }
  }
  cout<<"histograms filled"<<endl;

  Double_t Qdc_da[96], err_Qdc_da[96], U0_da[96], err_U0_da[96],
    k_da[96], err_k_da[96];
  Int_t g=0, h=0;
  TString dummy;
  ifstream source0;
  source0.open("parameter_da_s0_new.dat");
  while(1){
    if(!source0.good()) break;
    if(h==0){
      source0>>dummy>>dummy>>dummy>>dummy>>dummy>>dummy>>dummy
        >>dummy>>dummy>>dummy>>dummy;
      h++;
    }
    else{
      source0>>dummy>>Qdc_da[g]>>err_Qdc_da[g]>>U0_da[g]>>err_U0_da[g]
        >>k_da[g]>>err_k_da[g]>>dummy>>dummy>>dummy>>dummy;
      g++;
    }
  }
  source0.close();
  cout<<"got parameters"<<endl;

  Double_t DAC_da[96], DAC_ua[96], temp[192];
  ifstream source1;
  g=0, h=0;
  source1.open("threshold_328.dat.default");
  while(1){
    if(!source1.good()) break;
    if(h<640){
      source1>>dummy>>dummy>>dummy;
      h++;
    }
    else{
      if(g<192){
source1>>dummy>>dummy>>temp[g];
g++;
      }
      else break;
    }
  }
  for(Int_t i=0; i<96; i++){
    DAC_da[95-i]=temp[i*2+1];
    DAC_ua[95-i]=temp[i*2];
  }
  source1.close();
  cout<<"got DAC values"<<endl;

  TF1* fermi1=new TF1("fitf1","([0]/(1+exp(([1]-x)/[2])))+[3]",1,95);
  TF1* fermi2=new TF1("fitf2","([0]/(1+exp(([1]-x)/[2])))+[3]",101,195);
  TFile sfile = TFile("schwellencheck.root","RECREATE");
  TGraphErrors* g1;
  g1=new TGraphErrors();
  TGraphErrors* g2;
  g2=new TGraphErrors();
  Double_t Thr_da[96];
  for(Int_t i=0; i<96; i++){
    Double_t maxevent = hST05X1da[i]->GetMaximum();
    fermi1->SetParameters(maxevent,15,1,0);
    hST05X1da[i]->Fit(fermi1,"R");
    Double_t z1 = fermi1->GetParameter(2);
    Double_t err_z1 = fermi1->GetParError(2);
    fermi2->SetParameters(maxevent,115,1,0);
    hST05X1da[i]->Fit(fermi2,"R+");
    Double_t z2 = fermi2->GetParameter(2);
    Double_t err_z2 = fermi2->GetParError(2);
    hname="5X1da_K"; hname+=i; hname+="_Voreinstellung";
    htitle="ST05X1da_K"; htitle+=i; htitle+="_Voreinstellung";
    hST05X1da[i]->SetName(hname);
    hST05X1da[i]->SetTitle(htitle);
    hST05X1da[i]->GetXaxis()->SetTitle("Spill");
    hST05X1da[i]->GetXaxis()->SetTitle("Eintraege");
    hST05X1da[i]->GetXaxis()->SetTitleOffset(1.2);
    hST05X1da[i]->Write();
    hST05X1da[i]->Delete();

    Double_t l = 0.0416; //DAC linearity
    Double_t C = 130; //capacitor in fC
    Double_t L = 0.097; Double_t err_L = 0.002; //reducer
    Double_t w1 = l*L*C*z1*(-2)*log(0.1/0.9);
    Double_t err_w1 = sqrt(pow(2*l*L*C*err_z1*log(0.1/0.9),2)
      +pow(2*l*err_L*C*z1*log(0.1/0.9),2));
    Double_t w2 = l*L*C*z2*(-2)*log(0.1/0.9);
    Double_t err_w2 = sqrt(pow(2*l*L*C*err_z2*log(0.1/0.9),2)
      +pow(2*l*err_L*C*z2*log(0.1/0.9),2));

    Double_t w = (w1+w2)/2;
    Double_t err_w = sqrt(pow(err_w1/2,2)+pow(err_w2/2,2));

    Thr_da[i] = (2040*(128-DAC_da[i]))/128;

    g1->SetPoint(i,Thr_da[i],w);
    g1->SetPointError(i,0,err_w);
    g2->SetPoint(i,log((U0_da[i]+Thr_da[i])/(U0_da[i]-Thr_da[i]))
```

```
      *(U0_da[i]/(2*k_da[i]))+Qdc_da[i],w);
    g2->SetPointError(i,0,err_w);
  }

  TF1* gerade = new TF1("ger","[0]+[1]*x",6,19);
  gerade->SetParameters(0,2);
  g2->Fit(gerade,"R");

  TCanvas* c[2];
  c[0] = new TCanvas("graph1","graph1",300,300);
  c[0]->cd();
  g1->SetMarkerStyle(27);
  g1->SetMarkerSize(0.75);
  g1->Draw("AP");
  g1->SetTitle("Breite versus Schwellenvoreinstellung, da");
  g1->SetName("Breite_Schw");
  g1->GetXaxis()->SetTitle("Schwellenwert in mV");
  g1->GetYaxis()->SetTitle("Breite in fC");

  c[1] = new TCanvas("graph2","graph2",300,300);
  c[1]->cd();
  g2->SetMarkerStyle(27);
  g2->SetMarkerSize(0.75);
  g2->Draw("AP");
  g2->SetTitle("Breite versus Schwellenvoreinstellung,
    umgerechnet in fC, da");
  g2->SetName("Breite_Schw_umg");
  g2->GetXaxis()->SetTitle("Schwellenwert in fC umgerechnet");
  g2->GetYaxis()->SetTitle("Breite in fC");

  TString psfilename;
  psfilename="graphs.ps";
  c[0]->Print(psfilename + "(");
  c[1]->Print(psfilename + ")");
  sfile.Close();
}
```

Anm: Die Skripte *charakteristik.C* und *schwellencheck.C* sind in der hier abgedruckten Version jeweils auf die 96 Kanäle des Abschnitts ST05X1da abgestimmt.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] G. Baum *et al.*, *COMPASS: A Proposal for a Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy, CERN-SPSLC-96-14.*

[2] R. L. Jaffe und A. V. Manohar, *The g_1 Problem: Deep Inelastic Electron Scattering and the Spin of the Proton*, Nucl. Phys. **B337** (1990) 509.

[3] R. G. Roberts, *The Structure of the Proton: Deep Inelastic Scattering*, Cambridge University Press, Cambridge 1990.

[4] S. Eidelman *et al.*, *Review of Particle Physics. Particle Data Group*, Phys. Lett. **B592** (2004) 1.

[5] D. Griffiths, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, (Akademie-Verlag, Berlin, 1996).

[6] U. Stösslein, *Measurements of the Spin Structure Function g_1 of the Proton and the Deuteron*, Proceeding of 14. Int. Spin Physics Symposium (SPIN 2000), 2000.

[7] G. K. Mallot, *The Spin Structure of the Nucleon from the SMC Experiments*, Doktorarbeit, Mainz 1996.

[8] G. Altarelli, *Partons in Quantum Chromodynamics*, Phys. Rep. **81** (1982) 1.

[9] B. Aldeva *et al.*, *Next-to-leading order QCD analysis of the spin structure function g_1*, Phys. Rev. **D58** (2002) 1.

[10] M. Frhr. v. Hodenberg und S. Koblitz *Measurement of $\frac{\Delta G}{G}$ via Open Charm on 2002 and 2003 data*, COMPASS Note 2005-XX

[11] J. J. Aubert *et al.*, *D^0 Production in Deep Inelastic Muon Scattering on Hydrogen and Deuterium*, Phys. Lett. **B167** (1986) 127.

[12] M. P. Alvarez *et al.*, *Study of Charm Photoproduction Mechanisms*, Z. Phys. **C60** (1993) 53.

[13] L. Gatignon, *User guide for the m2 beam*, http://gatignon.home.cern.ch/gatignon/M2manual.html.

[14] D. Adams *et al.*, *Spin Structure of the Proton from Polarized Inclusive Deep-Inelastic Muon-Proton Scattering*, Phys. Rev. **D56** (1997) 5330.

[15] O. C. Alkofer *et al.*, *A Large Magnetic Spectrometer System for High-Energy Muon Physics*, Nucl. Instr. Meth. **179** (1981) 445.

[16] J. Koivunniemi *et al.*, *Dilution refrigerator for COMPASS polarized target*, Physica **B284-288** (2000) 2012-2013.

[17] D. Adams *et al.*, *The Polarized Double Cell Target of the SMC*, Nucl. Instr. Meth. **A437** (1999) 23.

[18] The COMPASS Target Group, *Online Target Documentation*, http://wwwcompass.cern.ch/compass/detector/target/.

[19] I. Daito *et al.*, *Time Resolution of Multi-Cladding Scintillating Fiber Hodoscope*, Nucl. Instr. Meth. **A433** (1999) 587.

[20] J.Bisplinghoff *et al.*, *A Scintillating Fibre Hodoscope for High Rate Applications*, Nucl. Instr. Meth. **A490** (2002) 101.

[21] F. Simon, *Commissioning of the GEM Detectors in the COMPASS Experiment*, Diplomarbeit, München 2001.

[22] R. Wagner, *Commissioning of Silicon Detectors for the COMPASS Experiment at CERN*, Diplomarbeit, München 2001.

[23] Y. Giomataris *et al.*, *MICROMEGAS: A High-Granularity Position-Sensitive Gaseous Detector for High Particle-Flux Enviroments*, Nucl. Instr. Meth. **A376** (1996) 29.

[24] D. Thers *et al.*, *Micromegas as large microstrip detector for the COMPASS experiment*, Nucl. Instr. Meth. **A469** (2001) 133.

[25] B. Ketzer *et al.*, *Performance of Triple GEM Tracking Detectors in the COMPASS Experiment*, Nucl. Instr. Meth. **A535** (2004) 314.

[26] H. Pereira da Costa, *Développement de chambres à dérive pour les hauts flux dans l'expérience COMPASS*, Doktorarbeit, Orsay 2001.

[27] C. J. Ilgner, *Fertigung und Inbetriebnahme einer Strohdriftkammerstation für das COMPASS-Experiment*, Doktorarbeit, München 2003.

[28] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Son, Inc., New York 1965.

[29] S. D. Torre *et al.*, *The COMPASS RICH project*, Nucl. Instr. Meth. **A433** (1999) 207.

[30] F. Tessarotto *et al.*, *COMPASS RICH-1*, Nucl. Instr. Meth. **A478** (2002) 340.

[31] M. D. Leberig, *Das COMPASS-Triggersystem zur Messung des Gluonbeitrags ΔG zum Protonspin*, Doktorarbeit, Mainz 2002.

[32] H. Fischer *et al.*, *The COMPASS Data Acquisition System*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **49** (2002) 443.

[33] W. Kastaun, *Erste Untersuchungen zur Hadron-Produktion am COMPASS-Experiment*, Diplomarbeit, Freiburg 2002.

[34] R. Brun und F. Rademakers, *ROOT: An object oriented data analysis framwork*, Nucl. Instr. Meth. **A389** (1997) 81,
http://root.cern.ch/.

[35] M. Sans Merce, *Development of drift chambers and physics simulations for the COMPASS experiment*, Doktorarbeit, Genf 2001.

[36] K. Zaremba, Persönliche Mitteilung, April 2005.

[37] F. M. Newcomer *et al.*, *A Fast, Low Power, Amplifier-Shaper-Discriminator for High Rate Straw Tracking Systems*, IEEE Trans. Nucl. Sci., **Vol. 40** (1993) 630-636.

[38] F. M. Newcomer *et al.*, *An Amplifier-Shaper-Discriminator with Baseline Restoration for the ATLAS Transition Radiation Tracker*, IEEE Trans. Nucl. Sci., **Vol. 40** (1996) 1725-1731.

[39] H. Fischer *et al.*, *Implementation of the dead time free $\mathcal{F}1$-TDC in the COMPASS Detector Readout*, Nucl. Instr. Meth. **A461** (2001) 507.

[40] J. Marzec, K. Zaremba, Z. Pawlowski und B. Konarzewski, *Tests of the ASD8 chips - methods and results*, COMPASS Note 2000-10

[41] F. H. Heinsius, Persönliche Mitteilung, Freiburg, März 2005.

Danksagung

Für das Zustandekommen dieser Diplomarbeit möchte ich folgenden Personen danken:

- Prof. Dr. Kay Königsmann für die Vergabe der Diplomarbeit und damit die Einführung in die experimentelle Teilchenphysik und speziell COMPASS.
- Meinem Betreuer Dr. Fritz-Herbert Heinsius und Dr. Horst Fischer, die mir jede Frage mit Geduld beantworteten und viele Anregungen gaben, die die Arbeit stetig vorantrieben.
- Dr. Christian Schill für eine wertvolle Zusammenarbeit, viele Denkanstöße und die unzähligen Stunden, die er mir mit Rat und Tat zur Seite stand.
- Martin Frhr. von Hodenberg, Daniel Matthiä und Sonja Hedicke, die mir eine unschätzbar große Hilfe waren, besonders bei der Programmierung.
- Jürgen Franz, Donghee Kang, Donghwa Kang, Oliver Kilias, Sebastian Trippel, Julia Vogel, Anselm Vossen und Eric Weise, die dazu beitrugen, eine positive, freundschaftliche Atmosphäre zu schaffen.
- Rainer Fastner, Gisela Mössner und Khalil Rehmani, die mir bei der Lösung technischer Probleme halfen.
- Jürgen Worch und der elektronischen und mechanischen Werkstatt der mathematischen und physikalischen Fakultät der Universität Freiburg für die Hilfe bei der Entwicklung des PPG-Moduls.
- Der COMPASS-Kollaboration für die Unterstützung, die mir am CERN zuteil wurde, und die Erfahrung, die ich dort sammeln durfte.
- Meinen Eltern für die jahrelange Unterstützung und meinem Bruder und vielen Freunden für den Ausgleich zur Physik.

Erklärung

Diese Arbeit ist von mir selbstständig verfaßt worden, und ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt.

Dominik Setter, April 2005