

Bestimmung von Hadronmultiplizitäten in Lepton-Nukleon-Streuung bei COMPASS

zur Erlangung des Grades
Master of Science

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT
in Mainz

JOHANNES GIARRA

Mainz, 8. Juni 2016

Johannes Giarra : *Bestimmung von Hadronmultiplizitäten in Lepton-Nukleon-Streuung bei COMPASS*

Mat. Nr.: 2710133

BERICHTERSTATTER:

Prof. Dr. Eva-Maria Kabuß

Prof. Dr. Frank Maas

INHALTSVERZEICHNIS

1	EINLEITUNG	1
2	THEORETISCHE GRUNDLAGEN	3
2.1	Nukleonenstruktur	3
2.1.1	Streuprozesse an punktförmigen und ausgedehnten Teilchen	3
2.1.2	Tiefinelastische Streuung (DIS)	6
2.1.3	Quark-Parton Model	7
2.2	Hadronisierung von Quarks	11
2.2.1	Semi-inklusive tiefinelastische Streuung (SIDIS)	11
2.2.2	Quarkfragmentation	11
2.2.3	Hadronmultiplizitäten aus SIDIS	12
3	DAS COMPASS II EXPERIMENT	15
3.1	Strahlproduktion und BMS	17
3.2	Flüssigwasserstofftarget	17
3.3	Protonenrückstoßdetektor (CAMERA)	18
3.4	RICH-Detektor	18
3.5	Spurdetektoren	19
3.5.1	Spurmessung im Strahlbereich (VSA)	20
3.5.2	Spurmessung im Strahlnahbereich (SA)	20
3.5.3	Spurrekonstruktion im Strahlfernenbereich (LA)	21
3.6	Veto und Triggersystem	21
3.6.1	Vetosystem	21
3.6.2	Myontriggersystem	23
3.7	Rekonstruktions- und Selektionssoftware	24
4	BESTIMMUNG DER MULTIPLIZITÄTEN AUS 2012ER DATEN	27
4.1	Datenselektion für die experimentellen Multiplizitäten	28
4.1.1	Selektion der DIS Ereignisse	28
4.1.2	Selektion der Hadronen	31
4.2	Strahlungskorrektur	31
4.3	Effizienz der Teilchenidentifikation	34
4.3.1	Die Likelihood-Methode	34
4.3.2	Teilchenidentifikation durch den RICH	36
4.3.3	Bestimmung der RICH-Effizienzen	39
4.3.4	Ergebnis der RICH-Effizienzen 2012 und Vergleich mit 2011	46
4.3.5	Anwenden der Effizienzkorrektur auf die experimentellen Multiplizitäten	52
4.4	Ergebnis der experimentellen Multiplizitäten und Einfluß der Korrekturen	53
4.4.1	Ergebnis der experimentellen Multiplizitäten	53
4.4.2	Einfluss der Strahlungskorrektur	55
4.4.3	Einfluss der PID-Effizienz	57
4.4.4	Vergleich der experimentellen Multiplizitäten von 2012 und 2006	59
4.5	Akzeptanzkorrektur	61
4.5.1	Monte-Carlo-Simulation	61
4.5.2	Bestimmung der Spektrometerakzeptanz	62
4.5.3	Ergebnis der Spektrometerakzeptanz	66
4.6	Ergebnis der 2012er Hadronmultiplizitäten und Einfluss der Akzeptanzkorrektur	71
5	ZUSAMMENFASSUNG	77
A	ANHANG	79
	Abbildungsverzeichnis	92
	Tabellenverzeichnis	94

EINLEITUNG

Die grundlegende Frage nach der Struktur der Materie beschäftigt die Menschheit nachweislich schon seit der Antike. Der erste philosophisch geprägte Ansatz zur Beantwortung dieser Frage wird auf den griechischen Philosophen Demokrit¹ zurückgeführt. Er ging davon aus, dass alles was ihn umgibt aus kleinsten, unteilbaren Partikeln zusammengesetzt ist, die er als Atome² bezeichnete. Weiter nahm er an, dass es verschiedene Arten dieser Atome gibt und durch die Beschreibung dieser Arten sich Unterschiede zwischen Objekten erklären lassen. Der erste nennenswerte wissenschaftliche Ansatz erfolgte durch den englischen Naturforscher John Dalton³. In seinem 1808 veröffentlichten Werk *A NEW SYSTEM OF CHEMICAL PHILOSOPHY* stellte er seine Atomhypothese vor. Laut dieser Hypothese gibt es so viele Elemente wie es Atome gibt. Jedes Element besteht aus charakteristischen nicht zu unterscheidenden Atomen. Die Atome jedes Elements unterscheiden sich durch ihre Massen und lassen sich mit anderen Atomen vereinigen und auch wieder trennen. Es folgte die Entdeckung des Elektrons⁴ (1897) durch den englischen Physiker Joseph John Thomson⁵. Dieser leitete aus seiner Entdeckung das als „plumpudding“⁶ model bezeichnete Atommodell ab. In diesem Modell sind die Elektronen wie die Rosinen in einem Kuchen, in das positiv geladene Atom eingebettet. Im Jahr 1911 wies der neuseeländische Physiker Ernest Rutherford⁷ durch die Streuung von Alphateilchen an Goldatomen nach, dass das Atom aus einem massiven Kerns besteht der nahezu die gesamte Masse des Atoms enthält und von den Elektronen umgeben ist. Er wies außerdem das Proton⁸ und damit einen der zwei Bausteine des Kerns (Nukleonen) nach. Es folgten weitere Untersuchungen der Atome und dadurch eine Vielzahl von Erweiterungen und Verfeinerungen des Atommodells.

Wesentliche Beiträge zur Untersuchung der Struktur des Atoms lieferten Streuexperimente, die bei immer höheren Energien immer tiefere Einblicke lieferten. Aus dieser Art von Experimenten ließ sich schließlich auch folgern, dass die Nukleonen selbst keine Elementarteilchen sind, sondern wiederum aus Konstituenten aufgebaut sind. Diese Konstituenten werden als Quarks bezeichnet und sind durch die starke Wechselwirkung verbunden. Eine Eigenschaft der starken Wechselwirkung ist das „Confinement“. Damit bezeichnet man den Effekt, dass sich Quarks nur im Verbund von mehreren Quarks (Hadronen) beobachten lassen. Wird bei einer Streuung ausreichend Energie auf ein Quark übertragen, um es aus dem Nukleon herauszuschlagen, beobachtet man im Ausgangskanal einen Schauer von Hadronen. Streuungen in diesem Energiebereich nennt man tiefinelastisch. Dieser Prozess bei dem ein Quark in ein Hadron hadronisiert, kann nicht durch die perturbative Quantenchromodynamik (pQCD) beschrieben werden. Zur Beschreibung nutzt man die Fragmentationsfunktionen (FF), die den Übergang eines Quarks in ein Hadron parametrisieren. Diese kann man aus den Hadronmultiplizitäten extrahieren. Unter Hadronmultiplizität versteht man die Anzahl der Hadronen, die man pro tief-inelastischem Streueignis beobachten kann.

Die folgende Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung dieser Multiplizitäten in der Lepton-Nukleon-Streuung. Die Messungen der Streuung wurde im Jahr 2012 am COMPASS⁹-Experiment am CERN durchgeführt. Im Kapitel *Theoretische Grundlagen* wird zunächst näher auf die Struktur des Nukleons und auf die Streuexperimente, die zu ihrer Untersuchung durchgeführt werden, eingegangen. Im Weiteren wird der Zusammenhang der Hadronmultiplizitäten und der Frag-

1 460-370 v. Chr., Abdera

2 aus dem Griechischen, atomos=„unteilbar“

3 geb. 1766 in der Grafschaft Cumberland, gest. 1844 in Manchester

4 vom griechischen: *élektron*=„Bernstein“

5 geb. 1856 Manchester, gest. 1940 Cambridge

6 engl.: Rosinenkuchen

7 geb. 1871 in Spring Grove bei Nelson, gest. 1937 in Cambridge

8 vom griechischen: *to próton*=„das Erste“

9 Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

mentationsfunktionen diskutiert. Das darauf folgende Kapitel stellt das COMPASS-Experiment vor und beschreibt eingehender wesentliche Komponenten des Spektrometers. In Kapitel 4 folgt die Bestimmung der Multiplizitäten. Hier wird zunächst detailliert die dafür benötigte Datenanalyse vorgestellt. Im weiteren werden auf die Multiplizitäten Korrekturen angewendet. Diese umfassen Strahlungskorrekturen, die Effizienz bei der Teilchenidentifikation und die Spektrometereakzeptanz. Die Bestimmung dieser Korrekturen, ihre Anwendung auf die Multiplizitäten und ihr jeweiliger Einfluß auf das Ergebnis werden ebenfalls eingehend diskutiert. Abschließend wird das Ergebnis der durchgeführten Analysen zusammengefasst und ein Ausblick hinsichtlich der Extraktion der Fragmentationsfunktionen gegeben.

Das folgende Kapitel ist in zwei Teile gegliedert. Im ersten Teil wird die Struktur des Nukleons diskutiert. Hierzu wird zunächst die Methodik vorgestellt, wie sich diese untersuchen lässt und einige Ergebnisse, deren Interpretation zu dem heutigen Bild des Nukleons führt, besprochen. Der zweite Abschnitt behandelt vor allem die Hadronisierung von Quarks in ihren hadronischen Endzustand. Auch hier wird zunächst ein Prozess vorgestellt, der es erlaubt diesen Endzustand zu beobachten und dessen Beschreibung einschließlich der Quarkfragmentation. Im weiteren wird der Zusammenhang der Fragmentationsfunktionen und den in der späteren Analyse bestimmten Hadronmultiplizitäten dargestellt.

2.1 NUKLEONENSTRUKTUR

Die Substrukturen von Teilchen können in Streuexperimenten untersucht werden. Im Fall des Nukleons kann dies z.B. durch die Streuung eines punktförmigen Leptons erfolgen. Wie gut sich die Strukturen auflösen lassen, ist von der Energie des Leptons bzw. von der Energie, die bei der Wechselwirkung übertragen wird abhängig. Beschrieben werden diese Streuungen durch den Wirkungsquerschnitt. Da die Wirkungsquerschnitte von Prozess zu Prozess verschieden sind, sind diese außerdem auch ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines Prozesses im Vergleich zu einem anderen Prozess.

Die folgenden Teilabschnitte basieren hauptsächlich auf den Referenzen [1] und [2] und behandeln zwei dieser Prozesse eingehender. Zum Einen die Streuung eines Leptons an einem anderen punktförmigen Teilchen und zum Anderen die Streuung an einem ausgedehnten Teilchen, also einem Teilchen mit einer Substruktur.

2.1.1 Streuprozesse an punktförmigen und ausgedehnten Teilchen

Bei allen Streuungen zweier geladener Teilchen handelt es sich um einen Prozess bei dem die Wechselwirkung vor allem durch den Austausch eines virtuellen Photons vermittelt wird (siehe Abbildung 1). Dieser Austausch kann vollständig durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben werden. Der dabei vom Photon übertragene Viererimpuls ist gleich $q = k - k'$. Dabei ist k und k' der Viererimpuls des Leptons vor bzw. nach der Streuung. Da q im Allgemeinen negativ ist, ist es üblich den negativen Impulsübertrag

$$Q^2 = -q^2 = (k - k')^2 \quad (1)$$

zu verwenden. Die 0-Komponente des Impulsübertrags ist gleich dem Energieübertrag, der auch mit ν bezeichnet wird. Dieser Übertrag lässt sich aus:

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} \quad (2)$$

berechnen. Hierbei sind $p = (E', \vec{p})$ und M der Viererimpuls und die Masse des Streuzentrums. Im Ruhesystem des Streuzentrums also wenn $\vec{p} = 0$ ist, gilt

$$\nu = E - E' \quad (3)$$

Statt der beiden dimensionsbehafteten Größen q^2 und ν nutzt man oft die dimensionslosen Variablen

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (4)$$

und

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}. \quad (5)$$

Dabei bezeichnet y im Ruhesystem den zur Strahlenergie E relativen Energieübertrag

$$y = \frac{\nu}{E}. \quad (6)$$

Die Variable x wird auch als Bjorken'sche Skalenvariable bezeichnet und wird im Abschnitt 2.1.2 noch genauer diskutiert.

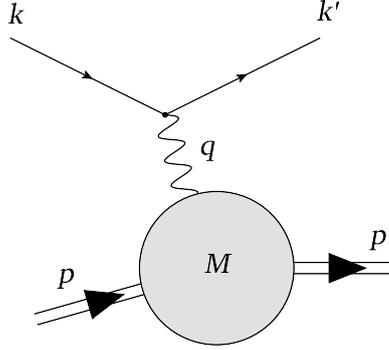


Abbildung 1: Streuung eines Leptons mit dem Viererimpuls (k) an einem elektrisch geladenen Streuzentrum der Masse M und dem Viererimpuls (p). Die Wechselwirkung findet durch den Austausch eines virtuellen Photons statt, das den Viererimpuls q trägt.

2.1.1.1 Streuung an punktförmigen Spin-1/2-Teilchen

Der Prozess, bei dem ein punktförmiges Teilchen an einem anderen punktförmigen Teilchen gestreut wird, beschreibt die Streuung eines Leptons an einem anderen Lepton z.B. die Streuung eines Elektrons (e) an einem Myon (μ) (siehe Abb. 2). Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma$ der Streuung ergibt sich zu

$$\frac{d\sigma_{e \mu}}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_e^{\mu\tau} L_{\mu\tau}^{\mu}. \quad (7)$$

Eine detaillierte Herleitung ist in Referenz [1] Kapitel 6 zu finden. Hierbei bezeichnet Ω den Raumwinkel, E bzw. E' die Energie des Elektrons vor und nach der Streuung und $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$ die Feinstrukturkonstante. Beschrieben wird die Wechselwirkung durch ein Matrixelement, das sich aus dem leptonischen Strom des Elektrons und des Myons sowie dem Photonpropagator zusammensetzt. Die leptonischen Ströme werden durch die zwei leptonischen Tensoren $L_{el}^{\mu\tau}$ und $L_{\mu\tau}^{\mu}$ dargestellt. Der leptonische Tensor des Elektrons ist gegeben durch

$$L_e^{\mu\tau} = \frac{1}{2} \sum_{s,s'} [\bar{u}(k',s') \gamma^\mu u(k,s)] [\bar{u}(k',s') \gamma^\tau u(k,s)]^*. \quad (8)$$

Der Zustand des Elektrons ist vor und nach der Streuung durch die Dirac-Spinoren $u(k,s)$ und $\bar{u}(k',s')$ beschrieben, die mit den Dirac-Matrizen γ^μ kontrahiert werden. Hierbei sind s, s' die Spins des Elektrons. Der Tensor des Myons ist analog zum ersten Tensor gleich:

$$L_{\mu\tau}^{\mu} = \frac{1}{2} \sum_{\bar{s},\bar{s}'} [\bar{v}(p',\bar{s}') \gamma_\mu v(p,\bar{s})] [\bar{v}(p',\bar{s}') \gamma_\tau v(p,\bar{s})]^*. \quad (9)$$

Berechnet man die beiden Tensoren (siehe Kapitel 6.3 [1]), kann man den Wirkungsquerschnitt auch schreiben als:

$$\frac{d\sigma_{e,\mu}}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha^2(E')^2}{Q^4} \left(1 + \frac{Q^2}{2M} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (10)$$

Hierbei ist θ der Winkel des gestreuten Elektrons relativ zur Bahn des Elektrons vor der Streuung im Laborsystem.

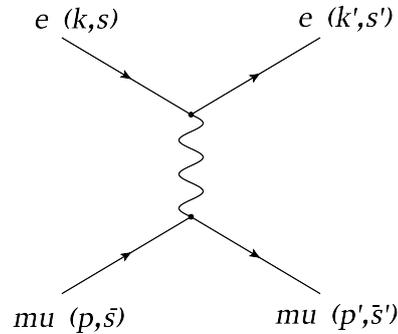


Abbildung 2: Streuung eines Elektrons (e) mit dem Viererimpuls k und dem Spin s an einem Myon (mu) mit dem Viererimpuls p und dem Spin \bar{s} .

2.1.1.2 Streuung an ausgedehnten Teilchen

Der Unterschied zu der vorher besprochenen Streuung ist, dass bei der Streuung eines Leptons an einem ausgedehnten Teilchen, wie z.B. an einem Nukleon, dessen Ausdehnung bzw. dessen innere Struktur bei der Beschreibung berücksichtigt werden muss.

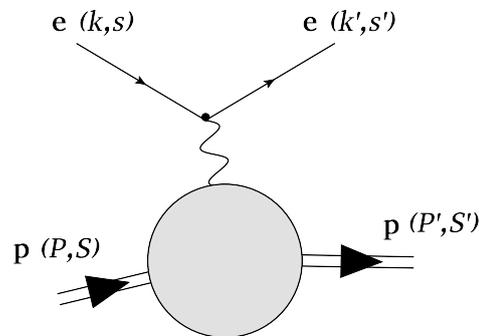


Abbildung 3: Streuung eines Elektrons (e) mit dem Viererimpuls k und dem Spin s an einem Proton (p) mit dem Viererimpuls P und dem Spin S .

Analog zu dem Wirkungsquerschnitt der Lepton-Lepton Streuung (siehe Gl. (7)) kann man auch den Wirkungsquerschnitt der Lepton-Nukleon Streuung herleiten. Für die Streuung eines Elektrons an einem Proton (p) (siehe Abb. 3) ist dieser gegeben durch

$$\frac{d\sigma_{e p}}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_e^{\mu\tau} W_{\mu\tau}^p. \quad (11)$$

Die innere Struktur wird im hadronischen Tensor des Protons $W_{\mu\tau}^p$ berücksichtigt. Der allgemeinste Ansatz für diesen Tensor, den man aus dem metrischen Tensor $g_{\mu\tau} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ und

den voneinander unabhängigen Impulsen P (Viererimpuls des Protons) und q konstruieren kann, ist:

$$W_{\mu\tau} = -W_1 g_{\mu\tau} + \frac{W_2}{M^2} P_\mu P_\tau + \frac{W_4}{M^2} q_\mu q_\tau + \frac{W_5}{M^2} (P_\mu q_\tau + q_\mu P_\tau). \quad (12)$$

Hierbei bezeichnen W_1 , W_2 , W_4 und W_5 inelastische Strukturfunktionen. Die Strukturfunktion W_3 , tritt nur in der paritätsverletzenden Lepton-Nukleon-Streuung auf.

Diesen allgemeinen Ansatz kann man vereinfachen und dabei zeigen, dass nur zwei der vier Strukturfunktionen unabhängig sind (siehe [1] Kapitel 8.3). Der Wirkungsquerschnitt kann somit geschrieben werden als:

$$\left(\frac{d\sigma_{e,p}}{dE'd\Omega} \right)_{\text{lab}} = \frac{4\alpha^2(E')^2}{Q^4} \left(W_2(\nu, Q^2) + 2W_1(\nu, Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (13)$$

Statt den dimensionsbehafteten Funktionen $W_1(\nu, Q^2)$ und $W_2(\nu, Q^2)$ verwendet man in der Regel die dimensionslosen Funktionen

$$F_1(x, Q^2) = MW_1(\nu, Q^2) \quad \text{und} \quad (14)$$

$$F_2(x, Q^2) = \nu W_2(\nu, Q^2). \quad (15)$$

Die Strukturfunktion $F_1(x, Q^2)$ bzw. $W_1(\nu, Q^2)$ beschreibt ausschließlich die magnetische Wechselwirkung und $F_2(x, Q^2)$ bzw. $W_2(\nu, Q^2)$ eine Mischung der elektrischen und magnetischen Wechselwirkung.

2.1.2 Tiefinelastische Streuung (DIS)

Als DIS bezeichnet man Streuungen, bei denen die Energie, die bei der Wechselwirkung auf das Nukleon übertragen wird, über der Anregungsenergie der Nukleonresonanzen liegt. Die Streuung lässt sich wie folgt zusammenfassen:

$$\ell(k) + N(P) \rightarrow \ell'(k') + X(P_X).$$

Im Ausgangskanal der Reaktion kann nach der Streuung nicht das Nukleon, sondern ein Hadronenschauer ($X(P_X)$) beobachtet werden. Bei der DIS lassen sich drei Messmethoden unterscheiden. Zum einen die inklusive DIS, bei der nur das gestreute Lepton nachgewiesen wird, die semi-inklusive DIS (SIDIS), bei der zusätzlich mindestens eins der Hadronen im Ausgangskanal nachgewiesen und die exklusive Messung, bei der alle Teilchen gemessen werden. Die SIDIS-Messung wird in Abschnitt 2.2.1 genauer diskutiert.

2.1.2.1 Kinematik der tiefinelastischen Streuung

In Abbildung 4 ist der beim COMPASS-Experiment durchgeführte DIS Prozess schematisch abgebildet. Das einlaufende Myon (μ) mit dem Viererimpuls $k = (E, \vec{k})$ trifft auf ein ruhendes Proton mit dem Viererimpuls $P = (M, 0)$.

Neben den bereits in Abschnitt 2.1.1.2 eingeführten kinematischen Variablen kommen hier weitere Größen hinzu die, den hadronischen Anteil im Ausgangskanal beschreiben.

Der gesamte hadronische Endzustand hat die invariante Masse

$$W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2. \quad (16)$$

Im Fall der elastischen Streuung ist $M = W$, so dass folgt

$$1 = \frac{Q^2}{2M\nu} \equiv x. \quad (17)$$

Im Fall der inelastischen Streuung gilt $M < W$, so dass x Werte im Bereich von $0 < x < 1$ annimmt und als Maß für die Inelastizität der Streuung interpretiert werden kann.

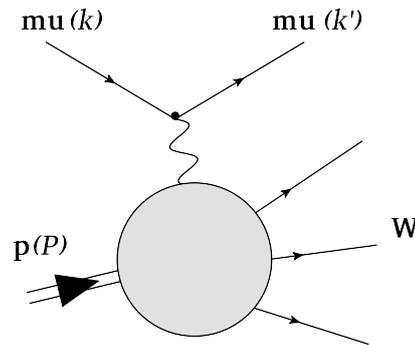


Abbildung 4: Schematische Darstellung eines DIS-Prozesses, wie er beim COMPASS-Experiment durchgeführt wird. Es wird ein Myon (μ) mit dem Viererimpuls k an einem Proton mit dem Viererimpuls P gestreut.

2.1.2.2 Folgen aus der Untersuchung der DIS

Wie zuvor erwähnt, lassen sich die Strukturfunktionen in Abhängigkeit von Q^2 und x aus Messungen des Wirkungsquerschnitts der DIS (siehe Gl. (13)) extrahieren. Hierzu wurden bereits in den 60er Jahren am SLAC¹ erste Experimente mit einem 25 GeV Elektronenstrahl durchgeführt. In den 80er Jahren folgten Experimente am CERN² und bis 2007 auch am HERA³-Beschleuniger des DESY⁴ bei immer höheren Energien. Die anfänglichen Untersuchungen der Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$ am SLAC (siehe Abb. 5) zeigten bei $x \leq 0.4$ nur eine sehr geringe Abhängigkeit von Q^2 , was charakteristisch ist für eine Streuung an einer Punktladung. Demnach kann das Nukleon als Zusammenschluß punktförmiger Konstituenten interpretiert werden.

Da sich $F_1(x, Q^2)$ der magnetischen Wechselwirkung zuordnen lässt, sollte die Funktion bei der Streuung an Spin-0 Teilchen verschwinden. Für die Streuung an Spin-1/2 Teilchen hingegen lässt sich für $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$ die Callan-Gross-Beziehung finden

$$2xF_1(x, Q^2) = F_2(x, Q^2). \quad (18)$$

Experimentell hat sich gezeigt, dass die Messungen innerhalb der Fehler mit der Callan-Gross-Beziehung vereinbar sind (siehe Abb. 6) und bestätigt, dass es sich bei den Konstituenten des Protons um Spin-1/2 Teilchen handelt.

2.1.3 Quark-Parton Model

Die einfachste Erklärung und Interpretation der Messergebnisse liefert das Quark-Parton-Modell (QPM) von R. P. Feynman [4] und J. D. Bjorken [5]. Grundlage des Modells ist die Voraussetzung, dass das Nukleon sich in einem schnell bewegten Bezugssystem befindet, so dass es als longitudinaler Strahl von Partonen, den Konstituenten des Nukleons, aufgefasst werden kann. Daraus folgt, dass die Transversalimpulse und die Ruhemasse der Partonen vernachlässigt werden können, die innere Struktur des Nukleons also nur durch die longitudinalen Impulse beschrieben wird. In diesem Bezugssystem kann die Wechselwirkung des Nukleons mit einem Lepton „als die inkohärente Summe der Wechselwirkungen mit den individuellen Partonen und diese wiederum als elastische Streuung...“ [2] angesehen werden kann. „Diese Näherung ist nur dann gültig wenn die Wechselwirkungszeit des virtuellen Photons mit dem Parton so kurz ist, dass die Partonen während dieser Zeit nicht untereinander wechselwirken können.“ [2]

Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, folgen aus den Ergebnissen der DIS Messungen, dass die Partonen punktförmige Spin-1/2 Teilchen sind. Deshalb gilt im Bereich der DIS, dass der Wirkungs-

¹ Stanford Linear Accelerator Laboratory

² Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

³ Hadron-Elektron-Ring-Anlage

⁴ Deutsches Elektron-Synchrotron

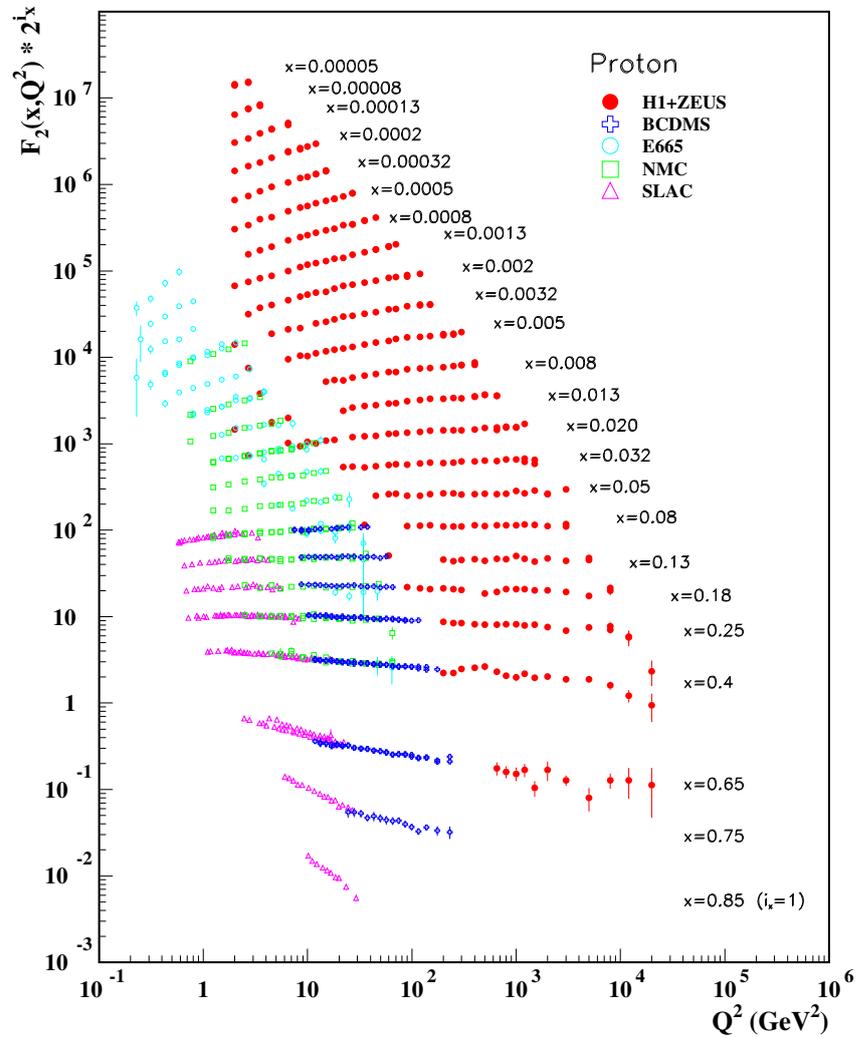


Abbildung 5: Aufgetragen ist die Strukturfunktion $F_2^p(x, Q^2)$ des Protons in Abhängigkeit von Q^2 für verschiedene Werte von x , wie sie an SLAC und bei einigen Folgeexperimenten gemessen wurde. Gestreut wurden dabei Elektronen (SLAC) bzw. Myonen (BCDMS, E665 und NMC) an einem „fixed“-Target. Die H1+Zeus-Daten stammen aus einem Elektron- bzw. Positron-Proton „Collider“-Experiment. Um die Ergebnisse für jeden x -Wert ohne Überschneidung darstellen zu können wurde F_2^p mit 2^{i_x} multipliziert, wobei i_x der Nummer des x -Wertes entspricht und von $i_x = 1$ (für $x = 0.85$) bis $i_x = 24$ (für $x = 0.00005$) reicht. Entnommen aus Referenz [3].

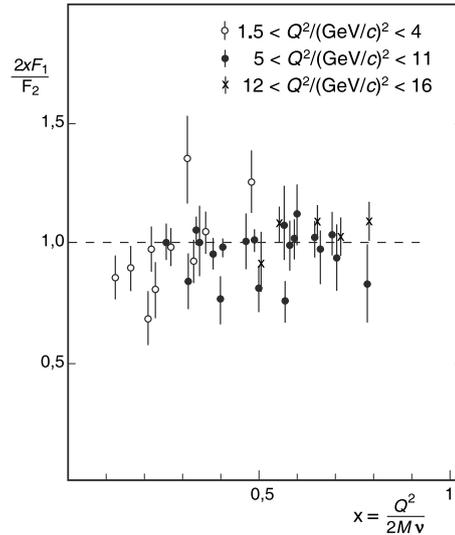


Abbildung 6: Ergebnisse der Messungen der Callan-Gross-Beziehung für verschiedene Q^2 . Entnommen aus Referenz [2].

querschnitt der elastischen Streuung am Parton mit der Ladung $q = Ze$ gleich dem Wirkungsquerschnitt für die Streuung an einer Punktladung (siehe Gl. (10)) ist. Es folgt also für die Streuung eines Elektrons (e) an einem Parton, dass

$$\frac{d\sigma_{e \text{ Parton}}}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha^2(E')^2}{Q^4} \left(1 + \frac{Q^2}{2m} \tan^2 \frac{\theta}{2}\right) \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m}\right). \quad (19)$$

Die δ -Distribution legt den kinematischen Bereich fest, in dem die Streuung als elastische Streuung an einem Parton mit der Masse m betrachtet werden kann. Berücksichtigt man das es verschiedene Sorten von Partonen geben könnte, folgt für den Wirkungsquerschnitt WQ jeder Sorte i :

$$WQ^f = \sum_i q_i(\xi) WQ_{i, \text{ Punkt}}. \quad (20)$$

Dabei beschreibt $q_i(\xi)$ die Anzahl der Partonen der Sorte i mit dem Impulsbruchteil ξ . Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung am gesamten Nukleon (N) ergibt sich dann aus dem Integral über den gesamten Impulsbereich der Wirkungsquerschnitte aller Partonen. Somit ist

$$WQ_N = \int_0^1 WQ^f d\xi, \quad (21)$$

und damit ergibt sich

$$\frac{d\sigma_{e N}}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha^2(E')^2}{Q^4} \int_0^1 d\xi \sum_i Z_i^2 q_i(\xi) \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_i}\right) \left(1 + \frac{Q^2}{2m_i} \tan^2 \frac{\theta}{2}\right). \quad (22)$$

Die δ -Distribution kann mit Hilfe von $\delta(ax) = \frac{1}{|a|} \delta(x)$ umgeschrieben werden, so dass folgt

$$\delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_i}\right) = \frac{\xi}{\nu} \delta\left(\xi - \frac{Q^2}{2M\nu}\right). \quad (23)$$

Die vollständige Umformung von Gleichung (23) ist im Anhang beigefügt. Hierbei kann ξ mit der Bjorken'schen SkalenvARIABLE x identifiziert werden, so dass x im QPM als Impulsbruchteil des Protons der von einem Parton getragen wird interpretiert werden kann.

Berücksichtigt man noch Gleichung (4) und führt die Integration durch, kann der Wirkungsquerschnitt als:

$$\frac{d\sigma_{eN}}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha^2(E')^2}{Q^4} \left(\sum_i Z_i^2 q_i(x) \frac{x}{\nu} + \sum_i Z_i^2 q_i(x) \frac{1}{2M} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (24)$$

geschrieben werden. Die $q_i(x)$ werden Partonverteilungsfunktionen genannt, das Integral der Funktionen $\int_x^{x+dx} q_i(x) dx$ gibt die Wahrscheinlichkeit an ein Parton der Sorte i mit dem Impulsbruchteil x im Bereich von x bis $x + dx$ anzutreffen. Vergleicht man diesen Wirkungsquerschnitt nun mit dem aus Gleichung (13) und berücksichtigt die Gleichungen (14) und (15), folgt

$$F_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_i Z_i^2 q_i(x) \quad \text{und} \quad (25)$$

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_i Z_i^2 q_i(x). \quad (26)$$

Die Funktion F_1 beschreibt also die ladungsgewichtete Teilchenzahl und F_2 die ladungsgewichtete Impulsverteilung. Detaillierte Untersuchungen von F_1 und F_2 implizieren, dass neben elektrisch geladenen auch noch neutrale Partonen im Nukleon vorhanden sind. Um auch diese nur stark wechselwirkenden Teilchen in das QPM zu integrieren, wurde es mit Hilfe der QCD erweitert (genauerer dazu in [6] Kapitel 4).

Heute werden die geladenen Partonen mit Quark und Antiquark identifiziert, die neutralen Partonen mit Gluonen, den Vektorbosonen der starken Wechselwirkung. Es gibt insgesamt drei verschiedene Quark- und Antiquarkgenerationen mit je zwei Mitgliedern, welche als „flavour“ bezeichnet werden. Einen Überblick über die Quarkflavour, sowie deren Eigenschaften liefert Tabelle 1. Die Quarks tragen neben der elektrischen Ladung auch die Ladung der starken Wechselwirkung. Diese Ladung wird Farbe genannt und tritt in drei Varianten rot (r), blau (b) und grün (g) bzw. den Antifarben antirot (\bar{r}), antiblau (\bar{b}) und antigrün (\bar{g}) auf. Ein Hadron besteht entweder aus drei Valenzquarks bzw. Antiquarks oder aus einem Quark und einem Antiquark. Hadronen aus drei (Anti)Quarks werden als Baryonen und die anderen Hadronen als Mesonen bezeichnet. Die Hadronen erscheinen nach außen immer farbneutral. Das heißt bei den Baryonen trägt jedes der Quarks bzw. Antiquarks je eine der Farben oder eine der Antifarben. Bei den Mesonen trägt hingegen das Quark eine Farbe und das Antiquark die korrespondierende Antifarbe. Die Gluonen tragen ausschließlich die Ladung der starken Wechselwirkung und zwar immer jeweils eine Farbe und eine Antifarbe. Aus den möglichen Farb-Antifarbe-Kombinationen ergeben sich insgesamt acht nicht farbneutrale Kombinationen. Bei der Wechselwirkung eines Gluons mit einem der Quarks wird jedes mal eine Farbladung neutralisiert und eine andere übernommen. Es besteht außerdem die Möglichkeit, dass ein Gluon kurzfristig in ein Quark-Antiquark-Paar fluktuiert, das dann wieder in ein Gluon annihiliert. Diese Paare, die im Hadron ständig die Valenzquarks umgeben, werden als Seequarks bezeichnet. Diese Fluktuation ist auch der Grund für die schwache Q^2 Abhängigkeit der Strukturfunktionen (siehe Abb. 5) [3].

Quarkflavour	Ruhemasse MeV/c ²	elektrische Ladung (e)	Seltsamkeit	Charm	Bottom	Top
Up (u)	2.2	+2/3	0	0	0	0
Down (d)	4.7	-1/3	0	0	0	0
Strange (s)	94.9	-1/3	-1	0	0	0
Charm (c)	1273	+2/3	0	+1	0	0
Bottom (b)	4180	-1/3	0	0	-1	0
Top (t)	173300	+2/3	0	0	0	+1

Tabelle 1: Eigenschaften der Quarks.[3]

2.2 HADRONISIERUNG VON QUARKS

Wie in Abschnitt 2.1.2 und 2.1.3 beschrieben wurde, wird das Nukleon bei der DIS zerstört und das herausgeschlagene Quark sowie der Rest des Nukleons, hadronisiert. Im Ausgangskanal der Streuung kann demnach eine Vielzahl von Hadronen beobachtet werden. Bei einer semi-inklusive Messung, wird ein Teil dieser Hadronen nachgewiesen, was einen Rückschluß auf das ursprünglich an der Streuung beteiligte Quark erlaubt. Die Hadronisation des Quarks lässt sich durch Fragmentationsfunktionen (FF) beschreiben, die wiederum aus experimentell bestimmten Hadronmultiplizitäten extrahiert werden können. Die folgenden Teilabschnitte behandeln eingehender die Beschreibung und Eigenschaften der SIDIS, sowie deren Zusammenhang mit den FF und den Multiplizitäten.

2.2.1 Semi-inklusive tiefinelastische Streuung (SIDIS)

Zusammengefasst dargestellt werden, kann der SIDIS-Prozess als:

$$\ell(k) + N(P) \rightarrow \ell'(k') + h(P_h) + X(P_X).$$

Als $h(P_h)$ bezeichnet man das dabei nachgewiesene Hadron mit dem Viererimpuls P_h . Um die Hadronen zu beschreiben, sind zusätzlich zu den kinematischen Variablen der DIS, weitere Variablen nötig. Eine im folgenden relevante Variable ist

$$z = \frac{P \cdot P_h}{P \cdot q} \stackrel{(\text{lab.})}{=} \frac{E_h}{\nu}, \quad (27)$$

die im Laborsystem die Energie des Hadrons E_h relativ zum Energieübertrag ν bezeichnet.

Da die Hadronisation des Quarks bei Entfernungen auftritt, deren Skala zu groß ist, um sie durch die perturbative QCD beschreiben zu können, nutzt man dafür die Fragmentationsfunktionen $D_f^h(z, Q^2)$. Diese beschreiben die Wahrscheinlichkeit, das ein Hadron des Typs h mit dem Energieanteil z aus einem Quark mit dem Flavour f entstanden ist. Sie werden genauer in Abschnitt 2.2.2 diskutiert.

Unter der Annahme, dass sich der gesamte Prozess, also die Streuung des Leptons am Quark, die Emission und Absorption des dabei ausgetauschten virtuellen Photons, sowie die Hadronisierung des Quarks aus unabhängigen Teilprozessen zusammensetzt, kann man einen Faktorisierungsansatz für den Wirkungsquerschnitt der SIDIS σ_{SIDIS} wählen. In allgemeiner Form kann dieser Wirkungsquerschnitt als eine Faltung des harten Anteils der Streuung, des weichen Anteils der Streuung und der Hadronisation des Quarks beschrieben werden:

$$\sigma_{\text{SIDIS}}(x, Q^2, z) = \sigma_{\text{DIS}}(x, Q^2) \otimes q_i(x) \otimes D_f^h(z, Q^2). \quad (28)$$

Hierbei bezeichnet die harte Streuung den Anteil des DIS Wirkungsquerschnittes σ_{DIS} (Abschnitt 2.1.2), die weiche Streuung berücksichtigt die Dynamik des Quarks, ist also abhängig von den Partonverteilungsfunktionen ($q_i(x)$) (Abschnitt 2.1.3) und die Hadronisierung wird durch die FF beschrieben (siehe [7], [8] und [9]). Gleichung (28) beschreibt nur die Fragmentation des Stromquarks, also nur des direkt an der Streuung beteiligten Quarks. In führender Ordnung kann die Faltung durch eine Multiplikation ersetzt werden.

2.2.2 Quarkfragmentation

Im Folgenden werden einige Eigenschaften und Einschränkungen der FF betrachtet, die aus früheren Experimenten, aus Erhaltungssätzen, aus herrschenden Symmetrien der QCD, sowie aus dem Charakter einer Wahrscheinlichkeitsdichte resultieren [10].

Eine dieser Eigenschaften ist, dass die FF universellen Charakter besitzen. Das heißt, dass man bei dem Vergleich von Daten aus Elektron-Positron-Kollisionen mit Daten aus DIS-Experimenten keinen Einfluß des physikalischen Prozesses auf die folgende Hadronisierung gefunden hat. Jede FF

also nur vom ursprünglichen Quark und dem Hadron im Endzustand abhängt. Man unterscheidet jedoch zwischen favorisierten FF, also Fragmetationen, bei denen das Hadron das ursprüngliche Quark enthält, z.B. die Hadronisierung eines u-Quarks in ein positives Pion und unfavorisierten FF, bei denen das Hadron sich aus Quarks zusammensetzt, die im Feld der starken Wechselwirkung entstehen und nicht mehr das ursprüngliche Flavour tragen. Eine weitere Eigenschaft ist das die FF von Q^2 abhängen, obwohl dies der Vorhersage des QPM widerspricht. Die Abhängigkeit ist jedoch gegeben da bei hohen Energien Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden müssen, die mit Hilfe der DGLAP⁵-Entwicklungsgleichung (siehe [11]) berechnet werden können.

Eine Reihe von Einschränkungen der FF folgen aus der Impuls- und Ladungserhaltung, der Erhaltung von Wahrscheinlichkeiten und dem in der starken Wechselwirkung erhaltenen Isospin sowie dem Verhalten bei Ladungskonjugation. Durch die Impulserhaltung gilt, dass der Impuls des Quarks f dem Gesamtimpuls aller Hadronen h , die aus diesem Quark entstehen, entsprechen muss. Es ist also:

$$\sum_h \int_0^1 z D_f^h(z, Q^2) dz = 1. \quad (29)$$

Ähnliches gilt auch für die elektrische Ladung. Die Summe der Ladungen aller Hadronen e_h müssen gleich der Ladung des Quarks e_f sein:

$$\sum_h \int_0^1 e_h D_f^h(z, Q^2) dz = e_f. \quad (30)$$

Aus der Erhaltung von Wahrscheinlichkeiten kann man folgern, dass aus der Summe der FF eines Quarks f und des Antiquarks \bar{f} für alle Quarkflavour und im gesamten möglichen Energiebereich die normierte Anzahl der Hadronen η_h folgt. Es gilt also, das

$$\sum_{q_f} \int_{z_{\min}}^1 [D_f^h(z, Q^2) + D_{\bar{f}}^h(z, Q^2)] = \eta_h. \quad (31)$$

Hierbei kennzeichnet z_{\min} die Schwelle, ab der ein Hadron des Typs h entstehen kann. Durch die Isospinerhaltung und dem Verhalten unter Ladungskonjugation kann man Beziehungen zwischen den FF ableiten. So ergibt sich aus der Ladungskonjugation für die Quark- und Antiquark-FF

$$D_f^{h+} = D_{\bar{f}}^{h-} \quad (32)$$

und aus der Isospinerhaltung z.B. für das Pion

$$D_u^{\pi+} = D_d^{\pi-}. \quad (33)$$

Extrahieren kann man die FF aus den Hadronmultiplizitäten, die wiederum in der SIDIS gemessen werden können (siehe [12] und [13]).

2.2.3 Hadronmultiplizitäten aus SIDIS

Definiert sind die Hadronmultiplizitäten $M_h(x, Q^2, z)$ als Quotient des Wirkungsquerschnitts der SIDIS (σ_{SIDIS}) und der DIS (σ_{DIS}):

$$M_h(x, Q^2, z) = \frac{d\sigma_{\text{SIDIS}}/dx dQ^2 dz}{d\sigma_{\text{DIS}}/dx dQ^2} \stackrel{\text{LO}}{=} \frac{\sum_i e_f^2 q_i(x) D_f^h(z, Q^2)}{\sum_i e_f^2 q_i(x)}. \quad (34)$$

⁵ Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi

In führender Ordnung (LO) kann der Quotient umgeschrieben werden, sodass die Multiplizität abhängig von der elektrischen Ladung des Quarks e_{f_i} , den PDFs $q_i(x)$ und den FF $D_f^h(z, Q^2)$ ist [10].

Experimentell kann die Multiplizität durch die Anzahl der Hadronen $N_h(x, Q^2, z)$ des Typs h pro tiefinelastischem Streueignis $N_{\text{DIS}}(x, Q^2)$ bestimmt werden:

$$M_h(x, Q^2, z) = \frac{N_h(x, Q^2, z)}{N_{\text{DIS}}(x, Q^2)}. \quad (35)$$

Die PDFs können aus Messungen von Wirkungsquerschnitten extrahiert werden und sind mittlerweile aus früheren Experimenten bekannt. Hat man nun $M_h(x, Q^2, z)$ experimentell bestimmt, sind in Gleichung (34) nur noch die FF als unbekannte Größe enthalten und können berechnet werden.

Das COMPASS¹-Experiment [14] ist ein Fixed-Target Experiment an der M2-Strahlführung des SPS² am CERN³. Ziel des Experiments ist die Untersuchung der Hadronstruktur mit einem polarisierten, hochenergetischen Myon- oder Hadronstrahl. Vor dem Target befinden sich die Beam Momentum Station (BMS), in der der Impuls jedes Strahlteilchens gemessen wird, sowie ein Veto System (siehe 3.6.1). Der Strahl wurde im Jahr 2012 an einem 2.5 m langen, unpolarisierten Flüssigwasserstofftarget gestreut, das sich innerhalb eines Protonenrückstoßdetektors (CAMERA⁴) befindet. Danach folgt der zweistufige Spektrometere Aufbau (Abb. 7). In der ersten Stufe (LAS⁵) werden Teilchen mit Streuwinkeln bis zu ± 180 mrad nachgewiesen. Teil des LAS sind ein Dipolmagnet (SM₁) zur Impulsbestimmung (integrierte magnetische Flußdichte: 1 Tm), ein RICH⁶-Detektor zur Hadronenidentifikation, ein elektromagnetisches (ECAL₁) und ein hadronisches Kalorimeter (HCAL₁), sowie ein erster Myonfilter (MF₁).

Die zweite Stufe (SAS⁷) wird für den Nachweis von Teilchen mit kleinen Streuwinkeln ($\leq \pm 30$ mrad) genutzt. Der Aufbau ist dem der ersten Stufe sehr ähnlich. Auf einen weiteren Dipolmagneten (SM₂) mit einer höheren integrierten magnetischen Flußdichte (4.4 Tm), folgt ein weiteres elektromagnetisches (ECAL₂) und hadronisches (HCAL₂) Kalorimeter. Abgeschlossen wird die Stufe ebenfalls durch einen Myonfilter (MF₂). Der zweistufige Aufbau ermöglicht im gesamten Impulsbereich eine gute Impulsauflösung von unter 1%. Zusätzlich zu den erwähnten Detektoren werden entlang des gesamten Spektrometers verschiedene Typen von Spurdetektoren (siehe Abschnitt 3.5), sowie ein Triggersystem (siehe 3.6) eingesetzt.

Neben der zuvor diskutierten semi-inklusive tiefinelastischen Streuung ermöglicht der Aufbau im Jahr 2012 noch die Messung weiterer physikalischer Prozesse. Durch den Protonenrückstoßdetektor, der das Target umgibt, wird die Messung der tief-virtuellen Comptonstreuung (DVCS⁸) [16] möglich. Aus dieser Messung können die generalisierten Partonverteilungsfunktionen (GPD⁹) [17] ermittelt werden. Bei diesem Prozess wird analog zur DIS ein virtuelles Photon von einem Quark absorbiert, jedoch wird ein Teil der dabei übertragenen Energie gleich wieder als reelles Photon reemittiert. Die verbleibende Energie reicht nicht aus, um das Quark aus dem Proton herauszuschlagen, es bleibt also nach der Streuung intakt und erfährt lediglich einen Rückstoß. Diese Korrelation aus dem Zustand des Protons vor und nach der Streuung kann durch die GPD beschrieben werden.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten des Spektrometers näher betrachtet und ihr jeweiliges Einsatzfeld beschrieben. Besonders beachtet werden dabei alle für die SIDIS Messungen relevanten Komponenten.

1 Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

2 Super Proton Synchrotron

3 Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

4 COMPASS Apparatus for Measurements of Exclusive ReActions

5 Large Angle Spectrometer

6 Ring Imaging Cherenkov

7 Small Angle Spectrometer

8 Deep Virtual Compton Scattering

9 Generalized Parton Distribution

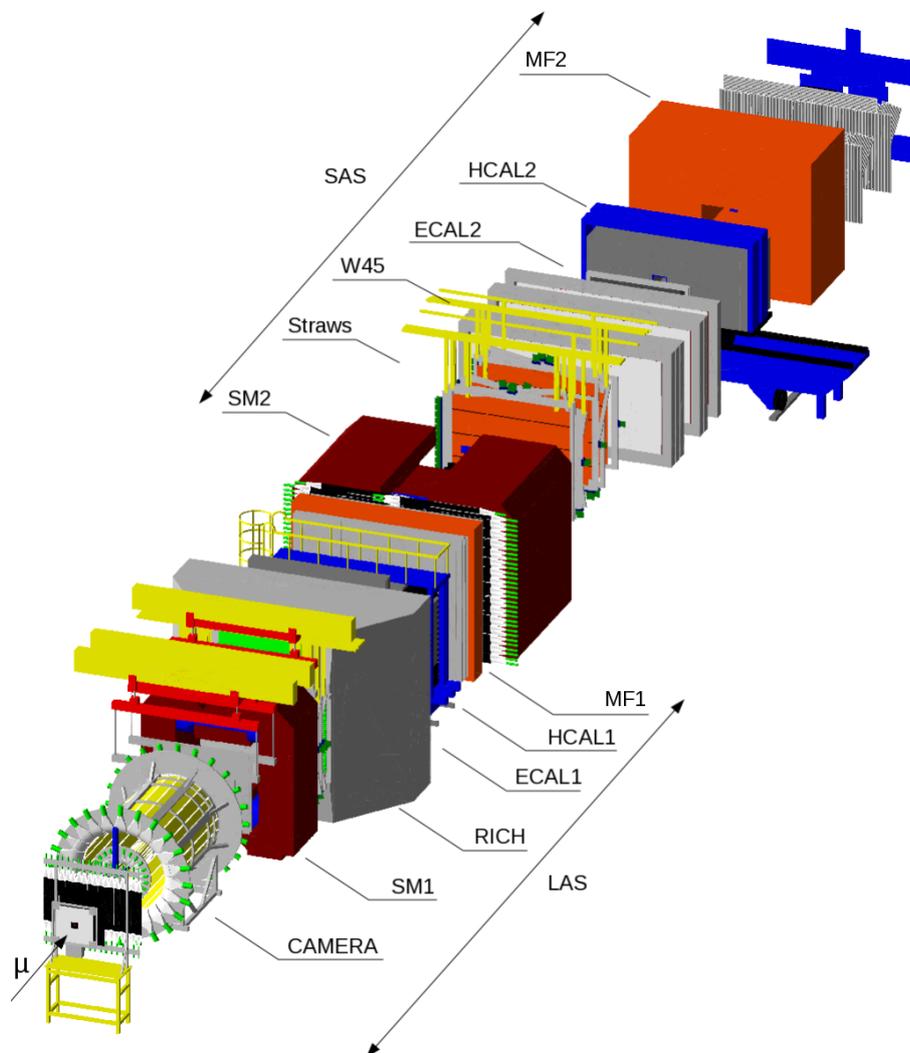


Abbildung 7: Darstellung des Aufbaus des COMPASS-Spektrometers aus dem Jahr 2012. Zu sehen ist, ausgehend vom einkommenden Strahl (μ) die erste Spektrometerstufe (LAS) mit dem CAMERA-Detektor, dem Spektrometermagnet (SM₁), dem RICH-Detektor, dem ersten elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter (ECAL₁ und HCAL₁) und dem ersten Myonfilter (MF₁). Im Anschluß folgt die zweite Stufe (SAS) mit einem ähnlichen Aufbau, wie der der ersten Stufe. Das Bild ist eine Ausgabe der Simulationssoftware TGEANT und wurde aus [15] entnommen.

3.1 STRAHLPRODUKTION UND BMS

Da bei der SIDIS Messung ausschließlich einlaufende Myonen benötigt werden, wird im Folgenden nur auf die Produktion des Myonstrahls eingegangen [18]. Zunächst werden Protonen im Protonsynchrotron (PS) auf eine Energie von 25 GeV beschleunigt und dann in das SPS eingespeist (siehe Abb. 8). Dort werden sie dann weiter auf eine Energie von 400 GeV beschleunigt und durch einen Magneten (Septa) extrahiert. Die Protonen für das COMPASS-Experiment treffen auf ein 50 cm dickes Berylliumtarget (T6). Dabei werden sekundäre Hadronen (π^\pm , p , \bar{p} und K^\pm) produziert. Nach dem Target folgt eine 650 m lange Zerfallsstrecke, in der die Pionen und Kaonen in Myonen und zugehörige Myonneutrinos zerfallen können. Durch diesen schwachen Zerfall sind die entstehenden Myonen natürlich polarisiert. Die nicht zerfallenen Hadronen werden in einem Absorber absorbiert und die Myonen zur BMS umgelenkt.

Innerhalb der BMS (Abb. 9) werden die Myonen durch einen drei komponentigen Magneten (B6) mit exakt bekanntem Magnetfeld umgelenkt. Die genaue Messung der Umlenkung erfolgt durch insgesamt sechs Strahldetektoren, davon vier Szintillator Hodoskope (BM01-BM04) und zwei Detektoren aus szintillierenden Fasern (SciFi¹⁰) (BM05, BM06). Dadurch wird eine Impulsmessung mit einer Genauigkeit von unter 0.5%, bei einer Effizienz der Rekonstruktion von ca. 93%, ermöglicht. Zur Strahlfokussierung werden ausserdem vier Quadropolmagneten (Q29-Q32), jeweils zwei vor- und hinter dem Umlenkmagneten, eingesetzt.

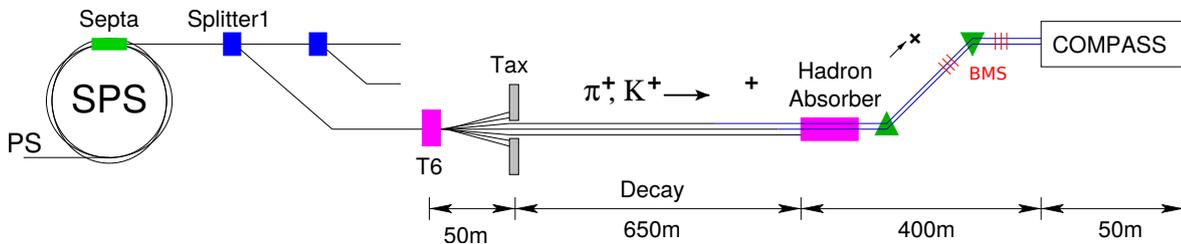


Abbildung 8: Schematischer Überblick des Strahlgangs vom SPS bis zum COMPASS-Experiment. Entnommen aus [19].

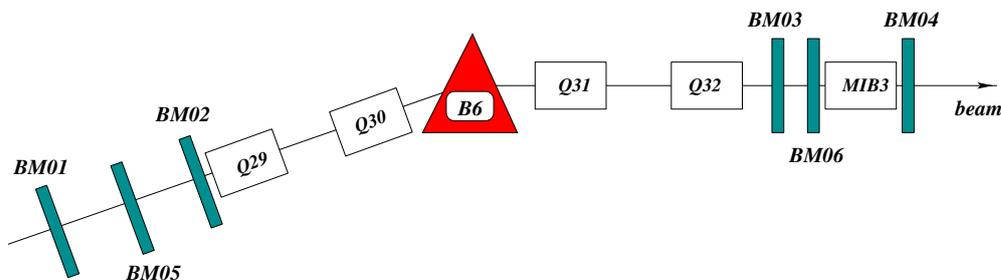


Abbildung 9: Schematische Darstellung der BMS. Entnommen aus [18].

3.2 FLÜSSIGWASSERSTOFFTARGET

Der flüssige Wasserstoff befindet sich in einem Zylinder aus Kaptonfolie mit einer Länge von ca. 2.7 m und einem Durchmesser von 4 cm. Der Zylinder ist eingelassen in eine Vakuumkammer aus Kohlefaser mit einem Durchmesser von 7.9 cm und einer Wandstärke von 1 mm. Bei der Konstruktion des Targets wurde speziell darauf geachtet, dass alle Materialien sowie deren Wandstärken so

ausgewählt wurden, dass die Rückstoßprotonen nur einen minimalen Energieverlust haben. Der verwendete Kryostat verwendet flüssiges Helium und ermöglicht eine Betriebstemperatur von 20 K und damit eine effektive Massedichte des Targets von $70.29 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$. Weitere Details sind in den Referenzen [20] und [21] zu finden.

3.3 PROTONENRÜCKSTOSSDETEKTOR (CAMERA)

Der Protonenrückstoßdetektor ist das zentrale Element bei der Messung der DVCS. Zur Vermessung der Protonen sind zwei konzentrische Ringe aus je 24 Szintillatorstreifen um die Targetzelle positioniert. Die Szintillatorstreifen des inneren Rings sind 4 mm dick und 2.75 m lang und umgeben das Target in einem Abstand von 25 cm. Der äußere Ring besitzt mit einer Dicke von 5 cm und einer Länge von 3.6 m wesentlich größere Streifen, die in einem Durchmesser von 2.2 m um das Target angeordnet sind. Der gesamte Detektor hat eine Länge von etwa 4 m und kann so Rückstoßprotonen in einem Winkelbereich von 60-90 Grad nachweisen.

Die Messung der Protonen basiert auf der Flugzeitmethode (ToF¹¹) Methode und der Messung des Energieverlusts im Szintillatormaterial. Somit können Protonen ab einem Impuls von 260 MeV/c mit einer Zeitauflösung von 125 ps nachgewiesen werden [14].

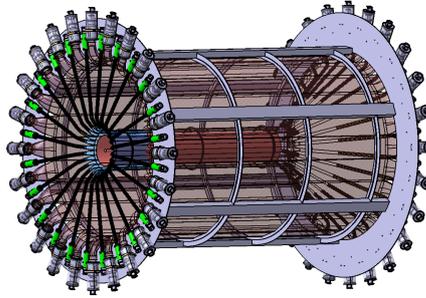


Abbildung 10: Darstellung des CAMERA-Detektors. Zu sehen sind die zwei konzentrisch angeordneten Ringe aus Szintillatorstreifen, die auf beiden Seiten von PMTs ausgelesen werden. Entnommen aus [18].

3.4 RICH-DETEKTOR

Die Identifikation von geladenen Hadronen ist ein wesentlicher Punkt bei der in Abschnitt 4 vorgestellten Analyse. Beim COMPASS-Experiment erfolgt diese mit Hilfe des RICH-Detektors [18]. Tritt ein geladenes Teilchen in das mit hochreinem C_4F_{10} -Gas gefüllte Volumen (Radiator) ein, emittiert es entlang seiner Bahn kegelförmig Cherenkovlicht (siehe Abb. 11 (b)). Der Winkel (θ_{Ch}), unter dem das Licht abstrahlt wird, ist dabei abhängig vom Brechungsindex des Gases (n) sowie von der Teilchengeschwindigkeit relativ zur Lichtgeschwindigkeit (β):

$$\theta_{Ch} = \frac{1}{n\beta}. \quad (36)$$

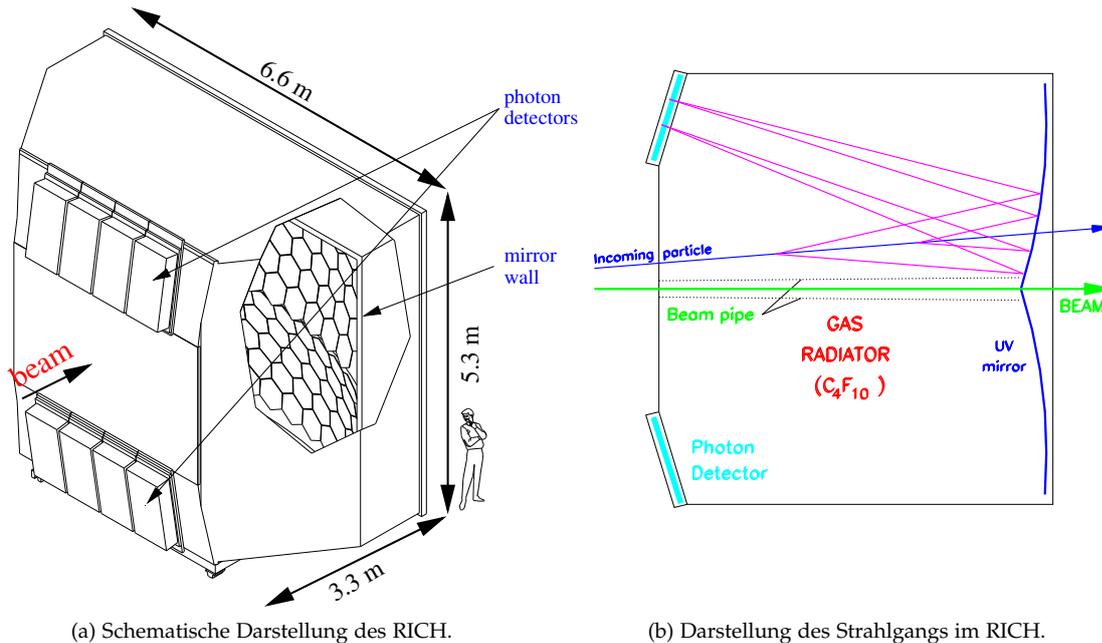
Das verwendete Gas zeichnet sich hier im Besonderen durch seinen relativ hohen Brechungsindex, sowie durch die gute Transparenz im UV-Bereich aus, in dem die Photonen emittiert werden. Der Radiator des RICH (siehe Abb. 11 (a)) deckt mit seiner Breite von 6.6 m und seiner Höhe von 5.3 m den gesamten Akzeptanzbereich des LAS ab. Bei einer Länge von 3.3 m erreicht der Radiator etwa ein Volumen von 80 m^3 . Durch den Detektor führt ein Strahlrohr (RICH-pipe), das den intensiven Myonstrahl vom empfindlichen Detektorvolumen trennt.

Das Licht wird von zwei sphärischen Spiegelwänden (eine für jede Hemisphäre des Detektors)

¹¹ Time-of-Flight

mit einer Fläche von insgesamt 21 m^2 und einem Krümmungsradius von 6.6 m reflektiert. Die Reflektion liefert eine fokussierte Abbildung der Photonen als Ring in der Ebene der Photodetektoren. Nach einem Umbau des Detektors im Jahr 2006 wird der zentrale Bereich von MAPMTs¹² abgedeckt [14]. Im Vergleich zu den MWPCs¹³ mit einer CsI beschichteten Kathode, die weiterhin im äußeren Bereich verwendet werden, können die MAPMTs deutlich höhere Raten verarbeiten. Dadurch ist eine höhere Effizienz bei der Zuordnung der Photonen möglich.

Aus dem Ringdurchmesser kann auf den Cherenkovwinkel und damit auf die Teilchengeschwindigkeit rückgeschlossen werden. Kombiniert man dies mit der Impulsmessung, kann wiederum die Teilchenmasse bestimmt und somit das Teilchen identifiziert werden. Zur Zuordnung der radialen Photonverteilung zu dem entsprechenden Teilchen wird eine Methode aus der Statistik verwendet. Diese Likelihood-Methode (LH-Methode) wird in Abschnitt 4.3.1 diskutiert.



(a) Schematische Darstellung des RICH.

(b) Darstellung des Strahlgangs im RICH.

Abbildung 11: Schematische Darstellung des RICH-Detektors (a) und des Strahlgangs im RICH (b). In (b) ist das einkommende Teilchen (blau) und das dadurch emittiert Cherenkovlicht (lila) zu sehen. Das Licht wird durch eine sphärische Spiegelwand auf die Photodetektoren (magenta) fokussiert. Der Strahl (grün) wird in einem Strahlrohr durch den Radiator geführt. Beide Abbildungen sind aus [18] entnommen.

3.5 SPURDETEKTOREN

Um die bei einer Streuung abgelenkten bzw. neu entstandenen Teilchen und die Kinematik des physikalischen Prozesses zu erfassen, ist es nötig die Teilchenbahnen möglichst exakt rekonstruieren zu können. Dazu kommen entlang des Spektrometers viele verschiedene Detektoren zum Einsatz, die im Folgenden kurz betrachtet werden. Genauer dazu kann in Referenz [18] gefunden werden.

Die Messung kann in verschiedene Bereiche eingeteilt werden, die sich nach den unterschiedlichen auftretenden Teilchenraten richten. Dadurch werden verschiedene Bedingungen an das jeweilige Detektorsystem gestellt. Viele dieser Detektorsysteme bestehen ausserdem aus einzelnen Station die eine oder mehrere Orientierungen relativ zu Strahlachse (Z-Achse) abdecken. Es wird unter-

¹² MultiAnode PhotoMultiplier Tube

¹³ MultiWire Proportional Chamber

schieden zwischen X-Ebene, also der horizontalen Ebene, der vertikalen Y-Ebene und der U- bzw. V-Ebene, die geneigte Ebene in Uhrzeiger- bzw. gegen den Uhrzeigersinn bezogen auf die X-Achse bezeichnen.

3.5.1 Spurmessung im Strahlbereich (VSA)

Die VSAT¹⁴-Detektoren werden in einem Bereich von 2.5 bis 3 cm um den Strahl eingesetzt. Verwendet werden hier zum einen Detektoren aus szintillierenden Glasfasern (SciFi¹⁵) und Silizium-Microstrip-Detektoren.

Entlang des Spektrometers sind vor und nach dem Target insgesamt neun SciFi-Stationen angeordnet. Die Stationen bzw. ihre Fasern sind orthogonal zueinander orientiert, so dass eine Projektion der Teilchenspur in der X- und Y-Ebene ermittelt werden kann. Die Fasern jeder Schicht eines Detektors sind verschoben gegenüber der nächsten Schicht angeordnet, mit einem Überlapp, der ausreicht, um eine Ortsauflösung von 130-210 μm zu erreichen. Sie werden in Bündeln von PMTs ausgelesen. Da in diesem VSAT-Bereich Zählraten von ca. $3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ pro Faser auftreten und diese Ereignisse nur durch zeitliche Korrelationen differenziert werden können, ist hier eine gute Zeitauflösung nötig. Zurzeit werden Auflösungen zwischen 350 und 450 ps erreicht.

Um die Ortsauflösung vor dem Target zu verbessern, werden insgesamt drei Microstrip-Detektorstationen genutzt, die eine Auflösung von etwa 11 μm erreichen. Bei den Detektoren handelt es sich um Halbleiterdetektoren. Der zugrunde liegende n-Typ Siliziumwafer ist auf beiden Seiten in Streifen segmentiert. Die Streifen auf der n- und p-Seite sind senkrecht zueinander orientiert. Wird der Wafer von einem geladenen Teilchen durchquert, entstehen im Material Elektron-Loch Paa-re, die durch eine angelegte äußere Spannung getrennt und als Strom ausgelesen werden. Durch die Orientierung der Streifen erlangt man eine zweidimensionale Ortsinformation. Die Detektoren werden in einem Kryostat bei einer Temperatur von 130 K betrieben. Dazu sind auf dem Wafer Kapillaren angebracht durch die flüssiger Stickstoff geleitet wird. Dadurch können auftretende Strahlungsschäden durch den Lazaruseffekt ausheilen [18].

3.5.2 Spurmessung im Strahlnahbereich (SA)

Im Bereich der SAT¹⁶, etwa von 2.5 cm bis 40 cm, werden zwei weitere Detektortypen eingesetzt, die beide auf der Gasverstärkung beruhen. Hauptgrund für den Einsatz der Micromegas¹⁷-Detektoren und der GEM¹⁸-Detektoren sind dabei die hohen Raten von etwa $10^4 \text{ s}^{-1} \text{mm}^{-2}$, die verarbeitet werden müssen.

Es werden insgesamt drei Stationen mit je zwei Micromegas-Detektoren eingesetzt, die alle vier Orientierungen abdecken. Basis dieses Detektortyps sind zwei parallele Plattenelektroden, deren Zwischenraum mit einem Zählgas gefüllt ist. Eine der Elektroden ist mit Streifen zur Auslese versehen. Der Zwischenraum wird ausserdem durch ein Microgitter (Micromesh) in zwei Bereiche geteilt. In dem einen Bereich erfolgt die Ionisation des Gases durch ein einkommendes geladenes Teilchen. Die dabei frei werdenden Elektronen werden durch eine moderate Spannung auf das Gitter beschleunigt. Im zweiten Bereich liegt eine sehr hohe Spannung an, so dass es zur Gasverstärkung der einlaufenden Elektronen kommt. Die Elektronen treffen auf die Auslesestreifen und erzeugen so das Meßsignal. Erreicht werden kann so eine Ortsauflösung von 90 μm und eine Zeitauflösung von 9.3 ns.

Das Funktionsprinzip der GEM-Detektoren, von welchen 11 Stationen eingesetzt werden, ist dem der Micromegas sehr ähnlich. Auch hier wird die Basis von zwei Plattenelektroden gebildet, die mit einem Gas gefüllt sind. Zwischen den Platten befindet sich eine 50 μm dicke, mit Microlöchern durchsetzte Polymidefolie, die beidseitig mit Kupfer beschichtet ist. Zur Gasverstärkung kommt

14 Very Small Area Tracker

15 Scintillating Fibre

16 Small Area Tracker

17 Micromesh Gaseous Structure

18 Gas Electron Multiplier

es innerhalb der Löcher. Pro Detektor werden je drei aufeinander folgende Folien eingesetzt und die Elektronen auf die mit orthogonalen Auslestreifen versehene Elektrode beschleunigt. Die Ortsauflösung beträgt $20 \mu\text{m}$ und die Zeitauflösung 12 ns .

3.5.3 Spurrekonstruktion im Strahlfernenbereich (LA)

Der reduzierte Teilchenfluß im LAT¹⁹-Bereich (ab einer Entfernung von 40 cm vom Strahl) erlaubt den Einsatz von MWPCs²⁰, Driftkammern und Strawtube-Kammern, die alle großflächig ausgelegt werden.

Aufgebaut sind die MWPCs aus verschiedenen Ebenen, zwischen denen eine Vielzahl von Drähten gespannt sind. An den Drähten liegt eine elektrische Spannung an und die Zwischenräume sind mit einem Gas gefüllt. Die Verstärkung findet in dem starken elektrischen Feld um jeden Draht statt. Die Lokalisierung der Ionisation ist durch die Position des Drahtes gegeben, der das Signal liefert, und ist demnach gegeben durch den Drahtabstand. Die Ortsauflösung beträgt, bei einem Drahtabstand von 2 mm , etwa 0.12 mm . Insgesamt werden 14 Kammern eingesetzt die sich direkt an die GEM-Detektoren anschließen und sich in der Anzahl der Drahtschichten sowie in ihrer Orientierung unterscheiden.

In etwas weiterem Abstand werden drei Driftkammern verwendet, die jede der vier Orientierungen abdecken. Jede Kammer ist aufgebaut aus acht Ebenen von Signal- und Potentialdrähten und jede Ebene ist mit einem Zählgas gefüllt. In dem elektrischen Feld, das von den Potentialdrähten erzeugt wird, werden Elektronen, die durch Ionisation des Gases frei werden, in dem Gas beschleunigt, vervielfältigt und durch die Signaldrähte als Strom ausgelesen. Die Ortsbestimmung erfolgt dabei durch die Messung der Zeit, die die Elektronen benötigen um zum Draht zu driften. Die Driftkammern erreichen etwa eine gemittelte Ortsauflösung von $270 \mu\text{m}$.

Die Strawtube-Kammern decken großflächige Bereiche in der LAS-Stufe des Spektrometers ab. Die Straws sind lange Röhren aus Kaptonfolie, durch deren Mitte ein mit Gold beschichteter Wolframdraht gespannt ist. Die einzelnen Straws sind mit Gas gefüllt und die Elektronen werden durch ein Feld auf den Draht beschleunigt und ausgelesen. Eingesetzt werden fünf Stationen mit je drei Detektoren, wobei jeder aus zwei gegeneinander versetzten Ebenen aus Straws besteht. Durch den Aufbau erreicht jeder Detektor eine Ortsauflösung von $190 \mu\text{m}$ in der X- und Y-Ebene.

3.6 VETO UND TRIGGERSYSTEM

Zur Messung von DIS-Prozessen muss vor allem das Myon mit der gewünschten Kinematik nachgewiesen werden. Um diese Ereignisse für die Datennahme zu selektieren, nutzt man ein Triggersystem das aus verschiedenen Hodoskop-Paaren besteht [22]. Neben dem Myontrigger-System wird ausserdem ein Vetosystem [18] betrieben, das Triggersignale, die durch Myonen aus dem Halo um den Strahl erzeugt werden, unterdrückt. Als Halomyonen bezeichnet man Myonen die nicht Teil des gaußförmigen Profils des Strahls sind. Die einzelnen Systeme, ihre Komponenten und das Triggerprinzip werden im folgenden kurz beschrieben.

3.6.1 Vetosystem

Bei einer Myonstrahlenergie von 160 GeV beträgt der Anteil des Halos etwa ein Viertel des gesamten Myonenflusses. Diese Halomyonen wechselwirken entweder aufgrund der hohen Divergenz des Strahls nicht innerhalb des Targets, können jedoch im weiteren ein Triggersignal erzeugen oder es kommt zu Vielfachstreuung im Target und dem umgebenden Material und damit zu einer Verfälschung des Streuwinkels, die über der Toleranz liegt. Diese Myonen können im Weiteren als in einem DIS Prozess gestreute Myonen interpretiert werden, ohne jedoch eine solche Wechselwir-

¹⁹ Large Area Tracker

²⁰ MultiWire Proportional Chamber

kung erfahren zu haben. Um das zu verhindern, ist vor dem Target ein Vetosystem (siehe Abb. 12) eingerichtet. Das System besteht aus insgesamt sieben Szintillatorhodoskopen, die an verschiedenen Stellen entlang der Strahlführung positioniert sind. Drei der Hodoskope sind mit einem Loch für den zentralen Bereich des Strahls versehen und decken den Nahbereich des Halo ab, wohingegen die restlichen, je zwei auf gegenüberliegenden Seiten vom Strahl gelegenen, großflächigen Hodoskope den Fernbereich abdecken.

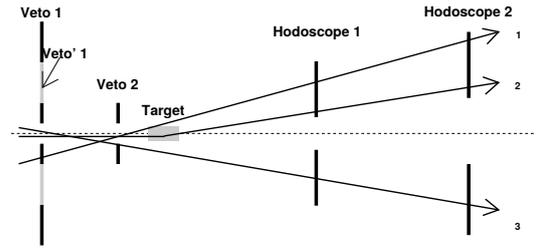


Abbildung 12: Schematische Darstellung des Aufbaus und des Funktionsprinzips des Vetosystems. Zu sehen sind drei Myonen, die alle ein Triggersignal beim Durchqueren der Hodoskope (1+2) erzeugen könnten. Von diesen Myonen ist nur μ_2 am Target gestreut worden und erzeugt ein reguläres Triggersignal. Die Myonen μ_1 und μ_3 sind Halomyonen, die das Vetosystem durchqueren und so im Weiteren keinen Trigger erzeugen können. Entnommen aus [18].

3.6.2 Myontriggersystem

Das Myontriggersystem besteht aus mehreren unabhängigen Triggersystemen, die das gestreute Myon in unterschiedlichen kinematischen Bereiche der DIS Streuung nachweisen. Jedes dieser Systeme ist wiederum aus mindestens zwei Szintillatorhodoskopen an unterschiedlichen Positionen entlang des Spektrometers aufgebaut, die in Koinzidenz das Triggersignal erzeugen. Die zwei Methoden nach denen das Signal erzeugt wird, sind das „Target-Pointing“ und die Messung des Energieverlusts.

Der schematische Aufbau für das Target-Pointing, sowie ein Beispiel für ein gestreutes und ein Halomyon sind in Abbildung 13 (a) zu sehen. Wird ein Myon mit der gewünschten Kinematik im Target gestreut (1), durchquert es beide Hodoskope, in denen das dabei entstehende Szintillationslicht durch PMTs registriert wird. Die verschiedenen horizontalen Streifen der Hodoskope sind dabei so verschaltet, dass nur das gestreute Myon die Koinzidenzbedingung, dargestellt in der Koinzidenzmatrix, erfüllt. Signale, die z.B. durch ein Halomyon (2) ausgelöst werden, liegen nicht im diagonalen Bereich der Matrix und erzeugen demnach auch kein Triggersignal.

Myonen mit kleinem Streuwinkel können durch das Target-Pointing nicht erfasst werden. Stattdessen nutzt man aus, dass diese Myonen einen großen Energieanteil bei der Streuung verloren haben und demnach stark in den Spektrometern magneten abgelenkt werden. Der dazu benötigte Aufbau (Abb. 13 (b)) ist dem der ersten Methode sehr ähnlich. Auch hier werden je zwei Hodoskope verschaltet, die allerdings aus vertikalen Streifen aufgebaut sind und sich hinter einem der Magneten befinden. Die Koinzidenz, die ein Triggersignal erzeugt, kann in dem Fall durch eine Dreiecksmatrix dargestellt werden und tritt auf, sobald ein minimaler Energieverlust im Target stattgefunden hat.

Ein Überblick über das gesamte Triggersystem ist in Abbildung 14 zu sehen. Die für die hier vorgestellte Datenanalyse relevanten Triggersysteme sind der Middle Trigger (MT), der Outer Trigger (OT) und der Ladder Trigger (LT).

1. Der **Middle Trigger** ist ein Target-Pointing Trigger der Myonen mit Streuwinkeln zwischen 0.5 und 5 mrad registrieren kann. Um die sehr hohen Raten bei kleinen Winkeln zu reduzieren beinhaltet das System einen zusätzlichen Energy-Loss Trigger. Eingesetzt werden jeweils vier Hodoskope mit horizontalen Streifen: H4MY(up), H4MY(down), H5MY(up) und H5MY(down), sowie vier mit vertikalen Streifen: H4MX(up), H4MX(down), H5MX(up) und H5MX(down).
2. Zwei großflächige Hodoskope (H3O und H4O), wobei H4O aus zwei Teilen besteht, bilden den **Outer Trigger**. Auch dieser Trigger ist ein Target-Pointing Trigger, der für Myonen mit Streuwinkeln größer als 5 mrad ausgelegt ist.

3. Beim **Ladder Trigger** handelt es sich um einen reinen Energieverlust-Trigger. Aufgebaut ist er aus den zwei Hodoskopen H4L und H5L.

Die kinematischen Bereiche in γ und Q^2 , die durch den jeweiligen Trigger abgedeckt sind, sind in Abbildung 15 zu sehen. Die verwendeten Trigger decken den bei der DIS relevanten Q^2 -Bereich ($Q^2 > 1 \text{ GeV}/c$) im gesamten verwendeten γ -Bereich ab.

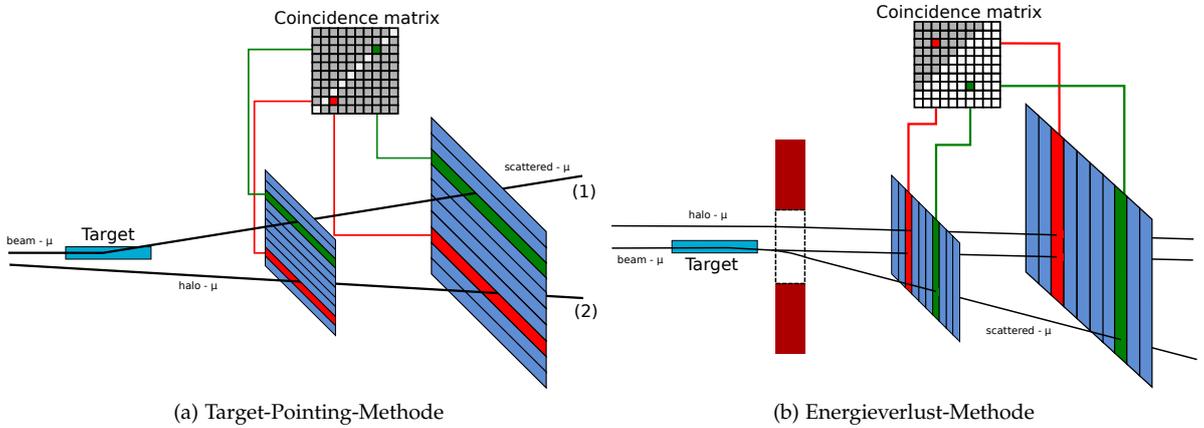


Abbildung 13: Schematische Darstellung der beiden verwendeten Triggerprinzipien. Beide Bilder wurden nach privater Absprache von M. Wilfert und N. du Fresne zur Verfügung gestellt.

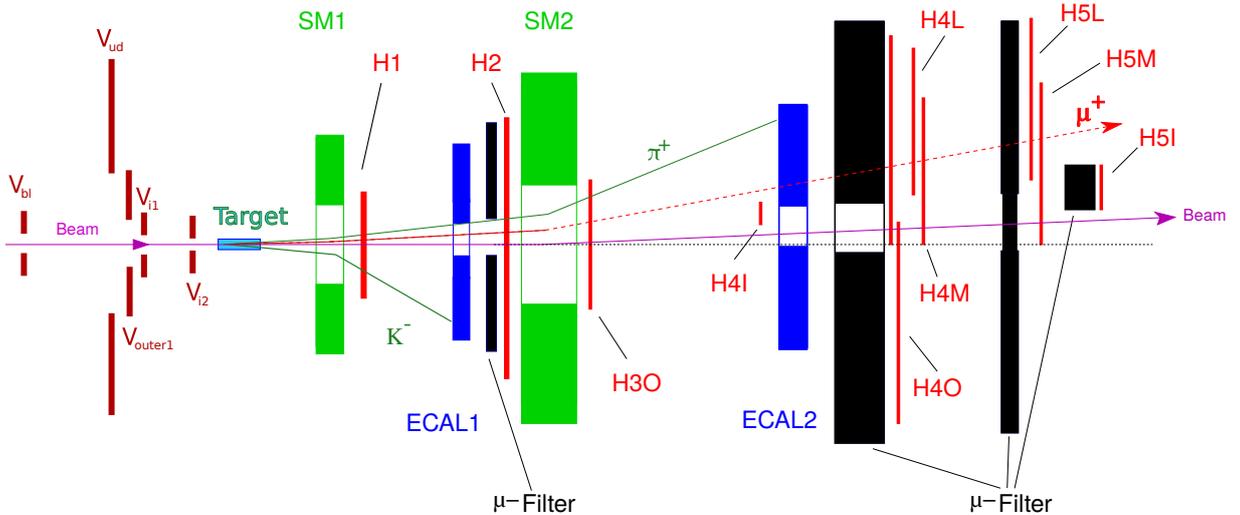


Abbildung 14: Schematisch dargestellt ist die Position des Vetosystems und der Triggerhodoskope entlang des COMPASS-Spektrometers. Entnommen aus [19].

3.7 REKONSTRUKTIONS- UND SELEKTIONSSOFTWARE

Die Treffer in allen Detektoren werden für jedes selektierte Ereignis gespeichert. Ein Ereignis enthält die Informationen der TDC²¹, der ADC²², sowie die Anzahl der Einträge in den Kanälen und der Treffer in jedem Detektor. Diese Rohdaten werden dann durch einen „Cluster“-Algorithmus

²¹ Time-to-Digital Converter

²² Analog-to-Digital Converter

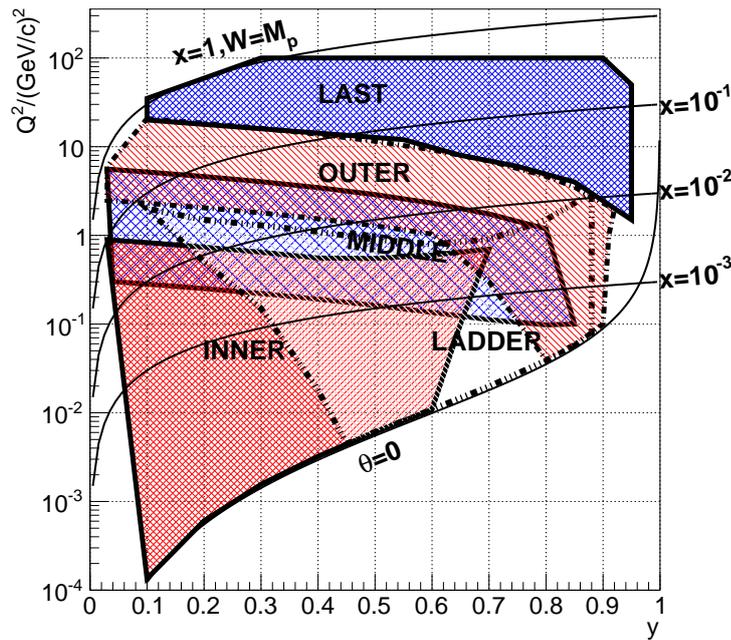


Abbildung 15: Dargestellt ist der kinematische Bereich der Variablen y und Q^2 der von verschiedenen Triggern abgedeckt wird. Entnommen aus [19].

aufbereitet. Dabei werden alle Kanäle und Treffer, die einem einzigen Teilchen zugeordnet werden können, zusammengefasst und mit der Geometrie und Position jedes Detektors verknüpft. Um daraus die Teilchentrajektorien, Vertices, Impulse und anderes abzuleiten, verwendet man das Rekonstruktionsprogramm CORAL²³ (Abb. 16). Da die Bestimmung der Teilchenbahnen und Vertices innerhalb von CORAL wesentlich für die folgenden Datenanalyse sind, werden diese im weiteren näher diskutiert.

Der Fit der Teilchenbahnen beruht auf einem Kalman Filter, der sowohl den Energieverlust als auch die Vielfachstreuung berücksichtigt. Bei diesem Fit handelt es sich um einen drei-stufigen Prozess. Es werden zunächst Teile von Spuren im feldfreien Bereich des Spektrometers gesucht und durch einen Fit zu Spuren verbunden. Der Fit liefert die beste Abschätzung der Parameter der Spur z.B. den Impuls des Teilchens. Genauer zu diesem Prozess ist in [23] zu finden.

Eine weiterer wichtiger Punkt ist die Bestimmung der Vertices. CORAL unterscheidet hierbei zwischen zwei verschiedenen Arten von Vertices. Ein primärer Vertex ist der Schnittpunkt der Spuren eines einlaufenden Myons, dessen Parameter vorher vorallem durch die Information der SciFi-Detektoren bestimmt wurden und eines gestreuten Myons. Zusätzlich zu dem ein- und auslaufenden Myonen werden noch weitere Spuren auslaufender Teilchen dem Vertex zugeordnet. Wenn mehr als ein primärer Vertex in einem Ereignis gefunden wurden, wird der beste primäre Vertex zusätzlich markiert. Dieser ist der Vertex mit den meisten ausgehenden Teilchenspuren oder bei gleicher Anzahl der Vertex mit dem besten χ^2 .

Die zweite Art sind sekundäre Vertices, bei welchen ein neutrales Teilchen in zwei gegensätzlich geladene Teilchen zerfällt. Daher sind dies also die Schnittpunkte zweier rekonstruierter Teilchenbahnen mit entgegengesetzter Ladung und gleichem Ursprungspunkt. Weitere Informationen zur Vertexrekonstruktion können in Referenz [24] gefunden werden.

Nach der Rekonstruktion werden alle für die Analyse der Daten relevante Informationen in ROOT²⁴-

²³ COrpass Reconstruction ALgorithm <http://coral.cern.ch>

²⁴ <http://root.cern.ch>

Trees als mDST²⁵-Dateien gespeichert. Für die Physikanalyse wird das Programmpaket PHAST²⁶ [25] verwendet. Die in C++ geschriebenen PHAST-Programme ermöglichen die Bestimmung kinematischer Größen und damit eine weitere Selektion. Diese wird ebenfalls in ROOT-Trees abgespeichert. Die Daten werden weiter aufbereitet und üblicherweise mit ROOT dargestellt.

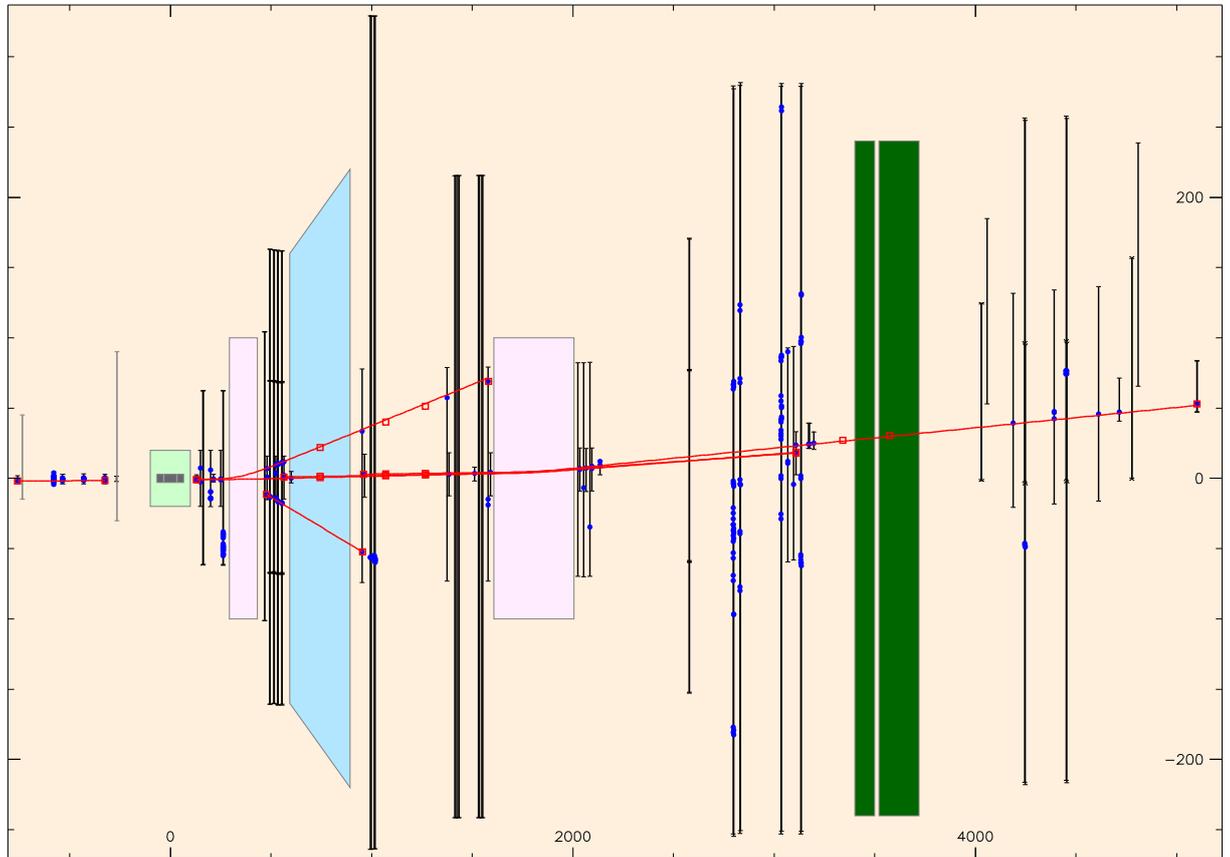


Abbildung 16: Darstellung eines rekonstruierten Myon-Streuereignis durch die CORAL-Software. Die Spurdetektoren und Hodoskope werden durch schwarze Balken dargestellt. Die weißen Rechtecke deuten die beiden Dipolmagnete (SM₁ und SM₂) und das Trapez (magenta) den RICH-Detektor an. Das Myon läuft von links ein, wird im Target gestreut und durchquert das gesamte Spektrometer, wobei es im ersten Magneten nur leicht, im zweiten Magneten stärker abgelenkt wird. Andere rekonstruierte Hadronen und Elektronen die bei der Streuung produziert werden, durchlaufen nur Teile des Spektrometers, in denen sie als Folge der Detektion vollständig abgebremst werden.

²⁵ mini Data Summary Tapes

²⁶ PHysics Analysis Software Tool <http://ges.web.cern.ch/ges/phast/>

Der folgende Abschnitt behandelt die Bestimmung der Hadronmultiplizitäten aus Daten die im Jahr 2012 mit dem COMPASS-Spektrometer aufgenommen wurden. Der Datensatz umfasst die Wochen 44, 45, 46, 47 und 48. In den Wochen wurde ein 160 GeV Myonenstrahl (positiv und negativ geladen) an dem Flüssigwasserstofftarget gestreut. Der gesamte, auf die Totzeit der Datenaufnahme und des Vetosystems korrigierte und über die gesamte Datennahme integrierte Fluß betrug etwa $4 \cdot 10^{12}$ Myonen [26]. Unter Berücksichtigung der Targetdichte entspricht das einer Luminosität von ca. 0.0423 1/fb .

Bei der Datenselektion ist zunächst sicherzustellen, dass während der Datennahme alle relevanten Detektoren des Spektrometers einwandfrei funktioniert haben. Hierzu werden pro Spill (Teilchenpakete, mit denen das Experiment versorgt wird) verschiedene Größen, wie z.B. die Anzahl der Vertices verglichen. Weichen diese Größen eines Spills über eine gewisse Toleranz von den durchschnittlichen Vergleichswerten ab, wird der Spill in eine „Badspill“-Liste eingetragen. Eingebunden wird diese Liste durch PHAST, so dass diese Spills aus der Analyse ausgeschlossen werden.

Der erste Schritt bei der Bestimmung der Multiplizitäten ist die Bestimmung der Anzahl der DIS Ereignisse N_{DIS} und der darin produzierten Hadronen N_h (Gl. (35)). Diese sind abhängig von der Skalensvariable x , dem Impulsübertrag Q^2 , der relativen Hadronenergie z , dem Transversalimpuls p_t und dem azimuthalen Winkel der Hadronen Φ_h . Sie werden für nicht identifizierte positiv und negativ geladene Hadronen, sowie für positiv und negativ geladene Pionen und Kaonen bestimmt. Da die Größen Q^2 und y in einem Experiment mit einem feststehenden Target stark korreliert sind und sich die Akzeptanz (siehe Abschnitt 4.5) einfacher in Abhängigkeit von y bestimmen lässt, wird die Q^2 -Abhängigkeit im weiteren durch eine y -Abhängigkeit ersetzt. Um die Multiplizitäten dreidimensional nur in Abhängigkeit der Variablen x , y und z darstellen zu können wird über p_t und Φ_h integriert.

Unter diesen Bedingungen werden die Multiplizitäten durch

$$M_{h, \text{exp}}(x, y, z) = \frac{N_h(x, y, z) / \Delta z}{N_{\text{DIS}}(x, y)} \quad (37)$$

berechnet [27]. Hierbei bezeichnet $N_{\text{DIS}}(x, y)$ die Anzahl der DIS-Ereignisse in einem x und y Intervall und $N_h(x, y, z)$ die Anzahl der geladenen Hadronen des Typs h (nicht identifiziert, Pion oder Kaon) in dem jeweiligen (x, y, z) -Intervall. Durch den Faktor Δz (Breite eines z -Intervalls), wird berücksichtigt, dass die Anzahl der DIS-Ereignisse nur in Intervallen von x und y , wohingegen die Anzahl der Hadronen in allen drei Intervallen bestimmt wird.

Die Breite und Anzahl der Intervalle richtet sich nach der Menge an Ereignissen in jedem Bereich. Abbildung 17 zeigt die Anzahl der DIS-Ereignisse (farbskala) als Funktion von x und y mit der gewählten Intervallbreiten. Die Wahl der Intervalle folgt der Analyse in Referenz [28]. Die Intervallgrenzen sind:

- x : {0.004, 0.01, 0.02, 0.03, 0.04, 0.06, 0.10, 0.14, 0.18, 0.40}
- y : {0.10, 0.15, 0.20, 0.30, 0.50, 0.70}
- z : {0.20, 0.25, 0.30, 0.35, 0.40, 0.45, 0.50, 0.55, 0.60, 0.65, 0.70, 0.75, 0.85}

Auf die Multiplizitäten sind im weiteren Korrekturen anzuwenden. Zu diesen Korrekturen gehört die Strahlungskorrektur, die Effizienz bei der Teilchenidentifikation (PID¹-Effizienz) und die Akzeptanzkorrektur. Multiplizitäten, auf die nur die Strahlungskorrekturen sowie die Korrekturen der Hadronidentifikation, also alle Korrekturen die sich direkt aus den experimentellen Daten

¹ Particle IDentification

ableiten lassen, angewendet werden bezeichnet man als experimentelle Multiplizitäten. Das endgültige Ergebnis beinhaltet zusätzlich die Akzeptanzkorrektur, die aus Monte-Carlo (MC) Daten extrahiert wird. Eine weitere Korrektur, die auch auf simulierten Daten beruht, ist die Korrektur auf diffraktiv produzierte Vektormesonen. Diese Mesonen tragen in der Regel keine elektrische Ladung, sind jedoch kurzlebig und zerfallen in zwei entgegengesetzt geladene Hadronen z.B. $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Diese tragen zu den Daten bei, führen jedoch zu einer Verunreinigung da sie nicht aus einem gewünschten DIS-Ereignis stammen. Da die zur Bestimmung dieser Korrektur benötigte MC-Simulation noch nicht durchgeführt wurde, kann diese noch nicht angebracht werden. Die Größenordnung der Korrektur im Jahr 2006 kann in Referenz [19] gefunden werden. Die absolute Änderung der Messpunkte durch die angewendete Korrektur fällt für die meisten Intervalle nur sehr klein aus.

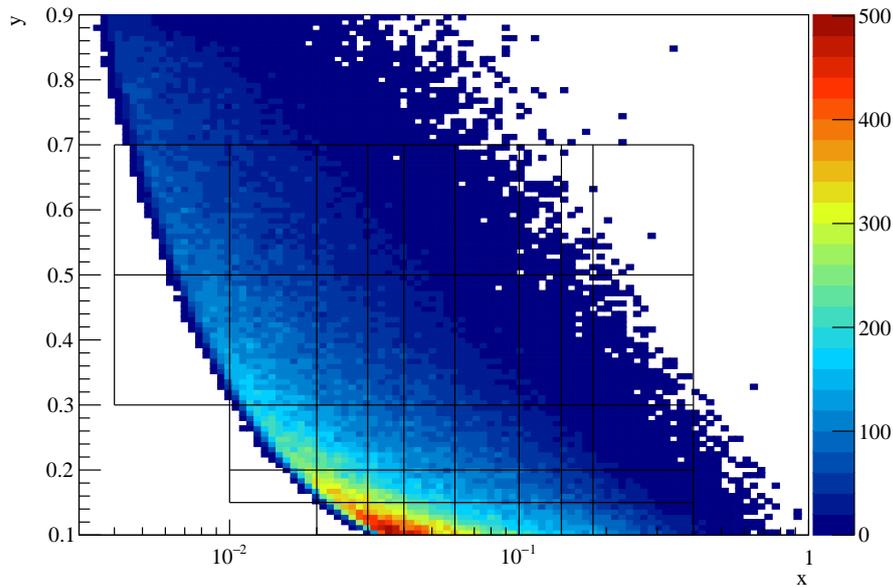


Abbildung 17: Dargestellt ist die Anzahl der DIS Ereignisse (Farbskalar) in Abhängigkeit der kinematischen Variablen x (logarithmisch) und y . Die schwarz umrandeten Bereiche geben die Intervallgrenzen an, die in der Analyse verwendet werden.

4.1 DATENSELEKTION FÜR DIE EXPERIMENTELLEN MULTIPLIZITÄTEN

Die Anzahl der DIS Ereignisse und die Anzahl der dabei entstehenden Hadronen wird durch eine Datenselektion bestimmt. Die dabei angewendeten kinematischen und geometrischen Schnitte werden im Folgenden beschrieben.

4.1.1 Selektion der DIS Ereignisse

Für die Analyse werden zunächst Ereignisse mit einem primären Vertex, der ein einlaufendes und ein auslaufendes Myon besitzt, selektiert. Um sicherzustellen, dass es sich bei dem Ereignis um eine tief-inelastische Streuung handelt werden folgende Schnitte angewendet:

1. Bester primärer Vertex mit einem ein- und auslaufendem Myon
2. Einlaufendes Myon mit Impulsmessung in BMS (PHAST PaParticle::Chi2CutFlag())

3. Energie des Strahlmyons: $140 \text{ GeV} > E_\mu > 180 \text{ GeV}$
4. Vertexposition ist innerhalb des Targets
 - Radialer Targetschnitt (X-Y-Ebene): 1.8 cm
 - Position entlang der Z-Achse: $-311.19 \text{ cm} < Z < -71.19 \text{ cm}$
5. Impuls des gestreuten Myon wurde gemessen
6. $Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$
7. $0.1 < y < 0.7$
8. $0.004 < x < 0.7$
9. $5 \text{ GeV/c}^2 < W < 17 \text{ GeV/c}^2$
10. ν Schnitt (wird in 4.1.2 erläutert)
 - $v_{\max} = \sqrt{p_{\max}^2 + m^2}/z_{\max}$
 - $v_{\min} = \sqrt{p_{\min}^2 + m^2}/z_{\min}$
11. Triggersignal von LT, MT oder OT

Der beste primäre Vertex wird bei der Rekonstruktion der Ereignisse festgelegt (siehe 3.7) und kann über eine PHAST-Funktion ausgewählt werden. Der BMS Schnitt prüft ob der Impuls des Strahlmyons gemessen wurde. Da nur Streueignisse an einem Proton des Targets berücksichtigt werden sollen, wird die Position des primären Vertex auf eine Position innerhalb des Targetmaterials beschränkt. Der hier verwendete Targetschnitt folgt aus der Analyse in Referenz [29]. Die weiteren kinematischen Schnitte garantieren, dass es sich bei dem betrachteten Ereignis um ein DIS-Ereignis handelt. Die untere Grenze von Q^2 und W stellt sicher, dass die eingebrachte Energie über der Anregungsenergie der Resonanzen des Nukleons liegt. Die Beschränkung des relativen Energieübertrags y ist ein reiner Qualitätsschnitt. Das untere Limit von 0.1 unterdrückt Ereignisse, die sich aufgrund des geringen Energieübertrags nur schwer rekonstruieren lassen. Die obere Grenze schließt Ereignisse aus, die durch den hohen Energieübertrag sehr große Strahlungskorrekturen (siehe Abschnitt 4.2) benötigen. Dargestellt ist dieser Schnitt in Abbildung 18, indem der nach dem Schnitt verbleibende Bereich farblich markiert ist. Die unteren Grenzen von x und W folgen im Wesentlichen aus der Begrenzung von Q^2 und y (siehe Abb. 19).

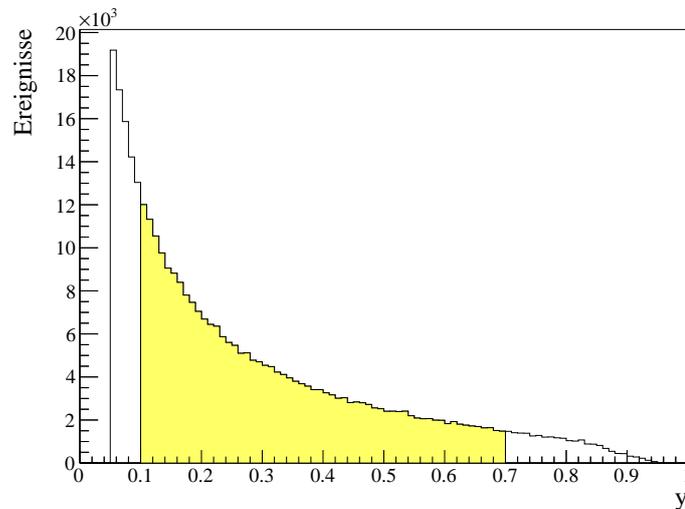


Abbildung 18: Abgebildet ist hier die Verteilung der Ereignisse auf den y -Bereich nach Anwenden des Q^2 -Schnitts. Gelb markiert sind alle Ereignisse, die nach dem zusätzlichen Anwenden des y -Schnitts verbleiben. Die untere Grenze schließt Ereignisse aus die sich nur schlecht rekonstruieren lassen und die obere Grenze Ereignisse die große Strahlungskorrekturen benötigen.

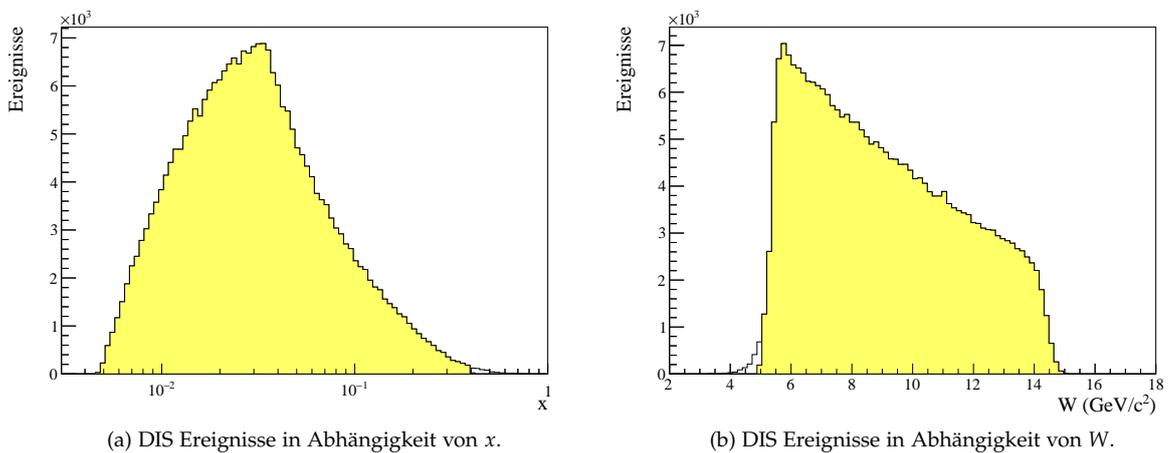


Abbildung 19: Dargestellt sind die Anzahl der DIS Ereignisse in Abhängigkeit von x (a) und W (b), nach Anwendung des Q^2 - und y -Schnitts. Der markierte Bereich kennzeichnet alle Ereignisse, die nach dem x - bzw. W -Schnitt verbleiben. Die Grenzen des x - und W -Bereichs sind hauptsächlich durch die beiden zuvor angewendeten kinematischen Schnitte festgelegt.

4.1.2 Selektion der Hadronen

Hier betrachtet man alle Teilchen, die als auslaufende Teilchen der primären Vertices rekonstruiert wurden. Um aus diesen die Hadronkandidaten zu bestimmen, nutzt man die folgenden Schnitte:

1. Teilchen ist nicht das gestreute Myon
2. Spur des Teilchens wurde vor und nach dem Magneten der LAS-Stufe des Spektrometers (SM₁) rekonstruiert (Impulsmessung)
3. Teilchen hat weniger als 15 Strahlungslängen an Material durchquert
4. $0.2 < z < 0.85$
5. Eintrittswinkel in den RICH: $0.01 \text{ rad} < \theta < 0.12 \text{ rad}$
6. $12 \text{ GeV}/c < p_h < 40 \text{ GeV}/c$
7. Teilchen nicht innerhalb des Strahlrohrs des RICH-Detektors (RICH-pipe): $X^2 + Y^2 > 25 \text{ cm}^2$

Die Impulsmessung eines Teilchens ist nur dann möglich, wenn die Spur vor und nach dem ersten Dipolmagneten (SM₁, Z=350 cm) rekonstruiert werden konnte. Durchquert ein Teilchen mehr als 15 Strahlungslängen an Material handelt es sich sehr wahrscheinlich um ein Myon, das entweder Teil des Strahls war oder um ein Myon das durch Reaktionen kosmischer Strahlung mit der Atmosphäre produziert wurde. Der Schnitt auf die Hadronenergie z beschränkt den Ursprung der Hadronen. Die untere Grenze entfernt dabei Hadronen die sehr wahrscheinlich aus der Fragmentation des Targets entstehen und die obere Grenze unterdrückt (teilweise) Pionen, die aus dem Zerfall von diffraktiv produzierten Mesonen stammen. Der in Abschnitt 4.1.1 aufgeführte ν -Schnitt berücksichtigt, dass die Energie des ausgetauschte virtuellen Photon ausreichend sein muss, um ein Hadron in einem bestimmten Energiebereich z zu erzeugen. Hierbei bezeichnet z_{\min} und z_{\max} die jeweiligen Intervallgrenzen, m die Masse des Hadrons und p_{\min} und p_{\max} sind die Impulsgrenzen der Hadronselektion. Die Begrenzung der Impulse und Winkel der Hadronen beschränkt ihre Kinematik auf einen Bereich, in dem der Detektor die besten Eigenschaften zur Teilchenidentifikation aufweist. Um den Eintrittswinkel am Eingang des RICH-Detektors zu bestimmen, wird die Teilchenbahn durch eine PHAST-Funktion bis zu dessen Position (Z=615.6 cm) extrapoliert. Der Schnitt auf das Strahlrohr folgt aus dessen Geometrie und stellt sicher, dass der Detektor überhaupt erst die Möglichkeit hatte, das einlaufende Teilchen zu identifizieren. Genauer zur Teilchenidentifikation folgt in Abschnitt 4.3.

Bei der Selektion der experimentellen Daten werden die Hadronen zunächst alle als Pionen behandelt. Durch die, im Vergleich zu den Teilchenmassen relativ großen Impulse, führt diese Näherung im weiteren jedoch nur zu sehr geringen Abweichungen. Die Ergebnisse der jeweiligen Schnitte auf die Anzahl der auslaufenden Teilchen sind in Abbildung 20 dargestellt.

4.2 STRAHLUNGSKORREKTUR

Wie in Abschnitt 2.1.1.2 beschrieben, kann aus dem Wirkungsquerschnitte der Lepton-Nukleon-Streuung auf die innere Struktur des Nukleons geschlossen werden. Allerdings beschreibt Gleichung (11) nur den Streuprozess in führender Ordnung, also nur den Ein-Photonenaustausch (siehe Tab. 2). Bestimmt man experimentell den Wirkungsquerschnitt, erhält man nicht den des 1γ -Austauschs, sondern einen Wirkungsquerschnitt, der Beiträge höherer Ordnung der QED enthält. Die möglichen Beiträge der nächsten führenden Ordnung zur elastischen und inelastischen Streuung, sind in Tabelle 2 dargestellt.

Die Folge dieser Beiträge ist, dass durch die zusätzliche Abstrahlung von Photonen, der anschließend bestimmte Impulsübertrag nicht dem effektiv bei der Streuung übertragenen Impuls entspricht. Diese Strahlungseffekte werden durch:

$$\eta(x, y) = \frac{\sigma_{1\gamma}}{\sigma_{\text{mess}}} \quad (38)$$

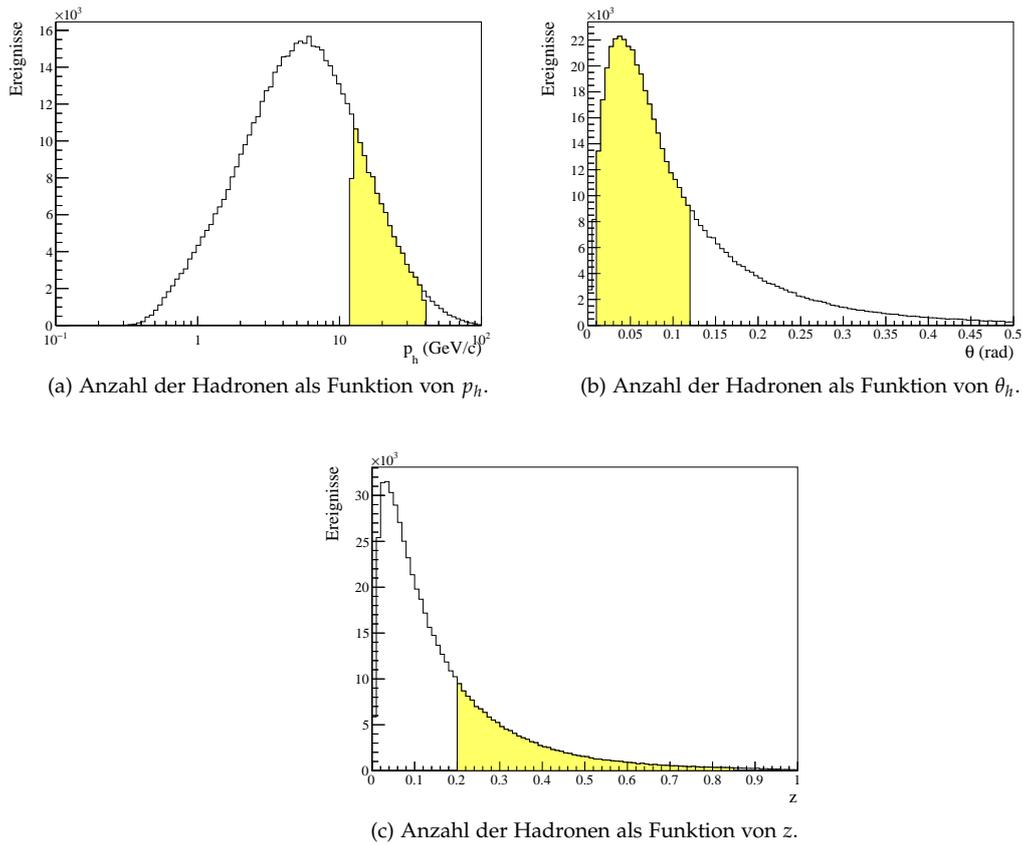


Abbildung 20: Gezeigt sind die Anzahl der auslaufenden Teilchen in Abhängigkeit von p_h (a), θ_h (b) und z (c), ohne den kinematischen Bereich der Teilchen zu beschneiden. Die Grenzen des markierten Bereichs von p_h und θ_h resultieren aus den Eigenschaften des RICH-Detektors. Die untere Grenze des z -Bereichs schließt Teilchen aus, die hauptsächlich aus der Fragmentation des Tarngetnukleons stammen. Hadronen aus dem Zerfall von diffraktiv produzierten Vektormesonen werden durch die obere Grenze teilweise unterdrückt.

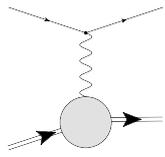
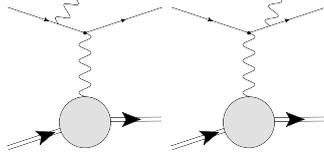
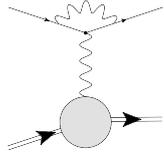
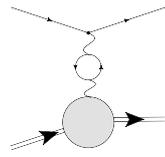
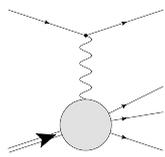
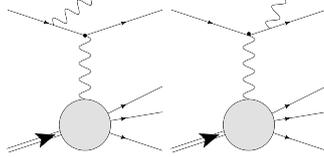
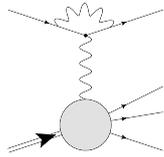
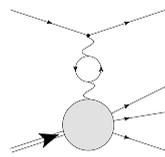
Streuung	1γ -Austausch	Bremsstrahlung	Vertexkorrektur	Vakuumpolarisation
elastisch (Kern oder Nukelon)				
inelastisch				

Tabelle 2: Dargestellt sind der 1γ -Austausch, sowie Beiträge der NLO-QED zur elastischen Streuung am Kern oder am Nukleon und der inelastischen Streuung. Bremsstrahlung tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen in dem Feld eines weiteren geladenen Teilchens beschleunigt wird. Als Folge dieser Beschleunigung wird Energie als reelle Photonen emittiert. Bei der Vertexkorrektur wird ein Photon vor der Wechselwirkung emittiert und danach wieder absorbiert. Hierbei verringert sich die Energie des einlaufenden Teilchens während der Wechselwirkung. Bei der Vakuumpolarisation bildet das ausgetauschte virtuelle Photon kurzfristig ein Fermion-Antifermion-Paar, das wieder in ein Photon annihiliert.

berechnet, und als Korrekturen angebracht. Hierbei bezeichnet $\sigma_{1\gamma}$ den Wirkungsquerschnitt des Ein-Photonenaustauschs und σ_{mess} den im Experiment gemessenen.

Bei den Korrekturen muss zwischen inklusiven und semi-inklusiven unterschieden werden. Zu den DIS-Ereignissen können neben den inelastischen auch Bremsstrahlungseffekte der elastischen Streuung am Kern oder Nukleon, bei denen ein hoch energetisches Photon emittiert wird, beitragen. Im semi-inklusiven Fall entfallen diese Effekte durch den zusätzlichen Nachweis von Hadronen. Weitere Effekte, die einen Einfluß auf die Hadronkinematik haben, wurden als gering abgeschätzt und im weiteren vernachlässigt [30]. Korrekturen dieser Art sind Teil laufender COMPASS-Untersuchungen. Genaueres zur Bestimmung der Korrekturfaktoren kann in Referenz [31] gefunden werden.

Beide Korrekturfaktoren werden durch eine PHAST-Funktion in Abhängigkeit von x und y für jedes einzelne Ereignis berechnet und später zur Gewichtung jedes DIS-Ereignisses und jedes Hadrons verwendet. Die folgende Tabelle (Tab. 3) zeigt den Einfluß der Strahlungskorrektur auf die Anzahl der DIS Ereignisse und die Anzahl der nicht identifizierten positiven und negativen Hadronen.

	DIS Ereignisse	positive Hadronen	negative Hadronen
Selektiert	1347514	208647	160514
1γ -Austausch	1228417 (-8.84%)	190286 (-8.8%)	145977 (-9.06%)

Tabelle 3: Anzahl der DIS Ereignisse, sowie der positiv und negativ geladenen Hadronen vor und nach der Anwendung der Strahlungskorrektur. Die relative Verringerung der Ereignisse ist prozentual angegeben.

4.3 EFFIZIENZ DER TEILCHENIDENTIFIKATION

Bei der Bestimmung der Multiplizitäten von Pionen und Kaonen, müssen diese zunächst mit dem RICH-Detektor (Abschnitt 3.4) identifiziert werden. Dabei wird die radiale Photonverteilung, die beim Durchqueren des Detektorvolumens von dem Teilchen erzeugt wird, durch einen Likelihood-Fit einer Teilchenart zugewiesen. Wie diese Zuweisung erfolgt, ist Thema der nächsten Teilabschnitte.

Zunächst wird als Grundlage die LH-Methode genauer diskutiert und die Anwendung der Methode am Beispiel der Teilchenidentifikation veranschaulicht. Da es dabei auch zu falschen oder nicht eindeutigen Identifikationen kommen kann, bestimmt man die Effizienzen der Teilchenidentifikation. Die Methode sowie das Ergebnis dieser Analyse und ein Vergleich mit den Effizienzen aus dem Jahre 2011 sind ebenfalls Teil des folgenden Kapitels. Abschließend werden die daraus resultierenden Korrekturen auf die Anzahl der identifizierten Pionen und Kaonen angewendet und ihr Einfluß auf die Ergebnisse gezeigt.

4.3.1 Die Likelihood-Methode

Die LH-Methode ist ein statistisches Verfahren, mit dem sich ein geeignetes Modell zur Beschreibung eines Datensatzes finden lässt bzw. sich die Werte, der in diesem Modell verwendete Parameter, abschätzen lassen. Die folgende Beschreibung basiert auf den Büchern von R. J. Barlow [32] und von V. Blobel und E. Lohrmann [33].

Der erste Schritt ist das Aufstellen der LH-Funktion. Man geht von einer Stichprobe \vec{s} mit dem Umfang l und den Elementen s_i aus

$$\vec{s} = (s_1, s_2, \dots, s_l), \quad (39)$$

die einer Grundgesamtheit mit der Wahrscheinlichkeitsdichte $f(s|\kappa)$ folgt. Diese Wahrscheinlichkeitsdichte ist durch einen Satz von Parametern $\kappa = \kappa_1, \dots, \kappa_m$ bestimmt. Um die Stichprobe anhand eines Modells zu erfassen, müssen einige Voraussetzungen erfüllt sein.

- (i) Die Stichprobe kann als l -dimensionale Zufallsvariable aufgefasst werden und ihr kann eine Wahrscheinlichkeitsdichte $g(\vec{s})$ zugeordnet werden:

$$g(\vec{s}) = g(s_1, s_2, \dots, s_l). \quad (40)$$

- (ii) Die Stichprobe ist zufällig.

- a) Die s_i sind unabhängig:

$$g(\vec{s}) = g_1(s_1) \cdot g_2(s_2) \cdot \dots \cdot g_l(s_l). \quad (41)$$

- b) Jedes Element s_i folgt der Wahrscheinlichkeitsdichte der Grundgesamtheit:

$$g_i(s_i) = f(s|\kappa). \quad (42)$$

Sind diese Bedingungen erfüllt, ist die LH-Funktion $L(s_1, \dots, s_l|\kappa)$ definiert als

$$L(s_1, \dots, s_l|\kappa) = \prod_{i=1}^l f(s_i|\kappa) \quad (43)$$

und besagt, dass die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der Stichprobe, gleich dem Produkt für das Auftreten jedes einzelnen Elements der Stichprobe ist. Normiert ist diese Wahrscheinlichkeitsdichte der Stichprobe auf deren Definitionsbereich Ω :

$$\int_{\Omega} L(s_1, \dots, s_l|\kappa) ds_1 \dots ds_l = 1. \quad (44)$$

Um nun aus allen möglichen Parametersätzen den Satz $\hat{\kappa}$ auszuwählen, der die beste Beschreibung der wahren Verteilung liefert, wendet man das Maximum-Likelihood-Prinzip (MLH-Prinzip) an. Dieses Prinzip kann wie folgt formuliert werden:

Wähle aus allen möglichen Parametersätzen κ den Satz $\hat{\kappa}$ als beste Schätzung aus,
für den gilt:

$$L(s_1, \dots, s_l | \hat{\kappa}) \geq L(s_1, \dots, s_l | \kappa) \quad \forall \kappa. \quad (45)$$

Das bedeutet, dass das Maximum der LH-Funktion in Bezug auf die Parameter gefunden werden muss. Hat man das Maximum gefunden, hat man auch die beste Abschätzung der Parameter gefunden.

Da die LH-Funktion als Wahrscheinlichkeitsdichte sehr kleine Werte liefern kann, ist es üblich stattdessen die logarithmische LH-Funktion zu definieren:

$$\mathcal{L}(s_1, \dots, s_l | \kappa) = \ln L(s_1, \dots, s_l | \kappa) = \sum_{i=1}^l \ln f(s_i | \kappa). \quad (46)$$

Die Maximierungsbedingung für mehrere Parameter $\kappa = \kappa_1, \dots, \kappa_m$ ist somit:

$$\frac{\partial \mathcal{L}(s_1, \dots, s_l | \kappa)}{\partial \kappa_j} = \frac{\partial}{\partial \kappa_j} \sum_{i=1}^l \ln f(s_i | \kappa) = 0 \quad \text{für } \kappa = \hat{\kappa}. \quad (47)$$

In vielen physikalischen Systemen kann man geometrische oder kinematische Zwangsbedingungen z_c finden, wie z.B., das bei der Elektron-Positron-Annihilation im Schwerpunktsystem die Summe der Impulse gleich null und die Summe der Energien gleich zweimal der Strahlenergie entspricht. Diese Bedingungen können genutzt werden, um je einen der Parameter des Systems zu eliminieren. Dies ist allerdings häufig nicht erwünscht, da diese Eliminierung oft nur durch komplizierte Algorithmen möglich ist bzw. die äquivalente Behandlung der Parameter nach der Anpassung nicht mehr gewährleistet ist. Um jedoch die Zwangsbedingungen im Weiteren zu berücksichtigen, können diese als Funktionen $c_k(\kappa)$ ($k = 1, \dots, z_c$), analog zu der Methode der Lagrange-Multiplikatoren in der Mechanik, in die LH-Funktion einbezogen werden:

$$\mathcal{L}(s_1, \dots, s_l | \kappa) = \ln L(s_1, \dots, s_l | \kappa) = \sum_{i=1}^l \ln f(s_i | \kappa) - \sum_{k=1}^{z_c} \lambda_k c_k(\kappa). \quad (48)$$

Die insgesamt z_c Lagrange-Multiplikatoren λ_k werden im Weiteren wie zusätzliche Parameter behandelt. Zu den Maximierungsbedingungen in Gleichung (47) kommen somit noch die z_c Bedingungen der Zwangsbedingungen:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \lambda_k} = c_k(\kappa) = 0. \quad (49)$$

Da die LH-Methode nicht nur bei der Teilchenidentifikation durch den RICH-Detektor eingesetzt wird, sondern auch bei den Fits zur Bestimmung der RICH-Effizienzen (siehe Abschnitt 4.3.3.2.1) wird die dort verwendete erweiterte Maximum Likelihood- Methode (erweiterte ML-Methode) im weiteren besprochen. Angewendet wird diese Methode vor allem bei Problemen, bei welchen der Fit auch die Anzahl der erwarteten Ereignisse liefert und diese den beobachteten Ereignissen angepasst werden sollen. Zum Beispiel ist das der Fall, wenn n Ereignisse vorliegen, die sich aus einer Summe mehrerer Quellen n_i zusammensetzen. Die Zwangsbedingung, die daraus folgt, ist das $n = \sum_{i=1}^j n_i$. Diese Bedingung kann nun als zusätzlicher Faktor in die LH-Funktion eingesetzt werden. Der Faktor entspricht dann einer Poisson-Verteilung, die die Wahrscheinlichkeit beschreibt, dass bei einem Erwartungswert λ auch n Ereignisse beobachtet werden:

$$L(s_1, \dots, s_l | \kappa) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} \prod_{i=1}^n f(s_i | \kappa). \quad (50)$$

Für die logarithmische LH-Funktion folgt somit:

$$\mathcal{L}(s_1, \dots, s_l | \kappa) = n \ln \lambda - \lambda + \sum_{i=1}^n \ln f(s_i | \kappa). \quad (51)$$

Der Term $-\ln n!$ ist für die folgende Maximierung irrelevant und wurde deshalb weggelassen. Mit Hilfe der folgenden Umrechnung:

$$n \ln \lambda + \sum_{i=1}^n \ln f(s_i | \kappa) = \sum_{i=1}^n (\ln f(s_i | \kappa) + \ln \lambda) = \sum_{i=1}^n \ln(\lambda f(s_i | \kappa)), \quad (52)$$

ist es möglich, eine Funktion $g(s_i | \kappa) = \lambda f(s_i | \kappa)$ zu definieren, die durch λ normiert ist:

$$\int_{\Omega} g(s_i | \kappa) ds_1 \dots ds_l = \lambda \int_{\Omega} f(s_i | \kappa) ds_1 \dots ds_l = \lambda. \quad (53)$$

Damit kann Gleichung (51) in die gängige Form der erweiterten LH-Funktion

$$\mathcal{L}(s_1, \dots, s_l | \kappa) = \sum_{i=1}^n \ln g(s_i | \kappa) - \int_{\Omega} g(s_i | \kappa) ds_1 \dots ds_l \quad (54)$$

umgeschrieben werden. Daraus folgt, dass $\mathcal{L}(s_1, \dots, s_l | \kappa)$ maximal wird, wenn der zusätzliche Term gleich der Anzahl der tatsächlichen Ereignisse n entspricht.

4.3.2 Teilchenidentifikation durch den RICH

Die Teilchenidentifikation mit Hilfe der LH-Methode erfolgt durch Auffinden des maximalen LH-Funktionswertes. Die LH-Funktion beschreibt dabei die radiale Photonverteilung.

Dabei ist ein wesentlicher Schritt, das zunächst die radiale Photonverteilung (siehe Abb. 21 (a)) möglichst genau bestimmt wird. Diese ist abhängig von der Detektorgeometrie, der Genauigkeit bei der Bestimmung der Trajektorie des zu identifizierenden Teilchens, sowie von der Genauigkeit mit der die Parameter, die die Photonposition in der Ringebene beschreiben, bestimmt werden können. Die beiden Parameter, die dabei genutzt werden, sind zum einen der rekonstruierte Winkel, unter dem das Photon (Ph) relativ zur Teilchenbahn emittiert wurde Θ^{Ph} und der rekonstruierte Azimutalwinkel, um die Teilchenbahn Φ^{Ph} . Genaueres zur Rekonstruktion des Rings bzw. der Photonverteilung kann in den Referenzen [34], [35] und [36] gefunden werden.

Die LH-Funktion zur Beschreibung der Photonverteilung ist gegeben als:

$$L_{N_{\text{Ph}}} = \prod_{k=1}^{N_{\text{Ph}}} [(1 - \epsilon) G(\Theta_k^{\text{Ph}}, \Phi_k^{\text{Ph}}) + \epsilon B(\Theta_k^{\text{Ph}})]. \quad (55)$$

Hierbei ist

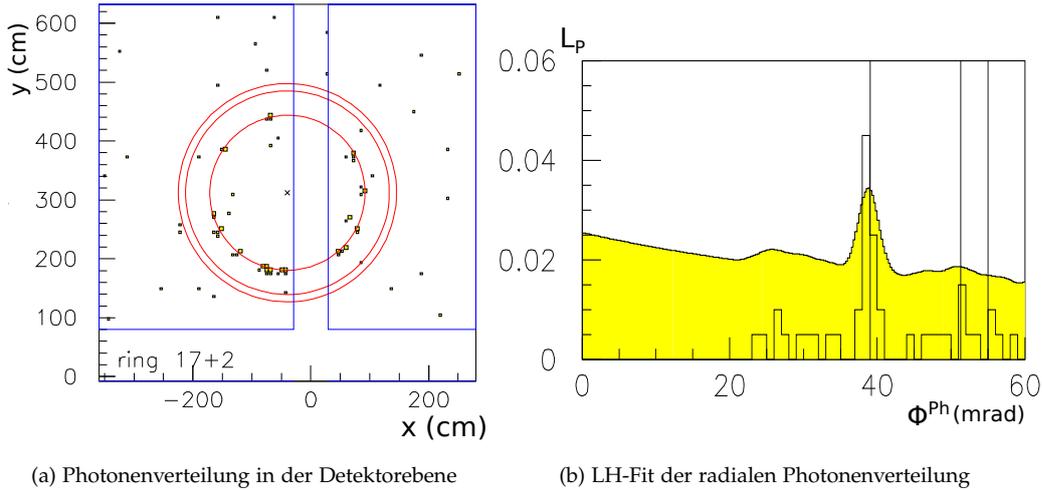
$$G(\Theta_k^{\text{Ph}}, \Phi_k^{\text{Ph}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{\theta,k}^{\text{Ph}}} e^{-\frac{1}{2} \frac{(\Theta_k^{\text{Ph}} - \Theta^{\text{M}})^2}{(\sigma_{\theta,k}^{\text{Ph}})^2}} \cdot \frac{\Theta_k^{\text{Ph}}}{\Theta^{\text{M}}} \quad (56)$$

eine Gaußverteilung, mit der das Signal (siehe Abb. 21 (b)) beschrieben werden kann. Die Standardabweichung $\sigma_{\theta}^{\text{Ph}}(\phi_{\text{P}}^{\text{Ph}}, \beta)$ folgt aus der Genauigkeit mit der die Photonverteilung bestimmt werden kann. Diese ist wiederum abhängig von dem azimuthalen Photonwinkel ($\phi_{\text{P}}^{\text{Ph}}$), allerdings in der Ebene der Photodetektoren, die durch den Index P gekennzeichnet ist und der Teilchengeschwindigkeit relativ zur Lichtgeschwindigkeit β . Mit Θ^{M} ist die Massenhypothese bezeichnet. Sie ist bestimmt durch den erwarteten Cherenkovwinkel für eine bestimmte Teilchenart bzw. Teilchenmasse mit der Geschwindigkeit β . Mögliche Teilchen sind Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen. Der Cherenkovwinkel als Funktion des Teilchenimpulses ist in Abbildung 22 gezeigt,

in der sich vier Bänder ausprägen. Drei der Bänder lassen sich auf die Hadronen (π , K und p) zurückführen. Das Band bei kleinen Impulsen wird durch Elektronen und Positronen erzeugt. Der Untergrund verursacht durch das elektronische Rauschen der Photodetektoren, kann durch die Funktion:

$$B(\Theta_k^{\text{PH}}) = \frac{2}{(\Theta_L)^2} \Theta_k^{\text{Ph}} \quad (57)$$

beschrieben werden. Hierbei ist Θ_L die obere Grenze des Winkelbereichs zwischen der rekonstruierten Ringgrenze und der Teilchenbahn (Θ^{Ring}). Die Grenze wird durch eine MC-Simulation ermittelt. Auch der Faktor ϵ aus Gleichung 55 folgt aus einer Simulation und gibt das Verhältnis des Signals zum Untergrund wieder. Da alle Parameter der LH-Funktion bekannt sind, kann für



(a) Photonverteilung in der Detektorebene

(b) LH-Fit der radialen Photonverteilung

Abbildung 21: Die Abbildung (a) zeigt die Photonverteilung in der Ebene der Photodetektoren. Das x markiert die Projektion der Teilchenbahn. Die roten Ringe entsprechen von innen nach außen der Verteilung die durch ein Proton, ein Kaon oder ein Pion erzeugt werden würden. Die gelben Markierungen sind die detektierten Photonen. In (b) ist das Ergebnis des LH-Fits der Photonverteilung mit der Protonhypothese dargestellt.

jede Massenhypothese der Wert dieser Funktion bestimmt werden. Normiert man die Funktion noch auf die Anzahl der Photonen N_{Ph} , also $L = \frac{N_{\text{Ph}}}{\sqrt{L_{N_{\text{Ph}}}}}$, kann durch einen Vergleich der Werte die Teilchenart ermittelt werden.

Zusätzlich zum Vergleich der Werte, kann das Verhältnis dieser Werte festgelegt werden. Das festgelegte Verhältnis bestimmt die Härte des LH-Schnittes und somit die Reinheit des Datensatzes. Es richtet sich nach den Anforderungen der durchgeführten Datenanalyse. So werden z.B. bei Analysen mit niedriger Statistik, die aber keine hohen Ansprüche an die Reinheit des Datensatzes stellen, eher kleine Verhältnisse gewählt, um so eine höhere Statistik zu erhalten. Es muss außerdem noch Berücksichtigt werden, dass der RICH-Detektor erst ab dem Überschreiten der Impulsschwelle die Teilchen identifizieren kann (siehe Abb. 22). Die Impulsschwelle p_{thr} kann für jede Teilchenart i durch

$$p_{\text{thr},i} = m_i \cdot \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (58)$$

berechnet werden. Dabei ist m_i die Ruhemasse des Teilchens und n der Brechungsindex des Detektorgases. Die im Folgenden verwendeten LH-Verhältnisse und Schwellen für jede Teilchenart sind in Tabelle 4 zusammengefasst. Die zugehörigen Impulsschwellen zu Tabelle 4 sind $p_{\text{thr},\pi} = 2.53$ GeV/c, $p_{\text{thr},K} = 8.97$ GeV/c und $p_{\text{thr},p} = 17.04$ GeV/c. Bei der Protonenidentifikation werden zwei Fälle unterschieden. Der erste Fall tritt ein, wenn die Impulsschwelle des Proton überschritten ist

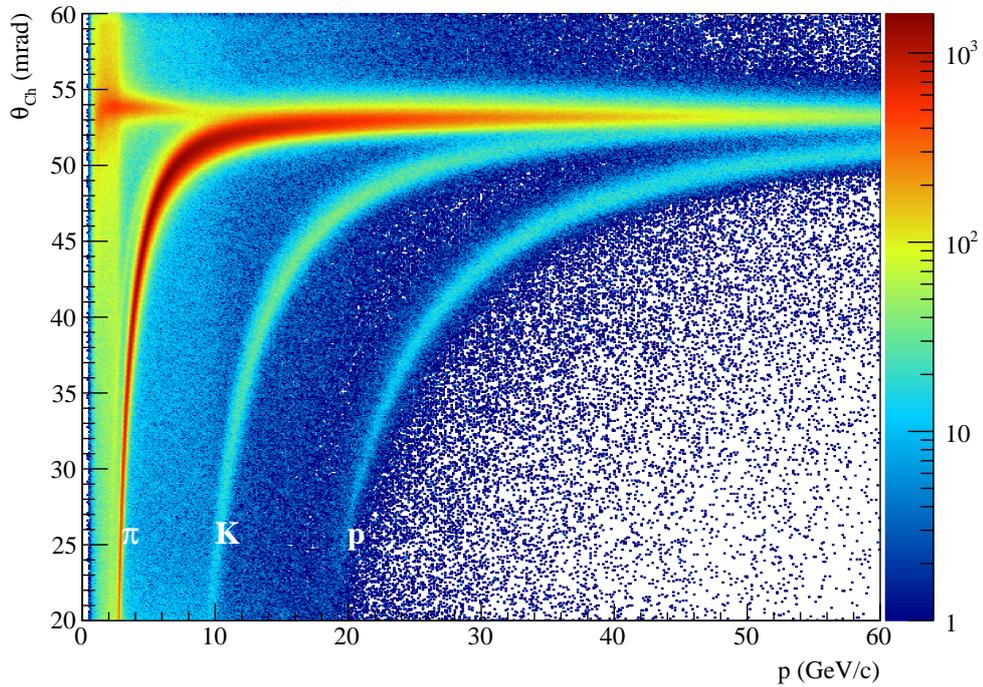


Abbildung 22: Dargestellt ist die Anzahl von Teilchen (farbskala) in Abhängigkeit ihres Impulses und dem gemessenen Cherenkovwinkel. Zu erkennen sind vier Bänder. Das Band am linken Rand wird durch Elektronen und Positronen erzeugt. Die drei verbleibenden Bänder werden von Pionen, Kaonen und Protonen erzeugt. Jedes der Bänder beginnt bei einer Impulsschwelle, ab der die Teilchen durch den RICH identifiziert werden können.

	π	K	p	
Impulsschwelle	$p > p_{\text{thr},\pi}$	$p > p_{\text{thr},K}$	$p > p_{\text{thr},p} + 5 \text{ GeV}/c$	$p \leq p_{\text{thr},p} - 5 \text{ GeV}/c$
Likelihoodtyp i	π	K	p	bg
LH(i)/LH(π)	-	> 1.08	> 1.0	> 1.0
LH(i)/LH(K)	> 1.02	-	> 1.0	> 1.0
LH(i)/LH(p)	> 1.02	> 1.08	-	-
LH(i)/LH(bg)	> 2.02	> 2.08	> 1.0	-

Tabelle 4: Die Tabelle zeigt die in der Analyse zur Identifikation von Pionen, Kaonen und Protonen verwendeten Verhältnisse der LH-Funktionswerte.

und stellt sicher, dass das Teilchen weder ein Pion, Kaon oder ein Untergrundereignis (bg) ist. Wenn der Impuls niedriger als die Schwelle ist, können Protonen trotzdem relativ sicher identifiziert werden. Dazu nutzt man aus, dass die Wahrscheinlichkeit eines Protons hoch ist, wenn das Teilchen kein Pion oder Kaon ist [37]. In dem ± 5 GeV/c Bereich um die Impulsschwelle des Protons werden beide Fälle überprüft, um mögliche Ungenauigkeiten bei der Rekonstruktion des Impulses, sowie Unterschiede zwischen dem angenommenen und dem wahren Brechungsindex zu berücksichtigen.

Es kann jedoch vorkommen, dass durch Ungenauigkeiten bei der Rekonstruktion oder bei der Bestimmung der Teilchenbahn, sowie durch eine zu geringe Anzahl von Photonen die Identifikation nicht eindeutig ist. Um dies in der folgenden Datenanalysen zu berücksichtigen, bestimmt man die Effizienz des RICH-Detektors.

4.3.3 Bestimmung der RICH-Effizienzen

Im folgenden Abschnitt wird eine Methode vorgestellt, mit der die Effizienz des RICH-Detektors bestimmt werden kann. Definiert ist die Effizienz bei der Bestimmung einer Teilchenart t als:

$$\epsilon(t \rightarrow i) = \frac{N_{t \rightarrow i}}{N_t} \quad (59)$$

mit $t : \pi, K, p$
 $i : \pi, K, p, \text{keineID}$

Hierbei ist $N^{t \rightarrow i}$, die Anzahl der Teilchen t , die als i identifiziert wurden und N^t die Gesamtzahl der Teilchen. Die Effizienz ist vom Impuls und Winkel des Teilchens abhängig und deshalb in verschiedenen Impuls- und Winkelintervalle bestimmt. Relevant ist hier vor allem der Impulsbereich zwischen 10 und 50 GeV/c und Winkel zwischen 0.0 und 0.12 rad, die in 13 bzw. 3 Intervalle eingeteilt sind.

- p (GeV/c): {10, 11, 12, 13, 15, 17, 19, 22, 25, 27, 30, 35, 40, 50}
- θ (rad): {0.0, 0.01, 0.04, 0.12}

Die feinere Einteilung der Impulsintervalle berücksichtigt die starke Abhängigkeit der Effizienzen vom Teilchenimpuls. Die Winkelabhängigkeit wird durch die unterschiedlichen, verwendeten Photodetektoren (siehe 3.4) verursacht.

Das Vorgehen bei der Effizienzanalyse kann in zwei Schritte gegliedert werden. Zunächst ist es nötig zu wissen, welches Teilchen den RICH durchquert hat, um die Identität später mit der Aussage des Detektors zu vergleichen. Hierzu wird eine spezielle Datenselektion durchgeführt, die im ersten Teilabschnitt dieses Kapitels genau diskutiert wird. Im Anschluß muss die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse bestimmt werden. Dies erfolgt durch einen erweiterten LH-Fit, der die relevanten Anzahlen von dem nach der Selektion verbleibenden Untergrund trennt.

4.3.3.1 Datenselektion zur Bestimmung der RICH-Effizienzen

Wie zuvor erwähnt, ist das Ziel dieser Selektion, die Identität des Teilchens vor der eigentlichen Identifizierung durch den RICH festzulegen. Hierzu nutzt man insgesamt vier Zerfälle von Teilchen, die in die hier relevanten Pionen, Kaonen, Protonen und Antiprotonen zerfallen. Zur Selektion der Kaonen nutzt man den Φ -Zerfall in ein positives und ein negatives Kaon ($\Phi \rightarrow K^+ K^-$ (48.90%) [38]). Da es sich um einen Zerfall der starken Wechselwirkung handelt, reicht hier die Spektrometereauflösung nicht aus, um den Entstehungsvortex (primärer Vertex) vom Zerfallsvortex (sekundärer Vertex) zu trennen (Abb. 23 (a)). Positive und negative Pionen, sowie Protonen und Antiprotonen erhält man aus schwachen Zerfällen. Die verwendeten Zerfälle sind für Pionen der K_S^0 -Zerfall ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (69.20%) [38]) und für Protonen bzw. Antiprotonen der Λ^0 -Zerfall ($\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ (63.90%) [38]) bzw. der $\bar{\Lambda}^0$ -Zerfall ($\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} \pi^+$ (63.90%) [38]). Bei diesen Zerfällen

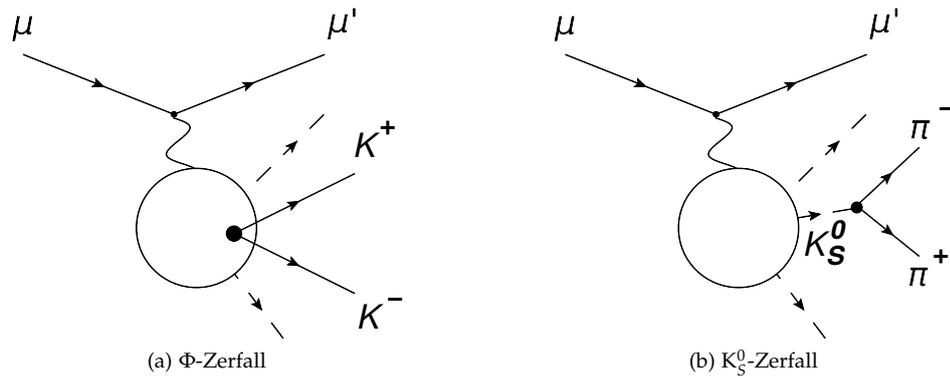


Abbildung 23: Schematische Darstellung des Φ - und K_S^0 -Zerfalls mit Berücksichtigung der Spektrometerrauflösung (Kreis). Neutrale Teilchen die nicht direkt detektiert werden können sind als gestrichelte Linie dargestellt. Beim Φ -Zerfall (a) kann der primäre Vertex an dem das Φ produziert wird nicht vom Zerfallsvertex durch das Spektrometer unterschieden werden. Wird ein K_S^0 produziert (b) können beide Vertices getrennt betrachtet werden.

können beide Vertices voneinander getrennt werden (Abb. 23 (b)), was in der folgenden Datenselektion mehr Schnitte ermöglicht. Im Massenpektrum führen alle Schnitte zu einer Reduktion des Untergrunds, so dass sich die Peaks der betrachteten Teilchen deutlicher abheben. Die Folgen der einzelnen Schnitte der jeweiligen Selektion sind in Abbildung 24, 25 und 26 dargestellt. Vergleicht man das Ergebnis der K_S^0 -Selektion bzw. der $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ -Selektion mit der Φ -Selektion, ist zu sehen, dass durch die Schnitte auf den sekundären Vertex der Untergrund deutlich stärker reduziert werden kann.

Die Schnitte, die zur Selektion der Zerfälle angewendet werden, sind wie folgt [37]:

4.3.3.1.1 SCHNITTE ZUR K_S^0 -, Λ^0 - UND $\bar{\Lambda}^0$ -SELEKTION

Primärer Vertex:

1. Bester primärer Vertex mit einem ein- und auslaufendem Myon
2. Vertexposition ist innerhalb des Targets
3. $0.1 < y < 0.9$

Sekundärer Vertex:

4. Vertex ist kein primärer Vertex
5. Vertex besitzt genau zwei auslaufende Teilchen
6. Kein Teilchen hat mehr als 10 Strahlungslängen durchquert
7. $p > 1 \text{ GeV}/c$
8. Spuren sind nicht mit einem anderen primären Vertex verbunden
9. Letzte gemessene Teilchenposition nach SM1
10. Neutrales Mutterteilchen stammt aus dem primären Vertex
11. Transversalimpulse der Zerfallsprodukte sind größer als $0.023 \text{ GeV}/c$ bezogen auf das zerfallene Teilchen
12. Primärer und sekundärer Vertex sind um mehr als 2σ getrennt

13. Teilchen nicht innerhalb des Strahlrohrs (RICH-pipe)
14. Masse des rekonstruierten Teilchens (K_S^0 , Λ^0 oder $\bar{\Lambda}^0$) unterscheidet sich um weniger als 150 MeV/c^2 vom Literaturwert

Durch den 8. Schnitt wird sichergestellt, dass die betrachteten Zerfallsprodukte wirklich einem Teilchenzerfall zugeordnet werden können. Die Teilchen also nicht aus zwei verschiedenen Streueignissen stammen, deren Bahnen sich zufälligerweise an einem Punkt schneiden, an dem sie dann als Zerfallsvertex interpretiert werden. Ähnliches folgt auch aus Schnitt 10. Hier wird die Richtung des zerfallenden Teilchens mit der Richtung verglichen, die sich aus dem Abstand des primären und sekundären Vertex ergibt. Stimmt die Richtung dieser beiden Vektoren nahezu überein (Winkel < 0.01 rad) ist es sehr wahrscheinlich, dass am primären Vertex ein neutrales Teilchen, das nicht als solches rekonstruiert werden kann, entstanden ist und am sekundären Vertex zerfallen ist. Durch die Forderung, dass die Transversalimpulse der Zerfallsprodukte relativ zum zerfallenen Teilchen größer als $0.023 \text{ GeV}/c$ (Schnitt 11) sind, werden Elektronen und Positronen unterdrückt. Die Transversalimpulse der Elektronen und Positronen sind in der Regel deutlich kleiner. Schnitt 12 stellt sicher, dass die beiden Vertices ausreichend getrennt sind, um sie zu trennen. Dafür kann innerhalb der PHAST-Routine die Kovarianz der Vertexfits für die X-, Y- und Z-Richtung separat abgefragt werden. Addiert man nun die Kovarianzen des primären und des sekundären Vertex und zieht anschließend die Wurzel, erhält man ein Maß (σ) für die Ortsauflösung und kann diese mit dem Abstand von primären und sekundären Vertex vergleichen.

4.3.3.1.2 SCHNITTE ZUR Φ -SELEKTION

1. Bester primärer Vertex mit einem ein- und auslaufendem Myon
2. Vertexposition ist innerhalb des Targets
3. $0.1 < y < 0.9$
4. mindestens drei auslaufende Teilchen
5. Bilde entgegengesetzt geladene Paare aus auslaufenden Teilchen (ohne das gestreute Myon)
6. $9 < p_h < 55 \text{ GeV}/c$
7. Letzte gemessene Teilchenposition nach SM_1
8. Transversalimpulse der Zerfallsprodukte bezogen auf das zerfallene Teilchen ist größer als $0.023 \text{ GeV}/c$
9. Teilchen nicht innerhalb des Strahlrohrs (RICH-pipe)
10. Masse des rekonstruierten Teilchens (Φ) unterscheidet sich um weniger als $120 \text{ MeV}/c^2$ vom Literaturwert

Bei der Φ -Selektion fallen sämtliche Schnitte auf den sekundären Vertex aus zuvor genannten Gründen weg, deshalb erfolgt eine stärker Selektion auf den primären Vertex. Die wesentlichen und zuvor noch nicht beschriebenen Schnitte sind, der 4. Schnitt, der garantiert, dass neben dem gestreuten Myon mindestens zwei weitere Teilchen, also ein potentieller Φ -Zerfall, im Ausgangskanal der Reaktion gefunden werden und der Impulsschnitt, der den Bereich auf den für die RICH-Effizienzen relevanten Bereich einschränkt.

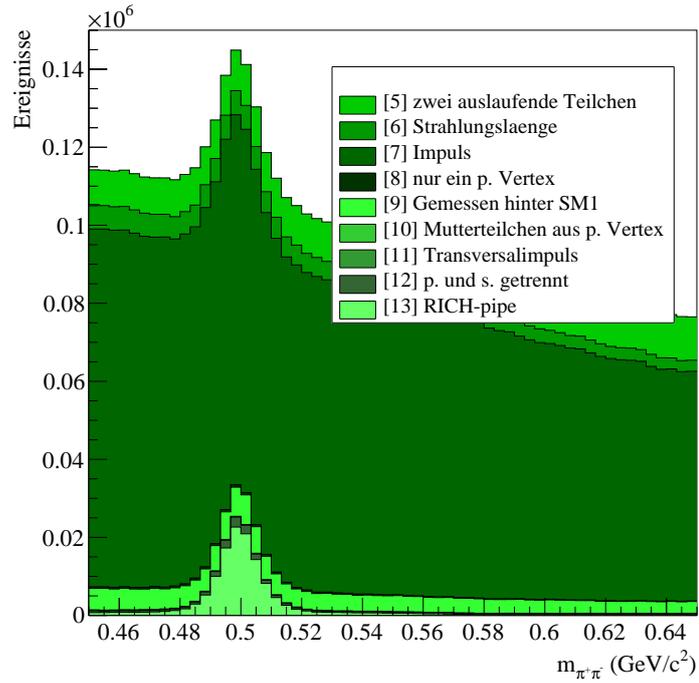


Abbildung 24: Dargestellt ist hier der Einfluß der Schnitte im Spektrum der invarianten Massen der Zerfallsprodukte des K_S^0 . Am stärksten wird der Untergrund durch die Schnitte auf den sekundären Vertex (8, 10 und 12) reduziert. Nach der Anwendung der Schnitte lässt sich der K_S^0 -Peak im Massenspektrum gut erkennen.

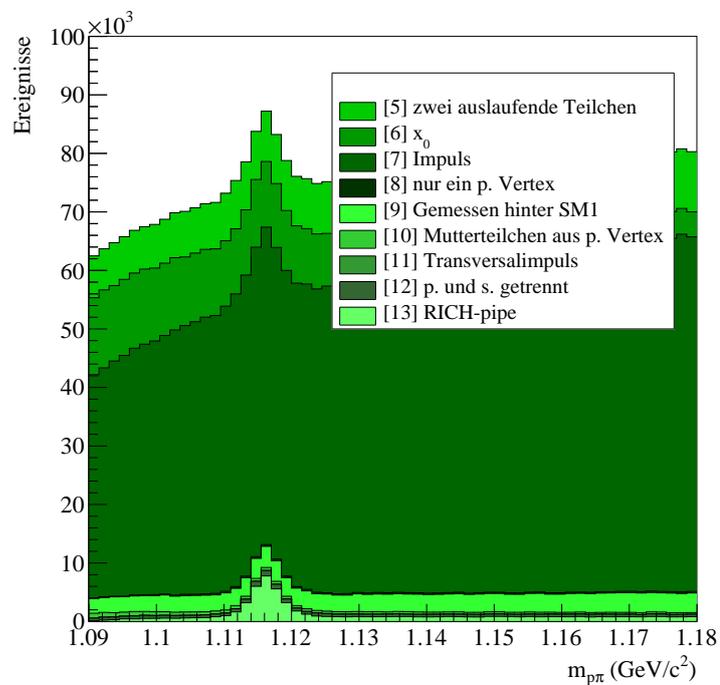


Abbildung 25: Einfluß der Schnitte bei der Λ^0 -Selektion

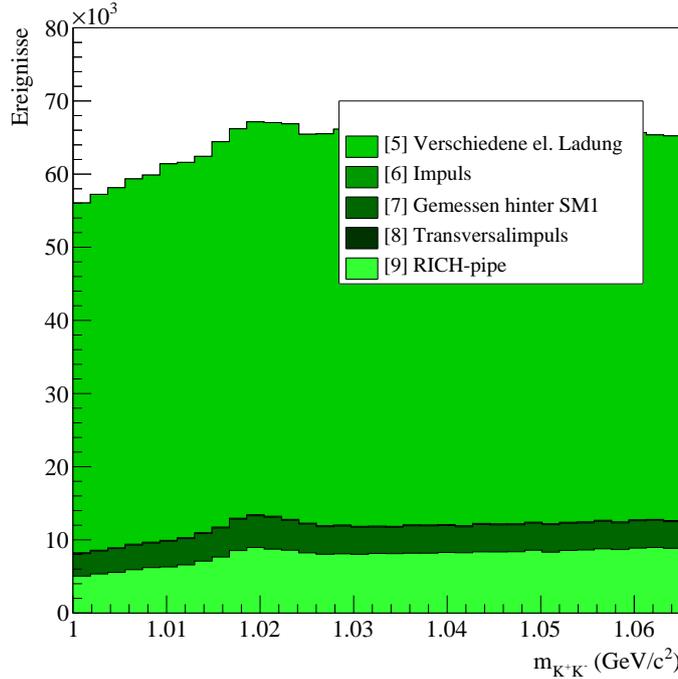


Abbildung 26: Bei der Φ -Selektion verbleibt auch nach der Anwendung der Schnitte ein deutlicher Untergrund. Der Φ -Peak ist nur schwach zu erkennen.

Das Ergebnis der Selektionen kann im sogenannten Armenteros-Plot (Abb. 27) veranschaulicht werden. Hierbei wird der Transversalimpuls der Zerfallsprodukte p_t und die kinematische Variable α in einem zweidimensionalen Histogramm dargestellt. Die Variable α kann wie folgt berechnet werden:

$$\alpha = \frac{\sqrt{p_1^2 - p_{t,1}^2} - \sqrt{p_2^2 - p_{t,2}^2}}{\sqrt{p_1^2 - p_{t,1}^2} + \sqrt{p_2^2 - p_{t,2}^2}}. \quad (60)$$

Hierbei sind p_1 und p_2 die Impulse des Teilchens 1 und 2 und $p_{t,1}$ sowie $p_{t,2}$ die korrespondierenden Transversalimpulse. Demnach ist $\sqrt{p^2 - p_t^2}$ der longitudinale Impuls der jeweiligen Teilchen. Die Variable α ist also ein Maß für die longitudinale Impuls-Asymmetrie des Zerfalls. Die parabelförmige Verteilung von Ereignissen in der Mitte der Abbildung entsteht durch den großen Untergrund der Φ -Selektion. Der eigentliche Φ -Zerfall wird nur durch einen helleren, parabelförmigen Schatten in der unteren Bildhälfte innerhalb des Untergrund sichtbar. Weiter sind insgesamt drei bogenförmige Verläufe zu erkennen. Der Bogen, der nahezu über die gesamte Breite der Abbildung reicht, resultiert aus dem K_S^0 -Zerfall. Die beiden schmalen Parabeln an den jeweiligen Rändern aus dem Λ^0 bzw. $\bar{\Lambda}^0$ -Zerfall. Hierbei ist darauf zu achten, dass das erste Teilchen bei der Berechnung von α immer das Teilchen mit einer positiven elektrischen Ladung ist. Durch die gegensätzliche Ladung der Pionen und Protonen im Falle der beiden Λ -Zerfälle und dem daraus folgenden vertauschten Verhältnis der longitudinalen Impulse der Teilchen folgt für den Λ^0 -Zerfall stets ein positiver α -Wert und für den $\bar{\Lambda}^0$ -Zerfall ein negativer α -Wert. Dieser Umstand wird auch genutzt, um in der Λ -Selektion beide Fälle voneinander zu unterscheiden.

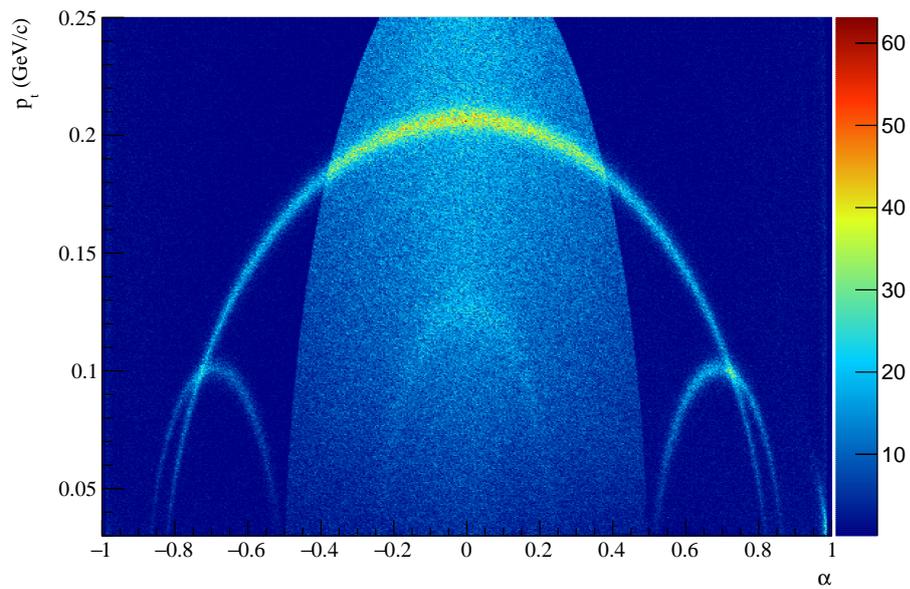


Abbildung 27: Abgebildet ist die Anzahl von Teilchen (farbskala) in Abhängigkeit von α und p_t im Armenteros-Plot. Die Ergebnisse der K_S^0 -, Λ^0 -, $\bar{\Lambda}^0$ - und Φ -Selektion werden durch die parabelförmigen Bänder veranschaulicht. Die Konzentration von Ereignissen in der Mitte der Abbildung kommt durch den großen Untergrund bei der Φ -Selektion. Der eigentliche Zerfall ist nur der parabelförmige Schatten innerhalb des Untergrunds in der unteren Bildhälfte. Dem K_S^0 -Zerfall entspricht der Parabel, die fast über die gesamte Bildbreite reicht. Die kleineren Parabeln am linken bzw. rechten Rand stellen den $\bar{\Lambda}^0$ - bzw. Λ^0 -Zerfall dar.

4.3.3.2 Bestimmung der Anzahl der Teilchen

Nach der vorangegangenen Selektion ist es notwendig, die wahre ID der Teilchen mit der ID, die vom RICH-Detektor bestimmt wurde, zu vergleichen. Am Beispiel des K_S^0 -Zerfalls sollen die weiteren Schritte erläutert werden.

Zunächst wählt man eines der Zerfallprodukte aus, z.B. das positive Hadron und überprüft, ob es als π^+ vom RICH-Detektor identifiziert wurde. Durch diese Wahl liegt die ID des zweiten Teilchens fest. Nun überprüft man die Aussage des Detektors. Dabei unterscheidet man vier Fälle. Entweder hat der Detektor das Teilchen korrekt als π^- identifiziert oder fehlerhaft als K^- oder \bar{p} . Im letzten Fall war keine eindeutige Identifikation möglich (keineID $^-$). Die Ereignisse dieser Fälle werden in einem invariante Massespektrum für jeden Winkel- und Impulsintervall gespeichert (Abb. 28). Analog geht man vor, wenn man als erstes das negative Hadron betrachtet und ebenso bei der Betrachtung der anderen Zerfälle. Da nach der Datenselektion noch ein Untergrund im

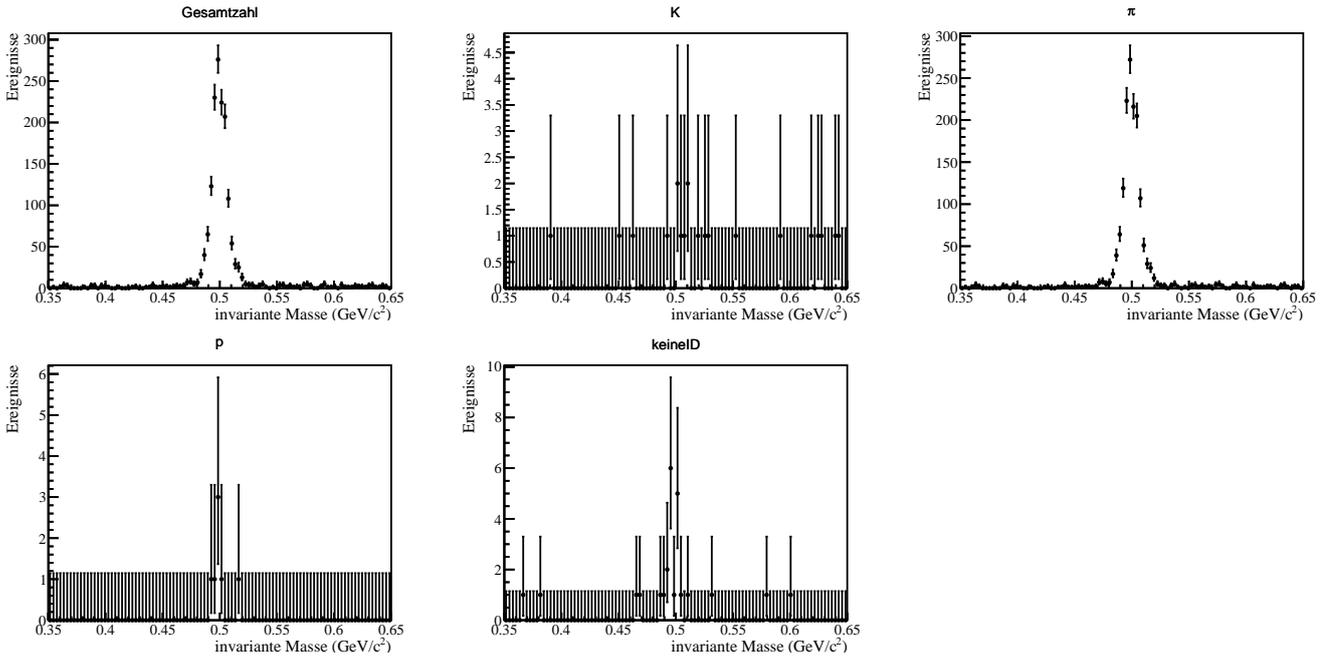


Abbildung 28: Gesamtzahl und Anzahl der identifizierten Teilchen der K_S^0 -Selektion für $15 < p < 17$ (GeV/c) und $0.01 < \theta < 0.04$ (rad) als Funktion der invarianten Masse der Zerfallsprodukte.

Massespektrum vorhanden ist, führt man einen erweiterten LH-Fit aus. Die dabei verwendeten Modelle und Bedingungen, die an den Fit gestellt werden, sind im folgenden beschrieben.

4.3.3.2.1 FITMODELLE UND BEDINGUNGEN Im Falle des K_S^0 -Datensatzes nutzt man eine Kombination von zwei Gaußverteilungen zur Beschreibung des Signals. Die Gaußverteilungen berücksichtigen verschiedene Auflösungen der Detektorsysteme in beiden Spektrometerstufen. Zur Beschreibung des Untergrunds wird ein Polynom (Tschebyschow-Polynom) mit drei Parametern verwendet.

Zur Beschreibung des $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ -Spektrums nutzt man die gleiche Funktion zur Beschreibung des Signals, wie bei dem K_S^0 -Datensatz. Beim Untergrund hingegen wird die Schwelle für die Produktion der Lambdas durch die Funktion berücksichtigt. Die Funktion, die genutzt wird ist:

$$f_{\text{bkg}}(m) = (m - t)^n e^{-a(m-t)}. \quad (61)$$

Hierbei ist m die invariante Masse und $t = m_p + m_\pi$ die Schwelle, die gleich der Summe der invarianten Massen der Zerfallsprodukte ist. Die beiden Variablen n und a sind freie Parameter, die

durch den Fit festgelegt werden.

Da der Φ -Zerfall ein Zerfall der starken Wechselwirkung ist, kann die physikalische Breite des Peaks aufgelöst und im Fit berücksichtigt werden. Das Signal wird deshalb durch eine Faltung einer Gaußverteilung mit einer Breit-Wigner-Verteilung beschrieben. Die relativistische Breit-Wigner-Verteilung gibt dabei die physikalische Zerfallsbreite wieder und die Gaußverteilung berücksichtigt, wie im vorherigen Fall, die Spektrometerauflösung. Zur Beschreibung des Untergrunds wird ebenfalls die Funktion in Gleichung (61) verwendet, dabei ist $t = 2 \cdot m_K$.

Neben den schon erwähnten Modellparametern sind die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse jedes Histogramms zusätzliche Parameter. Die Anzahl der Ereignisse wird durch einen kombinierten Fit aller fünf Histogramme eines Impuls- und Winkelintervalls bestimmt. Die Zwangsbedingung, die dabei an den Fit gestellt wird ist:

$$N_{\text{ges}} = \sum_i N_{t \rightarrow i} = N_{t \rightarrow \pi} + N_{t \rightarrow K} + N_{t \rightarrow p} + N_{t \rightarrow \text{keineID}}. \quad (62)$$

Das heißt, dass die Anzahl der Ereignisse, die durch den Fit des Histogramms mit der Gesamtzahl der Teilchen N_{ges} folgt, gleich der Anzahl ist, die aus dem Fit der restlichen vier Histogramme mit der jeweiligen Anzahl der identifizierten Teilchen $N^{t \rightarrow i}$ folgt. Durch diese Bedingung sind auch die Effizienzen (Gl. (60)) auf eins normiert.

Zur Beurteilung des Fits wird die Kovarianzmatrix genutzt. Hierbei wird zwischen drei Fällen unterschieden. Zum Einen den Fall, dass die Matrix durch den Fit positiv definit bestimmt wird. Zum Andern kann die positive Definitheit bei vollständiger Bestimmung der Matrix erzwungen sein oder die Matrix konnte nicht bestimmt werden und es wird lediglich eine Schätzung geliefert. Als zweites Kriterium liefert der Fitalgorithmus die geschätzte Entfernung vom Minimum bzw. Maximum (EDM²). Die Bewertung jedes einzelnen Fits richtet sich zunächst danach ob, die Kovarianzmatrix positiv definit ist und die EDM unter einem Schwellenwert ($< 10^{-4}$) liegt. Konnten nach zehn Versuchen nicht beide Kriterien gleichzeitig erfüllt werden, wird der Fit gewählt, der die beste Bestimmung der Kovarianzmatrix bei minimalem EDM aufweist. Ergebnisse des Fits sind die Gesamtzahl der Teilchen und die Anzahl der identifizierten Teilchen in jedem Intervall. Beispiele für Fits jeder Selektion sind im Anhang in Abbildung 49, 50 und 51 zu sehen.

Der Fehler der PID-Effizienzen kann durch eine Fehlerfortpflanzung ermittelt werden. Mit der Zwangsbedingung (Gl. (62)) kann diese (Gl. (60)) umgeschrieben werden als:

$$\epsilon(t \rightarrow i) = \frac{N_{t \rightarrow i}}{N_{t \rightarrow \pi} + N_{t \rightarrow K} + N_{t \rightarrow p} + N_{t \rightarrow \text{keineID}}}. \quad (63)$$

Ihr Fehler $\Delta\epsilon$ kann demnach aus:

$$\Delta\epsilon(t \rightarrow i) = \sqrt{\sum_j \left(\frac{\partial\epsilon(t \rightarrow i)}{\partial N_{t \rightarrow j}} \right)^2 \sigma_j} = \sqrt{\left(\frac{\sum_{j \neq i}^4 N_{t \rightarrow j}}{N_{\text{ges}}^2} \right)^2 \sigma_i + \left(\frac{N_{t \rightarrow i}}{N_{\text{ges}}^2} \right)^2 \sum_{j \neq i}^4 \sigma_j} \quad (64)$$

bestimmt werden. Die jeweiligen Varianzen σ sind, wie die Teilchenzahlen, ebenfalls den Fit-Ergebnissen entnommen. Aufgrund der im Vergleich zu anderen Jahren geringen Datenmenge, die 2012 zur Verfügung steht, sind nach der Selektion nicht alle Histogramme jedes Intervalls mit Ereignissen versehen. Dadurch werden nicht alle Varianzen und Teilchenzahlen bestimmt und es entfallen Teile der Fehlerberechnung. Somit werden in diesen Fällen die Fehler der PID-Effizienzen unterschätzt und wurden beim Vergleich der beider Jahre markiert (schwarze Fehlerbalken). Eine genauere Betrachtung und Bewertung der PID-Effizienzen und Fehler folgt in Abschnitt 4.3.4.2.

4.3.4 Ergebniss der RICH-Effizienzen 2012 und Vergleich mit 2011

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der PID-Effizienzen diskutiert und mit den Ergebnissen des Vorjahres (2011) verglichen.

² Estimated Distance to Minimum

4.3.4.1 Ergebniss der PID-Effizienzen (2012)

Dargestellt werden die PID-Effizienzen als Funktion des Teilchenimpulses für jedes Winkelintervall. Einige Datenpunkte wurden in den folgenden Darstellungen entfernt, da hier die Statistik zu gering ist, um eine gute Beschreibung zu gewährleisten. Die Ergebnisse für die negativen Hadronen unterscheiden sich nur unwesentlich von den positiven Hadronen und sind im Anhang dargestellt.

4.3.4.1.1 EFFIZIENZEN BEI DER IDENTIFIKATION VON π^+ In Abbildung 29 (oben links) ist die Effizienz, mit der Pionen als Pionen identifiziert werden, dargestellt. Für Impulse bis ca. 30 GeV/c und alle Winkel beträgt sie zwischen 95% und 98%. Bei höheren Impulsen sinkt die Effizienz stetig ab, bis zu einem Minimalwert von etwa 58% für das mittlere Winkelintervall. Wie in der Abbildungen oben rechts und unten rechts zu sehen ist, nimmt die Wahrscheinlichkeit ein Pion als Kaon zu identifizieren sowie die Möglichkeit, dass keine eindeutige Identifikation erfolgt ist, in diesem Impulsbereich zu. Die Wahrscheinlichkeit, dass keine Identifikation möglich war, nimmt deutlich stärker zu. Grund dafür ist, dass wie man in Abbildung 22, sieht bei höheren Impulsen keine Separation von π und K mehr möglich ist. Bei kleinen Impulsen beträgt die Wahrscheinlichkeit einer Fehlidentifikation weniger als 5%.

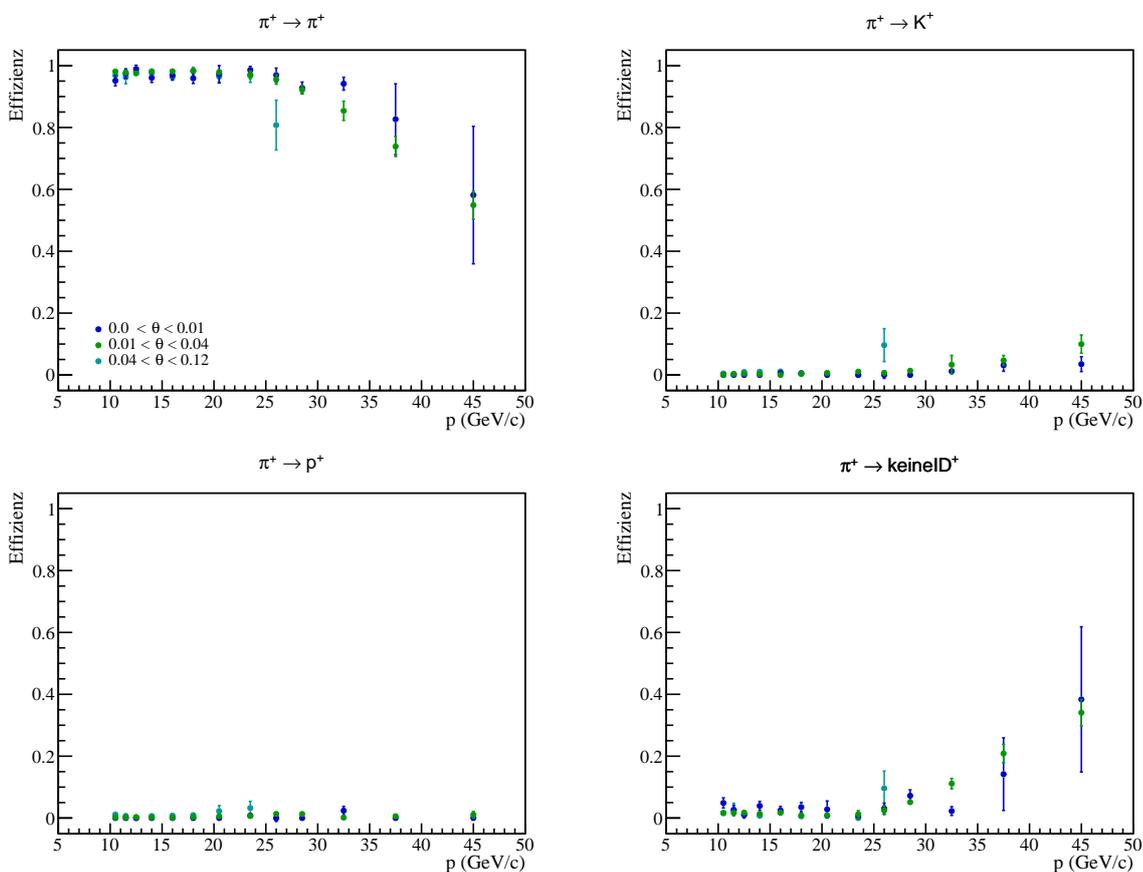


Abbildung 29: Dargestellt ist die Effizienz der Identifikation von π^+ als Funktion von p für alle drei Winkelintervalle. Bis zu einem Impuls von ca. 30 GeV/c beträgt die Effizienz mit der die Pionen korrekt identifiziert werden (oben links) zwischen 95% und 98%. Bei größeren Impulsen fällt die Effizienz ab und die Wahrscheinlichkeit das keine eindeutige Identifikation möglich ist steigt an (unten rechts).

4.3.4.1.2 EFFIZIENZEN BEI DER IDENTIFIKATION VON K^+ Durch die deutlich geringere Statistik des Φ -Datensets ergeben sich größere Fehler (siehe Abb. 30). Betrachtet man die PID-Effizienz, mit der Kaonen als Kaonen identifiziert werden (oben rechts), sieht man das, bei mittleren Teilchenimpulsen (etwa 17-35 GeV/c), die Effizienz in diesem Bereich mit 92-97% für die zwei Intervalle mit größeren Winkeln ebenfalls sehr hoch ist. Bei den kleineren Winkeln ist die Effizienz mit 80-87% etwas niedriger. Bei kleinen Impulsen fällt die PID-Effizienz für alle Winkel auf Werte zwischen 60% und 75% ab. Besonders deutlich ist dies bei den kleinsten Winkeln. Grund dafür ist, dass Kaonen erst zuverlässig identifiziert werden können, wenn sie die Impulsschwelle überschreiten. In der Nähe der Schwellen kommt es zu der beobachteten geringeren PID-Effizienz. Ursache für die geringere Effizienz der korrekten Kaonenidentifikation bei großen Impulsen und dem einhergehenden Anstieg der Wahrscheinlichkeit, dass keine Identifikation möglich war (Abbildungen unten rechts), ist wieder die Nichtunterscheidbarkeit der π und K .

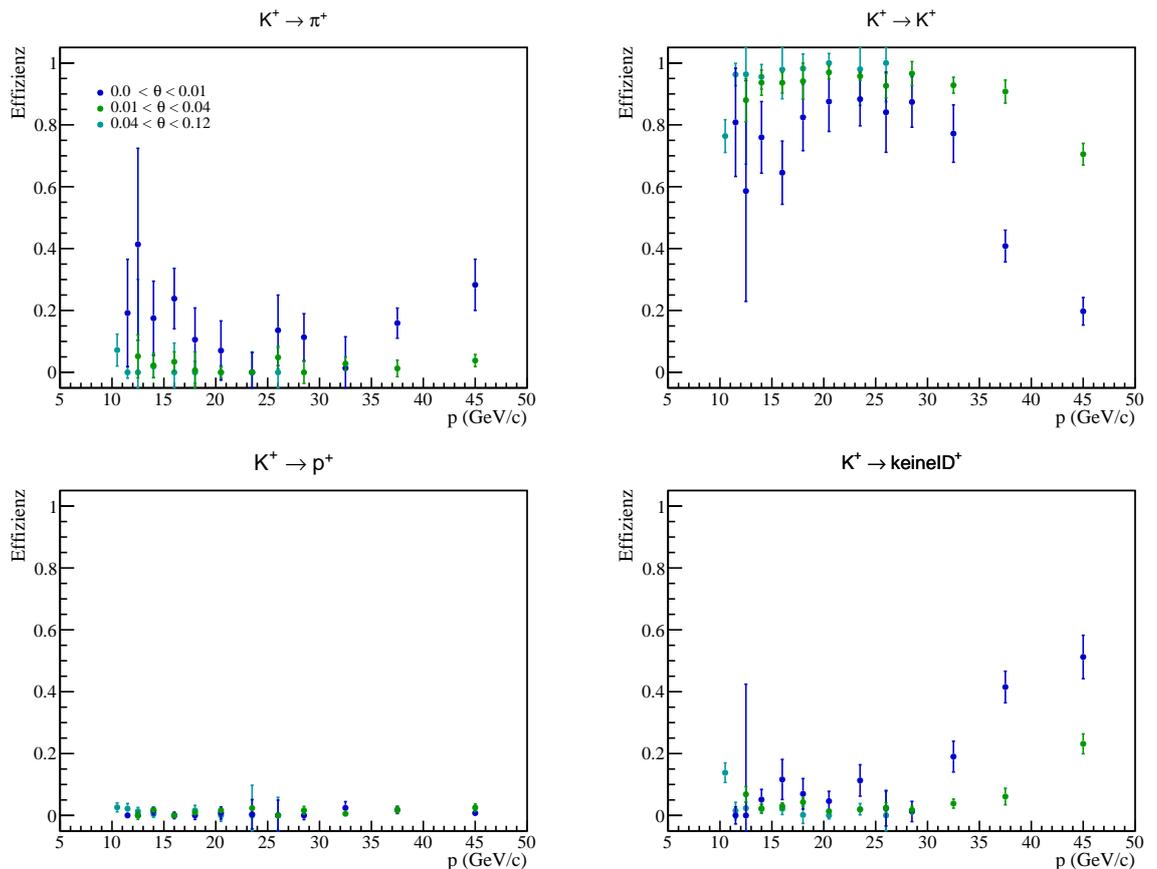


Abbildung 30: Abgebildet sind die Effizienzen der Identifikation von K^+ als Funktion von p für alle drei Winkelintervalle. Bei mittleren Teilchenimpulsen (etwa 17-35 GeV/c) ist die Effizienz mit der die Kaonen korrekt als Kaonen identifiziert werden (oben rechts) sehr hoch (92-97%). Bei kleineren Impulsen sinkt die Effizienz ab, da die Impulse nah an der Impulsschwelle sind, ab der die Kaonen identifiziert werden können.

4.3.4.1.3 EFFIZIENZEN BEI DER IDENTIFIKATION VON P Bei der Identifikation der Protonen (Abb. 31 (unten links)) ist das Schwellenverhalten noch wesentlich ausgeprägter zu sehen, da die Impulsschwelle mit 17.04 GeV/c höher als bei den Kaonen liegt. In diesem Bereich beträgt die PID-Effizienz etwa 20-30%. Der Anteil der Nichtidentifizierten Teilchen (unten rechts) ist dort mit etwa 50% am höchsten. Ab Impulsen von ca. 24 GeV/c liegt die PID-Effizienz zwischen 90% und 98%. Bei der Identifikation der Antiprotonen ist die Statistik so gering, dass die Effizienz nicht präzise bestimmt werden konnte (siehe Abb. 54 im Anhang).

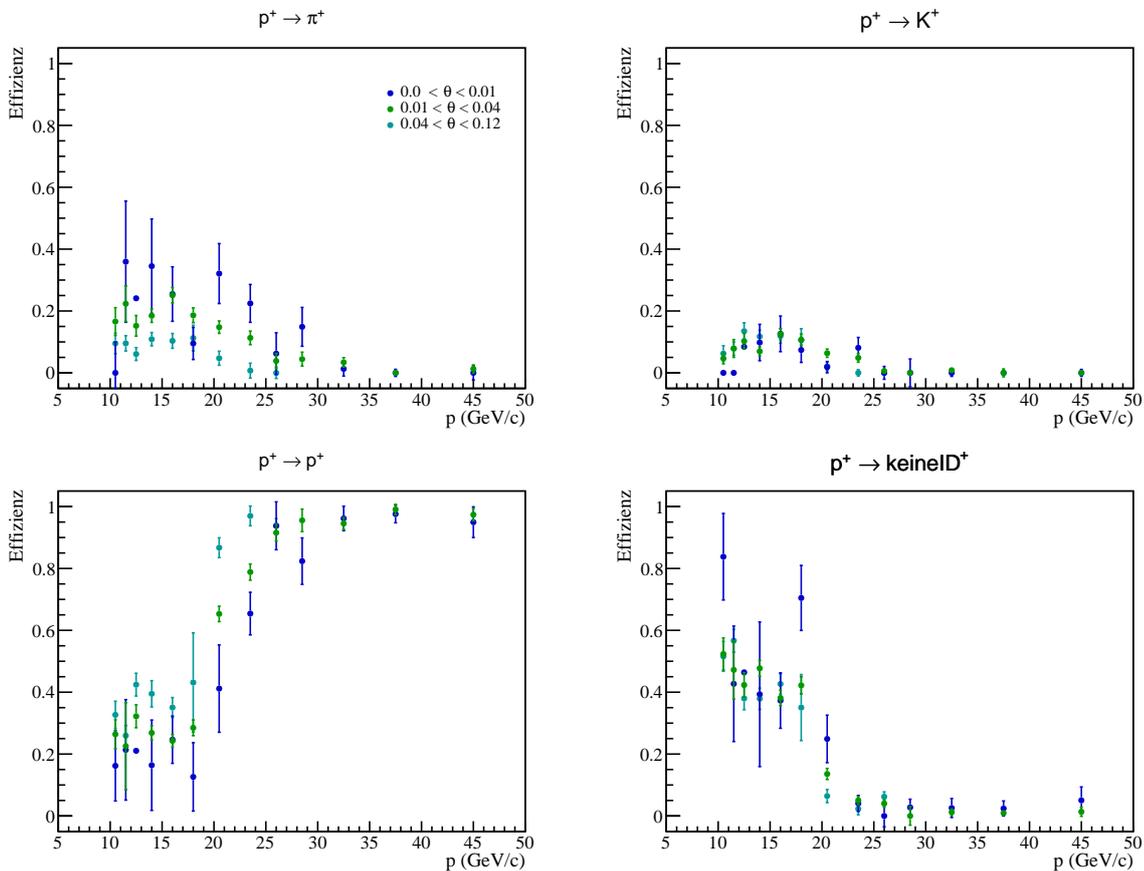


Abbildung 31: Dargestellt sind die PID-Effizienzen der Identifikation von p als Funktion von p für alle drei Winkelintervalle. Im Bild unten links sieht man die Effizienz mit der Protonen als Protonen identifiziert werden. Man erkennt einen deutlichen Schwelleneffekt durch die hohe Impulsschwelle ab der Protonen identifiziert werden können. Oberhalb der Schwelle beträgt die Wahrscheinlichkeit zwischen 90% und 98%.

4.3.4.2 Vergleich der RICH-Effizienzen von 2011 und 2012

Im Folgenden wird als Beispiel die PID-Effizienzen für π^+ im Winkelintervall von 0.0 rad bis 0.01 mit der Effizienz des Vorjahres verglichen. Weitere ausgewählte Vergleiche anderer Hadrontypen und Winkelintervalle, können im Anhang eingesehen werden. Die Effizienzen des Jahres 2011 wurden von M. Wilfert zur Verfügung gestellt.

4.3.4.2.1 VERGLEICH DER IDENTIFIKATION VON π^+ IM WINKELBEREICH VON 0.0 BIS 0.01 RAD In Abbildung 32 sind die PID-Effizienzen der Identifikation von positiven Pionen aus dem Jahr 2011 (rote Kreise) und 2012 (blaue Kreise) zu sehen. Die Ergebnisse stimmen sehr gut übereinstimmen. Allerdings können für 2012 nicht alle Fehler vollständig bestimmt werden (schwarze Fehlerbalken). Diese Fehler werden unterschätzt.

Ein Beispiel für eine typische Abweichung tritt im Impulsbereich von 27 bis 30 GeV/c auf (vierter Punkt von rechts). In diesem Bereich ist die hier bestimmte Wahrscheinlichkeit der Identifikation des Pions niedriger, jedoch die Wahrscheinlichkeit keiner eindeutigen Identifikation höher. Betrachtet man das dazugehörige Ergebnis des Fits (Abb. 33) sowie das Ergebnis des Fits in dem vorherigen Winkelintervall (25-27 GeV/c, siehe Abb. 34), ist diese Abweichung auf den Einfluß einzelner Ereignisse zurückzuführen.

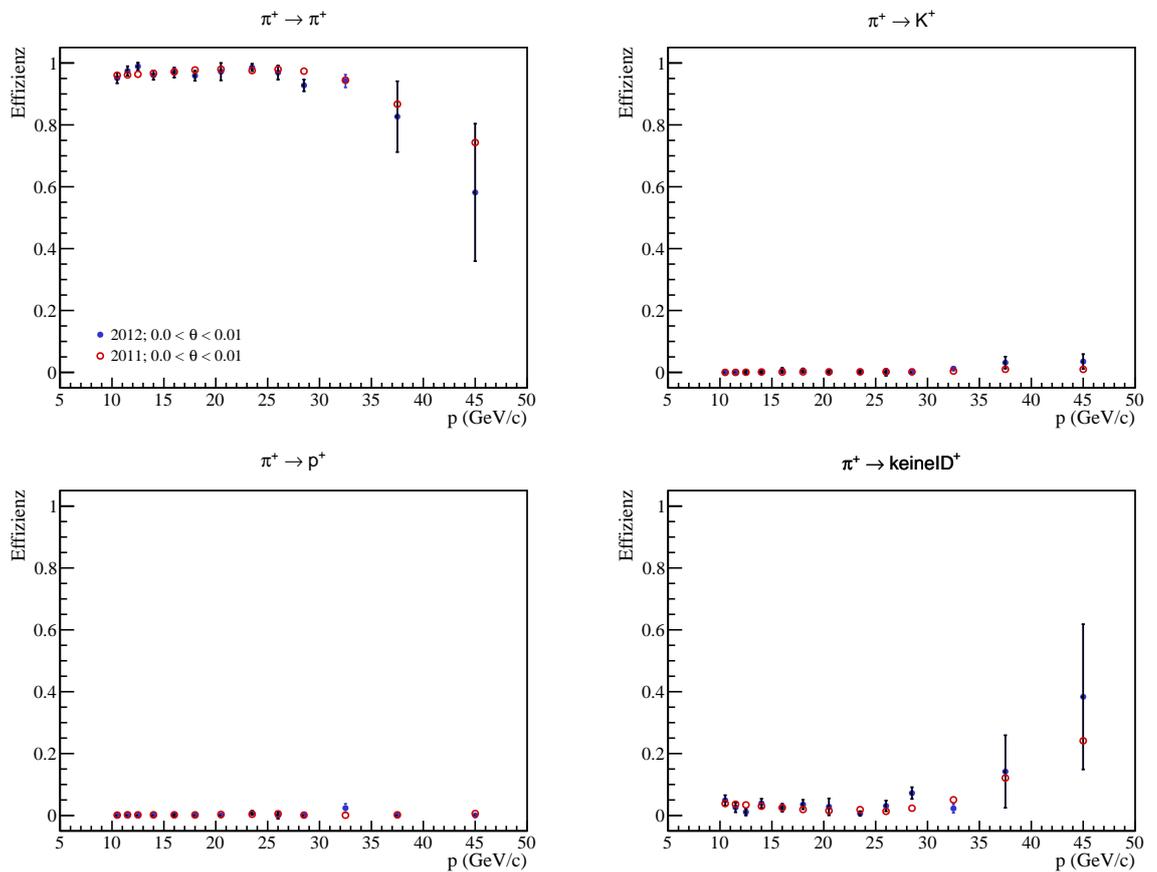


Abbildung 32: Dargestellt sind die Effizienzen von 2011 (rot) und 2012 (blau) für π^+ im Winkelintervall $0.0 < \theta < 0.01$ (rad). Die Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung.

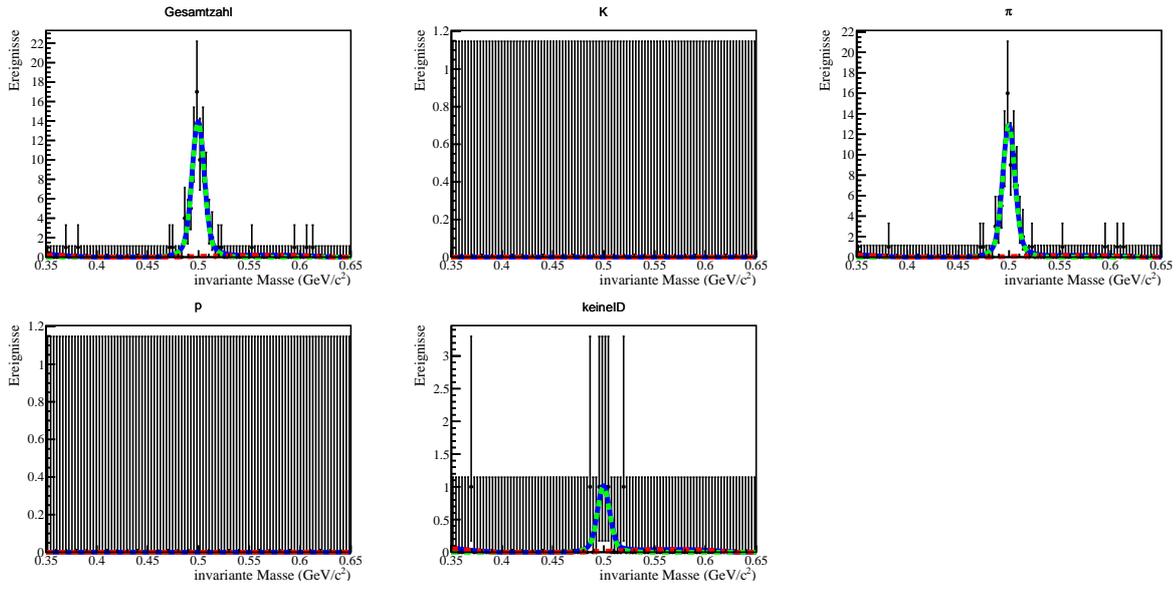


Abbildung 33: Abgebildet ist das Fitergebnis der K_S^0 -Selektion für positive Hadronen im Bereich $27 < p < 30$ (GeV/c) und $0.0 < \theta < 0.01$ (rad).

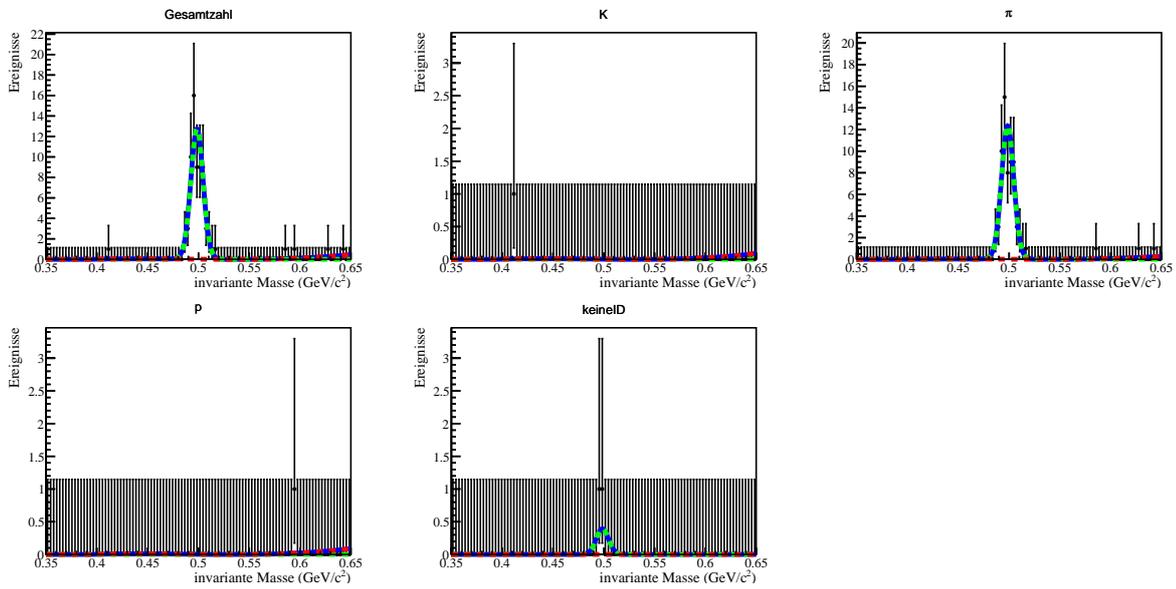


Abbildung 34: Abgebildet ist das Fitergebnis der K_S^0 -Selektion für positive Hadronen im Bereich $25 < p < 27$ (GeV/c) und $0.0 < \theta < 0.01$ (rad).

Der Vergleich zeigt, dass sich das Verhalten des RICH-Detektors im Jahr 2011 und 2012 nicht geändert hat. Daher können bei der weiteren Analyse die PID-Effizienzen von 2011 verwendet werden, die deutlich kleinere statistische und systematische Unsicherheiten aufweisen.

4.3.5 Anwenden der Effizienzkorrektur auf die experimentellen Multiplizitäten

Die PID-Effizienzen können in Form einer Matrix:

$$M_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} \epsilon(\pi \rightarrow \pi) & \epsilon(K \rightarrow \pi) & \epsilon(p \rightarrow \pi) \\ \epsilon(\pi \rightarrow K) & \epsilon(K \rightarrow K) & \epsilon(p \rightarrow K) \\ \epsilon(\pi \rightarrow p) & \epsilon(K \rightarrow p) & \epsilon(p \rightarrow p) \end{pmatrix}, \quad (65)$$

dargestellt werden. Bei dieser Matrix stellen die diagonalen Elemente die Wahrscheinlichkeit für eine korrekte Identifikation dar und die restlichen Elemente die einer fehlerhafte Identifikation. Die Matrix bestimmt somit den Zusammenhang der Vektoren, der identifizierten Hadronen $\vec{I}_h = (N_{\pi}^I, N_K^I, N_p^I)$ und der Anzahl der wahren Hadronen \vec{T}_h :

$$\vec{I}_h = M_{\text{eff}} \vec{T}_h, \quad (66)$$

N_h^I ist die Anzahl der identifizierten Hadronen des Typs h. Da für die Bestimmung der Multiplizitäten die Anzahl der wahren Hadronen benötigt wird, stellt man Gleichung (66) um und erhält:

$$\vec{T}_h = M_{\text{eff}}^{-1} \vec{I}_h. \quad (67)$$

Der Vergleich zwischen der Anzahl wahrer und identifizierter Hadronen ist in Tabelle 5 zu sehen.

	π^+	π^-	K^+	K^-
Identifiziert	145341	123184	39148	24622
Wahr	148941 (+2.48%)	126761 (+2.82%)	39748 (+1.51%)	25017 (+1.58%)

Tabelle 5: Aufgelistet ist die Anzahl der identifizierten Hadronen und die Anzahl der wahren Hadronen, nach der Effizienzkorrektur. Prozentual ist die relative Zunahme der wahren Hadronen gegenüber den identifizierten Hadronen angegeben.

4.4 ERGEBNIS DER EXPERIMENTELLEN MULTIPLIZITÄTEN UND EINFLUSS DER KORREKTUREN

In den folgenden Teilabschnitte wird als Beispiel für die Darstellung der Ergebnisse der experimentellen Multiplizitäten (siehe 4.4.1) die der nicht identifizierten Hadronen gezeigt und der Einfluß der Strahlungskorrektur (siehe 4.4.2) auf diese diskutiert. Der Einfluß der PID-Effizienz (siehe 4.4.3) wird am Beispiel der negativen Pionen gezeigt.

4.4.1 *Ergebnis der experimentellen Multiplizitäten*

Die Abbildung 35 zeigt das Ergebnis der experimentellen Multiplizitäten der nicht identifizierten Hadronen $M_h(x, y, z)$. Das Ergebnis der geladenen Pionen und Kaonen ist im Anhang beigefügt (siehe Abb. 60 und 61). Dargestellt wird die z -Abhängigkeit für die verschiedenen (x, y) -Intervalle. Die x -Intervalle sind zunehmend in Spalten, die y -Intervalle in Reihen angeordnet. An den äußeren Achsen sind die jeweiligen Intervallgrenzen eingezeichnet. Die negativ bzw. positiv geladenen Hadronen, entsprechen den blauen bzw. den roten Datenpunkten. In allen nicht dargestellten x und y Intervallen, sowie bei allen nicht dargestellten Datenpunkten für bestimmte z Intervalle ist die Statistik so gering, dass keine bzw. keine präzise Bestimmung der Multiplizität möglich war. Der angegeben Fehler ist der statistische Fehler. Vergleicht man die Multiplizität der nicht identifizierten Hadronen mit der der geladenen Pionen (siehe Abbildung 60 im Anhang), zeigt sich ein sehr ähnliches Verhalten. Begründet ist das durch den hohen Anteil an Pionen (etwa 70-75%) in den nicht identifizierten Hadronen. Der Anteil der Kaonen ist mit etwa 15-18% deutlich geringer und damit auch die Multiplizität kleiner (siehe Abbildung 61 im Anhang). Eine genauere Diskussion der Multiplizitäten folgt in Abschnitt 4.6 wenn diese vollständig korrigiert sind.

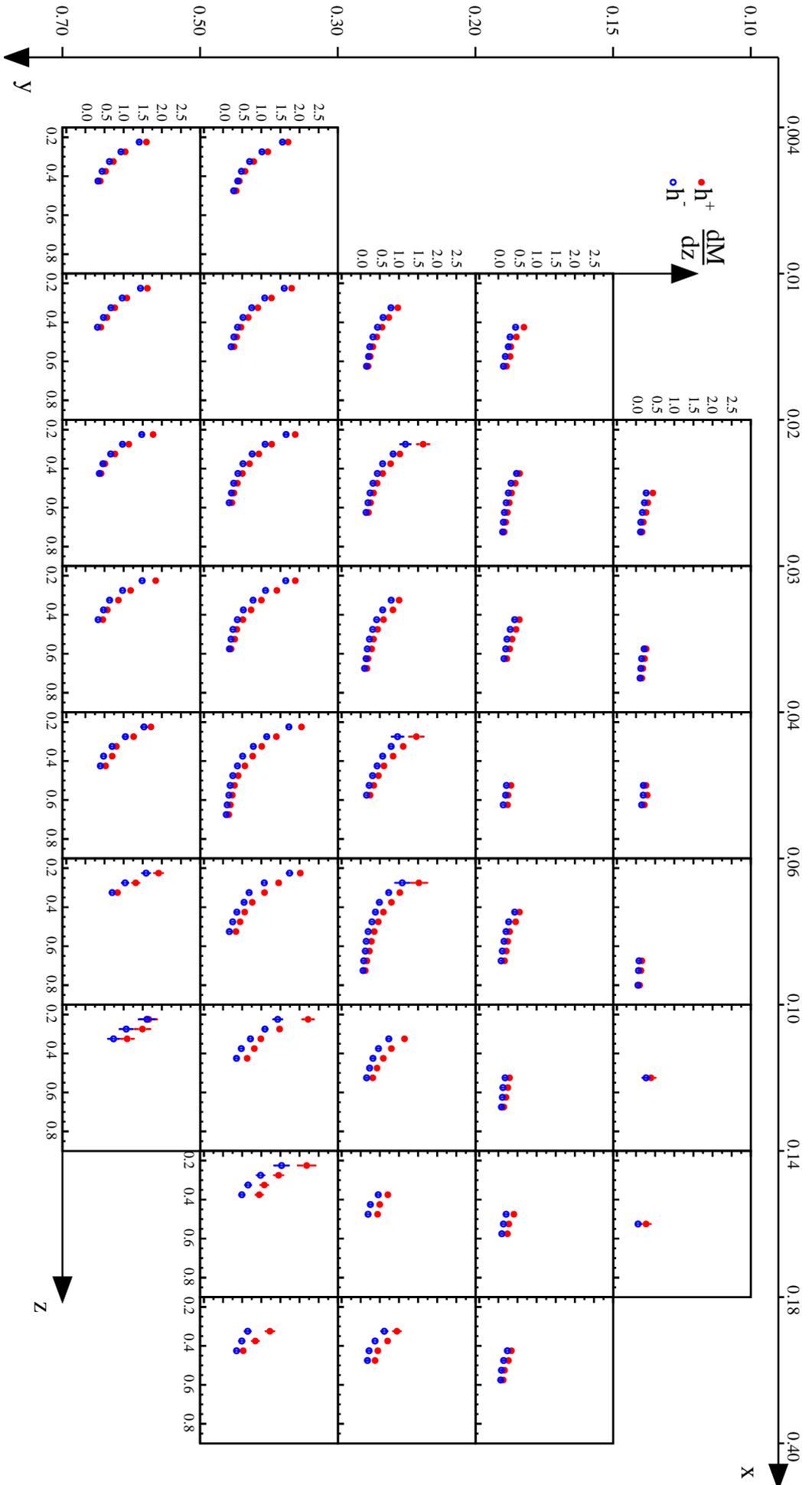


Abbildung 35: Abgebildet ist das Ergebnis der experimentellen Hadronmultiplizitäten als Funktion von z für jeden x und y Intervall. Die jeweilige Intervallsgrenzen von x und y sind durch die äusseren Achsen angegeben. Die Multiplizitäten der nicht identifizierten positiven und negativen Hadronen sind farblich in rot und blau gekennzeichnet. Es zeigt sich ein Abfall der Multiplizität mit steigendem z . Die Multiplizitäten der nicht identifizierten positiven und negativen Pionen sind farblich in rot und blau gekennzeichnet. Da etwa 70-75% der Hadronen als Pionen identifiziert werden, zeigen die Multiplizitäten ein sehr ähnliches Verhalten.

4.4.2 Einfluss der Strahlungskorrektur

In Abbildung 36 sind die strahlungskorrigierten (r_c , rot) und die nicht korrigierten (n_c , schwarz) Multiplizitäten der positiven Hadronen, sowie ihr Verhältnis (blau) aufgetragen. Die Größe des Verhältnisses ist durch die zusätzliche Achse am rechten Rand jeder Teilabbildung gekennzeichnet. Wie in Abschnitt 4.2 diskutiert, sind die meisten Korrekturen aus QED-Beiträgen, die auf die DIS-Ereignisse und Hadronen anzuwenden sind, gleich. Bei der Multiplizität heben sich diese auf. Die verbleibende Korrektur ist daher relativ klein ($<1\%$). Nur im Bereich großer y und kleiner x hat sie einen merklichen Einfluß (max. etwa 7%) auf das Ergebnis.

Die Multiplizität wird nach der Korrektur generell größer. Dieses Verhalten ist zu erwarten, da im inklusiven Fall (Anzahl der DIS Ereignisse) zusätzlich die elastische Streuung berücksichtigt werden muss. Im semi-inklusiven Fall (Anzahl der Hadronen) entfällt diese jedoch.

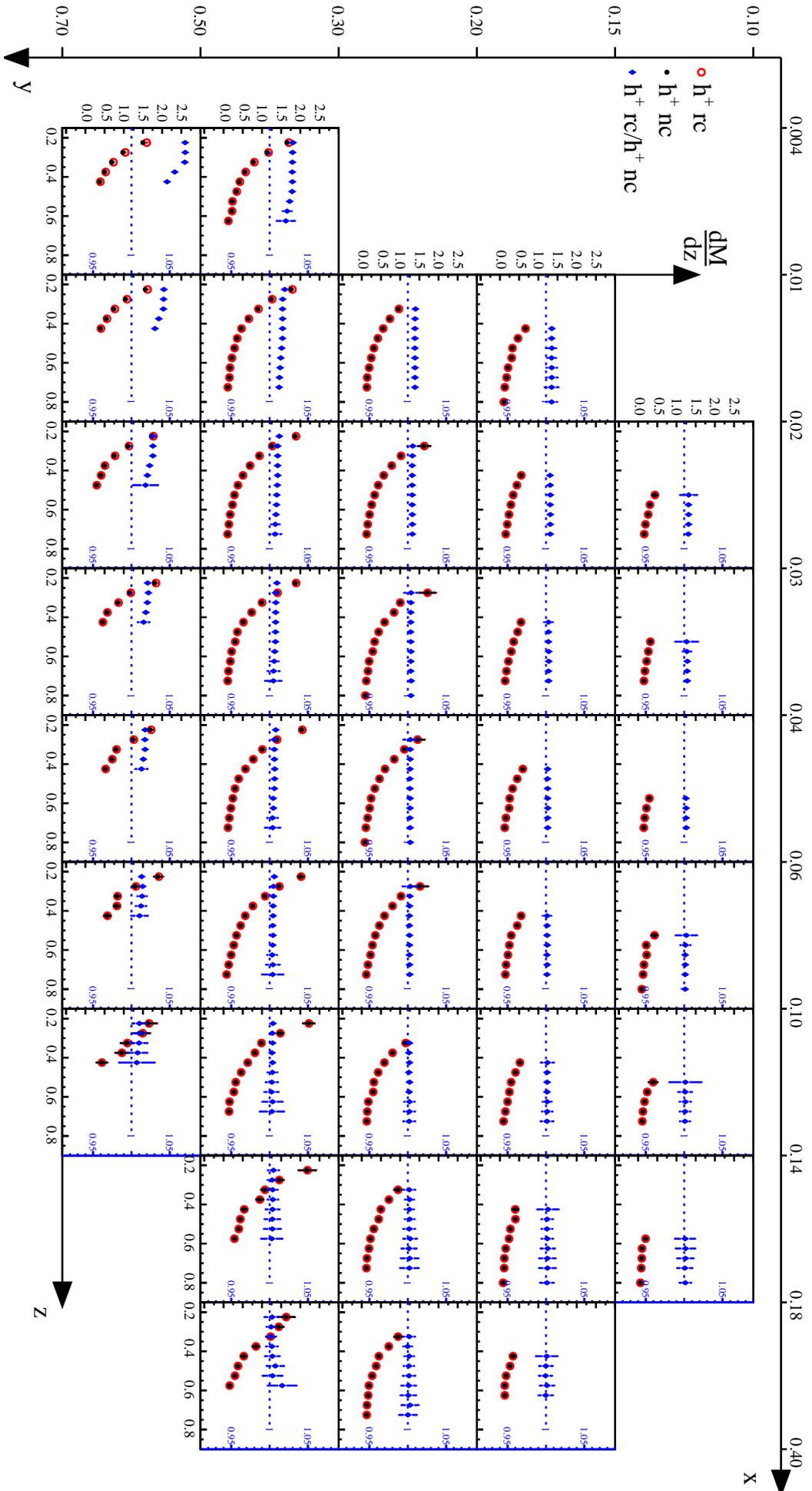


Abbildung 36: Dargestellt sind die strahlungskorrigierten (rc), die nicht korrigierten (nc) Multiplizitäten der positiven Hadronen und ihr Verhältnis. Die Strahlungskorrektur ist mit maximal 7% eine kleine Korrektur. Einfluss hat sie vor allem im Bereich großer y -Werte durch die hohe Energie vermehrt Strahlungseffekte aufzutreten. Die Multiplizität wird nach der Korrektur generell größer da im inklusiven Fall (Anzahl der DIS Ereignisse) zusätzlich Korrekturen der elastischen Streuung berücksichtigt werden müssen die im semi-inkluisiven Fall (Anzahl der Hadronen) entfällt.

4.4.3 Einfluss der PID-Effizienz

Der Einfluss der Korrektur durch die PID-Effizienz ist in Abbildung 37 zu sehen. Hier sind die strahlungs- und effizienzkorrigierte (r_{c+ec} , rot) Pionmultiplizität, die strahlungskorrigierte Pionmultiplizität (r_c , schwarz) und ihr Verhältnis aufgetragen. Im Bereich $0.1 < y < 0.3$ hat die PID-Korrektur einen vernachlässigbaren Einfluß ($< 5\%$). Bei großen y steigt dieser mit z an und kann bei großen z etwa 40% erreichen. In diesem Bereich besitzen die Hadronen einen großen Impuls, demnach ist dieses Verhalten zu erwarten. Der Grund ist, dass wie in Abschnitt 4.3.4.1.1 beschrieben, die Effizienz der Identifikation von Pionen mit hohen Impulsen abfällt und deshalb korrigiert wird. Da in diesen Bereichen die Multiplizität gering ist, ist auch ihre absolute Änderung nur gering.

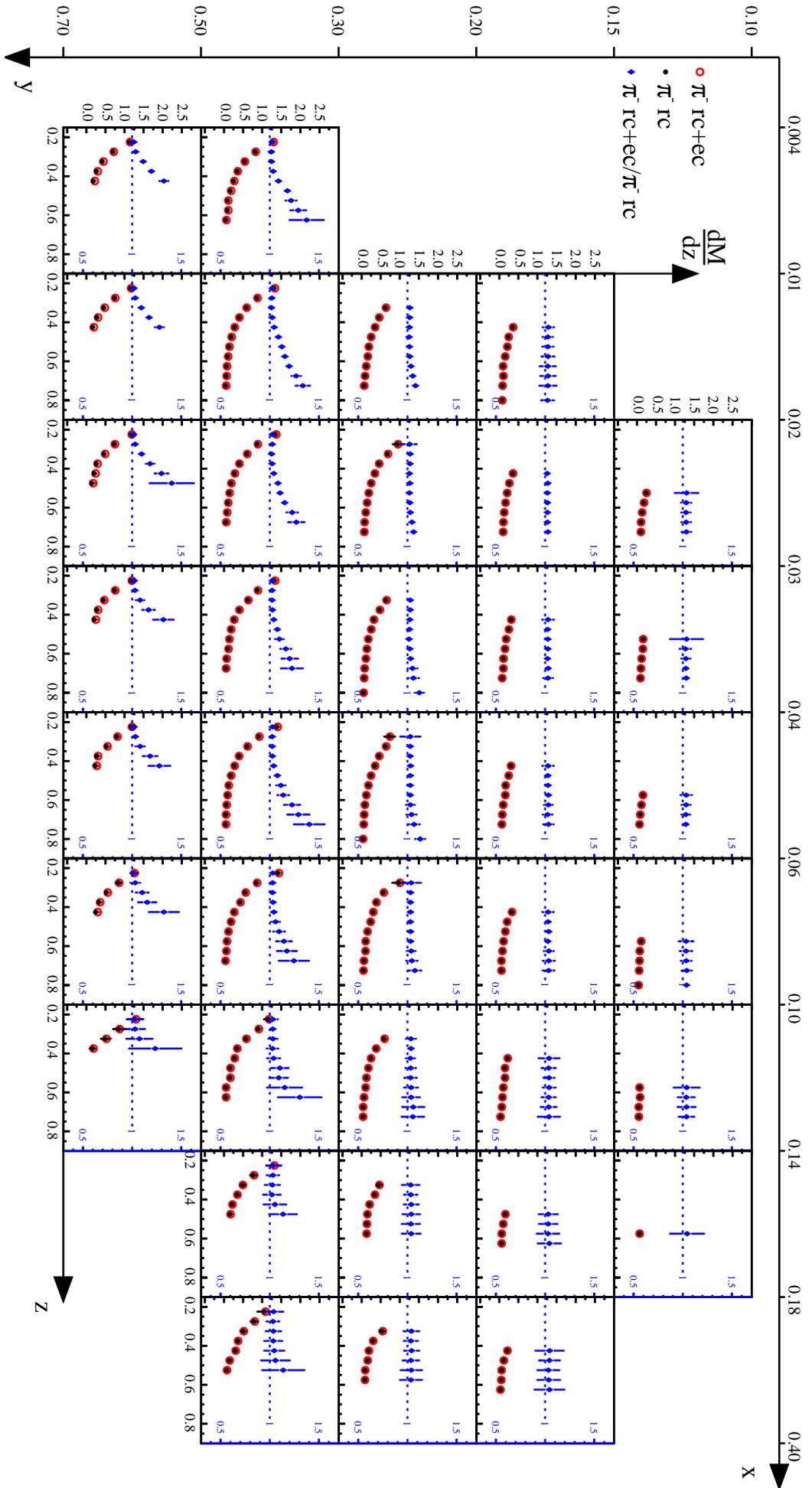


Abbildung 37: Abgebildet sind die strahlungs- und PID-Effizienz korrigierten (rc+ec) Multiplizitäten der negativen Pionen, die strahlungskorrigierten (rc) Multiplizitäten der negativen Pionen und ihr Verhältnis. Der Einfluss der Korrektur liegt bei bis zu 40% für Pionen mit hoher Energie und Impuls. Da in diesen Bereichen die Multiplizität eher gering ist, ist auch die absolute Änderung klein.

4.4.4 Vergleich der experimentellen Multiplizitäten von 2012 und 2006

Die hier zum Vergleich herangezogenen Multiplizitäten wurden von E. Seder zur Verfügung gestellt. Die verwendeten Daten entsprechen sechs Wochen der Datennahme des Jahres 2006. In dem Jahr wurde statt dem Flüssigwasserstofftarget ein 120 cm langes LiD-Target verwendet. Der integrierte Fluß betrug $1.947 \cdot 10^{13}$ Myonen, was unter Berücksichtigung der Targetdichte einer Luminosität von 0.542 1/fb entspricht. Durch die im Vergleich zu 2012 um einen Faktor 10 höhere Luminosität und durch die längere Datennahme ist die Statistik des Datensatzes im Jahr 2006 höher.

Vergleicht man die Multiplizität positiver Hadronen beider Jahre (siehe Abb. 38), sieht man das die 2012 Multiplizitäten tendenziell größer sind als 2006. Es wurden also mehr Hadronen pro DIS-Ereignis beobachtet. Besonders ausgeprägt ist dieses Verhalten in den Bereichen mit großen y sowie kleine x und z , also in Bereichen mit potentiell kleineren Hadronimpulsen. Dies ist zu erwarten, wenn man die schon erwähnte deutlich höhere Targetdichte berücksichtigt. Die hadronische Absorptionslänge im LiD beträgt etwa 78 cm, im flüssigen Wasserstoff ist diese mit 498 cm etwa um einen Faktor 6 größer. Dadurch ist es sehr wahrscheinlich, dass Hadronen, die bei DIS-Ereignissen am Anfang des Flüssigwasserstofftargets produziert werden, die volle Targetlänge (250 cm) ungehindert durchqueren können. Im LiD-Target kommt es vermehrt zu hadronische Wechselwirkungen, wie z.B. zu Stößen der Hadronen mit den Targetnukleonen. Hierbei werden besonders die Hadronen, die eine längere Strecke im Target zurücklegen müssen, so weit abgebremst, dass sie im weiteren nicht im Spektrometer nachgewiesen werden können. Dieser Effekt wird durch die Berücksichtigung der Akzeptanz (siehe Abschnitt 4.5) korrigiert.

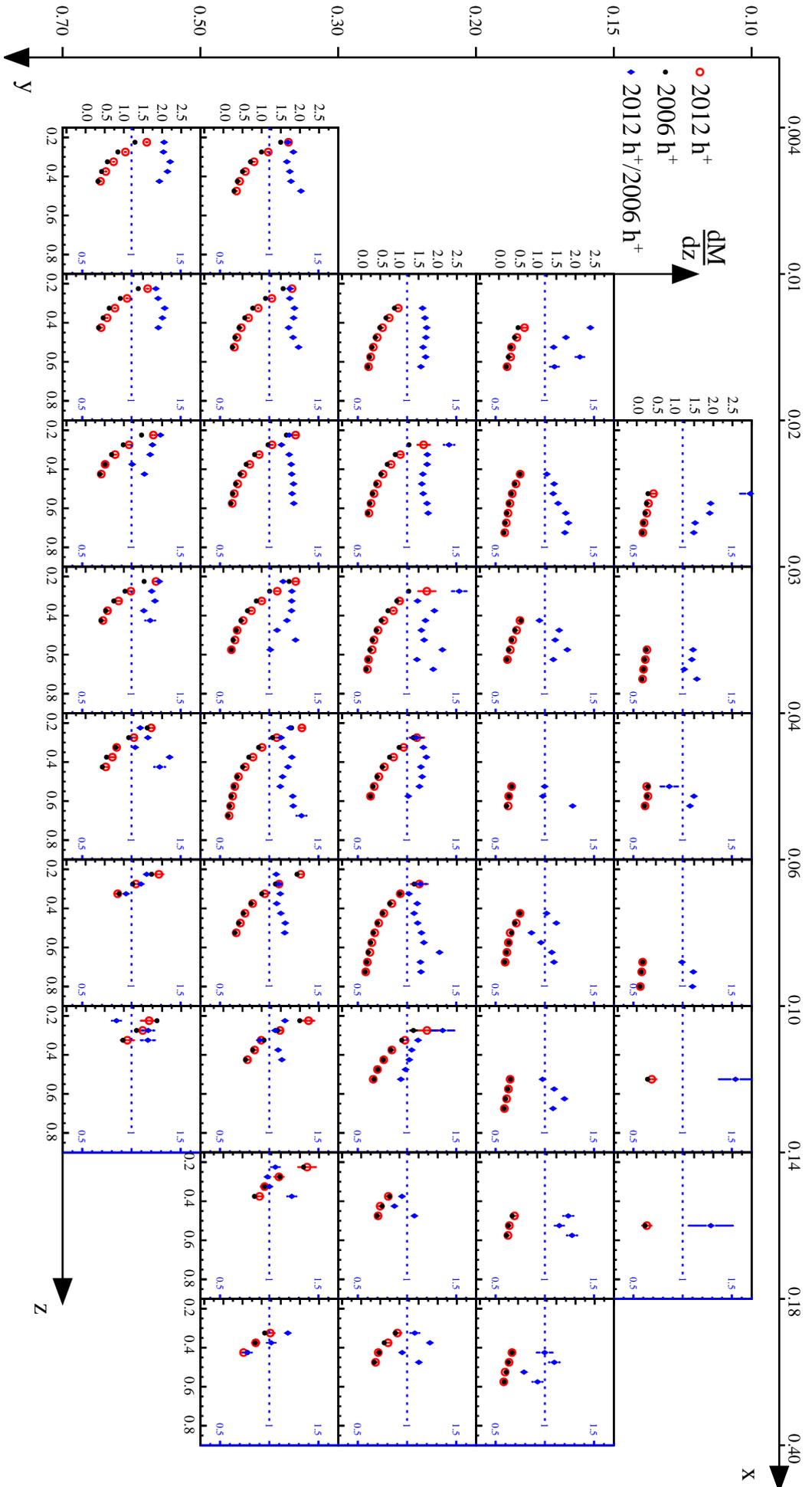


Abbildung 38: Abgebildet sind die experimentellen Multiplizitäten der positiven Hadronen aus den Jahren 2012 (rot) und 2006 (schwarz), sowie ihr Verhältnis (blau). Die Multiplizität des Jahres 2012 ist tendenziell größer als die von 2006. Grund dafür sind vermehrt auftretende Stöße im dichteren Target, die die Anzahl der beobachteten Hadronen und damit auch die Multiplizität verringern.

4.5 AKZEPTANZKORREKTUR

Bis jetzt wurden zwei Korrekturen angewendet, um die experimentellen Multiplizitäten zu bestimmen. Beide Korrekturen erhält man aus der Auswertung im Experiment gemessener Daten. Die nun im folgenden diskutierte Akzeptanzkorrektur wird mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Der Begriff der Akzeptanz umfasst dabei neben der geometrischen Akzeptanz auch Detektoreffizienzen, Detektorauflösungen, die Effizienz bei der Rekonstruktion und Migration. Da diese Eigenschaften auch von Experiment zu Experiment verschieden sind, können experimentelle Ergebnisse verschiedener Experimente erst durch das anwenden dieser Korrektur vergleichbar gemacht werden. Die Akzeptanz wird in den gleichen (x,y,z) -Intervallen wie zuvor die Multiplizitäten bestimmt (siehe Abschnitt 4).

Im Folgenden wird zunächst ein kurzer Einblick in die Produktion der MC-Daten gegeben. Anschließend wird eine Methode beschrieben, mit der sich die Akzeptanz bestimmen lässt und die Ergebnisse diskutiert.

4.5.1 Monte-Carlo-Simulation

Eine MC-Simulation besteht aus der Generierung der physikalischen Ereignisse, der Simulation des experimentellen Aufbaus und der Rekonstruktion der MC-Daten. Diese Schritte werden im Folgenden näher erläutert.

4.5.1.1 Generierung der physikalischen Ereignisse

Der hier relevante physikalische Prozess ist die tief-inelastische Streuung. Der harte Streuprozess eines Leptons an einem Quark wird mit dem LEPTO-Generator simuliert. Basis dieser Simulation ist der elektroschwache Wirkungsquerschnitt dieser Streuung in führender Ordnung. Sie beginnt mit der Wahl der Anfangsimpulse des Nukleons und des Myons. Der Wert des Myonimpulses wird aus einer Liste der im Experiment gemessener Strahlimpulse zufällig ausgewählt. Das Nukleon besitzt im Falle eines Fixed-Target-Experiments keinen Anfangsimpuls. Auch die zwei unabhängigen Variablen z.B. x und Q^2 , von denen der Wirkungsquerschnitt abhängt, werden per Zufall, innerhalb des verfügbaren Phasenraum festgelegt. Da im Jahr 2012 das Flüssigwasserstofftarget verwendet wurde, ist der an der Streuung beteiligte Hadrontyp festgelegt (Proton). Der Flavour des Quarks, an dem gestreut wird, ist entsprechend den PDFs festgelegt. Nach der Streuung befinden sich im Ausgangskanal das direkt an der Streuung beteiligte, sowie die übrigen Quarks des Targetnukleons.

Die folgende Hadronisierung des gesamten Ausgangskanals wird durch den JETSET-Generator simuliert. Der Generator basiert auf dem LUND-Modell, das die Schauerbildung bei der Hadronisation beschreibt. Das LUND-Modell ist genauer in Referenz [39] beschrieben.

4.5.1.2 Simulation des experimentellen Aufbaus

Im nächsten Schritt ist es nötig, die Propagation der Teilchen innerhalb des Spektrometers zu simulieren. Dies geschieht durch die TGEANT³-Software [15], die wiederum auf GEANT⁴ basiert. Die Simulation berücksichtigt zum Einen die Geometrien des Spektrometeraufbaus und zum Andern die Bewegung der Teilchen durch das Material des Spektrometers. Die Detektorgeometrien und Positionen sind in Listen zusammengefasst, die vor jeder Datennahme aktualisiert werden. Diese werden eingebunden und während der Simulation berücksichtigt. Die Bewegung der Teilchen durch Materie wird schrittweise verfolgt. Das bedeutet, dass ausgehend vom Streuvertex die Bewegung jedes einzelnen Teilchens in vielen Teilschritten beschrieben wird. Dabei werden am Ende jedes Schrittes alle relevanten physikalischen Prozesse, wie z.B. Energieverlust, Vielfachstreuung und hadronische Wechselwirkung, simuliert. Die Weite jedes Schrittes ist hierbei abhängig von den möglichen Prozessen und damit von der aktuellen Kinematik der simulierten Teilchen und

³ Total GEometry ANd Tracking

⁴ GEometry ANd Tracking

den Eigenschaften des Materials z.B. Dichte, durch welches es sich bewegt.

Die zuvor beschriebenen Schritte, also die Generierung der Ereignisse und die simulierte Bewegung der Teilchen sind alle Inhalt der TGEANT-Software, die in Freiburg entwickelt wurde. Genaueres ist in Referenz [15] beschrieben.

Die CORAL-Software produziert zunächst zu den generierten MC-Daten passende Treffer in den Detektoren. Dabei werden die jeweiligen Detektoreffizienzen berücksichtigt. Danach folgt ähnlich den experimentellen Daten die Rekonstruktion (siehe Abschnitt 3.7). Durch spezielle MC-Routinen, innerhalb von PHAST, kann ausserdem auch auf die Information zu jedem generierten Ereignis zugegriffen werden.

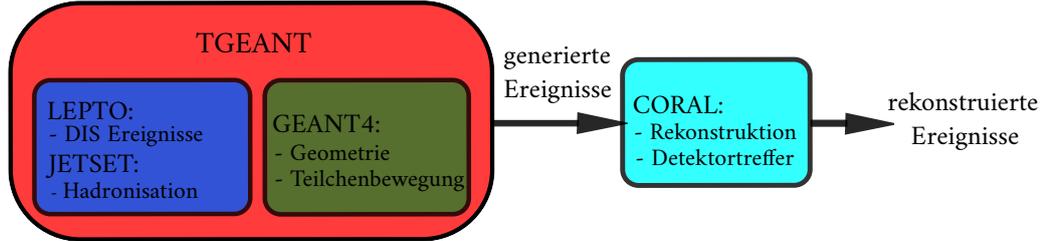


Abbildung 39: Schematische Darstellung der MC-Kette. Implementiert in die TGEANT-Software sind der LEPTO- und JETSET-Generator, zur Generation der DIS Ereignisse und der folgenden Hadronisierung, sowie GEANT4 zur Simulation der Geometrie der Spektrometer und der Teilchenbewegung. Die so generierten Ereignisse werden durch CORAL rekonstruiert.

4.5.2 Bestimmung der Spektrometerakzeptanz

Die Akzeptanz A_h ist das Verhältnis der Multiplizitäten aus rekonstruierten Ereignissen $M_{h,rek}$ und den Multiplizitäten aus generierten Ereignissen $M_{h,gen}$:

$$A_h(x, y, z) = \frac{M_{h,rek}(x, y, z)}{M_{h,gen}(x', y', z')} = \frac{N_{h,rek}(x, y, z) / N_{DIS,rek}(x, y)}{N_{h,gen}(x', y', z') / N_{DIS,gen}(x', y')} \quad (68)$$

Mit x' , y' und z' werden hier die wahren kinematischen Größen der generierten Ereignisse und mit x , y und z die der rekonstruierten Ereignisse bezeichnet. Durch die Verwendung dieser Variablen, berücksichtigt die Akzeptanz auch die Migration von einem kinematischen Intervall in einem anderen.

Angewendet wird die Akzeptanzkorrektur auf die zuvor bestimmten experimentell Multiplizitäten wie folgt:

$$M_h(x, y, z) = \frac{M_{h,exp}(x, y, z)}{A_h(x, y, z)} \quad (69)$$

Zur Berechnung der Akzeptanz ist eine weitere Datenselektion nötig, die im Folgenden beschrieben wird.

4.5.2.1 Selektion der generierten MC-Ereignisse

Zur Bestimmung der Anzahl der generierten DIS Ereignisse und Hadronen werden im wesentlichen kinematische Schnitte angewendet. Diese sind:

1. Energie des Strahlmyon: $140 > E_\mu > 180$ GeV
2. $Q^2 > 1$ (GeV/c)²

3. $0.1 < y < 0.7$
4. $0.004 < x < 0.7$
5. $5 \text{ GeV}/c^2 < W < 17 \text{ GeV}/c^2$
6. ν Schnitt
 - $v_{\max} = \sqrt{p_{\max}^2 + m^2}/z_{\max}$
 - $v_{\min} = \sqrt{p_{\min}^2 + m^2}/z_{\min}$
7. $0.2 < z < 0.85$
8. $12 \text{ GeV}/c < p_h < 40 \text{ GeV}/c$

Die MC-Simulation wird dabei in einem weiteren kinematischen Bereich simuliert als zur Datensелеktion benötigt wird. Dies erfolgt um die Migration zu simulieren. Neben den aufgelisteten Schnitten wird der Targetschnitt angewendet, um die experimentellen Bedingungen zu reproduzieren. Das gestreute Myon, sowie auftretende Elektronen und Positronen werden hier nicht selektiert. Die kinematischen Schnitte entsprechen den Schnitten die bei der Selektion für die Multiplizitäten angewendet werden.

4.5.2.2 Selektion der rekonstruierten MC-Ereignisse

Die Selektion der rekonstruierten Ereignisse erfolgt analog zur Selektion der experimentellen Daten, die in Abschnitt 4.1 beschrieben wurde. Ein Unterschied ist, dass der BMS Schnitt wegfallen kann, da der Impuls des Strahlmyons festgelegt ist. Die PID-Effizienz wird, wie in Abschnitt 4.3.3 beschrieben, direkt aus den Daten bestimmt und in die Simulation eingebunden. Aus diesem Grund muss diese nicht simuliert werden. Die Identität der Hadronen wird in der Simulation festgelegt und kann im weiteren abgefragt werden. Die geometrischen Schnitte, die aufgrund des RICH-Detektors durchgeführt werden, wie z.B. das Herausschneiden des Strahlrohrs, müssen weiter angewendet werden. Die Elektronen und Positronen bleiben in der Selektion der rekonstruierten Ereignisse enthalten. Dadurch ist in der Akzeptanzkorrektur auch die Korrektur auf die Elektronenkontamination enthalten, die in vorangegangenen Analysen separat durchgeführt wurde z.B. in [19]. Die Elektronen und Positronen stammen vor allem aus hadronischen Zerfällen (π^0). Sie führen, wie in Abbildung 22 zu sehen, zu einer Verunreinigung der identifizierten Pionen.

4.5.2.3 Selektierte MC-Daten

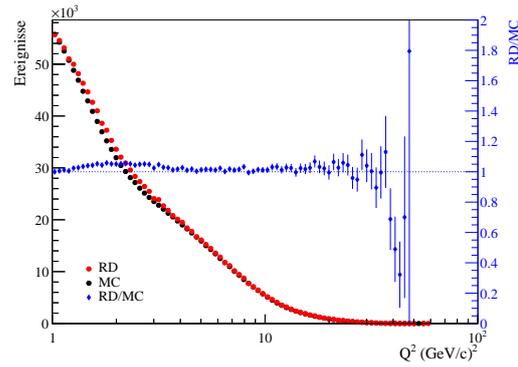
Der Umfang des gesamten MC-Datensets für die rekonstruierten und generierten Ereignisse ist in Tabelle 6 zusammengefasst.

	generierte Ereignisse	rekonstruierte Ereignisse
N_{DIS}	43 706 155	28 160 762 (64.43%)
N_{had}	16 278 082	8 753 295 (53.77%)
N_{π}	11 704 963	6 253 469 (53.43%)
N_K	2 679 917	1 398 081 (52.17%)
N_p	1 648 498	913 067 (55.39%)

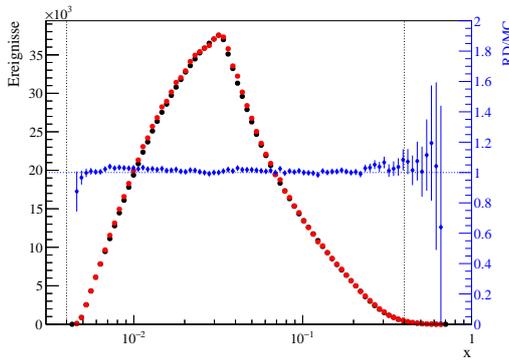
Tabelle 6: Dargestellt ist die Anzahl der generierten und rekonstruierten DIS Ereignisse und Hadronen, sowie der Anteil der Pionen, Kaonen und Protonen. Das Verhältnis der Anzahl an rekonstruierten zu generierten DIS Ereignissen bzw. Hadronen ist in Prozent angegeben.

Die Qualität der Simulation kann veranschaulicht werden, indem man reale Daten (RD) und MC-Daten miteinander vergleicht. Dieser Vergleich ist für die inklusiven und die semi-inklusive kinematischen Variablen in Abbildung 40 und 41 dargestellt. Hierbei sind rot die realen Daten, schwarz die simulierten Daten und blau das Verhältnis, RD/MC-Daten. Die simulierten Daten entsprechen den zuvor besprochenen rekonstruierten Ereignissen, so dass sichergestellt ist, dass auf beide Datensets die gleichen Schnitte angewendet wurden. Da bei der Simulation nur der Wirkungsquerschnitt des Einphotonenaustauschs berücksichtigt wird, ist bei den realen Daten zusätzlich die Strahlungskorrektur angewendet worden. Die vertikalen Linien markieren den Bereich, der für die Bestimmung der Multiplizitäten verwendet wird.

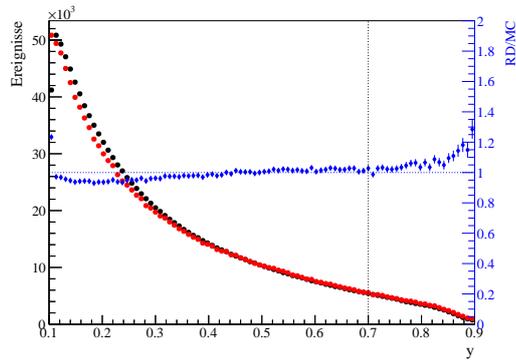
Bei den Verteilungen der inklusiven Variablen (Abb. 40) wurden vorher der Q^2 -Schnitt angewendet, sowie alle weiteren Schnitte zur DIS-Selektion außer dem Schnitt der dargestellten Variable selbst. Im markierten Bereich zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Die Unterschiede betragen weniger 5%. Der Vergleich der semi-inklusive Variablen p_h und θ_h ist in Abbildung (Abb. 41) dargestellt. Auch hier wurden neben allen Schnitten zur DIS-Selektion auch alle Schnitte der Hadronselektion bis auf den die Variable direkt betreffenden angewendet. Beide Variablen zeigen eine relativ gute Übereinstimmung in den markierten Bereichen, jedoch mit etwas größeren Unterschieden als bei den inklusiven Variablen. Die Unterschiede werden größer bei ansteigenden Impulsen und Winkeln. Eine Verbesserung des Verhältnisses kann durch eine Optimierung der Parameter des JETSET-Generators erfolgen, der bei der Simulation verwendet wurde. Für die Bestimmung der Akzeptanz ist die Qualität der Simulation ausreichend. Die Abweichung können durch den systematischen Fehler der Akzeptanz berücksichtigt werden.



(a) Anzahl der DIS Ereignisse in Abhängigkeit von Q^2 .

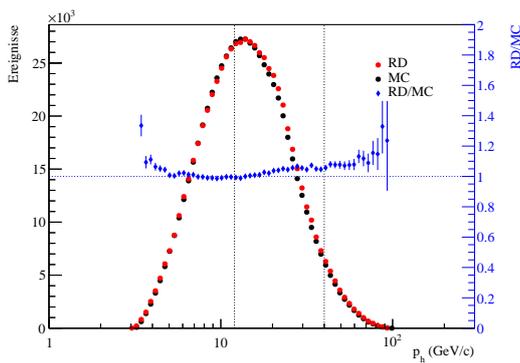


(b) Anzahl der DIS Ereignisse in Abhängigkeit von x .

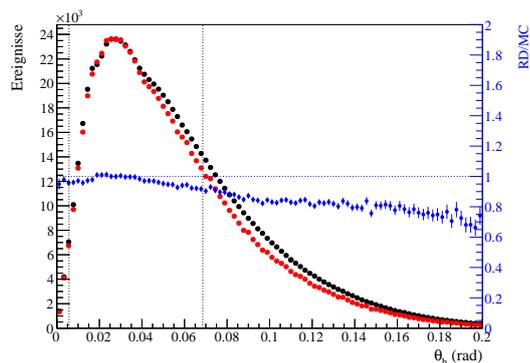


(c) Anzahl der DIS Ereignisse in Abhängigkeit von y .

Abbildung 40: Abgebildet ist die Anzahl der DIS Ereignisse in Abhängigkeit von Q^2 (a), x (b) und y (c) der realen (rot) und der simulierten Daten (schwarz), sowie das Verhältnis der Datensets (blau). Hierbei wurde der Schnitt $Q^2 > 1$ angewendet, sowie alle weiteren DIS-Schnitte, außer der auf die Dargestellte Variable. Bei den realen Daten wurde zusätzlich die Strahlungskorrektur angewendet. Die vertikalen Linien kennzeichnen den bei der Bestimmung der Multiplizitäten relevanten Bereich.



(a) Anzahl der Hadronen in Abhängigkeit von p_h



(b) Anzahl der Hadronen in Abhängigkeit von θ_h

Abbildung 41: Dargestellt ist der Vergleich (blau) der Anzahl der Hadronen des gemessenen (rot) und simulierten (schwarz) Datensets, in Abhängigkeit von p_h (a) und θ_h (b). Es wurden dabei alle Schnitte der DIS-Selektion und alle kinematischen Schnitte der Hadron-Selektion außer dem auf die dargestellte Variable selbst durchgeführt. Auch die semi-inklusive Strahlungskorrektur wurde angewendet.

4.5.3 Ergebnis der Spektrometerakzeptanz

Die Abbildungen 42, 60 und 44 zeigen die Spektrometerakzeptanz der nicht identifizierten Hadron, der Pionen und der Kaonen. Die Darstellung erfolgt, wie die der Multiplizitäten, ebenfalls als Funktion von z in jedem der x - und y -Intervalle. Die Akzeptanz der positiv geladenen ist rot und die der negativ geladenen Hadronen blau.

Bei der Berechnung des Fehlers muss berücksichtigt werden, dass die Anzahl der rekonstruierten nicht unabhängig von der Anzahl der generierten Ereignisse ist. Zu beachten ist hier, dass als Folge der Rekonstruktion, die Kinematik eines generierten Ereignisses nicht mehr mit der Kinematik eines daraus rekonstruierten Ereignisses übereinstimmen muss. Dadurch kommt es zu Migration zwischen den kinematischen Intervalle. Berücksichtigt man dieses Verhalten und betrachtet man zur Vereinfachung die Anzahl der generierten (rekonstruierten) Hadronen weiterhin als unabhängig von der Anzahl der generierten (rekonstruierten) DIS-Ereignisse, kann der Fehler nach [28] berechnet werden als:

$$(\Delta A)^2 = \left(\frac{G_{\text{DIS}}}{R_{\text{DIS}} + R'_{\text{DIS}}} \right)^2 \left(\frac{(R_{\text{had}} + 1)(G_{\text{had}} - R_{\text{had}} + 1)}{(G_{\text{had}} + 2)^2(G_{\text{had}} + 3)} + \frac{R'_{\text{had}}}{G_{\text{had}}^2} + \frac{R_{\text{had}}^2}{G_{\text{had}}^3} \right) \quad (70)$$

$$+ \left(\frac{G_{\text{DIS}}}{R_{\text{DIS}} + R'_{\text{DIS}}} \right)^4 \left(\frac{R_{\text{had}} + R'_{\text{had}}}{G_{\text{had}}} \right)^2 \left(\frac{(R_{\text{DIS}} + 1)(G_{\text{DIS}} - R_{\text{DIS}} + 1)}{(G_{\text{DIS}} + 2)^2(G_{\text{DIS}} + 3)} + \frac{R'_{\text{DIS}}}{G_{\text{DIS}}^2} + \frac{R_{\text{DIS}}^2}{G_{\text{DIS}}^3} \right).$$

Hierbei bezeichnet G_{DIS} und G_{had} die Anzahl der generierten DIS-Ereignisse und Hadronen in einem bestimmten (x, y, z) -Intervall. Die Anzahl der DIS-Ereignisse bzw. Hadronen die aus einem generierten DIS-Ereignis bzw. Hadron, im gleichen kinematischen Intervall rekonstruiert wurden, werden mit R_{DIS} bzw. R_{had} bezeichnet. Die restlichen Ereignisse (Hadronen), die entweder in einem anderen Intervall oder ohne generiertes Ereignis (Hadron) rekonstruiert wurden, sind in R'_{DIS} (R'_{had}) zusammengefasst.

Die Akzeptanzen der nicht identifizierten Hadronen, Pionen und Kaonen (siehe Abb. 42, 60 und 44) sind sich sehr ähnlich. Durch die größeren Fehler in der Akzeptanz der geladenen Kaonen, wird deutlich, dass hier vergleichsweise geringere Statistik vorhanden ist. In allen Fällen zeigt sich zumeist ein relativ konstantes Verhalten über den gesamten z -Bereich, in dem die Akzeptanz stetig zwischen 70% und 80% beträgt. Nur bei großen y und sehr kleinen x , sowie bei kleinen y und fortlaufend zu größer werdenden x fällt die Akzeptanz ab. Bei kleinen y und mit ansteigendem x verringert sich der Impuls der bei der Streuung produzierten Hadronen. Hadronen mit kleinen Impulsen werden entweder nicht rekonstruiert oder durch den Schnitt auf den Hadronenimpuls bei der Datenselektion verworfen. Dies führt zu einer kleineren Akzeptanz. Der Grund für die verringerte Akzeptanz bei großen y und sehr kleinen x kann wahrscheinlich eine eingehende Analyse der selektierten MC-Daten in diesem kinematischen Bereich beantworten. Eventuell ist das ein Effekt, der durch die Geometrie des Experiments hervorgerufen wird. Zum Beispiel kann dadurch, dass DIS-Ereignisse an verschiedenen Positionen im Target auftreten, die Akzeptanz in diesen kinematischen Bereichen beeinflusst werden.

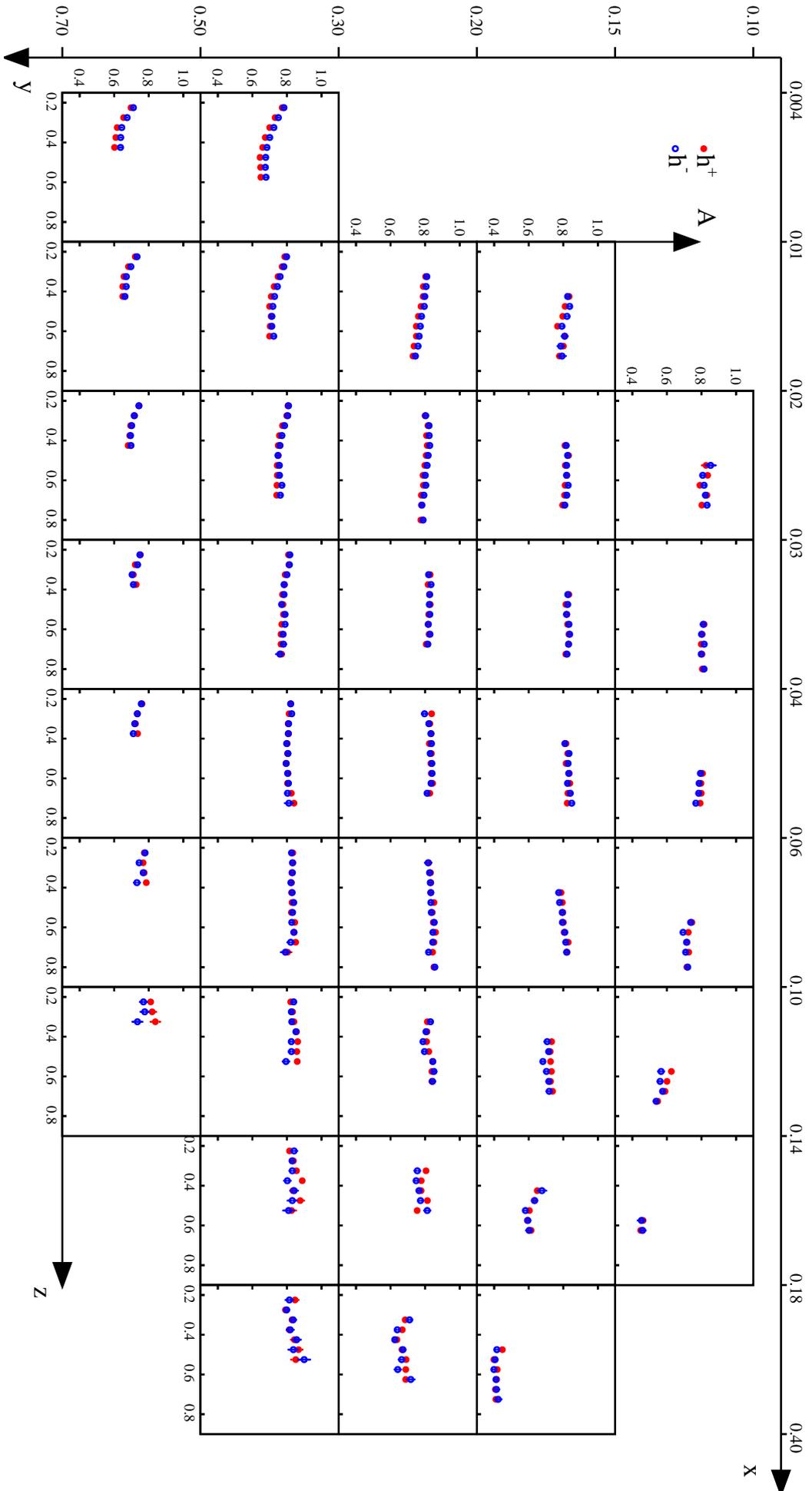


Abbildung 42: Dargestellt ist die Akzeptanz für positiv (rot) und negativ (blau) geladene Hadronen als Funktion von z in jedem x und y Intervall. Die Akzeptanz zeigt zumeist ein relativ konstantes Verhalten und beträgt 70-80%. Bei großen y und kleinen x fällt die Akzeptanz mit größer werdendem z ab. Im Bereich kleiner y und ansteigendem x besitzen die Produzierten Hadronen einen kleinen Impuls. Diese Hadronen werden nicht rekonstruiert oder durch den Schnitt auf den Hadronenimpuls ausgeschlossen. Deshalb ist auch in diesem Bereich die Akzeptanz geringer.

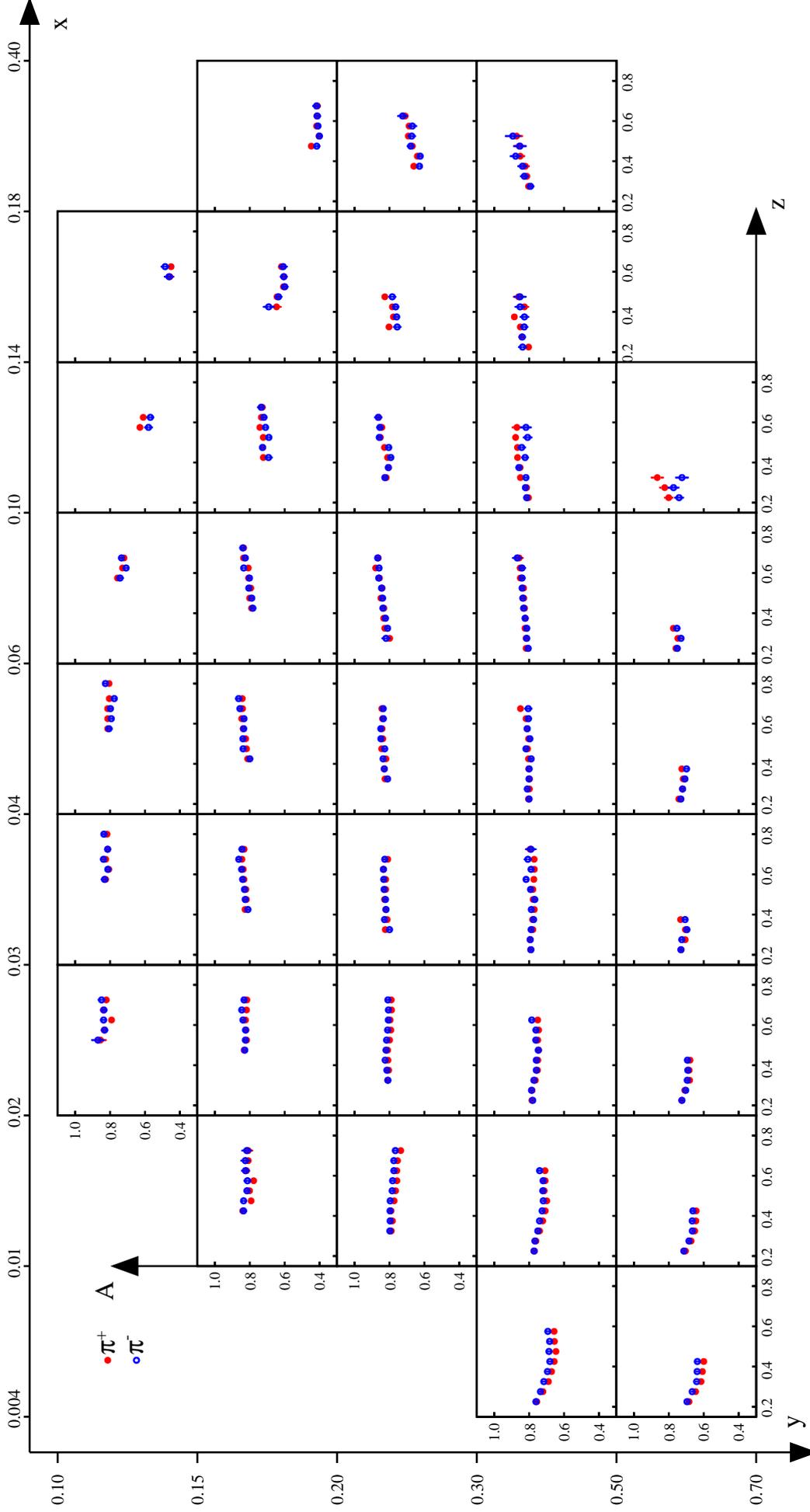


Abbildung 43: Abgebildet ist die Akzeptanz für positiv (rot) und negativ (blau) geladene Pionen als Funktion von z in jedem x und y Intervall. Die Akzeptanz ist der der nicht identifizierten Hadronen sehr ähnlich.

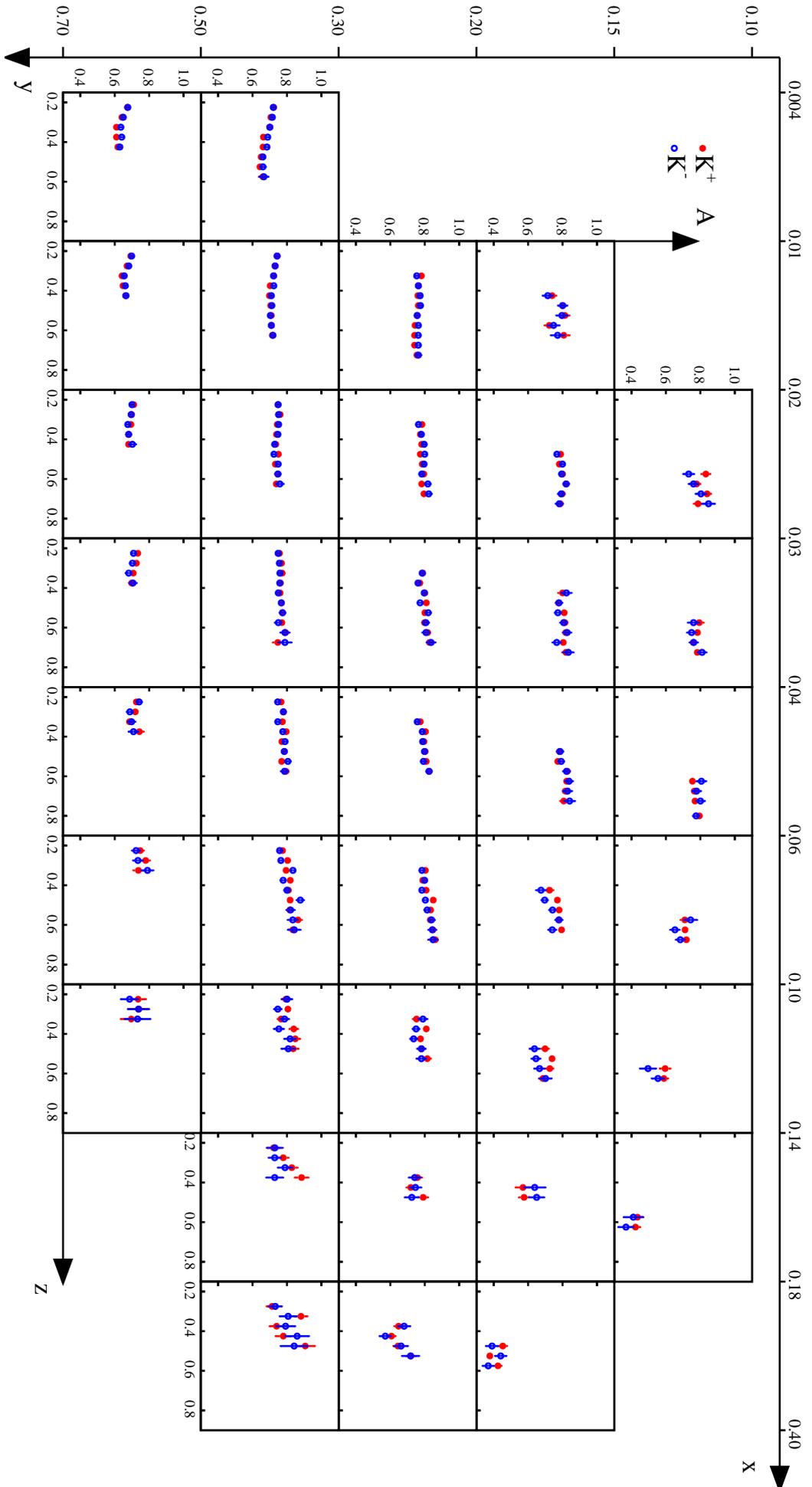


Abbildung 44: Abgebildet ist die Akzeptanz für positiv (rot) und negativ (blau) geladene Kaonen als Funktion von x in jedem x und y Intervall. Die Akzeptanz zeigt ebenfalls ein ähnliches Verhalten wie die der nicht identifizierten Hadronen und Pionen, besitzt nur eine deutlich geringere Statistik.

4.6 ERGEBNIS DER 2012ER HADRONMULTIPLIZITÄTEN UND EINFLUSS DER AKZEPTANZKORREKTUR

Bei den hier gezeigten Multiplizitäten wurden die Strahlungskorrektur, die PID-Effizienz und die Akzeptanzkorrektur berücksichtigt. Wie in Abschnitt 4 erwähnt, konnte die Korrektur auf diffraktiv produzierte Vektormesonen nicht angewendet werden. Wie bei den experimentellen Multiplizitäten beinhaltet der angegebene Fehler nur den rein statistischen Fehler. Der Einfluß der Akzeptanzkorrektur ist am Beispiel der negativen Hadronen in Abbildung 45 zu sehen. Dargestellt sind die endgültigen (final, rot) und die experimentellen Multiplizitäten (exp., schwarz), sowie ihr Verhältnis (blau). Man kann erkennen, dass die endgültigen Multiplizitäten etwa um einen konstanten Faktor von ca. 1.4 größer, als die der experimentellen, sind. In Bereichen großer y und kleiner x , also in den Bereichen in denen die Akzeptanz mit laufendem z kleiner wird, zeigt das Verhältnis einen erwarteten Anstieg. Bei kleinen y und großen x ist der Faktor mit etwa 2.5 am größten und reicht über die hier angebrachte Skala.

In Abbildung 46, 47 und 48 sind die endgültigen Multiplizitäten der nicht identifizierten Hadronen, der Pionen und der Kaonen dargestellt. Systematische Fehler, die aus der Anwendung der Korrekturen folgen, werden in weiterführenden systematische Studien bestimmt. Die größten Unsicherheiten stammen aus den PID-Effizienzen, der Akzeptanzbestimmung und dem diffraktiven Anteil des ρ^0 . Bei der Bestimmung der Multiplizitäten aus Daten des Jahres 2006 betragen diese je nach kinematischem Bereich etwa zwischen 5% und 10%. Genaueres zu den systematischen Studien kann in [30] gefunden werden.

Durch die im wesentlich über den gesamten kinematischen Bereich konstante Akzeptanz hat sich der Verlauf dieser Multiplizitäten im Vergleich zu den experimentellen Multiplizitäten kaum geändert. Die Multiplizität der nicht identifizierten Hadronen (Abb. 46) nimmt mit kleiner werdendem z stark zu. Diese Zunahme der Multiplizität kommt dadurch, dass mit der Zunahme des Energieübertrags y bei einem DIS-Prozess auch mehr Teilchen (Hadronen) erzeugt werden können. Diese Teilchen teilen den gesamten Energieübertrag unter sich auf. Dadurch kann maximal ein Hadron mit einer relativen Energie größer als 0.5 z , jedoch eine Vielzahl von Hadronen mit kleinem z entstehen. Das führt zu der beobachtete z -Abhängigkeit der Multiplizitäten. Es zeigt sich auch eine schwache x Abhängigkeit, die aufgrund der Impulsverteilung der Quarks im Proton zu erwarten ist. Weiter fällt auf, dass es eine Asymmetrie zwischen den Multiplizitäten der positiv und negativ geladenen Hadronen gibt, wobei die der positiven Hadronen tendenziell größer sind. Diese Asymmetrie ist besonders auffällig im Fall der Kaonen (Abb. 48) und nimmt in dem Bereich mittlerer und großer y Werte mit steigendem x zu. Ursache dafür ist die Quarkzusammensetzung der betrachteten Hadronen:

$$\pi^+ = \begin{pmatrix} u \\ \bar{d} \end{pmatrix}, \quad \pi^- = \begin{pmatrix} d \\ \bar{u} \end{pmatrix}, \quad K^+ = \begin{pmatrix} u \\ \bar{s} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad K^- = \begin{pmatrix} s \\ \bar{u} \end{pmatrix},$$

sowie der Anteil der Valenz- und Seequarks des Protonentargets. Da der Wirkungsquerschnitt der DIS, wie in Abschnitt 2.1.3 (Glg. 24) diskutiert, abhängig vom Quadrat der Ladungszahl Z_i^2 des Quarks i ist, ist demnach der Wirkungsquerschnitt an der Streuung eines u-Quarks größer als der an einem d-Quark. Dieser Effekt wird zusätzlich durch die Quarkzusammensetzung des Protons (uud) verstärkt.

Weiterhin ist die Wahrscheinlichkeit, dass das getroffene u-Quark in ein Hadron übergeht, das ebenfalls ein u-Quark trägt, nach dem Verhältnis der favorisierten und unfavorisierten FF (siehe Abschnitt 2.2.2) ebenfalls höher. Durch beide Faktoren ist generell die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines der positiven Hadronen (Pionen, Kaonen) höher.

Im Fall des negativen Kaons kommt hinzu, dass es favorisiert nur durch die Streuung an einem der Seequarks erzeugt werden kann. Da die Wahrscheinlichkeit, dass ein Seequark einen großen Impulsbruchteil des Nukleons trägt (d.h. großes x), sehr gering ist, wird die Asymmetrie bei der Multiplizität der Kaonen in diesem Bereich besonders deutlich. Die Asymmetrie der Pionen (Abb. 47) ist im Vergleich deutlich weniger ausgeprägt, da hier auch die favorisierte Fragmentation in

ein negatives Pion auftritt. Ansonsten ist diese, durch die Piondominanz in den Hadronen, der Multiplizität der nicht identifizierten Hadronen sehr ähnlich.

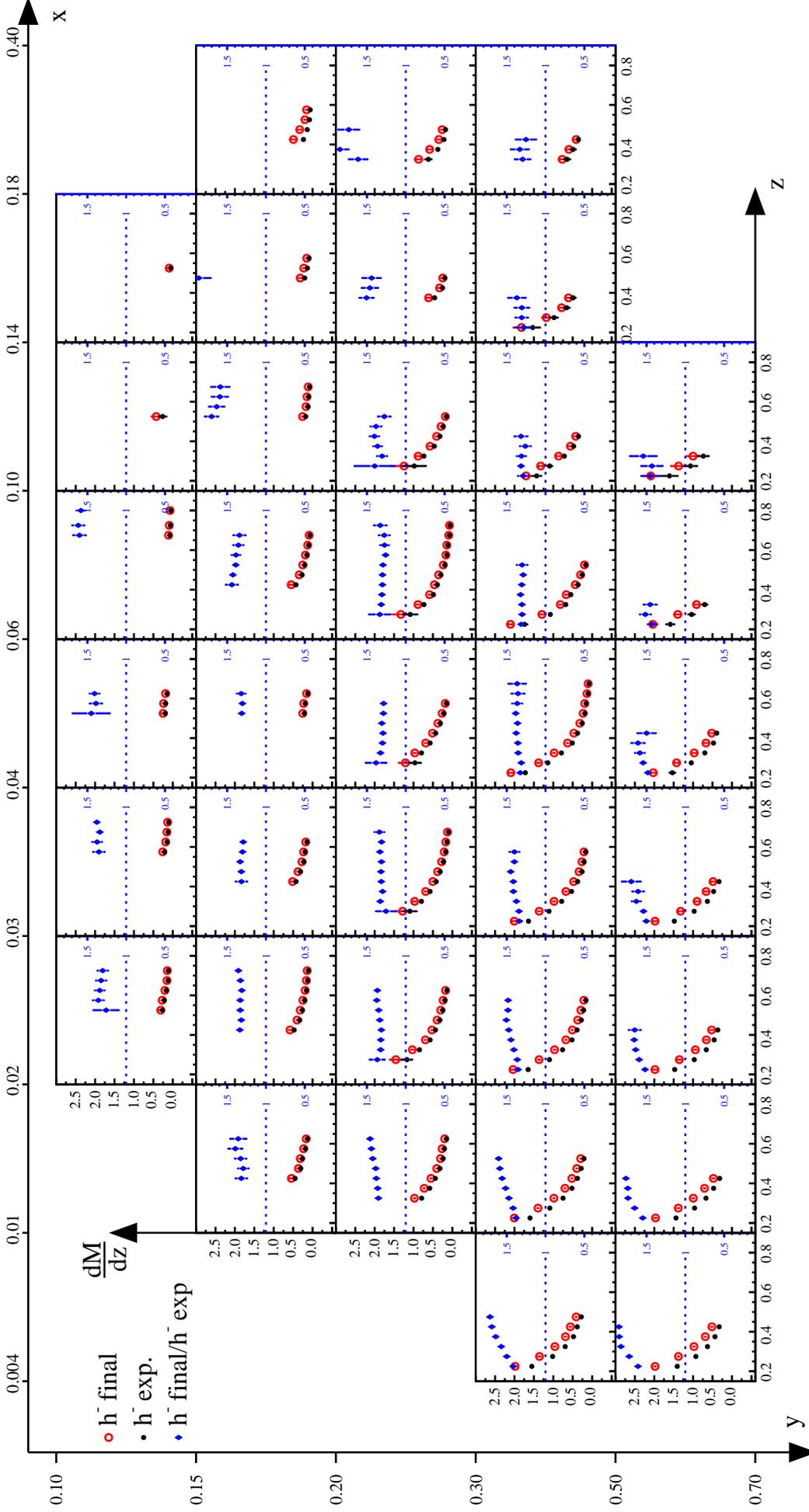


Abbildung 45: Dargestellt sind das Endergebnis (final, rot) und das Ergebnis der experimentellen (exp., schwarz) Multiplizitäten nicht identifizierter negativer Hadronen, sowie ihr Vergleich (blau). Durch die Akzeptanzkorrektur sind die endgültigen Multiplizitäten um etwa einen konstanten Faktor von ca. 1.4 größer, als die der experimentellen. In kinematischen Bereichen, in denen die Akzeptanz mit laufendem z abfällt (kleine x und große y), steigt dieser Faktor, wie zu erwarten, auf bis zu 1.7 an. Bei kleinen y und großen x ist der Faktor mit etwa 2.5 am Größten und reicht über die angebrachte Skala.

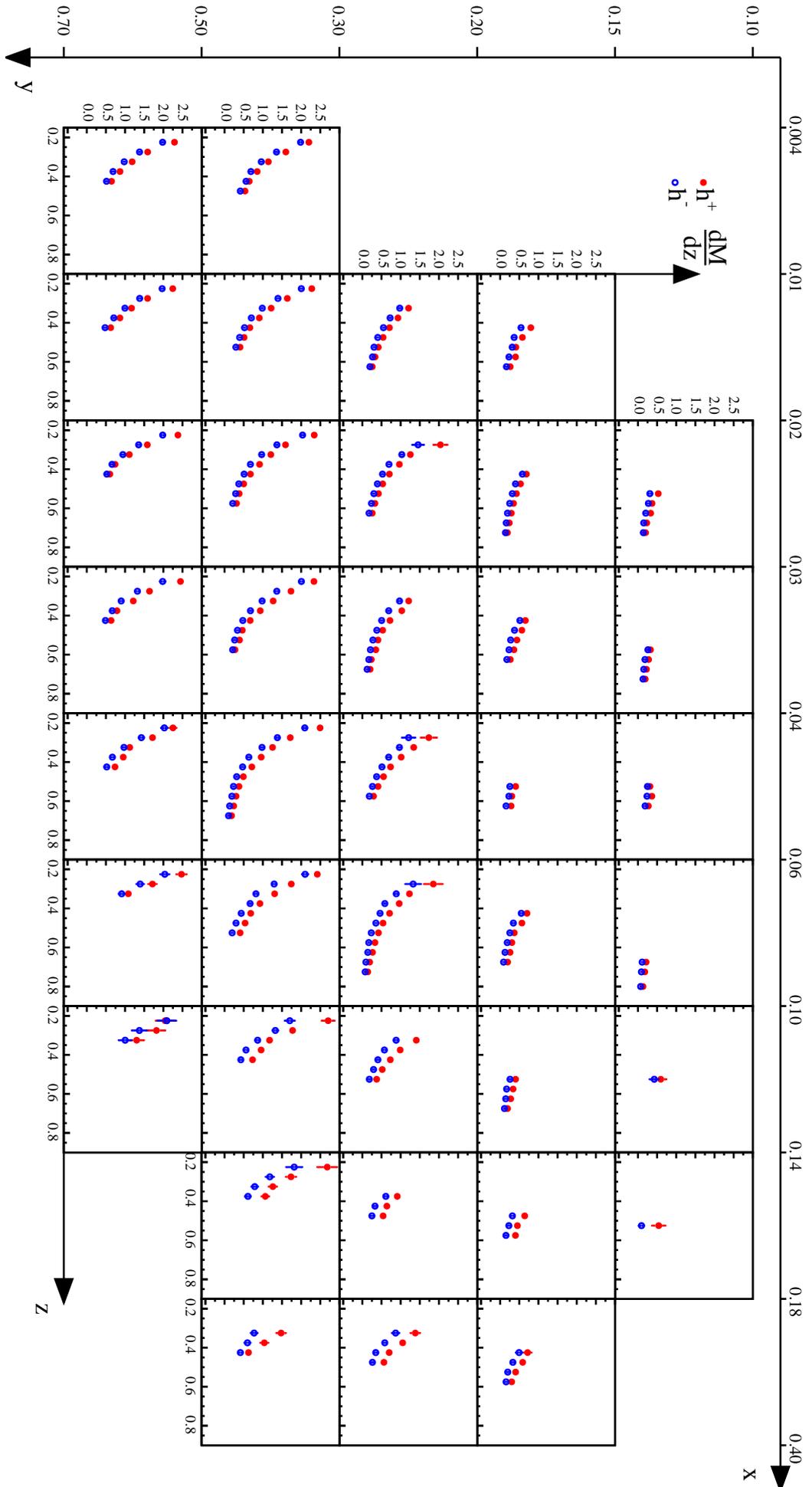


Abbildung 46: Abgebildet ist das endgültige Ergebnis der Multiplizitäten nicht identifizierter Hadronen als Funktion von z für jeden x und y Intervalle. Die Multiplizitäten, der nicht identifizierten positiven und negativen Hadronen sind in rot und blau dargestellt.

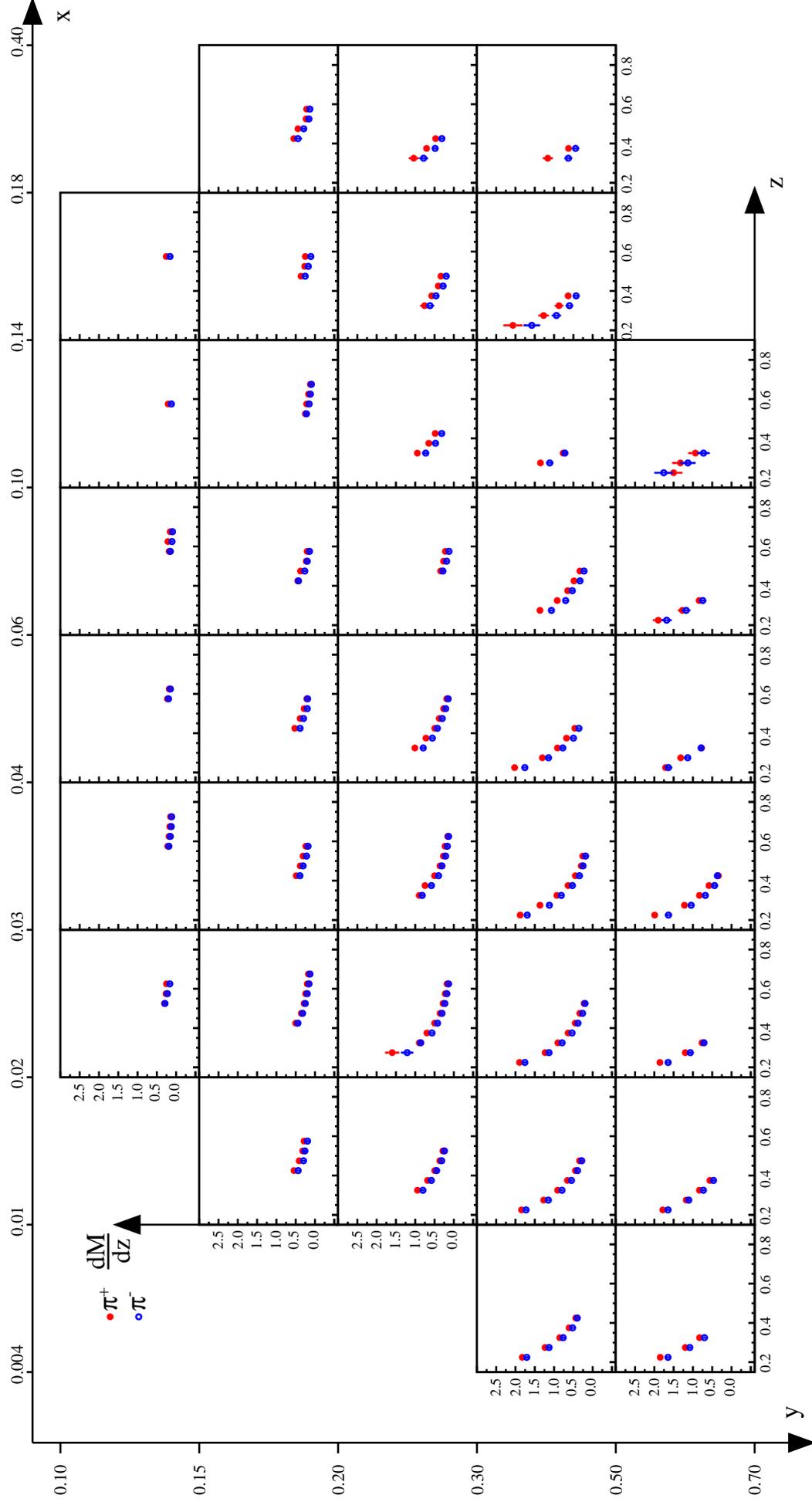


Abbildung 47: Abgebildet ist das endgültige Ergebnis der Pionenmultiplizitäten als Funktion von z für jeden x und y Intervalle. Die Multiplizitäten, der positiven und negativen Pionen sind in rot und blau dargestellt.

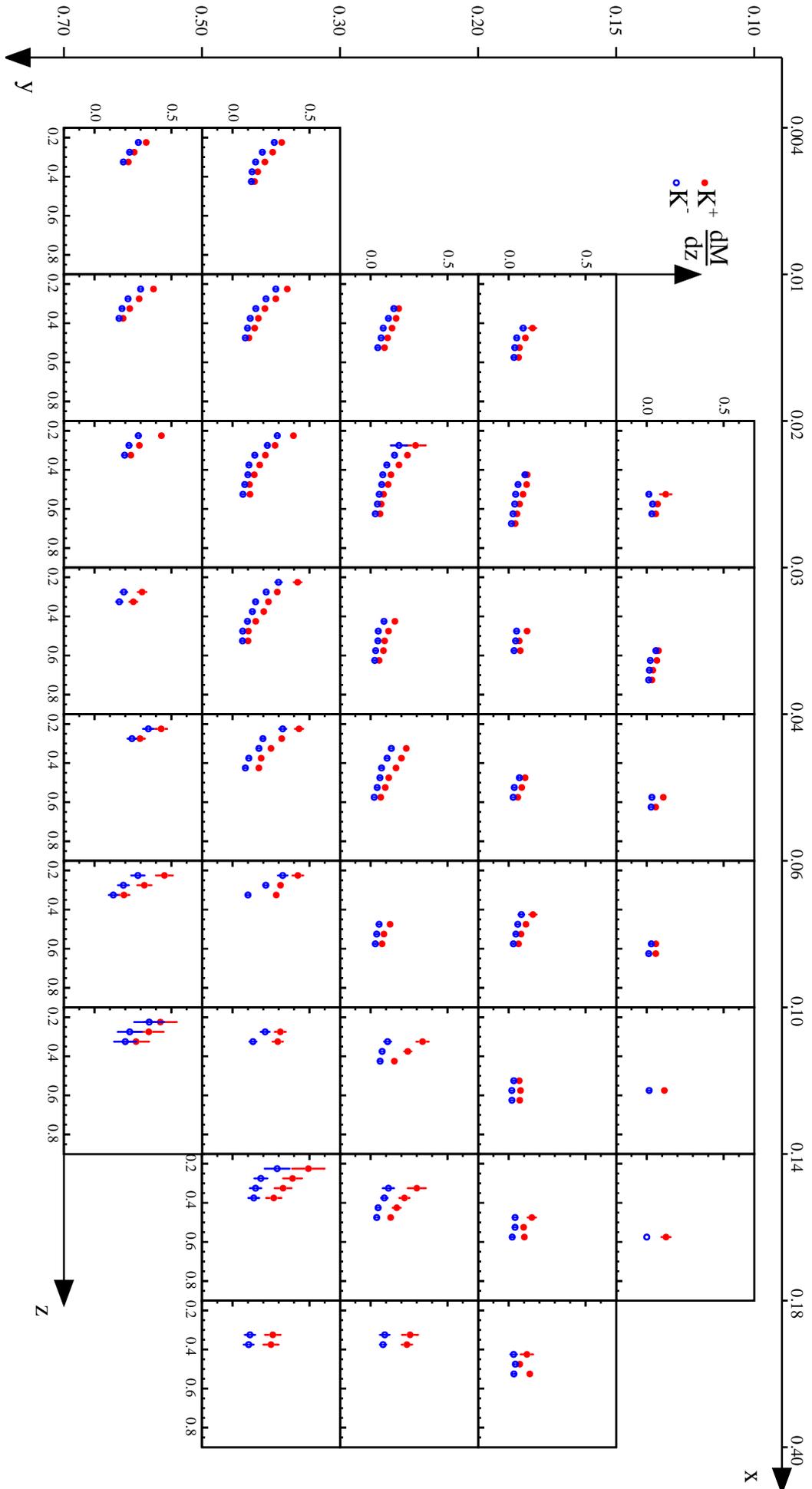


Abbildung 48: Abgebildet ist das endgültige Ergebnis der Kaonmultiplizitäten als Funktion von z für jeden x und y Intervall. Die Multiplizitäten, der positiven und negativen Kaonen sind in rot und blau dargestellt.

Im Jahr 2012 wurde am COMPASS-Experiment tief-inelastische Lepton-Nukelon-Streuung (DIS) untersucht. Hierzu wurde ein 160 GeV Myonstrahl an einem feststehenden Flüssigwasserstofftarget gestreut. Nachgewiesen wurde dieser Prozess mittels einer semi-inklusive Messung, die die Identifikation der Hadronen einschließt. Aus diesen Daten können die Hadronmultiplizitäten als Anzahl der Hadronen pro DIS-Ereignis berechnet werden. Sie werden sowohl für geladene, nicht identifizierte Hadronen als auch für geladene Pionen und Kaonen bestimmt. Die Multiplizitäten werden abhängig von den drei kinematischen Variablen x , y und z bestimmt und als solche auch in (x,y,z) -Intervallen dargestellt. Um diese dreidimensional darstellen zu können, wird über die Transversalimpulse und Azimutalwinkel der Hadronen integriert. Selektiert werden die DIS-Ereignisse und Hadronen auf Grundlage ihrer Kinematik. In der Selektion werden neben der reinen Kinematik auch Einschränkungen durch die Detektorgeometrien und Spektrometereigenschaften berücksichtigt. Um andere Effekte, die dabei nicht berücksichtigt werden, zu bestimmen oder um Effekte, die die Messung einschränken, zu korrigieren, werden Korrekturfaktoren benötigt.

Die wichtigsten Korrekturen sind die Strahlungskorrektur, die Effizienz bei der Teilchenidentifikation (PID-Effizienz) und die Akzeptanzkorrektur. Bei der Strahlungskorrektur wird berücksichtigt, dass der gemessene Prozess nicht dem Einphotonen-Austausch entspricht, sondern die Messung durch QED-Beiträge höherer Ordnung beeinflusst wird. Der Einfluß dieser Beiträge kann getrennt für den inklusiven Fall bzw. semi-inklusive Fall berechnet und als Faktor auf die Anzahl der DIS-Ereignisse bzw. Hadronen angewendet werden. Der Einfluß dieser Korrektur auf die Hadronmultiplizitäten ist mit maximal $7\% \pm 0.5\%$ in Bereichen großer y und kleiner x und z eher klein.

Die Teilchenidentifikation (PID¹) erfolgt beim COMPASS-Experiment durch einen RICH-Detektor. Hierbei ist zu bestimmen, wie effizient die Teilchenidentifikation durch den RICH ist. Dazu verwendet man das invariante Massespektrum von Zerfällen in zwei geladene Teilchen. Dieses Massespektrum kann mit Hilfe einer Datenselektion bestimmt werden. Ist eines der beiden Teilchen durch den RICH-Detektor identifiziert, ist die Identität des zweiten Teilchens durch den Zerfall festgelegt. Vergleicht man diese festgelegte ID mit der Aussage des RICH-Detektors, können daraus die Effizienzen der Teilchenidentifikation ermittelt werden. Bei der Effizienz der Pion-, Kaon- und Protonidentifikation geht man von Zerfällen aus, in deren Ausgangskanal eins der Teilchen zu finden ist. Die hierzu genutzten Zerfälle sind: $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\Phi \rightarrow K^+ K^-$, $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ und $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} \pi^+$. Ein Vergleich der PID-Effizienzen der Jahre 2012 und 2011 zeigt, dass sich das Verhalten des Detektors nicht geändert hat. Die Anzahl der identifizierten Hadronen, die durch die Selektion für die Multiplizitäten bestimmt wurde, wird mit Hilfe der PID-Effizienzen korrigiert und man erhält die Anzahl der wahren Hadronen. Diese Korrektur hat bei kleinen Hadronimpulsen einen kleinen Einfluß ($< 5\%$) auf die Multiplizitäten, mit ansteigenden Hadronimpulsen wächst dieser jedoch auf bis zu $40\% \pm 5\%$ an. Da in diesem Bereich die Multiplizität klein ist, führt dies nur zu kleinen absoluten Änderungen.

Die Akzeptanzkorrektur wird mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation (MC-Simulation) bestimmt. Hierbei vergleicht man die Anzahl der Ereignisse, die durch einen MC-Generator generiert wurden, mit der Anzahl der Ereignisse, die sich nach der Simulation des Spektrometeraufbaus noch rekonstruieren lassen. Auf diese Weise gleicht man Einschränkungen durch die Detektorgeometrie, kinematische Migration und Effizienzen der Rekonstruktion aus. Die Anzahlen werden durch eine Selektion der MC-Daten in Abhängigkeit derselben kinematischen (x,y,z) -Intervallen wie die Multiplizitäten bestimmt. Die Akzeptanz bestimmt sich aus dem Verhältnis der Multiplizitäten, die man aus den rekonstruierten und generierten Ereignissen berechnet. Die Akzeptanzen der nicht identifizierten Hadronen, der Pionen und Kaonen zeigen ein sehr ähnliches Verhalten. Sie beträgt in weiten kinematischen Bereichen etwa 80%. Nur bei kleinen x und großen y fällt sie mit anstei-

¹ Particle IDentification

gendem z auf ca. 65% ab. Bei kleinen y sinkt sie mit zunehmendem x auf ca. 40%. Der dadurch auf die Multiplizitäten angebrachte Korrekturfaktor liegt zwischen 1.25 und 2.5 und ist damit am Größten.

Bisher nicht berücksichtigt wurde der Korrektur der diffraktiv produzierten Vektormesonen. Diese zerfallen in geladene Hadronen, die die selektierten Daten verunreinigen, da sie nicht in einem DIS-Prozess produziert wurden.

Die Ergebnisse beinhalten außerdem nur den statistischen Fehler und nicht die systematische Unsicherheit, die sich aus den eingebrachten Korrekturen ergibt. Im Jahr 2006 betrug diese etwa zwischen 5% und 10%.

Die favorisierten Fragmentationsfunktionen für die Pionen werden aus den Multiplizitäten in führender Ordnung durch einen QCD-Fit bestimmt. Um jedoch Effekte höherer Ordnung zu berücksichtigen werden die COMPASS-Daten an Theoriegruppen weitergereicht. Diese führen einen QCD-Fit, der Daten, in nächster führender Ordnung durch um ihre jeweiligen Parametrisierungen zu verbessern. Die üblichen Parametrisierungen sind die DSS²-, die HKNS³- und die Kretzer-Parametrisierung.

² D. de Florian, M. Stratmann und R. Sassot

³ M. Hirai, S. Kumani, T. H. Nagai und K. Sudoh

Rechnung zu Gl. (23):

$$\begin{aligned} \delta\left(v - \frac{Q^2}{2m_i}\right) &= \frac{1}{v} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_i v}\right) = \frac{1}{v} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2p_i \cdot q}\right) \\ &= \frac{1}{v} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2\zeta P \cdot q}\right) = \frac{\zeta}{v} \delta\left(\zeta - \frac{Q^2}{2Mv}\right) \end{aligned} \quad (71)$$

Hierbei ist berücksichtigt das der Impuls des Nukleons sich auf die Partonen verteilt ($p_i = \zeta P$) und im Ruhesystem: $m_i v = p_i$ und $P \cdot q = Mv$, gilt.

FITERGEBNISSE

Dargestellt sind Beispiele für Ergebnisse der, bei der Bestimmung der RICH-Effizienzen durchgeführten, kombinierten Fits (Abschnitt 4.3.3.2):

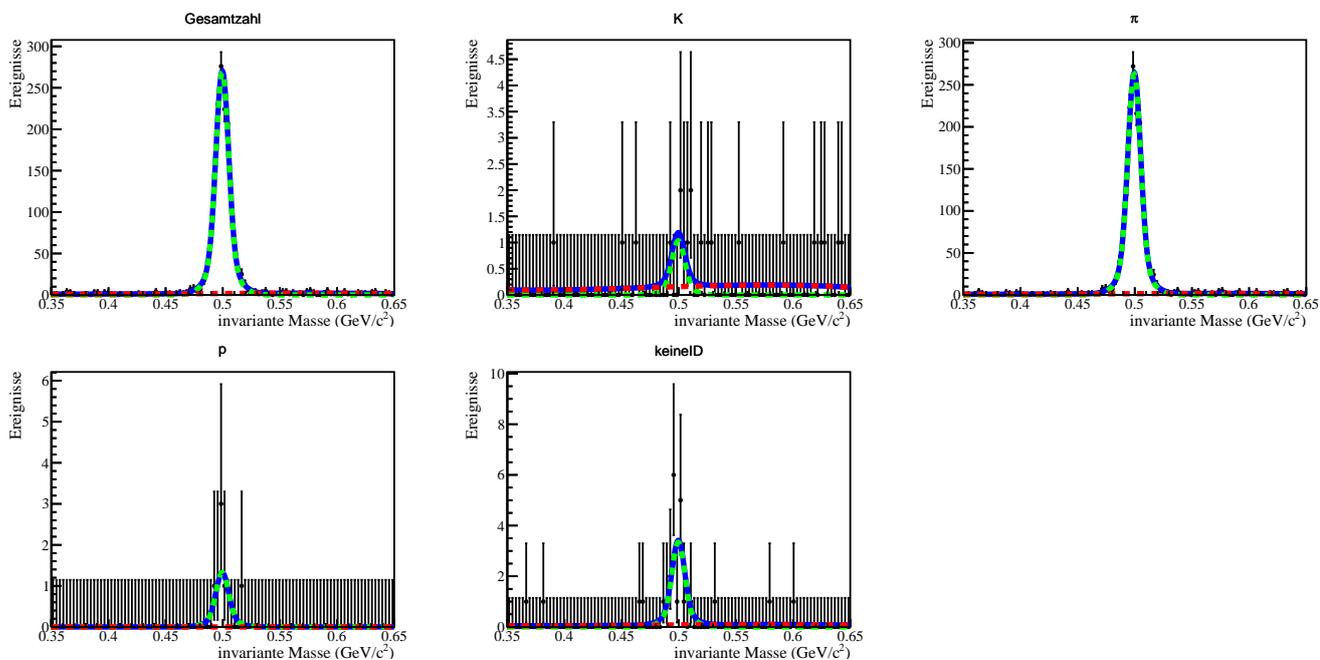


Abbildung 49: Ergebnis des kombinierten Fits der Gesamtzahl und der Anzahl identifizierter negativer Hadronen aus der K_S^0 -Selektion für $15 < p < 17$ (GeV/c) und $0.01 < \theta < 0.04$ (rad) als Funktion der invarianten Masse der Zerfallsprodukte. Dargestellt sind die Ergebnisse des Signalfits (grün) des Hintergrundfits (rot) und die Summe (blau).

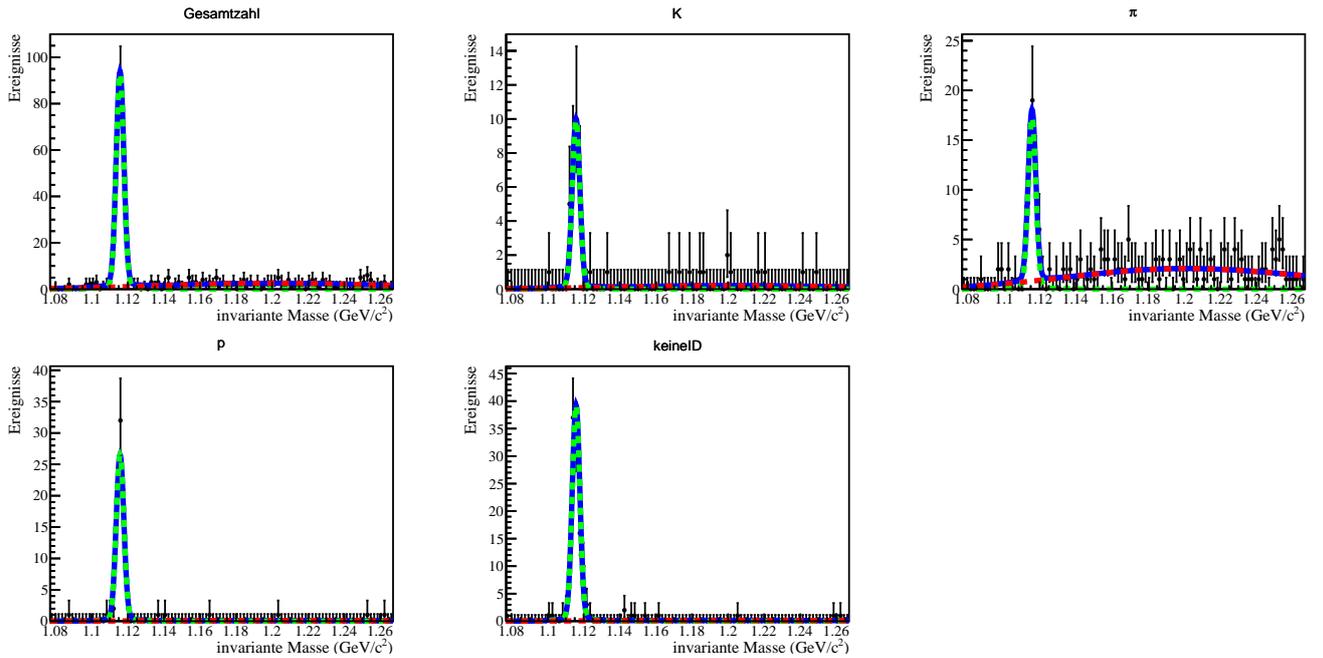


Abbildung 50: Ergebnis des kombinierten Fits der Gesamtzahl und der Anzahl identifizierter positiver Hadronen aus der Λ^0 -Selektion für $17 < p < 19$ (GeV/c) und $0.01 < \theta < 0.04$ (rad) als Funktion der invarianten Masse der Zerfallsprodukte. Dargestellt sind die Ergebnisse des Signalfits (grün) des Hintergrundfits (rot) und die Summe (blau).

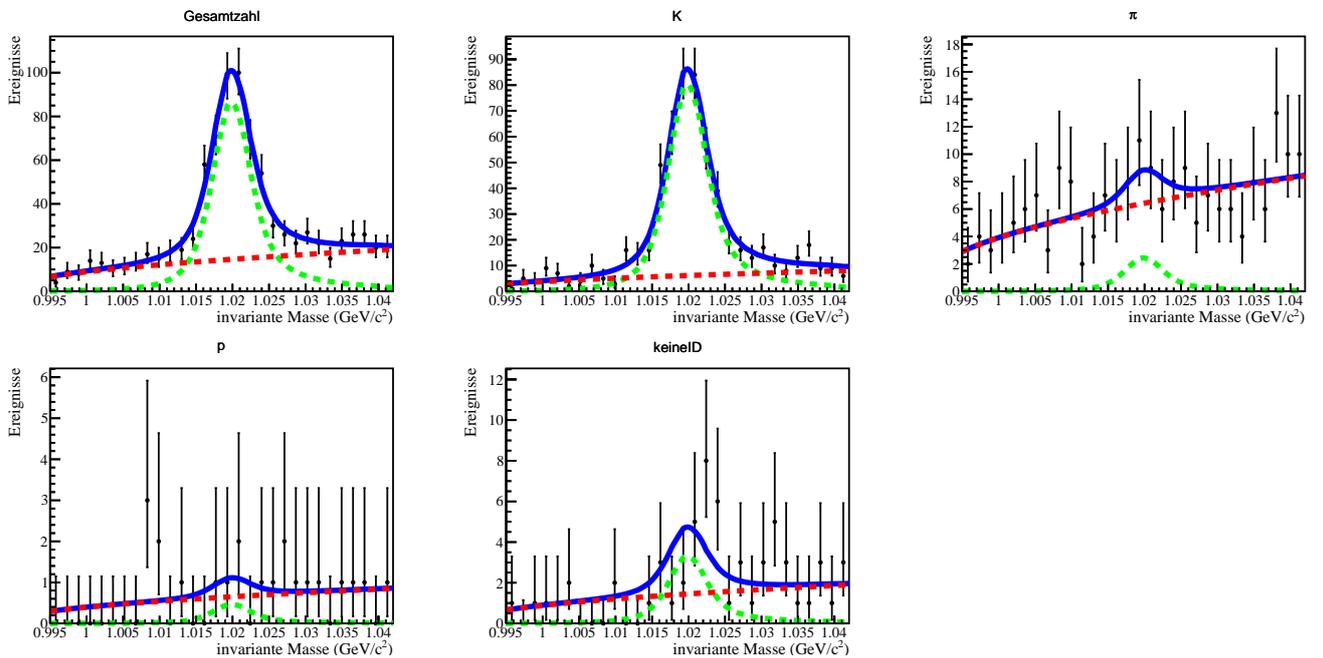


Abbildung 51: Ergebnis des kombinierten Fits der Gesamtzahl und der Anzahl identifizierter positiver Hadronen aus der Φ -Selektion für $30 < p < 35$ (GeV/c) und $0.01 < \theta < 0.04$ (rad) als Funktion der invarianten Masse der Zerfallsprodukte. Dargestellt sind die Ergebnisse des Signalfits (grün) des Hintergrundfits (rot) und die Summe (blau).

EFFIZIENZEN BEI DER IDENTIFIKATION VON π^-

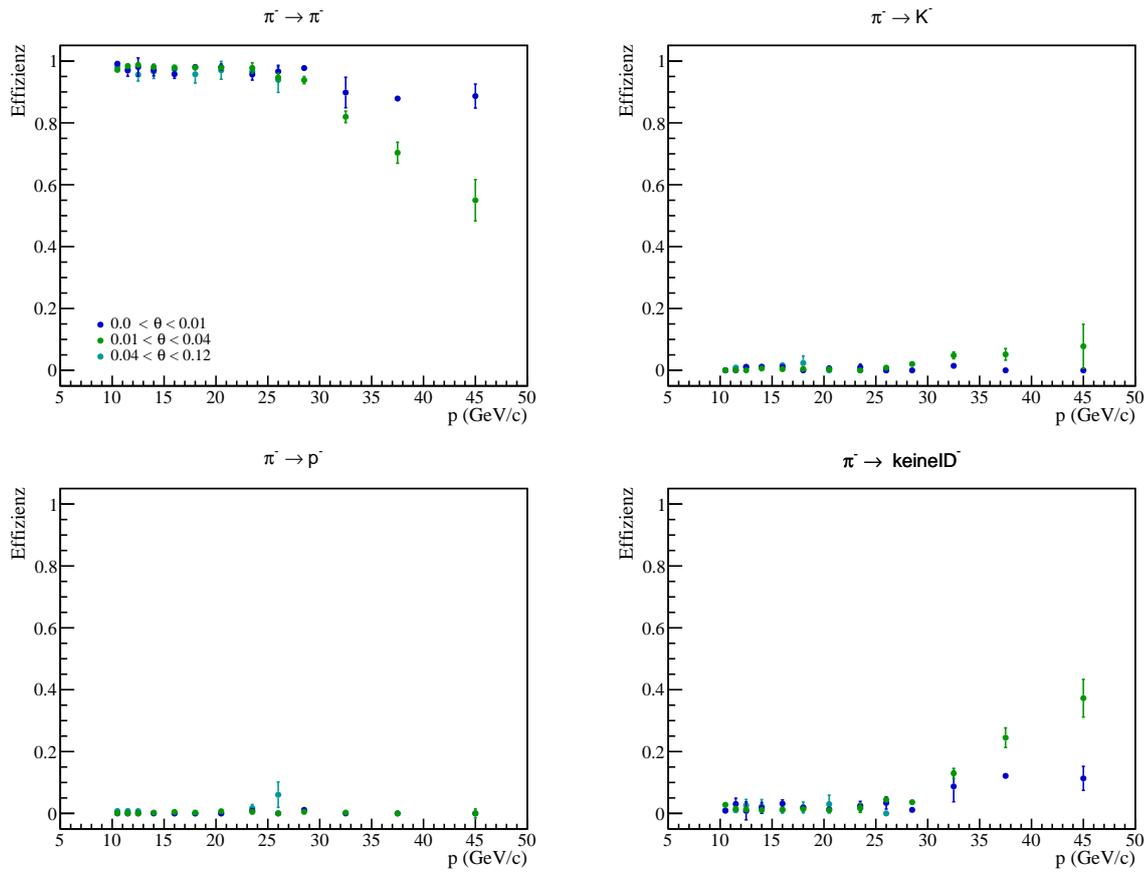


Abbildung 52: Dargestellt ist die Effizienz der Identifikation von π^- als Funktion von p für alle drei Winkelintervalle. Das Ergebnis ist nahezu identisch zu den Effizienzen der π^+ -Identifikation.

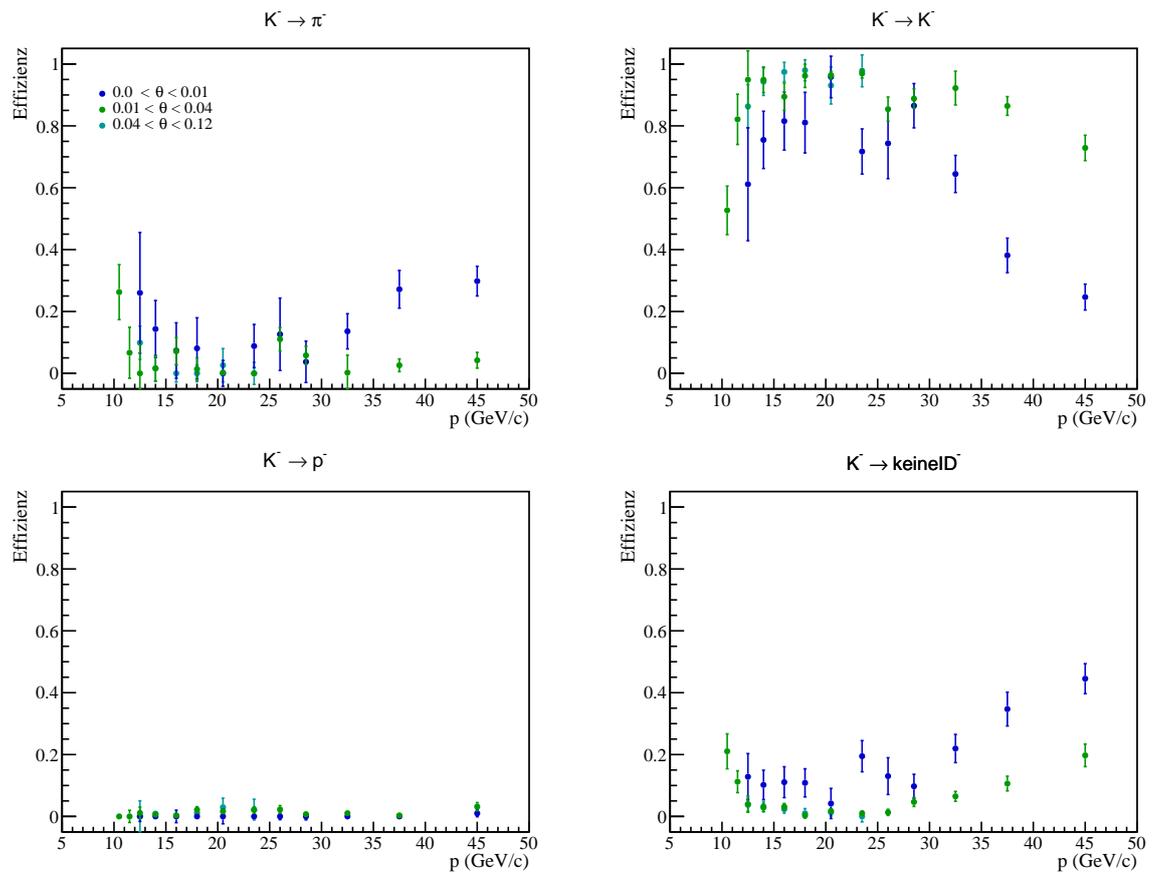
EFFIZIENZEN BEI DER IDENTIFIKATION VON K^- 

Abbildung 53: Abgebildet sind die Effizienzen der Identifikation von K^- als Funktion von p für alle drei Winkelintervalle. Das Ergebnis ist dem der Effizienzen mit der die positiven Kaonen identifiziert werden sehr ähnlich.

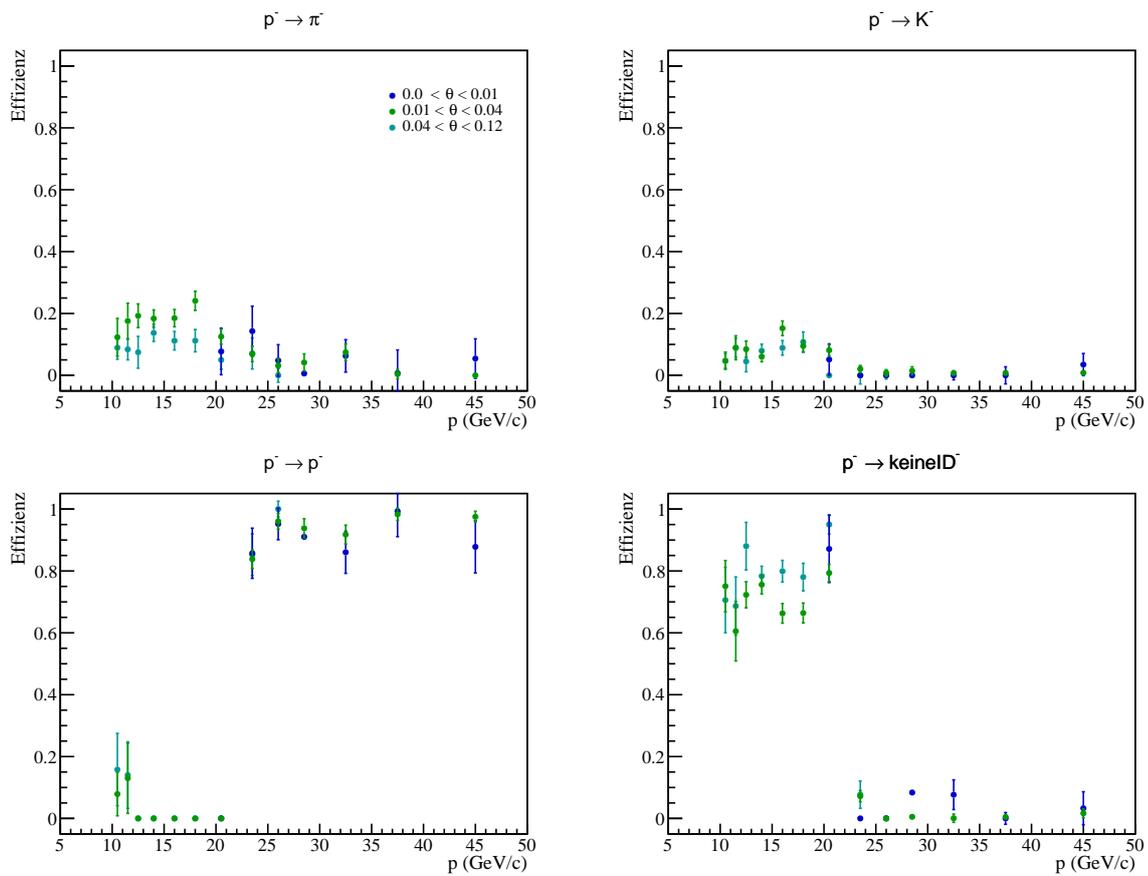
EFFIZIENZEN BEI DER IDENTIFIKATION VON \bar{p}


Abbildung 54: Dargestellt sind die Effizienzen der Identifikation von \bar{p} als Funktion von p für alle drei Winkelintervalle. Hier ist die Statistik der Antiprotonen (unten links) unterhalb der Schwelle so gering, dass die Effizienz nicht präzise bestimmt werden konnte. Oberhalb der Schwelle ist die Effizienz vergleichbar mit der Effizienz der p .

VERGLEICH DER IDENTIFIKATION VON π^+ IM WINKELBEREICH VON 0.04 BIS 0.12 RAD Vergleicht man die Identifikation der positiven Pionen mit den größten betrachteten Winkeln (Abb. 55), sieht man das bis zu Impulsen von etwa 25 GeV/c eine sehr gute Übereinstimmung herrscht. Bei größeren Impulsen ist die Statistik so gering, dass die PID-Effizienz nicht mehr präzise bestimmt werden kann.

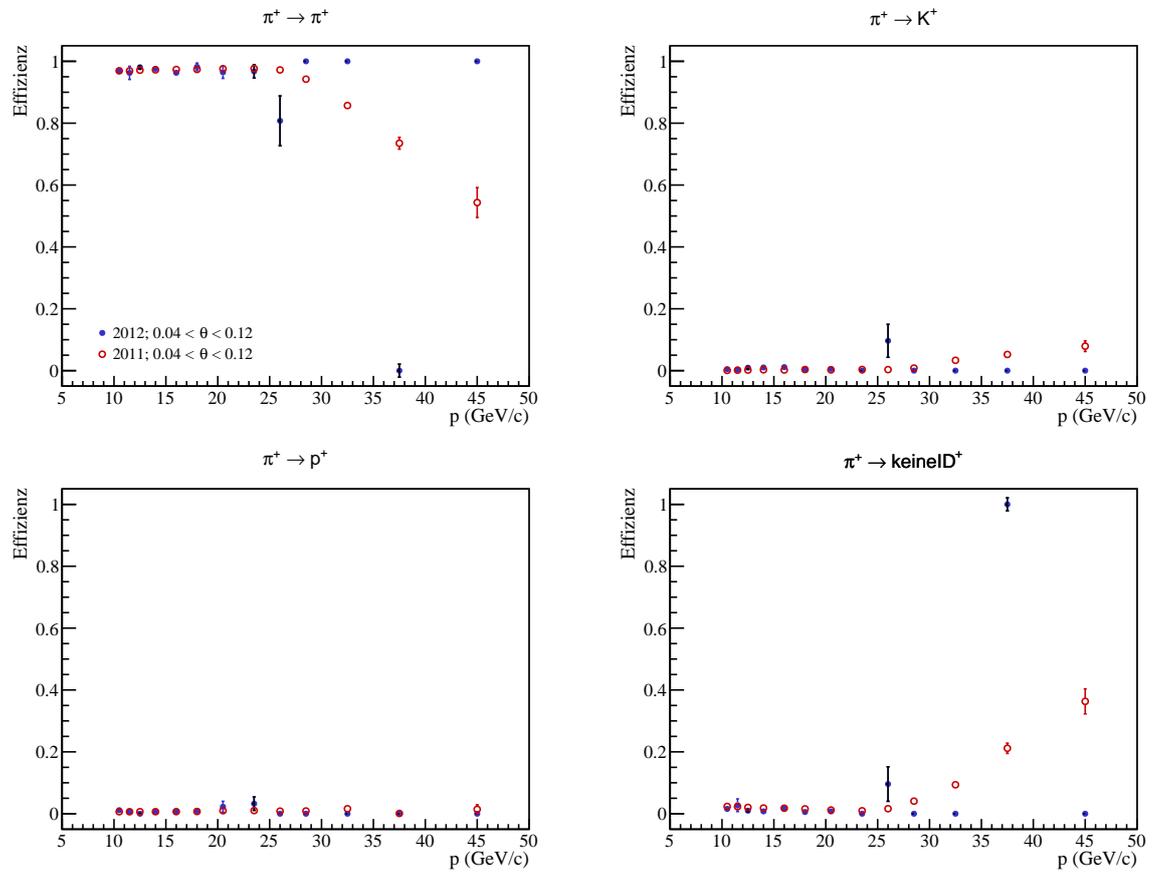


Abbildung 55: Dargestellt sind die Effizienzen von 2011 (rot) und 2012 (blau) für π^+ im Winkelintervall $0.04 < \theta < 0.12$ (rad). Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung bis zu einem Impuls von ca. 25 GeV/c.

VERGLEICH DER IDENTIFIKATION VON K^+ IM WINKELBEREICH VON 0.0 BIS 0.01 UND 0.01 BIS 0.04 RAD Hier zeigen beide Effizienzen eine teils sehr gute Übereinstimmung (siehe Abb. 56 und 57), auch wenn der Fehler in der Regel unterschätzt wurde. Die größten Abweichung sind in der Nähe der Impulsschwelle zu beobachten. In diesem Bereich sind jedoch systematische Abweichung, die schon bei der Auswertung der radialen Photonverteilung auftreten sehr wahrscheinlich. Durch die geringe Statistik haben diese Fehler einen starken Einfluß auf das Ergebnis. Abweichungen dieser Art können durch weitere Studien quantifiziert werden.

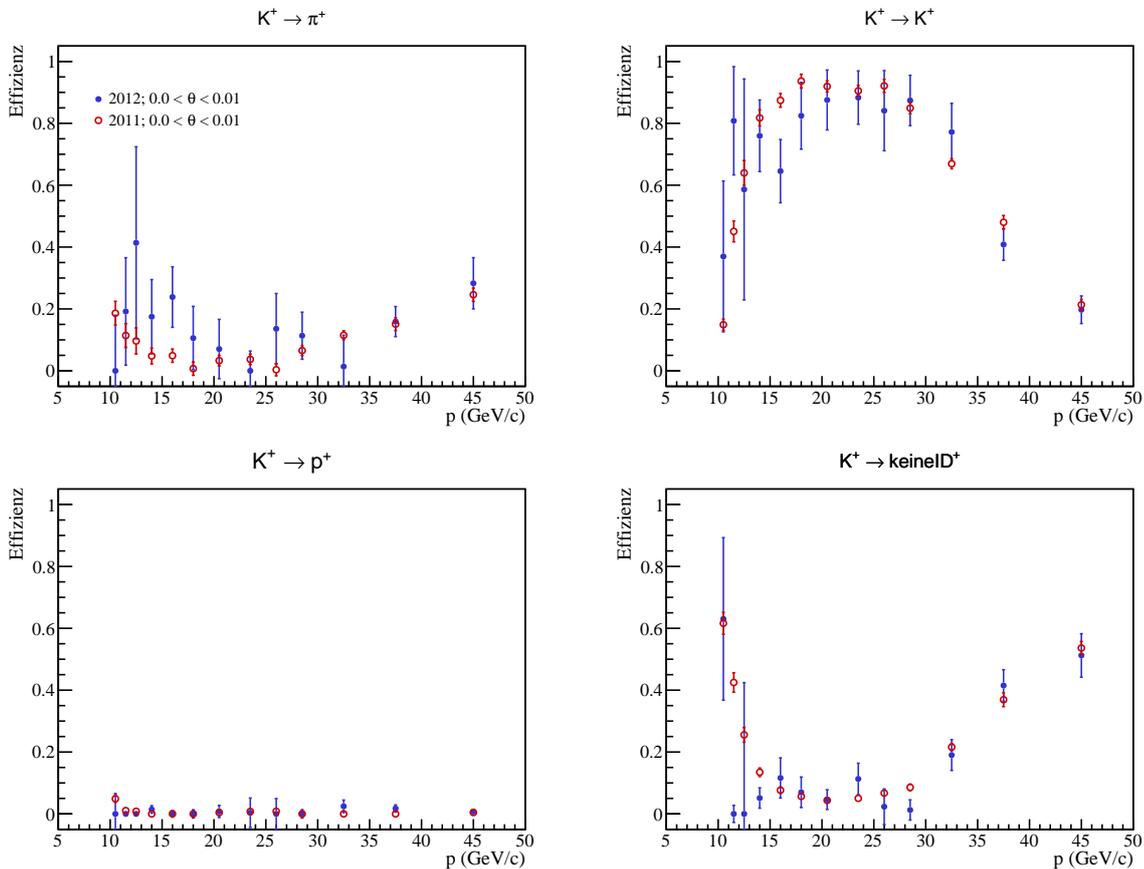


Abbildung 56: Abgebildet sind die Effizienzen von 2011 (rot) und 2012 (blau) für K^+ im Winkelintervall $0.0 < \theta < 0.01$ (rad). Die Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung, wenn man die geringe Statistik und die unterschätzten Fehler berücksichtigt. Besonders im Bereich der Schwelle sind Abweichungen sehr wahrscheinlich.

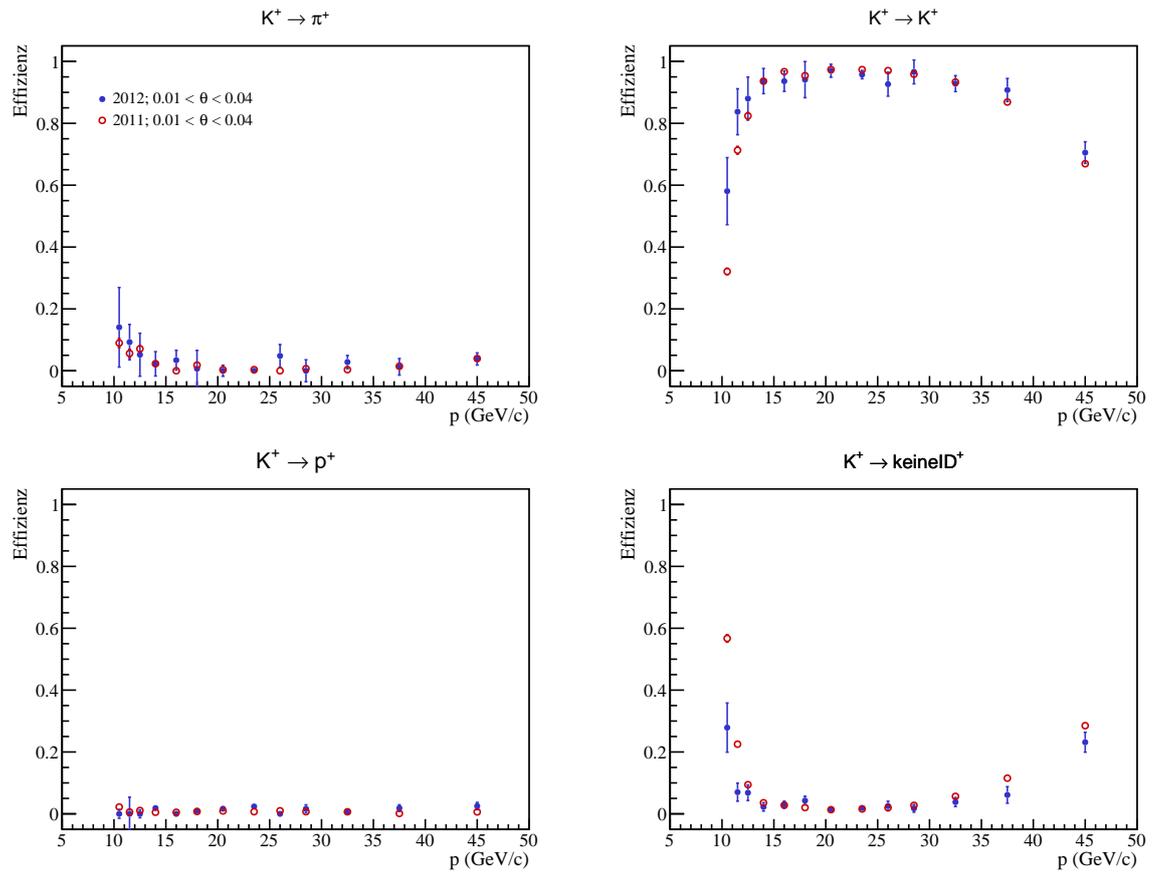


Abbildung 57: Abgebildet sind die Effizienzen von 2011 (rot) und 2012 (blau) für K^+ im Winkelintervall $0.01 < \theta < 0.04$ (rad). Bis auf die Datenpunkte in der Nähe der Schwelle, zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung.

VERGLEICH DER IDENTIFIKATION VON p IM WINKELBEREICH VON 0.0 BIS 0.01 UND 0.01 BIS 0.04 RAD
 Vergleicht man die Effizienz der Identifikation von Protonen (siehe Abb. 58 und 59) in den gleichen Winkelbereichen, zeigt sich ab etwa 25 GeV/c eine gute Übereinstimmung. Unterhalb der Impulsschwelle liegt die Effizienz generell unterhalb den Ergebnissen im Jahr 2011, was auch ein Hinweis auf nicht berücksichtigte systematische Effekte ist.

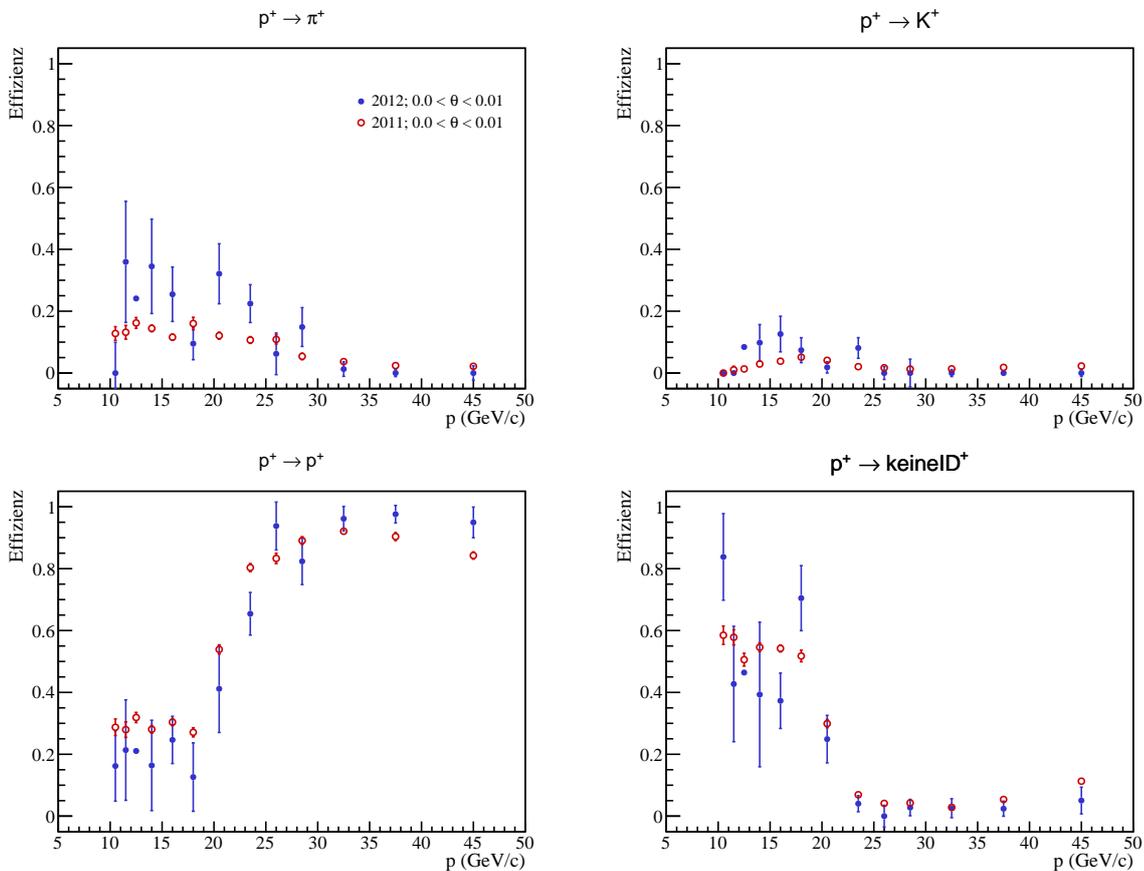


Abbildung 58: Abgebildet sind die Effizienzen von 2011 (rot) und 2012 (blau) für p^+ im Winkelintervall $0.0 < \theta < 0.01$ (rad). Obwohl die Statistik relativ gering ist zeigt sich ab Impulsen von etwa 25 GeV/c eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse wenn berücksichtigt wird das der Fehler unterschätzt wird. Betrachtet man die Wahrscheinlichkeit mit der Protonen als Protonen identifiziert werden (uL), sieht man das unterhalb der Schwelle die Effizienzen von 2012 tendenziell kleiner als die von 2011 sind. Auch das ist ein weiterer Hinweis auf systematische Abweichungen die nicht berücksichtigt wurden.

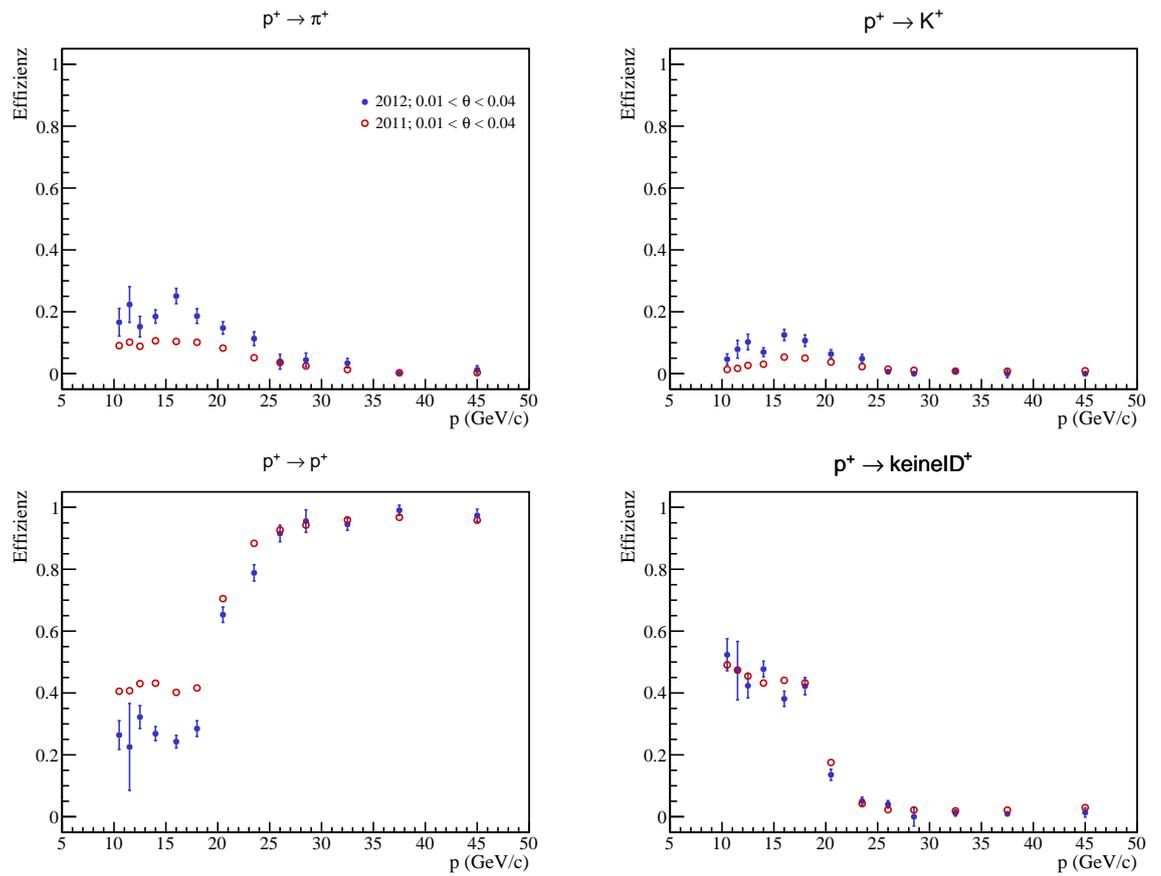


Abbildung 59: Abgebildet sind die Effizienzen von 2011 (rot) und 2012 (blau) für p^+ im Winkelintervall $0.01 < \theta < 0.04$ (rad). Ab Impulsen von etwa 25 GeV/c zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Auch hier sind die Effizienzen bei der Identifikation von Protonen (uL) unterhalb der Schwelle für 2012 generell niedriger als im Jahr 2011.

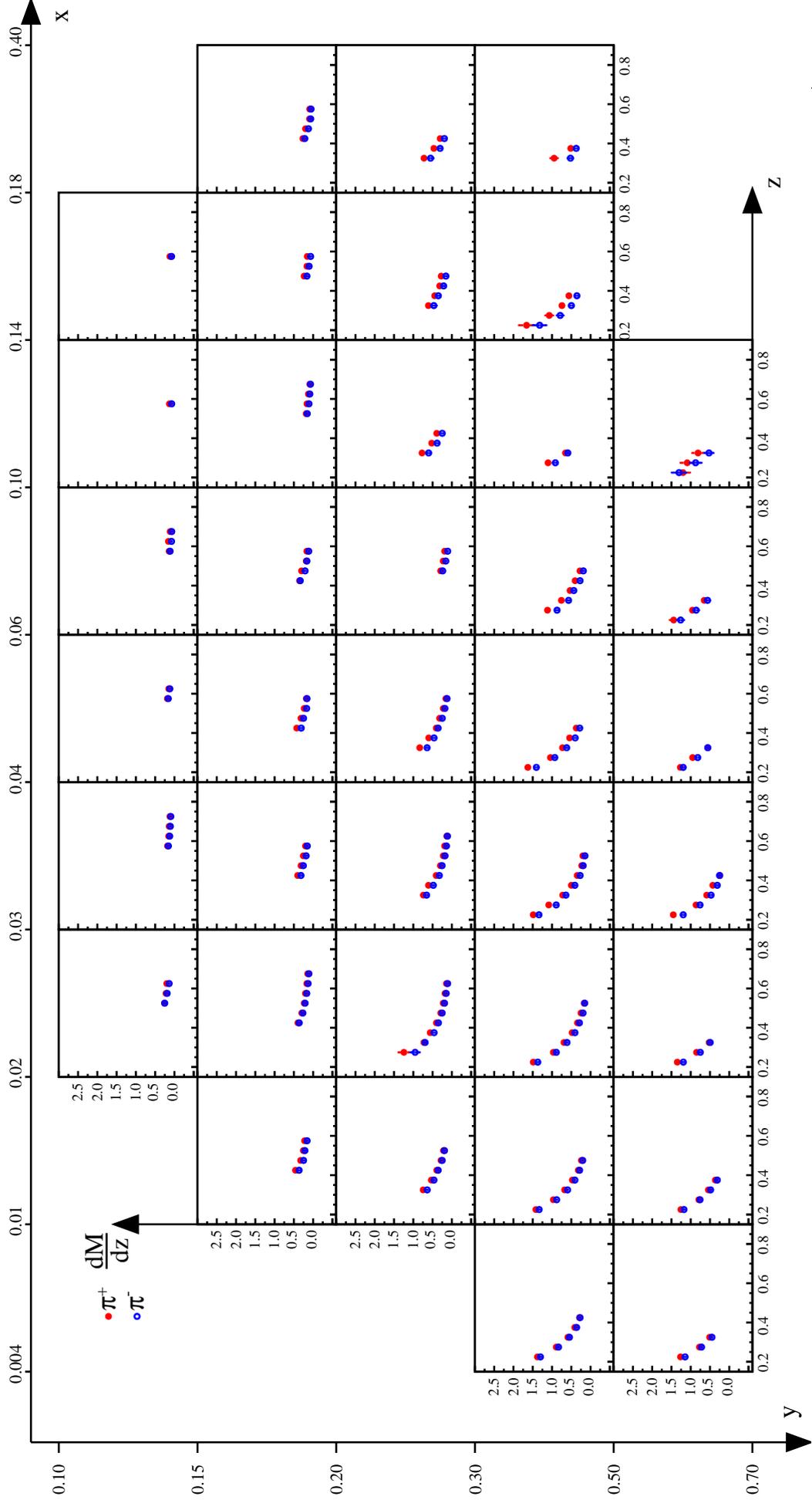


Abbildung 60: Abgebildet ist das Ergebnis der experimentellen Pionmultiplicitäten als Funktion von z für jeden x und y Intervall. Die jeweilige Intervallsgrenzen von x und y sind durch die äusseren Achsen angegeben.

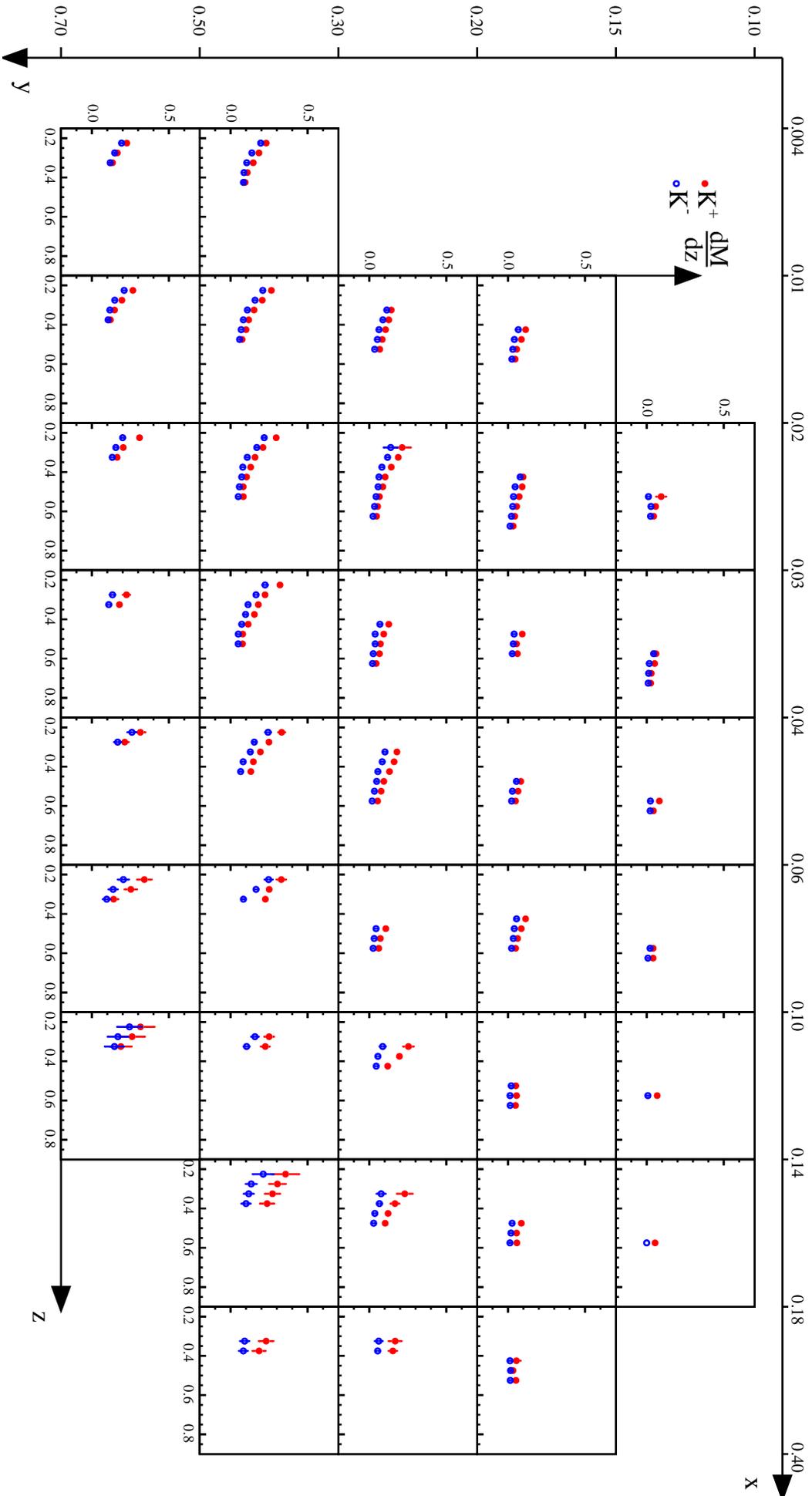


Abbildung 61: Dargestellt ist das Ergebnis der experimentellen Kaonmultiplizitäten als Funktion von z für jeden x und y Intervall. Die jeweilige Intervallsgrenzen von x und y sind durch die äusseren Achsen angegeben. Die Multiplizitäten der nicht identifizierten positiven und negativen Kaonen sind farblich in rot und blau gekennzeichnet. Die Kaonen tragen nur etwa 15-18% zu den betrachteten Hadronen bei, deshalb sind die Werte der Multiplizitäten deutlich geringer als bei den Pionen und nicht identifizierten Hadronen.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] F. Halzen and A. D. Martin. *QUARKS AND LEPTONS: An Introduction Course in Modern Particle Physics*. John Wiley and Sons Inc., 1984. (Cited on pages 3, 4, 5, and 6.)
- [2] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche. *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer, 8 edition, 2009. (Cited on pages 3, 7, and 9.)
- [3] J. Beringer et al. Review of Particle Physics. *Physical Review*, D86(010001), 2012. (Cited on pages 8 and 10.)
- [4] R. P. Feynman. Very High-Energy Collisions of Hadrons. *Physical Review Letters*, 1969. (Cited on page 7.)
- [5] J. D. Bjorken and E. A. Paschos. Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering. *Physical Review*, 185(1975-1982), 1969. (Cited on page 7.)
- [6] R. Devenish and A. Cooper-Sarkar. *Deep Inelastic Scattering*. Oxford, 2003. (Cited on page 10.)
- [7] D. de Florian, R. Sassot, M. Epele, R. J. Hernández-Pinto, and M. Stratman. Parton-to-Pion Fragmentation Reloaded, 2014. (Cited on page 11.)
- [8] D. de Florian, R. Sassot, and M. Stratmann. Global analysis of fragmentation functions for pions and kaons and their uncertainties. *Physical Review*, D75(114010), 2007. (Cited on page 11.)
- [9] E. Leader, A. V. Sidorov, and D. B. Stamenov. Determination of the fragmentation functions from NLO QCD analysis of the HERMES data on pion multiplicities, 2015. (Cited on page 11.)
- [10] verschiedene Autoren. EMC Seminar, 1982. (Cited on pages 11 and 13.)
- [11] G. Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nuclear Physics*, B126:298–318, 1977. (Cited on page 12.)
- [12] J. Pretz. On the extraction of fragmentation functions, 2012. (Cited on page 12.)
- [13] R. A. Panknin. *Extraction of Fragmentation Functions from Charged Kaon and Pion Production at COMPASS*. PhD thesis, Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität, 2012. (Cited on page 12.)
- [14] The COMPASS Collaboration. COMPASS-II Proposal. Technical report, EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH, 2010. (Cited on pages 15, 18, and 19.)
- [15] T. Szameitat. Entwicklung einer Monte-Carlo-Simulation für das COMPASS-II-Experiment. Master's thesis, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 2012. (Cited on pages 16, 61, and 62.)
- [16] E. Burtin, N. d'Hose, P. A. M. Guichon, S. Kerhoas-Cavata, J. Marroncle, and L. Mossé. Outline for a Deeply Virtual Compton Scattering Experiment using COMPASS at CERN. (Cited on page 15.)
- [17] X. Ji. Generalized Parton Distributions. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 54(413-50), 2004. (Cited on page 15.)
- [18] P. Abbon, E. Albrecht, V. Yu. Alexakhin, and Yu. Alexandrov et al. The COMPASS Experiment at CERN. *Elsevier Nuclear Instruments and Methods*, CERN-PH-EP/2007-001, 2007. (Cited on pages 17, 18, 19, 20, 21, and 23.)
- [19] N. du Fresne. *Measurement of Hadron Multiplicities in Deep Inelastic Muon-Nucleon Scattering*. PhD thesis, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 2015. (Cited on pages 17, 24, 25, 28, and 63.)

- [20] E. Bielert, J. Bremer, N. Doshita, and et al. A 2.5 m long liquid hydrogen target for COMPASS. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 746:20–25, 2014. (Cited on page 18.)
- [21] J. Bremer, N. Doshita, L. Dufay-Chanat, R. Greyer, G. K. Mallot, O. Pirotte, and B. Vullierme. Liquid Hydrogen Target for the COMPASS Experiment. Technical Report CERN-ACC-2014-0290, CERN, 2014. (Cited on page 18.)
- [22] J. Barth, J. Bernhard, E. M. Kabuß, N. du Fresne, and B. Veit. Trigger Configuration Summary 2002-2012, 2016. (Cited on page 21.)
- [23] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Compass/DataReconstruction/CoralTracking>. (Cited on page 25.)
- [24] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Compass/DataReconstruction/CoralVertexing>. (Cited on page 25.)
- [25] S. Gerassimov. PHAST analysis of data. (Cited on page 26.)
- [26] https://wwwcompass.cern.ch/compass/gpd/meetings/201507_20juillet_CERN_vidyo_oncall/NdH_Updated_Statistics_2012_updated.pdf. (Cited on page 27.)
- [27] Q. Curiel, N. du Fresne, D. Hahne, E. Seder, F. Thibaud, Y. Bedfer, and et al. Pion and unidentified hadron multiplicities from muon deep inelastic scattering on ${}^6\text{LiD}$ (2006 COMPASS data). COMPASS note, 2015. (Cited on page 27.)
- [28] Y. Bedfer, N. du Fresne, D. Hahne, N. Pierre, E. Seder, M. Stolarski, and et al. Charged kaon multiplicities from muon deep inelastic scattering on ${}^6\text{LiD}$ (2006 COMPASS data). COMPASS note, 2015. (Cited on pages 27 and 66.)
- [29] A. Ferrero, H. Fischer, E. Fuchey, M. Gorzellik, A. Gross, N. d'Hose, O. Kouznetsov, P. Joerg, C. Regali, and T. Szameitat. First analysis of exclusive single photon production with CAME-RA. COMPASS note 2014-3, 2014. (Cited on page 29.)
- [30] The COMPASS Collaboration. Multiplicities of charged pions and unidentified charged hadrons from deep-inelastic scattering of muons off an isoscalar target, 2016. (Cited on pages 33 and 71.)
- [31] B. Badelek, D. Bardin, K. Kurek, and C. Scholz. Radiative correction schemes in deep inelastic muon scattering, 1994. (Cited on page 33.)
- [32] R. J. Barlow. *Statistics: A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences*. Wiley, 1989. (Cited on page 34.)
- [33] V. Blobel and E. Lohrmann. *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. Teubner, 1998. (Cited on page 34.)
- [34] P. Schiavon. Studies of the Cerenkov emission angle reconstruction. Part 1. COMPASS note, 1997. (Cited on page 36.)
- [35] P. Schiavon. Studies of the Cerenkov emission angle reconstruction. Part 2. COMPASS note, 1997. (Cited on page 36.)
- [36] P. Schiavon. Pattern recognition for COMPASS RICH 1. COMPASS note, 1999. (Cited on page 36.)
- [37] COMPASS Collaboration. RICH performance in 2011. COMPASS note, 2015. (Cited on pages 39 and 40.)
- [38] Particle data group. Particle physics booklet, 2012. (Cited on page 39.)
- [39] Bo Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjöstrand. Parton Fragmentation and String Dynamics, 1983. (Cited on page 61.)

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1	Streuung eines Leptons an einem Streuzentrum	4
Abbildung 2	Streuung eines Elektrons an einem Myon	5
Abbildung 3	Streuung eines Elektrons an einem Proton	5
Abbildung 4	Schematische Darstellung der DIS	7
Abbildung 5	Messergebnisse der Strukturfunktion $F_2^p(x, Q^2)$	8
Abbildung 6	Messung der Callan-Gross-Beziehung	9
Abbildung 7	Darstellung des 2012 Aufbau des COMPASS-Spektrometers	16
Abbildung 8	Schematischer Überblick des Strahlgangs der vom SPS zum COMPASS- Experiment führt.	17
Abbildung 9	Schematische Darstellung der BMS.	17
Abbildung 10	Darstellung des CAMERA-Detektors.	18
Abbildung 11	Schematische Abbildung des Aufbaus und Strahlgang des RICH-Detektors. .	19
Abbildung 12	Schematische Darstellung des Veto-Systems.	23
Abbildung 13	Schematische Darstellung der Triggerprinzipien.	24
Abbildung 14	Schematische Darstellung der Hodoskope entlang des COMPASS-Spektrometers. 24	
Abbildung 15	Kinematische y und Q^2 Bereiche die durch verschiedene Trigger	25
Abbildung 16	Rekonstruiertes Myon-Streueignis wie es durch CORAL dargestellt wird. .	26
Abbildung 17	Anzahl der DIS Ereignisse in Abhängigkeit von x und y	28
Abbildung 18	Verteilung der DIS Ereignisse auf den y -Bereich	30
Abbildung 19	Verteilung der Anzahl von DIS Ereignissen auf den x - und W -Bereich	30
Abbildung 20	Anzahl der auslaufenden Teilchen in Abhängigkeit von p_h , θ_h und z	32
Abbildung 21	Radiale Photonenverteilung und LH-Fit der Verteilung	37
Abbildung 22	Anzahl der Teilchen in Abhängigkeit ihres Impulses und Cherenkovwinkels. 38	
Abbildung 23	Schematische Darstellung der Spektrometernaufklärung.	40
Abbildung 24	Darstellung der Schnitte der K_S^0 -Selektion.	42
Abbildung 25	Darstellung der Schnitte der Λ^0 -Selektion.	42
Abbildung 26	Darstellung der Schnitte der Φ -Selektion.	43
Abbildung 27	Armenteros-Plot.	44
Abbildung 28	Gesamtzahl und Anzahl der identifizierten Teilchen der K_S^0 -Selektion für $15 < p < 17$ (GeV/c) und $0.01 < \theta < 0.04$ (rad)	45
Abbildung 29	Effizienz bei der Identifikation von π^+	47
Abbildung 30	Effizienz bei der Identifikation von K^+	48
Abbildung 31	Effizienz bei der Identifikation von p	49
Abbildung 32	Vergleich der Effizienzen von 2011 und 2012 für π^+ im Winkelintervall 0.0 bis 0.01 rad	50
Abbildung 33	Fitergebnis im Bereich $27 < p < 30$ (GeV/c) und $0.0 < \theta < 0.01$ (rad)	51
Abbildung 34	Fitergebnis im Bereich $25 < p < 27$ (GeV/c) und $0.0 < \theta < 0.01$ (rad)	51
Abbildung 35	Ergebnis der experimentellen Hadronmultiplizitäten	54
Abbildung 36	Einfluss der Strahlungskorrektur auf die Multiplizität nicht identifizierter positiver Hadronen.	56
Abbildung 37	Einfluss der Korrektur der Teilchenidentifikation auf die Multiplizität der negativen Pionen.	58
Abbildung 38	Vergleich der Multiplizität positiver Hadronen der Jahre 2006 und 2012	60
Abbildung 39	Schematische Darstellung der MC-Kette	62
Abbildung 40	Vergleich von realen und MC-Daten in den Variablen Q^2 , x und y	65
Abbildung 41	Vergleich von realen und MC-Daten in den Variablen p_h und θ_h	65
Abbildung 42	Hadronakzeptanz	68
Abbildung 43	Pionakzeptanz	69

Abbildung 44	Kaonakzeptanz	70
Abbildung 45	Vergleich der endgültigen und experimentellen Multiplizitäten negativer Hadronen.	73
Abbildung 46	Endergebnis der Multiplizitäten nicht identifizierter Hadronen	74
Abbildung 47	Endergebnis der Pionmultiplizitäten	75
Abbildung 48	Endergebnis der Kaonmultiplizitäten	76
Abbildung 49	Ergebnis des kombinierten Fits des negativer Hadronen aus der K_S^0 -Selektion für $15 < p < 17$ (GeV/c) und $0.01 < \theta < 0.04$ (rad)	79
Abbildung 50	Ergebnis des kombinierten Fits des positiven Hadronen aus der Λ^0 -Selektion für $17 < p < 19$ (GeV/c) und $0.01 < \theta < 0.04$ (rad)	80
Abbildung 51	Ergebnis des kombinierten Fits des positiven Hadronen aus der Φ -Selektion für $30 < p < 35$ (GeV/c) und $0.01 < \theta < 0.04$ (rad)	80
Abbildung 52	Effizienz bei der Identifikation von π^-	81
Abbildung 53	Effizienz bei der Identifikation von K^-	82
Abbildung 54	Effizienz bei der Identifikation von \bar{p}	83
Abbildung 55	Vergleich der Effizienzen von 2011 und 2012 für π^+ im Winkelintervall 0.04 bis 0.12 rad	84
Abbildung 56	Vergleich der Effizienzen von 2011 und 2012 für K^+ im Winkelintervall 0.0 bis 0.01 rad	85
Abbildung 57	Vergleich der Effizienzen von 2011 und 2012 für K^+ im Winkelintervall 0.01 bis 0.04 rad	86
Abbildung 58	Vergleich der Effizienzen von 2011 und 2012 für p^+ im Winkelintervall 0.0 bis 0.01 rad	87
Abbildung 59	Vergleich der Effizienzen von 2011 und 2012 für K^+ im Winkelintervall 0.01 bis 0.04 rad	88
Abbildung 60	Ergebnis der experimentellen Pionmultiplizitäten	89
Abbildung 61	Ergebnis der experimentellen Kaonmultiplizitäten	90

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1	Quarkeigenschaften	10
Tabelle 2	Darstellung der Strahlungseffekte in der elastischen und inelastischen Streuung	33
Tabelle 3	Anzahl der selektierten und strahlungskorrigierten DIS Ereignisse und Hadronen	33
Tabelle 4	Verhältnis der LH-Werte.	38
Tabelle 5	Anzahl der identifizierten und wahren Hadronen	52
Tabelle 6	Statistik des MC-Datensets	63