





Abschlussarbeit im Bachelorstudiengang Physik

Schauer Charakterisierung in den elektromagnetischen Kalorimetern bei COMPASS (CERN)

Ferdinand Hitzler

18.07.11

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das COMPASS-Experiment	2
2.1	Forschungsschwerpunkte des COMPASS-Experimentes	2
2.1.1	Primakoff-Streuung und Pion-Polarisierbarkeit	2
2.1.2	Exotische Zustände	3
2.1.3	Gluonen-Polarisation	3
2.1.4	Weitere Experimente	4
2.2	Strahl-Erzeugung	4
2.2.1	Myonenstrahl	4
2.2.2	Hadronenstrahl	6
2.2.3	Elektronenstrahl	6
2.3	Target-Eigenschaften	6
2.3.1	Myonen-Programm	7
2.3.2	Hadronen-Programm	7
2.4	Aufbau des Spektrometers	8
2.4.1	Spurmessung	9
2.4.2	Teilchenidentifikation	10
2.4.2.1	Myonen-Identifikation	10
2.4.2.2	Der RICH-Detektor	10
2.4.3	Kalorimeter	11
2.4.3.1	Die hadronischen Kalorimeter	11
2.4.3.2	Die elektromagnetischen Kalorimeter	12
2.4.4	Triggersystem	13
2.5	Datenanalyse	13
2.5.1	CORAL	14
2.5.2	PHAST	14
2.5.3	Das ROOT-Framework	14
3	Die elektromagnetischen Kalorimeter	15
3.1	Kalibrierung und LED-Überwachung	15
3.1.1	Kalibrierung	15
3.1.2	LED-Überwachung	16

Inhaltsverzeichnis

3.2 Die ECAL Modul-Typen	16
3.2.1 ECAL1-Module	17
3.3 E/P-Verhältnis	18
3.4 Nachweis von Pionen	18
3.4.1 Erstellung der Massenspektren	19
3.4.2 Energieauflösung und Massenauflösung in der Pionen-Messung . . .	20
3.5 Schauer-Profile	22
3.5.1 Grundlagen	22
3.5.2 Anwendung auf ECAL1	24
3.6 Winkelabhängigkeit	26
4 Zusammenfassung	28
A Literaturverzeichnis	30
B Danksagung	32

Kapitel 1

Einleitung

Die Hochenergiephysik und vor allem Untersuchungen an Teilchenbeschleunigern sind in der aktuellen Forschung von großer Bedeutung. Die Experimente im Energiebereich von einigen GeV bis TeV können Aufschluss über die Zusammensetzung unseres Universums in seinem frühesten Anfangsstadium, kurz nach dem Urknall, geben. Zudem ermöglichen sie ein Verständnis des Aufbaus der heutigen Materie. Die Faszination dieser Forschungsbereiche bringt den Menschen dazu, immer leistungsstärkere Teilchenbeschleuniger zu bauen, um dem Aufbau der Materie, des Universums und dem Urknall Stück für Stück näher zu rücken.

Voraussetzung dafür, aus solchen Experimenten Erkenntnisse zu gewinnen, sind die beteiligten Detektoren. So ist es stets ein großes Anliegen deren Leistung zu verbessern. Von genauso großer Bedeutung ist natürlich auch die Entwicklung geeigneter Datenanalysemethoden, um die enormen Datenmengen, die ein solches Experiment hervorbringt verarbeiten zu können. Bei gutem Verständnis der stattfindenden Prozesse lässt sich die Sensitivität des Experiments durch optimale Kalibrierung und die entsprechenden Fitmethoden in der Datenanalyse deutlich steigern.

Das COMPASS-Experiment am CERN ist eines dieser Experimente, das mit einem Energiebereich von einigen hundert GeV ein bedeutendes Forschungsprojekt darstellt. Es handelt sich um ein besonders vielseitiges Experiment, das mit den unterschiedlichsten Detektortypen ausgestattet ist. Dabei ist für jeden einzelnen Detektor eine möglichst gute Kalibrierung notwendig, um den Anforderungen des Experiments gerecht zu werden.

Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Untersuchung des Auflösungsvermögens des elektromagnetischen Kalorimeters ECAL1 am COMPASS-Experiment. Dieser Detektor dient der Energiemessung hochenergetischer Photonen und ist beispielsweise zum Nachweis neutraler Pionen von besonderer Bedeutung. Er wurde 2006 in das Experiment implementiert und weist bisher noch ein unzureichendes Energie- und Ortsauflösungsvermögen auf.

Zunächst wird ein allgemeiner Überblick über das COMPASS-Experiment gegeben. Es folgt eine kurze Beschreibung der verwendeten Datenanalysemethoden und anschließend eine nähere Betrachtung der elektromagnetischen Kalorimeter. Die Mängel des Auflösungsvermögens werden anhand unterschiedlicher Messungen dargelegt und erste Schritte auf dem Weg zu einer besseren Behandlung der Daten gezeigt.

Kapitel 2

Das COMPASS-Experiment

Das COMPASS¹-Experiment am CERN befasst sich mit Hadronenspektroskopie, sowie mit Untersuchungen zur Spinstruktur des Nukleons und der Spinanteile der Gluonen und Quarks. Es handelt sich um ein *fixed-target*-Experiment, bei dem Myonen mit einem Impuls von bis zu 200 GeV/ c bzw. Hadronen mit einem Impuls von bis zu 280 GeV/ c auf ein ruhendes Target geschossen werden [1]. Um die Teilchen zu identifizieren, die bei dieser Wechselwirkung entstehen, bedarf es ausgefeilter Detektortechnik, die sich hinter dem Target auf über mehr als 50 Meter erstreckt und aus den unterschiedlichsten Komponenten besteht.

In den folgenden Kapiteln wird ein Überblick die Schwerpunkte der Forschung am COMPASS-Experiment, sowie die Detektortechnik gegeben. Auf die elektromagnetischen Kalorimeter, deren Untersuchung Gegenstand dieser Arbeit ist, wird zudem genauer in Kapitel 3 eingegangen.

Alle Daten der folgenden Kapitel (vor allem der Abschnitte 2.2 bis 2.4) wurden, soweit nichts anderes angegeben ist, [1] entnommen.

2.1 Forschungsschwerpunkte des COMPASS-Experimentes

Am COMPASS-Experiment werden (tief-)inelastische Streuexperimente durchgeführt, die die Untersuchung vieler interessanter Aspekte der Teilchenphysik ermöglichen. Durch die Möglichkeit unterschiedliche Teilchenstrahlen zu benutzen (vgl. Abschnitt 2.2), wird die Vielfältigkeit des Experimentes noch deutlich gesteigert. Im Folgenden werden einige der Experimente kurz vorgestellt.

2.1.1 Primakoff-Streuung und Pion-Polarisierbarkeit

Eines der COMPASS-Experimente beschäftigt sich mit der Polarisierbarkeit von Pionen, die über Primakoff-Streuung gemessen wird. Dabei wird ein Pion im Coulombfeld eines Kernels unter Emission eines hochenergetischen Photons

¹COMMON MUON PROTON APPARATUS FOR STRUCTURE AND SPECTROSCOPY

gestreut ($\pi^- + Z \rightarrow \pi'^- + Z + \gamma$) [2]. Wird in den elektromagnetischen Kalorimetern eine ausreichend hohe Photonenenergie gemessen, ist das ein Anzeichen für ein Primakoff-Event und der Streuwinkel und Impuls des Pions, sowie Energie und Position des Photons werden aufgenommen. Mit der Messung des Wirkungsquerschnittes dieses Prozesses lassen sich Rückschlüsse auf die Quarkstruktur des Pions ziehen, die über dessen elektrische und magnetische Polarisierbarkeit in einem externen elektromagnetischen Feld bei der $\pi\gamma$ -Streuung charakterisiert ist [3].

Weitere Informationen zu diesem Experiment sind in [3] zu finden.

2.1.2 Exotische Zustände

Während das einfache Quark-Modell nur mesonische $q\bar{q}$ - und baryonische qqq -Zustände zulässt, erlaubt die QCD, die grundlegende Theorie der starken Wechselwirkung, weitere, sogenannte exotische Zustände. Dabei könnte es sich um Zustände wie „Tetraquarks“ ($qq\bar{q}\bar{q}$) oder um Hybrid-Zustände ($qq\bar{q}$), in denen ein Gluon mit den Quarks koppelt, handeln. Da das Gluon selbst eine Farbladung trägt, wären auch reine Gluonenzustände, sogenannte *Glueballs* denkbar. Aber auch „nicht-exotische“ Teilchen, wie zum Beispiel das *doubly charmed baryon*, ein Baryon mit zwei *Charm*-Quarks, bei dem noch wenig über Masse, Lebensdauer und Zerfallsbreite bekannt ist, bedürfen noch genauerer Untersuchung. [4]

Das COMPASS-Experiment ermöglicht beispielsweise über diffraktive Streuung die Untersuchung solcher Teilchen. Über die charakteristischen Zerfallsprodukte oder die Entdeckung angeregter Zustände mit für herkömmliche Teilchen verbotenen Quantenzahlen könnten solche exotischen Teilchen nachgewiesen werden. [4]

2.1.3 Gluonen-Polarisation

Die Untersuchung der Zusammensetzung des Kernspins aus den Spin- und Drehimpuls-Anteilen der Quarks und Gluonen ist ein wichtiges Thema der Teilchenphysik. Experimente ergaben, dass nur etwa 20 % - 30 % des Kernspins auf die Quarks zurückzuführen sind, deutlich weniger, als die 60 %, die das Quark-Parton-Modell vorraussagt [4]. Über die Messung der Gluonen-Polarisation wird am COMPASS-Experiment versucht, den Anteil, den die Gluonen zum Kernspin beitragen, zu bestimmen. Dabei werden zwei unterschiedliche Vorgehensweisen angewandt.

Bei tiefinelastischen Myon-Proton-Stößen kann es zu einer sogenannten Photon-Gluon-Fusion ($\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$) kommen. Diesen Prozess neben der deutlich häufiger auftretenden, direkten Absorption des Photons nachzuweisen ist die größte Schwierigkeit der Messung. Der einfachste Weg führt über die Produktion von Charm-Quarks in der Photon-Gluon-Fusion ($\gamma^* g \rightarrow c\bar{c}$), die durch die Beobachtung von *D*-Mesonen, die ein Charm-Quark

enthalten, nachgewiesen werden können. Das ist wiederum über die Beobachtung der Zerfallsprodukte aus dem D -Mesonen-Zerfall und der Messung ihrer Massen möglich. [5]

Um aus den so identifizierten Photon-Gluon-Prozessen etwas über die Polarisierung des Gluons zu erfahren, werden (bei polarisiertem Strahl) die Wirkungsquerschnitte dieses Prozesses bei unterschiedlicher Polarisierung des Targets gemessen. Aus der Wirkungsquerschnitts-Asymmetrie lässt sich schließlich die Gluonen-Polarisation bestimmen. Nähere Informationen hierzu sind in [5] zu finden.

Anstelle der Suche nach Charm-Mesonen geht eine andere Methode, die Gluonen-Polarisation zu messen, über die Betrachtung von Ereignissen, bei denen zwei Hadronen mit großem transversalem Impuls auftreten. Über diese Methode erhält man eine deutlich bessere Statistik für die Wirkungsquerschnitts-Asymmetrie, allerdings auch einen verstärkten Untergrund. Weitere Informationen zu dieser Vorgehensweise sind in [6] zu finden.

2.1.4 Weitere Experimente

Zusätzlich zu den genannten gibt es noch weitere Experimente, wie die Messung der Spin-Struktur-Funktion und Spin-Asymmetrien des Deuterons, „*Collins and Sivers*“-Asymmetrien oder Λ und $\bar{\Lambda}$ -Polarisation [4]. Auf diese Experimente wird hier aber nicht näher eingegangen. Weitere Informationen dazu können unter anderem den entsprechenden Publikationen auf der COMPASS-Internetseite [7] entnommen werden.

2.2 Strahl-Erzeugung

Zur Strahl-Erzeugung wird für COMPASS das *Super Proton Synchrotron* (SPS) verwendet, das auch als Vorbeschleuniger des *Large Hadron Colliders* (LHC) dient. Dieser Beschleunigerring ist in der Lage einen $400\text{ GeV}/c$ Primärstrahl mit einem Protonenfluss von $2,4 \cdot 10^{13}$ Teilchen pro *spill* zu erzeugen. Bei einem *spill* handelt es sich um einen 9,8 Sekunden andauernden Protonenausstoß, der sich alle 40 bis 50 Sekunden in einem SPS Zyklus wiederholt. Durch die entsprechenden Einstellungen lässt sich aus diesem Primärstrahl je nach Anforderung ein Hadronenstrahl oder ein Myonenstrahl erzeugen. Zu Kalibrationszwecken ist es außerdem möglich einen $40\text{ GeV}/c$ Elektronenstrahl zu gewinnen.

2.2.1 Myonenstrahl

Zur Erzeugung des Myonenstrahls wird der $400\text{ GeV}/c$ Protonenstrahl des SPS auf ein 50 cm dickes Beryllium-Target gerichtet. Die Dicke des Targets kann, um einen geringeren Myonenfluss zu erhalten, beliebig verringert werden. Es entsteht ein Teilchenstrahl der hauptsächlich aus Pionen und zu 3,6 % aus Kaonen besteht. Der Impuls des Strahls

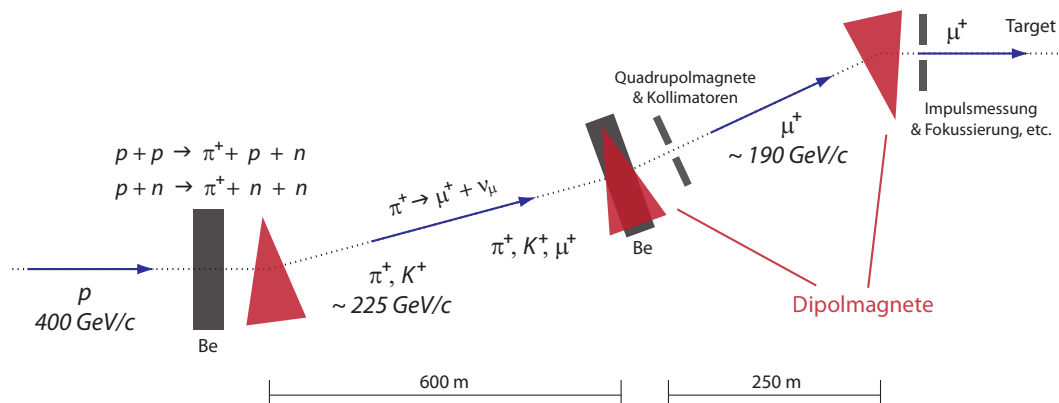


Abbildung 2.1: Skizze des Strahlverlaufs für Myonen. Die Dipolmagneten sind rot dargestellt. Daten aus [1], Grafik nach [8].

wird durch entsprechende Einstellungen mehrerer Dipol- und Quadrupolmagnete auf einen Bereich von $\pm 10\%$ um $225 \text{ GeV}/c$ geeicht. Anschließend durchlaufen die Pionen eine 600 m lange Strecke, über deren Verlauf der Strahl regelmäßig durch abwechselnd fokussierende und defokussierende Quadrupolmagnete gebündelt wird. Auf dieser Strecke zerfällt ein Teil der Pionen in Myonen und Neutrinos. Die verbleibenden Pionen (und Kaonen) werden durch einen wiederum aus Beryllium bestehenden Hadronenabsorber aus dem Strahl gefiltert. Diese Station ist außerdem kombiniert mit weiteren Dipolmagneten, um den Impulsbereich erneut einzugrenzen. Wieder wird der Strahl durch Quadrupolmagneten fokussiert und Kollimatoren sorgen neben einem parallelen Strahlverlauf für die Einstellung der gewünschten Strahldicke. Es folgt ein 250 m langer Strahlengang mit weiteren strahlbündelnden Quadrupolmagneten, der zur Oberfläche führt, wo der Strahl wieder in die Horizontale gebracht wird. Dort durchläuft der Strahl sechs Faserszintillationsdetektoren zur Impulsmessung. Nach einer letzten präzisen Fokussierung trifft der bis zu $200 \text{ GeV}/c$ starke Myonenstrahl schließlich auf das Target. Der Myonenfluss darf dabei aufgrund von Strahlenschutzrichtlinien maximal $2 \cdot 10^8$ Teilchen pro *spill* betragen. Dieser Wert ist für einen Impulsbereich von 80 bis $160 \text{ GeV}/c$ zu erreichen. Standardmäßig wird zur Datenaufnahme ein $160 \text{ GeV}/c$ Strahl verwendet. Eine Skizze des Strahlenverlaufs kann in Abbildung 2.1 betrachtet werden.

Eine wichtige Eigenschaft für die Experimente zur Untersuchung der Gluonen-Polarisation ist die natürliche Polarisation des Myonenstrahls. Diese kommt zustande, weil der über die schwache Wechselwirkung stattfindende Pionenzерfall, aus dem die Myonen hervorgehen, paritätsverletzend ist. Bei maximalem Myonenfluss erreicht man eine Polarisation von ca. 80 %.

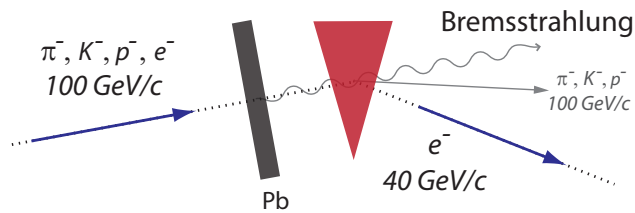


Abbildung 2.2: Skizze zur Erzeugung des Elektronenstrahls.

2.2.2 Hadronenstrahl

Der Aufbau zur Erzeugung des Hadronenstrahls bis $225 \text{ GeV}/c$ unterscheidet sich nur geringfügig von dem Aufbau für den Myonenstrahl. Es müssen lediglich der am Ende der 600 m Strecke stehende Hadronenabsorber aus dem Strahlengang entfernt und Einstellungen für die entsprechenden Teilchenimpulse geladen werden. Für größere Strahlenergien (bis $280 \text{ GeV}/c$) ist zusätzlich eine optimierte Strahloptik der Quadrupolmagneten erforderlich.

Da der Strahl sowohl aus Pionen, Protonen als auch aus Kaonen besteht, wird außerdem ein Cherenkov-Zähler zur Teilchenidentifikation am Ende des Strahlengangs implementiert. Dafür wird allerdings keine Impulsmessung der einlaufenden Teilchen durchgeführt, da wegen des großen Materialbudgets der szintillierenden Faserdetektoren zu viele Wechselwirkungen außerhalb des Targets stattfinden würden.

2.2.3 Elektronenstrahl

Für den Elektronenstrahl wird zunächst aus einem negativen Primärstrahl ein $100 \text{ GeV}/c$ negativer Sekundärstrahl (π^- , K^- , p^- , e^-) erzeugt, der auf einen 5 mm dicken Bleikonverter trifft. In diesem verlieren nur die im Strahl befindlichen Elektronen über Bremsstrahlung einen Energiebetrag von 60 GeV. Die folgenden Dipolmagneten sind nun so eingestellt, dass nur die resultierenden $40 \text{ GeV}/c$ Elektronen zum Target gelangen. Die restlichen Teilchen sind somit aussortiert (vgl. Abbildung 2.2).

2.3 Target-Eigenschaften

Aufgrund des COMPASS-Programms und dessen unterschiedlichen Forschungsschwerpunkten ist es neben der Möglichkeit unterschiedliche Teilchenstrahlen zu erzeugen, auch notwendig den Target-Bereich möglichst variabel zu halten. An diesen Bereich sind für das Myonen- und Hadronen-Programm die unterschiedlichsten Anforderungen gestellt.

2.3.1 Myonen-Programm

Der für die Gluonen-Polarisationsexperimente erforderliche polarisierte Myonenstrahl ist wie bereits erwähnt gegeben (vgl. Abschnitt 2.2.1). Eine weitere Voraussetzung für die Experimente ist die Polarisation des Targets. Das Target muss aus einem möglichst großen Anteil an polarisierbarem Material bestehen und es muss für eine starke Polarisation gesorgt werden. Diese beiden Faktoren, Stärke der Polarisation und Anteil an polarisierbarem Material, sind entscheidend für die Messstatistik.

Da durch ein externes Magnetfeld nur eine geringe Kernspinpolarisation zu erreichen ist, wird auf die Methode der *dynamic nuclear polarisation* (DNP) zurückgegriffen. Bei dieser Methode wird die Spinpolarisation des Elektrons auf den Kern übertragen. Um diese Übertragung zu induzieren wird Mikrowellenstrahlung angewendet. Das Targetmaterial muss hierzu paramagnetische Zentren aufweisen, die durch Bestrahlung des Materials vor dem Füllen in das COMPASS-Target induziert werden. Neben einem starken homogenen Magnetfeld ist außerdem die Kühlung auf eine Temperatur von unter einem Kelvin notwendig.

Als Targetmaterial wurden 2002 bis 2004 für das COMPASS-Myonenprogramm zwei hintereinanderliegende Lithiumdeuterid-Blöcke mit entgegengesetzter Polarisation verwendet. Mit diesem Material kann in einem 2,5 T Magnetfeld eine Deuterium-Polarisation von über 40 % erreicht werden. Außerdem ergibt sich für das Lithiumdeuterid ein Anteil von polarisierbarem Material von etwa 0,35. Seit 2006 wird allerdings ausschließlich Ammoniak verwendet. Hierfür ergibt sich eine Polarisation von bis zu 90 %, dafür beträgt der Anteil an polarisierbarem Material nur etwa 0,15. Weitere Informationen zu den polarisierten Targets sind in [9], [10], [11] zu finden.

2.3.2 Hadronen-Programm

Bei der Messung der Pion-Polarisierbarkeit über die Primakoff-Streuung werden unterschiedliche Festkörper-Targets verwendet. Da Primakoff-Streuung verstärkt bei Targetmaterialien mit großer Kernladungszahl auftritt, wurde 2004 zur Messung ein Blei-Target verwendet. Dieses wurde 2009 jedoch durch ein Nickel-Target ersetzt. Um außerdem die Abhängigkeit des Primakoff-Wirkungsquerschnitts von der Kernladungszahl zu untersuchen, können auch Kupfer- und Kohlenstoff-Targets verwendet werden. Um störende Vielfachstreuungseffekte zu minimieren, wird jeweils eine Targetdicke von maximal 0,5 Strahlungslängen gewählt.

Für die Hadronspektroskopie wurde hauptsächlich ein flüssiges Wasserstofftarget verwendet. Es wurden allerdings auch Messungen an nuklearen Targets durchgeführt um eventuelle Unterschiede in den Produktionsmechanismen der angeregten Hadronen zu untersuchen.

Eine Besonderheit des Hadronenprogramms ist der Rückstoßprotonendetektor, der das Target umgibt und auf den in Abschnitt 2.4.4 weiter eingegangen wird.

2.4 Aufbau des Spektrometers

Um Messungen bei den hohen Strahl-Intensitäten des COMPASS-Experiments durchführen zu können, müssen die verwendeten Detektoren und Ausleseinstrumente hohe Zählraten und Triggerraten, sowie enorme Datenmengen verarbeiten können. Zudem sollte die Materialbelegung durch die Detektoren gering gehalten werden, um Vielfachstreuung und Sekundärreaktionen zu vermeiden. Damit sind besondere Anforderungen an die Detektoren gestellt. Außerdem ist es notwendig, die Detektoren gut zu verstehen, um eine hervorragende Kalibrierung sicherzustellen und geeignete Fitmethoden für die erhaltenen Signale entwickeln zu können. Für die eigentlichen Experimente ist die Untersuchung und das Verständnis der COMPASS-Detektortechnik somit eine Grundvoraussetzung.

Der COMPASS-Spektrometer hat einen dreiteiligen Aufbau, der sich zum Ersten aus einem Teil zur Strahluntersuchung, zum Zweiten aus dem *large angle spectrometer* (LAS) und drittens aus dem *small angle spectrometer* (SAS) zusammensetzt.

Der erste Teil befindet sich noch vor dem Target und dient der Messung des Strahlimpulses und der präzisen Spurmessung. Er besteht aus der *Beam Momentum Station* (BMS) aus szintillierenden Faserdetektoren, sowie weiteren Szintillations-Faser-Detektoren und Silizium-Microstrip-Detektoren zur Messung der einlaufenden Teilchenspur. Die Siliziumstreifendetektoren sind vor allem für eine exakte Bestimmung des Wechselwirkungspunkts von Bedeutung. Außerdem beinhaltet der Teil sogenannte *Veto-Counter* zur Separation des Strahl-Halos vom Strahl und der Bestimmung der Größe des Strahl-Brennpunktes.

Der *large angle spectrometer* (LAS) beginnt direkt hinter dem Target. Er dient der Messung von Teilchen, die unter großem Streuwinkel emittiert werden, wobei seine Akzeptanz bei $\pm 180 \text{ mrad}$ liegt. Der LAS ist um einem 1,1 m langen Dipolmagnet (SM1) mit 1,0 Tm Feldintegral aufgebaut und besteht aus dem RICH-Detektor, dem elektromagnetischen Kalorimeter ECAL1, dem hadronischen Kalorimeter HCAL1 und einem Myon-Filter. ECAL1, HCAL1 und der Myon-Filter weisen Aussparungen in der Mitte auf, um genaue Messungen der bei kleineren Streuwinkeln emittierten Teilchen im folgenden Sektor, dem SAS zu ermöglichen.

Den letzten Teil bildet der *small angle spectrometer* (SAS), der zur Messung von Teilchen mit kleinem Streuwinkel ($\pm 30 \text{ mrad}$) bestimmt ist. Dieser Teil beinhaltet einen 4 m Dipolmagneten (SM2) mit 4,4 Tm Feldintegral als Herzstück, einen elektromagnetischen Kalorimeter ECAL2 und einen hadronischen Kalorimeter HCAL2, sowie einen weiteren Myon-Filter.

Eine Skizze der Anordnung der einzelnen Komponenten ist in Abbildung 2.3 zu sehen. (Die Originalgrafik aus [1] wurde dabei um den elektromagnetischen Kalorimeter ECAL1 ergänzt, der 2004 noch nicht implementiert war.)

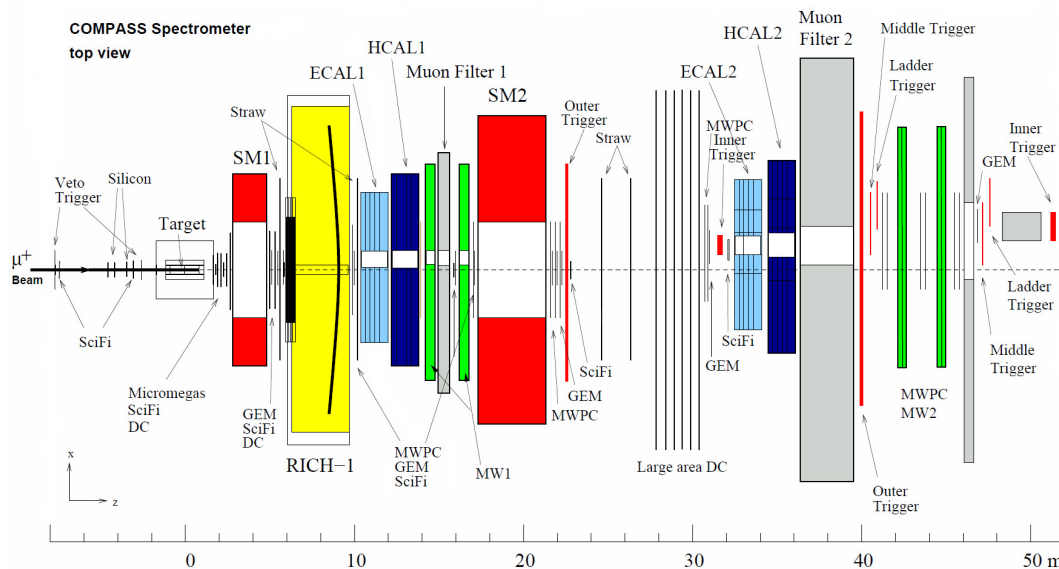


Abbildung 2.3: Überblick über den Aufbau des COMPASS-Experiments. Grafik aus [1] (nachbearbeitet).

2.4.1 Spurmessung

Zur Spurmessung werden drei verschiedene Kategorien an Detektoren unterschieden. Zum einen die *very small area trackers* (VSAT), die *small area trackers* (SAT) und die *large area trackers* (LAT).

Die *very small area trackers* werden in unmittelbarer Nähe des Strahls verwendet und müssen somit enorme Flussraten verarbeiten können, als auch mit hervorragender Ortsauflösung aufwarten. Hierzu werden Szintillations-Faser-Detektoren, Silizium-Microstrip-Detektoren und PixelGEMs verwendet.

Die *small area trackers* sind erst ab 2,5 cm Entfernung vom Strahl aktiviert. Auch von diesen Detektoren wird eine hohe Ortsauflösung gefordert. Es werden sogenannte *Micromegas*-Detektoren (*Micromesh Gaseous Structure*) und GEM-Detektoren (*Gas Electron Multiplier*) verwendet. Erstere befinden sich dabei noch vor dem ersten Dipolmagnet SM1, die GEM-Detektoren dagegen sind hinter SM1 über den gesamten Aufbau verteilt.

Die *large area trackers* schließlich decken die großen äußeren Bereiche des Experiments ab. Auch sie bieten eine gute Ortsauflösung. Es handelt sich um zwei Driftkammern (DC) vor und eine nach SM1, weitere Driftröhren (*straw drift tubes*), die den RICH-Detektor umgeben und mehrere Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) im hinteren Teil des Versuchsaufbaus. In den äußeren Bereichen nach dem zweiten Dipolmagnet SM2 befinden sich zudem noch weitere Driftröhrenkammern.

Zusätzlich ist zur besseren Spurrekonstruktion nach dem RICH-Detektor eine *Rich*

Wall zwischen RICH und ECAL1 platziert. Sie besteht aus mehreren Schichten von Mini-Driftrohr-Modulen, zwischen denen sich ehemals aus Stahl- und Bleiplatten bestehende Konverter befanden. Diese sollten durch Bildung von „Vor-Schauern“ auch die Ortsauflösung von ECAL1 verbessern. Das geschah allerdings auf Kosten dessen Energieauflösung [2], weswegen die Platten entfernt wurden.

Anstelle der Gewinnung reiner Ortsinformationen ist die Spurmessung eigentlich hauptsächlich zur Bestimmung des Teilchenimpulses wichtig. Über die Ablenkung geladener Teilchen via Lorentzkraft in den Dipolmagneten SM1 und SM2 lässt sich der Impuls berechnen.

2.4.2 Teilchenidentifikation

Einer der wichtigsten Faktoren eines Experiments wie COMPASS ist die Identifikation der entstandenen Teilchen. Dieser Abschnitt befasst sich mit den Detektoren die diese Aufgabe bewältigen.

2.4.2.1 Myonen-Identifikation

Zur Identifikation gestreuter Myonen werden zwei Myonen-Detektorsysteme verwendet. Dabei handelt es sich im LAS um zwei Detektorebenen (*Muon Walls*), die durch eine Absorberschicht (*Muon Filter*) voneinander getrennt sind. Im Absorber werden einfallende Hadronen gestoppt, Myonen können die Schicht aber durchdringen. Wird in beiden Detektorebenen ein Signal gemessen, dann ist das Teilchen als Myon identifiziert. Das im SAS befindliche Myonen-Detektorsystem überlässt die Messung vor dem Absorber den SAS-Spurmessungsdetektoren und beinhaltet somit keine eigene Detektorebene vor dem Absorber.

Einer der beiden Myonen-Detektoren befindet sich im LAS-Segment vor SM2 und der andere am Ende des SAS-Segments. Als Detektorebenen werden Driftrohren (*mini drift tubes* bzw. *stainless steel drift tubes*) verwendet, und als Absorber dienen in dem ersten Myon-Filter eine 60 cm dicke Eisenplatte und im zweiten Myon-Filter eine 2,4 m Betonschicht.

2.4.2.2 Der RICH-Detektor

Bei dem RICH-Detektor handelt es sich um einen *Ring-Imaging-Cherenkov*-Detektor zur Identifikation von Hadronen mit einem Impuls von 5 bis 60 GeV/c. Aufgrund seiner großen Ausmaße deckt er den gesamten LAS-Akzeptanzbereich ab. Der Detektor nutzt den Cherenkov-Effekt, bei dem Licht emittiert wird, wenn geladene Teilchen ein Medium durchqueren und dabei eine höhere Geschwindigkeit besitzen, als die Phasengeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen in dem jeweiligen Medium beträgt. Als Medium wird in

COMPASS C_4F_{10} -Gas verwendet. Das emittierte Licht wird von zwei gekrümmten Spiegelebenen Richtung Detektor reflektiert, wo in Photokathoden Elektronen erzeugt und in Vieldrahtproportionalkammern verstärkt und ausgelesen werden. Aufgrund des Spiegelsystems befinden sich die Detektoren außerhalb des eigentlichen LAS-Akzeptanzbereichs. Damit befinden sie sich in einem Bereich geringeren Teilchenflusses, was den Untergrund verringert. Zusätzlich kann so die Materialmenge im Spektrometer gering gehalten werden. Anhand der Anzahl an emittierten Photonen und des Öffnungswinkels des ausgesendeten Lichtkegels (bzw. des Durchmessers des auf die Detektoren projizierten Ringes) lassen sich Rückschlüsse auf die Masse und somit auf die Art des Teilchens ziehen, und Pionen, Kaonen und Protonen mit Impulsen von bis zu $60 \text{ GeV}/c$ voneinander unterscheiden.

2.4.3 Kalorimeter

Kalorimeter sind Detektoren zur Messung der Energie eines Teilchens. Ein in den Detektor eintretendes Teilchen wird soweit abgebremst, bis es seine gesamte Energie an den Detektor abgegeben hat. Die Energie wird über den dabei entstehenden Teilchenschauer bestimmt. Zusätzlich zur Energie wird in den Kalorimetern auch eine grobe Ortsinformation gewonnen. Man unterscheidet Kalorimeter nach der Art der Wechselwirkung, denen die nachzuweisenden Teilchen unterliegen. So gibt es elektromagnetische und hadronische Kalorimeter.

2.4.3.1 Die hadronischen Kalorimeter

Die hadronischen Kalorimeter des COMPASS-Experiments sind Sampling-Kalorimeter mit abwechselnden Schichten aus Absorbermaterial und empfindlichen Szintillatorschichten. In ersteren findet die Wechselwirkung der Hadronen mit dem Absorbermaterial statt, deren Reaktionsprodukte (Photonen, Elektronen, etc.) in der folgenden Szintillatorschicht nachgewiesen werden. Dieser Prozess wiederholt sich in den hintereinanderliegenden Schichten, bis das einfallende Hadron seine gesamte Energie an den Detektor abgegeben hat. Das in den Szintillatoren erzeugte Licht wird über Lichtleiter zu einem Photomultiplier transportiert und dort gemessen. Aus der Menge des gemessenen Lichts lässt sich schließlich auf die Energie des Teilchens rückschließen.

Der hadronische Kalorimeter HCAL1 ist vor dem Myonen-Detektor des LAS-Segmentes platziert und besteht aus 40 Schichten abwechselnder Eisen- und Szintillatorplatten mit einer Dicke von jeweils 20 bzw. 5 mm. Der Kalorimeter ist zusammengesetzt aus insgesamt 480 Modulen mit einem zentralen Fenster von 8×4 Modulen für Strahlteilchen und hochenergetische Reaktionsprodukte, die im SAS nachgewiesen werden sollen. Außerdem ist HCAL1 auf eine bewegliche Plattform montiert und kann etwa für eine Detektorkalibrierung auf Schienen entlang der Strahlrichtung bewegt werden. Messungen mit negativem Hadronenstrahl bei 10 bis 100 GeV liefern eine (energieabhängige)

Energieauflösung von $\sigma(E)/E = (59,4 \pm 2,9)\% / \sqrt{E} \oplus (7,6 \pm 0,4)\%^2$ mit der Energie E in GeV.

HCAL2 befindet sich vor dem zweiten Myon-Filter im SAS-Segment und besteht größtenteils aus 36 Schichten 25 mm dicker Stahl- und 5 mm dicker Szintillatorplatten. Lediglich die mittleren 8×6 Module bestehen aus 40 Schichten wobei auch hier ein Bereich von $0,5 \times 0,5$ Modulgrößen für den Strahl ausgespart wurde. HCAL2 besitzt eine Energieauflösung von $\sigma(E)/E = (66/\sqrt{E} \oplus 5)\%$.

2.4.3.2 Die elektromagnetischen Kalorimeter

Die elektromagnetischen Kalorimeter des COMPASS-Experiments dienen hauptsächlich der Energiemessung von Photonen, es können aber auch Elektronen (und Positronen³) untersucht werden. Die einfallenden Teilchen erzeugen in den Detektorblöcken, über Paarbildung, Streuung und Bremsstrahlung, einen Teilchenschauer aus Photonen, Elektronen und Positronen, welche wiederum weitere Teilchen durch die genannten Effekte erzeugen. Die geladenen Teilchen senden dabei Cherenkov-Strahlung aus, die in Photomultipliern am Ende des Detektorblocks aufgefangen wird. Die Intensität des Lichts ist proportional zur Energie des Teilchenschauers bzw. des einfallenden Teilchens.

ECAL2 befindet sich im hinteren Teil des Spektrometers direkt vor HCAL2 im SAS. Mit ihm werden hochenergetische Photonen (und Elektronen) gemessen. Er besteht aus rund 3000 strahlungsresistenten SHASHLIK-Modulen im zentralen Bereich sowie GAMS-Bleiglasmodulen in den äußeren Bereichen und besitzt in der Mitte ein Fenster von 2×2 Blöcken für den Primärstrahl. Zu Kalibrierungs- und Wartungszwecken lässt sich ECAL2 horizontal und vertikal bewegen, um eine direkte Bestrahlung jedes einzelnen Blocks mit dem 40 GeV/c Elektronenstrahl zu ermöglichen. Zusätzlich ist die gesamte ECAL2-Plattform entlang der Strahlachse verschiebbar. Es wurde eine Energieauflösung von $\sigma(E)/E = 5,5\% / \sqrt{E} \oplus 1,5\%$ und eine Ortsauflösung von $\sigma(x) = 6 \text{ mm} / \sqrt{E} \oplus 0,5 \text{ mm}$ gemessen (mit E in GeV).

ECAL1 wurde im Gegensatz zu ECAL2 erst im Upgrade 2006 installiert und arbeitet noch nicht zur vollen Zufriedenheit. Dieser Kalorimeter besteht aus drei unterschiedlichen Detektorblocktypen. Im mittleren Teil befinden sich 576 GAMS-Module. Hinzu kommen 580 MAINZ-Module, und in den äußeren Bereichen 320 OLGA-Module. Ein Fenster in der Mitte lässt hochenergetische Teilchen und den Strahl Richtung SAS passieren. ECAL1 ist zum Nachweis von Photonen und (indirekt) neutralen Pionen gedacht. Auf seine Eigenschaften und die Kalibrierung wird ausführlicher in Kapitel 3 eingegangen.

²Der Operator $\oplus$ steht für die quadratische Addition: $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$.

³Im Folgenden wird „Elektron“ vereinfachend als Sammelbegriff für Elektron und Positron verwendet.

2.4.4 Triggersystem

Das COMPASS-Experiment verfügt über ein ausgeklügeltes Trigger-System, um bei der enormen Ereignisrate mit hoher Präzision die korrekten Ereignis-Kandidaten zu bestimmen und der Ausleseelektronik im richtigen Moment den Befehl zur Datenaufnahme zu geben. Als Trigger werden schnelle Hodoskop-Signale, Kalorimeter und das Veto-System verwendet. Die genauen Kombinationen und Einstellungen müssen je nach Myonen- oder Hadronen-Programm angepasst werden.

Das Triggersystem besteht aus einem Veto-System aus Szintillationsdetektoren, die bei Teilchen anschlagen, die unter zu großen Streuwinkeln außerhalb des Akzeptanzbereiches emittiert werden und nicht in den Kalorimetern nachgewiesen werden können.

Bei der Primakoff-Streuung arbeiten zwei spezielle Trigger-Systeme zusammen. So tritt bei dem Prozess eine charakteristische Emission eines hochenergetischen Photons auf, das in dem ECAL2-Kalorimeter nachgewiesen wird, und eine Koinzidenz mit dem gestreuten Pion verlangt wird. Für sehr große Photonenenergien dagegen genügt es, wenn die in ECAL2 gemessene Energie einen Grenzwert von 80 GeV überschreitet. Durch Kombination der beiden Methoden konnte so in dem Versuchslauf 2004 eine Triggerrate von rund $7 \cdot 10^4/\text{spill}$ erreicht werden. 2009 wurde ausschließlich mit einem Energiedeposit in ECAL2 von mehr als 60 GeV, sowie der Voraussetzung gearbeitet, dass kein Teilchen entlang der Strahlachse geflogen ist. D.h. das Pion wurde in SM2 stark abgelenkt und muss vorher einen Teil seines Impulses abgegeben haben. Damit ergab sich eine Triggerrate von rund $22 \cdot 10^4/\text{spill}$.

Bei der diffraktiven Mesonen-Produktion tritt der bereits erwähnte Rückstoßprotonendetektor in Kraft. Es handelt sich dabei um ein zweilagiges, fassförmiges Detektorsystem, das das Target umgibt. Über die Flugzeitdifferenz zwischen der inneren, dünnen Szintillatorlage, und der äußeren, dickeren Lage, sowie über den Energieverlust in der äußeren Lage, können Protonen auf die ein Impulsübertragsquadrat größer als $0.8 \text{ GeV}^2/c^2$ übertragen wurde, selektiert und von störendem Untergrund separiert werden.

Da bei diffraktiven Messungen an nuklearen Targets, wie etwa Blei oder Nickel, das „rückgestoßene“ Proton das Target normalerweise nicht verlassen kann, wird in diesem Fall versucht die Anzahl der auslaufenden Teilchen in einer dünnen Szintillatorscheibe hinter dem Target zu messen, um Ereignisse mit mehr als zwei ausgehenden Teilchen zu selektieren.

2.5 Datenanalyse

Die Datenanalyse des COMPASS-Experiments läuft in mehreren Schritten ab. Nach dem Auslesen der Detektordaten bei einem positiven Trigger-Ereignis werden die Daten in Dateien von 1 GB Größe zusammengefasst und an das CASTOR-System weitergeleitet. Dabei handelt es sich um das *Cern Advanced STORage manager*-System, dass zur

Verwaltung der am CERN anfallenden experimentellen Daten entwickelt wurde. Die weitere Bearbeitung der Daten erfolgt mit unterschiedlichen Programmen, die im Folgenden kurz vorgestellt werden.

2.5.1 CORAL

Die Bearbeitung der Rohdaten übernimmt das Programm CORAL (*Compass Reconstruction and AnaLysis*), geschrieben in C++. Zunächst erfolgt die Dekodierung der Rohdaten der einzelnen Detektorkanäle. Anschließend folgt das *Clustering*, das Zusammenfassen der Kanäle, die durch dieselben Teilchen ausgelöst wurden. Dann werden Spur und Impuls rekonstruiert, die Vertexpositionen bestimmt und die Teilchenidentifikation durchgeführt. All diese Informationen werden in sogenannte mDST (*mini Data Summary Tree*) Dateien geschrieben. Über diese Dateien hat man schließlich Zugriff zu allen für die Analyse notwendigen Daten.

2.5.2 PHAST

Zur Verwendung der mDST stellt das *PHysics Analysis Software Tool* (PHAST) die benötigten Befehle und Klassen zur Verfügung. In speziellen *UserEvents* wird vom Benutzer Code erstellt, in dem auf die Messdaten zugegriffen werden kann. Der Code (z.B. Füllen eines Histogramms) wird dann für alle Ereignisse, die in dem zu bearbeitenden mDST gespeichert sind, ausgeführt und beispielsweise ein Histogramm unter bestimmten Voraussetzungen mit vom Benutzer festgelegten Daten gefüllt. Das Ausgabeformat ist dabei eine ROOT-Datei, die mit ROOT weiter bearbeitet werden kann. Auf diese Weise wurden alle in dieser Arbeit befindlichen Histogramme erstellt. (Lediglich Abbildung 3.4 wurde mit Origin erstellt.)

2.5.3 Das ROOT-Framework

Bei ROOT handelt es sich um eine ebenfalls in C++ geschriebene objektorientierte Analyseprogrammbibliothek, die am CERN entwickelt wurde. Es ist der Nachfolger des auf FORTRAN basierenden Analyse-Systems PAW. ROOT erfüllt hervorragend die Anforderungen der Hochenergiephysik und ist geeignet zur Erstellung und zum Fitten von Histogrammen. Weitere Informationen zum ROOT-Framework sind auf der ROOT-Internetseite [12] zu finden.

Kapitel 3

Die elektromagnetischen Kalorimeter

Die elektromagnetischen Kalorimeter dienen, wie in Abschnitt 2.4.3.2 bereits erwähnt, hauptsächlich der Energiemessung von Photonen und Elektronen. Im COMPASS-Upgrade 2006 wurde unter anderem zum (indirekten) Nachweis von neutralen Pionen ein zusätzlicher elektromagnetischer Kalorimeter ECAL1 installiert. Auf diese Messung, die Eigenschaften des neuen Kalorimeters und dessen (noch verbesserungsbedürftige) Orts- und Energieauflösung wird in diesem Kapitel eingegangen. Außerdem werden die grundsätzlichen Kalibrierungsmöglichkeiten der elektromagnetischen Kalorimeter kurz behandelt.

3.1 Kalibrierung und LED-Überwachung

Die optimale Kalibrierung der Detektoren ist eine entscheidende Grundvoraussetzung zur Durchführung der COMPASS-Experimente. Dabei ist es zum einen notwendig die richtigen Kalibrierungsparameter zu erhalten und zum anderen sicherzustellen, dass die Kalibrierung auch während des Betriebs erhalten bleibt. Die zu diesem Zweck für die elektromagnetischen Kalorimeter getroffenen Vorkehrungen werden im Folgenden kurz erläutert.

3.1.1 Kalibrierung

Zur Kalibrierung elektromagnetischer Kalorimeter wird über eine Veränderung der Signalverstärkung der Photomultiplier die Amplitude an der Ausleseelektronik angepasst. Das erfolgt über sogenanntes *HV-Tuning*, durch das ein einheitlicheres Detektorverhalten erzielt wird und zusätzlich die Messbereiche an interessante physikalische Signale angepasst werden können. Es ist auch möglich, bewusst unterschiedliche Einstellungen für die einzelnen Zellen oder Zelltypen zu wählen, um beispielsweise in den äußeren Bereichen des Detektors ein anderes Verhalten als in den inneren Bereichen zu erhalten. Anschließend wird jeder Zelle ein eigener Wert f_i zugeordnet, mit dem die von der Ausleseelektronik gemessene Amplitude A_i in einen Energiewert $E_i = f_i \cdot A_i$ umgewandelt werden kann. Mögliches nicht-lineares Verhalten der Ausleseelektronik wird hierbei als vernachlässigbar angenommen.

Die einfachste Methode eine Kalibrierung durchzuführen ist, einen Elektronenstrahl bekannter Energie auf jede Zelle zu richten und so anhand der gemessenen Amplitude den Umwandlungsfaktor zu bestimmen, bzw. das *HV-Tuning* durchzuführen. Aufgrund der großen Menge an Material innerhalb des Aufbaus führt dieses Vorgehen allerdings zu Fehlern die zwischen 10 % und 30 % liegen können [2]. Die Methode ist also nur für eine sehr grobe Kalibrierung geeignet. Es ist aber auch möglich, statt Elektronen, die direkt aus dem Strahl stammen, Elektronen aus Zerfällen zu verwenden, deren Spur und Impuls gemessen wurde. In beiden Methoden muss der Detektor kontinuierlich durch den Strahl bewegt werden um alle Zellen gleichmäßig zu bestrahlen, was weitere Komplikationen mit sich bringt. Die Kalibrationskoeffizienten erhält man schließlich durch Betrachtung des E/P -Verhältnisses, dass für die Elektronen 1 ergeben muss (vgl. Abschnitt 3.3) [2].

Die oben genannten Methoden sind für ECAL2 gut geeignet. Aufgrund des Messbereiches von bis zu 15 GeV des ECAL1-Detektors bietet sich zumindest für die äußeren Detektorbereiche die Kalibrierung mit dem 40 GeV/ c Elektronenstrahl hier allerdings nicht an. Die Kalibrierung mit sekundären Elektronen ist noch nicht ausreichend untersucht, und zusätzliche Komplikationen ergaben sich zunächst auch durch das (inzwischen entfernte) Blei in der *Rich Wall* [2].

Daher ist es notwendig für ECAL1 eine effizientere Kalibrierungsmethode zu verwenden, beispielsweise über Photonen aus dem π^0 -Zerfall (vgl. Abschnitt 3.4). Diese Methode lässt sich auch nachträglich anhand der rekonstruierten Daten anwenden.

3.1.2 LED-Überwachung

Zur Kontrolle der Kalibrierung sind an jeden Detektorblock lichtleitende Fasern angebracht. Über diese Fasern wird das Signal eines Lasers (ECAL1) oder einer LED-Diode (ECAL2) zu den Blöcken transportiert und zwischen den SPS-Zyklen im Detektor gemessen. Unter der Annahme, dass der Laser bzw. die LED eine konstante Lichtemission liefert, lässt sich gegebenenfalls eine Veränderung der Verstärkung anhand des gemessenen LED-Signals feststellen und die Amplitude anhand der Laser- bzw. LED-Amplitude zur Zeit der Kalibrierung skalieren.

3.2 Die ECAL Modul-Typen

Die elektromagnetischen Kalorimeter des COMPASS-Experimentes bestehen aus unterschiedlichen Detektormodulen. Der Aufbau von ECAL1 setzt sich aus drei verschiedenen Modultypen zusammen. Es handelt sich dabei um Bleiglas-Siliziumoxid-Blöcke unterschiedlicher Zusammensetzung und unterschiedlicher Größe. Sie wurden für unterschiedliche Experimente entwickelt und stammen von dem GAMS Kalorimeter, dem WA89 Experiment (MAINZ-Module) und dem OLGA Kalorimeter [1]. Für ECAL2 werden in den äußeren Bereichen GAMS-Module und in den stark belasteten zentralen Bereichen

strahlungsresistente SHASHLIK-Module verwendet. Diese haben die gleiche Größe wie die GAMS-Module (abgesehen von der Länge). Es handelt sich bei ihnen aber nicht um Bleiglasblöcke, sondern um aus mehreren abwechselnden Blei- und Szintillatorschichten bestehende „Sandwich“-Detektormodule.

Die ECAL1-Module werden im folgenden genauer erläutert.

3.2.1 ECAL1-Module

Die GAMS-Module bilden als die Module mit der kleinsten Zellgröße und damit der besten Ortsauflösung den zentralen Teil des ECAL1-Detektors. Sie bestehen aus TF1- und TF101-Bleiglastypen, wobei der TF101-Typ durch beifügen von 0,2 % Cerium gegen die starke Strahlenbelastung abgehärtet wurde. Die Signale werden am Ende des Detektorblocks mit Photomultipliern des Typs FEU-84-3 ausgelesen. In der Kalibrierung 2007 wurde eine Messung der deponierten Energie in jeweils neun benachbarten Detektorzellen bei Elektronenenergien von 1 GeV bis 5 GeV durchgeführt. Die Messung ergab eine Abweichung der Linearität der gemessenen Energie von bis zu 2 %. Das liegt innerhalb der Strahlimpuls-Unsicherheit. Die Energieauflösung der GAMS-Module ist energieabhängig und wird besser für größere Energien E (in GeV). Sie wurde zu $\sigma_E/E = 5,4\%/\sqrt{E} \oplus 1,9\%$ bestimmt [2].

Die etwas größeren MAINZ-Module vom Typ SF57 sind weiter außen angebracht (vgl. Abbildung 3.1) und verwenden Photomultiplier des Typs EMI 9236 KB [13]. Zur Kalibrierung wurde hier jeweils über die Energie aus vier Zellen summiert. Auch hier wurde eine Elektronenenergie von 1 GeV bis 5 GeV verwendet. Die Bestimmung der Energieauflösung lieferte einen $1/\sqrt{E}$ -Term von 7 %, der konstante Term wies jedoch einen zu großen Fehler auf und konnte nicht genau bestimmt werden.

Die äußersten Bereiche des Detektors bestehen schließlich aus SF5 OLGA-Modulen. Diese stellen die größten Detektorblöcke dar und verwenden Photomultiplier vom Typ XP 2050 [13]. Auch hier wurde über vier Zellen summiert, allerdings bei Energien von 1 GeV bis 6 GeV. Die Energieauflösung der OLGA-Module ergab sich zu $\sigma_E/E = 4,3\%/\sqrt{E} \oplus 3,2\%$.

Die Daten der einzelnen Modultypen sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Abbildung 3.1 zeigt die Anordnung der ECAL1-Module.

	Bleiglastyp	PbO-Gehalt	Stirnfläche [cm ²]	Energieauflösung
GAMS	TF1/TF101	50 %	$3,82 \times 3,82$	$5,4\%/\sqrt{E} \oplus 1,9\%$
MAINZ	SF57	57 %	$7,5 \times 7,5$	$\sim 7\%/\sqrt{E}$
OLGA	SF5	55 %	$14,3 \times 14,3$	$4,3\%/\sqrt{E} \oplus 3,2\%$

Tabelle 3.1: Daten der unterschiedlichen ECAL1-Module. Der konstante Term der Energieauflösung der MAINZ-Module konnte nicht bestimmt werden. [2] [13]

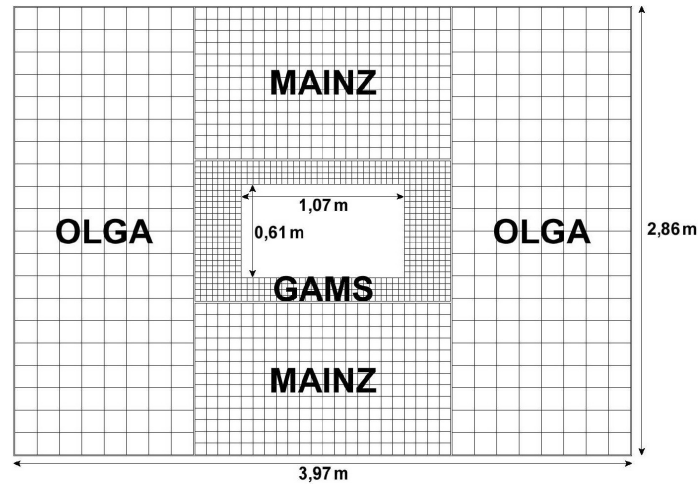


Abbildung 3.1: Aufbau des ECAL1 Detektors. Grafik entnommen aus [14].

3.3 E/P-Verhältnis

Für Photonen gilt der Zusammenhang $p = \frac{E}{c}$ zwischen Energie E und Impulsbetrag p . Betrachtet man statt Photonen ultrarelativistische Elektronen, bei denen die Masse aufgrund des großen Impulses vernachlässigt werden kann, ergibt sich für diese das gleiche Verhalten. Da in den mDST die Einheiten GeV/c für den Impuls und GeV für die Energie verwendet werden, sollte sich in einem E/P -Diagramm für Elektronen ein also Peak bei 1 ergeben. Dieses Verhalten kann für ECAL2 auch sehr gut bestätigt werden (vgl. Abb. 3.2(b)). Für ECAL1 ist das Verhältnis allerdings zu kleineren Werten hin verschoben und der Peak ist deutlich verbreitert, wie in Abbildung 3.2(a) zu sehen ist. Das deutet auf eine schlechte Energieauflösung hin.

Die hier und im Folgenden verwendeten Daten stammen dabei aus dem Primakoff Test run in 2009.¹

3.4 Nachweis von Pionen

ECAL1 wurde 2006 unter anderem installiert, um durch den Nachweis neutraler Pionen (über die Messung der Photonen aus dem $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfall) eine bessere Messung des D -Mesonen-Zerfalls über den Kanal $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ zu ermöglichen [2]. Das würde eine deutliche Verbesserung der Statistik des Gluonen-Polarisations-Experiments (Abschnitt 2.1.3) bedeuten. Außerdem können bei diffraktiver Dissoziation des Strahlpions angeregte Zustände auftreten, bei denen ein oder mehrere π^0 im Endzustand auftreten. Je geringer

¹hadron2009t51 Produktion

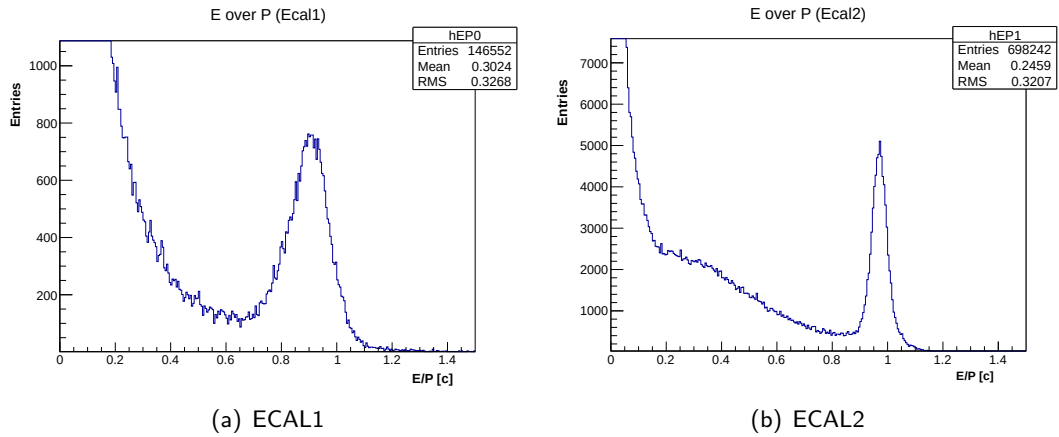


Abbildung 3.2: Energie-Impuls-Verhältnis für die elektromagnetischen Kalorimeter ECAL1 und ECAL2. Die Häufung der Ereignisse bei geringem E/P -Verhältnis ist auf Hadronen zurückzuführen.

dabei die Energie des Pions ist, desto größer wird auch der Winkel unter dem die beiden Photonen emittiert werden, weswegen ECAL1 für diese Messung besonders wichtig ist.

Neben der Pionenmessung dient ECAL1 zudem der Messung von η -Mesonen, die auch einen Zerfall in zwei Photonen aufweisen, diese jedoch aufgrund der größeren Masse unter deutlich größerem Winkel emittieren, weswegen auch hier ECAL1 von besonderer Bedeutung ist.

3.4.1 Erstellung der $\gamma\gamma$ -Massenspektren

Zum Nachweis der Pionen werden zunächst Ereignisse in den ECALs betrachtet, die auf ungeladene Teilchen mit Energien von über 0,8 GeV zurückzuführen sind. Es wird angenommen, dass es sich dabei um die Photonen aus dem π^0 -Zerfall ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) handelt. Aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer ($\sim 10^{-16}$ s) kann der Hauptvertex der betrachteten Reaktion auch als Zerfallsort des Pions angenommen werden. Damit lässt sich aus der Vertexposition der Ursprungsort der Photonen und damit der Winkel unter dem sie emittiert wurden, sowie ihre Impulsrichtung bestimmen. Den Impulsbetrag erhält man dabei über die für Photonen geltende Beziehung $p = \frac{E}{c}$. Mit der gemessenen Energie E erhält man den Viererimpuls der Photonen $L = \left(\frac{E}{c}, \mathbf{p}\right)$. Der Viererimpuls des Pions ergibt sich nun aus der Summe der Viererimpulse der beiden Photonen. Da das Quadrat des Viererimpulses gerade dem Massenquadrat des Teilchens entspricht, lässt sich schließlich dessen Masse errechnen.

Abbildung 3.3 zeigt die auf diese Weise erhaltenen Pionenmassen, einmal für Ereignisse

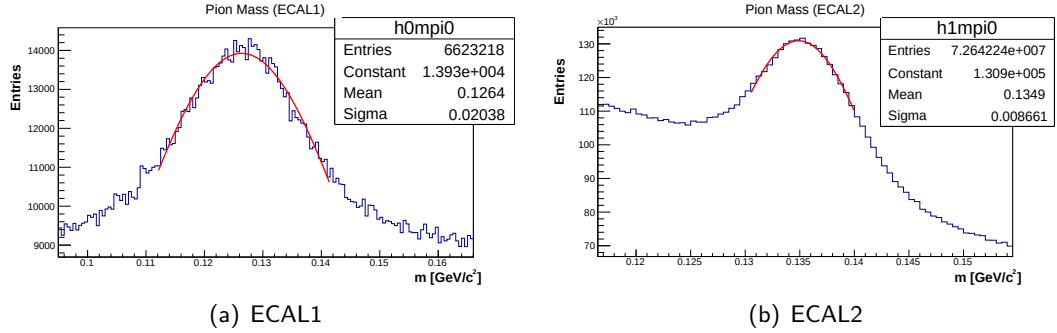


Abbildung 3.3: $\gamma\gamma$ -Massenspektrum für ECAL1 und ECAL2 mit deutlich zu erkennendem π^0 -Peak aus dem $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ Zerfall.

in ECAL1 und einmal für Ereignisse in ECAL2. Auch hier ist wieder zu sehen, dass die Breite des Peaks für ECAL1 deutlich größer ist als für ECAL2 und eine Verschiebung zu geringeren Werten eine zu kleine Pionenmasse von ca. 126 MeV/c² ergibt. Bei ECAL2 ergibt sich nahezu exakt die Masse des Pions von $m_{\pi^0} = 134,9 \text{ MeV}/c^2$.

3.4.2 Energieauflösung und Massenauflösung in der Pionen-Messung

Die Masse des Pions ergibt sich, wie oben beschrieben, aus seinem Viererimpuls L_{π^0} :

$$m_{\pi^0} = \frac{1}{c} \sqrt{L_{\pi^0}^2} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{1}{c^2} E_{\pi^0}^2 - p_{\pi^0}^2} \quad (3.1)$$

$$= \frac{1}{c^2} \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (E_1 \hat{r}_1 + E_2 \hat{r}_2)^2} \quad (3.2)$$

$$= \frac{1}{c^2} \sqrt{E_1 E_2} \cdot \sqrt{2 - 2 \cos \theta} \quad (3.3)$$

Dabei bezeichnen E_1 und E_2 die Energie des jeweiligen Photons, $\hat{r}_1$ und $\hat{r}_2$ den normierten Impulsrichtungsvektor des jeweiligen Photons und θ den Öffnungswinkel zwischen den beiden Vektoren bzw. Photonen. Unter der Annahme, dass sich die Energie des Pions gleichmäßig auf die Photonen aufteilt, dass also beide Photonen dieselbe Energie E besitzen, und dass für beide Photonen dieselbe Energieauflösung gilt, ergibt sich die Standardabweichung der Pionenmasse $\sigma(m_{\pi^0})$ in Abhängigkeit der Energie zu

$$\sigma(m_{\pi^0}) = \frac{\sigma(E)}{\sqrt{2}} \frac{1}{c^2} \sqrt{2 - 2 \cos \theta} \quad (3.4)$$

und damit die Energieauflösung $\frac{\sigma(E)}{E}$ als Funktion der Massenauflösung $\frac{\sigma(m_{\pi^0})}{m_{\pi^0}}$ zu

$$\frac{\sigma(m_{\pi^0})}{m_{\pi^0}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sigma(E)}{E} \quad (3.5)$$

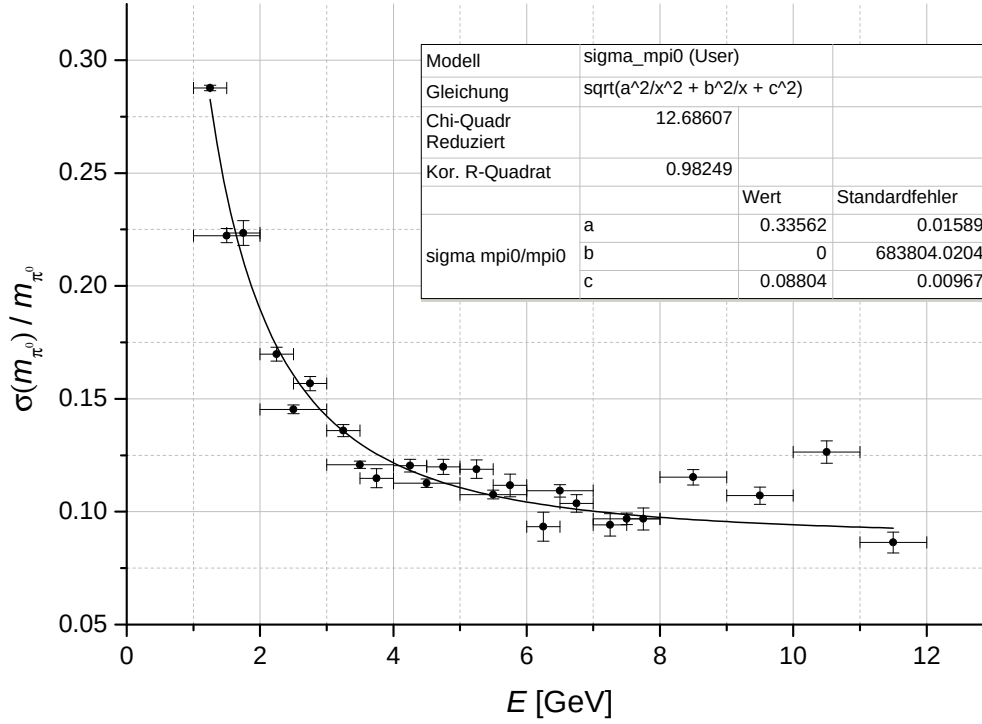


Abbildung 3.4: Die Pionenmassenauflösung $\frac{\sigma(m_{\pi^0})}{m_{\pi^0}}$ aufgetragen gegen die Energie E .

Somit ergibt sich aus $\sqrt{2} \cdot \frac{\sigma(m_{\pi^0})}{m_{\pi^0}}$ direkt die Energieauflösung $\frac{\sigma(E)}{E}$.

Um die Pionenmassen in Abhängigkeit der Energie zu erhalten, wurde für mehrere Energiebereiche in ECAL1 die Pionenmasse durch die oben beschriebene Methode (Abschnitt 3.4.1) bestimmt und die Standardabweichung $\frac{\sigma(m_{\pi^0})}{m_{\pi^0}}$ gegen die gemittelte Photonenenergie (eines Photons) aufgetragen. Abbildung 3.4 zeigt die so erhaltenen Werte, die an die Fitfunktion

$$\frac{\sigma(m_{\pi^0})}{m_{\pi^0}} = \sqrt{\frac{a^2}{x^2} + \frac{b^2}{x} + c^2} \quad (3.6)$$

angepasst wurden. Die auf diese Art gewonnene Energieauflösung weist eine leicht andere E -Abhängigkeit auf ($\propto \frac{1}{E}$) als bei den bisherigen Messungen ($\propto \frac{1}{\sqrt{E}}$). Das ist möglicherweise auf andere Kalibrierungsparameter oder Änderungen im Versuchsaufbau seit den Messungen 2007 zurückzuführen. Die Massenauflösung der Pionen-Messung ergibt sich zu

$$\frac{\sigma(m_{\pi^0})}{m_{\pi^0}} = \frac{(0,34 \pm 0,02)}{E} \oplus (0,09 \pm 0,01) \quad (3.7)$$

und damit die Energieauflösung zu

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{2} \cdot \frac{\sigma(m_{\pi^0})}{m_{\pi^0}} \simeq \frac{(0,48 \pm 0,03)}{E} \oplus (0,13 \pm 0,01) \quad (3.8)$$

jeweils mit der Photonenenergie E in GeV.

Offensichtlich enthält die Pionenmasse aber auch eine Winkelabhängigkeit. Da der Öffnungswinkel zwischen den Photonen über die Schauer-Positionen ermittelt wird, kann sich also auch eine mangelhafte Ortsauflösung des Kalorimeters auf die gemessenen Werte auswirken und zu einer Verschiebung und Verbreiterung des π^0 -Peaks beitragen. Dieser Faktor wurde hier aber nicht berücksichtigt.

3.5 Schauer-Profile

A. Lednev beschreibt eine Methode mit der Schauer-Profile erstellt werden, um nahe zusammen liegende Schauer besser trennen zu können [15] [16]. Für COMPASS hätte das zur Folge, dass eine verbesserte Messung von Pionen möglich wäre, was die Statistik aller Reaktionen mit π^0 im Endzustand erhöhen würde. Auf ECAL2 wird dieses Programm bereits erfolgreich angewandt.

3.5.1 Grundlagen

Die folgenden Ausführungen beruhen auf zwei Publikationen von A. Lednev [15] [16]. Alle Gleichungen des Abschnitts sind diesen Referenzen entnommen.

Zunächst wird aus den gemessenen Daten die eindimensionale kumulative Funktion $F(x)$ erstellt. Diese ergibt sich aus dem Integral über die normalisierte Energie-Dichte-Verteilung $\Phi(x, y)$ des Schauers.

$$F(x) = \int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x, y) dy dx \quad (3.9)$$

Die so erhaltene Kurve kann durch die folgende Funktion gefittet werden:

$$F(x) = \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^2 a_i \arctan\left(\frac{x}{b_i}\right) + \frac{1}{2} \quad (3.10)$$

Hierbei gilt $\sum a_i = 1$. Die Ableitung $\frac{dF(x)}{dx}$ ergibt nun wieder die X -Projektion der Energie-Dichte-Verteilung.

$$f(x) = \frac{dF(x)}{dx} = \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^2 \frac{a_i}{\frac{x^2}{b_i} + b_i} \quad (3.11)$$

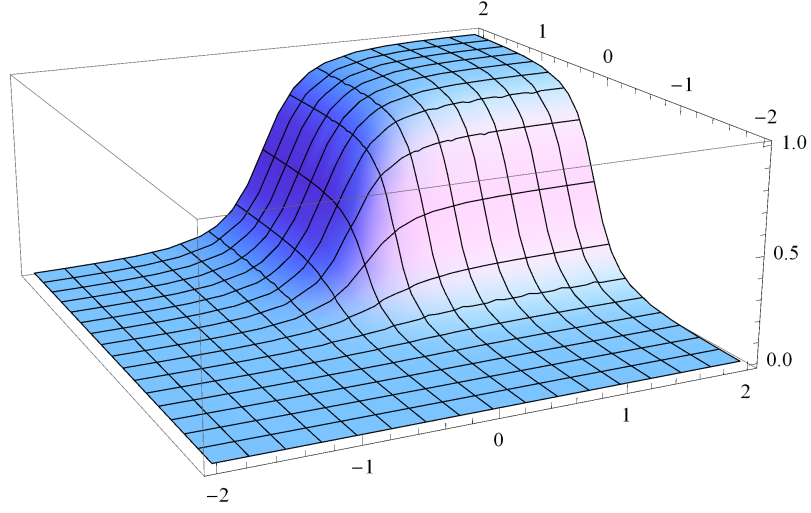


Abbildung 3.5: 3D-Plot der zweidimensionalen kumulativen Funktion $F(x, y)$ (3.15).

Da die elektromagnetischen Schauer eine radialsymmetrische Verteilung aufweisen, kann $\Phi(x, y)$ auch als eindimensionale Funktion vom Abstand r von dem Teilchenschauer aufgefasst werden. Damit ergibt sich für $f(x)$

$$f(x) = 2 \int_{|x|}^{\infty} \frac{\Phi(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}} \quad (3.12)$$

was nach $\Phi(r)$ aufgelöst werden kann [15].

$$\Phi(r) = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^2 \frac{a_i b_i}{\left(\sqrt{r^2 + b_i^2}\right)^3} \quad (3.13)$$

Durch Integration von (3.13) erhält man schließlich die zweidimensionale kumulative Funktion $F(x, y)$, deren Verhalten in Abbildung 3.5 veranschaulicht ist.

$$\begin{aligned} F(x, y) &= \int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^y \Phi(x, y) dy \\ &= \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^2 a_i \left(\operatorname{atan} \left(\frac{x}{b_i} \right) + \operatorname{atan} \left(\frac{y}{b_i} \right) + \operatorname{atan} \left(\frac{xy}{b_i \sqrt{b_i^2 + x^2 + y^2}} \right) \right) + \frac{1}{4} \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$(3.15)$$

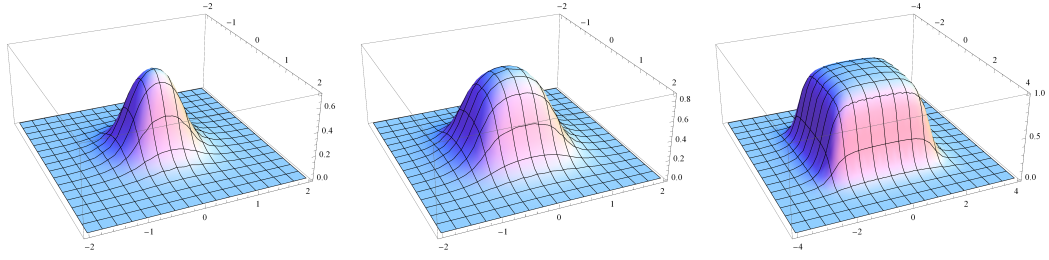


Abbildung 3.6: 3D-Plot der Energie-Dichte-Verteilung $G(x, y)$ (3.16) für unterschiedliche Zellgrößen. Für große Zellen (rechts) wird in den meisten Fällen die gesamte Energie in nur einer Zelle deponiert.

Die Energie pro Zelle ergibt sich aus den Werten dieser Funktion in den Ecken der Zelle.

$$G(x, y) = F\left(x + \frac{d}{2}, y + \frac{d}{2}\right) - F\left(x + \frac{d}{2}, y - \frac{d}{2}\right) - F\left(x - \frac{d}{2}, y + \frac{d}{2}\right) + F\left(x - \frac{d}{2}, y - \frac{d}{2}\right) \quad (3.16)$$

Dabei beschreibt d die Zellgröße und x und y den x - bzw. y -Abstand der betrachteten Zelle vom Schauer-Zentrum. Abbildung 3.6 zeigt die Funktion $G(x, y)$ für unterschiedliche Zellgrößen und veranschaulicht, dass bei großer Zellgröße in den meisten Fällen die gesamte Energie in einer einzelnen Zelle gemessen wird.

3.5.2 Anwendung auf ECAL1

Zur Erstellung der Schauer-Profile für ECAL1 wurden zunächst Schauer selektiert, die nur auf Elektronen zurückzuführen sind. Dazu wurde das E/P -Verhältnis auf einen Bereich von 3σ um den E/P -Elektronenpeak eingegrenzt. Außerdem wurde auf den Teilchenindex verglichen und zusätzlich jeweils in einem 3σ -Bereich eine Koinzidenz zwischen der Schauer-Zeit und der Zeit der gemessenen Elektronenspur sowie zwischen der Schauer-Position und der zur Detektorposition extrapolierten Spurposition verlangt. Anschließend wurde als Schauer-Position die extrapolierte Spurposition verwendet, da durch diese eine deutlich genauere Positionsbestimmung möglich ist. Die Energie-Dichte-Verteilungen wurden schließlich erstellt, indem die in den einzelnen Zellen gemessenen, über den gesamten Schauer normierten Energieanteile gegen den Abstand des jeweiligen Zellenzentrums von der Schauer-Position aufgetragen wurden.

Abbildungen 3.7 bis 3.9 zeigen die gemessenen x -Projektionen der Energie-Dichte-Verteilungen und die daraus gewonnenen kumulativen Funktionen inklusive Fit für die in ECAL1 installierten GAMS-, MAINZ- und OLGA-Module. Die Abbildungen decken alle den gleichen Bereich von ± 20 cm um das Zentrum des Schauers ab, die x -Achse ist aber in Einheiten der Zellgröße d beschriftet, weswegen sich unterschiedliche Skalierungen ergeben. Ein zusätzlicher Parameter dx (bzw. dy) wurde eingeführt und x durch $(x - dx)$

Kapitel 3 Die elektromagnetischen Kalorimeter

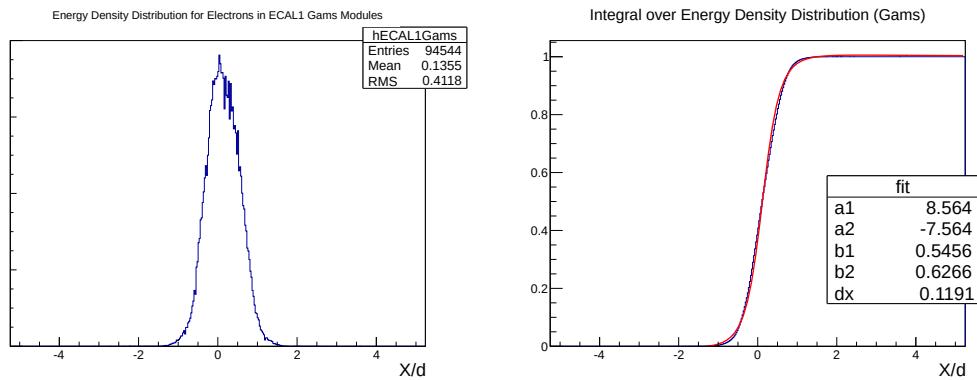


Abbildung 3.7: Energie-Dichte-Verteilung und Schauer-Profil der GAMS-Module.

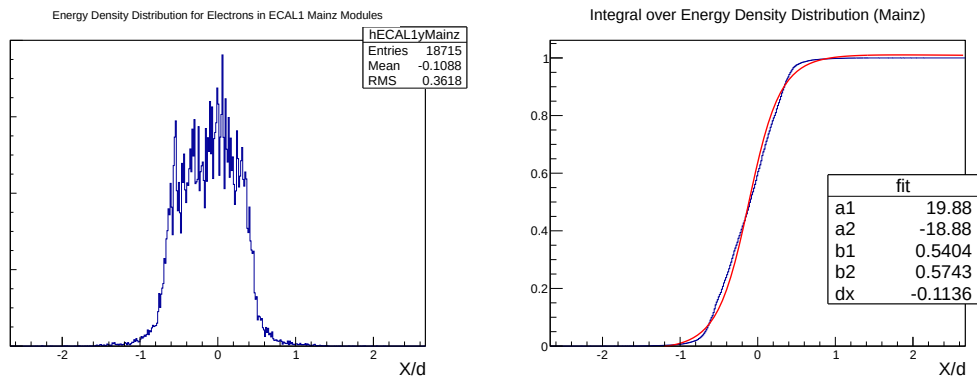


Abbildung 3.8: Energie-Dichte-Verteilung und Schauer-Profil der MAINZ-Module.

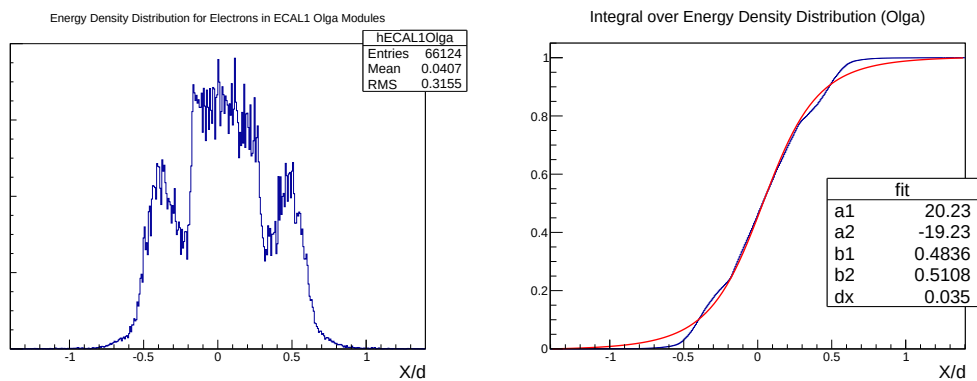


Abbildung 3.9: Energie-Dichte-Verteilung und Schauer-Profil der OLGA-Module.

	GAMS	MAINZ	OLGA
a_1	8,564	19,88	20,23
a_2	-7,564	-18,88	-19,23
b_1	0,5456	0,5404	0,4836
b_2	0,6266	0,5743	0,5108
dx	0,12	0,05	0,04
dy	-0,20	-0,11	-0,05

Tabelle 3.2: Fitparameter der Schauer-Profile für die unterschiedlichen ECAL1-Module.

ersetzt, um die Null-Position des Schauer-Profils anzupassen. Es handelt sich bei dx bzw. dy also um eine Abweichung der Schauer-Position von dem Ort, der durch die Spurrekonstruktion des Elektrons vorhergesagt wurde. Der Wert ist also einen Hinweis auf die nicht ganz optimale Ortsmessung des Kalorimeters oder eine nicht ganz optimal bestimmte Position des Kalorimeters in der Rekonstruktion. Die erhaltenen Fitparameter sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Es ist zu erkennen, dass für die OLGA- und MAINZ-Module kein ganz optimaler Fit gewonnen werden kann. Offenbar verursachen die schwierige Kalibrierung oder andere Faktoren bei den weit außen liegenden Zellen noch Probleme. Besonders das Verhalten der OLGA-Module ist seltsam, was sich schon in der Energie-Dichte-Verteilung (Abbildung 3.9 links) deutlich zeigt. Scheinbar wird in der Zelle mehr Energie gemessen, wenn der Abstand des einfallenden Teilchens vom Zentrum der Zelle eine halbe Zellengröße beträgt, als wenn der Abstand nur rund ein Drittel der Zellengröße beträgt. Bei größerem Abstand vom Zentrum der Zelle wird also (in einem gewissen Bereich) mehr Energie gemessen.

3.6 Winkelabhängigkeit

Als Teil des *large angle spectrometers* misst ECAL1 Teilchen mit größerem Streuwinkel als ECAL2. Eine Abweichung des gemessenen Schauer-Profils könnte also abhängig von dem Einfallswinkel des Teilchens in den Detektor sein. Die Verteilung der gemessenen Energie in den einzelnen Blöcken würde sich, wie in Abbildung 3.10 (links) veranschaulicht, nach außen hin verschieben. Diese Verschiebung kann in ersten Untersuchungen jedoch nicht bestätigt werden. Im Gegenteil ist sogar höchstens eine leichte Tendenz zu erkennen, dass die vom Kalorimeter bestimmte Position weiter innen liegt, als die durch Spurmessung bestimmte. Offenbar reicht der maximale Streuwinkel von etwas über 10° bei der großen Zellengröße der außen liegenden OLGA-Module nicht aus, um einen entscheidenden Einfluss auszuüben. Abbildung 3.10 (rechts) zeigt die Differenz d zwischen der vom Kalorimeter bestimmten Position und der durch Spurmessung bestimmten Position in Abhängigkeit des Eintrittswinkels in den Kalorimeter. Die starken Schwankungen bei größeren Winkeln sind auf die schlechte Statistik bei großen Winkeln zurückzuführen.

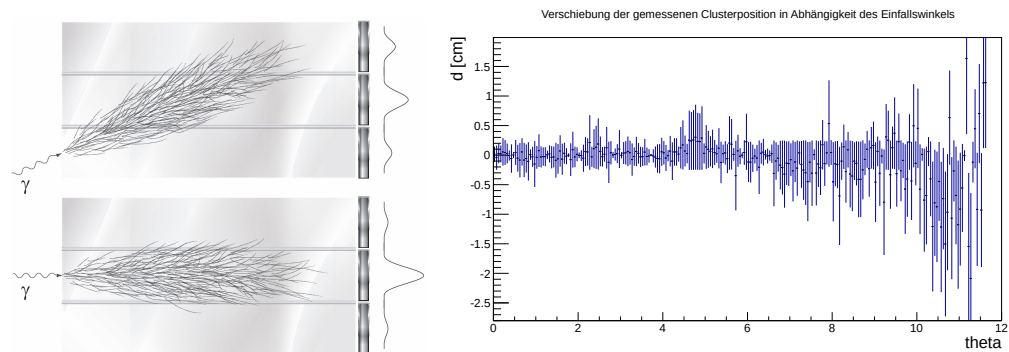


Abbildung 3.10: Winkelabhängigkeit der gemessenen Schauer-Position. Links: schematische Darstellung der Verlagerung der gemessenen Energie in äußere Bereiche bei großen Einfallswinkeln. Rechts: Abweichung der von ECAL1 gemessenen Position von der Schauer-Position in Abhängigkeit des Winkels inklusive Fehlerbalken.

Möglicherweise sollten hier jedoch noch genauere Untersuchungen unternommen werden, um eine Winkelabhängigkeit mit absoluter Sicherheit ausschließen zu können.

Kapitel 4

Zusammenfassung

Aufgrund der Möglichkeit zwischen Myonenstrahl und Hadronenstrahl zu wechseln, stellt COMPASS ein besonders flexibles Experiment dar, an dem auch zukünftig sehr vielseitige Experimente durchgeführt werden können. Allerdings ist es dazu notwendig, geeignetere Kalibrierungsmethoden für den ECAL1-Detektor zu entwickeln, um dessen Leistung zu verbessern. Besonders die Planung eines weiteren elektromagnetischen Kalorimeters ECAL0 [17], der noch vor ECAL1 platziert werden soll, wird sich als schwierig gestalten, wenn selbst für die bereits installierten Kalorimeter noch keine optimale Kalibrierung vorhanden ist.

Die Mängel des Auflösungsvermögens des Detektors wurden in dieser Arbeit eindeutig aufgezeigt. Im Vergleich mit ECAL2 ist zu erkennen, dass die elektromagnetischen Kalorimeter deutlich bessere Messungen liefern können, als es bei ECAL1 der Fall ist, besonders da in beiden Detektoren gleichwertige GAMS-Module verwendet werden, die eigentlich überall gleich gut arbeiten sollten. So ergibt sich in ECAL2 ein deutlich besseres E/P -Verhältnis als in ECAL1, wie in Abschnitt 3.3 gezeigt wurde. Durch die Entfernung des Bleis aus der *Rich Wall* wurde hier schon ein wichtiger Schritt zur Verbesserung des Zustandes unternommen. Nach wie vor liefert ECAL1 aber, auch bei der Messung der Pionenmasse, noch nicht dieselbe Leistung wie ECAL2. Der π^0 -Peak des $\gamma\gamma$ -Massenspektrums ist in ECAL1 verbreitert und zu geringeren Werten hin verschoben (Abschnitt 3.4). In diese Messung fließen dabei sowohl die Energie- als auch die Orts-Auflösung des Kalorimeters ein. Neben der schwierigen Kalibrierung ist auch die Zusammensetzung des Detektors aus drei unterschiedlichen Modultypen ein Faktor für diese Unsicherheiten. Eine einheitliche Betrachtung des Detektors führt unweigerlich zu Problemen und die unterschiedlichen Module müssen für bessere Ergebnisse einzeln betrachtet werden. Auch die Kalibrierung wird durch das unterschiedliche Verhalten der Modultypen nicht erleichtert.

Schließlich lässt sich mit den gewonnenen Parametern der Schauer-Profil-Fits (Abschnitt 3.5) für die unterschiedlichen Detektorblocktypen die pro Zelle deponierte Energie bestimmen. Da dazu aber nach wie vor die Gesamtenergie des Schauers bestimmt werden muss, ist letztendlich immer noch eine bessere Kalibrierung nötig. Die Entwicklung neuer Methoden in diesem Bereich wird also in Zukunft ein spannendes und vor allem wichtiges

Gebiet sein, dass dem COMPASS-Spektrometer zu noch deutlich besseren Leistungen verhelfen wird.

Anhang A

Literaturverzeichnis

- [1] P. A. et al., "The COMPASS experiment at Cern," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 577, pp. 455–518, 2007.
- [2] V. Kolosov, O. Kouznetsov, A. Magnon, F. Nerling, "Present performances of COMPASS electromagnetic calorimetry from data analysis," 2008.
- [3] A. V. Guskov, "The primakoff reaction study for pion polarizability measurement at compass," *Particles and Nuclei, Letters*, vol. 159, pp. 317–330, 2010.
- [4] A. Dinkelbach, *Precision Tracking and Electromagnetic Calorimetry Towards a Measurement of the Pion Polarisabilities at COMPASS*. PhD thesis, Technische Universität München, 2010.
- [5] J. Pretz, "Measurement of the Gluon Polarization in the Nucleon via Spin Asymmetries of Charmed Mesons at COMPASS," 2009.
- [6] The COMPASS Collaboration, "Gluon polarization in the nucleon from quasi-real photoproduction of high- p_T hadron pairs," 2005.
- [7] "COMPASS Homepage." <http://wwwcompass.cern.ch>, (zuletzt aufgerufen am 08.07.2011).
- [8] B. Grube, *A Trigger Control System for COMPASS and A Measurement of the Transverse Polarization of Λ and Ξ Hyperons from Quasi-Real Photo-Production*. PhD thesis, Technische Universität München, 2006.
- [9] N. D. et al., "Performance of the COMPASS polarized target dilution refrigerator," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 526, pp. 138–143, 2004.
- [10] J. B. et al., "On the large COMPASS polarized deuteron target," *Czechoslovak Journal of Physics*, vol. 56, 2006.
- [11] J. K. et al., "Polarization of the large COMPASS $^{14}\text{NH}_3$ target," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 150, 2009.

- [12] "ROOT Homepage." <http://root.cern.ch>, (aufgerufen am 01.07.2011).
- [13] S. Dinter, *Analysis of Final States with π^0 and η Mesons produced in π^-p Interactions and Studies of the Electromagnetic Calorimeters at COMPASS (CERN)*. PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2010.
- [14] D. Cotic, *Bestimmung der Linearität und Energieauflösung von Bleiglasmodulen im elektromagnetischen Kalorimeter am COMPASS-Experiment*. PhD thesis, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2008.
- [15] A. A. Lednev, "Shower separation program for ECAL2," 2008.
- [16] A. A. Lednev, "Electron shower transverse profile measurement," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 366, pp. 292–297, 1995.
- [17] The COMPASS Collaboration, "COMPASS-II Proposal," 2010.

Anhang B

Danksagung

Vielen Dank an Prof. Stephan Paul, dafür, mir die Möglichkeit gegeben zu haben, in seiner Gruppe an einem interessanten Problem zu arbeiten und einen Einblick in die Arbeitsmethoden dieses umfangreichen und faszinierenden Experimentes zu gewinnen.

Vielen Dank an Sebastian Uhl für die Betreuung und umfangreiche Hilfe bei der Erstellung dieser Arbeit.

Vielen Dank an meine Freundin für die ständige Unterstützung, das Korrekturlesen und die Hilfe in Kommasetzungs-Fragen.

Vielen Dank an meine Familie und all meine Freunde für ihre Geduld und Unterstützung.