

MONTE CARLO-STUDIEN FÜR DAS PANDA-TOF-SYSTEM

BACHELORARBEIT

im
Studiengang
„Bachelor of Science“
im Fach Physik

an der Fakultät für Physik und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum

von
Julian Pychy

aus
Lüdenscheid

Bochum SS09



Abstract

Diese Arbeit befasst sich mit der Fragestellung, inwieweit der Einsatz eines Time of Flight-Systems im zentralen Bereich des zukünftigen $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors (Barrel ToF) die Rekonstruktion neutraler Pionen beeinflusst. Sollte ein Barrel-ToF verwendet werden, so wird sich dieser zwischen dem Wechselwirkungspunkt der $\overline{p}p$ -Annihilation und dem elektromagnetischen Kalorimeter (EMC) befinden, mit dem Photonen im Energiebereich von 10 MeV bis 15 GeV präzise vermessen werden können. Die neutralen Pionen zerfallen fast ausschließlich in zwei Photonen. Der Nachweis dieser Photonen kann dadurch beeinträchtigt werden, dass sie mit dem ToF wechselwirken bevor sie das EMC erreichen. In dieser Arbeit soll ein Vergleich der Rekonstruktionseffizienz neutraler Pionen mit und ohne ToF-Detektor anhand Monte Carlo-basierter Simulationsstudien erfolgen. Die erforderlichen Daten werden mit der $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Software generiert und die Effizienz für verschiedene Impuls- und Winkelbereiche sowie unterschiedliche Materialbelegungen des ToF ermittelt und verglichen. Darüber hinaus werden auch die Änderungen von Auflösung und Signal-Untergrund-Verhältnis untersucht.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
1.1	Hadronenphysik	4
1.2	PANDA-Experiment	5
1.2.1	Elektromagnetisches Kalorimeter	6
1.2.2	Time of Flight-Detektor (ToF)	7
1.3	Motivation	8
2	Simulation	10
2.1	Software	10
2.2	π^0 -Kinematik	10
2.3	Monte Carlo-Datensätze	12
3	Datenanalyse	13
3.1	Photonenmultiplizität	13
3.2	Rekonstruktion des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	13
3.3	Effizienz	16
3.4	Auflösung	21
3.5	Signal-Untergrund-Verhältnis	24
3.6	Vergleich der Ergebnisse für verschiedene Strahlimpulse	26
4	Zusammenfassung	31
	Abbildungsverzeichnis	32
	Literaturverzeichnis	33

1 Einleitung

1.1 Hadronenphysik

Die Hadronenphysik beschäftigt sich mit der aus Quarks aufgebauten Materie und der von den Gluonen vermittelten starken Wechselwirkung. Die zugrundeliegende Quantenfeldtheorie ist die Quantenchromodynamik(QCD). Neben den Leptonen bilden die Quarks eine Gruppe elementarer Teilchen im Standardmodell der Teilchenphysik. Sie sind Fermionen (Spin $1/2$), besitzen die Ladung $2/3 e$ oder $-1/3 e$ und werden in drei Generationen eingeteilt (Tab. 1.1). Anders als die Leptonen, welche nicht stark wechselwirken, unterliegen Quarks allen vier Grundkräften der Physik (der starken Wechselwirkung, der schwachen Wechselwirkung, der elektromagnetischen Wechselwirkung und der Gravitation).

Die aus Quarks zusammengesetzten Teilchen, die Hadronen, werden in Baryonen und Mesonen eingeteilt. Baryonen bestehen aus drei Quarks (qqq), während Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark ($q\bar{q}$) aufgebaut sind. Als Folge des sog. Confinements können Quarks nur in bestimmten Kombinationen auftreten. Formal wird dies ausgedrückt, indem jedem Quark eine der drei Farbladungen rot, grün oder blau zugeordnet wird (bzw. eine entsprechende Antifarbe bei Antiquarks), die sich für ein Hadron in additiver Mischung zu weiß addieren müssen. Andere, nicht farbneutrale Kombinationen (insbesondere isolierte Quarks), können nicht auftreten. Daraus resultiert auch das ausschließliche Auftreten von Ladungen, die einem ganzzahlig Vielfachen der Elementarladung entsprechen.

Das Gluon als Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung besitzt die Besonderheit, selber eine Farbladung zu tragen. Im Gegensatz dazu weist etwa das Photon als Vermittler der elektromagnetischen Kraft keine elektrische Ladung auf. Dadurch wäre ein hypothetisches, farbneutrales Teilchen möglich, das nur aus Gluonen besteht (ein sog.

Generation	Bezeichnung	Symbol	Ladung	Masse [1]*
1	up	u	$2/3 e$	1,5 - 3,0 MeV
	down	d	$-1/3 e$	3 - 7 MeV
2	strange	s	$-1/3 e$	95 ± 25 MeV
	charm	c	$2/3 e$	$1,25 \pm 0,09$ GeV
3	top	t	$2/3 e$	$4,2 \pm 0,07$ GeV
	bottom	b	$-1/3 e$	$174 \pm 3,3$ GeV

*Stromquarkmassen

Tabelle 1.1: Liste der Quarks

Glueball). Auch Teilchen, die neben Quarks auch aus Gluonen bestehen, wären nach der QCD denkbar (Hybride). Zusammen mit Multiquarks, zusammengesetzten Teilchen aus mehr als drei Quarks, werden Glueballs und Hybride als exotische Materie bezeichnet.

Neben der Spektroskopie der Hadronen, welche die Suche nach exotischen Zuständen einschließt, ist die Erforschung ihrer inneren Struktur sowie der bislang nur lückenhaft verstandenen starken Wechselwirkung Zielsetzung der Hadronenphysik. Der experimentelle Zugang erfolgt dabei über Hochenergie-Experimente, bei denen relativistische Teilchen mit verschiedenen Targets zur Kollision gebracht und die dabei entstehenden Zerfallsprodukte von komplexen Detektoren nachgewiesen und vermessen werden.

1.2 $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment

$\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ (**Anti-Proton Annihilation at Darmstadt**) ist ein internationales Forschungsprojekt der Hadronenphysik, das am neuen Beschleunigerzentrum FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) des Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung in Darmstadt stattfinden wird. Dabei stellt der HESR (High Energy Storage Ring) Antiprotonen im Impulsbereich von 1,5 GeV/c bis 15 GeV/c mit hoher Präzision zur Verfügung. Der Antiprotonenstrahl wird durch das Zentrum des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors geführt, in dem die Annihilation mit Protonen- und Nukleonentargets stattfindet. Dieser Prozess setzt eine Schwerpunktsenergie von 2,2 GeV bis 5,5 GeV frei und führt zu einer Vielzahl möglicher Zerfälle, bei denen unter anderem wenig erforschte Anregungszustände von Teilchen auftreten. Zu den vielfältigen Zielen des Experiments zählen die

- Spektroskopie von Charmonium ($c\bar{c}$ -Mesonen)
- Suche nach exotischer Materie (Glueballs, Multiquark- und Hybridzustände)
- Untersuchung von Hyperkernen (Kerne mit Hyperonen)
- Untersuchung von Hadronen in nuklearer Materie
- Bestimmung der elektromagnetischen Formfaktoren des Protons

Der $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor (Abb. 1.1) besteht aus einer Vielzahl von Subdetektoren zur Spur-rekonstruktion, Identifizierung geladener Teilchen sowie zur Photonenrekonstruktion bei Energien von 10 MeV bis 10 GeV. Er ist aufgeteilt in Target- und Forward-Spektrometer und deckt mit diesen Komponenten fast den kompletten Raumwinkel ab. Im Folgenden sollen die beiden für diese Arbeit relevanten Subdetektoren näher vorgestellt werden.

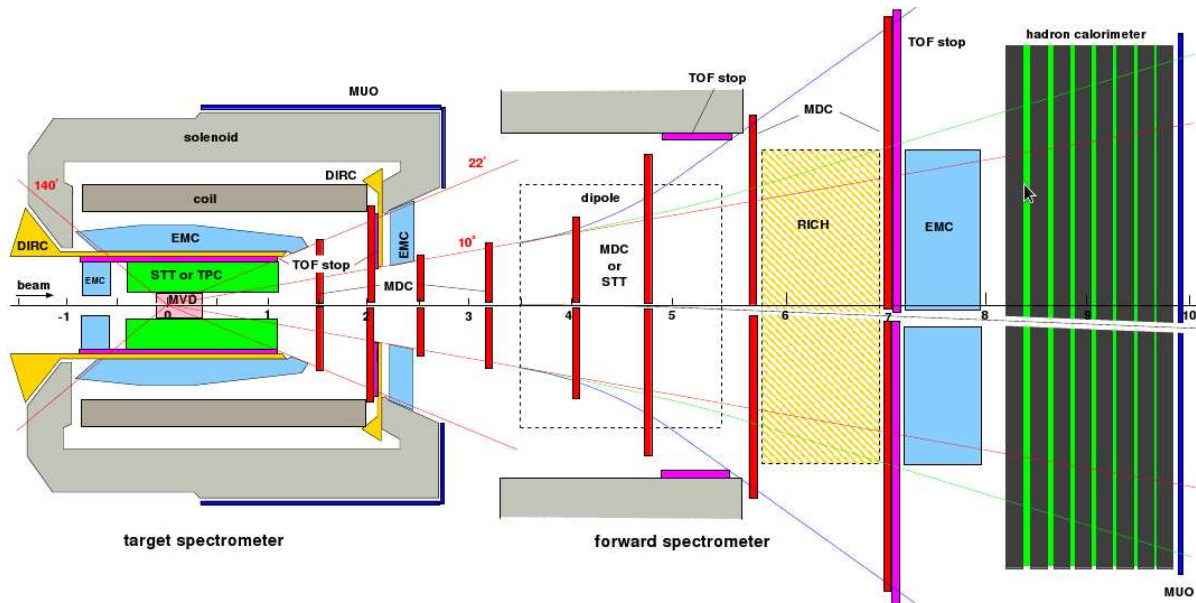


Abbildung 1.1: Aufbau des \bar{P} ANDA-Detektors. Abgebildet sind: Microvertex-Detektor (MVD), Straw Tube Tracker/Time Projection Chamber (STT/TPC), Time of Flight-Detektor(ToF), Cherenkov-Detektoren (DIRC, RICH), elektromagnetisches Kalorimeter (EMC), Detektor zum Myonennachweis (MUO) und Mini Drift Chamber (MDC)

1.2.1 Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) dient im Wesentlichen zur Rekonstruktion von Photonen. Im Target-Spektrometer ist das EMC in drei Teile geteilt: Dem Barrel für Winkel zwischen 22° und 140° und den Endkappen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung (Abb. 1.2). Der Barrel hat einen Innenradius von 57 cm, einen Außenradius von 95 cm und eine Länge von etwa 2,8 m.

Der wesentliche Bestandteil sind die fast 15500 Szintillatorkristalle aus Bleiwolframat ($PbWO_4$, kurz PWO). Trifft etwa ein Photon auf einen solchen Kristall, entsteht ein sog. Teilchenschauer (Abb. 1.3). Dabei kommt es abwechselnd zur Erzeugung von e^+e^- -Paaren und Bremsstrahlung durch deren Ablenkung in den Coulombfeldern der Atomkerne, bis die gesamte Energie des eingefallenen Photons im Kristall deponiert wurde. Die Intensität des entstehenden Lichtes ist proportional zu dieser Energie und wird von Fotodioden gemessen.

Ein Teilchenschauer erstreckt sich dabei im Allgemeinen über mehrere Kristalle. Benachbarte Kristalle, bei denen der Energiedeposit über einem bestimmten Schwellenwert liegt,

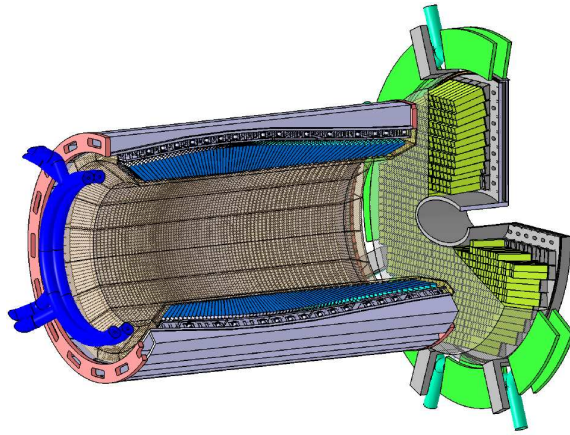


Abbildung 1.2: Das EMC (Barrel und Vorwärts-Endkappe) [2]

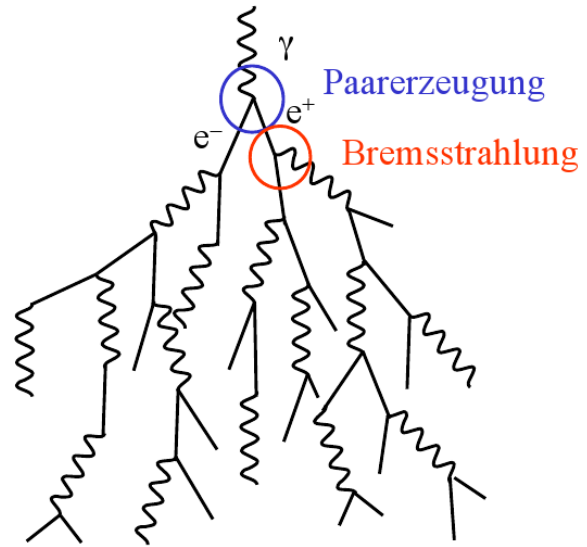


Abbildung 1.3: Vereinfachte Darstellung eines Teilchenschauers [3]

werden daher zu einem „Cluster“ zusammengefasst. Mit der Verteilung der Deposits innerhalb des Clusters kann der Einfallswinkel des Photons berechnet werden, während sich aus der summierten Energie über die Energie-Impuls-Beziehung $E = p \cdot c$ auch der Betrag des Impulses ergibt. Zusammen kann damit der Viererimpuls des eingefallenen Teilchens rekonstruiert werden.

1.2.2 Time of Flight-Detektor (ToF)

Der Time of Flight-Detektor dient zur Identifizierung geladener Teilchen wie Kaonen, Pionen und Protonen mit Impulsen $< 1 \text{ GeV}/c$. Aufgrund der sehr guten Zeitaufösung ($\approx 100 \text{ ps}$) können mit dem ToF die Flugzeiten dieser Teilchen sehr präzise vermessen werden. Da im $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment wahrscheinlich kein Startdetektor zur Ermittlung des Zeitnullpunktes eines Ereignisses eingesetzt wird, ist die Messung der Flugzeiten mindestens zweier Teilchen nur relativ zueinander möglich. Unter der Annahme, dass sich das schnellste Teilchen annähernd mit Lichtgeschwindigkeit bewegt, ergeben sich allerdings Startzeitpunkt und somit die absoluten Flugzeiten der übrigen Teilchen. Unter Hinzunahme der Informationen über Impuls und zurückgelegte Strecke aus den Tracking-Detektoren kann mit $v = s/t$ die Geschwindigkeit und mit

$$p = \frac{m_0 \cdot v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \Rightarrow m_0^2 = \frac{p^2}{c^2} \left(\frac{c^2}{v^2} - 1 \right) \quad (1.1)$$

schließlich die quadrierte Masse der Teilchen bestimmt werden.¹ Abbildung 1.4 zeigt, dass sich Pionen, Kaonen und Protonen bis zu einem Impuls von etwa 600 MeV/c gut separieren lassen.

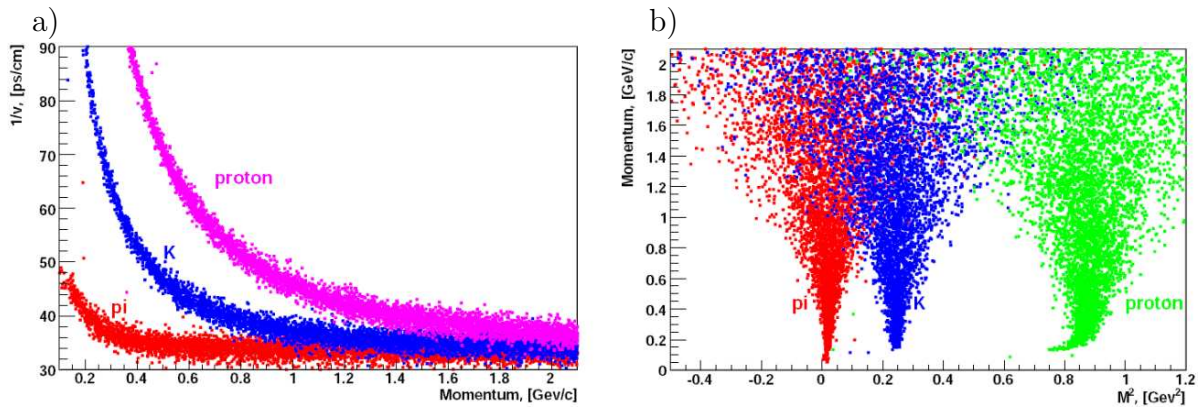


Abbildung 1.4: Simulation der Teilchenidentifizierung mit dem ToF-Detektor: a) Inverse Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls und b) Impuls in Abhängigkeit von der rekonstruierten quadrierten Masse [4]

Wie Abbildung 1.1 zu entnehmen ist, ist ein ToF-System sowohl im Forward-Spektrometer als auch im Barrel des Target-Spektrometers geplant. Bislang ist jedoch ungewiss, ob der Barrel-ToF tatsächlich in das Experiment integriert wird. Sollte dies der Fall sein, so wird er voraussichtlich aus zylinderförmig angeordneten Plastik-Szintillatoren bestehen. Mit einem Innenradius von 48 cm wird er unmittelbar vor dem Cherenkov-Detektor DIRC und damit vor dem EMC platziert sein. Die Länge wird etwa 1,9 m betragen [4]. Die radiale Ausdehnung des ToF ist mit der Zeitauflösung verknüpft und wird voraussichtlich zwischen 10% und 20% der Strahlungslänge X_0 entsprechen. Eine Strahlungslänge entspricht dem Weg, nach dem sich die Anzahl an Teilchen ($e^{+/-}$, γ) in einem Schauer im Mittel verdoppelt haben (Abb. 1.5).

1.3 Motivation

Die Rekonstruktion hadronischer Endzustände ist unter Anderem wichtig für die Spektroskopie von Charmonium. Dies betrifft insbesondere Zustände mit einem oder mehreren neutralen Pionen. Die Pionen zerfallen gemäß $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ in zwei Photonen, die vom EMC detektiert werden können. Diese Photonen wechselwirken allerdings auch mit Materie zwischen EMC und Wechselwirkungspunkt der $\bar{p}p$ -Annihilation, einschließlich

¹Die Quadrierung wird durchgeführt, da bedingt durch Messfehler auch Geschwindigkeiten $> c$ gemessen werden können.

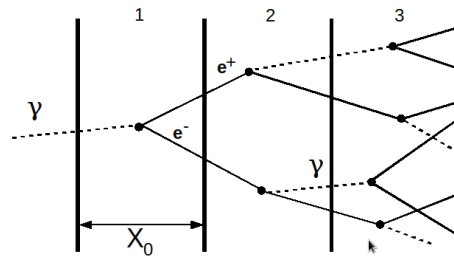


Abbildung 1.5: Die Teilchenzahl in einem Schauer verdoppelt sich nach einer Strahlungslänge [5]

dem Material des Barrel-ToF-Detektors. Von den drei Phänomenen, die die Wechselwirkung von Gammaquanten mit Materie beschreiben (Photoeffekt, Comptoneffekt, Paarbildung), ist die Paarbildung bei den vorherrschenden Energien dominierend. Daher ist zu erwarten, dass es durch den ToF zu vermehrten Schauerbildungen vor dem EMC kommt, welche die π^0 -Rekonstruktion negativ beeinflussen können.

Die Größe, die ein Maß für die Qualität der Rekonstruktionen mit Hilfe des EMC darstellt, ist die Effizienz ϵ , die als das Verhältnis von rekonstruierten zu erzeugten Ereignissen definiert ist. Die Anzahl der erzeugten Ereignissen ist dabei nur in einer Simulation bekannt. Um die Auswirkung des ToF-Detektors auf das EMC zu untersuchen, ist die Bestimmung der Änderung der Effizienz von großer Bedeutung. Das Thema dieser Arbeit ist daher diese Bestimmung für verschiedene Winkel- und Impulsbereiche. Außerdem werden auch die Änderungen der Auflösung sowie des Signal/Untergrund-Verhältnisses untersucht.

2 Simulation

2.1 Software

Die für das \bar{P} ANDA-Experiment, insbesondere für die Vorbereitung des \bar{P} ANDA-Physics Book [6] verwendete Offline-Software ist in der objektorientierten Sprache C++ geschrieben. Die Erzeugung der Monte Carlo-Daten und die anschließende Weiterverarbeitung erfolgt dabei in mehreren Schritten (im Folgenden wird speziell auf die Simulation für das elektromagnetische Kalorimeter eingegangen):

Im ersten Schritt berechnet ein Eventgenerator die Viererimpulse der stabilen Endzustände eines Zerfallskanals. Die Software erlaubt es, beliebige Zerfallskanäle zu generieren. Darüber hinaus steht ein Untergrundgenerator für den $\bar{p}p$ -Annihilationsprozess zur Verfügung, der die Wirkungsquerschnitte aller bekannten Kanäle modellabhängig berücksichtigt. Im nächsten Schritt berechnet die eigentliche Simulationssoftware Geant4 [7] die Propagation der Teilchen durch den Detektor unter Einbeziehung ihrer Wechselwirkung mit Materie. Dies beinhaltet insbesondere die e^+e^- -Paarbildung sowie die Entstehung von Bremsstrahlung in ToF und EMC. Der erhaltene Energiedeposit in einem EMC-Kristall, anhand dessen der Viererimpuls des eingefallenen Photons rekonstruiert werden soll, wird der nachfolgenden Simulationsstufe übergeben.

In der Digitalisierung wird die Signalaufnahme und -verarbeitung durch die Detektorelektronik simuliert. Das Resultat entspricht der Ausgabe der realen Hardwarekomponenten des späteren Detektors. Im letzten Schritt findet die Ereignisrekonstruktion anhand der Signale aus der Digitalisierung statt, indem die wie in Abschnitt 1.2.1 beschriebenen gebildeten Kristallcluster ausgewertet werden. Dieser Teil der Software soll später unmodifiziert auch für die vom Detektor aufgezeichneten Daten verwendet werden.

2.2 π^0 -Kinematik

In einer ersten Simulation wird die Häufigkeitsverteilung der neutralen Pionen in Abhängigkeit von Impuls und θ ermittelt. Dafür werden die Vierervektoren aller bei der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow X$ entstehenden π^0 bei einer reinen Eventgenerierung aufgezeichnet. Eine Rekonstruktion ist hierbei nicht nötig und findet zur Zeitersparnis nicht statt. Die so erhaltene Verteilung auf Impulse und Winkel ist in Abbildung 2.1 für den maximalen Strahlimpuls von $15 \text{ GeV}/c$ und den minimalen Impuls von $1.5 \text{ GeV}/c$ zu sehen. Dabei wurde eine Abhängigkeit von $\cos(\theta)$ anstelle von θ gewählt, da so gemäß $d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\phi = -d(\cos\theta) d\phi$ Raumwinkel gleicher Größe betrachtet werden. Der Winkelbereich entspricht dem durch das Barrel-EMC abgedeckten Raumwinkel. Wie zu

sehen ist, liegen die meisten Pionen bei kleinen Winkeln θ und Impulsen unterhalb von etwa 1 GeV vor, wobei der mittlere Impuls bei größeren Winkeln abnimmt. Die Verteilung unterscheidet sich für die beiden Strahlimpulse nicht wesentlich. Bei $p_{\bar{p}} = 15 \text{ GeV}/c$ haben 99% der Pionen einen Impuls von weniger als etwa 1,7 GeV/c. Für diese Studie wird dieser Wert daher als höchster zu untersuchender Impuls gewählt.

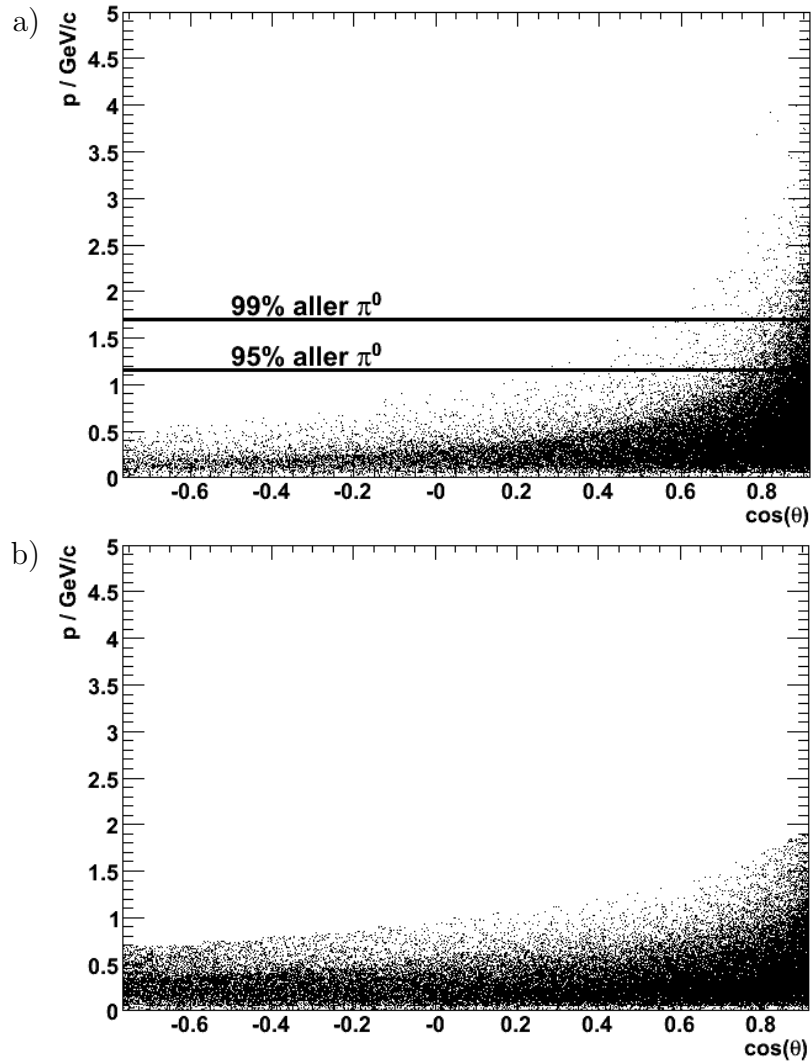


Abbildung 2.1: Impuls- und winkelabhängige Verteilung der neutralen Pionen für Anti-protonenimpulse $p_{\bar{p}}$ von a) $15 \text{ GeV}/c$ und b) $1.5 \text{ GeV}/c$

2.3 Monte Carlo-Datensätze

Für diese Arbeit werden drei Datensätze mit je vier Millionen Ereignissen simuliert. Der erste Datensatz enthält die Messdaten des EMC ohne ToF-Detektor, während für die Anderen ein Barrel-ToF mit einer radialen Ausdehnung s verwendet wird, die 10% bzw. 19,5% der Strahlungslänge X_0 entspricht.

Die Events werden in folgenden Bereichen generiert:

$$\begin{aligned}
 0 \text{ GeV}/c < p < 1,7 \text{ GeV}/c \\
 -0,766 < \cos(\theta) < 0,927 \\
 (\text{entspricht } 22^\circ < \theta < 140^\circ) \\
 0 < \phi < 2\pi
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Die Winkel entsprechen wie Abbildung 1.1 zu entnehmen ist, der räumlichen Ausdehnung des Barrels, während die Wahl der Impuls-Obergrenze von 1,7 GeV/c in der im vorherigen Abschnitt vorgestellte π^0 -Kinematik begründet liegt. Neben $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ sollten keine weiteren Zerfälle stattfinden, da andernfalls die Zuordnung eines Clusters zu einem zerfallenen Teilchen nicht mehr eindeutig möglich ist. Die Ereignisgenerierung beschränkt sich daher auf Erzeugung einzelner Pionen („Single π^0 “). Die Ereignisse werden in diesen Bereichen gleichmäßig verteilt generiert, wobei die in Abbildung 2.1 dargestellte Verteilung abgedeckt wird.

3 Datenanalyse

Im Folgenden wird der Einfluss des ToF auf die Rekonstruktion des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ untersucht. Es wird die Photonenmultiplizität für die rekonstruierten Ereignisse ermittelt und der Einfluss des ToF auf die Effizienz der π^0 -Rekonstruktion, die Auflösung und das Signal-Untergrund-Verhältnis analysiert.

3.1 Photonenmultiplizität

Anhand der Anzahl pro Ereignis rekonstruierter Photonen kann der Einfluss des ToF auf eine Schauerbildung vor dem EMC untersucht werden. Abbildung 3.1 zeigt die Häufigkeit von Events mit einer bestimmten Photonenmultiplizität M . Im Regelfall sollten pro Ereignis zwei Photonen detektiert werden. Geringere Multiplizitäten können dadurch erklärt werden, dass ein Photon absorbiert wurde oder unterhalb der Schwellenenergie für die Detektierung durch das EMC lag. Ereignisse mit $M > 2$ können vorliegen, wenn ein Teilchenschauer vor dem EMC entstanden ist und dieser mehrere Cluster erzeugt, die fälschlicherweise als Photonen identifiziert werden.

Wie der Abbildung entnommen werden kann, werden ohne ToF bei etwa 3 von 4 Millionen generierten π^0 -Zerfällen zwei Photonen detektiert. Dieser Wert sinkt je nach ToF-Massenbelegung um 5,3% bei $s = 10\% \cdot X_0$ bzw. 11,7% bei $s = 19,5 \cdot X_0$ während die Anzahl der Events höherer Multiplizität insgesamt von 643000 um 18,7% bzw. 44,6% steigt. Die Anzahl der Fälle, in denen keine Kombination durchgeführt werden kann, weil nur ein oder kein Photon nachgewiesen wird, erhöht sich derweil von knapp 348000 um 11,3% bzw. 19,0%.

3.2 Rekonstruktion des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Sind die Viererimpulse sämtlicher Zerfallsprodukte einer Resonanz bekannt, kann ein solcher kurzlebiger Zustand mit der Methode der invarianten Masse identifiziert werden¹ [8]:

$$M^2 c^4 = p_4^2 c^2 = \left(\sum_i p_{4,i} c \right)^2 = \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i \mathbf{p}_i c \right)^2 \quad (3.1)$$

¹Mit der invarianten Masse M , dem Viererimpuls p_4 , dem Impuls \mathbf{p} und der Energie E

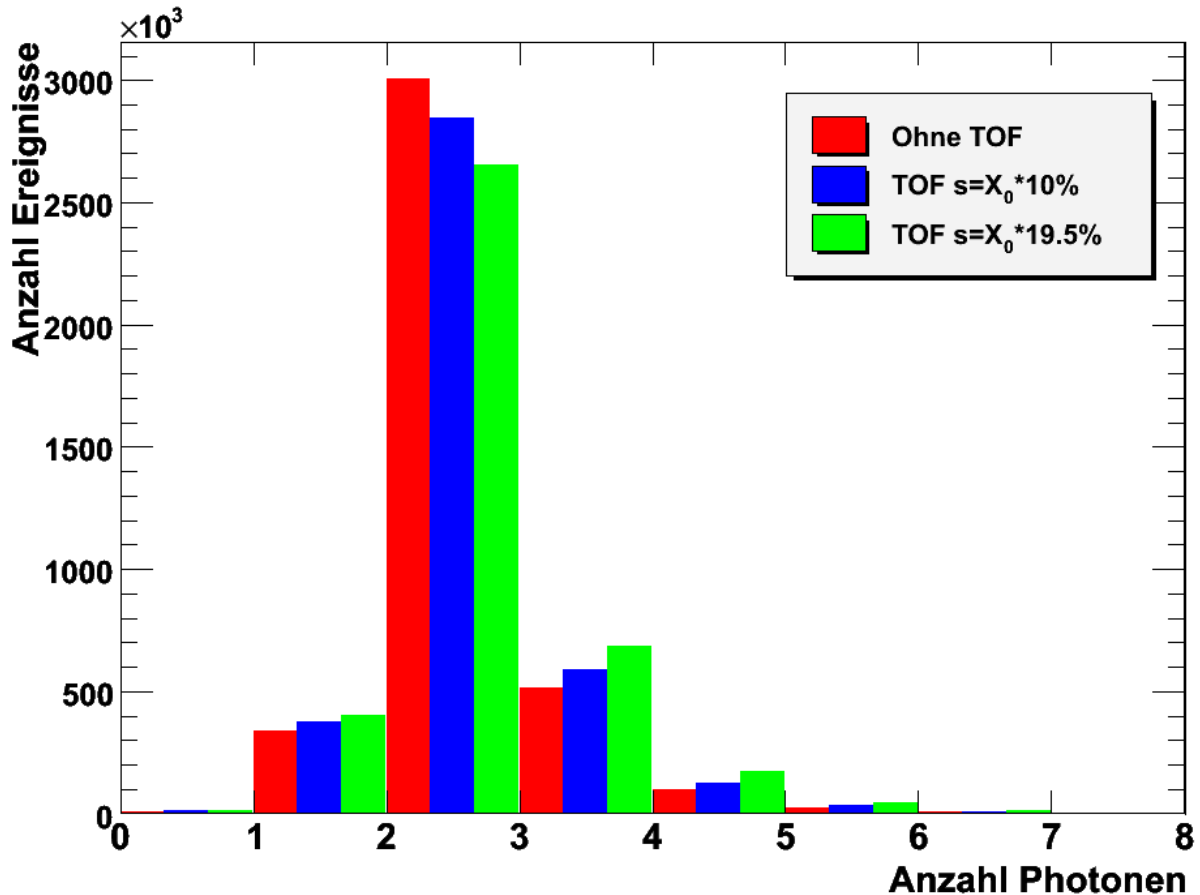


Abbildung 3.1: Photonenzahl in rekonstruierten $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignissen für verschiedene ToF-Massenbelegungen

Für die Rekonstruktion des π^0 -Mesons wird deshalb die invariante Masse aller möglichen Paare der Photonenkandidaten bestimmt und in ein Histogramm eingetragen. Die Anzahl N an Kombinationen hängt mit der Multiplizität der rekonstruierten Photonen also gemäß $N = \binom{M}{2}$ zusammen.

Abbildung 3.2 zeigt exemplarisch ein Spektrum der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse. Es bildet sich ein Peak um die π^0 -Masse, der durch die richtig kombinierten Photonenpaare zustande kommt. Dieser weist durch die begrenzte Auflösung des Detektors eine gewisse Breite auf (der Literaturwert der Ruhemasse beträgt $m_{\pi^0} = 134,9766 \pm 0,0006$ MeV [1]). Darüber hinaus gibt es einen Untergrund, der durch falsch kombinierte γ -Paare entsteht.

Am Spektrum wird ein Fit mit einer Summe aus Novosibirsk-Funktion (für das Signal) und der Argus-Funktion (für den Untergrund) durchgeführt. Die Novosibirsk-Funktion ist dabei folgendermaßen definiert [2]:

$$f_{Nov}(m) = A_s \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{\ln^2(1 + \Lambda \cdot (m - m_0))}{\tau^2} + \tau^2 \right\} \right] \quad (3.2)$$

mit $\Lambda = \sinh(\tau\sqrt{\ln 4})/(\sigma\sqrt{\ln 4})$. Dabei geben m_0 und σ analog zur Gauß-Funktion Position und Breite des Peaks an, während mit dem Parameter τ berücksichtigt werden kann, dass der Peak auf der Seite geringerer Massen langsamer abfällt. Die Novosibirsk-Funktion eignet sich daher besser für den Fit als etwa die symmetrische Gauß-Kurve. Die für den Untergrund verwendete Argus-Funktion lautet [9]:

$$f_{Arg}(m) = m \cdot \left[1 - \left(\frac{m}{k} \right)^2 \right]^p \cdot \exp \left[c \left(1 - \left(\frac{m}{k} \right)^2 \right) \right] \quad (3.3)$$

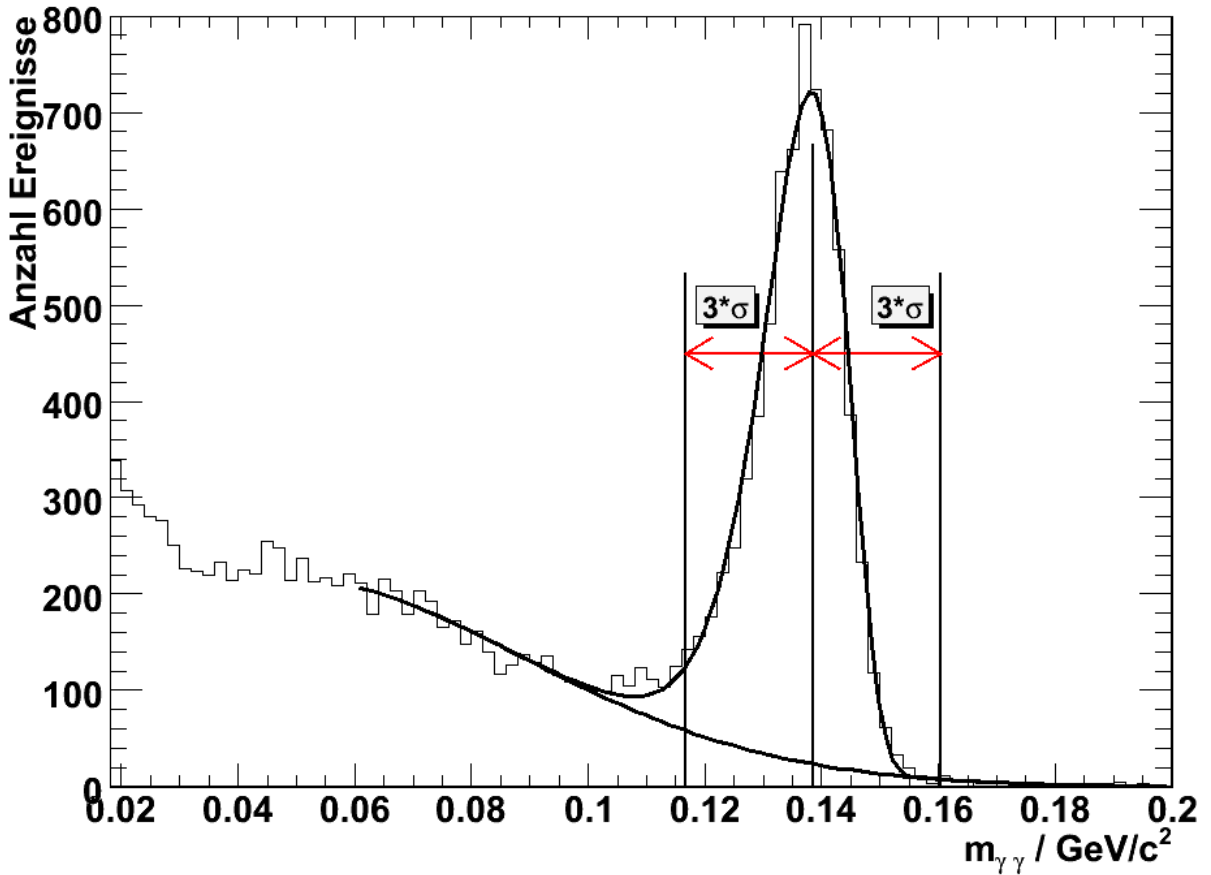


Abbildung 3.2: Invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ der rekonstruierten Zerfälle $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ bei $0,42 < \cos(\theta) < 0,50$ und $0,085 \text{ GeV}/c < p < 0,17 \text{ GeV}/c$. Abgebildet ist auch der Novosibirsk-Fit mit Untergrund.

3.3 Effizienz

Die Effizienz ist definiert als:

$$\epsilon = \frac{\text{Anzahl rekonstruierter Pionen}}{\text{Anzahl generierter Pionen}} \quad (3.4)$$

Um auch bei Zerfallskanälen mit niedrigem Wirkungsquerschnitt eine hohe Sensitivität erzielen zu können, sollte die Effizienz möglichst hoch sein. Die Anzahl rekonstruierter Pionen entspricht dem Signalinhalt des $m_{\gamma\gamma}$ -Spektrums. Dieser wird bestimmt, indem die Novosibirsk-Funktion in den Grenzen $E_0 \pm 3 \cdot \sigma$ integriert wird (diese Grenzen sind ebenfalls in Abbildung 3.2 zu sehen). Die Anzahl generierter Pionen ist bei der Simulation vorgegeben. Um die Effizienz in Abhängigkeit von Winkel und Impuls der Pionen untersuchen zu können, werden die in Ausdruck 2.1 angegebenen Bereiche von $\cos(\theta)$ und p in je 20 Unterbereiche aufgeteilt, so dass insgesamt 400 Histogramme gemäß Abbildung 3.2 erstellt und entsprechend 400 Werte der Effizienz bestimmt werden.

Dieser Vorgang wird für alle drei Datensätze (Simulation ohne ToF-Detektor sowie für ToF-Massenbelegungen mit $10\% \cdot X_0$ und $19,5\% \cdot X_0$) durchgeführt. Das Resultat ist in Abb. 3.3 zu sehen. Die Effizienz ist besonders hoch im Bereich von $\theta \approx 90^\circ$ und $p \approx 1,4$ GeV/c und liegt ohne ToF dort bei 0,8. Je nach Materialbelegung des ToF fällt dieser Wert auf etwa 0,75 bzw. 0,7. Zu großen und kleinen θ -Winkeln sowie geringen Impulsen fällt die Effizienz auf etwa 0,65 ohne ToF und 0,57 bzw. 0,47 mit ToF.

Normiert man die Effizienz, die sich bei Verwendung des ToF ergibt, auf den entsprechenden Wert ohne ToF (Indizes t und 0), so erhält man das Verhältnis $\epsilon^N = \epsilon_t/\epsilon_0$ (der hochgestellte Index N soll im Folgenden immer eine Normierung andeuten). Die entsprechende Verteilung ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Der mittlere Wert der Felder („Bins“) beträgt $\bar{\epsilon}^N = 0,92$ bzw. 0,83, was somit einer Effizienzverschlechterung von 8% bzw. 17% entspricht. Es ist erkennbar, dass sich die Effizienz insbesondere zu kleinen vorderen Winkeln und geringen Impulsen überdurchschnittlich stark verringert.

Neben der Effizienz ist nach Abbildung 2.1 auch die Kinematik der neutralen Pionen aus den Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow X$ winkel- und impulsabhängig. Deswegen und zugunsten einer größeren Anschaulichkeit werden im Folgenden die Effizienzen unter Verwendung einer Gewichtung als Funktion nur einer der beiden Größen Winkel und Impuls bestimmt. Die π^0 -Verteilungen gemäß Abbildung 2.1 werden dafür bei einer Obergrenze von $p = 1,7$ GeV/c ebenfalls in 20*20 Bins geteilt. Das Resultat ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Darüber hinaus wird eine entsprechende Verteilung auch für einen mittleren Strahlimpuls von 7,5 GeV/c ermittelt. Der Inhalt eines Bins dieser Grafiken wird als Wichtungsfaktor w_{ij} verwendet, wobei $i, j = 1..20$ für den i-ten Winkel- bzw. j-ten Impulsbereich steht. Im Folgenden werden exemplarisch nur die w_{ij} benutzt, die sich

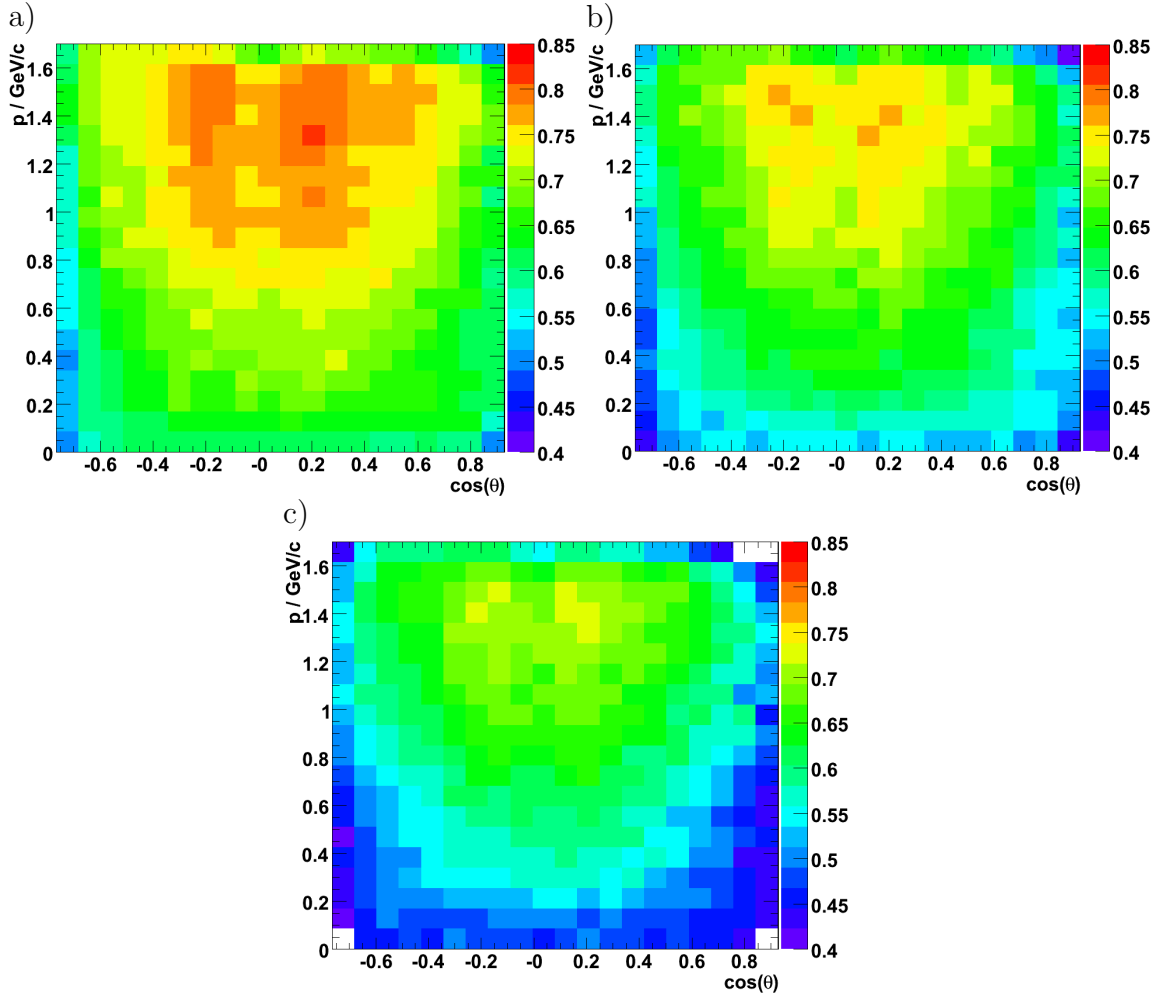


Abbildung 3.3: Effizienzen a) ohne ToF-Detektor, b) mit einer ToF-Massenbelegung von $X_0 \cdot 10\%$ bzw. c) $X_0 \cdot 19,5\%$

bei einem Antiprotonenimpuls von $p_{\bar{p}} = 15 \text{ GeV}/c$ ergaben. Andere Werte von $p_{\bar{p}}$ resultieren in anderen Wichtungsfaktoren und demnach in abweichenden Verläufen der relativen Effizienzänderung. Da sich die π^0 -Kinematik nach Abbildung 2.1 für unterschiedliche Strahlimpulse jedoch nur unwesentlich unterscheidet, wird der Einfluss von $p_{\bar{p}}$ zusammenfassend in Kapitel 3.6 behandelt.

Geben n_{ij} und N_{ij} die Anzahl rekonstruierter bzw. generierter Ereignisse in einem bestimmten Winkel- und Impulsbereich an, so lautet die mittlere Effizienz für die i -te Spalte der Bins (analoges gilt für Zeile j):

$$\epsilon_i = \frac{\sum_{j=1}^{20} w_{ij} \cdot n_{ij}}{\sum_{j=1}^{20} w_{ij} \cdot N_{ij}} \quad (3.5)$$

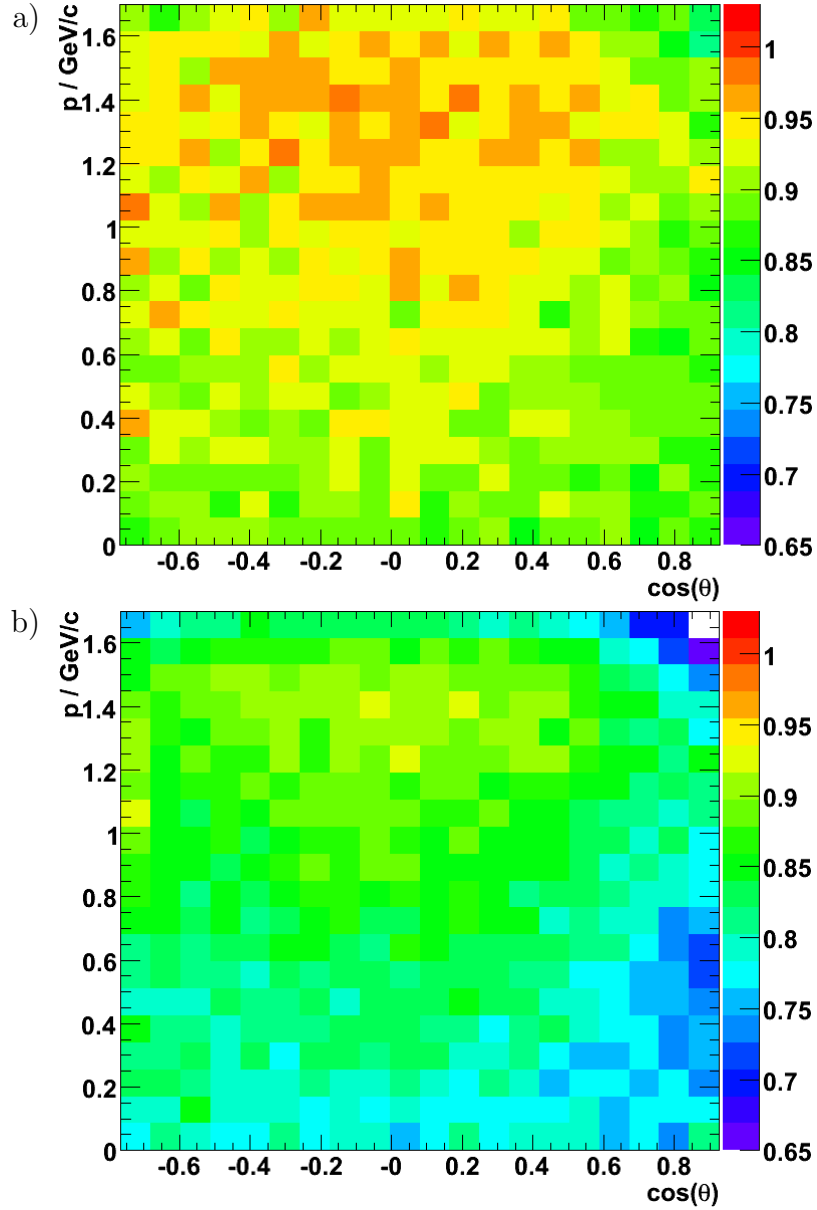


Abbildung 3.4: Normierte Effizienz $\epsilon^N = \epsilon_t/\epsilon_0$ für a) $s = X_0 \cdot 10\%$ und b) $s = X_0 \cdot 19,5\%$

Daraus kann für jede Zeile bzw. Spalte das Verhältnis $\epsilon_i^N = \epsilon_{t,i}/\epsilon_{0,i}$ bzw. $\epsilon_j^N = \epsilon_{t,j}/\epsilon_{0,j}$ gebildet werden.

Die Werte von $\epsilon_{i/j}^N$ sind in Abbildung 3.6 im direkten Vergleich für beide verwendeten ToF-Massenbelegungen dargestellt. Nach a) liegt keine signifikante Winkelabhängigkeit vor. Die normierte Effizienz beträgt für $s = X_0 \cdot 10\%$ etwa 0,9 und für $s = X_0 \cdot 19,5\%$ etwa 0,8. In der impulsabhängigen Darstellung b) variiert die relative Effizienz bis etwa 1,2

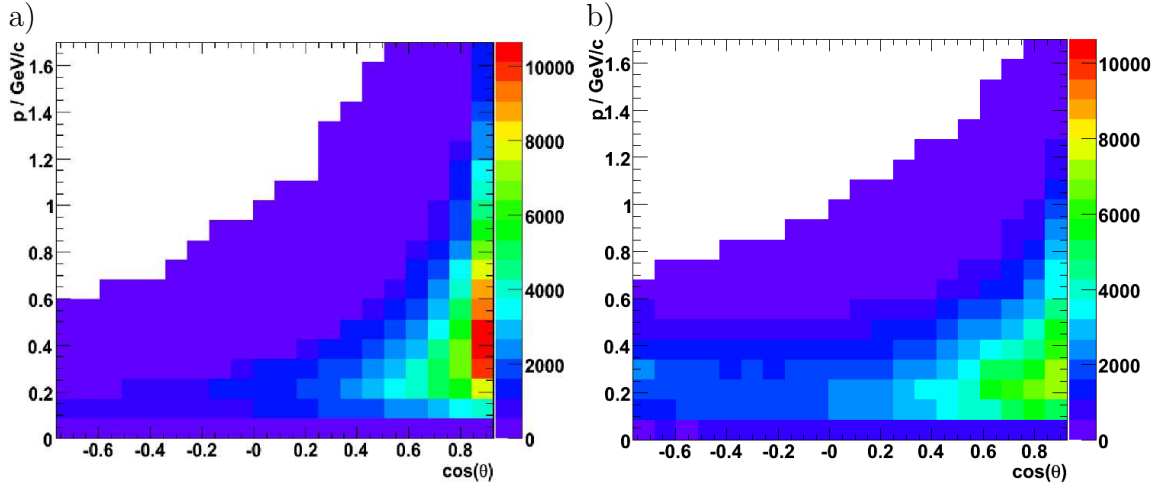


Abbildung 3.5: Die Gewichtungsmatrizen bei $p_{\bar{p}} = 15 \text{ GeV}/c$ (a) und $p_{\bar{p}} = 1,5 \text{ GeV}/c$ (b). Dargestellt ist die Verteilung der bei einer Generierung von je 500000 $\bar{p}p$ -Events entstandenen π^0 auf die 400 Bins.

GeV/c nur wenig und fällt zu höheren Impulsen dann deutlich ab. Dies kann dadurch erklärt werden, dass bei hohen Impulsen nach Abbildung 3.5 die meisten Pionen in den vorderen Randbereich des Barrels fallen und die entstehenden Photonen gleichzeitig einen kleinen Öffnungswinkel haben. Dadurch legen beide Photonen im ToF einen großen Weg zurück.

Die Fehler der Anzahl n der rekonstruierten Ereignisse werden unter der Annahme

$$\Delta n = \sqrt{n} \quad (3.6)$$

ermittelt. Die Anzahl generierter Ereignisse ist nicht fehlerbehaftet. Damit ergibt sich nach der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung $\Delta\epsilon$:

$$\Delta\epsilon_i = \sqrt{\sum_{j=1}^{20} \left(\frac{\partial\epsilon_i}{\partial n_{ij}} \cdot \Delta n_{ij} \right)^2} = \sqrt{\sum_{j=1}^{20} \left(\frac{w_{ij} \cdot \sqrt{n_{ij}}}{\sum_{j=1}^{20} w_{ij} \cdot N_{ij}} \right)^2} \quad (3.7)$$

und für $\Delta\epsilon^N$ schließlich:

$$\Delta\epsilon_i^N = \sqrt{\left(\frac{\Delta\epsilon_{t,i}}{\epsilon_{0,i}} \right)^2 + \left(\frac{\epsilon_{t,i} \cdot \Delta\epsilon_{0,i}}{\epsilon_{0,i}^2} \right)^2} \quad (3.8)$$

bzw. ein entsprechender Ausdruck für $\Delta\epsilon_j^N$.

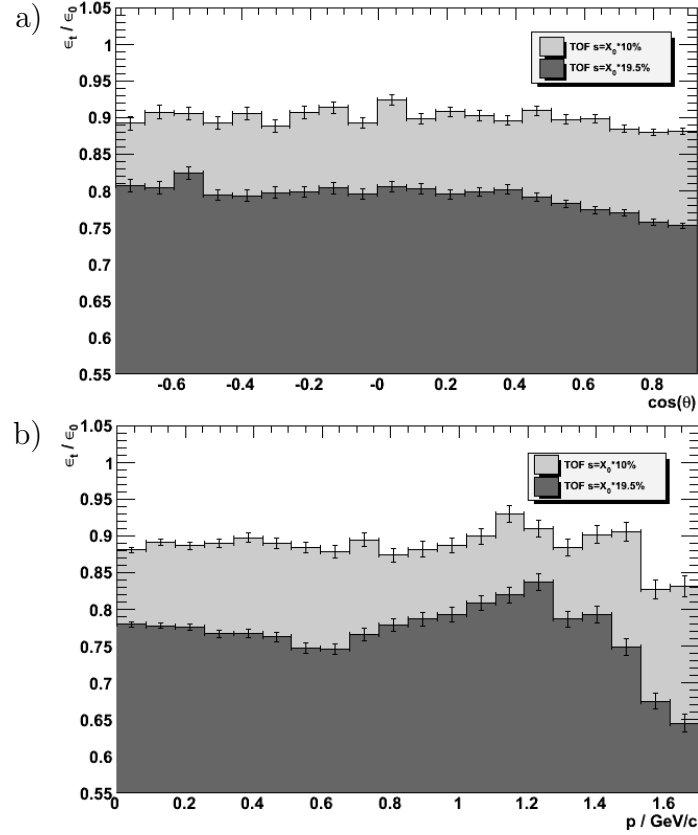


Abbildung 3.6: Verlauf der normierten Effizienz $\epsilon^N = \epsilon_t/\epsilon_0$ für verschiedene Massenbelegungen des ToF in Abhängigkeit von a) Winkel und b) Impuls

Ganz analog zu dem bisherigen Vorgehen kann auch eine über alle Winkel- und Impulsbereiche gemittelte Effizienz ermittelt werden, indem über sämtliche Bins gewichtet summiert wird:

$$\epsilon = \frac{\sum_{i=1}^{20} \sum_{j=20}^{20} w_{ij} \cdot n_{ij}}{\sum_{i=1}^{20} \sum_{j=20}^{20} w_{ij} \cdot N_{ij}} \quad (3.9)$$

Dies führt auf eine auf den Wert ohne ToF normierte Effizienz von je nach Massenbelegung $\epsilon^N = (88,98 \pm 0,20)\%$ bzw. $\epsilon^N = (77,06 \pm 0,18)\%$. Damit wurde eine relative Abnahme der Effizienz um ca. 11% bzw. 23% durch den Einsatz des ToF bestimmt.

3.4 Auflösung

Im Folgenden soll der Einfluss des ToF auf die Auflösung des EMC untersucht werden. Ein Maß für die Auflösung ist die Breite des π^0 -Signals (s. Abb 3.2), welche durch den Fitparameter σ beschrieben wird. In Analogie zur Effizienzbestimmung im vorherigen Abschnitt wurden hierbei auch die Abhängigkeit von $\cos(\theta)$ und Impuls bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Hier fällt der Impulsbereich von $0,5 \text{ GeV}/c$ bis $1,1 \text{ GeV}/c$ bzw. für kleine Winkel auch bis $1,7 \text{ GeV}/c$ auf, in dem die Auflösung etwa 30%-50% besser ist als in den übrigen Bereichen.

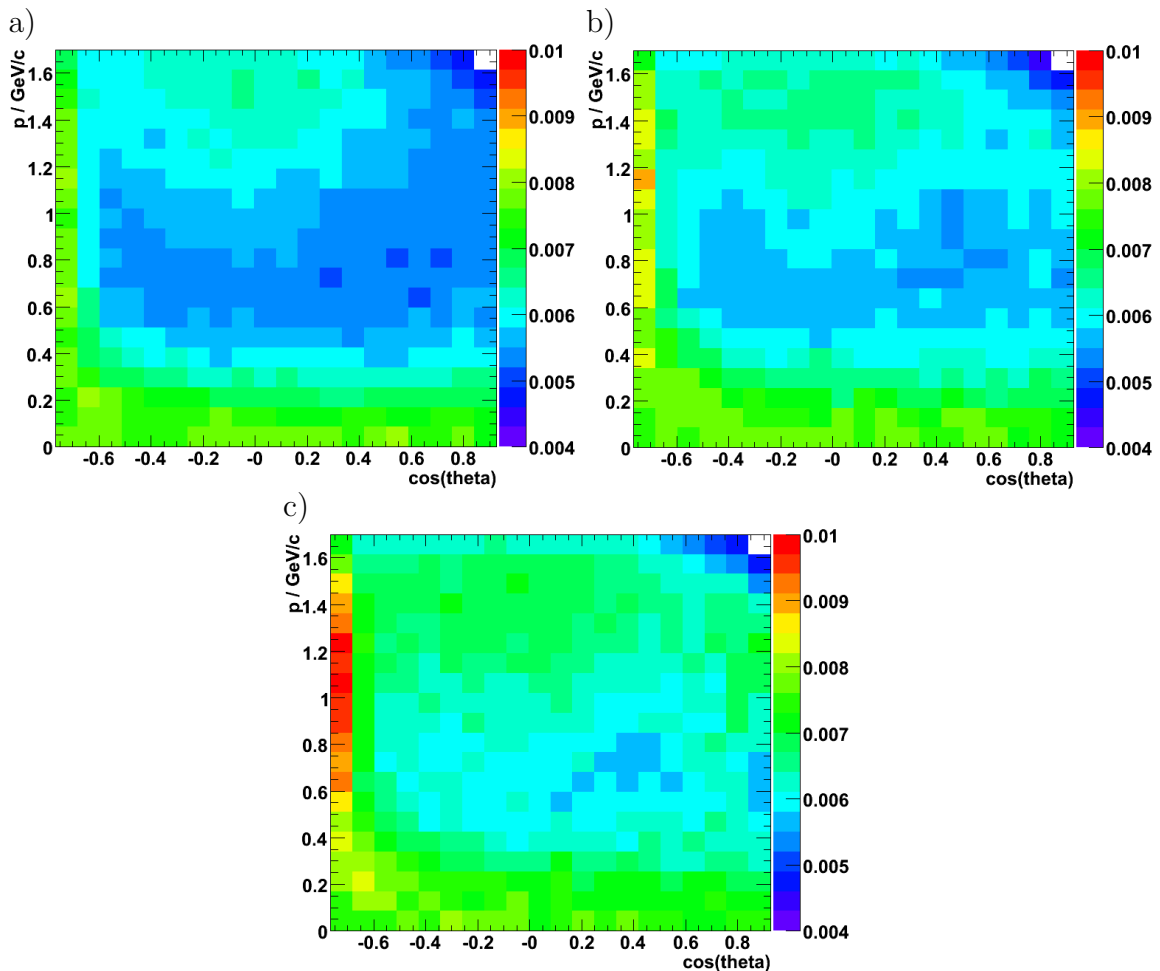


Abbildung 3.7: Auflösung σ a) ohne ToF-Detektor, b) mit einer ToF-Massenbelegung von $X_0 \cdot 10\%$ bzw. c) $X_0 \cdot 19,5\%$

In Abbildung 3.8 sind die auf die Auflösung ohne ToF normierten Werte σ^N abgebildet. Bei Impulsen kleiner $0,3 \text{ GeV}/c$ und größer $1,6 \text{ GeV}/c$ ist nur eine geringe Änderung der Auflösung erkennbar: Die Werte von σ^N liegen hier bei etwa 0,99 bis 1,05. Bei $p \approx 1 \text{ GeV}$

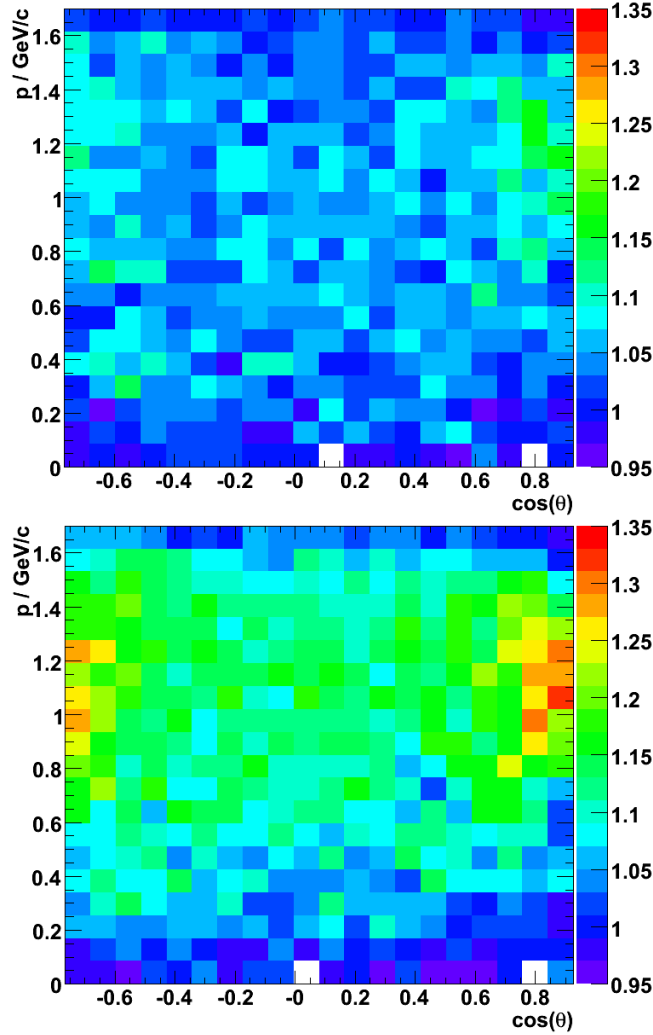


Abbildung 3.8: Normierte Auflösung $\sigma^N = \sigma_t/\sigma_0$ für die ToF-Massenbelegungen a) $X_0 \cdot 10\%$ und b) $X_0 \cdot 19,5\%$

liegt bei $\cos(\theta) > 0.7$ und $\cos(\theta) < -0.6$ die deutlichste Verschlechterung der Auflösung um je nach ToF-Massenbelegung etwa 15% bzw. 30% vor. Die Erklärung hierzu bedarf einer weiteren Untersuchung der γ -Kinematik, welche jedoch über den Rahmen dieser Arbeit hinausgeht.

Um die Auflösung nur in Abhängigkeit von Winkel oder Impuls zu ermitteln, werden alle in diesen Winkel- bzw. Impulsbereich fallenden Spektren gewichtet aufaddiert. Anschließend erfolgt wie in Abschnitt 3.2 beschrieben eine Anpassung des resultierenden Spektrums mit einer Summe aus Novosibirsk- und Argusfunktion und die Bestimmung des Parameters σ . Der Verlauf der normierten Auflösung $\sigma_i^N = \sigma_{t,i}/\sigma_{0,i}$ bzw. $\sigma_j^N = \sigma_{t,j}/\sigma_{0,j}$ ist in Abbildung 3.9 zu sehen. Nach a) liegt nur eine schwache Winkelabhängigkeit vor,

wonach die Auswirkung des ToF von $\cos(\theta) = -0,7$ bis $\cos(\theta) = 0,9$ um wenige Prozent steigt. Größtenteils liegt die Verschlechterung der Auflösung für beide Massenbelegungen unter 5%. Ein signifikanter Unterschied für verschiedene ToF-Massenbelegungen ist dabei nicht feststellbar. In der Impulsdarstellung b) ist zu sehen, dass die normierte Auflösung zwischen $p \approx 0,8 \text{ GeV}$ und $p \approx 1,5 \text{ GeV}$ deutlich erhöht ist und Werte bis 1.1 bzw. 1.25 erreicht.

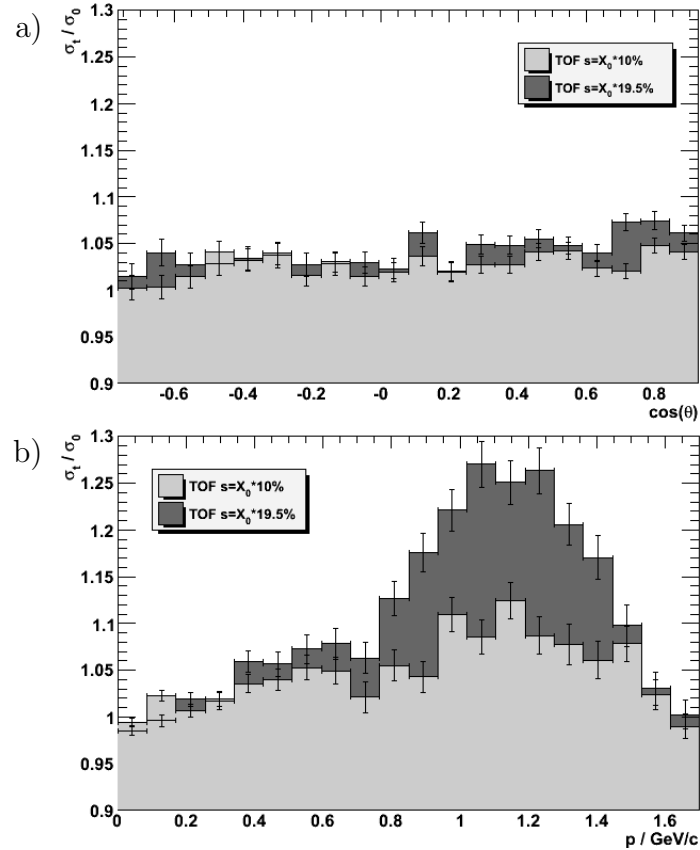


Abbildung 3.9: Verlauf der normierten Auflösung $\sigma^N = \sigma_t/\sigma_0$ für verschiedene Massenbelegungen des ToF in Abhängigkeit von a) Winkel und b) Impuls

Die gewichtete Addition aller Spektren und ein erneuter Fit führt die über alle Winkel und Impulse gemittelte Auflösung von $\sigma^N = 1,035 \pm 0,003$ bei einer ToF-Massenbelegung von 10% der Strahlungslänge bzw. $\sigma^N = 1,057 \pm 0,004$ bei einer Massenbelegung von 19,5% der Strahlungslänge. Damit wurde eine Auflösungsver schlechterung von 3,5% bzw. 5,7% ermittelt.

3.5 Signal-Untergrund-Verhältnis

Für eine saubere Rekonstruktion von hadronischen Endzuständen mit neutralen Pionen ist ein reines π^0 -Signal mit einem guten Signal-Untergrund-Verhältnis nötig. Um den Einfluss des ToF auf dieses Verhältnis V zu ermitteln, werden die $m_{\gamma\gamma}$ -Spektren angefitet und durch Integration der Novosibirsk- und Argusfunktion in den bereits bei der Effizienzbestimmung verwendeten Grenzen $E_0 \pm 3 \cdot \sigma$ Signalinhalt und Untergrund bestimmt. Deren Verhältnis ist in Abbildung 3.10 zu sehen. Da die Werte zu hohen Impulsen stark ansteigen, wurde eine logarithmische Darstellung gewählt.

Das Signal-Untergrund-Verhältnis ist stark impulsabhängig und erreicht für $p \approx 1,7 \text{ GeV}$ Werte von über 180. Mit ToF fällt es hier je nach Massenbelegung auf etwa 130 bzw. 90. Allerdings liegen die meisten π^0 -Ereignisse bei deutlich kleineren Impulsen von etwa $p \approx 0,3 \text{ GeV}$ vor. Hier sinkt das Verhältnis auf auf 8 ohne bzw. 6 und 5 mit ToF. Die größten Werte werden dabei bei $\theta \approx 90^\circ$ erreicht.

In Abbildung 3.11 ist das auf die Werte ohne ToF-Detektor normierte Signal-Untergrund-Verhältnis $V^N = V_i/V_0$ zu sehen. Dieses ist für verschiedene Winkel und Impulse vergleichsweise konstant und liegt je nach ToF-Massenbelegung bei etwa 0,75 bzw. 0,5. Bei hohen Impulsen sind einige Bins zu sehen, deren Inhalt sich deutlich von dem der umgebenen Bins unterscheidet. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass hier der Untergrund sehr klein wird und das Verhältnis V mit großen Fehlern behaftet ist.

Auch hier werden die normierten, über die Impuls- bzw. Winkelbereiche gemittelten Signal-Untergrund-Verhältnisse V_i^N und V_j^N bestimmt. Geben S_{ij} und U_{ij} die Integrale über Signal- und Untergrundfunktion an, so ergibt sich für den i -ten Winkelbereich

$$V_i = \frac{\sum_{j=1}^{20} w_{ij} \cdot S_{ij}}{\sum_{j=1}^{20} w_{ij} \cdot U_{ij}} ; \quad V_i^N = \frac{V_{0,i}}{V_{t,i}} \quad (3.10)$$

und für den j -ten Impulsbereich ein entsprechende Ausdruck V_j und V_j^N . Das normierte Signal-Untergrund-Verhältnis in Abhängigkeit von Winkel bzw. Impuls ist in Abbildung 3.12 zu sehen. Die Fehler ergeben sich analog zum Vorgehen in Abschnitt 3.3. Für die Fehler von Signalinhalt und Untergrund wird dabei $\Delta S = \sqrt{S}$ und $\Delta U = \sqrt{U}$ angenommen.

Eine Winkelabhängigkeit ist unter Berücksichtigung der Fehler kaum feststellbar. Es zeigt sich aber, dass für Impulse größer $0,4 \text{ GeV}/c$ die Auswirkung des ToF deutlich größer wird: das relative Signal-Untergrund-Verhältnis beträgt hier nur noch etwa 70% bzw. 45% verglichen mit 85% bzw. 65% bei geringeren Impulsen.

Die Bildung des von θ und p unabhängigen Signal-Untergrund-Verhältnisses gemäß

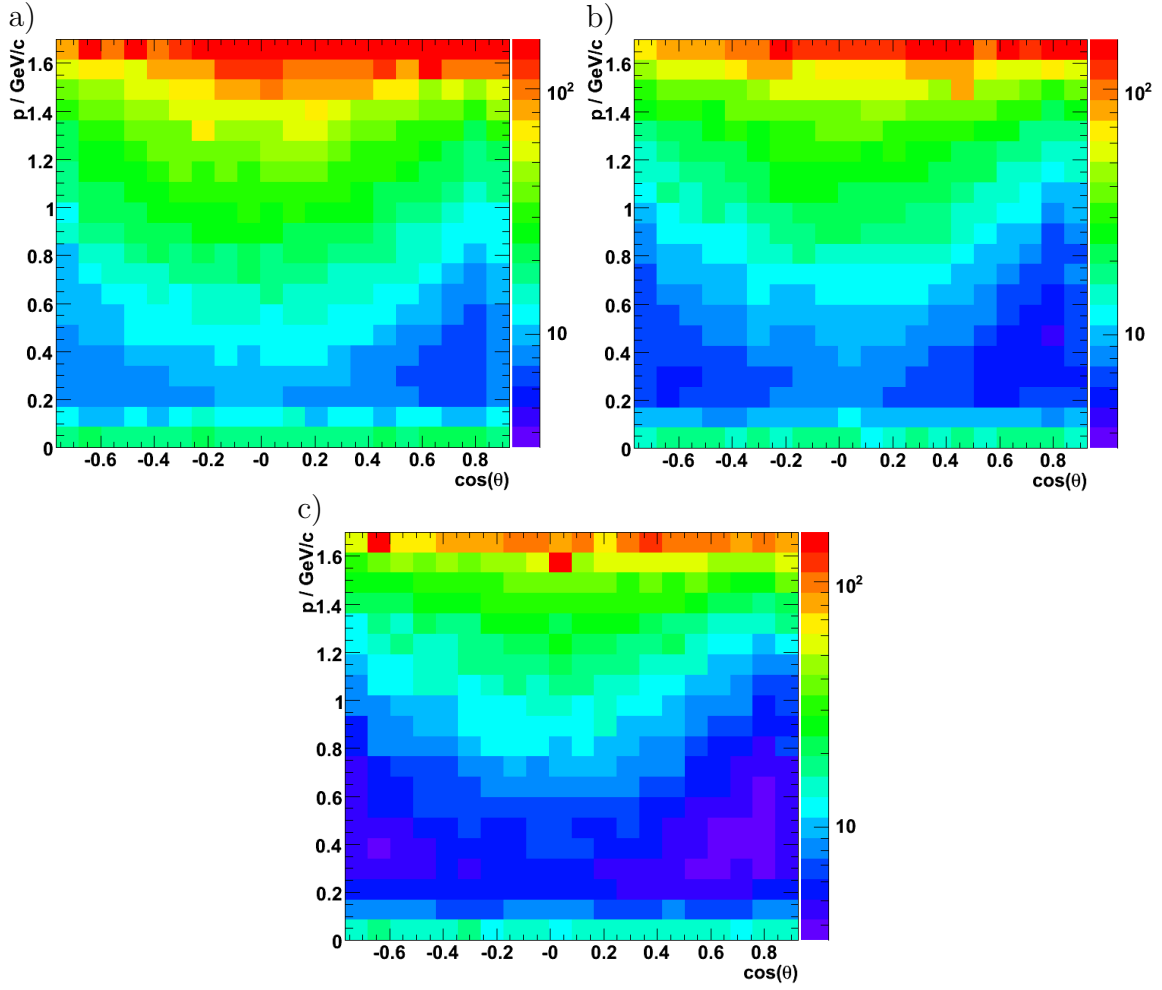


Abbildung 3.10: Signal-Untergrund-Verhältnis a) ohne ToF-Detektor, b) mit einer ToF-Massenbelegung $X_0 \cdot 10\%$ bzw. c) $X_0 \cdot 19,5\%$ (c)

$$V = \frac{\sum_{i=1}^{20} \sum_{j=1}^{20} w_{ij} \cdot S_{ij}}{\sum_{i=1}^{20} \sum_{j=1}^{20} w_{ij} \cdot U_{ij}} ; \quad V^N = \frac{V_0}{V_t} \quad (3.11)$$

führt je nach ToF auf die normierten Werte $V^N = (78,2 \pm 0,6)\%$ bzw. $V^N = (56,9 \pm 0,4)\%$, was einer Verschlechterung des Verhältnisses um 22% bzw. 43% entspricht.

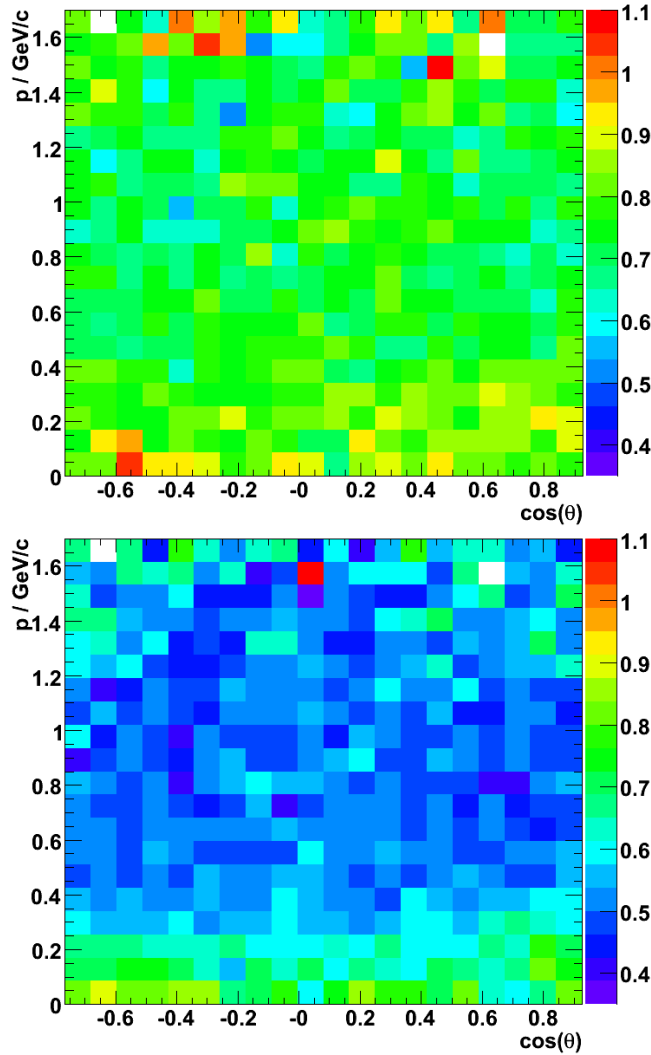


Abbildung 3.11: Normiertes Signal-Untergrund-Verhältnis $\sigma^N = \sigma_t/\sigma_0$ für die ToF-Massenbelegungen a) $X_0 \cdot 10\%$ und b) $X_0 \cdot 19,5\%$

3.6 Vergleich der Ergebnisse für verschiedene Strahlimpulse

Bislang wurden Effizienz, Auflösung und Signal-Untergrund-Verhältnis für einen Strahlimpuls von $15 \text{ GeV}/c$ untersucht. An dieser Stelle soll nun ein Vergleich mit entsprechenden Ergebnissen für $7,5 \text{ GeV}/c$ und $1,5 \text{ GeV}/c$ erfolgen. Für diese Impulse wurden die in den vorherigen Abschnitten vorgestellten Studien wiederholt. Abbildungen 3.13 und 3.14 zeigen die winkel- bzw. impulsabhängigen Verläufe der Effizienz, der Auflösung und des Signal-Untergrund-Verhältnisses für alle drei Strahlimpulse. Die Verteilungen sind innerhalb ihrer Fehler konsistent miteinander. Allenfalls für das winkelabhängigen Signal-Untergrund-Verhältnis bei $\cos(\theta) < -0.6$ und einer Massenbelegung des ToF von

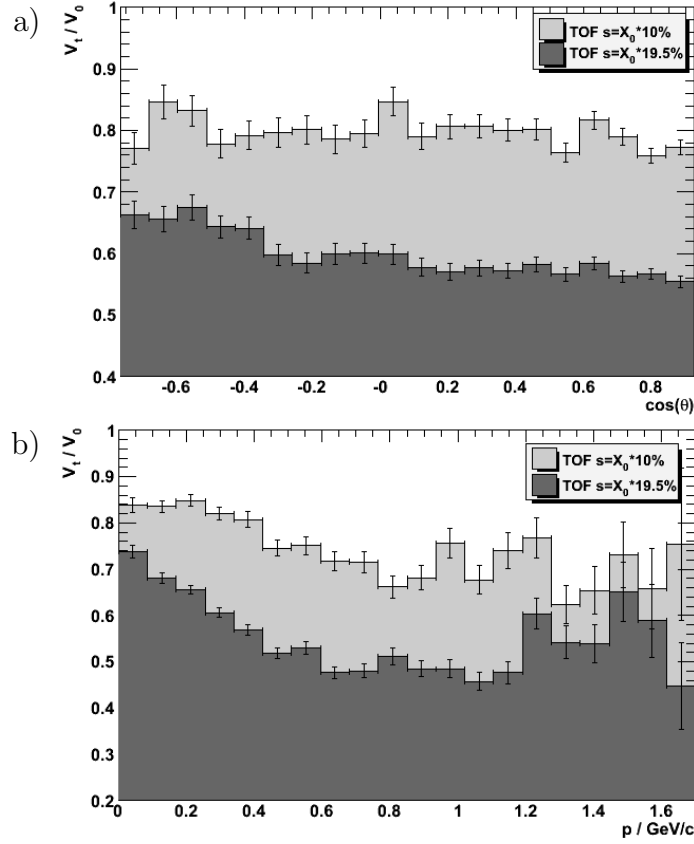


Abbildung 3.12: Verlauf des normierten Signal-Untergrund-Verhältnisses $V^N = V_t/V_0$ für verschiedene Massenbelegungen des ToF in Abhängigkeit von a) Winkel und b) Impuls

19,5% $\cdot X_0$ zeigen sich Abweichungen, welche jedoch zumindest innerhalb der doppelten Fehlergrenzen liegen und somit auch nicht signifikant sind. Bei den über alle Winkel- und Impulsbereiche gemittelten Werten der untersuchten Größen, die zusammenfassend in Tabelle 3.6 aufgeführt sind, werden ebenfalls keine signifikanten Abweichungen beobachtet. Somit konnte keine Abhängigkeit der Veränderungen von Effizienz, Auflösung und Signal-Untergrund-Verhältnis vom Strahlimpuls festgestellt werden.

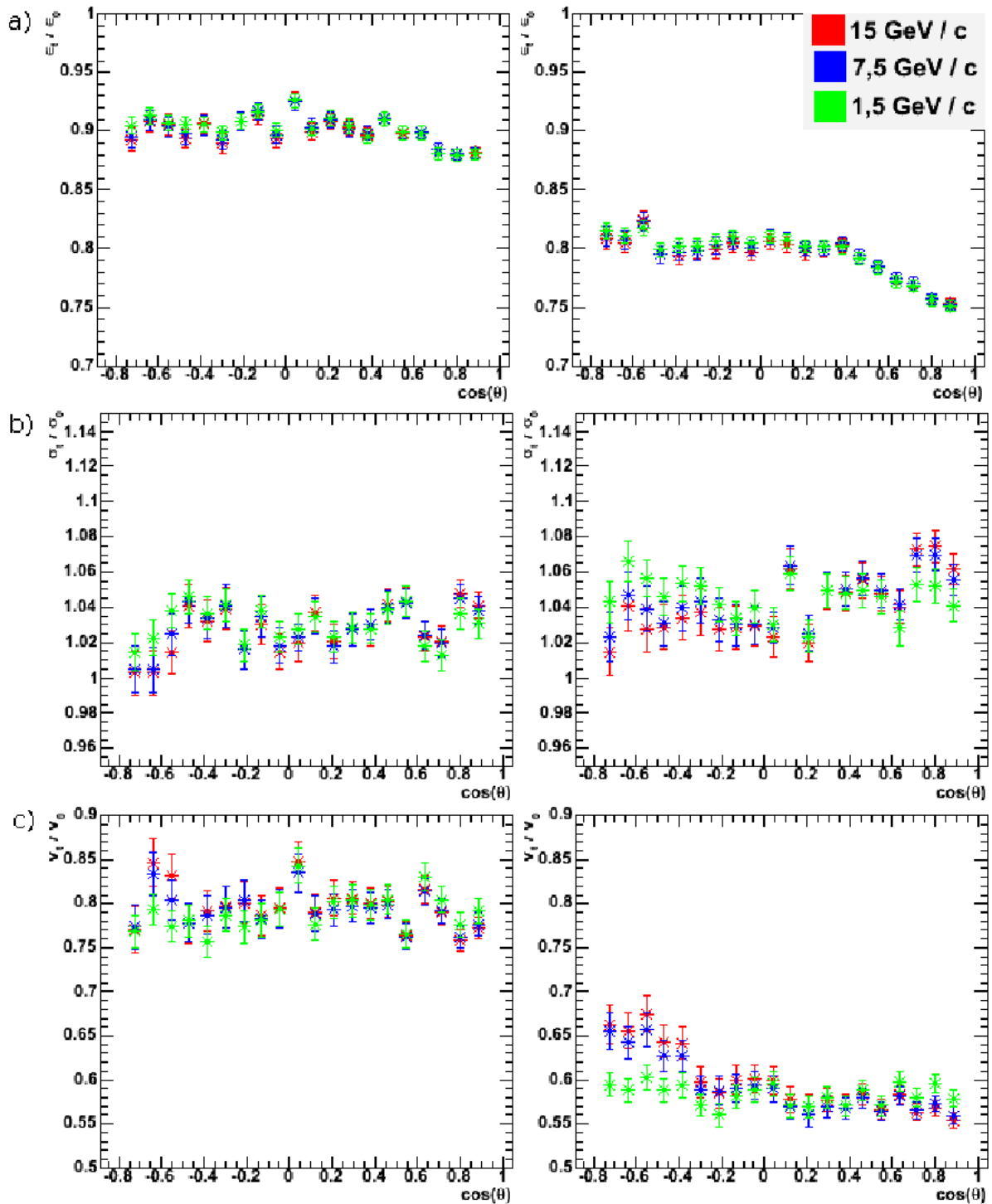


Abbildung 3.13: Winkelabhängiger Verlauf von a) normierter Effizienz, b) normierter Auflösung und c) normiertem Signal-Untergrund-Verhältnis bei einer ToF-Massenbelegung von $10\% \cdot X_0$ (links) und $19,5\% \cdot X_0$ (rechts) im Vergleich für alle drei untersuchten Strahlimpulse

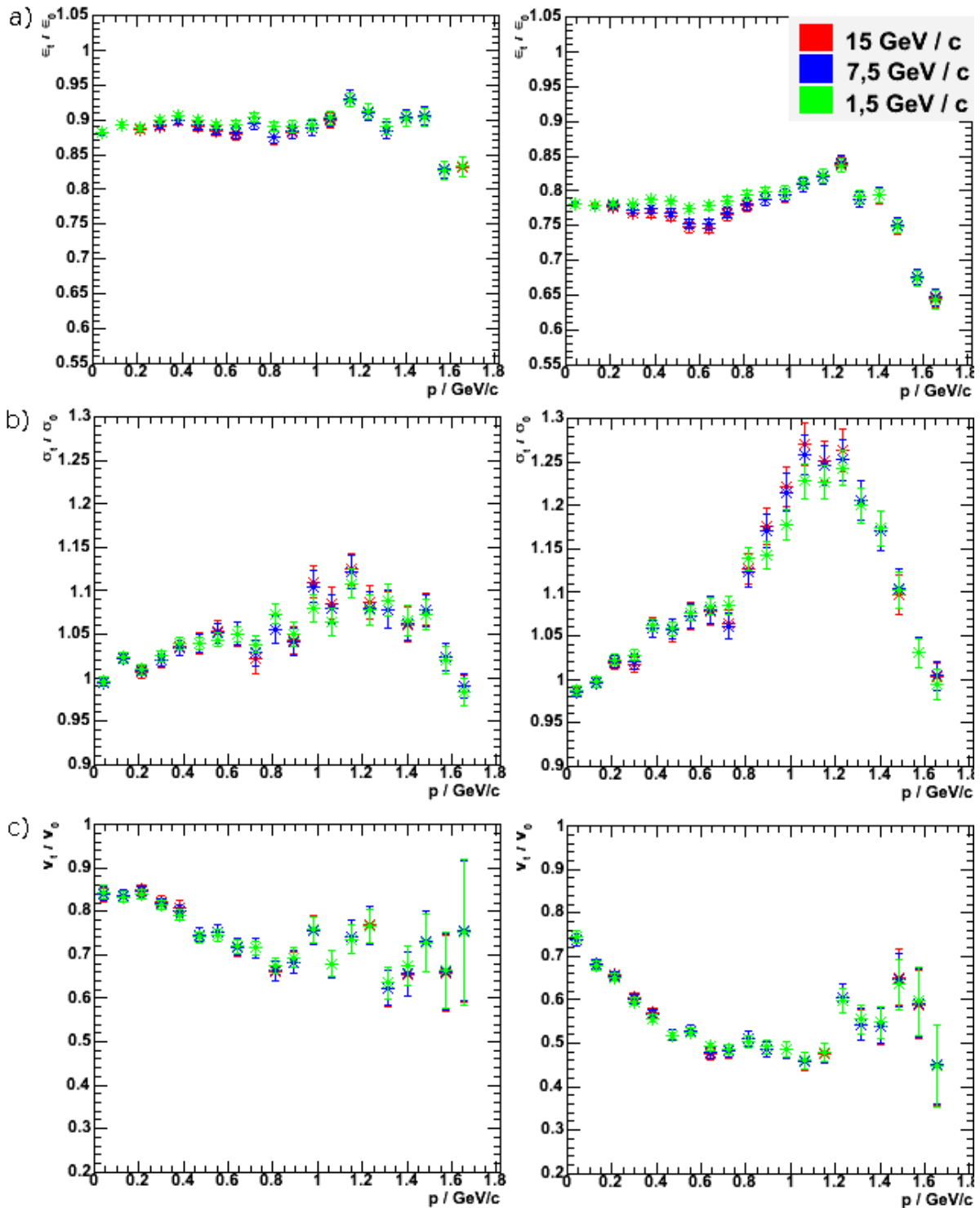


Abbildung 3.14: Impulsabhängiger Verlauf von a) normierter Effizienz, b) normierter Auflösung und c) normiertem Signal-Untergrund-Verhältnis bei einer ToF-Massenbelegung von $10\% \cdot X_0$ (links) und $19,5\% \cdot X_0$ (rechts) im Vergleich für alle drei untersuchten Strahlimpulse

Größe	\bar{p} -Impuls	Absolutwert			Normiert**	
		Massenbelegung ToF			Massenbelegung ToF	
		ohne ToF	$X_0 \cdot 10\%$	$X_0 \cdot 19,5\%$	$X_0 \cdot 10\%$	$X_0 \cdot 19,5\%$
Effizienz	15 GeV	$0,6454 \pm 0,0010$	$0,5743 \pm 0,0009$	$0,4974 \pm 0,0009$	$(88,98 \pm 0,20)\%$	$(77,06 \pm 0,18)\%$
	7,5 GeV	$0,6475 \pm 0,0009$	$0,5771 \pm 0,0009$	$0,5012 \pm 0,0008$	$(89,14 \pm 0,18)\%$	$(77,41 \pm 0,17)\%$
	1,5 GeV	$0,6498 \pm 0,0008$	$0,5821 \pm 0,0008$	$0,5086 \pm 0,0007$	$(89,53 \pm 0,16)\%$	$(78,25 \pm 0,14)\%$
Auflösung* / 10^{-3}	15 GeV	$6,149 \pm 0,012$	$6,365 \pm 0,014$	$6,499 \pm 0,017$	$(103,5 \pm 0,3)\%$	$(105,7 \pm 0,4)\%$
	7,5 GeV	$6,215 \pm 0,011$	$6,422 \pm 0,013$	$6,545 \pm 0,016$	$(103,33 \pm 0,29)\%$	$(105,3 \pm 0,4)\%$
	1,5 GeV	$6,431 \pm 0,009$	$6,617 \pm 0,011$	$6,705 \pm 0,013$	$(102,89 \pm 0,23)\%$	$(104,25 \pm 0,25)\%$
Signal- Untergrund- Verhältnis	15 GeV	$9,27 \pm 0,05$	$7,25 \pm 0,04$	$5,278 \pm 0,023$	$(78,2 \pm 0,6)\%$	$(56,9 \pm 0,4)\%$
	7,5 GeV	$9,28 \pm 0,05$	$7,28 \pm 0,04$	$5,314 \pm 0,022$	$(78,4 \pm 0,5)\%$	$(57,3 \pm 0,4)\%$
	1,5 GeV	$9,32 \pm 0,04$	$7,39 \pm 0,03$	$5,453 \pm 0,019$	$(79,3 \pm 0,5)\%$	$(58,5 \pm 0,3)\%$

* Der Faktor 10^{-3} bezieht sich nur auf den Absolutwert

** Normierung auf den jeweiligen Wert ohne ToF-Detektor

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der Ergebnisse

4 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Einfluss eines Barrel-ToF-Detektors auf die Messungen mit dem elektromagnetischen Kalorimeter im Target-Spektrometer des \bar{P} ANDA-Experimentes untersucht. Dafür wurden mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen die Effizienz, Auflösung und das Signal- Untergrund-Verhältnis für die Rekonstruktion neutraler Pionen ermittelt. Es wurde ein Datensatz ohne ToF-Detektor, sowie zwei Weitere mit ToF-Massenbelegungen von 10% und 19,5% der Strahlungslänge simuliert und die oben genannten Größen jeweils bestimmt und miteinander verglichen.

Die Untersuchungen ergaben, dass die Effizienz je nach ToF-Massenbelegung relativ um 11% bzw. 23% sinkt. Die größte Veränderung zeigt sich beim Signal-Untergrund-Verhältnis. Hier ergeben sich Defizite von 22% bzw. 43%. Dagegen ändert sich die Auflösung nur geringfügig um etwa +3% bzw. +5%. Ein signifikanter Einfluss des Strahlimpulses auf die Auswirkungen des ToF ließen sich nicht feststellen. Es konnte somit nachgewiesen werden, dass der Einsatz des ToF die Messungen mit dem elektromagnetischen Kalorimeter nachteilig beeinflusst.

Zur weiteren Entscheidungsfindung über den Einsatz des Barrel-ToF müssen Simulationen mit neutralen sowie geladenen Endzuständen unter Einbeziehung einer Teilchenidentifizierung mit Hilfe des ToF durchgeführt werden, um letztlich ein optimales Setup für das spätere Experiment zu erzielen.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Aufbau des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors	6
1.2	Das EMC	7
1.3	Vereinfachte Darstellung eines Teilchenschauers	7
1.4	Teilchenidentifizierung mit dem ToF-Detektor	8
1.5	Zusammenhang zwischen Strahlungslänge und Anzahl der Teilchen eines Schauers	9
2.1	Impuls- und winkelabhängige Verteilung der neutralen Pionen	11
3.1	Photonenmultiplizität für verschiedene ToF-Massenbelegungen	14
3.2	Invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ der rekonstruierten Zerfälle $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	15
3.3	Effizienzen mit und ohne ToF-Detektor in zweidimensionaler Darstellung	17
3.4	Normierte Effizienz	18
3.5	Gewichtungsmatrizen	19
3.6	Winkel- und impulsabhängige normierte Effizienz	20
3.7	Auflösungen mit und ohne ToF-Detektor in zweidimensionaler Darstellung	21
3.8	Normierte Auflösung	22
3.9	Winkel- und impulsabhängige normierte Auflösung	23
3.10	Signal-Untergrund-Verhältnis mit und ohne ToF-Detektor in zweidimensionalen Darstellung	25
3.11	Normiertes Signal-Untergrund-Verhältnis	26
3.12	Winkel- und impulsabhängiges normiertes Signal-Untergrund-Verhältnis .	27
3.13	Winkelabhängiger Verlauf von ϵ^N , σ^N und V^N im Vergleich für alle drei untersuchten Strahlimpulse	28
3.14	Impulsabhängiger Verlauf von ϵ^N , σ^N und V^N im Vergleich für alle drei untersuchten Strahlimpulse	29

Literaturverzeichnis

- [1] Particle Data Group. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics / Review of Particle Physics*, Volume 33, July 2006.
- [2] \bar{P} ANDA Collaboration. *Technical Design Report for: \bar{P} ANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC)*, Okt. 2008.
- [3] Prof. Dr. U.Wiedner. *Vorlesungsscript: Einführung in die Kern- und Teilchenphysik I*. Ruhr-Universität Bochum, WS 08/09.
- [4] G. Schepers et al. *Particle Identification at \bar{P} ANDA*, März 2006.
- [5] Amsler, Claude. *Kern- und Teilchenphysik*. vdf Hochschulverlag AG an der ETH Zürich, 2007.
- [6] \bar{P} ANDA Collaboration. *Physics Performance Report for: \bar{P} ANDA*, März 2009.
- [7] URL: <http://www.geant4.org/geant4/>.
- [8] Povh, Rith, Scholz, Zetsche. *Kerne und Teilchen: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag, 2006. 7. Auflage.
- [9] W. Verkerke, D. Kirkby. *RooFit Users Manual v2.07*, Jan. 2006.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben.

Dr. Marc Pelizäus danke ich für die Betreuung während meiner Arbeit und die umfassende Hilfe bei allen physikalischen, technischen und mathematischen Fragen sowie für die Einführung in ROOT und die PANDA-Simulationssoftware.

Dr. Bertram Kopf danke ich für die zahlreichen Verbesserungsvorschläge und die Bereitstellung der ToF-Geometrie.

Besonderen Dank richte ich auch an Prof. Dr. Ulrich Wiedner für die Bereitstellung des Themas und die Möglichkeit am Lehrstuhl arbeiten zu können.

Darüber hinaus danke ich allen, die mir durch Anregungen und Korrekturen geholfen haben.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Die Arbeit wurde bisher keiner anderen Prüfungskommission in gleicher oder ähnlicher Form vorgelegt.

Bochum, den 6. August 2009

Julian Pychy