
**Analyse der Triggerfähigkeiten zur
Selektion hadronischer Ereignisse und
Entwicklung eines
Hochgeschwindigkeits-Triggers für den
Vorwärtskonus des Crystal-Barrel-Detektors**

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von
Dipl. Phys. Christian Funke
aus Neustadt an der Weinstraße

Bonn, im Juni 2008

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

Erscheinungsjahr: 2008

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn unter
http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online
elektronisch publiziert.

1. Prüfer

Prof. Dr. R. Beck

2. Prüfer

Prof. Dr. K.-Th. Brinkmann

Tag der Promoton

27.08.2008

Zusammenfassung

Das CBELSA/TAPS Experiment befasst sich im Rahmen des Sonderforschungsbereichs TR16 „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ mit Untersuchungen zur Struktur der Baryonen.

Für die aktuelle Messperiode wurde der seit 1999 bestehende experimentelle Aufbau um mehrere Komponenten erweitert. So ermöglicht das nun eingesetzte polarisierte Target, zusammen mit dem polarisierten Elektronenstrahl des Beschleunigers ELSA, Doppelpolarisationsexperimente, die einen weitreichenderen Zugang zur Analyse des Anregungsspektrums der Baryonen erlauben als es mit dem bisherigen Aufbau möglich war. Weiterhin wurden auch die Detektorkomponenten weiterentwickelt und erweitert. So wurde für den Winkelbereich von 12° - 30° des Hauptkalorimeters ein neuer modularer Detektor für neutrale und geladene Teilchen entwickelt.

Um die gesuchten Observablen effizient messen zu können, ist ein auf die Anforderungen optimierter Trigger notwendig, der schon bei der Datennahme eine gute Selektion der Daten gewährleistet. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Dissertation ein schnelles Clusterfindersystem für den oben genannten Detektor entwickelt. Durch seinen Clustering-Algorithmus können in den Kristallen aufschauende Photonen, deren Energiedeposition sich auf mehrere Kristalle verteilt, identifiziert werden. Dies ermöglicht zur Laufzeit des Triggers die Bestimmung der Anzahl der Teilchen, die den Vorwärtsdetektor getroffen haben. Der erlaubte Zeitrahmen für diese Entscheidung beträgt inklusive aller Elektronik ≈ 200 ns. Hierzu wurde dedizierte Hardware entwickelt, die diese Anforderungen erfüllt. Dieses neue Triggersystem wurde in die Ausleseelektronik des Vorwärtsdetektors integriert, optimiert und erfolgreich in Betrieb genommen. Weiterhin wurde die Auslese der Analogsignale des Vorwärtsdetektors aufgebaut und geeicht. Die Kombination beider System bietet zusätzlich einen Ansatzpunkt zur Analyse des teilchenabhängigen Ansprechverhaltens der im Kalorimeter verwendeten CsI-Kristalle. Erste Ergebnisse hierzu werden in dieser Arbeit gezeigt.

Neben den technischen Entwicklungen beschreibt die vorliegende Arbeit weiterhin die Leistungsfähigkeit und experimentelle Relevanz dieses neuen Systems und zeigt erste Daten vom erfolgreichen Einsatz am CBELSA/TAPS Experiment.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	V
Tabellenverzeichnis	IX
1 Einleitung	1
1.1 Das Baryonenspektrum	4
1.2 Das Anregungsspektrum der Baryonen – Quarkmodelle	5
1.3 Bonn-Gatchina PWA, MAID – Datenanalyse	8
1.4 (Doppel-)Polarisationsobservable	9
2 Experimenteller Aufbau	13
2.1 ELSA	13
2.2 Das CBELSA/TAPS Experiment	15
2.2.1 Das Goniometer	16
2.2.2 Das Tagging-System	18
2.2.3 Das polarisierte Target	20
2.2.4 Der Innendetektor	20
2.2.5 Das Crystal-Barrel Kalorimeter	21
2.2.6 Der CB-Vorwärtsdetektor	22
2.2.7 Der CO_2 -Čerenkov-Detektor	23
2.2.8 Der MiniTAPS Detektor	23
2.2.9 Der γ -Intensitätsmonitor	24
2.2.10 Der e^- -Strahlfänger	25
2.3 Der CB-Vorwärts-Detektor	25
2.3.1 Die Kalorimeterkristalle	26
2.3.2 Die Analogelektronik	27
2.3.3 Die Plastiksintillatoren	29
3 Elektromagnetische Wechselwirkung in Materie	31
3.1 Primärwechselwirkungen	31
3.2 Sekundärwechselwirkungen	32

3.3	Elektromagnetische Schauer	34
3.4	Aufbau und Eigenschaften der Kalorimeter-Kristalle	35
4	Clusterfinder - Algorithmen und Anwendungen	41
4.1	Clusterdefinition	41
4.2	Clusteralgorithmen	42
4.3	Implementation im Vorwärtsdetektor	43
4.4	Weitere Anwendungen von Clusterfindern am CB-Experiment – FACE	44
5	Event-Simulationen	47
5.1	Auswirkungen bestimmter Triggerbedingungen auf die Akzeptanz	47
5.2	Detektionseffizienz und Triggersignaturen für ausgewählte Topologien	48
5.2.1	$\gamma\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}\pi^0 \rightarrow \mathbf{p}2\gamma$ bei bis zu 3,2 GeV	48
5.2.2	$\gamma\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}\eta \rightarrow \mathbf{p}2\gamma$ bei bis zu 3,2 GeV	51
5.2.3	$\gamma\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}\pi^0\pi^0 \rightarrow \mathbf{p}4\gamma$ bei bis zu 3,2 GeV	54
5.2.4	$\gamma\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}\pi^0\eta \rightarrow \mathbf{p}4\gamma$ bei bis zu 3,2 GeV	56
6	Trigger und Selektion hadronischer Ereignisse	59
6.1	Anforderungen an den Trigger	59
6.2	Aufbau des CB-Triggersystems	60
6.3	Triggerselektion	63
7	Technische Realisation des Vorwärtskonus-Clusterdetektors	67
7.1	Technische Anforderungen an den Clusterfinder	67
7.2	Technische Implementation des Clusterfinder-Algorithmus	67
7.3	Technisches Design	71
7.4	Das Clusterfinder-System	80
7.5	Auswahl der weiteren Komponenten	83
7.6	Aufbau und Integration in das Detektorsystem	87
7.7	Software und Auslese	90
8	Leistungsfähigkeit des Detektorsystems	95
8.1	Eichung	95
8.2	Zeitverhalten	99
8.3	Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz	104
8.4	Leistungsfähigkeit des Clusterfindertriggers	108
8.5	Protonrekonstruktion – Pulsformabhängige Teilchenrekonstruktion	112
8.6	Erste Daten aus den Produktionsstrahlzeiten	116

9 Zusammenfassung und Ausblick	121
A CF-Modul Schaltpläne und Layouts	123
B Quellcode-Referenz	133
C Technische Dokumentation	143
Literaturverzeichnis	155

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die laufende Kopplungskonstante der QCD	3
1.2	Das Baryon-Oktett und Dekuplett	5
1.3	$\gamma p \rightarrow pX$ Wirkungsquerschnitte	6
1.4	Anregungsspektrum des Nukleons im Quark-Modell von Loering et al.	7
1.5	Vergleich Bn-Ga PWA - η -Maid	8
1.6	Definition der Winkel für Einfach-Pion-Photo-Produktion.	10
1.7	Energieabhängiger Verlauf der Observablen G	11
2.1	Der ELSA-Beschleuniger	13
2.2	Überblick über das CBELSA/TAPS Experiment	15
2.3	Schematischer Aufbau des Goniometertisches	16
2.4	Schematischer Aufbau des Møller-Targets	17
2.5	Verlauf des energieabhängigen Helizitätstransfers für zirkular polarisierte Photonen	17
2.6	Schematischer Aufbau des Bremsstrahlungstargets	18
2.7	Verlauf des energieabhängigen Polarisationsgrades für linear polarisierte Photonen mit maximaler Polarisation bei 1,2 GeV	19
2.8	Schematischer Aufbau des Taggers	19
2.9	Schematischer Aufbau des polarisierten Targets	20
2.10	Schematischer Aufbau des Innendetektors	21
2.11	Schematischer Aufbau des Crystal-Barrel Kalorimeters	21
2.12	Schematischer Aufbau des Vorwärtsdetektors	22
2.13	Schematischer Aufbau des CO_2 -Čerenkov-Detektors	23
2.14	Schematischer Aufbau des MiniTAPS Detektors	24
2.15	Schematischer Aufbau des γ -Intensitätsmonitors	24
2.16	Schematischer Aufbau des Strahlfängers	25
2.17	Detailansicht des Vorwärtsdetektors	26
2.18	Schematischer Aufbau eines Kristalls	26
2.19	Homogenität und absoluter Lightoutput	27
2.20	Spektrales Emissionsspektrum von CsI(Tl)	28

2.21	Die analoge Signalkette	28
2.22	Foto eines Driver- bzw. Shapermoduls	29
2.23	Schematische Schnittzeichnung der Plastiksintillatoren und der Lichtleiterführungen des Vorwärtsdetektors	30
3.1	Energieabhängige Wechselwirkung von Photonen in Materie	33
3.2	Schematische Abbildung eines elektromagnetischen Schauers	34
3.3	Abmessungen der verwendeten Kristalle	36
3.4	Typischer Abfall eines CsI(Tl)-Pulses	38
3.5	Variation der schnellen Zerfallskonstante τ_f und des Intensitätsverhältnisses h_s/h_f für verschiedene Energien und Teilchensorten	39
3.6	Teilchenabhängiges Enenergieverhalten von Barium-Fluorid	40
4.1	Räumliche Konfiguration des Clusterfinder-Datenraums	43
4.2	Illustration des Bottom-Up Algorithmus	44
4.3	Illustration des in der FACE implementierten Zellularlogiktriggers	45
5.1	π^0 Winkelakzeptanz	48
5.2	π^0 Winkelabdeckung Laborsystem	49
5.3	π^0 Gamma Energieverteilung	50
5.4	π^0 Signaturen	50
5.5	η Winkelakzeptanz	51
5.6	η Winkelabdeckung Laborsystem	52
5.7	η Gamma Energieverteilung	53
5.8	η Signaturen	53
5.9	$\pi^0\pi^0$ Winkelakzeptanz	54
5.10	$\pi^0\pi^0$ Winkelabdeckung Laborsystem	54
5.11	$\pi^0\pi^0$ Gamma Energieverteilung	55
5.12	$\pi^0\pi^0$ Signaturen	56
5.13	$\pi^0\eta$ Winkelakzeptanz	56
5.14	$\pi^0\eta$ Winkelabdeckung Laborsystem	57
5.15	$\pi^0\eta$ Gamma Energieverteilung	58
5.16	$\pi^0\eta$ Signaturen	58
6.1	Aufbau des CB-Triggers	62
6.2	Geometrische Triggerakzeptanz (ohne Protonen)	65
6.3	Geometrische Triggerakzeptanz	66
7.1	Logische Segmentierung des Clusterfinders	68

7.2	Überlapp eines Clusters über zwei Segmente	69
7.3	Fehlidentifizierte Clustersignatur	70
7.4	Der 4-fach M-Modul Carrier MEN A201S	73
7.5	Block-Diagramm des K6R4008V1D-10	75
7.6	Aufbau des M-Modul Interface	76
7.7	CFM Datenflussdiagramm	78
7.8	Das Clusterfinder-Modul	79
7.9	Clusterfinder System Datenflussdiagramm	81
7.10	Das Vorwärtsdetektor-Drivermodul	83
7.11	Der WASA-Diskriminator PM-05	84
7.12	Schwellenverhalten des PM-05 Diskriminators	85
7.13	Schema Head-Tail Filter	86
7.14	Übersicht über die Elektronik des Vorwärtsdetektors	88
7.15	Verkabelungsschema der WASA-Diskriminatoren	89
7.16	Die Vorwärtsdetektor-Elektronik	89
8.1	Pedestalverteilung der Kristalle	96
8.2	Energieverteilung eines Kristalls	97
8.3	Übersicht über die abgeglichenen Detektorkristalle	98
8.4	Schwellenverteilung des Clusterfinder-Systems	99
8.5	Elektronische Breite	100
8.6	Korrigierte elektronische Breite	101
8.7	Intrinsischer Kristall-Jitter	101
8.8	Relatives Kristalltiming	102
8.9	Energieabhängiges Zeitverhalten eines Kristalls	103
8.10	Zeitverhalten des Gesamtsystems	103
8.11	Ansprechwahrscheinlichkeit des Clusterfindersystems	104
8.12	Effizienz des Clusterfinders \leftrightarrow Cluster	106
8.13	Effizienz des Clusterfinders \leftrightarrow PEDs	107
8.14	Effizienz des Clusterfinders \leftrightarrow Gammas	107
8.15	$\gamma\gamma$ -invariante Masse	109
8.16	θ -Verteilung der gemessenen Pionen	110
8.17	θ -Verteilung der gemessenen Etas	110
8.18	Pion-Effizienz des Experimenttrigger	111
8.19	Pion-Effizienz der Datentrigger	112
8.20	Energieabhängige Zeitverteilung gesamt	113
8.21	Energieabhängige Zeitverteilung Photonen	113

8.22	Energieabhängige Zeitverteilung geladene Teilchen	114
8.23	Energieabhängige Zeitverteilung Protonen	115
8.24	π^0 - und η -Signal in den aktuellen Daten	116
8.25	Gemessene Zählratenasymmetrien $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$	117
8.26	Gemessene Zählratenasymmetrien $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$	118
8.27	Beamasymmetrie und G für $+45^\circ$	119
8.28	Beamasymmetrie und G für -45°	119
A.1	Das Clusterfinder Modul	123
A.2	Layout des CF-Moduls (Top/Bottom Layer)	125
A.3	Layout des CF-Moduls (Middle Layer 1/2)	126
A.4	Schaltplan des CF-Moduls Seite 1	127
A.5	Schaltplan des CF-Moduls Seite 2	128
A.6	Schaltplan des CF-Moduls Seite 3	129
A.7	Schaltplan des CF-Moduls Seite 4	130
A.8	Schaltplan des CF-Moduls Seite 5	131
A.9	Schaltplan des CF-Moduls Seite 6	132
C.1	M-Modul Zyklus	143
C.2	SRAM Timing	144
C.3	Das CF-VME-Crate am Experiment	154
C.4	Die WASA-Diskriminatoren und das Driver-Crate	154

Tabellenverzeichnis

1.1	(Doppel-)Polarisationsobservable für polarisierten Strahl und polarisiertes Target	10
3.1	Materialeigenschaften Cäsium-Jodid im Vergleich	37
6.1	Verfügbare Triggerquellen des CBELSA/TAPS Experiments	61
6.2	CB-TR16 Triggerbedingungen	63
7.1	Technische Anforderungen an das Clusterfinder-System	67
7.2	Eigenschaften von VME und M-Modul Standards im Vergleich	72
7.3	Kenngößen des Samasung K6R4008V1D-10 SRAM	75
7.4	Befehle des Command Registers	77
7.5	Übersicht über die elektromechanischen Eigenschaften des CF-Moduls	80
A.1	Bestückungsliste des CF-M-Moduls	124
C.1	M-Modul Timing-Parameter	143
C.2	SRAM Timing-Parameter	144
C.3	Technische Verkabelung Teil 1	147
C.4	Technische Verkabelung Teil 2	150
C.5	Hochspannungseinstellungen der Photomultiplier des Vorwärtsdetektors	153

1 Einleitung und physikalische Fragestellungen des CBELSA/TAPS Experiments

Das Ziel der Physik ist das Verständnis der der Natur zugrunde liegenden Gesetzmäßigkeiten und deren systematische Bestimmung. Die Beschreibung physikalischer Phänomene erfolgt über Kräfte, die zwischen den beteiligten Objekten wirken. Die Darstellung der Wechselwirkung dieser Objekte erfolgt über Felder, die von den Quellen der jeweiligen Kraft erzeugt werden. Der jetzige Stand der Forschung unterscheidet zwischen vier fundamentalen Kräften, die sich in ihrer Stärke und Reichweite stark unterscheiden und Phänomene auf den unterschiedlichsten Skalen erklären.

Die Gravitationskraft ist die im Vergleich schwächste Kraft. Ihre Quelle ist die Masse eines Objekts mit dem postulierten Graviton als Träger der Wechselwirkung, welches jedoch noch nicht nachgewiesen wurde. Auf ihr begründet sich die Existenz des bekannten Universums. Durch ihre unbegrenzte Reichweite und der Tatsache, dass sie nicht abschirmbar ist, dominiert diese Kraft auf großen Längenskalen die beobachteten Phänomene. Für den mikroskopischen Bereich spielt sie allerdings keine bedeutende Rolle und kann im atomaren und subatomaren Bereich vernachlässigt werden.

Die Quelle der elektromagnetischen Kraft ist die elektrische Ladung, welche mit zwei Vorzeichen auftritt. Das Austauscheteilchen dieser Kraft ist das Photon. Neben der Gravitation dominiert diese Kraft mit ihren Effekten, wie zum Beispiel dem Magnetismus oder dem elektrischen Strom, unser tägliches Leben. Sie ist auch für die Bindung der Elektronenhülle an die Atome verantwortlich, ebenso wie für die Molekülbildung. Durch die unterschiedlichen Ladungen, die sich gegenseitig abschirmen können (Neutralität des Atoms), treten elektromagnetische Effekte in der Regel nicht auf großen Skalen auf.

Die schwache Kraft wirkt aufgrund ihrer geringen Reichweite nur auf der Größenskala eines Nukleons (≈ 1 fm) und ist unter anderem verantwortlich für den β -Zerfall der Nukleonen. Hierbei ist die Bezeichnung „schwach“ relativ zur elektromagnetischen Kraft bei kleinen Energien zu sehen. Die Wechselwirkung erfolgt über den Austausch massiver Bosonen, dem W^+ , W^- (jeweils 80 GeV) und dem Z^0 (91 GeV).

Durch Weinberg, Salam und Glashow [Wei67][Sal68] wurden 1968 für die beiden oben genannten Kräfte die vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung begründet, die auch in den 70er Jahren des letzten Jahrhunderts experimentell bestätigt wurde.

Die starke Kraft ist verantwortlich für die Existenz der zusammengesetzten Systeme wie den Nukleonen oder der Atomkerne. Ihr Austauschteilchen ist das Gluon, das ebenso wie Quarks ein Träger der Farbladung, der Quelle dieser Kraft ist. Dies unterscheidet die starke Kraft von den bisher vorgestellten Wechselwirkungen. Die Reichweite dieser Kraft ist im Prinzip unbegrenzt, jedoch steigt sie zu großen Abständen linear an (Confinement). Dies hat zur Folge, dass Quarks nicht einzeln beobachtet werden können, da eine Separation über einen gewissen Abstand hinaus genügend Energie zur spontanen Bildung eines Quark-Antiquark Paares liefert. Es ist postuliert, dass alle auftretenden gebundenen Quarkzustände, analog zur Neutralität des Atoms, farbneutral sein müssen.

Das theoretische Rahmenwerk zur Beschreibung dieser Kräfte auf (sub-)nuklearen Skalen ist die Quantenfeldtheorie. Sie vereinigt die klassische Feldtheorie mit der Quantenmechanik und liefert eine einheitliche Kategorisierung der beteiligten Objekte. So werden die Kräfte über die (oben vorgestellten) Austauschteilchen vermittelt. Die relativen Stärken werden durch eine Kopplungskonstante beschrieben. Da grundsätzlich alle physikalisch möglichen Prozesse, wenn auch mit unterschiedlich hohen Wahrscheinlichkeiten, zur Wechselwirkung beitragen, müssen diese Vorgänge störungstheoretisch behandelt werden. Dies ist für die, die elektroschwache Wechselwirkung beschreibende, Quanten-Elektro-Dynamik (QED) aufgrund der kleinen Kopplungskonstanten mit nahezu beliebiger Präzision möglich. Für die die starke Wechselwirkung, also den Farbaustausch zwischen Quarks und Gluonen, beschreibende Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) ist dies nur für sehr hohe Energien möglich, da die Kopplungsstärke der QCD keine Konstante ist, sondern mit dem Impulsübertrag (Q^2) skaliert. Sie lässt sich in erster Ordnung folgendermaßen nähern:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)},$$

wobei n_f die Anzahl der beteiligten Quarkflavours und Λ die mittlere Quarkmasse ist. Für große Impulsüberträge nähert sich α_s Null an (asymptotische Freiheit). Dies erlaubt eine störungstheoretische Beschreibung der Kräfte (perturbative QCD) für hohe Energien. Für den Energiebereich der Baryonen aus leichten Quarks (u,d,s) steigt α_s

stark an. Diese Systematik ist in Abbildung 1.1 für verschiedene Werte von Λ dargestellt. Somit ist eine störungstheoretische Beschreibung nicht möglich. Für niedrigere Energien, deutlich unterhalb eines GeV, sind, aufgrund des Confinements, nicht Quarks und Gluonen, sondern Hadronen die relevanten Freiheitsgrade. Dieser Energiebereich wird im Rahmen der chiralen Störungstheorie beschrieben, deren Entwicklungsparameter üblicherweise p/Λ ist, wobei p für die Impulse der Hadronen steht, die kleiner als die Impulsskala Λ sind. Diese Theorie lässt sich jedoch, ebenso wie die perturbative QCD, nicht auf den Energiebereich des Anregungsspektrums der aus den drei leichten Quarks aufgebauten Baryonen anwenden.

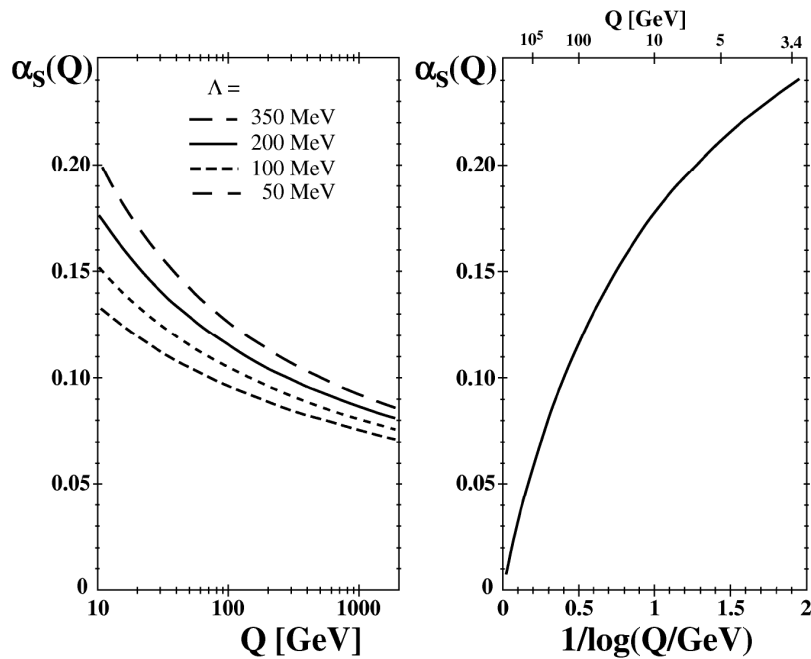


Abbildung 1.1: Die laufende Kopplungskonstante der QCD
 [LINKS:] Berechneter Verlauf für verschiedene Werte von Λ
 [RECHTS:] Alternative Darstellung zur Illustration der asymptotischen Freiheit ($\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$ für $Q \rightarrow \infty$) [QUELLE: [BET07]]

Aus diesem Grund müssen zur Beschreibung dieses Energiebereichs Modelle entwickelt werden, die Vorhersagen über die zu erwartende Systematik treffen. Diese müssen dann durch Experimente bestätigt oder widerlegt werden.

1.1 Das Baryonenspektrum

Das CBELSA/TAPS Experiment befasst sich im Rahmen des Sonderforschungsbereichs TR16 „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ mit der Untersuchung des Anregungsspektrums der Baryonen im Energiebereich von 1-3 GeV. Die in diesem Bereich liegenden Objekte sind aus den drei leichtesten Quarks, den Up- (u), Down- (d) und Strangequarks (s) aufgebaut. Aus der Forderung, dass alle aus Quarks aufgebauten Objekte farbneutral sein müssen, ergeben sich im Standardmodell der Teilchenphysik entweder Quark-Antiquark Zustände (Mesonen) oder 3-Quark Zustände (Baryonen) als einfachste Lösungen. Auf Letztere wird im Folgenden genauer eingegangen.

Da es sich bei Baryonen um Teilchen mit halbzahligen Spin (Fermionen) handelt, gilt für sie das Pauli-Prinzip, welches für diese eine total antisymmetrische Wellenfunktion fordert. Weiterhin ist die Farbwellenfunktion für 3-Quark Zustände antisymmetrisch. Daraus ergibt sich für die Gesamtwellenfunktion eines Baryons folgende Form:

$$\underbrace{|Baryon\rangle}_{\text{antisymmetrisch}} = \underbrace{|Ort\rangle \cdot |Spin\rangle \cdot |Flavour\rangle}_{\text{symmetrisch}} \cdot \underbrace{|Farbe\rangle}_{\text{antisymmetrisch}}$$

Befinden sich alle Konstituentenquarks des Baryons im Grundzustand ($l=0$), ist die Ortswellenfunktion symmetrisch. Somit ist es ausreichend nur die Flavour- und Spinwellenfunktionen zu betrachten. Unter der Annahme, dass die Massen der beteiligten Quarks hinreichend gleich sind, entsprechen die Transformationen zwischen den Flavours einer Darstellung der SU(3)-Gruppe. Somit ergeben sich aus den drei Quarkflavors

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 27$$

mögliche Kombinationen, die sich folgendermaßen gliedern:

$$10_{\text{symm.}} \oplus 8_{\text{mixed symm.}} \oplus 8_{\text{mixed antisymm.}} \oplus 1_{\text{antisymm.}}$$

Hierbei bedeutet „mixed (anti-)symmetrisch“, dass die Wellenfunktion unter dem Flavourwechsel zweier Quarks (anti-)symmetrisch ist. Für die zwei möglichen Spineinstellungen der beteiligten Quarks ergeben sich dementsprechend in dieser Darstellung

$$2 \otimes 2 \otimes 2 = 8$$

mögliche Konfigurationen.

Hinsichtlich ihrer Symmetrieeigenschaften gliedern sie sich wie folgt:

$$4_{\text{symm.}} \oplus 2_{\text{mixed symm.}} \oplus 2_{\text{mixed antisymm.}}$$

Hierbei entsprechen die vier symmetrischen Zustände einem Gesamtspin von $\frac{3}{2}$ und die gemischten Zustände jeweils $\frac{1}{2}$. Kombiniert man diese Konfigurationen im Hinblick auf die Forderung, dass die resultierende Wellenfunktion symmetrisch ist, erhält man ein Dekuplett mit Spin $\frac{3}{2}$ -Teilchen und ein Oktett aus Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$.

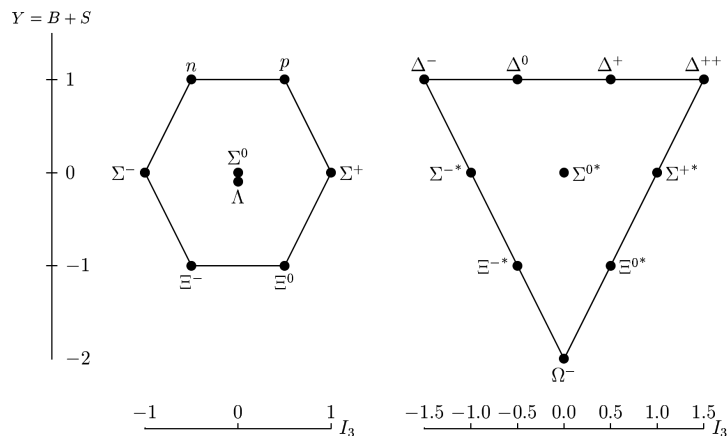


Abbildung 1.2: Das Baryon-Oktett und Dekuplett [QUELLE: [vP03]]

In Abbildung 1.2 sind die aus dieser Systematik resultierenden Zustände aufgetragen. Hierbei wurde eine in der Mittelenergiephysik übliche Kategorisierung verwendet. Auf der x-Achse ist die dritte Komponente des Isospins des Baryons aufgetragen. Auf der y-Achse befindet sich die Summe aus Baryonzahl und (negativ definierter) Strange-ness/Hyperladung.

Es ist ein großer Erfolg des Quarkmodells, dass alle hier postulierten Zustände auch experimentell nachgewiesen werden konnten. Die anderen Konfigurationen der in diesem Formalismus möglichen 216 Zustände scheinen nicht in der Natur realisiert.

1.2 Das Anregungsspektrum der Baryonen – Quarkmodelle

Betrachtet man den Verlauf der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Reaktionskanäle (vergl. Abb. 1.3 am Beispiel der Photoabsorption), so sind deutliche Strukturen vorhanden. Diese entstehen nicht nur aus den oben vorgestellten Oktett- und Dekuplett-zuständen, sondern durch resonante Anregungen derselben. Hier zeigen sich allerdings

keine klar abgetrennten Resonanzverteilungen, vielmehr eine Überlagerung/Interferenz mehrerer Resonanzen. Wie in Abbildung 1.3 zu sehen, ist die beobachtete Struktur für verschiedene Endzustände unterschiedlich. Dies liegt an der unterschiedlich starken Kopplung der einzelnen Resonanzbeiträge an die jeweiligen Endzustände. So kann durch Auswahl eines bestimmten Endzustandes, beispielsweise $\gamma p \rightarrow N^* \rightarrow p\eta$ der Isospin der angeregten Resonanz festgelegt werden.

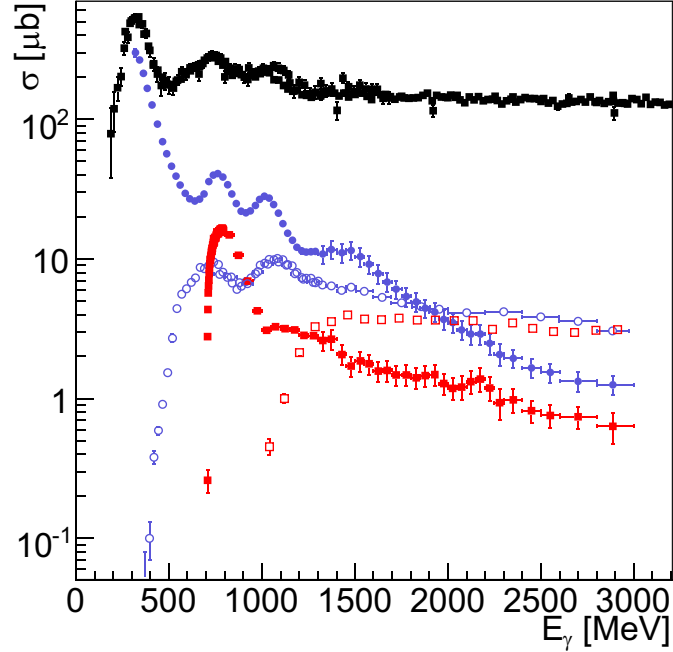


Abbildung 1.3: Totaler $\gamma p \rightarrow pX$ Wirkungsquerschnitt und ausgewählte Beiträge:

[SCHWARZ:] Gesamtwirkungsquerschnitt

[BLAU:] [GESCHL. MARKER:] $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ [OFFENE MARKER:] $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$

[ROT:] [GESCHL. MARKER:] $\gamma p \rightarrow p\eta$ [OFFENE MARKER:] $\gamma p \rightarrow p\eta\pi^0$

Die Beschreibung der Resonanzanregung ist mit der perturbativen QCD, wie oben dargelegt, in diesem Energiebereich nicht möglich. Aus diesem Grund wurden Quark-Modelle entwickelt, die versuchen das beobachtete Spektrum zu erklären und Voraussagen bezüglich weiterer Resonanzen zu machen. Eine Gemeinsamkeit dieser Modelle ist die Beschreibung der Quarks im Confinementpotential der QCD, allerdings sind noch weitere Wechselwirkungen der Konstituentenquarks notwendig, um das beobachtete Spektrum zu beschreiben. Hierbei werden verschiedene Ansätze verfolgt. So beschreibt zum Beispiel das in Bonn entwickelte Modell die Kräfte zwischen den Quarks, basierend auf der relativistischen 3-Fermion Bethe-Salpeter-Gleichung über instanton-induzierte Zwei- und Dreikörperkräfte [LKMP01][LMP01].

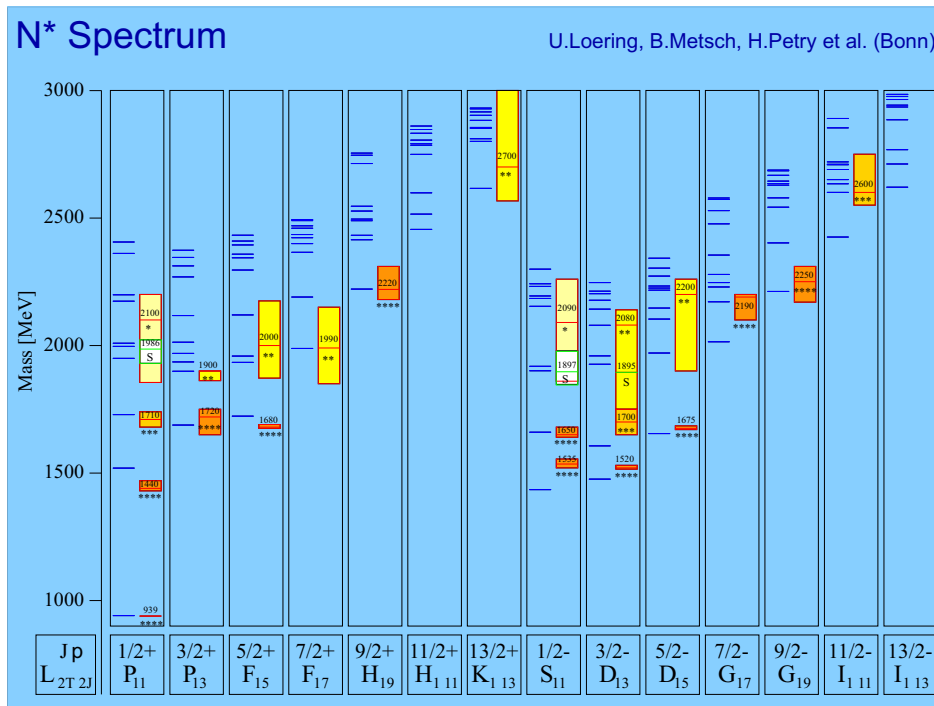


Abbildung 1.4: Anregungsspektrum des Nucleons für Zustände positiver und negativer Parität im Quark-Modell von Loering et al. [QUELLE: [LMP01](#)]

In Abbildung 1.4 ist das aus den Modellrechnungen resultierende Anregungsspektrum für Nucleonresonanzen positiver und negativer Parität dargestellt. Die linke Spalte enthält jeweils die vorausgesagten Zustände, die rechte die experimentell gefundenen Resonanzen mit ihren Fehlern. Es fällt auf, dass das Modell die Systematik der niedrigliegenden Anregungen recht gut wiedergibt, wenn auch die berechneten Massen nicht genau übereinstimmen. Betrachtet man die energetisch höherliegenden Zustände, wird deutlich, dass wesentlich mehr Resonanzen vorausgesagt werden, als bisher gefunden wurden. Dieses Phänomen der „Missing Resonances“ haben alle bisher entwickelten Quark-Modelle gemein, wie z.B. das auf 1-Gluon-Austausch basierende Modell von Isgur und Karl [[CIK81](#)], und sind keine Eigenschaft des Bonn-Modells. Als Grund für diese fehlenden Resonanzen ist zum einen eine Substruktur der Quark-Quark Interaktion innerhalb des Nucleons, wie zum Beispiel eine Quark-Diquark-Struktur, möglich, die die verfügbaren Freiheitsgrade einschränken würde. Zum anderen könnte auch eine unterschiedlich starke Kopplung der einzelnen Resonanzen an die verschiedenen Produktionskanäle verantwortlich sein, sodass insbesondere Photoproduktionsmessungen, wie sie das CBELSA/TAPS Experiment durchführt, weitere Beiträge liefern können, da ein Großteil der verfügbaren Resonanzinformationen aus Pion-Nucleon Streuung stammt.

Bei der Analyse dieser Daten kommt noch erschwerend hinzu, dass für hohe Energien die Resonanzen häufig sehr breit sind und sich stark überlagern. Dies verhindert die direkte Bestimmung derselbigen, und es sind weitere Schritte notwendig, um das gemessene Spektrum zu beschreiben.

1.3 Bonn-Gatchina PWA, MAID – Datenanalyse

Eine Methode, um einzelnen Resonanzbeiträge zu identifizieren, und ihre Eigenschaften wie Masse m , Zerfallsbreite und Partialbreite Γ , Γ_i sowie Spin und Parität J^P zu bestimmen, ist die Partialwellenanalyse (PWA). Die von der Bonn-Gatchina Gruppe entwickelte, auf dem K-Matrix-Formalismus basierende, PWA [AKST05] implementiert eine Vielzahl von Resonanzen, deren Amplituden und Breiten durch einen Fit an die vorhandene Datenbasis bestimmt werden. Die alleinige Messung des totalen Wirkungsquerschnitts ist für die Extraktion der Resonanzbeiträge des gemessenen Spektrums nicht ausreichend. Zur Bestimmung der Eigenschaften der Resonanzen werden weitere Informationen, wie zum Beispiel der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und letztlich auch Polarisationsobservablen benötigt, die ebenfalls in die Analyse einfließen. Aufgrund der angewandten Methodik kann die PWA mehrere Lösungen gleicher Qualität liefern.

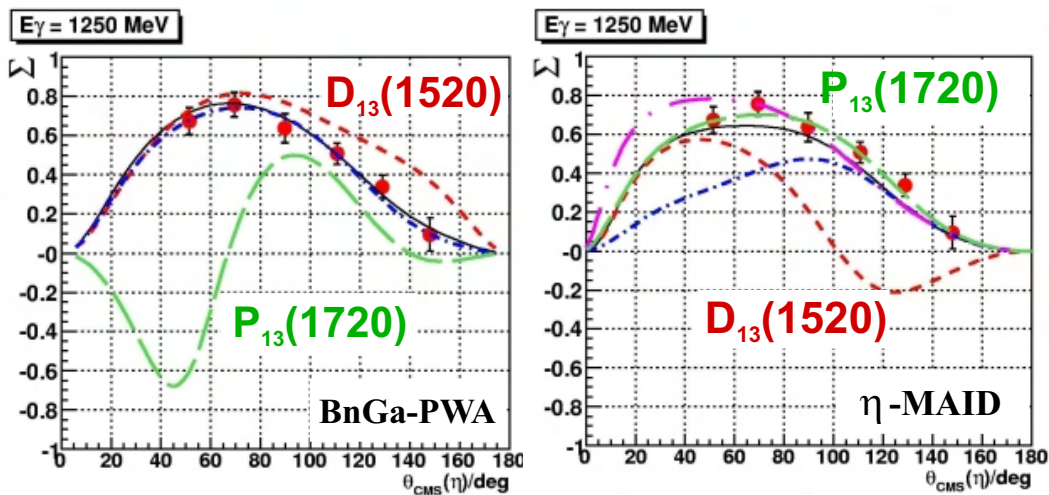


Abbildung 1.5: Vergleich der Beschreibung der Strahlasymmetrie Σ für eine ausgewählte Energie in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$. In schwarz ist jeweils das Ergebnis der Fits dargestellt, die farbigen Linien zeigen die Auswirkungen des Entfernens einzelner Resonanzen aus dem Fit. [LINKS:] Bonn-Gatchina PWA [RECHTS:] η -MAID QUELLE: [ELs07].

Dies gilt im gleichen Maße für andere Beschreibungsansätze. So basiert das in Mainz entwickelte MAID-Modell [DKT99] auf einem unitären Isobarenmodell mit einem Fit an die bestehenden Daten aus Elektro- und Photoproduktion. Dass unterschiedliche relative Resonanzbeiträge ähnlich gute Ergebnisse in der Beschreibung der unvollständigen Datenbasis liefern können, illustriert Abbildung 1.5. Die hier gezeigte Strahlasymmetrie Σ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ wird durch beide Modelle in gleicher Qualität beschrieben, allerdings unterscheiden sich die Lösung erheblich hinsichtlich ihrer Sensitivität auf die Beiträge der beteiligten Resonanzen.

Abhängig von den verwendeten Lösungen ergeben sich zum Teil sehr unterschiedliche Voraussagen für den Verlauf weiterer (Polarisations-)Observabler. Somit können die bisher gleichwertigen Lösungen anhand dieser unterschieden werden. Eine der Zielsetzungen des jetzigen CBELSA/TAPS Experiments ist die Messung möglichst vieler dieser Observablen. Hierbei wird besonderes Augenmerk auf die Energiebereiche gelegt für die die bisherigen Lösungen einen experimentell nachweisbaren Unterschied aufweisen.

Auch zeigte Chiang in seiner Veröffentlichung zum „vollständigen Experiment“ [CT97], dass, um eine eindeutige, modellunabhängige Lösung der Partialwellenanalyse für die Einfach-Meson-Produktion zu erhalten, die Messung des Wirkungsquerschnitts, drei Einfach-Polarisationsobservablen und vier (passend gewählten) Doppel-Polarisationsobservablen notwendig ist.

1.4 (Doppel-)Polarisationsobservable

Betrachtet man den differentiellen Wirkungsquerschnitt der hier untersuchten Reaktionen, so zeigt sich, dass dieser sich bei einem polarisiertem Strahl (linear p_γ^{lin} , zirkular p_γ^{circ}) respektive einem polarisiertem Target ($\vec{P}_t = (p_x, p_y, p_z)$) winkelabhängig, gemäß

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) &= \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \cdot [1 - p_\gamma^{lin} \Sigma(\theta) \cos(2\phi) \\ &\quad + p_x \cdot (-p_\gamma^{lin} H(\theta) \sin(2\phi) + p_\gamma^{circ} F(\theta)) \\ &\quad - p_y \cdot (+p_\gamma^{lin} P(\theta) \cos(2\phi) - T(\theta)) \\ &\quad - p_z \cdot (-p_\gamma^{lin} G(\theta) \sin(2\phi) + p_\gamma^{circ} E(\theta))] \end{aligned}$$

schreiben lässt. Die Definition der Winkel ist für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ in Abbildung 1.6 gegeben.

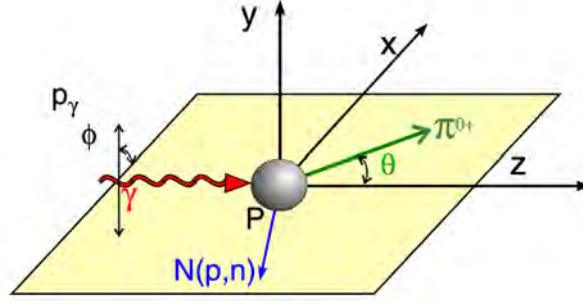


Abbildung 1.6: Definition der Winkel für Einfach-Pion-Photo-Produktion.

In Tabelle 1.1 sind noch einmal alle Observablen nach den Anforderungen an Target- und Strahlpolarisation gegliedert aufgeführt, die in der jetzigen Experimentphase mit dem CBELSA/TAPS Experiment in seiner jetzigen Ausbaustufe messbar sind.

Tabelle 1.1: (Doppel-)Polarisationsobservablen für polarisierten Strahl und polarisiertes Target. [BLAU:] Die dem CBELSA/TAPS Experiment zur Zeit zugänglichen Observablen

Target-polarisation	Photonenpolarisation			
	γ_{unpol}	P_{γ}^{lin} $(0, \frac{\pi}{2})$	P_{γ}^{lin} $(\frac{\pi}{2}, -\frac{\pi}{2})$	P_{γ}^{circ}
P_{unpol}	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{unpol}$	$\Sigma(\theta)$	-	-
P_x	-	-	$H(\theta)$	$F(\theta)$
P_y	$T(\theta)$	$P(\theta)$	-	-
P_z	-	-	$\mathbf{G}(\theta)$	$\mathbf{E}(\theta)$

Für einen linear polarisierten Photonstrahl ergibt sich, über den Helizitätstransfer des Photons, eine $\cos(2\phi)$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts. Die, die Amplitude dieses Effekts beschreibende, Observable Σ wurde beispielsweise für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ am CBELSA/TAPS Experiment bestimmt [Els07]. Alle weiteren Observablen setzen eine Kombination aus linear oder zirkular polarisiertem Strahl und longitudinal oder transversal polarisiertem Target voraus. Hierbei ist jeweils zwischen den verschiedenen Richtungen der Targetpolarisation und der Strahlpolarisation zu unterscheiden.

Zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Arbeit ist die erste Datennahme mit zirkular polarisierten Photonen und longitudinal polarisiertem Target zur Messung von E bereits abgeschlossen, und die genommenen Daten werden zur Zeit ausgewertet. Im Zeitraum von Mai bis Juli 2008 werden Daten zu Messung von G genommen. Zur Illustration der im vorigen Abschnitt vorgestellten Sensitivität der Observablen auf die jeweiligen Resonanzbeiträge, ist in Abbildung 1.7 die Vorhersage des MAID-Modells für den ener-

gieabhängigen Verlauf von G in der π^0 -Produktion unter einem Winkel von $\theta_{cms} = 50^\circ$ aufgeführt. Für die einzelnen Plots wurde jeweils eine Resonanz per Software „ausgeschaltet“. Es zeigt sich ein deutlicher Effekt hinsichtlich des Kurvenverlaufs, der jedoch für die einzelnen Resonanzen unterschiedlich stark ausfällt. Dies unterstreicht die Notwendigkeit die angestrebten Messbereiche sorgfältig zu wählen um, für die PWA aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten.

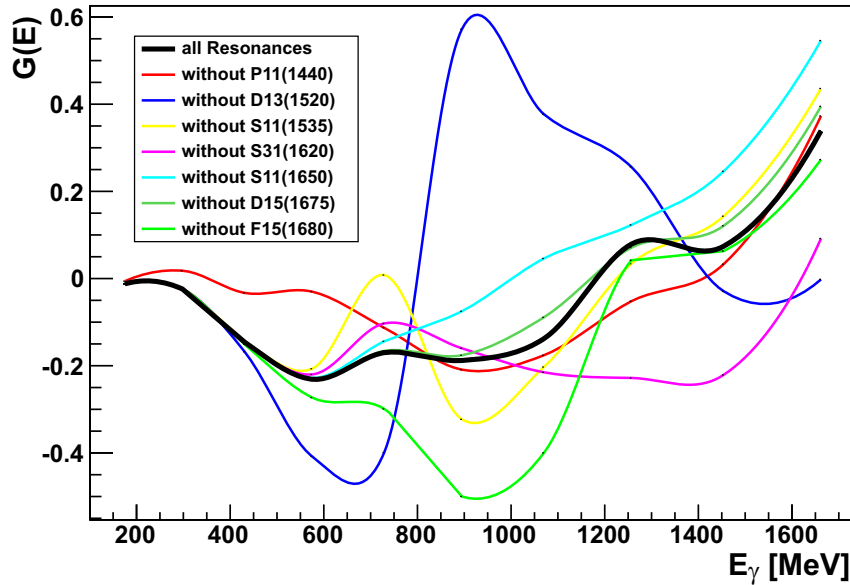


Abbildung 1.7: Vorhersage des MAID-Modells für den energieabhängigen Verlauf der Doppelpolarisationsobservablen \mathbf{G} für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ unter 50° im CMS unter Betrachtung verschiedener Resonanzbeiträge.

Weitere Polarisationsobservablen erschließen sich bei Messung der Rückstoßpolarisation des auslaufenden Hadrons. Da diese jedoch mit dem aktuellen Aufbau nicht gemessen werden kann soll hier nicht weiter darauf eingegangen werden. Weitere Informationen zu dieser Thematik finden sich beispielsweise in den Veröffentlichungen von Fasano und Tabakin [FT92] oder Knoechlein et al. [KDT95].

2 Experimenteller Aufbau

Um die im vorherigen Kapitel vorgestellten Größen messen zu können, wurde am Bonner Beschleuniger ELSA das CBELSA/TAPS Experiment aufgebaut. Im Folgenden werden der Beschleuniger und die einzelnen Komponenten des experimentellen Aufbaus näher vorgestellt. Hierbei wird besonders auf den neu entwickelten Vorwärtsdetektor eingegangen, für den im Rahmen dieser Arbeit ein neues Triggersystem entwickelt wurde.

2.1 Die Bonner Elektronenbeschleuniger- und Stretcheranlage (ELSA)

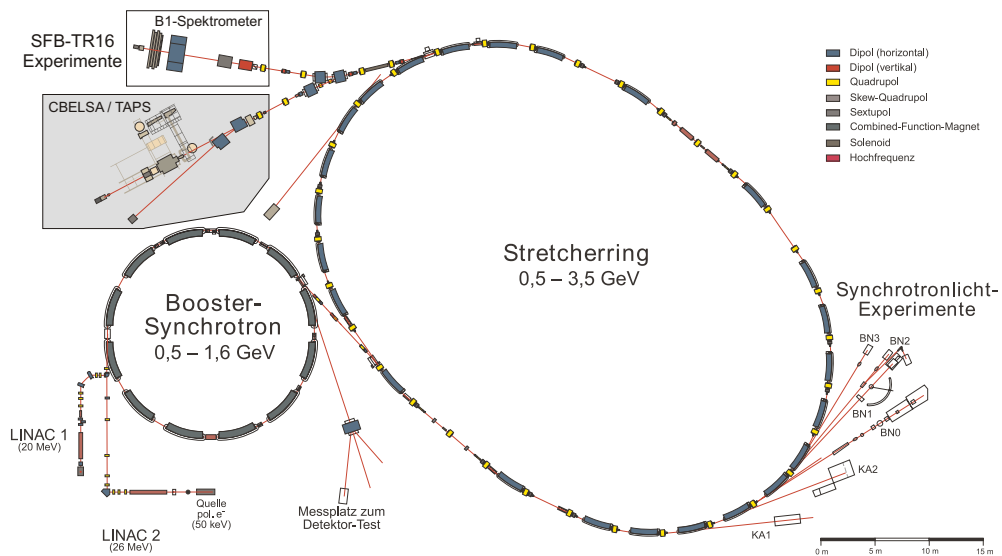


Abbildung 2.1: Schematische Übersicht über die Beschleunigeranlage ELSA

Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA [Hi106][H+88] stellt den Experimenten an den derzeit zwei verfügbaren Strahlplätzen einen Elektronenstrahl mit einem Duty-Factor von 0,8 zur Verfügung. Nach der Erzeugung freier Elektronen in einer (polarisierten) Quelle, wird der Primärstrahl in kurzen Pulsen (Bunches) in einem Linearbeschleuniger

(LINAC) auf eine Energie von bis zu 26 MeV vorbeschleunigt und dann in das Boostersynchrotron injiziert. Dort erfolgt eine weitere Beschleunigung auf bis zu 1,6 GeV und die Injektion in den Stretcherring. Hierbei werden die Bunches so in den Ring übergeben, dass er gleichmäßig gefüllt wird (Akkumulation), und somit ein konstanter Ringstrom erzeugt wird. Der Maximalstrom im Stretcherring beträgt bis zu $80 \mu\text{A}$. Je nach Anforderung der Experimente kann eine Nachbeschleunigung der Elektronen auf bis zu 3,5 GeV erfolgen. Anschließend wird der Strahl zu den einzelnen Experimentierplätzen extrahiert. Typische Zykluszeiten sind hierbei eine Sekunde Akkumulation und sechs Sekunden Extraktion. Eine weitere Betriebsart des Beschleunigers ist der Synchrotronlicht-Modus, bei dem der Primärstrahl über mehrere Stunden im Stretcherring gehalten wird und an dafür vorbereiteten Experimentierplätzen Untersuchungen mit Synchrotronlicht möglich sind.

Eine besondere Eigenschaft der Anlage ist die Möglichkeit einen polarisierten Elektronenstrahl an die Experimente zu liefern. Hierbei werden mittels eines gepumpten Titan-Saphir Lasers aus einer Be-InGaAs/AlGaAs Photokathode longitudinal polarisierte Elektronen erzeugt, die dann, wie oben beschrieben, in den Ringen auf Energien bis zu 3,5 GeV nachbeschleunigt werden. Da bei diesem Vorgang verschiedene depolarisierende Resonanzen und Effekte auftreten, muss der Spin der Elektronen orthogonal zur Beschleunigerebene gedreht werden, um deren Auswirkungen zu verringern. Nach der Extraktion aus dem Beschleunigerring passiert der Strahl eine Kombination aus einem supraleitenden Solenoiden und Dipolen, die den Elektronenspin wieder nahezu longitudinal ausrichtet.

In diesem Modus wird im jetzigen Aufbau ein Strahlstrom von 1 nA bei einem Polarisationsgrad von ca. 65% und einer Energie von 2,4 GeV an das Experiment geliefert. Durch eine Drehung der Polarisationsrichtung nach jedem Extraktionszyklus können Datensätze mit additiven Spins ($\frac{3}{2}$) und subtraktiven Spins ($\frac{1}{2}$), bei Einsatz eines longitudinal polarisierten Targets, simultan mit gleicher Statistik genommen werden. Durch anschließende Subtraktion der beiden Datensätze können die Beiträge polarisationsunabhängiger Reaktionen, sowie eventuelle systematische Asymmetrien abgetrennt werden.

2.2 Das CBELSA/TAPS Experiment

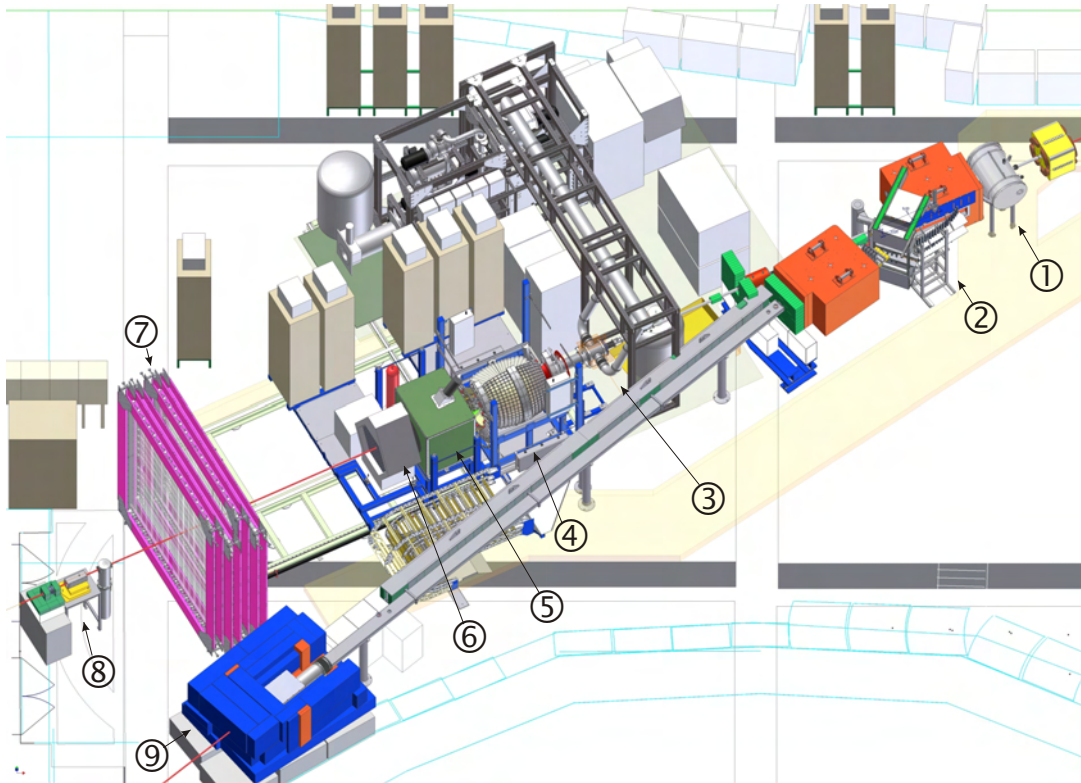


Abbildung 2.2: Schematischer Überblick über das CBELSA/TAPS Experiment. ¹Radiator-Target, ²Tagging-System, ³Polarisiertes Target, ⁴Crystal-Barrel Detektor, ⁵CO₂-Čerenkov Detektor, ⁶MiniTAPS, ⁷TOF-Wand (optional), ⁸Gamma-Intensitätsmonitor, ⁹Elektronenstrahlfänger

Die Zielsetzung des Crystal-Barrel Experiments ist die Baryonspektroskopie mittels Photoproduktion. Durch seine Konzeption ist es ideal zur Detektion neutraler Endzustände (Photonen) geeignet. Die zentrale Komponente ist ein elektromagnetisches Kalorimeter, welches in Verbindung mit den anderen Subdetektoren eine Raumwinkelabdeckung von nahezu 96% erreicht und somit die Messungen von differentiellen Wirkungsquerschnitten über den gesamten Winkelbereich sowie die Messung von Asymmetrien, zum Beispiel aus Doppelpolarisationproduktion, ermöglicht. Der gesamte Aufbau besteht aus mehreren Komponenten/Subdetektoren, die hier im Folgenden vorgestellt werden.

2.2.1 Das Goniometer

Die für Photoproduktionsexperimente benötigten Photonen werden am CBELSA/TAPS Experiment mittels Bremsstrahlung erzeugt. Da, je nach Anforderungen an Raten und Polarisierung, unterschiedliche Radiatormaterialien und Dicken benötigt werden, und sich die gesamte Strahlführung zur Minimierung von Untergrundeffekten im Vakuum befindet, wurde ein fernsteuerbarer Schiebetisch, der in einem Spezialtank untergebracht ist, aufgebaut. Dieser ermöglicht sowohl den schnellen Wechsel zwischen den beiden Hauptradiatorkomponenten, dem Møller-Target und dem Bremsstrahlungstarget (vergl. Abb. 2.3 a) bzw. b)), als auch die Justierung derselbigen.

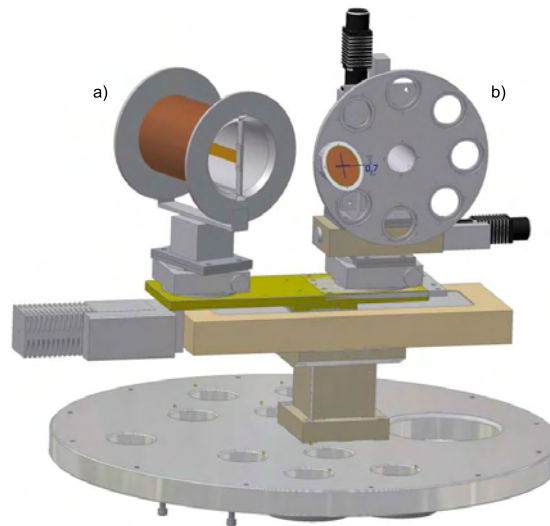


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau des Goniometertisches

Das Møller-Target

Das Møller-Target erfüllt zwei Aufgaben. Zum einen dient es der Erzeugung zirkular polarisierter Photonen mittels Bremsstrahlung von longitudinal polarisierten Elektronen mittels Helizitätstransfer. Zum anderen kann, in Kombination mit zwei hinter dem Tagger angebrachten Bleiglasdetektoren, der Grad der Strahlpolarisation mittels Møllerpolarimetrie [Ebe06][Kam08] direkt gemessen werden. Es besteht aus einer stromdurchflossenen Haltespule, die ein Magnetfeld von 80 Gauss erzeugt, in der sich eine magnetisierte Vacuflux-Folie befindet, die als Radiator fungiert. Sie hat eine Dicke von $20\ \mu\text{m}$, was circa $1/300$ Strahlungslängen (X_0) entspricht. Diese wurde so gewählt, dass

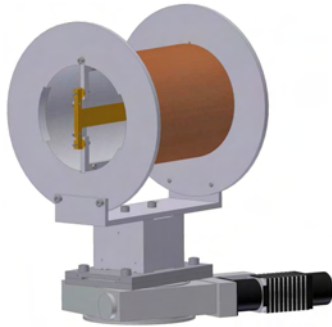


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau des Møller-Targets

sie in etwa der Strahlungslänge des zur Erzeugung linear polarisierter Photonen verwendeten Diamantkristalls entspricht. Die Polarisationsmessung des Primärstrahls erfolgt über die Detektion von symmetrischen Møllerpaaren außerhalb der Bremsstrahlebene. Durch Drehung des Strahlspins kann durch Messung der relativen Zählraten für parallele, respektive antiparallele, Ausrichtung der Grad der Strahlpolarisation bestimmt werden.

Die erreichbare Photonpolarisation ist direkt abhängig vom Energietransfer des Elektrons auf das Bremsstrahlungsphoton. Der maximale Polarisationstransfer erfolgt bei maximalem Energieübertrag. Der energieabhängige Verlauf des Helizitätstransfers ist Abbildung 2.5 zu entnehmen.

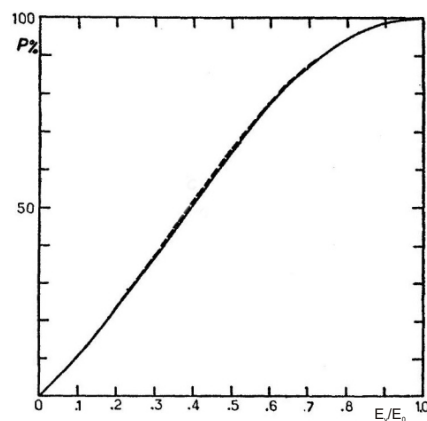


Abbildung 2.5: Verlauf des energieabhängigen Helizitätstransfers für zirkular polarisierte Photonen [QUELLE: [OM59]].

Das Bremsstrahlungstarget

Das in Abbildung 2.6 gezeigte Bremsstrahlungstarget bietet Aufnahmemöglichkeiten für acht amorphe Radiatorstreifen in den äußeren Halterungen. Für die jetzige Experimentphase sind vier Halterungen mit jeweils $12\ \mu\text{m}$ ($1/1000\ X_0$), $50\ \mu\text{m}$ ($1/300\ X_0$), $150\ \mu\text{m}$ ($1/100\ X_0$) und $300\ \mu\text{m}$ ($1/50\ X_0$) dicken Kupferstreifen zur Erzeugung unpolarisierter Bremsstrahlung belegt. In der zentralen Halterung, die eine Justierung in sechs Achsen ermöglicht, ist ein Diamantkristall zur Erzeugung linear polarisierter Photonen mittels kohärenter Bremsstrahlung angebracht. Der erreichbare Polarisationsgrad ist wie für die zirkular polarisierten Photonen energieabhängig. Das Maximum der Polarisation kann über eine geeignete Einstellung des Kristalls auf verschiedene Energien eingestellt werden. Der Verlauf dieser Abhängigkeit ist, mit einer Einstellung des Maximums auf 1200 MeV, in Abbildung 2.7 wiedergegeben. Für diesen Betriebsmodus werden keine polarisierten Elektronen benötigt.

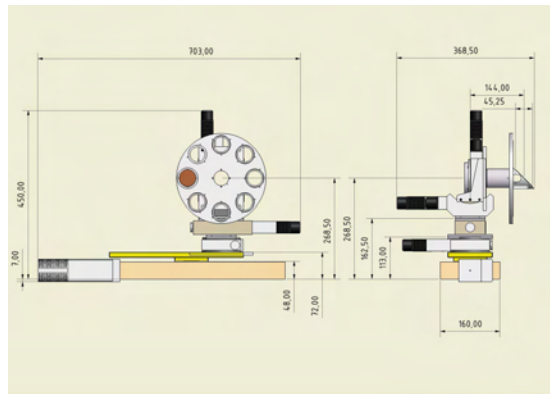


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau des Bremsstrahlungstargets

2.2.2 Das Tagging-System

Die Energiemarkierungsanlage [FP04] (Tagger) dient zur Energiebestimmung der in das Experiment einlaufenden Photonen. Durch die Bestimmung der Energie der Elektronen nach dem Bremsstrahlungsprozess (E_{tagger}) und bei bekannter Elektronenstrahlenergie (E_{beam}) ergibt sich für die Photonenergie: $E_{\gamma} = E_{\text{beam}} - E_{\text{tagger}}$. Die Rückstoßenergie kann hierbei vernachlässigt werden. Die Energiebestimmung der gestreuten Elektronen geschieht mittels Ablenkung durch einen Dipolmagneten mit anschließender Messung des Ablenkwinkels (s. Abb. 2.8). Der Nachweis der Elektronen erfolgt zum einen durch 96 überlappende Plastikszintillatoren, die einen Energiebereich von 18 % bis 96 % von

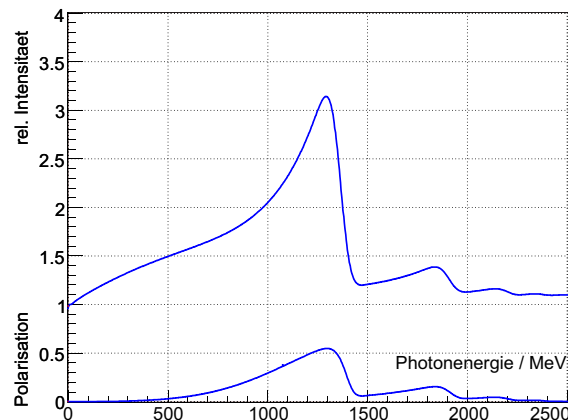


Abbildung 2.7: Exemplarischer Verlauf des energieabhängigen Polarisationsgrades für linear polarisierte Photonen mit maximaler Polarisation bei 1,2 GeV [QUELLE: [ELs07]]

E_{beam} bei einer relativen Auflösung von 0,1 % bis 6 % (energieabhängig) abdecken. Diese Detektoren liefern auch die Referenzzeit zur Zeitmarkierung eines Ereignisses im Gesamtaufbau. Infolge der $1/E$ Verteilung der Bremsstrahlungsspektrums sind besonders für kleine Photonenergien hohe Zählraten zu erwarten. Aus diesem Grund, und zur Erhöhung der Energieauflösung, befindet sich im strahlnahen Teil des Tagging-Systems ein zusätzlicher Detektor aus 480 szintillierenden Fasern. Dieser Detektor deckt die Latten 42 bis 96 des Tagging-Systems ab und erreicht eine Verbesserung der Energieauflösung in diesem Bereich auf 0,1 % bis 3 %.

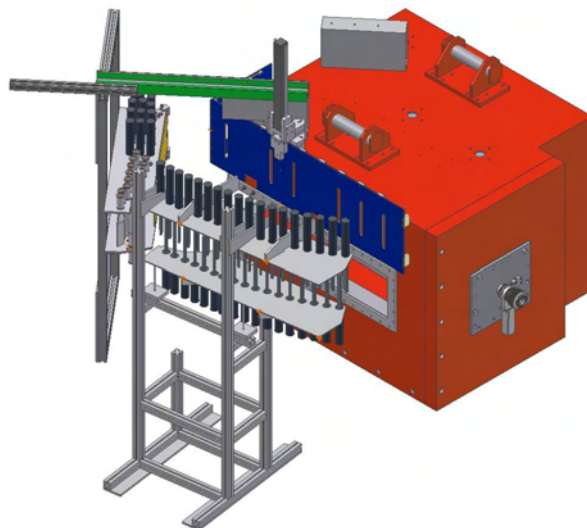


Abbildung 2.8: Schematischer Aufbau des Taggers

2.2.3 Das polarisierte Target

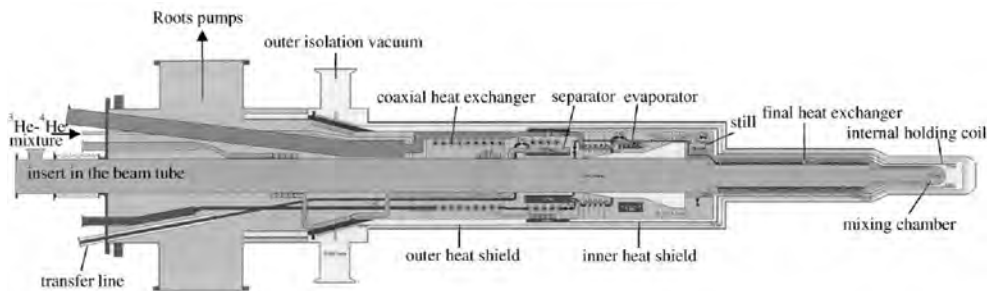


Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau des polarisierten Targets [QUELLE: [BDP+99]]

Das polarisierte Target [BDP+99] stellt dem Experiment longitudinal polarisierte Protonen als Targetmaterial zur Verfügung. Da sich reiner Wasserstoff nicht polarisieren lässt, wird als Ersatzmaterial 1-Butanol (C_4H_9OH) verwendet, welches einen, für polarisierbare Materialien, relativ hohen Wasserstoffanteil besitzt und gute Polarisierbarkeit aufweist. Bei diesem Target handelt es sich um ein Frozen-Spin-Target, bei dem die Targetzelle in einem hohen externen Feld (hier 2,5 T) bei 150 mK mittels dynamischer Nukleopolarisation aufpolarisiert wird, wobei Polarisationsgrade von bis zu 90 % erreicht werden können. Für die anschließende Messphase wird die Targetzelle auf 30 bis 50 mK heruntergekühlt und mittels einer internen Spule ein Haltefeld von 0,4 T angelegt (Frozen-Spin-Mode). In diesem Modus ist eine kontinuierliche Messphase von 2 bis 4 Tagen möglich, bevor der Aufpolarisierungsvorgang wiederholt werden muss. Durch Umpolen der Halte- bzw. Polarisiermagneten kann die longitudinale Polarisation des Targets parallel bzw. antiparallel zum einlaufenden Strahl gewählt werden.

Um den supraleitenden Magneten zur Aufpolarisierung über die Targetzelle fahren zu können, wurde die Detektoraufbau auf einem Schienensystem gelagert, welches es erlaubt, die Detektoren von der Messposition aus strahlabwärts zu fahren, um so ausreichend Platz zum Einfahren des Magneten zu schaffen. Das Hauptkalorimeter wird hierbei über einen hydraulischen Antrieb bewegt, wohingegen die anderen Subdetektoren manuell gefahren werden.

2.2.4 Der Innendetektor

Der Innendetektor [S+05] befindet sich im Inneren des Crystal-Barrel Kalorimeters über der Targetzelle und dient zur Identifikation geladener Teilchen. Er besteht aus 513 szintillierenden Fasern mit einer aktiven Länge von ca. 40 cm, die in drei Lagen auf Kohlen-

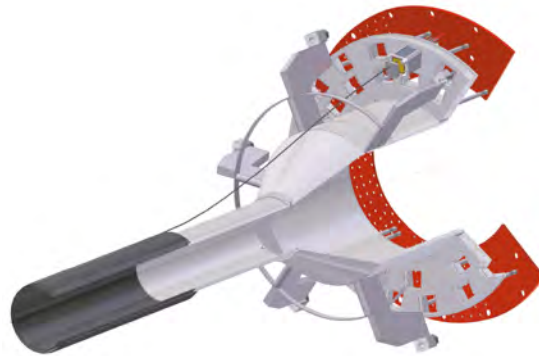


Abbildung 2.10: Schematischer Aufbau des Innendetektors

stoffzylindern angebracht sind. Hierbei ist die innerste Lage um $-24,5^\circ$, die mittlere Lage um $+25,7^\circ$ bezüglich der Strahlrichtung gedreht, und die äußerste Lage liegt parallel. Diese Anordnung ermöglicht mittels Koinzidenzen eine Rekonstruktion des Durchstoßpunkts einer geladenen Spur in polarer als auch azimuthaler Richtung. Durch die gewählte Geometrie kann diese Bestimmung bereits durch eine Koinzidenz von zwei Lagen erfolgen. Die mittlere Energiedeposition eines Teilchens beträgt ca. 400 keV pro Faser, was die Sensitivität des Detektors zu niedrigen Energien begrenzt. Länge und Position des Innendetektors sind so gewählt, dass dieser einen Bereich von $\theta = 24^\circ$ bis $\theta = 166^\circ$ bei einer Ortsauflösung von $1,8^\circ$ abdeckt [Grü06].

2.2.5 Das Crystal-Barrel Kalorimeter

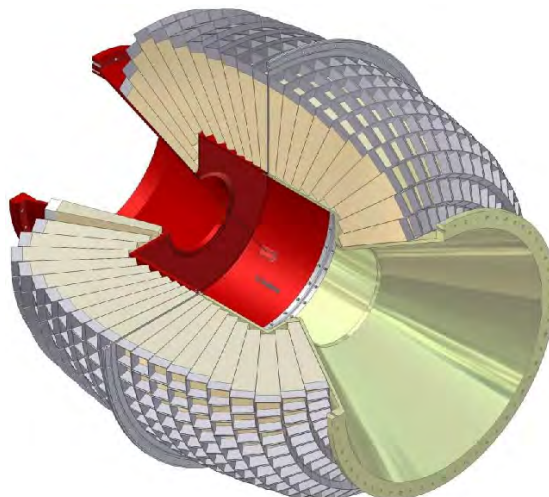


Abbildung 2.11: Schematischer Aufbau des Crystal-Barrel Kalorimeters

Das Crystal-Barrel Kalorimeter [A⁺92] besteht in seiner jetzigen Konfiguration aus 1230 thalliumdotierten Cäsium-Jodid-Kristallen (CsI(Tl)). Diese sind in 20 Ringen à 60 Kristallen mit einer Abdeckung von jeweils 6° in θ und ϕ und einem Ring mit 30 Kristallen mit einer Abdeckung von 12° in ϕ angeordnet. Es überdeckt einen azimuthalen Winkelbereich von 30° bis 156° bei voller Abdeckung des Polarwinkels. Die Kristalle, mit ihrer Länge von 30 cm beziehungsweise 16,22 Strahlungslängen ermöglichen die Kalorimetrie von Photonen bis zu einer Maximalenergie von 2 GeV, da diese über die Bildung elektromagnetischer Schauer (vergl. Kapitel 3) über 99 % ihrer Energie [B⁺86] im getroffenen Kristall respektive den Nachbarkristallen deponieren. Die Auslese erfolgt über Photodioden, da das Kalorimeter ursprünglich in einem Magnetfeld eingesetzt wurde. Die erreichte Winkelauflösung liegt für Photonen bei weniger als $1,5^\circ$. Die Auflösung für geladene Teilchen wird durch ein Matching mit dem Innendetektor bestimmt und erreicht einen Wert von $1,8^\circ$. Die relative Energieauflösung liegt energieabhängig ($\sim 1/\sqrt[4]{E}$) zwischen 5,5 % für niederenergetische Teilchen und 2,5 % für Teilchenenergien > 1 GeV.

2.2.6 Der CB-Vorwärtsdetektor

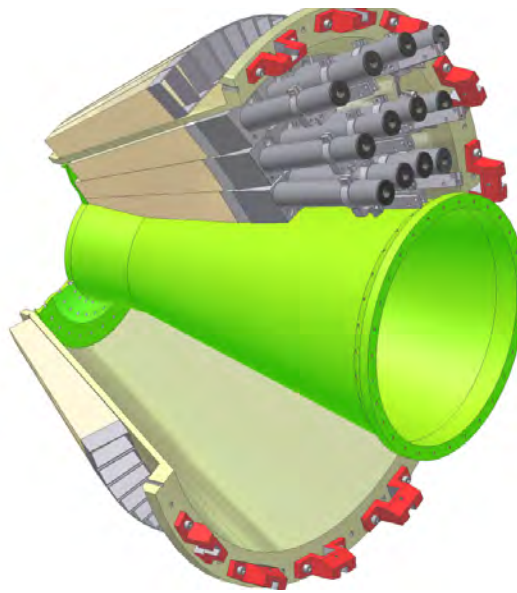


Abbildung 2.12: Schematischer Aufbau des Vorwärtsdetektors

Der CB-Vorwärtsdetektor [WF⁺08] überdeckt einen Winkelbereich von 11.2° bis 27.5° in azimuthaler Richtung bei voller polarer Winkelabdeckung und ist in der Lage sowohl geladene, als auch neutrale Teilchen und Photonen zu detektieren. Eine ausführliche Beschreibung erfolgt in Abschnitt 2.3.

2.2.7 Der CO_2 -Čerenkov-Detektor

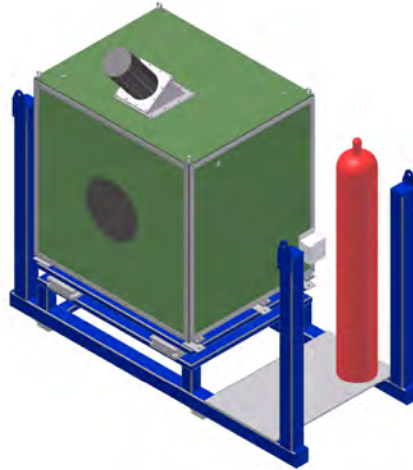


Abbildung 2.13: Schematischer Aufbau des CO_2 -Čerenkov-Detektors

Zur triggerseitigen Unterdrückung des elektromagnetischen Untergrunds in den Daten, insbesondere von Elektronen und Positronen aus Paarbildungsprozessen, sowie Comptonstreuung, unter kleinen Vorwärtswinkeln, wurde zwischen Vorwärtsdetektor und MiniTAPS ein Gas-Čerenkov-Detektor installiert. Hierbei handelt es sich um einen Detektor, welcher ursprünglich in Gent (Belgien) für das GDH-Experiment gebaut und für den jetzigen Einsatz am CBELSA/TAPS Experiment modifiziert wurde [Kai07]. Als Füllung für den Gas-Čerenkov-Detektor wird CO_2 -Gas verwendet. Dies erlaubt, mittels Nachweis des Čerenkov-Lichts, eine Detektion von Elektronen ab einer Energie von 17,4 MeV, wohingegen für Pionen diese Schwellenenergie bei 4,7 GeV und damit oberhalb der maximal erreichbaren Energie des Beschleunigers liegt, sodass die im Experiment erzeugten Pionen kein Signal erzeugen. Somit kann das Signal dieses Detektors im Trigger als Vetosignal zur Unterdrückung des Elektron/Positron-Untergrundes verwendet werden. Das Unterdrückungsverhältnis für Elektronen liegt an der Schwelle bei 1/10 und steigt bis zu einer Energie von ca. 100 MeV auf 3/1000 an und bleibt für höhere Energien weitgehend konstant.

2.2.8 Der MiniTAPS Detektor

Das MiniTAPS¹ Kalorimeter wird zur Abdeckung des azimuthalen Winkelbereichs von $1^\circ - 12^\circ$ verwendet. Es besteht aus 216 BaF_2 -Kristallen mit vorgelagerten Plastik-

¹Two Arm Photon Spectrometer

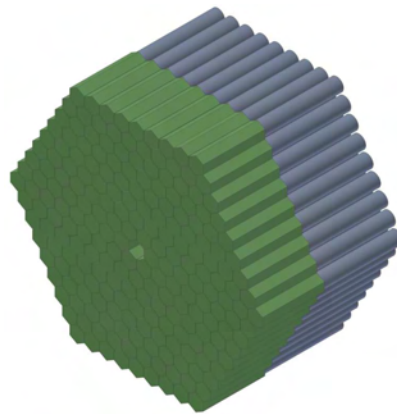


Abbildung 2.14: Schematischer Aufbau des MiniTAPS Detektors

szintillatoren zur Identifikation geladener Teilchen. Die Kristalle haben eine Länge von 25 cm, was 12,2 Strahlungslängen entspricht [Now98]. Es liefert sowohl Energie- als auch Zeit- und Ladungsinformationen für die diesen Detektor treffenden Teilchen. Aufgrund der kleinen Abklingzeit-Konstanten ($t = 0.9 \text{ ns}$) der BaF_2 Kristalle eignet sich dieser Detektor besonders für die hohen Teilchenraten, die unter kleinen Winkeln erwartet werden.

2.2.9 Der γ -Intensitätsmonitor

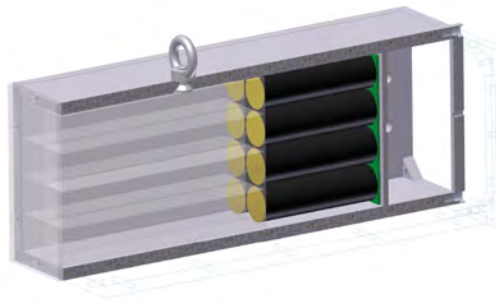


Abbildung 2.15: Schematischer Aufbau des γ -Intensitätsmonitors (Schnittzeichnung)

Der γ -Intensitäts-Monitor (GIM) dient in Kombination mit den Informationen des Taggers, der Messung des absoluten Photonennflusses zur Normierung der aus den Daten extrahierten Wirkungsquerschnitte. Er besteht aus 4×4 Bleifluoridkristallen (PbF), die in Kombination mit den verwendeten Photomultipliern eine hohe Ratenfestigkeit bis in den Megahertzbereich bieten [Kon01]. Durch seine Segmentierung ist ebenfalls eine Messung der Strahlungsintensität mit diesem Detektor möglich.

2.2.10 Der e^- -Strahlfänger

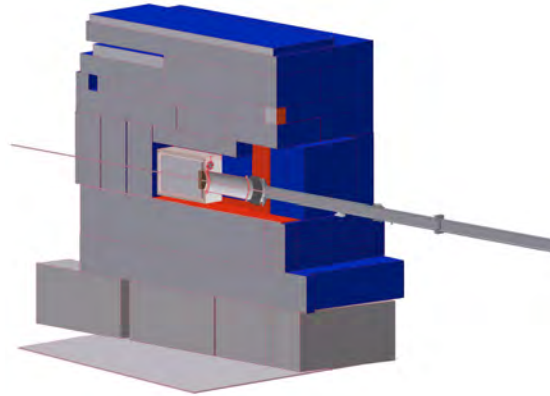


Abbildung 2.16: Schematischer Aufbau des Strahlfängers (Beamdump)

Die Elektronen des Primärstrahls, welche am Radiator keine Bremsstrahlung produzieren, werden durch einen zusätzlichen Ablenkmagneten in den Strahlvernichter (Beamdump) geleitet und dort absorbiert. Der Strahlfänger besteht aus einem 470 kg schweren Eisenblock und ist von insgesamt 70 Tonnen Stahl umgeben. Diese Materialmenge reicht aus, um einen Großteil der im Vernichtungsprozess erzeugten Sekundärstrahlung zu absorbieren. Zur Überwachung des Strahlstroms enthält der Beamdump einen isoliert aufgestellten Faraday-Becher, der eine Messung des einlaufenden Stroms im Bereich von 1 pA bis 500 nA ermöglicht.

2.3 Der CB-Vorwärts-Detektor

Der für die jetzige Messperiode neu entwickelte Vorwärtsdetektor für das CBELSA/TAPS Experiment erweitert die Primäreigenschaften des Hauptkalorimeters in fast allen Aspekten. Er überdeckt in Vorwärtsrichtung den Winkelbereich von $11,2^\circ$ bis $27,5^\circ$ bei voller Polarabdeckung.

Der Detektor besteht aus 90 CsI(Tl)-Kristallen aus dem ursprünglichen Kalorimeter, die in drei Ringen zu je 30 Kristallen angeordnet sind. Die geometrische Auflösung eines Kristalls beträgt somit $5,4^\circ$ in θ und 12° in ϕ . Vor jedem der Kristallringe befinden sich jeweils zwei um 6° gegeneinander versetzte Ringe aus Plastikszintillatoren, die beidseitig mittels Lichtleitern ausgelesen werden. Sie dienen zur Identifikation geladener Teilchen und ermöglichen durch Koinzidenzen eine, verglichen mit den Kristallen, doppelte polare Winkelauflösung. Hierbei ist zu beachten, dass durch die Haltestruktur des

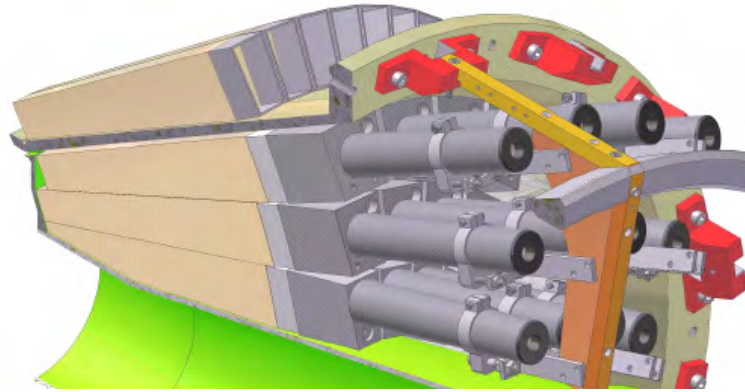


Abbildung 2.17: Detailansicht des Vorwärtsdetektors

Vorwärtsdetektors die Kristalle nicht mehr auf den Targetpunkt fokussiert sind. Der Fokuspunkt liegt 3 cm strahlabwärts. Dies ist eine technische Einschränkung, die aufgrund der Dimensionen der Kristalle, die Funktionsweise des Detektors jedoch nicht wesentlich beeinflusst. Ein zusätzliches Entwicklungsziel war der komplett modulare Aufbau. Er ermöglicht es, den vollständigen Vorwärtsdetektor in kurzer Zeit aus-, respektive einzubauen, sollte dies in Zukunft nötig werden.

2.3.1 Die Kalorimeterkristalle

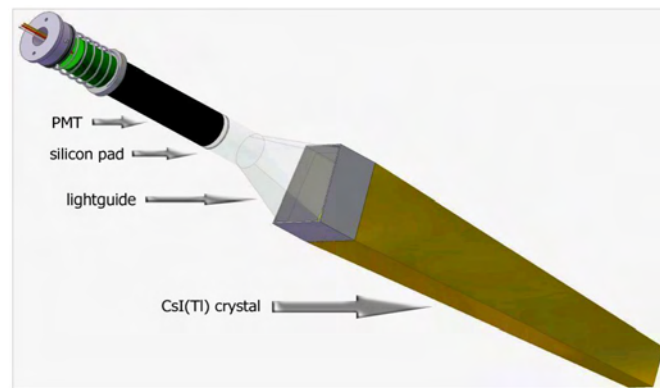


Abbildung 2.18: Schematischer Aufbau eines Kristalls

Für den neuen Detektor wurden bereits vorhandene CsI(Tl)-Kristalle von den ursprünglich verwendeten Photodioden auf eine neu entwickelte Photomultiplerauslese umgerüstet. Die Anpassung des trapezoiden Querschnitts der Kristalle an die 1,125 Zoll Photokathode der verwendeten Photonis XP 2972 Photomultiplier [Pho99] wurde durch

geeignet geformte Plexiglas Lichtleiter (Lightguides) realisiert. Als Ummantelung der Lichtleiter wird Teflonband verwendet, und der Übergang zwischen Lichtleiter und PM ist mittels eines Silikonpads realisiert. Diese Kombination erwies sich in umfangreichen Tests als die effizienteste in Hinsicht auf Lichtausbeute und Homogenität [Sok06].

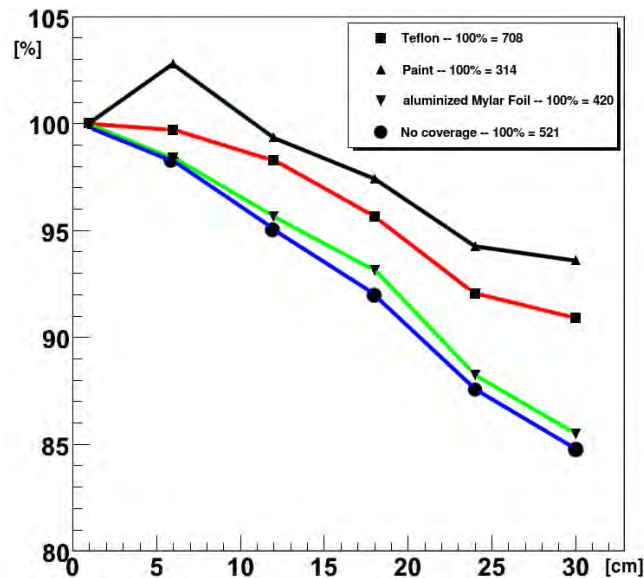


Abbildung 2.19: Homogenität und relative Lichtausbeute für verschiedene Lichtleiter-Beschichtungen [QUELLE: [SOK06]]

Die Kristalle haben eine Länge von 30 cm, was 16,22 Strahlungslängen entspricht. Dies ermöglicht einen dynamischen Energiebereich von 2 GeV. Obwohl die Empfindlichkeit der Photokathode und das Emissionsspektrum der CsI(Tl)-Kristalle nicht optimal überlappen (s. Abb. 2.20), ist aufgrund der hohen Lichtausbeute eine effiziente Energiemessung gewährleistet.

Die Szintillationseigenschaften sowie weitere Merkmale der Kristalle werden ausführlich in Kapitel 3.4 vorgestellt.

2.3.2 Die Analogelektronik

Die Digitalisierung der Photomultiplier-Signale erfolgt über einen ladungssensitiven Fastbus-ADC. Dieser 12-Bit ADC ist als Dualrange-Modell ausgeführt, das heißt er verfügt über zwei dynamische Bereiche. Der untere Bereich deckt die Energie von 0 bis 250 MeV ab, wohingegen der obere Bereich um den Faktor acht abgeschwächt wird und damit den vollen Bereich von 0 bis 2 GeV, bei verminderter absoluter Auflösung, abdeckt. Da

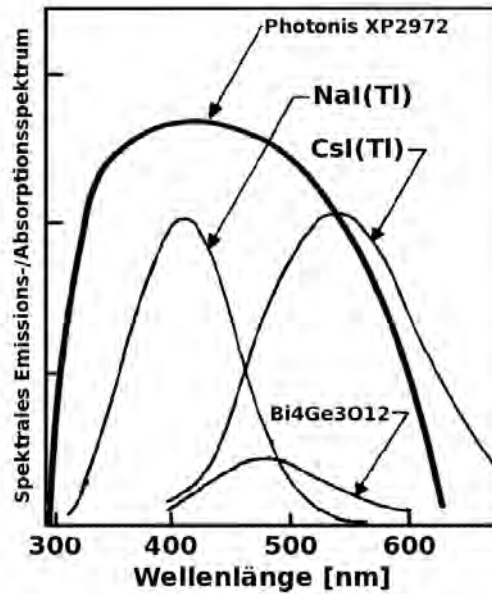


Abbildung 2.20: Spektrales Emissionsspektrum von CsI(Tl) und Absorptionsspektrum (logarithmisch) des Photonis XP2972

sich diese Elektronik ca. 50 m vom Messaufbau entfernt in einer anderen Halle befindet, müssen die Signale für die Übertragung über diese Distanz aufbereitet werden. Hierfür wurde eine Kombination von 16-fach Leitungstreibern (Driver) und Pulsformern (Shaper) in NIM-Einschüben entwickelt [Hof04]. Der Leitungstreiber verstärkt das Signal linear und wandelt es in ein differentielles Signal um, welches weniger anfällig für externe Störquellen ist. Die Übertragung erfolgt differentiell über speziell selektierte Cat. 7 Twisted-Pair Kabel die eine sehr geringe Dämpfung aufweisen und damit eine optimale Signalübertragung gewährleisten. Die Pulsformermodule integrieren/differenzieren das Eingangssignal mittels eines Hoch-/Tiefpass-Filters mit einstellbarer Polstellenkompensation, um eventuelles Rauschen weiter zu unterdrücken und leiten das so geformte Signal an die bereits vorgestellten ADCs weiter. In Abbildung 2.21 ist dieses Gesamtsystem schematisch dargestellt.

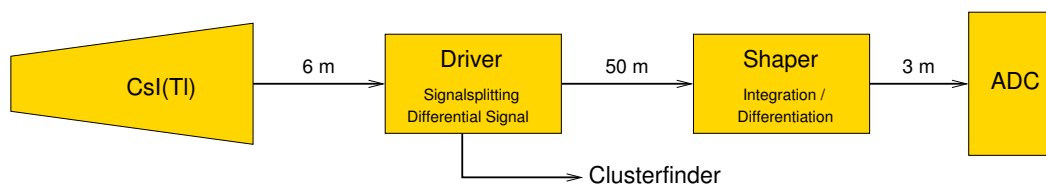


Abbildung 2.21: Die analoge Signalkette des Vorwärtsdetektors

Der Leitungstreiber erfüllt weiterhin die Aufgabe einen schnellen zusätzlichen Ausgang, wie er in Abbildung 2.22 (links) zu sehen ist, für die Triggerlogik des Clusterfinders bereitzustellen, welcher Thema dieser Arbeit ist.

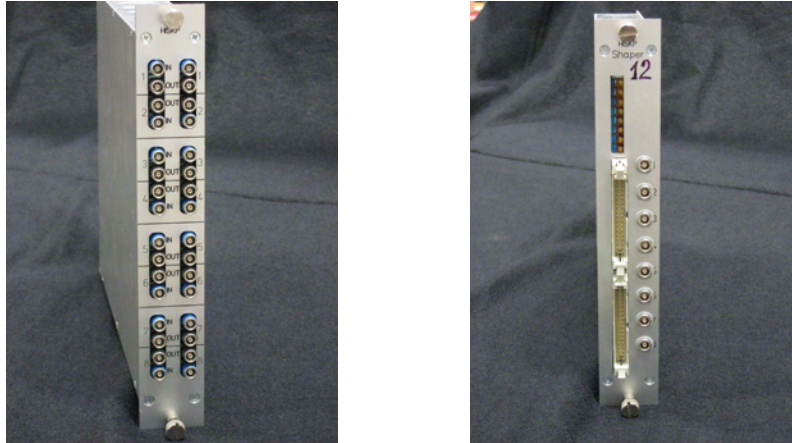


Abbildung 2.22: Foto eines Driver- bzw. Shapermoduls

2.3.3 Die Plastiksintillatoren

Vor den Kristallringen befinden sich 180 Plastiksintillatoren zur Detektion geladener Teilchen [Gut03][Wen04]. Sie sind in drei Doppelringen à 30 Plättchen angebracht, wobei innerhalb eines Doppelrings die Szintillatoren um 6° gegeneinander verschoben sind. Diese Anordnung ermöglicht mittels Koinzidenzen innerhalb eines Doppelrings eine polare Auflösung von 6° und eine azimutale Auflösung von 6° . Die Auslese der Szintillatoren erfolgt über beidseitig eingelassene wellenlängenschiebende Fasern, an die klare Lichtleiter angeschweißt wurden.

Die Signale werden zwischen dem Hauptkalorimeter und dem Vorwärtsdetektor durch die Haltestruktur nach außen geführt (vergl. Abb. 2.23). Dort werden die Fasern mittels Hamamatsu 16-fach Photomultipliern ausgelesen. Den Photomultipliern nachgeschaltet sind Diskriminatoren und Logikeinheiten (MALUs), die aus den Einzelsignalen Koinzidenzen für die Überlappbereiche der einzelnen Plättchen erzeugen. Die so aufbereiteten Signale werden zum einen über Multihit-TDCs (mTDCs) aufgenommen, um in der Datenauswertung eine Analyse der im Vorwärtsdetektor aufgenommenen Teilchen zu ermöglichen. Zum anderen wird aus den Koinzidenzen für Testzwecke eine ringweiser Trigger auf geladene Treffer im Vorwärtsdetektor bereitgestellt.

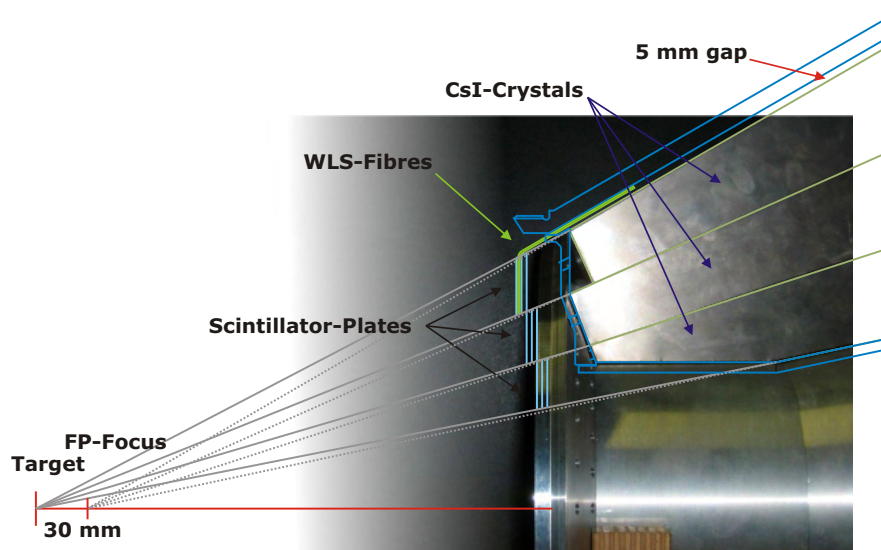


Abbildung 2.23: Schematische Schnittzeichnung der Plastiksintillatoren und der Lichtleiterführungen des Vorwärtsdetektors [QUELLE: [WEN08]]

Durch Analyse der Daten wurde die Detektionseffizienz des Gesamtsystems für minimalionisierende Teilchen zu 94% bestimmt. Eine zukünftige Perspektive wäre die Erweiterung dieser Triggerfähigkeit durch Kombination mit dem Clusterfinder der Kristalle. Einen kompletten Überblick über diese Detektorkomponente gibt Ch. Wendel in [Wen08].

3 Elektromagnetische Wechselwirkung in Materie und elektromagnetische Schauer

Die Hauptaufgabe des Vorwärtsdetektors ist die Energiemessung der Zerfallsphotonen von Mesonen aus hadronischen Ereignissen. Dabei ermöglicht die feine Granulierung des Detektors sowohl eine präzise Richtungsbestimmung, als auch die Messung der Energie des einlaufenden Photons. Die Interaktion der Photonen mit den Detektorkristallen geschieht über drei verschiedene Wechselwirkungsprozesse. Diese sind Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung [Y⁺06]. In dem, durch den sensitiven Bereich des Taggers bedingten, effektiven Energiebereich von 1 bis 3,2 GeV des CBELSA/TAPS Experiments ist die Paarbildung der dominierende Effekt (vergl. Abb 3.1). Jeder dieser Prozesse erzeugt Sekundärelektronen, die wiederum mit dem Detektormaterial wechselwirken und weitere Prozesse auslösen. Dies nennt man einen elektromagnetischen Schauer. Die Gesetzmäßigkeiten, denen diese Prozesse unterworfen sind, werden nun im Weiteren vorgestellt.

3.1 Primärwechselwirkungen

Der Wechselwirkungsquerschnitt für Photonen mit Materie hängt im allgemeinen von der Energie des einlaufenden Photons E_γ und der Kernladungszahl des Materials Z ab.

Photoeffekt

Der Photoeffekt beschreibt das Herausschlagen eines Elektrons aus der Atomhülle, wobei das Photon vollständig absorbiert wird, und die kinetische Energie des Photoelektrons $E_\gamma - E_{\text{Bindung}}$ beträgt. Für den Wirkungsquerschnitt gilt:

$$\sigma_{Ph} \approx \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}} \text{ für } E_\gamma > E_{\text{Bindung}} \quad (3.1)$$

$$\approx \frac{Z^5}{E_\gamma} \text{ für } E_\gamma \gg E_{\text{Bindung}} \quad (3.2)$$

Comptoneffekt

Der Comptoneffekt beschreibt die Streuung von Photonen an (quasi-)freien Elektronen, das heißt, wenn die Bindungsenergie des Elektrons im Vergleich zur Photonenenergie vernachlässigbar ist. Der Energieübertrag ist von der Zentralität des Stoßes abhängig und lässt sich über

$$E_e = E_\gamma \frac{(1 - \cos \varphi)}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \varphi)}$$

beschreiben. Für den Wirkungsquerschnitt gilt gemäß der Klein-Nishina-Gleichung:

$$\sigma_c \approx \frac{Z}{E_\gamma}$$

Paarbildung

Die Paarbildung beschreibt die Absorption eines Photons im Kernfeld unter Aussendung eines e^+e^- -Paares. Da dieses erzeugt werden muss, liegt die Paarbildungsschwelle bei $2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$. Der Wirkungsquerschnitt lässt sich wie folgt beschreiben:

$$\sigma_{\text{Paar}} \approx Z^2 \ln(E_\gamma / M_e c^2) \text{ für } 2,5 \text{ MeV} < E_\gamma < 25 \text{ MeV}$$

Für höhere Energien steigt der Wirkungsquerschnitt nur noch langsam an und ist ab ca. 500 MeV konstant bei

$$\sigma_{\text{Paar}} \simeq 12\alpha Z^2 r_e^2$$

wobei α die Feinstrukturkonstante und r_e der klassische Elektronenradius ist.

3.2 Sekundärwechselwirkungen

Die durch die Primärprozesse erzeugten Elektronen und Positronen wechselwirken weiter mit der Materie des Detektors. Im Wesentlichen dominieren hier zwei Effekte, die Bremsstrahlung und die Ionisation. Für die Positronen kommt die Annihilation als weiterer Prozess hinzu.

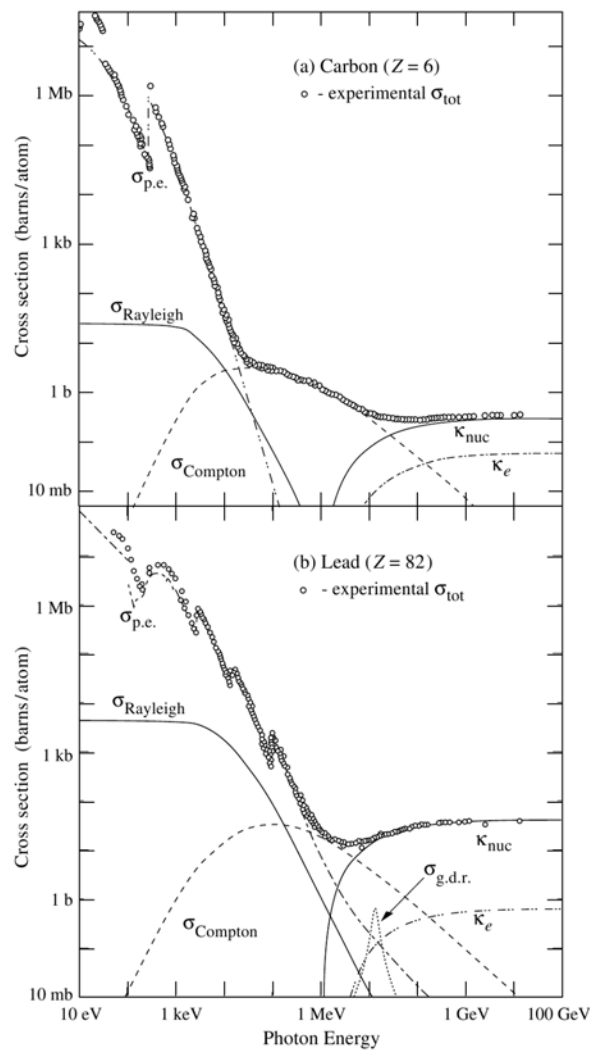


Abbildung 3.1: Energieabhängige Wirkungsquerschnitte von Photonen in Materie am Beispiel von Kohlenstoff und Blei [QUELLE: [Y⁺06]]

Bremsstrahlung

Werden Elektronen oder Positronen im Feld des Kerns abgebremst, emittieren sie Photonen in Form von Bremsstrahlung. Die Systematik dieses Prozesses beinhaltet als relevante Variablen den Stoßparameter, die Kernladungszahl und den energieabhängigen Effekt der Abschirmung des Kerns durch seine Hüllenelektronen. Vereinfacht lässt sich der Energieverlust der Elektronen folgendermaßen nähern:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brems}} \approx -E_e Z^2 \ln(E_e/E_0). \quad (3.3)$$

Für hohe Energien vereinfacht sich dieser durch die abschirmende Wirkung der Hüllenelektronen zu:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} \approx -E_e Z^2 \quad (3.4)$$

Ionisation

Bei hohen Energien ist die Bremsstrahlung der dominierende Effekt. Zu kleinen Elektronenergien hin dominiert jedoch die Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen der Kerne. Das energieabhängige Verhältnis der Energieverluste zwischen Bremsstrahlung und Ionisation beträgt:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion} \simeq 1600 m_c^2 \frac{(dE/dx)_{Brems}}{Z E_e} \quad (3.5)$$

3.3 Elektromagnetische Schauer

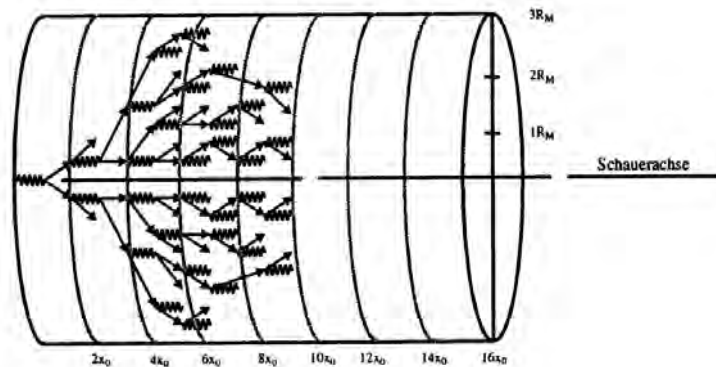


Abbildung 3.2: Schematische Abbildung eines elektromagnetischen Schauers (stark vereinfacht) [QUELLE: [SCH89]]

Durch die oben genannten Prozesse geben hochenergetische Photonen ihre Energie sukzessive an das Kalorimetermaterial ab. Hierbei bildet sich eine große Anzahl von Photonen, Elektronen und Positronen, die sich räumlich ausbreiten. Dieses Phänomen wird als elektromagnetischer Schauer bezeichnet. Die Ausbreitung erfolgt so lange, bis die Energie der einzelnen Sekundärteilchen die kritische Energie E_c unterschreitet. Sie ist definiert als derjenige Energiewert, bei dem der Energieverlust durch Ionisation größer wird als der durch Bremsstrahlung. Eine allgemeine Formulierung für E_c ist:

$$E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1,2} \quad (3.6)$$

Unterhalb dieser Schwelle verlieren die Elektronen ihre Restenergie primär durch Ionisation und Anregung der Kernhülle. Für die Sekundärphotonen werden der Photoeffekt und die Comptonstreuung dominant. Somit kommt der Schauer zum Erliegen. Die Beschreibung der räumlichen Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers hängt von drei Kenngrößen ab, die im Folgenden beschrieben werden.

- Die bereits zuvor erwähnte *kritische Energie* E_c beschreibt die Schwelle, unter der die Schauerausbreitung zum Erliegen kommt.
- Die *Strahlungslänge* X_0 ist definiert als diejenige Länge, auf der die Energie eines Elektrons bei Durchlaufen eines gegebenen Materials noch 1/e der ursprünglichen Energie beträgt. Sie lässt sich nach [Y+06] folgendermaßen berechnen:

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} (Z^2 [L_{RAD} - f(Z)] + Z L'_{RAD}) \quad (3.7)$$

mit

$$L_{RAD} = \ln(184,15Z^{-1/3})$$

sowie

$$L'_{RAD} = \ln(1194Z^{-2/3})$$

und

$$f(Z) \approx [(\alpha Z)^2(1+(\alpha Z)^2)^{-1} + 0,20206 - 0,0369(\alpha Z)^2 + 0,0083(\alpha Z)^4 - 0,002(\alpha Z)^6]$$

. Als Alternative gibt es noch eine empirische Formulierung, die die Z-Abhängigkeit deutlicher hervorhebt

$$X_0 = \frac{716,4 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (3.8)$$

- Der *Molière-Radius* R_M beschreibt die transversale Ausdehnung des Schauers. Er berechnet sich gemäß [Y+06] über:

$$\frac{1}{R_M} = X_0 \frac{E_S}{E_C} \quad \text{mit } E_S \approx 21 \text{ MeV} \quad (3.9)$$

3.4 Aufbau und Eigenschaften der Kalorimeter-Kristalle

Bei den Kristallen des Vorwärtsdetektors handelt es sich, wie bereits erwähnt, um thaliumdotiertes Cäsium-Jodid. Ihre Hauptaufgabe ist es, die Energie der in sie einlaufenden Teilchen zu absorbieren und sie in detektierbares Licht umzusetzen, wobei ein linearer

Zusammenhang zwischen aufgenommener Energie und emittiertem sichtbarem Licht gewährleistet ist. Die spezifischen Eigenschaften dieses Materials sind im Vergleich zum häufig verwendeten Szintillatormaterial Natrium-Jodid und dem im TAPS-Detektor verwendeten Barium-Fluorid in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Cäsium-Jodid ist ein anorganischer Szintillator aus der Gruppe der Alkalihalogenoide und hat durch sein hohes Z eine kurze Strahlungslänge. Dies ermöglicht einen Nachweis von bis zu 2 GeV Photonenenergie im derzeitigen experimentellen Aufbau. Die trapezoiden Kristalle weisen einen Endquerschnitt von ca. $6 \times 6 \text{ cm}^2$ auf (vergl. Abb. 3.3).

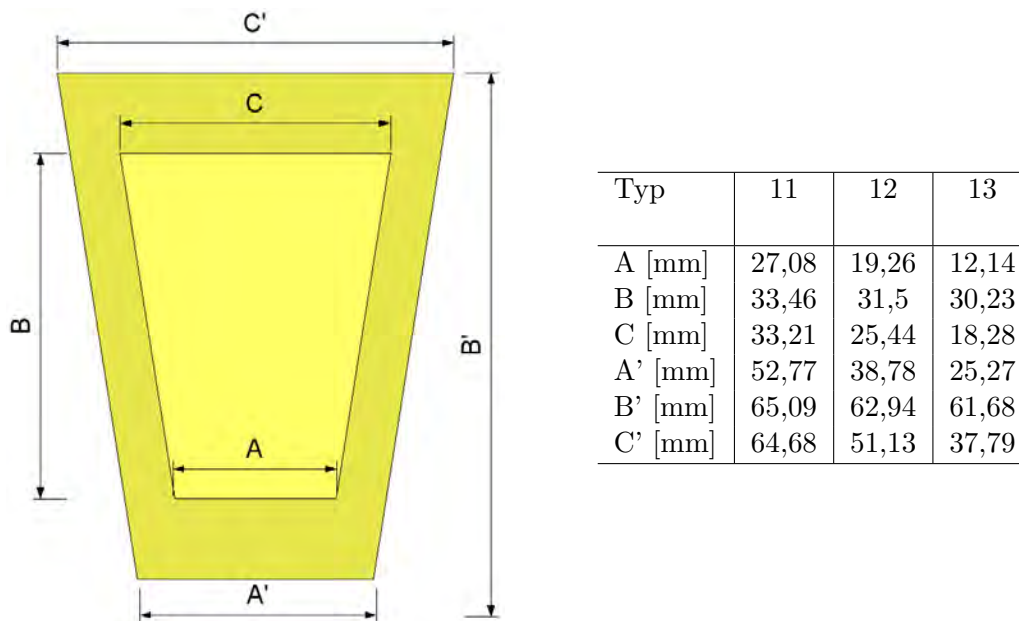


Abbildung 3.3: Links: Frontansicht Rechts: Abmessungen

Damit ergibt sich, dass der aus einem zentral treffenden Photon resultierende Schauer in der Regel vollständig in einem Kristall absorbiert werden kann. Bei nicht zentralen Treffern breitet sich ein Schauer auf mehrere Kristalle aus. Die Gesamtenergie des Photons verteilt sich dabei auf verschiedene Subdetektoren.

Die Anzahl der Kristalle mit einer von Null verschiedenen Energiedeposition ist auf Grund der oben vorgestellten Effekte keine hinreichende Kenngröße zur Bestimmung der Teilchenzahl eines Ereignisses. Um zu einem nutzbaren Ergebnis zu kommen, müssen zusammenhängende Gebiete aus Kristallen zusammengefasst werden. Diese Bereiche werden als Cluster bezeichnet. Sie bilden ein Maß für die Anzahl der Teilchen, die den Detektor in einem Ereignis getroffen haben.

Tabelle 3.1: Materialeigenschaften von CsI(Tl), NaI(Tl) und BaF₂ im Vergleich [QUELLE: [B⁺86]]

Größe	CsI(Tl)	NaI(Tl)	BaF ₂
Dichte [g/cm ²]	4,53	3,67	4,89
Brechungsindex	1,8	1,85	1,5
Strahlungslänge [cm]	1,85	2,59	2,03
Z_{eff}	54	32	24,6
$(dE/dx)_{min}$ [MeV/cm]	5,6	4,85	6,6
Molière-Radius [cm]	3,8	4,5	3,1
Zerfallskonstante [μ s]	1,00	0,3	0,63/0,0009
Emissionsmaximum [nm]	565	410	300
rel. Lichtausbeute	0,85	1,00	0,36

Teilchenabhängiges Ansprechverhalten der CsI-Kristalle

Der Szintillationsprozess in CsI(Tl)-Kristallen basiert auf der Energieabgabe der ionisierenden Strahlung an das Kristallgitter, welches die Energie in Form von Elektron/Loch-Paaren respektive Gitterschwingungen (Exzitonen) aufnimmt. Daran anschließend folgt der Energietransport zu den Aktivatorzentren (Thallium), die angeregt werden und schließlich Lumineszenzstrahlung emittieren. Hierbei ist hervorzuheben, dass während die Emission in energetisch isolierten Zentren erfolgt, der Energietransport und die Absorption ein kollektives Phänomen des Kristallgitters ist. Für weitere Details zum Szintillationsprozess anorganischer Szintillatoren soll auf die Diplomarbeit von R. Hackmann [Hac91] verwiesen werden.

Wie Storey et al. [SSW58] bereits 1958 zeigten, ist die Szintillationslichtentstehung in CsI(Tl) Kristallen von der Teilchenart und -energie abhängig. Sie wiesen nach, dass sich die Lichtemission des Szintillators als die Summe zweier Exponentialfunktionen (schnelle und langsame Komponente) beschreiben lässt:

$$L(t) = \frac{h_f}{\tau_f} \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + \frac{h_s}{\tau_s} \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (3.10)$$

Hierbei sind $\tau_{f/s}$ die spezifischen Zeitkonstanten, und $h_{f/s}$ die relativen Amplituden der beteiligten Funktionen.

Die Abklingzeit des Kristallsignals hat eine direkte Auswirkung auf die maximale Rate, die pro Kristall erzielt werden kann, ohne durch Pile-Up¹ Energieinformationen aus dem

¹Pile-Up: Überlagerung zweier Pulse

daraus resultierenden Linearitätsverlust zu verlieren. Wie Abbildung 3.4 zu entnehmen, dauert es ca. $7,2 \mu s$, bis 95% der Fläche, und somit der Energie des Pulses emittiert wurden. Aus diesem Grund sollte ein Mindestabstand zwischen zwei Ereignissen von mindestens $10 \mu s$ nicht unterschritten werden. Dies entspricht einer Rate von 100 kHz. Da aber die Ereignisse statistisch verteilt sind, sollte für einen Einzelkristall eine Rate von 20 kHz nicht überschritten werden.

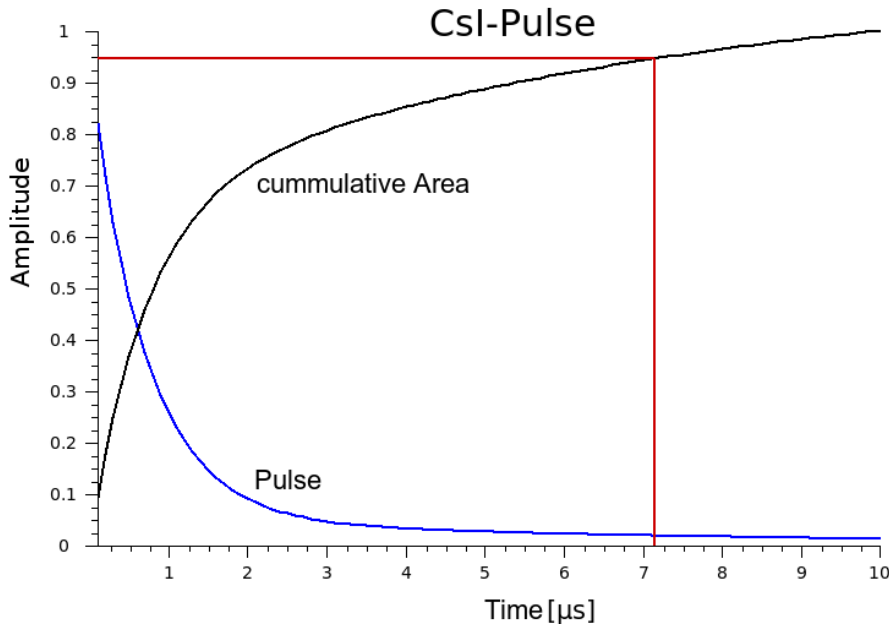


Abbildung 3.4: Typischer Abfall eines CsI(Tl)-Pulses

Eine weitere Eigenschaft der CsI-Kristalle ist, dass die in Gleichung 3.10 aufgeführten Größen keine Konstanten sind, sondern folgende Eigenschaften aufweisen:

- (a) Das Verhältnis $R = h_s/(h_f + h_s)$ erhöht sich mit abnehmender Ionisationsdichte
- (b) Der Wert für τ_f erhöht sich mit abnehmender Ionisationsdichte
- (c) Der Wert für τ_s liegt bei ca. $7 \mu s$ und ist unabhängig von der Teilchenart

Der analytische Verlauf der unter (a) und (b) genannten Eigenschaften erlaubt eine Teilchendiskrimination aufgrund der Pulsform, die schon für niedrige Energiebereiche ($\leq 10 \text{ MeV}$), respektive Schwerionenreaktionen untersucht wurde (s. [A⁺86][WS01]). Eine systematische Untersuchung des energie- und teilchenabhängigen Verlaufs von τ_f und h_s/h_f wurde erstmals in der Arbeit von Benrachie et. al [B⁺89] 1989 untersucht. Wie in Abbildung 3.5 gezeigt, unterscheiden sich die Verläufe der Kurven für Elektronen/Photonen deutlich von der des Protons. Leider existieren bisher keine Datenpunkte für den

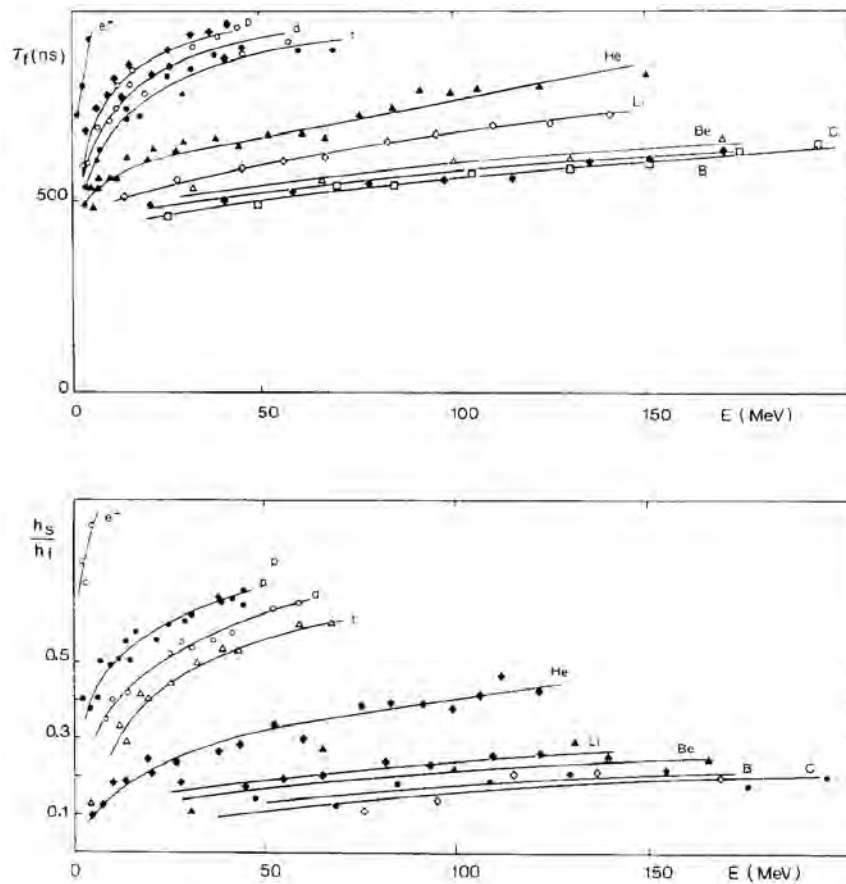


Abbildung 3.5: Variation der schnellen Zerfallskonstante τ_f und des Intensitätsverhältnisses h_s/h_f für verschiedene Energien und Teilchensorten [QUELLE: [B⁺89]]

Energiebereich des CBELSA/TAPS Experiments. Weiterhin existieren keine Veröffentlichungen, die sich mit den Auswirkungen der unterschiedlichen Pulsanteile auf das Anstiegsverhalten des CsI-Kristall-Signals beschäftigen. Daher ist dies eine interessante Fragestellung, die zusätzlich zur Triggerperformance im Rahmen dieser Arbeit besondere Aufmerksamkeit verdient.

Da die Teilchenidentifikation einen hohen Stellenwert in der Datenanalyse einnimmt, wäre ein zusätzlicher Mechanismus, wie sie die Pulsformanalyse bietet, ein weiteres wichtiges Hilfsmittel, um die Qualität der Analyse entscheidend zu verbessern. Aus diesem Grund wird die Methode der Pulsformanalyse bereits bei vielen Detektoren, deren Materialien die nötige Charakteristik aufweisen, verwendet.

Ein Beispiel hierfür sind die beim TAPS-Detektor (s. Kap. 2.2.8) verwendeten BaF_2 Kristalle (vergl. Tab. 3.1). Sie weisen ebenfalls zwei Zeitkonstanten auf, die sich um

mehr als den Faktor 500 unterscheiden, und deren Anteil am Gesamtpuls teilchensortenabhängig ist. Aus diesem Grund ist es möglich zur Analyse die Signale der Kristalle parallel mit zwei ADCs mit unterschiedlichen Gatelängen zu digitalisieren. Wenn man nun diese beiden Energiewerte gegeneinander aufträgt, ergibt sich das in Abbildung 3.6 gezeigte Bild.

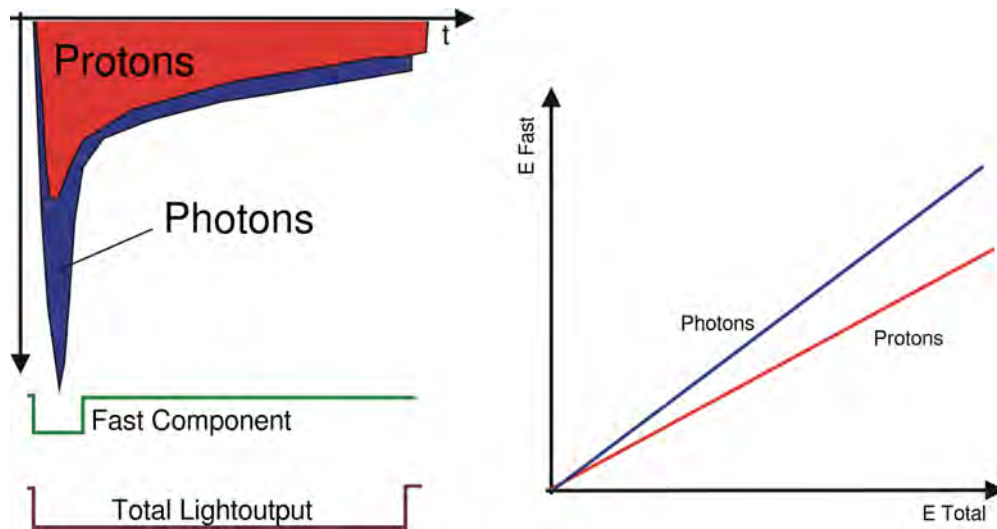


Abbildung 3.6: Teilchenabhängige Pulsform für Photonen und Protonen von BaF₂ Szintillatoren bei gleicher Gesamtenergiedeposition [QUELLE: [Now98]]

Da die Zeitkonstanten bei CsI deutlich näher beieinanderliegen, ist dieses Verfahren für die Kristalle des Vorwärtsdetektors nicht einsetzbar. Stattdessen werden hier die Unterschiede in der Anstiegszeit des Signals untersucht. Erste Ergebnisse hierzu werden in Kapitel 8.5 vorgestellt.

4 Clusterfinder - Algorithmen und Anwendungen

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die Methode des Clusterings zur Datenanalyse und stellt einige Einsatzgebiete und Methoden vor. Zudem erfolgt eine Definition des Begriffs Cluster und Clusterfinder, wie er im Kontext dieser Arbeit eingesetzt wird, und auf den sich die nachfolgenden Kapitel stützen werden.

4.1 Clusterdefinition

Die Erkennung einer Anhäufung (Cluster) in einer diskreten Datenmenge ist eine in vielen Bereichen benötigte technische Anwendung. Cluster selbst sind Strukturen in einer (abstrakten) Datenmenge. Eine allgemeine Definition des Clusterings ist „*Der Prozess des Einteilens von Objekten in Gruppen, welche eine Eigenschaft teilen*“. Einige Beispiele für Cluster aus anderen Disziplinen sind:

- *Biologie*: Klassifizierung von Pflanzen und Tieren,
- *Bibliotheken*: Sortierung der vorhandenen Bücher nach Themengebieten,
- *Seismologie*: Ortung von Erdbebenzentren zur Identifikation von gefährdeten Gebieten,
- *Geomarketing*: Bestimmung der Standortfaktoren über geosoziale Kenngrößen.

Ebenso gehört auch die Physik zu den Gebieten, in denen Clustering verwendet wird. Für den Rahmen dieser Arbeit gelten folgende Definitionen:

- *Datensatz*: Der Datensatz umfasst die Kristalle des CB-Vorwärtsdetektors, die in einer 3×30 -Ringstruktur angeordnet sind.
- *Dateneintrag*: Als Dateneintrag gilt eine Energiedeposition eines Teilchens in einem Kristall, welche über einer zu definierenden Schwelle liegt. Diese Schwelle wird im Folgenden als *Clusterschwelle* bezeichnet.
- *Cluster*: Als Cluster werden alle Kristalle definiert, deren Energieeintrag über der Clusterschwelle liegt und von ein und demselben Teilchen stammt.

4.2 Clusteralgorithmen

Die Häufungssuche (Clusterfinding) beschreibt Methoden zur Identifikation zusammengehöriger Elemente des (abstrakten) Datensatzes. Hierbei muss jeder Algorithmus ein Kriterium implementieren, mit dem die Clusterzugehörigkeit definiert wird. Dieses wird unabhängig von der physikalischen Dimension als „Abstand“ bzw. „Metrik“ bezeichnet. Cluster selbst sind somit Elemente deren relevante Kenngrößen unterhalb eines zuvor definierten Abstandes liegen. Im Wesentlichen gibt es fünf verschiedene Clusteringansätze:

- *Aufteilungs-Algorithmen*: Der Datensatz mit n Objekten soll k Cluster enthalten. Bei gegebenen k muss nun bezüglich des Clustering-Kriteriums die optimale Aufteilung des Datenraums gefunden werden. Dies kann generell durch Evaluation des gesamten Parameterraums erfolgen. Für große Datensätze werden häufig der *k-means* beziehungsweise der *k-medoids* Algorithmus eingesetzt.
- *Hierarchische Algorithmen*: Hierbei gibt es zwei verschiedene Methoden. Die Bottom-Up Methode teilt als Startpunkt jedes Objekt in einen eigenen Cluster ein und führt diese dann anhand des Clusteringkriteriums zusammen. Hierbei muss ein Maß für die Clusteringgüte definiert werden, welches die Abbruchbedingung darstellt. Die seltener eingesetzte Top-Down Methode funktioniert umgekehrt. Hier werden als Anfangsbedingung alle Datenobjekte in einen Cluster eingeordnet. Anschließend erfolgt eine Aufteilung in Subcluster, bis auch hier eine definierte Clusteringgüte erreicht ist.
- *Dichtebasiertes Clustering*: Dieses Konzept wird primär auf Datensätze angewendet, deren Verteilung sich räumlich beschreiben lässt. Dies gilt besonders für Datensätze, die unkorrelierte Informationen (Rauschen) enthalten. Als Clusterparameter werden zwei Kenngrößen verwendet. *Eps* beschreibt den maximalen Nachbarschaftsradius, und *MinPts* die minimale Anzahl an weiteren Clusterpunkten, die innerhalb des zuvor definierten Radius liegen müssen. Angewandt bedeutet dies, dass für jeden Punkt eines Clusters mindestens *MinPts* weitere Punkte im Radius *Eps* liegen müssen, damit er einem Cluster zugeordnet wird. Dies unterdrückt wirkungsvoll das zuvor genannte Rauschen. Den gesamten Cluster ergibt die Anzahl aller Punkte, die durch Anwendung der Dichtekriterien auch über mehrere Zwischenpunkte erreichbar sind.
- *Gridbasiertes Clustering*: Bei diesem Ansatz wird der Datenraum durch ein Gitter diskretisiert, welches iterativ verfeinert wird, bis sich eine Stabilisierung der Cluster einstellt. Die Art der Diskretisierung hängt von den zu untersuchenden

Datensätzen ab und muss als numerischer Algorithmus für das jeweilige Problem entwickelt werden.

- *Modellbasiertes Clustering*: Beim modellbasierten Clustering handelt es sich um parameterabhängige Fits von ausgesuchten Modellen an einen gegebenen Datensatz. Dies beschränkt das Anwendungsgebiet dieser Methode auf Bereiche, für die theoretische Vorhersagen existieren und ist nicht für die Strukturerkennung in arbiträren Datensätzen geeignet.

4.3 Implementation im Vorwärtsdetektor

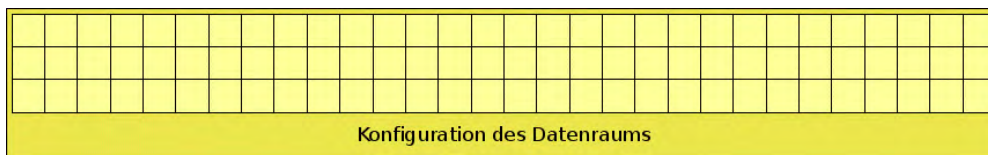


Abbildung 4.1: Räumliche Konfiguration des Clusterfinder-Datenraums

Die Information, welche der Trigger des Vorwärtsdetektors liefern muss, ist die Anzahl der voneinander unabhängigen Cluster. Hierbei wird die Form der betreffenden Cluster vernachlässigt und nicht weiterverarbeitet. Aufgrund seiner Geometrie und der binären Information (Kristall über Schwelle) weist der Datenraum für den Clusterfinder des Vorwärtsdetektors 2^{90} mögliche Konfigurationen auf (s. Abb. 4.1). Zur Analyse wurde ein hierarchischer Bottom-Up Algorithmus implementiert. Als Metrik wird hier die Nachbarschaft der Kristalle untereinander verwendet. Zu einem Cluster zugehörig sind somit alle Kristalle, deren Energieeintrag über der Clusterschwelle liegt und die untereinander mit einem Abstand von Eins in horizontaler, vertikaler oder diagonaler Richtung verbunden sind, beziehungsweise über andere Kristalle, die ebenfalls diese Metrik erfüllen, erreichbar sind (vergl. auch Abb. 4.2 Cluster 4). Der Algorithmus weist nun für eine gegebene Konfiguration, im ersten Schritt jedem Kristall eine eigene Clusternummer zu. Danach werden iterativ die Kristalle, die einen Abstand < 2 haben, zu jeweils einem Cluster zusammengefasst. Dies geschieht solange, bis sich durch weitere Iterationsschritte keine Veränderung der Clusteranzahl ergibt.

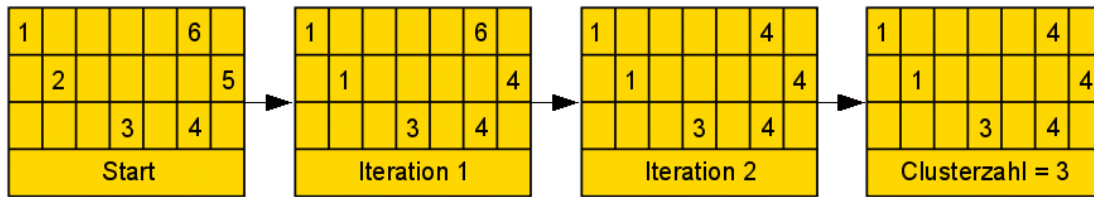


Abbildung 4.2: Illustration des Bottom-Up Algorithmus

Abbildung 4.2 illustriert anhand eines 7×3 Segmentes die Vorgehensweise:

1. Im ersten Schritt wird die Datenkonfiguration erfasst und jedem Element, welches einen Eintrag aufweist, eine fortlaufende Clusternummer zugewiesen.
2. In der ersten Iteration werden die Elemente einzeln abgefragt und überprüft, ob sich innerhalb des definierten Abstandes ein Element mit einer unterschiedlichen Clusternummer befindet. Wenn dies zutrifft, wird von diesem Element die Clusternummer auf die des ursprünglichen Elements gesetzt. Um zu gewährleisten, dass die Umordnung eindeutig ist, erhält jedes Element eine *Modified*-Markierung, welche sicherstellt, dass in jeder Iteration ein Element nur einmal eine neue Clusternummer erhalten kann und pro Iteration nur einmal bearbeitet wird.
3. Nach jedem Durchlauf werden alle *Modified*-Markierungen zurückgesetzt, und der nächste Iterationsschritt erfolgt wie oben beschrieben.
4. Wenn nach einer Iteration kein Element ein *Modified*-Flag aufweist, wird die Verarbeitung abgebrochen und die Anzahl der unterschiedlichen Clusternummern evaluiert. Diese wird dann als Ergebnis des Clusterfindings weiterverarbeitet.

Dieser Ablauf zeigt die im Vorwärtsdetektor implementierte Methodik zur Clusterbestimmung. Eine Beschreibung der technischen Umsetzung erfolgt in Kapitel 7.

4.4 Weitere Anwendungen von Clusterfindern am CB-Experiment – FACE

Eine weitere Implementation für Clustererkennung ist der FACE¹ für das Hauptkalorimeter. Hierbei handelt es sich um einen Zellularlogiktrigger. Er wird durch die kurz vor den ADCs aufgespaltenen Signale der Photodioden der Kristalle versorgt. Dies hat zur Folge, dass dieser Trigger einen, verglichen mit dem der anderen Detektoren, späten

¹FACE = **F**Ast **C**luster **E**ncoder

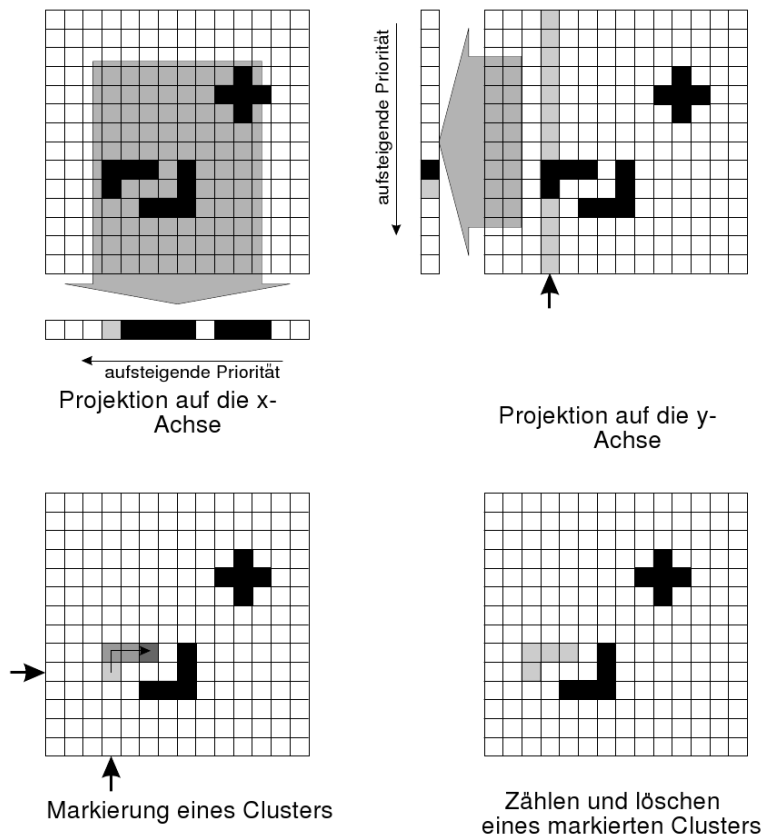


Abbildung 4.3: Illustration des in der FACE implementierten Zellularlogiktriggers
[Quelle: [Fle01]]

Startzeitpunkt aufweist. Das Clustering bei diesem Verfahren funktioniert folgendermaßen: Jedem Kristall wird eine Logikzelle zugeordnet, die ihrerseits über Hardwareverbindungen mit ihren Nachbarn verbunden ist. Ausgehend von diesen Logikzellen kann die Anzahl der Cluster somit zur Laufzeit bestimmt werden [Fle01], indem das Clustering von den Einzelzellen sich über alle Nachbarzellen ausbreitet, die ebenfalls einen Energieeintrag aufweisen. Die technische Implementation umfasst für diese Aufgabe entwickelte ASICs², die die oben erwähnten Zellen und Nachbarschaftsbeziehungen gemäß der Detektorgeometrie in der Hardware abbilden. Exemplarisch ist der Ablauf eines solchen Clusteringvorgangs in Abbildung 4.3 dargestellt.

Diese Technik hat jedoch den Nachteil, dass sie relativ lange Verarbeitungszeiten erfordert, und die Entscheidungsgeschwindigkeit von der Anzahl der Cluster abhängig ist. Weiterhin ist es durch das starre Design schwierig auf Änderungen, zum Beispiel in der

²ASIC = Application Specific Integrated Circuit

Geometrie, zu reagieren. Die Gesamtentscheidungszeit t_{cl} für dieses spezielle System berechnet sich folgendermaßen:

$$t_{cl} = 0,8 \mu s + n \cdot 0,8 \mu s$$

Hierbei ist n die Anzahl der Cluster. Dies hat zur Folge, dass der FACE nur als Sekundär-Trigger eingesetzt werden kann, da die Reaktionszeit für Primär-Trigger unter 250 ns liegen und eine konstante Entscheidungszeit aufweisen muss. Weiteres zu den Anforderungen an den Trigger wird in Kapitel 6 erläutert.

5 Event-Simulationen

Um die erwartete Effizienz und das ereignisabhängige Ansprechverhalten des zu entwickelnden Cluster-Triggersystems für den Vorwärtsdetektor zu bestimmen, wurde eine Reihe von Simulationen mit Hilfe des Programmpakets CB-GEANT3 durchgeführt. Hierbei wurden gezielt einige für das aktuelle Forschungsprogramm relevante Reaktionen ausgewählt und analysiert.

Weiterhin sind bei diesen Simulationen die Multiplizität, Clustergröße, Winkelverteilung und Energie der den Vorwärtsdetektor treffenden Reaktionsprodukte (Photonen und Protonen) von großer Bedeutung für das Design des Clusterfinders.

5.1 Auswirkungen bestimmter Triggerbedingungen auf die Akzeptanz

Um eine möglichst effiziente und umfassende Auswertung der genommenen Daten vornehmen zu können, ist es wichtig, die Akzeptanz¹ des Detektorsystems zu verstehen und zu maximieren. Hierbei ist zu beachten, dass sich die rein geometrische Winkelabdeckung der einzelnen Detektoren nicht direkt auf die tatsächliche Sensitivität der Komponenten auf physikalische Ereignisse abbildet. Das CBELSA/TAPS Experiment untersucht primär Multi-Photonen-Endzustände. Der einfachste Zerfall, die Einfach-Pion-Produktion, weist in ihrem Endzustand eine Drei-Teilchen-Kinematik auf. Weiterhin muss der Konzeption des Experiments als „Fixed-Target“ Experiment Rechnung getragen werden, da hier das Laborsystem nicht mit dem CMS² übereinstimmt, sondern ein Lorentz-Boost die Verteilung zu kleineren θ -Winkeln staucht. Dies unterstreicht noch einmal die Relevanz des Vorwärtsdetektors, da seine geometrische Abdeckung von $\approx 18^\circ$ in θ im Laborsystem je nach Reaktion und Energie zu einer deutlich höheren tatsächlichen Akzeptanz führt.

¹Die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis tatsächlich aufzunehmen.

²CMS = Center of Mass System – Das Schwerpunktsystem

5.2 Detektionseffizienz und Triggersignaturen für ausgewählte Ereignistopologien bei Energien von bis zu 3,2 GeV

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Simulationen für einzelne Ereignistopologien bezüglich ihrer Eigenschaften vorgestellt und interpretiert. Hierbei wird im Besonderen sowohl die Energieverteilung zur Bestimmung der Triggerschwellen, als auch die Winkelverteilung der Zerfallsphotonen untersucht. Weiterhin ist auch die Verteilung der Reaktionsprotonen von Interesse. Bei diesen Simulationen wurde nur die rein geometrische Akzeptanz des Vorwärtsdetektors verwendet. Dies gibt eine obere Abschätzung der zu erwartenden Effizienz sowie Hinweise zur Wahl der Schwellen des Clusterfinders. Der im Experiment auftretende elektromagnetische Untergrund wird hierbei nicht berücksichtigt, sodass die endgültige Festlegung dieses Parameters erst über den Betrieb am Strahl getroffen werden konnte (vergl. Kap. 8.1).

5.2.1 $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p 2\gamma$ bei bis zu 3,2 GeV

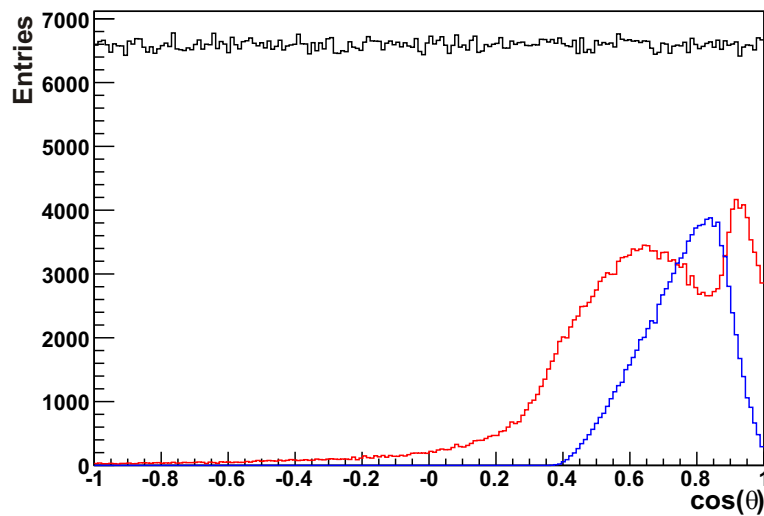


Abbildung 5.1: Winkelakzeptanz des Vorwärtsdetektors für genau 1γ (rot) bzw. 2γ (blau) aus Einfach- π^0 -Produktion

Die einfachste Reaktionskinematik, die von Interesse ist, ist die Einfach-Meson-Produktion, hierbei insbesondere die Einfach-Pion-Produktion, die einen sehr großen Wirkungsquerschnitt aufweist. Zur Analyse der Relevanz des Vorwärtsdetektors wurden 1,2 Millionen Ereignisse mit einer dem Experiment entsprechenden Energieverteilung und

einer Maximalenergie von 3,2 GeV erzeugt. Für die Winkelverteilung wurde ein flacher Phasenraum benutzt, das heißt, etwaige Effekte aus der Erzeugung der Sekundärteilchen fließen nicht ein, sondern es wird nur die reine Kinematik verwendet.

Abbildung 5.1 zeigt die Winkelverteilung der generierten Pionen über $\cos(\theta)$ im CMS. In diese flache Verteilung sind jeweils diejenigen Pionen eingezeichnet, von deren Zerfallsphtononen, jeweils ein, respektive zwei Photonen den Vorwärtsdetektor treffen. Der sensitive Bereich des Vorwärtsdetektors reicht bis zu einem Winkel von 90° im Schwerpunktsystem. Über 25 % aller Ereignisse hinterlassen eine Signatur im Vorwärtsdetektor. Weiterhin treffen ebenfalls über ein Viertel aller Protonen den Vorwärtsdetektor (vergl. Abb. 5.2). Dies eröffnet, in Kombination mit den Möglichkeiten zur Identifikation geladener Teilchen durch die den Kristallen vorgelagerten Szintillatorplatten, weitere Ansätze und erweitert die Selektionskriterien für einen möglichen Trigger.

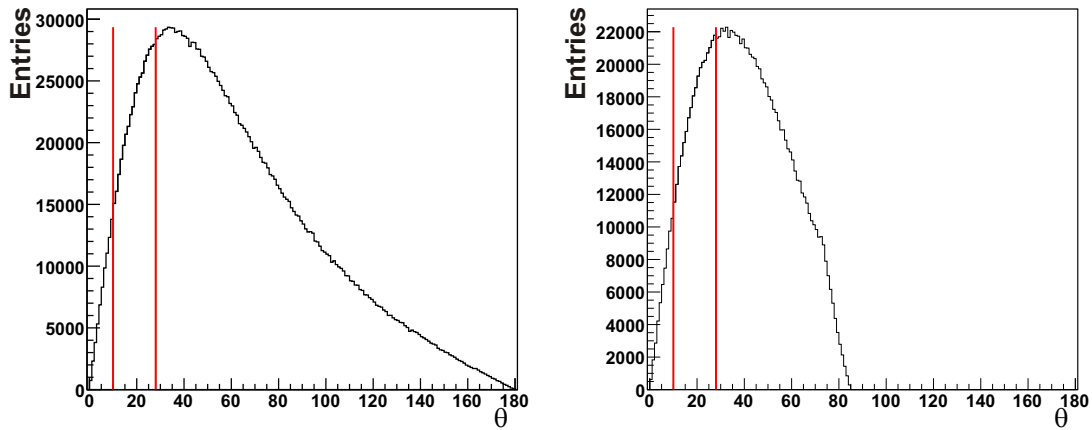
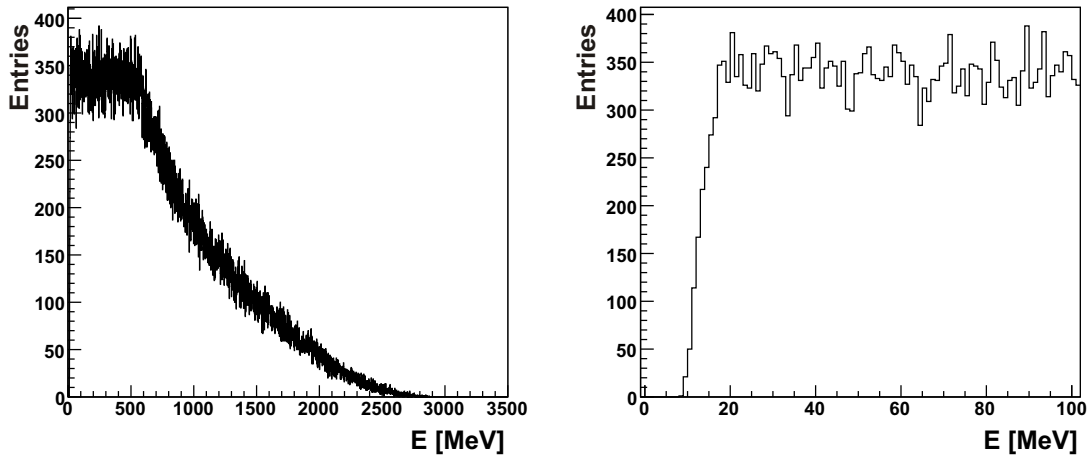


Abbildung 5.2: Winkelabdeckung des Vorwärtsdetektors bei Einfach- π^0 -Produktion im Laborsystem für: [LINKS:] Photonen [RECHTS:] Protonen

In der folgenden Tabelle sind die absoluten Zahlen für Photonen und Protonen aus dieser Simulation zusammengefasst:

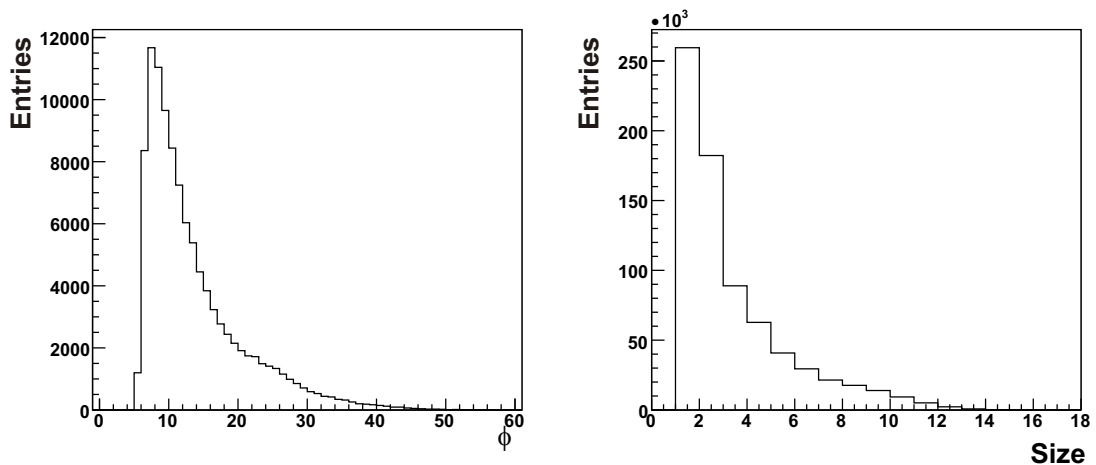
Events	1.200.000	100,00%
2 γ im FP	105.385	8,78%
1 γ im FP	200.146	16,68%
Protonen im FP	318.354	26,53%

Abbildung 5.3: $\gamma p \rightarrow p\pi^0$:

[LINKS:] Energieverteilung der Photonen im Vorwärtsdetektor

[RECHTS:] Der Bereich von 0-100 MeV

Ein weiterer wichtiger Punkt dieser Studien ist die Energieverteilung der Zerfallsphotonen, die den Vorwärtsdetektor treffen. Diese wird benötigt, um eine optimale Einstellung für die Schwellen der Clusterfinderlogik im Hinblick auf eine optimale Balance zwischen energetischer Akzeptanz und Untergrundunterdrückung zu finden. Wie aus Abbildung 5.3 zu entnehmen ist, liegt die Minimalenergie der Photonen bei ca. 10 MeV. Weiter-

Abbildung 5.4: $\gamma p \rightarrow p\pi^0$:[LINKS:] Öffnungswinkel der π^0 -Zerfallsphotonen im FP

[RECHTS:] Clustergrößen bei 15 MeV Schwelle im FP

hin erreicht die Verteilung ein Plateau bei ca. 20 MeV. Abhängig von den tatsächlichen Untergrundverhältnissen, markiert dies den Bereich der möglichen Clusterschwellen.

Um die Relevanz eines dedizierten Clusterfinders gegenüber einem einfachen sektorweisem ODER-Signals, bzw. dem Zählen der Kristalle, über einer bestimmten Schwelle zu untersuchen wurde, der Öffnungswinkel im Laborsystem zwischen zwei Photonen, die den Vorwärtsdetektor treffen, untersucht. Hierbei ergibt sich ein mittlerer Öffnungswinkel von 13° , aber auch kleinere Winkel bis hinunter zu ca. 6° sind möglich (vergl. Abb. 5.4 links). Ebenso ist die Größe der erzeugten Cluster von Interesse. Bei einer hypothetischen Schwelle von 15 MeV weisen die aus den Monte-Carlo Daten rekonstruierten Cluster im Vorwärtsdetektor eine durchschnittliche Größe von 3,4 Kristallen auf (vergl. Abb 5.4 rechts).

5.2.2 $\gamma p \rightarrow p \eta \rightarrow p 2\gamma$ bei bis zu 3,2 GeV

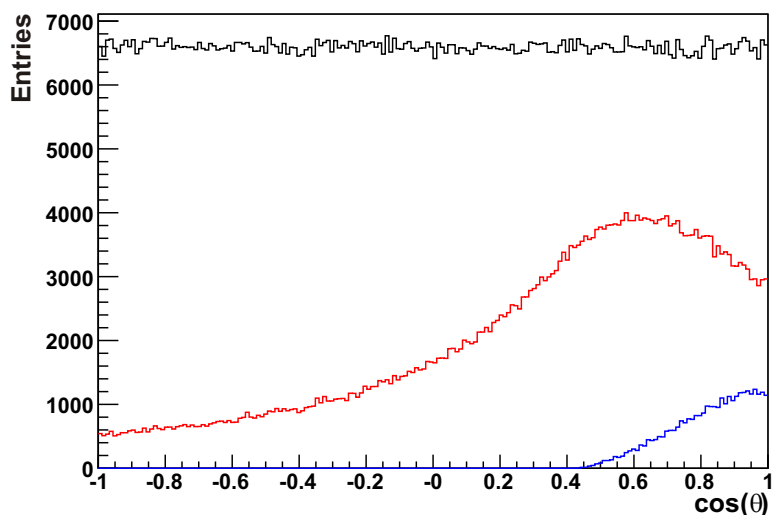


Abbildung 5.5: Winkelakzeptanz des Vorwärtsdetektors für 1γ (rot) bzw. 2γ (blau) aus Einfach- η -Produktion

Ein weiterer Kanal, der eine zentrale Bedeutung im jetzigen Messprogramm einnimmt, ist die Einfach- η -Produktion. Für diesen Kanal wurden, wie im vorigen Abschnitt 1,2 Millionen Ereignisse erzeugt. Bei den η -Zerfällen wurde nur der Zerfallskanal in 2 Photonen berücksichtigt, der ein Verzweungsverhältnis von 39,43% aufweist. Die, im Vergleich zum π^0 vierfach größere η -Masse von 547 MeV führt zu einer deutlich größeren Anzahl von Ereignissen, die ein Photon im Vorwärtsdetektor deponieren, wohingegen konsequenterweise weniger Zwei-Photonen-Ereignisse auftreten (vergl. Abb. 5.5).

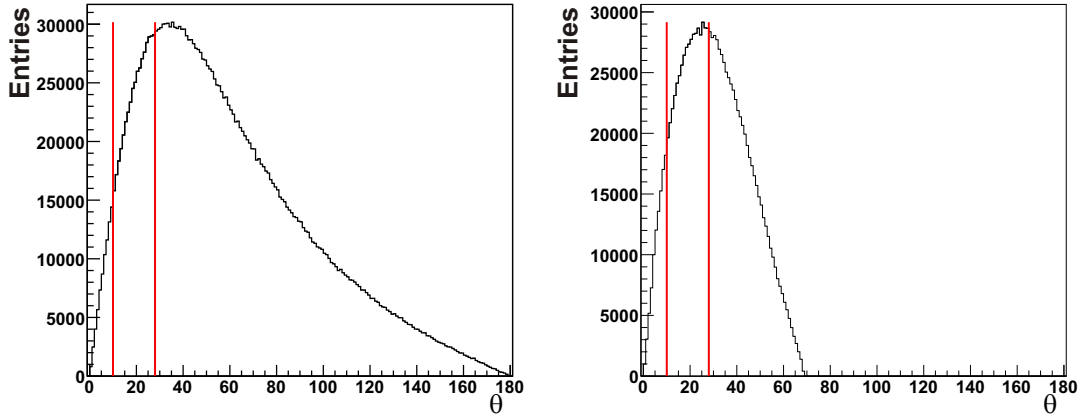


Abbildung 5.6: Winkelabdeckung des Vorwärtsdetektors bei Einfach- η -Produktion im Laborsystem für: [LINKS:] Photonen [RECHTS:] Protonen

Ebenso ist zu erkennen, dass der Anteil der Protonen, die den Vorwärtsdetektor treffen, hier fast 40% beträgt (vergl. Abb. 5.6). Die absoluten Zahlen sind in der folgenden Tabelle gegeben:

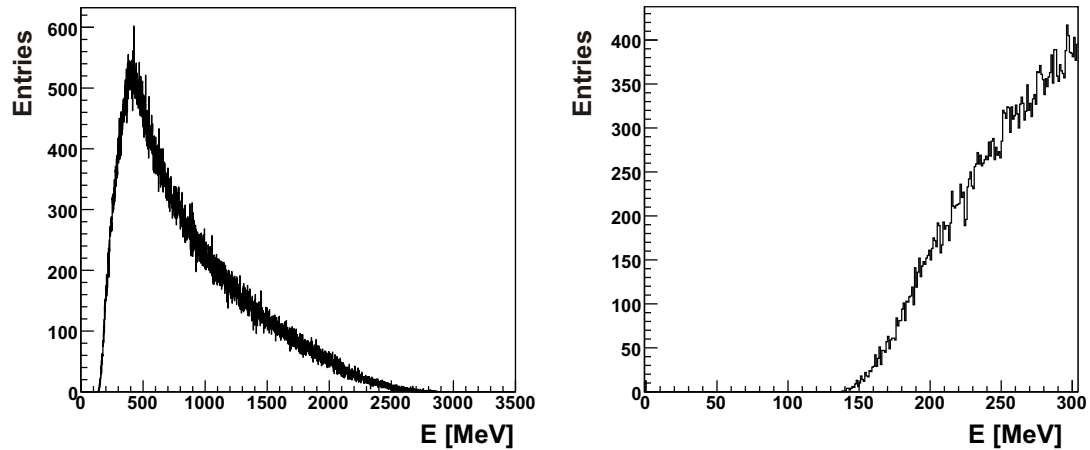
Events	1.200.000	100,00%
2 γ im FP	31.963	2,66%
1 γ im FP	366.818	30,57%
Proton im FP	468.436	39,04%

Hierbei ist noch anzumerken, dass insbesondere bei η -Produktion eine flache Phasenraumverteilung nicht die physikalische Realität wiedergibt, da sich hier, insbesondere bei hohen Energien, neben dem s-Kanal Austausch auch der t-Kanal öffnet, was eine Verschiebung der Winkelverteilung zu kleineren Winkeln zur Folge hat. Dies zeigt sich in den differentiellen Wirkungsquerschnitten (vergl. auch [C+05]).

Bei der Energieverteilung der Photonen ist, bedingt durch die vergleichsweise große η -Masse, ein deutlicher Anstieg der Minimalenergie zu verzeichnen. Sie beträgt ca. 150 MeV (vergl. Abb. 5.7). Somit spielt dieser Wert zur Bestimmung eines inklusiven Minimaltriggers, wie er in Kapitel 6 gefordert wird, keine Rolle. Allerdings kann diese Energieverteilung zur Bildung eines Triggers genutzt werden, der die π^0 -Detektion unterdrückt, wenn dies gefordert werden sollte.

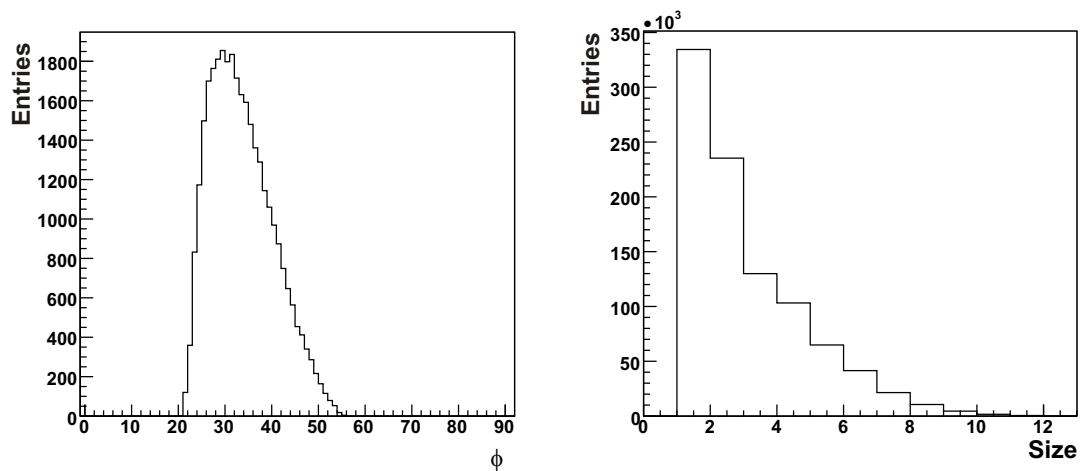
Hinsichtlich des Öffnungswinkels ist hier eine Tendenz zu größeren Winkeln zu beobachten (vergl. Abb. 5.8 links). Dies erklärt sich, wie bereits erwähnt, aus der größeren Masse

des η . Allerdings muss auch dieser Wert unter Berücksichtigung des t-Kanal Austauschs modifiziert werden. Die mittlere Clustergröße liegt ähnlich wie bei der π^0 -Produktion bei etwas über drei Kristallen pro Cluster (vergl. Abb. 5.8 rechts). Auch hier zeigt sich folglich die Notwendigkeit einer Clustererkennung für einen effizienten Trigger.

Abbildung 5.7: $\gamma p \rightarrow p\eta$:

[LINKS:] Energieverteilung der Photonen im Vorwärtsdetektor

[RECHTS:] Der Bereich von 0-300 MeV

Abbildung 5.8: $\gamma p \rightarrow p\eta$:[LINKS:] Öffnungswinkel der η -Zerfallsphotonen im FP

[RECHTS:] Clustergrößen bei 15 MeV Schwelle im FP

5.2.3 $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \pi^0 \rightarrow p 4\gamma$ bei bis zu 3,2 GeV

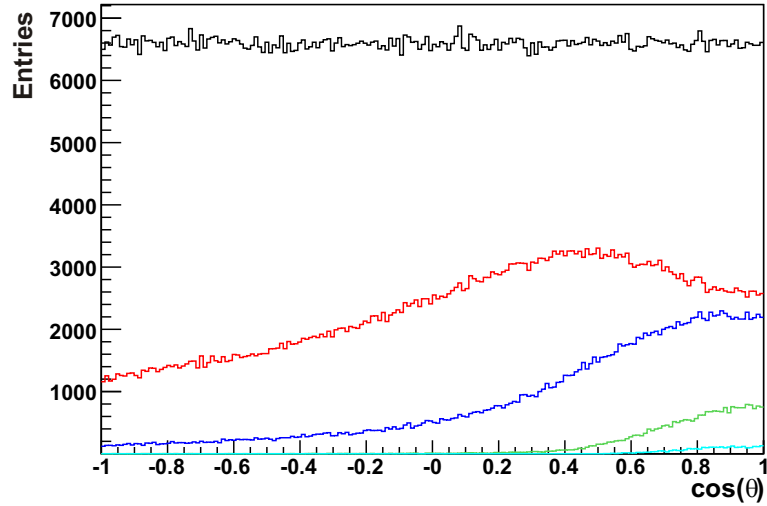


Abbildung 5.9: Winkelakzeptanz des Vorwärtsdetektors für 1 γ (rot), 2 γ (blau), 3 γ (grün) und 4 γ (cyan) im $\pi^0\pi^0$ Mesonensystem

Neben der Einfach-Meson-Produktion sind für die Fragestellungen des CBELSA/TAPS Experiments auch Endzustände mit höheren Multiplizitäten, wie sie zum Beispiel bei kaskadierenden Zerfällen auftreten, von Interesse. Exemplarisch wurden hier Monte-Carlo-Daten mit einer maximalen Photonenergie von 3,2 GeV erzeugt, welche im Augenblick die höchste Energie ist, die dem Experiment vom Beschleuniger zu Verfügung gestellt wird.

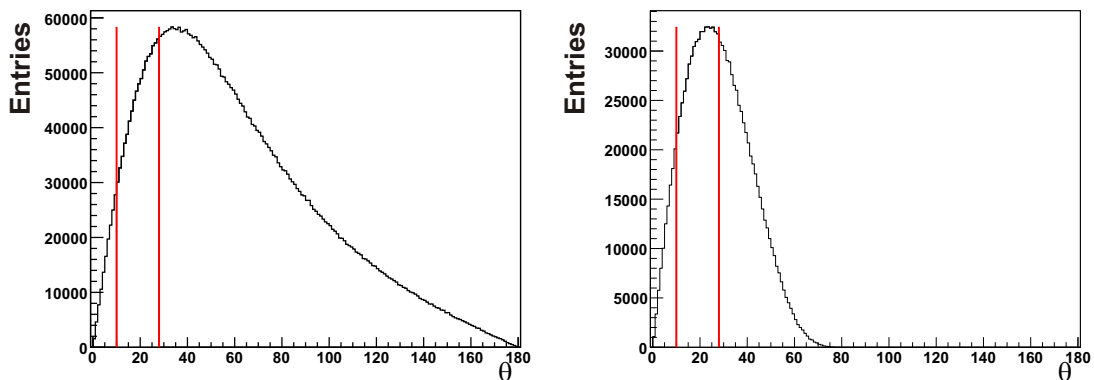


Abbildung 5.10: Winkelabdeckung des Vorwärtsdetektors bei $\pi^0\pi^0$ -Produktion im Laborsystem für: [LINKS:] Photonen [RECHTS:] Protonen

Bedingt durch die größere Anzahl an Photonen im Endzustand ist mit 48% die Wahrscheinlichkeit, dass ein oder zwei Photonen den Vorwärtsdetektor treffen, im Vergleich zur Einfach-Meson-Produktion deutlich größer. Der Fall, dass drei oder vier Photonen gleichzeitig diesen Winkelbereich treffen ist vergleichsweise gering (vergl. Abb. 5.9). Somit ist der für die Pion- bzw. Eta-Produktion avisierte 1-Teilchen- und 2+-Teilchen-Trigger auch für diese Topologien geeignet, was ein wichtiges Kriterium darstellt, da die Messungen eine möglichst große Anzahl an Reaktionen gleichzeitig aufnehmen sollen.

Ein interessantes Merkmal ist die große Anzahl von Protonen, die den Vorwärtsdetektor treffen ($\approx 45\%$). Dies ist eine weitere Indikation dafür, dass ein kombinierter Photon-Proton-Trigger eine gewinnbringende Erweiterung des hier vorgestellten Systems sein könnte (vergl. Abb. 5.10).

Die konkreten Zahlen für diese Simulationen liefert die folgende Tabelle:

Events	1.200.000	100,00%
4 γ im FP	2.805	0,23%
3 γ im FP	24.476	2,04%
2 γ im FP	156.987	13,08%
1 γ im FP	423.158	35,26%
Proton im FP	530.994	44,25%

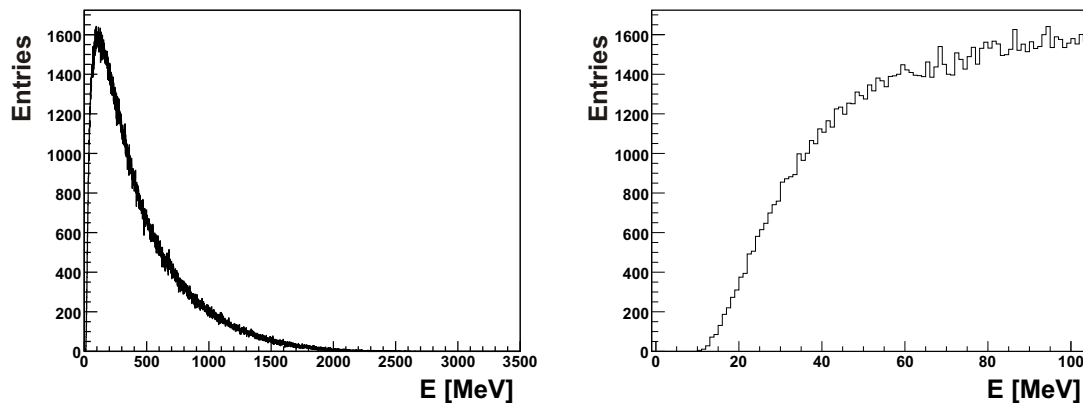


Abbildung 5.11: $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$:

[LINKS:] Energieverteilung der Photonen im Vorwärtsdetektor

[RECHTS:] Der Bereich von 0-100 MeV

Die Energie der resultierenden Photonen beginnt bei ca. 15 MeV. Dies ist ebenfalls kompatibel mit der für Einfach-Pion Produktion avisierten Schwelle von 15 bis 20 MeV.

Hinsichtlich der Öffnungswinkel der den Vorwärtsdetektor treffenden Photonen fällt ein deutliches Maximum bei ca. 12° auf (vergl. Abb. 5.12 links), welches einem Abstand von zwei Kristallen entspricht. Diese kleinen Winkel können am Besten mit einer Clusterfinerlösung aufgelöst werden. Hinsichtlich der rekonstruierten Clustergrößen zeigt sich ein ähnliches Bild wie bei den oben vorgestellten Reaktionen (vergl. Abb. 5.12 rechts).

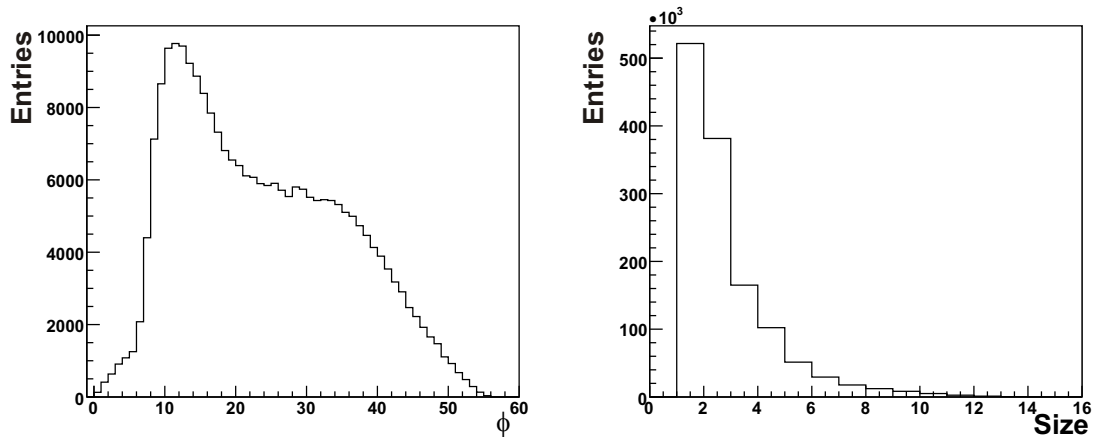


Abbildung 5.12: $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \pi^0$:

[LINKS:] Öffnungswinkel der $\pi^0 \pi^0$ -Zerfallsphotonen im FP
 [RECHTS:] Clustergrößen bei 15 MeV Schwelle im FP

5.2.4 $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \eta \rightarrow p 4\gamma$ bei bis zu 3,2 GeV

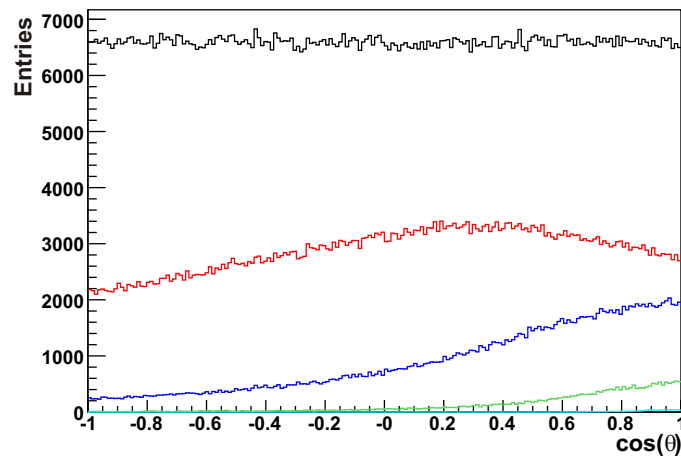


Abbildung 5.13: Winkelakzeptanz des Vorwärtsdetektors für 1 γ (rot), 2 γ (blau), 3 γ (grün) und 4 γ (cyan) im $\pi^0 \eta$ -Mesonensystem

Für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$ zeigt sich im Vergleich eine ähnliche Systematik wie bei der einfach Pion- und Eta-Produktion. Die Wirksamkeit eines Ein- bzw. Zwei-Clustertriggers ist aus der Winkelverteilung (vergl. Abb. 5.13) deutlich abzulesen. Besonders ist hier wiederum hervorzuheben, dass für diese Reaktion 57% aller Protonen ebenfalls den Vorwärtsdetektor treffen (vergl. Abb. 5.14 rechts).

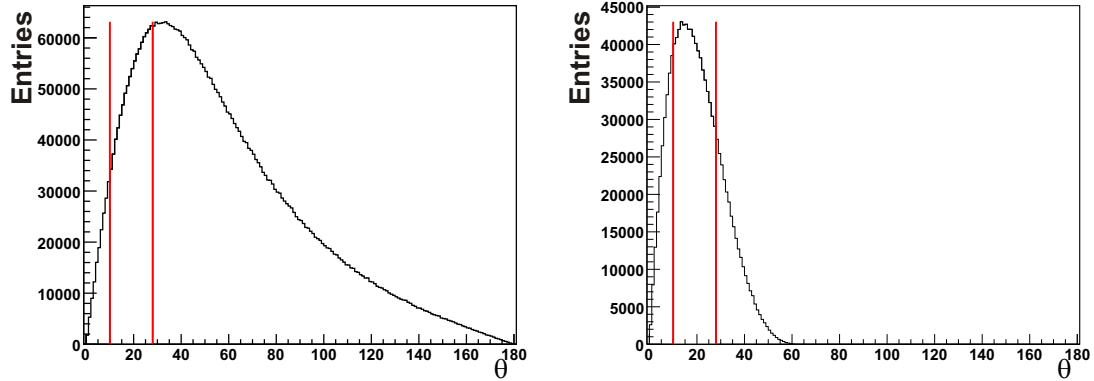


Abbildung 5.14: Winkelabdeckung des Vorwärtsdetektors bei $\pi^0\eta$ -Produktion im Laborsystem für: [LINKS:] Photonen [RECHTS:] Protonen

Auch hier sind in der folgenden Tabelle die Häufigkeiten der einzelnen Signaturen zur besseren Übersicht aufgeführt:

Events	1.200.000	100,00%
4 γ im FP	597	0,05%
3 γ im FP	23.232	1,94%
2 γ im FP	164.913	13,74%
1 γ im FP	524.483	43,71%
Proton im FP	691.423	57,62%

Die Energie- und Winkelverteilung verhält sich analog zur oben vorgestellten Doppel- π^0 -Produktion, mit den zu erwartenden Veränderungen, die sich durch ein schwereres Meson ergeben. Dies korrespondiert mit den Simulationen der Einfach-Meson-Produktion. In der Öffnungswinkelverteilung (Abb. 5.16 links) und der Energie der Photonen sind deutlich die Beiträge der unterschiedlichen Mesonen zu sehen. Dies hat jedoch keine Auswirkungen auf die Minimalenergie der Photonen, die hier bei circa 20 MeV liegt (vergl. Abb. 5.15 rechts). Die zu erwartenden Clustergrößen liegen ebenso für die angenommene Schwelle von 15 MeV bei ungefähr drei Kristallen pro Cluster. Somit ist

der Vorwärtsdetektor-Trigger in seiner geplanten Konfiguration sehr sensitiv, und die Anforderungen für diese Reaktion decken sich mit den anderen untersuchten Ereignis-topologien.

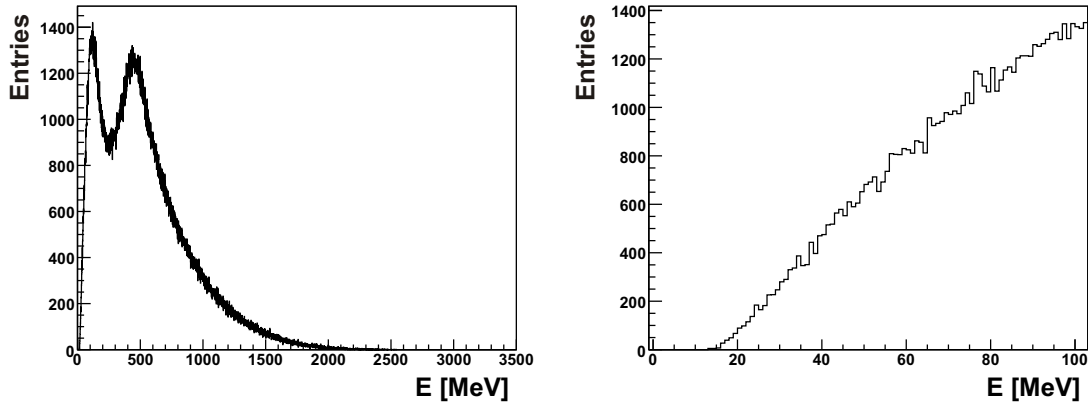


Abbildung 5.15: $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$:

[LINKS:] Energieverteilung der Photonen im Vorwärtsdetektor

[RECHTS:] Der Bereich von 0-100 MeV

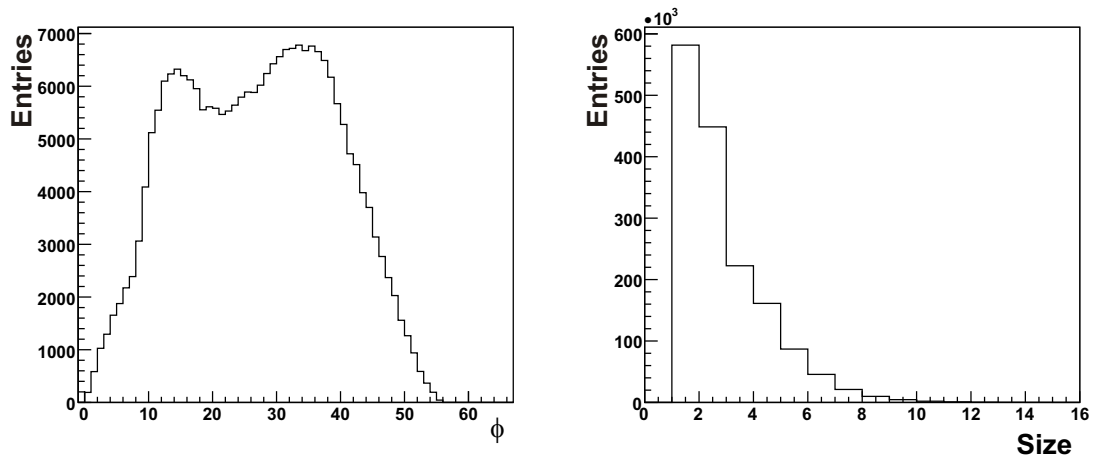


Abbildung 5.16: $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$:

[LINKS:] Öffnungswinkel der π^0/η -Zerfallsphotonen im FP

[RECHTS:] Clustergrößen bei 15 MeV Schwelle im FP

Damit ermöglicht der Crystal-Barrel Vorwärtsdetektor für seinen Winkelbereich eine inklusive Messung aller hier vorgestellten Reaktionen.

6 Trigger und Selektion hadronischer Ereignisse

Der Trigger ist der zentrale Knotenpunkt eines jeden Experiments, der über die Akzeptanz oder Ablehnung eines von den Detektoren angebotenen Ereignisses entscheidet. Seine Effizienz bestimmt zu einem hohen Maße die spätere Qualität der Daten. Die sorgfältige Konzeption und Entwicklung eines geeigneten Triggers ist deshalb eine wichtige Aufgabe, um zum Beispiel die in Kapitel 5 vorgestellten Reaktionen messen zu können.

6.1 Anforderungen an den Trigger

Um seine Aufgabe möglichst effizient zu erfüllen, werden sowohl an die Trigger der Subdetektoren, als auch an den Haupttrigger eine Reihe technischer und physikalischer Anforderungen gestellt. Diese gliedern sich wie folgt:

Reproduzierbarkeit (techn.): Als technische Rahmenbedingung muss jeder Subdetektor ein für jede Ereignistopologie deterministisches Signal liefern, welches jederzeit eine eindeutige Zuordnung untereinander erlaubt.

Zeitverhalten (techn.): Die Reaktionszeit jedes Subdetektors auf ein Ereignis muss so zeitstabil wie möglich sein (geringer Jitter¹), um die zeitliche Kohärenz zwischen den Detektoren zu gewährleisten. Weiterhin gilt es, eine zeitliche Obergrenze für die Reaktionszeit nicht zu überschreiten (vergl. Absch. 6.2)

Minimale Totzeit (techn.): Die, wie auch immer geartete, Triggerlogik jedes Detektors muss minimale Totzeiten in Hinsicht auf Verarbeitung der Eingangssignale aufweisen, um eine optimale Abtastung der angebotenen Daten zu ermöglichen.

Triggerrelevanz (phys.): Die Triggerlogik des gegebenen Subdetektors muss die Signale nach einem physikalisch relevanten Kriterium aufbereiten. Dies ist notwendig, um ein selektives Triggerkriterium formulieren zu können. Weiterhin sollten gleichzeitig mögliche ungewollte Signaturen, insbesondere von Untergrundereignissen, unterdrückt werden.

¹Jitter = zeitliche Signalschwankungen

Flexibilität (techn./phys.): Die Triggerlogik muss konfigurierbar sein, um eine möglichst große Flexibilität in der Definition des Triggers zu erreichen und eine Reaktion auf sich eventuell ändernde experimentelle Rahmenbedingungen zu ermöglichen.

Akzeptanz (phys.): Der Trigger muss über den gesamten von den Detektoren abgedeckten Raumwinkelbereich eine möglichst hohe und konstante Akzeptanz bieten, um nachträgliche Korrekturen bezüglich Winkelverteilungen respektive differenziellen Wirkungsquerschnitten so klein wie möglich zu halten.

Orthogonalität (techn./phys.): Die einzelnen Triggerbedingungen sollten möglichst orthogonal definiert werden können, das heißt für ein und dasselbe (gewünschte) Event sollte nur eine Triggerbedingung erfüllt sein. Dies ist wichtig, um künstliche Anreicherungen von speziellen Ereignistopologien in der Winkelverteilung zu vermeiden. Weiterhin gewährleistet die Orthogonalität, dass einzelne Trigger optimiert werden können (z.B. Anpassung der Schwellen), ohne dass solche Änderungen direkten Einfluss auf die anderen Bedingungen haben, beziehungsweise das Verhältnis der Ansprechwahrscheinlichkeit für gegebene Winkelbereiche verzerren.

6.2 Aufbau des CB-Triggersystems

Da das Ziel des CBELSA/TAPS Experiments die Untersuchung des Anregungsspektrums der Hadronen ist, ist es die Aufgabe des Triggers diese Ereignisse möglichst effizient zu erkennen und die Experimentauslese zu starten. Für die jetzige Datennahmephase stehen eine Reihe triggerfähiger Detektoren zur Verfügung. Eine Übersicht ist in Tabelle 6.1 gegeben.

Im Folgenden werden die Details des CB-Triggersystems vorgestellt, und der neue Trigger des Vorwärtsdetektors in diesen Kontext eingeordnet. Wie in Abbildung 6.1 zu sehen, besteht der Trigger des CBELSA/TAPS Experiments aus zwei Stufen (Leveln). Der erste Triggerlevel umfasst alle Detektoren, deren Triggerlogik eine Signalverarbeitungszeit von ≤ 250 ns aufweist. In der zweiten Stufe befindet sich der in Kapitel 4.4 vorgestellte Fast Cluster Encoder mit seiner Reaktionszeit im μ s Bereich. Es wäre ein einstufiger Trigger vorzuziehen, was aufgrund der technischen Realisation der FACE nicht möglich ist. Die Reaktionszeit für die Trigger der ersten Stufe ist so bemessen, dass eine Entscheidung getroffen wird, bevor die (verzögerten) Analogsignale an den ADCs des Hauptkalorimeters ankommen. Somit wird direkt entschieden, ob ein Gate-Signal generiert oder das

Tabelle 6.1: Verfügbare Triggerquellen des CBELSA/TAPS Experiments

Detektor	Trigger-signale	Winkelabdeckung alle: $\phi = 4\pi$	Sensitivität/ Aufgabe	typ. Rate bei 3,2 GeV
Tagger	3	n.a.	Energiemarkierung	6,1 MHz
Moller	1	n.a.	Polarisationsbest.	4,2 kHz
Innendetektor	2	$\theta = 24^\circ$ - 166°	geladene Spuren	44 kHz
FACE	8	$\theta = 30^\circ$ - 156°	Photonen	-
FP-Kristalle	2	$\theta = 11,2^\circ$ - $27,5^\circ$	Photonen (Protonen)	6,8/0,8 kHz
FP-Plastik	1	$\theta = 11,2^\circ$ - $27,5^\circ$	geladene Spuren	91 kHz
Čerenkov	1	$\theta = 1^\circ$ - 11°	Elektronen (Veto)	700 kHz
Taps Kristalle	2	$\theta = 1^\circ$ - 11°	Photonen	125/0,84 kHz
Taps Plastik	-	$\theta = 1^\circ$ - 11°	geladene Spuren	-
Lichtpulser	1	-	rel. Eichung	-
Testpulser	1	-	Elektroniktest	-
Tapspulser	1	-	rel. Eichung	-

Ereignis verworfen wird. Wird jedoch die zweite Stufe zu Ereigniserkennung hinzugezogen, muss aufgrund der langen Entscheidungszeit das Gate-Signal an die ADCs gegeben werden. Dies hat bei Ablehnung des Ereignisses zur Folge, dass zum einen das Ende des ADC-Gates ($6\ \mu\text{s}$) abgewartet werden muss, und zum anderen, dass die ADCs über ein Fast-Reset Signal zurückgesetzt werden, was in der Regel weitere $6\ \mu\text{s}$ in Anspruch nimmt. Diese Zeitspanne von $12\ \mu\text{s}$ geht in die Totzeit des Gesamtexperiments ein und limitiert die erreichbare Datennahmerate.

Der Trigger des CB-Experiments ist als freilaufender Trigger implementiert. Das bedeutet, dass die einzelnen Subdetektoren nicht synchronisiert sind und ihre Signale asynchron an den Haupttrigger weitergeben. Will man verschiedene Subdetektoren in Triggerbedingungen verknüpfen, so ist ein präziser Abgleich der Triggerlaufzeiten notwendig. Das heißt im Detail, dass die Verarbeitungs- und Signallaufzeiten der einzelnen Triggerquellen für alle Subdetektoren identisch sein müssen. Deshalb sind alle Detektoren auf $\Delta t \leq 2\ \text{ns}$ abgeglichen. Nur so ist die zeitliche Kohärenz des Triggers/der Daten gewährleistet. Der Haupttrigger [Win06] ist, wie bereits erwähnt, zweistufig aufgebaut. In der ersten Stufe laufen die Informationen von allen schnellen Subdetektoren zusammen. Die zweite Stufe berücksichtigt das Signal der FACE (s. Kap. 4.4) und löst gegebenenfalls die Datenauslese aus. Hierbei definiert der Haupttrigger die Referenzzeit und verteilt diese an die einzelnen Subdetektoren. Gleichzeitig wird an alle Subdetektoren aus Redundanzgründen eine eindeutige Event- und Buffernummer verteilt. Dieser Mechanismus garantiert die Synchronisation der Daten und ermöglicht anhand der Eventnummer zur Laufzeit eine Kontrolle des Triggersystems der einzelnen Subdetektoren.

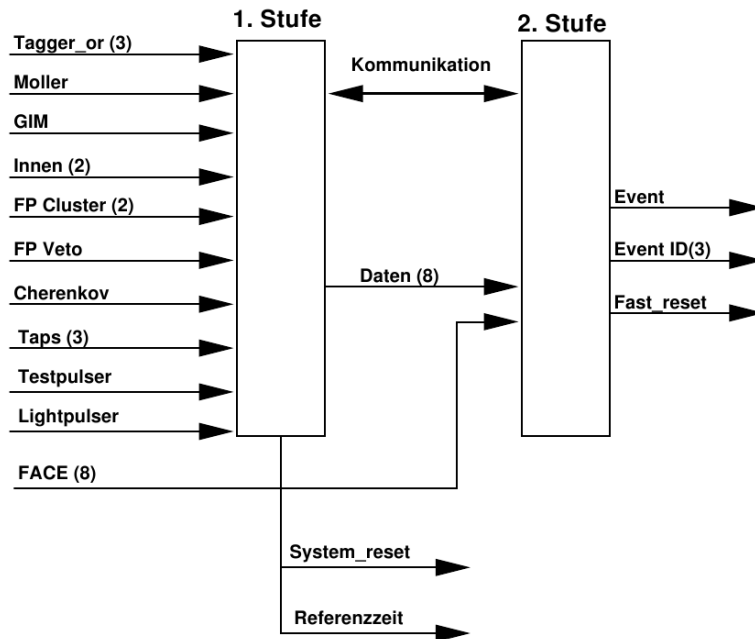


Abbildung 6.1: Aufbau des CB-Triggers [QUELLE: [Win06]]

Der zeitliche Ablauf einer Triggerentscheidung ergibt sich wie folgt (für weitere Details siehe Abschnitt 6.3):

Subdetektortrigger: Ein Ereignis erfüllt die lokale Triggerbedingung des Subdetektors. Es wird ein Triggersignal emittiert und an den Haupttrigger weitergeleitet.

Haupttrigger (1. Stufe): Die freilaufende erste Stufe vergleicht kombinatorisch die anliegenden Signale der Detektoren mit den eingestellten Triggerbedingungen. Ist eine Bedingung erfüllt, wird dies an die zweite Stufe weitergeleitet, und die Referenzzeit generiert.

Haupttrigger (2. Stufe): Abhängig davon, welche Triggerbedingung in der ersten Stufe erfüllt wurde, wird entweder auf Antwort der FACE gewartet oder direkt die Auslese ausgelöst. Wenn auf den FACE gewartet wird, wird deren Ergebnis mit einer weiteren einstellbaren Bedingung verglichen und abhängig davon das Auslese- oder Fast-Reset-Signal generiert.

Reset des Systems: Nach erfolgter Auslese oder Ablehnung des Ereignisses durch die zweite Stufe, werden die einzelnen Subdetektoren über das Systemresetsignal zurückgesetzt und sind wieder bereit für die Datennahme.

6.3 Triggerselektion

Für die jetzige Experimentphase ist die Zielsetzung der Triggerdefinition ein sogenannter Minimum-Biased-Trigger. Das heißt, das Spektrum der akzeptierten Ereignisklassen (inklusive Messung) sollte so groß wie möglich sein, bei gleichzeitiger Unterdrückung nicht-hadronischen Untergrundes. Da das besondere Augenmerk auf den aus den Polarisationsmessungen resultierenden Winkelasymmetrien liegt, ist weiterhin eine flache Akzeptanzverteilung über einen möglichst großen Raumwinkelbereich notwendig. Die Reaktion mit den wenigsten Teilchen im Endzustand die untersucht werden soll, ist die Einfach-Pion-Produktion: $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma$. Alle weiteren untersuchten Endzustände weisen eine gleiche oder höhere Anzahl an Teilchen auf. Somit erfüllt ein ≥ 3 -Teilchentriger (idealerweise 1 geladene Spur und ≥ 2 ungeladene Spuren) das Minimum-Bias-Kriterium.

Weiterhin spielt der in Kapitel 2 vorgestellte Čerenkov-Detektor eine Sonderrolle. Da er auf Elektronen/Positronen sensitiv ist und diese nicht Teil der gewünschten Ereignistopologie sind, wird er als sogenannter Veto-Detektor verwendet, das heißt die Triggerbedingung erweitert sich zu „ ≥ 3 Teilchen und keine Elektronen/Positronen in Vorwärtsrichtung“. Dieses Kriterium muss nun auf eine logische Kombination der verfügbaren Triggerquellen abgebildet werden. Die erste Trigger-Stufe ermöglicht 16 verschiedene Kriterien, die jeweils eine logische Kombination der 16 zur Verfügung stehenden Eingangsquellen abbilden. Analog wertet die zweite Stufe anhand des Kriteriums des ersten Levels die eventuellen Anforderungen an die FACE aus. In der folgenden Tabelle werden die ausgewählten Bedingungen und die implementierten Supplementärtrigger vorgestellt. Hierbei sind alle Bedingungen untereinander durch ein logisches ODER verknüpft und können einzeln an- und abgeschaltet werden.

Tabelle 6.2: Die im aktuellen Experiment verwendeten Triggerbedingungen

Nr.	Level 1	Level 2 (FACE)
1	Scaler_event	bypass
2	Innen & Tagger & !Cherenkov	≥ 2
3	TAPS1 & Tagger & !Cherenkov	≥ 1
4	TAPS-Pulser	-
5	CF1 & Tagger & !Cherenkov	≥ 1
6	CF2 & Tagger & !Cherenkov	bypass
7	CF1 & TAPS1 & Tagger & !Cherenkov	bypass
8	TAPS3 & Tagger & !Cherenkov	bypass

Bei Betrachtung der vorgestellten Bedingungen ist auffällig, dass die meisten Trigger nur eine Mindestanforderung von 2 Teilchen aufweisen. Dies liegt an der eingeschränk-

ten Fähigkeit des CBELSA/TAPS Experiments zur Identifikation geladener Teilchen, insbesondere der Protonen, zur Laufzeit und vorhandenen Löchern in der Raumwinkelabdeckung. Somit ist das Hauptkriterium, welches erfüllt werden muss, eine Teilchenzahl ≥ 2 , damit die einfachste, physikalisch interessante Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma$ vom Trigger für alle Winkel akzeptiert wird.

Im Folgenden werden die einzelnen in Tabelle 6.2 vorgestellten Einzelbedingungen erläutert. Hierbei wird für jeden Trigger ein koinzidenter Treffer im Tagger vorausgesetzt sowie, mit Ausnahme der Scaler/Pulserevents, eine Antikoinzidenz mit dem Čerenkov-Detektor gefordert:

1. **Innendetektor und FACE ≥ 2 :** Dieser Trigger erfordert eine geladene Spur im Innendetektor und mindestens zwei Photonen im Hauptkalorimeter.
2. **1 Treffer TAPS und FACE ≥ 1 :** Dieser Trigger erfordert einen Treffer in TAPS und mindestens einen Treffer im Barrel-Kalorimeter.
3. **1 Treffer FP und FACE ≥ 1 :** Diese Bedingung erfordert genau ein Teilchen im Vorwärtsdetektor und mindestens ein Teilchen im Hauptkalorimeter.
4. **≥ 2 Treffer FP:** Diese Trigger fordert mindestens zwei Teilchen im Vorwärtsdetektor.
5. **1 Treffer TAPS und 1 Treffer FP:** Dieser Trigger fordert ein Teilchen in TAPS und ein Teilchen im Vorwärtsdetektor.
6. **2 Treffer in TAPS:** Bei dieser Bedingung werden mindestens zwei Teilchen in TAPS gefordert.
7. **Scaler Event:** Das Experiment verfügt über verschiedene Kontrollzähler, die während der Datennahme regelmäßig mit einer Rate von 20 Hz ausgelesen werden. Sie liefern unter anderem Raten und Informationen zur Strahlpolarisation.
8. **TAPS Pulser:** Der TAPS-Detektor verfügt über einen eigenständigen Trigger, der unabhängig vom Experiment mit 3 Hz eine Auslese des Detektors auslöst. Dies dient zur Kontrolle des elektronischen Rauschens der TAPS-Elektronik.

In Abbildung 6.2 ist eine Übersicht über die geometrischen Gesamtakzeptanzen gegeben, wie sie durch die oben vorgestellten Triggerbedingungen erzeugt werden. Es wurden die gleichen Monte-Carlo-Daten wie in Kapitel 5 verwendet. Hierbei wurde gefordert, dass die ladungsinsensitiven Detektoren nur auf Photonen reagieren. In jeder der Abbildungen ist jeweils der Kosinus des θ -Winkels des erzeugten Mesons beziehungsweise des Mesonsystems im CMS aufgetragen und die Akzeptanz auf 1 normiert. Wie erwartet zeigt die erreichte Akzeptanz für Einfach-Meson-Produktion den gewünschten

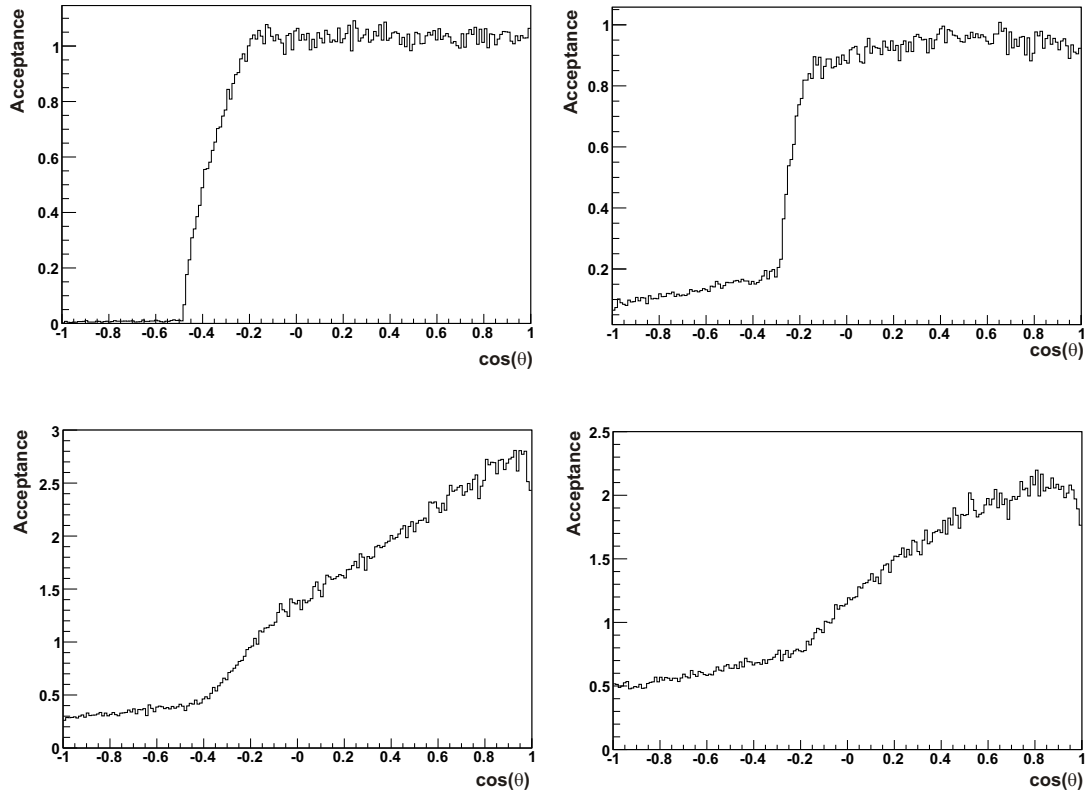


Abbildung 6.2: Geometrische Triggerakzeptanz des CBELSA/TAPS Experiments (ohne Protonen):

[LINKS OBEN:] $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p 2\gamma$

[RECHTS OBEN:] $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p 2\gamma$

[LINKS UNTEN:] $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0 \rightarrow p 4\gamma$

[RECHTS UNTEN:] $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta \rightarrow p 4\gamma$

flachen Verlauf nahe 1, mit einer Insensitivität in Rückwärtsrichtung. Diese entsteht durch die oben genannte Vernachlässigung der Proton-Nachweiswahrscheinlichkeit bei der Berechnung der Gesamtakzeptanz. Konkret heißt dies, dass nur der Innendetektor auf Protonen sensitiv ist.

Im Regelfall können die Detektoren nicht zwischen den Teilchensorten diskriminieren. Hierdurch erhöht sich die tatsächliche Akzeptanz des Triggers für die Pion-Produktion auf den gesamten Winkelbereich. Als Vergleich sind in Abbildung 6.3 die tatsächlichen Triggerakzeptanzen unter Berücksichtigung der Tatsache, dass in den Detektoren Protonen und Photonen detektiert werden, aufgetragen. In Folge dessen ist die Akzeptanz sowohl für die Einfach-Pion-, als auch Einfach-Eta-Produktion nahezu über den gesamten Winkelbereich flach verteilt. Dies erleichtert die Messung von Asymmetrien, da in der Analyse weniger Korrekturen vorgenommen werden müssen.

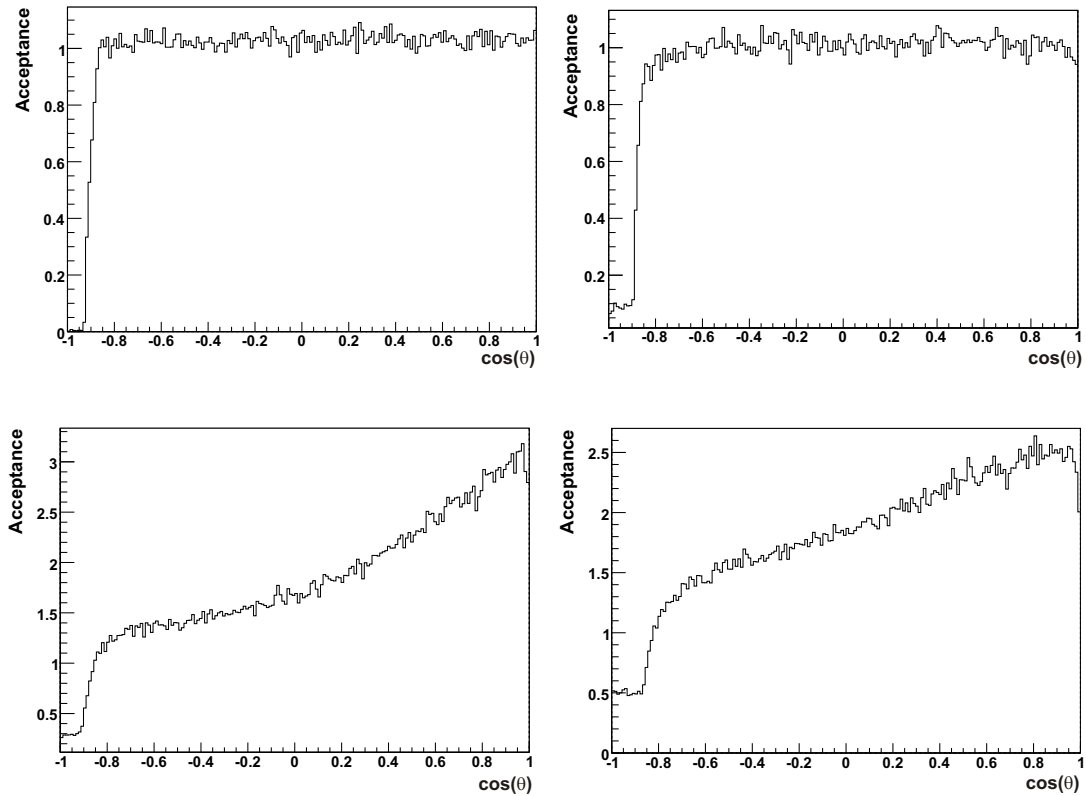


Abbildung 6.3: Geometrische Triggerakzeptanz des CBELSA/TAPS Experiments:

$$\begin{array}{ll}
 \text{[LINKS OBEN:]} \quad \gamma p \rightarrow p \pi^0 \rightarrow p 2\gamma & \text{[RECHTS OBEN:]} \quad \gamma p \rightarrow p \eta \rightarrow p 2\gamma \\
 \text{[LINKS UNTEN:]} \quad \gamma p \rightarrow p \pi^0 \pi^0 \rightarrow p 4\gamma & \text{[RECHTS UNTEN:]} \quad \gamma p \rightarrow p \pi^0 \eta \rightarrow p 4\gamma
 \end{array}$$

Für die Zweifach-Meson-Produktion sind die Triggerbedingungen erwartungsgemäß nicht mehr orthogonal. Daraus folgt, dass ein Event mehrere Triggerbedingungen erfüllt. Dies führt zu einer potentiellen Bevorzugung dieser überbestimmten Triggerbereiche, was aber aufgrund der Forderung der Sensitivität auf 2-Photon Endzustände nicht vermieden werden kann. Die gilt besonders für die Detektoren, die Vorwärtswinkel abdecken, wie den Abbildungen 6.2 und 6.3 (jeweils unten) entnommen werden kann.

7 Technische Realisation des Vorwärtskonus-Clusterdetektors

Die technische Umsetzung der in den vorherigen Kapiteln dargelegten Überlegungen erforderte im Falle des Vorwärtsdetektors eine komplette Neuentwicklung von Hardwarekomponenten, da keine kommerziellen Lösungen existieren, die eingesetzt werden konnten.

7.1 Technische Anforderungen an den Clusterfinder

Für den Clusterfinder ergeben sich eine Reihe von technischen Rahmenbedingungen, die die zu entwickelnde Elektronik erfüllen muss. An das Gesamtsystem sind folgende Anforderungen gestellt worden:

Tabelle 7.1: Technische Anforderungen an das Clusterfinder-System

Charakteristik	Anforderung
Bussystem	integriert in die bestehende Elektronik
Taktung	freilaufend
Signalstandard	MECL (Experimentstandard)
Signalpropagationszeit	$\leq 200 \text{ ns}$
Zeitstabilität	$\leq 5 \text{ ns}$

7.2 Technische Implementation des Clusterfinder-Algorithmus und der Triggerbedingungen

Eine der wichtigsten Anforderungen an einen (Primär-)Trigger ist, wie bereits in Kapitel 6 erwähnt, die Zeitstabilität der Triggerentscheidung. Im konkreten Anwendungsfall des Clusterfinders für den Vorwärtsdetektor bedeutet dies, dass die Antwortzeit der Elektronik, im Gegensatz zur FACE, unabhängig von der Größe und der Anzahl der im

Detektor auftretenden Cluster sein muss. Um dies zu gewährleisten, wurde beschlossen die Logik in Form von Lookup-Tabellen (LUT) zu implementieren. Bei dieser Methode werden alle möglichen Clustertopologien und die zugehörigen Ergebnisse vorberechnet. Diese Ergebnistabellen, mit einer festen Zuordnung zwischen Ereignistopologie und Clusterzahl, werden dann zur Laufzeit durch die Elektronik abgefragt. Hierbei wird die Topologie derjenigen Kristalle, die über der Clusterschwelle sind und somit ein Signal auslösen, auf ein 90 Bit breites Adresswort abgebildet, unter dem die zu diesem Ereignis gehörende Clustertopologie abgelegt ist.

Durch diese Verlagerung der Entscheidungslogik aus der Hardware in die vorbereitende Software wird die tatsächliche Antwortzeit unabhängig von der Komplexität des Eingangssignals, da für jede Topologie nur ein Adressierungszyklus durchgeführt werden muss. Ein weiterer Vorteil dieses Systems ist, dass beliebig komplexe Algorithmen implementiert werden können, ohne dass dies eine Auswirkung auf die Antwortzeiten des Gesamtsystems hat. Zusätzlich bietet dieser Ansatz eine große Vielseitigkeit hinsichtlich der Einsatzmöglichkeiten des Systems. Auf diese wird in Abschnitt 7.4 eingegangen.

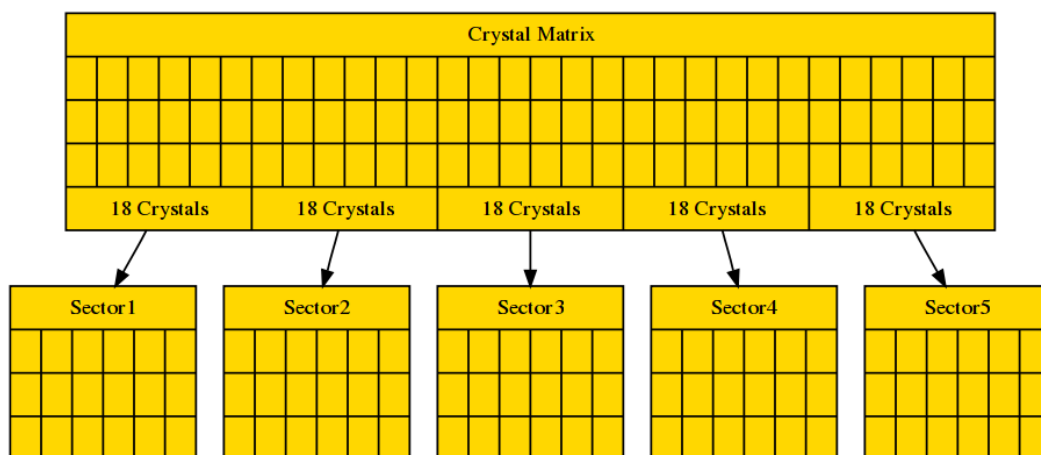


Abbildung 7.1: Logische Segmentierung des Clusterfinders

Diese Technik erfordert, dass die technische Implementation genügend Speicher aufweisen muss, um jedes mögliche Ereignis/Ergebnis-Tupel zu speichern. Wie bereits erwähnt, besteht der Vorwärtsdetektor aus 90 Kristallen in einer 30×3 Matrix. Hieraus ergibt sich ein Parameterraum aus 2^{90} möglichen Ereignistopologien, die in der Elektronik vorgehalten werden müssen. Dies würde einer LUT mit einer Größe von $1,125 \cdot 10^{15}$ TB entsprechen und ist technisch nicht realisierbar. Darum wurde der bereits in Kapitel 4.3 für den Clusterfinder ausgewählte Bottom-Up Algorithmus um einen Aufteilungs-Algorithmus erweitert. Für die Umsetzung folgt, dass die Gesamtmatrix in fünf Sektoren

mit jeweils 6×3 Kristallen unterteilt wird. Dies reduziert den benötigten Speicherplatz auf $5 \cdot 2^{18}$ Byte, was 1,25 MB entspricht. Diese Größe lässt sich mit kommerziell erhältlichen Bausteinen realisieren. Diese Aufteilung hat jedoch zur Folge, dass die Clusterlogik zweistufig implementiert werden muss, da die Ergebnisse der einzelnen Sektoren noch zu einem Gesamtergebnis zusammengefasst werden müssen. Weiterhin ergibt sich die Problematik, dass sich Cluster über zwei Segmente erstrecken können wie Abbildung 7.2 illustriert.

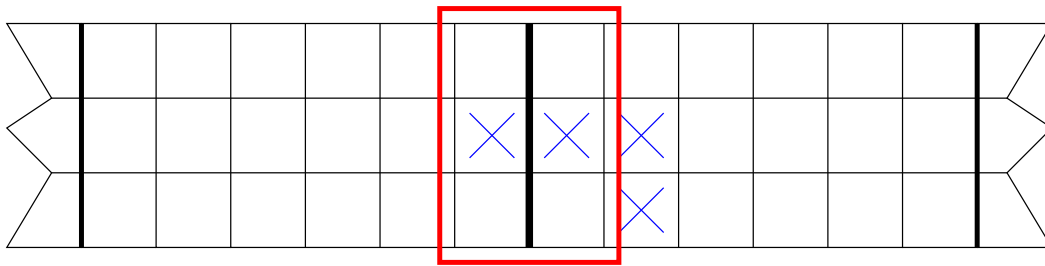


Abbildung 7.2: Überlapp eines Clusters über zwei Segmente

Da die einzelnen Sektoren unabhängig voneinander ihre Ergebnisse ausgeben muss eine weitere Klasse von Sektoren, die Überlapp-Bereiche (Overlap), eingeführt werden. Diese Bereiche werden von jeweils 2×3 Kristallen gebildet und bestehen aus den Randbereichen jeweils zweier benachbarter Sektoren. Aufgrund der Ringsymmetrie ergeben sich somit insgesamt fünf Überlapp-Bereiche.

Der Algorithmus der Overlap-Bereiche untersucht die Eingabeparameter dahingehend, ob ein Cluster sich über die Sektorgrenzen erstreckt oder nicht. Sollte dies der Fall sein, muss von der Gesamt-Clusterzahl der Einzelsektoren die Anzahl der überlappenden Cluster abgezogen werden. Da der Trigger zweistufig ausgelegt ist, werden die Ergebnisse aus den Overlaps ebenfalls an die zweite Stufe weitergegeben. Die Aufgabe der zweiten Stufe ist somit die korrekte Summation der Ergebnisse. Hiermit ergibt sich die Gesamtanzahl der Cluster wie folgt:

$$\text{Clusteranzahl} = \sum_{i=1}^5 \text{Sektoren} - \sum_{i=1}^5 \text{Overlap}$$

Als Randbedingung gilt hier zusätzlich noch, dass, sollte mindestens ein Sektor einen von Null verschiedenen Eintrag haben, die Clusterzahl nicht kleiner als Eins sein kann. Dies wurde eingeführt, um möglichen Fehlidentifikationen in den Überlapp-Bereichen Rechnung zu tragen und auf jeden Fall einen Trigger zu liefern, sobald sich Einträge im Vorwärtsdetektor befinden.

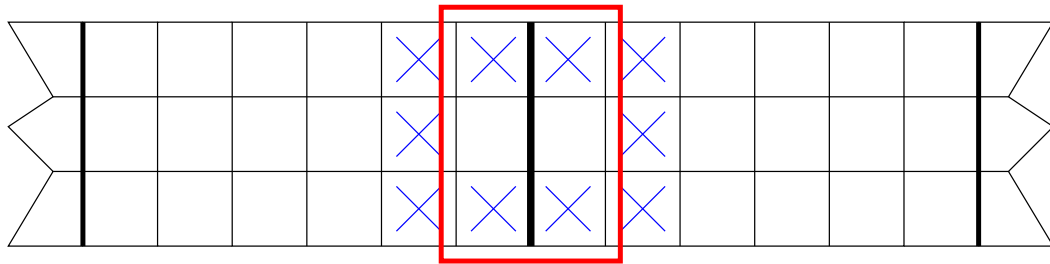


Abbildung 7.3: Fehlidentifizierte Clustersignatur

Obwohl die Überlapp-Breite relativ schmal ist, deckt sie einen Großteil aller Clusterformen ab, die Sektorgrenzen übergreifend auftreten. Die einzige Signaturklasse, die nicht korrekt erkannt werden kann, sind ringförmige Cluster mit dem Sektorübergang als Symmetrieachse (vergl. Abb. 7.3). Diese Fehlidentifikation wird jedoch, zumindest im Falle eines Clusters im Vorwärtsdetektor, durch die oben erwähnte Randbedingung abgefangen. Zur Verdeutlichung des Triggerablaufs wird hier der Ablauf des Clusterfindungsprozesses anhand dieses Ringclusters illustriert.

Stufe 1 (Sektoren): Jeder der abgebildeten Sektoren weist ein Gebiet von zusammenhängenden Einträgen auf. Somit leiten jeweils beide Sektoren das Ergebnis 1 an die zweite Stufe weiter.

Stufe 1 (Überlapp): Im Überlappbereich befinden sich zwei sektorübergreifende Einträge, dies wird als Überlappergebnis 2 an die zweite Stufe weitergeleitet.

Stufe 2: Hier werden die Ergebnisse der Sektoren addiert und die sektorübergreifenden Einträge abgezogen. Hier $1 + 1 - 2 = 0$. Um zu vermeiden, dass kein Trigger ausgelöst wird, obwohl sich Einträge in den Sektoren befinden, greift hier die Randbedingung, dass wenn ein Sektor ein von Null verschiedenes Ergebnis liefert, dass Gesamttriggerergebnis mindestens 1 sein muss.

Weiterleitung an Haupttrigger: Der Clusterfinder leitet das Signal „1 Cluster“ an den Haupttrigger weiter.

Ein solcher Cluster kann auch durch die Superposition zweier Cluster entstehen. Da allerdings der Clusterfinder mit konstanten Schwellen arbeitet, kann zur Triggerzeit keine Aussage über lokale Maxima in einem Clusterbereich getroffen werden. Diese mögliche Fehlidentifikation führt zu einer etwaigen Unterschätzung der tatsächlich auftretenden Cluster. Dies aufzulösen ist mit der entworfenen Apparatur nicht möglich. Um diesen Effekt so klein wie möglich zu halten, ist eine optimale Anpassung der Schwellen notwendig. Hierauf wird in Kapitel 8 genauer eingegangen.

7.3 Technisches Design

Nachdem die Umsetzung des Algorithmus, wie im vorherigen Abschnitt erläutert, festgelegt wurde, mussten diese Vorgaben in Elektronik umgesetzt werden. Hierbei waren eine Reihe von Designentscheidungen zu treffen.

Auswahl des Bussystems

Da die Konfiguration des Clusterfinders dynamisch ausgelegt ist, muss ein aktives Bussystem als Basis für die Implementation verwendet werden. Am CBELSA/TAPS Experiment werden für die Interaktion mit Hardwarekomponenten die Standards CAMAC¹ und VME² verwendet.

Bei CAMAC handelt es sich um einen 16(24) Bit breiten Bus mit einer Zyklusdauer von 1,8 μ s, der als Einfachzyklus Bus ausgelegt ist. Das heißt für jede Operation ist immer der gleiche Protokollaufwand nötig. Pro Modul können maximal 32 verschiedene Operationen implementiert werden. Dieses Bussystem wurde bereits in den 1970er Jahren entwickelt und bietet eine für heutige Standards geringe Verarbeitungsrates. Zusätzlich werden am CBELSA/TAPS Experiment ausschließlich VME-CPUs, das heißt auf VME-Modulen integrierte PCs mit direktem Anschluss an den VME-Bus, verwendet. Die Kommunikation mit CAMAC-Überrahmen erfolgt mittels spezieller VME-CAMAC-Module (Branch-Driver), die weiteren Overhead zum bereits langsamen CAMAC-Zyklus hinzufügen. Es ist geplant, in den nächsten Jahren die verwendete CAMAC-Elektronik vollständig zu ersetzen.

Aus diesem Grund wurde als Hostbus System der VME-Bus gewählt. Es handelt sich in seiner Grundversion um einen von Motorola für seine 68000er Prozessorreihe entwickelten 32-Bit Bus, der mit einer Grundfrequenz von 33 MHz, einer Adressierungsbreite von 16, 24 oder 32 Bit und einer Datenwortbreite von 16 oder 32 Bit asynchron betrieben wird. Durch die Tatsache, dass alle Zyklen auf diesem Bus durch Adresszugriffe realisiert sind, besteht keine praktische Einschränkung bei der Anzahl der implementierbaren Funktionen. Die Unterscheidung zwischen Lese- und Schreibzyklen erfolgt über eine gesonderte Leitung ohne die, wie bei CAMAC implementierte, eindeutige Zuordnung zwischen Funktion und Zyklustyp. Die Implementation der Kontrolllogik eines VME-Moduls ist sehr komplex, da der Standard eine Vielzahl von verschiedenen Übertragungsmodi vorsieht. Deshalb wurde die Entscheidung getroffen den Clusterfinder als

¹CAMAC = Computer Aided Measurement And Control IEEE 583

²VME = VERSA Module Eurocard IEEE-1014-1987, ANSI/VITA 1-1994

M-Modul zu realisieren. Beim M-Modul Standard [12-97] handelt es sich um ein Subset des VME-Standards mit eingeschränkten Adressbreiten und Übertragungsmodi, der ebenfalls als ANSI-Standard akzeptiert ist. Somit ist die Interoperabilität zu kommerziellen Produkten gewährleistet, und es muss keine Festlegung auf einen bestimmten Hersteller erfolgen. Dies vereinfacht und standardisiert maßgeblich die Entwicklung der nötigen Kontrolllogik und erlaubt dennoch eine flexible Auslegung der implementierbaren Funktionen. In Tabelle 7.2 sind die Merkmale von VME und M-Modulen exemplarisch gegenübergestellt.

Tabelle 7.2: Eigenschaften von VME und M-Modul Standards im Vergleich

Merkmale	VME	M-Modul
Standardisierung	ANSI 1-1994	ANSI 12-1996
Adressbreite	16, 24, 32 Bit	8 Bit
Datenbreite	16, 32 Bit	16 Bit
Bustakt	33 MHz	33 MHz
Adressierung	Direkter Speicherzugriff	Transparent über VME-Adressraum
Kontrolllogik	Komplex (Übertragungsmodi, Interrupts, DMA-Transfers)	Einfach (Komplexität im M-Modul Carrier)
Stecksystem	2x96 Pin-Stecker in Überrahmen	1x40 Pin und 1x24 Pin Stecker auf VME Carrier-Modul

Die Verbindung zum VME-Bus stellen sogenannte Carrier-Module her, die ein vollwertiges VME-Interface implementiert haben und die Funktionen des M-Moduls transparent in den VME-Adressraum einblenden. Diese Carrier-Module benötigen keine Treiber oder Anpassungen der VME-Software. Hierdurch kann ein M-Modul wie ein normales VME-Modul angesprochen und integriert werden. Als Carrier-Modul für den Clusterfinder wurde der 4-fach M-Modul-Carrier A201S der Firma MEN ausgewählt. Wie Abbildung 7.4 zu entnehmen, handelt es sich um ein Standard 6U³ VME-Modul und unterstützt bis zu vier M-Module. Das Modul selbst unterstützt die VME-Modi A16/D16 und A24/D16. Es belegt einen Adressbereich von 0x1000 im VME-Adressraum. Die einzelnen M-Module werden jeweils mit einem Abstand von 0x200 in diesen Bereich eingeblendet. Um zum Beispiel die Funktion 0xF des dritten M-Moduls aufzurufen, ist folgender VME-Zugriff nötig:

$$\begin{aligned}
 \text{VME-Adresse} &= \text{Basisadresse Carrier} + 3 \cdot \text{M-Modul} + \text{Funktion} \\
 0xE0160F &= 0xE01000 + 0x600 + 0xF
 \end{aligned}$$

³Höheneinheit für Einbaurahmen: 1U = 44.45 mm (1,75 Zoll)

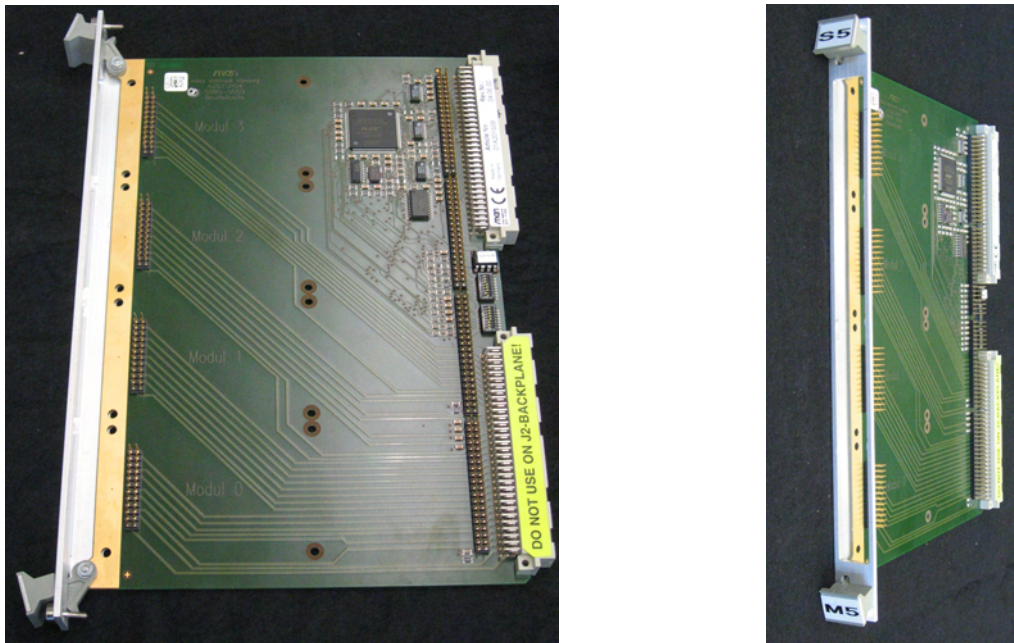


Abbildung 7.4: Der 4-fach M-Modul Carrier MEN A201S [Seite/Front]

Als besonderes Merkmal bieten die hier vorgestellten MEN Carrier die Möglichkeit, pro M-Modul acht Leitungen über den P2-Stecker (in Abb. 7.4 (links) mit gelbem Aufkleber markiert) auf die VME-Backplane des Überrahmens auszugeben. Dies ermöglicht sowohl eine vorder- als auch rückseitige Konnektivität. Auf die explizite Verwendung dieser Leitungen wird zu einem späteren Zeitpunkt eingegangen. Als Ausgangsbasis wurden im Rahmen dieser Arbeit zwölf Module des Typs A201S beschafft und auf fehlerfreie Funktion getestet.

Auswahl der RAM-Bausteine

Um die für den Clusterfinder benötigten Lookup-Tabellen in Hardware speichern zu können, sind RAM⁴-Bausteine notwendig. Einige der an die Elektronik gestellten Kriterien (vergl. Tab. 7.1) bilden sich direkt auf die Anforderungen an diese Bausteine ab. Andere folgen aus der technischen Implementation:

Unabhängigkeit von einem Taktgeber: Da der Trigger freilaufend ist, dürfen die verwendeten Bausteine nicht auf einen Zeitgeber als Referenz für den Zugriff angewiesen sein.

⁴RAM = **R**andom **A**ccess **M**emory

Geringe Totzeit: Der Zugriff auf die Daten muss möglichst totzeit-frei sein, d.h. es dürfen keine Refreshzyklen⁵ benötigt werden.

Schnelle Zugriffszeit: Die Zugriffszeit ist definiert als diejenige Zeitspanne, nach der nach einer Veränderung der Adressierung das entsprechende gültige Datenwort anliegt. Da diese Kenngröße einen direkten Einfluss auf die Gesamtperformance hat, sollte sie so klein wie möglich gehalten werden.

Kombinatorische Adressierung: Da alle Adressleitungen jeweils einem Kristall in der Clusterfindermatrix entsprechen, muss der ausgewählte Baustein über eine lineare Adressierung verfügen, das heißt jede Adressänderung führt sofort zu einer Änderung am Datenausgang. Einige Baureihen benötigen zwei oder mehr Zyklen, um eine Adressierung vorzunehmen (Reihen- und Spaltenzyklus).

Hohe Langzeitstabilität: Idealerweise sollte der Clusterfinder nach der Initialisierung autonom laufen, das heißt keine erneute Überprüfung der Tabellen notwendig sein. Hierfür sind Bausteine notwendig die, eine hohe Datenstabilität aufweisen.

Im Wesentlichen sind drei verschiedene Speicher-Typen kommerziell verfügbar: Dynamischer Speicher (DRAM), wie er primär als Hauptspeicher für PC-Systeme verwendet wird, Flash-RAM, ein integrierter Festspeicher zur langfristigen Speicherung von Daten (USB-Sticks) und statischer Speicher (SRAM). Da DRAM, wie der Name bereits impliziert, einen dynamischen Refresh benötigt, kam er trotz der geringen Zugriffszeiten nicht in Frage. Flashspeicher hat gegenüber den anderen Typen den Nachteil, dass die Zugriffszeiten im Bereich von Mikrosekunden liegen, was ihn ebenfalls für die Benutzung in diesem System disqualifiziert. Aus diesen Gründen wurde SRAM ausgewählt. Dieser Speichertyp benötigt keine Refreshzyklen und hält seinen Inhalt statisch, solange er mit Strom versorgt wird. Die Wahl fiel auf das K6R4008V1D-10 synchrone SRAM der Firma Samsung. Die charakteristischen Eigenschaften dieses Bausteins sind in Tabelle 7.3 gegeben

Ein Funktional-Diagramm dieses Bausteins zeigt Abbildung 7.5. Er bietet 19 Adressleitungen bei 8 Datenleitungen mit direktem Zugriff. Da für den Clustering-Algorithmus nur 18 Adressleitungen benötigt werden, steht somit eine weitere Leitung zur freien Verfügung. Weiterhin bieten sowohl die TTL⁶ Ein- als auch Ausgänge einen Tristate Modus, das heißt, sie können in einen neutralen Modus geschaltet werden, der den Bus nicht belastet. Die Langzeitstabilität dieses Bausteins wurde im Labor gemessen. Bei

⁵Refreshzyklus = Einige Speicherarten benötigen ein regelmäßiges Lesen und Neubeschreiben aller Speicherzellen. Während dieses automatisch ablaufenden Vorgangs ist kein Zugriff auf die Bausteine möglich.

⁶TTL = Transistor-Transistor-Logik

Tabelle 7.3: Kenngrößen des Samasung K6R4008V1D-10 SRAM

Kenngröße	Eigenschaft
Lesezugriff	asynchron
Zugriffszeit	10 ns
Ausgänge	TTL
Versorgungsspannung	3,3 V
Kapazität	1 MBit
Organisation	512k x 8
Adressleitungen	19
Datenleitungen	8
Refreshzyklus	-
Gehäuse	36-SOJ-400
I/Os	Tristate

einer Testreihe mit 10 Bausteinen wurde nach einer Woche Wartezeit bei keinem der verwendeten Bausteine ein Bitfehler gefunden. Um die Breite des Datenwortes zu erhöhen, wurde beschlossen, pro Modul zwei Bausteine mit parallel geschalteten Adressleitungen zu verwenden. Hiermit wird eine effektive Datenbreite von 16 Bit erzielt.

FUNCTIONAL BLOCK DIAGRAM

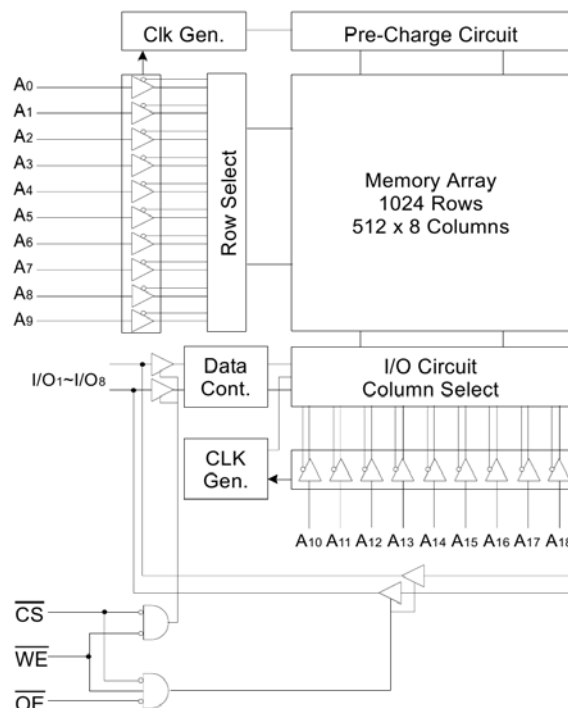


Abbildung 7.5: Block-Diagramm des K6R4008V1D-10 [QUELLE: SAMSUNG DATENBLATT]

Implementation der Steuerlogik

Als Steuerlogik musste zum einen das M-Modul-Interface, und zum anderen die Steuer- und Kontrolllogik der Speicherbausteine, also die funktionelle Ansteuerung, implementiert werden. Zur Umsetzung wurden GALs⁷ der Firma Lattice verwendet. Hierbei handelt es sich um programmierbare Logikbausteine, die sowohl kombinatorisch, als auch im Registermodus betrieben werden können.

Realisierung der Ein- und Ausgänge

Als Designvorgabe für den zu verwendenden externen Signalstandard wurde die MECL⁸ [Blo72] Norm vorgegeben. Hierbei handelt es sich um ein differenzielles massefreies Signal mit einer negativen Grundlinie von $-1,2\text{V}$ und einem Hub von $\pm 0,4\text{V}$. Durch diese Übertragungsart ist es besonders unempfindlich gegen Störungen und hat am CBELSA/TAPS Experiment eine große Verbreitung. Für das Modul wurden 20 MECL-Eingänge und 16 MECL-Ausgänge vorgesehen.

Design des Gesamtmoduls

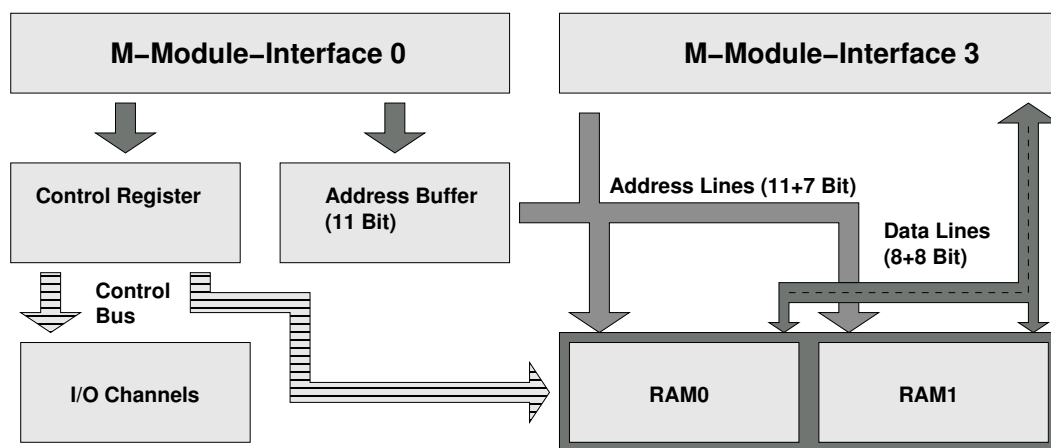


Abbildung 7.6: Aufbau des M-Modul-Interface

Im Design des Clusterfinder-Moduls mussten die oben vorgestellten Komponenten nun in ein Gesamtkonzept integriert werden. Da das Modul auf einem M-Modul-Carrier montiert wird, sind die physikalischen Dimensionen auf 4-fach M-Modul Standardgröße

⁷GAL = Gated Array Logic

⁸MECL = Motorola Emitter Coupled Logic

limitiert. Da die M-Modul-Spezifikation nur eine Adressbreite von 8 Bit bietet, jedoch 18(19) Bit adressiert werden müssen, wurde das Design dahingehend erweitert, dass auf einer Platine zwei M-Modul-Interfaces realisiert werden (M0 und M3). Jedes Interface benötigt einen GAL zur Implementation des M-Modul Standards. Hierbei werden die nötigen Signale mit den gegebenen Timingparametern direkt implementiert. Die notwendigen Gleichungen im Abelformat und der detaillierte Ablauf eines M-Modul-Zyklus sind in Anhang C gegeben.

Diese Interfaces sind transparent implementiert, d.h. sie benötigen keine explizite Steuerung. Um die 18 Bit Adressbreite für das Beschreiben der RAMs zur Verfügung zu stellen, wurde auf Interface M0 ein 11-bittiges Register eingesetzt, welches die oberen 11 Bit des Adressraums abdeckt und über ein 16-bittiges Datenwort beschrieben wird. Alle Zugriffe sind bidirektional ausgelegt, d.h. jeder geschriebene Wert kann zu Testzwecken auch wieder ausgelesen werden. Auf Interface M3 sind 7 Adressleitungen direkt mit den korrespondierenden Eingängen der RAM-Bausteine verbunden. Die 16 Datenleitungen teilen sich auf die beiden RAM-ICs auf. Zur Steuerung des Gesamtmoduls werden zwei programmierbare Bausteine eingesetzt (Control Register, Strobe Control). Das Kontrollregister wird ebenfalls über das Interface M0 angesprochen. Abbildung 7.6 gibt einen schematischen Überblick vom Zusammenspiel der Komponenten.

Das Kontrollregister steuert die Funktionalität des Gesamtmoduls. Es ist verantwortlich für das Schreiben und Lesen der RAMs und die Umschaltung zwischen internem (M-Modul-Bus) und externem (MECL-Eingänge) Zugriff.

Als weitere Funktion wurde ein Inhibit/Strobe Modus implementiert. Hierbei dient ein Eingang entweder als Inhibit Signal (die Ausgangssignale werden auf ihrem jetzigen Stand festgehalten), oder als Strobe Signal (anliegende Daten werden nur verarbeitet, wenn dieses Signal gesetzt wird). Eine weitere Funktion ist das HIGHBIT. Da die ausgewähl-

Tabelle 7.4: Befehle des Command Registers

Bit (Hex)	Codierung	Funktion	
0x1	WRITE_RAM	1: Write RAM	0: Read RAM
0x2	S_HIGHBIT	1: Enable HIGHBIT	0: Disable HIGHBIT
0x4	S_RAM1	1: Select RAM1	0: Select RAM0
0x8	EXT_INPUT	1: Select External Input	0: Select Int. Input
0x10	EXT_OUTPUT	1: Enable Ext. Output	0: Disable Ext. Output
0x20	P2_OUTPUT	1: Enable P2 Output	0: Disable P2 Output
0x40	S_RAM_ALL	1: Select RAM0 and RAM1	0: –
0x80	EXT_STROBE	1: Select Strobe Mode	0: Select Inhibit Mode

ten Bausteine über 19 Adressleitungen verfügen, für einen Sektor jedoch nur 18 Leitungen benötigt werden, wurde das oberste Adressbit (HIGHBIT) als intern und extern konfigurierbar ausgelegt. Hierdurch eröffnet sich die Möglichkeit zwei unterschiedliche Konfigurationen im Modul vorzuhalten, zwischen denen entweder durch ein externes Signal oder durch einen VME-Zyklus instantan gewechselt werden kann. Mögliche Anwendungen werden in Abschnitt 7.4 vorgestellt. Tabelle 7.4 gibt eine Übersicht über alle implementierten Funktionen.

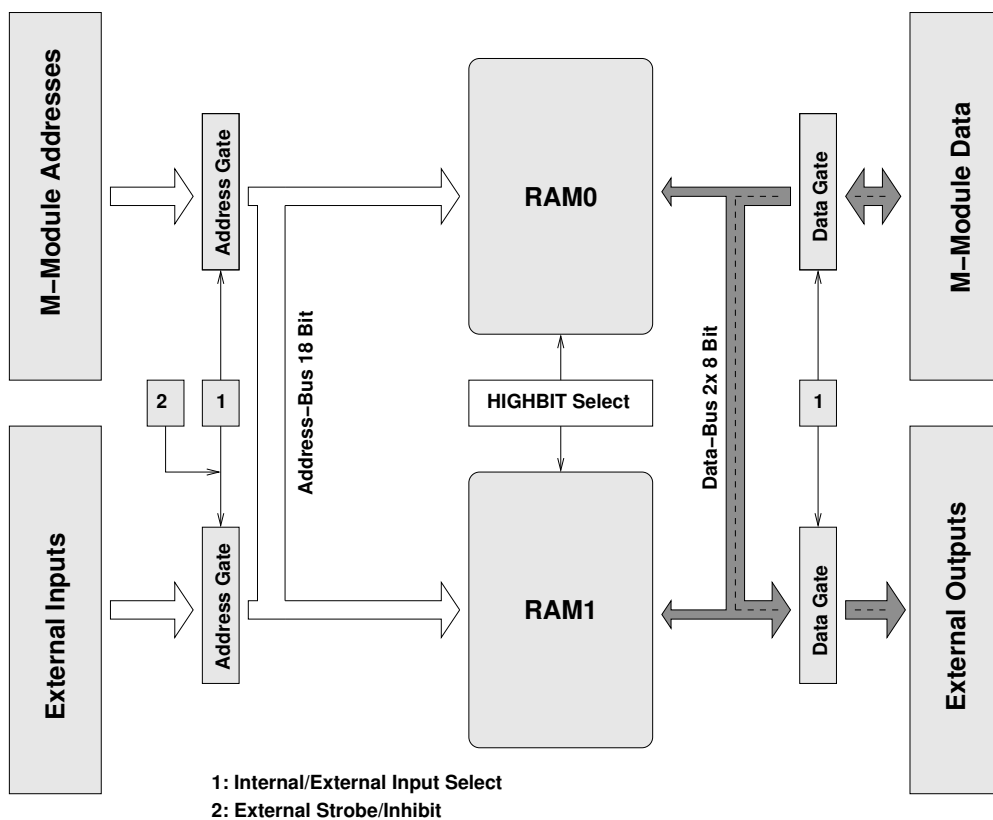


Abbildung 7.7: Clusterfinder-Modul Datenflussdiagramm

Alle externen Signalquellen werden durch bidirektionale Datengates vom Modul getrennt. Hiermit ist eine elektrische Trennung der internen und externen Zugriffe gewährleistet. Weiterhin bietet dieser Aufbau auch einen Schutz des Moduls vor externen Spannungsspitzen. Das komplette Datenflussdiagramm für das Modul ist in Abbildung 7.7 gegeben.

Der Schaltplan und das Layout der Platine wurden mit Hilfe des Designprogramms EAGLE der Firma Cadsoft entworfen. Im Zuge der Entwicklung wurde ein Prototyp und 12 Serienplatten gefertigt. Die Leiterplattenproduktion wurde durch die Firma

MicroCirtec durchgeführt. Die Bestückung erfolgte im HISKP. Eine komplette Liste der verwendeten Bauteile sowie das vollständige elektrische und mechanische Layout befindet sich in Anhang A.

Abbildung 7.8 zeigt das endgültige Design. Im Weiteren werden die einzelnen, in der Abbildung farbig markierten, funktionalen Blöcke zusammenfassend vorgestellt.

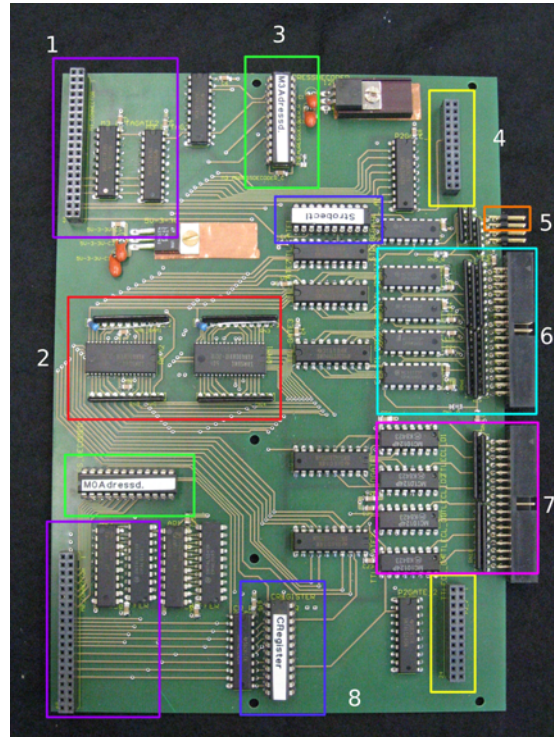


Abbildung 7.8: Das CF-Modul: ¹ M-Modul Stecker, ² RAMs, ³ M-Modul Interface, ⁴ P2 Ausgänge, ⁵ 2-fach MECL Kontrolleingang, ⁶ 18-fach MECL Eingang, ⁷ 16-fach MECL Ausgang, ⁸ Steuerlogik

M-Modul-Stecker: Als Interface zum Carrierboard dient ein 40-poliger Pfostenstecker (violett), auf dem zum einen die 8 Adressleitungen und zum anderen die 16 Datenleitungen aufgelegt sind. Zusätzlich werden die M-Modul spezifischen Steuersignale übertragen sowie die vom VME-Bus durchgeschleiften Spannungen von $\pm 12\text{ V}$ und $+5\text{ V}$.

RAMs: Zentral auf dem Board befinden sich, rot markiert, zwei der oben vorgestellten RAM-Bausteine. Der implementierte Schreibzyklus wird in Anhang C noch einmal detailliert dargestellt.

M-Modul Interface: Die beiden in grün markierten GALs implementieren die Funktionalität der Interfaces M0 und M3.

P2-Ausgänge: Über diese 16-fach Pfofenstecker (gelb) können die Ausgangssignale der RAMs auch auf die benutzerdefinierten Pins des P2-Steckers der VME-Backplane ausgegeben werden.

2-fach MECL Kontrolleingang: Über diese Pins (orange) kann das HIGHBIT gesetzt werden, respektive das Strobe- oder Inhibitsignal aufgelegt werden.

18-fach MECL Eingang: Das Modul bietet 18 MECL-Eingänge (türkis), die direkt mit den Adressleitungen der RAM-Bausteine verbunden sind.

16-fach MECL Ausgang: Die Ausgänge (pink) geben die 2x8 Datenleitungen der RAM-Bausteine aus.

Steuerlogik: Die Ansteuerung der Speicherbausteine und der Ein-/Ausgänge wurden über zwei weitere Gal-Bausteine (blau) realisiert. Diese implementieren alle notwendigen Funktionen zu Steuerung. Tabelle 7.4 gibt einen Überblick über die realisierten Befehle.

In Tabelle 7.5 sind noch einmal alle für den Betrieb und die Integration in das Gesamtsystem relevanten Daten des Moduls zusammengefasst.

Tabelle 7.5: Übersicht über die elektromechanischen Eigenschaften des CF-Moduls

Eigenschaft	Beschreibung
Adresseingänge	18x MECL
Modeeingänge	2x MECL (Inhibit/Strobe und HighBit)
Datenausgänge Front	16x MECL
Datenausgänge Back	16x TTL über P2-Stecker
Betriebsmodi	Inhibit- und Strobe-Mode
Interface	2x M-Module-Interface
Board Größe	4x M-Module
Leistungsaufnahme	-12 V: 0,8 A +5 V: 0,7 A

7.4 Das Clusterfinder-System

Das komplette Clusterfinder-System besteht aus insgesamt acht der oben vorgestellten Module (vergl. Abb. 7.9). Die Diskriminatorausgangssignale der Kristalle werden auf die fünf Sektormodule gegeben, wobei die Signale der Überlapp-Kristalle vorher aufgeteilt und auch auf die zwei Überlapp-Module weitergeführt werden. Ein Modul

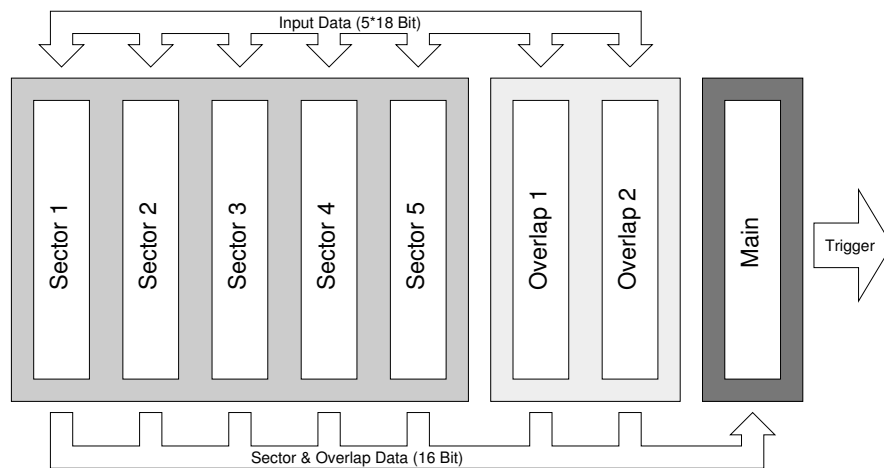


Abbildung 7.9: Clusterfinder System Datenflussdiagramm

kann bis zu drei Overlap-Bereiche aufnehmen, sodass sich eine Aufteilung im Verhältnis von 3:2 auf die beiden verwendeten Module ergibt. Aus jedem der Sektor-Module werden zwei Datenleitungen in das Hauptmodul weitergeführt. Aus den Überlapp-Modulen führen jeweils drei Datenleitungen in das Hauptmodul. Auf diesem ist die weiter oben beschriebene zweite Stufe (Summation der Einzelergebnisse) implementiert. Von dort werden wiederum zwei Leitungen für den Haupttrigger herausgeführt. Jedes der Module belegt, auf seinem Modulträger montiert, jeweils einen 6U VME-Slot. Somit belegt das Gesamtsystem $2/5$ eines Standard VME-Überrahmens. Auf die Integration in das Gesamtsystem wird in Abschnitt 7.6 eingegangen.

Offline Software und Erweiterung

Zur Erzeugung der für den Betrieb des Clusterfinders notwendigen Binärdateien (jede erzeugte Datei hat eine Größe $2^{18} \cdot 16$ Bit (512 kB)) wurden eine Reihe von Programmen entwickelt, die die notwendigen Dateien generieren können. Sie werden im Folgenden vorgestellt:

sectorgen: Dieses Programm erzeugt, gemäß dem in Abschnitt 7.2 vorgestellten Clustering-Algorithmus, Lookup-Tabellen für die Sektor-Module des Clusterfindersystems. Die erzeugten Datenworte haben eine Breite von 16 Bit, damit eignen sich die erzeugten Dateien zum gleichzeitigen Laden beider Speicherbausteine. Als Datenleitungen werden die untersten 2 Bit der Ausgänge verwendet. Somit können pro Sektor maximal drei Cluster signalisiert werden. Sollte eine größere Anzahl

an Clustern auftreten, werden trotzdem drei Cluster übertragen. Diese Ungenauigkeit ist für den tatsächlichen Trigger, wie bereits in Kapitel 6 vorgestellt, jedoch irrelevant.

overlappen: Hiermit lassen sich LUTs für die Überlapp-Module erzeugen. Da ein Überlappbereich aus sechs Kristallen besteht, werden mit einem Modul drei Überlappbereiche abgedeckt. Die Anzahl der überlappenden Cluster wird über die untersten 3 Bits dieser Module ausgegeben.

multiplicitygen: Diese Software generiert die Binärdatei für die zweite Stufe des Clusterfinders. Es bildet die Clustersumme und gibt das Ergebnis auf den untersten zwei Ausgängen aus. Die Bedeutung dieser Ausgänge ist konfigurierbar. Zurzeit sind folgende Modi implementiert:

Modus	Signal 1	Signal 2	Signal 1+2
1 (standard)	1 Cluster	2 Cluster	≥ 3 Cluster
2	1 Cluster	2 Cluster	-
3	3 Cluster	4 Cluster	-
4	1 Cluster	≥ 2 Cluster	-
5	≥ 1 Cluster	≥ 2 Cluster	-
6	≥ 1 Cluster	-	-

imprintscales: Dieses Programm fügt bestehenden Sektordateien weitere Ausgaben hinzu. Es konfiguriert die obersten 6 Bits der MECL-Ausgänge so, dass von sechs wählbaren Kristallen der 3×6 Matrix jeweils auf einem Bit die Einzelkristallrate ausgegeben wird. Dies erlaubt eine Überwachung der Kristallraten in Hinsicht auf Größe und eventuelle Asymmetrien.

Diese Programme geben nur einen kleinen Bruchteil der mit den entwickelten Modulen realisierbaren Funktionen wieder. Aufgrund der vielseitigen Auslegung, können mit diesen Modulen beliebige kombinatorische (Logik-) Funktionen implementiert werden. Als einfachstes Beispiel wäre eine Koinzidenzeinheit zu nennen, die ähnlich wie der in Kapitel 6 vorgestellte Haupttrigger, auf bestimmte Muster sensitiv ist. Ebenso sind alle logischen Verknüpfungen wie AND, NAND, OR und XOR in beliebiger Kombination leicht implementierbar. Somit können diese universell in den verschiedensten Experimentbereichen eingesetzt werden.

7.5 Auswahl der weiteren Komponenten

Um den Clusterfinder in das Gesamtsystem des Vorwärtsdetektors zu integrieren, waren eine Reihe von weiteren Komponenten nötig, die im Folgenden vorgestellt werden.

Driver-Module

Die Driver-Module (vergl. Abb. 7.10) [Hof04] des Vorwärtsdetektors erfüllen zwei wesentliche Aufgaben. Zum einen bereiten sie die Analogsignale durch lineare Verstärkung und Umwandlung in ein differentielles Signal für den Transport zu den 50 m entfernten ADCs auf, zum anderen stellen sie dem Clusterfinder-System die Triggersignale zur Verfügung. Diese Ausgänge haben einen linearen Verstärkungsfaktor von vier. Mechanisch sind die Driver-Module als NIM-Einschübe⁹ ausgelegt. Jedes Modul enthält 16 Kanäle. Die Eingänge und Triggerausgänge sind als paarweise LEMO-Buchsen ausgeführt. Die Verbindung zu den Shapern erfolgt über Pfostenstecker an der Rückseite der Module.

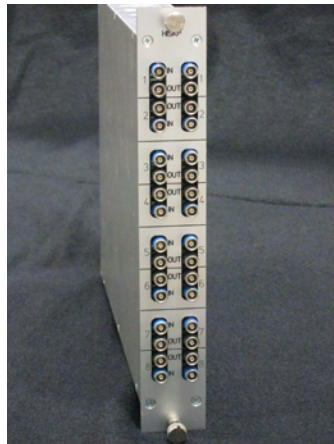


Abbildung 7.10: Das Vorwärtsdetektor-Drivermodul

WASA-Diskriminatoren

Zur Einstellung der Clusterschwellenenergie werden Diskriminatoren verwendet. Aufgrund der besonderen Eigenschaften der Cäsium-Jodid Kristalle, mussten diese einige

⁹NIM = Nuclear Instruments and Methods

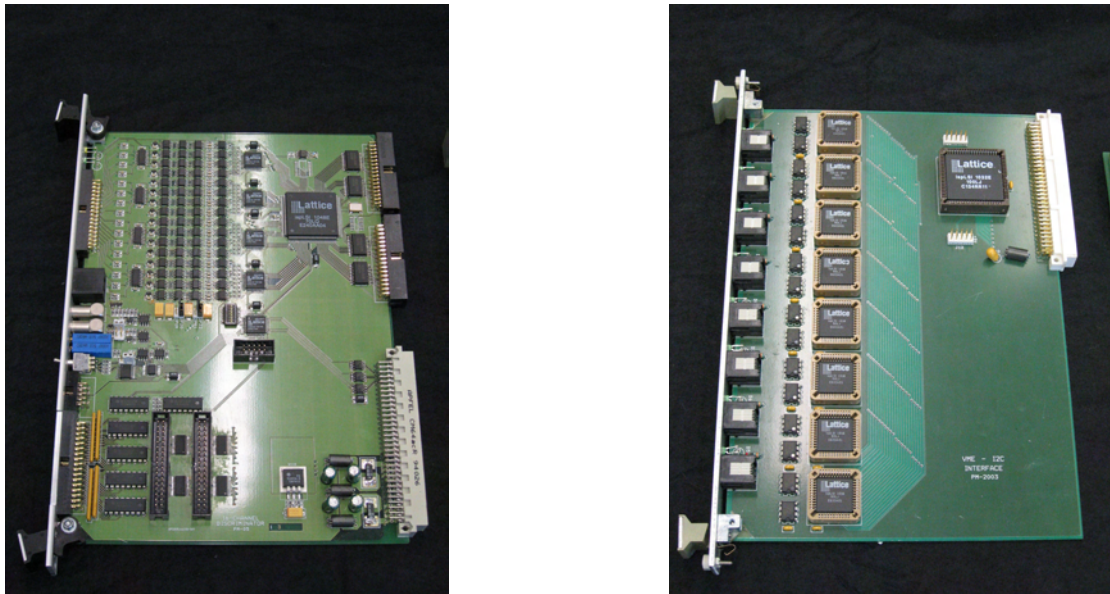


Abbildung 7.11: [LINKS:] Der PM05 Diskriminator
[RECHTS:] Das VME-I2C Steuermodul

spezielle Anforderungen erfüllen. Die größte Problematik ist hierbei die langsame Lichtsammlung der Kristalle und der damit verbundene Jitter, der in der Größenordnung von 10 ns liegt. Weiterhin ist die Anstiegszeit der Kristallsignale abhängig von der Gesamtamplitude des Pulses. Da jedoch die zeitliche Koinzidenz ein wichtiges Kriterium für den Clusterfinder ist, schied somit die Verwendung von pegelsensitiven Diskriminatoren (Leading-Edge) aus.

Die Wahl fiel auf die für das WASA-Experiment entwickelten PM-05 Diskriminatoren [M⁺02]. Hierbei handelt es sich um 2-Schwellen Diskriminatoren, die, da das WASA-Experiment auch ein CsI-Kalorimeter besitzt, speziell auf die Charakteristik der Kristalle abgestimmt sind. Die Schwellenbedingung ist hierbei, dass nach Überschreiten der ersten internen Schwelle (Low-Threshold), die zweite Schwelle (High-Threshold) innerhalb eines Zeitfensters von $\Delta t = 15$ ns überschritten werden muss. Somit wird effektiv auf Steigung des Pulses und nicht seine Amplitude getriggert. Weiterhin kompensieren die Diskriminatoren die Anstiegszeitunterschiede der einzelnen Pulse, die das Triggerkriterium erfüllen. Somit werden das Timing der Diskriminatorpulse unabhängig von der Amplitude des Signals.

Dies ermöglicht es, die Schwellen auf den Fuß der ansteigenden Flanke des Signals zu setzen und damit eine erhöhte Zeitstabilität zu erreichen. Dies wird in Abbildung 7.12

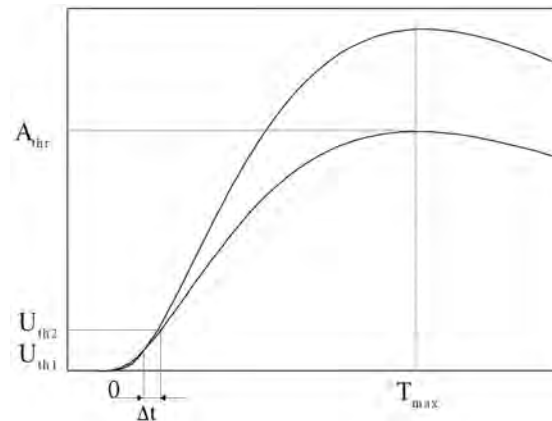


Abbildung 7.12: Schwellenverhalten des PM-05 Diskriminators [QUELLE: [M+02]]

deutlich. Der Nachteil dieses Ansatzes liegt darin, dass die Schwelle nicht direkt eingestellt werden kann, sondern ihr effektiver Wert experimentell aus den Kombinationen von Low- und High-Threshold bestimmt werden muss. Dies wird in Kapitel 8.1 weiter erläutert.

Auf der technischen Seite bieten die Diskriminatoren folgende Eigenschaften:

Eingänge	16 Single-ended 50Ω
Ausgänge	16 MECL (Front) 2 × 16 LVDS (Seite)
Interface	I2C (s. Text)
Schwellen	0-250 mV
Pulslänge	15-125 ns oder „Time over Threshold“

Die WASA-Diskriminatoren nutzen ein eigenes Bussystem und benötigen einen speziellen Überrahmen. Die Kontrolle erfolgt über einen I2C-Bus¹⁰. Um die Diskriminatoren über den VME-Bus ansprechen zu können, existiert ein ebenfalls von der WASA-Kollaboration entwickeltes VME-I2C Modul, welches bis zu acht Überrahmen steuern kann. Die Verbindung läuft hier über ein 4-adriges Twisted-Pair-Kabel, und zur Erhöhung der Reichweite wird das I2C Protokoll noch zusätzlich in einem RS485¹¹-Frame gekapselt. Die 16 Kanäle des Diskriminators teilen sich in vier funktionale Einheiten zu je vier Kanälen auf, für die jeweils die Eigenschaften wie Schwellen und Pulslänge gesetzt werden. Dementsprechend ist das Setzen individueller Schwellen nicht möglich.

¹⁰I2C = Inter-Integrated Circuit, ein Multi-Master fähiger serieller Bus

¹¹RS485 = Serieller Multi-Client Übertragungsstandard

CATCH-TDCs

Durch die Ausstattung mit Photomultipliern und dem schnellen Triggerausgang ist es möglich, im Gegensatz zum restlichen CsI-Kalorimeter, im Vorwärtsdetektor auch Zeitinformationen über die Kristalle zu erhalten. Hierzu werden im CBELSA/TAPS Experiment CATCH-TDCs^{12 13} [F+03] verwendet. Hierbei handelt es sich um 9U VME-Module mit insgesamt 128 Kanälen pro Modul. Durch ihre Auslegung als Multihit-TDC (mTDC), können sie in einem Zeitfenster von bis zu $7,8 \mu\text{s}$ (für den Vorwärtsdetektor wird ein Zeitfenster von $1 \mu\text{s}$ verwendet) maximal acht Treffer registrieren und speichern. Die digitale zeitliche Auflösung beträgt hierbei 114 ps pro Kanal. Im Vorwärtsdetektor erfüllen diese Module zwei wesentliche Aufgaben. Zum einen stellen sie die bereits genannte Zeitinformation für die Kristalle, und zum anderen die Möglichkeit der Überprüfung und Kontrolle des Clusterfindersystems zur Verfügung, indem die gemessenen Kristall-Trefferverteilungen offline mit der Entscheidung des Clusterfinders verglichen werden können.

Head-Tail-Filter

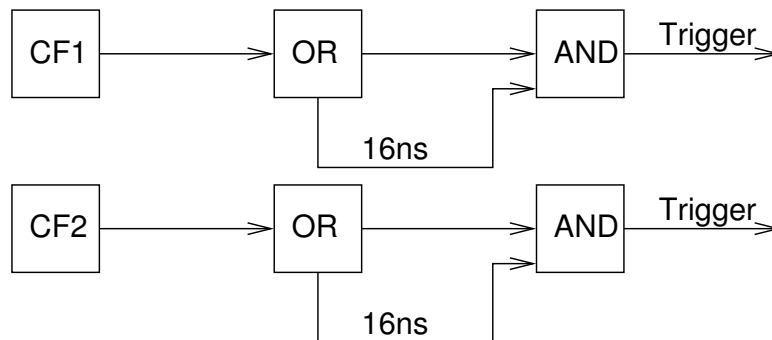


Abbildung 7.13: Schematischer Aufbau des Head-Tail-Filters der Triggersignale

Bedingt durch die Konzeption des Clusterfinders als freilaufender Trigger und den nicht vollständig zu eliminierenden Jitter der Kristalle, tritt bei der Auswertung des Kristallpatterns eine sogenannte Head-Tail-Instabilität auf. Da nicht alle Kristalle, die zu einem Ereignis gehören, gleichzeitig die Diskriminatorschwelle überschreiten, ergibt sich ein zeitlicher Versatz, bis sich das Treffermuster stabilisiert hat. Der Clusterfinder löst Signalabstände ab 2 ns als getrennte Ereignisse auf. Dieser zeitliche Versatz hat zur Folge, dass der Clusterfinder unter Umständen am Beginn eines Ereignisses inkorrekte

¹²CATCH = COMPASS Accumulate, Transfer and Control Hardware

¹³TDC = Time to Digital Converter

Triggerinformationen liefert. Analoges gilt für das Ende, da sich dieser Versatz invertiert auf der abfallenden Flanke der Pulse wiederholt. Die Zeit, über die das Muster stabil ist, hängt von der Länge des Diskriminator-Pulses ab. Um diese Instabilitäten herauszufiltern, wurden die Signalleitungen mit der in Abbildung 7.13 dargestellten Schaltung versehen. Diese filtert alle Pulslängen ≤ 16 ns heraus. Bei einer gewählten Diskriminator-Signaltbreite von 120 ns ist hiermit sichergestellt, dass das tatsächliche Ergebnis diesen Filter passieren kann, bei gleichzeitiger Kompensation eines Jitters von bis zu 16 ns. Diese große Pulsbreite des Diskriminators stellt weiterhin sicher, dass, sollte eine Instabilität den Head-Tail Filter passieren, diese aus dem Koinzidenzfenster des Triggers mit dem Taggingssystem geschoben wird und somit keinen falschen Trigger auslöst.

7.6 Aufbau und Integration in das Detektorsystem

Für den Einsatz am Experiment wurden die oben vorgestellten Komponenten zu einem Gesamtsystem integriert. Das System besteht aus folgenden Komponenten, die in einem Rack am Experiment und in der PHOENICS-Halle integriert wurden (vergl. Abb. 7.14).

Die einzelnen Komponenten werden über entsprechende Kabel verbunden. Von den Photomultipliern zu den Drivern werden 6 m lange Lemo-Kabel verwendet. Hierbei ist zu beachten, dass die Verkabelung ringweise erfolgt. Ein Ring mit 30 Kristallen wird an jeweils zwei Driver angeschlossen. Die zwei zusätzlichen Kanäle dienen als Reserve. Die Verkabelung der Lemo-Ausgänge der Driver zu den Pfostensteckereingängen der WASA-Diskriminatoren erfolgt über Adapterplatinen, an denen jeweils 15 Lemo-Kabel von 1 m, Länge angebracht sind. Da der Clusterfinder als Input eine sektorweise Abfolge der Kristalle erwartet, findet in diesem Schritt eine Umordnung der Verkabelungsreihenfolge auf vertikale Anordnung hin statt. Somit befinden sich die Leitungen der übereinanderliegenden Kristalle der drei Ringe auf benachbarten Diskriminatorkanälen. Abbildung 7.15 veranschaulicht dies.

Die Verbindung von den Diskriminatoren zu den CF-Modulen erfolgt durch speziell hergestellte 3 m lange Twisted-Pair-Kabel, bei denen jeweils drei Aderpaare auf einem Stecker zusammengefasst werden. Die Kabel für die vertikalen Segmente, die in den Randbereichen eines Sektors liegen (Überlapp), haben eine Länge von 2,7 m mit einem durchgeschleiften zweiten Stecker nach weiteren 30 cm, sodass die Signale auf Sektor- und Überlapp-Module verteilt werden können. Hierzu wurden aus den Überlapp-Modulen die Terminierung der Eingänge entfernt, um eventuelle Reflexionen zu vermei-

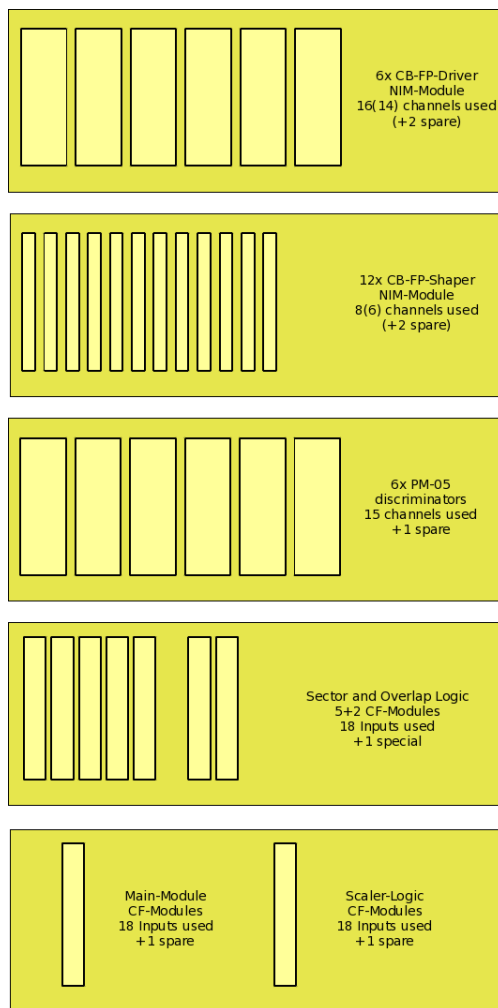


Abbildung 7.14: Übersicht über die Elektronik des Vorwärtsdetektors

den. Die Verbindung zwischen den Sektor- bzw. Überlapp-Modulen und Hauptmodul erfolgt ebenfalls über Twisted-Pair Kabel. Die Ausgangssignale des Clusterfinders werden über einen MECL-NIM-Wandler in den oben beschriebenen Head-Tail-Filter weitergeleitet. Von dort gelangen sie über Lemo-Kabel direkt an die erste Haupttriggerstufe. Ein weiterer Abgriff leitet diese Signale zusätzlich auf zwei dedizierte TDC-Kanäle weiter. Hierdurch ist eine direkte Überwachung des Zeitverhaltens des Clusterfinders möglich. Die CATCH-TDCs erhalten ihre Daten über Flachbandkabel aus den seitlichen LVDS-Ausgängen der WASA-Diskriminatoren.

Durch die Umsortierung der Kristallreihenfolge und die unterschiedliche Breite der Eingangsstufen der einzelnen Komponenten (Driver, Diskriminator 15+1 Bit, CF-Modul 18 Bit), hat sich die Verkabelung als sehr komplex erwiesen. Zur Referenz ist in Anhang C

6× **Driver:** Die Driver belegen die Hälfte der Einschübe eines Standard 6U NIM-Crates.

12× **Shaper:** In der PHOENICS-Halle befinden sich die Shaper, die die Signale für die ADCs aufbereiten. Sie belegen ein komplettes NIM-Crate.

6× **WASA-Diskriminatoren:** Die WASA-Diskriminatoren sind in einem Spezialüberahmen angebracht.

8× **CF-Modul:** Es werden insgesamt acht Module für den Clusterfinder benötigt.

1× **CATCH-TDC:** Es wird ein CATCH-TDC benötigt. Er befindet sich im gleichen VME-Crate wie die CF-Module. Hierbei handelt es sich um ein 9U-Crate mit einem Adapter für 6U-Module.

1× **CF-Modul:** Ein CF-Modul wird zur Aufbereitung von Informationen für einen Scaler verwendet.

1× **VME-Scaler:** Zur Kontrolle der Raten wird eine SIS-VME Scaler eingesetzt.

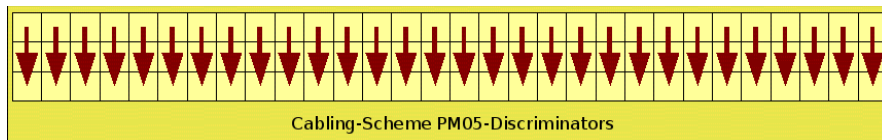


Abbildung 7.15: Verkabelungsschema der WASA-Diskriminatoren

die komplette Zuordnungsliste als Tabelle aufgeführt. Ein Vorteil dieser Verkabelung ist jedoch, dass Defekte, die in den Spektren des Vorwärtsdetektors gefunden werden, anhand ihrer Breite und Sortierung direkt den einzelnen Komponenten zugeordnet werden können. Dies erhöht die Wartbarkeit des Systems in beträchtlichem Maße.

Des Weiteren ist auch die Elektronik der den Kristallen vorgelagerten Plastikszintillatoren in diese Kette mit integriert. Eine vollständige schematische Übersicht über den Gesamtaufbau ist in Abbildung 7.16 dargestellt. Fotos des Aufbaus befinden sich im Anhang C unter C.3 und C.4.

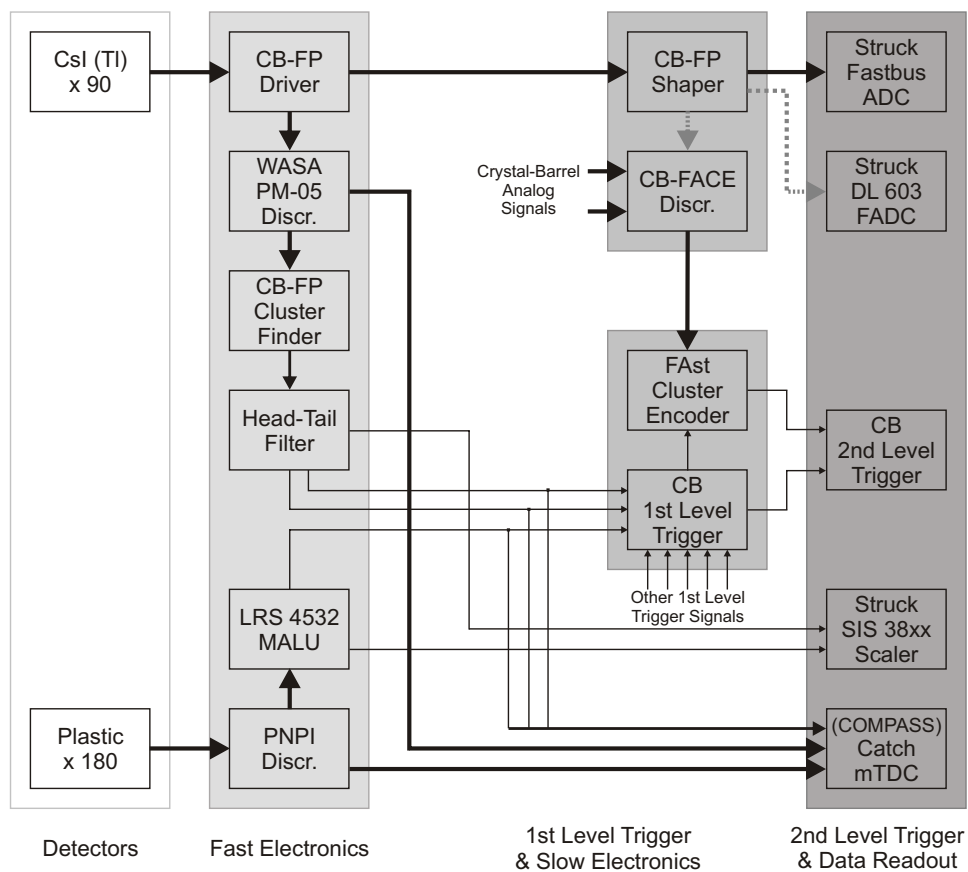


Abbildung 7.16: Schematischer Aufbau der Vorwärtsdetektor-Elektronik

7.7 Software und Auslese

Für die Integration des Vorwärtsdetektors, inklusive des Clustertriggers, in die Auslese des Experiments wurde die notwendige Software entwickelt und getestet.

Entwicklung der Steuerungssoftware

Das Datenerfassungssystem hat eine Master-Slave Struktur. Für jeden Subdetektor, der über eine eigene CPU verfügt, existiert ein lokaler Eventbuilder (Slave), der seine Daten an einen globalen Eventbuilder (Master) weiterleitet. Der globale Eventbuilder ist verantwortlich für das Zusammensetzen der Informationen der Subdetektoren sowie für die Synchronisation derselbigen. Dies geschieht über einen dedizierten Sync-Bus, an den jeder lokale Eventbuilder angeschlossen ist. Für den Vorwärtsdetektor wurde im Rahmen dieser Arbeit ein solcher Eventbuilder entwickelt und erfolgreich eingesetzt. Die Datenerfassungssoftware bietet bereits das Grundgerüst zur Integration in die Auslese. Die zu implementierenden Funktionen umfassten folgende Punkte:

Konfiguration und Überwachung der CF-Module: Zur Steuerung der CF-Module wurde eine dedizierte C++-Klasse entwickelt. Sie bietet die Möglichkeit, die einzelnen RAM-Bänke der Module zu beschreiben und auszulesen. Weiterhin lassen sich die bereits vorgestellten Modi HIGHBIT und STROBE/INHIBIT softwareseitig setzen. Die Header-Datei zu dieser Klasse ist als Referenz in Anhang [B](#) aufgeführt. Die Implementation im lokalen Eventbuilder stellt beim Start jedes Daten-Runs sicher, dass die in der aktuellen Konfigurationsdatei definierten Lookup-Tabellen geladen sind, und überprüft zusätzlich noch durch einen Vergleich die Integrität der Daten im Modul. Dies geschieht für alle Module. Somit ist sicher gestellt, dass jede Datennahme mit der gewünschten Konfiguration ausgeführt wird und Defekte frühzeitig erkannt werden können. Im aktuellen Aufbau wird nur der INHIBIT-Modus mit ausgeschalteten HIGHBIT verwendet. Auch hier wird die korrekte Konfiguration zu Beginn einer jeden Datennahme überprüft. Durch diese Methodik ist es zusätzlich möglich, die Konfiguration während der Datennahme zu ändern. Diese wird dann automatisch beim Start des nächsten Runs übernommen.

Konfiguration und Überwachung der WASA-Diskriminatoren: Zur Ansteuerung der Diskriminatoren und des I2C-Moduls wurden jeweils C++-Klassen entwickelt, die dem Anwender die volle Funktionalität der vorgestellten Elektronik zur Verfügung stellen. Die kommentierten Header-Dateien zu diesen Klassen befinden sich ebenfalls in Anhang [B](#). Analog zu den CF-Modulen stellt auch hier der Eventbuilder

sicher, dass bei Beginn der Datennahme die Schwellen und Pulsbreiten der Diskriminatoren korrekt gesetzt werden.

Auslese und Konfiguration der TDCs und Scaler: Da die CATCH-TDCs bereits am Crystal-Barrel-Experiment eingesetzt wurden, konnte hier auf existierende Software zurückgegriffen werden. Aufgrund technischer Eigenheiten der TDCs, erfolgt ihre Konfiguration nur bei Start des lokalen Eventbuilders und nicht vor jeder Datennahme. Für den verwendeten SIS 3820 VME Scaler wurde eine neue Klasse zur Auslese entwickelt und auch sie in die Datennahme integriert.

Steuerung des Lichtpulsers: Das Crystal-Barrel-Kalorimeter und auch der Vorwärtsdetektor verfügen über ein Lichtpulsersystem zur Relativeichung der Kristalle [Bös06]. Dies besteht aus einer Blitzlampe, deren Licht über Lichtleiter in die Kristalle eingekoppelt wird. Zur Regulierung der Intensität können verschiedene Abschwächungsfilter vor die Lampe gefahren werden. Da die Elektronik des Lichtpulsers sehr kompakt ist, wurde sie ebenfalls im Rack des Vorwärtsdetektors untergebracht. Aus diesem Grund erfolgt die Steuerung auch über den Eventbuilder. Die Funktionen der zwei CAMAC-Module des Lichtpulsers wurden in einer Klasse abstrahiert und getestet. Hiermit ist die Kontrolle der kompletten Funktionalität dieses Systems erreicht worden. Diese Implementation wird mit Erfolg am jetzigen Experiment eingesetzt.

Erweiterung der DAQ

Im Rahmen der Entwicklung der oben vorgestellten Softwarekomponenten wurden weitere strukturelle Verbesserungen und Erweiterungen der Datennahme-Software implementiert:

Einführung eines XML-basierten Konfigurationssystems: Um die Konfiguration der Hardwaremodule des Experiments zu standardisieren wurde ein XML¹⁴-basiertes Format für Konfigurationsdateien entwickelt. Jedem Modul wurde ein definierter XML-Tag zugewiesen, dessen Attribute die möglichen Konfigurationsparameter aufnehmen. Das Einlesen dieser Informationen geschieht über die Klasse `xmlini`, die die Funktionen zum Öffnen und Analysieren der Konfigurationsdateien zur Verfügung stellt. Zum Beispiel werden die WASA-Diskriminatoren des Vorwärtsdetektors über den folgenden Tag initialisiert:

```
<WASADISC_0_base=0x0_branch=0_address=0_configfile=10-30mV.cfg_enabled=1/>
```

¹⁴XML = eXtensible Markup Language

Aus diesem Tag extrahiert die Modulklassse dann selbstständig die für die Konfiguration notwendigen Attribute. Gleichzeitig wird überprüft, ob alle notwendigen Attribute vorhanden sind, ansonsten bricht das Programm mit einer Fehlermeldung ab. Ein weiterer Vorteil dieses Ansatzes ist, dass XML Dateien sehr robust gegenüber unnötigen Leerzeichen und Zeilenumbrüchen sind. Damit wird die Fehlerwahrscheinlichkeit der Konfigurationsdateien erheblich gesenkt. Für den direkten Einsatz in hardwarenahen Bereichen wurde die Funktionalität in der Klasse `daqmodule` weiter gekapselt. Sie dient als Basis für alle Klassen, die Elektronikmodule steuern.

Abstraktion der Software vom verwendeten CAMAC-Controller: Da im Experiment verschiedene CAMAC-Controller verwendet werden, deren Ansteuerung systemspezifisch ist wurde die Klasse `camacinterface` entwickelt, die die Hardware von der Software abstrahiert und ein stabiles Interface zum Ansprechen der verschiedenen Controller zur Verfügung stellt.

Vereinheitlichung der CAMAC-Klassen: Die Verwendung von CAMAC-Modulen geschieht, wie bereits erwähnt, über Funktionsaufrufe, die für das jeweilige Modul eine spezifische Funktion ausführen. Um den Einstieg in die Programmierung, besonders für Diplomanden, zu vereinfachen, wurden alle vorhandenen Module durch Klassen gekapselt, indem sie die CAMAC-Befehle vor dem Anwender verbergen und die Funktionen der Module, wie z.B. „Lese Kanal 0“, direkt zur Verfügung stellen. Dies erhöht die Lesbarkeit des Quelltextes und führt zu einem strukturierten Programmierstil. Weiterhin wurde die Klasse `camacmodule` implementiert, die für die Konfiguration eines CAMAC-Moduls die notwendigen Schnittstellen bereitstellt.

Vereinheitlichung der VME-Klassen: Analog zu den CAMAC-Klassen wurde auch hier eine gemeinsame Struktur für alle hardwarenahen Klassen geschaffen, und die bestehenden Modulsteuerungen auf diese umgesetzt.

Entwicklung einer Simulation für das Analysepaket Explora

Die Auswertung der experimentellen Daten des CBELSA/TAPS Experiments erfolgt mittels des im HISKP entwickelten Analyseframeworks EXPLORA. Dieses modulare Softwaresystem bietet ein Grundgerüst zur Datenanalyse und kann über definierte Schnittstellen erweitert werden. Im Rahmen dieser Dissertation wurde eine akkurate Simulation der in diesem Kapitel vorgestellten Hardware erstellt. Diese Softwarekomponente wurde als zur Laufzeit ladbares Plugin realisiert, das bei Bedarf eingebunden werden

kann. Dies ermöglicht es die für die Hardware erstellten Binärdateien einzulesen und bietet somit die gleiche Flexibilität wie die tatsächliche Hardware. Hiermit können die exakten Auswirkungen des Clustertriggers simuliert werden. Dies dient sowohl zur Kontrolle der korrekten Funktion der Clustertrigger-Hardware als auch zur Bestimmung der (Rekonstruktions-)Effizienz. Hierauf wird im folgenden Kapitel noch vertiefend eingegangen.

8 Leistungsfähigkeit des Detektorsystems

Der Vorwärtsdetektor, inklusive der Clusterlogik, umfasst verschiedene Komponenten, die für ihren Einsatz am Experiment aufgebaut wurden. Zur effizienten Datennahme mussten die Einzelkomponenten geeicht und aufeinander abgeglichen werden. Dies wird im folgenden Abschnitt vorgestellt. Anschließend werden die einzelnen Detektorkomponenten hinsichtlich ihrer Performance untersucht.

8.1 Eichung

Für die Effizienz des Clusterfindersystems ist es, bedingt durch seine Arbeitsweise, essentiell, die Diskriminatorschwellen für den Clustertrigger möglichst homogen einzustellen. Da jedoch, wie in Abschnitt 7.5 bereits vorgestellt, die verwendeten WASA-Diskriminatoren keine individuelle Einstellung der Schwellen pro Kanal ermöglichen, mussten die Pulshöhen der Photomultipliersignale auf einen homogenen Wert abgeglichen werden. Hierbei war es nicht möglich für alle Photomultiplier die gleiche Spannung zu verwenden, da diese aus verschiedenen Baureihen und Serien unterschiedlichen Alters stammen. Diese gebrauchten Röhren weisen dementsprechend sehr unterschiedliche Charakteristiken auf.

Der erste Schritt zur Eichung war die Feineinstellung der Analogkette des Vorwärtsdetektors. Da das Signal vom Experiment zu den ADCs über eine Strecke von 50 m übertragen werden muss, ist die bereits im vorigen Kapitel vorgestellte Driver/Shaper-Architektur nötig. Bei Inbetriebnahme des Systems stellte sich heraus, dass aufgrund der Masseverbindung zwischen Experimentierhalle und PHOENICS-Halle, eine inakzeptable Störung mit der Netzfrequenz von 50 Hz auf das Signal aufmoduliert war. Deshalb wurden die Shaper dahingehend modifiziert, dass die Masse durch Längskondensatoren von den Shapern entkoppelt wurde. Da es sich bei den verwendeten ADCs um ladungssensitive Modelle handelt, bieten die Shaper die Möglichkeit eine Offsetspannung einzustellen, um an die ADCs eine negative Baseline zu liefern. Diese musste für jeden Kanal so justiert werden, dass der digitalisierte Wert ohne Signal (Pedestal) im Bereich von 150 bis 200 Einträgen liegt. Diese Einstellung erfolgt über Drehpotentiometer an

den Shapermodulen. Da diese jedoch sehr sensitiv auf kleinste Berührungen reagieren (eine halbe Umdrehung überdeckt den gesamten dynamischen Bereich des ADCs), war dieser Vorgang mit äußerster Sorgfalt durchzuführen. Das Resultat dieses Abgleichs ist in Abbildung 8.1 gegeben.

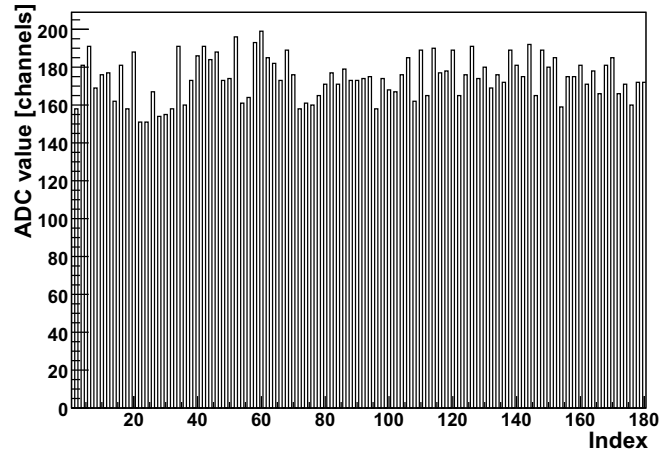


Abbildung 8.1: Pedestalverteilung der Kristalle

Nach erfolgreichem Abgleich wurde aus dem für die Analogkette festgelegten Energiebereich, eine statische Kalibrationstabelle erstellt, welche eine Umrechnung der ADC-Einträge, nach Abzug des oben eingestellten Offsets, in die Energiedeposition erlaubt. Diese statische Kalibration ist dann für die weitere Eichung verwendet worden, da sie einen direkten Vergleich der Hardwarekanäle erlaubt. Für die Datenanalyse wird eine dynamische Kalibration verwendet (für weitere Details siehe [Mül07]).

Bedingt durch den großen Energiebereich, den die Kristalle abdecken sollen, ist es nicht möglich, eine Eichung mit einer Quelle vorzunehmen, da das Ansprechverhalten der Photomultiplier nicht linear ist [Pho99] und somit kein Abgleich bei niedrigen Energien durchgeführt werden kann. Um dieses Problem zu umgehen, musste, da keine ausreichend starke Quelle¹ zur Verfügung stand, und die Eichung über kosmische Strahlung aus Zeitgründen nicht durchführbar war, eine andere Vorgehensweise gefunden werden. Aus diesem Grund wurde beschlossen, die Absoluteichung mittels hochenergetischer minimalionisierender Teilchen (MIPs), hauptsächlich über Sekundärprozesse erzeugte Myonen, am Strahl im Experiment durchzuführen. Diese durchschlagen den Kristall und deponieren somit eine spezifische Energie. Wie in Tabelle 3.1 angegeben, beträgt

¹Für den ursprünglichen Aufbau des Crystal-Barrel Detektors wurde eine Plutonium-Quelle zur Eichung verwendet.

die mittlere Energiedeposition für solche MIPs $5,6 \text{ MeV/cm}$. Für die Kristalle des Typs 11 und 12 mit ihrer Länge von 30 cm , ergibt sich hiermit eine Deposition von $\approx 167 \text{ MeV}$. Durch die abgeschrägte Form des Kristalls vom Typ 13, kann hier nur eine mittlere aus den geometrischen Abmessungen abgeleitete Durchgangslänge angegeben werden. Diese beträgt 28 cm und führt zu einer mittleren Energiedeposition von 157 MeV . Da dies nur ein geometrischer Mittelwert ist, muss für die Daten mit einer deutlichen Verbreiterung des minimalionisierenden Peaks gerechnet werden.

Aus den genommenen Daten wurden diejenigen Treffer im Vorwärtsdetektor isoliert für die als Clustergröße Eins rekonstruiert wurde. Die gesamte Energie wurde dabei in nur einem Kristall deponiert, was eine typische Signatur für MIPs ist, da diese keine elektromagnetischen Schauer erzeugen. Weiterhin wurde gefordert, dass die den Kristallen vorgelagerten Plastikszintillatoren ein Signal für ein geladenes Teilchen geliefert haben.

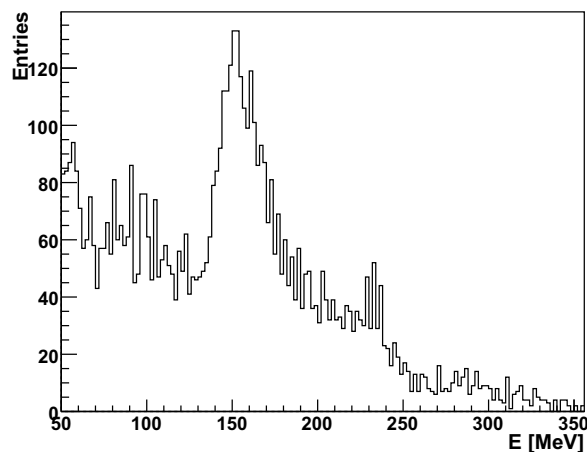


Abbildung 8.2: Energieverteilung eines Kristalls nach Schnitt auf minimalionisierende Teilchen

Mit den so gewonnenen Daten wurde für jeden Kristall die Energieverteilung aufgetragen (vergl. Abb. 8.2). Nach Auswertung dieser Peakpositionen wurden die Hochspannungen der einzelnen Photomultiplier angepasst. Dieser iterative Vorgang wurde solange wiederholt, bis sich alle Peaks auf $\pm 3 \text{ MeV}$ des Sollwertes befanden (vergl. Abb. 8.3). Die resultierenden Spannungen weichen von der vorgesehenen Nominalspannung von 1350 V um bis zu $\pm 150 \text{ V}$ ab. Als Referenz sind die eingestellten Spannungen in Tabelle C.5 im Anhang aufgeführt.

Nach erfolgtem Abgleich der Kristalle, konnten die Schwellen der Diskriminatoren angepasst werden. Die Softwareschwelle der Datenanalyse liegt bei 20 MeV . Dies ist somit

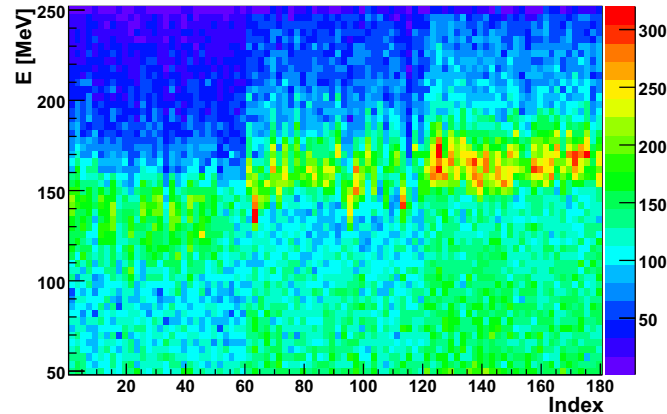


Abbildung 8.3: Übersicht über die abgeglichenen Detektorkristalle

die maximale Sollschwelle des Clusterfindersystems. Aus den Simulationen ergibt sich eine (theoretisch) optimale Schwelle von 15 MeV. Bedingt durch die besondere Bauart der Diskriminatoren (vergl. Kapitel 7.5), ließen sich auch hier die Schwellen nicht durch einfaches Ausmessen der Amplituden bestimmen. Es wurden mehrere Schwellenkonfigurationen bei der Datennahme am Strahl getestet. Die Bestimmung der Schwellen erfolgte über die Bedingung, dass nur diejenigen Energiewerte in ein Histogramm eingetragen werden, für die auch ein TDC-Eintrag existiert. Die lässt eine exakte Bestimmung der Schwellen zu, da die TDC-Signale von den WASA-Diskriminatoren erzeugt werden.

Bei der Datennahme im Experiment erwiesen sich diese Schwellen jedoch wegen der herrschenden Untergrundverhältnisse als zu niedrig, was sich in einer sinkenden Effizienz auf hadronische Ereignisse bemerkbar machte (vergl. Kapitel 8.4). Deshalb wurde beschlossen die Schwellen des Clusterfinder-Systems auf 25 MeV anzuheben. Die resultierende Verteilung der Diskriminatorschwellen ist in Abbildung 8.4 gegeben. Dies ist die in der aktuellen Datennahmephase verwendete Konfiguration.

Hieraus resultiert für die Kristalle, mit der bereits oben erwähnten statischen Kalibration, eine mittlere Schwelle von $25,9 \pm 1,5$ MeV. Diese Einstellung erfüllt die oben genannten Anforderungen und liefert die optimale, in vertretbarer Zeit realisierbare Präzision, da alle Eichmechanismen auf abgeleiteten Größen basieren, die notwendigen Messungen sehr zeitaufwändig sind und direkt von der dem Experiment zur Verfügung stehenden Strahlzeit abgehen.

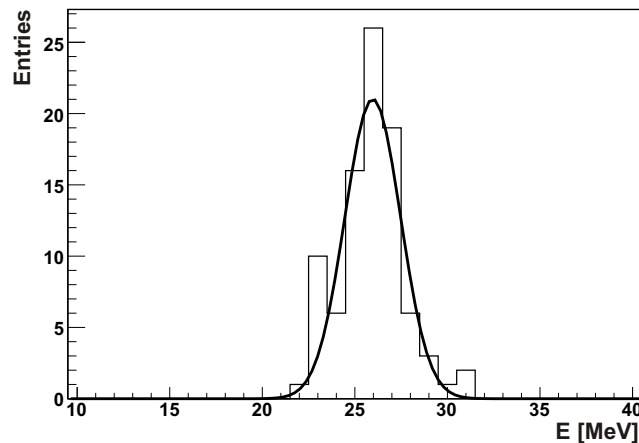


Abbildung 8.4: Schwellenverteilung des Clusterfinder-Systems

8.2 Zeitverhalten

Eine Designvorgabe des 1st-Level Clustertriggers war eine Gesamtentscheidungszeit von ≤ 250 ns. Die Gesamtentscheidungszeit aller Komponenten setzt sich wie folgt zusammen:

WASA-Diskriminatoren	20 ns
Signalkabel	6 ns
Clusterfinder Stufe 1	35 ns
Clusterfinder Stufe 2	35 ns
Signalkabel	4 ns
MECL-NIM Wandler	5 ns
Head-Tail-Filter	20 ns
Haupttriggerleitung (20 m)	100 ns
Summe	225 ns

Somit wird dieses Designkriterium vom entwickelten System erfüllt und bietet einen, wenn auch begrenzten, Spielraum für Erweiterungen. Neben der Gesamtentscheidungszeit ist Zeitstabilität ein wichtiges Kriterium, da sie die erreichbare Zeitauflösung bestimmt. Diese hängt von mehreren Faktoren ab:

- Jitter des Haupttriggers
- Jitter des Clusterfinders
- Jitter der Clusterfinder-Einzelkanäle

- (Energieabhängiger) Jitter der Einzelkristalle/Diskriminatoren
- Jitter/Abgleich der Kristalle relativ zueinander
- Jitter des Taggers für energiemarkierte Ereignisse

Der Jitter des im Rahmen von [Win06] entwickelten Haupttriggers, beläuft sich auf 65 ps. Dieser liegt unter der Auflösung der für den Vorwärtsdetektor verwendeten TDCs und hat damit praktisch keine messbaren Auswirkungen auf das Zeitverhalten des Systems.

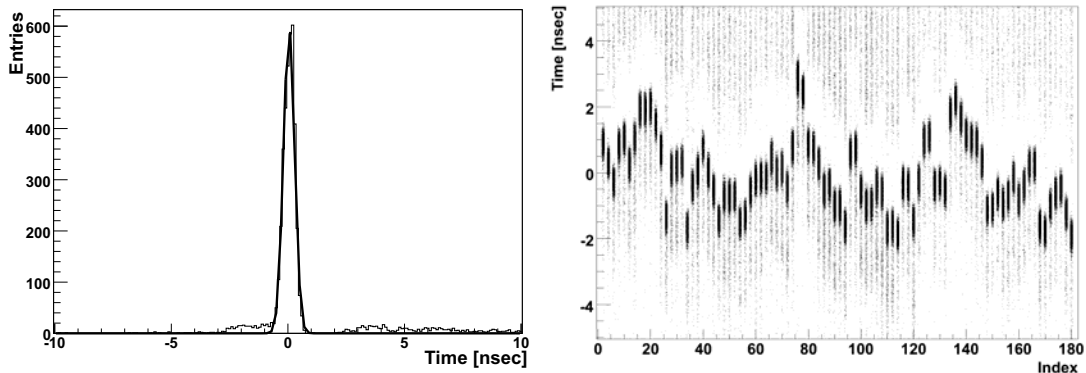


Abbildung 8.5: [LINKS:] Elektronische Breite eines Einzelkanals
[RECHTS:] Elektronische Streuung des Systems

Die elektronische Breite der Einzelkanäle wurde mit Hilfe eines Selbsttriggers auf einen Cluster im Vorwärtsdetektor bestimmt. Hierbei wurde zusätzlich gefordert, dass im ganzen Detektor nur ein Kristall angesprochen hat. Mit dieser Bedingung beeinflussen nur die Schwankungen des Clusterfindersystems und des Haupttriggers die Breite des Zeitsignals. Für die Einzelkristalle ergibt sich eine intrinsische Breite mit einem σ von 0,235 ns (s. Abb. 8.5 links). Diese Breite ergibt sich aus dem internen Jitter der verwendeten Komponenten und ist dem Systemdesign inhärent. Die zweite Größe, die mit dieser Methode untersucht werden kann, ist die zeitliche Streuung der Laufzeiten der Kristallelektronik relativ zueinander. Diese ist ebenfalls ein Effekt der Bauteiltoleranzen, da die verwendeten Kabel auf eine Toleranz von $\leq 0,5$ cm gefertigt wurden, sodass hieraus keine messbare Verschiebung resultieren kann. Das Spektrum zeigt eine Gesamtbreite mit einem σ von 1,17 ns (s. Abb. 8.5 rechts). Da diese Verschiebung jedoch intrinsisch und damit unabhängig von äußeren Bedingungen ist, kann diese durch eine spätere Kalibration/Verschieben der Zeitwerte in der Analyse kompensiert werden. Hiermit reduziert sich der Gesamtjitter des Clusterfindersystems auf die bereits oben vorgestellte intrinsische Breite der Einzelkanäle. Das korrigierte Spektrum ist in Abbildung 8.6 gegeben.

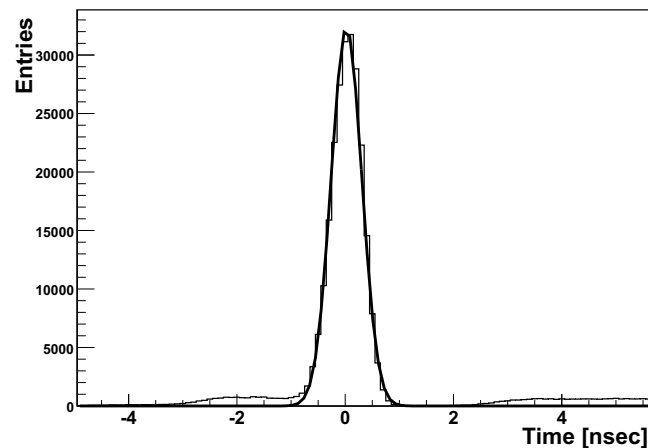


Abbildung 8.6: Korrigierte elektronische Breite des Gesamtsystems

Ein weiterer Effekt, der das Zeitverhalten des Gesamtsystems beeinflusst, ist der intrinsische Jitter der CsI(Tl)-Kristalle. Dieser ist mit einem σ von 5,6 ns (s. Abb. 8.7), für monoenergetische Anregung im Vergleich zu den anderen Komponenten relativ groß. Die Ursache hierfür liegt in der, mit $7 \mu\text{s}$, großen Zeitkonstante des Szintillationsmaterials. Da die Lichterzeugung und Lichtsammlung statistische Prozesse sind, sind diese Kenngrößen direkt proportional zur Zeitkonstanten.

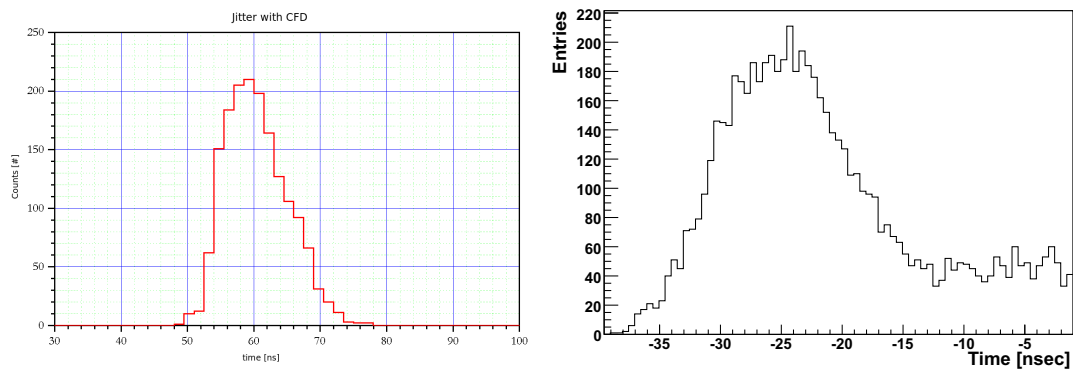


Abbildung 8.7: Intrinsischer Kristalljitter eines CsI(Tl)-Kristalls:

[LINKS:] Bei monoenergetischer Anregung [QUELLE: D. BAYADILOV]

[RECHTS:] Aus Daten über den gesamten Energiebereich

Um dies zu kompensieren, wurden die in Abschnitt 7.5 vorgestellten Diskriminatoren verwendet. Sie ermöglichen es, zeitstabilisiert auf den Fuß des negativen Pulses zu triggern. Da sich der gemessene Jitter auf den kompletten Anstieg bezieht, kann durch diese Art der Diskriminierung eine deutliche Reduktion des Jitters erzielt werden. In

Abbildung 8.7 (rechts) ist das Rohspektrum eines Kristalls gezeigt, welches aus Produktionsdaten extrahiert wurde. Im Gegensatz zur linken Abbildung, ist in diesem Bild das Zeitverhalten ohne Schnitt auf eine bestimmte Energie aufgeführt. Hierbei fällt auf, dass durch verwendeten Diskriminatoren eine Verbreiterung des Zeitpeaks vermieden wird.

Auch in dieser Stufe tritt ein relativer Versatz der Kristalle zueinander auf. Dieser ist primär mit den zum Teil stark unterschiedlichen Hochspannungen der Photomultiplerröhren zu erklären. Diese sind notwendig, um ein homogenes Pulshöhen-/Energiespektrum für den Gesamtdetektor zu erzielen. Als Konsequenz zeigen die Photomultiplier ein unterschiedliches Ansprechverhalten. Die relative Verschiebung beträgt ca. $2,5 \text{ ns}/100 \text{ V}$. Die Breite des Spannungsspektrums der verwendeten Photomultiplier beträgt $\approx 250 \text{ V}$, mit einer mittleren Spannung von 1375 V und einem σ von $51,5 \text{ V}$. Weiterhin weisen die Kristalle, produktionsbedingt, ebenfalls ein leicht unterschiedliches Ansprechverhalten auf. In Abbildung 8.8 (links) ist die Summe der Zeiten der einzelnen Kristalle aufgetragen. Da die oben genannten Effekte ebenfalls intrinsisch sind, kann dies über eine Softwarekalibration korrigiert werden, was die Breite des Gesamtspektrums auf die Breite eines Einzelkristalls reduziert. Das resultierende Spektrum ist in Abbildung 8.8 (rechts) gegeben.

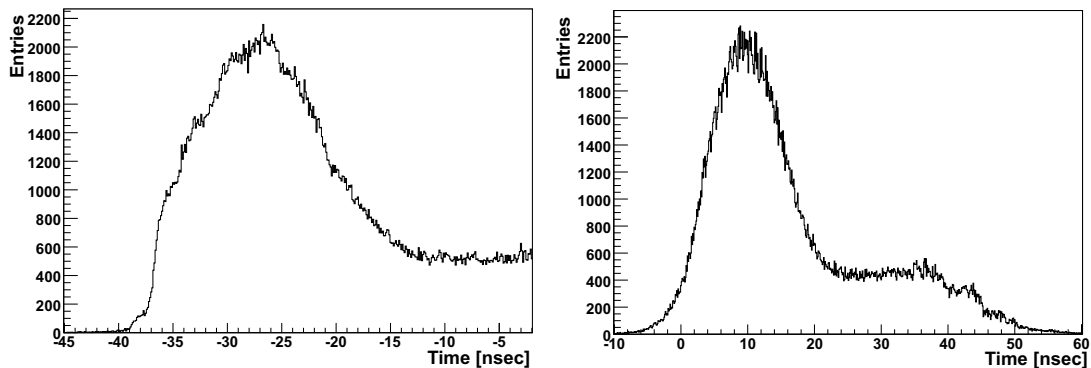


Abbildung 8.8: Relatives Kristalltiming:

[LINKS:] Rohspektrum [RECHTS:] Korrigiertes Spektrum

Um die Form dieses Spektrums zu verstehen, wurde zusätzlich das Zeitverhalten der Kristalle in Abhängigkeit von der deponierten Energie untersucht. Wie in Abbildung 8.9 (links) zu sehen, treten zwei grundsätzliche Effekte auf, die die Breite des Kristallsignals beeinflussen. Zum einen ist ein deutlicher energieabhängiger Time-Walk zu beobachten. Dieser kann ebenfalls durch eine energieabhängige Zeitkalibration korrigiert werden. Zum anderen fällt eine Verbreiterung des Zeitspektrums für Energien unterhalb von 50 MeV auf. Diese ist darauf zurückzuführen, dass die Zeitstabilisation der verwen-

deten Diskriminatoren für diese kleinen Pulshöhen noch nicht vollständig greift und die Lichtausbeute der CsI-Kristalle für diese niedrigen Energien sehr gering ist. Weiterhin hat der statistische Prozess der Lichtsammlung einen sichtbaren Einfluss, was ebenfalls zu der beobachteten Verbreiterung beiträgt. Das Ergebnis der Softwarekalibration ist in Abbildung 8.9 (rechts) gegeben.

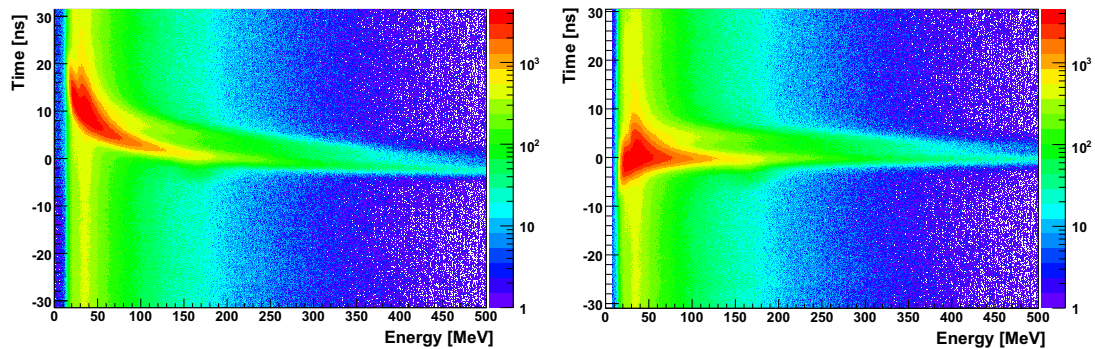


Abbildung 8.9: Energieabhängiges Zeitverhalten der Kristalle:
[LINKS:] Rohspektrum [RECHTS:] korrigiertes Spektrum

Unter Berücksichtigung aller vorgestellten Korrekturen, ergibt sich für den Gesamtdetektor eine Zeitauflösung mit einem σ von 1,5 ns. Die Abbildungen 8.10 links/rechts geben einen detaillierten Überblick über die erzielte Auflösung. Hierbei fällt auf, dass der Zeitpeak nicht symmetrisch ist, sondern auf der rechten Seite eine Schulter aufweist. Diese entsteht durch die Überlagerung zweier Peaks, auf deren Herkunft in Abschnitt 8.5 näher eingegangen wird. Zur Bestimmung der Peakbreite wurde deshalb nur die linke Seite des Peaks mit einer Gaussfunktion gefittet.

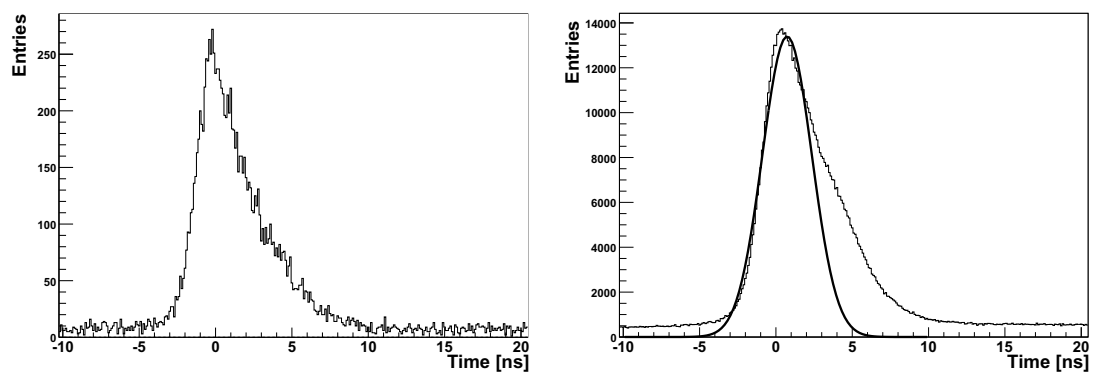


Abbildung 8.10: Zeitverhalten des Gesamtsystems:
[LINKS:] Einzelkristalle [RECHTS:] Summenspektrum

8.3 Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz

Die Bestimmung der Effizienz des Clusterfindersystems erfolgt auf mehreren Ebenen. Zum einen kann die korrekte Funktionsweise der Hardware überprüft werden, indem die tatsächlich aufgenommenen Pattern mit der im Rahmen dieser Arbeit (vergl. Absch. 7.7) erstellten Simulation verglichen werden.

Hierbei werden die aus der Simulation erhaltenen Multiplizitäten mit dem tatsächlichen Triggersignal, welches in dedizierten TDC-Kanälen aufgenommen wird, verglichen. Dabei ist zu beachten, dass für alle Signale Zeitschnitte auf die jeweiligen Promptpeaks der zeitlichen Verteilungen, sowohl der Trigger-TDCs, als auch der Kristall-TDCs, vorgenommen wurden. Es wurde versucht, ein möglichst optimales Schnittkriterium zu finden, was sich allerdings aufgrund der im vorherigen Kapitel vorgestellten zeitlichen Breite, deren nachträgliche Softwarekorrekturen für die Triggerelektronik nicht relevant sind, schwierig gestaltet und in Zeitfenstern von 60 ns bzw. 120 ns resultiert. Zur Bestimmung der Effizienz wurde ein Datensatz verwendet, bei dem der Clusterfinder nicht Teil der Triggerbedingungen war. Somit ist gewährleistet, dass die Effizienz unabhängig vom Clusterfinder bestimmt werden kann.

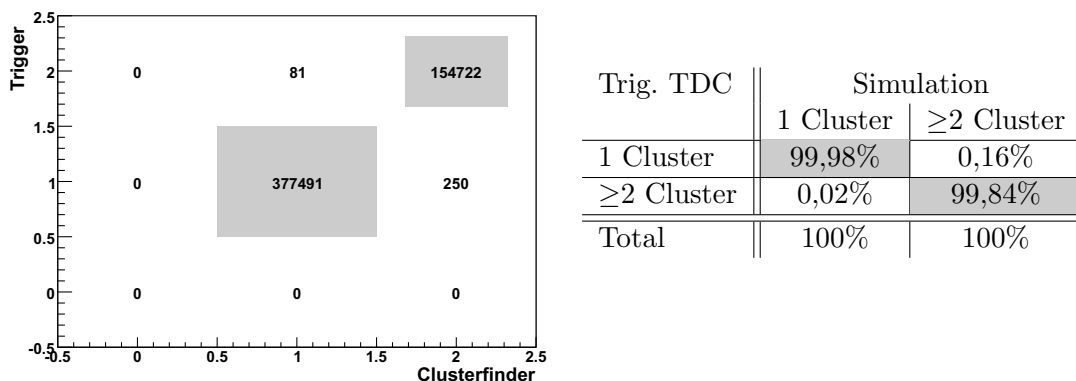


Abbildung 8.11: Ansprechwahrscheinlichkeit des Clusterfinder-Systems:

[LINKS:] Plot simulierte Clusterentscheidung gegen Triggerentscheidung
 [RECHTS:] Absolute Ansprechwahrscheinlichkeit in Zahlen

Wie Abbildung 8.11 zu entnehmen, beträgt die totale Ansprechwahrscheinlichkeit der Clusterfinder Hardware 100%. Das heißt, dass zu jedem anliegenden Signalpattern tatsächlich ein Triggersignal erzeugt wird. Jedoch ist das Ergebnis der Simulation nicht immer identisch mit der tatsächlichen Triggerentscheidung. Dies resultiert aus den oben genannten Zeitschnitten, auf die insbesondere der ≥ 2 Cluster-Trigger reagiert, da hier mindestens zwei Kristalle angesprochen haben müssen, was in einer Verbreiterung des

Promptpeaks des Triggers resultiert. Unter diesem Gesichtspunkt ist die erzielte Hardware-Effizienz von 99,98% beziehungsweise 99,84% sehr zufriedenstellend.

Die Bestimmung der Effizienz des Clusterfindersystems bezüglich der Datenanalyse erfolgt in mehreren Schritten, die im Folgenden erläutert werden. Das Analysepaket EXPLORA verwendet zur Teilchenrekonstruktion drei Schritte, die exklusiv auf den mit den ADCs gemessenen Werten basieren. Eventuell zusätzlich vorhandene Zeitinformationen werden nur den Daten zugeordnet und nicht zur Rekonstruktion eingesetzt. Diese Rekonstruktionsebenen gliedern sich wie folgt:

Cluster: Beim Clustering werden zusammenhängende Bereiche von Kristallen, die einen Energieeintrag aufweisen, zu einem Cluster zusammengefasst. Hierbei werden zwei verschiedene Schwellen verwendet. Zum einen wird über die sogenannte Zentral-kristallschwelle (in der Regel 20 MeV) die Minimalenergie festgelegt, die mindestens ein Kristall des Clusters aufweisen muss, damit das Clustering gestartet wird. Zum anderen bestimmt die Kristallschwelle, ab welchem Energieeintrag ein Kristall für das Clustering berücksichtigt werden soll (i.d.R. 1 MeV).

PEDs: Bei der Bestimmung der PEDs² werden die im vorigen Schritt gebildeten Cluster auf lokale Maxima hin untersucht. Dies hat das Ziel, überlappende Cluster zweier unterschiedlicher Teilchen zu trennen. Auch hier werden als Unterscheidungskriterium zwei Schwellen verwendet, die analog zu denen des Clusterings definiert sind. Somit weist jeder Cluster minimal ein PED auf.

Gammas: Der dritte Rekonstruktionsschritt ist in seiner Bezeichnung etwas irreführend, da er die Richtungsfindung des ursprünglichen Teilchens und die Kombination der im vorigen Schritt erhaltenen PEDs mit den restlichen Detektorinformationen durchführt. Zum einen wird hier durch eine gewichtete Mittelung der Energien des PEDs die genaue Teilchenrichtung bestimmt. Zum anderen werden die Ladungsinformationen aus den Plastikszintillatoren oder dem Innendetektor verwendet, um geladene Teilchen/Protonen zu rekonstruieren. Außerdem wird ein erster Energieschnitt durchgeführt, der unphysikalische Ereignisse (z.B. eine Gammaenergie $>3,3$ GeV) verwirft. Somit bezeichnen „Gammas“ hier rekonstruierte Teilchen, egal ob neutral oder geladen.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Clusterfinder-System arbeitet analog zum Clustering der Datenanalyse. Allerdings berücksichtigt die Hardwareimplementation nur eine, verglichen mit den 1 MeV des Clusterings, hohe Schwelle. Mit dieser binären Information ist eine Auflösung lokaler Maxima nicht möglich. Weiterhin beeinflusst die Wahl

²PED = Particle Energy Deposit

der Rekonstruktionsschwellen erheblich die Bestimmung der Effizienz des Clusterfinder-Systems.

Zur Überprüfung der Effizienz des verwendeten Clusteringalgorithmus wurden die Schwellen gemäß der aktuellen Datenanalyse auf 20 MeV für den Zentralkristall und 1 MeV für das Clustering gesetzt. Als Hardwareschwelle wurden die im vorherigen Abschnitt erläuterten Einstellungen verwendet.

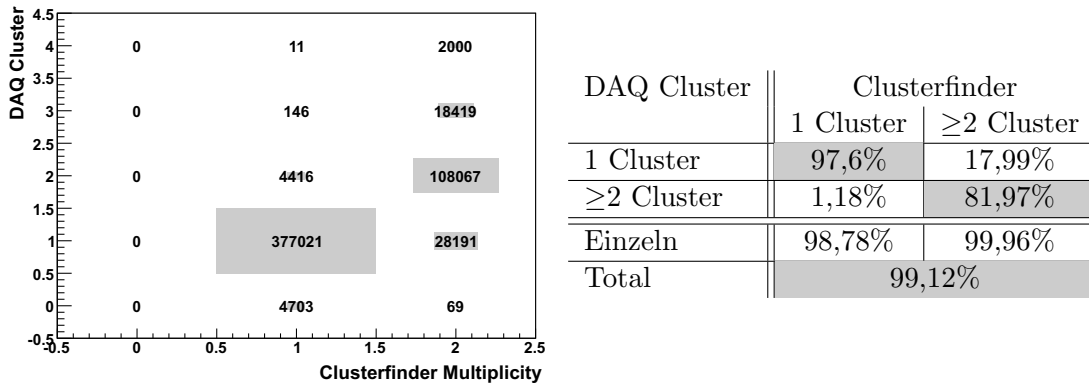


Abbildung 8.12: Effizienz des Clusteringalgorithmus:

[LINKS:] Plot rekonstruierte Cluster gegen Hardwareentscheidung
 [RECHTS:] Absolute Effizienz des Hardwarealgorithmus in Zahlen

Als erster Test wurden die in den TDCs aufgezeichneten Multiplizitätssignale gegen die durch EXPLORA rekonstruierten Clusterzahlen aufgetragen. Bedingt durch die oben vorgestellte Methodik, mit der die Cluster in der Analyse gebildet werden, können zwei Cluster mit einem geringen Abstand (wenige Kristalle) nicht aufgelöst werden. Dies schlägt sich auch in der Rekonstruktionseffizienz nieder (vergl. Abb. 8.12). Für ein Cluster wird eine Effizienz von 97,6% erreicht und bei 1,18% der Ereignisse wird die Clusteranzahl unterschätzt. Für zwei Cluster ergibt sich aus den oben genannten Gründen eine Effizienz von 81,97% und einer Unterschätzung der des Ergebnisses in 17,99% der Ereignisse. Eine weitere interessante Fragestellung ist die absolute Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggersystems im Vergleich zur Rekonstruktion. Hier ergibt sich eine Gesamtansprechwahrscheinlichkeit von 99,12%. Das heißt, dass in 0,88% aller Ereignisse Cluster rekonstruiert werden, ohne, dass der Clusterfinder-Trigger angesprochen hat.

Dies hat seinen Grund, zum einen in den Schwellen der Einzelkristalle, die für den Clusterfinder, bei ca. 25 MeV, und damit über der Rekonstruktionsschwelle von 20 MeV, liegen und zum anderen werden für die Rekonstruktion keine Zeitinformationen aus den Kristallen verwendet, was zur Folge hat, dass auch nicht koinzidente Kristalltreffer

(„Zufällige“) zu Clustern rekonstruiert werden, wohingegen auf das Spektrum des Clusterfinders ein Zeitschnitt angewendet wurde.

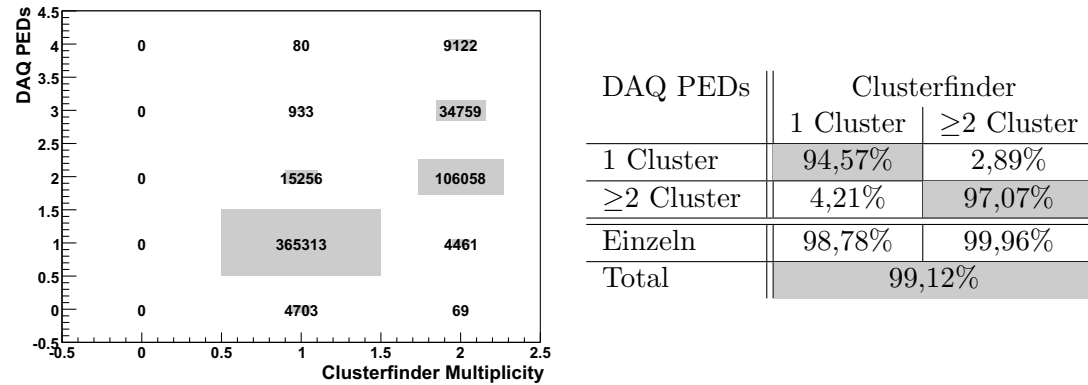


Abbildung 8.13: Effizienz des Clusteringalgorithmus:

[LINKS:] Plot rekonstruierte PEDs gegen Hardwareentscheidung
 [RECHTS:] Absolute Effizienz des Hardwarealgorithmus in Zahlen

Die zweite Größe, mit der die Entscheidung des Clustertriggers verglichen werden kann, sind die rekonstruierten PEDs. Sie bieten, im Unterschied zu den rekonstruierten Clustern die Möglichkeit, auch nahe beieinanderliegende oder überlappende Cluster zu separieren. Hierbei erzielt die Analyse, bedingt durch die Suche nach lokalen Maxima, eine höhere Auflösung als das Clustering. Dies äußert sich besonders in den Werten des Mehrclustertriggers, dessen Effizienz bei den PEDs bei 97,07%, und damit 15% höher als bei den Clustern liegt. Gleichzeitig sinkt die Effizienz der 1 Clusterentscheidung um 3% auf 94,57% (vergl. Abb. 8.13). Die Ansprechwahrscheinlichkeit bleibt hierbei konstant.

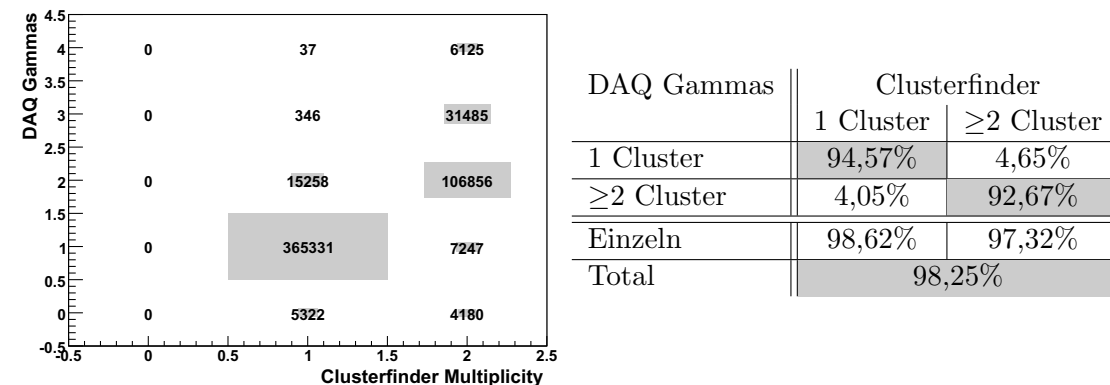


Abbildung 8.14: Effizienz des Clusteringalgorithmus:

[LINKS:] Plot rekonstruierte Gammas gegen Hardwareentscheidung
 [RECHTS:] Absolute Effizienz des Hardwarealgorithmus in Zahlen

Die letzte Größe, die Anzahl der Gammas, stellt bereits einen Abstraktionsschritt von der Hardwareebene dar, da sich die Rekonstruktion von der direkten Zuordnung von Kristallen löst und über gewichtete Fits eine Teilchenrichtung bestimmt wird. Ebenso fließen andere Informationen, wie Energiesumme und Ladung ein. Aufgrund dieser zum Teil von anderen Detektoren gelieferten Informationen, werden einige Ereignisse verworfen, obwohl ein gültiger Cluster- oder PED-Eintrag im Vorwärtsdetektor existiert. Diese Entscheidungen können in der Hardware des Clusterfinders nicht berücksichtigt werden, da die benötigten Zusatzinformationen nicht zur Verfügung stehen, was sich in einer Verringerung der relativen Gesamtansprehwahrscheinlichkeit um ca. 1% auf 98,25% ausdrückt. Somit dient diese Gegenüberstellung als Indikator für die Qualität der mit diesem Trigger zu erwartenden Daten. Abbildung 8.14 zeigt die ermittelten Werte. Die strenge Relation 1 Cluster im Trigger und 1 rekonstruiertes Gamma ist 94,57% aller Ereignisse, bei 4,05% wird die Anzahl der Gammas vom Trigger unterschätzt. Für die den ≥ 2 Clustertrigger werden 92,67% aller CF2 Trigger korrekt detektiert, und bei 4,65% wird die Anzahl der Gammas überschätzt.

Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass die Hardwareimplementation zu 100 Prozent innerhalb ihrer Designparameter funktioniert. Der Vergleich mit den verschiedenen Rekonstruktionsritten der Analyse zeigt eine, unter Berücksichtigung der Fähigkeiten des Hardwarealgorithmus, sehr zufriedenstellende Effizienz, die gleichwertig zu der des Kalorimeter-Clustertriggers FACE (vergl. Absch. 4.4) ist. Durch weitere Optimierungen der Schwellen und Zeitschnittparameter, könnte noch eine Steigerung derselbigen erzielt werden. Dies erfordert weitere umfangreiche Datennahmetests am Strahl.

8.4 Leistungsfähigkeit des Clusterfindertriggers

Seit März 2007 wurden mit dem CBELSA/TAPS Experiment drei große Produktionsstrahlzeiten durchgeführt. Der Clusterfinder des Vorwärtsdetektors wurde in allen Strahlzeiten erfolgreich eingesetzt. Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über die Leistungsfähigkeit des Triggersystems im Produktionseinsatz.

Triggerverhalten und Winkelabdeckung

Die in Kapitel 5 vorgestellten Simulationen stellen eine idealisierte Abschätzung der tatsächlichen Verhältnisse dar, da die Phasenraumverteilung der erzeugten Pionen nicht

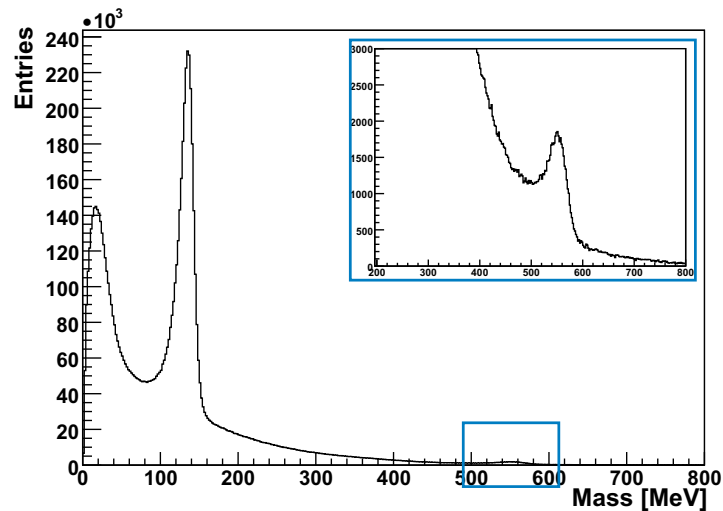


Abbildung 8.15: $\gamma\gamma$ invariantes Massenspektrum (Datennahme: 04.12.2007)

flach ist. Um einen Eindruck vom effektiven Bereich des Vorwärtsdetektortriggers zu bekommen, wurden die Daten eines Tages aus den im Dezember 2007 (04.12.2007) durchgeführten Strahlzeit analysiert und Einfach- π^0 - und Einfach- η -Ereignisse rekonstruiert. Abbildung 8.15 zeigt das $\gamma\gamma$ -invariante Massenspektrum dieser Daten.

Hierbei wurden 2-PED- und 3-PED-Ereignisse rekonstruiert und ein Schnitt auf die Masse des jeweiligen Mesons angewendet. Im Falle von drei PEDs wurde noch ein Schnitt auf die Koplanarität der Teilchen von $\pm 15^\circ$ durchgeführt, bzw. für zwei PEDs auf die Masse des fehlenden Protons mit einer Breite von ± 50 MeV geschnitten. Weiterhin ist noch anzumerken, dass hierbei noch keine Akzeptanzkorrekturen eingeflossen sind, und auch die Kalibration noch nicht abgeschlossen ist. Somit verbleibt ein relativ großer Untergrundanteil in diesen Spektren, wie in Abbildung 8.15 deutlich zu sehen ist. Dieser Untergrund, bei dem es sich primär um Elektron/Positron Paare handelt, erzeugt eine von einem 2-Photon Ereignis nicht unterscheidbare Triggersignatur. Dieser Untergrund ist mit dem jetzigen Triggeraufbau nicht vermeidbar und muss, da dies auf Hardwareebene nicht möglich ist, durch eine eingehende Softwareanalyse abgetrennt werden.

Abbildung 8.16 zeigt, farblich hervorgehoben, die Anzahl der Pion-Ereignisse, an denen der Vorwärtsdetektor als Trigger aktiv beteiligt war. Bei 50,54% der Pionen war ein Photon/Proton im Vorwärtsdetektor und bei 9,63% zwei oder mehr Photonen/Protonen (s. Abb. 8.16). Dies unterstreicht die Wichtigkeit des Vorwärtsdetektors und eines effizienten Clustertriggers. Im Vergleich zu den in Kapitel 5 vorgestellten Simulationen zeigt sich, dass insbesondere auch Pionen detektiert werden, die unter Rückwärtswinkeln emittiert werden. Dies ist auf die in den Simulationen nicht berücksichtigte Proton-

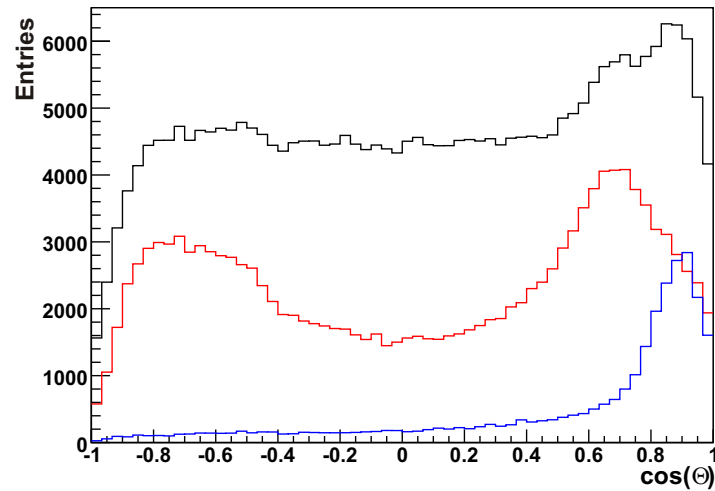


Abbildung 8.16: $\cos(\theta)$ -Verteilung der gemessenen π^0 im CMS:

[SCHWARZ:] Gesamtsignal [ROT:] Ein Teilchen im Vorwärtsdetektor
 [BLAU:] ≥ 2 Teilchen im Vorwärtsdetektor

detektionseffizienz der CsI-Kristalle zurückzuführen. Für Vorwärtswinkel bestätigt sich das aus den (naiven) Simulationen erwartete Ansprechverhalten. Die Überhöhung der ansonsten nahezu flachen Winkelverteilung unter kleinen Vorwärtswinkeln ist zu einem großen Teil auf den noch nicht abseparierten elektromagnetischen Untergrund zurückzuführen.

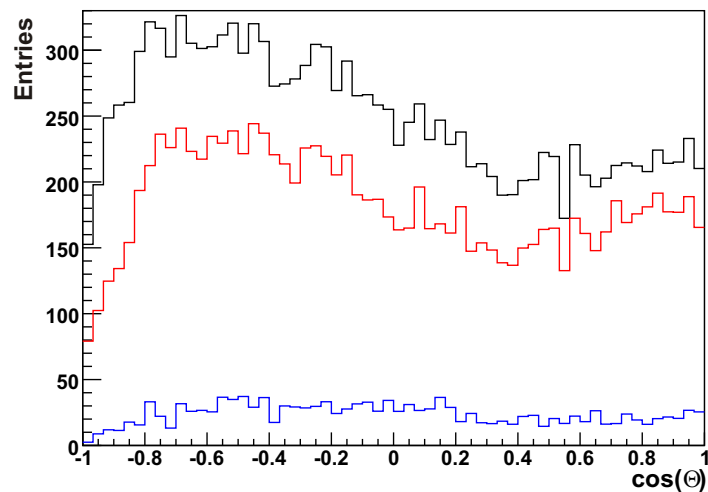


Abbildung 8.17: $\cos(\theta)$ -Verteilung der gemessenen η im CMS:

[SCHWARZ:] Gesamtsignal [ROT:] Ein Teilchen im Vorwärtsdetektor
 [BLAU:] ≥ 2 Teilchen im Vorwärtsdetektor

Bei der in Abbildung 8.17 gezeigten Winkelverteilung ist bei 72,54% aller Ereignisse ein Teilchen im Vorwärtsdetektor registriert worden. Bei 9,9% der Ereignisse waren es zwei oder mehr. Wie aus dem Spektrum der invarianten Masse zu entnehmen, ist der Untergrundanteil bei dieser Verteilung sehr groß, und es sind weitere Schritte nötig, um hier einen direkten Vergleich zu den Simulationen ziehen zu können. Dennoch illustriert bereits dieses Spektrum die Relevanz des Clustertriggers.

Relative Pion-Effizienz

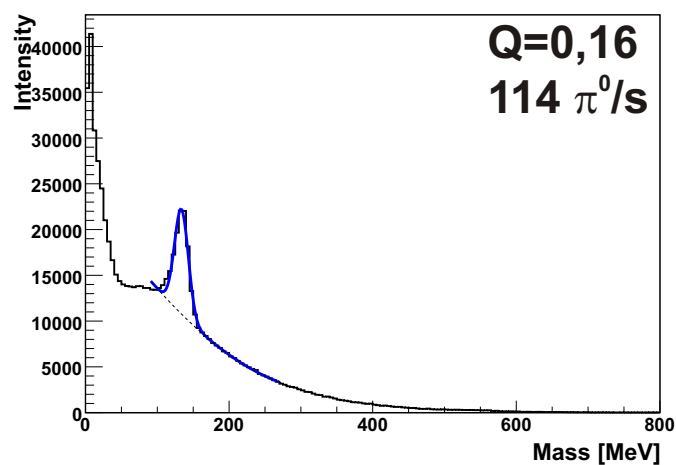


Abbildung 8.18: Pion-Effizienz des Experimenttriggers

Eine weitere Kenngröße für die Wirksamkeit eines Triggers ist die Effizienz bezüglich der Detektion hadronischer Ereignisse im Vergleich zum Untergrund. Um eine grobe Bestimmung dieser Größe vornehmen zu können, wurden für jede einzelne der in Tabelle 6.2 vorgestellten Triggerbedingungen dedizierte Datenfiles aufgenommen und analysiert. Aus der Anzahl der, ausschließlich über ihre $\gamma\gamma$ -invariante Masse identifizierten, Pionen pro Datensatz kann hiermit die „Pion-Effizienz“ Q bestimmt werden (vergl. Abb. 8.18). Sie ist definiert als die Anzahl der Pionen pro aufgenommenen Ereignis in einem Datensatz. Es handelt sich hierbei um keine absolute Kenngröße, da sie von einer Vielzahl externer Faktoren, wie zum Beispiel dem Strahlstrom und dem Targetmaterial beeinflusst wird und die etwaigen Ladungsinformationen von weiteren Subdetektoren nicht berücksichtigt werden. Zusätzlich werden hier alle Pionen gezählt, unabhängig davon, ob sie tatsächlich am Proton oder an anderen Kernen des Targetmaterials produziert wurden. Trotzdem können mit dieser Methode die einzelnen Triggerbedingungen untereinander verglichen werden, um einen Anhaltspunkt für die relative Effizienz derselbi-

gen zu erhalten. Die ebenfalls in den Abbildungen aufgeführte Pionenrate berücksichtigt zusätzlich die tatsächlichen Raten der einzelnen Triggerbedingungen.

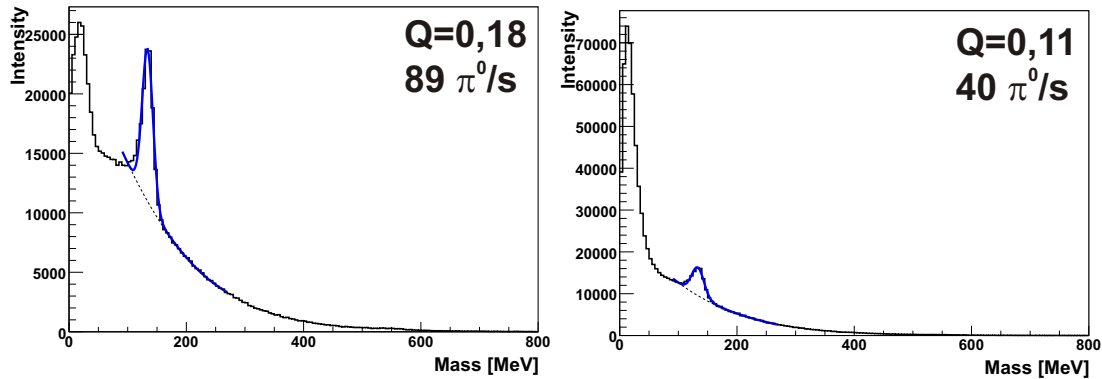


Abbildung 8.19: Pion-Effizienz der Datentrigger:

[LINKS:] CF1+FACE \geq 1+Tagger [RECHTS:] CF2+Tagger

Die durchschnittliche Pion-Effizienz des Gesamttriggers liegt bei ca. 16%. Wie man Abbildung 8.19 entnehmen kann, liegt sie für den CF1-Trigger bei 18% und beim CF2-Trigger bei 11%. Dies liegt darin begründet, dass unter kleinen Winkeln eine deutlich höhere Untergrundrate vorliegt. Dieser (elektromagnetische) Untergrund kann vom Trigger nicht separiert werden. Die einzige Möglichkeit diesen in der Regel niederenergetischen Untergrund zu unterdrücken, ist die weitere Erhöhung der Triggerschwellen, was aber gleichzeitig eine Verringerung der Pion-Akzeptanz zur Folge hätte. Deshalb bilden die jetzigen Einstellungen einen Kompromiss zwischen den beiden Anforderungen. Die Pion-Raten pro Sekunde sind auch von den angebotenen Triggerraten der Detektoren abhängig und somit nicht vollständig vergleichbar. So liegt zum Beispiel die angebotene Triggerrate des CF1-Triggers im Mittel bei 6 kHz und die des CF2-Triggers bei ca. 600 Hz. Analog verhalten sich auch die Relationen der in den experimentellen Daten enthaltenen Triggerentscheidungen. Als Anhaltspunkt kann dienen, dass die gemessene Gesamt-Pion-Rate des Experiments, für die Strahlzeit Dezember 2007 bei circa 115 Pionen pro Sekunde lag.

8.5 Protonrekonstruktion – Pulsformabhängige Teilchenrekonstruktion

Wie in Abschnitt 8.2 bereits gezeigt, ist die zeitliche Verteilung der im Vorwärtsdetektor gemessenen Teilchen asymmetrisch. Diese Asymmetrie lässt sich, wenn man die Zeit

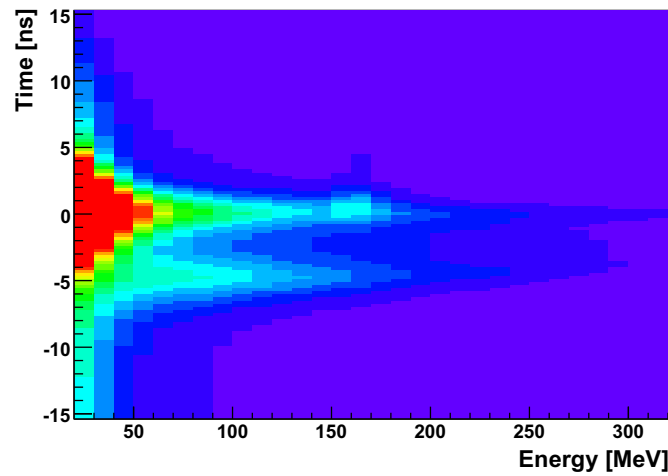


Abbildung 8.20: Energieabhängige Zeitverteilung der im Vorwärtsdetektor detektierten Teilchen

gegen die Energie aufrägt, zu zwei einzelnen Peaks auflösen. In [Abbildung 8.20](#) sind aus einem, während einer Strahlzeit genommenen, Datensatz alle Teilchen eingetragen, die den Vorwärtsdetektor getroffen haben. Hierbei wurde auf der Zeitachse die Differenz zwischen Tagger und Vorwärtsdetektorkristallen aufgetragen. Man erkennt deutlich zwei Bänder, die circa 5 ns separiert vorliegen.

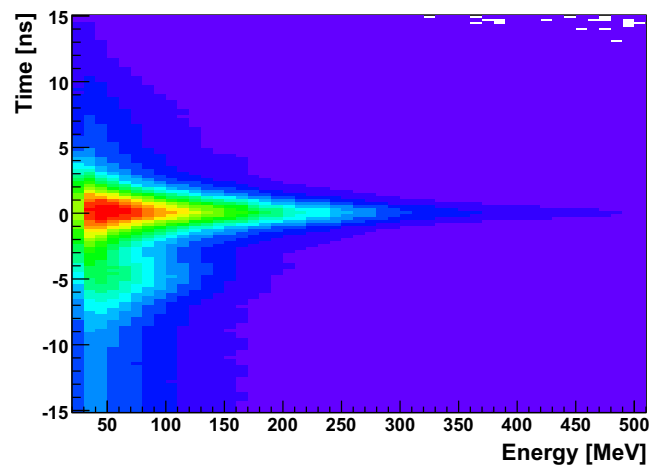


Abbildung 8.21: Energieabhängige Zeitverteilung der im Vorwärtsdetektor detektierten ungeladenen Teilchen

Um die Herkunft dieser Bänder zu untersuchen, wurden verschiedene Schnitte auf die Daten angewendet. In [Abbildung 8.21](#) wurde gefordert, dass die den Kristallen vorge-

lagerten Plastikszintillatoren kein Signal geliefert hatten und es sich folglich um ungeladene Teilchen handelt. Wie deutlich zu erkennen ist, verschwindet das untere Band unter Anwendung dieses Kriteriums fast vollständig. Dies lässt den Schluss zu, dass es sich um geladene Teilchen handeln muss.

In Abbildung 8.22 wurde der entgegengesetzte Schnitt im Vergleich zum vorherigen Bild angewendet, das heißt, es wurden nur Treffer eingetragen, die über andere Detektoren als geladen identifiziert werden konnten. Bei Betrachtung dieses Bildes zeigt sich, dass das obere Band, mit Ausnahme eines Peaks bei circa 165 MeV fast vollständig verschwunden und nur noch das untere Band vorhanden ist. Die Energie des hier beobachteten einzelnen Peaks liegt exakt auf der in Abschnitt 8.1 eingestellten Durchstoßenergie für minimalionisierende Teilchen (vergl. Abb. 8.3).

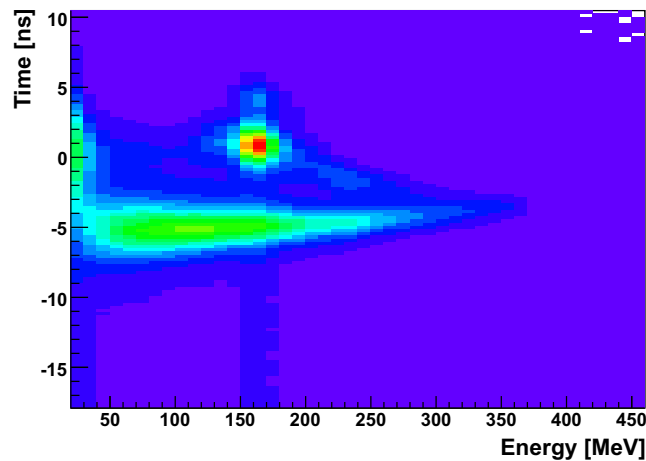


Abbildung 8.22: Energieabhängige Zeitverteilung der im Vorwärtsdetektor detektierten geladenen Teilchen/Protonen

Zur weiteren Untersuchung dieser Systematik wurden als Datensatz nur Ereignisse verwendet, bei denen eine Einfach-Pion-Reaktion rekonstruiert werden konnte, und bei denen das an der Reaktion beteiligte Proton den Vorwärtsdetektor getroffen hat. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.23 zu sehen. Hier zeigt sich, dass an der im vorherigen Bild noch deutlich sichtbaren Position des Peaks bei 165 MeV nahezu keine Einträge mehr vorhanden sind, und das zweite Band dominiert. Dies lässt den Schluss zu, dass Protonen in den Kristallen ein anderes Zeitverhalten aufweisen, als Photonen, respektive Elektronen und Myonen. Ein Flugzeiteffekt kann als Ursache für diesen Zeitunterschied ausgeschlossen werden, da die Flugstrecke zwischen Target und den dem Vorwärtsdetektor nur 30 cm beträgt, was bei einem Proton mit einer kinetischen Energie von 100 MeV, gegenüber Photonen, in einem Zeitversatz von 0,8 ns resultieren würde. Weiterhin kann

auch in den Plastikdetektoren kein Zeitunterschied für verschiedene geladene Teilchen gefunden werden. Somit liegt der Grund für diese Separation im teilchensortenabhängigen Ansprechverhalten der CsI(Tl)-Kristalle, wie es bereits in Abschnitt 3.4 erläutert wurde.

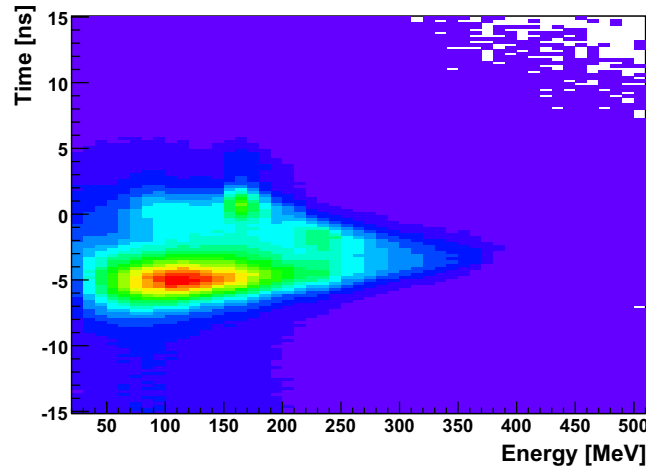


Abbildung 8.23: Energieabhängige Zeitverteilung der im Vorwärtsdetektor detektierten und rekonstruierten Protonen

Der gemessene Zeitunterschied muss im unterschiedlichen Anstiegsverhalten des emittierten Lichts der Kristalle begründet sein. Durch den Aufbau der hier verwendeten Diskriminatoren, wie sie in Kapitel 7.5 vorgestellt worden sind, ergibt sich eine sehr starke Sensitivität auf die Form der ansteigenden Flanke des Signals. Hierdurch eröffnet sich die Möglichkeit zur pulsformabhängigen Diskrimination der Teilchensorte, welches eine zusätzliche Information zur Rekonstruktion von Ereignissen bildet. Diese Art der Pulsformanalyse wird auch bei anderen Detektoren (z.B. TAPS) erfolgreich angewandt. Für ein CsI(Tl)-Kalorimeter wurde für den Energiebereich des CBELSA/TAPS Experiments allerdings noch keine solche Analyse durchgeführt, respektive dieses nicht Verhalten beobachtet. Um die Abhängigkeit der Pulsform von der Teilchensorte weiter zu untersuchen, sollen bald noch zusätzliche Daten mit Flash-ADCs³ genommen werden, um die tatsächliche Pulsform studieren zu können. Zu diesem Thema befindet sich eine Veröffentlichung [FHS+08] in Vorbereitung, welche die Ergebnisse dieser Untersuchungen ausführlich wiedergeben wird.

³Flash-ADC: Ein Analog-Digital Konverter, der die Pulshöhe eines einlaufenden Signals mit einer festen Frequenz abtastet und digitalisiert.

8.6 Erste Daten aus den Produktionstrahlzeiten

Die drei in der jetzigen Experimentphase genommenen Datenblöcke unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Parameter und Zielsetzung. Der erste Datenblock von März/April 2007 wurde mit einem Kohlenstofftarget bei 3,2 GeV Strahlenergie und unpolarisiertem Strahl genommen. Die Zielsetzung dieser Strahlzeit ist die Untersuchung von ω -Mesonen im Kern. Bereits aus früheren Experimentphasen gibt es Daten zu diesem Thema [Trn05], die jetzt in einer weiteren Untersuchung vertieft werden [Mak09]. Die Auswertung und Analyse wird in Gießen durchgeführt.

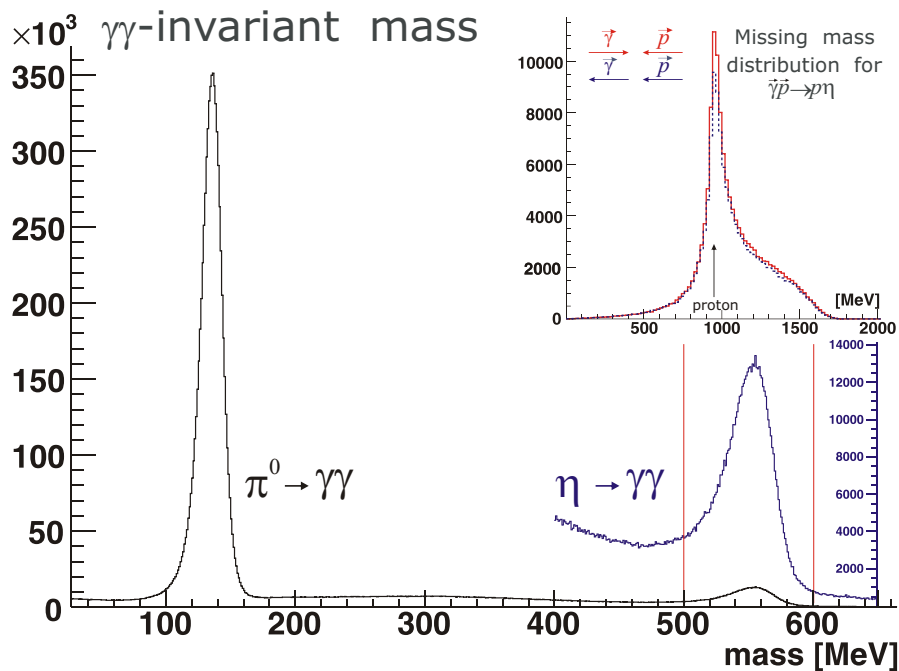
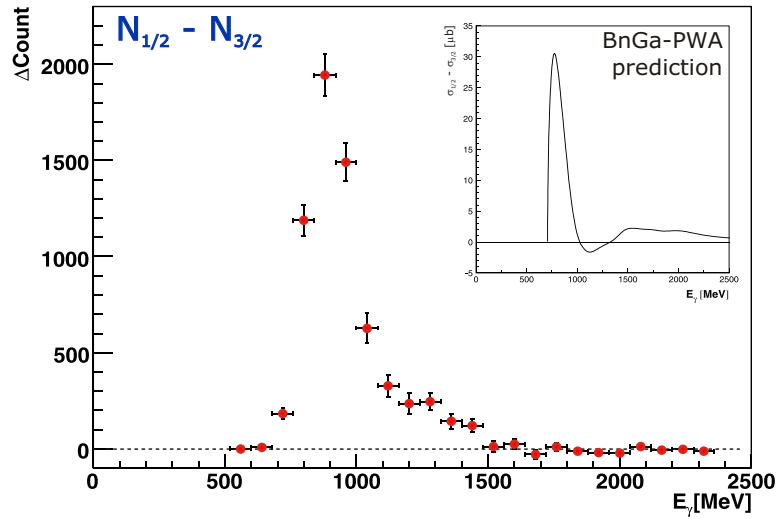


Abbildung 8.24: Das π^0 - und η -Signal aus den im September 2007 genommenen Daten

Der zweite Datenblock wurde mit zirkular polarisierten Photonen und einem longitudinal polarisierten Target bei einer Strahlenergie von 2,4 GeV im Zeitraum von September bis Dezember 2007 in zwei Datennahmeperioden durchgeführt. Die Zielsetzung dieser Strahlzeit war die Messung der Doppelpolarisationsobservablen E [TvPS+05]. Die Analyse dieses Datensatzes wird im Augenblick durchgeführt und ist noch nicht abgeschlossen. Als Beispiel für die Qualität der Daten sind in Abbildung 8.24 die π^0 - und η -Signale sowie das Missing-Mass-Spektrum des Protons eines Monats Strahlzeit aufgeführt.

Abbildung 8.25: Gemessene Zählratenasymmetrie im Kanal $\gamma p \rightarrow p\eta$

Für zirkular polarisierte Photonen (p_γ^{circ}), und ein longitudinal polarisiertes Target (p_z) schreibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt folgendermaßen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot [1 - p_z \cdot (p_\gamma^{circ} \mathbf{E}(\theta))]$$

Da beide Polarisationsrichtungen der Photonen ($\frac{1}{2}$ antiparallel, $\frac{3}{2}$ parallel) simultan gemessen wurden kann E gemäß

$$E = \frac{\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}} \text{ bzw. } \frac{1}{p_\gamma^{circ} p_z} \cdot \frac{N_{\frac{1}{2}} - N_{\frac{3}{2}}}{N_{\frac{1}{2}} + N_{\frac{3}{2}}}$$

durch Subtraktion der einzelnen Wirkungsquerschnitte extrahiert werden. In Abbildung 8.25 ist die erste gemessene Zählratenasymmetrie im Einfach- η Kanal abgebildet. Zum Vergleich hierzu ist beispielhaft die Vorhersage Bonn-Gatchina-PWA bezüglich der Differenz der Wirkungsquerschnitte für diesen Kanal gegeben. Obwohl die Wirkungsquerschnitte aus den Daten noch nicht bestimmt sind, gibt die nicht normierte Form der Zählratenasymmetrie bereits einen guten Hinweis auf die zu erwartende Qualität der Ergebnisse.

Ebenso liegen bereits erste Ergebnisse für den Kanal $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p\pi^0$ vor. Diese sind, ebenso wie die Vorhersage der Bonn-Gatchina PWA, in Abbildung 8.26 dargestellt. An der Extraktion der Wirkungsquerschnitte wird auch hier zur Zeit gearbeitet.

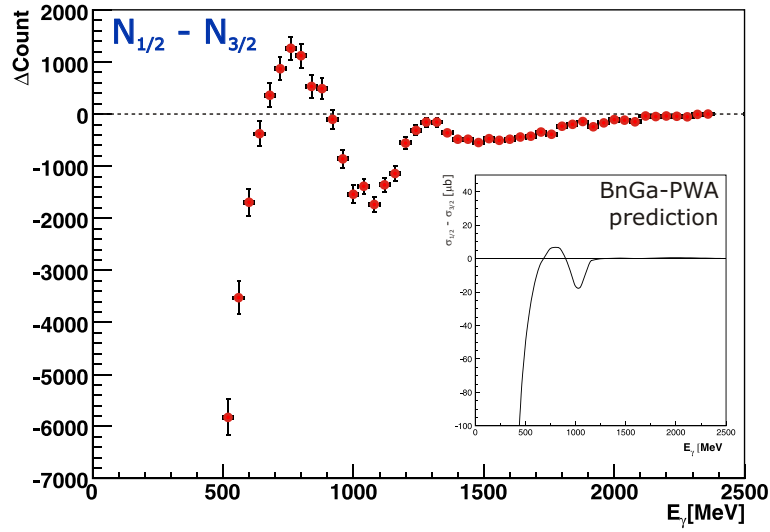


Abbildung 8.26: Gemessene Zählratenasymmetrie im Kanal $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$

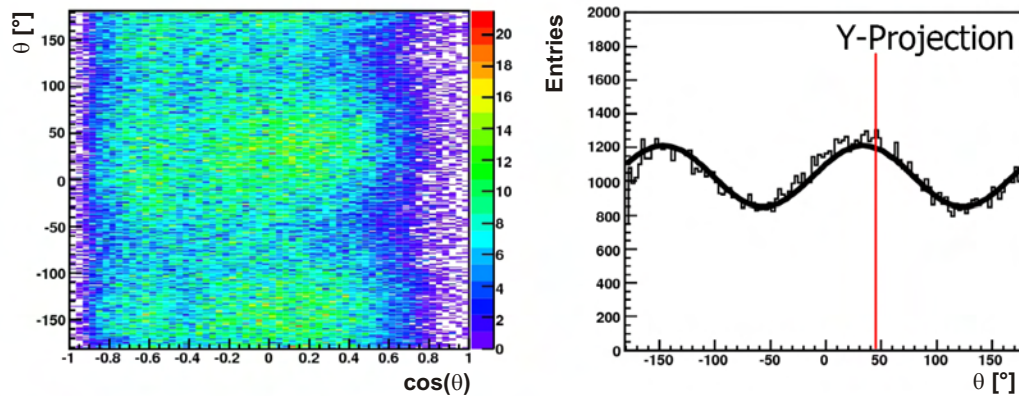
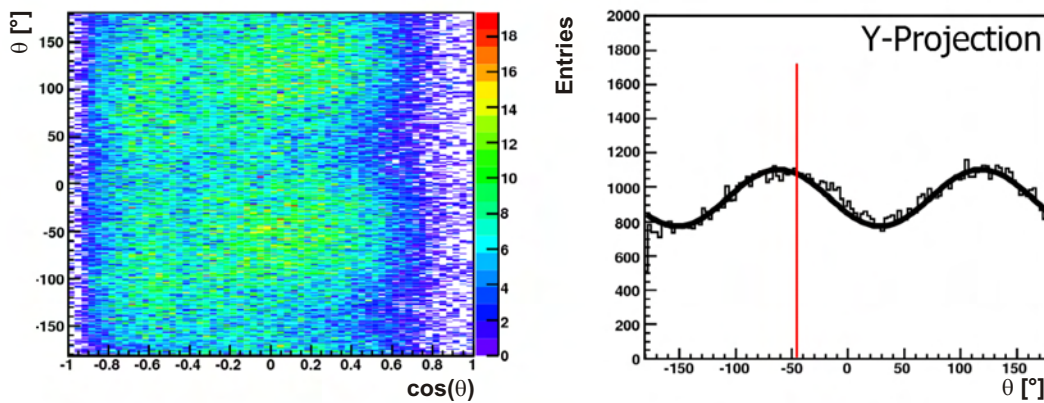
Der dritte Datenblock wird bei einer Strahlenergie von 3,2 GeV mit linear polarisierten Photonen und einem longitudinal polarisierten Target im Zeitraum von März bis (zum jetzigen Zeitpunkt vorraussichtlich) Juli 2008 genommen. Der Fokus dieser Strahlzeit liegt auf der Messung der Doppelpolarisationsobservablen G [LB+05].

Der Wirkungsquerschnitt für diese Polarisationskombination ergibt sich zu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \cdot [1 - p_\gamma^{\text{lin}} \Sigma(\theta) \cos(2\phi) - p_z \cdot p_\gamma^{\text{lin}} G(\theta) \sin(2\phi)].$$

Bei dieser Messung wird zur besseren Kontrolle des Untergrundes die Polarisationsrichtung der Photonen alle 600.000 Ereignisse um 90° von $+45^\circ$ auf -45° gedreht. Dies ermöglicht es später sowohl den unpolarisierten Anteil im Wirkungsquerschnitt abzuziehen, als auch eventuelle systematische (Detektor-)Asymmetrien auszugleichen.

Die Abbildungen 8.27 und 8.28 (jeweils rechts) zeigen die winkelabhängige Zählratenverteilung für $+45^\circ$, beziehungsweise -45° . Die erwartete $\cos(2\phi)$ -Verteilung ($\sim \Sigma$) ist in den Daten deutlich zu sehen. Der von G bestimmte $\sin(2\phi)$ -Anteil äußert sich in einer Phasenverschiebung der \cos -Verteilung. In beiden Abbildungen ist jeweils der Winkel rot markiert unter dem bei fehlenden G -Anteil die Verteilung symmetrisch sein muss. Weiterhin zeigen die zweidimensionalen Plots deutlich die für G erwartete Phasenverschiebung der Strahlasymmetrie unter Rückwärtswinkeln.

Abbildung 8.27: Beamasymmetrie für Polarisations-einstellung $+45^\circ$ im Kanal $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow \pi^0 p$ Abbildung 8.28: Beamasymmetrie für Polarisations-einstellung -45° im Kanal $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow \pi^0 p$

Für Vorwärtswinkel sind in beiden Abbildungen nur wenige Einträge vorhanden. Dies liegt an der noch nicht abgeschlossenen Kalibration des MiniTAPS-Detektors, die noch in die Analyse einfließen muss.

Diese vorläufigen Ergebnisse geben einen Eindruck des erfolgreich laufenden neuen CBELSA/TAPS Experiments. Neben der laufenden Analyse werden zur Erhöhung der Statistik noch weitere Daten sowohl mit zirkular, als auch linear polarisierten Strahl genommen, sodass in naher Zukunft vom CBELSA/TAPS Experiment ein signifikanter Beitrag zum Verständnis des Baryonenspektrums zu erwarten ist.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Confusion, chaos, panic
– *my work here is done.*

*(unbekannter
Experimentalphysiker)*

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Clusterfindersystem zur Identifikation elektromagnetischer Schauer im neuen Vorwärtsdetektor des CBELSA/TAPS Experiments an ELSA entworfen, gebaut und erfolgreich eingesetzt. Es ermöglicht die Detektion der Anzahl der Teilchen, die den überdeckten Winkelbereich treffen, mit hoher Effizienz. Mit einer Entscheidungszeit von unter 250 ns erfüllt es die Anforderungen für einen Detektor der ersten Triggerstufe. Ferner bietet dieses System durch seine TDCs eine präzise Bestimmung der Ereigniszeiten mit einem $\sigma < 1,2$ ns und somit ein weiteres Kriterium zur Datenanalyse.

Weiterhin wurde die zum Vorwärtsdetektor gehörende Analogkette aufgebaut, getestet und geeicht. In Kombination mit den Zeitinformationen des Clusterfindersystems wird eine Teilchendiskrimination anhand der für Hadronen und Photonen/Leptonen unterschiedlichen Pulsform des von den Kristallen emittierten Szintillationslichts ermöglicht. In Kombination mit den, den Kristallen des Vorwärtsdetektors vorgelagerten, Plastikszintillatoren, kann so eine effektive Teilchenidentifikation in der Analyse vorgenommen werden.

Der gesamte Detektor befindet sich seit März 2007 im Produktionseinsatz und zeigt bei den bisherigen Datennahmeperioden eine hohe Zuverlässigkeit und Effizienz im Rahmen der vorher festgelegten Parameter [WTF⁺08]. Er leistet somit seinen signifikanten Anteil zur erfolgreichen Durchführung des im Rahmen des Sonderforschungsbereichs TR16 abgesteckten Forschungsprogramms.

Die vielseitige Auslegung der Clusterfindermodule erlaubt in Zukunft eine Erweiterung des Triggers um die Ladungsinformationen der Plastikszintillatoren, infolgedessen es möglich wäre, zur Laufzeit auf bestimmte Clustersignaturen, geladen oder ungeladen,

zu triggern. Als dediziertes Protonkriterium wäre z.B. ein geladener Treffer, der sich nur über einen Kristall erstreckt, als mögliche Triggerbedingung realisierbar. Ebenso wird der Aspekt der Pulsformanalyse der CsI-Kristalle noch weiter untersucht werden. Hierzu sind Studien mit Flash-ADCs geplant, die parallel zur bestehenden Auslese die Signale der Kristalle abtasten und somit weitere Informationen hinsichtlich des Anstiegsverhaltens liefern. Gleichzeitig dient dies als Pilotprojekt für die ab 2010 geplante Flash-ADC Auslese des gesamten Hauptkalorimeters, sodass hier schon wertvolle Erfahrungen unter realen Einsatzbedingungen gesammelt werden können. Mit diesen und anderen geplanten Erweiterungen wird das CBELSA/TAPS Experiment noch bis weit über das Jahr 2012 hinaus sein wissenschaftliches Programm erfolgreich umsetzen können und seinen Beitrag zum Verständnis des Baryonenspektrums und seiner zugrunde liegenden Struktur liefern.

A CF-Modul Schaltpläne und Layouts

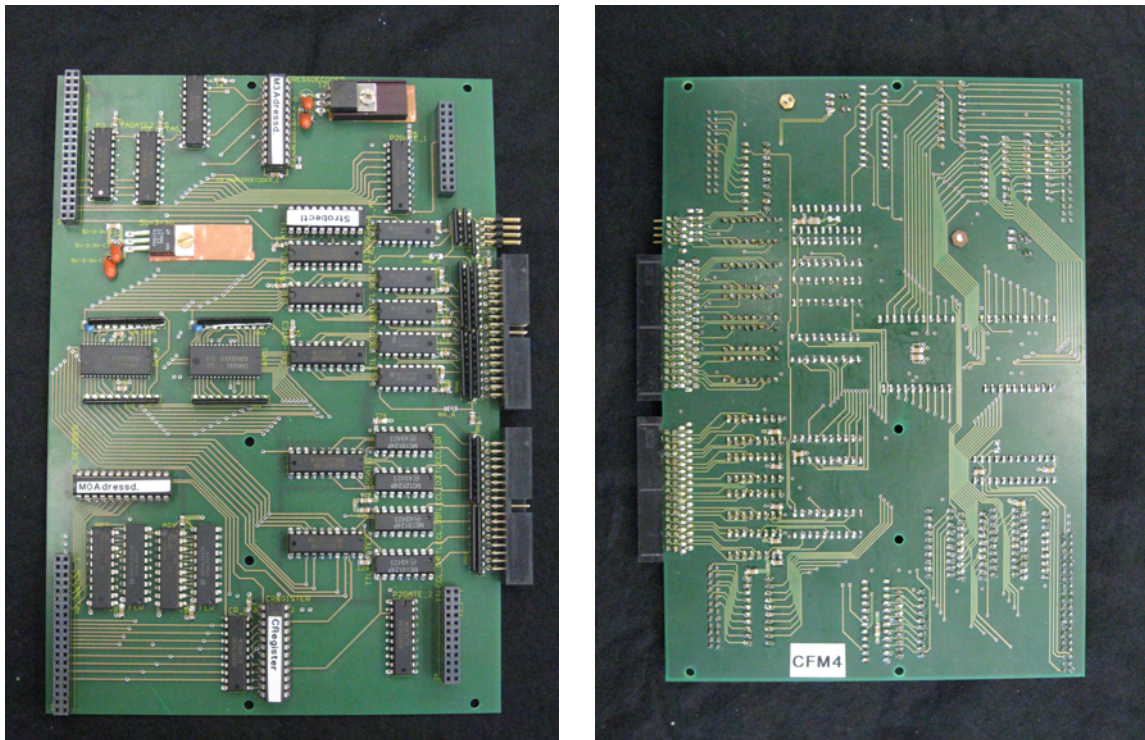


Abbildung A.1: Das Clusterfinder Modul [Vorderseite/Rückseite]

Tabelle A.1: Bestückungsliste des CF-M-Moduls

Anzahl	Baustein
2	Samsung K6R4008V1D-10
3	Lattice 22V10D-15
1	Lattice 16V8D-15
2	SN74LS541N
2	SN74HC574N
6	SN74LS245N
5	SN74LS373N
5	MC10125
4	MC10124
46	10nF 1206SMD Kondensator
5	20Ohm 1206SMD Widerstand
4	560Ohm SIP Widerstände 9pin
4	560Ohm SIP Widerstände 9pin
2	560Ohm SIP Widerstände 5pin
1	2200Ohm SIP Widerstände 5pin
2	2200Ohm SIP Widerstände 9pin
2	1500Ohm SIP Widerstände 11pin
4	1500Ohm SIP Widerstände 10pin
2	Buchsenleiste 20 2reihig
2	Stiftleise abgewinkelt 17 2reihig
1	Stiftleise abgewinkelt 4 2reihig
2	Buchsenleiste 12 2reihig
3	IC-Sockel DIP 24
1	IC-Sockel DIP 20
1	Spannungswandler 5V-3.3V pos
1	Spannungswandler -12V - -5V neg

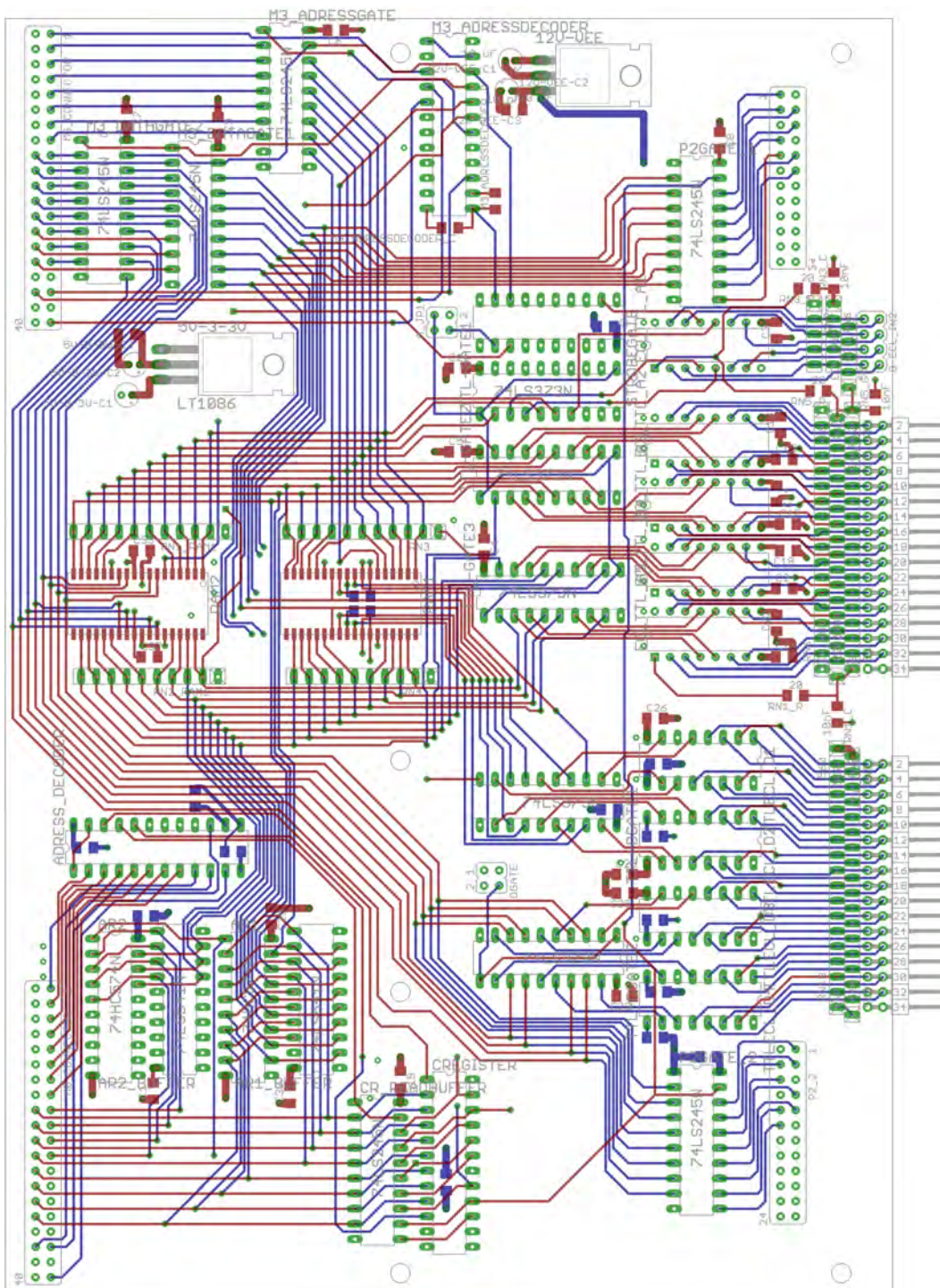


Abbildung A.2: Layout des CF-Moduls (Top/Bottom Layer)

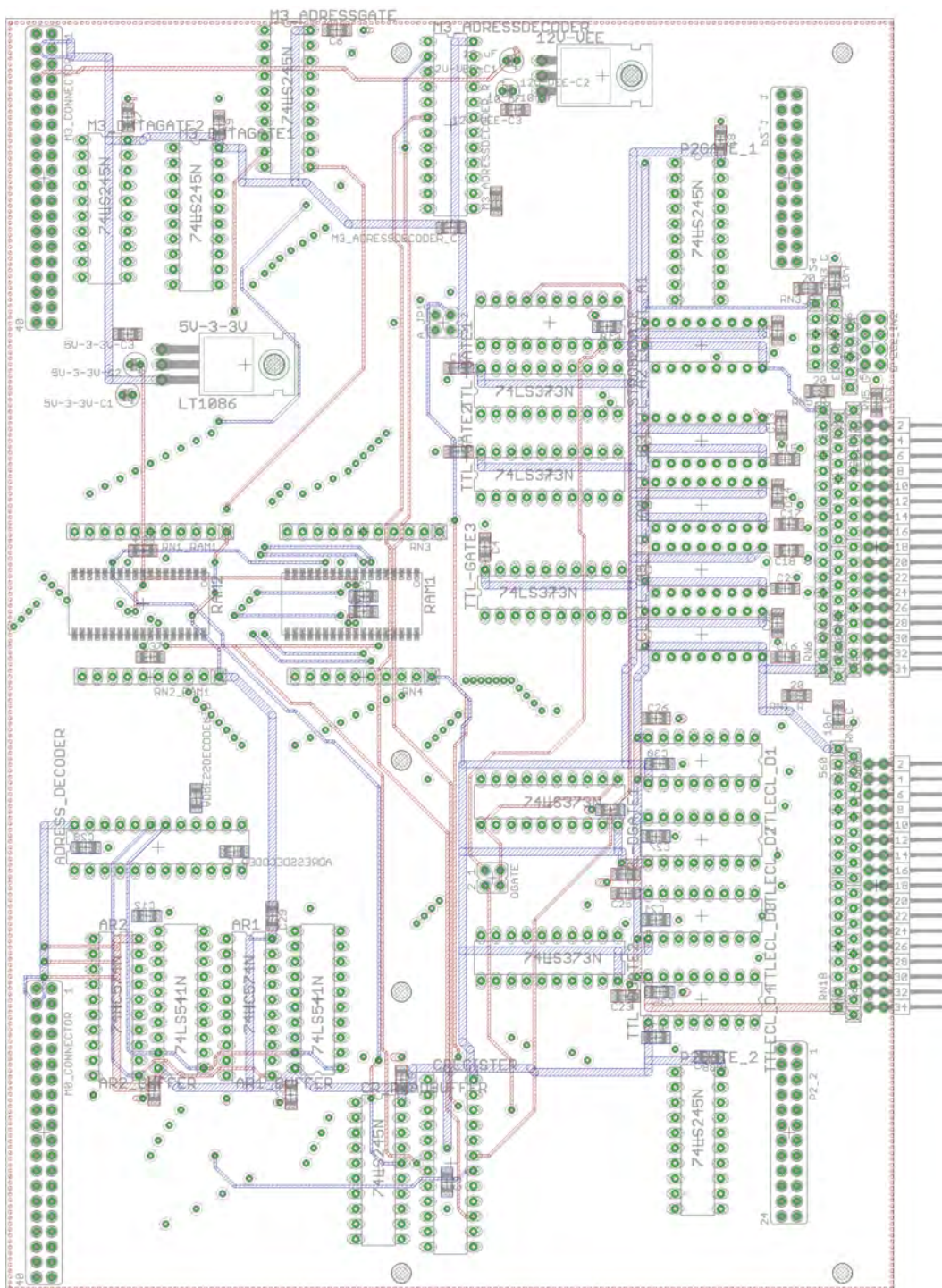


Abbildung A.3: Layout des CF-Moduls (Middle Layer 1/2)

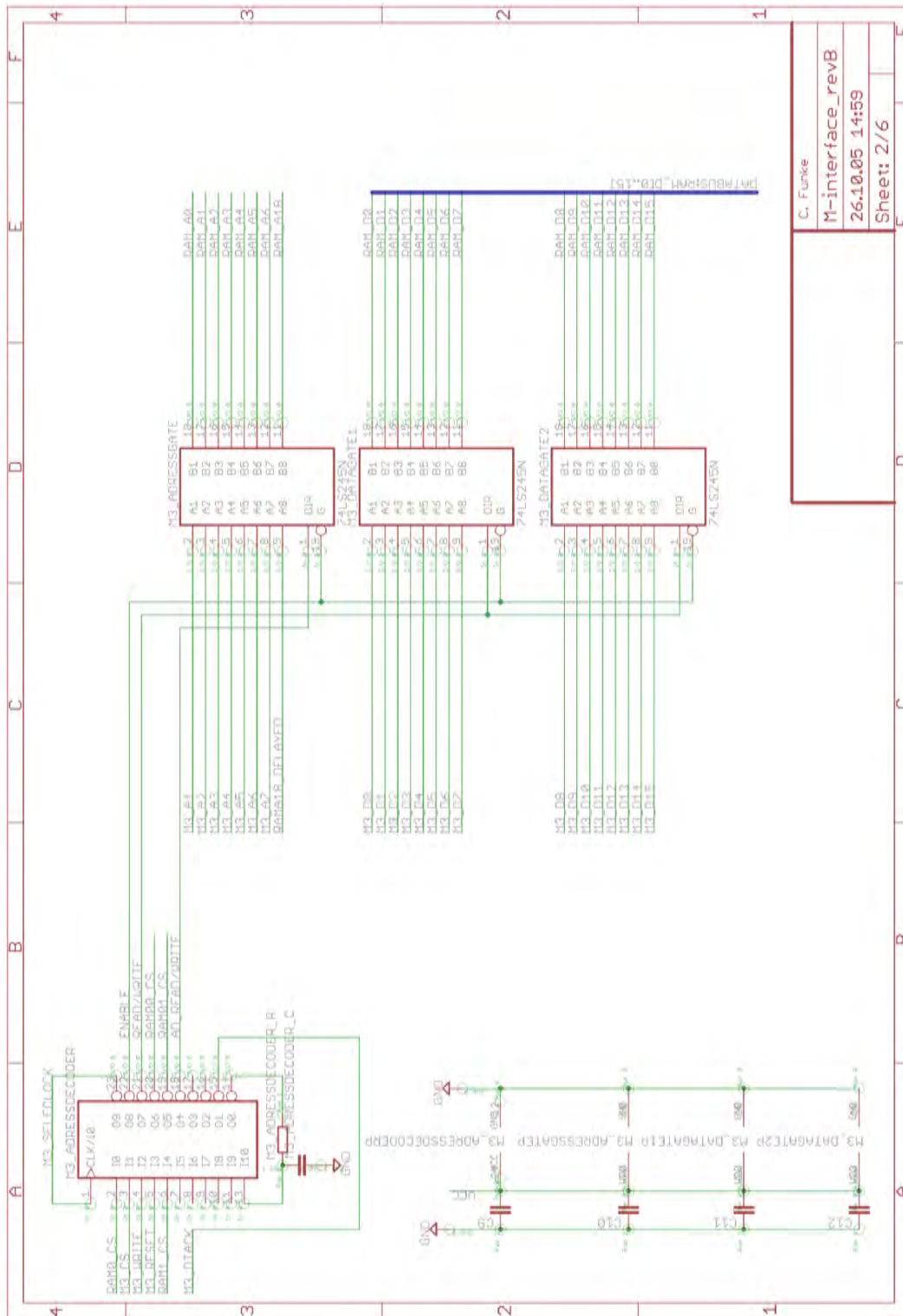


Abbildung A.5: Schaltplan des CF-Moduls Seite 2

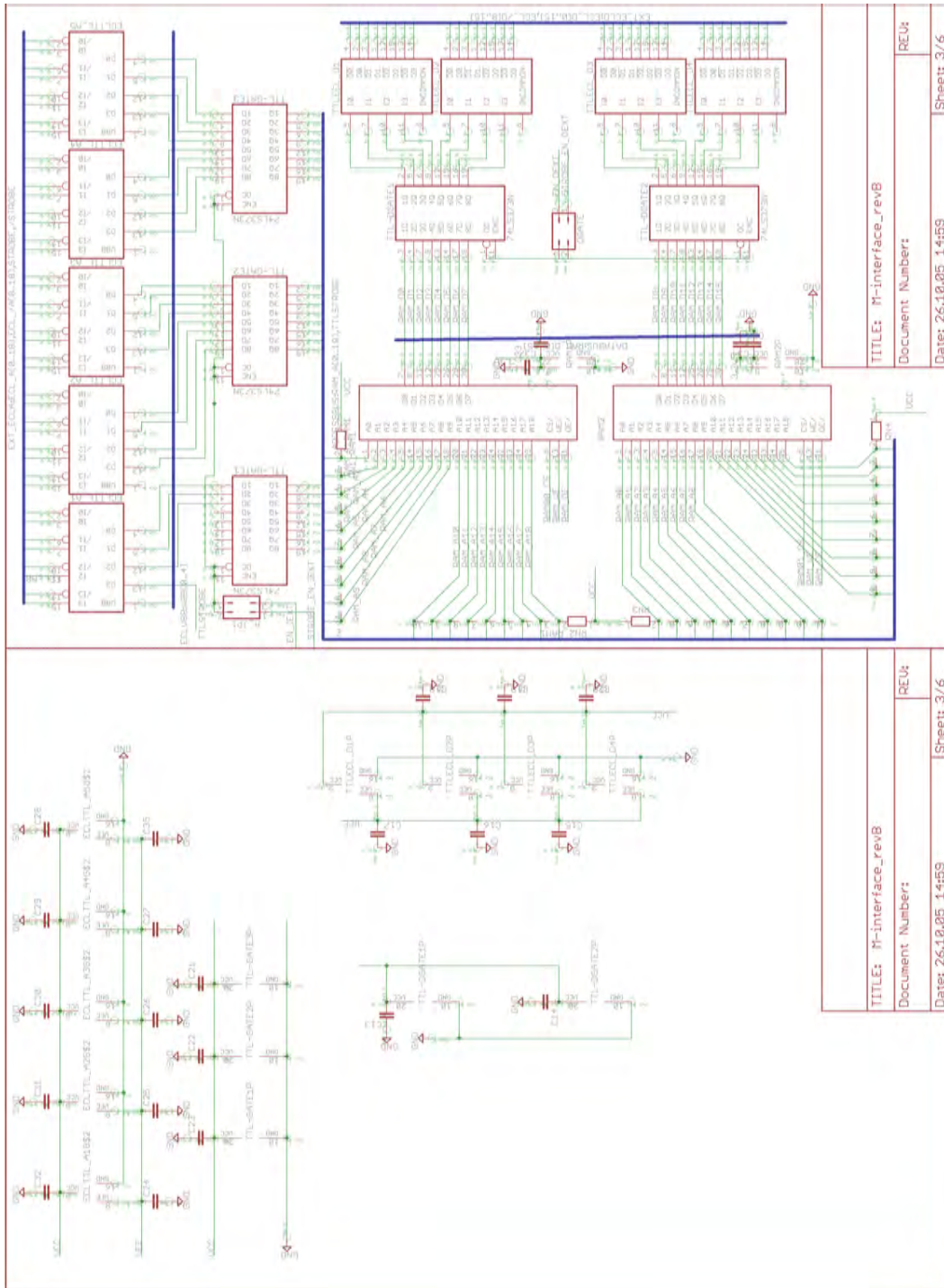


Abbildung A.6: Schaltplan des CF-Moduls Seite 3

TITLE: M-interface_revB

Document Number:

Date: 26.10.05 14:59

Sheet: 3/6

TITLE: M-interface_revB

Document Number:

Date: 26.10.05 14:59

Sheet: 3/6

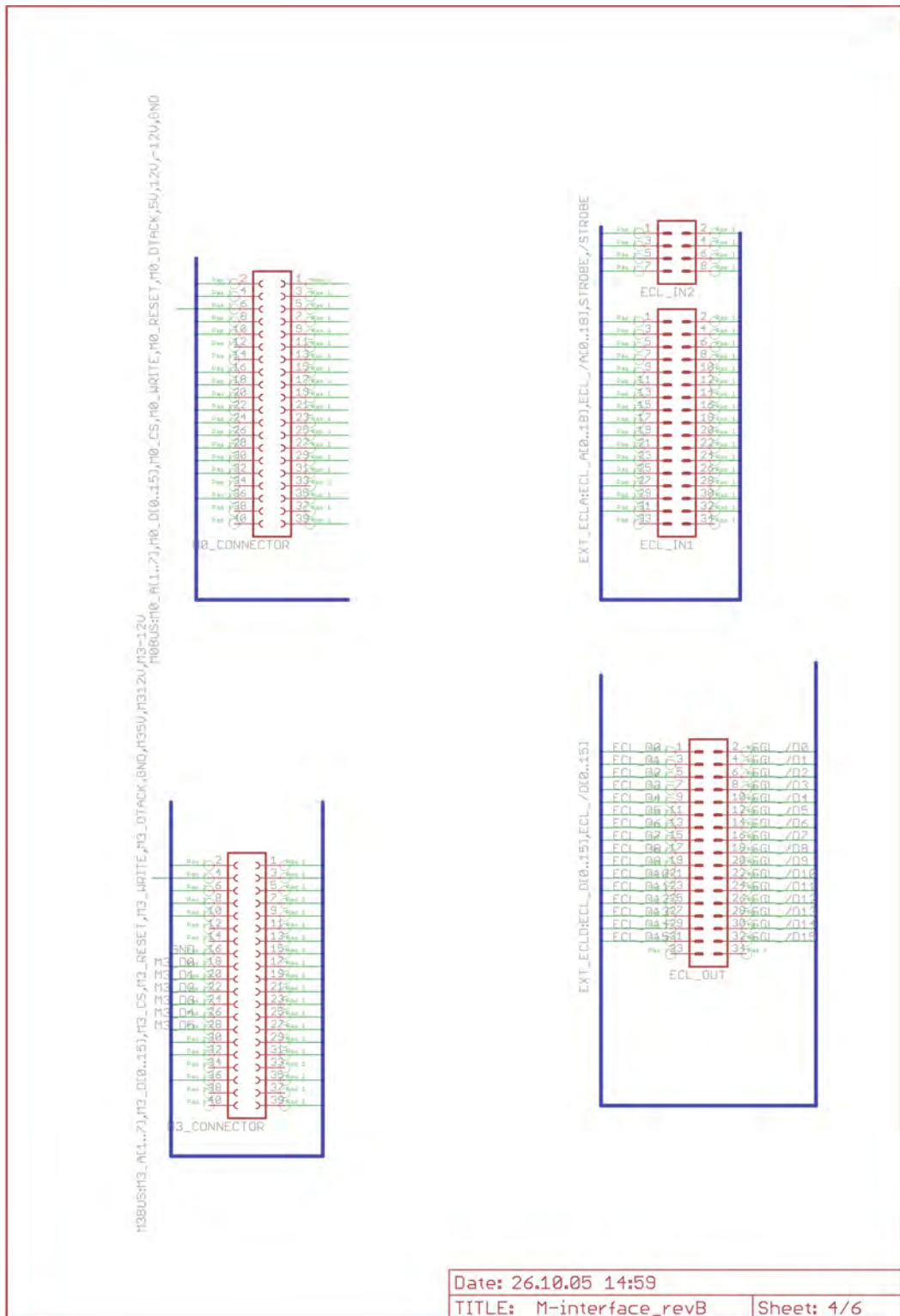


Abbildung A.7: Schaltplan des CF-Moduls Seite 4

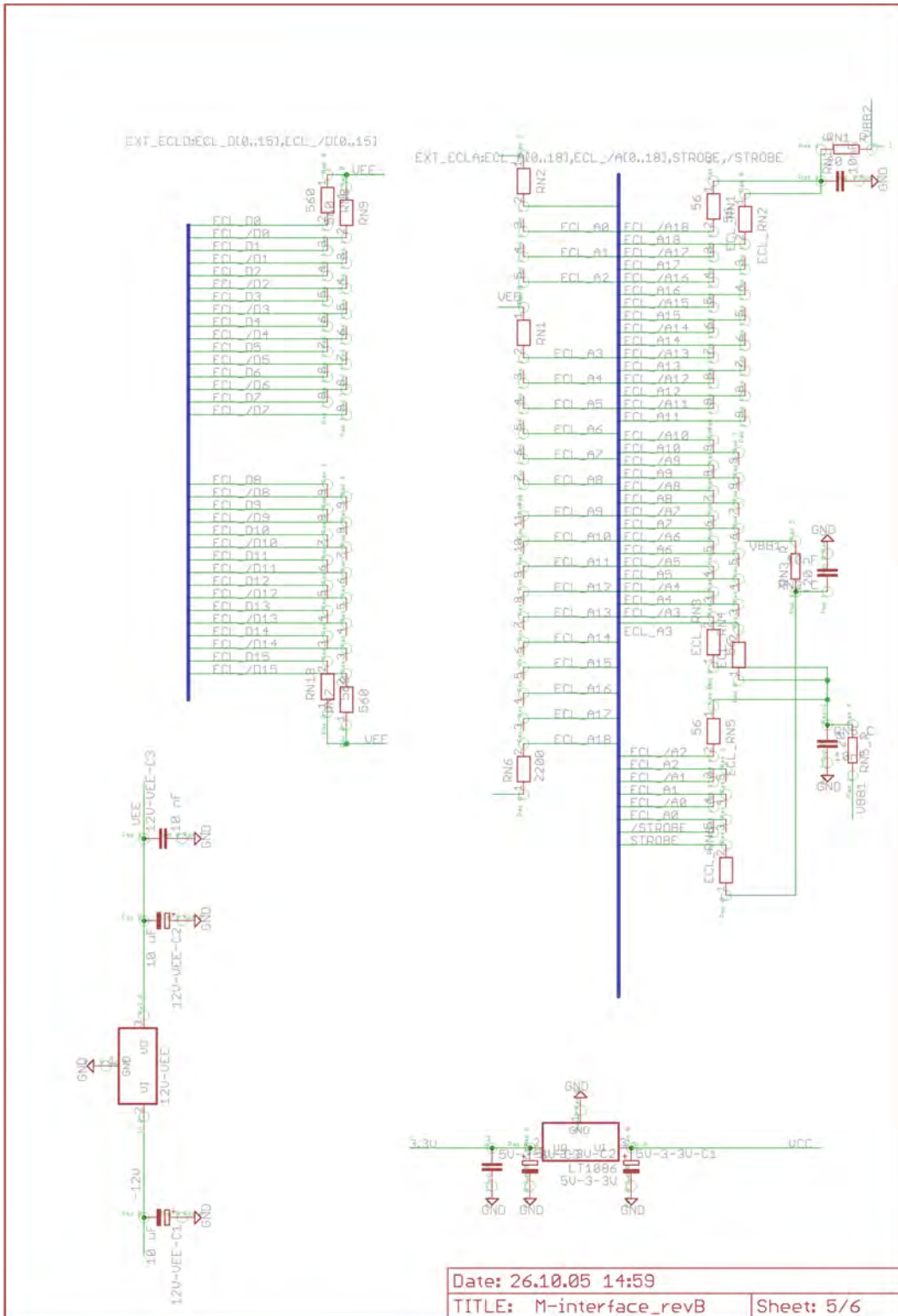


Abbildung A.8: Schaltplan des CF-Moduls Seite 5

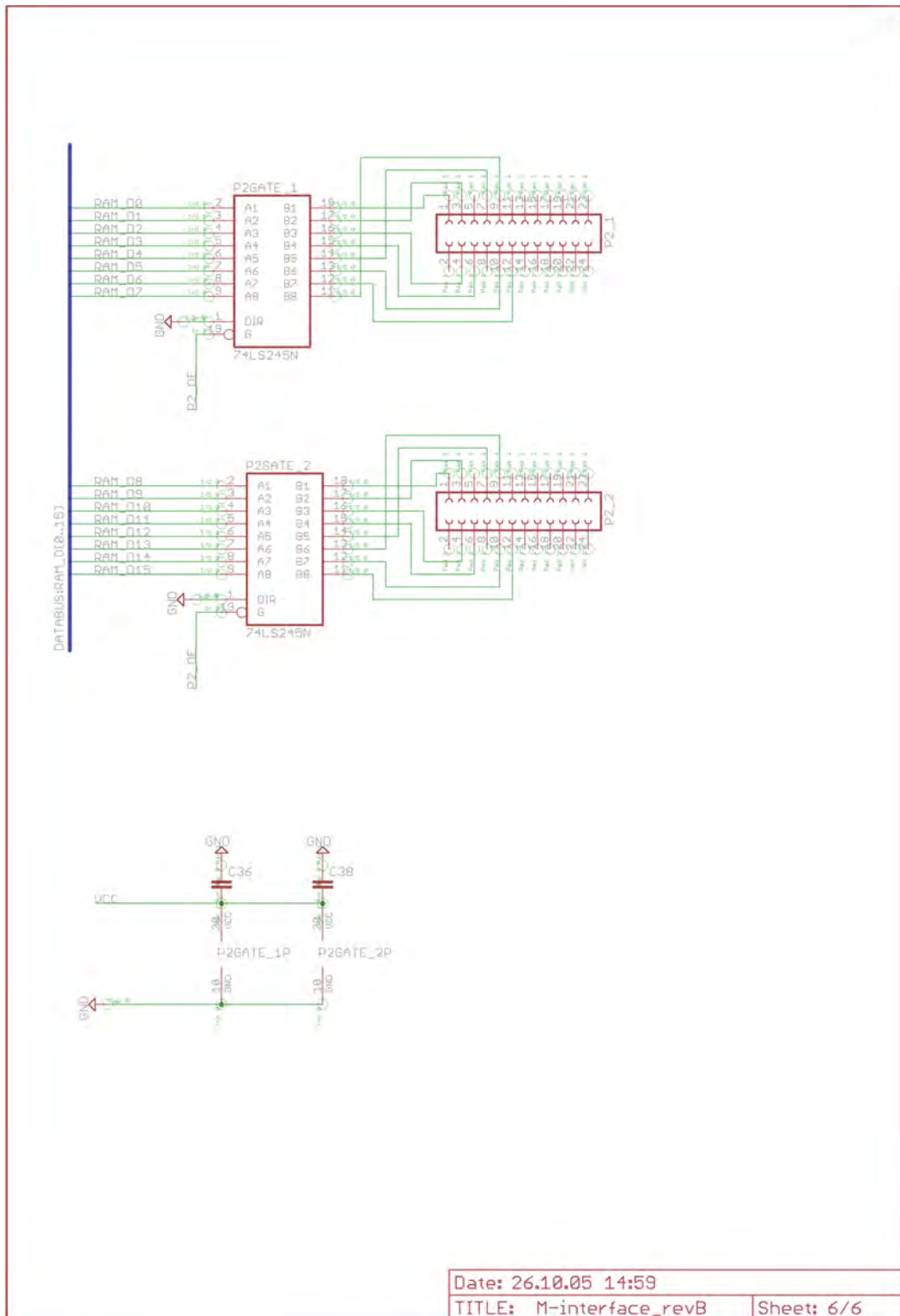


Abbildung A.9: Schaltplan des CF-Moduls Seite 6

B Quellcode-Referenz

Zur Ansteuerung der CF-Module wurde eine C++ Bibliothek, die Klasse CFMODULE, entwickelt, die alle Funktionen der Module bereitstellt. Der folgende kommentierte Header dient als Referenz zur Bedienung dieser Module.

Listing B.1: cfmodule.h

```
1  /*
2  * libCFMultiModule
3  * A library to control multiple Cluster-Finder M-Modules
4  * for the Crystal-Barrel
5  *
6  * Author: Christian Funke   Date: Apr 2007   Version: 1.0 (release)
7  *
8  * ATTENTION: THIS LIBRARY SUPPORTS N M-MODULE CARRIER SPACED AT
9  * 0x1000 FROM THE INITIAL BASE ADDRESS THEREFORE OCCUPYING THE ADDRESSPACE
10 * OF BASEADDRESS + N *0x1000. THIS SPACE WILL BE ALLOCATED AT RUNTIME AND
11 * USES ONLY 1 VME IMAGE. ALTERNATIVELY ONE CAN PASS AN VME-IMAGE NUMBER
    TO
12 * THE CLASS. PLEASE PAY ATTENTION TO THE FACT THAT THE IMAGE HAS TO BE OF
13 * SUFFICIENT SIZE TO ADRESS ALL CALLED MODULES !
14 *
15 */
16
17
18 #ifndef CFMULTIMODULE_H_
19 #define CFMULTIMODULE_H_
20
21 #include <iostream>
22 #include <fstream>
23 #include <vmelib.h>
24 #include <daqmodule.h>
25
26 using namespace std;
27
28 // carriernumbers, please use only these defines when you call a m-module
29 #define M0 0
30 #define M1 1
```

```
31 #define M2 2
32 #define M3 3
33 #define MODULE_OFFSET 0x0200
34 #define CARRIER_OFFSET 0x1000
35
36 //Control-Register functions, please use only these defines when you
    address the Control-Register
37 #define WRITE_RAM 1
38 #define READ_RAM 0
39 #define S_HIGHBIT 2
40 #define S_RAM0 0
41 #define S_RAM1 4
42 #define EXT_INPUT 8
43 #define INT_INPUT 0
44 #define EXT_OUTPUT 16
45 #define P2_OUTPUT 32
46 #define S_RAM_ALL 64
47 #define EXT_STROBE 128
48
49 //MO-Addressdecoder functions, please use only these defines when you
    address the MO-Addressdecoder
50 #define WRITE_CR 0x0002
51 #define READ_CR 0x0004
52 #define WRITE_AD 0x0008
53 #define READ_AD 0x0010
54 #define RESET_CR 0x0020
55
56 //Utility defines for better readability
57 #define VERIFY true
58 #define NOVERIFY false
59
60
61
62 class CFMODULE : public DAQMODULE, public VMEBridge
63 {
64 private:
65     void RawWrite(unsigned short carriernumber, unsigned short
        module_number, unsigned short function, unsigned short *data);
66     void RawRead(unsigned short carriernumber, unsigned short
        module_number, unsigned short function, unsigned short *data);
67     unsigned int Base;
68     int image;
69     unsigned int numberofcarriers;
70 protected:
71
```

```
72 public:
73     CFMODULE(unsigned int baseaddress, unsigned int numberofcarriers);
74     CFMODULE(XMLini *xmlconfig, int number);
75     void Test(unsigned short carriernumber);
76
77     void WriteCR(unsigned short carriernumber, unsigned short* pattern);
78     void ReadCR(unsigned short carriernumber, unsigned short* pattern);
79     void ResetCR(unsigned short carriernumber);
80     void WriteM0Adressbuffer(unsigned short carriernumber, unsigned short
      * pattern);
81     void ReadM0Adressbuffer(unsigned short carriernumber, unsigned short*
      pattern);
82     void WriteM3(unsigned short carriernumber, unsigned short adress,
      unsigned short* pattern);
83     void ReadM3(unsigned short carriernumber, unsigned short adress,
      unsigned short* pattern);
84
85     void WriteRAM0(unsigned short carriernumber, unsigned long adress,
      unsigned char* data);
86     void WriteRAM1(unsigned short carriernumber, unsigned long adress,
      unsigned char* data);
87     void WriteRAM(unsigned short carriernumber, unsigned long adress,
      unsigned short* data);
88     unsigned char ReadRAM0(unsigned short carriernumber, unsigned long
      adress);
89     unsigned char ReadRAM1(unsigned short carriernumber, unsigned long
      adress);
90     unsigned short ReadRAM(unsigned short carriernumber, unsigned long
      adress);
91
92     void LoadRAMLow(unsigned short carriernumber, unsigned short pattern
      [262144], bool verify);
93     void LoadRAMHigh(unsigned short carriernumber, unsigned short pattern
      [262144], bool verify);
94     void LoadRAM0Low(unsigned short carriernumber, unsigned char pattern
      [262144], bool verify);
95     void LoadRAM0High(unsigned short carriernumber, unsigned char pattern
      [262144], bool verify);
96     void LoadRAM1Low(unsigned short carriernumber, unsigned char pattern
      [262144], bool verify);
97     void LoadRAM1High(unsigned short carriernumber, unsigned char pattern
      [262144], bool verify);
98
99     int FastLoadRAMLow(unsigned short carriernumber, unsigned short
      pattern[262144]);
```

```

100     int FastLoadRAMHigh(unsigned short carriernumber, unsigned short
        pattern[262144]);
101
102     int FastVerifyRAMLow(unsigned short carriernumber, unsigned short
        pattern[262144]);
103     int FastVerifyRAMHigh(unsigned short carriernumber, unsigned short
        pattern[262144]);
104
105     string FastLoadAllRAMs(XMLini *xmlconfig);
106
107     void SetInhibitMode(unsigned short carriernumber);
108     void SetStrobeMode(unsigned short carriernumber);
109
110     virtual ~CFMODULE();
111 #endif /*CFMULTIMODULE_H_*/
112 };

```

Für die Ansteuerung der WASA-Diskriminatoren wurde ebenfalls eine C++ Klasse, WASADISC, geschrieben, die alle Funktionen der Diskriminatoren implementiert. Zur Kommunikation mit den Module wird ein spezielles I2C-Interface verwendet für dieses wurde die Klasse I2CWASA geschrieben. Die Funktionen der Klasse sind im Folgenden als kommentierte Referenz gegeben.

Listing B.2: wasadisc.h

```

1  /*
2  * wasadisc.h
3  * A library to programm the Wasa-Discriminators
4  *
5  *
6  * derived from Tpm98 by D. Krambrich
7  *
8  * Author: Christian Funke   Date: November 2006   Version: 0.2
9  *
10 */
11
12
13 #ifndef WASADISC_H_
14 #define WASADISC_H_
15
16 #include<i2cwas.h>
17
18 #define DEBUG_LEVEL 0
19 #define ADC_REFERENCE 0xff
20

```

```
21
22 class WASADISC : public I2CWASA
23 {
24 public:
25     WASADISC(unsigned int baseaddress, unsigned short branch,
26             unsigned short address);
27     int SetParameters(unsigned short branch_no,
28                     unsigned short device_address,
29                     unsigned short adc_reference,
30                     unsigned short low_threshold,
31                     unsigned short high_threshold,
32                     unsigned short pulse_width,
33                     unsigned short mask,
34                     unsigned short output_mode);
35     int SetAdcReference(unsigned short adc_reference);
36     int SetLowThreshold(unsigned short low_threshold);
37     int SetHighThreshold(unsigned short high_threshold);
38     int SetPulseWidth(unsigned short width);
39     int SetMask(unsigned short mask);
40     int SetTestPulseAmplitude(unsigned short amplitude);
41     int SetBranchNo(unsigned short branch_no);
42     int SetDeviceAddress(unsigned short device_address);
43     int SetMaskNDuration(unsigned long DWord);
44     int SetTriggerTestOutput(bool enable);
45     int SetSideToFrontOutputs(bool enable);
46
47     bool IsTriggerOutputEnabled();
48
49     unsigned short GetBranchNo();
50     unsigned short GetDeviceAddress();
51     unsigned short GetLowThreshold();
52     unsigned short GetHighThreshold();
53     unsigned short GetPulseWidth();
54     unsigned short GetMask();
55     unsigned short GetTestPulseAmplitude();
56     unsigned long GetMaskNDuration();
57
58     unsigned short ElectricalTest();
59
60     virtual ~WASADISC();
61
62 private:
63     unsigned short fBranch;
```

```

65         unsigned short fAddress;
66     };
67
68 #endif /*WASADISC_H_*/

```

Die auf den CF-Modulen verwendeten GAL-Bausteine erfüllen verschiedene Aufgaben bei der Steuerung der Elektronik. Im Folgenden sind die Quelltexte für die einzelnen Komponenten angeführt. Die Gleichungen sind in der Beschreibungssprache ABEL verfasst und können mit einem geeigneten Compiler für die jeweiligen GAL-Typen übersetzt werden.

Listing B.3: CRegister.abl

```

1
2 MODULE CREGISTER
3
4 TITLE 'Control-Register'
5
6
7 "Constants
8     C,P,X = .c.,.p.,.x.;
9
10 "Inputs
11     CLK,MOD0,MOD1,MOD2,MOD3,MOD4,MOD5,MOD6,MOD7,CRRESET,GND
12     pin 1,2,3,4,5,6,7,8,9,10,11;
13
14 "Outputs
15     INTSTROBE, RAM1CS, !P2OE, RAMOCS, !NOTENIEXT, RAMA18, !RAMOE, !RAMWE, !ENOEXT
16     , !ENIEXT
17     pin 14,15,16,17,18,19,20,21,22,23 istype 'reg,buffer';
18
19 Equations
20     RAMWE:= MOD0;
21     RAMOE:= !MOD0;
22     RAMA18:= MOD1;
23     RAMOCS:= !MOD2 # MOD6;
24     RAM1CS:= MOD2 # MOD6;
25     ENIEXT:= MOD3;
26     NOTENIEXT:= !MOD3;
27     ENOEXT:= MOD4;
28     P2OE:= MOD5;
29     INTSTROBE:= MOD7;
30     INTSTROBE.C = CLK;
31     RAM1CS.C = CLK;

```

```

32   P2OE.C    = CLK;
33   RAMOCS.C  = CLK;
34   NOTENIEXT.C = CLK;
35   RAMA18.C  = CLK;
36   RAMOE.C   = CLK;
37   RAMWE.C   = CLK;
38   ENOEXT.C  = CLK;
39   ENIEXT.C  = CLK;
40   INTSTROBE.C = CRRESET;
41   RAM1CS.AR = CRRESET;
42   P2OE.AR   = CRRESET;
43   RAMOCS.AR = CRRESET;
44   NOTENIEXT.AR = CRRESET;
45   RAMA18.AR = CRRESET;
46   RAMOE.AR  = CRRESET;
47   RAMWE.AR  = CRRESET;
48   ENOEXT.AR = CRRESET;
49   ENIEXT.AR = CRRESET;
50   INTSTROBE.OE = 1;
51   RAM1CS.OE  = 1;
52   P2OE.OE   = 1;
53   RAMOCS.OE  = 1;
54   NOTENIEXT.OE = 1;
55   RAMA18.OE  = 1;
56   RAMOE.OE   = 1;
57   RAMWE.OE   = 1;
58   ENOEXT.OE  = 1;
59   ENIEXT.OE  = 1;
60 END

```

Listing B.4: M0Adressdekoeder.abl

```

1  MODULE MOADDRESSDECODER
2
3  TITLE 'Adress-dekoeder for M0'
4
5  "Constants
6     C,P,X = .c.,.p.,.x.;
7
8  "Inputs
9     CLK,MOA1,MOA2,MOA3,MOA4,MOA5,MOA6,MOA7,!MOCS,!MOWRITE,!MORESET,
        DTACKDELAY
10    pin 1,2,3,4,5,6,7,8,9,10,11,13;
11
12 "Outputs
13    DELAYOUT,!MODTACK,!ADREAD,ADWRITE,CRRESET,!CRREAD,CRWRITE,SELCLOCK

```

```

14     pin 14,15,18,19,20,21,22,23 istype 'com';
15 "Unused Outputs
16     NA1,NA2     pin 16,17 istype 'com';
17
18 Equations
19
20     SELFCLOCK= MOCS;
21     CRWRITE= DTACKDELAY & (MOA1 & MOWRITE);
22     CRREAD=  MOCS & (MOA2 & !MOWRITE);
23     ADWRITE= DTACKDELAY & (MOA3 & MOWRITE);
24     ADREAD=  MOCS & (MOA4 & !MOWRITE);
25     DELAYOUT= MOCS;
26     MODTACK  = DTACKDELAY;
27     CRRESET  = MORESET;
28
29
30 END

```

Listing B.5: M3Adressdekoder.abl

```

1  MODULE M3ADRESSDECODER
2
3  TITLE 'Adress-dekoder for M3'
4
5
6  "Constants
7      C,P,X = .c.,.p.,.x.;
8
9  "Inputs
10     CLK,RAM0CS,!M3CS,!M3WRITE,!M3RESET,RAM1CS,DTACKDELAY
11     pin 1,2,3,4,5,6,13;
12
13 "Outputs
14     DELAYOUT,!M3DTACK,ADREAD,!RAM01CS,!RAM00CS,RW,!EN,SELFCLOCK
15     pin 14,15,18,19,20,21,22,23 istype 'com';
16 "Unused Outputs
17     NA1,NA2     pin 16,17 istype 'com';
18
19 Equations
20
21     SELFCLOCK= M3CS;
22     RAM00CS=RAM0CS
23         $ (RAM0CS & DTACKDELAY & M3WRITE);
24     RAM01CS=RAM1CS
25         $ (RAM1CS & DTACKDELAY & M3WRITE);
26     EN= M3CS;

```



```
27     RW= M3CS & M3WRITE;  
28     ADREAD= 1;  
29     DELAYOUT= M3CS;  
30     M3DTACK = DTACKDELAY;  
31  
32 END
```


C Technische Dokumentation

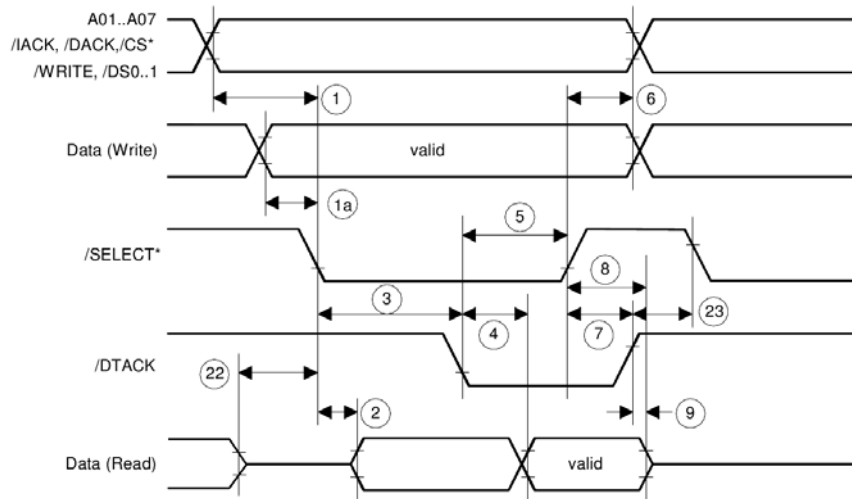


Abbildung C.1: M-Modul Zyklus [Quelle: [12-97]]

In Abbildung C.1 ist der zeitliche Ablauf eines M-Modul Zyklus mit allen verwendeten Signalen abgebildet. Die Timingparameter sind Tabelle C.1 zu entnehmen.

No.	Characteristic	Min.	Max.	Unit
1	/WRITE, /DS0..1, /CS, /DACK, /IACK/ to /SELECT	10	-	ns
1a	/D00..15 to /SELECT (Setup)	0	-	ns
2	/SELECT to data-out active	0	-	ns
3	/SELECT to /DTACK	0	10.000	ns
4	/DTACK to data valid	-	25	ns
5	/DTACK to /SELECT (Hold)	30	-	ns
6	/SELECT to /WRITE, /DS0..1, /CS, /DACK, /IACK, A01..A07	10	-	ns
7	/SELECT=H to /DTACK (Hold)	0	100	ns
8	/SELECT=H to data invalid	0	-	ns
9	/DTACK=H to data-out high impedance	-	25	ns
22	Data bus floating to /SELECT active	0	-	ns
23	/DTACK inactive to /SELECT active	25	-	ns

Tabelle C.1: M-Modul Timing-Parameter [Quelle: [12-97]]

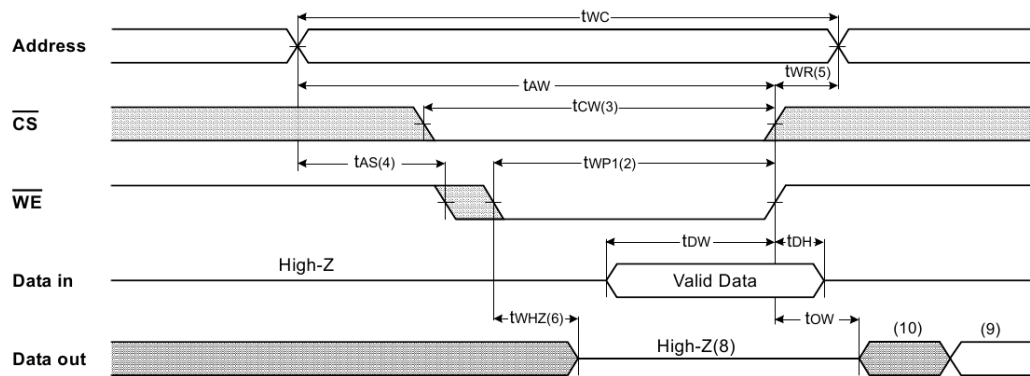


Abbildung C.2: SRAM Schreib-Zyklus [Quelle: Datenblatt Samsung]

Abbildung C.2 zeigt den auf den Clusterfinder-Modulen implementierten Schreib-Zyklus für die SRAM-Bausteine. Der Schreibzugriff wird über die WE (Write Enable) Leitung der SRAMs gesteuert und gibt das Zeitverhalten des Zyklus vor. Die Timingparameter sind Tabelle C.2 zu entnehmen.

Parameter	Symbol	K6R4008V1D-10		Unit
		Min.	Max.	
Write Cycle Time	tWC	10	-	ns
Chip Select to End of Write	tCW	7	-	ns
Address Set-up Time	tAS	0	-	ns
Address Valid to End of Write	tAW	7	-	ns
Write Pulse Width(OE High)	tWP	7	-	ns
Write Pulse Width(OE Low)	tWP1	10	-	ns
Write Recovery Time	tWR	0	-	ns
Write to Output High-Z	tWHZ	0	5	ns
Data to Write Time Overlap	tDW	5	-	ns
Data Hold from Write Time	tDH	0	-	ns
End of Write to Output Low-Z	tOW	3	-	ns

Tabelle C.2: SRAM Timing-Parameter [Quelle: Datenblatt Samsung]

Revision: 19.06.2008						
Kabellänge: 300 cm (270 cm+30 cm)						
PM-Num	Crystal-Index	Ring-Num	Driver-Num	Diskr.-Num	CFM-Num	Overlap
1	122	1	1-01	1-01	1-01	2-10
3	124	2	1-02	1-04	1-04	
5	126	3	1-03	1-07	1-07	
7	128	4	1-04	1-10	1-10	
9	130	5	1-05	1-13	1-13	
11	132	6	1-06	2-01	1-16	1-01
13	134	7	1-07	2-04	2-01	1-04
15	136	8	1-08	2-07	2-04	
17	138	9	2-01	2-10	2-07	
19	140	10	2-02	2-13	2-10	
21	142	11	2-03	3-01	2-13	
23	144	12	2-04	3-04	2-16	1-07
25	146	13	2-05	3-07	3-01	1-10
27	148	14	2-06→8-08	3-10	3-04	
29	150	15	2-07	3-13	3-07	
31	152	16	2-08	4-01	3-10	
33	154	17	3-01	4-04	3-13	
35	156	18	3-02	4-07	3-16	1-13
37	158	19	3-03	4-10	4-01	1-16
39	160	20	3-04→4-07	4-13	4-04	
41	162	21	3-05	5-01	4-07	
43	164	22	3-06	5-04	4-10	
45	166	23	3-07	5-07	4-13	
47	168	24	3-08	5-10	4-16	2-01
49	170	25	4-01	5-13	5-01	2-04
51	172	26	4-02	6-01	5-04	
53	174	27	4-03	6-04	5-07	
55	176	28	4-04	6-07	5-10	
57	178	29	4-05	6-10	5-13	
59	180	30	4-06	6-13	5-16	2-07
61	62	1	5-01	1-02	1-02	2-11
63	64	2	5-02	1-05	1-05	
65	66	3	5-03→5-04	1-08	1-08	

PM-Num	Crystal-Index	Ring-Num	Driver-Num	Diskr.-Num	CFM-Num	Overlap
67	68	4	5-04→4-08	1-11	1-11	
69	70	5	5-05	1-14	1-14	
71	72	6	5-06	2-02	1-17	1-02
73	74	7	5-07	2-05	2-02	1-05
75	76	8	5-08	2-08	2-05	
77	78	9	6-01	2-11	2-08	
79	80	10	6-02	2-14	2-11	
81	82	11	6-03	3-02	2-14	
83	84	12	6-04	3-05	2-17	1-08
85	86	13	6-05	3-08	3-02	1-11
87	88	14	6-06	3-11	3-05	
89	90	15	6-07	3-14	3-08	
91	92	16	6-08	4-02	3-11	
93	94	17	7-01	4-05	3-14	
95	96	18	7-02	4-08	3-17	1-14
97	98	19	7-03	4-11	4-02	1-17
99	100	20	7-04	4-14	4-05	
101	102	21	7-05	5-02	4-08	
103	104	22	7-06	5-05	4-11	
105	106	23	7-07→8-07	5-08	4-14	
107	108	24	7-08	5-11	4-17	2-02
109	110	25	8-01→12-07	5-14	5-02	2-05
111	112	26	8-02	6-02	5-05	
113	114	27	8-03	6-05	5-08	
115	116	28	8-04	6-08	5-11	
117	118	29	8-05	6-11	5-14	
119	120	30	8-06	6-14	5-17	2-08
121	2	1	9-01	1-03	1-03	2-12
123	4	2	9-02	1-06	1-06	
125	6	3	9-03	1-09	1-09	
127	8	4	9-04	1-12	1-12	
129	10	5	9-05	1-15	1-15	
131	12	6	9-06	2-03	1-18	1-03
133	14	7	9-07	2-06	2-03	1-06
135	16	8	9-08	2-09	2-06	

PM-Num	Crystal-Index	Ring-Num	Driver-Num	Diskr.-Num	CFM-Num	Overlap
137	18	9	10-01	2-12	2-09	
139	20	10	10-02→12-08	2-15	2-12	
141	22	11	10-03	3-03	2-15	
143	24	12	10-04	3-06	2-18	1-09
145	26	13	10-05	3-09	3-03	1-12
147	28	14	10-06	3-12	3-06	
149	30	15	10-07	3-15	3-09	
151	32	16	10-08	4-03	3-12	
153	34	17	11-01	4-06	3-15	
155	36	18	11-02	4-09	3-18	1-15
157	38	19	11-03	4-12	4-03	1-18
159	40	20	11-04	4-15	4-06	
161	42	21	11-05	5-03	4-09	
163	44	22	11-06	5-06	4-12	
165	46	23	11-07	5-09	4-15	
167	48	24	11-08	5-12	4-18	2-03
169	50	25	12-01	5-15	5-03	2-06
171	52	26	12-02	6-03	5-06	
173	54	27	12-03	6-06	5-09	
175	56	28	12-04	6-09	5-12	
177	58	29	12-05	6-12	5-15	
179	60	30	12-06	6-15	5-18	2-09

Tabelle C.3: Technische Verkabelung Teil 1

Revision: 19.06.2008					
Kabellänge: 3m (2,70m+30cm)					
Cry-Index	Cable-Num	Shaper-Num	ADC-Ch.-Num	HV-Kanal	HV [kV]
122	12	1-01	1	108	1365
124	12	1-02	2	109	1315
126	12	1-03	3	110	1314
128	12	1-04	4	111	1359
130	12	1-05	5	112	1310
132	12	1-06	6	113	1350
134	12	1-07	7	114	1337
136	12	1-08	8	115	1358
138	11	2-01	9	116	1370
140	11	2-02	10	117	1358
142	11	2-03	11	118	1422
144	11	2-04	12	119	1338
146	11	2-05	13	96	1400
148	5	2-06→8-08	14→64	97	1379
150	11	2-07	15	98	1392
152	11	2-08	16	99	1310
154	10	3-01	17	100	1335
156	10	3-02	18	101	1440
158	10	3-03	19	102	1360
160	9	3-04→4-07	20→31	103	1308
162	10	3-05	21	104	1403
164	10	3-06	22	105	1310
166	10	3-07	23	106	1402
168	10	3-08	24	107	1430
170	9	4-01	25	84	1375
172	9	4-02	26	85	1326
174	9	4-03	27	86	1330
176	9	4-04	28	87	1356
178	9	4-05	29	88	1357
180	9	4-06	30	89	1350
62	8	5-01	33	90	1380
64	8	5-02	34	91	1384
66	8	5-03→5-04	35→36	92	1405

Cry-Index	Cable-Num	Shaper-Num	ADC-Ch.-Num	HV-Kanal	HV [kV]
68	9	5-04→4-08	36→32	93	1380
70	8	5-05	37	31	1340
72	8	5-06	38	95	1395
74	8	5-07	39	72	1350
76	8	5-08	40	73	1390
78	7	6-01	41	74	1280
80	7	6-02	42	75	1410
82	7	6-03	43	76	1304
84	7	6-04	44	77	1362
86	7	6-05	45	78	1362
88	7	6-06	46	79	1365
90	7	6-07	47	80	1430
92	7	6-08	48	81	1331
94	6	7-01	49	82	1345
96	6	7-02	50	83	1340
98	6	7-03	51	60	1445
100	6	7-04	52	61	1365
102	6	7-05	53	62	1300
104	6	7-06	54	63	1430
106	6	7-07→8-07	55→63	64	1382
108	6	7-08	56	65	1415
110	5	8-01→12-07	57→95	66	1446
112	5	8-02	58	67	1313
114	5	8-03	59	68	1440
116	5	8-04	60	69	1465
118	5	8-05	61	70	1272
120	5	8-06	62	71	1349
2	4	9-01	65	48	1312
4	4	9-02	66	30	1338
6	4	9-03	67	50	1380
8	4	9-04	68	51	1480
10	4	9-05	69	52	1340
12	4	9-06	70	53	1332
14	4	9-07	71	54	1407
16	4	9-08	72	55	1350

Cry-Index	Cable-Num	Shaper-Num	ADC-Ch.-Num	HV-Kanal	HV [kV]
18	3	10-01	73	56	1392
20	1	10-02→12-08	74→96	57	1420
22	3	10-03	75	58	1395
24	3	10-04	76	59	1385
26	3	10-05	77	36	1324
28	3	10-06	78	37	1524
30	3	10-07	79	38	1380
32	3	10-08	80	39	1365
34	2	11-01	81	40	1460
36	2	11-02	82	41	1360
38	1	11-03	83	42	1325
40	2	11-04	84	43	1450
42	2	11-05	85	44	1415
44	2	11-06	86	45	1395
46	2	11-07	87	46	1400
48	2	11-08	88	47	1365
50	1	12-01	89	24	1465
52	1	12-02	90	25	1315
54	1	12-03	91	26	1422
56	1	12-04	92	27	1430
58	1	12-05	93	28	1417
60	1	12-06	94	29	1420
The ADC channel number can be calculated with the expression $CH(ADC)=(Driver-Num-1)*8+Driver-Channel-Num$					

Tabelle C.4: Technische Verkabelung Teil 2

Revision: 19.06.2008		
Crystal-Index	HV-Kanal	Spannung [V]
2	48	1312
4	30	1338
6	50	1380
8	51	1480
10	52	1340
12	53	1332
14	54	1407
16	55	1350
18	56	1392
20	57	1420
22	58	1395
24	59	1385
26	36	1324
28	37	1524
30	38	1380
32	39	1365
34	40	1460
36	41	1360
38	42	1325
40	43	1450
42	44	1415
44	45	1395
46	46	1400
48	47	1365
50	24	1465
52	25	1315
54	26	1422
56	27	1430
58	28	1417
60	29	1420
62	90	1380
64	91	1384
66	92	1405
68	93	1380

Crystal-Index	HV-Kanal	Spannung [V]
70	31	1340
72	95	1395
74	72	1350
76	73	1390
78	74	1280
80	75	1410
82	76	1304
84	77	1362
86	78	1362
88	79	1365
90	80	1430
92	81	1331
94	82	1345
96	83	1340
98	60	1445
100	61	1365
102	62	1300
104	63	1430
106	64	1382
108	65	1415
110	66	1446
112	67	1313
114	68	1440
116	69	1465
118	70	1272
120	71	1349
122	108	1365
124	109	1315
126	110	1314
128	111	1359
130	112	1310
132	113	1350
134	114	1337
136	115	1358
138	116	1370

Crystal-Index	HV-Kanal	Spannung [V]
140	117	1358
142	118	1422
144	119	1338
146	96	1400
148	97	1379
150	98	1392
152	99	1310
154	100	1335
156	101	1440
158	102	1360
160	103	1308
162	104	1403
164	105	1310
166	106	1402
168	107	1430
170	84	1375
172	85	1326
174	86	1330
176	87	1356
178	88	1357
180	89	1350
Revision: 19.06.2008		

Tabelle C.5: Hochspannungseinstellungen der Photomultiplier des Vorwärtsdetektors

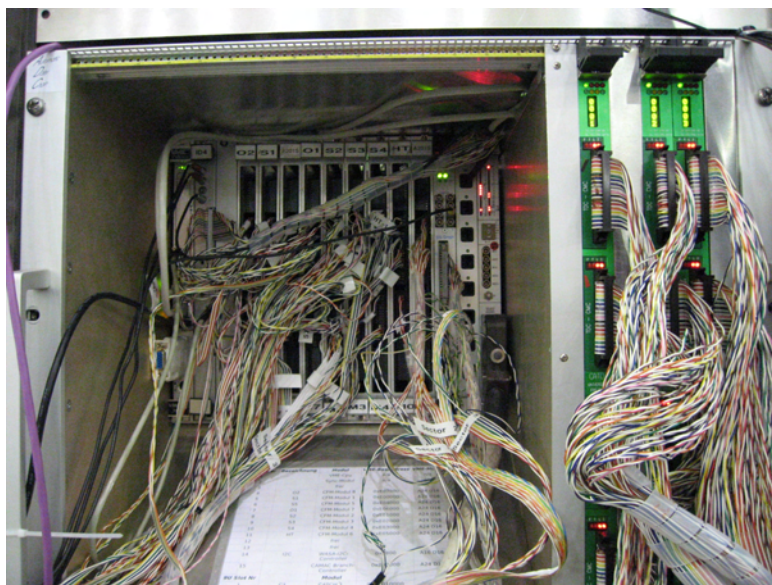


Abbildung C.3: Das CF-VME-Crate am Experiment

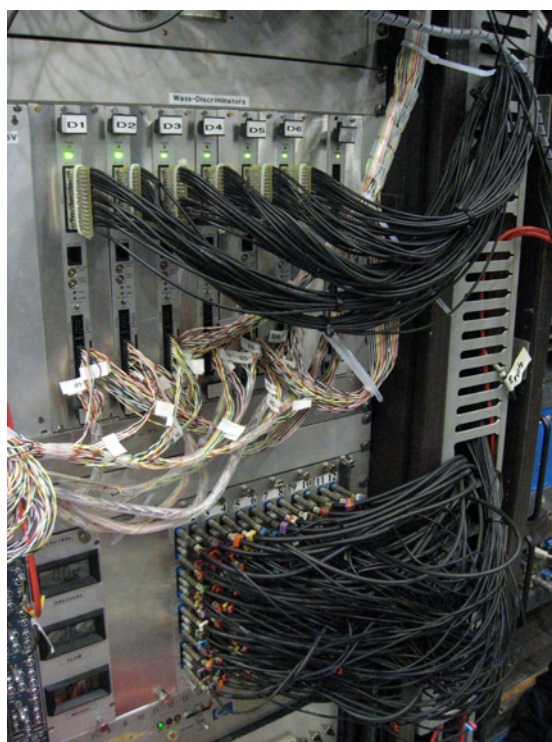


Abbildung C.4: Die WASA-Diskriminatoren und das Driver-Crate

Literaturverzeichnis

- [12-97] ANSI/VITA 12-1996: *American National Standard for The Mezzanine Concept M-Module Specification*, May 1997.
- [A⁺86] ALARJA, J. et al.: *Charged particle identification with a CsI(Tl) scintillator*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A(242):352–354, 1986.
- [A⁺92] AKER, E. et al.: *The Crystal Barrel Spectrometer at LEAR*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A(321):69–109, 1992.
- [AKST05] ANISOVICH, A.V., E. KLEMP, A.V. SARANTSEV und U. THOMA: *Partial wave decomposition of pion and photoproduction amplitudes*. European Physical Journal, A(24):111, 2005.
- [B⁺86] BLUCHER, E. et al.: *Tests of caesium iodide crystals for an electromagnetic calorimeter*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A(249):201–227, 1986.
- [B⁺89] BENRACHI, F. et al.: *Investigation of the performance of CsI(Tl) for charged particle identification by pulse-shape analysis*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A(281):137–142, 1989.
- [BDP⁺99] BRADTKE, CH., H. DUTZ, H. PESCHEL et al.: *A New Frozen-Spin Target for 4 π Particle Detection*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A(436):430–442, 1999.
- [Bet07] BETHKE, S.: *Experimental Tests of Asymptotic Freedom*. Progress in Particle and Nuclear Physics, 58:351, 2007.
- [Blo72] BLOOD, W. R.: *MECL System Design Handbook*. Motorola Semiconductor Products Inc., 2. Auflage, 1972.
- [Bös06] BÖSE, S.: *Modifikation und Test des Lichtpulsersystems für den Crystal Barrel Aufbau an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2006.
- [C⁺05] CREDE, V. et al.: *Photoproduction of η mesons off protons for $0.75\text{GeV} \leq E_\gamma \leq 3\text{GeV}$* . Phys. Rev. Lett., (94):012004, 2005.

- [CIK81] CHAO, K.-T., N. ISGUR und G. KARL: *Strangeness -2 and -3 Baryons in a quark model with chromodynamics*. Phys. Rev., D23:155, 1981.
- [CT97] CHIANG, W.-T. und F. TABAKIN: *Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction*. Phys. Rev., C55:2054–2066, 1997.
- [DKT99] DRECHSEL, D, S. S. KAMALOV und L. TIATOR: *A unitary isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up to 1 GeV*. Nucl. Phys., A645:145–174, 1999.
- [Ebe06] EBERHARDT, H.: *Messung der Targetpolarisation und Detektorstudie für das Møllerpolarimeter des Crystal-Barrel-Aufbaus an ELSA*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2006.
- [Els07] ELSNER, D.: *Untersuchung kleiner Partialwellenbeiträge in der Nähe dominierender Resonanzzustände des Protons mit linear polarisierten Photonen*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2007.
- [F⁺03] FISCHER, H. et al.: *CATCH Users Manual*. Compass-Note, Oktober 2003.
- [FHS⁺08] FUNKE, CH., J. HARTMANN, S. SCHAEPE et al.: *High Energy Particle Discrimination by utilizing the particle dependent response function of CsI(Tl) scintillators*. Publikation in Vorbereitung, 2008.
- [Fle01] FLEMMING, H.: *Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA*. Doktorarbeit, Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 2001.
- [FP04] FORNET-PONSE, K.: *Entwurf eines Fokalebeneendetektors für die Photonenmarkierungsanlage an ELSA*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2004.
- [FT92] FASANO, C. G. und F. TABAKIN: *Spin observables at threshold for meson production*. Physical Review, C46:2430–2455, 1992.
- [Grü06] GRÜNER, M.: *Modifikation und Test des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2006.
- [Gut03] GUTZ, E.: *Entwicklung eines zusätzlichen Trigger-Szintillationsdetektors für den Vorwärtskonus des Crystal Barrel Detektors an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2003.

- [H⁺88] HUSMANN, D et al.: *ELSA - The Continuous Beam Accelerator at Bonn*. Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, Seite 356, 1988.
- [Hac91] HACKMANN, RALF: *Messung des Luminiszenzverhaltens eines CsI(0,1mol%TL)-Kristallszintillators*. Diplomarbeit, Institut für Physik, Universität Mainz, 1991.
- [Hil06] HILLERT, W.: *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*. European Physical Journal, A(28):139–148, 2006.
- [Hof04] HOFFMEISTER, PH.: *Konzipierung der Analogsignalverarbeitung für den Crystal Barrel Vorwärtsdetektor*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2004.
- [Kai07] KAISER, D.: *Aufbau und Test des Gas-Čerenkov-Detektors für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2007.
- [Kam08] KAMMER, S.: *Zirkular und linear polarisierte Photonen am CBELSA/TAPS Experiment*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, vorr. 2008.
- [KDT95] KNÖCHLEIN, G., D. DRECHSEL und L. TIATOR: *Photoproduction and electroproduction of eta mesons*. Z. Phys., A352:327–343, 1995.
- [Kon01] KONRAD, M.: *Ortssensitiver Detektor für hochenergetische Photonen bei höchsten Raten*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2001.
- [LB⁺05] LANG, M., R. BECK et al.: *Measurement of the G asymmetry in single π^0 and η meson production*. Proposal to the PAC, August 2005.
- [LKMP01] LOERING, U., K. KRETZSCHMAR, B. CH. METSCH und H. R. PETRY: *Relativistic quark models of baryons with instantaneous forces*. European Physical Journal, A(10):309–346, 2001.
- [LMP01] LOERING, U., B. CH. METSCH und H. R. PETRY: *The light baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces I. The non-strange baryon spectrum and ground-states*. European Physical Journal, A(10):395–446, 2001.
- [M⁺02] MARCINIEWSKI, PAWEL et al.: *A fast programmable trigger system for the WASA experiment*. IEEE Transactions on Nuclear Science, 49(21550):312–317, 2002.

- [Mak09] MAKONYI, K.: *Observations on ω -mesic nuclei (working title)*. Doktorarbeit, II. Physikalisches Institut, Universität Giessen, vorr. 2009.
- [Mül07] MÜLLER, J.: *Bestimmung einer Energiekorrekturfunktion für das Kalorimeter des Crystal-Barrel-Experiments an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2007.
- [Now98] NOWOTNY, R.: *Performance of the BaF₂-calorimeter TAPS*. Nuclear Physics, B(61B):137–142, 1998.
- [OM59] OLSEN, HAAKON und L. C. MAXIMON: *Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening*. Phys. Rev., 114(3):887–904, 1959.
- [Pho99] PHOTONIS: *XP2972 product specification*, Oktober 1999. <http://www.photonis.com>.
- [S⁺05] SUFT, G. et al.: *A scintillating fibre detector for the Crystal Barrel experiment at ELSA*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A(531):416–424, 2005.
- [Sal68] SALAM, A.: *Weak and Electromagnetic Interactions*. Svartholm: Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium 1968, Seiten 1264–1266, 1968.
- [Sch89] SCHOTT, W.: *Das CsJ(Tl) Kalorimeter des Crystal Barrel Detektors*. Doktorarbeit, Fakultät für Physik, Universität Karlsruhe, 1989.
- [Sok06] SOKHOYAN, V.: *New photomultiplier readout for the Crystal Barrel forward-detector*. Report for the European Graduate School “Complex Systems of hadrons and nuclei”, 2006.
- [SSW58] STOREY, R.S., W. SACK und A. WARD. Proc. Phys. Soc., London:72, 1958.
- [Trn05] TRNKA, D.: *Observation of in-medium modifications of the ω meson*. Phys. Rev. Lett., (94):192–203, 2005.
- [TvPS⁺05] THOMA, U., H. VAN PEE, A. SARANTSEV et al.: *Measurement of Double Polarisation Observables in $2\pi^0$ -Photoproduction with the Crystal Barrel Detector at ELSA*. Proposal to the PAC, August 2005.
- [vP03] PEE, H. VAN: *Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für Photonenergien von 0.45 bis 1.3 GeV mit dem Crystal Barrel-Detektor an ELSA*. Doktorarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2003.
- [Wei67] WEINBERG, S.: *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett., 19:1264–1266, 1967.

- [Wen04] WENDEL, CH.: *Entwicklung eines Szintillations-Detektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel Vorwärtsdetektor*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2004.
- [Wen08] WENDEL, CH.: *Design, Aufbau und Kalibration eines Szintillationsdetektors zur Identifikation geladener Teilchen im Crystal-Barrel Vorwärtsdetektor*. Doktorarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2008.
- [WF⁺08] WENDEL, CH., CH. FUNKE et al.: *A new forward detector for the Crystal Barrel experiment at ELSA*. Publikation in Vorbereitung, 2008.
- [Win06] WINNEBECK, A.: *Entwicklung und Implementierung eines universellen, FPGA basierten Triggermoduls für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2006.
- [WS01] W. SKULSKI, M. MOMAYEZI: *Particle identification on CsI(Tl) using digital pulse shape analysis*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A(458):759–771, 2001.
- [WTF⁺08] WENDEL, CH., A. THIEL, CH. FUNKE et al.: *The State of Things*. Internal Note, April 2008.
- [Y⁺06] YAO, W.-M. et al.: *The Review of Particle Physics*. Journal of Physics, G(33):1ff, 2006.