

**Studien zur Monte-Carlo-Simulation von
elektromagnetischen Kalorimetern des
COMPASS-Experiments am CERN**

Axel Heimeroth

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

September 2018

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn,
Datum

.....
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Bernhard Ketzer
2. Gutachterin: Dr. Jan Pflamm-Altenburg

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	COMPASS-Experiment	3
3	Elektromagnetische Kalorimeter	5
3.1	Grundlagen	5
3.1.1	Elektromagnetische Schauer	5
3.1.2	Typen elektromagnetischer Kalorimeter	6
3.1.3	Parametrisierung der Energieauflösung	6
3.2	ECAL2	7
3.3	Schauerparametrisierung in ECALs bei COMPASS	7
4	Monte-Carlo-Simulation	9
4.1	Allgemein	9
4.2	Monte-Carlo-Simulationskette bei COMPASS	9
5	Bestimmung von Schauerparametern	11
5.1	Verfahren	11
5.2	Resultate	12
6	GFlash	15
6.1	Funktionsweise	15
6.2	Vergleich der Energiedeponierung	16
6.3	Qualität der Simulationen mit GFlash	17
6.3.1	TGEANT-Ebene	17
6.3.2	CORAL-Ebene	18
7	Rekonstruktion in CORAL	21
7.1	Schauerrekonstruktion in CORAL	21
7.2	CORAL-Korrekturen der Massenrekonstruktion	21
7.2.1	$\tilde{\pi}$ -Rekonstruktion	22
7.2.2	π^0 -Rekonstruktion	27
7.2.3	Schlussfolgerung	27
7.3	Energieabhängigkeit bei Photonrekonstruktion in CORAL	29
7.3.1	Energieauflösung der Rekonstruktion	30
8	Fazit	31
9	Aussicht	33

Literatur	35
A Nützliche Informationen	37
A.1 Standardabweichung	37
A.2 Merkmale einer TGEANT Datei durch Aktivierung von GFlash	37
A.3 Verteilung der simulierten zwei Photonereignisse in ECAL2 aus Abschnitt 7.2	38
A.4 CORAL-Parameter	39
A.5 Energieabhängigkeit der Photonenergierekonstruktion durch CORAL in ECAL2 aus Abschnitt 7.3	40
A.6 Schwerpunktsverschiebung von Simulationen mit und ohne GFlash aus Abschnitt 6.3.2	43
Abbildungsverzeichnis	45
Tabellenverzeichnis	47

Einleitung

Ziel dieser Bachelorarbeit ist es, ein tieferes Verständnis der Monte-Carlo-Simulationskette für elektromagnetische Kalorimeter beim COMPASS-Experiment am CERN zu Erlangen. Eine der Hauptaufgaben elektromagnetischer Kalorimeter besteht im Nachweis hochenergetischer Photonen. Durch Monte-Carlo-Simulationen können für diesen Prozess Vorhersagen über wichtige physikalische Größen gewonnen werden und damit das Verständnis der echten Messdaten des COMPASS-Experiments verbessert werden.

Beim simulierten Nachweis von Photonen müssen für diese Energie und Trefferpunkt im Kalorimeter möglichst präzise rekonstruiert werden. Für die Bestimmung des Trefferpunkts im Kalorimeter wird eine Parametrisierung der elektromagnetischen Schauerenergieabgabe genutzt. Für die Bestimmung der freien Parameter dieser Parametrisierung für die drei Modultypen von dem, bei COMPASS verwendeten, Kalorimeter ECAL2 wird im Rahmen dieser Arbeit ein Programm erstellt. Danach wird die Qualität der Simulationen, die mit einem implementierten Zusatzprogramm namens GFlash durchgeführt werden, untersucht. Dieses Programm spart Rechenzeit bei der Simulation. Es wird betrachtet, in welcher Form sich die Nutzung von GFlash auf die Genauigkeit der Simulation auswirkt. Als nächstes wird die Rekonstruktion der Masse von simulierten, in zwei Photonen zerfallenden, Teilchen mit dem Programm CORAL untersucht. Mit den bisherigen Einstellungen für CORAL wird die Masse zu gering rekonstruiert. Es wird nach einer Lösung für dieses Problem gesucht.

COMPASS-Experiment

Das COMPASS¹-Experiment am CERN² dient der Erforschung der starken Wechselwirkung und den gebundenen Zuständen, die diese erzeugt. Mit hochenergetischen Teilchen, die mittels des Super Proton Synchrotron (SPS) Beschleunigerrings erzeugt werden, wird im COMPASS-Experiment ein örtlich festes Ziel (engl.: target) beschossen. Mit dem Spektrometaraufbau des Experiments werden dann die entstehenden Reaktionsprodukte gemessen. Als Strahlteilchen können sowohl Myonen als auch hadronische Teilchen, wie etwa geladene Pionen gewählt werden. Die Monte-Carlo-Simulationen, die in dieser Bachelorarbeit betrachtet werden, beziehen sich alle auf den Zustand des Experiments im Jahr 2008. Zu diesem Zeitpunkt wurde ein π^- -Strahl, mit einer Energieverteilung, deren Maximalwert bei 190 GeV lag, und ein Target aus flüssigem Wasserstoff verwendet.

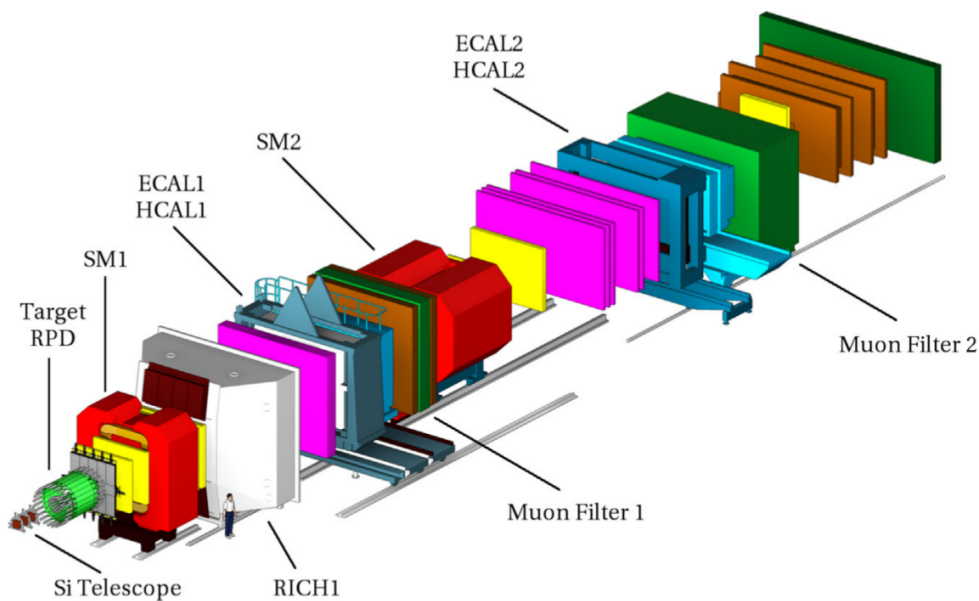


Abbildung 2.1: Spektrometaraufbau des COMPASS-Experiments für hadronischen Strahl [1]

¹ COMPASS = COmmon MUon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

² CERN = Conseil européen pour la recherche nucléaire, z.d.t.: Europäische Organisation für Kernforschung

In Abbildung 2.1 ist der grundlegende Spektrometere Aufbau des COMPASS-Experiments zu sehen, wie er für hadronische Strahlen verwendet wird. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die wichtigsten, in der Abbildung beschrifteten, Bauteile und ihre Funktion im Experiment gegeben:

Target und RPD

Das Target besteht aus einem zylindrischen Behälter, dessen 400 mm lange Symmetrieachse parallel zur Strahlrichtung und an dieser zentriert liegt. Der Durchmesser des Behälters beträgt 35 mm, womit sich ein Volumen von 0,4 l ergibt. Gefüllt ist das Target mit flüssigem Wasserstoff. [1]

Die Reaktion, die beobachtet werden soll, ist die Streuung der negativen Pionen an den Protonen des Wasserstoffs. Bei inelastischen Reaktionen entstehen dabei neue Teilchen und das Proton erhält einen Rückstoß. Dadurch verlässt es sehr wahrscheinlich das Target. Im RPD³ wird das Proton nachgewiesen, die neuen Teilchen in den anderen Detektoren. Der RPD misst Richtung und Energie der beschleunigten Protonen.

SM1 und SM2

Bei SM1 und SM2 handelt es sich um starke, nicht supraleitende Dipolmagnete, die genutzt werden, um die Flugbahnen geladener Teilchen abzulenken. Mithilfe von Spurdetektoren wird die Bahn dieser Teilchen im Einfluss des Magnetfelds gemessen. Aus der Krümmungsrichtung kann bei der Auswertung der Messdaten das Vorzeichen der Ladung bestimmt werden. Aus der Stärke der Krümmung kann bei bekannter Ladung der Impuls des Teilchens bestimmt werden.

ECAL1 und ECAL2

ECAL1 und ECAL2 sind elektromagnetische Kalorimeter, die zum Nachweis von Photonen, Elektronen und Positronen genutzt werden. Wegen der zentralen Rolle von ECAL2 für diese Arbeit wird auf dessen Aufbau im nachfolgenden Kapitel genauer eingegangen.

RICH

Der RICH-Detektor ist ein Cherenkov-Ring-Detektor. Dieser misst den Radius des Cherenkov-Lichtkegels, um daraus die Geschwindigkeit geladener Teilchen zu bestimmen. Cherenkov-Strahlung tritt auf, wenn sich geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit durch Materie bewegen, die über der Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium liegt. Beim Durchqueren von Materie polarisieren geladene Teilchen die umliegenden Atome. Dadurch strahlen die Atome Photonen ab. Solange die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens unter der Lichtgeschwindigkeit des Mediums liegt, interferieren die, von den verschiedenen Atome emittierten, Photonen untereinander destruktiv und es wird auf großen Skalen kein Licht emittiert. Sobald die Geschwindigkeit des, die Materie durchquerenden, Teilchens höher als die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist, interferieren die Photonen, die von den Atomen abgestrahlt werden, nicht mehr destruktiv. Es entsteht ein Lichtkegel, an dessen Spitze sich das geladene Teilchen befindet. [2]

HCAL1 und HCAL2

HCAL1 und HCAL2 sind hadronische Kalorimeter und dienen, entsprechend ihrem Namen, dem Nachweis von hadronischen Teilchen. Genauer gesagt dem Nachweis von Protonen, Pionen und Kaonen. Da hadronische Teilchen in Szintillatoren kaum wechselwirken, sind hadronische Kalorimeter aus abwechselnden Schichten aufgebaut. Dabei dient der eine Teil der Schichten, hier aus Eisen, als Reaktionsmaterial für die hadronischen Teilchen und der andere Teil besteht aus Szintillatoren, die die Energie der Zerfallsprodukte der hadronischen Teilchen messen.

³ RPD = **R**ecoil **P**roton **D**etector, zu dt.: Rückstoßprotonendetektor

Elektromagnetische Kalorimeter

3.1 Grundlagen

3.1.1 Elektromagnetische Schauer

Trifft ein hochenergetisches Teilchen (GeV-Bereich), das hauptsächlich elektromagnetisch wechselwirkt¹, auf ein elektromagnetisches Kalorimeter, so entsteht ein elektromagnetischer Schauer, der hauptsächlich über einen Wechsel aus Elektron-Positron-Paarbildung, Bremsstrahlung des Elektrons und Positrons und Annihilation des Positrons abläuft. Dabei wird idealerweise die gesamte Energie des Teilchens im Detektor deponiert. Im Folgenden werden wichtige Größen und die grundlegende, sowohl transversale als auch longitudinale, Form elektromagnetischer Schauer beschrieben.

longitudinales Schauerprofil

Eine wichtige Größe um die longitudinale Energieverteilung eines elektromagnetischen Schauers zu beschreiben ist die Strahlungslänge X_0 . Sie ist eine materialabhängige Größe, die zur Beschreibung des Energieverlusts eines geladenen Teilchens durch Bremsstrahlung gemäß [3]

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \quad (3.1)$$

definiert wird. Hierbei ist $\frac{dE}{dx}$ der Energieverlust des Teilchens durch Bremsstrahlung pro Wegstrecke und E dessen Energie. Die longitudinale Energieverteilung des Schauers wird empirisch mit der Longo-Formel gemäß [3]

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^a}{\Gamma(a)} t^{a-1} e^{-bt} \quad (3.2)$$

beschrieben. Dabei ist t die Tiefe x des Schauers in Einheiten der Strahlungslänge nach $t = x/X_0$, a und b sind die freien Parameter der Formel, E_0 ist die gesamte deponierte Energie und Γ ist die Gamma-Funktion. Das Maximum dieser Verteilung liegt bei $t_{\max} = \frac{a-1}{b}$ [3]. Die longitudinale Energieverteilung besitzt einen langen Schwanz. Darum treten bei kostenmäßig vertretbaren Detektorlängen immer noch gewisse Leckverluste auf.

¹ in der Praxis meist ein Photon, Elektron oder Positron

transversales Schauerprofil

Die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird durch den Molière-Radius [4]

$$R_M = \frac{E_s}{E_c} X_0 \quad (3.3)$$

beschrieben, wobei $E_s \approx 21 \text{ MeV}$ gilt. E_c ist die materialabhängige kritische Energie. Bei Energien größer der kritischen Energie überwiegen Strahlungsverluste eines geladenen Teilchens durch Bremsstrahlung die Energieverluste durch Ionisation. In einem unendlich langen, an der Schauermitte zentrierten, Zylinder mit Radius $r = 1R_M$ werden 90% der Schauerenergie deponiert, in einem Zylinder mit Radius $r = 3,5R_M$ sind es 99% [4]. Der Hauptteil der Energie wird also in einem, zum Vergleich der Gesamtbreite des Schauers, schmalen Bereich deponiert.

3.1.2 Typen elektromagnetischer Kalorimeter

Es gibt zwei Hauptbauweisen elektromagnetischer Kalorimeter. Mit homogenen Kalorimetern werden bessere Energieauflösungen erzielt, während mit inhomogenen Kalorimetern u.a. bessere Ortsauflösungen erreicht werden. [3]

homogene Kalorimeter

In homogenen Kalorimetern finden Schauerentwicklung und die Entstehung elektronisch messbarer Signale im gleichen Material statt. Es gibt mehrere Materialien die sich für homogene Kalorimeter anbieten. Anorganische Szintillatoren, wie PbWO_4 oder NaI(Tl) [3] oder organische Szintillatoren aus Kunststoff, senden, angeregt durch die Schauerteilchen, Szintillationslicht aus, welches mit Photomultipliern registriert wird. Organische Szintillatoren besitzen in der Regel kürzere Abklingzeiten als anorganische, während diese aber eine höhere Lichtausbeute erzielen. In flüssigen Edelgasen wird die Schauerenergie sowohl in Szintillationslicht, als auch als in freie Ladungen umgesetzt. Verwendet man Bleiglas oder PbF_2 [3] für das Kalorimeter kann man die Schauerenergie über Cherenkov-Strahlung messen. Auch das Licht, welches aus Cherenkov-Strahlung stammt, wird mit Photomultipliern gemessen.

Sampling-Kalorimeter

In Sampling-Kalorimetern wechseln sich Schichten zur Schauerentwicklung aus Material mit hoher Kernladungszahl und Schichten, die der Entstehung elektronisch messbarer Signale dienen, ab. Schichten zur Schauerentwicklung werden typischerweise mit Materialien wie Eisen, Blei oder Uran [4] realisiert. Zur Entstehung elektronischer Signale können Szintillatoren verwendet werden.

3.1.3 Parametrisierung der Energieauflösung

Die Energieauflösung $\sigma(E)$ elektromagnetischer Kalorimeter wird nach folgender Gleichung parametrisiert

$$\sigma(E) = \sqrt{a^2 E + b^2 E^2 + c^2} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad (3.4)$$

wobei E die Energie in GeV ist und a , b und c die freien Parameter sind. Links ist die Gleichung für die Energieauflösung in gewöhnlicher Schreibweise aufgeführt. Rechts ist die Gleichung der relativen Energieauflösung in die „gängige Schreibweise für die quadratische Addition von Auflösungen“ ([3], S. 603)

gebracht worden. Der Term mit der Variable a beschreibt stochastische Fluktuationen des elektromagnetischen Schauers, der b -Term fasst konstante Beiträge zum relativen Fehler der Energiemessung, wie etwa bauliche Fehler, zusammen und der c -Term beschreibt den Beitrag des energieunabhängigen elektronischen Rauschens.

3.2 ECAL2

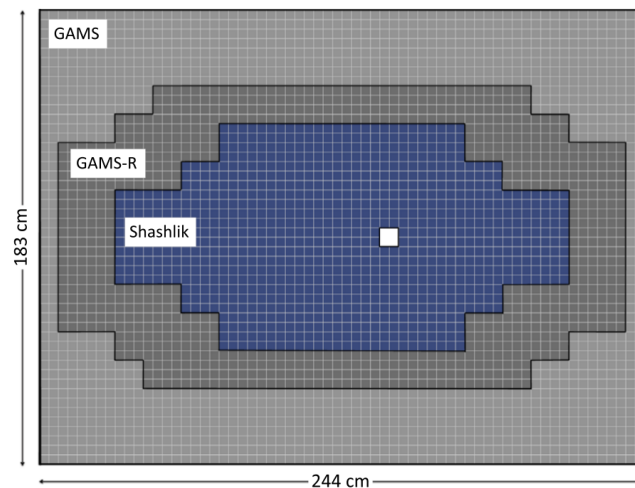


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters ECAL2 von COMPASS, betrachtet aus der Richtung des Strahls des Experiments [1]

In Abbildung 3.1 ist der schematische Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters ECAL2 von COMPASS zu sehen. Die Ansicht erfolgt hier aus Richtung des Strahls. Die zu sehende Detektorfläche wird in der folgenden Arbeit auch als xy -Ebene des Detektors bezeichnet. Dies begründet sich aus dem COMPASS eigenen Koordinatensystem, bei dem die Strahlrichtung des Experiments die z -Achse definiert. Wie in der Abbildung markiert, besteht ECAL2 aus drei verschiedenen Typen an Kalorimetermodulen. Insgesamt sind es 3068 Module, die in einer 68×48 Matrix angeordnet sind. Das Loch für den Strahl ist 2×2 Module groß. Alle Module besitzen dieselben transversalen Abmessungen von $(3,83 \text{ cm} \times 3,83 \text{ cm})$. Die äußeren 1332 Module vom Typ GAMS bestehen aus Bleiglas vom Typ TF1. Die weiter innen liegende Schicht aus GAMS-R-Modulen besteht aus 848 strahlungsgehärteten Bleiglasmodulen. Deren TF1 Bleiglas ist mit 0,2% Cerium angereichert. In den GAMS- und GAMS-R-Modulen wird also Cherenkovstrahlung gemessen. Am weitesten innen liegen 888 Shashlik Module. Dies sind inhomogene Kalorimetermodule. Sie bestehen aus 154 Doppelschichten aus je einer 0,8 mm dicken Bleiplatte und einer 1,55 mm dicken Platte aus organischem Szintillatormaterial. Durch diese Schichten sind je 16 Glasfaserlichtleiter geführt, um das Szintillationslicht bis zu den Photomultipliern zu führen. [1]

3.3 Schauerparametrisierung in ECALs bei COMPASS

Die Energiedeposition eines elektromagnetischen Schauers in einem Kalorimeter kann auf der senkrecht zum Strahl liegenden Detektorebene zweidimensional parametrisiert werden. Das Prinzip wird aber

zunächst eindimensional erläutert. Als Ursprung des Koordinatensystems dient in beiden Fällen der Trefferpunkt des schauerauslösenden Teilchens. Als eindimensionale Parametrisierung des auf die Gesamtenergie deponierung normierten und integrierten Schauerprofils dient folgende Funktion [5]

$$F(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^n a_i \cdot \arctan \frac{x}{b_i} \quad \text{mit} \quad \sum_{i=1}^n a_i = 1 \quad (3.5)$$

Dabei ist x die Distanz vom Trefferpunkt des schauerauslösenden Teilchens, a_i und b_i sind die freien Parameter des Schauerprofils und n ist abhängig vom Typ der Detektorzelle, in dem der Trefferpunkt liegt, und nimmt die Werte zwei oder drei an. Für ECAL2 wurde, wie von A. Lednev vorgeschlagen [5], $n = 2$ für Module vom Typ GAMS und GAMS-R und $n = 3$ für den Typ SHASHLIK gewählt. Der Funktionswert von $F(x)$ gibt an, wie groß am Ort x beginnend bei $x = -\infty$ der bereits integrierte Anteil des Schauers ist. Daraus ergeben sich direkt die Grenzwerte zu $\lim_{x \rightarrow \infty} F(x) = 1$ und $\lim_{x \rightarrow -\infty} F(x) = 0$. Unter der, für die Parametrisierung getroffenen, Annahme, dass die Schauerenergie deponierung symmetrisch verteilt ist, ergibt sich zudem $F(0) = 0.5$.

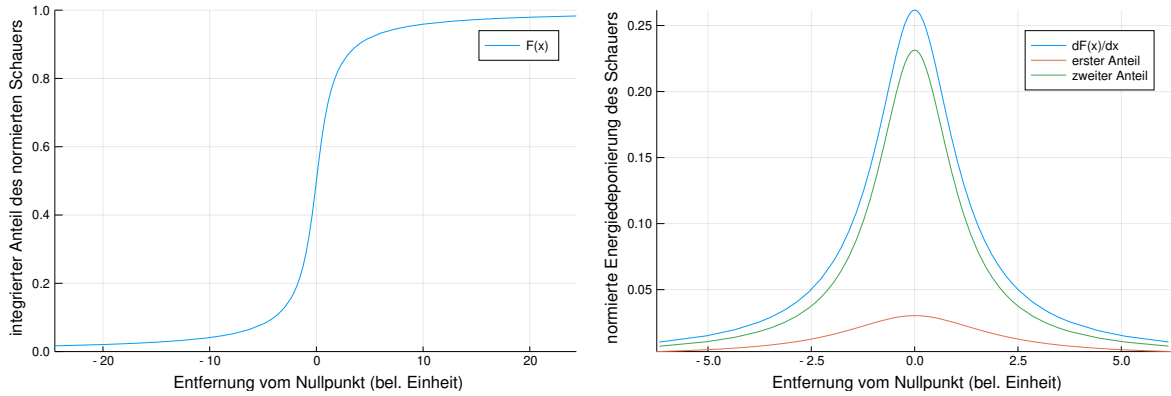


Abbildung 3.2: Beispiele für die Parametrisierungsfunktion $F(x)$ (links) und ihr Differential nach dem Ort (rechts)

In Abbildung 3.2 sind links die eindimensionale Parametrisierungsfunktion $F(x)$ und rechts ihr Differential nach dem Ort $dF(x)/dx$ abgebildet. Für die Parametrisierungsfunktion ist die Summe der einzelnen Beiträge der Funktion abgebildet, für ihr Differential nach dem Ort $dF(x)/dx$ zusätzlich auch die einzelnen Beiträge für $n = 2$. Am Differential sieht man, dass die Parametrisierung die transversal schmale Form mit langen Ausläufern eines elektromagnetischen Schauers widerspiegelt.

Für die zweidimensionale Parametrisierung des auf die Gesamtenergie deponierung normierten und integrierten Schauerprofils wird folgende Funktion genutzt [5]

$$F(x, y) = \frac{1}{4} + \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^n a_i \cdot \left(\arctan \frac{x}{b_i} + \arctan \frac{y}{b_i} + \arctan \frac{xy}{b_i \sqrt{b_i^2 + x^2 + y^2}} \right) \quad \text{mit} \quad \sum_{i=1}^n a_i = 1 \quad (3.6)$$

wobei x und y jeweils die Distanz vom Trefferpunkt des schauerauslösenden Teilchens angeben, a_i und b_i die freien Parameter des Schauerprofils sind und n abhängig vom Typ der Dektektorzelle ist, wie es für Gleichung (3.5) beschrieben wurde. Analog zur eindimensionalen Funktion gibt $F(x, y)$ nun den Wert des auf die Gesamtenergie deponierung normierten und vom Ort $(-\infty, -\infty)$ bis (x, y) integrierten Schauerprofils an. Insbesondere gilt $\lim_{x \rightarrow \infty} F(x, y) = F(y)$ und $\lim_{y \rightarrow \infty} F(x, y) = F(x)$.

Monte-Carlo-Simulation

4.1 Allgemein

Die Monte-Carlo-Simulation ist eine stochastische Methode. Sie basiert auf dem Ziehen von Zufallszahlen. Mit diesem Verfahren werden Probleme, die zu komplex für eine analytische Behandlung sind, numerisch gelöst. Bei Physikexperimenten werden mit Monte-Carlo-Simulationen Vorhersagen über die zu erwartenden Messwerte getroffen. Von besonderer Bedeutung ist dabei die Akzeptanz eines Experiments für einen bestimmten physikalischen Prozess. Die Akzeptanz beschreibt das Verhältnis zwischen gemessenen und tatsächlich stattgefundenen Ereignissen. Mithilfe dieser und anderer Informationen, die mittels Monte-Carlo-Simulation berechnet werden, können die echten Messdaten eines Experiments, und damit die zugrunde liegenden physikalischen Gesetze, besser verstanden werden.

4.2 Monte-Carlo-Simulationskette bei COMPASS

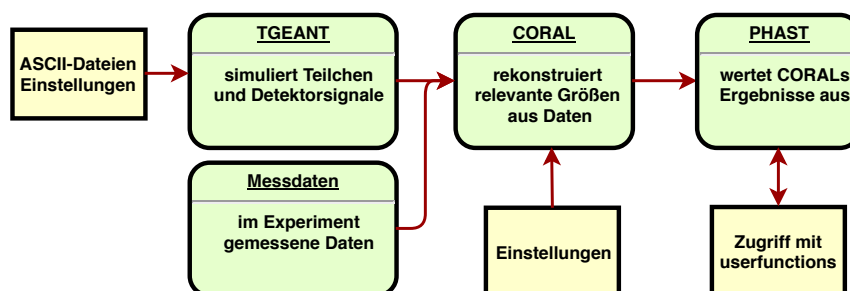


Abbildung 4.1: Monte-Carlo-Simulationskette und Ablauf der Auswertung echter Messdaten

In Abbildung 4.1 ist die Monte-Carlo-Simulationskette skizziert, wie sie beim COMPASS-Experiment verwendet wird. Ebenfalls eingezeichnet ist der Ablauf der Auswertung echter Messdaten. Zuerst wird nun das Verfahren mit echten Daten dargelegt. Die echten Messdaten, die aus Signalen der Detektoren

bestehen, werden vom Programm CORAL¹ analysiert. Dabei bestimmt CORAL aus den Messdaten die Anzahl der registrierten Teilchen, deren Flugbahnen und weitere Eigenschaften, wie z.B. Ladung oder Energie. Wenn möglich wird auch ein primärer Vertex der Reaktion rekonstruiert. Mit einer PHAST²-„userfunction“ wird auf die in CORAL ermittelten Daten zugegriffen. Auf dieser Ebene können dann Ereignisselektionen und weitere Analysen der Messdaten durchgeführt werden.

Für eine Monte-Carlo-Simulation von COMPASS werden zunächst Teilchenreaktionen im Target des Experiments mit dem, Geant4 basierten, Programm TGEANT simuliert. Welchen Aufbau des Experiments man nutzen möchte oder welche Teilchen den Strahl bilden sollen, spezifiziert man dabei über die Einstellungen. Für die Wahl der, aus der Reaktion im Target stammenden Teilchen, kann man entweder einen in TGEANT implementierten Generator oder eine sogenannte ASCII-Datei nutzen. In einer ASCII-Datei sind die pro Ereignis entstehenden Teilchen spezifiziert, sowohl deren Anzahl und Art, als auch deren Impulse. TGEANT simuliert dann die Flugbahn dieser Teilchen und, bei Kontakt mit Detektoren, die Energiedeposition in diesen. Dasselbe wird auch für eventuell erzeugte Sekundärteilchen simuliert, die durch Reaktionen der anfangs eingesetzten Teilchen entstehen. Diese Daten werden wie beim Auswerten echter Daten nun mit CORAL verarbeitet. Wichtig ist aber, dass für computergenerierte Daten andere Einstellungen verwendet werden, da z.B. Energiekorrekturen in den Kalorimetern für beide Datensätze verschieden sind. Auf die von CORAL verarbeiteten Daten wird nun wieder über PHAST zugegriffen und die Analyse gewünschter Größen durchgeführt.

Simulierte physikalische Prozesse in TGEANT

Die Grundlage der physikalischen Prozesse in TGEANT bilden die Physikpakete von Geant4. Mehr Informationen zu den in Geant4 simulierten physikalischen Prozessen liefert Quelle [6]. Es gibt verschiedene Modi in denen TGEANT, in Bezug auf die einbezogenen Physikprozesse, laufen kann. Im Folgenden wird auf den, für diese Arbeit verwendeten, „Standard“ oder auch „NoOptical“ genannten Modus Bezug genommen. Es werden bei diesem Modus keine optischen Photonen und deren Wechselwirkungen simuliert. Die Cherenkovstrahlung wird also nicht durch Simulation der einzelnen emittierten Photonen simuliert [7]. Die sonstigen Wechselwirkungen, elektromagnetischer und starker Natur, und Teilchen werden simuliert. TGEANT unterscheidet zwischen lang- und kurzlebigen Teilchen. Für langlebige Teilchen (Lebensdauer $\geq 10^{-14}$ s), wie Myonen oder geladene Pionen, wird vor deren möglichem Zerfall die Fortbewegung dieser Teilchen simuliert. Kurzlebige Teilchen, wie etwa π^0 -Teilchen, zerfallen instantan, ohne sich vorher bewegt zu haben. [8]

¹ CORAL = **C**OMPASS **R**econstruction **A**naLYsis software package

² PHAST = **P**Hysics **A**nalysis **S**oftware **T**ools

Bestimmung von Schauerparametern

Die Grundlage der, nachfolgend beschriebenen, Bestimmung von Schauerparametern stellen Simulationsdaten mit jeweils genau einem Schauer je simuliertem Ereignis dar. Die Schauerenergie-deponierung wird zellenweise gespeichert. Für jede Zelle stehen die Koordinaten der Zellenmitte und die in ihr deponierte Energie als Information zur Verfügung.

5.1 Verfahren

Um die, in Abschnitt 3.3 beschriebenen, Schauerparameter zu bestimmen, gibt es zwei grundlegende Verfahren. Die erste Möglichkeit besteht darin, die Energie-deponierung vor der Anpassung der zweidimensionalen Parametrisierungsfunktion beginnend am Punkt $(-\infty, -\infty)$ aufzuintegrieren und die Funktion an diese aufbereiteten Daten anzupassen. Bei dieser Methode fehlt aber eine sinnvolle Bestimmung der Fehler pro Datenpunkt.

Darum wurde die zweite Methode gewählt. Bei dieser wird, für gewählte Parameter a_i und b_i , die Energie-deponierung der j -ten Zelle $E_{\text{cell},j}$ aus der zweidimensionalen Parametrisierungsfunktion $F(x, y)$ bestimmt. Dabei ist der Ort (x, y) die Zellenmitte der j -ten Zelle in einem Koordinatensystem mit dem Trefferpunkt des schauerauslösenden Teilchens im Ursprung. $E_{\text{cell},j}$ wird nach folgenden Gleichungen bestimmt

$$A_{\text{cell},j} = F\left(x + \frac{d}{2}, y + \frac{d}{2}\right) - F\left(x - \frac{d}{2}, y + \frac{d}{2}\right) - F\left(x + \frac{d}{2}, y - \frac{d}{2}\right) + F\left(x - \frac{d}{2}, y - \frac{d}{2}\right) \quad (5.1)$$

$$E_{\text{cell},j} = E_{\text{ges}} \cdot A_{\text{cell},j} \quad (5.2)$$

wobei d die Zellenbreite ist und eine quadratische Geometrie der Zelle vorausgesetzt wird¹. $A_{\text{cell},j}$ bezeichnet den in der j -ten Zelle deponierten relativen Anteil der Gesamtschauerenergie-deponierung E_{ges} . In Abbildung 5.1 ist die Berechnung von $A_{\text{cell},j}$ grafisch dargestellt. Dabei steht das Gitter in der Abbildung für die einzelnen Module des Kalorimeters, in Grün ist der Schauer dargestellt und in Gelb der Trefferpunkt. Mit einem Kreuz ist die Zelle markiert, für die $A_{\text{cell},j}$ berechnet werden soll. Die vier roten Flächen symbolisieren die vier Terme von Gleichung 5.1. Die Nummer in einer Fläche steht für die Stelle des Term in der rechten Seite der Gleichung. Das Plus- bzw. Minuszeichen zeigt an, ob der Term addiert oder subtrahiert wird. Die vier Terme sind der Wert der zweidimensionalen Parametrisierungsfunktion $F(x, y)$ an je einer der vier Ecken der Zelle, für die $A_{\text{cell},j}$ berechnet werden

¹ die Zellen von ECAL2 sind in der xy -Ebene quadratisch

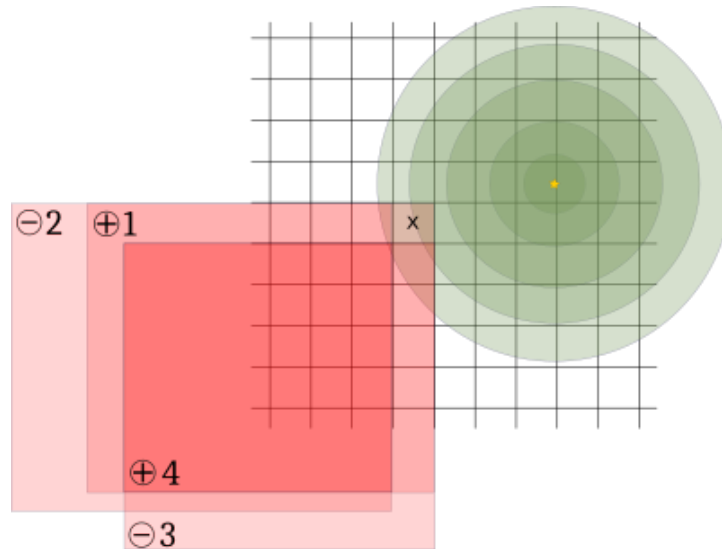


Abbildung 5.1: Grafische Darstellung der Berechnung von $A_{\text{cell},j}$ aus der zweidimensionalen Parametrisierungsfunktion $F(x, y)$; das Gitter steht für die Zellen des Kalorimeters, der Treffpunkt ist gelb dargestellt, Grün symbolisiert den Schauer, das x markiert die j -te Zelle für die $E_{\text{cell},j}$ berechnet werden soll und in Rot sind die Terme der Formel (5.1) veranschaulicht

soll. Durch Zusammenrechnen der Terme mit korrekten Vorzeichen, erhält man den in der j -ten Zelle deponierten Anteil an der Gesamtschauerenergie deponierung.

Aus den kalkulierten Energiedeponierungen $E_{\text{cell},j}$ wird dann gemäß der folgenden Gleichung die Größe χ^2 berechnet

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^N \frac{(E_j - E_{\text{cell},j})^2}{\sigma_E^2(E_j)} \quad (5.3)$$

wobei E_j die j -te der N gemessenen Energiedeponierungen des Schauers ist, $E_{\text{cell},j}$ die gemäß Gleichung (5.2) dazugehörige kalkulierte Deponierung und $\sigma_E(E_j)$ der energieabhängige Fehler der j -ten Energiedeponierung. χ^2 ist ein Maß dafür wie gut die Schauerparameter die auszuwertenden Daten beschreiben. Je geringer dieser Wert ist, desto besser werden die Daten beschrieben.

Der Fehler $\sigma_E(E)$ wird nach Gleichung (3.4) aus Abschnitt 3.1.3 berechnet. Dabei werden die Parameter $a = 0,15 \text{ GeV}^{\frac{1}{2}}$, $b = 0,015$ und $c = 0,05 \text{ GeV}$ gewählt. Diese Parameter für die Fehlerberechnung werden in der in CORAL vorhandenen Datei `calorim_mc.2008.opt` von S. Uhl für ECAL2 vorgeschlagen. Die Größe χ^2 wird nun durch Variation der Schauerparameter minimiert. Dies wird mittels eines ROOT-Minimierers des Typs `Minuit2` realisiert. Dabei werden $(2 \cdot n - 1)$ Parameter angepasst. Jeweils a_i und b_i für jeden der n Summanden in der zweidimensionalen Parametrisierungsfunktion (Gl. (3.6)). Einer der a_i -Parameter muss wegen der Bedingung $\sum_{i=1}^n a_i = 1$ nicht angepasst werden.

5.2 Resultate

Es wurde ein, nach dem in Abschnitt 5.1 beschriebenen Verfahren arbeitendes, Programm erstellt. Dieses wurde auf drei TGEANT-Datensätze angewandt, um Schauerparameter für die drei Modultypen von

ECAL2 anzupassen. Je Datensatz besitzen alle 100 simulierten ein-Photon-Ereignisse den gleichen Startwinkel und die gleiche Energie von 40 GeV. Für jeden Datensatz wurde der Trefferpunkt so gewählt, dass er an einer Stelle mit möglichst vielen beieinander liegenden Zellen gleichen Typs liegt. Die Simulationen wurden nur mit dem Target und ECAL2 im Aufbau des Experiments durchgeführt. In Abbildung 5.2 sind mit roten Kreuzen die, für die Datensätze verwendeten, Trefferpunkte in ECAL2 markiert. RHGAMS ist dabei nur eine andere Bezeichnung für die GAMS-R-Module.



Abbildung 5.2: Die, für die Extraktion der Schauerparameter eines Modultyps simulierten, Photonen trafen jeweils bei dem roten x neben dem Modultypnamen auf die ECAL2 Ebene; in Schwarz sind tragende Strukturen von ECAL2 dargestellt, in den drei Blautönen die verschiedenen Modultypen

Es wurden die, in Tabelle 5.1 aufgeführten, Schauerparameter und reduzierten Chiquadratwerte $\chi_{\text{red}}^2 = \chi^2/\text{ndf}$ ermittelt, wobei ndf die Anzahl der Freiheitsgrade bei der Anpassung der Parameter an die Daten bezeichnet. Ein Wert von χ_{red}^2 nahe bei eins steht für eine gute Anpassung.

Auffallend sind die hohen Werte für das reduzierte Chiquadrat für die Anpassung der Parametrisierung an die Daten für die GAMS-Module. Dies lässt sich damit erklären, dass die Parametrisierung des Schauers eine Symmetrie desselbigen in der Ebene des Kalorimeters annimmt, dies ist aber, insbesondere wenn das Schauerteilchen unter einem Winkel auf das Kalorimeter trifft, nicht allgemein gegeben.

Modultyp	a_1	b_1 / mm	a_2	b_2 / mm
GAMS	$0,812 \pm 0,001$	$5,175 \pm 0,032$	$1 - a_1$	$-0,145 \pm 0,021$
GAMS-R	$0,987 \pm 0,001$	$3,810 \pm 0,077$	$1 - a_1$	$-3,810 \pm 5,430$
SHASHLIK	$0,756 \pm 0,002$	$4,331 \pm 0,031$	$0,059 \pm 0,002$	$366,677 \pm 0,284$

Modultyp	a_3	b_3 / mm	χ_{red}^2
GAMS	-	-	5,80
GAMS-R	-	-	1,06
SHASHLIK	$1 - a_1 - a_2$	$4,33 \pm 0,013$	1,85

Tabelle 5.1: Nach dem in Abschnitt 5.1 beschriebenen Verfahren angepasste Schauerparameter für je einen Modultyp von ECAL2 und zur Anpassung gehörende χ_{red}^2 -Werte; je Modultyp beispielhafter Datensatz aus je 100 ein-Photon-Ereignissen mit Energie $E = 40 \text{ GeV}$ in ECAL2, alle Photonentreffer je Modultyp an einem Punkt

GFlash

Die Simulation elektromagnetischer Schauer in Kalorimetern ist in TGEANT, im Bezug auf die Rechenzeit, eine sehr teure Aufgabe. TGEANT simuliert alle Teilchen, die vom schauerauslösenden Teilchen¹ produziert werden, ihre Bahnen, Energiedepositionen im Detektor und wiederum entstehende Tochterteilchen. Um diese Aufgabe zu vereinfachen und damit die Rechenzeit zu verringern, ist in TGEANT ein Zusatzprogramm namens GFlash implementiert.

Die Zeitersparnis durch die Verwendung von GFlash schwankt, kann aber nach eigener Beobachtung bis zu 99% betragen. Im Folgenden wird zunächst die Funktionsweise von GFlash dargelegt und anschließend wird die Qualität von, mit und ohne GFlash durchgeführten, Simulationen verglichen.

6.1 Funktionsweise

GFlash wird immer dann aufgerufen, wenn ein Positron oder Elektron einen, in TGEANT als „sensitiver Detektor“ definierten, Bereich betritt. Dringt ein Photon während der Simulation in einen Detektor ein, so wird zunächst ganz regulär die Paarbildung des Photons simuliert und dann für das entstehende Elektron-Positron-Paar GFlash aufgerufen. Nach dem Aufruf prüft GFlash, ob das Teilchen innerhalb definierter Energiegrenzen für die Verwendung von GFlash liegt. Die Standard Energiegrenzen sind:

$$E_{\min} = 0,1 \text{ GeV} \quad \text{und} \quad E_{\max} = 10^4 \text{ GeV} \quad (6.1)$$

Ebenso überprüft GFlash, ob der Schauer seine Energie innerhalb des Detektors deponieren wird oder ob zu viel Energie den Detektor wieder verlässt. Dann wäre die Simulation aller einzelnen Schauerteilchen sinnvoller. Um zu Testen ob die Energie hauptsächlich im Detektor deponiert werden wird, nutzt GFlash einen Zylinder. Dessen Symmetrieachse startet am Punkt an dem das Teilchen sich momentan befindet. Der Zylinder ist in Flugrichtung des Teilchens ausgerichtet und 2,5 Strahlungslängen X_0 des entsprechenden Materials lang. Sein Radius beträgt 1,5 Molière-Radien R_M . An dem dem Teilchen gegenüberliegenden Ende des Zylinders, wird an vier, jeweils 90° voneinander entfernten, Punkten auf dem Zylindermantel überprüft, ob die Punkte innerhalb des Detektors liegen. Falls einer der Punkte nicht im Detektor liegt, so übernimmt GFlash nicht die Simulation des Schauers und TGEANT berechnet diesen regulär. Wenn alle Punkte innerhalb des Detektors liegen, so fährt GFlash fort. Für das weitere Vorgehen vernichtet GFlash das Mutterteilchen und fängt an dessen Energie punktweise im Detektor zu deponieren. Die Verteilung der Energie im Detektor wird nach einer, in Quelle [6] beschriebenen, Parametrisierung der Schauerenergiedeposition durchgeführt. Ist die gesamte Energie verteilt, so

¹ auch Mutterteilchen genannt

werden die von GFlash gesetzten Deponierungspunkte zellenweise aufsummiert. So wird für jede Zelle des Detektors in der Energie deponiert wurde, genau ein Eintrag in der fertigen TGEANT-Datei erzeugt. Wenn TGEANT den Schauer regulär simuliert, können mehrere Einträge über Deponierungen pro Zelle gespeichert werden. Ein Eintrag für jedes Schauereteilchen, das in einer bestimmten Zelle Energie verloren hat.

Ob ein Schauer von GFlash berechnet wurde oder nicht, wird von TGEANT nicht in einer Variable gespeichert. Man kann aus dem Vergleich der Rechenzeit und der Dateigröße (mit GFlash berechnete Schauer verursachen weniger große Dateien) zwischen zwei Simulationen, bei denen GFlash in den Einstellungen angestellt bzw. ausgestellt war, jedoch gut entscheiden, ob GFlash genutzt wurde. Anhand von Merkmalen in der fertigen TGEANT-Datei (s. Anhang A.2) lässt sich ebenfalls entscheiden, ob GFlash aktiviert wurde.

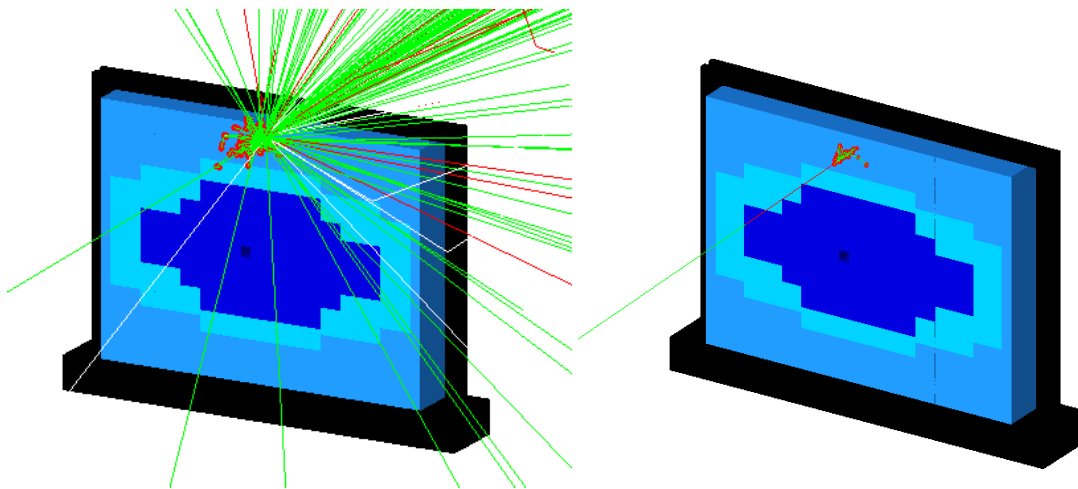


Abbildung 6.1: Visualisierung des Simulationsergebnisses von TGEANT eines einzelnen Photons mit 40 GeV das auf ECAL2 trifft; rechts mit und links ohne GFlash; in drei Blautönen sind die drei Zelltypen von ECAL2 dargestellt, in Schwarz tragende Strukturen von ECAL2, in Grün sind Photonflugbahnen, in Rot die Bahnen von Elektronen und in Weiß die von Positronen

In Abbildung 6.1 ist die Visualisierung eines Simulationsergebnisses von TGEANT für ein einzelnes Photon mit 40 GeV, das auf ECAL2 trifft, zu sehen. Die linke Abbildung zeigt die Visualisierung ohne GFlash und die rechte Abbildung zeigt diese mit GFlash. In der Abbildung ist ECAL2 in Blau dargestellt, dabei jeder Zellentyp in einem anderen Farbton. In Schwarz sind tragende Strukturen des Kalorimeters dargestellt. Die grünen Linien zeigen Photonflugbahnen, die Roten die Bahnen von Elektronen und in Weiß sind Positronenflugbahnen eingezeichnet. Es wird sehr deutlich, dass TGEANT viele Teilchen simulieren muss um einen einzigen Schauer zu simulieren und dies mit GFlash eingespart werden kann.

6.2 Vergleich der Energiedeponierung

In Abbildung 6.2 ist eine zweimal gleich durchgeführte Simulation und Auswertung zu sehen. Der einzige Unterschied ist, dass rechts GFlash aktiviert wurde und links nicht. Für die Abbildungen wurden 100 Ereignisse mit je einem Photon mit immer gleicher Energie von 190 GeV und immer dem gleichen Winkel am Startpunkt simuliert. Für die Simulation wurden vom Aufbau des COMPASS-Experiments nur das Wasserstofftarget und ECAL2 eingebunden. Die TGEANT-Dateien wurden direkt ausgewer-

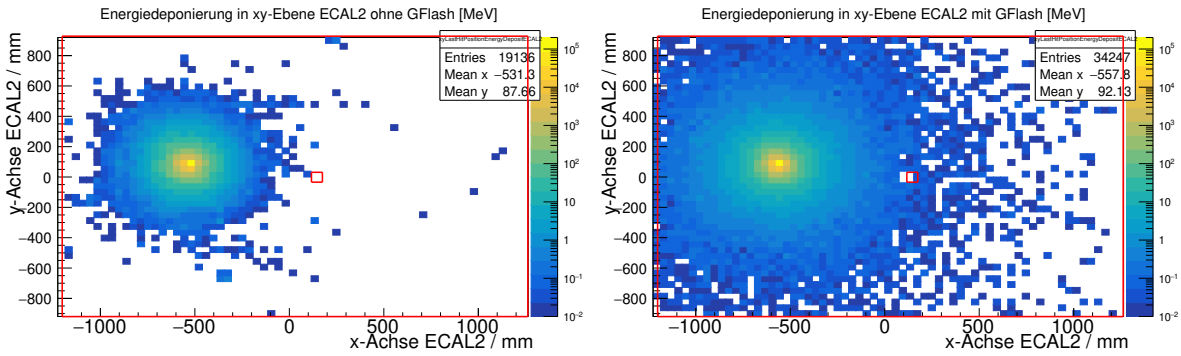


Abbildung 6.2: Energiedeposition in der xy-Ebene von ECAL2 in MeV; 100 ein-Photon-Ereignisse mit fixer Energie von 190 GeV und festem Winkel am Startpunkt, genormt auf die Ereignisanzahl, links ohne und rechts mit GFlash

tet² und die Daten wurden auf die Anzahl der Ereignisse normiert. Die Abbildungen zeigen also ein Durchschnittsereignis für ein Photon mit dieser Energie und diesem Auftreffwinkel. In der Abbildung aufgetragen wurde die Energiedeposition je Zelle von ECAL2 in MeV. Die Bins des Histogramms entsprechen dabei je einer Zelle. Die roten Linien zeigen die Umrisse von ECAL2.

Auffällig ist vor allem, dass es viel mehr Trefferpunkte mit GFlash gibt als ohne. Das wäre kein Problem, solange die Energiedeposition so verteilt ist, dass die Trefferpunktreakonstruktion das gleiche Ergebnis mit und ohne GFlash ergibt.

6.3 Qualität der Simulationen mit GFlash

Wie stark sich die Nutzung von GFlash auf die Qualität der Schauerberechnung auswirkt, wird in den folgenden zwei Abschnitten untersucht. Dabei wird zunächst auf die beobachtete Schwerpunktsverschiebung in TGEANT Daten, die mit oder ohne GFlash simuliert wurden, eingegangen. Danach werden Daten, die ebenfalls mit und ohne GFlash erzeugt wurden, nach ihrer Rekonstruktion durch CORAL betrachtet.

6.3.1 TGEANT-Ebene

Der Schwerpunkt eines elektromagnetischen Schauers ist der gewichtete Mittelpunkt aller Energiedepositionen und berechnet sich aus

$$\vec{S} = \sum_{j=1}^N \frac{\vec{x}_j \cdot E_j}{E_{\text{ges}}} \quad (6.2)$$

wobei \vec{S} die Schwerpunktskoordinate, \vec{x}_j die Kalorimeterzellenmitte der j -ten Energiedeposition E_j und E_{ges} die Summe aller N Energiedepositionen ist. In der Rekonstruktion wird zwar nicht der Schwerpunkt als Trefferpunkt des Teilchens interpretiert, die Schwerpunkte zwischen mit und ohne GFlash simulierten Schauern zeigen aber eine deutliche Differenz auf. Diese hat zur weiteren Betrachtung der Trefferpunktreakonstruktion von mit und ohne GFlash simulierten Daten geführt.

² ohne eine Rekonstruktion durch CORAL

Für die, in Abschnitt 6.2 beschriebenen, Datensätze wurden die Schwerpunktskoordinaten und mit Gleichung (A.1) die dazugehörigen Fehler berechnet. Für die Fehlerberechnung wurde der Schwerpunkt jedes Ereignisses als ein unabhängiger Messwert betrachtet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zu sehen. Die beiden Schwerpunkte liegen 35,3 mm auseinander. Deutlich erkennbar ist, dass die Fehler diese Abweichung nicht erklären können. Der Zellenmittenabstand bei ECAL2 beträgt 38,3 mm, im Vergleich dazu ist die Abweichung der beiden Schwerpunkte sehr groß.

	S_x / mm	S_y / mm	$\sigma_{\bar{x}} / \text{mm}$	$\sigma_{\bar{y}} / \text{mm}$
ohne GFlash	-522,5	93,3	0.2	0.1
mit GFlash	-557.8	92.1	1.0	0.1

Tabelle 6.1: Schwerpunkte in ECAL2 und dazugehörige Fehler der in Abschnitt 6.2 beschriebenen Datensätze

Wie bereits beschrieben besteht ECAL2 aus drei verschiedenen Zellentypen. Diese Information bezieht TGEANT aus einer Datei, die unter folgendem Punkt in der, für TGEANT verwendeten, Einstellungsdatei definiert wird:

```
<calorimeterInfo>pfad/calorimeter.xml</calorimeterInfo>
```

Wenn man in dieser Datei alle Zellentypen angleicht, erhält man ein homogenes ECAL2. Bei Tests mit senkrechtem Einfallswinkel der Photonen auf die ECAL2 Ebene und/oder homogenem ECAL2 wurde deutlich, dass die Schwerpunktsverschiebung zwischen, mit und ohne GFlash simulierten, Schauern mit der Inhomogenität von ECAL2 und dem Einfallswinkel des Photons zusammenhängt.

6.3.2 CORAL-Ebene

Um eine belastbare Aussage über die Qualität der Schauersimulation mit GFlash zu treffen, wird nun die Trefferpunktreakonstruktion in CORAL betrachtet. CORAL nutzt für die Schauerrekonstruktion, wie in Abschnitt 7.1 beschrieben, Energiekorrekturen für die simulierten Energiedepositionen und ermittelt einen Trefferpunkt mittels einer Parametrisierung anstatt des einfachen Schwerpunkts. Darum besteht die Vermutung, dass die rekonstruierten Trefferpunkte, für Daten die mit und ohne GFlash simuliert wurden, weniger voneinander abweichen als die Schwerpunkte. Um dies zu prüfen, wurden je 25 Datensätze mit und ohne GFlash simuliert. Bei der Simulation wurden nur ECAL2 und das Target im Aufbau des Experiments genutzt. Je Datensatz wurden 93 Photonen mit gleichem Winkel am Startpunkt simuliert. Diese Winkel wurden so gewählt, dass eine möglichst gute Abdeckung der ECAL2 Ebene gewährleistet ist. Von den 25 durchgeführten Simulationen, wurde bei sechs, aufgrund der in Abschnitt 6.1 beschriebenen Prüfung, ob GFlash verwendet wird, GFlash nicht aktiviert. Die ausführlichen Ergebnisse der Trefferpunktverschiebung zwischen den Datensätzen mit und ohne GFlash nach Rekonstruktion mit CORAL-Standardparametern sind im Anhang A.6 in Tabelle A.3 aufgeführt.

In Abbildung 6.3 sind die Trefferpunktverschiebungen durch die Nutzung von GFlash grafisch dargestellt. Am höchsten sind die Trefferpunktverschiebungen bei den vier gemessenen Punkten mit den höchsten Werten der x-Koordinate. Interessant ist, dass die Trefferpunktverschiebungen bei den fünf Punkten mit den niedrigsten x-Werten deutlich geringer ausfallen. Weitere Abhängigkeiten sind in der Abbildung nicht zu sehen. Allgemein sind die Abweichungen der Trefferpunkte gering. Eine Zelle in ECAL2 ist 38,3 mm breit. Im Vergleich dazu ist der Präzisionsverlust durch Nutzung von GFlash klein.

Empfehlenswert wäre aber, eine genauere Untersuchung, warum die Trefferpunktverschiebung bei großen x-Werten auf der ECAL2 Ebene so deutlich zunimmt.

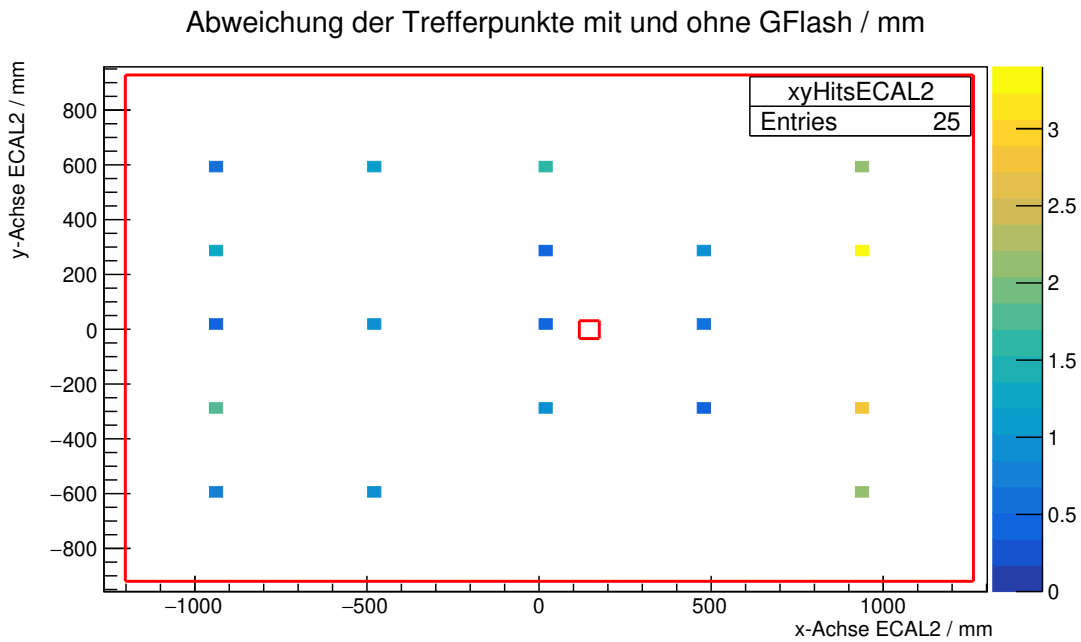


Abbildung 6.3: Trefferpunktverschiebung zwischen mit und ohne GFlash simulierten Schauern der gemittelten Trefferpunkte von ein-Photon-Ereignissen mit $E = 40$ GeV, die je markierter Stelle im Histogramm 93 Mal mit und ohne GFlash simuliert wurden, nach Rekonstruktion mit CORAL-Standardparametern; der Ort im Histogramm markiert den Ort der, von den Photonen eines Datensatzpaars (mit und ohne GFlash) getroffenen, Zelle in ECAL2, die Farbe indiziert die Stärke der Trefferpunktverschiebung in mm; in Rot ist der Umriss von ECAL2 dargestellt

In Kapitel 7.2 werden modifizierte CORAL-Parameter zur Energiekorrektur der Simulationsdaten eingeführt. Um sicherzustellen, dass diese modifizierten Parameter die Trefferpunktverschiebung zwischen mit und ohne GFlash simulierten Schauern nicht vergrößern, wurde die soeben beschriebene Auswertung wiederholt. Diesmal wurden die TGEANT-Dateien aber mit den modifizierten Parametern durch CORAL rekonstruiert. Die Ergebnisse sind in Tabelle A.4 aufgeführt. Durch die Rekonstruktion mit modifizierten Parametern treten im Vergleich zur Rekonstruktion mit Standardparametern sehr kleine Veränderungen auf. Alle diese Abweichungen liegen im Bereich der statistischen Fehler der Werte. Die modifizierten Parameter aus Kapitel 7.2 beeinflussen also die Trefferpunktreakonstruktion von mit oder ohne GFlash simulierten Schauern nicht.

Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass aufgrund dieser Betrachtung die Nutzung von GFlash in seiner derzeitigen Implementierung empfohlen werden kann. Der Präzisionsverlust ist klein im Vergleich zum Zeitgewinn.

Rekonstruktion in CORAL

7.1 Schauerrekonstruktion in CORAL

Die Energiedeponierung im elektromagnetischen Kalorimeter wird zellenweise gemessen. Um eine grobe Vorauswahl möglicher Trefferpunkte zu erhalten, sucht CORAL nach Clustern. Cluster bestehen aus mehreren benachbarten Zellen in denen Energie über einem bestimmten Schwellenwert deponiert wurde. Um aus den Deponierungen pro Zelle den Trefferpunkt des Teilchens im Kalorimeter genau zu bestimmen, wird die zweidimensionale Parametrisierung aus Abschnitt 3.3 genutzt. CORAL verwendet dem Programm bereitgestellte Schauerparameter, um in den Messdaten des Kalorimeters einzelne Schauer und damit auch den Trefferpunkt des jeweiligen schauerauslösenden Teilchens zu rekonstruieren. Wichtig ist dabei, dass die Parameter die Form des Schauers gut repräsentieren. Bei überlappenden Energiedeponierungen von mehr als einem Schauer muss CORAL nämlich die Energie zwischen den einzelnen Schauern korrekt aufteilen.

Neben der Bestimmung des Trefferpunkts führt CORAL auch eine Korrektur der gemessenen Energie durch. Die Korrekturfaktoren sind in der Datei `detectors.dat` definiert, welche über die Einstellungsdatei an CORAL übergeben wird. Die Korrekturfaktoren werden `reserv` genannt und werden wie folgt definiert und angewandt

$$\text{reserv} = \frac{E_{\text{sichtbar}}}{E_{\text{ges}}} \quad \Rightarrow \quad E_{\text{ges}} = \frac{E_{\text{sichtbar}}}{\text{reserv}} \quad (7.1)$$

Wobei E_{ges} die gesamte und E_{sichtbar} die gemessene Schauerenergie ist. Der Unterschied zwischen gesamter und gemessener Schauerenergie entsteht durch Energieverluste im Kalorimeter, z.B. durch Schauerpartikel die den Detektor verlassen, bevor ihre gesamte Energie deponiert wurde (vgl. Abschnitt 3.1). Für präzise Rekonstruktionsergebnisse von CORAL müssen also möglichst gute Schauerparameter und Energiekorrekturen bereitgestellt werden. Die von CORAL standardmäßig verwendeten Energiekorrektur- und Schauerparameter, sind in Abschnitt A.4 im Anhang aufgeführt.

7.2 CORAL-Korrekturen der Massenrekonstruktion

Mit dem Satz an, in Abschnitt 7.1 beschriebenen, Rekonstruktionsparametern, die standardmäßig von CORAL genutzt werden, tritt bei der Rekonstruktion der Masse von, in zwei Photonen zerfallenden, Teilchen eine Abweichung von der zur Simulation genutzten Masse auf. Für die korrekte Rekonstruktion der Masse muss die Energie der Photonen korrekt bestimmt werden. Dabei gibt es zwei Hauptfehlerquellen. Erstens können die Energiekorrekturen fehlerhaft sein, was zu einer falschen rekonstruierten Photonener-

gie führt. Zweitens kann die Anpassung der Schauerparametrisierung an die, von den einzelnen Photonen ausgelösten, Schauer durch ungenaue Parameter so ungenau sein, dass die Gesamtenergie unter den zwei Photonen falsch aufgeteilt wird, was auch zu einer falschen rekonstruierten Masse führt. Für die folgenden Auswertungen wurden die in Abschnitt A.4 aufgeführten CORAL-Standardschauerparameter genutzt.

Um dieses Problem in der Rekonstruktion zu betrachten, wurden, für zwei verschiedene Mutterteilchen, je 10^4 Ereignisse simuliert, in denen das Mutterteilchen in zwei Photonen zerfällt. Dafür wurde ein Programm geschrieben, das ASCII-Dateien mit Ereignissen füllt, die aus je zwei Photonen bestehen. Diese Photonen wurden vom Programm als Zerfallsprodukte aus einem Mutterteilchen aus der ρ^- -Zerfallskette berechnet. Die Produktion von ρ^- -Teilchen ist mit dem beschriebenen Aufbau des COMPASS-Experiments von 2008 möglich, jedoch bei den verwendeten Energien stark unterdrückt. Dies stellt jedoch kein Problem dar, da hier nicht die Simulation einer häufig auftretenden Zerfallskette das Ziel war, sondern die Erzeugung einer physikalisch sinnvollen Winkelverteilung der Photonen. Dies ist in Abbildung A.1 und A.2 zu sehen. Alle TGEANT-Simulationen wurden nur mit ECAL2 und dem Target im Experimentaufbau durchgeführt.

Es wurden zwei verschieden schwere Mutterteilchen gewählt, einmal das fiktive $\tilde{\pi}$ mit der Masse $m_{\tilde{\pi}} = 367,383 \text{ MeV}/c^2$ und das real existierende π^0 mit der Masse $m_{\pi^0} = 134,977 \text{ MeV}/c^2$. Das fiktive $\tilde{\pi}$ -Teilchen wurde wegen eines Fehlers simuliert. Es sollte eigentlich ein, in zwei Photonen zerfallendes, Mutterteilchen mit der π^0 -Masse m_{π^0} simuliert werden, versehentlich war aber $m_{\tilde{\pi}}$ als Masse eingestellt. Wegen dem hohen Zeitaufwand für die Simulation wurden die Daten nicht verworfen, sondern als zusätzliches Material für die Untersuchung der Massenrekonstruktion mit CORAL herangezogen. Die Korrekturen der CORAL-Parameter für die bessere Massenrekonstruktion wurden zunächst anhand des $\tilde{\pi}$ -Teilchens ermittelt und dann als Test auf die Daten des π^0 -Teilchens angewandt.

7.2.1 $\tilde{\pi}$ -Rekonstruktion

Standardparameter

In Abbildung 7.1 ist die $\tilde{\pi}$ -Massenrekonstruktion aus zwei Photonen zu sehen. Grün eingezeichnet ist $m_{\tilde{\pi}}$, Schwarz sind die für die Kurvenanpassung genutzten Grenzen, Rot ist die Anpassungskurve und in Blau sind die Histogrammeinträge dargestellt. Da es sich um eine statistische Verteilung der Werte handelt, wurde eine Gaußkurve der Form

$$f(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - m_{\tilde{\pi},a})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (7.2)$$

angepasst, wobei $m_{\tilde{\pi},a}$ die rekonstruierte Masse darstellt, A die Amplitude und σ die Breite der Gaußkurve.

Deutlich zu sehen ist sowohl eine Asymmetrie zur linken Seite hin, als auch eine Verschiebung der rekonstruierten $\tilde{\pi}$ -Masse $m_{\tilde{\pi},a} = (365,3 \pm 0,1) \text{ MeV}/c^2$ um $-2,1 \text{ MeV}/c^2$ vom tatsächlichen Wert $m_{\tilde{\pi}} = 367,383 \text{ MeV}/c^2$. Die Ursache dafür sind die verwendeten Energiekorrekturen und nicht eine falsche Ortsrekonstruktion durch schlechte Schauerparameter. Dies zeigt sich, wenn man Abbildung 7.2 und 7.3 betrachtet. In Abbildung 7.2 ist die Energieverschiebung der Photonen aus dem $\tilde{\pi}$ -Zerfall nach der Rekonstruktion zu sehen. Für das Histogramm wurde die tatsächliche Energie des Photons von der, von CORAL für das Photon rekonstruierten, Energie abgezogen. Negative Werte entsprechen also Photonen deren Energie zu niedrig rekonstruiert wurde. Am Durchschnittswert (in der Abbildung mit mean bezeichnet) ist deutlich zu sehen, dass die Photonen im Durchschnitt $0,56 \text{ MeV}$ zu wenig Energie zugewiesen bekommen. Die Asymmetrie der Massenrekonstruktionskurve verschiebt möglicherweise

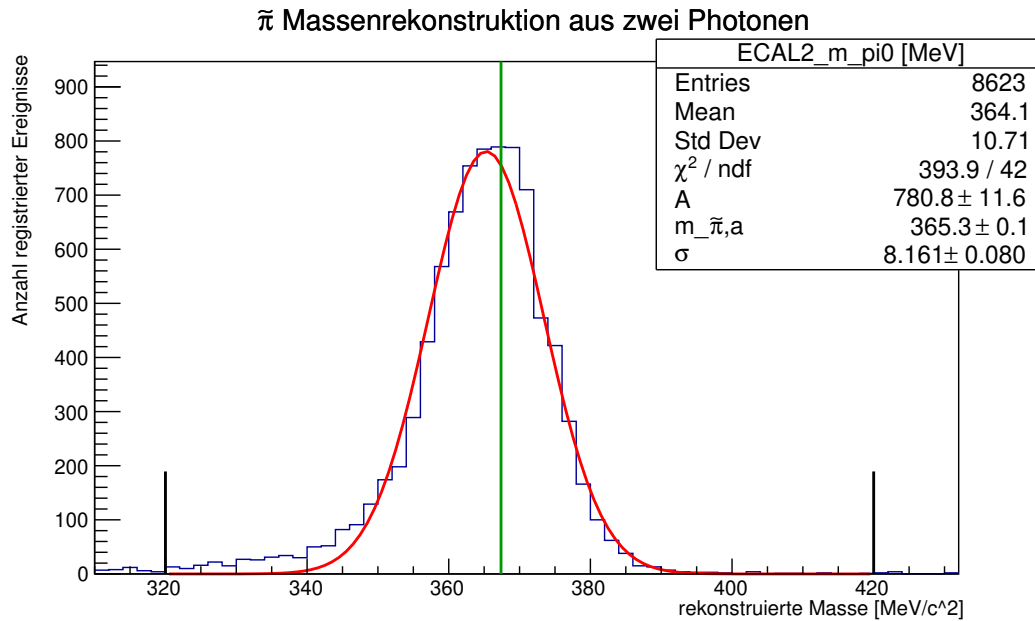


Abbildung 7.1: $\tilde{\pi}$ -Massenrekonstruktion aus zwei Photonen aus dem $\tilde{\pi}$ -Zerfall; rekonstruiert mit **CORAL-Standardparametern**

die rekonstruierte Masse zusätzlich zu geringen Werten.

In Abbildung 7.3 ist der Betrag der Ortsverschiebung der Photonen aus dem $\tilde{\pi}$ -Zerfall nach der Rekonstruktion zu sehen. Nur 2,4% der Photonentrefferpunkte wird um mehr als 1 cm falsch rekonstruiert. Es ist darum unwahrscheinlich, dass hier die Fehlerquelle für die Massenrekonstruktion liegt. Die Trefferpunkte einiger weniger Photonen werden um mehr als 15 cm falsch rekonstruiert. Diese Ereignisse müssen aus vollkommen schief gelaufenen Schauerrekonstruktionen stammen, bei denen das Zentrum des Schauers nicht richtig gefunden wurde.

Anhand dieser Simulation kann die Effizienz einer Monte-Carlo-Simulation für COMPASS beispielhaft betrachtet werden. TGEANT wurde mit dem Befehl 10^4 Ereignisse zu simulieren aufgerufen. Davon wurden $9,72 \cdot 10^4$ Ereignisse erfolgreich simuliert und gespeichert. Nach der Rekonstruktion durch CORAL waren davon $8,62 \cdot 10^4$ Ereignisse so rekonstruiert, dass sie vollständig nutzbar waren. Was hier bedeutet, dass beide Photonen, die ECAL2 getroffen haben, von CORAL auch identifiziert wurden.

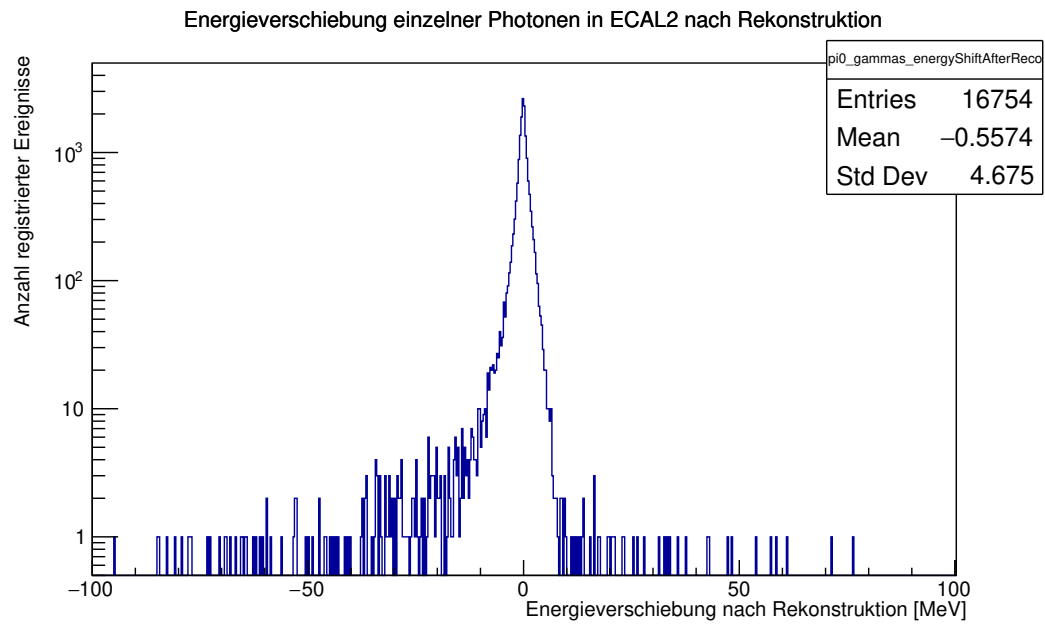


Abbildung 7.2: Energieverschiebung (rekonstruierte minus simulierte Energie) der Photonen aus dem $\tilde{\pi}$ -Zerfall nach Rekonstruktion; rekonstruiert mit **CORAL-Standardparametern**

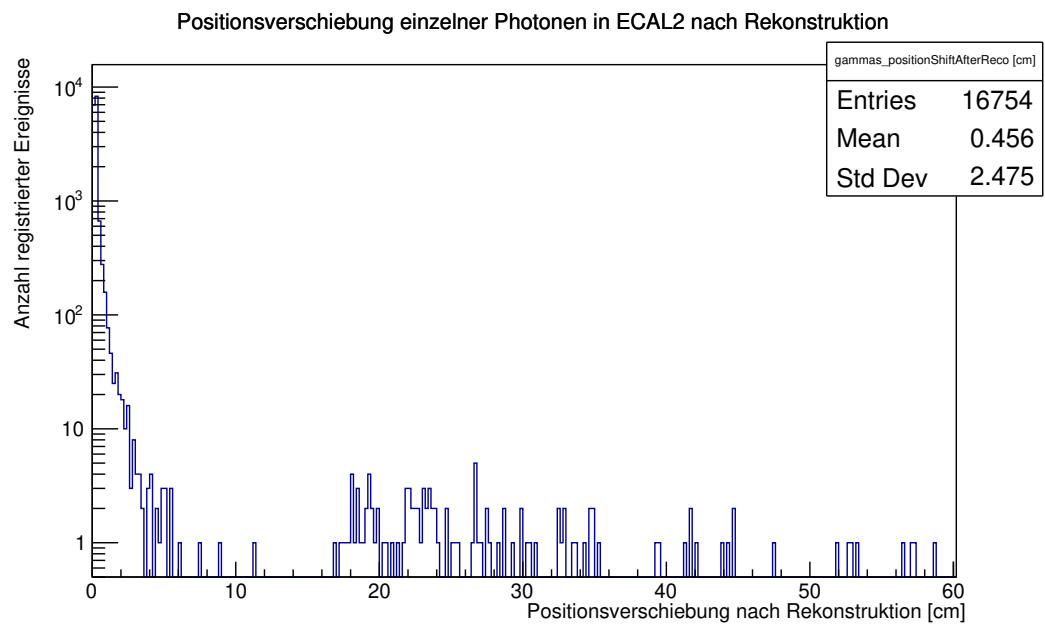


Abbildung 7.3: Betrag der Ortsverschiebung der Photonen aus dem $\tilde{\pi}$ -Zerfall nach Rekonstruktion; rekonstruiert mit **CORAL-Standardparametern**

modifizierte Parameter

Um die Massenrekonstruktion zu verbessern, wird der, in Abschnitt 7.1 beschriebene, Parameter `reserv` modifiziert. Dafür wurde die Rekonstruktion mit leicht veränderten Sätzen des Parameters solange wiederholt, bis die rekonstruierte der simulierten Masse entsprach. Die Standardparameter und die, für zielführend befundenen, modifizierten Parameter sind in Tabelle A.1 einsehbar.

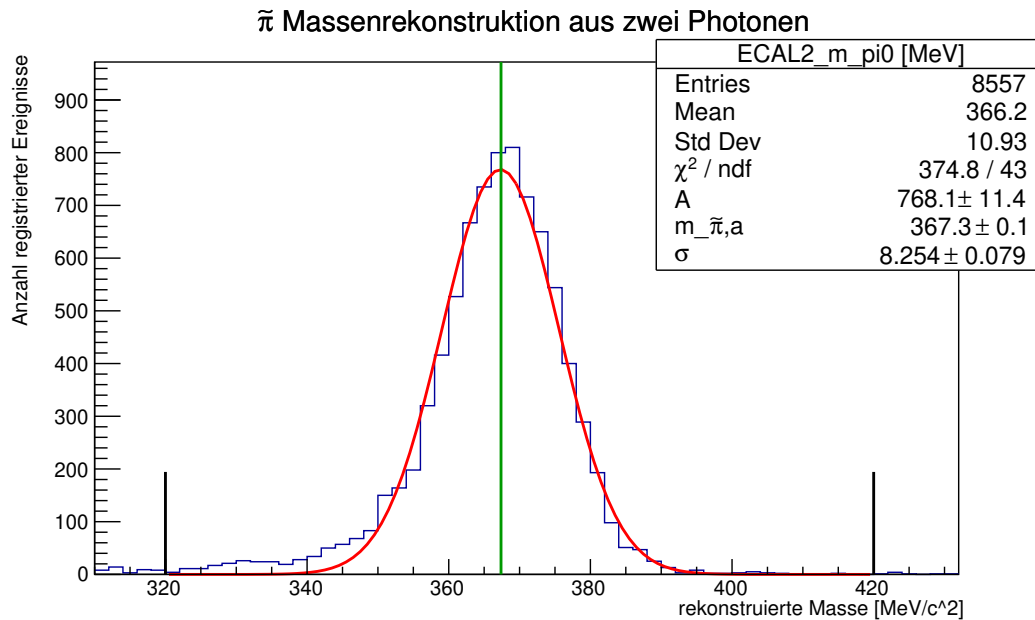


Abbildung 7.4: $\tilde{\pi}$ -Massenrekonstruktion aus zwei Photonen aus dem $\tilde{\pi}$ -Zerfall; rekonstruiert mit **modifizierten CORAL-Parametern**

In Abbildung 7.4 ist die neue Massenrekonstruktion zu sehen. Die Anpassung der Gaußkurve ergibt nun $m_{\tilde{\pi},a} = (367,3 \pm 0,1) \text{ MeV}/c^2$ für die rekonstruierte $\tilde{\pi}$ -Masse in dessen Fehlerbereich der, für die Simulation verwendete, Wert $m_{\tilde{\pi}} = 367,383 \text{ MeV}/c^2$ liegt.

Abbildung 7.5 zeigt die Energieverschiebung der Photonen nach der Rekonstruktion mit modifizierten CORAL-Parametern. Die durchschnittliche Verschiebung beträgt nur noch $-0,29 \text{ MeV}$ und hat sich damit fast halbiert.

Eine Reduzierung der Assymetrie der Massenrekonstruktion wurde durch eine einfache Änderung des Parameters `reserv` nicht erreicht. In CORAL besteht die Möglichkeit den Parameter auch feiner gegliedert, für jeweils mehrere Zellen eines Typs, zu ändern. Möglicherweise lässt sich so die Assymetrie verringern. Wegen der hohen Zahl an Möglichkeiten die Parameter zu kombinieren, sobald sie nicht mehr typweise gebündelt sind, und der langen Rechenzeit die für jeden kompletten Rekonstruktionszyklus gebraucht wird, wurde hier auf eine genauere Untersuchung, ob sich die Assymetrie auf diese Weise verringern lässt, verzichtet.

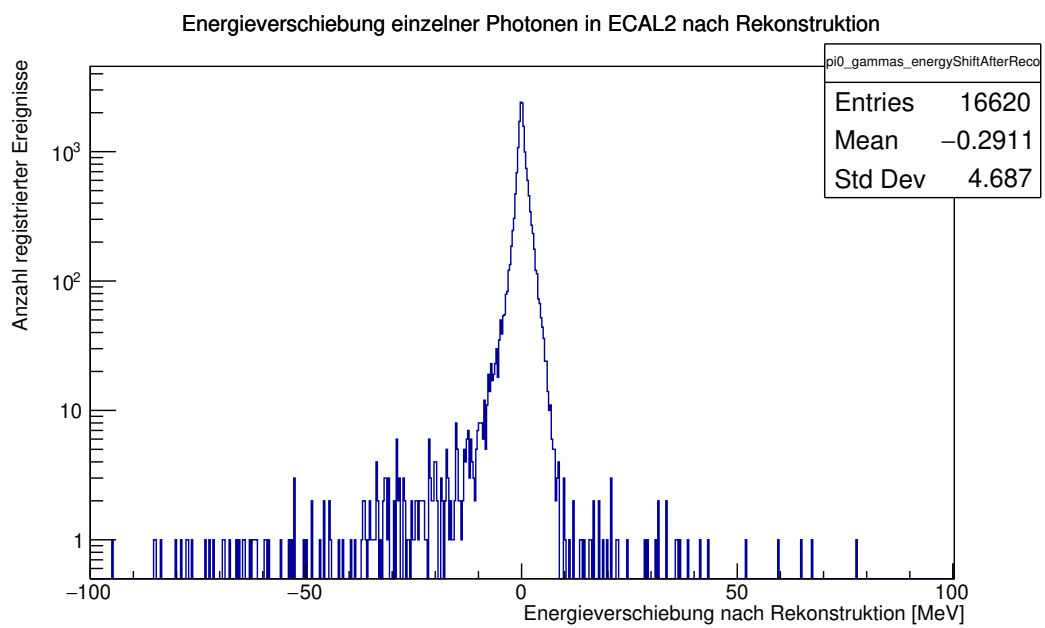


Abbildung 7.5: Energieverschiebung (rekonstruierte minus simulierte Energie) der Photonen aus dem π -Zerfall nach Rekonstruktion; rekonstruiert mit **modifizierten CORAL-Parametern**

7.2.2 π^0 -Rekonstruktion

Standardparameter

Für die Ereignisse mit zwei Photonen, die aus einem π^0 -Zerfall stammen, ergibt sich, wenn man mit den CORAL-Standardparametern rekonstruiert, die, in Abbildung 7.6 gezeigte, Massenkurve. In der Abbildung ist die grüne Markierung nun die π^0 -Masse $m_{\pi^0} = 134,977 \text{ MeV}/c^2$. Die angepasste Masse $m_{\pi^0,a} = (134,4 \pm 0,1) \text{ MeV}/c^2$ weicht deutlich weniger von der zur Simulation verwendeten Masse ab, als dies bei der $\tilde{\pi}$ -Rekonstruktion mit Standardparametern der Fall war. Die Abweichung beträgt $-0,6 \text{ MeV}/c^2$. Interessant ist hier, dass die Asymmetrie der Massenrekonstruktionskurve deutlich geringer als bei der $\tilde{\pi}$ -Rekonstruktion ist.

modifizierte Parameter

Wird die Rekonstruktion mit den in Abschnitt 7.2.1 gefundenen modifizierten Parametern durchgeführt, so ergibt sich die in Abbildung 7.7 zu sehende Massenkurve. Anders, als bei der Massenrekonstruktion für $\tilde{\pi}$ mit den modifizierten Parametern, ergibt sich nun kein perfekt angepasster Wert für die Masse. Die rekonstruierte Masse $m_{\pi^0,a} = (135,2 \pm 0,1) \text{ MeV}/c^2$ ist nun zu hoch und zwar um $0,2 \text{ MeV}/c^2$. Die Abweichung ist aber deutlich geringer geworden, als bei der Rekonstruktion mit Standardparametern.

Vergleich der Massenauflösung mit echten Messdaten

Aus den Rekonstruktionen der π^0 -Masse, mit CORAL Standard- bzw. modifizierten Parametern, ergibt sich für die Breiten der angepassten Gaußkurven der Mittelwert $\sigma_{\text{mittel}} = (4,43 \pm 0,04) \text{ MeV}/c^2$. Diese Breite wird als Auflösung der Massenrekonstruktion bezeichnet. Für echte Messdaten des COMPASS-Experiments liegt die Massenauflösung für die Rekonstruktion der π^0 -Masse bei $\sigma_{\text{real}} = 4,6 \text{ MeV}/c^2$ [1]. Die Massenauflösung für echte Messdaten deckt sich zwar nicht mit dem Fehlerbereich der Massenauflösung für die simulierten Daten, die Abweichung ist aber sehr gering. Die Rekonstruktion der π^0 -Masse aus simulierten π^0 -Zerfällen in zwei Photonen ergibt also eine Massenauflösung, die das reale Experiment gut repräsentiert.

7.2.3 Schlussfolgerung

Um die, bisher zu gering rekonstruierte, Masse von, in zwei Photonen zerfallenden, Teilchen korrekt zu rekonstruieren, muss die Energierekonstruktion der Photonen verbessert werden. Mit derzeitigen Standardparametern wird die Energie zu gering rekonstruiert. Die hier gefundenen Parameter können als Grundlage für eine exaktere Bestimmung verbesserter Energiekorrekturparameter für ECAL2 genutzt werden.

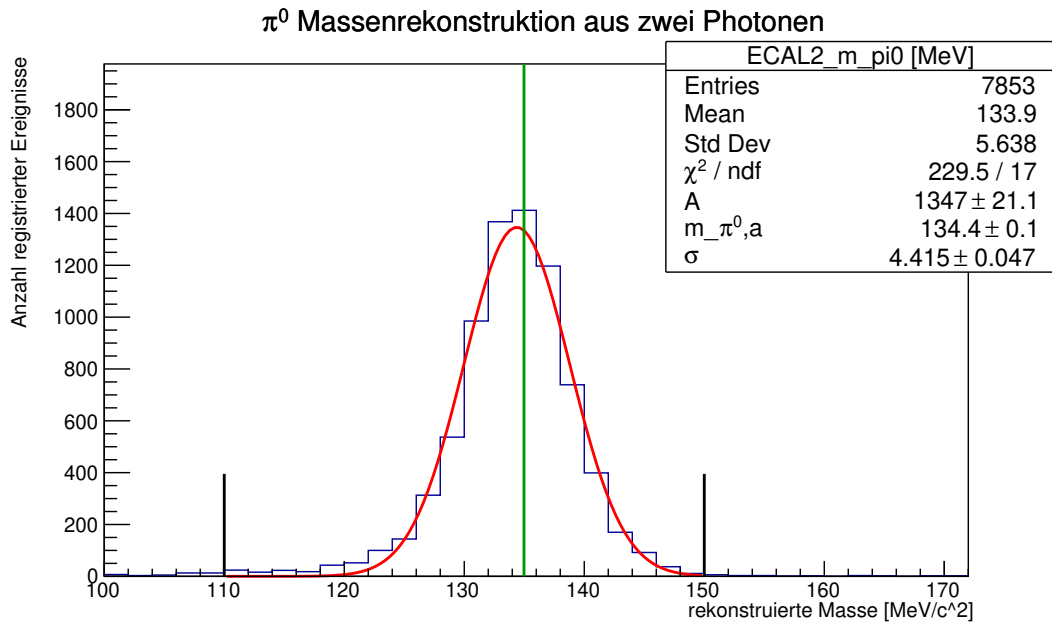


Abbildung 7.6: π^0 -Massenrekonstruktion aus zwei Photonen aus dem π^0 -Zerfall; rekonstruiert mit **CORAL-Standardparametern**

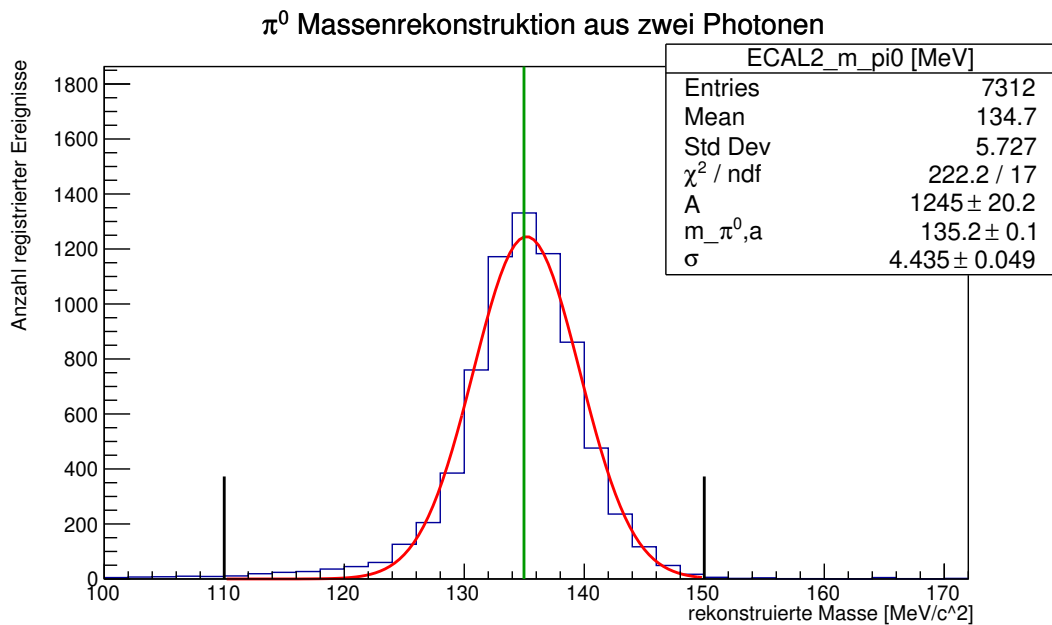


Abbildung 7.7: π^0 -Massenrekonstruktion aus zwei Photonen aus dem π^0 -Zerfall; rekonstruiert mit **modifizierten CORAL-Parametern**

7.3 Energieabhängigkeit bei Photonrekonstruktion in CORAL

Zur Betrachtung der Energieabhängigkeit bei Photonrekonstruktion in CORAL wurden sechs Datensätze mit je 10^4 Ereignissen mit einem Photon simuliert. Dabei wurde für die TGEANT Simulation nur das Target und ECAL2 genutzt. Die Verteilung der Trefferpunkte der Photonen im Kalorimeter ist dieselbe, wie die, der für Abschnitt 7.2 simulierten, Photonen. Für die hier genutzten ASCII-Dateien wurden, wie in Abschnitt 7.2 beschrieben, berechnete Startimpulse als Grundlage verwendet und in der Richtung beibehalten, aber dem Photon durch Änderung des Impulsbetrags eine andere Energie gegeben. Die sechs Datensätze unterscheiden sich lediglich durch die Energie, welche innerhalb eines Datensatzes fest ist. Es werden die Energien von 10 GeV bis 60 GeV in Zehnerschritten durchlaufen.

Die so simulierten Datensätze wurden mit CORAL-Standardparametern rekonstruiert und die Abweichung der rekonstruierten von der tatsächlichen Energie aufgetragen. Negative Werte entsprechen einer zu gering rekonstruierten Photonenergie. Um eine Information über die Genauigkeit der Rekonstruktion zu erhalten, wurde eine Gaußkurve der Form

$$f(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (7.3)$$

angepasst, wobei x_0 den Schwerpunkt darstellt, A die Amplitude und σ die Breite der Gaußkurve. Die Auftragungen mit den angepassten Gaußkurven sind in Abbildung A.3, A.4 und A.5 zu sehen. Die Parameter der angepassten Gaußkurven sind in Tabelle 7.1 eingetragen.

Photonenergie	A	x_0 / GeV	σ / GeV
10 GeV	1359 ± 19	$-0,14 \pm 0,004$	$0,32 \pm 0,003$
20 GeV	820 ± 11	$-0,18 \pm 0,01$	$0,53 \pm 0,01$
30 GeV	580 ± 8	$-0,21 \pm 0,01$	$0,75 \pm 0,01$
40 GeV	444 ± 6	$-0,15 \pm 0,01$	$0,96 \pm 0,01$
50 GeV	363 ± 5	$-0,11 \pm 0,01$	$1,18 \pm 0,01$
60 GeV	294 ± 4	$-0,12 \pm 0,01$	$1,45 \pm 0,01$

Tabelle 7.1: Parameter der Gaußkurven, die an die Auftragung der Rekonstruktionsenergieverschiebung von Photonen in ECAL2 angepasst wurden; für die Rekonstruktion von sechs Datensätzen aus je 10^4 ein-Photon-Ereignissen mit je Datensatz fester Photonenergie

In diesen Abbildungen und anhand der angepassten Amplitudenwerten A , sowie den Gaußkurvenbreiten σ sieht man, dass die Kurven der Energieverschiebung mit zunehmender Photonenergie immer flacher und breiter werden. Das heißt, dass die Streuung der rekonstruierten Energien um den richtigen Wert mit steigender Photonenergie stark zunimmt.

Anhand der Abbildungen und den angepassten x_0 -Werten der Gaußkurven sieht man, dass die rekonstruierte Energie für alle Datensätze zu gering ist. Dies war vermutbar, da bereits in Abschnitt 7.2 die CORAL-Parameter geändert wurden, um eine höhere rekonstruierte Energie zu erzielen. Anhand der gewonnenen Datenpunkte ist für die zu geringe Rekonstruktion der Energie keine einfache Energieabhängigkeit ersichtlich. Der Korrekturfaktor `reserv` wird in CORAL als energieunabhängig behandelt. Die Sinnhaftigkeit dieses Vorgehens ist anhand der Datenpunkte zumindest nicht wiederlegbar. Der Korrekturfaktor `reserv` sollte also ähnlich wie in Abschnitt 7.2 angepasst werden, um eine korrekte und nicht mehr zu geringe Energierekonstruktion von Photonen in ECAL2 sicherzustellen. Dies würde zu einer besseren Photonenergierekonstruktion für Monte-Carlo-Simulationen von COMPASS führen.

7.3.1 Energieauflösung der Rekonstruktion

Die Breiten σ der, an die Rekonstruktionsenergieverschiebung angepassten, Gaußkurven sind die Energieauflösung der simulierten Photonmessung mit ECAL2. Für die Bestimmung der Schauerparameter wurde in Abschnitt 5.1 ein, von S. Uhl vorgebrachter, Satz an Parametern für die Parametrisierung der Energieauflösung nach Gleichung (3.4) verwendet. Um diese Parameter zu überprüfen, wurden die in Tabelle 7.1 eingetragenen Werte für die Energieauflösung σ und die Parametrisierung mit den Parametern von S. Uhl zusammen in Abbildung 7.8 eingetragen. Es ist sehr deutlich, dass die Energieauflösung nach S. Uhl die Datenpunkte aus Tabelle 7.1 nicht gut beschreibt. Eine bessere Beschreibung der Energieauflösung ist mit einer neuen Anpassung von Gleichung (3.4) möglich. Die Anpassung der Funktion liefert die Parameter $a = (0,0085 \pm 0,1590) \text{ GeV}^{\frac{1}{2}}$, $b = 0,024 \pm 0,001$ und $c = (0,22 \pm 0,06) \text{ GeV}$. Im Vergleich dazu die Parameter von S. Uhl: $a_{\text{Uhl}} = 0,15 \text{ GeV}^{\frac{1}{2}}$, $b_{\text{Uhl}} = 0,015$ und $c_{\text{Uhl}} = 0,05 \text{ GeV}$. An den angepassten Parametern sieht man, dass der Parameter a nicht zur Beschreibung der Datenpunkte benötigt wird. Der neue b -Wert und der von Uhl liegen nah beieinander, der c -Wert weicht deutlich ab. In Bezug auf Abschnitt 3.1.3 lässt sich also sagen, dass für die gewonnenen Werte der Energieauflösung kein stochastischer Term (a -Parameter) zur Beschreibung nötig ist. Die konstanten Beiträge zur relativen Energieauflösung (b -Parameter) wurden von Uhls Parametern bereits relativ gut beschrieben und der Beitrag der das elektronische Rauschen repräsentiert (c -Parameter), ist für die hier vorliegenden Daten stärker als von Uhl vorgeschlagen.

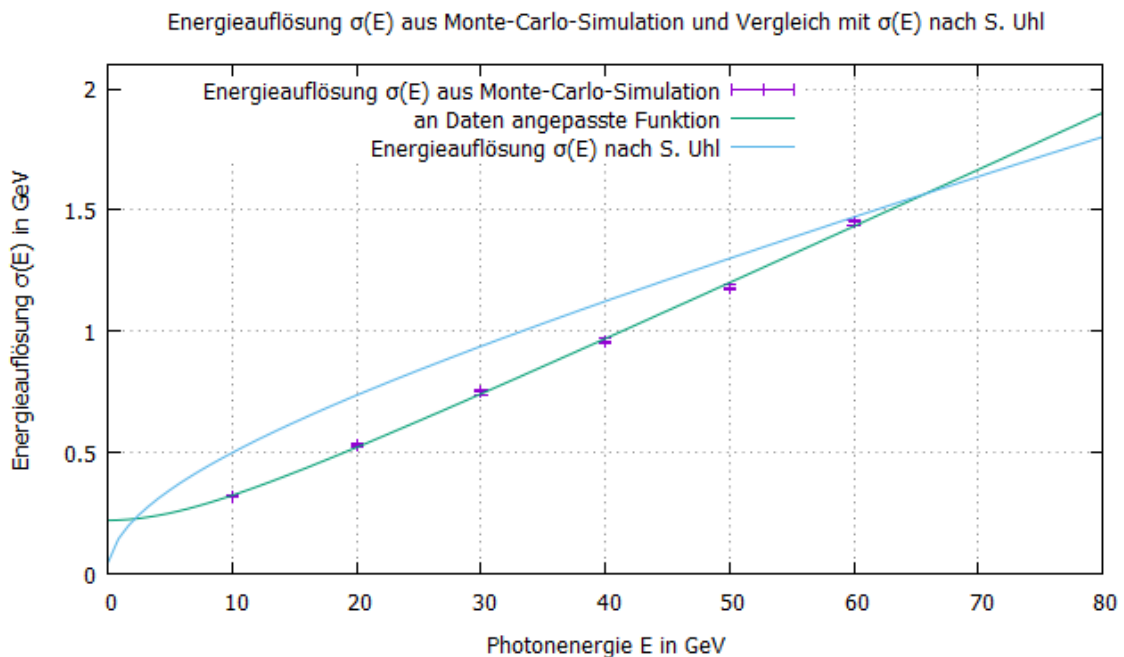


Abbildung 7.8: Energieauflösung σ der, an die Rekonstruktionsenergieverschiebung angepassten, Gaußkurven aus Tabelle 7.1 als Monte-Carlo Datenpunkte, eine an diese Daten angepasste Funktion nach Gleichung (3.4) und die gleiche Funktion mit von S. Uhl vorgeschlagenen Parametern

Fazit

Wie in Kapitel 5 ausgeführt, wurde ein funktionierendes Programm geschrieben, das an TGEANT-Datensätze mit elektromagnetischen Schauerereignissen in ECAL2 die Schauerparameter anpasst. Für jeden Modultyp von ECAL2 wurden beispielhafte Schauerparameter ermittelt.

Die Genauigkeit von GFlash wurde in Kapitel 6 untersucht. Es wurde im direkten Vergleich von Simulationen, die mit und ohne GFlash durchgeführt wurden, gezeigt, dass nur geringe Abweichungen durch die Nutzung von GFlash verursacht werden. Folglich kann die Nutzung von GFlash zur Zeitersparnis bei der Simulation elektromagnetischer Schauer empfohlen werden.

Die Untersuchung der Massenrekonstruktion von, in zwei Photonen zerfallenden, Teilchen in Abschnitt 7.2 lieferte die Erkenntnis, dass die Energierekonstruktion und nicht die Ortsrekonstruktion der einzelnen Photonen für die bisher zu gering rekonstruierte Masse verantwortlich ist. Es wurde ein besserer Satz an Energierekonstruktionsparametern ermittelt. Diese neuen Parameter liefern für beide untersuchten Teilchen bessere rekonstruierte Massen als die Standardparameter. Es wurde gezeigt, dass die π^0 -Massenauflösung der simulierten π^0 -Zerfälle gut die Massenauflösung im realen Experiment repräsentiert. In Abschnitt 7.3 wurde die Energieabhängigkeit der Photonenergierekonstruktion betrachtet. Es wurden Parameter für die Energieauflösung des simulierten ECAL2 gefunden, die dessen Energieauflösung besser beschreiben, als die derzeit verwendeten Parameter.

Aussicht

In Abschnitt [7.2](#) wurde je Ereignis ein, in zwei Photonen zerfallendes, Teilchen simuliert. Wie gezeigt wurde, stellte die Ortsrekonstruktion der Photonen kein Problem dar. Als nächste Stufe könnten Ereignisse mit mehr als zwei Photonen simuliert werden, die in ECAL2 Schauer verursachen. Anhand dieser Simulationen kann man dann untersuchen, ob die Ortsrekonstruktion auch bei mehr als zwei Photonen, die gleichzeitig auf ECAL2 treffen, noch genau genug ist. Sollte dies nicht der Fall sein, könnte man die, in Abschnitt [5.2](#) gefundenen, Schauerparameter nutzen und prüfen, ob diese die Ortsrekonstruktion verbessern.

Die CORAL-Energierestruktionsparameter können ausgehend von den in Abschnitt [7.2](#) gefundenen modifizierten CORAL-Parametern genauer bestimmt werden. Das Ziel muss sein, für alle Modultypen die Parameter dahingehend anzupassen, dass die Photonenenergie nicht mehr zu gering, sondern genau rekonstruiert wird. Ebenso sollte die Asymmetrie in der rekonstruierten Energie verringert werden.

Literatur

- [1] P. Abbon u. a., *The COMPASS setup for physics with hadron beams*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **779** (2015) 69–115 (siehe S. [3](#), [4](#), [7](#), [27](#)).
- [2] D. Meschede, *Gerthsen physik*, Springer-Verlag, 2015 (siehe S. [4](#)).
- [3] H. Kolanoski und N. Wermes, *Teilchendetektoren*, Springer, 2016 (siehe S. [5](#), [6](#)).
- [4] C. Patrignani, Particle Data Group u. a., *Review of particle physics*, Chinese physics C **40** (2016) 100001 (siehe S. [6](#)).
- [5] A. Lednev, *Electron shower transverse profile measurement*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **366** (1995) 292–297 (siehe S. [8](#)).
- [6] GEANT Collaboration u. a., *Physics reference manual*, Version: geant4 **10** (2016) (siehe S. [10](#), [15](#)).
- [7] T. Kunz, *Entwicklung einer Simulationsumgebung für das COMPASS-II-Experiment mit Geant4*, (2012) (siehe S. [10](#)).
- [8] T. C. Szameitat, *New Geant4-based Monte Carlo Software for the COMPASS-II Experiment at CERN*, (2016) (siehe S. [10](#)).

Nützliche Informationen

A.1 Standardabweichung

Die Standardabweichung ist ein Maß für die Streuung einer Wertemenge um ihren Durchschnittswert und lässt sich mittels

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{N}} \quad \text{und} \quad \sigma_x = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{1}{N} (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{A.1})$$

berechnen, wobei $\sigma_{\bar{x}}$ die Standardabweichung des Durchschnittswerts \bar{x} ist, N die Gesamtzahl der Werte x_i und σ_x die Standardabweichung des Wertes x .

A.2 Merkmale einer TGEANT Datei durch Aktivierung von GFlash

Um auf TGEANT-Dateien direkt zuzugreifen, nutzt man eine sogenannte Toolbox-Funktion. Diese wertet nacheinander alle simulierten Ereignisse aus. Alle Daten sind je Ereignis in einem Objekt der Klasse `T4Event` gespeichert. In diesem sind die Energiedeponierungen in den Kalorimetern in einem Vektor aus Objekten der Klasse `T4HitData` gespeichert. Der Vektor heißt `calorimeter`. Jeder Eintrag des Vektors steht für eine Energiedeponierung in einer Zelle. Die Variable `lastHitPosition` der Klasse `T4HitData` ist ein klares Zeichen, ob GFlash für die Deponierung genutzt wurde oder nicht. Wenn GFlash genutzt wurde, wird in `lastHitPosition` die Zellenmitte als Koordinate gespeichert. Wurde GFlash nicht genutzt, wird in `lastHitPosition` der letzte Punkt in der Zelle, an dem das energiedeponierende Teilchen Energie hinterlassen hat, gespeichert. Als Test ob GFlash genutzt wurde, lässt man sich von mehreren Energiedeponierungen die Variable `lastHitPosition` ausgeben. Bei Daten, die mit GFlash erstellt wurden erkennt man, dass die ausgegebenen Werte sich alle um Vielfache der Zellengröße $d = 38,3$ mm unterscheiden. Bei Daten die ohne GFlash erstellt wurden, ist dies nicht der Fall.

Im Vektor `calorimeter` lässt sich anhand der Variable `particleId` die Art des Teilchens auslesen, welches die Energie deponiert hat. Von GFlash simulierte Energiedeponierungen, können nur ein Elektron oder Positron als deponierendes Teilchen gespeichert haben. Nur für diese beiden Teilchen ist eine vereinfachte Schauerberechnung durch GFlash möglich.

A.3 Verteilung der simulierten zwei Photonereignisse in ECAL2 aus Abschnitt 7.2

Abbildung A.1 zeigt den Abstand der, wie in Kapitel 7.2 beschrieben, simulierten zwei Photonen aus dem $\tilde{\pi}$ -Zerfall, wenn sie auf die ECAL2-Ebene treffen. Der minimale Abstand beträgt 168 mm. Bei einem Zellenmittenabstand von 38,3 mm bei ECAL2 stellt also auch der Minimalabstand eine Trennung der Trefferpunkte durch mindestens eine nicht direkt getroffene Zelle sicher.

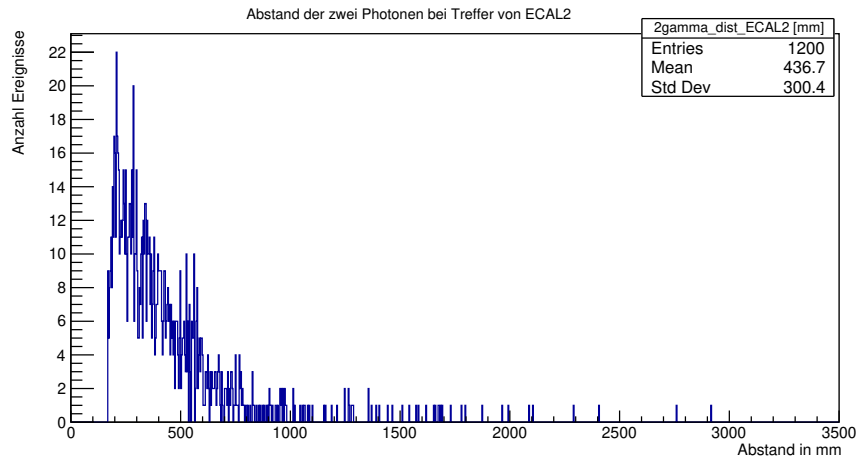


Abbildung A.1: Abstand der simulierten zwei Photonen aus dem Zerfall des fiktiven $\tilde{\pi}$ -Teilchens mit $m_{\tilde{\pi}} = 367,383 \text{ MeV}/c^2$, wenn sie auf die xy-Ebene von ECAL2 treffen

In Abbildung A.2 sind die Trefferpunkte der Photonen aus 1200 zwei-Photon-Ereignissen aus dem $\tilde{\pi}$ -Zerfall in der ECAL2-Ebene dargestellt. Jeder Bin des Histogramms entspricht dabei einer Zelle von ECAL2.

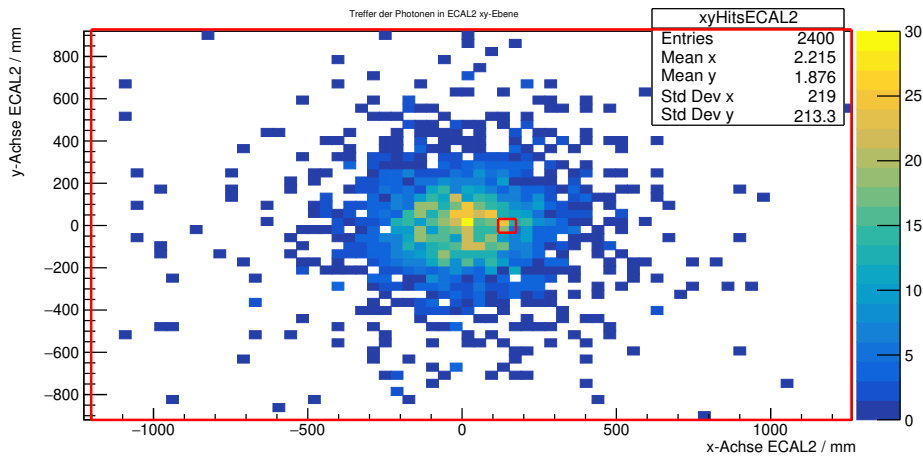


Abbildung A.2: Trefferpunkte der simulierten Photonen aus $\tilde{\pi}$ -Zerfall in der xy-Ebene von ECAL2

A.4 CORAL-Parameter

Standard bezieht sich im Folgenden auf den Zustand des COMPASS-Experiments im Jahr 2008.

	GAMS	GAMS-R	SHASHLIK
Standard	0.9174	0.9147	0.9145
modifiziert	0.9124	0.9097	0.9095

Tabelle A.1: CORAL-Parameter reserv für ECAL2; Standard und modifiziert; nach Zellentyp geordnet

In Tabelle [A.1](#) sind die in Abschnitt [7.1](#) beschriebenen Energiekorrekturparameter aufgeführt, wie sie in Abschnitt [7.2](#) zur Rekonstruktion von Simulationsdaten verwendet werden. Die Namen beziehen sich auf die entsprechenden Modultypen von ECAL2.

Modultyp	a_1	b_1 / mm	a_2	b_2 / mm	a_3	b_3 / mm
GAMS	1.0757	5.3128	-0.0757	95.5072	-	-
GAMS-R	1.0757	5.3128	-0.0757	95.5072	-	-
SHASHLIK	1.2231	6.2825	-0.1421	30.4875	-0.0810	42.4935

Tabelle A.2: Die von CORAL standardmäßig verwendeten Schauerparameter für die drei Modultypen von ECAL2

In Tabelle [A.2](#) sind die von CORAL standardmäßig verwendeten Schauerparameter aufgelistet.

A.5 Energieabhängigkeit der Photonenergieerkennung durch CORAL in ECAL2 aus Abschnitt 7.3

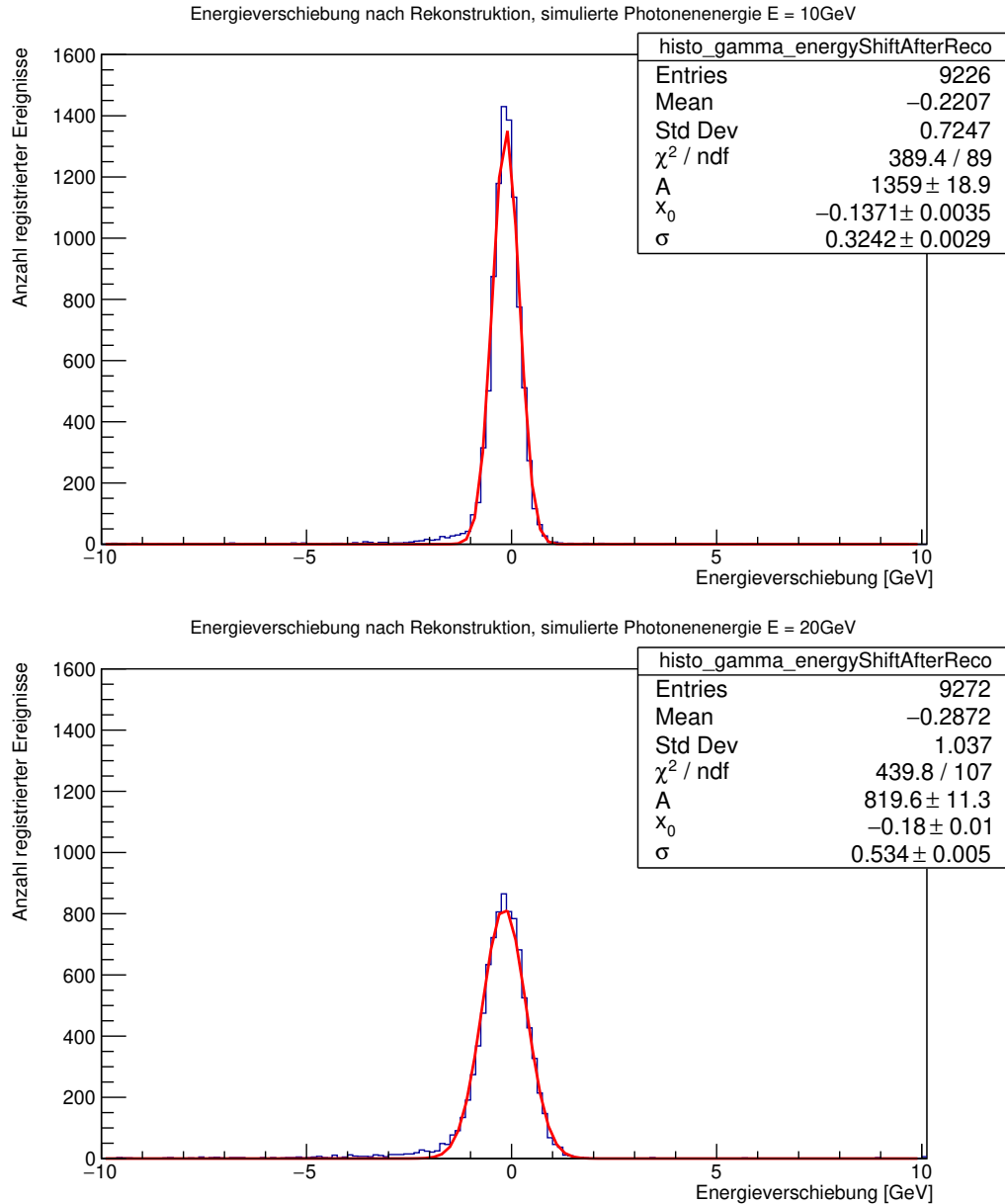


Abbildung A.3: Energieverschiebung (rekonstruierte minus simulierte Energie) einzelner simulierter Photonen die in ECAL2 gemessen wurden, aus ein-Photon-Ereignissen, nach Rekonstruktion mit CORAL-Standardparametern; oben mit simulierter Energie $E = 10\text{ GeV}$ und unten mit $E = 20\text{ GeV}$

A.5 Energieabhängigkeit der Photonenergierekonstruktion durch CORAL in ECAL2 aus Abschnitt 7.3

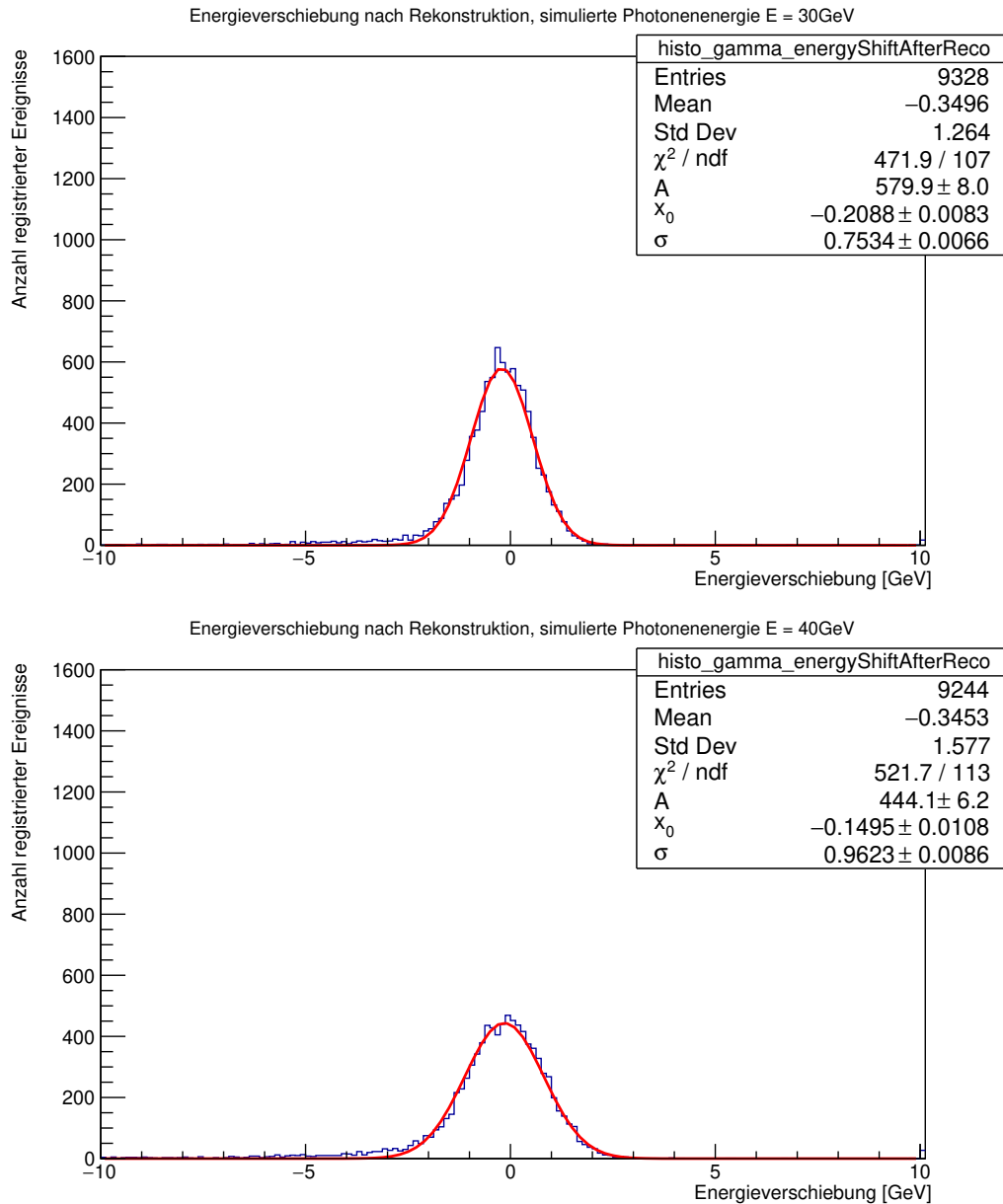


Abbildung A.4: Energieverschiebung (rekonstruierte minus simulierte Energie) einzelner simulierter Photonen die in ECAL2 gemessen wurden, aus ein-Photon-Ereignissen, nach Rekonstruktion mit CORAL-Standardparametern; oben mit simulierter Energie $E = 30\text{ GeV}$ und unten mit $E = 40\text{ GeV}$

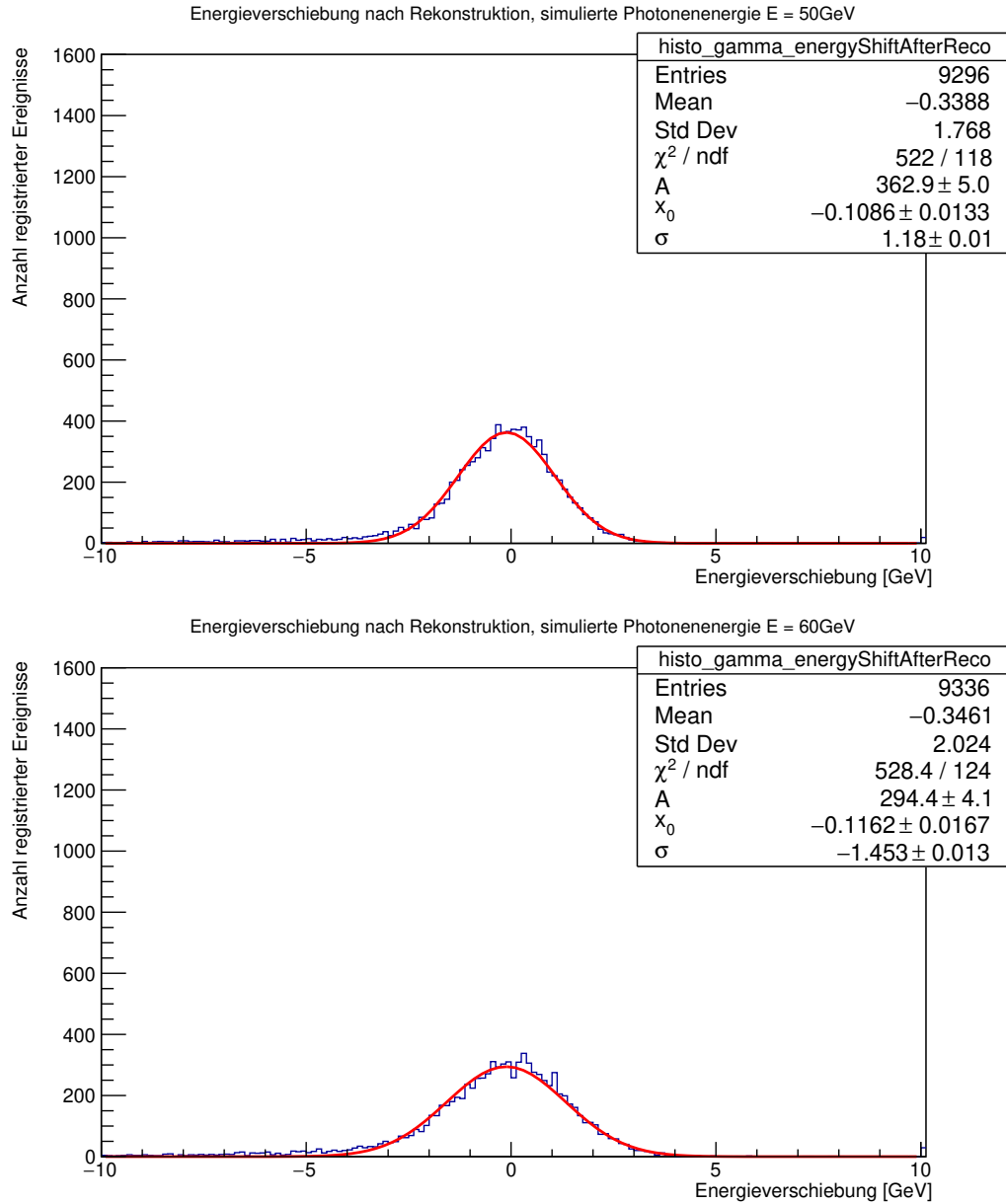


Abbildung A.5: Energieverschiebung (rekonstruierte minus simulierte Energie) einzelner simulierter Photonen die in ECAL2 gemessen wurden, aus ein-Photon-Ereignissen, nach Rekonstruktion mit CORAL-Standardparametern; oben mit simulierter Energie $E = 50\text{ GeV}$ und unten mit $E = 60\text{ GeV}$

A.6 Schwerpunktsverschiebung von Simulationen mit und ohne GFlash aus Abschnitt 6.3.2

In den Tabellen A.3 und A.4 sind die Mittelwerte der Trefferpunkte T_x und T_y von je 93 ein-Photon-Ereignissen, die mit und ohne GFlash simuliert wurden, eingetragen. Jeweils für eine Zeile der Tabelle wurde eine ASCII Datei mit fester Energie von $E = 40$ GeV und festem Winkel am Startpunkt verwendet. Ebenso sind die Abstände d zwischen den gemittelten Trefferpunkten, der dazugehörige Fehler Δd aus Gaußscher Fehlerfortpflanzung und die statistischen Fehler $\sigma_{\bar{x}}$ und $\sigma_{\bar{y}}$ auf die Trefferpunktskoordinaten nach Gleichung (A.1) eingetragen. Für die Simulation wurde nur ECAL2 und das Target im Experimentaufbau verwendet. Tabelle A.3 zeigt mit CORAL-Standardparametern rekonstruierte Trefferpunkte, Tabelle A.4 zeigt mit modifizierten CORAL-Parametern rekonstruierte Trefferpunkte.

Simulation ohne GFlash in mm				Simulation mit GFlash in mm				Abstand & Fehler in mm	
T_x	T_y	$\sigma_{\bar{x}}$	$\sigma_{\bar{y}}$	T_x	T_y	$\sigma_{\bar{x}}$	$\sigma_{\bar{y}}$	d	Δd
-944.17	-590.21	0.35	0.22	-944.86	-590.76	0.25	0.18	0.88	0.38
-944.02	-293.42	0.36	0.13	-944.67	-291.86	0.29	0.19	1.69	0.27
-944.26	-1.37	0.35	0.06	-944.60	-1.55	0.27	0.08	0.39	0.39
-944.01	294.08	0.38	0.16	-944.64	293.03	0.27	0.09	1.23	0.28
-944.72	590.98	0.36	0.27	-944.63	591.50	0.28	0.18	0.53	0.33
-472.48	-590.27	0.24	0.21	-473.31	-590.63	0.32	0.18	0.91	0.38
-471.53	-292.09	0.27	0.44	entfällt, da GFlash nicht genutzt wurde					
-471.50	-1.61	0.26	0.07	-470.54	-1.46	0.32	0.09	0.97	0.41
-471.58	292.47	0.32	0.16	entfällt, da GFlash nicht genutzt wurde					
-472.35	590.51	0.23	0.25	-472.93	591.35	0.35	0.25	1.03	0.37
1.07	-590.49	0.14	0.24	entfällt, da GFlash nicht genutzt wurde					
1.55	-292.65	0.06	0.12	2.29	-292.01	0.20	0.23	0.98	0.23
1.51	-1.39	0.09	0.08	1.92	-1.32	0.20	0.09	0.42	0.22
1.72	293.12	0.09	0.14	2.14	293.19	0.20	0.25	0.42	0.22
1.07	590.69	0.15	0.25	2.71	591.44	0.09	0.17	1.81	0.20
471.66	-590.30	0.17	0.25	entfällt, da GFlash nicht genutzt wurde					
470.02	-292.34	0.16	0.13	469.75	-292.53	0.33	0.23	0.33	0.33
470.33	-1.41	0.19	0.08	469.63	-1.31	0.28	0.07	0.71	0.34
470.51	293.28	0.22	0.12	469.47	293.12	0.28	0.24	1.05	0.36
471.63	590.21	0.19	0.24	entfällt, da GFlash nicht genutzt wurde					
942.24	-590.36	0.39	0.21	940.32	-590.59	0.33	0.17	1.94	0.51
942.24	-293.64	0.29	0.17	940.12	-291.86	0.33	0.09	2.77	0.36
939.56	-1.45	0.38	0.10	entfällt, da GFlash nicht genutzt wurde					
942.80	295.16	0.48	1.43	940.32	292.94	0.31	0.09	3.33	1.05
942.14	590.31	0.33	0.26	940.62	591.73	0.32	0.19	2.09	0.40

Tabelle A.3: Mittelwerte der Trefferpunkte in ECAL2 aus 93 mit und ohne GFlash simulierten ein-Photon-Ereignissen, mit je Datensatz festem Winkel am Startpunkt und Energie $E = 40$ GeV; die Simulation wurde nur mit ECAL2 und dem Target im Aufbau des Experiments durchgeführt; **rekonstruiert mit CORAL-Standardparametern**; Fehler $\sigma_{\bar{x}}$ und $\sigma_{\bar{y}}$ auf Trefferpunktsmittelwerte berechnet nach Gleichung (A.1); Abstand der Trefferpunkte mit und ohne GFlash d und mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechneter Fehler Δd

Simulation ohne GFlash in mm				Simulation mit GFlash in mm				Abstand d und Δd in mm	
T_x	T_y	$\sigma_{\bar{x}}$	$\sigma_{\bar{y}}$	T_x	T_y	$\sigma_{\bar{x}}$	$\sigma_{\bar{y}}$	d	Δd
-944.28	-590.21	0.36	0.21	-944.79	-590.80	0.25	0.17	0.78	0.35
-944.02	-293.49	0.36	0.13	-944.64	-291.88	0.29	0.19	1.72	0.27
-944.28	-1.34	0.35	0.06	-944.59	-1.60	0.28	0.08	0.41	0.35
-944.08	294.10	0.37	0.16	-944.66	293.04	0.27	0.09	1.21	0.27
-944.82	591.00	0.36	0.27	-944.61	591.56	0.28	0.18	0.59	0.34
-472.43	-590.30	0.25	0.21	-473.33	-590.66	0.32	0.18	0.96	0.39
-471.63	-292.05	0.26	0.42	entfällt, da GFlash nicht genutzt wurde					
-471.51	-1.59	0.25	0.07	-470.57	-1.44	0.32	0.09	0.95	0.41
-471.55	292.43	0.31	0.16	entfällt, da GFlash nicht genutzt wurde					
-472.35	590.48	0.23	0.24	-472.92	591.39	0.34	0.24	1.08	0.36
1.07	-590.45	0.14	0.23	entfällt, da GFlash nicht genutzt wurde					
1.62	-292.68	0.05	0.12	2.32	-291.99	0.20	0.22	0.99	0.23
1.53	-1.38	0.10	0.08	1.94	-1.31	0.20	0.09	0.42	0.22
1.73	293.09	0.09	0.14	2.16	293.22	0.21	0.24	0.45	0.23
1.08	590.71	0.15	0.24	2.66	591.32	0.09	0.16	1.69	0.19
471.70	-590.32	0.18	0.24	entfällt, da GFlash nicht genutzt wurde					
470.07	-292.30	0.16	0.12	469.64	-292.46	0.31	0.23	0.46	0.34
470.29	-1.41	0.19	0.08	469.69	-1.29	0.29	0.07	0.61	0.35
470.50	293.27	0.22	0.13	469.67	293.16	0.30	0.24	0.85	0.36
471.65	590.25	0.18	0.24	entfällt, da GFlash nicht genutzt wurde					
942.24	-590.37	0.39	0.21	940.21	-590.65	0.33	0.18	2.06	0.51
942.22	-293.68	0.30	0.17	940.08	-291.92	0.33	0.10	2.77	0.36
939.55	-1.44	0.38	0.10	entfällt, da GFlash nicht genutzt wurde					
942.82	295.19	0.51	1.44	940.30	292.90	0.31	0.10	3.40	1.06
942.09	590.31	0.33	0.26	940.59	591.70	0.32	0.19	2.05	0.40

Tabelle A.4: Mittelwerte der Trefferpunkte T_x und T_y in ECAL2 aus 93 mit und ohne GFlash simulierten ein-Photon-Ereignissen, mit je Datensatz festem Winkel am Startpunkt und Energie $E = 40$ GeV; die Simulation wurde nur mit ECAL2 und dem Target im Aufbau des Experiments durchgeführt; **rekonstruiert mit modifizierten CORAL-Parametern**; Fehler $\sigma_{\bar{x}}$ und $\sigma_{\bar{y}}$ auf Trefferpunktmittelwerte berechnet nach Gleichung (A.1); Abstand der Trefferpunkte mit und ohne GFlash d und mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechneter Fehler Δd

Abbildungsverzeichnis

2.1	Spektrometeraufbau des COMPASS-Experiments für hadronischen Strahl [1]	3
3.1	Schematischer Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters ECAL2 von COMPASS, betrachtet aus der Richtung des Strahls des Experiments [1]	7
3.2	Beispiele für die Parametrisierungsfunktion $F(x)$ (links) und ihr Differential nach dem Ort (rechts)	8
4.1	Monte-Carlo-Simulationskette und Ablauf der Auswertung echter Messdaten	9
5.1	Grafische Darstellung der Berechnung von $A_{\text{cell},j}$ aus der zweidimensionalen Parametrisierungsfunktion $F(x, y)$; das Gitter steht für die Zellen des Kalorimeters, der Trefferpunkt ist gelb dargestellt, Grün symbolisiert den Schauer, das x markiert die j -te Zelle für die $E_{\text{cell},j}$ berechnet werden soll und in Rot sind die Terme der Formel (5.1) veranschaulicht	12
5.2	Die, für die Extraktion der Schauerparameter eines Modultyps simulierten, Photonen trafen jeweils bei dem roten x neben dem Modultypnamen auf die ECAL2 Ebene; in Schwarz sind tragende Strukturen von ECAL2 dargestellt, in den drei Blautönen die verschiedenen Modultypen	13
6.1	Visualisierung des Simulationsergebnisses von TGEANT eines einzelnen Photons mit 40 GeV das auf ECAL2 trifft; rechts mit und links ohne GFlash; in drei Blautönen sind die drei Zelltypen von ECAL2 dargestellt, in Schwarz tragende Strukturen von ECAL2, in Grün sind Photonflugbahnen, in Rot die Bahnen von Elektronen und in Weiß die von Positronen	16
6.2	Energiedeponierung in der xy-Ebene von ECAL2 in MeV; 100 ein-Photon-Ereignisse mit fixer Energie von 190 GeV und festem Winkel am Startpunkt, genormt auf die Ereignisanzahl, links ohne und rechts mit GFlash	17
6.3	Trefferpunktverschiebung zwischen mit und ohne GFlash simulierten Schauern der gemittelten Trefferpunkte von ein-Photon-Ereignissen mit $E = 40$ GeV, die je markierter Stelle im Histogramm 93 Mal mit und ohne GFlash simuliert wurden, nach Rekonstruktion mit CORAL-Standardparametern; der Ort im Histogramm markiert den Ort der, von den Photonen eines Datensatzpaars (mit und ohne GFlash) getroffenen, Zelle in ECAL2, die Farbe indiziert die Stärke der Trefferpunktverschiebung in mm; in Rot ist der Umriss von ECAL2 dargestellt	19
7.1	$\tilde{\pi}$ -Massenrekonstruktion aus zwei Photonen aus dem $\tilde{\pi}$ -Zerfall; rekonstruiert mit CORAL-Standardparametern	23
7.2	Energieverschiebung (rekonstruierte minus simulierte Energie) der Photonen aus dem $\tilde{\pi}$ -Zerfall nach Rekonstruktion; rekonstruiert mit CORAL-Standardparametern	24

7.3	Betrag der Ortsverschiebung der Photonen aus dem $\tilde{\pi}$ -Zerfall nach Rekonstruktion; rekonstruiert mit CORAL-Standardparametern	24
7.4	$\tilde{\pi}$ -Massenrekonstruktion aus zwei Photonen aus dem $\tilde{\pi}$ -Zerfall; rekonstruiert mit modifizierten CORAL-Parametern	25
7.5	Energieverschiebung (rekonstruierte minus simulierte Energie) der Photonen aus dem $\tilde{\pi}$ -Zerfall nach Rekonstruktion; rekonstruiert mit modifizierten CORAL-Parametern	26
7.6	π^0 -Massenrekonstruktion aus zwei Photonen aus dem π^0 -Zerfall; rekonstruiert mit CORAL-Standardparametern	28
7.7	π^0 -Massenrekonstruktion aus zwei Photonen aus dem π^0 -Zerfall; rekonstruiert mit modifizierten CORAL-Parametern	28
7.8	Energieauflösung σ der, an die Rekonstruktionsenergieverschiebung angepassten, Gaußkurven aus Tabelle 7.1 als Monte-Carlo Datenpunkte, eine an diese Daten angepasste Funktion nach Gleichung (3.4) und die gleiche Funktion mit von S. Uhl vorgeschlagenen Parametern	30
A.1	Abstand der simulierten zwei Photonen aus dem Zerfall des fiktiven $\tilde{\pi}$ -Teilchens mit $m_{\tilde{\pi}} = 367,383 \text{ MeV}/c^2$, wenn sie auf die xy-Ebene von ECAL2 treffen	38
A.2	Trefferpunkte der simulierten Photonen aus $\tilde{\pi}$ -Zerfall in der xy-Ebene von ECAL2	38
A.3	Energieverschiebung (rekonstruierte minus simulierte Energie) einzelner simulierter Photonen die in ECAL2 gemessen wurden, aus ein-Photon-Ereignissen, nach Rekonstruktion mit CORAL-Standardparametern; oben mit simulierter Energie $E = 10 \text{ GeV}$ und unten mit $E = 20 \text{ GeV}$	40
A.4	Energieverschiebung (rekonstruierte minus simulierte Energie) einzelner simulierter Photonen die in ECAL2 gemessen wurden, aus ein-Photon-Ereignissen, nach Rekonstruktion mit CORAL-Standardparametern; oben mit simulierter Energie $E = 30 \text{ GeV}$ und unten mit $E = 40 \text{ GeV}$	41
A.5	Energieverschiebung (rekonstruierte minus simulierte Energie) einzelner simulierter Photonen die in ECAL2 gemessen wurden, aus ein-Photon-Ereignissen, nach Rekonstruktion mit CORAL-Standardparametern; oben mit simulierter Energie $E = 50 \text{ GeV}$ und unten mit $E = 60 \text{ GeV}$	42

Tabellenverzeichnis

5.1	Nach dem in Abschnitt 5.1 beschriebenen Verfahren angepasste Schauerparameter für je einen Modultyp von ECAL2 und zur Anpassung gehörende χ_{red}^2 -Werte; je Modultyp beispielhafter Datensatz aus je 100 ein-Photon-Ereignissen mit Energie $E = 40 \text{ GeV}$ in ECAL2, alle Photonentreffer je Modultyp an einem Punkt	13
6.1	Schwerpunkte in ECAL2 und dazugehörige Fehler der in Abschnitt 6.2 beschriebenen Datensätze	18
7.1	Parameter der Gaußkurven, die an die Auftragung der Rekonstruktionsenergieverschiebung von Photonen in ECAL2 angepasst wurden; für die Rekonstruktion von sechs Datensätzen aus je 10^4 ein-Photon-Ereignissen mit je Datensatz fester Photonenergie	29
A.1	CORAL-Parameter reserv für ECAL2; Standard und modifiziert; nach Zellentyp geordnet	39
A.2	Die von CORAL standardmäßig verwendeten Schauerparameter für die drei Modultypen von ECAL2	39
A.3	Mittelwerte der Trefferpunkte in ECAL2 aus 93 mit und ohne GFlash simulierten ein-Photon-Ereignissen, mit je Datensatz festem Winkel am Startpunkt und Energie $E = 40 \text{ GeV}$; die Simulation wurde nur mit ECAL2 und dem Target im Aufbau des Experiments durchgeführt; rekonstruiert mit CORAL-Standardparametern ; Fehler $\sigma_{\bar{x}}$ und $\sigma_{\bar{y}}$ auf Trefferpunktmittelwerte berechnet nach Gleichung (A.1); Abstand der Trefferpunkte mit und ohne GFlash d und mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechneter Fehler Δd	43
A.4	Mittelwerte der Trefferpunkte T_x und T_y in ECAL2 aus 93 mit und ohne GFlash simulierten ein-Photon-Ereignissen, mit je Datensatz festem Winkel am Startpunkt und Energie $E = 40 \text{ GeV}$; die Simulation wurde nur mit ECAL2 und dem Target im Aufbau des Experiments durchgeführt; rekonstruiert mit modifizierten CORAL-Parametern ; Fehler $\sigma_{\bar{x}}$ und $\sigma_{\bar{y}}$ auf Trefferpunktmittelwerte berechnet nach Gleichung (A.1); Abstand der Trefferpunkte mit und ohne GFlash d und mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechneter Fehler Δd	44