

Technische Universität München
Physik-Department
Lehrstuhl für Hadronenstruktur und
fundamentale Symmetrien (E18)



Abschlussarbeit im Bachelorstudiengang Physik

Selektion des Prozesses
 $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + K^- + K^+ + p$ aus
COMPASS Daten

Betreut von

Prof.Dr. Stephan Paul

Eingereicht von

Carsten Dittrich
Matrikelnummer: 03670368

Eingereicht am

München, den 20.11.19

Erstgutachter:

Zweitgutachter:

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| 1. Einleitung | 1 |
| 2. Aufbau des COMPASS Experiments | 3 |
| 2.1. Die Strahlführung | 3 |
| 2.2. Spektrometer | 4 |
| 2.3. Rückstoßprotonen-Detektor (RPD) | 5 |
| 2.4. Der COMPASS RICH-1 Detektor | 6 |
| 2.4.1. Cherenkov Strahlung | 6 |
| 2.4.2. Detektoraufbau | 7 |
| 2.4.3. Performance | 8 |
| 3. Datenverarbeitung und Datenanalyse | 10 |
| 4. Selektion des $\pi^- K^- K^+$ Endzustands | 12 |
| 4.1. Vorselektion | 12 |
| 4.2. Feinselektion des $\pi^- K^- K^+$ Endzustands | 13 |
| 4.2.1. Schnitt auf die Zeit des Strahlteilchens | 14 |
| 4.2.2. Nur DT0 Trigger Ereignisse | 14 |
| 4.2.3. Genau ein Primärvertex | 15 |
| 4.2.4. Vertex innerhalb des Targetvolumens | 15 |
| 4.2.5. Auswahl der Teilchensorte | 15 |
| 4.2.6. Selektion von exklusiven Ereignissen | 17 |
| 4.2.7. Analysierter kinematischer Bereich | 19 |
| 5. Kinematische Verteilungen | 21 |
| 5.1. Vergleich zu anderen Analysen | 27 |
| 6. Fazit und Ausblick | 30 |
| A. Anhang | 31 |
| A.1. Erklärung | 31 |
| A.2. Tabellen | 31 |
| Abbildungsverzeichnis | 32 |
| Literaturverzeichnis | 34 |

1. Einleitung

Am CERN¹ bei Genf werden eine Vielzahl von Experimenten zur Untersuchung der fundamentalen Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen betrieben. Diese Messungen sollen zu einem besseren Verständnis der Zusammensetzung sowie der Funktionsweise des Universums beitragen. Dazu werden mit einer Reihe von Beschleunigern Protonen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Diese hochenergetischen Teilchen lässt man nun entweder miteinander oder mit einem feststehenden Target kollidieren. Bei derartigen Kollisionen können neue Teilchen erzeugt werden [1]. Solche Prozesse laufen über die starke Wechselwirkung ab. Diese ist dafür verantwortlich, dass die Substrukturen aus denen das Proton aufgebaut ist, die sogenannten Quarks, gebunden vorliegen. Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD), die einen wesentlichen Bestandteil des Standardmodells der Elementarteilchenphysik (SM) darstellt, beschrieben. Im Gegensatz zur Quantenelektrodynamik, die den Elektromagnetismus beschreibt, geht die Kopplungskonstante α_s der QCD bei kleinen Energien gegen 1, weswegen Berechnungen von Streuprozessen durch Störungstheorie nicht möglich sind. Um trotzdem das Verhalten der starken Wechselwirkung bei solchen Energie zu studieren, untersucht man die Streuung von Hadronen aneinander. Hierbei sind die großen Herausforderungen, dass die Produktion von Hadronen aufwendig ist und sie meistens nur den Bruchteil einer Sekunde existieren, bevor sie wieder zerfallen.

Ein solches Experiment am CERN ist COMPASS². Hierbei handelt es sich um ein Experiment mit stationärem Target, dessen Ziel es ist, das Anregungsspektrum von Hadronen und die Spinstruktur des Nukleons zu untersuchen. Einzigartig am COMPASS Experiment ist, dass man zwischen einem Sekundärstrahl mit geladenen Hadronen, z.B. π^\pm, K^\pm und (Anti-)Protonen, und einem Myonen- bzw. Elektronenstrahl wechseln kann. Die in der folgenden Ausarbeitung analysierten Daten stammen von diesem Experiment und wurden in den Jahren 2008 und 2009 aufgenommen. In diesen Jahren wurde ein Hadronenstrahl mit geladenen Teilchen verwendet [2]. Dieser Hadronenstrahl besteht im wesentlichen aus negativen Pionen (π^-). Lässt man die Pionen beispielsweise auf ein Wasserstofftarget kollidieren, kann man die dabei entstehenden angeregten Zustände untersuchen. Das sind gebundene Quark-Antiquark Zustände, welche aus den drei leichtesten Quarks u, d und s aufgebaut sind [3]. Hier interessieren uns im Speziellen die in Abbildung 1.1 dargestellten diffraktiven Reaktionen. Ein einlaufendes Pion streut an einem Proton und geht dabei in den $\pi^- K^- K^+$ -Endzustand über. Das Pion wird durch die starke Wechselwirkung (Austausch eines Pomerons) in den Zwischenzustand X^- angeregt. Der Zerfall dieses Zustands erfolgt, vergleichbar zu dem verwandten Prozess $K^- + p \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ + p$ [4], im wesentlichen über $K^- K^+$ - oder $\pi^- K^+$ -Zweikörperresonanzen, die Isobare genannt werden.

¹Akronym für: „Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire“

²Akronym für: „COmmon MUon PRoton APParatus for Structure and Spectroscopy“

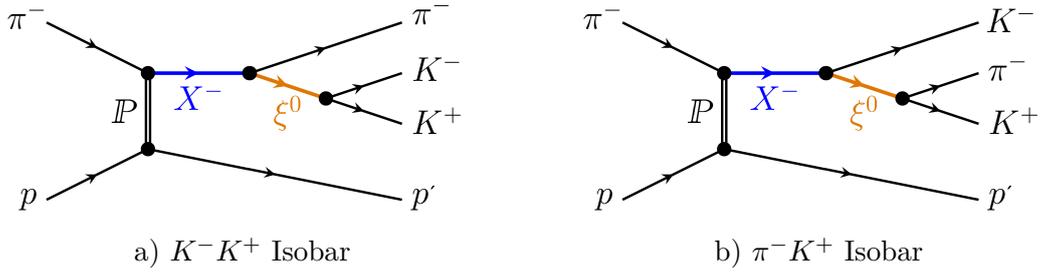


Abbildung 1.1.: Produktion von X^- und sein Zerfall im Isobarmodell.

In dieser Arbeit wird der Prozess $\pi^- + p \rightarrow \pi^- K^- K^+ + p$ selektiert und dessen kinematische Verteilungen studiert. Dazu wird in Kapitel 2 zunächst ein Überblick über den Aufbau des COMPASS Experiments gegeben. Außerdem wird insbesondere der RICH-Detektor, mit dessen Hilfe Teilchen identifiziert werden, und der Rückstoßprotonen-Detektor genauer erklärt. Die Funktionsweise dieser Detektoren ist für die bei der Selektion verwendeten Auswahlkriterien entscheidend. In Kapitel 3 wird beschrieben, wie die beim COMPASS Experiment anfallenden Messdaten aufgenommen und weiter verarbeitet werden. Außerdem wird insbesondere auf die bei dieser Arbeit verwendete Software eingegangen. Anschließend, in Kapitel 4, werden die verwendeten Auswahlkriterien genauer erklärt. Ausgewählte kinematische Verteilungen des selektierten Prozesses werden in Kapitel 5 analysiert. Abschließend wird in Kapitel 6 ein Ausblick gegeben.

2. Aufbau des COMPASS Experiments

Die folgenden Abschnitte sollen einen kurzen Einblick in den Aufbau des COMPASS Experiments geben.

2.1. Die Strahlführung

Am CERN werden Protonen mittels verschiedener, hintereinander geschalteter Beschleuniger auf hohe Energien beschleunigt. In der ersten Beschleunigungsphase kommen Linearbeschleuniger und später Synchrotrons mit immer größeren Radien zum Einsatz. Der zweitgrößte Beschleunigerring mit beinahe 7 Kilometer Durchmesser ist das Super Proton Synchrotron (SPS). Von diesem wird das COMPASS Experiment mit einem Strahl hochenergetischer Protonen gespeist [5].

Um den Hadronenstrahl für das COMPASS Experiment zu erzeugen, werden die Protonen, welche einen Impuls von ca. 400 GeV/c besitzen, auf ein Beryllium-Target gelenkt. Der dabei entstehende Sekundärstrahl wird durch mehrere Quadrupolmagnete fokussiert und mithilfe verschiedener Dipolmagnete zur Experimentierhalle geleitet. Auf dem Weg dorthin werden zusätzlich Kollimatoren verwendet, um die Impulsstärke anzupassen.

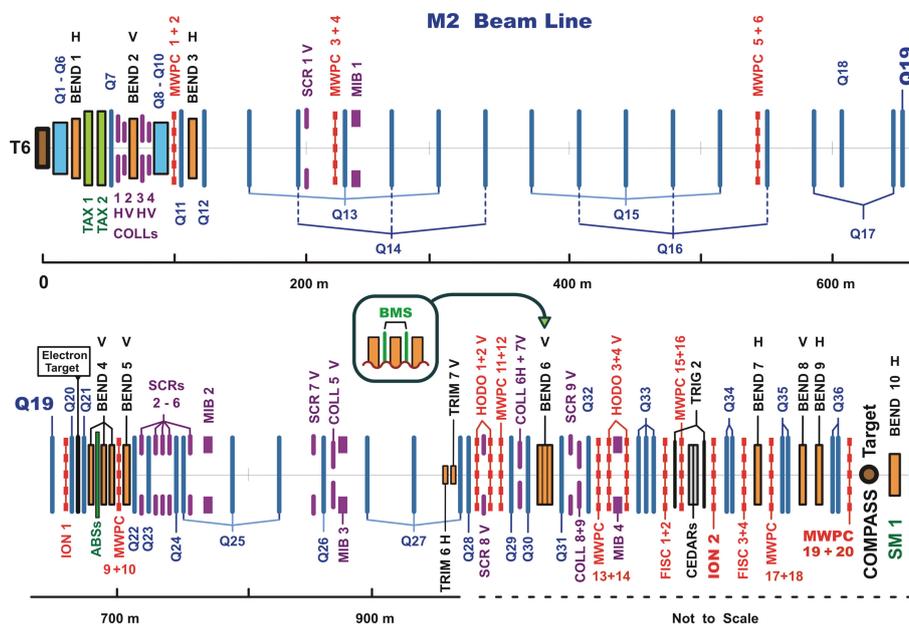


Abbildung 2.1.: Die M2 Strahlführung am CERN SPS vom Produktionstarget T6 zum Target des COMPASS Experiments [6, Seite 74].

Abbildung 2.1 zeigt detailliert die M2 Strahlführung. Hierbei sind die Quadrupolmagnete mit Q, die Dipolmagnete mit BEND und die Kollimatoren je nach Ausrichtung mit V für vertikal und H für horizontal gekennzeichnet. Das Beryllium-Target trägt die Bezeichnung T6 [6].

Je nachdem, ob man die positiven oder die negativen Hadronen verwendet, unterscheidet sich für unterschiedliche Impulse die Zusammensetzung des Strahls. Dies ist in Tabelle A.1 zu sehen. Der negative Strahl wird über den gesamten Impulsbereich von 100 bis 200 GeV/c von Pionen (π^-) dominiert, während der positive Strahl bei Impulsen um 100 GeV/c von Pionen (π^+) und bei höheren Impulsen von Protonen dominiert wird [6].

Zur Identifikation der einlaufenden Strahlteilchen werden zwei sogenannte CEDAR-Detektoren¹ verwendet. Sie sind 30 Meter vor dem Experiment platziert und nutzen die Cherenkov-Strahlung der hochenergetischen Teilchen. Die Teilchenidentifikation mittels Cherenkov-Strahlung wird im Abschnitt 2.4 genauer erläutert.

2.2. Spektrometer

Der Aufbau des COMPASS Experiments kann in drei Teile unterteilt werden: Den Target-Bereich, das Großwinkelspektrometer (kurz LAS²) und das Kleinwinkelspektrometer (kurz SAS³).

In Abbildung 2.2 ist eine dreidimensionale Skizze des COMPASS-Setups zu sehen. Der Strahl kommt von der linken, unteren Seite und verschiedene Farben symbolisieren unterschiedliche Detektortypen. Dabei gehören die mit einer zusätzlichen 1 gekennzeichneten Detektoren zum LAS, während die mit einer 2 gekennzeichneten Detektoren zum SAS gehören.

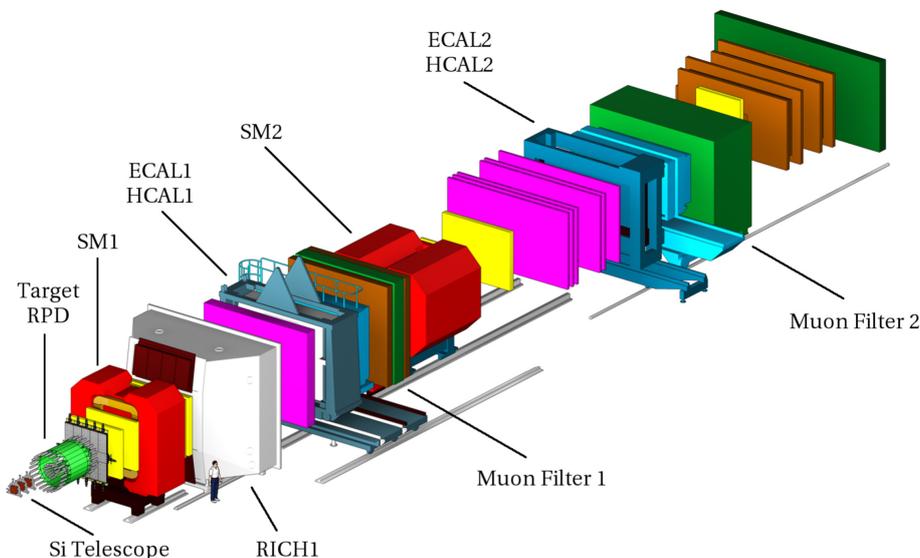


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung des Aufbaus des COMPASS Experiments [6, Seite 72].

Die im Target produzierten Teilchen fliegen aufgrund des hohen Impulses des einlaufenden Pions überwiegend in Vorwärtsrichtung. Die zwei Spektrometer werden verwendet, um die Teilchen zu vermessen. Hierbei enthält das LAS den Dipolmagneten SM1 mit einem Feldintegral von 1,0 Tm. Dadurch ist es möglich gestreute Teilchen bis zu einem

¹Akronym für: „ChErenkov Differential counter with Achromatic Ring focus“

²Akronym für: „Large Angle Spectrometer“

³Akronym für: „Small Angle Spectrometer“

Polarwinkel von 180 mrad nachzuweisen. Auf das LAS folgt das SAS mit dem Dipolmagneten SM2, dessen Feldintegral 4,4 Tm beträgt. Hiermit ist es möglich Teilchen ab einem Minimalimpuls von 5 GeV und kleineren Polarwinkeln von bis zu 30 mrad zu vermessen. Beide Spektrometer enthalten hadronische und elektromagnetische Kalorimeter (HCAL und ECAL). Diese messen die Energie der auslaufenden Teilchen [6].

2.3. Rückstoßprotonen-Detektor (RPD)

Die einlaufenden Pionen streuen an den Protonen (vgl. Abbildung 1.1), die sich in der zylindrischen Target-Zelle befinden. Dabei wird ein Teil des Impulses auf die Protonen übertragen, sodass sie unter einem großen Winkel bezüglich der Strahlachse emittiert werden. Deswegen ist der Rückstoßprotonen-Detektor (RPD) zylindrisch um die Targetregion gebaut. Es handelt sich hierbei um zwei Zylinder, die mit Szintillatoren ausgestattet sind, welche den Energieverlust der Protonen messen. Dieser Aufbau ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Der RPD detektiert außerdem die Flugzeit und damit die Geschwindigkeit der Protonen.

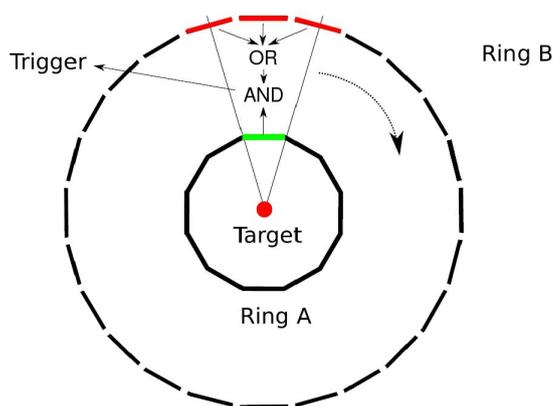


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung des Aufbaus des RPD-Detektors und mögliche Trajektorien der rückgestoßenen Protonen [6, Seite 93].

Zusätzlich spielt der Detektor eine wichtige Rolle im Trigger⁴ System. Ein Trigger ist ein Auslöseimpuls, mit dessen Hilfe sich die interessanten Ereignisse aus dem Datenstrom herauszufiltern lassen. Hierbei ist ein Trigger oft mit mehreren Detektoren verbunden, um die Signatur bestimmter Ereignisse zu registrieren. In diesem Fall, beim Trigger des RPD, werden nur Ereignisse zugelassen, bei denen der Pfad der Protonen seinen Ursprung im Target hat. Dazu muss das Proton ein Signal in einem der Szintillatoren im inneren Ring hinterlassen, woraufhin ein Signal in einen der drei korrespondierenden Szintillatoren des äußeren Rings folgt [6].

⁴Englisch für: „Auslöser“

2.4. Der COMPASS RICH-1 Detektor

Beim COMPASS Experiment wird zur Teilchenidentifikation (kurz PID⁵) ein Ring-abbildender Cherenkov Detektor (kurz RICH⁶) verwendet.

2.4.1. Cherenkov Strahlung

Teilchen, die sich mit einer Geschwindigkeit nahe an der Lichtgeschwindigkeit c bewegen, können in Medien sogenannte Cherenkov Strahlung aussenden. Ein RICH-Detektor kann anhand dieser Strahlung Teilchen identifizieren. Da zur späteren Selektion des Prozesses $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + K^- + K^+ + p$ die Identifikation der genauen Teilchensorten der auslaufenden Teilchen entscheidend ist, dienen dieser und die folgenden beiden Abschnitte zur Erklärung des Phänomens und des daraus bedingten Aufbaus des Detektors.

Die Informationen dieses Abschnitts stammen aus [7].

Wenn sich ein geladenes Teilchen in einem Medium mit dem Brechungsindex n mit einer Geschwindigkeit v bewegt, die höher als die Phasengeschwindigkeit von Licht in diesem Medium ist, dann emittiert dieses Teilchen elektromagnetische Strahlung, die sogenannte „Cherenkov-Strahlung“. Es gilt somit folgende Beziehung:

$$v \geq \frac{c}{n} \quad \Rightarrow \quad \beta = \frac{v}{c} \geq \frac{1}{n}. \quad (2.1)$$

Die Cherenkov-Strahlung wird in Bewegungsrichtung des Teilchens unter dem Winkel

$$\theta_c = \arccos \frac{1}{n\beta} \quad (2.2)$$

ausgesandt. Abbildung 2.4 zeigt diesen Zusammenhang. Hierbei legt das Teilchen eine Strecke Δx zurück, weswegen das Licht in Form eines Cherenkov-Kegels emittiert wird.

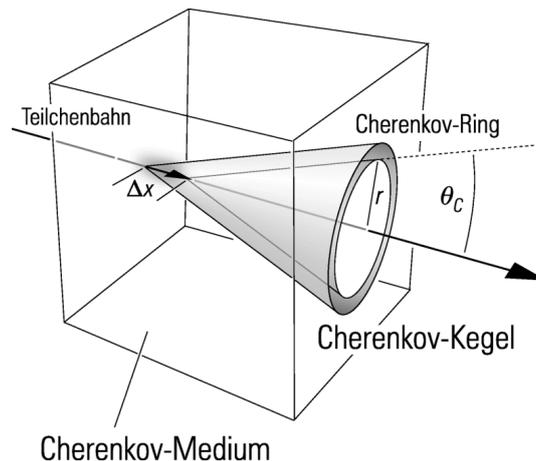


Abbildung 2.4.: Aussendung von Cherenkov-Strahlung in einem Medium mit Brechungsindex n [7, Seite 73].

Man kann erkennen, dass das Licht unter einem konstant bleibenden Winkel ausgestrahlt wird. Dies macht man sich beim Aufbau zunutze.

⁵Akronym für: „Particle IDentification“

⁶Akronym für: Ring-Imaging Cherenkov Detector.

2.4.2. Detektoraufbau

Die Abbildung 2.5 zeigt den schematischen Aufbau des RICH-Detektors. Er besteht aus einem drei Meter langen Behälter, der mit gasförmigem Perfluorbutan (C_4F_{10}) gefüllt ist. Das Gas besitzt einen Brechungsindex n von 1,0014. Es ist entscheidend, dass der Brechungsindex nahe 1 ist, damit eine gute Teilchenseparation von Pionen und Kaonen in einem Impulsbereich von 10 - 60 GeV/c möglich ist [10]. Die Mitte dieses Behälters durchzieht ein dünnes Stahlrohr von 5 cm Radius, um den Hauptstrahl vom Detektor zu separieren, da dieser ansonsten für einen zu großen Untergrund sorgen würde. Die von den geladenen Teilchen ausgesandte elektromagnetische Strahlung wird an der Rückwand des Behälters von einem Spiegelsystem auf die Photodetektoren, welche über und unter dem Strahl angebracht sind, fokussiert. Dies erfolgt so, dass die Photonen, die unter demselben Winkel emittiert werden, auf denselben Punkt fokussiert werden. Dadurch hinterlassen Teilchen auf der Bildebene Ringe, deren Radius konstant bleibt [8].

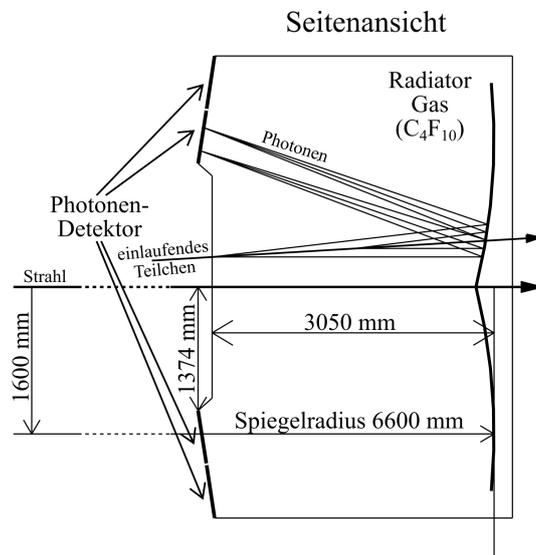


Abbildung 2.5.: Schema des RICH-Detektors [9, Seite 237].

In Abbildung 2.6 sind typische Ereignisse mehrerer, geladener Hadronen zu sehen. Dabei repräsentieren die kleinen Quadrate Photonen, die von den Photodetektoren detektiert wurden. Die obere und die untere Detektorebene sind getrennt dargestellt. Man kann die Cherenkov-Ringe deutlich erkennen.

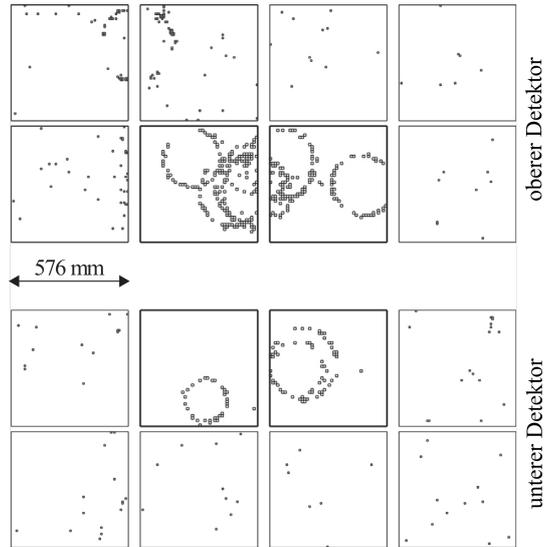


Abbildung 2.6.: Typische Ereignisse mehrerer Hadronen [6, Seite 87].

2.4.3. Performance

In Abbildung 2.7 sieht man, wie gut bei bestimmten Impulsen die verschiedenen Teilchenarten mithilfe des RICH Detektors unterschieden werden können. Dazu ist der aus den Ringen rekonstruierte Cherenkov-Winkel θ_c (vgl. Gleichung (2.2)) als Funktion des Impulses aufgetragen.

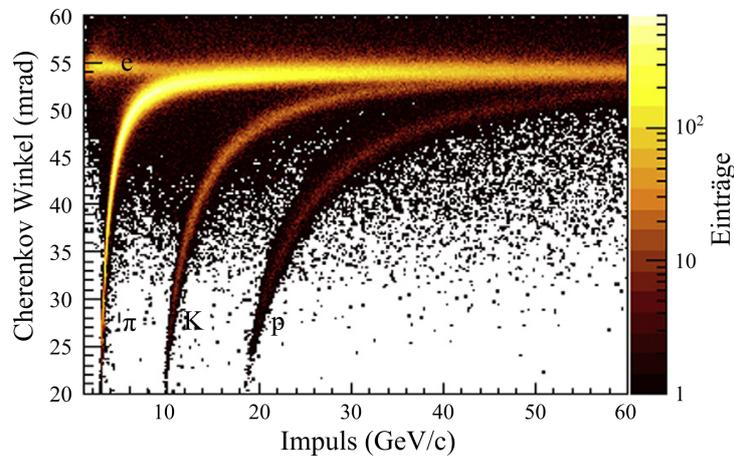


Abbildung 2.7.: Cherenkov-Winkel als Funktion des Teilchenimpulses [6, Seite 102].

Deutlich zu erkennen sind 4 Bänder, die zu Elektronen, Pionen, Kaonen bzw. Protonen gehören. Außerdem sieht man, dass bei hohen Impulsen eine eindeutige Teilchenidentifikation nicht mehr möglich ist, da die Bänder ineinander übergehen.

Um einem Teilchen eine PID zuzuweisen, werden die Plausibilitäten der relevanten Teilchenhypothesen berechnet und verglichen. Die Wahrscheinlichkeiten einer richtigen bzw. fälschlichen Identifikation zeigt Abbildung 2.8.

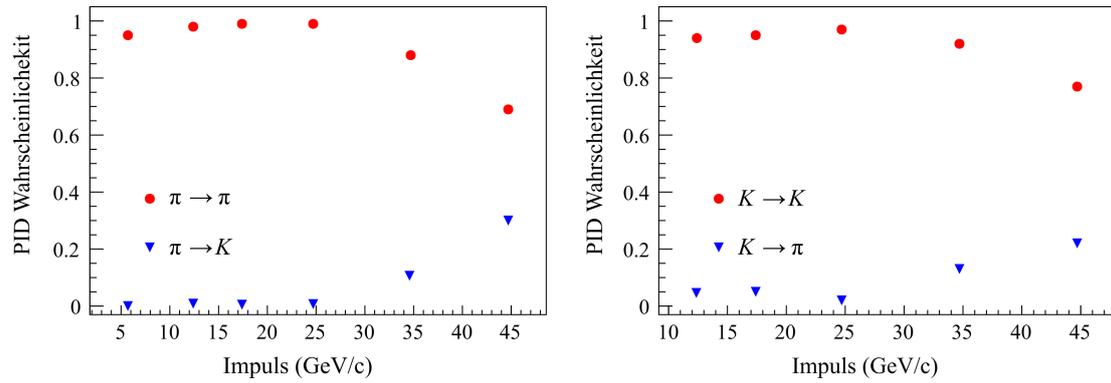


Abbildung 2.8.: Wahrscheinlichkeit einer richtigen bzw. fälschlichen Identifikation als Funktion des Impulses. Hierbei stellen die roten Punkte eine richtige Zuordnung dar, während die blauen Punkten eine Falsch-Identifikation symbolisieren. Links für Pionen und rechts für Kaonen [6, Seite 103].

In der Impulsregion kleiner 30 GeV/c ist die Effizienz für die Pion- und die Kaon-PID größer als 90%. Hier ist der Cherenkov-Winkel der verschiedenen Hadronen noch klar separiert. Dementsprechend ist die Wahrscheinlichkeit einer Falsch-Identifikation gering. Bei höheren Impulsen fangen die Verteilungen der Cherenkov-Winkel an, ineinander überzugehen, weswegen die Effizienz abnimmt und die Wahrscheinlichkeit einer Falsch-Identifikation deutlich zunimmt [6].

3. Datenverarbeitung und Datenanalyse

Bei COMPASS handelt es sich um ein Großexperiment. Bei Datenaufnahmen fallen deswegen riesige Datenmengen (ca. 1 PB¹ pro Jahr) an, die möglichst schnell und effizient verarbeitet werden müssen. Um diese Daten zu analysieren sind verschiedene Programme und Software nötig, die im Folgenden kurz erläutert werden.

Zur Analyse von Hochenergie- und Kernphysik-Experimenten wird hauptsächlich die Software ROOT genutzt. ROOT ist ein C++ Programmiergerüst, das eine Vielzahl von Funktionen bietet, die zur statistischen Datenanalyse wichtig sind, wie beispielsweise das Erstellen von Histogrammen oder Graphen, die man zusätzlich durch Modellkurven anpassen kann. Außerdem können ROOT-Dateien in einer sogenannten Tree-Struktur gespeichert werden. Das ist dieselbe Datenstruktur, die man auch auf privaten Rechnern nutzt, mit der man Dateien in Ordnern speichern kann, welche auch Unterordner enthalten können [11].

Um die bei Strahlzeit aufgenommenen Daten zu analysieren, müssen zunächst die Rohdaten der Detektoren zusammengefasst und gespeichert werden. Das geschieht mithilfe der COMPASS Rekonstruktionssoftware CORAL² [12]. Bei diesem Schritt werden alle Informationen der einzelnen Teilchen gesammelt, deren Trajektorie rekonstruiert und anschließend in sogenannten DST³-Dateien, die auf der ROOT Tree Struktur basieren, gespeichert [13]. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist, ist dieses Verfahren sehr komplex. Nach CORAL ist die Datenmenge im Vergleich zu den Roh-Informationen der Detektoren um den Faktor 100 reduziert.

Anschließend wird PHAST⁴ verwendet. Es handelt sich wiederum um ein C++ Programmiergerüst, das zur Analyse der von CORAL erstellten DST-Dateien verwendet wird. PHAST bietet eine Umgebung, in der man die Daten physikalisch analysieren und Ereignisse selektieren kann. Das Ergebnis wird in ROOT-Dateien gespeichert, wodurch die genaue Analyse einzelner Prozesse mithilfe von ROOT passieren kann [14].

Zur Weiterverarbeitung wird Antok benutzt. Hierbei werden vordefinierte Funktionen genutzt, um aus den Daten den gewünschten Endzustand zu selektieren. Dazu erstellt man eine Konfigurationsdatei mit den benötigten Auswahlkriterien, welches von Antok eingelesen und ausgeführt wird. Darüber hinaus ist es möglich Histogramme für eine weiterführende Analyse zu erstellen [15].

Im späteren Verlauf der Analyse werden Daten mithilfe einer Monte-Carlo-Simulation generiert, um beispielsweise den Untergrund durch konkurrierende Prozesse abzuschätzen. Bei einer Monte-Carlo-Simulation handelt es sich um ein Verfahren aus der Stochastik, bei dem, in diesem Fall computergestützt, große Mengen an zufälligen Ereignissen durch geeignete Algorithmen generiert werden. Wie man in Abbildung 3.1 sieht, werden diese Daten nahezu gleich wie reale Daten verarbeitet.

¹1 Petabyte = $1 \cdot 10^{15}$ Byte

²Akronym für: „**CO**mpass **R**econstruction and **ANA**lysis“

³Akronym für: „**D**ata **S**ummary **T**ables“

⁴Akronym für: „**PH**ysics **A**nalysis **S**oftware **T**ools

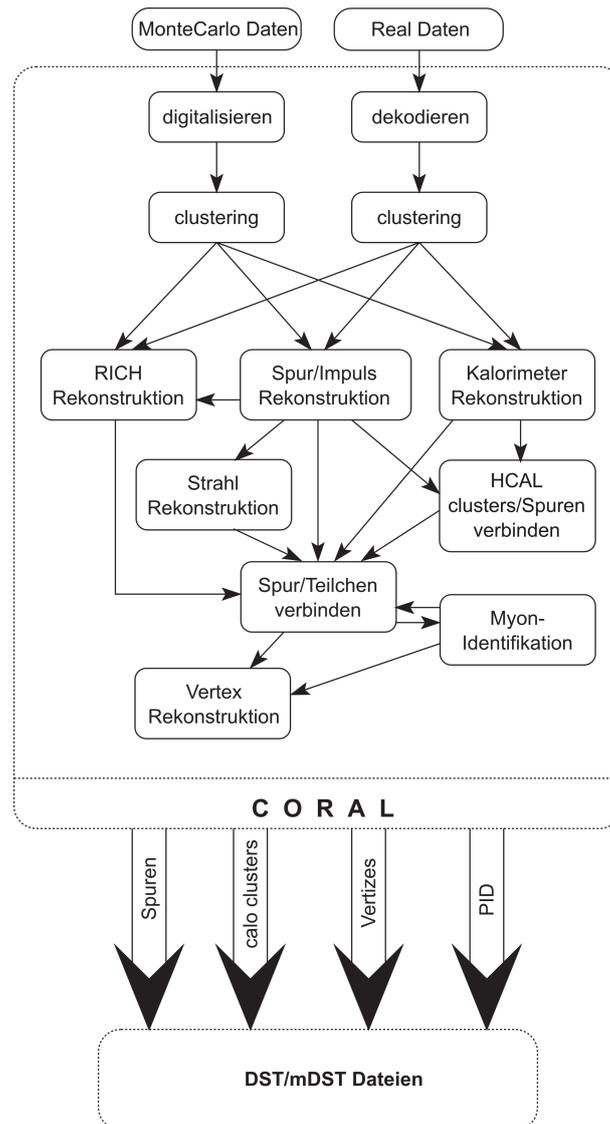


Abbildung 3.1.: Schema der Rekonstruktionssoftware CORAL [12, Seite 506].

4. Selektion des $\pi^- K^- K^+$ Endzustands

Das Ziel dieser Arbeit ist es, aus den Messdaten der Jahre 2008 und 2009 die Ereignisse zu selektieren, die dem inelastischen Streuprozess

$$\pi^- + p \longrightarrow \pi^- + K^- + K^+ + p \quad (4.1)$$

entsprechen. Die Auswahl der Ereignisse erfolgt in zwei Schritten. Zunächst werden die Daten grob vorselektiert und danach auf den spezifischen Endzustand geschnitten. Das Ziel der Vorselektion ist es, die Datenmenge möglichst stark zu reduzieren, ohne dabei relevante Ereignisse zu verwerfen.

Dieses Kapitels orientiert sich beim Aufbau stark an [16]. In dieser Arbeit wurde der Prozess $K^- + p \longrightarrow K^- + \pi^- + \pi^+ + p$ selektiert, der dem Prozess in Gleichung (4.1) sehr ähnlich ist. Viele der Auswahlkriterien konnten mit kleinen Änderungen übernommen werden.

4.1. Vorselektion

Die bei dieser Arbeit analysierten Daten waren bereits mithilfe der PHAST Software vorselektiert. Der folgende Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über die dabei verwendeten Auswahlkriterien.

Das Ziel der Vorselektion ist, Reaktionen der allgemeineren Form

$$h_b^- + p \longrightarrow h^- + h^- + h^+ + \text{neutrale Teilchen} + p \quad (4.2)$$

aus den Daten heraus zu filtern. Dabei ist h_b^- das einlaufende, negative Strahlteilchen und h^\pm sind irgendwelche auslaufende, geladenen Teilchen. Mit einer solchen Vorselektion können auch andere Prozesse, wie beispielsweise $\pi^- + p \longrightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ + p$ oder $K^- + p \longrightarrow K^- \pi^- \pi^+ + p$, analysiert werden.

Abbildung 4.1 zeigt die Liste der verwendeten Auswahlkriterien.

Zunächst wird verlangt, dass mindestens ein Primärvertex existiert. Dies ist der Kollisionspunkt, an dem die Wechselwirkung stattfindet, d.h. es ist der Punkt, in dem sich die Spuren des Strahlteilchens und der vorwärts gerichteten, auslaufenden geladenen Teilchen treffen. Von den Primärvertexkandidaten wird der Kandidat, der am besten mit der Primärvertexhypothese übereinstimmt und der in einem Bereich von $-200 < Z_{PV} < 160$ cm entlang des Strahls liegt, ausgewählt. Diese Grenzen schließen auch Bereiche vor und nach dem Target mit ein, damit systematische Studien durchgeführt werden können. Das nächste Auswahlkriterium verwirft alle Ereignisse, bei denen aus dem Primärvertex mehr als drei geladene Teilchen auslaufen. Aufgrund von Ladungserhaltung wird von diesen Teilchen zusätzlich verlangt, dass ihre Ladungssumme gleich der des einlaufenden Teilchen ist, d.h. $\sum_{i=1}^3 Q_i = -1$. Als letztes werden Ereignisse ausgeschlossen, bei deren Aufnahme es Probleme im Aufbau des Experiments gab, wie z.B. einer inhomogenen Verteilung des flüssigen Wasserstoffs in dem Target oder der Ausfall eines Detektors. Dazu werden die

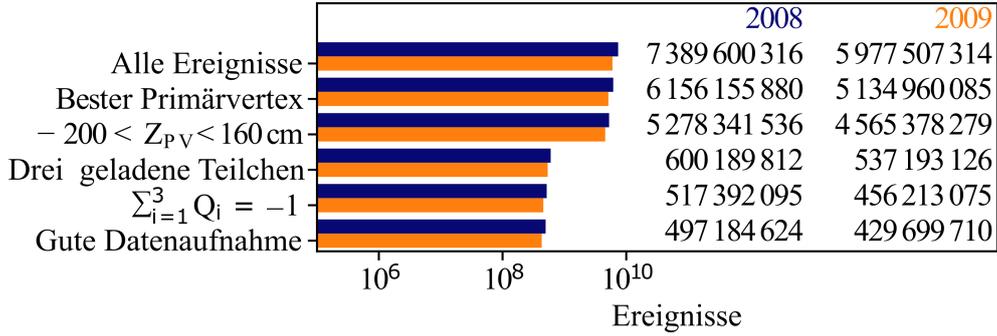


Abbildung 4.1.: In der Vorselektion verwendete Auswahlkriterien: Die Anzahl der Ereignisse ist logarithmisch aufgetragen und nach Jahren getrennt. Daten von 2009 werden orange und Daten von 2008 blau dargestellt [16, Seite 5].

kinematischen Verteilungen verschiedener Prozesse, z.B. $\pi^- + p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ + p$ oder $K^- + p \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ + p$, überprüft. Eine gute Variable für diese Überprüfung ist die Dreikörpermasse. Es wird die mittlere Dreikörpermasse gegenüber der Zeit aufgetragen. Dies ist in Abbildung 4.2 zu sehen.

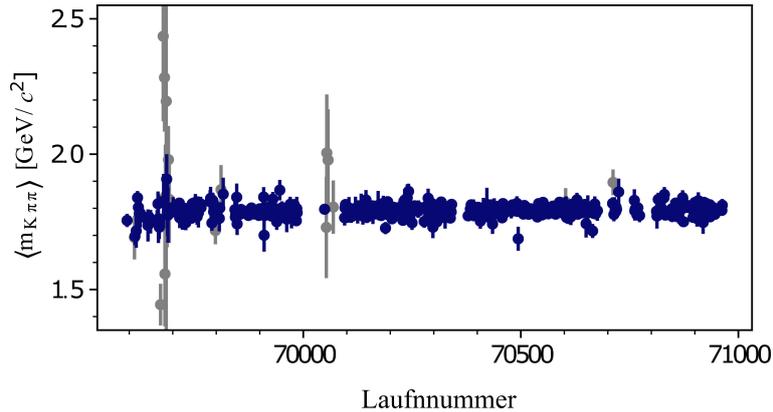


Abbildung 4.2.: Die mittlere $K\pi\pi$ -Masse der 2008 Daten aufgetragen gegen die Laufnummer. Blaue Punkte symbolisieren Daten, die in der Analyse verwendet werden und graue Punkte zeigen die verworfenen Läufe. Die Fehlerbalken zeigen die statistische Unsicherheit an [16, Seite 27].

Die Datenpakete werden zeitlich sortiert, indem ihnen Laufnummern zugeordnet werden. Die $K\pi\pi$ -Masse wird für jeden Lauf berechnet und inklusive des Fehlers aufgetragen. Datenpunkte, die deutlich von den anderen abweichen, werden aussortiert.

Nach der Vorselektion bleiben von den anfänglichen ca. $13 \cdot 10^9$ Ereignissen noch rund $930 \cdot 10^6$ übrig.

4.2. Feinselektion des $\pi^- K^- K^+$ Endzustands

Ausgehend von der groben Vorselektion (siehe Abschnitt 4.1) werden nun die Ereignisse des Prozesses $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + K^- + K^+ + p$ ausgewählt. Abbildung 4.3 listet alle Auswahlkriterien auf, die angewandt wurden.

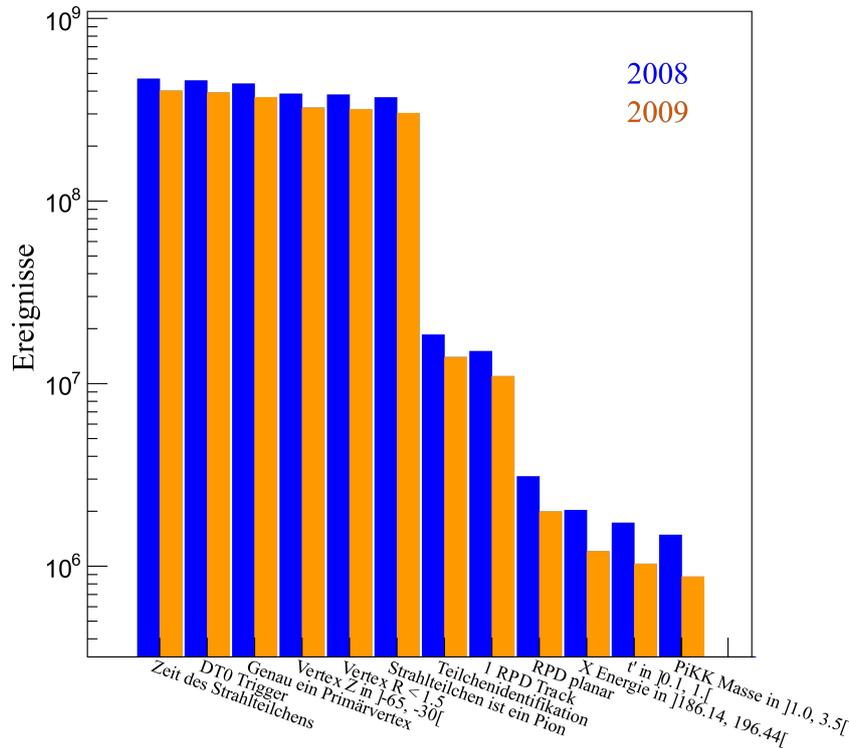


Abbildung 4.3.: Angewandte Auswahlkriterien der finalen Selektion und Anzahl der verbleibenden Ereignisse logarithmisch aufgetragen. Die Daten von 2009 werden orange und die Daten von 2008 blau dargestellt.

4.2.1. Schnitt auf die Zeit des Strahlteilchens

Falls zwei oder mehr Strahlteilchen innerhalb kurzer Zeit in das Spektrometer laufen, kann es zum sogenannten pile-up¹ kommen. Dabei wird nur ein Ereignis registriert, welches sich jedoch aus der Summe der Signale der Strahlteilchen zusammensetzt. Um diese Quelle an Untergrund zu unterdrücken, lässt man nur Ereignisse zu, bei denen die Zeit der Strahlteilchen zu der des Triggers passt, d.h.:

$$|t_B - t_0| < 3\sigma_t \quad \text{Hier:} \quad |t_B - 0,06 \text{ ns}| < 2,26 \text{ ns.} \quad (4.3)$$

4.2.2. Nur DT0 Trigger Ereignisse

Der DT0 Trigger dient dazu Ereignisse auszuwählen, bei denen das einlaufende Strahlteilchen mit einem Proton im Target wechselwirkt. Es handelt sich hierbei um die Koinzidenz von drei unabhängigen Triggersignalen: Zum Einen werden mithilfe des Strahl-Triggers nur solche einlaufenden Teilchen ausgewählt, die ein Signal in den Szintillationsfaser-Detektoren, die vor dem Target angebracht sind, auslösen. So werden Ereignisse von Strahlteilchen deren Trajektorie stark von der Strahlachse abweicht aussortiert. Zum Anderen dient der RPD-Trigger (siehe Abschnitt 2.3) dazu, nur Ereignisse zuzulassen, bei denen Protonen aus dem Target zurückgestoßen werden. Außerdem werden Ereignisse ausgeschlossen, bei denen die Trajektorien der auslaufenden Endzustandsteilchen außerhalb der

¹Englisch für: „aufstapeln“

Spektrometerakzeptanz liegen und solche, bei denen die Strahlteilchen nicht wechselwirken [6].

4.2.3. Genau ein Primärvertex

Bei Ereignissen mit mehr als einem Primärvertex konnten dem einlaufenden Teilchen nicht eindeutig die auslaufenden Teilchen zugeordnet werden. Um möglicherweise falsch rekonstruierte Ereignisse zu vermeiden, werden alle mit mehr als einem Primärvertex verworfen.

4.2.4. Vertex innerhalb des Targetvolumens

In der PHAST Vorselektion sind für systematische Untersuchungen die Positionen der Primärvertizes nur grob auf die Umgebung des Targets eingeschränkt worden. In der Feinselektion sind nur solche Ereignisse interessant, bei denen das Strahlteilchen mit einem Proton des flüssigen Wasserstoffs reagiert hat. Deswegen werden nur Primärvertizes zugelassen, die innerhalb von $-65 \text{ cm} < Z_{PV} < -30 \text{ cm}$ entlang der Strahlachse liegen und für deren Entfernung zur Strahlachse $R_{PV} < 1,5 \text{ cm}$ gilt. Hierbei sind die ausgewählten Z_{PV} - und R_{PV} -Regionen ein wenig kleiner als die geometrischen Ausmaße des Targets gewählt, um Materialeffekte von den Haltestrukturen zu vermeiden. Abbildung 4.4 zeigt diese Auswahl.

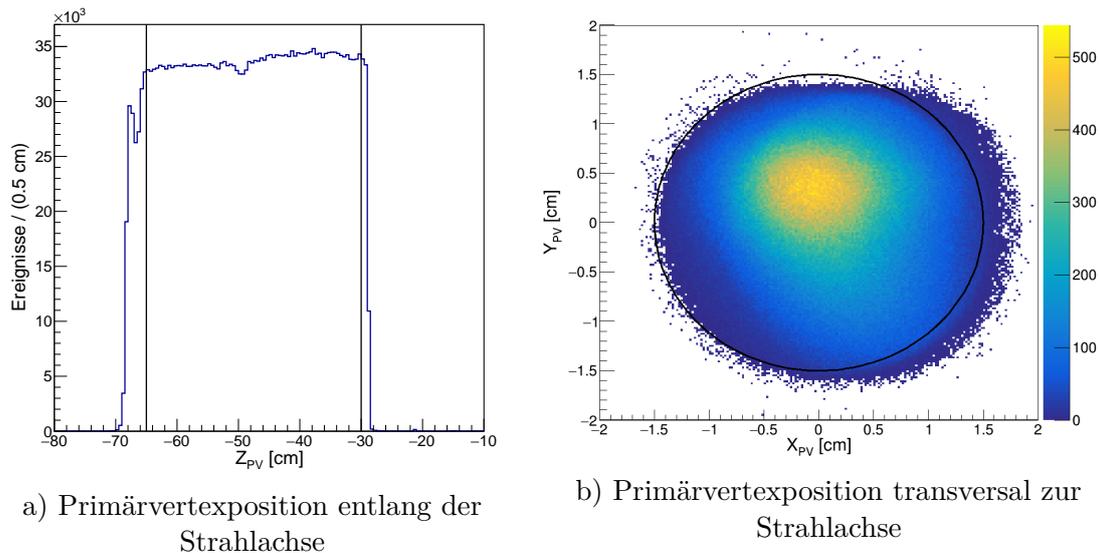


Abbildung 4.4.: Räumliche Verteilung der Primärvertizes. Die schwarzen Linien symbolisieren die jeweiligen Auswahlbereiche.

Man erkennt, dass die Mehrzahl der Primärvertizes innerhalb des Targets liegen und durch die Auswahlkriterien nicht viele Ereignisse verloren gehen. Das liegt an der guten Fokussierung des Strahls auf das Target. Dies ist auch gut in der rechten Abbildung zu sehen, wo der Großteil der Vertizes nahe der Targetachse liegt.

4.2.5. Auswahl der Teilchensorte

Zunächst nutzen wir die Information der beiden CEDARs um das einlaufende Strahlteilchen zu identifizieren [17]. Wie man in Tabelle A.1 sieht, besteht der negative $190 \text{ GeV}/c$

Strahl größtenteils aus Pionen. Deswegen verlieren wir bei der Auswahl auf einlaufende Pionen nur relativ wenige Ereignisse.

Wie schon in Kapitel 2.4.3 beschrieben, lassen sich die produzierten, vorwärtslaufenden Teilchen mit dem RICH-1-Detektor nur in einem bestimmten Impulsbereich gut unterscheiden. Für eine zuverlässige Teilchenidentifikation wurden hier folgende Werte verwendet:

- $3 < |\vec{p}_\pi| < 60 \text{ GeV}/c$ für Pionen.
- $10 < |\vec{p}_K| < 60 \text{ GeV}/c$ für Kaonen.
- $18 < |\vec{p}_p| < 100 \text{ GeV}/c$ für Protonen.

Einem Teilchen wird nur eine Teilchenhypothese zugeordnet, falls der Winkel zwischen seiner Flugrichtung und der Strahlachse $0,25 \text{ rad}$ nicht übersteigt. Genauso können Teilchen, die durch das Stahlrohr des RICH-1 fliegen, nicht identifiziert werden. Der RICH1-Detektor liefert die Plausibilität $P(S)$, dass ein Teilchen von der Teilchensorte S ist. Mögliche Teilchensorten sind Pion, Kaon, Proton oder Untergrund, d.h. $S \in \{\pi, K, p, \text{Ug}\}$. Um einem Teilchen die Sorte S zuzuordnen, berechnet man das Verhältnis

$$R(S) = \frac{P(S)}{\max_{S'=S} P(S')}, \quad (4.4)$$

wobei $\max_{S'=S} P(S')$ der Maximalwert der Plausibilität aller anderen Teilchensorten ist. Ist dieses Verhältnis $R(S)$ größer als eine bestimmte Schwelle (T_{RICH}), also $R(S) > T_{\text{RICH}}$, so wird dem Teilchen die PID S zugeordnet. Die Schwelle T_{RICH} muss so gewählt werden, dass die Akzeptanz möglichst hoch ist, wobei die Falsch-Identifikation möglichst niedrig sein soll. Wie in [16] wurde $T_{\text{RICH}} = 1,15$ gesetzt.

Nachdem das einlaufende Teilchen als Pion erkannt wurde und den auslaufenden Teilchen durch den RICH PIDs zugewiesen wurden, kann man die Ereignisse mit den Endzustandsteilchen $\pi^- K^- K^+$ auswählen. Dazu reicht es aus, eines der negativ geladenen Teilchen als Kaon zu identifizieren, da aufgrund der Strangeness-Erhaltung das positive Teilchen automatisch auch ein Kaon sein muss. Außerdem wird in der starken Wechselwirkung der Isospin erhalten, weswegen das verbleibende negative Teilchen ein Pion sein muss. Alternativ identifiziert man eines der beiden negativen Teilchen als das Pion und das positive Teilchen als Kaon. Hier folgt, wiederum aus der Erhaltung der Strangeness, dass das verbleibende negative Teilchen das Kaon ist.

Bei dieser Auswahl wird die Anzahl der Ereignisse um mehr als eine Größenordnung verringert. Das war allerdings zu erwarten, da der Prozess aus Gleichung (4.1) im Vergleich zu $\pi^- + p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ + p$ aufgrund der Erzeugung eines Strange-Quarkpaares um einen Faktor von ca. 20 unterdrückt ist. Bei der Streuung von Pionen an Protonen ist der Prozess mit dem $\pi^- \pi^- \pi^+$ -Endzustand der Dominante.

4.2.6. Selektion von exklusiven Ereignissen

Nachdem nun alle geladenen Teilchen erkannt wurden, könnten noch Untergrundprozesse wie beispielsweise $\pi^- + p \rightarrow \pi^- K^- K^+ + \pi^0 \pi^0 + p$ auftreten. Dabei werden zusätzliche neutrale Hadronen, wobei π^0 am wahrscheinlichsten ist, erzeugt, welche nicht durch die Detektoren nachgewiesen werden. Solche Prozesse kann man durch Überprüfung der Energie- und Impulserhaltung unterdrücken.

Zunächst werden alle Ereignisse verworfen, denen im RPD nicht eindeutig ein einzelnes Proton zugeordnet werden konnte. Danach versucht man Targetanregungen auszusortieren. Dabei geht das Proton, an dem gestreut wurde, in einen angeregten Zwischenzustand über und sendet bei der Abregung Teilchen aus. Um solche Prozesse zu unterdrücken, betrachtet man die Streuung im Laborsystem, denn dann müssen die Impulse des rückgestoßenen Protons \vec{p}_p^\perp und des $\pi^- K^- K^+$ -Systems \vec{p}_X^\perp in der Ebene senkrecht zur Richtung des Strahlteilchens entgegengesetzt sein. Falls das Proton zuvor in einem angeregten Zustand war, hat es einen veränderten Winkel, da dieser bei der Abregung unter Aussenden eines Teilchens beeinflusst wird. Somit muss der Winkel zwischen den beiden Projektionen 180° betragen. Diese Bedingung erreicht man, indem man verlangt, dass

$$\Delta\phi = 180^\circ - \sphericalangle(\vec{p}_X^\perp, \vec{p}_p^\perp) \leq \pm\phi \quad (4.5)$$

gilt. Wobei ϕ der Winkelauflösung des RPD-Detektors entspricht. Je nachdem welche Szintillatorsegmente des RPDs vom Proton getroffen werden (vgl. Abbildung 2.3) ist die Winkelauflösung entweder $8,432^\circ$ oder $5,377^\circ$ [16]. Diese Bereiche sind in Abbildung 4.5 dargestellt.

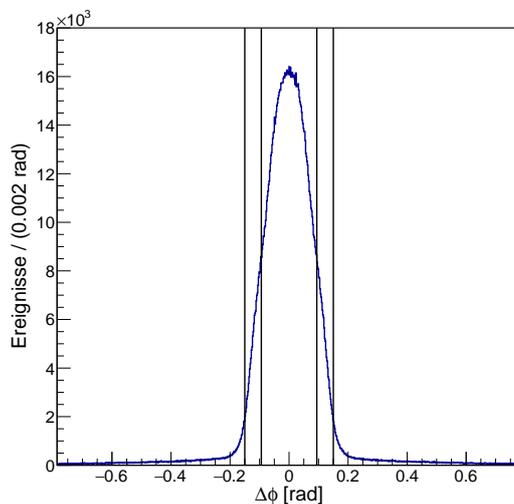


Abbildung 4.5.: Verteilung von $\Delta\phi$. Die schwarzen Linien zeigen die Grenzen der Winkelauflösung des RPD-Detektors an.

Um Prozesse, wie beispielsweise den oben genannten, bei denen zwei zusätzliche Pionen ausgesandt werden, zu unterdrücken, nutzt man Energieerhaltung. Dabei wird verlangt, dass der rekonstruierte Impuls und die Energie des Endzustandes ($\pi^- K^- K^+ + p$) gleich dem des einlaufenden Pions ist. Die Energie der einlaufenden Strahl-Pionen wird allerdings nicht direkt gemessen. Man kann sie jedoch unter Annahme der Energieerhaltung

aus der Summe der Energien der auslaufenden Teilchen ($\pi^- K^- K^+ + p$) berechnen. In Abbildung 4.6 ist die rekonstruierte Energie des einlaufenden Pions dargestellt.

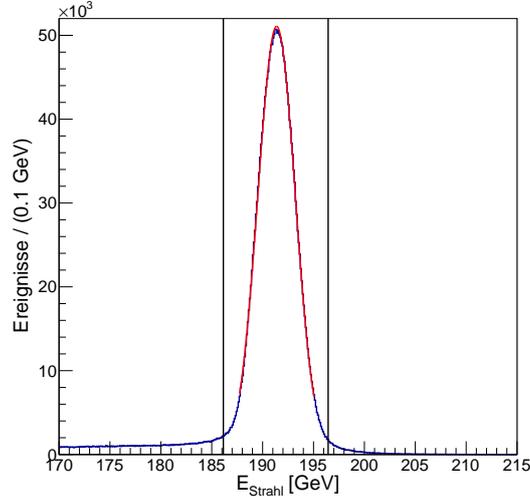


Abbildung 4.6.: Rekonstruierte Strahlenergie. Die schwarzen Linien zeigen die Grenzen der Auswahl an. Der angelegte Gauß-Fit ist rot dargestellt.

An die Verteilung wird im Bereich des Peaks ein Gauß-Fit angelegt. Als Erwartungswert ergibt sich 191,4 GeV und eine Standardabweichung von $\sigma = 1,852$ GeV, welche gut mit den Werten 191,29 GeV und $\sigma = 1,7117$ GeV von [16] übereinstimmen. Deswegen wurden die Werte aus [16] als Auswahlkriterien beibehalten. Es werden alle Ereignisse verworfen, bei denen die rekonstruierte Energie des einlaufenden Teilchens mehr als drei Standardabweichungen von dem Peak abweicht, d.h. alle Ereignisse für die $(191,29 \pm 5,15)$ GeV nicht gilt.

Abbildung 4.7 zeigt die Verteilung von $\Delta\phi$ gegen die rekonstruierte Strahlenergie. Man erkennt deutlich einen Peak der Exklusivität. Es zeigen sich keine Abhängigkeiten zwischen $\Delta\phi$ und E_{Strahl} .

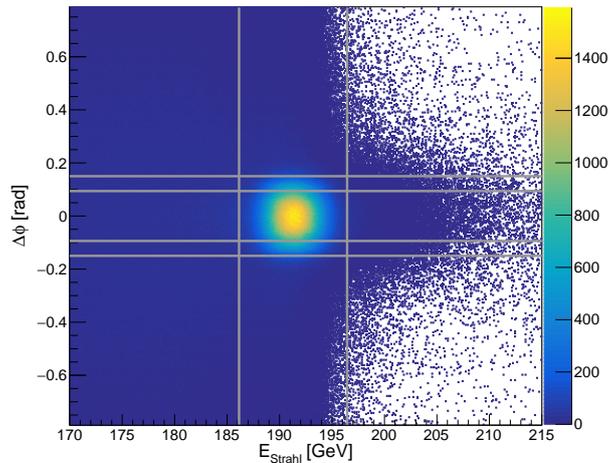


Abbildung 4.7.: $\Delta\phi$ gegen die rekonstruierte Strahlenergie. Die grauen Linien zeigen die Grenzen der Auswahl an.

4.2.7. Analysierter kinematischer Bereich

Bei t handelt es sich um die Mandelstam Variable, die dem Quadrat des Viererimpulsübertrags durch das Pomeron (vgl. Abbildung 1.1) entspricht. Es ist sinnvoll den reduzierten, quadrierten Viererimpulsübertrag zu definieren:

$$t' \equiv |t| - |t|_{\min} \quad \text{mit } t = (p_{\text{Strahl}} - p_X)^2 \quad \text{und } |t|_{\min} \approx \left(\frac{m_{\pi KK}^2 - m_\pi^2}{2|\vec{p}_{\text{Strahl}}|} \right)^2. \quad (4.6)$$

Wobei $|t|_{\min}$ dem minimalen Betrag des Viererimpulsübertrags entspricht, um das einlaufende Pion in einen Zustand mit der Masse $m_{\pi KK}$ anzuregen. Für einen Massenbereich von $1,0 < m_{\pi KK} < 3,5 \text{ GeV}/c^2$ liegen die typischen Werte von $|t|_{\min}$ unter $10^{-3} (\text{GeV}/c)^2$. In Abbildung 4.8 ist die Verteilung von t' zu sehen, wobei die Anzahl der Ereignisse logarithmisch aufgetragen ist.

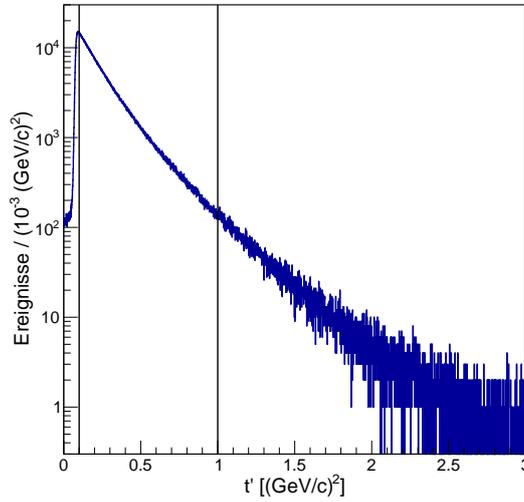


Abbildung 4.8.: Verteilung des reduzierten quadrierten Viererimpulsübertrags. Die schwarzen Linien zeigen die Grenzen der Auswahl an.

Für die Analyse wählen wir Ereignisse mit $0,1 < t' < 1,0 (\text{GeV}/c)^2$ aus, da das Proton eine minimale Energie benötigt, um im RPD ein Signal auszulösen. Dies übersetzt sich in ein minimales t' . Außerdem liegen für eine Analyse oberhalb von $1,0 (\text{GeV}/c)^2$ zu wenige Ereignisse.

Als letztes wird auf die Dreikörpermasse $m_{\pi KK}$ geschnitten. Die untere Grenze von $1,0 (\text{GeV}/c)^2$ ergibt sich, da dort zu wenige Events vorhanden sind, um mit einer aussagekräftigen Analyse fortzufahren. Die obere Grenze von $3,5 (\text{GeV}/c)^2$ wurde gewählt, da dort keine Resonanzen mehr erwartet werden. Die Dreikörpermasse $m_{\pi KK}$ ist inklusive der Grenzen der Auswahl in Abbildung 4.9 dargestellt.

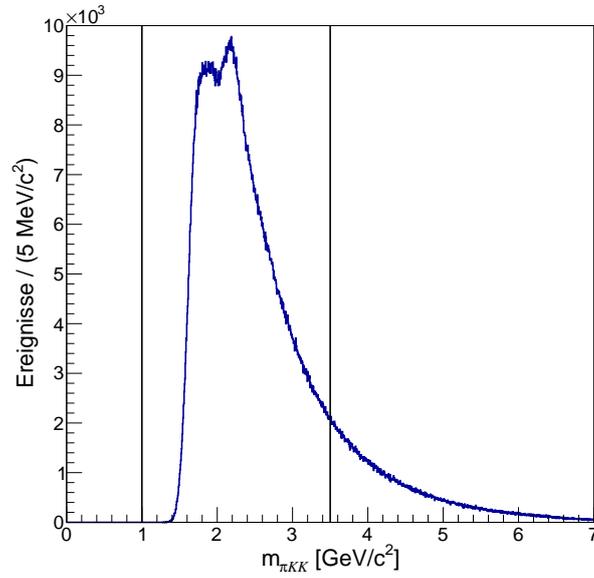


Abbildung 4.9.: Verteilung der invarianten Masse des $\pi^- K^- K^+$ -Systems. Die schwarzen Linien zeigen die Grenzen der Auswahl an.

Von den rund $930 \cdot 10^6$ Ereignissen nach der Vorselektion, die die Informationen des allgemeinen Prozesses der Gleichung (4.2) enthalten, bleiben nach dem Anwenden aller Auswahlkriterien insgesamt 2 358 150 Ereignisse über. Hierbei stammen 1 483 275 Ereignisse aus den Daten von 2008 und 874 875 aus dem Jahr 2009.

5. Kinematische Verteilungen

Nachdem aus den Gesamtdaten der gesuchte Prozess (vgl. Gleichung (4.1)) selektiert wurde, können die kinematischen Verteilungen analysiert werden. Hierbei enthalten alle folgende Abbildungen die kombinierten Daten aus 2008 und 2009.

Um herauszufinden, welche Mesonenresonanzen in den $\pi^- K^- K^+$ -Endzustand zerfallen, lohnt es sich zunächst nochmal die Verteilung der Dreikörpermasse anzuschauen, die in Abbildung 5.1 dargestellt ist. Hierbei ist nur der selektierte Bereich abgebildet. Man kann einen breiten Peak um $1,8 \text{ GeV}/c^2$ und einen um $2,2 \text{ GeV}/c^2$ erkennen.

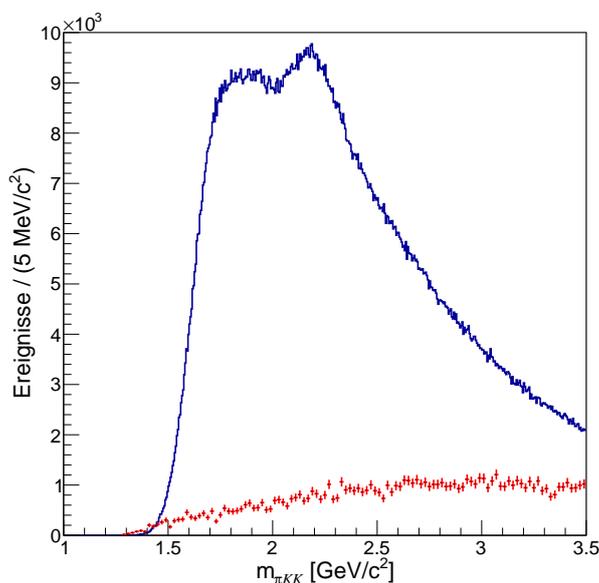


Abbildung 5.1.: Dreikörpermasse des $\pi^- K^- K^+$ -Systems innerhalb der Selektionsgrenzen (blau). Untergrund durch Fehlinterpretation des Prozesses $\pi^- + p \longrightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ + p$ (rot).

Im Bereich des ersten Peaks gibt es zwei mögliche Kandidaten. Das $\pi(1800)$ und das $\pi_2(1880)$. Welche Resonanzen jedoch den Peak um $2,2 \text{ GeV}/c^2$ verursachen ist nicht eindeutig. Die PDG¹ listet für diesen Massenbereich keine Resonanzen mit den passenden Quantenzahlen aufgeführt. Was die breiten Peaks verursacht, muss in einer Partialwellenanalyse untersucht werden.

Eine mögliche Quelle von Untergrund ist der zu dem untersuchten (vgl. Gleichung (4.1)) konkurrierende Prozess

$$\pi^- + p \longrightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ + p. \quad (5.1)$$

¹Akronym für: „Particle Data Group“

Hierbei wird fälschlicherweise der $\pi^- \pi^- \pi^+$ -Endzustand als $\pi^- K^- K^+$ identifiziert. Um abzuschätzen, wie groß dieser Untergrund ist, wurden mithilfe einer Monte-Carlo-Simulation Daten generiert, die dem Prozess aus Gleichung (5.1) entsprechen. Dabei wurde allerdings die 3π -Masse gleichverteilt und die Pionen isotrop im Phasenraum simuliert. Strukturen, die in den realen Verteilungen auftreten würden, sind für die Abschätzung des Untergrunds vernachlässigbar. Die generierten Ereignisse durchliefen im nächsten Schritt eine Simulation der Detektoren. Diese Detektordaten wurden wie reale Daten behandelt (siehe Kapitel 3). Zunächst wurden mittels CORAL die Teilchenspuren und die Impulse sowie die Energien rekonstruiert. Die rekonstruierten Ereignisse durchliefen dieselben Selektionsschritte wie die realen Daten (siehe Kapitel 4). Diese Selektion liefert eine Abschätzung des Untergrunds und ist in die Abbildung in rot eingezeichnet. Um die Ereignisse zu skalieren wurde folgendes angenommen: In der Partialwellenanalyse des Prozesses in Gleichung (5.1) wurden in den 2008 Daten $4,6 \cdot 10^7$ $\pi^- \pi^- \pi^+$ Ereignisse mit einer Effizienz von 49% gemessen [18]. Diese liegen in einem Massenbereich von $0,5 < m_{3\pi} < 2,5$ GeV/c^2 und besitzen einen reduzierten, quadrierten Viererimpulsübertrag im Bereich von $0,1 < t' < 1,0$ $(\text{GeV}/c)^2$. Daraus lässt sich schließen, dass insgesamt $N_{2008}^{3\pi} = 9,4 \cdot 10^7$ Ereignisse in den Kollisionen produziert wurden. Mittels der Monte-Carlo-Simulation wurden ca. $N_{\text{MC}}^{3\pi} = 5 \cdot 10^6$ Ereignisse in dieser kinematischen Region generiert. Da in der Abbildung die kombinierten Daten aus 2008 und 2009 dargestellt sind, rechnen wir zunächst das Verhältnis R aus den getriggerten Ereignissen von 2009 zu 2008 aus. Es gilt:

$$R = \frac{N_{2009}^{\text{Trigger}}}{N_{2008}^{\text{Trigger}}} = 0,81 \quad (5.2)$$

Die Werte für $N_{2009}^{\text{Trigger}}$ und $N_{2008}^{\text{Trigger}}$ wurden der Abbildung 4.1 entnommen. Nun kann man abschätzen, wie viele $\pi^- \pi^- \pi^+$ Ereignisse in den Messperioden 2008 und 2009 erzeugt wurden. Dazu wurde

$$N_{\text{gesamt}}^{3\pi} = (1 + R)N_{2008}^{3\pi} \quad (5.3)$$

berechnet. Teilt man diese Zahl durch die generierten Ereignisse $N_{\text{MC}}^{3\pi}$ erhält man den Skalierungsfaktor

$$F = \frac{N_{\text{gesamt}}^{3\pi}}{N_{\text{MC}}^{3\pi}} = 33,76. \quad (5.4)$$

Man erkennt in der Abbildung 5.1, dass der Untergrund keinerlei Strukturen aufweist, die die Verteilung verfälschen könnte. Bei höheren Massen nimmt der Anteil an Untergrund zu. Integriert man die Anzahl der selektierten Ereignisse über den gesamten Massenbereich auf und teilt die Abschätzung des Untergrunds durch die realen Daten ergibt sich Untergrund von ca. 14%.

In Abbildung 5.2 sind die Massenverteilungen der Zweikörper-Subsysteme dargestellt. Genau wie beim Spektrum der Dreikörpermasse wurden auch hier die skalierten Verteilungen des abgeschätzten Untergrunds durch den Prozess in Gleichung (5.1) eingezeichnet. Es zeigen sich wie bei der Dreikörpermasse auch hier keine Strukturen, welche die beobachteten Resonanzen verfälschen könnten.

Wie erwartet ist das $\pi^- K^-$ -Spektrum eine kontinuierliche, breite Verteilung mit einem Maximum bei ca. $1,2 \text{ GeV}/c^2$. Man kann keine Strukturen erkennen, die auf Resonan-

zen hindeuteten. Im Gegensatz dazu zeigt das $\pi^- K^+$ -Subsystem klare Strukturen. Am dominantesten ist der Peak bei ca. 900 MeV/c^2 . Dieser kann der gut bekannten $K^*(892)$ -Resonanz zugeordnet werden. Dem zweiten Peak bei rund 1400 MeV/c^2 können die beiden Resonanzen $K_0^*(1430)$ und $K_2^*(1430)$ zugeordnet werden, welche zwar dieselbe Masse besitzen, sich jedoch im Spin unterscheiden. Im Bereich über 1,5 GeV/c^2 kann man einen kleinen Peak bei 1780 MeV/c^2 erkennen, der auf die $K_3^*(1780)$ -Resonanz hindeuten könnte. In dem $K^- K^+$ -Subsystem kann man drei Peaks erkennen. Der erste liegt bei 1020 MeV/c^2 und lässt sich der $\phi(1020)$ -Resonanz zuordnen. Der dominante Peak des Spektrums liegt in der Massenregion des $f_2(1270)$ und des $f_0(1370)$. Der dritte Peak schließt in seiner Breite sowohl die $f_0(1500)$ - als auch die $f_2'(1525)$ -Resonanz mit ein.

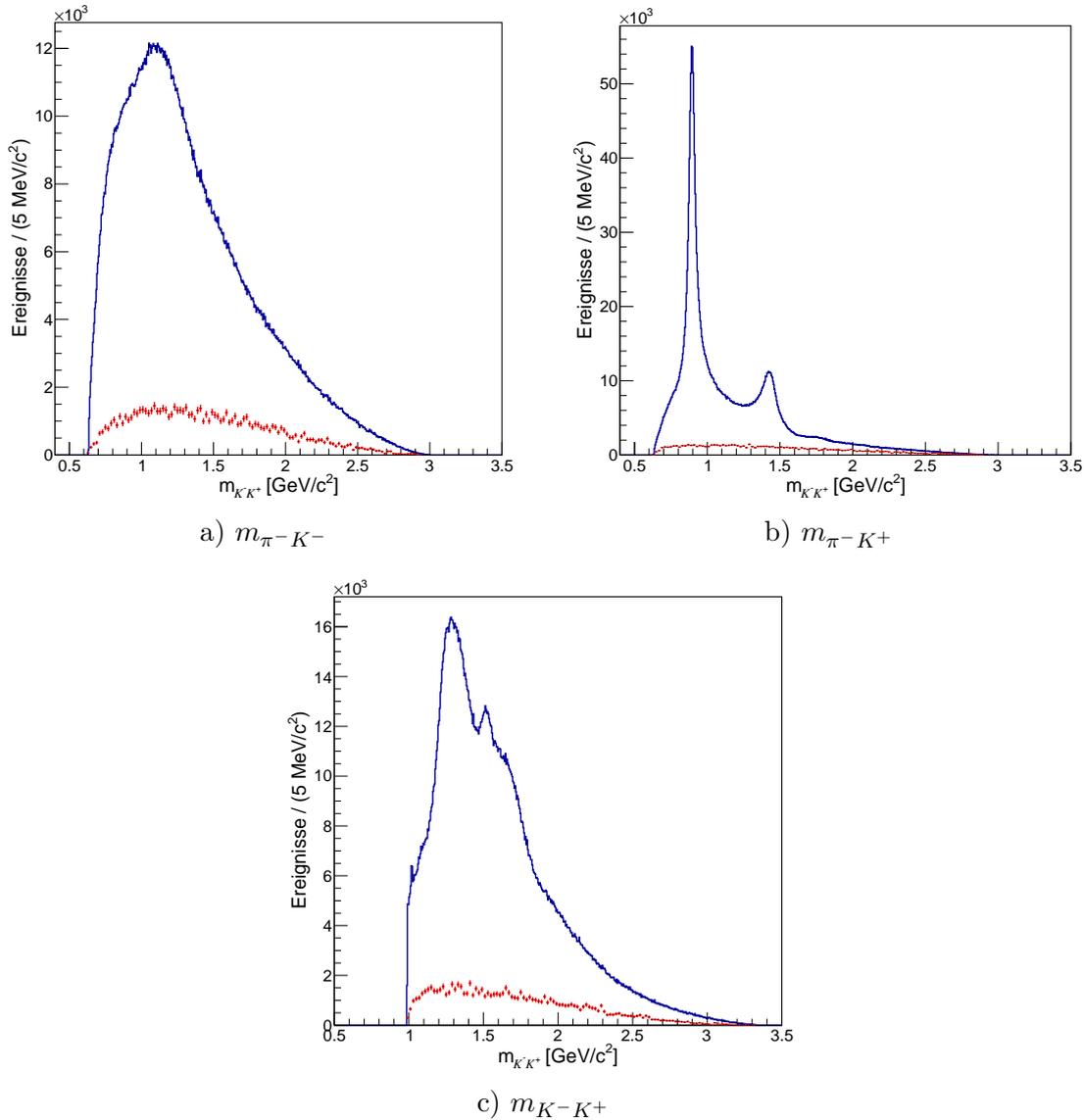


Abbildung 5.2.: Invariante Massenspektren der Zweikörper-Subsysteme (blau). Untergrund durch Fehlinterpretation des Prozesses $\pi^- + p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ + p$ (rot).

Um zu untersuchen, ob die Strukturen in den Spektren der Zweikörper-Subsysteme mit bestimmten $m_{\pi KK}$ -Regionen korrelieren, sind Abbildung 5.3 die Massenspektren des $\pi^- K^+$ - und des $K^- K^+$ -Subsystems als Funktion der Dreikörpermasse $m_{\pi KK}$ aufgetragen. Besonders im Spektrum des $\pi^- K^+$ -Subsystems sind die Peaks des $K^*(892)$ -Zustands und der beiden Resonanzen bei $1400 \text{ MeV}/c^2$ zu sehen. Das Band von $K^*(892)$ hat sein Maximum bei $1,7 \text{ GeV}/c^2$, während das Maximum des Bands von $K_0^*(1430)$ und $K_2^*(1430)$ bei $2,2 \text{ GeV}/c^2$ liegt. Die beiden Resonanzen könnten somit für den Peak bei $2,2 \text{ GeV}/c^2$ im Spektrum der Dreikörpermasse verantwortlich sein. Im Spektrum des $K^- K^+$ -Subsystems sind die Strukturen aufgrund von Akzeptanzeffekten und ihrer Breite deutlich verwaschener.

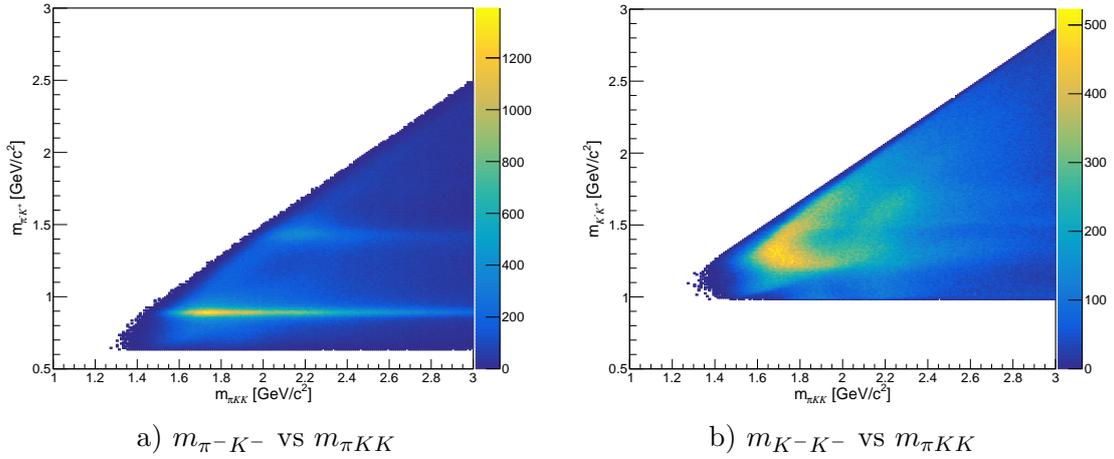


Abbildung 5.3.: Invariante Massenverteilungen der Subsysteme als Funktion der Dreikörpermasse.

Abbildung 5.4 zeigt die Dalitz Plots, d.h. die Korrelation der quadrierten Massen des $K^- K^+$ - und des $\pi^- K^+$ -Subsystems, in den Massenregionen $1,7 \text{ GeV}/c^2 < m_{\pi KK} < 2,0 \text{ GeV}/c^2$ und $2,0 \text{ GeV}/c^2 < m_{\pi KK} < 2,5 \text{ GeV}/c^2$. Die Bereiche wurden so gewählt, dass jeder einen Peak des Spektrums der Dreikörpermasse (siehe Abbildung 5.1) einschließt. Deutlich zu erkennen ist die Linie der $K^*(892)$ -Resonanz. In Abbildung 5.4 b) erkennt man zusätzlich die $\pi^- K^+$ Resonanzen bei $1430 \text{ MeV}/c^2$. In der quadrierten Masse des $K^- K^+$ -Subsystems sind diffuse Bänder bei $1,6 (\text{GeV}/c^2)^2$ und $2,3 (\text{GeV}/c^2)^2$ zu erkennen, die vermutlich durch die $f_2(1270)$ - bzw. die $f_2'(1525)$ - und die $f_0(1500)$ - Resonanz verursacht werden.

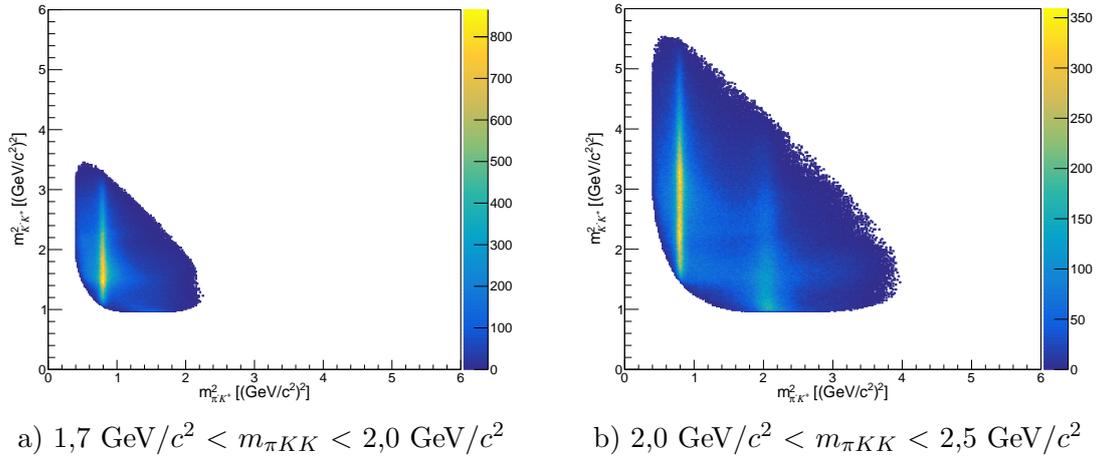


Abbildung 5.4.: Dalitz Plots des $\pi^- K^- K^+$ -Endzustands in verschiedenen $m_{\pi K K}$ -Regionen.

In Abbildung 5.5 sind die Beträge der Dreierimpulse der negativen für den Endzustand $\pi^- K^- K^+$ aufgetragen. Man erkennt, dass die Verteilungen stark moduliert sind. Dies liegt an Akzeptanzeffekten des RICH1-Detektors. In den Bereichen $10 \text{ GeV}/c$ bis $60 \text{ GeV}/c$, wo eine eindeutige Zuordnung einer Teilchenhypothese möglich ist (vgl. Abschnitt 4.2.5) liegen die Peaks der Verteilungen. Bei Impulsen größer als $60 \text{ GeV}/c$ kann dem π^- nur eine PID zugewiesen werden, wenn das verbleibende negative Teilchen als K^- identifiziert wird. Im Fall eines K^- mit einem Impuls der größer als $60 \text{ GeV}/c$ ist, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein. Zum einen muss das andere negative Teilchen als π^- identifiziert werden. Zum anderen muss das positive Teilchen als K^+ identifiziert werden. Da sich der Gesamtstrahlimpuls von ca. $190 \text{ GeV}/c$ auf die auslaufenden Teilchen aufteilt und das π^- sowie das K^+ einen Impuls kleiner als $60 \text{ GeV}/c$ haben müssen, um vom RICH1-Detektor eindeutig identifiziert zu werden, sieht man in der Impulsverteilung des K^- eine Lücke im Impulsbereich von $60 \text{ GeV}/c$ bis ca. $90 \text{ GeV}/c$ in der Abbildung 5.5 a). Zusätzlich wurden in Abbildung 5.5 c) die Absolutimpulse gegeneinander aufgetragen. Man kann sehr gut die Einschnitte in die Verteilung aufgrund der Akzeptanzeffekte des RICH1-Detektors erkennen.

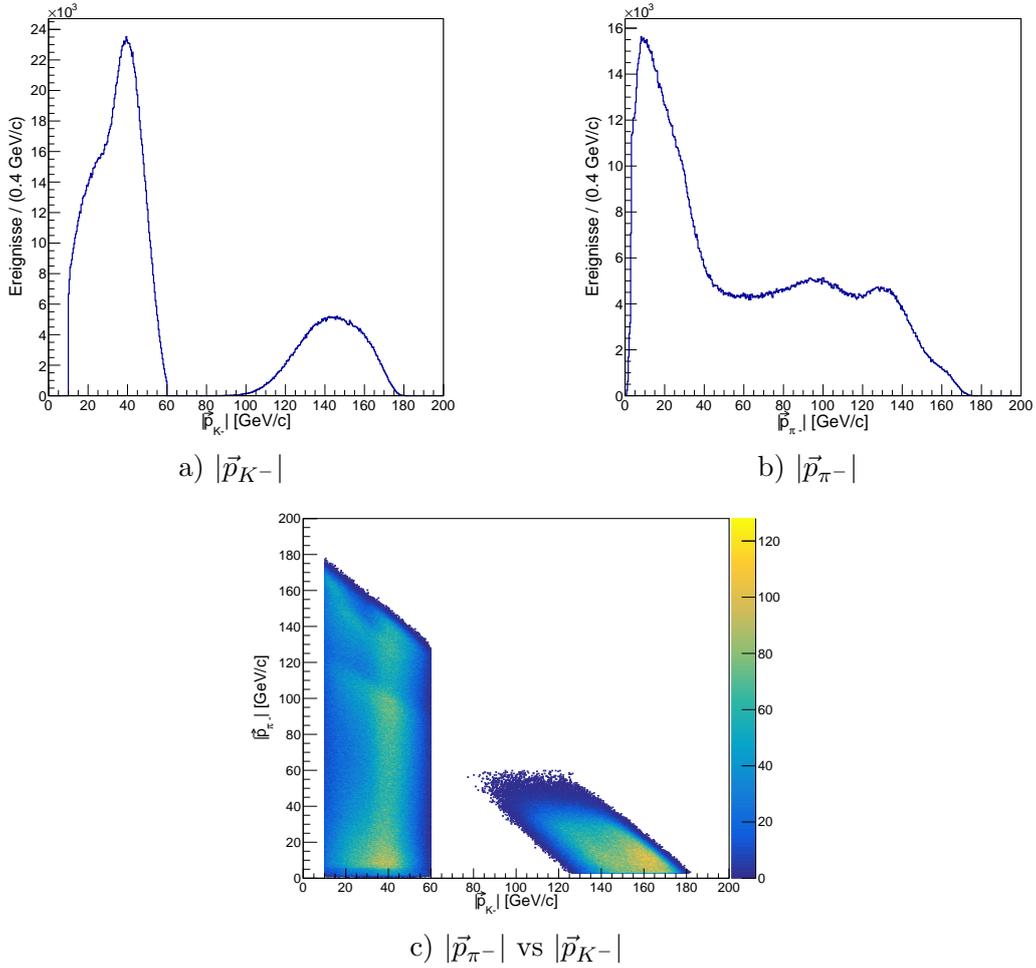


Abbildung 5.5.: Verteilungen der rekonstruierten Absolutimpulse der negativen Teilchen im Endzustand.

In Abbildung 5.6 sind Spektren der Dreikörpermasse und der Zweikörper-Subsysteme erneut abgebildet, wobei allerdings zusätzlich die Akzeptanz eingezeichnet wurde. Um diese abzuschätzen, wurden durch eine Monte-Carlo-Simulation Daten des Prozesses in Gleichung (4.1) generiert. Analog zur Simulation des Prozesses in Gleichung (5.1) wurde auch hier die Dreikörpermasse gleichverteilt und die Endzustandsteilchen isotrop im Phasenraum simuliert. Die Daten durchliefen dieselben Schritte, wie bereits zuvor beschrieben. Teilt man danach die rekonstruierten Ereignisse durch die generierten erhält man eine Abschätzung der Akzeptanz. Man erkennt, dass sie zu niedrigen Zwei- und Dreikörpermassen abnimmt. Betrachtet man den Zerfall der Übergangszustände in die Endzustandsteilchen in deren Ruhesystem, so werden die Endzustandsteilchen (π^- , K^- und K^+) in entgegengesetzte Richtungen emittiert. Dabei kann ein Teilchen einen Impuls entgegen der Strahlrichtung erhalten. Je niedriger die Gesamtmasse des Übergangszustands ist, desto geringer ist der Impuls der emittierten Teilchen. Transformiert man nun diesen Prozess zurück in das Laborsystem so ist es wahrscheinlicher, dass Endzustandsteilchen die aus dem Zerfall des Übergangszustands einen Impuls entgegen der Strahlrichtung erhalten haben, im RICH1-Detektor nachgewiesen werden, da deren Gesamtimpuls in Strahlrichtung verringert ist. Gerade bei hohen Massenregionen erhalten die Endzustandsteilchen hohe

Impulse und können so besser nachgewiesen werden. Die Fehlerbalken werden bei höheren Massen so groß, da dort die Anzahl der generierten Ereignisse stark abnimmt.

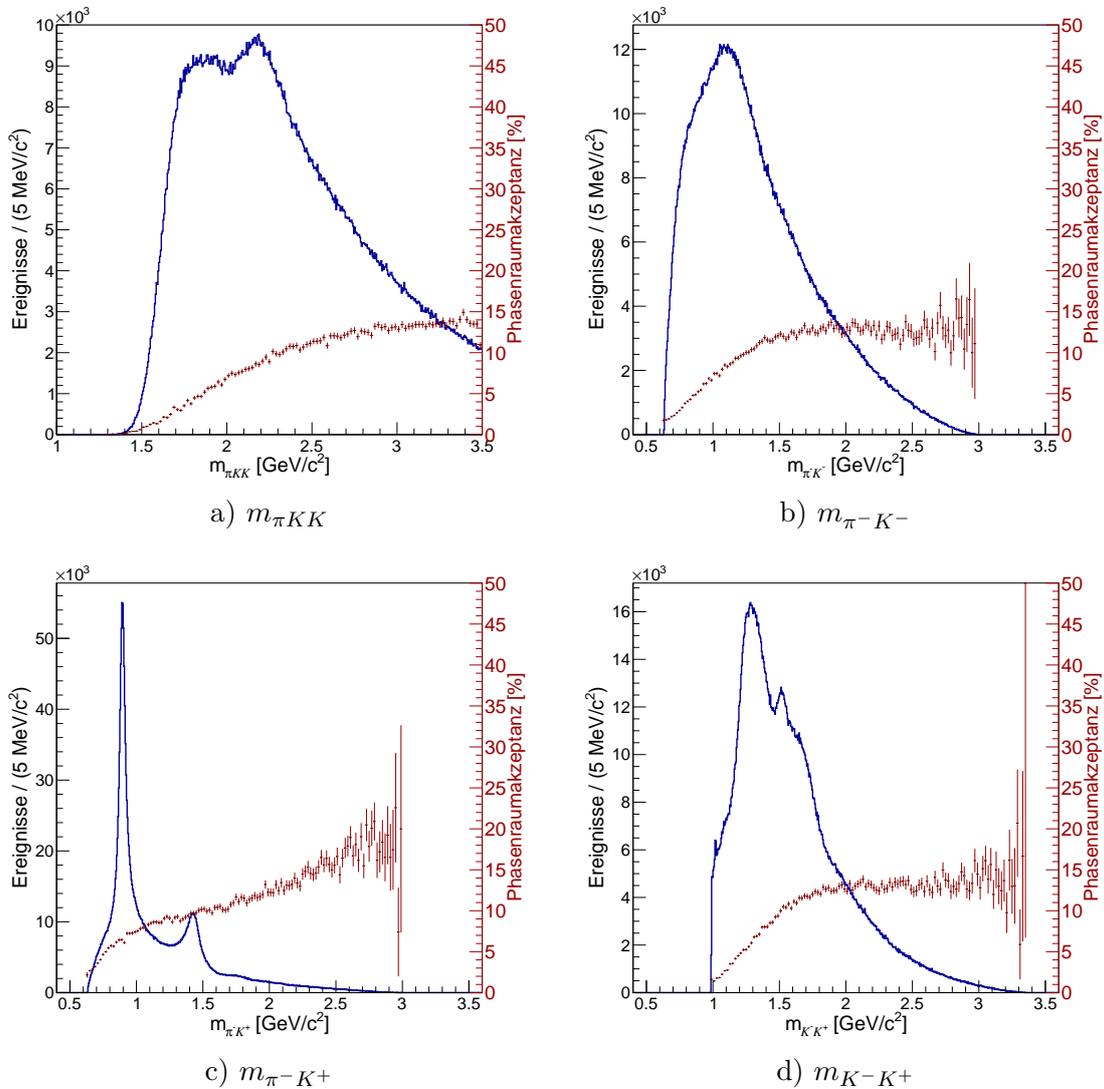


Abbildung 5.6.: Spektren der Dreikörpermasse und der Zweikörper-Subsysteme inklusive der Akzeptanz.

5.1. Vergleich zu anderen Analysen

Bereits 1982 wurde mit dem OMEGA-Spektrometer am CERN der Prozess $\pi^- + p \rightarrow \pi^- K^- K^+ + p$ (vgl. Gleichung (4.1)) gemessen [19]. Hierbei wurde ein π^- -Strahl mit einem Impuls von $16 \text{ GeV}/c$ verwendet. Aus den aufgezeichneten Daten wurden ca. 35000 $\pi^- K^- K^+$ -Ereignisse selektiert und zur weiteren Analyse verwendet. Abbildung 5.7 zeigt das Spektrum der Dreikörpermasse dieser Messungen. Ähnlich, wie in Abbildung 5.1, erkennt man auch hier bei ca. $1,8 \text{ GeV}/c^2$ einen Peak, allerdings keinen bei $2,2 \text{ GeV}/c^2$. Dies liegt zum einen daran, dass die Energie des Strahlteilchens bei diesem Experiment

deutlich kleiner als die beim COMPASS Experiment ist. Deswegen ist die Produktion von Übergangszuständen mit großen Massen deutlich geringer. Zum anderen ist die Akzeptanz dieser Analyse gerade bei der kleinen Massenregion hoch und nimmt zu größeren Massen ab.

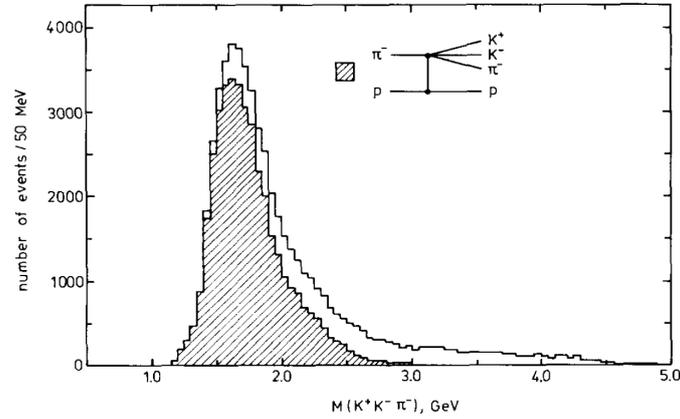


Abbildung 5.7.: Dreikörpermasse des $\pi^- K^- K^+$ -Systems. Bei Ereignissen der schraffierten Fläche fliegen alle drei Mesonen in Vorwärtsrichtung [19, Seite 5].

In Abbildung 5.8 sind die Massenverteilungen der Zweikörper-Subsysteme abgebildet (vgl. Abbildung 5.2).

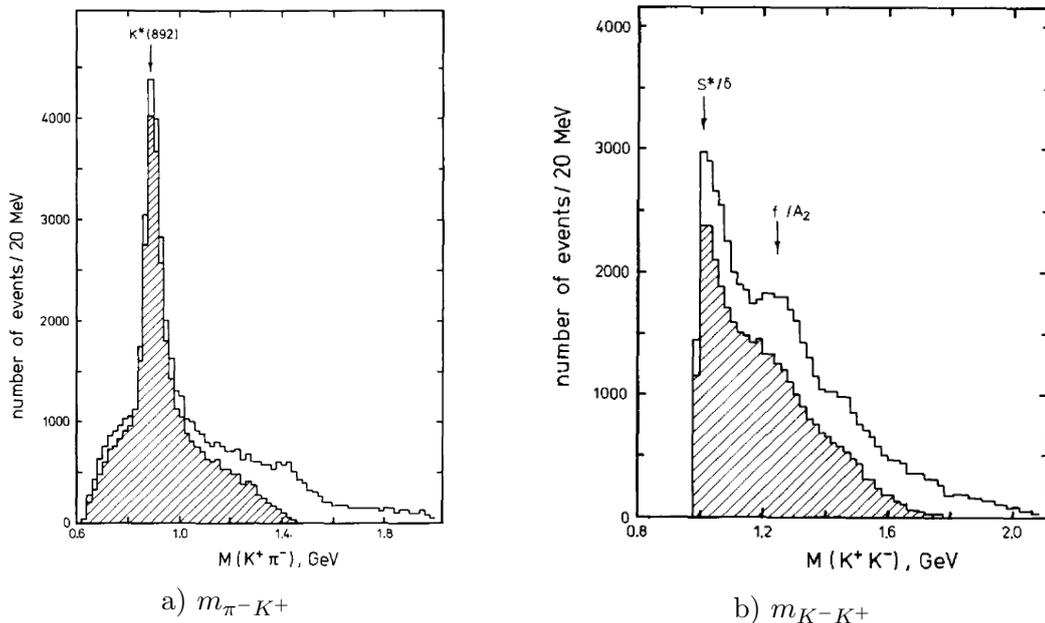


Abbildung 5.8.: Invariante Massenspektren der neutralen Zweikörper-Subsysteme im $\pi^- K^- K^+$ -Endzustand. Ereignissen der schraffierten Fläche liegen im Bereich $1,3 < m_{\pi K K} < 2,0 \text{ GeV}/c^2$ [19, Seite 6].

Besonders deutlich ist auch hier der Peak der $K^*(892)$ im $\pi^- K^+$ -Spektrum. Auch um $1,4 \text{ GeV}/c^2$ ist ein Peak zu beobachten, der jedoch deutlich weniger heraussticht. Das Spektrum des $K^- K^+$ -Systems unterscheidet sich stark von dem in Abbildung 5.2 c), da

das Maximum der Verteilung direkt bei der Produktionsschwelle liegt und von dort zu höheren Massen abnimmt. Außerdem kann man bei ca. $1,2 \text{ GeV}/c^2$ einen Peak sehen, den man nicht im Spektrum der COMPASS-Daten sieht. Ursache für die Unterschiede ist zum einen die Einschränkung der Analyse auf einen kleinen $m_{\pi K K^-}$ -Bereich. Dadurch gehen Ereignisse in großen Massenregionen verloren. Zum anderen verzerren bei kleinen Massen in den COMPASS-Daten Akzeptanzeffekte des RICH1-Detektors das Spektrum, wohingegen die Akzeptanz des OMEGA-Spektrometers sich weniger stark ändert.

Die vom VES Experiment gemessenen Massenspektren der Zweikörper-Subsysteme in der Reaktion $\pi^- + \text{Be} \rightarrow \pi^- K^- K^+ + \text{Be}$ bei einem Strahlimpuls von $37 \text{ GeV}/c$ sind in Abbildung 5.9 abgebildet. Im Vergleich zu den im Kapitel 4 2 358 150 selektierten Ereignissen, weißt auch dieses Experiment mit $1,45 \cdot 10^5$ selektierten Reaktionen deutlich weniger Ereignisse auf [20].

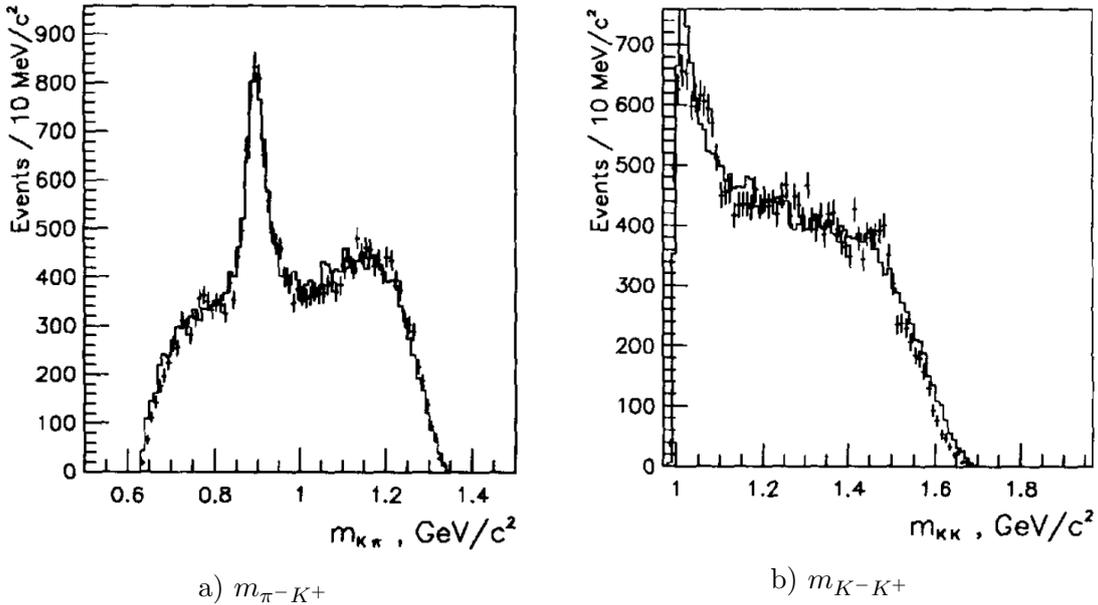


Abbildung 5.9.: Invariante Massenspektren der neutralen Zweikörper-Subsysteme vom $\pi^- K^- K^+$ -Endzustand (Punkte mit Unsicherheiten). Eingezeichnete Modellkurve der Partialwellenanalyse (Histogramm) [20, Seite 221].

Es zeigen sich, wie schon in Abbildung 5.8, gute Übereinstimmungen im $\pi^- K^+$ -Spektrum, aber Abweichungen im $K^- K^+$ -Spektrum. Auch hier sind für die Unterschiede der geringere Impuls der Strahlteilchen, als auch die Akzeptanz des RICH1-Detektors in den COMPASS-Daten verantwortlich. Interessanterweise ist der Peak um $1,2 \text{ GeV}/c^2$ in Abbildung 5.8 b) hier nicht beobachtet worden. Allerdings zeigen sich in der Verteilung des $K^- K^+$ -Spektrums die Resonanzen $f_0(1500)$ und $f'_2(1525)$.

6. Fazit und Ausblick

In dieser Ausarbeitung wurde aus den Daten der Messperioden 2008 und 2009 des COMPASS Experiments der Prozess $\pi^- + p \rightarrow \pi^- K^- K^+ + p$ selektiert. Aus insgesamt ca. $13 \cdot 10^9$ getriggerten Ereignissen liefert die Selektion mit 2 358 150 Ereignissen den bisher weltweit größten Datensatz zu diesem Prozess. Bei der Untersuchung der kinematischen Verteilungen zeigten sich im Spektrum der $\pi K K$ -Masse breite Peaks bei $1,8 \text{ GeV}/c^2$ und $2,2 \text{ GeV}/c^2$ (siehe Abbildung 5.1). Der erstere könnte die Resonanzen $\pi(1800)$ und $\pi_2(1880)$ enthalten, während für den Peak bei $2,2 \text{ GeV}/c^2$ die PDG keine Resonanzen mit den passenden Quantenzahlen auflistet. Ob Resonanzen diesen Peak verursachen und wenn ja welche, könnte in einer Partialwellenanalyse der selektierten Daten untersucht werden. Desweiteren zeigte die Analyse der Massenspektren der $\pi^- K^+$ - und $K^- K^+$ -Subsysteme, dass die Zerfälle der $\pi K K$ -Zwischenzustände im wesentlichen über die Zweikörper-Resonanzen erfolgt. In der Verteilung der $\pi^- K^+$ -Masse zeigten sich deutlich die gut bekannten $K^*(892)$ -, $K_0^*(1430)$ - und $K_2^*(1430)$ -Resonanzen (siehe Abbildung 5.2). In der Verteilung der $K^- K^+$ -Masse kann man die $\phi(1020)$ -Resonanz erkennen, sowie Peaks bei ca. $1,3 \text{ GeV}/c^2$ und $1,5 \text{ GeV}/c^2$. Die Breite dieser Peaks schließen $f_2(1270)$ und $f_0(1370)$ bzw. $f_0(1500)$ und $f_2'(1525)$ ein. Auch hier könnte eine Partialwellenanalyse den Ursprung dieser Peaks erklären. Mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen wurde die Akzeptanz und der Untergrund, der von dem konkurrierenden Prozess $\pi^- + p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ + p$ dominiert wird, abgeschätzt. Wie erwartet nimmt die Akzeptanz zu kleineren Massen ab. Der 3π -Untergrund liegt mit ca. 14% relativ hoch. Er könnte verringert werden, indem die Schwelle T_{RICH} , ab der den Teilchen eine PID zugewiesen wird, hochgesetzt wird. Dazu müsste man untersuchen, inwiefern die Änderung der Schwelle T_{RICH} die Akzeptanz beeinflusst und wie sehr der Untergrund zu- bzw. abnimmt. Die Abschätzung des Untergrunds erfolgte mit Hilfe von simulierten $\pi^- \pi^- \pi^+$ -Ereignissen, die isotrop im Phasenraum verteilt wurden und eine gleichverteilte 3π -Masse hatten. Genauere Ergebnisse könnten mit einem realistischeren Modell dieser Verteilungen aus der Partialwellenanalyse der 3π -Daten [18] erzielt werden.

A. Anhang

A.1. Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

(Ort, Datum)

(Unterschrift)

A.2. Tabellen

| Impuls (GeV/c) | Positiver Strahl | | | Negativer Strahl | | |
|----------------|------------------|-------|-------|------------------|-------|-----------|
| | π^+ | K^+ | p | π^- | K^- | \bar{p} |
| 100 | 0,618 | 0,015 | 0,367 | 0,958 | 0,018 | 0,024 |
| 160 | 0,360 | 0,017 | 0,623 | 0,966 | 0,023 | 0,011 |
| 190 | 0,240 | 0,014 | 0,746 | 0,968 | 0,024 | 0,008 |
| 200 | 0,205 | 0,012 | 0,783 | 0,969 | 0,024 | 0,007 |

Tabelle A.1.: Zusammensetzung des Hadronenstrahls bei unterschiedlich hohen Impulsen [6, Seite 75].

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 1.1. | Produktion von X^- und sein Zerfall im Isobarmodell. | 2 |
| 2.1. | Die M2 Strahlführung am CERN SPS vom Produktionstarget T6 zum Target des COMPASS Experiments [6, Seite 74]. | 3 |
| 2.2. | Schematische Darstellung des Aufbaus des COMPASS Experiments [6, Seite 72]. | 4 |
| 2.3. | Schematische Darstellung des Aufbaus des RPD-Detektors und mögliche Trajektorien der rückgestoßenen Protonen [6, Seite 93]. | 5 |
| 2.4. | Aussendung von Cherenkov-Strahlung in einem Medium mit Brechungsindex n [7, Seite 73]. | 6 |
| 2.5. | Schema des RICH-Detektors [9, Seite 237]. | 7 |
| 2.6. | Typische Ereignisse mehrerer Hadronen [6, Seite 87]. | 8 |
| 2.7. | Cherenkov-Winkel als Funktion des Teilchenimpulses [6, Seite 102]. | 8 |
| 2.8. | Wahrscheinlichkeit einer richtigen bzw. fälschlichen Identifikation als Funktion des Impulses. Hierbei stellen die roten Punkte eine richtige Zuordnung dar, während die blauen Punkten eine Falsch-Identifikation symbolisieren. Links für Pionen und rechts für Kaonen [6, Seite 103]. | 9 |
| 3.1. | Schema der Rekonstruktionssoftware CORAL [12, Seite 506]. | 11 |
| 4.1. | In der Vorselektion verwendete Auswahlkriterien: Die Anzahl der Ereignisse ist logarithmisch aufgetragen und nach Jahren getrennt. Daten von 2009 werden orange und Daten von 2008 blau dargestellt [16, Seite 5]. | 13 |
| 4.2. | Die mittlere $K\pi\pi$ -Masse der 2008 Daten aufgetragen gegen die Laufnummer. Blaue Punkte symbolisieren Daten, die in der Analyse verwendet werden und graue Punkte zeigen die verworfenen Läufe. Die Fehlerbalken zeigen die statistische Unsicherheit an [16, Seite 27]. | 13 |
| 4.3. | Angewandte Auswahlkriterien der finalen Selektion und Anzahl der verbleibenden Ereignisse logarithmisch aufgetragen. Die Daten von 2009 werden orange und die Daten von 2008 blau dargestellt. | 14 |
| 4.4. | Räumliche Verteilung der Primärvertizes. Die schwarzen Linien symbolisieren die jeweiligen Auswahlbereiche. | 15 |
| 4.5. | Verteilung von $\Delta\phi$. Die schwarzen Linien zeigen die Grenzen der Winkelauflösung des RPD-Detektors an. | 17 |
| 4.6. | Rekonstruierte Strahlenergie. Die schwarzen Linien zeigen die Grenzen der Auswahl an. Der angelegte Gauß-Fit ist rot dargestellt. | 18 |
| 4.7. | $\Delta\phi$ gegen die rekonstruierte Strahlenergie. Die grauen Linien zeigen die Grenzen der Auswahl an. | 18 |
| 4.8. | Verteilung des reduzierten quadrierten Viererimpulsübertrags. Die schwarzen Linien zeigen die Grenzen der Auswahl an. | 19 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.9. | Verteilung der invarianten Masse des $\pi^-K^-K^+$ -Systems. Die schwarzen Linien zeigen die Grenzen der Auswahl an. | 20 |
| 5.1. | Dreikörpermasse des $\pi^-K^-K^+$ -Systems innerhalb der Selektionsgrenzen (blau). Untergrund durch Fehlinterpretation des Prozesses $\pi^-+p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^++p$ (rot). | 21 |
| 5.2. | Invariante Massenspektren der Zweikörper-Subsysteme (blau). Untergrund durch Fehlinterpretation des Prozesses $\pi^-+p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^++p$ (rot). | 23 |
| 5.3. | Invariante Massenverteilungen der Subsysteme als Funktion der Dreikörpermasse. | 24 |
| 5.4. | Dalitz Plots des $\pi^-K^-K^+$ -Endzustands in verschiedenen $m_{\pi KK}$ -Regionen. | 25 |
| 5.5. | Verteilungen der rekonstruierten Absolutimpulse der negativen Teilchen im Endzustand. | 26 |
| 5.6. | Spektren der Dreikörpermasse und der Zweikörper-Subsysteme inklusive der Akzeptanz. | 27 |
| 5.7. | Dreikörpermasse des $\pi^-K^-K^+$ -Systems. Bei Ereignissen der schraffierten Fläche fliegen alle drei Mesonen in Vorwärtsrichtung [19, Seite 5]. | 28 |
| 5.8. | Invariante Massenspektren der neutralen Zweikörper-Subsysteme im $\pi^-K^-K^+$ -Endzustand. Ereignissen der schraffierten Fläche liegen im Bereich $1,3 < m_{\pi KK} < 2,0 \text{ GeV}/c^2$ [19, Seite 6]. | 28 |
| 5.9. | Invariante Massenspektren der neutralen Zweikörper-Subsysteme vom $\pi^-K^-K^+$ -Endzustand (Punkte mit Unsicherheiten). Eingezeichnete Modellkurve der Partialwellenanalyse (Histogramm) [20, Seite 221]. | 29 |

Literaturverzeichnis

- [1] *CERN Webseite*. URL: <https://home.cern/>. (Eingesehen am 22.08.2019).
- [2] *COMPASS Webseite*. URL: <http://wwwcompass.cern.ch/>. (Eingesehen am 22.08.2019).
- [3] M. Aghasyan et al. „Light isovector resonances in $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$ at 190 GeV/c“. *Phys. Rev. D*, 98:092003, Nov 2018.
- [4] S. Wallner et al. „Partial-Wave Decomposition of the Reaction $K^- + p \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ + p$ “. August 2019.
- [5] *The Super Proton Synchrotron Webseite*. URL: <https://home.cern/science/accelerators/super-proton-synchrotron>. (Eingesehen am 18.08.2019).
- [6] Abbon et al. „The COMPASS Setup for Physics with Hadron Beams“. *Nucl. Instrum. Meth.*, A779:69–115, 2015.
- [7] Claus Grupen. *Einstieg in die Astroteilchenphysik*. Springer Spektrum, 2. Auflage edition, 2018.
- [8] Abbon et al. „The experience of building and operating COMPASS RICH-1“. *Nucl. Instrum. Meth.*, A639:15–19, 2011.
- [9] Albrecht et al. „The mirror system of COMPASS RICH-1“. *Nucl. Instrum. Meth.*, A502:236–240, 2003.
- [10] *C4F10 radiation gas Webseite*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/C4F10>. (Eingesehen am 22.08.2019).
- [11] *ROOT Webseite*. URL: <https://root.cern.ch/>. (Eingesehen am 22.08.2019).
- [12] Abbon et al. „The COMPASS experiment at CERN“. *Nucl. Instrum. Meth.*, A577:455–518, 2007.
- [13] T. Toeda, M. Lamanna, V. Duic, and A. Manara. „Conditions database system of the COMPASS experiment“. *Comput. Phys. Commun.*, 152:135–143, 2003.
- [14] *PHAST Webseite*. URL: <http://ges.home.cern.ch/ges/phast/>. (Eingesehen am 22.08.2019).
- [15] K. Bicker et al. „Antok“. URL: <https://github.com/AntokBatchelorMaintainers/antok>, 2019. (Eingesehen am 26.10.2019).
- [16] S. Wallner et al. „Event Selection of the Reaction $K^- + p \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ + p$ “. July 2019.

- [17] S. Wallner et al. „CEDAR PID using the Likelihood Approach for the Hadron Beam“. Januar 2017.
- [18] C. Adolph et al. „Resonance production and $\pi\pi$ S -wave in $\pi^- + p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ + p_{\text{recoil}}$ at 190 GeV/c“. *Phys. Rev. D*, 95:032004, Feb 2017.
- [19] T.A. Armstrong et al. „A Partial-Wave Analysis of the $(K^- K^+ \pi^-)$ System Produced in $\pi^- p \rightarrow K^- K^+ \pi^- p$ at 16 GeV/c“. *Nuclear Physics B*, 202:1–20, Januar 1982.
- [20] E.B. Berdnikov et al. „Study of the Reaction $\pi^- A \rightarrow K^- K^+ \pi^- A$ at 37 GeV/c“. *Physic Letters B*, 337:219–225, Oktober 1994.