

Aufbau, Test und Weiterentwicklung des
Triggersystems für das elektromagnetische
Kalorimeter ECAL1 des COMPASS-Experiments

Diplomarbeit
von
Carolin Kurig

Institut für Kernphysik,
Johannes-Gutenberg-Universität Mainz
August 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Ziele des COMPASS-Experiments	3
2.1	Das Myon-Programm bei COMPASS	3
2.1.1	Tiefunelastische Streuung und Strukturfunktionen	3
2.1.2	Messung der Gluonpolarisation	5
2.2	Das Hadron-Programm bei COMPASS	7
3	Das COMPASS-Spektrometer	9
3.1	Der polarisierte Myonstrahl	10
3.2	Das polarisierte Target	11
3.3	Die Spurdetektoren	12
3.4	Teilchenidentifikation	14
3.5	Kalorimetrie	15
3.6	Das Myon-Triggersystem	16
3.6.1	Nachweis des gestreuten Myons	17
3.6.2	Das Triggersystem der hadronischen Kalorimeter	19
3.6.3	Das Veto-System	20
3.6.4	Die Verknüpfung der Triggerkomponenten	20
4	Das elektromagnetische Kalorimeter ECAL1	23
4.1	Messprinzip von Bleiglaskalorimetern	23
4.1.1	Wechselwirkung von Elektronen und Photonen in Materie	24
4.1.2	Der elektromagnetische Schauer	24
4.1.3	Nachweis elektromagnetischer Schauer in Bleiglas	26
4.1.4	Hadronische Schauer	27
4.2	Der Aufbau von ECAL1	28
4.2.1	Die OLGA-Module	28
4.2.2	Die MAINZ-Module	29
4.2.3	Die GAMS-Module	29
5	Der ECAL1-Trigger in der Testphase	31
5.1	Aufgabe des ECAL1-Triggers	31
5.2	Der Aufbau des ECAL1-Trigger-Systems	32
5.2.1	Das Triggerschema	32
5.2.2	Die Summationskarten	34
5.2.3	Die Auslese- und Triggerelektronik	35

6	Inbetriebnahme des ECAL1-Triggers	39
6.1	Test der Elektronik	39
6.1.1	Analogsignale	40
6.1.2	Kontrolle des Aufbaus	41
6.1.3	Bestimmung der Effizienzen der Karten	43
6.1.4	Die TDC-Auslese	45
6.2	Test des Triggers	48
6.2.1	Abhängigkeit der Raten von der Diskriminatorschwelle	48
6.2.2	Der ECAL1-Trigger in Betrieb	48
7	Untersuchungen des ECAL1-Triggers mittels rekonstruierter Daten	51
7.1	Untersuchungen mit rekonstruierten Spuren	51
7.1.1	Verteilung geladener Spuren an ECAL1	52
7.1.2	Impulsverteilung der Teilchen in den Summationskarten	52
7.1.3	Energiedeposition in ECAL1	55
7.1.4	Konsequenzen für den ECAL1-Trigger	55
7.2	Energiekalibration	57
7.2.1	Versuch einer Energiekalibration der Summationskarten	57
7.2.2	Energiekalibration von ECAL1	59
7.3	Zeitabstimmung der Summationskarten	62
7.4	Zusammenspiel von ECAL1 und HCAL1	66
7.4.1	Energieverteilungen um extrapolierte Spuren	67
7.4.2	Anteilige Energiedeposition	67
7.4.3	Triggerabhängigkeit	69
7.4.4	Möglichkeiten des ECAL1-Triggers	72
7.5	Zusammenfassung der Ergebnisse	72
8	Der ECAL1-Trigger ab 2007	75
8.1	Der Aufbau der Triggerelektronik	75
8.2	Die Inbetriebnahme des ECAL1-Triggers	80
8.2.1	Zeitabgleich der Summationskarten	80
8.2.2	Wahl der Triggerschwelle	82
8.2.3	Inbetriebnahme des ECAL1-Triggers	83
9	Zusammenfassung	85
A	Beschriftung der Summationskarten	87
B	Constant-Fraction-Diskriminatoren	89

Kapitel 1

Einleitung

Die Kern- und Teilchenphysik beschäftigt sich mit grundlegenden Fragen nach dem Aufbau der Materie und ihrer Wechselwirkungen. Mit dem COMPASS-Experiment am CERN* in Genf werden die Spinstruktur von Nukleonen und das Spektrum von Hadronen untersucht. COMPASS steht für ‚**CO**mmun **MU**on **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy‘. Das COMPASS-Experiment verwendet ein festes Target und kann sowohl mit einem Hadronstrahl als auch mit einem polarisierten Myonstrahl betrieben werden. Bei Messungen mit Myonen wird ein polarisiertes Target verwendet, so dass Spineffekte im Nukleon studiert werden können.

Das COMPASS-Spektrometer ist aus zwei Stufen aufgebaut und ermöglicht bei hohen Raten neben genauer Impulsmessung auch Teilchenidentifikation und Kalorimetrie. Da die entstehende Datenmenge so groß ist, dass nicht alle Detektorinformationen kontinuierlich ausgelesen werden können, sorgt ein Triggersystem für die Selektion interessanter Ereignisse. Die Detektorinformationen werden in der Ausleseelektronik lediglich zwischengespeichert; nur bei einem Triggersignal werden sie ausgelesen und abgespeichert. Das Triggersystem für Messungen mit dem Myonstrahl benutzt Szintillator-Hodoskope für die Detektion der gestreuten Myonen und weist die entstandenen Hadronen über ihre Energiedeposition in einem der hadronischen Kalorimeter nach.

Vor der Datennahme 2006 wurde ein elektromagnetisches Bleiglaskalorimeter, ECAL1, in der ersten Spektrometerstufe installiert. Damit verfügt das COMPASS-Spektrometer über je ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter in beiden Spektromerterteilen. Für ECAL1 wurde ein Triggersystem entwickelt, das Gegenstand dieser Diplomarbeit ist. Mit Hilfe dieses Triggersystems werden Energiedepositionen in ECAL1 nachgewiesen. Dies ist sowohl bei Messungen mit Myonen als auch mit Hadronen ein Hinweis auf ein physikalisch interessantes Ereignis. Eine erste Version des ECAL1-Triggersystem wurde während der Datennahme 2006, also zu Beginn dieser Diplomarbeit, in Betrieb genommen und detailliert studiert. Zunächst wurde die benutzte Elektronik überprüft und die wichtigsten Eigenschaften des Systems bestimmt. Anhand der genommenen Daten wurde der ECAL1-Trigger genauer untersucht. Das ECAL1-Triggersystem wurde darauf aufbauend für die nächste Datennahme weiterentwickelt und im Mai und Juni 2007 in Betrieb genommen.

Einen kurzen Überblick über die physikalischen Ziele des COMPASS-Experiments gibt Kapitel 2 dieser Arbeit. Das COMPASS-Spektrometer und das Triggersystem sind im dritten Kapitel beschrieben. Danach werden der Aufbau von ECAL1 und die Grundlagen zum

*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

Nachweis elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen in Bleiglaskalorimetern behandelt. Daraufhin folgt eine Erläuterung des Konzepts und des Aufbaus des ECAL1-Triggers während der Testphase in 2006. Die Inbetriebnahme und der Test der Triggerelektronik sind in Kapitel 6 beschrieben. Die Analyse der Daten von 2006 hinsichtlich des ECAL1-Triggers findet sich in Kapitel 7. Anschließend wird der verbesserte ECAL1-Trigger und seine Inbetriebnahme in 2006 geschildert. Eine kurze Zusammenfassung schließt die Arbeit ab.

Kapitel 2

Physikalische Ziele des COMPASS-Experiments

Am COMPASS-Experiment [1] können Messungen wahlweise mit einem Strahl aus Myonen oder aus Hadronen durchgeführt werden. Entsprechend unterscheidet man das sogenannte Myon- und Hadron-Programm.

2.1 Das Myon-Programm bei COMPASS

Das COMPASS-Experiment wurde so aufgebaut, dass es neben dem durch seine Erzeugung in natürlicher Weise longitudinal polarisiertem Myonenstrahl auch ein polarisiertes Target gibt, in dem die Nukleonenspins sowohl longitudinal als auch transversal ausgerichtet werden können. Somit ergibt sich ein vielfältiges Spektrum möglicher Messungen, die hier nur kurz dargestellt werden können. Alle Messungen beruhen auf der tiefunelastischen Streuung von polarisierten Myonen, also strukturlosen Leptonen, an den polarisierten Nukleonen des Targets.

Zunächst sollen einige grundlegende Variablen in Streuprozessen eingeführt werden, die es erlauben die tiefunelastische Streuung zu charakterisieren. Danach werden die wichtigsten Messungen beim COMPASS-Experiment kurz vorgestellt.

2.1.1 Tiefunelastische Streuung und Strukturfunktionen

Der Prozess der tiefunelastischen Streuung ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Das einlaufende Lepton trägt den Viererimpuls k und streut über den Austausch eines virtuellen Photons an einem Nukleon mit Viererimpuls P . Nach der Streuung trägt das auslaufende Lepton den Viererimpuls k' und wurde im Laborsystem um den Winkel θ abgelenkt. Das Nukleon kann durch den Energie- und Impulsübertrag angeregt werden oder aufbrechen, allgemein spricht man vom hadronischen Endzustand X mit der invarianten Masse W . Liegt W oberhalb der Massen der Nukleonresonanzen, also über $2 \text{ GeV}/c^2$, heißt der Streuprozess tiefunelastisch.

Das im Prozess ausgetauschte virtuelle Photon trägt den Viererimpuls $q = k - k'$ und im Laborsystem die Energie $\nu = E - E'$. Üblicherweise wird zur Beschreibung der Kinematik das negative Massenquadrat des Viererimpulsübertrags Q^2 angegeben:

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

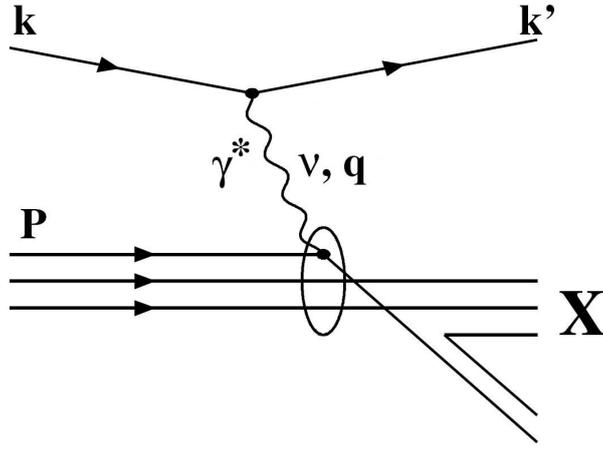


Abbildung 2.1: Tiefunelastische Streuung eines Leptons an einem Parton des Nukleons in der Näherung des Ein-Photon-Austauschs.

Außerdem führt man zwei dimensionslose Lorentzskalare ein,

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \quad \text{und} \quad y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} ,$$

die Werte zwischen 0 und 1 annehmen können. Die Variable y gibt den relativen Energieübertrag des Leptons auf das Parton an. Die Björkensche Skalenvariable x kann je nach betrachtetem Bezugssystem unterschiedlich interpretiert werden. Im Laborsystem ($\vec{P} = 0$) ist x ein Maß für die Inelastizität des Streuprozesses, im Breit-System ($\nu = 0$) gibt x den Anteil am Impuls des Nukleons an, der vom an der Streuung beteiligten Parton getragen wird.

Wird in einer Messung im Endzustand nur das gestreute Lepton nachgewiesen, nennt man die Messung inklusiv. In einer semi-inklusive Messung werden auch Teile des hadronischen Endzustandes nachgewiesen.

Mit einer inklusiven Messung der tiefunelastischen Streuung können die Strukturfunktionen F_1 und F_2 bestimmt werden. Die Strukturfunktionen beschreiben die Nukleonstruktur und hängen von Q^2 und x ab. Sie werden im Quark-Parton-Modell als Summen von Quarkverteilungsfunktionen interpretiert. Der Zusammenhang zwischen dem differentiellen Wirkungsquerschnitt und den Strukturfunktionen wird über die folgende Relation hergestellt:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{8\pi\alpha^2}{Q^2} \left\{ \frac{y}{2} F_1 + \frac{1}{2xy} \left(1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4} \right) F_2 \right\} \quad (2.1)$$

Dabei ist der kinematische Faktor γ durch $\gamma^2 = Q^2/\nu^2 = 4x^2 M^2/Q^2$ gegeben. Die unpolarisierten Strukturfunktionen F_1 und F_2 sind bereits über viele Größenordnungen von x und Q^2 vermessen worden, eine detaillierte Zusammenstellung gibt beispielsweise [2, 3].

Die vorangegangenen Erläuterungen beziehen sich auf die unpolarisierte Streuung. Geht man aber davon aus, dass sowohl die Spins des Strahls als auch die des Targetmaterials bevorzugt ausgerichtet sind, dann können Spineffekte untersucht werden. Bei COMPASS entsteht die Polarisation des Strahls durch den paritätsverletzenden schwachen Zerfall von Pionen und ist daher stets longitudinal. Die Targetpolarisation kann hingegen longitudinal

oder transversal gewählt werden. Dadurch besteht Zugang zu den bisher nicht genau bekannten polarisierten Strukturfunktionen $g_1(x, Q^2)$ und $g_2(x, Q^2)$.

Bei einem longitudinal polarisiertem Leptonstrahl ergibt sich unter Berücksichtigung des Targetspins folgender Wirkungsquerschnitt [4]:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dy d\varphi} = \frac{d^3\bar{\sigma}}{dx dy d\varphi} - \mathcal{H}_\ell \cos\beta \frac{d^3\Delta_{\parallel}\sigma}{dx dy d\varphi} - \mathcal{H}_\ell \sin\beta \cos\varphi \frac{d^3\Delta_{\perp}\sigma}{dx dy d\varphi} \quad (2.2)$$

Der Winkel β ist der Winkel zwischen dem Impuls des einlaufenden Leptons und dem Spin des Targets. φ ist der Winkel zwischen der Streuebene, die von den Impulsen des ein- und auslaufenden Leptons aufgespannt wird, und der Spinebene, die durch die Spins des einlaufenden Leptons und des Nukleons bestimmt ist.

Im ersten Term bezeichnet $\bar{\sigma}$ den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt aus Gleichung (2.1). Der Beitrag der longitudinalen Spinkomponente des Targets ist im zweiten Term gegeben. $\Delta_{\parallel}\sigma = \sigma^{\uparrow\uparrow} - \sigma^{\uparrow\downarrow}$ gibt den Unterschied der Wirkungsquerschnitte zwischen parallelen und entgegengesetzt ausgerichteten Spins in Strahl und Target an. Der Zusammenhang mit den polarisierten Strukturfunktionen ist:

$$\frac{d^3\Delta_{\parallel}\sigma}{dx dy d\varphi} = \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left\{ \left(1 - \frac{y}{2} - \frac{y^2\gamma^2}{4} \right) g_1 - \frac{y}{2}\gamma^2 g_2 \right\}$$

Die transversale Komponente des Targetspins wird im letzten Term von (2.2) berücksichtigt. Der Unterschied der Wirkungsquerschnitte zwischen den beiden möglichen transversalen Einstellungen des Targetspins ist durch $\Delta_{\perp}\sigma = \sigma^{\uparrow\rightarrow} - \sigma^{\uparrow\leftarrow}$ gegeben. Dort ergibt sich folgender Zusammenhang mit den Strukturfunktionen:

$$\frac{d^3\Delta_{\perp}\sigma}{dx dy d\varphi} = \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left\{ \gamma \sqrt{1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4}} \left(\frac{y}{2} g_1 + g_2 \right) \right\}$$

Bei COMPASS können $\Delta_{\parallel}\sigma$ und $\Delta_{\perp}\sigma$ bestimmt werden. Da der kinematische Faktor γ für große Q^2 verschwindet, kann mit longitudinal polarisiertem Target die Strukturfunktion g_1 untersucht werden. Mit einer transversalen Targetpolarisation besteht Zugang zu der Summe $\frac{y}{2}g_1 + g_2$ der Strukturfunktionen. Dieser Teil des Wirkungsquerschnitts ist allerdings mit dem Faktor γ unterdrückt.

2.1.2 Messung der Gluonpolarisation

Das COMPASS-Experiment bietet auch die Möglichkeit einer semi-inklusiven Messung, bei der neben dem gestreuten Myon auch Hadronen im Endzustand gefordert werden. Als Beispiel wird hier die Bestimmung der Gluonpolarisation beschrieben.

Eines der wichtigsten physikalischen Ziele des COMPASS-Experiments ist das tiefere Verständnis des Nukleonenspins. Allgemein stellt man sich den Nukleonspin aus vier Beiträgen zusammengesetzt vor

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g.$$

Dabei bezeichnet $\Delta\Sigma$ den Beitrag der Quarkspins, ΔG den der Spins der Gluonen und L_q bzw. L_g den Beitrag durch einen möglichen Bahndrehimpuls von Quarks oder Gluonen. Anfang der 1980er Jahre stellte sich heraus, dass der Beitrag der Quarks zum Spin

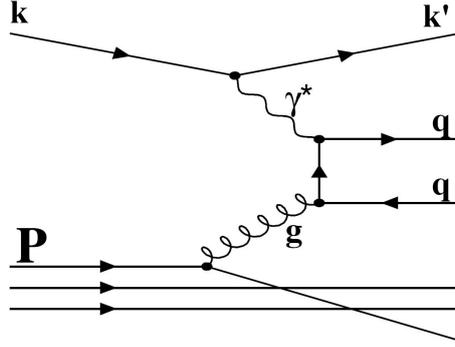


Abbildung 2.2: Die Photon-Gluon-Fusion

des Nukleons nur etwa ein Drittel beträgt [5], also der Quarkspin nicht den kompletten Nukleonspin erklären kann.

Am COMPASS-Experiment kann die Gluonpolarisation $\frac{\Delta G}{G}$ gemessen und somit der Beitrag der Gluonen zum Nukleonspin bestimmt werden. Dazu wird der Prozess der Photon-Gluon-Fusion (PGF) verwendet, der in Abbildung 2.2 skizziert ist. Das virtuelle Photon aus der Leptonstreuung und ein Gluon des Nukleons wechselwirken über die Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares,

$$\gamma^* + g \longrightarrow q + \bar{q}.$$

Da ein Photon und ein Gluon nicht direkt miteinander wechselwirken, ist die Photon-Gluon-Fusion der Prozess niedrigster Ordnung der Photon-Gluon-Wechselwirkung.

Bei COMPASS wird die Gluonpolarisation über die Asymmetrien in PGF-Prozessen mit polarisiertem Target und polarisiertem Strahl bestimmt. Sowohl Targetmaterial als auch der Myonstrahl sind longitudinal polarisiert. Der experimentelle Aufbau ermöglicht den Vergleich der Wirkungsquerschnitte zwischen parallelen Spins in Strahl und Target ($\uparrow\uparrow$) und entgegengesetzten Spins ($\uparrow\downarrow$). Experimentell ist die Zählratenasymmetrie zugänglich, die mit $\frac{\Delta G}{G}$ folgendermaßen zusammenhängt [6]:

$$A_{exp} = \frac{N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow}}{N^{\uparrow\uparrow} + N^{\uparrow\downarrow}} = P_S P_T f a_{LL} \frac{\sigma_{PGF}}{\sigma_{PGF} + \sigma_B} \frac{\Delta G}{G} + A_B$$

Dabei bezeichnet P_S die Polarisation des Strahls, P_T die Polarisation des Targets, f den Anteil an polarisierbaren Nukleonen im Target, a_{LL} die Asymmetrie der Photon-Gluon-Wechselwirkung, σ_{PGF} den Wirkungsquerschnitt des PGF-Prozesses, σ_B den Wirkungsquerschnitt von Untergrundprozessen und A_B eine mögliche Untergrundasymmetrie.

Für die Anreicherung eines Ereignisensembles mit PGF-Prozessen werden bei COMPASS zwei Methoden benutzt, die hier kurz beschrieben werden.

Open-Charm-Analyse

Die Schwerpunktsenergie bei COMPASS ist so hoch (≈ 18 GeV), dass beim PGF-Prozess ein Charm-Quark-Antiquark-Paar entstehen kann. Die Charm-Quarks fragmentieren bevorzugt in D-Mesonen, die über die folgenden Zerfallskanäle* nachgewiesen werden:

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$$

*Hier und in der gesamten restlichen Arbeit ist, soweit nicht explizit anders erwähnt, stets auch die ladungskonjugierte Relation gemeint.

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi_{slow}^+ .$$

Die Rekonstruktion der D^0 -Mesonen erfolgt über die Kombination von entgegengesetzt geladenen Spurpaaren. Der kombinatorische Untergrund wird über geeignete Schnitte reduziert, insbesondere sei hier die Kaonidentifikation mit dem RICH-Detektor erwähnt.

Durch den geringen Massenunterschied zwischen D^{*+} und D^0 tritt im D^* -Zerfall ein langsames Pion π_{slow}^+ auf. Bei der D^* -Rekonstruktion über das sogenannte ‚ D^* -Tagging‘ wird ein solches langsames Pion gefordert. Das so erhaltene Ereignisset ist besonders untergrundfrei.

Die bisherige Analyse von Open-Charm-Ereignissen ergibt den vorläufigen Wert für die Gluonpolarisation $\frac{\Delta G}{G} = -0.57 \pm 0.41(\text{stat}) \pm 0.17(\text{syst})$ [7]. Der limitierende Faktor dieser Analyse ist die geringe Zahl von Ereignissen, die in einem großen statistischen Fehler resultiert.

High- p_t -Analyse

Betrachtet man den PGF-Prozess im Schwerpunktsystem von Quark und Gluon, so entsteht das Quark-Antiquark-Paar mit einer isotropen Winkelverteilung und Quark und Antiquark haben gerade entgegengesetzte Impulse. Geht man davon aus, dass sich Ladung und Impuls eines Quarks bei der Hadronisierung im Wesentlichen auf ein führendes Hadron übertragen, dann beobachtet man im Laborsystem ein Paar entgegengesetzt geladener Hadronen, das einen hohen Transversalimpuls aufweisen kann. Selektiert man nun solche Paare mit hohem Transversalimpuls ($p_t > 0.7 \text{ GeV}/c$), so werden PGF-Prozesse angereichert. Die Analyse wird für Ereignisse mit $Q^2 > 1 \text{ GeV}$ und solche mit $Q^2 < 1 \text{ GeV}$ getrennt durchgeführt. Das vorläufige Ergebnis der Analyse mit den Daten von 2002-2004 und $Q^2 < 1 \text{ GeV}$ ist $\frac{\Delta G}{G} = -0.016 \pm 0.058(\text{stat}) \pm 0.055(\text{syst})$ [8].

Diese Analyse benutzt den großen Anteil von PGF-Prozessen, bei denen ein up-, down- oder strange-Quark entsteht, und kann dementsprechend eine sehr gute statistische Genauigkeit erreichen. Allerdings treten physikalische Untergrundprozesse auf, deren Einfluss mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden muss. Das führt zu größeren systematischen Fehlern.

2.2 Das Hadron-Programm bei COMPASS

Am COMPASS-Experiment bietet sich die Möglichkeit Messungen auch mit einem Strahl aus Hadronen durchzuführen. Am Ende der Strahlzeit 2004 fand bereits eine zweiwöchige Testphase mit einem negativen Pion-Strahl, der einen kleinen Anteil an Kaonen und Antiprotonen aufwies, statt. Der größte Teil des umfangreichen Hadron-Programms soll in 2008 beginnen. Hierbei sollen verschiedene Prozesse untersucht werden.

Primakoff

Bei der sogenannten Primakoff-Reaktion wird ein Pion an einem virtuellen Photon im Coulombfeld eines Atomkerns gestreut: $\pi^- + Z \rightarrow \pi^- + Z + \gamma$. Aus den sich ergebenden Abweichungen zum Wirkungsquerschnitt eines punktförmigen Teilchens lässt sich die elektromagnetische Polarisierbarkeit von Pionen bestimmen.

Das COMPASS-Experiment bietet die einzigartige Möglichkeit den Unterschied der Wirkungsquerschnitte direkt zu messen, indem die gleiche Messung mit Pionen und punktförmigen Myonen als Strahlteilchen durchgeführt werden kann. Dadurch wird der Einfluss

systematischer Fehlerquellen weitgehend minimiert. Die Primakoff-Reaktion wurde während des Pilotruns 2004 mit einem $190 \text{ GeV}/c \pi^-$ -Strahl gemessen. Das vorläufige Ergebnis für die magnetische Polarisierbarkeit $\bar{\beta}_\pi$ ist $\bar{\beta}_\pi = (-2, 5 \pm 1, 7) \times 10^{-4} \text{ fm}^3$ [9]. Dabei wurde die Annahme gemacht, dass für die elektrische Polarisierbarkeit $\bar{\alpha}_\pi = -\bar{\beta}_\pi$ gilt.

Suche nach exotischen Zuständen und Hadronenspektroskopie

Die bisher bekannten Hadronen sind Baryonen und Mesonen. Baryonen sind aus drei Valenzquarks aufgebaut. Ein Meson wird als ein System zweier Valenzquarks, einem Quark-Antiquark-Paar, betrachtet.

Die Quantenchromodynamik (QCD) erlaubt neben diesen beiden auch die Existenz anderer hadronischer Zustände. So sind auch Gluebälle (gg, ggg), die nur aus Valenzgluonen bestehen, Hybridzustände ($q\bar{q}g$) aus einem Quark-Antiquark-Paar mit zusätzlichem Valenzgluon, Systeme mehrerer Quark-Antiquark-Paare ($q\bar{q}q\bar{q}, \dots$) oder das Pentaquark ($qqqq\bar{q}$) nicht ausgeschlossen. In bisherigen Experimenten wurden bereits einige mögliche Kandidaten für solche exotischen Zustände beobachtet, sie konnten aber nicht zweifelsfrei zugeordnet und genauer vermessen werden.

Neben der Beobachtung des Massenzustandes beinhaltet die Identifikation eines exotischen Zustandes auch die Bestimmung seiner Quantenzahlen. Üblicherweise wird ein Meson durch die Quantenzahlen J^{PC} charakterisiert, wobei $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ den gekoppelten Drehimpuls aus Spin und Bahndrehimpuls beschreibt, $P = (-1)^{L+1}$ die Parität des Teilchens und $C = (-1)^{L+S}$ die ‚Ladungskonjugation‘, also das Symmetrieverhalten unter Teilchen-Antiteilchen-Austausch. Nicht alle Kombinationen von J^{PC} sind für ein $q\bar{q}$ -System möglich, die ‚verboten‘ Kombinationen mit den niedrigsten Quantenzahlen sind $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}$. Einige dieser für Mesonen verbotenen Quantenzahlen sind aber für exotische Zustände möglich. Mit Hilfe einer Partialwellenanalyse der Zerfallsprodukte können die Quantenzahlen des angeregten Zustandes bestimmt und so exotische Mesonen identifiziert werden.

Die Prozesse, die bei COMPASS zur Mesonspektroskopie untersucht werden sollen, sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Es handelt sich um die zentrale Produktion und die diffraktive Streuung. Beide zeichnen sich durch einen messbaren Rückstoß des Targetprotons aus. Bei der zentralen Produktion, $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p_{slow} + X$, verliert das π^- typischerweise 10% seiner Energie. Die entstehenden Hadronen laufen unter Winkeln aus, die größer sind als bei der diffraktiven Produktion. Die zentrale Produktion ermöglicht die Untersuchung des $f_0(1500)$, das im Moment als möglicher Glueball-Kandidat gilt. Die diffraktive Streuung wird durch einen höheren Energieverlust des π^- und Reaktionsprodukte mit kleinen Winkeln charakterisiert.

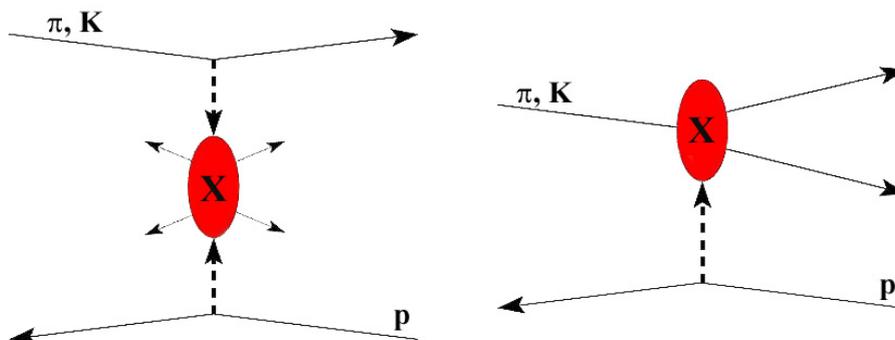


Abbildung 2.3: Links ist die zentrale Produktion skizziert, rechts die diffraktive Streuung.

Kapitel 3

Das COMPASS-Spektrometer

In diesem Kapitel sollen die wichtigsten Komponenten des COMPASS-Spektrometers kurz vorgestellt werden. Grundlage ist dabei der Aufbau während der Myon-Strahlzeit 2006. Eine detaillierte Beschreibung des Spektrometers findet sich unter [10].

Das COMPASS-Experiment benutzt den Myon- und Hadronstrahl des SPS* am CERN zur Untersuchung des Nukleonspins und zur Hadronspektroskopie. Dazu werden neben dem einlaufenden Myon bzw. Hadron auch die auslaufenden Teilchen mittels eines zwei-stufigen Spektrometers nachgewiesen. Abbildung 3.1 zeigt das COMPASS-Spektrometer im Überblick.

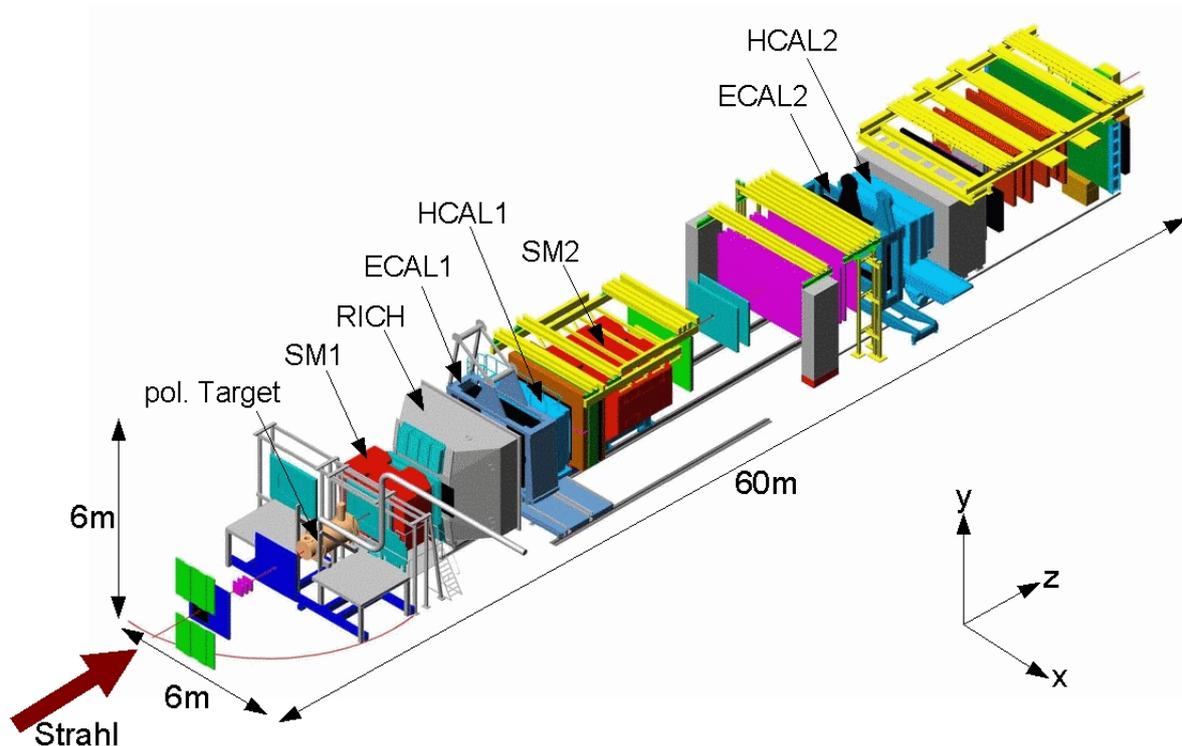


Abbildung 3.1: Das COMPASS-Spektrometer im Überblick.

*Super Proton Synchrotron

Das Spektrometer ist zweistufig aufgebaut, um eine präzise Impulsmessung in einem weiten Akzeptanzbereich zu erlauben. Im Spektrometer um den ersten Magneten SM1, auch ‚large-angle‘-Spektrometer genannt, können Teilchen mit einer großen Akzeptanz im Azimuthalwinkel θ (± 180 mrad) nachgewiesen werden. Das zweite Spektrometer, das auch ‚small-angle‘-Spektrometer heißt, benutzt den Magneten SM2. Es ist für Teilchen mit hohen Impulsen (> 5 GeV/c), die daher kleine Winkel (± 30 mrad) zur Strahlachse haben, ausgelegt. Alle Orte im COMPASS-Spektrometer werden mit Hilfe des ebenfalls in Abbildung 3.1 skizzierten Koordinatensystems angegeben. Die Mitte des Targets legt den Koordinatenursprung fest. Die z-Achse wird durch den einlaufenden Strahl gegeben, alle Orte vor der Targetmitte haben negative z-Positionen, alle dahinter positive. Die y-Achse verläuft vertikal und zeigt von unten nach oben. Die x-Achse ist horizontal ausgerichtet und ihre Richtung so gewählt, dass das Koordinatensystem rechtshändig ist.

3.1 Der polarisierte Myonstrahl

Der polarisierte Myon-Strahl wird mit dem Protonstrahl des SPS 20 m unter der Erdoberfläche erzeugt. Das SPS beschleunigt Protonen auf eine Energie von bis zu 400 GeV. Über die Dauer eines ‚Spills‘ von 4,8 s werden $1,2 \times 10^{13}$ Protonen auf ein primäres Target aus Beryllium geschossen. Dieser Extraktionsvorgang wiederholt sich, je nach Betriebsart des SPS, alle 14,4 oder 16,8 s.

Treffen die hochenergetischen Protonen auf das Berylliumtarget, so entsteht eine Vielzahl von Hadronen. Von den entstehenden positiven Pionen können durch Magnetsysteme solche mit einem Impuls von bis zu 225 GeV/c $\pm 10\%$ selektiert werden. Für einen Myonstrahl mit 160 GeV/c werden Pionen mit 172 GeV/c Impuls ausgewählt.

Es folgt eine Zerfallsstrecke von 600 m Länge. Ein Teil der primär erzeugten Pionen zerfällt auf dieser Strecke schwach in Myonen und Myonneutrinos: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$.

Die hadronischen Komponenten des Strahls werden in einem 9,9 m langen Berylliumabsorber gestoppt. Dieser befindet sich zwischen Dipolmagneten, mit denen Myonen mit einem Impuls von 160 GeV/c $\pm 5\%$ selektiert werden. Durch die Ablenkung fliegen die Myonen nun schräg in Richtung Erdoberfläche. Dabei durchlaufen sie ein weiteres Magnetsystem aus Quadrupolen zur Strahloptimierung. Die sorgfältige Abstimmung der Strahlführungselemente reduziert den durch die Produktion bedingte Myon-Halo mit einem breiten Impulsspektrum um den eigentlichen Strahl. Ein weiteres System aus Dipolmagneten lenkt den Strahl so ab, dass er schließlich parallel zur Erdoberfläche in das COMPASS-Experiment hinein läuft. Mit Hilfe dieser letzten Dipolmagneten wird der Impuls der Strahlteilchen in der sogenannten ‚Beam-Momentum-Station‘ (BMS) gemessen. Das geschieht durch Ortsmessungen mit mehreren Hodoskopen und Detektoren aus szintillierenden Fasern vor und nach den Dipolen.

In Abbildung 3.2 ist links das Impulsspektrum und rechts die x-Position des Myonstrahls in der Targetmitte aufgetragen. Die schraffierten Bereiche kennzeichnen die Teilchen, die das komplette Target durchqueren.

Aufgrund seiner Erzeugung durch den maximal paritätsverletzenden Pionzerfall ist der Myonstrahl in natürlicher Weise longitudinal polarisiert. Das zerfallende Pion selbst trägt keinen Spin. In seinem Ruhesystem müssen daher das entstehende Myon und Neutrino gerade entgegengesetzte Impulse und Spins tragen. Da das entstehende Neutrino stets linkshändig und beinahe masselos ist, besitzt es eine negative Helizität, das heißt Spin und Impuls sind gegeneinander ausgerichtet. Damit ist aber auch die Helizität des Myons festgelegt und ebenfalls negativ.

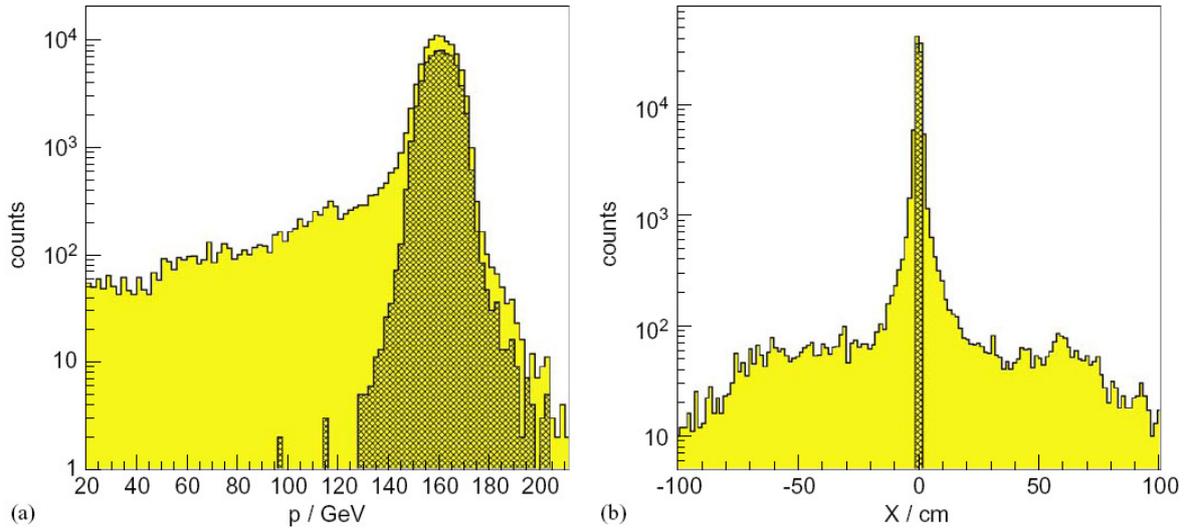


Abbildung 3.2: Links ist die Impulsverteilung, rechts die x-Position der Strahlteilchen auf Höhe der Targetmitte gezeigt. Die dunklen Regionen zeigen Myonen, die das komplette Target durchqueren [11].

Die Winkelverteilung der Zerfallsmyonen im π^+ -Ruhe-system ist isotrop. Der Impuls des Myons im Laborsystem hängt allerdings vom Winkel zwischen ursprünglicher Flugrichtung des Pions und Emissionsrichtung des Myons ab. Wählt man also feste Impulsbereiche für Myon und Pion, so entspricht das einem bevorzugten Emissionswinkel des Myons im Ruhesystem. Aufgrund der festen Helizität des Myons im Ruhesystem lässt sich somit die Polarisation des Strahls im Laborsystem festlegen [12]. Bei COMPASS beträgt die Polarisation des Myonstrahls $(-80 \pm 4)\%$.

3.2 Das polarisierte Target

Im COMPASS-Experiment wird ein polarisierbares Target benutzt. Da die Intensität des Myonstrahls begrenzt ist, wird aus Luminositätsgründen ein Festkörpertarget verwendet. Für Messungen an Deuteronen benutzt man Lithiumdeuterid ${}^6\text{LiD}$ als Targetmaterial, für Messungen an Protonen Ammoniak NH_3 . In 2007 wird erstmal Ammoniak als Targetmaterial verwendet, alle vorherigen Messungen des Myonprogramms erfolgten mit Lithiumdeuterid.

Um Doppelspinasymmetrien zu messen, muss neben dem verwendeten Strahl auch das Target polarisiert sein. Damit eine Polarisation des Targets aufgebaut und erhalten werden kann, sind hohe Magnetfelder (2,5 T) und tiefe Temperaturen (50 mK) erforderlich. Der Polarisationsprozess nutzt freie Elektronen im Targetmaterial. Deren Spins sind bei den genannten Bedingungen nahezu vollständig polarisiert. Die Polarisation der Spins der Nukleonen erfolgt durch dynamische Kernpolarisation* [13]. Dabei werden Mikrowellen einer geeigneten Frequenz eingestrahlt, die dafür sorgen, dass sich die Polarisation der Elektronen auf die Protonen überträgt. Nach 2-3 Tagen wird bei ${}^6\text{LiD}$ eine Polarisation von etwa 50% erreicht.

Das COMPASS-Target besteht aus drei hintereinander liegenden Zellen, die äußeren sind 30, die mittlere 60 cm lang. Die beiden äußeren Zellen tragen die gleiche Polarisati-

*Englisch: Dynamic Nuclear Polarisation (DNP)

on, die mittlere Zelle ist entgegengesetzt zu den äußeren beiden polarisiert. Durch diese Anordnung werden Unterschiede in der Akzeptanz des Spektrometers für die verschiedenen Polarisierungen kompensiert. Zusätzlich wird die Polarisation in regelmäßigen Abständen umgekehrt. Bei longitudinaler Targetpolarisation geschieht dies alle 24 Stunden, bei Messungen mit transversaler Polarisation alle 6 Tage.

3.3 Die Spurdetektoren

Im COMPASS-Experiment kommen eine Vielzahl von Spurdetektoren für eine präzise Spurmessung zum Einsatz. Die in COMPASS benutzten Spurdetektoren lassen sich anhand der abgedeckten Akzeptanz und der Teilchenrate in den Detektoren grob in drei Kategorien einteilen.

Die Spurdetektoren für sehr kleine Winkel messen in Regionen bis etwa 3 cm Abstand zur Strahlachse. Detektoren für kleine Winkel decken den Bereich von 2,5 bis etwa 40 cm Abstand zur Strahlachse ab. Die Spurdetektoren für große Winkel weisen geladene Teilchen in den weiter außen liegenden Regionen nach. Typische Orts- und Zeitaufösungen sowie die Größe der benutzten Spurdetektoren findet sich in Tabelle 3.1. Im Folgenden wird kurz auf die einzelnen Detektoren eingegangen.

Detektor	aktive Fläche	Auflösung
Szint. Fasern	$3,9 \times 3,9 - 12,3 \times 12,3 \text{ cm}^2$	$\sigma_s = 130 - 210 \mu\text{m}, \sigma_t = 0,4 \text{ ns}$
Silizium-Streifen	$5 \times 7 \text{ cm}^2$	$\sigma_s = 8 - 11 \mu\text{m}, \sigma_t = 2,5 \text{ ns}$
Micromega	$40 \times 40 \text{ cm}^2$	$\sigma_s = 90 \mu\text{m}, \sigma_t = 9 \text{ ns}$
GEM	$31 \times 31 \text{ cm}^2$	$\sigma_s = 70 \mu\text{m}, \sigma_t = 12 \text{ ns}$
Driftkammern	$180 \times 127 \text{ cm}^2$	$\sigma_s = 190 \mu\text{m}$
Straw	$323 \times 280 \text{ cm}^2$	$\sigma_s = 190 \mu\text{m}$
Vieldrahtprop.	$178 \times 120 \text{ cm}^2$	$\sigma_s = 1,6 \text{ mm}$

Tabelle 3.1: Die wichtigsten Spurdetektoren und ihren typischen Abmessungen, Ortsauflösungen σ_s und Zeitaufösungen σ_t .

Spurdetektoren für sehr kleine Winkel:

Im Bereich des Strahls müssen die benutzten Detektoren sehr großen Raten standhalten. Hier werden Silizium-Streifen-Detektoren und szintillierende Faserhodoskope verwendet.

Die szintillierenden Fasern werden sowohl vor als auch hinter dem Target benutzt. Sie weisen also ein- und auslaufende Strahlteilchen nach. Die szintillierenden Fasern besitzen eine sehr gute Zeitauflösung. Für die Rekonstruktion von Spuren wird in diesen Detektoren auch die zeitliche Korrelation der Signale in den Detektorebenen benutzt.

Die Silizium-Streifen-Detektoren werden in der Region vor dem Target verwendet. Sie detektieren also das einlaufende Myon. Dieser Detektortyp zeichnet sich durch seine exzellente Ortsauflösung aus, die entscheidend für die Vertexrekonstruktion ist.

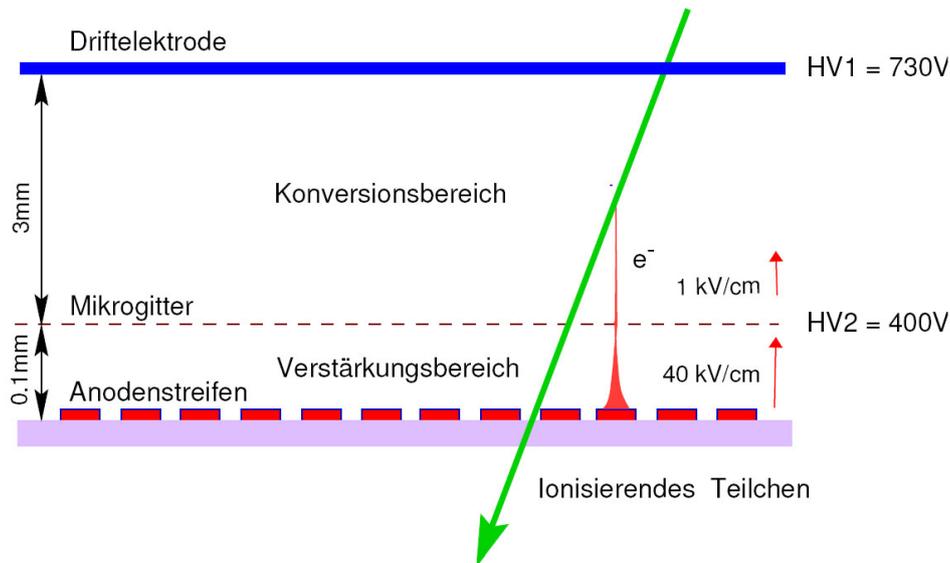


Abbildung 3.3: Funktionsprinzip eines Micromegas-Detektors [12].

Spurdetektoren für kleine Winkel:

Im Bereich kleiner Ablenkwinkel werden Mikrostreifengasdetektoren verwendet. Ihr Nachweisprinzip beruht auf der primären Ionisation eines Zählgases und deren Nachweis durch Lawinenbildung. Im Gegensatz zu herkömmlichen Gasdetektoren halten sie jedoch durch die Trennung von Drift und Verstärkung viel höheren Raten stand. Es werden zwei konkurrierende Designs eingesetzt, die ‚Mikromegas‘- und die ‚GEM‘-Detektoren*.

Den Aufbau von ‚Mikromegas‘-Detektoren stellt Abbildung 3.3 dar. Der Bereich zwischen Driftelektrode und Kathodenstreifen wird durch ein Mikrogitter in Konversions- und Verstärkungsbereich getrennt. Ein einfallendes Teilchen ionisiert das Gas im Konversionsbereich. Die so entstandenen Elektron-Ion-Paare werden im Driftfeld getrennt. Zu einer Lawinenbildung kommt es erst, wenn die Elektronen das viel stärkere Feld im Verstärkungsbereich hinter dem Mikrogitter erreichen.

Ein GEM-Detektor ist in Abbildung 3.4 skizziert. In den GEM-Detektoren erfolgt die Gasverstärkung in mikroskopisch kleinen Löchern einer Spezialfolie. Diese Folie ist nur $50\ \mu\text{m}$ dünn und auf beiden Seiten mit Kupfer beschichtet. In die Folie sind Löcher mit einem Durchmesser von $70\ \mu\text{m}$ und einer Dichte von $10^4/\text{cm}^2$ geätzt. Zwischen den beiden Seiten einer Folie wird ein elektrisches Feld von einigen 100 V angelegt. Die elektrische Feldstärke in den Löchern ist so hoch, dass ein einfallendes Elektron eine Lawine bildet. Typische Werte der Gasverstärkung liegen um 20.

Mehrere solcher Folien werden in einem GEM-Detektor hintereinander zwischen Driftkathode und Anode angebracht. Die Feldstärke zwischen den Folien ist so gewählt, dass die durch ein ionisierendes Teilchen erzeugten Elektronen zu den Löchern driften. Mehrere Folien werden hintereinander betrieben, um das Signal genügend zu verstärken.

*Gas Electron Multiplier

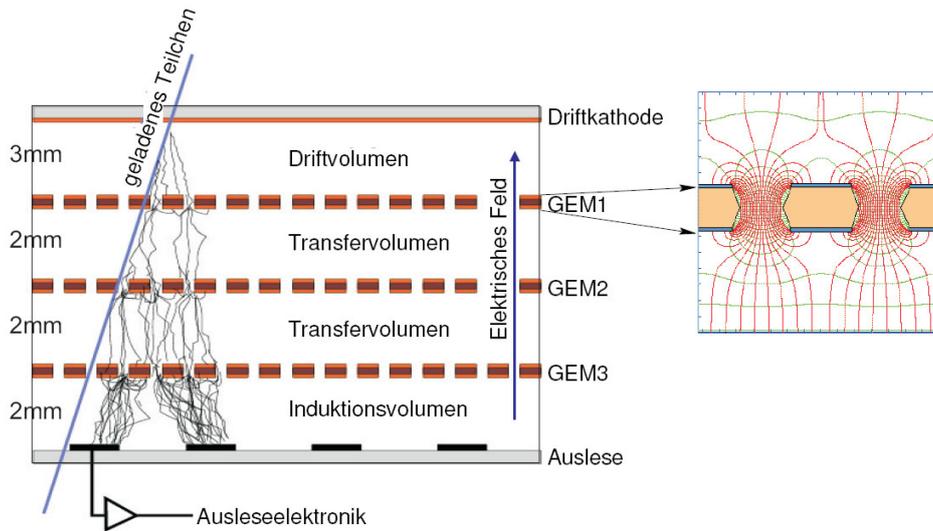


Abbildung 3.4: Skizze eines GEM-Detektors [12].

Spurdetektoren für große Winkel:

Im Vergleich zu den zuvor diskutierten Spurdetektoren sind hier die Teilchenraten pro Fläche wesentlich geringer, die aktive Fläche muss jedoch größer sein. Es werden Driftkammern, Vieldrahtproportionalkammern und ‚Straw‘-Detektoren mit Röhrcchen aus Kaptonfolie verwendet. Bei den Driftkammern und ‚Straw‘-Detektoren wird, im Gegensatz zu den zuvor vorgestellten Spurdetektoren, auch die Driftzeit gemessen und zur Ortsbestimmung benutzt.

3.4 Teilchenidentifikation

Zur Identifikation von Myonen werden Spurdetektoren aus Driftröhren vor und hinter einem Absorber verwendet. Eine solche ‚Myonwall‘ befindet sich in beiden Spektrometerstufen.

Die Identifikation von Teilchen anhand ihrer Geschwindigkeiten erfolgt im RICH-Detektor* des ersten Spektrometers. Hadronen können in einem Impulsbereich von 5 GeV bis ungefähr 50 GeV identifiziert werden.

In Abbildung 3.5 ist eine Skizze des Detektors und seines Funktionsprinzips zu sehen. Das große Gasvolumen des Detektors ist mit dem Gas C_4F_{10} gefüllt, das einen hohen Brechungsindex von $n_{C_4F_{10}} = 1.0015$ besitzt. Durchfliegt ein geladenes Teilchen das Gas mit einer Geschwindigkeit, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in C_4F_{10} , so strahlt es Cherenkov-Licht ab.

Das Cherenkov-Licht wird unter einem festen, von der Geschwindigkeit abhängigen Winkel Θ zur Teilchentrajektorie ausgesendet, wobei $\cos \Theta = \frac{1}{n\beta}$ gilt. Der so entstehende Lichtkegel wird durch die Hohlspiegel an der Detektorrückwand auf einen Kreis in der Ausleseebene fokussiert. Aus dem Kreisradius lässt sich die Geschwindigkeit bestimmen und durch Vergleich mit der Impulsmessung das Teilchen identifizieren.

*Englisch: Ring Imaging CHerenkov Detector

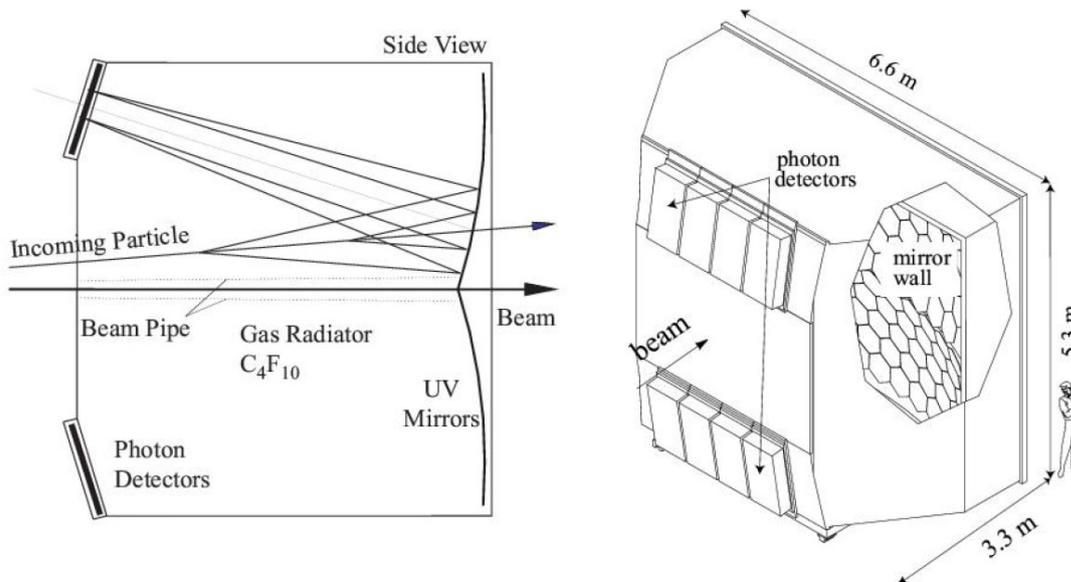


Abbildung 3.5: Skizze des RICH-Detektors. Links ist das Prinzip an einem Schnitt in Strahlrichtung gezeigt, rechts der gesamte Detektor [10].

Natürlich dienen auch die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter zur Teilchenidentifikation. Auf diese wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

3.5 Kalorimetrie

Sowohl in der ersten als auch in der zweiten Spektrometerstufe befindet sich ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter. Alle Kalorimeter haben eine modulare Struktur. Außerdem sind alle Kalorimeter mit einem LED-Pulsersystem ausgestattet, das in der Zeit zwischen zwei Spills definierte Pulse auf jedes einzelne Modul gibt. So kann die Funktion und Kalibration der Kalorimeter laufend überwacht werden.

Die elektromagnetischen Kalorimeter

Beide elektromagnetische Kalorimeter des COMPASS-Spektrometers sind Bleiglaskalorimeter.

Dem Kalorimeter der ersten Spektrometerstufe ECAL1 ist Kapitel 4 gewidmet. Die Funktionsweise eines Bleiglaskalorimeters wird dort in Abschnitt 4.1 genauer erklärt.

Das Kalorimeter ECAL2 besteht aus 64×48 Modulen mit einem Loch von 10×10 Modulen für den Strahl. Die in ECAL2 verwendeten Module sind GAMS-Module mit einer Querschnittsfläche von $3,82 \times 3,82 \text{ cm}^2$, die auch in einem Teil von ECAL1 benutzt werden und im Abschnitt 4.2 genauer behandelt werden.

Die hadronischen Kalorimeter

Die beiden hadronischen Kalorimeter, HCAL1 in der ersten und HCAL2 in der zweiten Spektrometerstufe, sind Eisen-Szintillator-Kalorimeter. Sie messen die Energie von Hadronen und werden auch im Trigger benutzt. Auf die Aufgabe der Kalorimeter im Triggersystem wird in Abschnitt 3.6 genauer eingegangen.

Die Abmessungen des Kalorimeters HCAL1 sind in Abbildung 3.6 gezeigt. Ein Modul des HCAL1 besteht aus 40 Lagen aus jeweils 20 mm Eisen und 5 mm Szintillator, die in z-Richtung hintereinander angeordnet sind. Dieses Material entspricht einer Dicke von 4,8 hadronischen Wechselwirkungslängen.

An einer Seite des Moduls ist ein Lichtleiter angebracht, der das Licht der Szintillatorplatten sammelt und auf einen Photomultiplier leitet. Der Lichtleiter fungiert auch als Wellenlängenschieber, der die Frequenz der Photonen in den optimalen Operationsbereich der Photomultiplier verschiebt.

Das zweite hadronische Kalorimeter HCAL2 ist ganz ähnlich aufgebaut. Das Kalorimeter ist rechteckig aus 22×10 Modulen von je $20 \times 20 \text{ cm}^2$ Größe zusammengesetzt. Ein Loch von 2×2 Modulen ist für den Strahl frei gelassen. In den Modulen wechseln sich 25 mm dicke Stahl- mit 5 mm dicken Szintillatorplatten ab. Ein Modul besteht aus 36 bzw. 40 solcher Lagen. Das entspricht einer Dicke von 5 hadronischen Wechselwirkungslängen für Pionen.

Die Auslese der Szintillatoren erfolgt über wellenlängenschiebende Fasern. Eine solche Faser ist ringförmig in jede Szintillatorplatte eingelassen. Die Fasern eines Moduls werden dann als Bündel auf einen Photomultiplier gegeben.

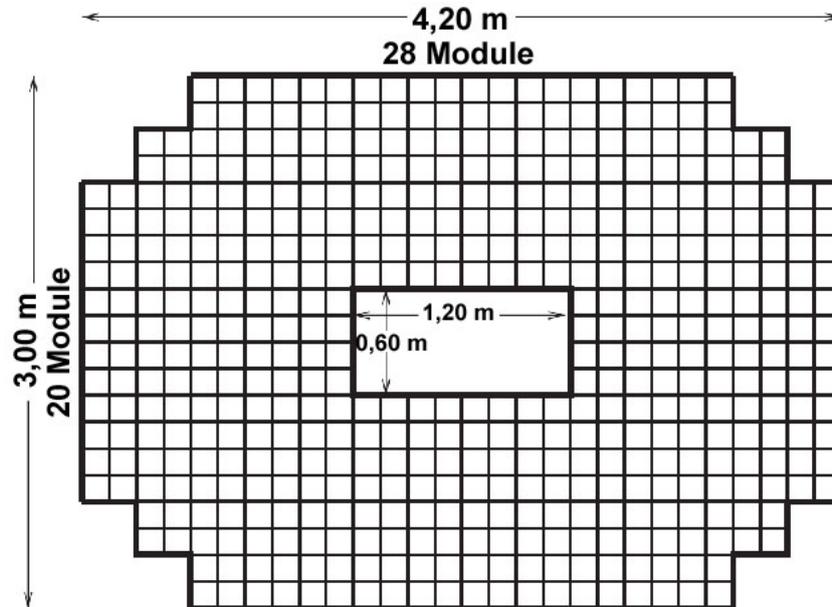


Abbildung 3.6: Die Anordnung der Module im hadronischen Kalorimeter HCAL1.

3.6 Das Myon-Triggersystem

Das Triggersystem soll interessante Ereignisse der tiefunelastischen Streuung aus der großen Menge der im Target stattfindenden Reaktionen selektieren. Insbesondere sind PGF-Prozesse zur Bestimmung der Gluonpolarisation von Interesse. Eine detaillierte Beschreibung des Triggersystems in 2004, das so auch 2006 benutzt wurde, findet sich unter [11].

Im Triggersystem werden Informationen aus drei Detektorkomponenten kombiniert. Hodoskope weisen das gestreute Myon nach, in den hadronischen Kalorimetern werden

Energiedepositionen von Hadronen registriert und ein Vetosystem unterdrückt Triggerereignisse, die von Halo-Myonen verursacht werden. In Abbildung 3.7 sind die zur Triggerentscheidung benutzten Komponenten des Spektrometers im Überblick zu sehen.

Die verschiedenen Triggerkomponenten werden nun kurz vorgestellt und ihr Zusammenspiel im Triggersystem beschrieben.

3.6.1 Nachweis des gestreuten Myons

Das gestreute Myon wird durch Hodoskopsysteme aus Szintillatorstreifen, die von Photomultipliern ausgelesen werden, detektiert. Es gibt mehrere Hodoskopsysteme, die verschiedene kinematische Bereiche abdecken. Ein System besteht aus zwei Hodoskopen, die sich in der zweiten Spektrometerstufe befinden. Die beiden Hodoskope eines Systems haben mehrere Meter Abstand von einander. Vor mindestens einem der Hodoskope befindet sich ein Absorber, der Signale durch Hadronen oder Elektronen unterdrückt.

Ein gestreutes Myon wird durch je ein Signal aus beiden Hodoskopen, die in Koinzidenz registriert werden, nachgewiesen. Für die Triggerentscheidung ist die Kombination der aktiven Szintillatorstreifen ausschlaggebend. Nur wenn ein physikalisch interessantes Ereignis diese Kombination hervorrufen kann, wird der Hodoskoptrigger aktiviert.

Es werden zwei verschiedene Hodoskopsysteme benutzt, deren offensichtlicher Unterschied die Ausrichtung der Szintillatorstreifen ist.

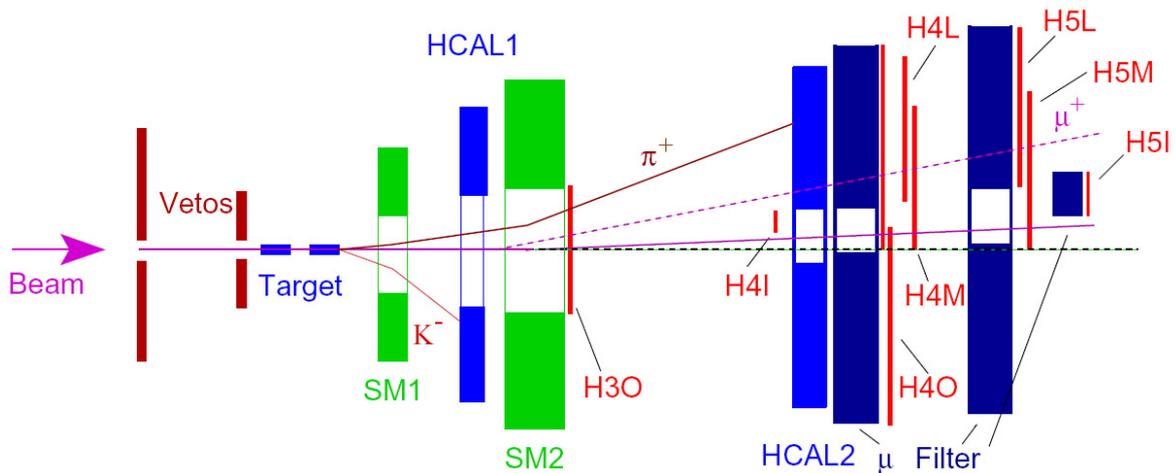


Abbildung 3.7: Position der Komponenten des Triggersystems im COMPASS-Spektrometer [11].

Die geometrischen Trigger

Ereignisse, bei denen Q^2 über $0,5 \text{ (GeV/c)}^2$ liegt, werden hauptsächlich über den Nachweis des gestreuten Myons mit den sogenannten geometrischen Triggern selektiert. Dazu werden Koinzidenzen zwischen zwei Hodoskopen aus horizontalen Szintillatorstreifen gefordert. Die Kombination der durchquerten Szintillatorstreifen bestimmt die y -Komponente des Myon-Streuwinkels θ_y . Nur wenn diese mit der y -Position des Targets kompatibel ist, wird das Ereignis vom Trigger akzeptiert. Ergänzt werden diese Triggersysteme durch Vetoähler, die Myonen aus dem Strahlhalo nachweisen. Somit wird sichergestellt, dass bei

den getriggerten Ereignissen das nachgewiesene Myon tatsächlich das Target durchquert hat.

Die geometrischen Trigger werden für inklusive Messungen benutzt und fordern daher keine Energiedeposition in den hadronischen Kalorimetern.

Die Energieverlusttrigger

Im Bereich kleiner Q^2 sind die Myon-Streuwinkel sehr klein und eine Ereignisselektion über die y -Komponente des Streuwinkels, wie sie in den geometrischen Triggern stattfindet, funktioniert nicht mehr.

Ein physikalisch interessantes Ereignis wird in diesem Bereich anhand des Energieverlusts des gestreuten Myons identifiziert. Das Prinzip der Energieverlusttrigger ist in Abbildung 3.8 skizziert.

Zwei Hodoskope mit horizontalen Szintillatorstreifen bestimmen die Ablenkung des Myons durch die Spektrometernagneten und erlauben so Rückschlüsse auf den Energieverlust. Die Triggerentscheidung fällt wieder anhand der Kombination von Szintillatorstreifen in den beiden Hodoskopen.

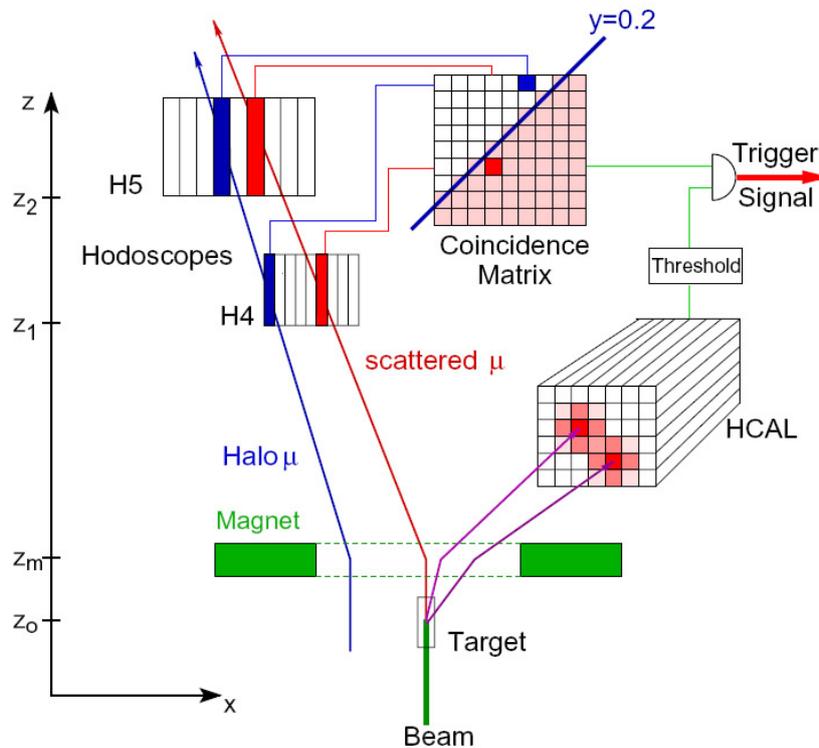


Abbildung 3.8: Prinzip der Energieverlusttrigger [11]. Ein im Target gestreutes Myon wird über die Kombination von aktiven Hodoskopstreifen nachgewiesen, zusätzlich wird eine Energiedeposition in einem der hadronischen Kalorimeter gefordert.

Im Target finden Untergrundprozesse statt, deren Myon-Kinematik der quasi-rellen Photoproduktion ähnelt. Solche Untergrundprozesse sind die elastische Streuung von Myonen an Elektronen und Kernen im Targetmaterials sowie die quasi-elastische Streuung von Strahlmyonen an Targetkernen. In diesen Untergrundprozessen entstehen keine Hadronen. Daher wird in den Energieverlusttriggern zusätzlich auch eine Energiedeposition in einem der hadronischen Kalorimeter gefordert.

3.6.2 Das Triggersystem der hadronischen Kalorimeter

Der Kalorimetertrigger soll eine schnelle Entscheidung über ein Hadron im Endzustand erlauben. Dazu wird eine lokalisierte Energiedeposition in den hadronischen Kalorimetern detektiert.

Die analogen Signale eines jeden Photomultipliers in HCAL1 und HCAL2 werden aktiv gesplittet und stehen so für die ‚normale‘ Datenauslese und für eine schnelle Triggerentscheidung zur Verfügung.

Ein hadronischer Schauer erstreckt sich über mehrere Zellen der hadronischen Kalorimeter. Daher werden die Signale benachbarter Module addiert. Diese Summation erfolgt in zwei Stufen. Zunächst werden die Signale von je 2×2 Modulen addiert. Die Signale dieser 4er-Summen werden aktiv gesplittet. Danach werden die Signale von jeweils 2×2 4er-Summen addiert, also eine Summe von 4×4 Modulen gebildet. Um Ineffizienzen an den Grenzen der Summationsbereiche zu vermeiden, erfolgt die Addition der 4er Summen in mehreren geometrischen Ebenen. In Abbildung 3.9 sind zwei der vier möglichen Summationsebenen dargestellt. Letztendlich liegen also die Summen der analogen Signale von jeweils 4×4 Modulen in überlappenden Ebenen vor. Diese werden nun auf Diskriminatoren gegeben.

Die Diskriminatoren vergleichen die Summensignale mit zwei Schwellen. Die Information, ob ein Signal über der niedrigeren Schwelle liegt, wird mit den Energieverlust-Triggern kombiniert.

Die Information über die hohe Schwelle im Kalorimetertrigger wird als eigenständiger Trigger verwendet, also nicht mit Hodoskopsignalen kombiniert. Ein hochenergetisches Hadron ist ein sehr guter Hinweis auf ein interessantes physikalisches Ereignis. Der reine Kalorimeter-Trigger deckt somit auch den kinematischen Bereich sehr großer Q^2 ($Q^2 > 10 (\text{GeV}/c)^2$) ab, in dem das gestreute Myon außerhalb der Akzeptanz der Hodoskope liegt.

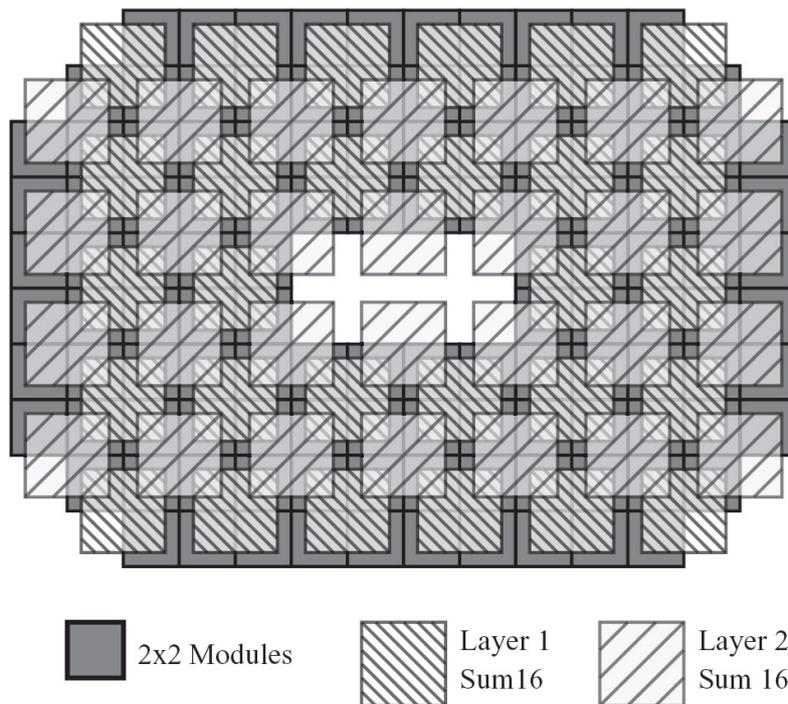


Abbildung 3.9: Das Summationsschema der hadronischen Kalorimeter am Beispiel von HCAL1 [11].

3.6.3 Das Veto-System

In den reinen Hodoskoptriggern werden sehr viele Triggerereignisse von Myonen, die nicht im Target wechselwirken, verursacht. Das liegt an den Eigenschaften des Myonstrahls, die in Abschnitt 3.1 genauer beschrieben sind. Durch seine Erzeugung weist der Strahl einen ausgedehnten Halo von Myonen um die Strahlachse herum auf.

Solche Myonen können zu Kombinationen von aktiven Szintillatorstreifen führen, die denen eines physikalisch interessanten Ereignisses entsprechen. Daher wird im Trigger ein Vetosystem aus Szintillationszählern benutzt, um Ereignisse von Myonen, die nicht im Target wechselwirken, zu unterdrücken. Die Vetoähler sind in Entfernungen von 20 m, 8 m und 3 m vor dem Target um den Strahl herum angebracht.

Die Verwendung des Vetosystems führt zu einer Totzeit. Wenn ein Vetoähler anspricht, werden für eine gewisse Zeitspanne alle auftretenden Ereignisse, also auch potentiell interessante, verworfen. Die Totzeit des kompletten Vetosystems liegt bei voller Strahlintensität um 20%, das heißt in einem Fünftel der Messzeit ist ein Vetosignal vorhanden. Um die Totzeit zu minimieren, werden nicht alle Trigger mit dem gesamten Vetosystem kombiniert. Bei den Energieverlusttriggern kommt man sogar ohne oder mit nur einem Teil der Vetoähler aus.

3.6.4 Die Verknüpfung der Triggerkomponenten

Es gibt vier Hodoskopssysteme, die ‚Inner‘-, ‚Ladder‘-, ‚Middle‘- und ‚Outer‘-Hodoskope.

Die ‚Outer‘-Hodoskope mit horizontal ausgerichteten Szintillatorstreifen werden für den geometrischen ‚Outer‘-Trigger verwendet. Die ‚Inner‘- und ‚Ladder‘-Hodoskope besitzen vertikale Szintillatorstreifen, sie werden also für Energieverlusttrigger benutzt. Das ‚Middle‘-System besteht aus vier Hodoskopen, von denen zwei mit vertikalen und zwei mit horizontalen Szintillatorstreifen kombiniert werden.

Abbildung 3.10 zeigt die logische Verknüpfung der Hodoskoptrigger. Im ‚Inner‘-Trigger werden Hodoskopsignale und Kalorimeterinformation gefordert, ein Vetosignal ist hier nicht erforderlich. Im ‚Ladder‘-Trigger wird zusätzlich zu Hodoskopen und Kalorimetern auch das Vetosignal V' angewendet. V' benutzt nur einen Teil der Vetoähler, der auf den von den ‚Ladder‘-Hodoskopen benutzten Bereich abgestimmt ist. Das ‚Middle‘-Hodoskopsystem wird mit dem Vetosignal V_{tot} , das alle Vetoähler benutzt, kombiniert und so im ‚Middle-inclusive‘-Trigger verwendet. Im sogenannten ‚Middle‘-Trigger wird zusätzlich eine Energiedeposition in den Kalorimetern gefordert. Der ‚Outer‘-Trigger wird mit dem Vetosignal V_{tot} und ohne Kalorimeterinformationen betrieben.

Zusätzlich zu den dargestellten Hodoskoptriggern wird der reine Kalorimetertrigger mit einer hohen Schwelle auf Energiedepositionen in einem der hadronischen Kalorimeter benutzt. Auf dieses Signal wird ebenfalls das Veto V_{tot} angewendet.

In Abbildung 3.11 sind die von den verschiedenen Triggersystemen abgedeckten Bereiche in Abhängigkeit von Q^2 und y gezeigt.

Neben den beschriebenen Triggern für Physikereignisse werden eine Reihe von Kalibrationstriggern verwendet, die in geringem Umfang während der Datennahme mitlaufen. Beispielsweise gibt es den ‚Random-Trigger‘, der zufällig ausgelöst wird und den ‚Beam-Trigger‘, der auf einlaufende Strahlteilchen triggert. Mit den Hodoskop- und Vetosystemen kann auch auf parallel zum Strahl laufende Halo-Myonen getriggert werden. Diese Trigger benutzt man für eine präzise Positionsermittlung der Spektrometer-Komponenten.

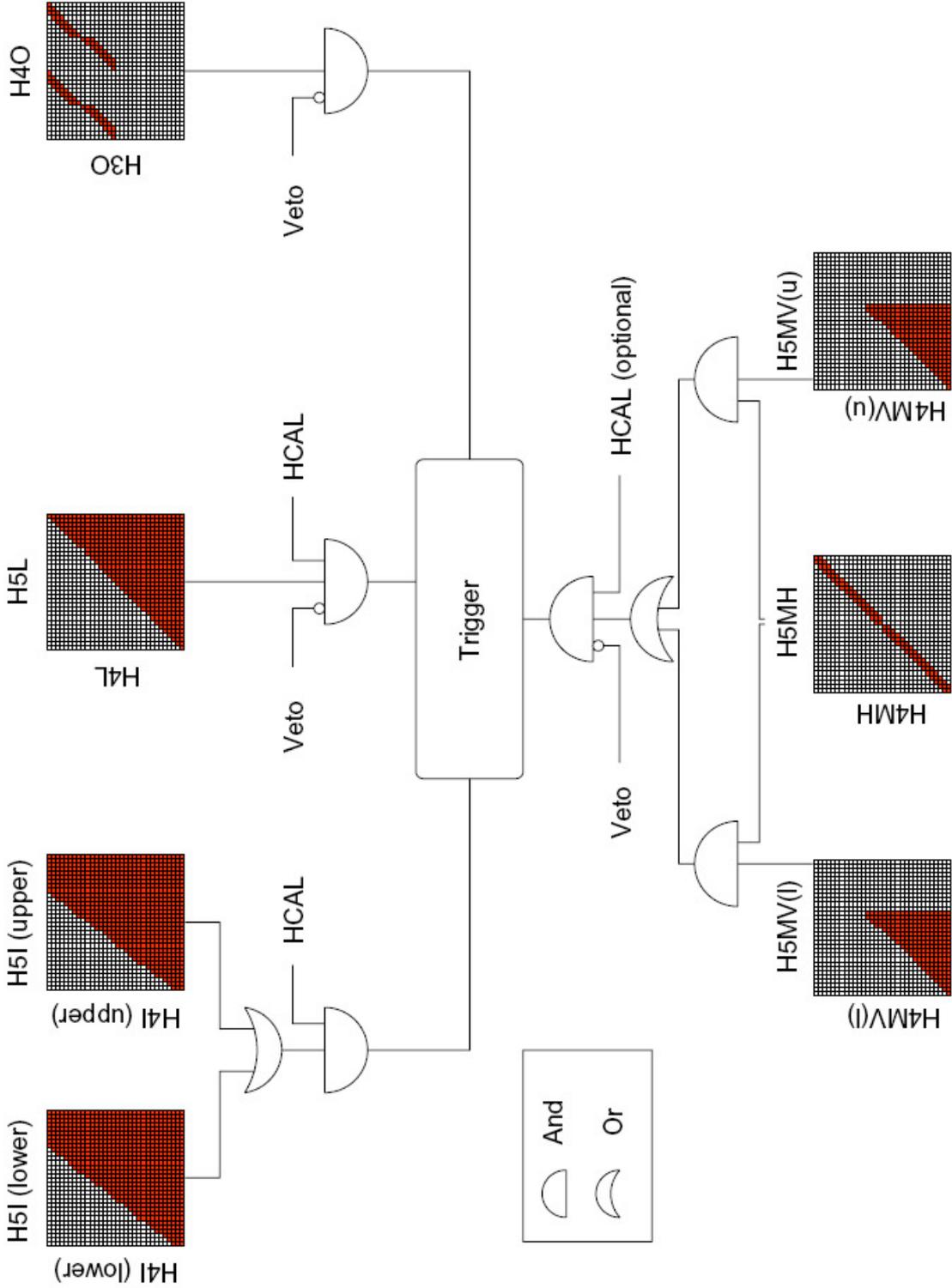


Abbildung 3.10: Skizze der Triggerlogik der Hodoskoptrigger. Die gefärbten Bereiche deuten die vom Triggersystem akzeptierten Kombinationen von aktiven Szintillatorstreifen im jeweiligen Hodoskopsystem an [11].

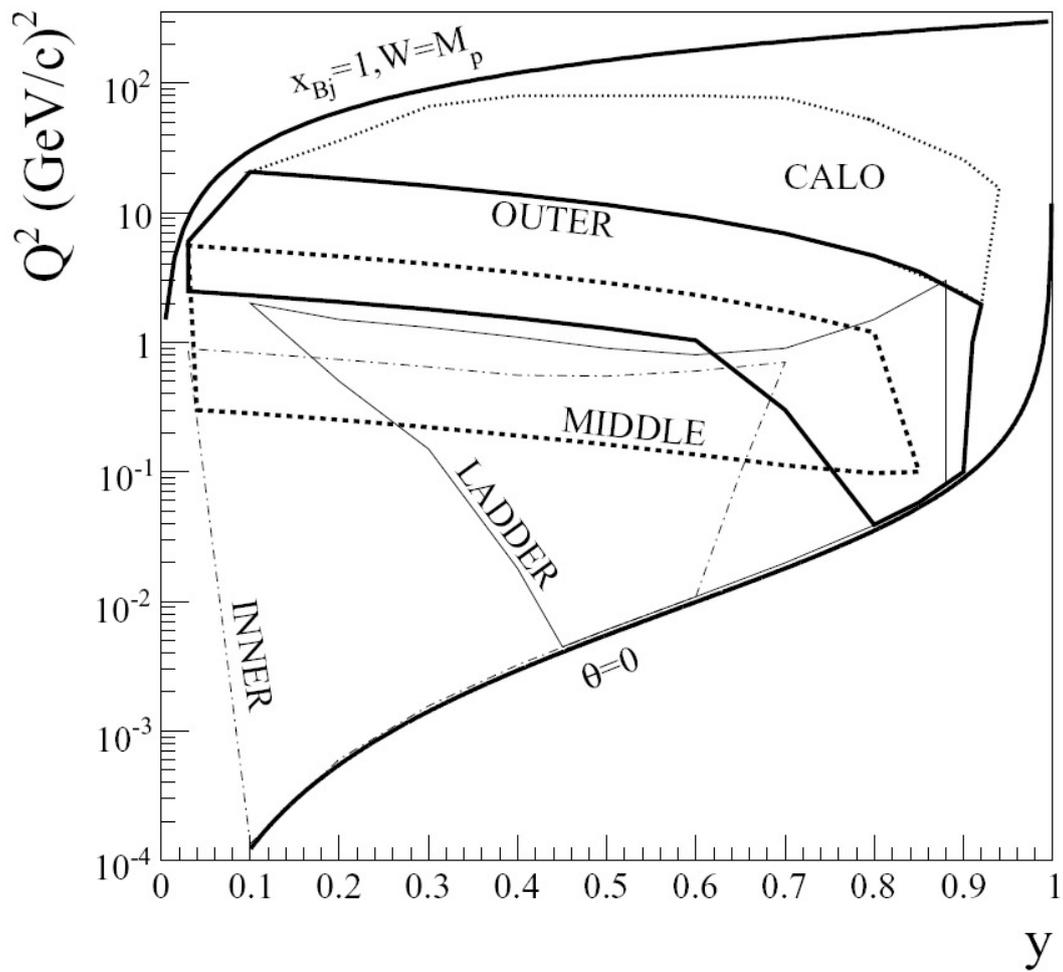


Abbildung 3.11: Skizze der kinematischen Bereiche in Abhängigkeit von Q^2 und y , die durch die verschiedenen Triggersysteme abgedeckt werden [10].

Kapitel 4

Das elektromagnetische Kalorimeter ECAL1

Vor der Datennahme 2006 wurde das COMPASS-Spektrometer mit einem weiteren elektromagnetischen Kalorimeter im ersten Spektrometerteil ausgestattet, dem sogenannten ECAL1.

Durch ECAL1 wird im COMPASS-Spektrometer die Rekonstruktion neutraler Pionen auch in der ersten Spektrometerstufe möglich. Dies ist beispielsweise für die Bestimmung der Gluonpolarisation mit der Open-Charm-Analyse von Bedeutung. Bisher werden nur D^0 -Mesonen aus dem Zerfallskanal $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ selektiert. Dieser Zerfall tritt nur bei 3,8% der D^0 -Mesonen auf. D^0 -Mesonen zerfallen mit einem Verzweigungsverhältnis von 14,1% in ein Kaon, ein geladenes und ein neutrales Pion, $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+ + \pi^0$. Das Signal dieses Zerfallskanal ist in der Analyse bereits sichtbar, doch erst mit der Rekonstruktion der π^0 -Kinematik kann es zur Asymmetriestimmung benutzt werden.

ECAL1 kann außerdem die Trennung von Pionen und Elektronen verbessern. Diese Trennung ist zum Beispiel in der Bestimmung der Gluonpolarisation mit der High- p_t -Analyse wichtig.

ECAL1 ist, wie auch ECAL2, ein Bleiglaskalorimeter. Bleiglas ist ein sehr teures Material und so wurden für ECAL1 drei verschiedene Typen von Bleiglasmodulen aus früheren Experimenten wiederverwendet.

In diesem Kapitel soll zunächst die Funktionsweise des Kalorimeters kurz erläutert werden. Im zweiten Abschnitt wird dann auf den genauen Aufbau des Kalorimeters und die Eigenschaften der drei Modultypen eingegangen.

4.1 Messprinzip von Bleiglaskalorimetern

Ein elektromagnetisches Kalorimeter dient in erster Linie zur Energiebestimmung von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen. In diesem Abschnitt wird daher zuerst auf die Wechselwirkung von hochenergetischen Elektronen* und Photonen beim Auftreffen auf Materie eingegangen und die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers erklärt. Danach wird die Energiebestimmung dieses Schauers mittels eines Bleiglaskalorimeters erläutert. Zuletzt wird kurz auf Schauer, die durch Hadronen verursacht werden, eingegangen.

*Soweit nicht anders erwähnt, sind mit Elektronen immer Elektronen und Positronen gemeint.

4.1.1 Wechselwirkung von Elektronen und Photonen in Materie

Treffen niederenergetische Elektronen auf Materie, so verlieren diese ihre Energie hauptsächlich durch Ionisationsprozesse. Bei hohen Energien ist hingegen der Energieverlust durch Bremsstrahlung dominant. Abbildung 4.1 zeigt den Energieverlust durch die einzelnen Prozesse in Blei.

Bei welcher Elektronenenergie der Übergang zwischen Bremsstrahlungs- und Ionisationsprozessen auftritt, ist materialabhängig. Die kritische Energie E_c eines Materials wird definiert als die Energie, bei der der Energieverlust durch Ionisation und Bremsstrahlung gerade gleich groß ist. Beispielsweise ist die kritische Energie in Blei $E_{c,Pb} = 7,4 \text{ MeV}$, in SiO_2 beträgt $E_{c,\text{SiO}_2} = 57 \text{ MeV}$. In Bleiglas (Typ SF57) liegt die kritische Energie bei $E_c = 12,44 \text{ MeV}$ [14].

Treffen Photonen auf Materie, so sind im Wesentlichen drei Wechselwirkungen von Bedeutung, nämlich Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarerzeugung. Während der Photoeffekt nur bei kleinen Energien (bis 1 MeV) und der Comptoneffekt bei mittleren Energien (1-10 MeV) eine Rolle spielen, ist die Paarerzeugung bei Energien über 10 MeV dominant.

In Abbildung 4.2 ist die Größe der Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Wechselwirkungen in Abhängigkeit der Photonenergie aufgetragen.

4.1.2 Der elektromagnetische Schauer

Bei der Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen mit Materie entstehen durch Paarerzeugung Elektronen und Positronen hoher Energie. Bei der Wechselwirkung dieser Teilchen werden durch Bremsstrahlung neue Photonen erzeugt. Das bedeutet, dass sich beim Auftreffen eines elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchens auf Materie eine Kaskade von Photonen, Elektronen und Positronen entwickelt.

Der so entstandene elektromagnetische Schauer wird schwächer und stirbt schließlich aus, sobald die typische Energie der Elektronen im Schauer im Bereich der kritischen Energie E_c liegt. Dann gewinnen Ionisationsprozesse, bei denen keine neuen Photonen entstehen, an Bedeutung.

Die Strahlungslänge X_0 beschreibt die exponentielle Schwächung der Energie eines Elektrons beim Durchqueren von Materie durch Bremsstrahlungsverluste

$$E(x) = E_0 e^{-x/X_0}.$$

Gleichzeitig ist sie auch ein Maß für die mittlere freie Weglänge λ eines hochenergetischen Photons in Materie, bevor e^+e^- -Paarerzeugung stattfindet

$$\lambda = \frac{7}{9} X_0.$$

Für Blei ist die Strahlungslänge $X_{0,Pb} = 0,56 \text{ cm}$, für SiO_2 ist $X_{0,\text{SiO}_2} = 12 \text{ cm}$. Typische Strahlungslängen in Bleiglas liegen zwischen 1,5 und 2,5 cm (siehe auch Abschnitt 4.2).

Ein elektromagnetischer Schauer ist im Vergleich zu einem hadronischen Schauer in seinen Ausdehnungen kompakt. Die Ausdehnung hängt von der Primärenergie des einfallenden Teilchens und der Strahlungslänge des Materials ab.

Um das longitudinale Profil eines elektromagnetischen Schauers zu beschreiben, wird die Eindringtiefe $t = x/X_0$ in Einheiten der Strahlungslänge benutzt. Eine gängige Para-

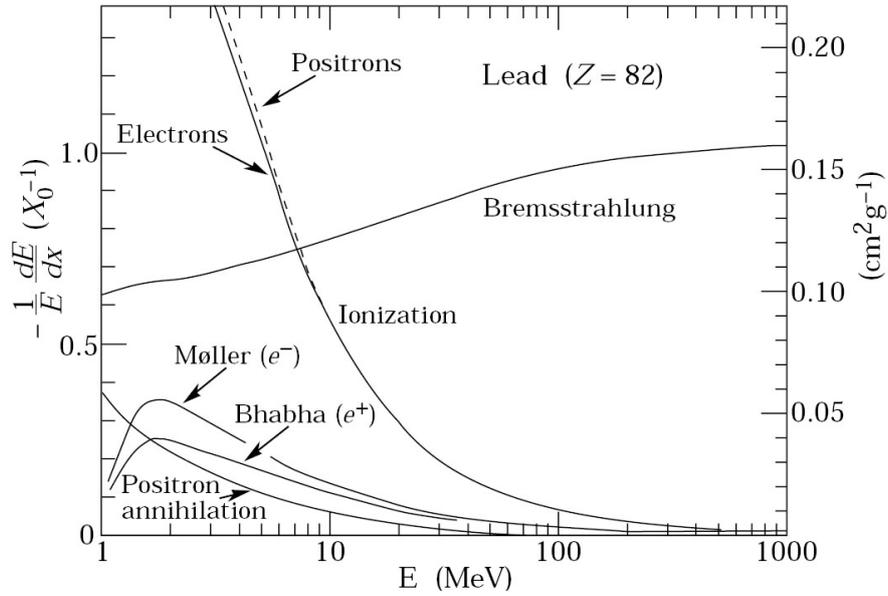


Abbildung 4.1: Energieverlust von Elektronen in Materie in Abhängigkeit der Elektronenenergie [15].

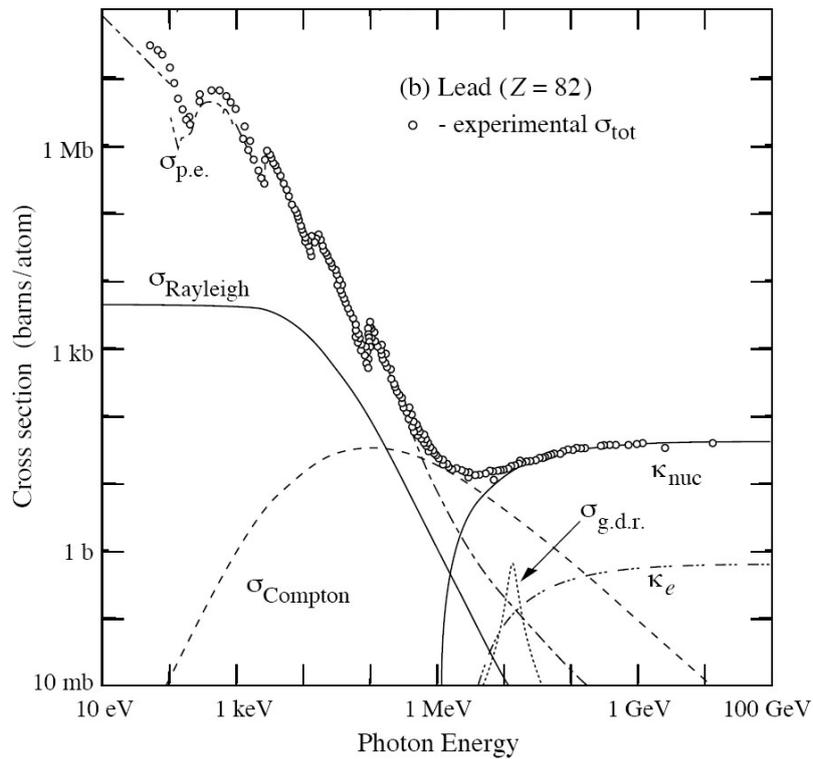


Abbildung 4.2: Wirkungsquerschnitt von Photonen in Blei [15]. $\sigma_{p.e.}$ bezeichnet den Photoeffekt, $\sigma_{Compton}$ den Comptoneffekt, κ_e und κ_{nuc} die Paarherzeugung im Feld eines Hüll-Elektrons bzw. des Kerns. Die Rayleigh-Streuung ($\sigma_{Rayleigh}$) und photonukleare Prozesse ($\sigma_{g.d.r.}$) spielen eine untergeordnete Rolle.

metrisierung der deponierten Energie in Abhängigkeit der Eindringtiefe [15] ist

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)}.$$

Die materialabhängigen Parameter a und b werden durch eine Anpassung der theoretischen Kurve an gemessene Werte bestimmt.

In dieser Parametrisierung liegt das Schauermaximum bei

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} = \ln\left(\frac{E}{E_c}\right) + c,$$

wobei $c = -0,5$ für Elektronen und $c = 0,5$ für Photonen ist.

Für die longitudinale Dimensionierung eines Kalorimeters ist die longitudinale Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers von Bedeutung. Nach [16] werden 98% der Schauerenergie für Teilchen zwischen 10 und 1000 GeV innerhalb der Länge

$$L_{98\%} = 2,5 t_{max}[X_0]$$

deponiert. Das bedeutet, die longitudinale Ausdehnung ist proportional zur Strahlungslänge und skaliert logarithmisch mit der Energie des einfallenden Teilchens.

Für die transversale Größe eines Kalorimeters, beziehungsweise eines Moduls des Kalorimeters, ist die transversale Ausdehnung eines Schauers ausschlaggebend. Sie wird durch den Molière-Radius R_M des Materials beschrieben. Der Molière-Radius ist der Radius des Zylinders, in dem durchschnittlich 90% der Schauerenergie deponiert werden. R_M ist proportional zur Strahlungslänge und antiproportional zur kritischen Energie E_c des Materials [17]. Es gilt

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0.$$

Die transversale Ausdehnung ist also im Wesentlichen unabhängig von der Energie des primären Teilchens.

4.1.3 Nachweis elektromagnetischer Schauer in Bleiglas

In Bleiglas erfolgt der Nachweis von geladener Teilchen durch den Cherenkov-Effekt. Das Cherenkov-Licht wird in einem Bleiglaskalorimeter von Photomultipliern nachgewiesen. Wie im Folgenden gezeigt wird, ist die Menge des von einem elektromagnetischen Schauer ausgesendeten Cherenkov-Lichts proportional zur deponierten Energie.

Die Wirkungsquerschnitte für e^+e^- -Paarerzeugung und Bremsstrahlung sind im Bereich $E > 1 \text{ GeV}$ nur schwach energieabhängig. Deshalb ist die Summe der Länge aller Spuren von geladenen Teilchen im elektromagnetischen Schauer proportional zur Energie des primären Teilchens. Das ist bereits der entscheidende Zusammenhang für die Messung der Schauerenergie in einem Bleiglaskalorimeter.

Ein geladenes Teilchen, das sich in einem Medium mit einer Geschwindigkeit bewegt, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium ist, strahlt Cherenkovlicht unter einem gewissen Winkel θ_c zur Fortbewegungsrichtung ab.

Die Anzahl emittierter Cherenkov-Photonen im Energieintervall dE um E auf der Strecke dx beträgt [15]:

$$\frac{d^2 N}{dE dx} \approx 370 \sin^2 \theta_c eV^{-1} cm^{-1}$$

Die Elektronen eines elektromagnetischen Schauer bewegen sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit. Selbst im Bereich der kritischen Energie um 10 MeV, also im Bereich des Aussterbens des Schauers, hat der Lorentzfaktor γ Werte der Größenordnung 10^4 .

Mit einem Brechungsindex von $n \approx 1,7$ für Bleiglas werden alle Elektronen des Schauers Cherenkov-Licht aussenden. Da $\beta \approx 1$ gilt, ist der Emissionswinkels θ_c konstant.

Damit ist die Anzahl der Cherenkov-Photonen, die innerhalb eines gewissen Frequenzbereiches emittiert werden, proportional zur Spurlänge der geladenen Schauerteilchen. Also ist die Zahl der Cherenkov-Photonen auch proportional zur Schauerenergie.

4.1.4 Hadronische Schauer

Treffen Hadronen auf Materie, so entwickeln sich ebenfalls Schauer. Im Gegensatz zu den kompakten elektromagnetischen Schauern sind solche hadronischen Schauer äußerst inhomogen.

Hadronische Schauer entwickeln sich, da in inelastischen hadronischen Prozessen hadronische Sekundärteilchen entstehen. Diese können wiederum wechselwirken und neue Hadronen erzeugen.

Zur Charakterisierung hadronischer Schauer wird, analog zur Strahlungslänge bei elektromagnetischen Schauern, die mittlere Absorptionslänge λ_a verwendet. Die Absorption von Hadronen in Materie erfolgt gemäß $N(x) = N_0 e^{-x/\lambda_a}$. Die mittlere Absorptionslänge ist in der Regel viel größer als die Strahlungslänge. Beispielsweise ist für Bleiglas das Verhältnis $\frac{\lambda_a}{X_0} \approx 10$ [18].

Die entstehenden Sekundärteilchen in einem hadronischen Schauer sind hauptsächlich Pionen. Etwa ein Drittel der Pionen sind π^0 , die in zwei Photonen zerfallen und elektromagnetische Unterkaskaden des hadronischen Schauers bilden. Dieser Teil der Schauerenergie lässt sich problemlos in einem Kalorimeter messen.

Es gibt allerdings eine ganze Reihe an Prozessen im hadronischen Schauer, die zu Energiedepositionen führen, die in einem Kalorimeter nicht oder nur teilweise nachgewiesen werden können. Beispielsweise kann Energie nicht detektiert werden, die in Wechselwirkungen, die die Kernbindung aufbrechen, umgesetzt wird. Außerdem können neutrale Teilchen mit langen Lebensdauern entstehen, Beispiele hierfür sind Neutronen, K_L^0 oder Neutrinos. Diese verlassen größtenteils das Kalorimeter ohne weitere Wechselwirkung und Energiedeposition. Im hadronischen Schauer entstehen auch Myonen, beispielsweise aus Pionzerfällen. Diese deponieren als minimal ionisierende Teilchen nur einen geringen Teil ihrer Energie im Kalorimeter.

In einem Kalorimeter gibt es daher für Hadronen und elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen unterschiedliche Relationen zwischen deponierter Energie und nachgewiesenem Signal. Betrachtet man ein Hadron und ein Elektron gleicher Energie, so ist die in einem Kalorimeter nachgewiesene Energie des Hadrons kleiner als die des Elektrons. Die ‚hadronische Skala‘ eines Kalorimeters gibt das Verhältnis zwischen dem nachgewiesenen Signal von Hadronen und dem elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen an.

Im COMPASS-Spektrometer wird die Energie von Hadronen in den Kalorimeterkombinationen ECAL1/HCAL1 und ECAL2/HCAL2 gemessen.

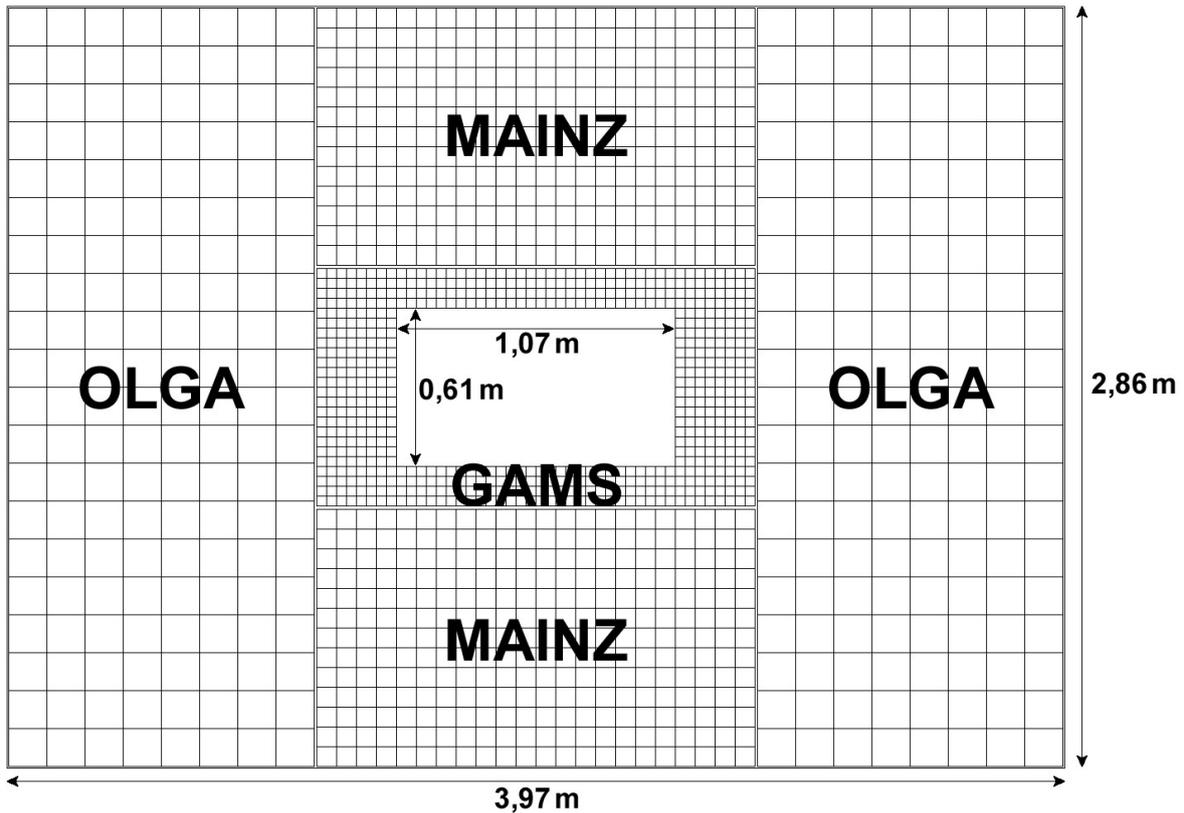


Abbildung 4.3: Anordnung der drei Modultypen, OLGA, MAINZ und GAMS, im Kalorimeter ECAL1.

In der ersten Spektrometerstufe liegen typische Hadronenergien im Bereich bis etwa 15 GeV. Das elektromagnetische Kalorimeter ECAL1 befindet sich direkt vor HCAL1. Ein nicht unerheblicher Teil der Hadronen wechselwirkt bereits in ECAL1. Wie sich mit Hilfe von [18] abschätzen lässt, entspricht das Material von ECAL1 in z -Richtung etwa $1,7 \lambda_a$. Das bedeutet, dass nur ungefähr 20% der Hadronen ECAL1 als minimal ionisierende Teilchen durchfliegen. Alle anderen Hadronen werden bereits in ECAL1 einen Teil ihrer Energie deponieren.

4.2 Der Aufbau von ECAL1

Das elektromagnetische Kalorimeter ECAL1 ist aus drei verschiedenen Typen von Bleiglasmodulen aufgebaut. Diese wurden zuvor in anderen Experimenten benutzt und werden OLGA-, MAINZ- und GAMS-Module genannt. Abbildung 4.3 zeigt eine Skizze der Anordnung der Module. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Eigenschaften der drei Modultypen kurz zusammengestellt, eine genauere Beschreibung der Module findet sich in den folgenden Abschnitten.

4.2.1 Die OLGA-Module

Die OLGA-Module wurden bereits im NA14-Experiment zur Messung der tiefunelastischen Comptonstreuung [19] und im WA92-Experiment zur Untersuchung von B-Mesonen benutzt.

	OLGA	MAINZ	GAMS
Bleiglastyp	SF5	SF57	TF1
PbO-Gehalt (Masse)	55%	75%	50%
Dichte [g/cm ³]	4,08	5,51	3,86
X ₀ [cm]	2,54	1,55	2,74
Molière-Radius [cm]	4,3	2,61	4,7
Brechungsindex	1,67	1,89	1,65
Querschnitt [cm ²]	14 × 14	7,5 × 7,5	3,82 × 3,82
Länge [cm]	47	36	45
Länge [X ₀]	18,5	23,3	16,42

Tabelle 4.1: Die wichtigsten Daten der in ECAL1 verwendeten Bleiglasmodule.

Das Bleiglas der OLGA-Module ist vom Typ SF5 mit einem PbO-Gehalt von 55%. Die Bleiglasblöcke haben mit $14 \times 14 \text{ cm}^2$ die größte Querschnittsfläche von den in ECAL1 benutzten Modulen. Ihre Länge beträgt 47 cm, das entspricht 18,5 Strahlungslängen. Die bei WA92 beobachtete Energieauflösung war [20]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,15}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 0,08$$

Die OLGA-Module werden mit Photomultipliern vom Typ XP2050 ausgelesen. Diese haben einen Durchmesser von 130 mm, der Durchmesser der Photokathode beträgt 110 mm.

4.2.2 Die MAINZ-Module

Die sogenannten MAINZ-Module wurden für das elektromagnetische Kalorimeter des Experimentes WA89 entwickelt. Das WA89-Experiment benutzte einen Strahl aus Σ^- -Hyperonen zur Untersuchung von Baryonen mit Charmanteil und zur Suche nach exotischen Zuständen.

Die Dimensionen des elektromagnetischen Kalorimeters wurde für die Anforderungen der Messung in WA89 optimiert. Die Querschnittsfläche der Bleiglasquader beträgt $7,5 \times 7,5 \text{ cm}^2$ bei einer Länge von 36 cm oder 23,3 Strahlungslängen. Das Bleiglas vom Typ SF57 der MAINZ-Module enthält mit 75% deutlich mehr PbO als die Module der anderen beiden Typen. Die Strahlungslänge ist daher mit $X_0 = 1,55 \text{ cm}$ auch die kürzeste.

Die in WA89 beobachtete Energieauflösung der MAINZ-Module war [21]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,070}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 0,02$$

In den MAINZ-Modulen werden die Photomultiplier EMI-9236KB benutzt. Die Photomultiplier haben einen Durchmesser von 60 mm, die Photokathode von 54 mm.

4.2.3 Die GAMS-Module

Die GAMS-Module wurden in großer Anzahl hergestellt und in vielen Hochenergie-Experimenten benutzt. Beispielhaft sei hier nur das NA12-Experiment erwähnt, das die Untersuchung neutraler Mesonen zum Ziel hatte und in dem ein Kalorimeter aus 4000 GAMS-Modulen benutzt wurde.

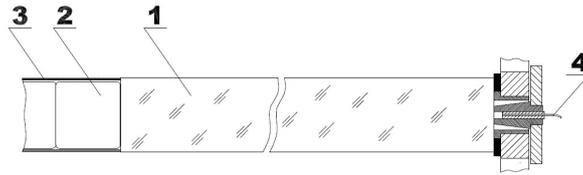


Abbildung 4.4: Ein Modul des ECAL2 [10]: 1) Bleiglasblock, 2) Photomultiplier, 3) Abschirmung, 4) Faser mit LED-Signal

Das elektromagnetische Kalorimeter in der zweiten Spektrometerstufe, ECAL2, ist komplett aus solchen GAMS-Modulen aufgebaut. In ECAL1 werden diese Module nur im zentralen Bereich verwendet. Der schematische Aufbau eines GAMS-Moduls ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

Die GAMS-Module haben mit nur $3,86 \times 3,86 \text{ cm}^2$ die kleinste Querschnittsfläche. Anders als in den OLGA- und MAINZ-Modulen, bei denen ein großer Teil der Energie in nur einem Modul nachgewiesen werden kann, ist bei den GAMS-Modulen die Zellgröße kleiner als die typische Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers. Diese Größe wurde gewählt, um neben einer Energie- auch eine präzise Ortsbestimmung des elektromagnetischen Schauers vornehmen zu können. Die Länge des Bleiglasblocks beträgt 45 cm, das entspricht 16,4 Strahlungslängen.

Die Energieauflösung eines Zählers wurde zu

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,1}{\sqrt{E[\text{GeV}]} } \oplus 0,015$$

bestimmt [22].

In den GAMS-Modulen werden Photomultiplier des Typs FEU-84-3 verwendet. Deren Photokathode hat einen Durchmesser von 34 mm.

Kapitel 5

Der ECAL1-Trigger in der Testphase

In diesem Kapitel wird das Triggersystem für das elektromagnetische Kalorimeter ECAL1 beschrieben. Zuerst wird kurz auf die Aufgaben des ECAL1-Triggers eingegangen und danach der Aufbau, so wie er 2006 benutzt wurde, im Detail beschrieben. Die Datennahme 2006 war als reine Testphase vorgesehen. In Vorbereitung auf die Myon-Strahlzeit 2007 wurde das ECAL1-Triggersystem erweitert, auf diese Verbesserungen wird erst in Kapitel 8 eingegangen.

5.1 Aufgabe des ECAL1-Triggers

Der ECAL1-Trigger soll auf Energiedepositionen in ECAL1 triggern. Diese werden von zwei physikalisch interessanten Teilchengruppen verursacht, den neutralen Pionen und geladenen Hadronen. Bei den im Myon-Programm des COMPASS-Experiment untersuchten tiefunelastischen Streuprozessen entstehen im hadronischen Endzustand eine Vielzahl von Pionen, in erster Näherung etwa gleich viele positiv geladene π^+ , negativ geladene π^- und neutrale Pionen π^0 . Die geladenen Pionen sind langlebig ($\tau = 2,60 \cdot 10^{-8}$ s) genug, um als geladene Teilchen im COMPASS-Spektrometer in Spurdetektoren nachgewiesen und im RICH identifiziert zu werden.

Neutrale Pionen hingegen zerfallen nahezu ausschließlich elektromagnetisch in zwei Photonen, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, mit einer sehr kleinen mittleren Lebensdauer von nur $\tau = 8,4 \cdot 10^{-17}$ s. Demnach können sie nur mit Hilfe der elektromagnetischen Kalorimeter rekonstruiert werden.

Ein erheblicher Teil der hadronischen Schauer, die im hadronischen Kalorimeter HCAL1 nachgewiesen werden, beginnt bereits im elektromagnetischen Kalorimeter ECAL1. Daher besteht die Möglichkeit, bereits in ECAL1 auf hadronische Signale zu triggern. Dies ist interessant, da durch die Anwesenheit von ECAL1 die Effizienz des HCAL1-Triggers für Hadronen niedriger ist.

Untergrundsignale in ECAL1 werden hauptsächlich durch Halomyonen, Elektronen aus der elastischen Streuung von Strahlmyonen an Hüllelektronen des Targetmaterials und Photonen aus Bremsstrahlungsprozessen im Target verursacht.

Die Signale der beiden letzten Untergrundprozesse finden sich in der gleichen Region in ECAL1. Bei der elastischen Streuung der Myonen aus dem Strahl an Hüllelektronen des Targetmaterials werden die Elektronen in Vorwärtsrichtung gestreut. Der erste Spektrometernagnet lenkt die Elektronen in horizontaler Richtung ab, dabei werden diese entsprechend ihrer Impulse aufgefächert und treten daher vermehrt in einer mittleren

horizontalen Ebene auf. Die bei Bremsstrahlungsprozessen von Myonen im Target entstehenden Photonen sind ebenfalls in einer mittigen horizontalen Ebene zu finden.

Dieser Bereich des ECAL1 wird daher von der Triggerlogik im Myonbetrieb ausgenommen, wie im Abschnitt 5.2.1 genauer beschrieben wird.

Zur Unterdrückung von Signalen durch Halomyonen wird das Vetosignal V_{tot} aus allen Vetoählern (siehe Abschnitt 3.6.3) im ECAL1-Trigger verwendet.

5.2 Der Aufbau des ECAL1-Trigger-Systems

5.2.1 Das Triggerschema

Das Ziel des ECAL1-Triggers ist es, Ereignisse, bei denen ein Teilchen mehr als eine gewisse Energiemenge in ECAL1 deponiert, zu registrieren.

Da sich ein elektromagnetischer Schauer ganz allgemein über mehrere Zellen erstreckt, werden beim ECAL1-Trigger, ähnlich dem im Abschnitt 3.6 beschriebenen Triggersystem für die hadronischen Kalorimeter, die analogen Signale in gewissen Bereichen summiert. Es wurde entschieden, in allen drei Regionen des ECAL1 Bereiche von 4×4 Photomultipliern zu addieren.

Im Folgenden sollen die Überlegungen dargelegt werden, nach denen die Bereichsgröße festgelegt wurde.

Die Summation der analogen Signale sehr großer Bereiche birgt einige Risiken. Die zu erwartende Rate nimmt mit der summierten Fläche zu. Weiterhin kann es durch den Halo des Myonstrahls zu einem ‚Pile-up‘-Effekt kommen, d.h. die Signale mehrerer uninteressanter Halomyonen werden addiert und können so die Schwelle für ein Triggersignal überschreiten. Zudem wird auch das vorhandene elektronische Rauschen addiert und kann je nach Amplitude Probleme bereiten. All diese Effekte werden um so unbedeutender, je kleiner der Bereich ist, welcher summiert wird. Allerdings darf der zu summierende Bereich auch nicht zu klein gewählt werden, damit auch tatsächlich der gesamte oder zumindest ein großer Teil des elektromagnetischen Schauers eines auftreffenden Teilchens in einem einzigen Summationsbereich registriert wird.

Der Trigger fordert eine Energiedeposition in einem Summationsbereich über einer gewissen Schwelle. Die Energie eines Schauers an einer Grenze zwischen zwei Summationsbereichen wird zwischen diesen aufgeteilt. Dadurch entstehen systematische Triggerineffizienzen. Diese Ineffizienz lässt sich durch die Summation in mehreren Lagen verhindern, wie sie im Triggersystem der hadronischen Kalorimeter verwirklicht ist. Beim ECAL1-Triggersystem wird nur eine Lage von Summationen verwendet und diese Ineffizienzen in Kauf genommen.

Es wäre technisch sehr aufwändig, die in ihrer Amplitude, Anstiegszeit, Transitzeit durch den Photomultiplier und geometrischer Überdeckung sehr unterschiedlichen Analogsignale der OLGA-, MAINZ- und GAMS-Zellen zu addieren. Daher wurde entschieden, Signale, die aus unterschiedlichen ECAL1-Regionen stammen, nicht miteinander zu verknüpfen.

Schließlich wurde das in Abbildung 5.1 gezeigte Summationschema für das ECAL1-Triggersystem gewählt. Es werden die analogen Signale von jeweils 16 Kanälen summiert. Dies geschieht mit einer speziellen Summationskarte, die noch im Detektor unmittelbar hinter den jeweiligen Photomultipliern positioniert ist und im Abschnitt 5.2.2 genauer beschrieben wird. Die 16 zu einer Summationskarte gehörigen Zellen sind in der Skizze mit einem Kasten und einer Nummer markiert. Diese Nummerierung der Summationskarten

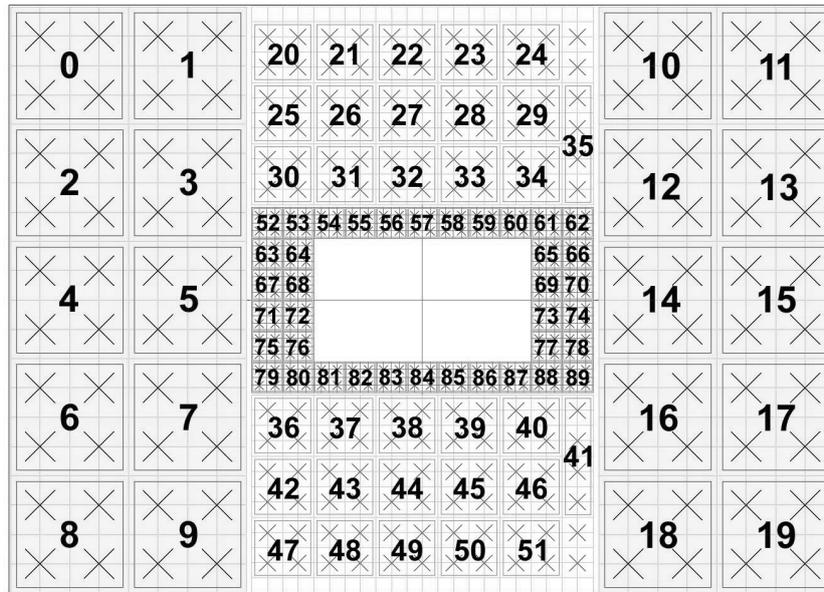


Abbildung 5.1: Die Bereiche der 90 Summationskarten in ECAL1

wird im folgenden noch häufig benutzt werden. Wie man ebenfalls in der Abbildung erkennt, passt das gewählte 4×4 -Schema gut zur Geometrie der OLGA- und GAMS-Region. Die beiden Regionen aus MAINZ-Zellen umfassen hingegen jeweils 22×13 Module und passen daher weniger gut in das Schema. In diesen Bereichen wird die oberste bzw. unterste Reihe von Modulen nicht in die Summation aufgenommen, ebenso wie ein kleiner Teil von 2×4 Zellen neben Karten 24 bzw. 51. Außerdem überdecken Karte 35 und 41 einen Bereich von 2×8 statt 4×4 Zellen.

Die Fläche des von einer Summationskarte abgedeckten Bereichs ist für die drei Modultypen recht unterschiedlich. Die Rate in den Summationskarten ist aber vergleichbar, da die kleineren Module näher an der Strahlachse liegen.

Die summierten Signale werden auf einen Diskriminator gegeben und logisch durch ein ODER verknüpft, genaueres dazu findet sich in Abschnitt 5.2.3. Das bedeutet, sobald das analoge Signal und damit die deponierte Energie im Bereich einer Summationskarte eine gewisse Schwelle übersteigt, wird der ECAL1 Trigger ansprechen. Ein Teil der Summationskarten wird von dieser Logik im Myonbetrieb ausgeschlossen. In den Karten des in Abbildung 5.2 angedeuteten mittleren Streifens werden durch zuvor erwähnte Untergrundprozesse eine dominierende Zahl uninteressanter Ereignisse erwartet. Daher werden die Karten 4-5, 14-15 und 67-74 von beschriebener Triggerlogik ausgenommen.

An den Detektor ECAL1 ergeben sich durch dieses Triggersystem zwei wesentliche Anforderungen, nämlich eine homogene Energiekalibration und eine genaue Zeitabstimmung der Signale. Will man mit der Summe der analogen Signale aus 16 Kanälen tatsächlich auf eine Energieinformation triggern, muss eine gleiche Amplitude des Signals verschiedener Zellen auch der gleichen Energieinformation entsprechen. Weiterhin müssen die Signale der verschiedenen Zellen natürlich gleichzeitig an der Summationskarte ankommen, damit die Amplitude des summierten Signals auch gleich der Summe der Amplituden der einzelnen Signale ist.

0	1	20	21	22	23	24	10	11
2	3	25	26	27	28	29	12	13
4	5	30	31	32	33	34	14	15
6	7	35	36	37	38	39	16	17
8	9	40	41	42	43	44	18	19

Abbildung 5.2: Die Karten des dunkel markierten zentralen Streifens werden im Myon-Betrieb nicht in der ECAL1-Trigger-Logik aufgenommen. Grund sind die zu erwartenden radiativen Ereignisse in der Beugungsebene des SM1.

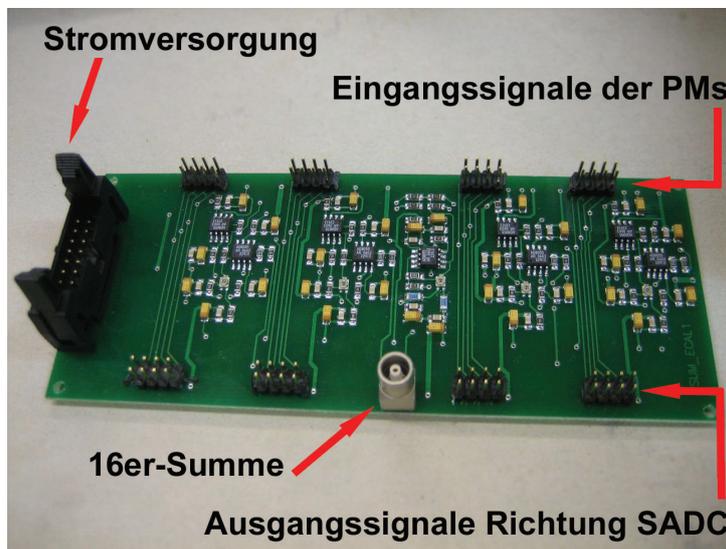


Abbildung 5.3: Foto einer Summationskarte

5.2.2 Die Summationskarten

Die Summationskarten wurden von der ECAL1-Gruppe in Protvino entworfen und gebaut. Eine dieser Karten zeigt Abbildung 5.3. Die 16 Eingangssignale der Karten sind die Analogsignale der zugehörigen Photomultiplier. Von jedem dieser Signale wird ein kleiner Teil abgezweigt und zunächst die Summe aus jeweils 4 Eingangssignalen gebildet. Die so entstandenen 4er-Summen werden nochmals summiert und die gewonnene 16er-Summe wird über einen gewöhnlichen LEMO-Ausgang ausgegeben.

Der größte Teil des Eingangssignals wird direkt über die Karte zum gegenüberliegenden Ausgang geleitet. Von dort gelangen die Signale der einzelnen Photomultiplier zu den ‚Sampling-Analog-Digital-Convertern‘ (SADC), die für die Auslese der einzelnen Kanäle von ECAL1 benutzt werden.

Die Stromversorgung der Karten benötigt $\pm 5\text{ V}$ und erfolgt mit zwei TRACO POWER TXL 100-05S Netzteilen. Dazu werden spezielle Steckerkarten in die Box geschoben. Abbildung 5.4 zeigt die fertig verkabelte Box und eine Steckerkarte mit 12 Anschlüssen. Jeder



Abbildung 5.4: Die Stromversorgung der Summationskarten erfolgt über die links dargestellte Box. In diese können Karten mit 12 Steckern geschoben werden, wie im rechten Bild zu sehen ist.

Stecker bietet die Möglichkeit zur Versorgung zweier Summationskarten, das eingesteckte Kabel teilt sich in ECAL1 auf und endet in jeweils zwei Stromversorgungssteckern. Jeder Stecker ist mit den beiden Nummern der von ihm versorgten Summationskarten beschriftet.

Die Summationskarten im MAINZ- und GAMS-Bereich sind teilweise recht weit von den zugehörigen Photomultipliern entfernt. Daher wurden sie mit kleinen Aufklebern beschriftet. Auf den Aufklebern findet sich das Benennungsschema der ECAL1-Arbeitsgruppe, die nicht mit der in dieser Arbeit benutzten Nummerierung der Triggergruppe übereinstimmt. Diese beiden unterschiedlichen Bezeichnungsschemen sind durch die Installation der Summationskarte durch die ECAL1-Arbeitsgruppe und die Entwicklung des ECAL1-Triggersystems durch die Triggergruppe entstanden. Die Tabellen (A.1) und (A.2) im Anhang geben die korrekte Zuordnung zwischen beiden Bezeichnungen an.

Im OLGA-Bereich gibt es keine Beschriftung der Summationskarten, dort ist aber durch die Größe der Module die Zuordnung der Karten und Module eindeutig.

5.2.3 Die Auslese- und Triggerelektronik

Dieser Abschnitt beschreibt die in 2006 verwendete Elektronik im ECAL1-Triggersystem, die in Abbildung (5.5) skizziert ist. Im Anschluss wird genauer auf die einzelnen Komponenten eingegangen.

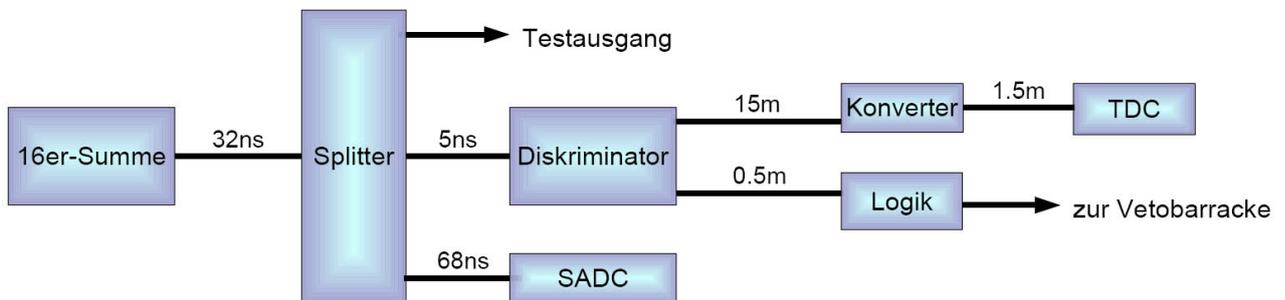


Abbildung 5.5: Schema der Ausleseelektronik des ECAL1-Triggersystems

Die Signale der 90 Summationskarten werden mittels 32 ns langen 50 Ω -Koaxial-Kabeln aus ECAL1 herausgeführt und in einem ‚Crate‘, das direkt auf ECAL1 steht, weiterverarbeitet. Dazu werden die Signale zunächst passiv gesplittet. Abbildung 5.6 zeigt die in 2006

benutzten Splitter, wobei das Signal über eine Widerstandsschaltung in 3 Teile aufgeteilt wurde.

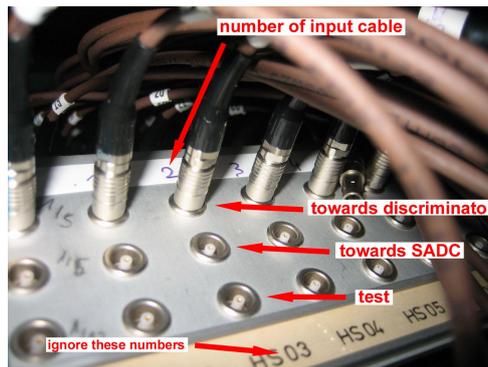


Abbildung 5.6: Die Splitter

Etwa 5% des Signals wurden auf den Testausgang der Splitter gegeben und nicht weiter verarbeitet. Dieser Ausgang diente während des Testbetrieb zur schnellen Fehlersuche.

Weitere 40% des ursprünglichen Signals wurden über einen ‚Sampling-Analog-Digital-Converter‘ (SADC) zur genaueren Analyse ausgelesen. Für die Verbindung wurden 50 Ω -Koaxial-Kabel mit einer Länge von etwa 68ns verwendet. Da die SADCs selber sehr langsam in der Signalverarbeitung sind, werden die analogen Signale mittels eines ‚Shapers‘ künstlich in die Länge gezogen. Danach wird die Pulshöhe an 32 Punkten in einem festen Zeitabstand ausgelesen. Dadurch erhält man ein recht genaues Abbild des analogen Signalverlaufs.

Während des Testbetriebs stand nur für 32 der 90 Summationskarten eine SADC-Auslese zur Verfügung. Die vorhandenen Kanäle wurden benutzt, um eine zusammenhängende Fläche, die in Abbildung 5.7 dargestellt ist, auszulesen.

0	1	20	21	22	23	24	10	11
		25	26	27	28	29		
2	3	30	31	32	33	34	12	13
		52	53	54	55	56	57	58
4	5	63	64				65	66
		67	68				69	70
		71	72				73	74
		75	76				77	78
6	7	79	80	81	82	83	84	85
		36	37	38	39	40		
							41	
8	9	42	43	44	45	46	16	17
		47	48	49	50	51	18	19

Abbildung 5.7: Die analogen Signale der dunkel markierten Summationskarten werden mittels eines SADC ausgelesen.

Auf dem dritten Ausgang des Splitters liegt etwa 55% des analogen Signals. Dieser Teil wurde diskriminiert und somit zur eigentlichen Triggerentscheidung verwendet. Die hierzu nötige Elektronik befand sich in einem ‚CAMAC-Crate‘ direkt unterhalb der Splitter. Es wurden Diskriminatoren und Logik-Module der Firma LeCroy verwendet. Der benutzte Diskriminator (Modell 4416) ist ein sogenannter ‚Leading-Edge-Diskriminator‘. Das bedeutet, der Diskriminator feuert, sobald das analoge Signal über der eingestellten Schwelle liegt. Die Programmierung der Schwellen erfolgte über ein ‚CAMAC-Interface‘ mit einem

speziell angefertigten ‚CAMAC-PC‘. Die analogen Signale wurden mit 5 ns langen 50 Ω -Koaxial-Kabeln vom Splitter zu den Diskriminator-Modulen geführt. Jedes dieser Module kann 16 Kanäle verarbeiten, also wurden für die Auslese der 90 Summationskarten sechs Stück benötigt. Die LeCroy 4416-Diskriminatoren bieten zwei identische Ausgänge, wobei die 16 Kanäle in jeweils einem einzigen Flachbandkabel zusammengefasst werden. Die Ausgangssignale entsprechen den Standards der ECL-Logik, d.h. die Information wird durch ein differentielles Signal übermittelt, und ist damit besonders unempfindlich gegenüber Störungen.

Die Triggerlogik sieht, wie bereits in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, ein logisches ODER des größten Teils der Summationskarten vor. Dazu wird ein Ausgang jedes Diskriminators über ein kurzes Flachbandkabel mit einer der LeCroy Logikeinheiten vom Typ 4516 verbunden, die ebenfalls im ‚CAMAC-Crate‘ installiert wurden und auf ECL-Logik basieren. Jede Logikeinheit hat auf der Vorderseite drei Eingänge und einen Ausgang für 34-polige Flachbandkabel, die kanalweise logisch verknüpft werden können. Für alle Logikeinheiten wurde die Einstellung ‚OR‘ gewählt. Für die Anwendung im ECAL1-Trigger werden die beiden Ausgänge an der Rückseite der Module verwendet, diese liefern ein ODER der Ausgangskanäle 1-8 und 9-16 in NIM-Logik und wurden über 50 Ω -Koaxialkabel zur Vetobarracke geführt, wo die weitere Triggerlogik aufgebaut wurde.

Mit Hilfe eines Pulsersignals mit sehr kleiner Anstiegszeit wurde eine Durchlaufzeit vom Diskriminatoreingang bis zum Ausgang der Logikeinheit von 25 ns gemessen. Die Laufzeit auf den Kabeln zur Vetobarracke wurden ebenfalls mit einem Pulser vermessen, sie beträgt 110 ns.

Die Abbildung 5.8 gibt einen Überblick über die Verknüpfung der Diskriminatoren und Logikeinheiten und Tabelle 5.1 zeigt die Position der Module im CAMAC-Crate.

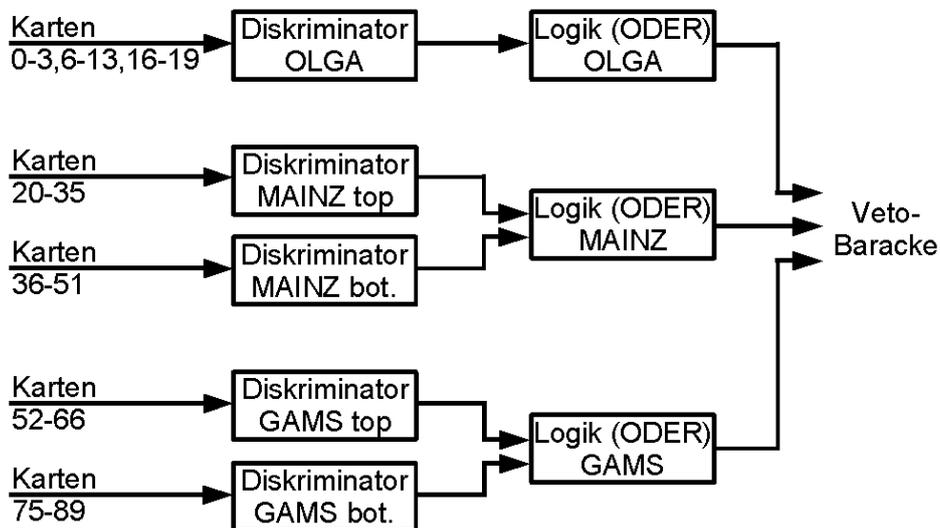


Abbildung 5.8: Die Verknüpfung der Module im CAMAC-Crate

In der Vetobaracke kamen die sechs 50 Ω -Koaxial-Kabeln mit den Signalen der drei Logikeinheiten an. Diese wurden wiederum mit einem ODER verknüpft. Zunächst wurde das ODER der zwei Kabel, die zur selben Logikeinheit gehören, gebildet. Die so gewonnenen Signale wurden auf eine Multiplizitätseinheit gegeben. Diese wurde im Modus der Multiplizität 1 verwendet, stellte also ein einfaches ODER aus den Signalen des OLGA-,

Summationskarten	Modul	Position im Crate
OLGA 0-3,6-13,16-19	Diskr. LeCroy 4416	5
OLGA 0-3,6-13,16-19	Logik LeCroy 4516	6
MAINZ 20-35	Diskr. LeCroy 4416	8
MAINZ 36-51	Diskr. LeCroy 4416B	9
MAINZ 20-51	Logik LeCroy 4516	10
GAMS 52-66	Diskr. LeCroy 4416B	12
GAMS 75-89	Diskr. LeCroy 4416	13
GAMS 52-66,75-89	Logik LeCroy 4516	14
zentrale Ebene 4-5,14-15,67-74	Diskr. LeCroy 4416	22

Tabelle 5.1: LeCroy-Module im Crate auf ECAL1

MAINZ- und GAMS-Bereiches her. Zusätzlich kann auf die Multiplizitätseinheit auch ein Vetosignal gegeben werden. Hier wurde das Vetosignal V_{tot} benutzt, was aus allen zur Verfügung stehenden Vetosignalen gebildet wird. Das so gewonnene Triggersignal wurde in die Triggerbaracke geleitet und dort über den Prescaler in die Ausleseelektronik des COMPASS-Experiments eingespeist.

Zur Untersuchung des zeitlichen Verhaltens wurde der zusätzliche Diskriminatorausgang mit einem ‚Time-Digital-Converter‘ (TDC) ausgelesen. Der verwendete TDC ist vom Typ F1 [23] und wurde von der Arbeitsgruppe aus Freiburg entwickelt. Er befand sich in einem ‚VME-Crate‘ neben dem zweiten Spektrometermagneten SM2. Der zweite Diskriminatorausgang wurde über ein etwa 15 m langes Flachbandkabel zunächst mit einem Konverter verbunden, der die ECL-Signale in LVDS-Logik umwandelt. Jeder Konverter hat zwei Eingänge für 34-polige Kabel, der Ausgang ist für ein einziges 68-poliges Kabel gemacht. Für die sechs Diskriminator-Module werden also drei Konverter benötigt. Die Konverterausgänge werden mit den TDCs verbunden. Die drei benötigten TDCs für je 32 Kanäle fanden in einem gemeinsamen Modul zur Datenauslese Platz.

Kapitel 6

Inbetriebnahme des ECAL1-Triggers

Der ECAL1-Trigger wurde, so wie er im vorherigen Kapitel beschrieben ist, während der Datennahme 2006 aufgebaut und in Betrieb genommen. In diesem Kapitel ist beschrieben, wie das neue System im Strahlbetrieb überprüft wurde. Zunächst musste das Funktionieren der Elektronik sicher gestellt werden, also die Funktion von Diskriminatoren und TDC-Auslese. Der nächste Schritt war der Aufbau der eigentlichen Triggerlogik, deren Inbetriebnahme und die parasitäre Aufnahme von Daten mit dem neuen Trigger. Während der Strahlzeit ist ein Zugang zum Experiment nur wenige Stunden pro Woche möglich, daher konnten nicht alle beobachteten Probleme sofort gelöst werden. Im Testbetrieb ging es darum, die Elektronik zu testen und möglichst viel aus den auftretenden Problemen zu lernen.

6.1 Test der Elektronik

Während der Datennahme besteht die Möglichkeit, mit der COMPASS-Software COOOL* [24] Detektorinformationen auszuwerten. Zur Analyse des ECAL1-Trigger-Systems stehen folgende Informationen der einzelnen Detektorkomponenten zur Verfügung:

ECAL1-SADC: Jeder Photomultiplier ist mit einem Sampling-Analog-Digital-Converter verbunden, der insgesamt 32 Punkte des invertierten Analogsignals ausliest. Somit lässt sich eine erste Näherung der Amplitude des Signals bilden. Dazu wird vom betragsmäßig größten Wert der 32 Messpunkte der Wert des ersten abgezogen, wie in Abbildung 6.1 angedeutet. Diese Amplitude ist neben der Position des Photomultipliers im Kalorimeter zugänglich.

ECAL1-Trigger-TDC: Sobald ein Diskriminatorskanal einer Summationskarte anspricht, speichert der TDC Zeit und Kanalinformation. Feuert das normale COMPASS-Trigger-System, so werden die im TDC-Buffer gespeicherten Informationen in einem gewissen Zeitfenster ausgelesen, also unter Umständen die Informationen mehrerer verschiedener Karten oder auch mehrere Zeitinformationen von ein und der selben Summationskarte.

Die ECAL1-Trigger-SADCs standen 2006 in der COOOL-Software nicht zur Verfügung. Da ohnehin nur ein Teil der Karten hiermit ausgelesen wurde, konnten diese Informationen

*COMPASS Object Oriented OnLine

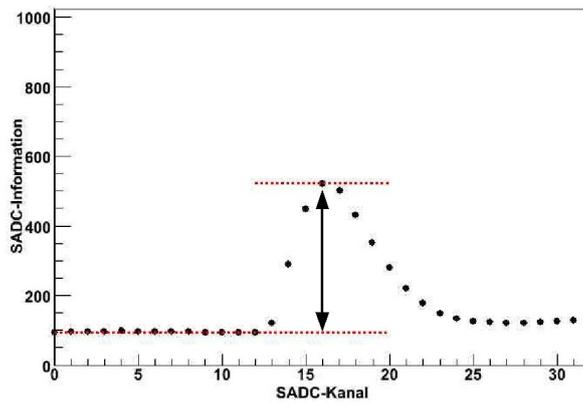


Abbildung 6.1: Gezeigt ist ein Beispiel für die vom SADC erfassten Daten eines Photomultiplier-Signals. Für die COOL-Analyse steht die durch einen Pfeil angedeutete Amplitude als Differenz zwischen maximalem und erstem Messpunkt zur Verfügung.

für globale Tests nicht verwendet werden.

6.1.1 Analogsignale

Um die analogen Signale der Summationskarten während des Strahlbetriebs zu untersuchen, wurden auf die Kabel, die zwischen ECAL1 und Vetobaracke liegen, einige Analogsignale der Karten gegeben. Dazu wurde der Testausgang am Splitter benutzt. Die Analogsignale konnten so während des Strahlbetriebs auf einem Oszilloskop betrachtet werden. Einige wenige Beispiele zeigt Abbildung 6.2.

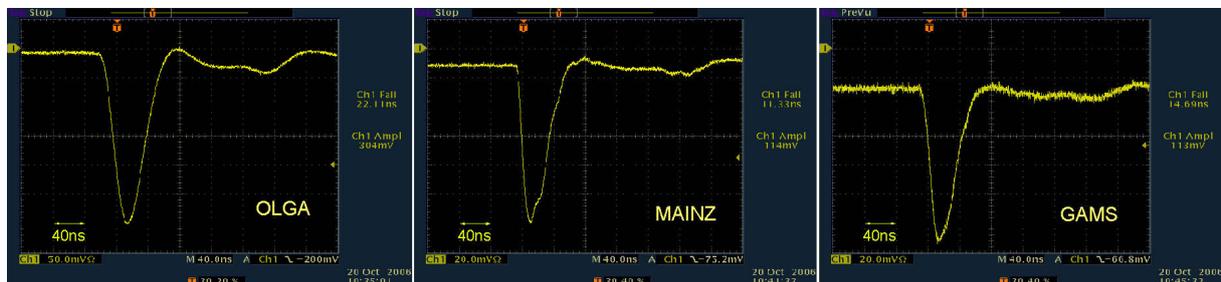


Abbildung 6.2: Beispiele für typische Analogsignale am Oszilloskop, gezeigt ist jeweils eine OLGA-, MAINZ- und GAMS-Karte. Man erkennt die verschiedenen Anstiegszeiten und Verschiebungen der Nulllinie.

Bei diesen Untersuchungen wurden zwei wichtige Beobachtungen gemacht. Erstens ist die Anstiegszeit der Summensignale zwischen den drei verschiedenen Modultypen OLGA, MAINZ und GAMS recht unterschiedlich. Aufgrund der unterschiedlichen Größen der Bleiglasmodule und den verschiedenen Photomultipliern ist diese Beobachtung nicht überraschend. Typische Anstiegszeiten der Signale liegen im Bereich von etwa 22 ns für die OLGA-, etwa 12 ns für die MAINZ- und etwa 15 ns für die GAMS-Module. Zweitens zeigen alle Karten bereits ohne Eingangssignale ein mehr oder weniger großes konstantes Signal von einigen 10 mV. Dieses Offset ist für jede einzelne Summationskarte verschieden und durch deren Bauweise bedingt.

Aus den beobachteten Offsets ergeben sich Konsequenzen, die bei der weiteren Analyse berücksichtigt werden müssen. Das physikalisch relevante physikalische Signal addiert

sich zum Offset hinzu. Der benutzte Diskriminator überprüft hingegen nur, ob das Eingangssignal eine gewisse Schwelle überschreitet, das heißt er verarbeitet die Summe aus physikalischem Signal und Offset. Bei den benutzten Diskriminatoren lässt sich nur eine einzige Schwelle für die 16 Eingangskanäle festlegen. Haben nun die entsprechenden Summationskarten verschiedene Offsets, so ist die Schwelle für das eigentlich interessante Photomultiplier-Signal für jeden Kanal verschieden. Ein positives Offset verschiebt die Schwelle zu höheren Energien, ein negatives zu niedrigeren.

6.1.2 Kontrolle des Aufbaus

Nicht nur das ECAL1-Trigger-System, auch das elektromagnetische Kalorimeter selbst, sind in der Strahlzeit 2006 neu in Betrieb genommen worden. Daher wurde zunächst die Verkabelung der Summationskarten überprüft.

Dazu benötigt man unabhängige Informationen über das erwartete Ausgangssignal der entsprechenden Summationskarte und ihr tatsächliches Ausgangssignal.

Die wohl beste zur Verfügung stehende Näherung für die Höhe des erwarteten Ausgangssignals der Summationskarte ist die Summe der 16 SADC-Amplituden der von ihr überdeckten Module. Diese Größe wird Online-Amplitude genannt. Die Online-Amplitude ist eine unter der Annahme optimaler Bedingungen, also perfekter Summation der gleichzeitig ankommenden Signale, errechnete Größe.

Über das tatsächliche Ausgangssignal der Karte gibt der TDC Auskunft, denn dieser misst die Zeitdifferenz zwischen dem Triggersignal und dem Signal am Diskriminatorausgang und damit insbesondere, ob das Ausgangssignal einer Summationskarte über der Diskriminatorschwelle lag oder nicht. In der folgenden Untersuchung ist die entscheidende Information des TDCs, *ob* - nicht *wann* - der Diskriminator gefeuert hat.

Für Abbildung 6.3 werden genau diese beiden Informationen genutzt, um die Korrelation zwischen Online-Amplitude und TDC-Information zu untersuchen. Für jedes Ereignis wird die Online-Amplitude einer jeden Summationskarte berechnet. Übersteigt die Online-Amplitude einer Summationskarte eine hoch gewählte Schwelle, werden alle Summationskarten, die im entsprechenden Ereignis einen aktiven Diskriminatorekanal haben, ermittelt. Auf der y-Achse ist die Nummer der Karte, deren Online-Amplitude über der Schwelle liegt, aufgetragen, auf der x-Achse die Nummer der Karten mit TDC-Information. Die Farbskala gibt die Ansprechwahrscheinlichkeit an, also den Anteil an Ereignissen, bei denen Karte x aktiv ist, wenn in Karte y die Summe der Amplituden die Schwelle übersteigt.

In den meisten Fällen gibt es eine klare Korrelation zwischen erwarteter und gefundener Summationskarte. In zwei Fällen lassen sich Vertauschungen von Karten feststellen, bei den Paaren 14 und 16 sowie 42 und 47 passen die SADC-Informationen nur mit den TDC-Informationen der jeweils anderen Summationskarte zusammen. Wie sich später herausstellte, sind die Kabel von der Summationskarten zu den Splittern im Fall 14/16 vertauscht worden. Bei dem Paar 42/47 waren die SADC-Informationen zur ECAL1-Auslese vertauscht, die Verkabelung der Summationskarten in der ECAL1-Trigger-Elektronik war korrekt.

Für einige Karten werden überhaupt keine TDC-Informationen gefunden, das entspricht vertikalen weißen Streifen in Abbildung 6.3. Dafür sind Probleme bei der Stromversorgung der Karten und defekte Kanäle in den Kabeln zur TDC-Auslese verantwortlich.

Bei Karte 41 findet sich ein fast durchgängiger horizontaler Streifen, hier wird nur selten überhaupt ein Signal oberhalb der SADC-Schwelle gefunden. Hierfür sind Probleme im Detektor ECAL1 verantwortlich. Die Photomultiplier im vorgesehenen Bereich von Karte

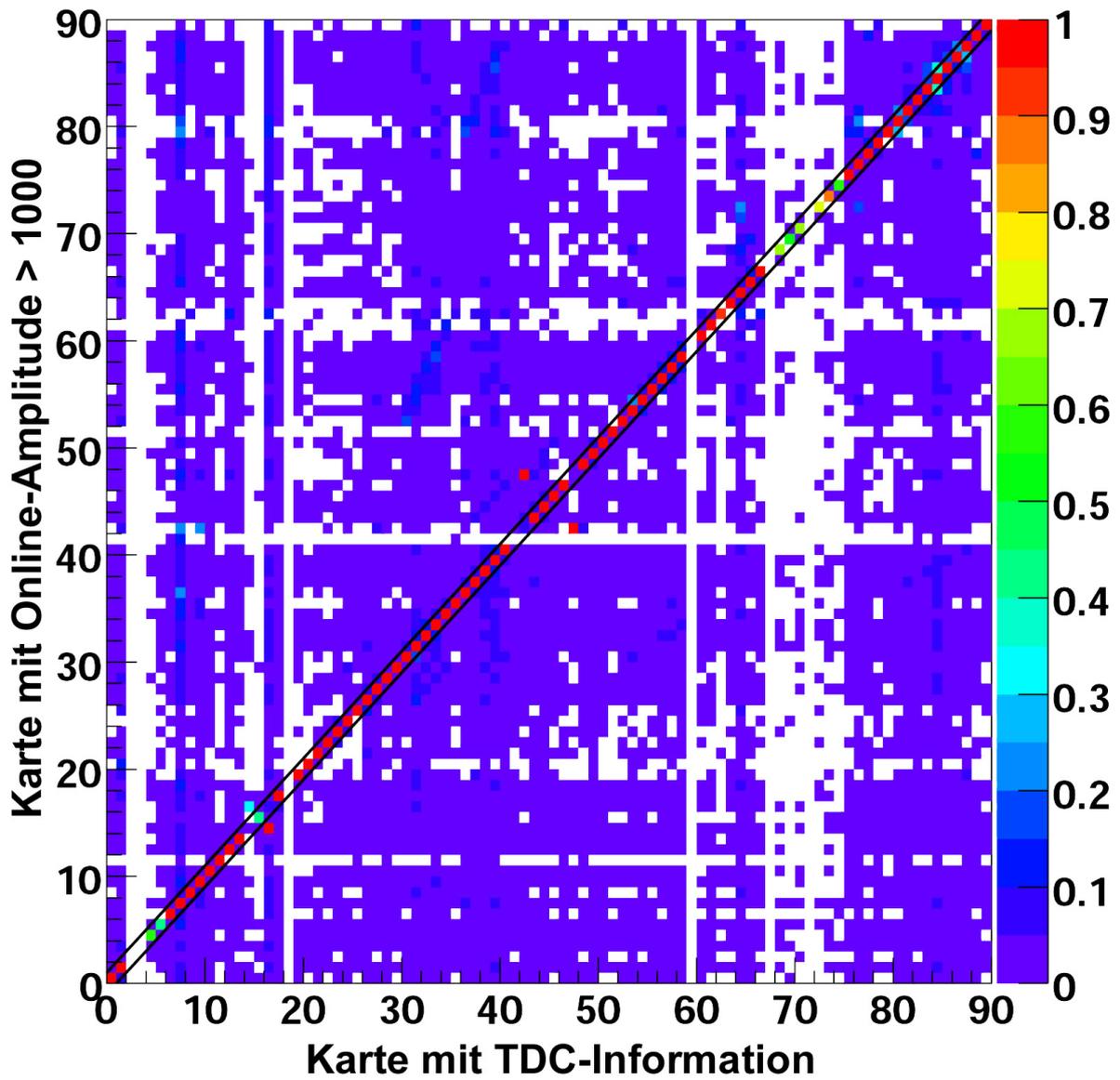


Abbildung 6.3: Die y-Achse gibt die Karte an, deren Online-Amplitude über einer Schwelle von 1000 liegt, die x-Achse zeigt die Karten für die der Diskriminator angesprochen hat. Gezeigt ist die Ansprechwahrscheinlichkeit der Karten in Run 53283.

41 sind fast vollständig nicht funktionsfähig, daher übersteigt die Online-Amplitude auch nur äußerst selten die geforderte Schwelle. Der Diskriminator kanal von Karte 41 spricht hingegen an, es gibt keinen vertikalen Streifen für Karte 41. Das liegt daran, dass mit Karte 41 nicht die vorgesehenen Photomultiplier verbunden waren, sondern Module aus der untersten Reihe im MAINZ-Bereich, die eigentlich gar nicht in der Triggerlogik auftauchen sollten.

In einigen Beispielen, insbesondere im GAMS-Bereich, beobachtet man eine erhöhte Ansprechwahrscheinlichkeit benachbarter Karten. Dies kann durch Schauer, die ihre Energie in mehr als einer Summationskarte deponieren, erklärt werden. Auch wenn die Karten des mittleren horizontalen Streifens, also 4-5,14-15 und 67-74, nicht in der Triggerlogik benutzt werden, werden ihre Signale trotzdem auf einen Diskriminator gegeben und dieser über einen TDC ausgelesen. Für diese Karten ist eine höhere Diskriminatorschwelle eingestellt, die Ansprechwahrscheinlichkeit ist daher geringer.

6.1.3 Bestimmung der Effizienzen der Karten

Die bereits im vorherigen Kapitel benutzten Informationen von ECAL1-SADCs und ECAL1-Trigger-TDCs lassen sich auch für eine genauere Untersuchung des Ansprechverhaltens der Diskriminatoren benutzen. Dazu wird für jede Karte die Effizienz ϵ in Abhängigkeit der Online-Amplitude bestimmt:

$$\epsilon(x) = \frac{\#\text{Ereignisse mit } x < \text{Online-Amplitude} < x + \Delta x \text{ und Diskriminator aktiv}}{\#\text{Ereignisse mit } x < \text{Online-Amplitude} < x + \Delta x}.$$

In Abbildung 6.4 ist diese Effizienz über der Online-Amplitude für einige Summationskarten aufgetragen. Man erkennt deutlich das erwartete Schwellenverhalten. Für niedrige Werte der Online-Amplitude ist die Effizienz null. Sie steigt dann relativ schnell auf den Wert eins und behält diesen für hohe Werte der Online-Amplitude bei. Für die Karte 73 ist die Diskriminatorschwelle wesentlich höher eingestellt als für die anderen drei Beispiele. Die Effizienz steigt hier erwartungsgemäß erst bei sehr viel größeren Online-Amplituden an. Damit ist gezeigt, dass das Prinzip der Triggerelektronik funktioniert.

Der Sprung in der Effizienz ist bei manchen Summationskarten weniger scharf als bei anderen. Gründe für einen flacheren Anstieg können beispielsweise eine mangelnde Zeitabstimmung zwischen den Photomultipliern einer Karte oder auch der Betrieb bei sehr kleinen Diskriminatorschwellen mit hoher Rate sein.

Die Effizienz wurde für alle Karten berechnet und ist im Überblick in Abbildung 6.5 dargestellt. Man erkennt, dass in großen Teilen das Prinzip der Triggerelektronik funktioniert und die Effizienz für genügend hohe Werte der Schwelle der Online-Amplitude auf eins steigt.

In den Karten der zentralen Ebene ist die Diskriminatorschwelle wieder deutlich höher gewählt, dort steigt die Effizienz entsprechend erst bei höheren Werten der Online-Amplitude. Die bereits erwähnten Probleme von Karten ohne korrekte TDC- oder SADC-Information werden hier nochmals in geringen Effizienzen deutlich.

Die beobachtete Schwelle in der Online-Amplitude ist für Karten mit der gleichen Diskriminatorschwelle zum Teil recht unterschiedlich. Dies lässt sich durch die bereits erwähnten Offsets in den Ausgangssignalen der Summationskarten erklären. Die Offsets wurden am Diskriminatoreingang für alle Karten gemessen. Sie liegen im Bereich von ± 60 mV. Die

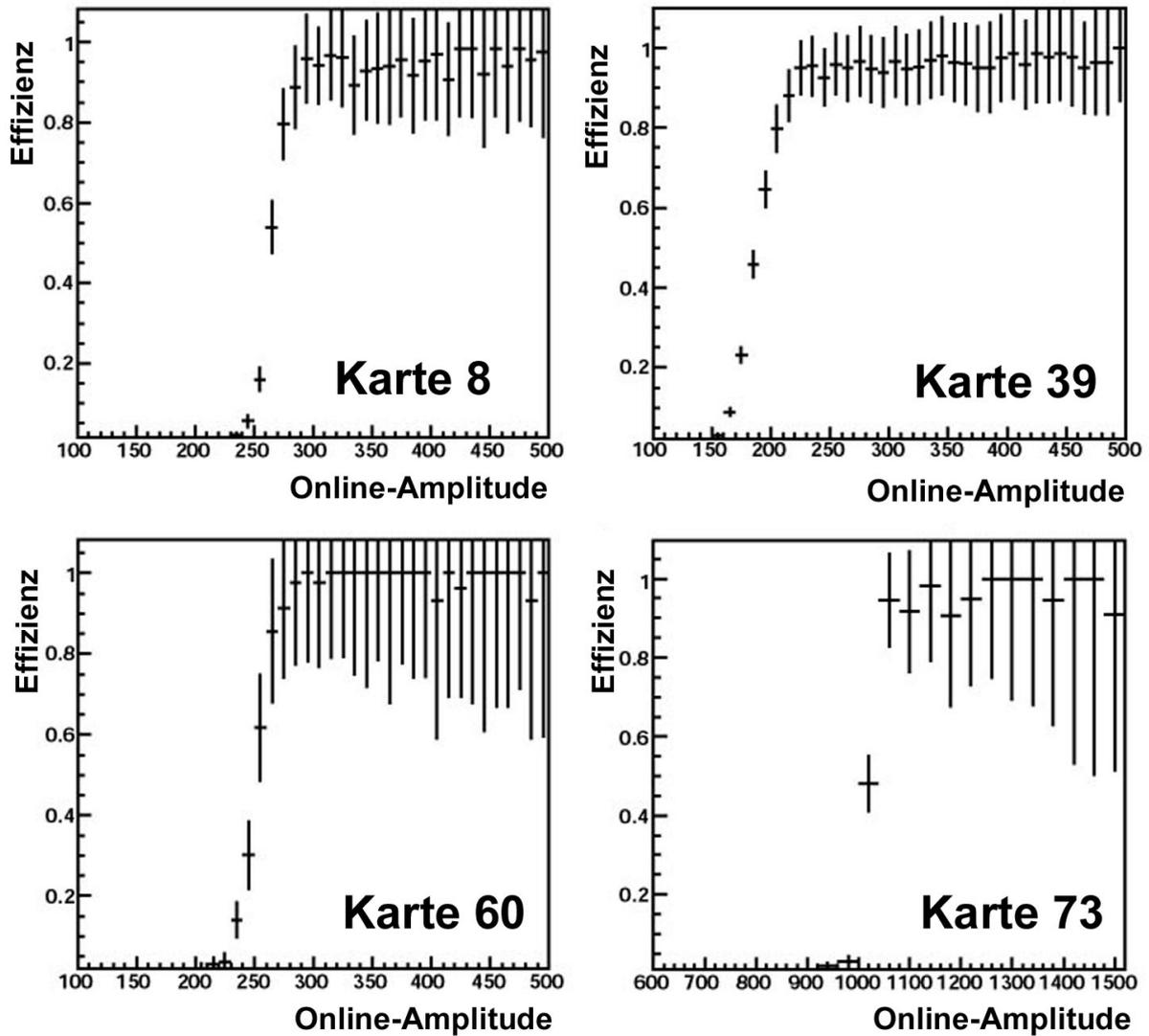


Abbildung 6.4: Beispiele der ermittelten Effizienzen in Abhängigkeit der Online-Amplitude für Summationskarte 8 (OLGA), 39 (MAINZ), 60 (GAMS) und 73 (GAMS). Die Diskriminatorschwelle ist für die ersten drei Karten auf 100mV eingestellt, für Karte 73 auf 400mV. Es werden Daten aus Run 53283 verwendet.

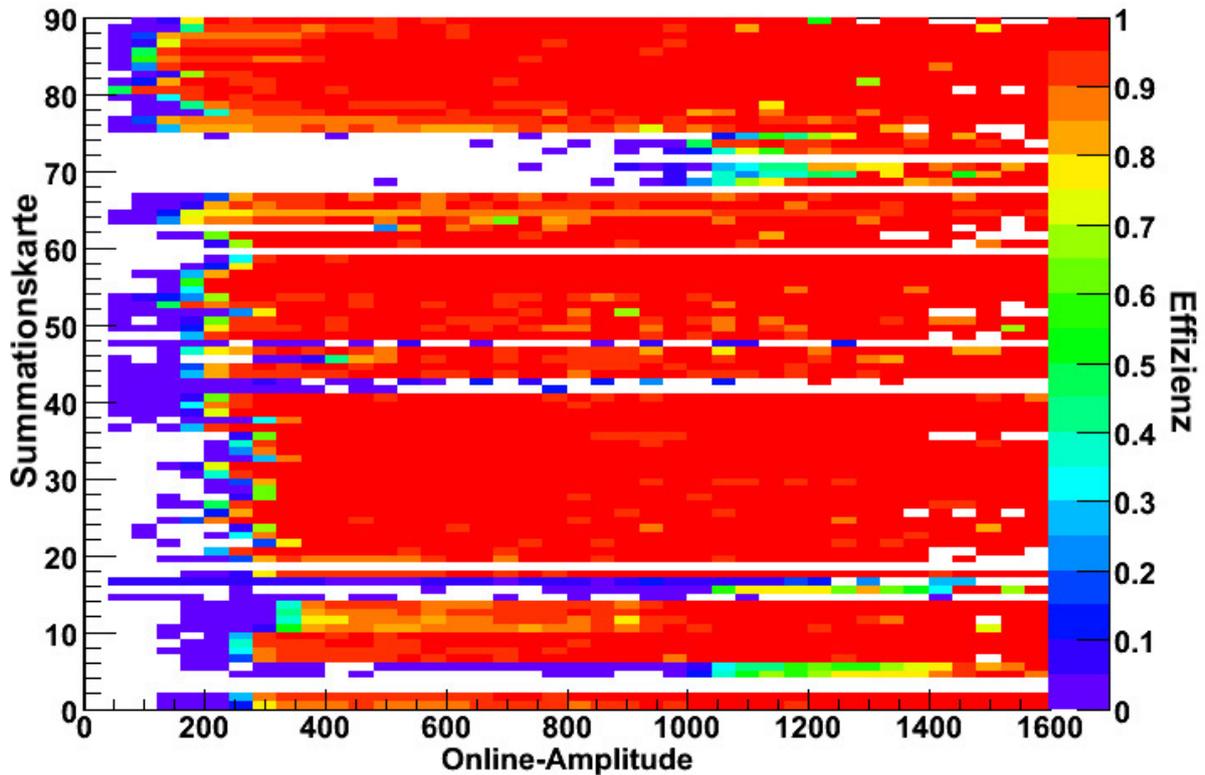


Abbildung 6.5: Effizienz ϵ in Abhängigkeit der Online-Amplitude für alle 90 Summationskarten.

Diskriminatorschwelle ist auf 100 bzw. 400 mV eingestellt. Das bedeutet, die Offsets haben einen erheblichen Einfluss auf die beobachtete Schwelle.

Man kann einen direkten Zusammenhang zwischen gemessenem Offset und beobachteter Schwelle in der Online-Amplitude herstellen. Dazu wurden in den Effizienzdiagrammen der einzelnen Karten die Werte für die Online-Amplitude ermittelt, bei denen die Effizienz erstmals 50% übersteigt. Trägt man nun die effektive Schwelle, das heißt die Differenz der eingestellten Diskriminatorschwelle und des Offset, gegen die beobachtete Schwelle in der Online-Amplitude auf, so ergibt sich der in Abbildung 6.6 gezeigte Zusammenhang. Die Offsets konnten am Oszilloskop mit einer Präzession von etwa 2 mV gemessen werden, als Fehler für die Bestimmung der 50-prozentigen Effizienz wird die Breite der Bins in den benutzten Histogrammen angenommen. Der Zusammenhang zwischen der um das Offset korrigierten Diskriminatorschwelle und der in der Online-Amplitude ermittelten Schwelle ist linear.

6.1.4 Die TDC-Auslese

Für den Aufbau eines Triggersystems ist das zeitliche Verhalten der Komponenten von besonderem Interesse. Deswegen werden nun die Informationen über den Zeitpunkt des Ansprechens eines Diskriminatorkanals genauer untersucht. Der ECAL1-Trigger-TDC wird ausgelesen, wenn der Myontrigger anspricht. Die inklusiven Trigger haben typische Zeitauflösungen von unter 1 ns, der Kalorimeter-Trigger von etwa 2 ns. Daher sind keine Zeitauflösungen unter diesen Werten zu erwarten. Wie sich zeigt, sind die Verteilungen in den TDC-Spektren der Summationskarten deutlich breiter. In Abbildung 6.7 sind Beispiele der TDC-Spektren für je eine Summationskarte aus den drei Bereichen gezeigt.

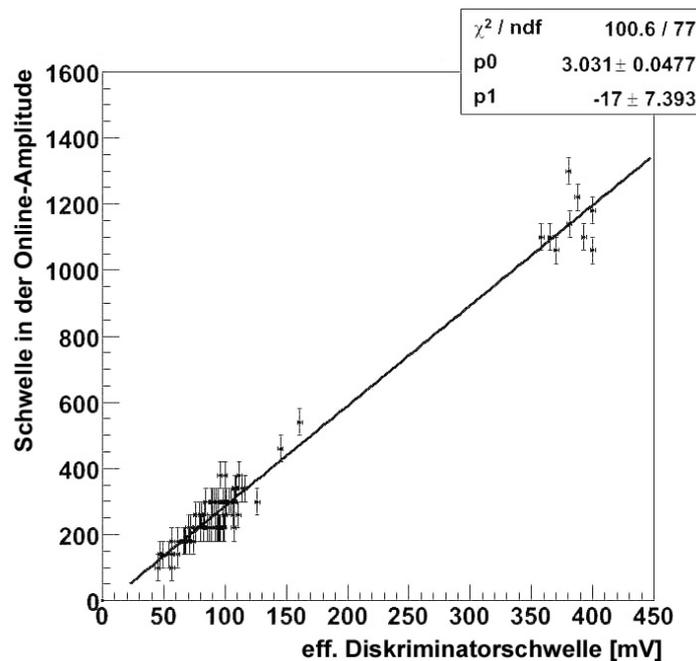


Abbildung 6.6: Auf der x-Achse ist die effektive Diskriminatorschwelle unter Berücksichtigung der Offsets in mV aufgetragen, auf der y-Achse die aus den Effizienzdiagrammen ermittelte 50-prozentige Schwelle in SADC-Kanälen. An die Punkte wurde eine Gerade angepasst.

Die x-Achse ist in TDC-Kanälen angegeben, wobei ein Kanal 128,9 ps entspricht. An die Histogramme wurde eine Gauß-Kurve angepasst, das Sigma dieser Verteilung beträgt typischerweise 8 ns im OLGA-, 4 ns im MAINZ- und 5 ns im GAMS-Bereich. Dabei wurden Ereignisse aller Myontrigger, nicht aber des ECAL1-Trigger, zugelassen.

Die Breite der Verteilung erklärt sich zum größten Teil durch die Eigenschaften der benutzten Diskriminatoren. Man kann davon ausgehen, dass die Anstiegszeit der analogen Signale im Wesentlichen durch die Eigenschaften von Blei-Glas-Modul und Photomultiplier bestimmt wird, also unabhängig von der Signalhöhe ist. Der benutzte Leading-Edge-Diskriminator spricht an, sobald das Eingangssignal die gesetzte Schwelle überschreitet. Bei einem Signal mit großer Amplitude geschieht dies früher als bei einem kleineren Signal. Diesen Effekt nennt man ‚Time-Walk‘.

In Abbildung 6.8 ist für die bereits in Abbildung 6.7 gezeigten Summationskarten die Online-Amplitude gegen die TDC-Information aufgetragen. Erwartungsgemäß ist der Effekt des ‚Time-Walks‘ für Signale mit den längeren Anstiegszeiten größer ($t_{\text{rise OLGA}} > t_{\text{rise GAMS}} > t_{\text{rise MAINZ}}$).

Eine weitere Beobachtung, die man mit der TDC-Auslese macht, ist, dass die absolute Lage der Maxima für die drei Modultypen unterschiedlich ist. Sie ist durch die Bauweise der Photomultiplier und die Geometrie und Materialeigenschaften der Bleiglasblöcke bestimmt. Die MAINZ-Module sind die schnellsten. Grob 15 ns später sind die Maxima in den TDC-Spektren der GAMS-Module zu beobachten. Die Maxima der OLGA-Module liegen etwa 35 ns später als die der MAINZ-Module.

Auch innerhalb eines Photomultipliertyps unterscheidet sich die Lage der Maxima im TDC-Spektrum verschiedener Summationskarten um einige Nanosekunden. Für den Testbetrieb des ECAL1-Triggers wurde auf eine Korrektur dieser Abweichungen verzichtet.

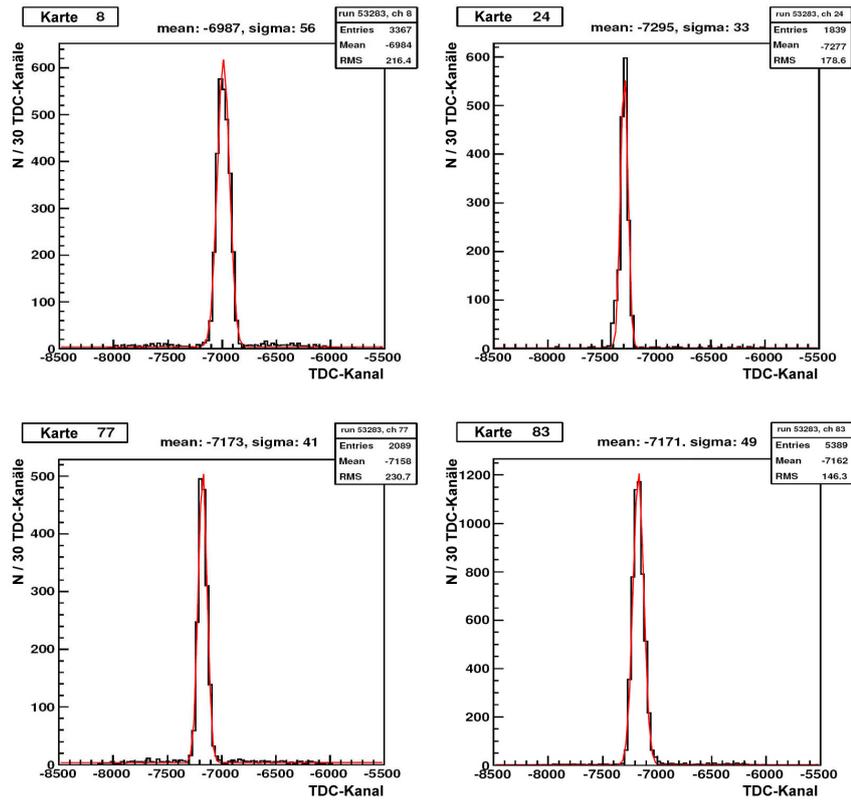


Abbildung 6.7: TDC-Spektren der Summationskarten 8 (OLGA), 24 (MAINZ), 77 (GAMS) und 83 (GAMS).

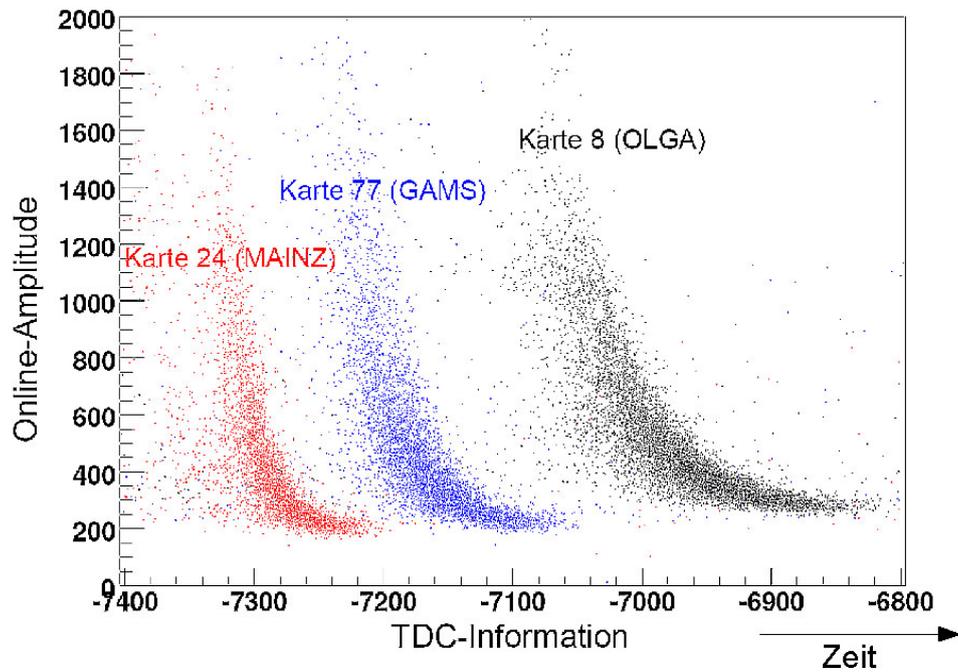


Abbildung 6.8: Einfluss des Leading-Edge-Diskriminators

6.2 Test des Triggers

Mit den zuvor beschriebenen Untersuchungen konnte sichergestellt werden, dass das Prinzip der Triggerelektronik in großen Teilen des Kalorimeters funktioniert. Es wurde daher in den letzten Tagen der Strahlzeit versuchsweise ein ECAL1-Trigger aufgebaut und für die Datennahme mitbenutzt.

6.2.1 Abhängigkeit der Raten von der Diskriminatorschwelle

Um einen ersten Eindruck über die mit einem ECAL1-Trigger zu erwartenden Raten zu bekommen, wurden diese in Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle ermittelt. Zu diesem Zeitpunkt waren bereits die OLGA-Karten zu einem ECAL1-Trigger aus dem ODER der Karten 0-3, 6-13, 16-19 und dem Vetosignal V_{tot} verkabelt worden. In den anderen Bereichen des ECAL1 wurde die Rate am Ausgang der Logikeinheiten ermittelt, also ohne das vorgesehene Vetosignal.

Abbildung 6.9 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchungen. Während der Messung schwankte die Intensität des Myonstrahls zum Teil erheblich, daher ist nicht die gemessene, sondern eine auf die Strahlintensität normierte Rate aufgetragen. Die Strahlintensität wird unter anderem durch eine Strommessung mit einer Ionisationskammer ermittelt, die bei voller Intensität etwa 30000 Einheiten/Spill beträgt. Eine Einheit der Intensitätsmessung der Ionisationskammer entspricht wiederum 7400 einlaufenden Myonen.

Für jeden gezeigten Messpunkt wurde über die Raten von mindestens 30 Spills gemittelt. Die gemessene Rate wurde jeweils durch den Wert der Messung der Ionisationskammer geteilt.

Das Vetosignal unterdrückt Ereignisse durch Halomyonen, daher hat es vor allen Dingen Einfluss auf die Rate bei niedrigen Diskriminatorschwellen. Eigentlich sollte man jeweils ähnliche Raten in den beiden GAMS- und MAINZ-Bereichen erwarten. Die zum Teil recht unterschiedliche Rate kann durch unterschiedliche Offsets der Summationskarten, Unterschiede in der Hochspannungseinstellung des ECAL1 oder Rauschsignale in einigen Modulen verursacht werden.

6.2.2 Der ECAL1-Trigger in Betrieb

Das Aufsetzen des ECAL1-Triggers gestaltete sich schwierig, denn die Signale mit ihrer großen zeitlichen Streuung machten es schwer, Koinzidenzen zwischen Ereignissen im ECAL1-Trigger und zum Beispiel dem HCAL1-Trigger-System zu erkennen. Insbesondere mussten auch die in den TDC-Spektren beobachteten absoluten Zeitunterschiede zwischen den drei verschiedenen Modultypen ausgeglichen werden. Da der TDC die Zeitinformation vor den Logikeinheiten verwendet, waren diese Werte natürlich nicht exakt. Die Zeitunterschiede zwischen den einzelnen Summationskarten konnten ebenfalls nicht ausgeglichen werden, was die zeitliche Streuung der Triggersignale zusätzlich vergrößerte. Trotz dieser Limitierungen wurde der ECAL1-Trigger aktiviert und einige Daten zu Studienzwecken aufgezeichnet.

Um das zeitliche Verhalten eines Triggersystems zu untersuchen, muss ein physikalisches Ereignis in einem anderen, nicht am Triggersystem beteiligten Detektor betrachtet werden. Dazu wird die ‚Beam-Momentum-Station‘ BMS benutzt, die den Impuls der einlaufenden Myonen misst und im Vergleich zu anderen Spurdetektoren eine besonders gute Zeitauflösung hat. Die TDC-Signale der BMS werden analysiert, in dem nur Ereignisse, bei denen der entsprechende Trigger angesprochen hat, in ein TDC-Spektrum aufgenommen

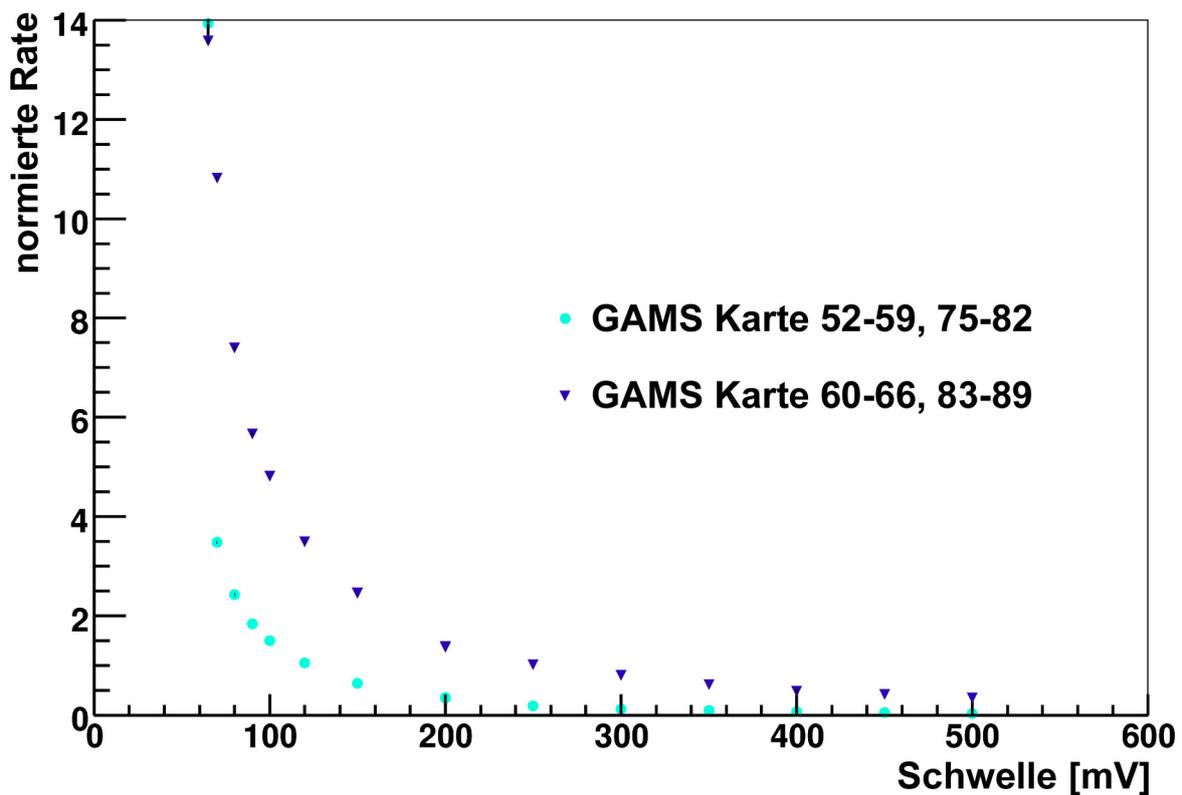
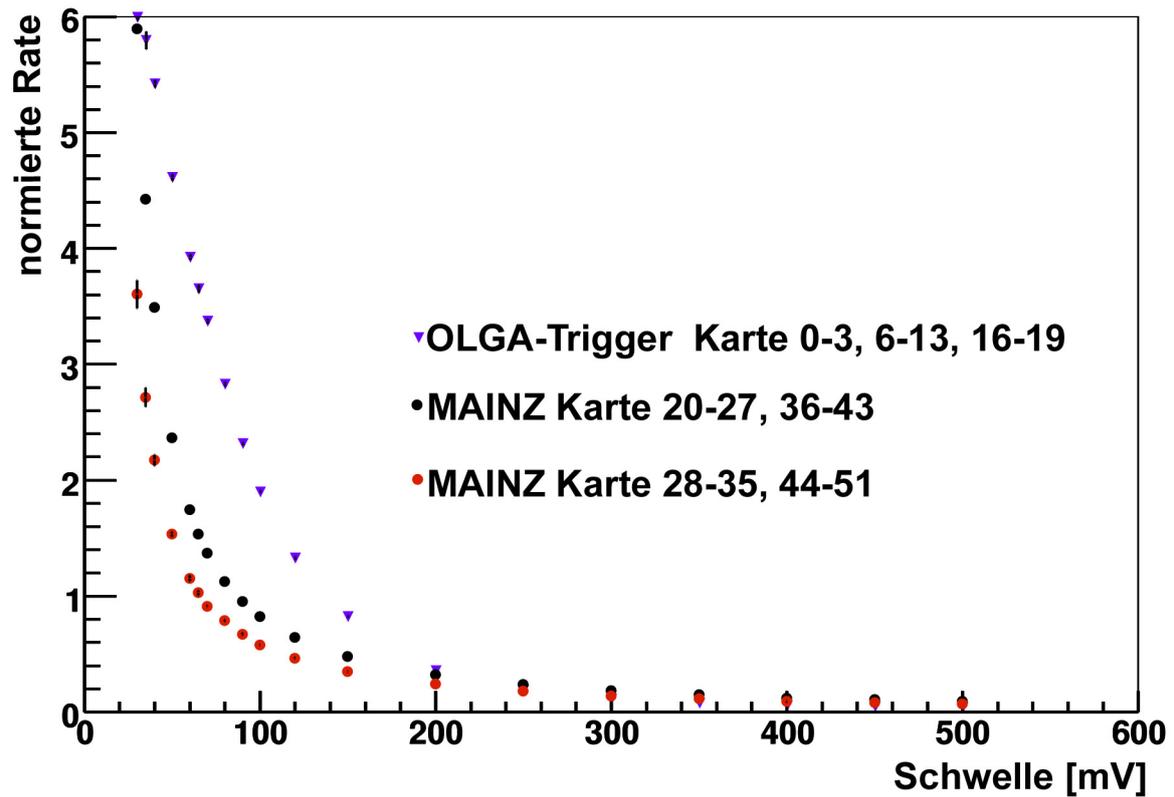


Abbildung 6.9: Abhängigkeit der normierten ECAL1-Triggerraten von der Diskriminatorschwelle. Die zu erwartende Rate pro Spill bei voller Strahlintensität ist etwa das 30000-fache des aufgetragenen Wertes.

werden. Dieses Spektrum weist einen eindeutigen Maximum auf, wenn die getriggerten Ereignisse mit einem einlaufenden Myon korreliert sind. Da pro Ereignis typischerweise 4-5 Myonen im Zeitfenster der BMS registriert werden, sitzt das erwartete Maximum auf einem Untergrund zeitlich unkorrelierter Ereignisse.

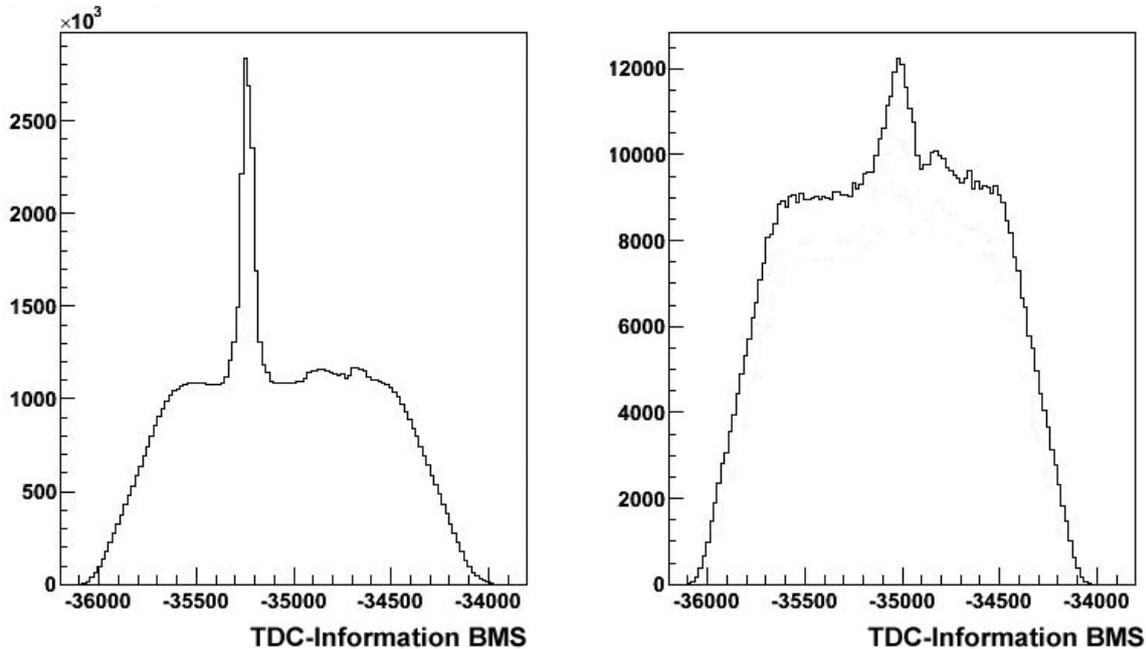


Abbildung 6.10: TDC-Spektren der BMS, links mit Ereignissen, bei denen der Myon-Trigger angesprochen hat, rechts bei Ereignissen mit ECAL1-Trigger-Signal. Ein Kanal entspricht 65 ps.

Abbildung 6.10 zeigt links das BMS-Spektrum für alle Myon-Trigger-Ereignisse und rechts für ECAL1-Trigger-Ereignisse. Ein Kanal entspricht hier 65 ps.

Man erkennt, dass der ECAL1-Trigger 2006 nicht zur richtigen Zeit feuert, das Maximum ist im Vergleich zu den restlichen Triggern nach rechts verschoben. Das bedeutet, dass die Zeit zwischen den beiden Ereignissen ‚Myon wird in BMS gemessen‘ und ‚ECAL1-Trigger feuert‘ kürzer ist als in den anderen Triggersystemen. Die Summationskarten aus dem MAINZ- und GAMS-Bereich wurden erfolgreich gegeneinander verzögert, von diesen Modulen stammt das große Maximum bei etwa -35000 Kanälen. Die OLGA-Module verursachen das kleine Maximum bei etwa -34800 Kanälen. Die nötigen Korrekturen zum korrekten Zeitverhalten konnten 2006 leider nicht mehr durchgeführt werden. Die Verteilung um das Maximum ist im TDC-Spektrum der BMS für den ECAL1-Trigger viel breiter als bei den anderen Triggern. Das war nach den zuvor gemachten Beobachtungen zur zeitlichen Streuung der Triggersignale zu erwarten.

Kapitel 7

Untersuchungen des ECAL1-Triggers mittels rekonstruierter Daten

Die aufgezeichneten Ereignisse werden mit Hilfe der Rekonstruktionssoftware CORAL* [25] weiterverarbeitet. Aus den Informationen der Spurdetektoren werden Spuren geladener Teilchen rekonstruiert und anhand der Ablenkung in den Magnetfeldern auch das Vorzeichen der Ladung und der Impuls der Spur bestimmt. Extrapolation ermöglicht dann das Auffinden von Vertizes als Schnitt- bzw. Startpunkte von Spuren. Die Spuren können zum Teil mit den Informationen des RICH-Detektors als Elektronen, Pionen, Kaonen oder Protonen identifiziert werden. Myonen werden aufgrund ihres Durchdringungsvermögens in den Myonfiltern identifiziert. Die Kalorimeter-Information wird zu sogenannten Clustern zusammengefasst, das heißt, aus den Signalen in benachbarten Modulen wird die Energiedeposition des zugrunde liegenden Schauers errechnet und dieser, falls möglich, auch einer Spur zugeordnet. Die Analyse der so aufbereiteten Daten erfolgt mit dem Softwarepaket PHAST† [26].

Die Ergebnisse einer genaueren Analyse des ECAL1-Triggers anhand der so aufbereiteten Daten werden in diesem Kapitel vorgestellt. Zunächst werden die an ECAL1 ankommenden Teilchen untersucht, danach werden Energiekalibration und Zeitabstimmung genauer vorgestellt und zuletzt das Zusammenspiel von ECAL1 und HCAL1 betrachtet.

7.1 Untersuchungen mit rekonstruierten Spuren

Zunächst wurden die an ECAL1 ankommenden geladenen Teilchen untersucht. Dabei wurden an die rekonstruierten Spuren folgende Anforderungen gestellt:

- Der Impuls der Spur muss gemessen sein.
- Die Spur muss sich auf die Oberfläche von ECAL1 extrapolieren lassen.
- Der letzte gemessene Punkt der Spur ist mindestens auf der z-Position der ‚Richwall‘.

Die ‚Richwall‘ ist ein Spurdetektor direkt vor ECAL1. Die Richwall überdeckt ECAL1 komplett, daher werden alle Teilchen, die ECAL1 erreichen, auch diesen Detektor durchqueren. Durch die letzte Forderung werden Spuren, die sich zu ECAL1 extrapolieren lassen, aber das Kalorimeter nicht erreichen, unterdrückt.

*COMPASS Reconstruction and AnaLysis project

†PHysics Analysis Software Tools

Für die Analyse wurden Daten der Kalenderwochen 40 und 41 verwendet. In dieser Zeit war der ECAL1-Trigger noch nicht in Betrieb genommen. Die Daten verwenden die ‚normalen‘ Myontrigger.

7.1.1 Verteilung geladener Spuren an ECAL1

Ein Überblick über die Verteilung geladener Spuren auf ECAL1 in Run 53210 ist in Abbildung 7.1 gegeben. Unter (A) ist die Position von extrapolierten Spuren auf die Oberfläche von ECAL1 dargestellt. Zur besseren Orientierung sind die Begrenzungen der Summationskarten ebenfalls eingezeichnet. Von den $5,0 \times 10^5$ gezeigten Spuren wurden $1,1 \times 10^5$ im RICH-Detektor als Elektronen* identifiziert. Ihre extrapolierte Position zeigt (B) in Abbildung 7.1. Die Verteilung der $2,1 \times 10^5$ identifizierten Pionen ist in (C), die der $9,3 \times 10^3$ identifizierten Kaonen in (D) aufgetragen. Dabei wurde keine bestimmte Triggerbedingung an die Ereignisse gestellt. Die Grafiken zeigen also die Verteilung der mit dem bestehenden Myon-Trigger-System gefundenen Spuren.

Während die Verteilung der Hadronen elliptisch um den Ursprung ist, zeigt sich bei der Verteilung der Elektronen das erwartete horizontale Band (siehe Abschnitt 5.1). Die Elektronen stammen aus Untergrundprozessen und sollen nicht mit dem Trigger selektiert werden, daher wurden die Summationskarten 4-5, 14-15 und 67-74 des zentralen horizontalen Streifens nicht in die Triggerlogik aufgenommen. Abbildung 7.1 zeigt, dass in diesen Karten auch tatsächlich der überwiegende Teil der Elektronen zu finden ist.

Die benutzten Trigger sind zum großen Teil semi-inklusiv, das heißt sie fordern eine Energiedeposition in HCAL1 oder HCAL2. Insbesondere die Trigger, die durch Ereignisse mit einer Energiedeposition in HCAL1 ausgelöst wurden, reichern die betrachteten Ereignisse mit hadronischen Spuren an. Einen realistischeren Überblick über das tatsächliche Verhältnis von Elektronen und Pionen an ECAL1 gibt die Verwendung der inklusiven Trigger, ‚Middle-Inclusive‘ und ‚Outer‘, bei dem lediglich das gestreute Myon nachgewiesen wird. Während die räumliche Verteilung der Spuren nahezu unverändert bleibt, ändert sich das Verhältnis aus der Anzahl gefundener Pion- und der Anzahl gefundener Elektronenspuren. Werden alle Trigger zugelassen, so findet man etwa 2 Pionen pro Elektron, betrachtet man nur inklusive Trigger sinkt das Verhältnis auf 4:3.

7.1.2 Impulsverteilung der Teilchen in den Summationskarten

Die Impulsspektren der Spuren in einigen Summationskarten sind in Abbildung 7.2 dargestellt. Die schwarze Linie zeigt alle Spuren, die rote Pionen und die blaue Elektronen. Um einen Eindruck über die Verteilung innerhalb von ECAL1 zu gewinnen, sind jeweils benachbarte Summationskarten in den drei Bereichen gewählt. Die erste Reihe zeigt die Karten 0, 2, 4, 6 und 8 - eine vertikale Spalte aus dem OLGA-Bereich. Die zweite Reihe der Abbildung stellt die Karten 20-24 als horizontale Reihe im MAINZ-Bereich dar. Die unterste Reihe entspricht wieder einer vertikalen Spalte, diesmal aus dem GAMS-Bereich mit den Karten 52, 63, 67, 71, 75 und 79. Pionen können im RICH erst ab einem Impuls von 3 GeV identifiziert werden. Elektronen mit ihrer niedrigeren Masse können nur bis zu einem Impuls von 8 GeV identifiziert werden. Bei den vertikalen Schnitten wird nochmals die Dominanz der Elektronen in der mittleren horizontalen Ebene sichtbar. Die Elektronen haben im Mittel niedrigere Impulse als die Pionen.

*Hier und im Folgenden sind, soweit nicht explizit anders erwähnt, mit Elektronen immer Elektronen und Positronen gemeint.

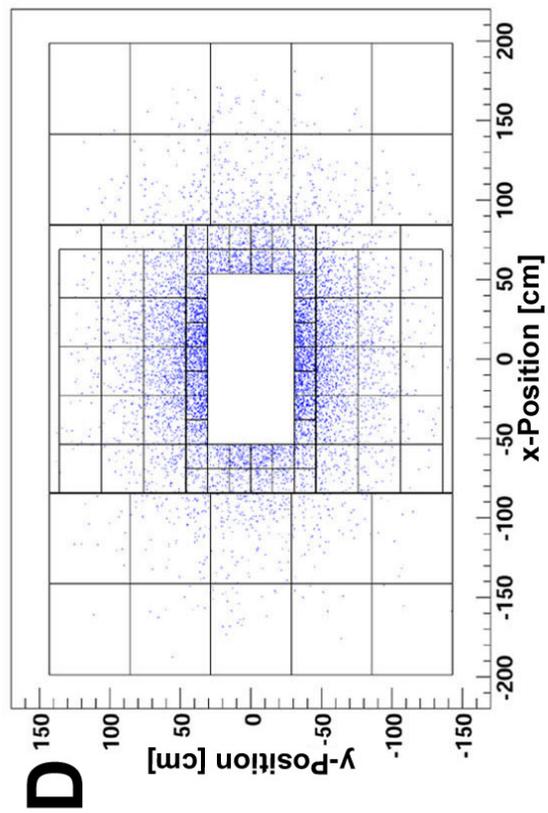
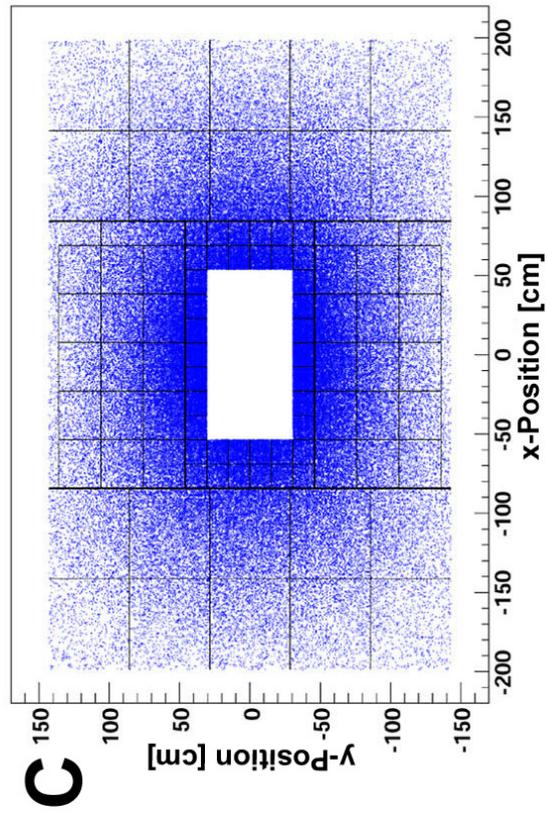
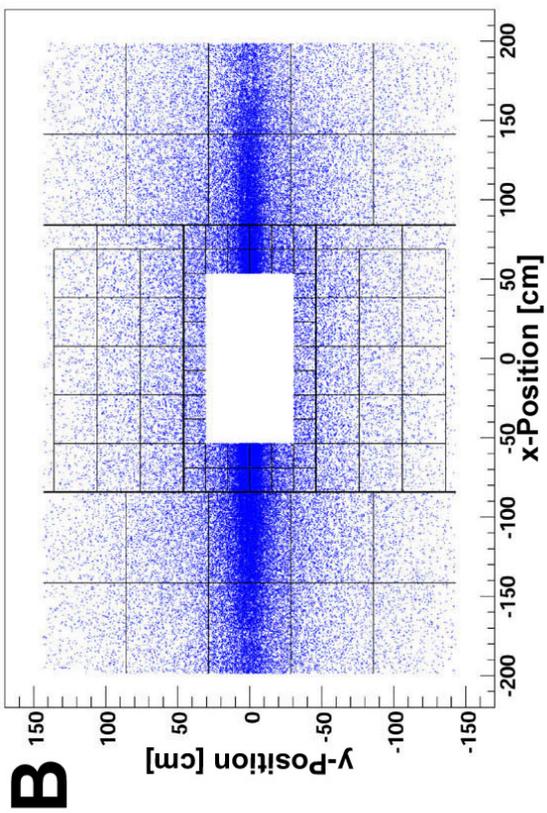
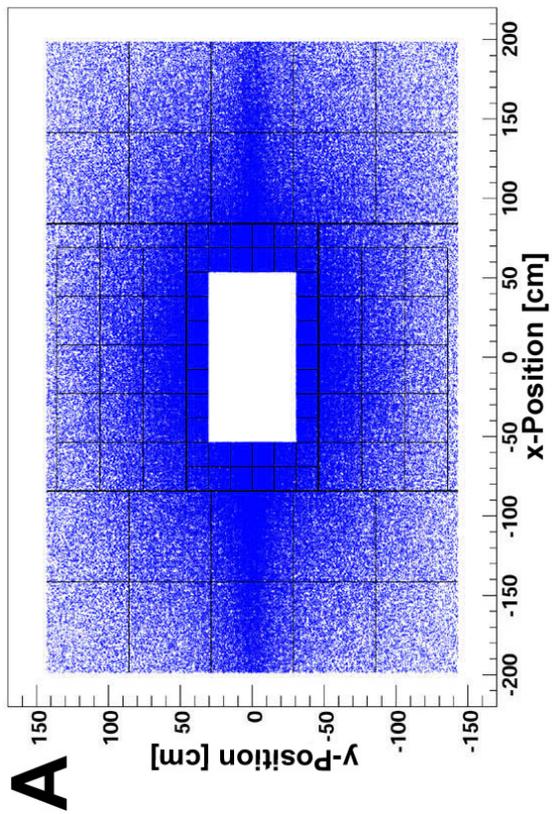


Abbildung 7.1: Verteilung geladener Spuren an ECAL1 in Run 53210: A) alle Spuren, B) Elektronen, C) Pionen, D) Kaonen

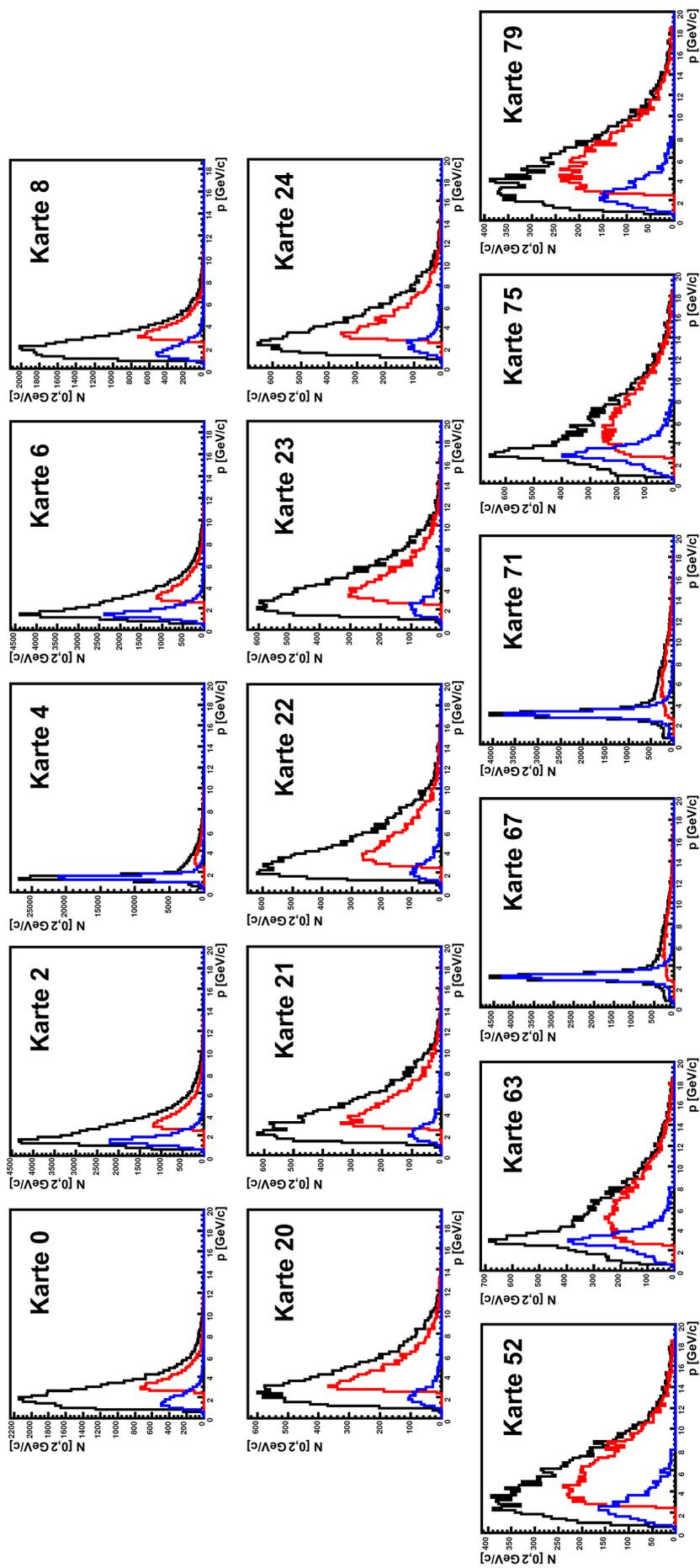


Abbildung 7.2: Beispiele für Impulsspektren. In schwarz sind alle Spuren, in blau Elektronen und in rot (hell) Pionen aufgetragen.

7.1.3 Energiedeposition in ECAL1

Für die Triggerentscheidung sind die in ECAL1 deponierten Energien Ausschlag gebend. Elektronen als elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen verlieren ihre komplette Energie in einem elektromagnetischen Schauer. Die gemessene Energie dieses Schauers ist dann in guter Näherung die Teilchenenergie.

Das Material von ECAL1 entspricht in etwa 1,7 hadronischen Wechselwirkungslängen. Das bedeutet, dass ungefähr 80% der Hadronen bereits in ECAL1 beginnen, einen hadronischen Schauer zu entwickeln. Dieser hadronische Schauer unterscheidet sich fundamental von einem elektromagnetischen. Insbesondere wird ein viel kleinerer Teil der deponierten Energie in Cherenkov-Licht umgesetzt und somit nachgewiesen (siehe auch Kapitel 4). Die rekonstruierte Energie eines wechselwirkenden Hadrons in ECAL1 ist etwa halb so groß wie die tatsächlich verlorene.

Betrachtet man nun die Energien der zu den Spuren assoziierten Cluster in ECAL1, so erhält man die in Abbildung 7.3 gezeigten Spektren. Das obere Histogramm zeigt die Verteilung für das gesamte Kalorimeter, der untere berücksichtigt nur solche Spuren, die nicht in der mittleren horizontalen Ebene, also nicht im Bereich der Summationskarten 4-5, 14-15 oder 67-74 liegen. Die schwarze Linie zeigt die Verteilung von Pionen, die rote die der Elektronen. Um den Einfluss der semi-inklusive Trigger, die mit hadronischen Spuren korreliert sind, auf die Verteilung zu minimieren, wurden nur inklusive Trigger für die Spektren zugelassen.

Die Signale von Elektronen und Pionen zeigen sehr ähnliche Verteilungen. Die Herausnahme der zentralen Ebene reduziert erwartungsgemäß die Anzahl von Elektronen und verbessert das Verhältnis von Pionen zu Elektronen.

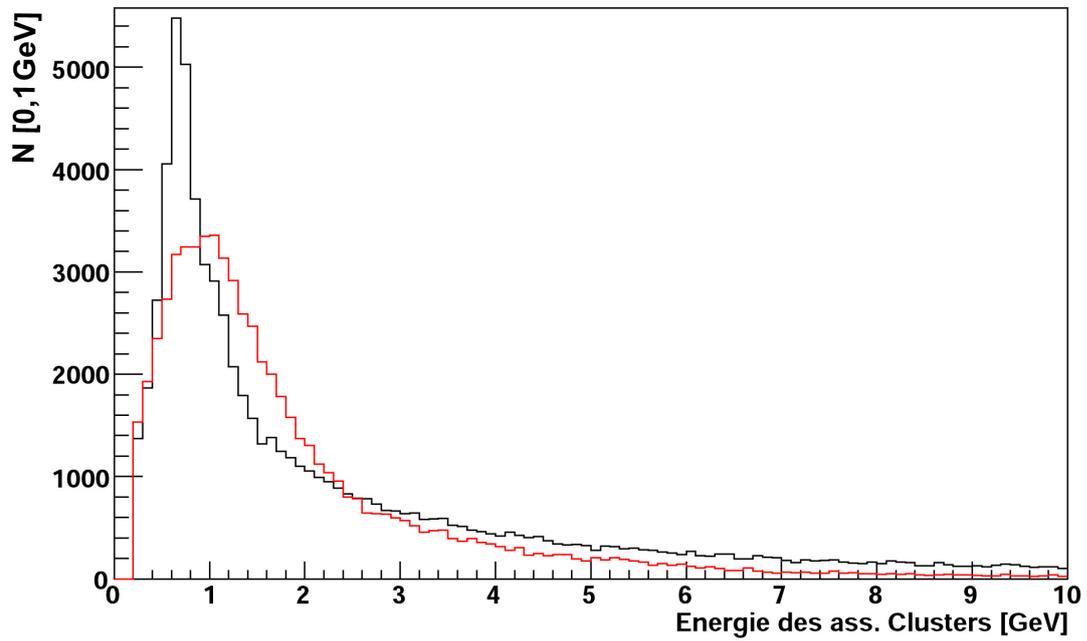
7.1.4 Konsequenzen für den ECAL1-Trigger

Geht man davon aus, dass die Signale von Elektronen uninteressant und die Signale von Hadronen grundsätzlich interessant sind, dann ergeben sich aus den gemachten Untersuchungen einige Konsequenzen für den ECAL1-Trigger.

Die Impluse der identifizierten Elektronen sind im Mittel kleiner als die der Pionen. Die Signale beider Teilchen in ECAL1 sind jedoch auf Grund ihrer Wechselwirkung und des Effekts der hadronischen Skala vergleichbar. Der ECAL1-Trigger kann deshalb nicht durch die Wahl einer bestimmten Diskriminatorschwelle zwischen Elektronen und Hadronen unterscheiden.

Der Entschluss, die zentrale Ebene mit den Summationskarten 4-5, 14-15 und 67-74 nicht in die Triggerlogik aufzunehmen, ist vernünftig. Denn genau in diesen Karten findet man deutlich mehr Elektronen als Hadronen.

Spektren der Clusterenergie, ECAL1 komplett



Spektren der Clusterenergie, ohne Mittelebene

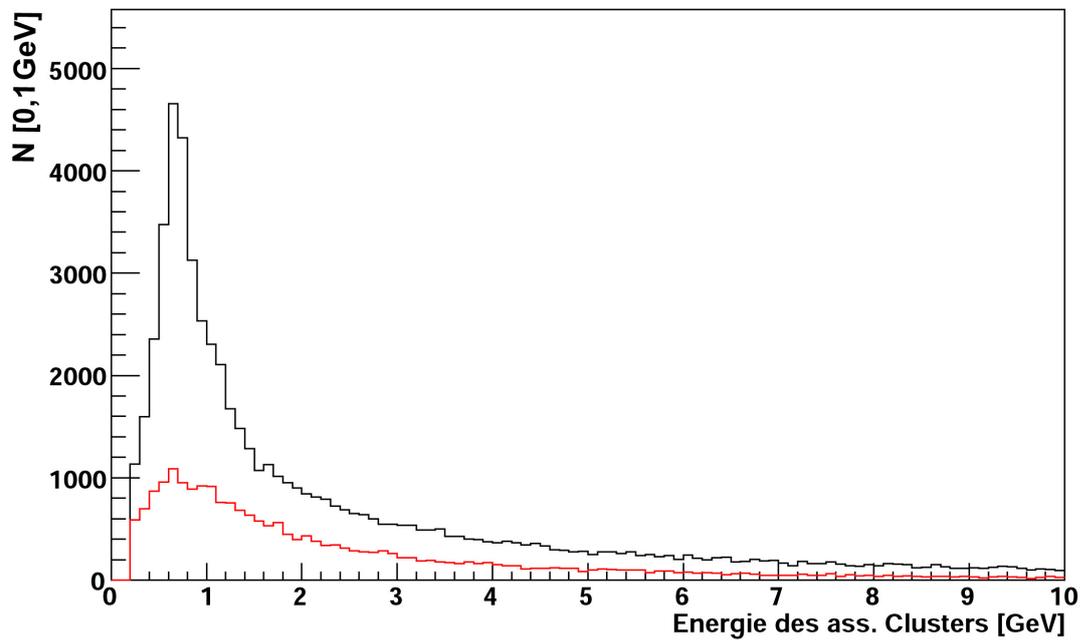


Abbildung 7.3: Spektren der assoziierten Cluster in Run 53065. Im oberen Histogramm ist die Verteilung für das gesamte Kalorimeter dargestellt, das untere berücksichtigt nur solche Spuren, die nicht im Bereich der Summationskarten 4-5, 14-15 oder 67-74 liegen. Die schwarze Linie zeigt die Verteilung von Pionen, die rote die von Elektronen.

7.2 Energiekalibration

Für die Wahl einer Triggerschwelle ist die Energiedeposition, auf die man triggern möchte, entscheidend. Daher soll zuerst das Ansprechverhalten einer Summationskarte in Abhängigkeit von der in den zugehörigen Modulen deponierten Energie genauer untersucht werden. Wie sich herausstellt, gab es Probleme mit der Energiekalibration von ECAL1. Auf die Problematik und deren Lösung wird im zweiten Unterkapitel eingegangen.

7.2.1 Versuch einer Energiekalibration der Summationskarten

In diesem Abschnitt wird versucht, den Zusammenhang zwischen den gesetzten Diskriminatorschwellen und der in den Modulen einer Summationskarte deponierten Energie herzustellen. Abbildung 7.4 zeigt in logarithmischer Skala die Spektren der im Bereich einer bestimmten Summationskarte deponierten Energie, also die Summe der Energien in den zugehörigen 16 Zellen in ECAL1. In rot sind die gleichen Spektren, mit der zusätzlichen Bedingung eines aktiven Diskriminators für die entsprechenden Karte, aufgetragen. Wie bereits in Abschnitt 6.1.2 erläutert, wird die TDC-Information als Hinweis auf einen aktiven Diskriminatorekanal benutzt. Die Histogramme in der unteren Reihe zeigen den Quotienten aus den beiden oberen Spektren, also die Effizienz der Karte in Abhängigkeit der deponierten Energie. Man erkennt ein Schwellenverhalten, aber die Energieschwelle ist sehr unscharf. Die Effizienz steigt in einem Fenster von typischerweise 2 GeV von 10% auf 90%, eine 50-prozentige Effizienz wird bei ungefähr 2 GeV erreicht.

Diese Beobachtung kann durch große Inhomogenitäten in der Energiekalibration von ECAL1 erklärt werden, auf diese soll in Abschnitt 7.2.2 genauer eingegangen werden. Sind die Kalibrationskonstanten in den 16 Modulen einer Summationskarte sehr unterschiedlich, so kann ein gleich großes Analogsignal verschiedenen Energien entsprechen - je nachdem welche der 16 Module beitragen. Der Diskriminator überprüft die Höhe dieses analogen Signals. Daher schmiert bei inhomogener Kalibration das Schwellenverhalten im Energiespektrum aus.

Um die eigentlichen Eigenschaften der Summationskarten zu untersuchen, wird daher die Energieinformation E einer jeden Zelle in ECAL1 durch die Kalibrationskonstante α der Zelle geteilt. Diese Rohinformation I_{roh} entspricht der Fläche unter dem SADC-Signal und stand für die Datenanalyse mit PHAST nicht mehr direkt zur Verfügung.

$$E [\text{GeV}] = \alpha [\text{GeV}] \cdot I_{roh}$$

Addiert man nun die Rohinformation der 16 Zellen einer Summationskarte und trägt wiederum das Spektrum ohne und mit der Forderung nach einem gefeuerten Diskriminator auf, so ist das Schwellenverhalten sehr viel schärfer, wie man in Abbildung 7.5 erkennt. Hier steigt die Effizienz innerhalb von etwa 40 Einheiten der Rohinformation von 10% auf 90% während typische Werte für das Erreichen der 50-prozentigen Effizienz bei 100 bis 200 Rohinformationseinheiten liegen. Ähnliche Effizienzspektren erhält man für alle Summationskarten, die 2006 funktionierten.

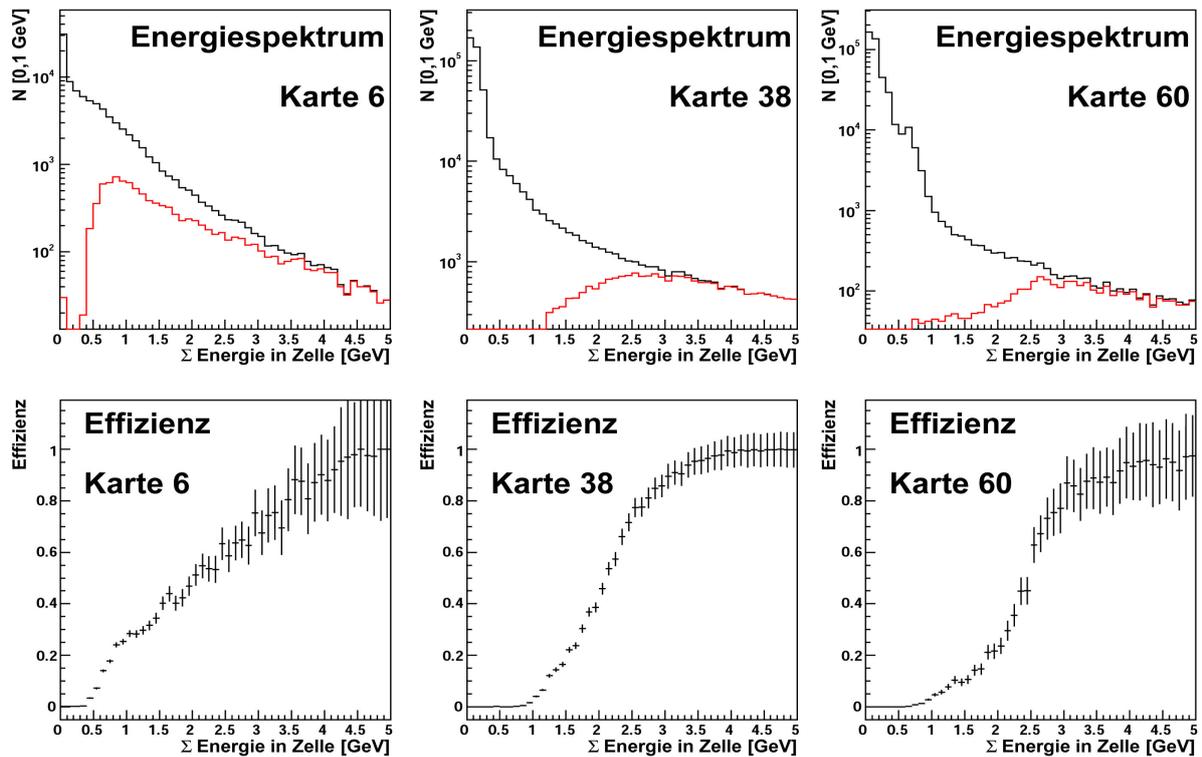


Abbildung 7.4: In der oberen Reihe sind die Energiespektren der Summationskarten 6, 38 und 60 in Run 53065 gezeigt. Die schwarze Linie zeigt alle Ereignisse, die rote diejenigen, bei denen der Diskriminator gefeuert hat. Die Diskriminatorschwelle steht bei 75 mV. In der unteren Reihe ist die Effizienz als Quotient der beiden Spektren aufgetragen.

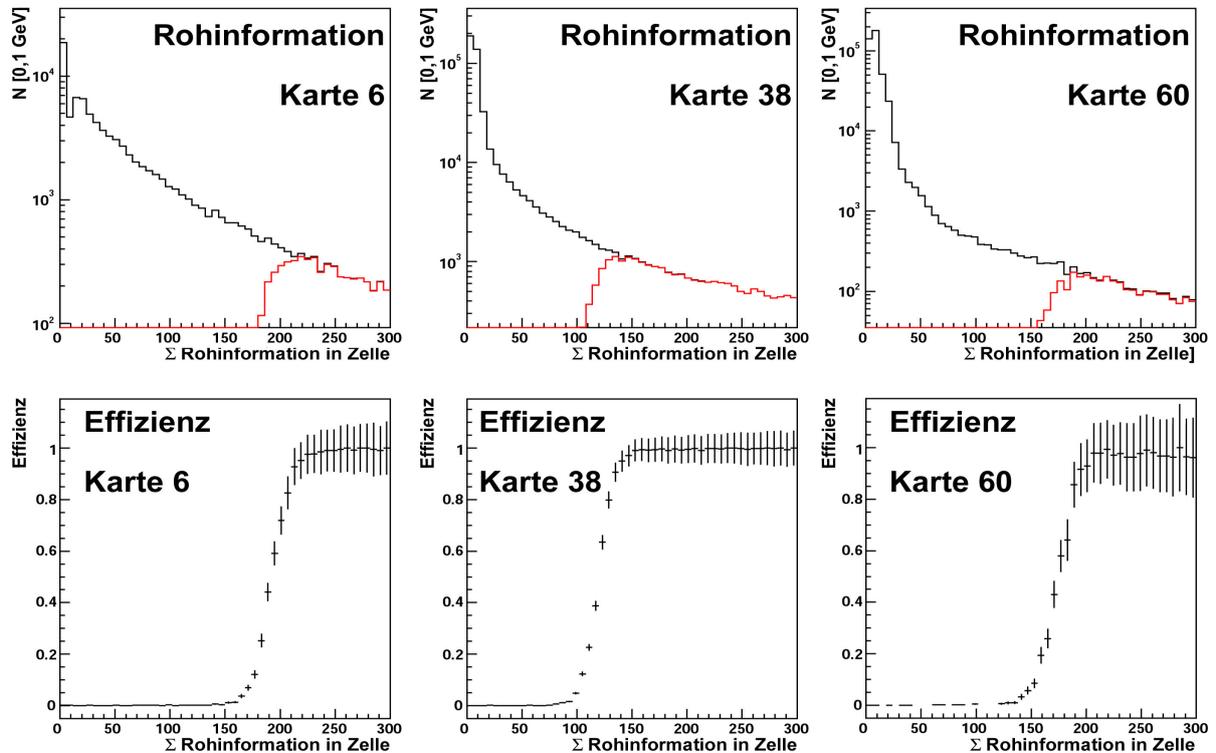


Abbildung 7.5: Spektren der Rohinformation und Effizienzen in den Summationskarten 6, 38 und 60 in Run 53065, analog zu Abbildung 7.4.

7.2.2 Energiekalibration von ECAL1

Die Energiekalibration von ECAL1 erfolgt in mehreren Schritten.

Eine grobe Kalibration des Kalorimeters wird durch die Energiedeposition von Myonen als minimal ionisierende Teilchen erreicht. Dazu wurde während der Datennahme der Strahl für einige Stunden durch Abschalten von fokussierenden Elementen in der Beamline aufgeweitet und eine geringe Intensität gewählt. Das Kalorimeter sitzt in einem horizontal und vertikal beweglichen Rahmen, der es ermöglicht, jeden Punkt im Kalorimeter an den Ort der Strahlposition zu verschieben. Für einige Positionen wurden Daten mit dem aufgeweiteten Myonenstrahl genommen.

Diese grobe Kalibration wird danach mit Hilfe der π^0 -Kalibration verfeinert werden. In diesem Verfahren werden die Kalibrationskonstanten in mehreren Iterationen variiert, mit dem Ziel eine möglichst schmale Verteilung im Spektrum der π^0 -Masse an der richtigen Position zu bekommen.

In weiten Teilen des Detektors gab es Probleme mit dem ersten Kalibrationsschritt, denn es gelang zunächst nicht die π^0 -Masse in ECAL1 zu rekonstruieren. Damit war auch der zweite Schritt der Kalibration nicht möglich.

Eine neue Idee zum Test der Kalibration ist die Benutzung von Elektronspuren. Elektronen können seit 2006 durch die verbesserte Photondetektion im RICH identifiziert werden. Ihr Impuls wird wie der aller anderen geladenen Teilchen durch die Ablenkung in den Magnetfeldern rekonstruiert. Im elektromagnetischen Kalorimeter wird ein Elektron seine komplette Energie verlieren und gestoppt werden. Das so entstandene Cluster sollte also in guter Näherung die Energie $E = p/c$ haben. In den OLGA und MAINZ-Modulen wird außerdem ein großer Teil der Energie in nur einer Zelle deponiert.

Für einen einfachen Test der Kalibration wurden wieder Spuren, die sich auf ECAL1 extrapolieren lassen benutzt. Zusätzlich zu den in Abschnitt 7.1 genannten Kriterien zur Spur Selektion wird gefordert:

- Die Spur wird im RICH als Elektron identifiziert.
- Zur Spur kann ein Cluster in ECAL1 assoziiert werden.

Jetzt betrachtet man Spuren, die die genannten Kriterien erfüllen und auf eine bestimmte Zelle in ECAL1 extrapoliert werden.

Die Energie des zugehörigen rekonstruierten Clusters sollte dann zu einem großen Teil durch die Energiedeposition des Elektrons in dieser einen Zelle bestimmt werden. Trägt man nun die Clusterenergie gegen den Impuls des Elektrons auf, so erwartet man im idealen Fall eine Gerade mit Steigung eins.

Abbildung 7.6 zeigt Beispiele solcher Energie-Impuls-Verteilungen. Auf der x-Achse ist der Impuls des Elektrons in GeV/c und auf der y-Achse die Energie des assoziierten Clusters in GeV aufgetragen. In der ersten Zeile sind die Verteilungen für einige Zellen des GAMS-Bereichs, in der zweiten für Zellen des MAINZ-Bereichs und in der unteren Zeile für einige Zellen des OLGA-Bereiches gezeigt. In einem großen Teil der Zellen ist zumindest ein linearer Zusammenhang zwischen Impuls und Clusterenergie erkennbar. Man sieht jedoch auch, dass für die MAINZ-Module die Kalibrationskonstante erheblich zu groß ist. Die ermittelte Energie ist etwa doppelt so groß wie der Impuls der Spur. Auch im GAMS-Bereich ist die Kalibration nicht korrekt, die zugeordnete Energie ist etwa 20% größer als der gemessene Impuls.

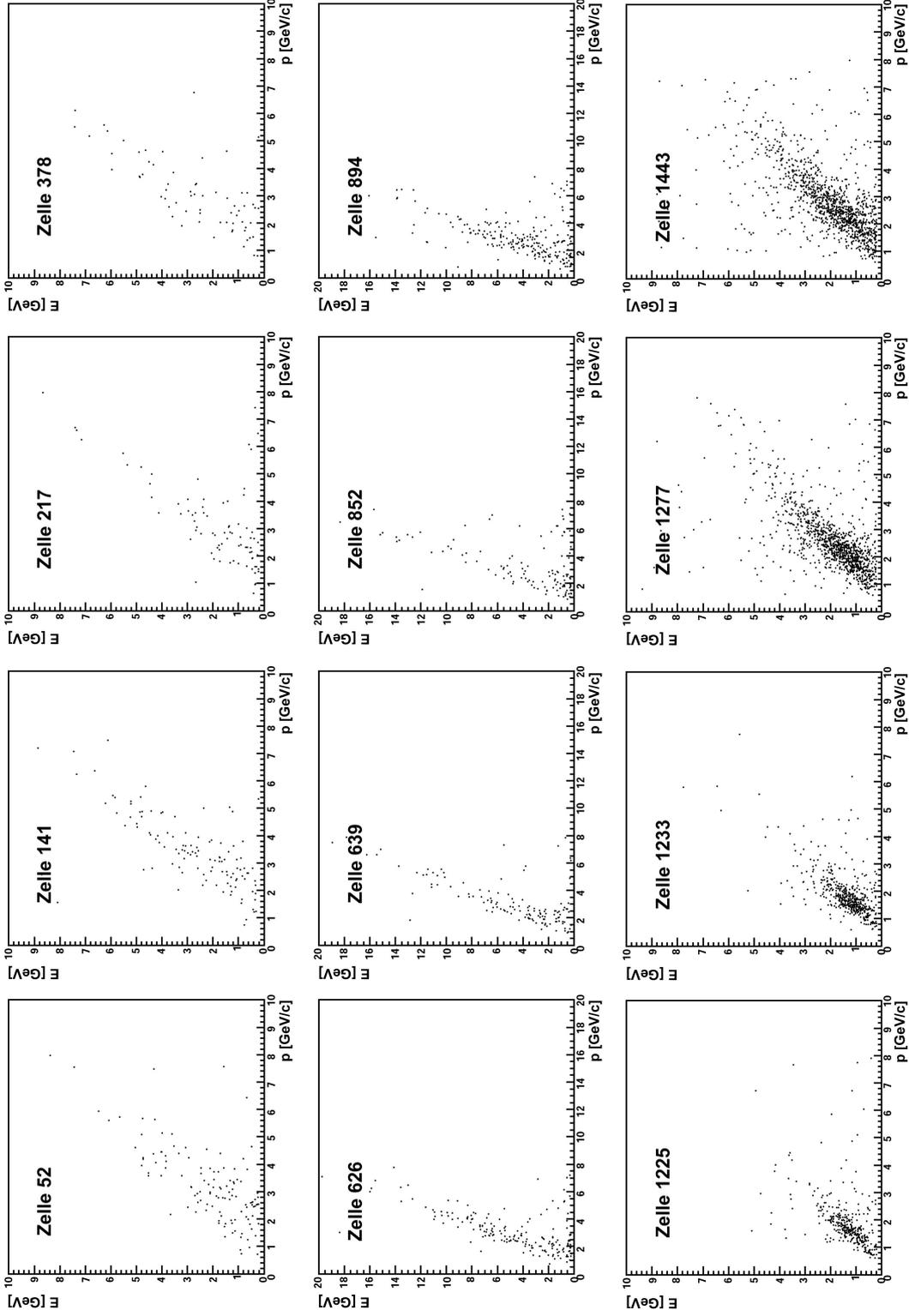


Abbildung 7.6: Energie des assoziierten Clusters in Abhängigkeit des Impulses der Spur für Elektronen, die sich auf die entsprechende Zelle in ECAL1 extrapoliert werden können. In der ersten Reihe sind einige Zellen des GAMS-Bereiches, in der Mitte Zellen des MAINZ- und in der unteren Reihe Zellen des OLG-Bereiches gezeigt.

Das vorgestellte Verfahren stellt eine neue Möglichkeit zur Kalibration von ECAL1 dar. Durch geeignete Schritte ließe sich die Präzision verbessern. Die rekonstruierte Clusterenergie hängt natürlich auch von der Kalibration der benachbarten Zellen ab. Stellt man beispielsweise die Forderung, dass der extrapolierte Auftreffpunkt weitgehend in der Mitte des zu kalibrierenden Moduls liegt, dann erhöht sich der Anteil, den dieses Modul zur berechneten Clusterenergie beiträgt. Der Einfluss benachbarter Zellen wird so minimiert. Auch ein iteratives Verfahren der Kalibration ist denkbar.

Bereits die einfache Korrektur der Kalibrationskonstanten um die globalen Faktoren 1,2 im GAMS- und 2 im MAINZ-Bereich machte das Maximum bei der π^0 -Masse im Spektrum sichtbar und somit die Feinkalibration wie eingangs beschrieben mittels Iterationen möglich.

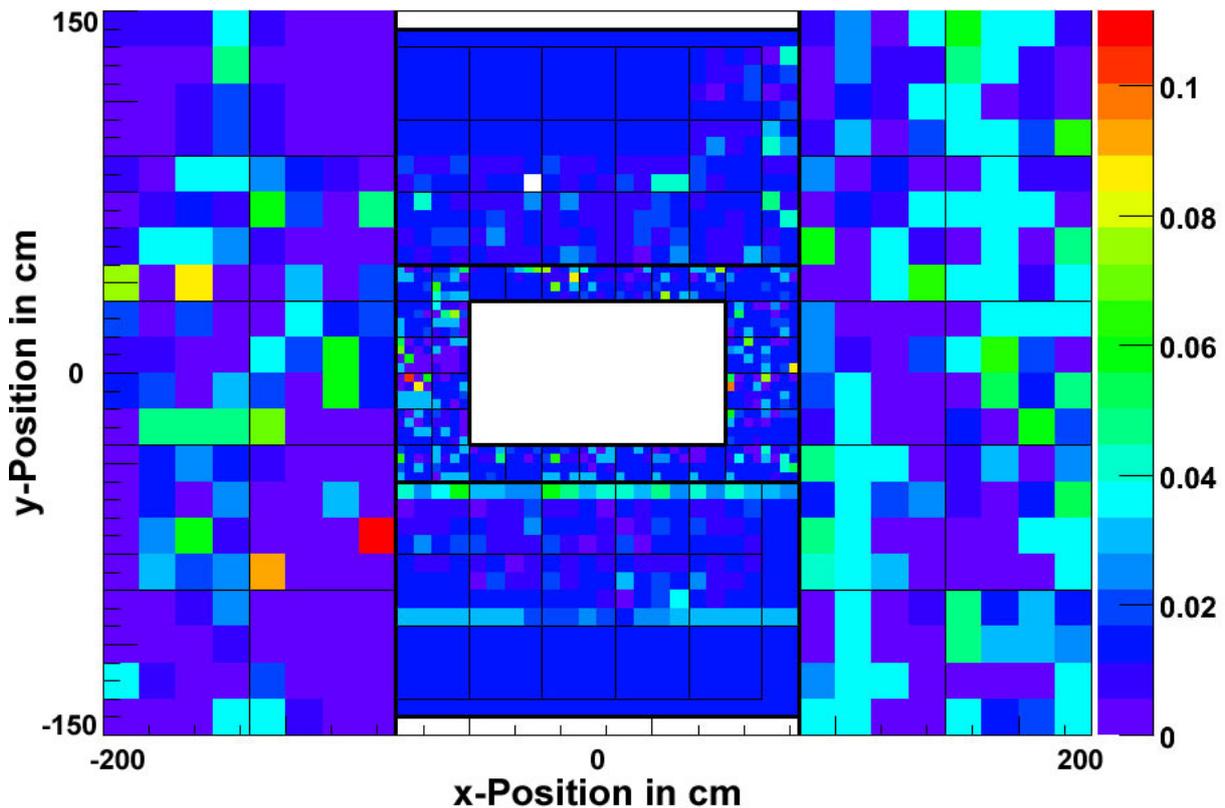


Abbildung 7.7: Vorläufige Energiekalibration für ECAL1 in 2006. Die Farbskala zeigt die Kalibrationskonstanten der einzelnen Module.

In Abbildung 7.7 sind die vorläufigen Kalibrationskonstanten für ECAL1 gezeigt. Die Energiekalibration ist sehr inhomogen. In vielen Summationskarten ist die größte Kalibrationskonstante aus den 16 zugehörigen Modulen mehr als zehnmals so groß wie die kleinste Kalibrationskonstante dieses Bereichs. Im ganz oberen und ganz unteren Teil des MAINZ-Bereiches sind die Kalibrationskonstanten noch nicht fein abgestimmt und haben daher alle den gleichen Wert.

Die inhomogene Energiekalibration begrenzte die Möglichkeiten des beschriebenen Triggersystems während der Testphase. Da die gleiche Signalhöhe der analogen Summe völlig unterschiedlichen Energien entsprechen kann, ist es nicht möglich eine echte Schwelle für die Energie zu setzen.

Als Konsequenz aus den gemachten Beobachtungen wurde ECAL1 vor der Datennahme 2007 sehr sorgfältig kalibriert. Zuerst wurden die Hochspannungen anhand der Daten aus

2006 korrigiert. Danach fand eine ausführliche Kalibration mit Myonen statt. Nach deren Auswertung wurden die Hochspannungen noch einmal angepasst, mit der Zielsetzung eine möglichst homogene Energiekalibration zu erreichen.

7.3 Zeitabstimmung der Summationskarten

Es gibt einen weiteren Effekt, der die Schärfe der Energieschwelle in einer Summationskarte beeinflusst, nämlich die zeitliche Abstimmung der 16 Eingangssignale. Sind diese, beispielsweise durch unterschiedliche Durchlaufzeiten in den Photomultipliern, gegeneinander verzögert, so ist die Signalhöhe des Ausgangssignals kleiner als die Summe der Amplituden der Eingangssignale. Der Einfluss auf die Amplitude des Ausgangssignals ist unterschiedlich, je nachdem, welche der 16 Eingangssignale mit welchem Gewicht zum Summensignal beitragen.

Außerdem begrenzt die Zeitabstimmung auch die Zeitauflösung des Triggersystems. Für die Inbetriebnahme der Triggersysteme in den hadronischen Kalorimetern wurden beispielsweise alle Kanäle zeitlich bis zu einer Genauigkeit von 1 ns auf einander abgestimmt.

Im Folgenden sollen die Unterschiede in der Zeitabstimmung des ECAL1-Trigger anhand der in 2006 genommenen Daten untersucht werden. Das Ziel ist es, die relativen zeitlichen Verzögerungen der 16 Eingangssignale einer jeden Summationskarte zu bestimmen.

Die einzige zur Verfügung stehende präzise Zeitinformation über das System ist die Information des TDC der diskriminierten Summensignale. Damit sind zugleich auch bereits zwei wesentliche begrenzende Gegebenheiten klar. Die Zeitinformation bezieht sich auf eine Summe von Eingangssignalen und die Zeitinformation wird nach dem Diskriminieren des analogen Signals gewonnen. Durch Forderungen an die Ereignisse, die in der Untersuchung ausgewertet werden, wird versucht, die Einflüsse dieser beiden Faktoren zu minimieren.

Um den Einfluss des ‚Leading-Edge‘-Diskriminators auf die Zeitinformation zu kompensieren, werden Schnitte auf die in der Summationskarte deponierte Rohinformation angewendet. Um die Abhängigkeit der TDC-Information von der Signalhöhe in der Summationskarte zu entkoppeln werden nur Ereignisse, bei denen die Rohinformation zwischen 600 und 800 Einheiten liegt, benutzt. In Abbildung 7.8 ist der benutzte Bereich angedeutet.

Um die Einflüsse der Summierung zu minimieren, werden ausschließlich Ereignisse verwendet, bei denen sich 80% des in der Summationskarte erfassten Signals, d.h. der Rohinformation I_{roh} , in einer einzigen Zelle findet. Hier wird aufgrund der Ergebnisse zur Energiekalibration die Rohinformation und nicht die Energieinformation einer Zelle verwendet, um eine Größe zu benutzen, die die tatsächliche Amplitude des analogen Signals wiedergibt.

Diese Forderung reduziert die Anzahl geeigneter Ereignisse drastisch. Der GAMS-Teil des Kalorimeters ist so ausgelegt, dass sich ein elektromagnetischer Schauer grundsätzlich über mehrere Module erstrecken soll, hier ist also generell mit weniger geeigneten Ereignissen zu rechnen als im MAINZ- und OLGA-Bereich.

Eine weitere Reduzierung der Anzahl geeigneter Ereignisse liegt im Verhalten von ECAL1 in 2006 begründet. Die inhomogene Energiekalibration bewirkt, dass Module mit einer zu geringen Hochspannung stets kleine Signale zur Summation beitragen. Teilweise reicht dieses allein nicht aus, den Diskriminator ansprechen zu lassen. Dies soll in Ab-

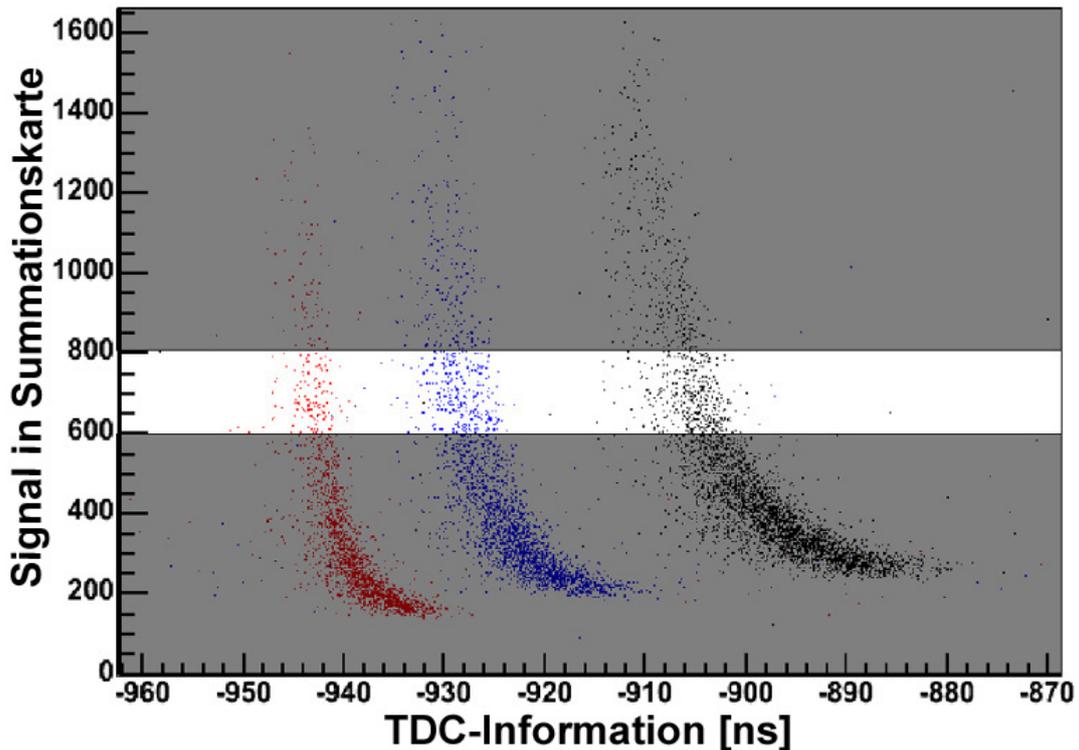


Abbildung 7.8: TDC-Information gegen die Summe der Rohinformation für je eine OLGA-, MAINZ- und GAMS- Summationskarte. Die grauen Bereiche kennzeichnen die durch den Schnitt in der Rohinformation unterdrückten Bereich.

bildung 7.9 veranschaulicht werden. Es sind die Spektren der Rohinformation in den 16 Modulen der Summationskarte 0 in Run 54612 gezeigt. Außerdem wurde die Anzahl der Ereignisse ermittelt, bei denen 80% der Rohinformation in einem Modul deponiert wurde und der Diskriminator angesprochen hat, also eine TDC-Information vorliegt. Diese Zahl wird oben rechts im Histogramm gezeigt. Die Korrelation zwischen früh abbrechendem Spektrum und einer niedrigen Zahl geeigneter Ereignisse ist offensichtlich.

Nun wird für jede Zelle mit der beschriebenen Selektion die TDC-Information der entsprechenden Summationskarte aufgetragen. Ab einer Anzahl von 20 Einträgen wird an die Verteilung außerdem eine Gaußfunktion angepasst. Ein Beispiel für die so erhaltenen TDC-Spektren der 16 Photomultiplier einer Summationskarte zeigt Abbildung 7.10. Gezeigt ist Karte 27 mit Rohamplituden zwischen 600 und 800. In dieser Summationskarte weichen die Mittelwerte der angepassten Gaußkurven nur 1-2 ns von einander ab.

Die Ergebnisse der Untersuchung für alle Karten zeigt Abbildung 7.11. Jeder Punkt entspricht einer ECAL1-Zelle. Auf der x-Achse ist die Nummer der Summationskarte aufgetragen, zu der die Zelle gehört, und auf der y-Achse der Mittelwert der an das TDC-Spektrum angepassten Gaußfunktion.

Nicht zu jeder Karte gibt es 16 Punkte. Das ist durch die bereits angeführten Schnitte zur Kompensation von Summation und Diskriminator zu erklären, die die Statistik in vielen Zellen stark reduzieren. Außerdem fehlen natürlich Informationen für Module in Karten, deren TDC-Auslese nicht funktionierte. In 2006 waren etwa 10% der Module in ECAL1 nicht funktionstüchtig, für diese toten Kanäle lässt sich ebenfalls keine Aussage treffen.

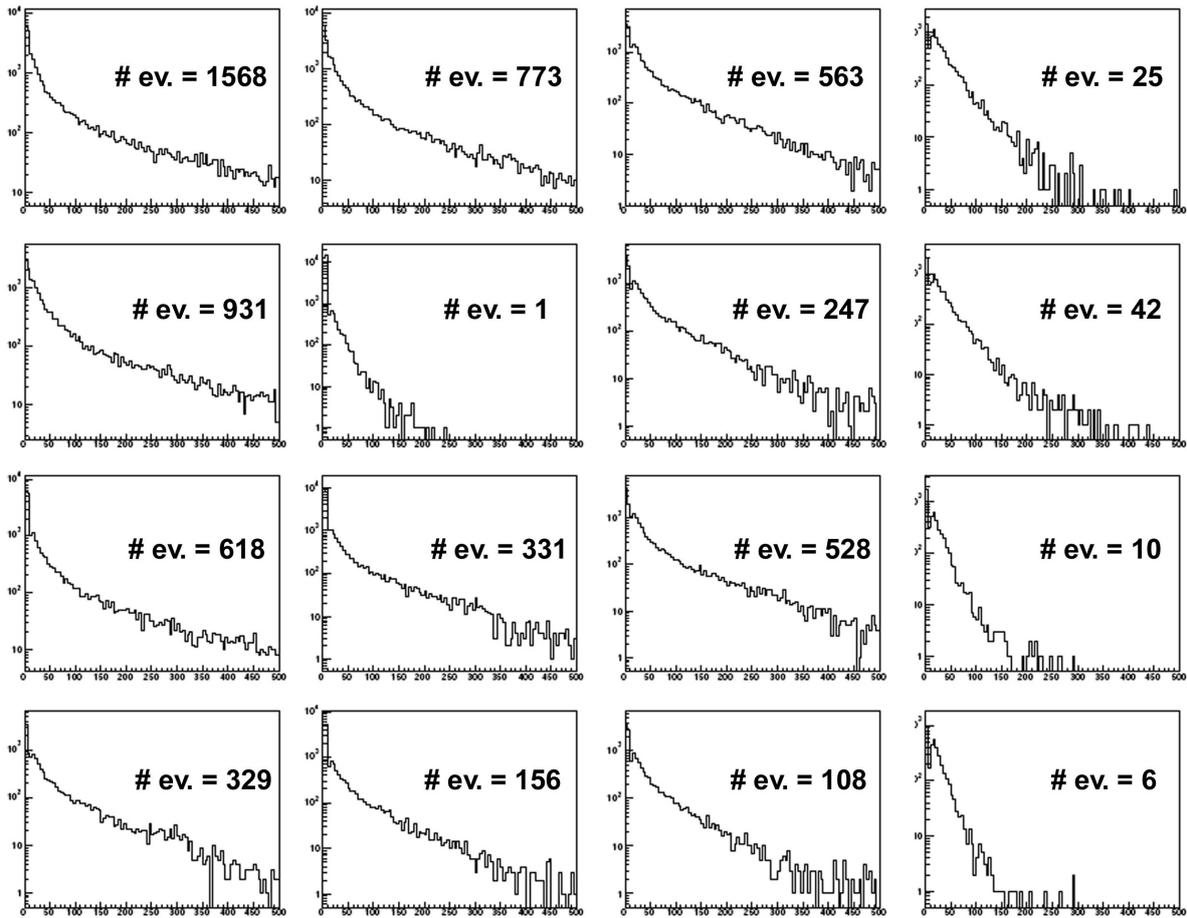


Abbildung 7.9: Spektren der Rohinformation in Summationskarte 0. Die Zahl oben rechts gibt die Anzahl der Ereignisse an, bei denen 80% der Rohinformation in einem Modul deponiert wurden und eine TDC-Information vorliegt.

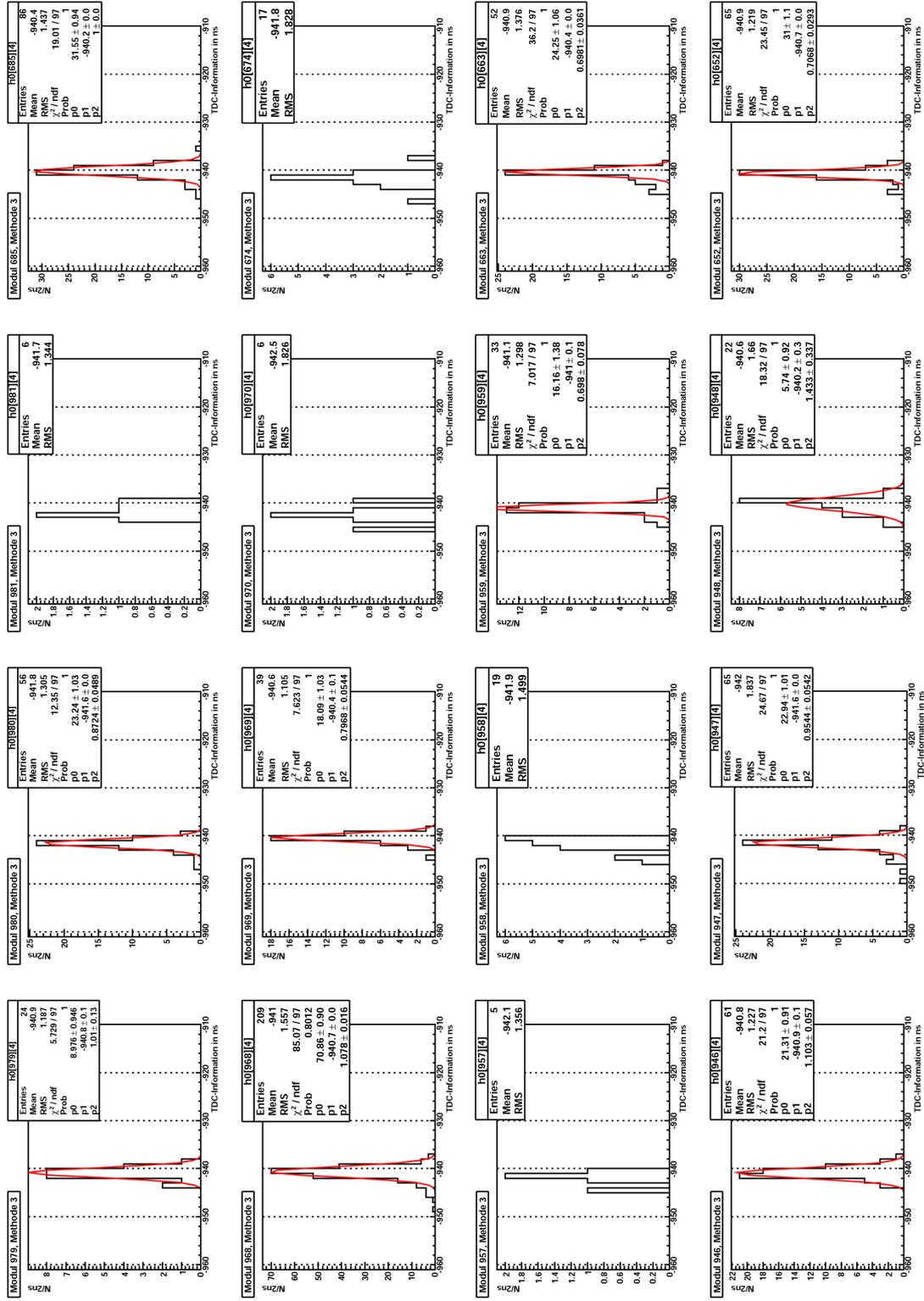


Abbildung 7.10: TDC-Spektren der 16 Photomultiplier der Summationskarte 27. Gefordert sind 80% des Signals in einer Zelle und einer Rohamplitude zwischen 600 und 800.

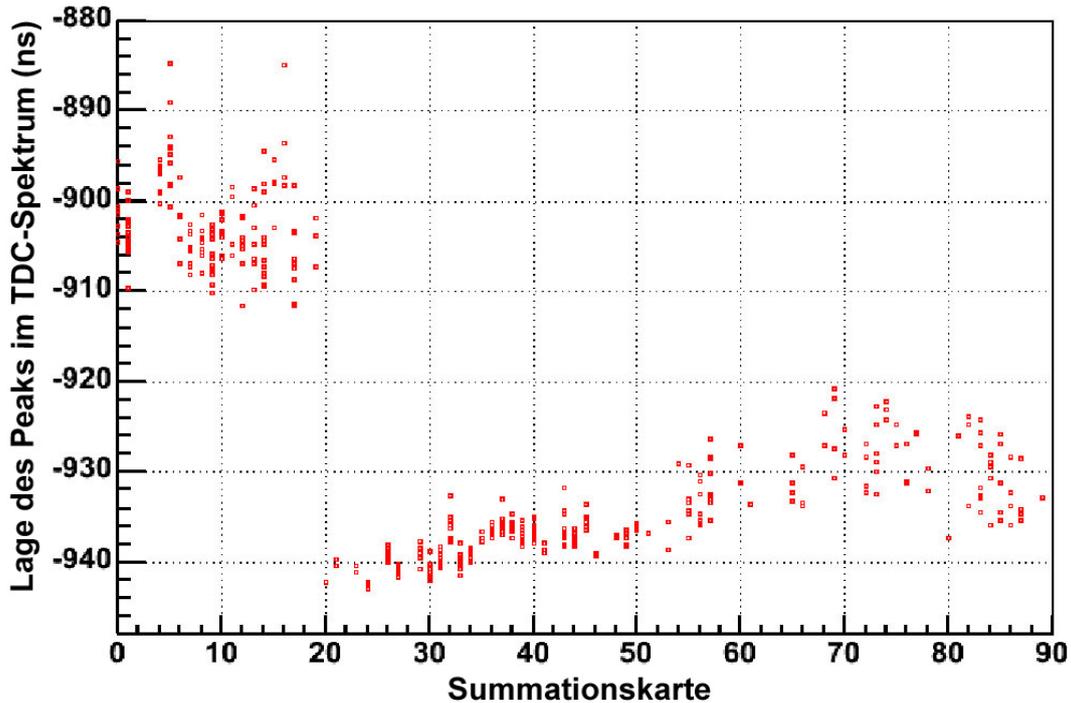


Abbildung 7.11: Mittelwerte der angepassten Gaußkurven für die TDC-Spektren der Photomultiplier einer jeden Summationskarte mit dem Schnitt $600 < \text{Rohinformation} < 800$.

Betrachtet man die Ergebnisse im Detail so stellt sich heraus, dass im MAINZ-Bereich für fast alle Summationskarten die Streuung der Mittelwerte für die analysierbaren Kanäle in einem Fenster von etwa 2 ns liegt. Bei den OLGA- und GAMS-Karten gibt es Unterschiede zwischen den Modulen einer Karte bis zu 15 ns. Da wegen der großen Zeitunterschiede sowohl die Energie- als auch die Zeitinformation der Triggersignale unsicher sind, musste für die Verwendung von ECAL1 im Triggersystem ein Zeitabgleich der Module vorgenommen werden.

Die vorgestellte Untersuchung liefert leider nur für einen Teil der Zellen Ergebnisse. Außerdem beruhen diese allesamt auf Daten der Strahlzeit in 2006, also bevor die Hochspannungen in ECAL1 korrigiert wurden. Eine Änderung der Hochspannung hat Auswirkungen auf die Durchlaufzeit durch einen Photomultiplier.

Daher wurden vor Beginn der Strahlzeit 2007 von der ECAL1-Arbeitsgruppe alle Photomultiplier mit dem integrierten LED-Pulser-System vermessen und ihre relative Zeitverschiebung zueinander bestimmt. Für alle OLGA-Karten und die GAMS-Karten 52-62 und 79-89 wurden dann neue in der Länge angepasste Kabel zwischen Photomultiplier und Summationskarte eingebaut.

7.4 Zusammenspiel von ECAL1 und HCAL1

In diesem Abschnitt wird untersucht, was passiert, wenn ein Hadron auf das Doppelkalorimeter aus ECAL1 und HCAL1 trifft. Dazu werden Daten mit der zuvor diskutierten verbesserten Kalibration verwendet. Zunächst werden die Energieverteilungen von Elektronen und Pionen in ECAL1 und HCAL1 untersucht. Danach wird der Einfluss von ECAL1 auf den Trigger im hadronischen Kalorimeter HCAL1 genauer analysiert und die Möglichkeiten eines Triggers auf Hadronen in ECAL1 untersucht.

7.4.1 Energieverteilungen um extrapolierte Spuren

Die nächsten Untersuchungen basieren wieder auf Spuren, die die bereits diskutierten Bedingungen aus Abschnitt 7.1 erfüllen. Zusätzlich wird die Extrapolierbarkeit der Spur nach HCAL1 gefordert. Diese Bedingung schränkt die Zahl der verwendeten Ereignisse nur geringfügig ein. Außerdem wird die Identifikation im RICH-Detektor benutzt, um Hadronen und Elektronen getrennt betrachten zu können.

Die benutzte Energieinformation aus ECAL1 und HCAL1 ist die in den einzelnen Zellen dieser Kalorimeter gemessene Energie. Aus diesen Informationen werden normalerweise während der Datenrekonstruktion mittels eines speziellen Algorithmus Ort und Energie von Clustern rekonstruiert, die dann in den Analysen verwendet werden. In der Rekonstruktion der Cluster werden beispielsweise auch extrapolierte Leckverluste eines Schauers in der rekonstruierten Clusterenergie korrigiert. Auf die Clusterinformation wird bewusst verzichtet, um die Untersuchung möglichst nah an den Daten zu halten, die einem Triggersystem zur Verfügung stehen.

Es werden die räumlichen Verteilungen der nachgewiesenen Energie in beiden Kalorimetern betrachtet. In Abbildung 7.12 ist die Energieverteilung um den extrapolierten Auftreffpunkt von Spuren in ECAL1 und HCAL1 gezeigt. Die Histogramme sind auf die Anzahl der benutzten Spuren normiert. Dazu wurden zunächst die dem extrapolierten Auftreffpunkt am nächsten liegenden Module bestimmt. Deren Energie- und Ortsinformation ist relativ zum Auftreffpunkt bei (0,0) aufgetragen. Als Ort der Energiedeposition wurde die Mitte des jeweiligen Moduls verwendet.

In den gezeigten Verteilungen erkennt man, dass die Pionen im Mittel in ECAL1 nur einen Teil ihrer Energie verlieren, sie erreichen danach HCAL1 und deponieren ihre Energie dort in einem hadronischen Schauer. Wie erwartet, werden die Elektronen in ECAL1 weitgehend gestoppt, in HCAL1 findet sich so gut wie keine Energiedeposition. Man erkennt deutlich den Unterschied in der Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers der Elektronen in ECAL1 und des hadronischen Schauers der Pionen in HCAL1.

Die mittlere Energiedeposition aller Elektronen und Pionen in ECAL1 ist vergleichbar, das wurde auch schon in Abschnitt 7.1.3 beobachtet. Diese Beobachtung erklärt sich durch die unterschiedlichen Impulsverteilungen der Teilchen, wie beispielsweise Abbildung 7.2 zeigt. Daher werden nun bestimmte Impulsbereiche selektiert und auch Verteilungen der anteiligen Energiedeposition E_{calo}/p untersucht.

7.4.2 Anteilige Energiedeposition

Um die Energiedepositionen weitgehend unabhängig von der Impulsverteilung untersuchen zu können, wird der relative Energieverlust

$$\eta = \frac{\text{detektierte Energie}}{\text{Impuls der Spur} \cdot c}$$

in einer Kalorimeterzelle betrachtet.

Außerdem wird der untersuchte Impulsbereich auf 5-10 GeV/c eingeschränkt, um energieabhängige Effekte der Schauerentwicklung zu unterdrücken. Dieser Impulsbereich ist außerdem typisch für ‚interessante‘ Hadronen der ersten Spektrometerstufe, also solche, auf die man triggern möchte. So lag die Schwelle des semi-inklusive Triggers in HCAL1 in 2006 bei 4 GeV.

In Abbildung 7.13 ist die räumliche Verteilung von η um den Auftreffpunkt von Elektron- und Pionspuren in ECAL1 und HCAL1 aufgetragen. Die Farbskala ist für Elektronen und

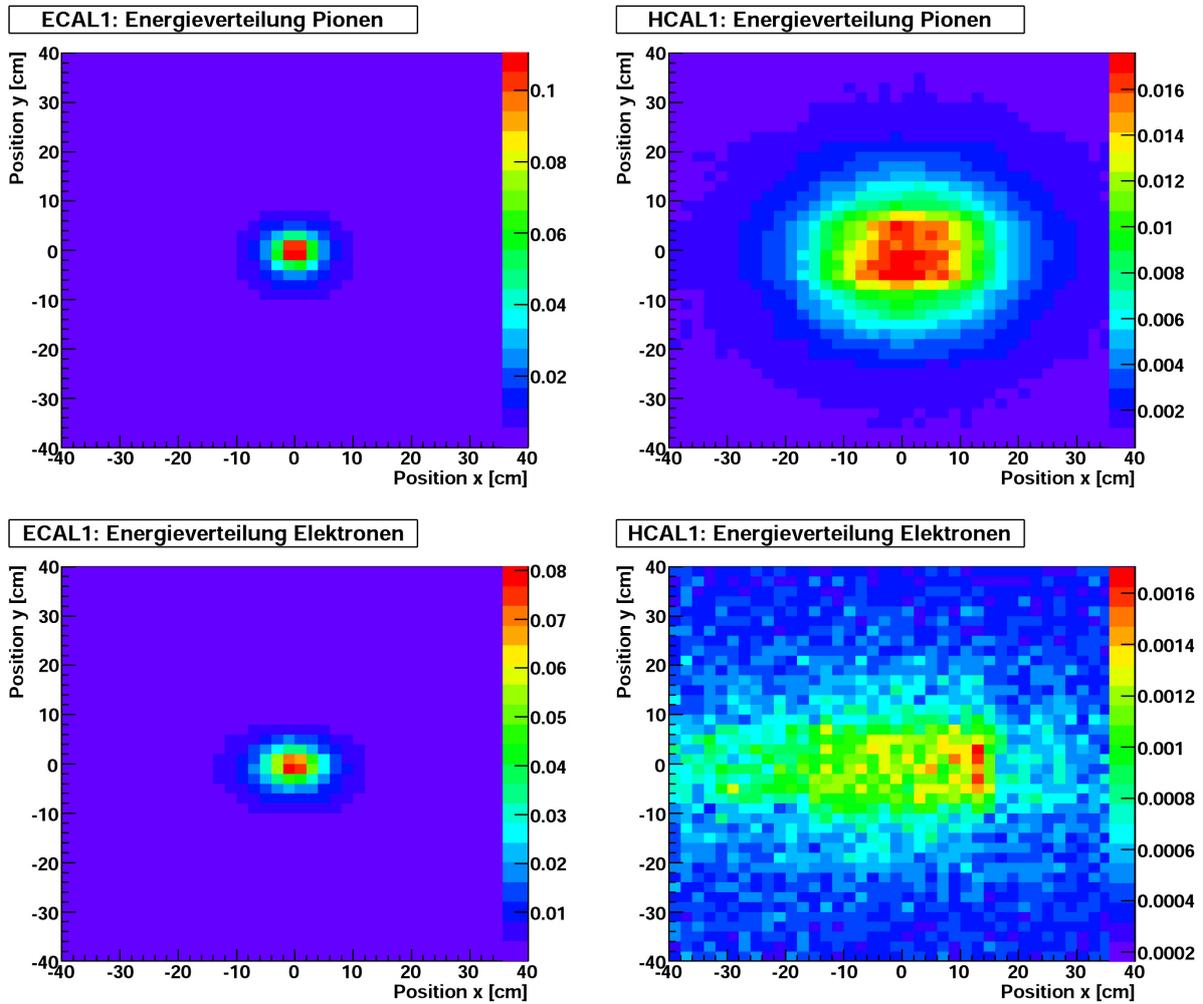


Abbildung 7.12: Verteilung der rekonstruierten Energie um extrapolierten Auftreffpunkt. Links ist die Verteilung in ECAL1, rechts die Verteilung in HCAL1 zu sehen. In der oberen Reihe sind Pionen, in der unteren Reihe Elektronen gezeigt. Die Farbskala ist in der Einheit $\text{GeV}/4\text{cm}^2$.

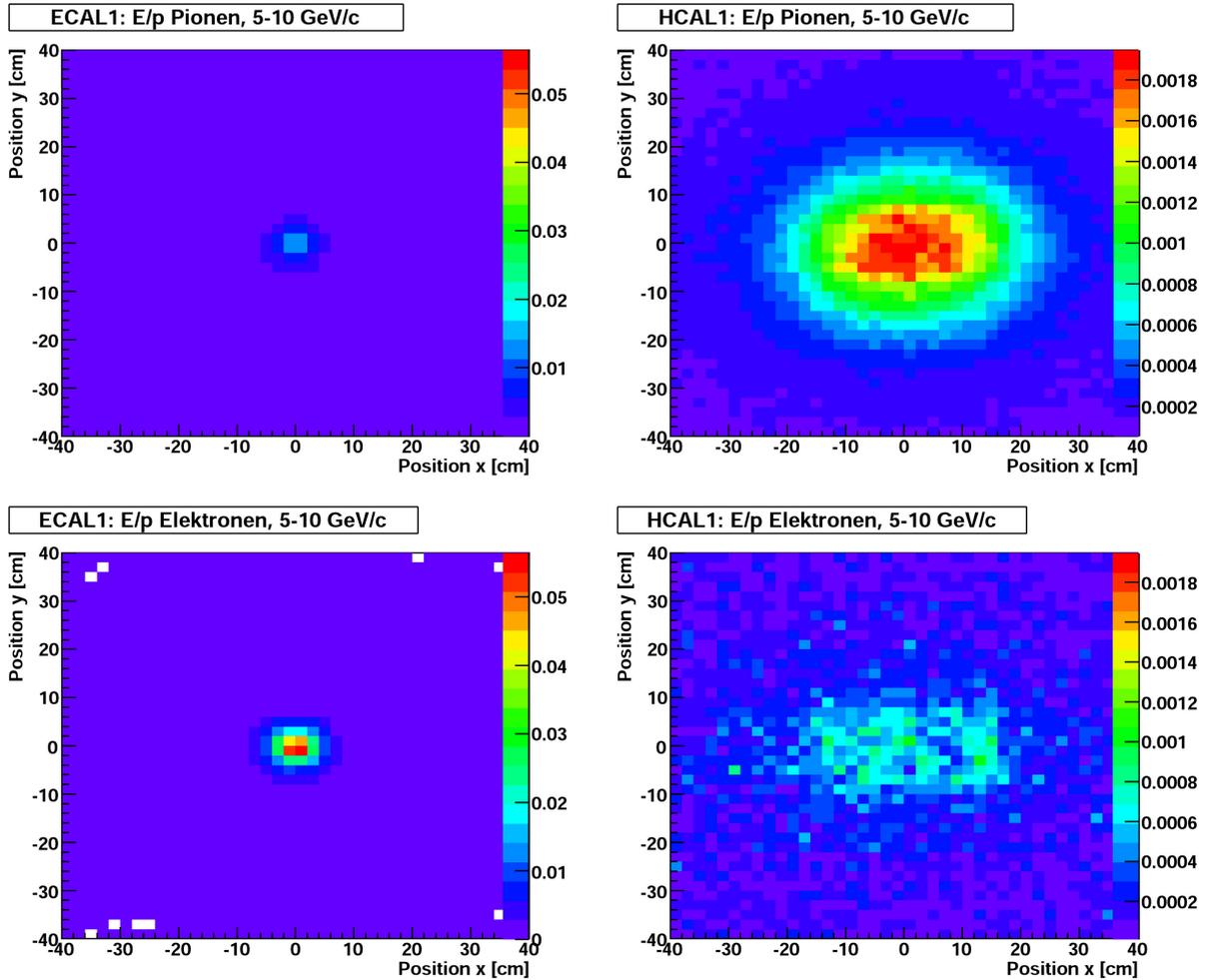


Abbildung 7.13: Detektierter Energieanteil η um den extrapolierten Auftreffpunkt. Links ist die Verteilung in ECAL1, rechts die Verteilung in HCAL1 zu sehen. In der oberen Reihe sind Pionen, in der unteren Reihe Elektronen gezeigt. Die Farbskala ist in der Einheit $1/4 \text{ cm}^2$. Die Histogramme für ECAL1 beziehungsweise HCAL1 wurden jeweils gleich skaliert.

Pionen gleich gewählt. Daher lassen sich die Energiedepositionen von Elektron und Pionen auch qualitativ vergleichen. Der Unterschied zwischen der elektromagnetischen Energiedeposition der Elektronen und der hadronischen der Pionen ist sehr deutlich zu erkennen.

7.4.3 Triggerabhängigkeit

Für die bisherigen Untersuchungen wurden alle Ereignisse ohne eine besondere Bedingung an die aktiven Trigger benutzt. Der größte Teil der Trigger fordert aber eine Energiedeposition in einem der beiden hadronischen Kalorimeter. Das beeinflusst direkt die beobachtete Aufteilung der Energie eines Hadrons zwischen ECAL1 und HCAL1. Ereignisse, bei denen die in HCAL1 deponierte Energie zu gering ist, können keinen der semi-inklusiven Trigger auslösen und das Ereignis wird dann nicht registriert.

Um unabhängig vom kalorimeterischen Teil des Triggers zu werden, wird ein inklusiver Trigger betrachtet. Dafür bietet sich der ‚Middle-Inclusive‘-Trigger (MI) an. Der ‚Middle-Inclusive‘-Trigger (MT) benutzt die gleiche Myon-Information wie der ‚Middle-Inclusive‘-Trigger,

zusätzlich wird auch eine Energiedeposition in den hadronischen Kalorimetern verlangt. So können insbesondere auch Ereignisse betrachtet werden, bei denen der ‚Middle-Inclusive‘-Trigger angesprochen hat, der ‚Middle‘-Trigger hingegen nicht.

In Abbildung 7.14 ist wie zuvor der detektierte Energieanteil η um den Auftreffpunkt der Spur in ECAL1 und HCAL1 aufgetragen. Dabei wurden Pionen mit Impulsen zwischen $5 \text{ GeV}/c$ und $10 \text{ GeV}/c$ betrachtet. In der ersten Reihe sind Ereignisse benutzt worden, bei denen Trigger, die Kalorimeter benutzen, gefeuert haben. Die mittlere Reihe zeigt die Verteilungen für Ereignisse des ‚Middle-Inclusive‘-Triggers. In der letzten Reihe sind schließlich nur die Ereignisse verwendet worden, bei denen der ‚Middle-Inclusive‘-Trigger aber nicht der ‚Middle‘-Trigger angesprochen hat.

Man erkennt Unterschiede zwischen den verschiedenen Triggerbedingungen. In Ereignissen, bei denen Trigger, die Kalorimeterinformationen benutzen, gefeuert haben, ist die hadronische Energiedeposition in HCAL1 sehr klar zu erkennen.

In den Ereignissen des ‚Middle-Inclusive‘-Triggers in der mittleren und unteren Reihe ist die Energiedeposition des hadronischen Schauers ebenfalls klar zu erkennen. Die Ausdehnung der hadronischen Cluster ist ähnlich.

Das Triggersystem in HCAL1 summiert die Signale einer Fläche von $60 \times 60 \text{ cm}^2$ in vier verschiedenen Lagen. Auch mit der Anwesenheit von ECAL1 vor HCAL1 ist ein großer Teil eines typischen hadronischen Clusters in dieser Fläche enthalten.

Dass der ‚Middle‘-Trigger nicht anspricht, obwohl ein Pion mit hinreichend großem Impuls auf HCAL1 extrapoliert werden kann, liegt also nicht an einer großflächigeren Verteilung der Energie in HCAL1.

Der Vergleich der Farbskalen zwischen ‚Middle-Inclusive‘ und ‚Middle-Inclusive ohne Middle-Trigger‘ ergibt, dass die Energiedeposition in HCAL1 im Mittel etwas weniger als halb so groß ist, wenn der ‚Middle‘-Trigger nicht anspricht. Die Energiedeposition in HCAL1 ist also zu klein, um ein Triggersignal auszulösen.

Gleichzeitig steigt die Energiedeposition in ECAL1 für Ereignisse, die besonders wenig Energie in HCAL1 deponieren.

Nun soll genauer analysiert werden, wie sich die Energie von Hadronen zwischen ECAL1 und HCAL1 unter den verschiedenen Triggerbedingungen aufteilt und welche Konsequenzen sich daraus hinsichtlich des Triggers ergeben. Dafür wird der detektierte Energieanteil η innerhalb einer Fläche von $20 \times 20 \text{ cm}^2$ in ECAL1 und innerhalb einer Fläche von $40 \times 40 \text{ cm}^2$ in HCAL1 integriert. Diese Flächen wurden als sehr grobe Näherung für die von den Triggersystemen summierten Flächen gewählt. Sie sind durch die Rahmen in den Histogrammen der Abbildung 7.14 angedeutet.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Aus den in Abbildung 7.13 gezeigten Verteilungen werden die integrierten η -Werte auch für den Mix der Standardtrigger bestimmt. Die ebenfalls angeführte Anzahl der in Run 52568 unter den jeweiligen Bedingungen gefundenen Spuren, gibt einen Eindruck von der Häufigkeit der Ereignisse. So ist bei etwa 40% der Ereignisse des ‚Middle-Inclusive‘-Triggers der ‚Middle‘-Trigger nicht aktiv, obwohl eine hadronische Spur mit genügend großen Impuls auf HCAL1 extrapoliert werden kann.

Der Energieverlust von Hadronen in ECAL1 ist teilweise viel höher als vor der Datennahme 2006 abgeschätzt wurde. Daher soll nun die Möglichkeit des Triggerns auf Hadronen in ECAL1 untersucht werden.

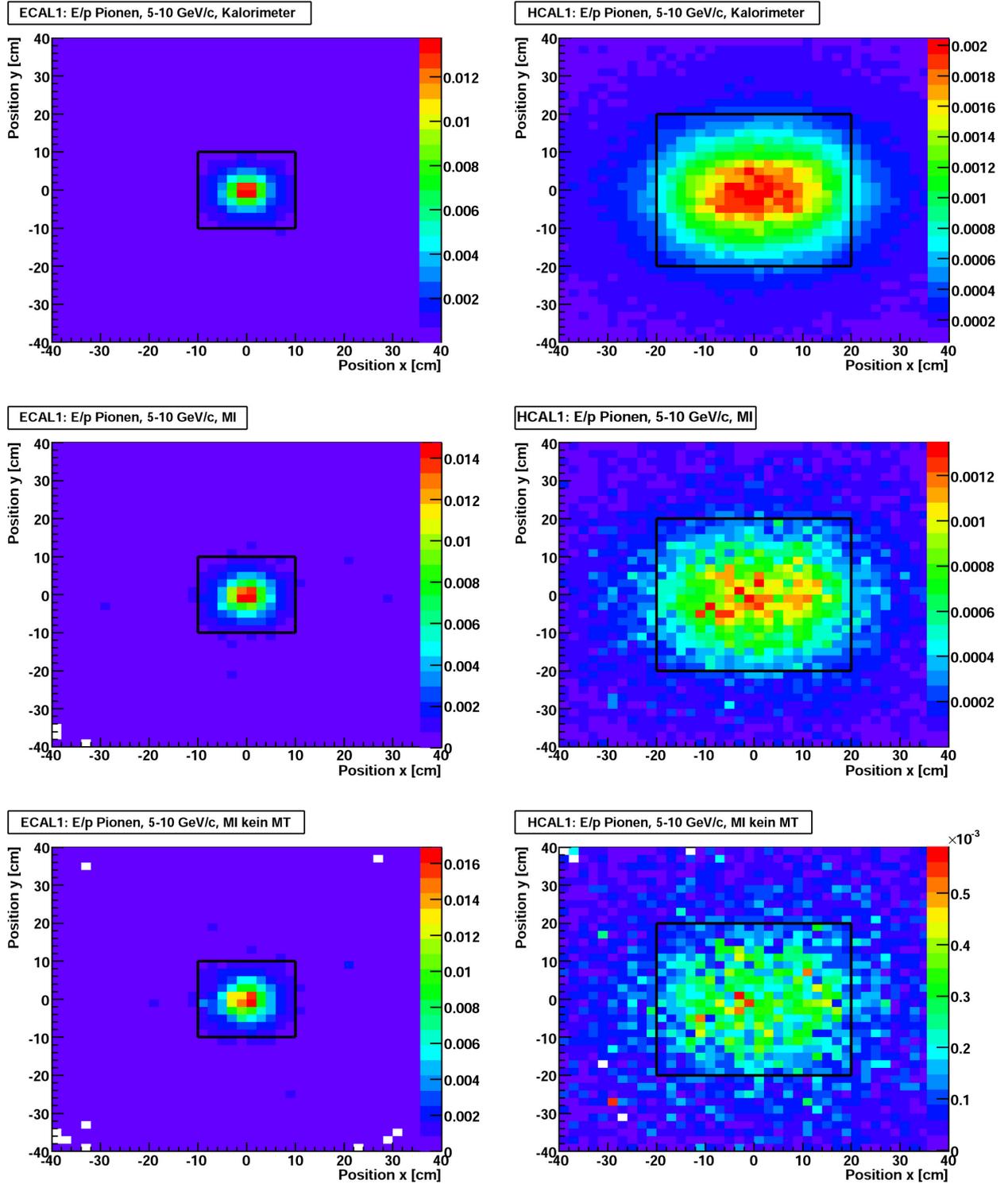


Abbildung 7.14: Detektierter Energieanteil η um den extrapolierten Auftreffpunkt von Pionen mit einem Impuls zwischen $5 \text{ GeV}/c$ und $10 \text{ GeV}/c$. Links ist die Verteilung in ECAL1, rechts die Verteilung in HCAL1 zu sehen. Die Farbskala ist in der Einheit $1/4 \text{ cm}^2$. In den Histogrammen der oberen Reihe wurden nur Ereignisse verwendet, bei denen ein Trigger, der eine Energiedeposition in den Kalorimetern fordert, gefeuert hat. In der mittleren Reihe wurden nur die Ereignisse mit dem ‚Middle-Inclusive‘-Trigger benutzt. Die untere Reihe zeigt Ereignisse, bei denen der ‚Middle-Inclusive‘-Trigger aber nicht der ‚Middle‘-Trigger gefeuert hat.

Triggertyp	# Spuren	$\Sigma\eta$ ECAL1	$\Sigma\eta$ HCAL1
mit Kalorimetern	$2,5 \times 10^7$	0,247	0,373
alle Myon-Trigger	$2,7 \times 10^7$	0,254	0,356
MI	$2,2 \times 10^6$	0,294	0,231
MI ohne MT	$9,4 \times 10^5$	0,345	0,078

Tabelle 7.1: Summe der anteiligen Energiedeposition η in $20 \times 20 \text{ cm}^2$ um den Auftreffpunkt in ECAL1 und $40 \times 40 \text{ cm}^2$ um den Auftreffpunkt in HCAL1 für verschiedene Triggerbedingungen.

7.4.4 Möglichkeiten des ECAL1-Triggers

Es werden Ereignisse betrachtet, bei denen der ‚Middle-Inclusive‘-Trigger, nicht aber der ‚Middle‘-Trigger, gefeuert hat und sich ein Hadron auf HCAL1 extrapolieren lässt. Diese Ereignisklasse ist als ein Beispiel für Ereignisse zu verstehen, die den semi-inklusiven Triggern durch die Anwesenheit von ECAL1 entgehen können.

Nun wird der ECAL1-Trigger in den ausgewählten Ereignissen simuliert. Lässt sich das Hadron auf eine Summationskarte in ECAL1 extrapolieren, so wird die dort deponierte Energie ermittelt. Wird die getroffene Karte in der ECAL1-Triggerlogik benutzt und liegt die ermittelte Energie über einer gewissen, fest gewählten Schwelle, so kann das Ereignis prinzipiell vom ECAL1-Trigger erfasst werden. Als Werte für die Schwelle wurden 1, 2, 3 und 5 GeV betrachtet.

In Abbildung 7.15 ist der Anteil der vom simulierten ECAL1-Trigger erfassten Ereignisse in Abhängigkeit des Hadronimpulses für verschiedene Schwellen aufgetragen. Für Hadronimpulse über $10 \text{ GeV}/c$ kann der ECAL1-Trigger mit einer Schwelle zwischen 2 und 3 GeV etwa 50% der hadronischen Ereignisse, die nicht im HCAL1-Trigger erfasst werden, wieder erlangen. Dieser Wert steigt auch für hohe Hadronimpulse nicht weiter an. Dass der ECAL1-Trigger nicht alle Hadronen sieht, liegt zum einen an den Regionen in ECAL1, die nicht im Trigger benutzt werden. Zum anderen ist auch der Einfluss toter Kanäle in ECAL1 in der gezeigten Abschätzung nicht berücksichtigt worden. Dort deponierte Energien werden nicht gemessen und daher auch nicht im simulierten ECAL1-Trigger benutzt. In 2006 waren etwa 10% der Module in ECAL1 nicht in Betrieb.

In Abbildung 7.16 wurden nur Ereignisse verwendet, bei denen das Hadron auf eine der Summationskarten 30-40 im MAINZ-Bereich extrapoliert werden kann. Mit den Modulen in diesem Bereich gab es wenig Probleme. Die Effizienz des ECAL1-Triggers steigt bei einer Schwelle zwischen 2 und 3 GeV für Hadronen mit hohen Impulsen bis auf Werte um 90%.

Bei einem gut abgestimmten ECAL1 kann der ECAL1-Trigger in den abgedeckten Bereichen einen wichtigen Beitrag zu den semi-inklusiven Trigger leisten. Daher wurde beschlossen, den ECAL1-Trigger für die Datennahme 2007 mit in den kalorimetrischen Teil des Triggersystems aufzunehmen.

7.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Für die Datennahme 2007 soll ein verbessertes ECAL1-Triggersystem entwickelt werden. Hier sind die Schlussfolgerungen aus den vorherigen Untersuchungen, die Einfluss auf das neue ECAL1-Trigger-Systems hatten, zusammengestellt:

- Die beobachteten Offsets der Summationskarten (siehe Abschnitt 6.1.1) müssen aus-

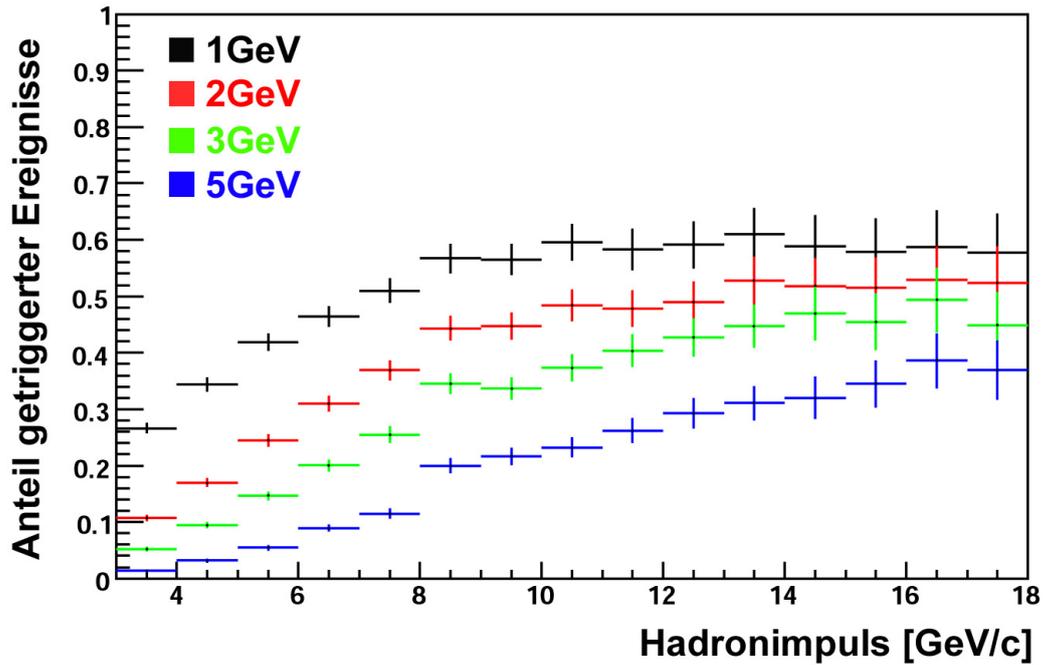


Abbildung 7.15: Anteil der von einem simulierten ECAL1-Trigger erfassten hadronischen Ereignisse in Abhängigkeit des Hadronimpulses. Zugrunde gelegt sind Ereignisse, bei denen der ‚Middle-Inclusive‘-, nicht aber der ‚Middle‘-Trigger gefeuert hat, obwohl sich ein Hadron zu HCAL1 extrapolieren lässt. Die Farben entsprechen verschiedenen simulierten Schwellen.

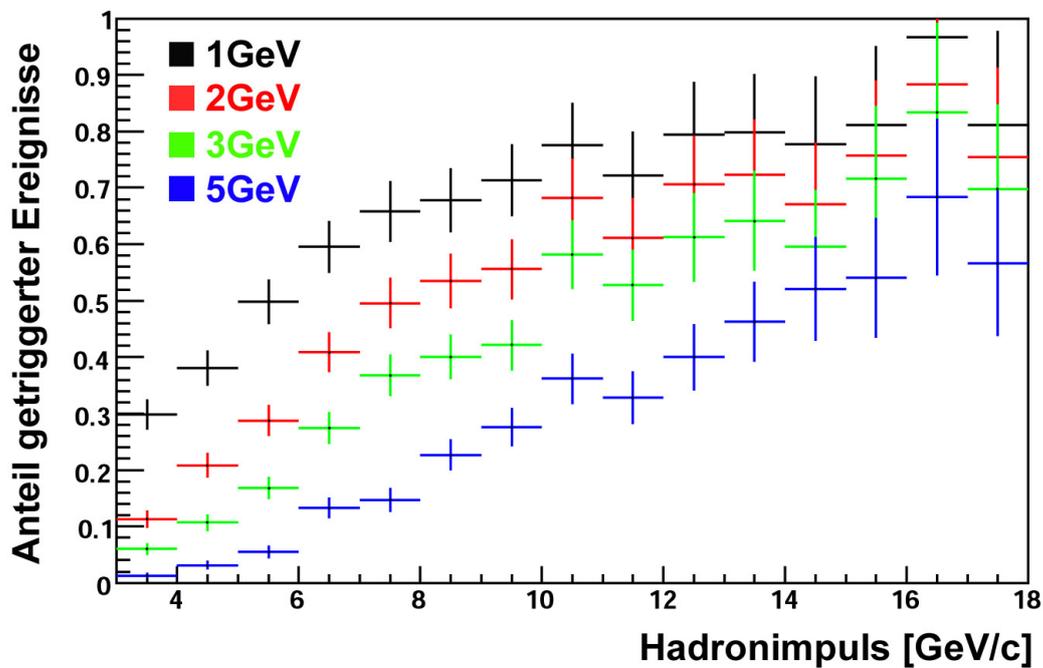


Abbildung 7.16: Anteil der von einem simulierten ECAL1-Trigger erfassten hadronischen Ereignisse in Abhängigkeit des Hadronimpulses, wie in Abbildung 7.15. Hier werden nur die Summationskarten 30-40 in ECAL1 berücksichtigt.

geglichen werden, damit die Schwellen für das physikalische Signal in den Summationskarten gleich sind. Die Einstellung des Offsets an den Karten selber war nicht zuverlässig möglich. Daher muss die ECAL1-Trigger-Elektronik die Offsets kompensieren.

- Es muss ein genauer Zeitabgleich der Summationskarten und der Elektronikmodule durch in der Länge angepasste Kabel erfolgen.
- Die in 2006 beobachteten Verteilungen in den TDC-Spektren des ECAL1-Triggers weisen Breiten bis zu $\sigma=8$ ns auf (vergleiche Abschnitt 6.1.4). Die zeitliche Streuung im reinen Kalorimetertrigger beträgt nur etwa 2 ns, bei den Hodoskoptriggern liegt sie unter 1 ns. Die Zeitauflösung des ECAL1-Triggersystems soll daher verbessert werden. Wie Abbildung 6.8 zeigt, wird die zeitliche Streuung hauptsächlich durch den ‚Time-Walk‘ der Leading-Edge-Diskriminatoren verursacht. Bei einem anderen Diskriminatortyp, dem ‚Constant-Fraction-Diskriminator‘, tritt dieser Effekt nicht auf. Daher bietet sich die Benutzung von Constant-Fraction-Diskriminatoren zur Verbesserung des ECAL1-Triggersystems an.
- Der ECAL1-Trigger soll in das bestehende kalorimetrische Triggersystem integriert werden (siehe Abschnitt 7.4.4). Wie bei den hadronischen Kalorimetern wird es eine hohe und eine niedrige Schwelle geben. Während die Information über das Überschreiten der niedrigen Schwelle in den semi-inklusive Triggern benutzt wird, wird die hohe Schwelle in den reinen Kalorimeter-Trigger aufgenommen, der ohne Hodoskopinformation arbeitet (vergleiche Abschnitt 3.6.2). Um die Auswertung der analogen Summensignale mit zwei unterschiedlichen Schwellen zu ermöglichen, sollen zwei Diskriminatoren pro Summationskarte verwendet werden.
- Die Aufteilung der Summationsbereiche bleibt bestehen. Wie in Abschnitt 7.1.1 gezeigt wird, dominieren in den Summationskarten 4,5,14,15 und 67-74 die Signale von Elektronen. Daher werden diese Bereiche, wie schon 2006, nicht in die Triggerlogik aufgenommen.

Das nächste Kapitel beschreibt das verbesserte ECAL1-Triggersystem ab 2007.

Kapitel 8

Der ECAL1-Trigger ab 2007

Für die Datennahme 2007 wurde ein verbessertes ECAL1-Triggersystem entwickelt und in Betrieb genommen, das in diesem Kapitel erläutert werden soll.

Zunächst werden die vorgenommenen Verbesserungen und der Aufbau des neuen Triggersystems vor der Datennahme 2007 beschrieben. Erste Ergebnisse aus den genommenen Daten demonstrieren die erfolgreiche Inbetriebnahme des verbesserten Systems.

Für den erfolgreichen Betrieb des ECAL1-Triggersystems sind auch die Verbesserungen, die am Kalorimeter ECAL1 vor der Datennahme 2007 erfolgten, von großer Bedeutung. Neben der Reparatur toter Kanäle wurde die Energiekalibration homogenisiert und die zeitliche Abstimmung der Photomultiplier eines Summationsbereiches vorgenommen.

8.1 Der Aufbau der Triggerelektronik

In diesem Abschnitt wird der Aufbau der Ausleseelektronik des ECAL1-Triggersystems beschrieben. Dabei wird insbesondere auf die Änderungen im Vergleich zum Testaufbau in 2006, der in Kapitel 5 beschrieben ist, eingegangen.

Um die Zeitauflösung des Triggersystems zu verbessern, werden Constant-Fraction-Diskriminatoren (CF-Diskriminatoren), bei denen der Zeitpunkt des Ansprechens nicht oder nur sehr schwach von der Signalhöhe abhängt, verwendet. Die Funktionsweise und Details zu den verwendeten CF-Diskriminatoren sind in Anhang B beschrieben.

Zusätzlich zu den bereits zuvor verwendeten Modulen wurden 6 CF-Diskriminator-Module in das ‚CAMAC-Crate‘ auf ECAL1 eingebaut. Die CF-Diskriminatoren werden für die niedrigere Schwelle des ECAL1-Triggersystems genutzt. Das verwendete Modul ‚LeCroy 3420‘ verarbeitet 16 analoge Eingangssignale und bietet zusätzlich einen Ausgang mit dem logischen ODER der 16 Eingangssignale.

Die bereits in 2006 benutzten Leading-Edge-Diskriminatoren (LE-Diskriminatoren) und Logikeinheiten, die in Abschnitt 5.2.3 beschrieben sind, werden für die Triggerentscheidung für die vorgesehene hohe Schwelle des ECAL1-Triggers verwendet. Durch eine geschickte Verschaltung lässt sich das bessere zeitliche Verhalten der CF-Diskriminatoren auch für das Triggersignal der hohen Schwelle nutzen. Da im Falle des Ansprechens eines der Diskriminatoren mit einer hohen Schwelle immer auch ein Triggersignal für die niedrige Schwelle vorliegen sollte, wird ein UND dieser beiden Signale verwendet. Das Triggersignal der niedrigen Schwelle wird verzögert und das logische Signal der hohen Schwelle so weit verbreitert, dass immer das Signal der niedrigeren Schwelle das logische UND auslöst. Damit wird der Zeitpunkt des Triggersignals der hohen Schwelle ebenfalls von einem CF-Diskriminator bestimmt.

Das analoge Signal jeder Summationskarte muss im neuen Aufbau auf zwei verschiedene Diskriminatoren gegeben werden. Dazu wurden die in 2006 benutzten passiven Splitter in der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Bonn modifiziert. Das analoge Signal wird weiterhin auf drei Ausgänge aufgeteilt. Auf den in 2006 vorhandenen Testausgang wurde verzichtet. Stattdessen stehen nun 2 Ausgänge, die jeweils 40% des Eingangssignals ausgeben, zur Verfügung. Der dritte Ausgang liefert 20% des Signals und ist zusätzlich über einen Kondensator gekoppelt. Dadurch wird das konstante Signal der Summationskarten am Ausgang unterdrückt. Dieser Ausgang wird für die LE-Diskriminatoren, die die hohe Schwelle triggern, benutzt.

Einer der 40%-Ausgänge wird für die Auslese mit CF-Diskriminatoren verwendet. Dazu wurden spezielle Adapter in der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik in Mainz gebaut, die 16 LEMO-Ausgänge der Splitter mit dem 34-poligen Stecker für den Eingang des Diskriminators verbinden. Auf eine Kopplung über Kondensatoren wurde bei diesem Splitterausgang verzichtet, da die benutzten Eingänge der Diskriminatoren bereits intern eine solche besitzen. Der zweite 40%-Ausgang der Splitter wird zur SADC-Auslese verwendet, die jetzt für alle 90 Kanäle zur Verfügung steht. Für die SADC-Auslese sind die beobachteten Offsets unproblematisch, daher wurde auch hier kein Kondensator eingebaut.

In Abbildung 8.1 ist der Aufbau der Triggerelektronik im ‚CAMAC-Crate‘ auf ECAL1 skizziert. Die Tabellen 8.1 und 8.2 geben einige Details zu den benutzten Kabeln und Bauteilen an. In Tabelle 8.3 sind die Positionen der Module im ‚CAMAC-Crate‘ und die Summationskarten der jeweils verarbeiteten Signale angegeben. Die Schwellen der Diskriminatoren können mit Hilfe des im ‚Crate‘ eingebauten ‚CAMAC-PCs‘ programmiert werden. Die CF-Diskriminatoren wurden in ihren Einstellungen an die drei verschiedenen Modultypen angepasst, genauere Informationen dazu finden sich im Anhang B.

Die TDC-Auslese erfolgt weiterhin wie in Abschnitt 5.2.3 beschrieben. Die Signale gelangen über lange Flachbandkabel zu Konvertern und dann zu den TDCs. Die Anzahl der TDC-Kanäle wurde verdoppelt, um beide Diskriminatortypen auslesen zu können.

Die ECAL1-Triggersignale der Kabel D und F aus Abbildung 8.1 gelangen über 50 Ω -Koaxialkabel mit BNC-Steckern auf ein ‚Panel‘ in der sogenannten ‚Veto-Baracke‘. Es gibt insgesamt 18 dieser etwa 20 m langen Kabeln, von denen 11 mit ECAL1-Triggersignalen belegt sind. In der Veto-Baracke werden die Signale zum logischen ODER für beide Schwellen verknüpft. Zum Aufbau der beschriebenen Triggerlogik werden NIM-Module und LEMO-Kabel verwendet. Abbildung 8.2 zeigt die benutzten Module und die Länge der verbindenden Kabel.

Um Verluste in der Amplitude der logischen Signale auszugleichen, werden diese zunächst auf Diskriminatoren gegeben. Danach wird das logische ODER für jede der beiden Schwellen in den einzelnen Bereichen gebildet.

Die absoluten Zeitunterschiede zwischen den Bereichen OLGA, MAINZ und GAMS sind für die CF-Diskriminatoren mit Hilfe der TDC-Information (siehe Abschnitt 8.2) und durch Koinzidenzen von ECAL1- und HCAL1-Trigger genau ausgeglichen worden. Das ODER der drei Bereiche wird über lange Kabel in die ‚Trigger-Baracke‘ geleitet. Dort wird es entsprechend verzögert und in die Logik des ‚Calo-Mix-Triggersignals‘, also dem ODER aus ECAL1-, HCAL1- und HCAL2-Triggersignalen eingespeist. Dieses Signal wird dann mit der bestehenden Triggerelektronik des Myon-Triggers weiterverarbeitet, also mit den Hodoskopsignalen und je nach Trigger auch mit Vetosignalen verknüpft.

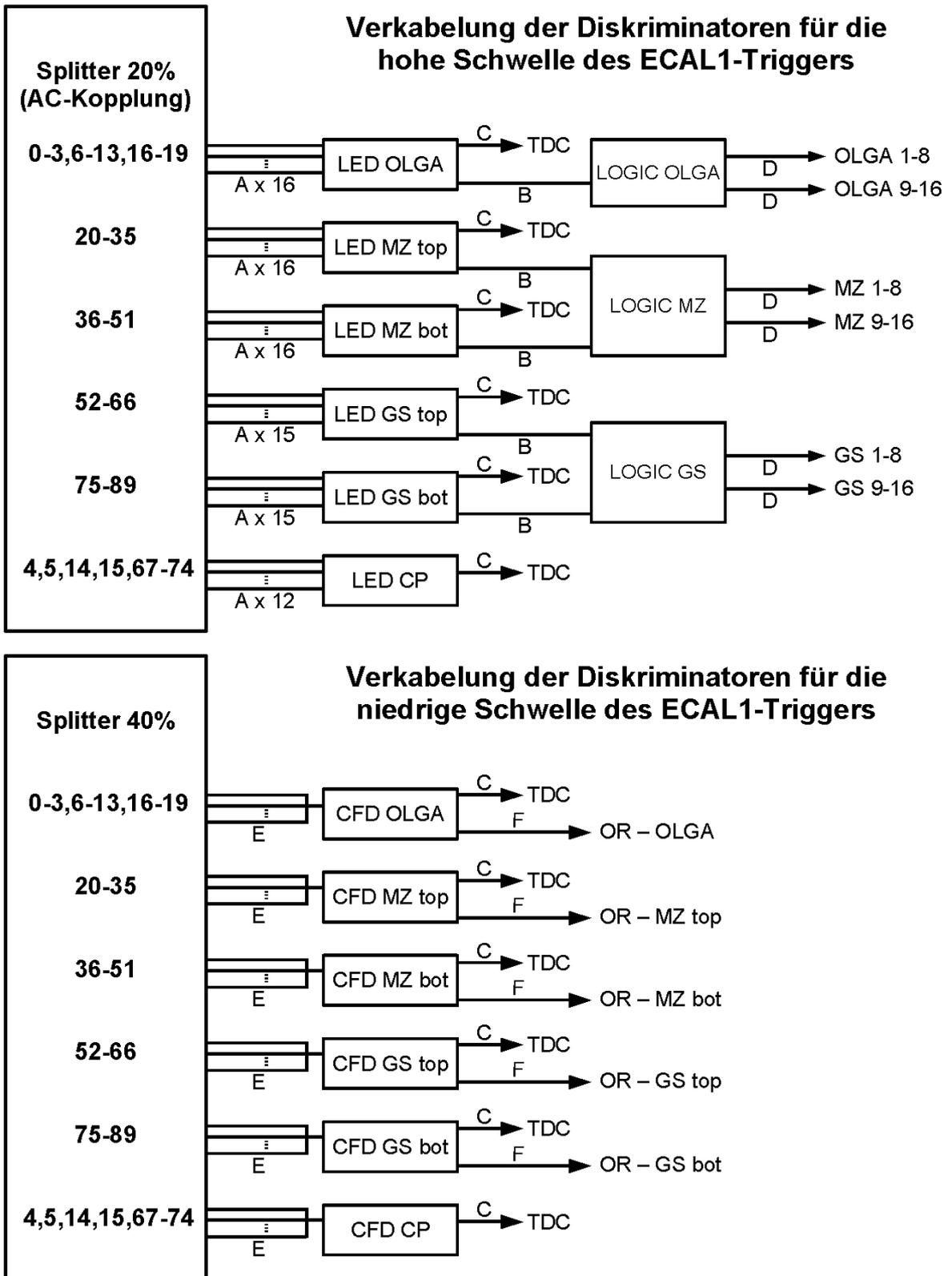


Abbildung 8.1: Verkabelung der Komponenten im ‚CAMAC-Crate‘ auf ECAL1.

Kabel	Typ	Länge
A	50 Ω -Koaxialkabel mit LEMO-Steckern	2 ns für OLGA-Karten, sonst 5 ns
B	34 poliges Flachbandkabel (twisted pair) für 16 Signale	\approx 50 cm
C	34 poliges Flachbandkabel (twisted pair) für 16 Signale	\approx 22 m
D	50 Ω -Koaxialkabel mit LEMO-Steckern	5 ns
E	Adapter: 16 LEMO-Stecker auf 34-poligen Stecker über 50 Ω -Koaxialkabel	2 ns
F	50 Ω -Koaxialkabel mit LEMO-Steckern	4 ns

Tabelle 8.1: Kabel der Triggerelektronik, zum Einsatzort siehe Abbildung 8.1.

Bauteil	Typ	Eingangssignale	Ausgangssignale
CFD	LeCroy 3420: Constant-Fraction- Diskriminator	16 \times Analogsignal über 34 pol. Stecker	1 \times ECL-Ausgang, 16 Kanäle über 34 pol. Stecker zum Konverter/TDC ODER 1 \times LEMO (NIM)
LED	LeCroy 4416: Leading-Edge- Diskriminator	16 \times Analogsignal über LEMO-Stecker	2 \times ECL-Ausgang, je 16 Kanäle über 34 pol. Stecker zur LOGIC und TDC
LOGIC	LeCroy 4516: Logik-Einheit	3 \times 16-Kanäle ECL über 34 pol. Stecker	2 \times LEMO (NIM) mit ODER der Kanäle 1-8 bzw 9-16

Tabelle 8.2: Bauteile der Triggerelektronik, zum Aufbau der Logik siehe Abbildung 8.1. Es sind nur die benutzten Ein- und Ausgänge der Module aufgeführt.

Position	Modul	Name	Karten
2	LeCroy 3420	OLGA CFD	0-3, 6-13,16-19
3	LeCroy 4416	OLGA LED	0-3, 6-13,16-19
4	LeCroy 4516	LOGIC OLGA	Ausgang „OR 1-8“: 0-3,6-9 Ausgang „OR 9-16“: 10-13,16-19
6	LeCroy 4416	MZ top LED	20-35
7	LeCroy 3420	MZ top CFD	20-35
9	LeCroy 4516	LOGIC MZ	Ausgang „OR 1-8“: 20-27, 36-43 Ausgang „OR 9-16“: 28-35, 44-51
11	LeCroy 4416	MZ bot LED	36-51
12	LeCroy 3420	MZ bot CFD	36-51
14	LeCroy 3420	GS top CFD	52-66
15	LeCroy 4416	GS top LED	52-66
16	LeCroy 4516	LOGIC GS	Ausgang „OR 1-8“: 52-59, 75-82 Ausgang „OR 9-16“: 60-66, 83-89
17	LeCroy 4416	GS bot LED	75-89
18	LeCroy 3420	GS bot CFD	75-89
20	LeCroy 4416	CP LED	4-5, 14-15, 67-74
21	LeCroy 3420	CP CFD	4-5, 14-15, 67-74

Tabelle 8.3: Die Position der Module im ‚CAMAC-Crate‘, ihre Bezeichnung in Abbildung 8.1 und die von ihnen verarbeiteten Summationskartensignale.

Für die LE-Diskriminatoren sind die Kabellängen zum Ausgleich der absoluten Zeitunterschiede zwischen OLGA, MAINZ und GAMS anders gewählt. Der Effekt des Time-Walks macht die Koinzidenzen zwischen ECAL1- und HCAL1-Trigger viel unschärfer als bei den Signalen der CF-Diskriminatoren. Daher wurde der Zeitabgleich hauptsächlich anhand der Koinzidenzen mit den Signalen der niedrigen Schwelle durchgeführt. Wie eingangs erklärt, werden die ODER-Signale der LE-Diskriminatoren und das der CF-Diskriminatoren durch ein logisches UND verknüpft, um die Zeitauflösung zu verbessern. Das ODER-Signal der LE-Diskriminatoren wird auf einen Diskriminator gegeben, dessen Ausgangssignal auf eine Breite von etwa 60 ns eingestellt ist. Das ODER-Signal der CF-Diskriminatoren wird so weit verzögert, dass es immer später als das Signal der LE-Diskriminatoren am UND-Gatter ankommt. Damit wird die zeitliche Präzision des Triggersignals der hohen Schwelle durch das Signal der niedrigen Schwelle mit den CF-Diskriminatoren bestimmt. Das so erhaltene Triggersignal wird ebenfalls in die Trigger-Baracke geleitet und dort in den reinen Kalorimeter-Trigger eingespeist, also dem ODER aus HCAL1-, HCAL2- und jetzt auch ECAL1.

8.2 Die Inbetriebnahme des ECAL1-Triggers

Wie in Kapitel 6 für die Inbetriebnahme des Testaufbaus beschrieben, wurden auch 2007 mit Hilfe der COOL-Software [24] erste Daten analysiert. So konnte die zeitliche Feinabstimmung der Summationskarten erfolgen und die Triggerschwelle gewählt werden. Danach wurde der ECAL1-Trigger in die Datennahme aufgenommen.

8.2.1 Zeitabgleich der Summationskarten

Zum Zeitabgleich der Summationskarten untereinander werden die Informationen der ECAL1-Trigger-TDCs verwendet. Abbildung 8.3 zeigt typische TDC-Spektren je einer Summationskarte aus dem OLGA-, MAINZ- und GAMS-Bereich, ein Kanal entspricht hier 108 ps. Der ECAL1-Trigger war für die gezeigten Spektren nicht in die Datennahme integriert. Der TDC misst die Zeitdifferenz zwischen Triggersignal und des Signals am Diskriminatorausgang. In der oberen Reihe sind die Spektren der CF-Diskriminatoren (CFD) gezeigt, in der Reihe darunter die der LE-Diskriminatoren (LED). Die Breiten der Verteilungen sind für alle Summationskarten des selben Bereiches und Diskriminatortyps vergleichbar. Die Verteilungen sind bei den CF-Diskriminatoren erwartungsgemäß viel schmaler als bei den LE-Diskriminatoren.

Da alle 16 Kanäle eines Diskriminators über ein einziges Flachbandkabel zum Konverter und dann zum TDC gelangen, lassen sich über die Lage der Maxima im TDC-Spektrum die relativen Zeitunterschiede der Summationskarten eines Diskriminators bestimmen. Diese Unterschiede wurden innerhalb eines Diskriminators mit zusätzlichen Kabeln vor dem Splittereingang ausgeglichen. In Abbildung 8.4 sind die Mittelwerte der an die Verteilungen im TDC-Spektrum angepassten Gaußkurven vor und nach dem Zeitabgleich zu sehen. Die schwarzen Punkte zeigen die ermittelten Werte aus Run 56981 vor dem Einbau der angepassten Kabel, die roten Dreiecke zeigen Run 58006 nach dem Einbau der Kabel. Die senkrechten Striche kennzeichnen die verschiedenen Diskriminatoren. Durch den Zeitabgleich liegen die Werte der Summationskarten eines Diskriminators in einem Fenster von nur 1-2 ns Breite.

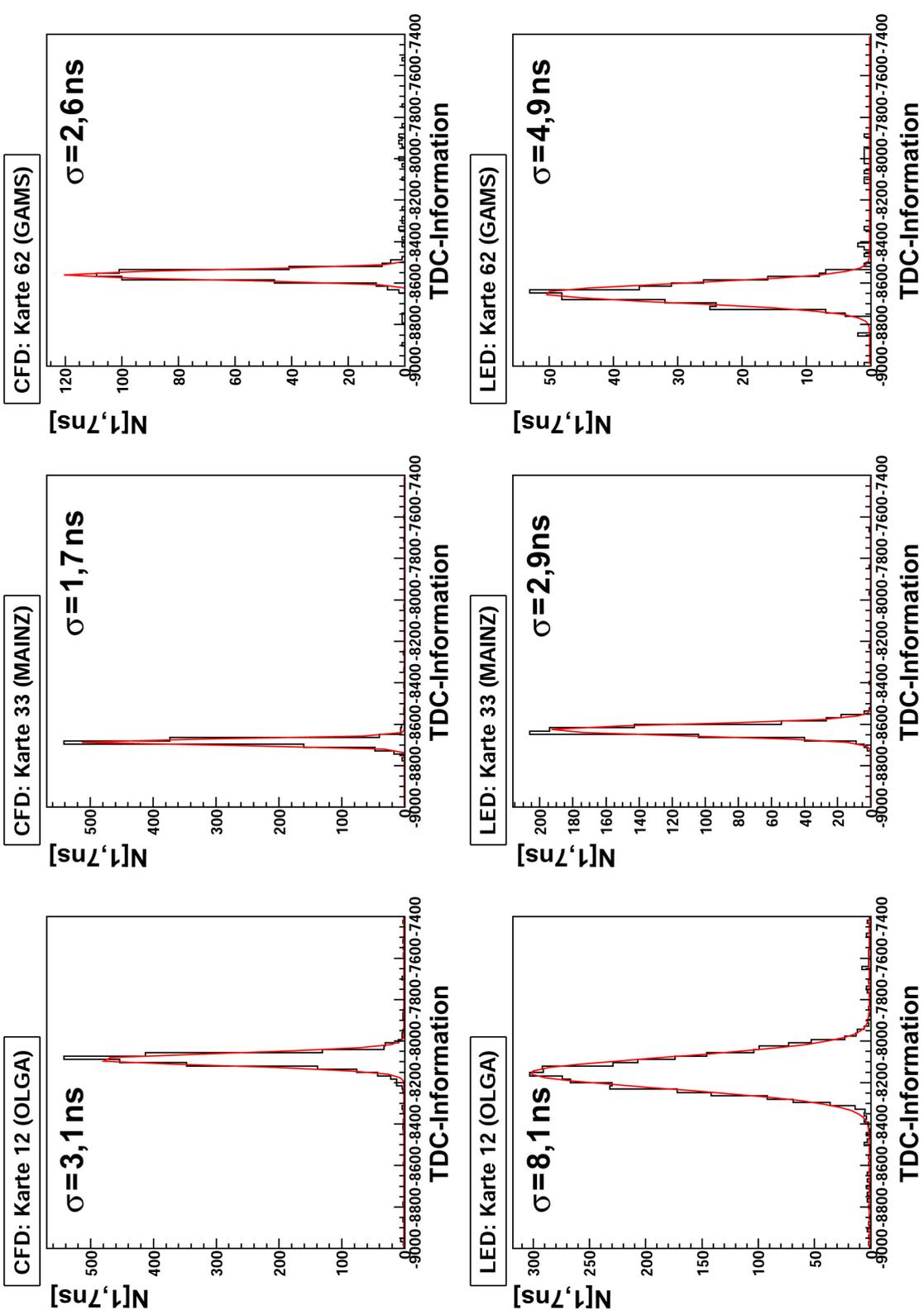


Abbildung 8.3: Die TDC-Spektren der Summationskarten 12 (OLGA), 33 (MAINZ) und 62 (OLGA) in Run 57110. Die obere Reihe zeigt die TDC-Spektren des CF-Diskriminators, die untere Reihe die des LE-Diskriminators.

Die Zeitunterschiede zwischen den Diskriminatoren werden in der zuvor beschriebenen Verkabelung in der Veto-Baracke ausgeglichen. Die TDC-Informationen können hierbei nur ein Hinweis auf die Größenordnung der Unterschiede sein, da weder die BNC-Kabel von ECAL1 zur Veto-Baracke noch die Flachbandkabel von den Diskriminatoren zum TDC für die verschiedenen Diskriminatoren exakt gleich lang sind.

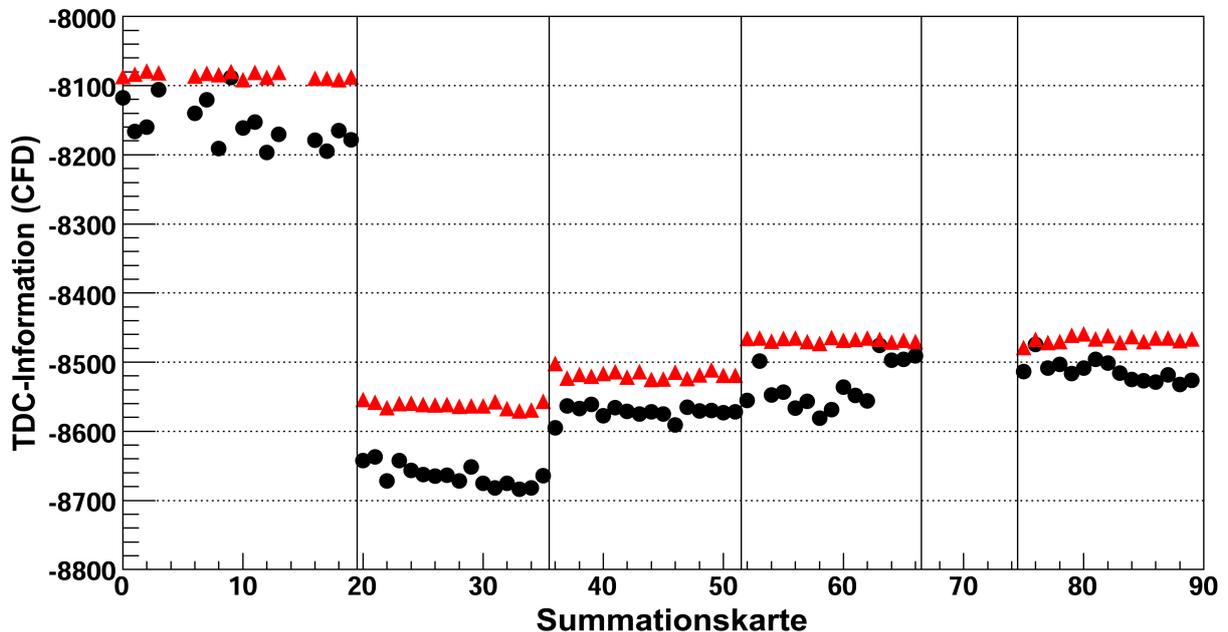


Abbildung 8.4: Mittelwerte der angepassten Gaußkurven in den TDC-Spektren der CF-Diskriminatoren vor und nach dem Zeitabgleich durch in der Länge angepasste Kabel. Ein TDC-Kanal entspricht 108 ps. Gezeigt sind nur Summationskarten, die in der Triggerlogik verwendet werden. Die schwarzen Punkte sind aus den Werten in Run 56981 vor dem Abgleich bestimmt worden, die roten Dreiecke sind mit den Daten aus Run 58006 nach dem Zeitabgleich ermittelt worden.

8.2.2 Wahl der Triggerschwelle

Um die Funktion der Triggerelektronik zu überprüfen, wurden wie in Abschnitt 6.1.3 die Effizienzen der Summationskarten in Abhängigkeit von der Online-Amplitude, also der Summe der SADC-Amplituden in einer Summationskarte, ermittelt. In Abbildung 8.5 ist als ein Beispiel das Ergebnis für die CF-Diskriminatoren in Run 58994 gezeigt. Die waagrechten Striche kennzeichnen die verschiedenen Diskriminatoren. Man kann sehen, dass die Triggerelektronik in allen Kalorimeterbereichen funktioniert. Die Effizienzen erreichen für alle Summationskarten den Wert 1. Man erkennt außerdem, dass durch die erfolgreiche Kompensation der Offsets der Summationskarten die Schwellen wesentlich homogener sind als in 2006 (vergleiche Abbildung 6.5).

Die Kalibration des ECAL1 wurde so gewählt, dass eine Energiedeposition von 700 MeV 50 SADC-Kanälen bei den OLGA- und GAMS-Modulen beziehungsweise 35 Kanälen bei den MAINZ-Modulen entspricht. Damit liegen die eingestellten Schwellen etwa bei 2 GeV. Nur bei den Karten 63-66 und 75-78 im GAMS-Bereich liegt die Schwelle etwas höher. In diesen Karten erfolgte keine Zeitabstimmung der Photomultiplier für die diesjährige Datennahme. Daher ist die Anstiegszeit der summierten Signale größer und variiert stärker. Die Einstellung der Verzögerung im CF-Diskriminator (siehe Tabelle B.1 im Anhang)

orientierte sich an den Anstiegszeiten der zeitlich abgeglichenen Summationskarten. Die größere Anstiegszeit führt zu Ineffizienzen im Bereich der Schwelle des CF-Diskriminators und einer effektiv erhöhten Schwelle. Diesem Effekt ließe sich durch ein Senken der Schwelle in den betroffenen Kanälen entgegen wirken. Für die Effizienz der LE-Diskriminatoren ergibt sich ein ähnliches Bild. Für den Betrieb im reinen Kalorimetertrigger wurde eine Schwelle, die 4 GeV entspricht, eingestellt.

Die Wahl der Schwelle für den ECAL1-Trigger orientierte sich an den beobachteten Triggerraten, die in Tabelle 8.4 für verschiedene Schwellen angegeben sind. Die Schwellen wurden so niedrig wie möglich gewählt. Mit der Einstellung 2 GeV/4 GeV ist eine stabile Datennahme möglich, bei noch niedrigeren Schwellen übersteigt die Triggerrate die Möglichkeiten des Datennahmesystems.

Trigger		Run 57987 ohne ECAL1	Run 58428 3 GeV/5 GeV	Run 58429 2 GeV/4 GeV	Run 58430 1,5 GeV/3 GeV
semi-inklusive (niedrige Schwelle)	IT	18156	23612	26613	31778
	MT	1483	1909	2046	2286
	LT	10311	10877	10912	11780
Kalorimeter (hohe Schwelle)	CT	16944	27422	30478	56308
inklusive (kein Kalorimeter)	OT	9948	10536	9999	10525
	MI	20851	20899	20802	21319

Tabelle 8.4: Triggerraten in Abhängigkeit der ECAL1-Trigger-Schwellen. Die Schwellen in den hadronischen Kalorimetern wurden nicht verändert. Gezeigt sind die Raten des ‚Inner‘- (IT), ‚Middle‘- (MT) und ‚Ladder‘-Triggers (LT) für die die niedrige Schwelle des ECAL1-Triggers benutzt wird. Der reine Kalorimetertrigger (CT) verwendet die hohe ECAL1-Trigger-Schwelle. Die Raten der inklusiven Trigger sind unabhängig von den Kalorimetern und daher ein Anhaltspunkt für das Verhalten der Strahlintensität während der Studien.

8.2.3 Inbetriebnahme des ECAL1-Triggers

Bevor der ECAL1-Trigger in die Datennahme integriert werden konnte, musste ein Zeitabgleich mit dem restlichen Triggersystem erfolgen. Zur Untersuchung des zeitlichen Verhaltens des Triggersystems wird, wie bereits in Abschnitt 6.2.2 beschrieben, das TDC-Spektrum der ‚Beam-Momentum-Station‘ (BMS) betrachtet. Es wurden spezielle Daten genommen, bei denen der ECAL1-Trigger sowohl mit der hohen als auch der niedrigen Schwelle ohne Hodoskopinformationen und ohne die hadronischen Kalorimeter betrieben wurde. Das Ergebnis zeigt Abbildung 8.6.

Der Mittelwert der angepassten Kurven liegt nicht exakt bei 0, wie für die übrigen Trigger. Diese Abweichung wurde durch Anpassen der Kabel ausgeglichen. Daraus ergeben sich die bereits in Abbildung 8.2 gezeigten Kabellängen. Wie man erkennt, ist die Verteilung im Zeitspektrum für beide Schwellen relativ schmal. Die Breite der Maxima des reinen Kalorimetertriggers der hadronischen Kalorimeter beträgt etwa 2 ns. Der ECAL1-Trigger liegt mit 1,6 ns für die hohe und 1,9 ns für die niedrige Schwelle noch darunter und konnte somit erfolgreich im Juni 2007 in den kalorimetrischen Teil des Triggersystems aufgenommen werden.

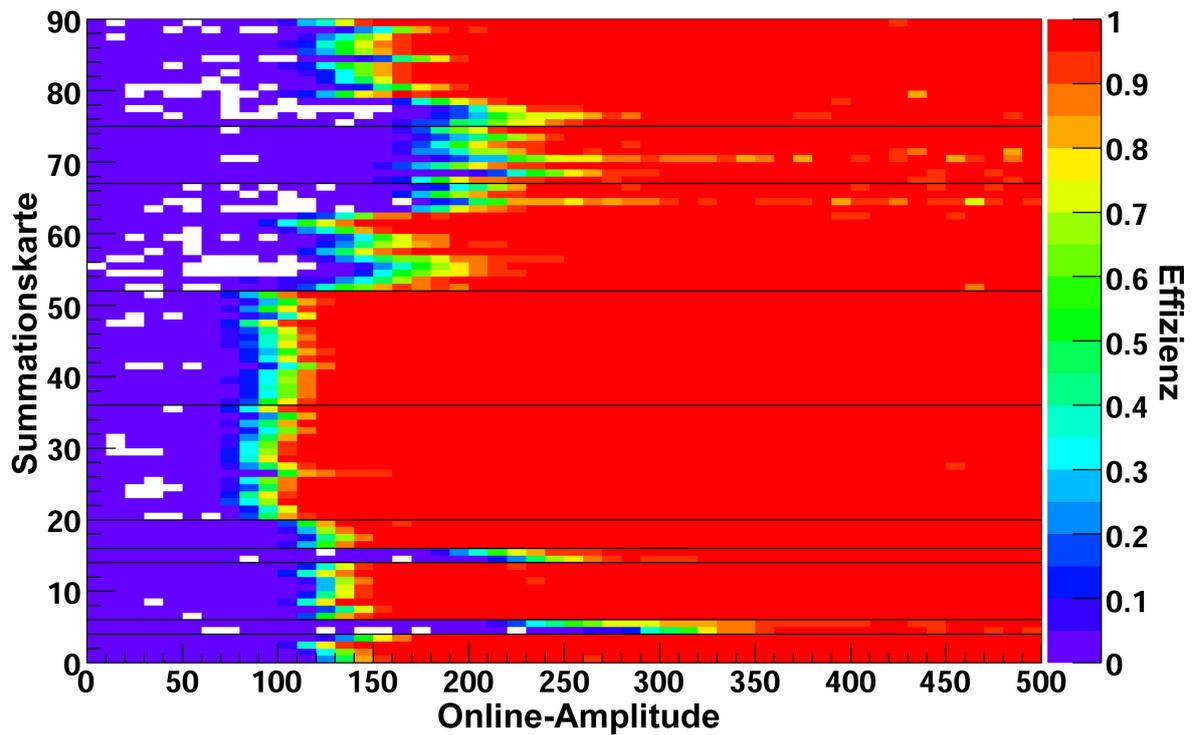


Abbildung 8.5: Triggereffizienz in Abhängigkeit der Online-Amplitude (siehe Abschnitt 6.1.2) für alle Summationskarten. Benutzt wurde die TDC-Information der CF-Diskriminatoren.

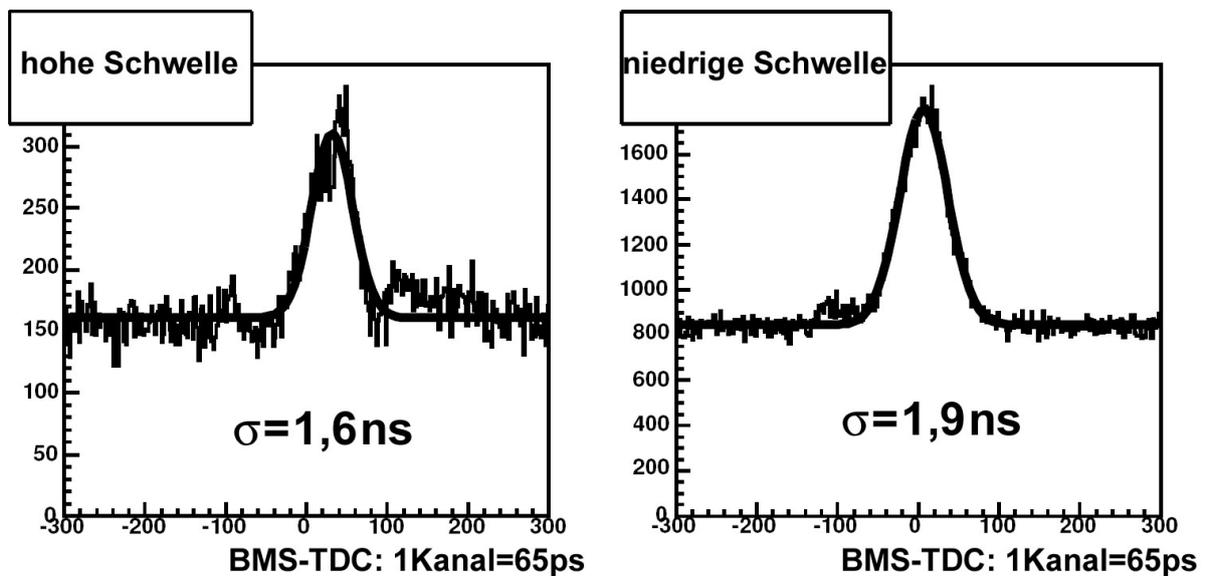


Abbildung 8.6: TDC-Spektren der BMS für einen reinen ECAL1-Trigger mit hoher und niedriger Schwelle.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Das ECAL1-Triggersystem wurde im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit in Betrieb genommen, getestet und verbessert.

Während der Datennahme 2006 wurde der ECAL1-Trigger testweise in Betrieb genommen. Es wurde gezeigt, dass das Prinzip der Triggerelektronik funktioniert. Die während der Testphase aufgetretenen Probleme bezüglich des unzureichenden Zeitabgleichs und der Zeitauflösung der ECAL1-Trigger-Elektronik wurden untersucht und vor der Datennahme 2007 behoben.

Anhand der Analyse von rekonstruierten Daten ließen sich wichtige Erkenntnisse über die Integration des ECAL1-Triggers im Myon-Triggersystem gewinnen. Dazu wurde beispielsweise die Verteilung geladener Spuren an ECAL1 und deren Energiedeposition untersucht. So wurde verifiziert, dass die verwendete Triggerlogik, bei der bestimmte Bereiche vom Triggersystem ausgeschlossen werden, im Myonprogramm sinnvoll ist. Durch Untersuchungen zur Energiekalibration und Zeitabstimmung des ECAL1 konnten die Arbeiten zu Verbesserungen am Kalorimeter unterstützt werden. Die Betrachtung der Kombination aus ECAL1 und HCAL1 zeigt, dass der ECAL1-Trigger einen wichtigen Beitrag zur Verbesserung der Effizienz der semi-inklusive Myon-Trigger leisten kann.

Vor der Datennahme 2007 wurde eine verbesserte Ausleseelektronik aufgebaut, die durch das Verwenden von Constant-Fraction-Diskriminatoren die Zeitauflösung erhöht und außerdem zwei verschiedene Triggerschwellen für jede Summationskarte ermöglicht. Diese Verbesserungen konnten anhand erster Daten belegt werden.

Das ECAL1-Triggersystem wird auch für das zukünftige Physik-Programm von COM-PASS benötigt. Nach Beendigung des Myonprogramms sollen die Messungen zur Hadronspektroskopie beginnen. Einige der hierbei interessanten Kanäle weisen viele oder sogar nur neutrale Teilchen im Endzustand auf. Für diese Kanäle ist die Verwendung der Signale aus den elektromagnetischen Kalorimetern im Triggersystem erforderlich. Die ECAL1-Triggerlogik kann für das Hadronprogramm problemlos auf alle 90 Summationskarten erweitert werden, denn die Elektronik verarbeitet bereits alle Summationskartensignale. Für die Verwendung des ECAL1-Triggers im Hadronprogramm wurden bereits erste Monte-Carlo-Studien durchgeführt. Die Software zur Analyse der Integration des ECAL1-Triggers in die Monte-Carlo-Untersuchungen wurde ebenfalls während dieser Diplomarbeit entwickelt, wenn auch nicht explizit vorgestellt.

Zusammenfassend bietet der ECAL1-Trigger, sowohl im gegenwärtigen Myon- als auch im zukünftigen Hadronprogramm, eine wichtige Möglichkeit, die Effizienz des Triggersystems zu verbessern und zusätzliche Ereignisse in neuen Kanälen zu selektieren.

Anhang A

Beschriftung der Summationskarten

Die unterschiedlichen Benennungen der Summationskarten durch die ECAL1- und die Myon-Trigger-Arbeitsgruppen sind in den folgenden Tabellen ‚übersetzt‘.

Aufschrift Kabel	Aufschrift Karte	Aufschrift Karte	Aufschrift Kabel
20	M17	M0	47
21	M20	M1	42
22	M23	M2	36
23	M26	M3	48
24	M29	M4	43
25	M16	M5	37
26	M19	M6	49
27	M22	M7	44
28	M25	M8	38
29	M28	M9	50
30	M15	M10	45
31	M18	M11	39
32	M21	M12	51
33	M24	M13	46
34	M27	M14	40
35	M35	M15	30
37	M5	M16	25
38	M8	M17	20
39	M11	M18	31
40	M14	M19	26
41	M34	M20	21
42	M1	M21	32
43	M4	M22	27
44	M7	M23	22
45	M10	M24	33
46	M13	M25	28
47	M0	M26	23
48	M3	M27	34
49	M6	M28	29
50	M9	M29	24
51	M12	M34	41
		M35	35

Tabelle A.1: Beschriftung der MAINZ Karten in ECAL1 und der zugehörigen Kabel vom LEMO-Ausgang zum Splitter.

Aufschrift Kabel	Aufschrift Karte	Aufschrift Karte	Aufschrift Kabel
52	G5	G0	79
53	G11	G1	75
54	G13	G2	71
55	G15	G3	67
56	G17	G4	63
57	G19	G5	52
58	G21	G6	80
59	G23	G7	76
60	G25	G8	72
61	G31	G9	68
62	G37	G10	64
63	G4	G11	53
64	G10	G12	81
65	G30	G13	54
66	G36	G14	82
67	G3	G15	55
68	G9	G16	83
69	G29	G17	56
70	G35	G18	84
71	G2	G19	57
72	G8	G20	85
73	G28	G21	58
74	G34	G22	86
75	G1	G23	59
76	G7	G24	87
77	G27	G25	60
78	G33	G26	88
79	G0	G27	77
80	G6	G28	73
81	G12	G29	69
82	G14	G30	65
83	G16	G31	61
84	G18	G32	89
85	G20	G33	78
86	G22	G34	74
87	G24	G35	70
88	G26	G36	66
89	G32	G37	62

Tabelle A.2: Beschriftung der GAMS Karten in ECAL1 und der zugehörigen Kabel vom LEMO-Ausgang zum Splitter.

Anhang B

Constant-Fraction-Diskriminatoren

Bei Constant-Fraction-Diskriminatoren wird, wie bei allen Diskriminatoren, zunächst das Überschreiten der gesetzten Schwelle gefordert. Der Zeitpunkt des Ansprechens wird aber nicht, wie beim Leading-Edge-Diskriminator durch den Zeitpunkt des Überschreitens der Schwelle festgelegt, sondern entspricht dem Zeitpunkt des Überschreitens eines gewissen Anteils der maximalen Amplitude des Signals.

In Abbildung B.1 ist das Prinzip eines Constant-Fraction-Diskriminators anhand zweier Signale mit unterschiedlicher Amplitude, aber gleicher Pulsform, skizziert. Der Constant-Fraction-Diskriminator vergleicht das verzögerte Eingangssignal mit dem um einen gewissen Faktor verkleinerten Signal. Sobald beide gerade gleich groß sind, spricht der Diskriminator an. Dieser Zeitpunkt ist unabhängig von der Amplitude des Eingangssignals.

Das Funktionsprinzip des Constant-Fraction-Diskriminators basiert auf Eingangssignalen, deren Pulsform, insbesondere die Anstiegszeit, für alle Amplituden gleich ist. Wie am Oszilloskop überprüft wurde, erfüllen die Analogsignale der Summationskarten des ECAL1-Triggers diese Bedingung.

Die Verzögerungszeit t_d des Constant-Fraction-Diskriminators muss der Anstiegszeit t_{rise} der Eingangssignale angepasst werden. Dabei soll nach [27] mindestens

$$t_d = (1 - f) * t_{rise}$$

gelten, wobei f der Faktor ist, um den das Eingangssignal gestaucht wird. f wird über einen Spannungsteiler festgelegt, der im Modell LeCroy 3420 ebenfalls modifiziert werden kann. Die Tabelle B.1 gibt die im ECAL1-Triggersystem gewählten Werte für f und t_d an. Die Schwellen können für die 16 Kanäle eines LeCroy 3420-Moduls einzeln über ein ‚CAMAC-Interface‘ eingestellt werden. Weitere Details zum verwendeten Diskriminator finden sich unter [27, 28].

ECAL1-Bereich	t_d [ns]	f
OLGA	10	2/3
MAINZ	8	1/3
GAMS	10	1/3

Tabelle B.1: Einstellungen der LeCroy 3420-Module in der ECAL1-Trigger-Elektronik.

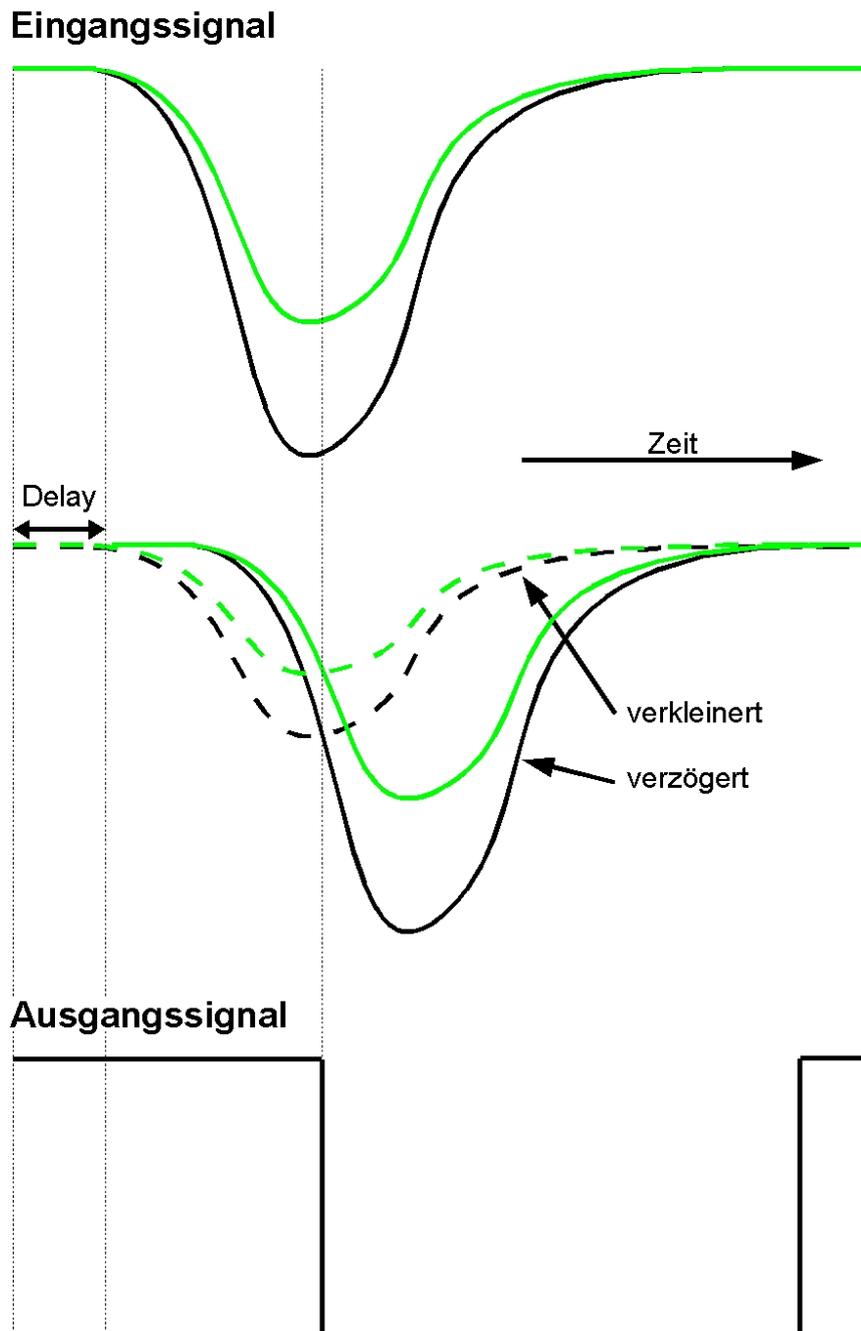


Abbildung B.1: Funktionsprinzip eines Constant-Fraction-Diskriminators. Für zwei Signale, die sich lediglich in ihren Amplituden unterscheiden, ist der Zeitpunkt, bei dem eine verkleinerte und eine verzögerte Kopie des Eingangssignals gleich groß sind, identisch.

Literaturverzeichnis

- [1] The COMPASS Collaboration. COMPASS proposal. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 518:121, 2004. CERN/SPSLC 96-14, SPSC/P297, CERN/SPSLC 96-30, 1996.
- [2] H1 Collaboration (C. Adloff et al.). Measurement of neutral and charged current cross-sections in positron proton collisions at large momentum transfer. *Eur.Phys.J.C*, 13:609–639, 2000.
- [3] ZEUS Collaboration (S. Chekanov et al.). A zeus next-to-leading-order qcd analysis of data on deep inelastic scattering. *Phys.Rev.D*, 67:012007, 2003.
- [4] G. Mallot. The Spin Structure of the Nucleon from SMC Experiments. Habilitationsschrift, 1996.
- [5] European Muon Collaboration (J. Ashman et al.). A Measurement of the Spin Asymmetry and Determination of the Structure Function $g(1)$ in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering. *Phys. Lett. B*, 206:364, 1988.
- [6] J. Pretz. The Gluon Polarisation in the Nucleon from the COMPASS Experiment. Habilitationsschrift, 2007.
- [7] S. Koblitz on behalf of the COMPASS collaboration. New measurements of $\frac{\Delta G}{G}$ at COMPASS. In *Proceedings of the 13th International Conference In Quantum Chromodynamics (QCD06)*, Montpellier, July 2006.
- [8] S. Koblitz on behalf of the COMPASS collaboration. Determination of $\frac{\Delta G}{G}$ from Open Charm events at COMPASS. In *Proceedings of XV International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS2007)*, München, April 2007.
- [9] The COMPASS Collaboration. The COMPASS Hadron Programme. April 2007. CERN-SPSC-2007-015.
- [10] The COMPASS Collaboration (P. Abbon et al.). The COMPASS-Experiment at CERN. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 577:455–518, 2007. arXiv:hep-ex/0703049v1.
- [11] C. Bernet et al. The COMPASS trigger system for muon scattering. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 550:217–240, 2005. CERN/SPSLC 96-14, SPSC/P297, CERN/SPSLC 96-30, 1996.
- [12] Mario Leberig. Das COMPASS-Triggersystem zur Messung des Gluonbeitrags ΔG zum Protonspin. Doktorarbeit, 2002.

- [13] A. Abragam. The principles of nuclear magnetism. *The Clarendon Press, Oxford*, 1961.
- [14] R. Edelhoﬀ. Simulation, Aufbau und Test einer Bleiglasmatrix zum Nachweis hoch-energetischer elektromagnetischer Strahlung, 1990. Diplomarbeit.
- [15] W.-M. Yao et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G: Nucl. Part. Phys.*, 33, 2006.
- [16] C.W. Fabjan. Calorimetry in High-Energy Physics. *CERN-EP/85-54*, 1985.
- [17] C. Grupen. *Teilchendetektoren*. BI-Wissenschaftsverlag, 1983.
- [18] C.A. Heusch. The Use of Cherenkov Techniques for Total Absorption Measurements. *CERN-EP/84-98*, 1984.
- [19] NA14 Collaboration (P. Astbury et al.). Measurement of Deep Inelastic Compton Scattering of High Energy Photons. *Phys.Lett. B*, 152:419–427, 1985.
- [20] BEATRICE Collaboration (M. Adamovich et al.). WA92: a fixed target experiment to trigger on and identify beauty particle decays. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 379:252–270, 1996.
- [21] W. Brückner et al. The electromagnetic calorimeter in the hyperon beam experiment at CERN. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 313:345–356, 1992.
- [22] F. Binon et al. Hodoscope Multiphoton Spectrometer GAMS-2000. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 248:86–102, 1986.
- [23] H. Fischer et al. Implementation of the Dead-Time Free F1 TDC in the COMPASS Detector Readout. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 461:507–510, 2001.
- [24] C. Bernet. Caractérisation des Micromégas et mesure de la polarisation des gluon sur COMPASS. Doktorarbeit, 2004.
- [25] CORAL web page. <http://coral.cern.ch>.
- [26] PHAST web page. <http://ges.web.cern.ch/ges/phast>.
- [27] Operators Manual. 16-Channel Constant Fraction Discriminator LeCroy3420. 1996.
- [28] M. R. Maier et al. The sixteen-channel APEX constant fraction discriminator. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 337:526, 1995.

Danksagung

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

Zunächst gilt mein Dank meiner Betreuerin Prof. Eva-Maria Kabuß, die mir diese Arbeit und die aktive Teilnahme am COMPASS-Experiment ermöglichte und mir bei allen Fragen und Diskussionen sehr geholfen hat.

Ein ganz besonderes Dankeschön geht an Susanne Koblitz für ihre große Unterstützung während des vergangenen Jahres, ihre Aufmunterungen und nicht zuletzt ihrem unermüdlichen Korrekturlesen dieser Arbeit.

Bei Herrn Prof. von Harrach möchte ich mich für seine hilfreichen Ideen und Kommentare bedanken.

Jens Barth danke ich für seine vielfältige Unterstützung und Hilfe, die sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Ich möchte mich auch allen anderen Mitgliedern der Triggergruppe, insbesondere Johannes Bernhard und Roman Hermann, und der COMPASS-Kollaboration bedanken, die mir bei dieser Arbeit sehr geholfen haben. Besonders danke ich Christian Wuttke für seine Ermutigungen und den großen Spaß, den wir gemeinsam während unseres Studiums hatten.

Ganz herzlich möchte ich an dieser Stelle meiner Familie danken, die mich während meines gesamten Studiums unterstützt und ermutigt hat. Ich danke allen Freunden, die für den nötigen Ausgleich gesorgt haben, und Michael Hertling, der immer für mich da war.