

Entwicklung und Installation eines
Zentralkalorimeters und Messungen der Reaktion
 $\vec{p}p \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ mit spin-polarisierten Protonen
am Flugzeitspektrometer COSY-TOF



Dissertation

der Fakultät für Mathematik und Physik der
Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

vorgelegt von

Jochen Kreß

aus Schweinfurt

2003

Tag der mündlichen Prüfung: 08.10.2003

Dekan: Prof. Dr. Herbert Müther

1. Berichterstatter: Prof.Dr. Heinz Clement
2. Berichterstatter: Prof.Dr. Gerhard Wagner

Zusammenfassung

Am Flugzeitspektrometer COSY-TOF wurde in zwei Strahlzeiten die Zwei-Pion-Produktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei einem Strahlimpuls von $1.4 \text{ GeV}/c$, entsprechend einer Strahlenergie von 747 MeV , exklusiv, d.h. kinematisch vollständig vermessen. Hierbei wurde erstmals erfolgreich das in das TOF-Spektrometer integrierte Zentralkalorimeter eingesetzt, dessen Entwicklung und Bau einer der zentralen Schwerpunkte der vorliegenden Arbeit war. Die Messung wurde mit einem transversal polarisierten Protonenstrahl durchgeführt, durch den erstmals die Möglichkeit gegeben war, für die Zwei-Pion-Produktion Analysierstärken in verschiedenen Subsystemen zu bestimmen.

Der aus den experimentellen Daten bestimmte totale Wirkungsquerschnitt für die geladene Zwei-Pion-Produktion ist mit einem Wert von $1 \mu\text{b}$ innerhalb der Fehler mit Messungen verträglich, die am PROMICE/WASA-Detektor in Uppsala bei einer Strahlenergie von 750 MeV durchgeführt wurden.

Die experimentellen Daten werden mit den Vorhersagen verschiedener Reaktionsmechanismen verglichen, die bereits im Rahmen der Interpretation der $pp\pi^+\pi^-$ -Daten von PROMICE/WASA entwickelt wurden. Die COSY-TOF-Daten zeigen in Übereinstimmung mit den Resultaten von PROMICE/WASA, dass im hier betrachteten Energiebereich die Anregung der Roper-Resonanz $N^*(1440)$ in einer der beiden beteiligten Nukleonen mit anschließendem Zerfall in zwei mögliche $N\pi\pi$ -Kanäle der dominierende Reaktionsmechanismus für die Zwei-Pion-Produktion ist, wobei die beiden Zerfallskanäle des N^* ($N^* \rightarrow N\Delta$ und $N^* \rightarrow N(\pi\pi)_{I=l=0}$) miteinander interferieren. Die Daten stützen außerdem die These, dass die Zwei-Pion-Produktion dominant durch σ -Austausch der beiden Protonen im Eingangskanal initiiert wird.

Die Analysierstärken weichen teilweise vom Wert Null ab, was auf signifikante Beiträge von Partialwellen mit Bahndrehimpuls $l \neq 0$ zwischen den Reaktionspartnern hinweist. Damit hat man erstmals Hinweise, dass in dieser Reaktion die $\pi\pi$ -Produktion im ρ -Kanal eine signifikante Rolle spielen könnte.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
1 Einleitung	1
1.1 Mesonen als Austauscheteilchen der Kernkraft	2
1.2 Ein-Pion-Produktion	3
1.3 Zwei-Pion-Produktion in pp -Reaktionen	3
1.3.1 Subsysteme der Zwei-Pion-Produktion	4
1.3.2 Experimentelle Situation	5
1.3.3 Theoretische Situation	6
2 Der Beschleuniger COSY	9
3 Das Flugzeitspektrometer TOF	13
3.1 Das Targetsystem	15
3.2 Die Startsysteme	16
3.2.1 Erlanger Startdetektorsystem	17
3.3 Die Stoppsysteme	18
3.3.1 Zentralhodoskop (Quirl)	19
3.3.2 Ringhodoskop	20
3.4 Das Zentralkalorimeter	22
3.4.1 Allgemeiner Aufbau des Kalorimeters	22
3.4.2 Aufbau der einzelnen Kalorimetermodule	25
3.4.3 Einbau des Kalorimeters in das Flugzeitspektrometer	29
3.4.4 Das Lichtpulsersystem für das Kalorimeter	31
3.5 Weitere Detektorkomponenten	33
3.6 Geometrische Parameter von COSY-TOF	35
3.7 Datenaufnahmesystem	36

3.7.1	Elektronik und Datenaufnahme	36
3.7.2	Triggerbedingungen	38
3.8	Durchgeführte Strahlzeiten	39
4	Monte-Carlo Simulationen für COSY-TOF	41
4.1	Ablauf der Simulationen	41
4.2	Erweiterungen für das Kalorimeter	42
4.2.1	Simulation von Myonen (<i>cosmics</i>)	42
4.2.2	<i>Quenching</i> -Korrektur für Kalorimeter	44
4.2.3	Rekonstruktion der Teilchenenergie	45
4.2.4	Rekonstruktion der Teilchengeschwindigkeit	47
4.2.5	Modifizierter Eventgenerator	48
5	Auswertung der Daten	51
5.1	Werkzeuge für die Datenanalyse	51
5.1.1	Das Konvertierungsprogramm <code>tdas2ascii</code>	52
5.1.2	Das Analyseprogramm <code>tof++</code>	52
5.1.3	Darstellung von Einzelereignissen	53
5.1.4	Verwendung des Eventgenerators für die Analyse	55
5.1.5	Allgemeines Schema für Analyse und Simulation	56
5.2	Kalibrierung der experimentellen Daten	57
5.2.1	Pedestalkorrektur	57
5.2.2	Linearität der TDC's	57
5.2.3	Walkkorrektur	58
5.2.4	Korrekturen durch Kalorimeter-Lichtpulser	59
5.2.5	Energiekalibrierung des Kalorimeters	59
5.2.5.1	Kalibrierung mit kosmischer Strahlung	61
5.2.5.2	Kalibrierung mit Zwei-Körper-Reaktionen	61
5.2.6	Zeitkalibrierung	62
5.2.6.1	Zeitkalibrierung für Zentral- und Ringhodoskop	62
5.2.6.2	Zeitkalibrierung für Starttorten (Absolutzeitkalibrierung)	66
5.2.6.3	Zusammenfassung Zeitkalibrierung	69
5.3	Spurrekonstruktion	69
5.3.1	Berechnung der Detektorpixel	70

5.3.2	Berechnung der Primärspuren	70
5.4	Teilchenidentifikation	71
5.5	Energierückrekonstruktion	73
5.6	Rekonstruktion der Geschwindigkeit	73
5.7	Identifikation der Zwei-Pion-Produktion	74
5.7.1	Rekonstruktion möglicher $pp\pi^+\pi^-$ -Ereignisse	74
5.7.2	Kinematischer Fit	79
5.7.3	(Un-)Unterscheidbarkeit der Pionen	80
5.7.4	Zusammenfassung Rekonstruktionsbedingungen	81
5.8	Effizienz- und Akzeptanzkorrektur	81
5.9	Bestimmung der Triggereffizienzen	84
6	Ergebnisse und Diskussion	85
6.1	Bestimmung der Strahlpolarisation	85
6.2	Absolutnormierung	88
6.3	Reaktionsmechanismen	91
6.3.1	Endzustandswechselwirkung zwischen Protonen	92
6.3.2	Austausch von Mesonen	93
6.3.3	Anregung und Zerfall von N^* -Resonanzen	94
6.3.4	Δ -Propagatoren	97
6.4	Differentielle Wirkungsquerschnitte	97
6.4.1	Definition von Streuwinkeln in Subsystemen	98
6.4.2	Invariante Massen	99
6.4.3	Winkelverteilungen	101
6.4.4	Kinetische Energien	107
6.5	Analysierstärken für Subsysteme	110
6.5.1	Berechnung der Analysierstärke	110
6.5.2	Analysierstärken im allgemeinen Schwerpunktsystem	112
6.5.3	Analysierstärke im (pp) - und $(\pi\pi)$ -Subsystem	113
6.5.4	Analysierstärke im $(p\pi)$ -Subsystem	114
6.5.5	Analysierstärke im $(p\pi\pi)$ -Subsystem	115
7	Zusammenfassung und Fazit	117
7.1	Zusammenfassung der Ergebnisse	117
7.2	Ausblick	119

A Technische Details	121
A.1 Lichtleiter für die einzelnen Module	121
A.2 Befestigung der Photomultiplier am TOF-Deckel	122
B Berechnungen und Formeln	123
B.1 Bethe-Bloch-Formel	123
B.2 Über invariante und fehlende Massen	124
C Einzelne Gesichtspunkte der Analyse	127
C.1 Das ASCII-Datenformat	127
C.2 Binäre Reaktionen für Kalibrierung	128
D Weitere Histogramme	133
D.1 Unkorrigierte Histogramme	133
D.1.1 Invariante Massen	134
D.1.2 Winkelverteilungen	136
D.1.3 Kinetische Energien	142
D.2 Wirkungsquerschnitte (3- und 4-Spur-Ereignisse)	143
D.2.1 Invariante Massen	143
D.2.2 Winkelverteilungen	145
D.2.3 Kinetische Energien	154
Literaturverzeichnis	163

Kapitel 1

Einleitung

Das Verständnis der Struktur der Materie ist seit der Antike ein wesentliches Anliegen wissenschaftlicher Forschung. Mit immer ausgefeilteren Methoden ist es den Menschen gelungen, einen immer tieferen Einblick in den mikroskopischen Aufbau unserer Welt zu erlangen und dabei die verschiedenen Bausteine der Materie zu identifizieren. Die Entdeckung des atomaren Aufbaus unserer Welt war dabei nur eine Zwischenstufe, neu entdeckte und anfangs jeweils als elementare Grundbausteine der Materie vermutete Teilchen entpuppten sich später als aus noch kleineren Teilchen aufgebaut. Auf diese Weise wurden schließlich die Quarks und Leptonen als die nach heutiger Kenntnis grundlegenden Elementarteilchen identifiziert, doch eine weitere noch unentdeckte Substruktur dieser Teilchen ist nicht ausgeschlossen.

Doch nicht nur das Auffinden der elementaren Bestandteile der Materie ist von Interesse, auch das Verstehen von Eigenschaften von zusammengesetzten Teilchen aus den Wechselwirkungen seiner Bausteine untereinander sowie die Wechselwirkungen zwischen solchen zusammengesetzten Teilchen ist Forschungsgegenstand. In diesem Kontext ist auch die Mittlere Energiephysik zu sehen, die im Überlappungsbereich zwischen der klassischen Kernphysik und der Elementarteilchen- bzw. Hochenergiephysik die Struktur der aus Quarks aufgebauten Hadronen als Bausteine der Atomkerne sowie deren Wechselwirkungen untereinander unter Berücksichtigung dieser Substruktur untersucht. Allerdings ist eine befriedigende theoretische Beschreibung in diesem Energiebereich bisher nicht vorhanden, im Gegensatz zu hohen Energien, wo mit der Quantenchromodynamik (QCD) eine sehr erfolgreiche Theorie existiert. Für die bisher bei mittleren Energien dominierenden phänomenologischen Modelle ist es daher von enormer Wichtigkeit, von den verschiedenen Experimenten aussagekräftige Daten mit ausreichender Statistik zu erhalten.

Die Hadronen werden abhängig von ihrer Quarkstruktur in zwei Subklassen unterschieden: zum einen die Baryonen, die aus jeweils drei Quarks aufgebaut sind (qqq), sowie die aus Quark-Antiquark-Paaren ($q\bar{q}$) bestehenden Mesonen. Dabei wird in der QCD das Konzept der sogenannten Farbladung als zusätzliche Eigenschaft der Quarks mit den drei Ladungszuständen *rot*, *grün* und *blau* eingeführt (Antiquarks tragen entsprechend die jeweilige „Antifarbe“). Die Farbladungen der Quarks in den Hadronen sind so verteilt, dass die Hadronen nach außen hin farbneutral sind. Dies trägt der Beobachtung Rechnung, dass in der Natur einzelne

farbgeladene Teilchen und damit auch einzelne Quarks nicht auftreten. Diese von der QCD beschriebene Eigenschaft der Quarks wird als *confinement*¹ bezeichnet.

Ein Aspekt zum besseren Verständnis der Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen Hadronen liefert die Untersuchung von Systemen bestehend aus den leichtesten Baryonen, den Nukleonen, und den leichtesten Mesonen, den Pionen. Solche Systeme werden z.B. gebildet bei der Kollision zweier Nukleonen und der dadurch erwirkten Produktion von ein oder mehreren Mesonen. Experimentell am einfachsten zugänglich ist dabei die Produktion von ein oder zwei Pionen in Proton-Proton-Stößen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit steht die Messung der Produktion von zwei geladenen Pionen bei pp -Reaktionen im Mittelpunkt. In diesem einleitenden Kapitel soll ein kurzer Überblick über die theoretischen und experimentellen Aspekte der Zwei-Pion-Produktion gegeben werden; zunächst wird aber die spezielle Rolle der Mesonen in der Kernphysik als Austauscheteilchen der Wechselwirkung zwischen Hadronen erläutert, sowie auch kurz auf die Ein-Pion-Produktion eingegangen.

1.1 Mesonen als Austauscheteilchen der Kernkraft

Die auch als Kernkraft bezeichnete Wechselwirkung zwischen zwei Nukleonen besitzt eine sehr kurze Reichweite von wenigen Femtometern. Man unterscheidet dabei grob zwischen drei verschiedenen Bereichen: einem langreichweitigen und einem mittelreichweitigen Bereich ($r \gtrsim 0.5$ fm) mit anziehender Wechselwirkung, sowie einem kurzreichweitigen repulsiven Bereich ($r \lesssim 0.5$ fm). Die Kraft wird im Rahmen einer effektiven OBE-Theorie² durch den Austausch von massebehafteten Teilchen, den Mesonen, vermittelt, wobei die Reichweite der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung von der Ruhemasse des ausgetauschten Mesons abhängt. Dies kann sehr einfach aus der Energie-Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \lesssim \hbar$ begründet werden: die Emission eines virtuellen Mesons mit der Energie $\Delta E = m_x c^2$ durch ein Nukleon kann nur innerhalb des Zeitintervalls $\Delta t \lesssim \hbar / \Delta E$ erfolgen. Die Reichweite des Mesons beträgt dann maximal $R = c \cdot \Delta t \lesssim \hbar / (m_x c)$.

Das Konzept des Meson-Austausch-Modells wurde 1935 von H. Yukawa formuliert und die Existenz eines Austauscheteilchens für den langreichweitigen Bereich der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung von ihm postuliert. Die experimentelle Entdeckung der als π -Mesonen bzw. Pionen bezeichneten Teilchen erfolgte dann 1946 durch Powell. Neben den Pionen als den leichtesten Mesonen wurden mittlerweile eine Vielzahl von weiteren Mesonen entdeckt. Der kurzreichweitige repulsive Anteil der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung wird durch den Austausch von ρ - und ω -Mesonen vermittelt, für den mittelreichweitigen Bereich wurde das bisher nur hypothetisch postulierte σ -Meson in die Theorie eingeführt.

¹to *confine*: einsperren

²One *Boson Exchange*

1.2 Ein-Pion-Produktion

Das Pion als leichtestes Meson ist ein sehr geeignetes Instrument, um die Dynamik von hadronischen Systemen und die darin vorkommenden Wechselwirkungen zu untersuchen. Dies kann mit verschiedenen Prozessen wie der Absorption, Streuung und auch der Produktion von Pionen durchgeführt werden. Die hier besonders interessierende Produktion von Pionen kann wiederum in verschiedener Weise erfolgen, möglich sind πN -, γN - oder NN -Reaktionen. Bei letzteren sind insbesondere pp -Reaktionen experimentell relativ einfach zugänglich, die Verwendung von Neutronenstrahlen erfordert einen ungleich höheren Aufwand und reine Neutronentargets gibt es nicht³.

Wird die Energie des Protonstrahl so gewählt, daß nur ein Pion erzeugt werden kann, ist insbesondere für das πN -System eine detaillierte Untersuchung möglich. Die möglichen Reaktionskanäle der Ein-Pion-Produktion in pp -Reaktionen und die mindestens dafür erforderlichen Strahlenergien sind in Tab. 1.1 aufgelistet.

Die Ein-Pion-Produktion in pp -Reaktionen wurde sehr eingehend experimentell und theoretisch untersucht. Für die hier untersuchte Messung der Zwei-Pion-Produktion tragen die Ereignisse der Ein-Pion-Produktion vor allem zum Untergrund bei. Allerdings wird vor allem der $d\pi^+$ -Kanal für verschiedene Stufen der Kalibrierung der einzelnen Detektoren herangezogen.

Reaktionskanal	Schwellenenergie [MeV]
$pp \rightarrow pp\pi^0$	279.7
$pp \rightarrow d\pi^+$	287.5
$pp \rightarrow pn\pi^+$	292.3

Tabelle 1.1: Reaktionskanäle der Ein-Pion-Produktion bei Proton-Proton-Kollisionen mit den zugehörigen Werten der Schwellenenergie für das Strahlproton im Laborsystem.

1.3 Zwei-Pion-Produktion in pp -Reaktionen

Mit der Zwei-Pion-Produktion bei der Kollision zweier Nukleonen ist es möglich, ein sehr fundamentales hadronisches System, bestehend aus zwei Baryonen und zwei Mesonen, und die zwischen ihnen bestehenden Wechselwirkungen zu untersuchen.

Für die Produktion von zwei Pionen in pp -Reaktionen gibt es fünf verschiedene Reaktionskanäle (s. Tab. 1.2). Im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit steht der Reaktionskanal $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ mit vier geladenen Teilchen im Endzustand. Die hier beschriebenen Messungen wurden mit dem COSY-TOF-Detektor am Forschungszentrum Jülich bei einem Strahlimpuls von 1.4 GeV (entsprechend einer Strahlenergie von 747 MeV) durchgeführt, außerdem waren die Strahlprotonen transversal polarisiert. Die Auswertung einer weiteren Messung an COSY-TOF (ebenfalls

³In diesem Fall behilft man sich mit der Verwendung von Deuteron-Targets.

Reaktionskanal	Schwellenenergie [MeV]
$pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$	578.7
$pp \rightarrow d\pi^+\pi^0$	587.1
$pp \rightarrow pn\pi^+\pi^0$	592.2
$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$	599.8
$pp \rightarrow nn\pi^+\pi^+$	605.7

Tabelle 1.2: Reaktionskanäle der Zwei-Pion-Produktion bei Proton-Proton-Kollisionen mit den zugehörigen Werten der Schwellenenergie für das Strahlproton im Laborsystem.

mit polarisiertem Strahl) bei einer höheren Energie von 800 MeV wird in [Erh04] beschrieben.

Vergleichbare Messungen der geladenen Zwei-Pion-Produktion wurden im Energiebereich 650–775 MeV mit dem PROMICE/WASA-Detektor in Uppsala (Schweden) durchgeführt [Joh02, Bro02, Pät02], allerdings mit unpolarisiertem Protonenstrahl. Zudem wurden dort auch einige der in Tab. 1.2 aufgelisteten Reaktionskanäle mit neutralen Teilchen untersucht [Joh00, Joh02].

1.3.1 Subsysteme der Zwei-Pion-Produktion

Neben der Untersuchung der Reaktionsdynamik für das aus den vier Endzustandsteilchen bestehende Gesamtsystem besteht die Möglichkeit, verschiedene durch diese Teilchen gebildete Subsysteme und die darin jeweils wirksamen Reaktionsmechanismen zu studieren. Jedes dieser Subsysteme ist charakteristisch für eine physikalische Wechselwirkung bzw. einen darin möglichen auftretenden Resonanzzustand, so dass durch die verschiedenen Systeme unterschiedliche Aspekte der hadronischen Wechselwirkung betont werden. Die einzelnen Subsysteme sind in Tab. 1.3 aufgelistet und sollen im folgenden kurz beschrieben werden, eine detaillierte Darstellung der Reaktionsmechanismen wird in Kap. 6.3 gegeben.

Die für die Produktion der beiden Pionen erforderliche Energie wird der kinetischen Energie der beiden Protonen entzogen. Findet die Reaktion bei Energien nahe der Reaktionsschwelle statt, besitzen die Nukleonen nur geringe kinetische Energie und dadurch einen geringen Abstand, so dass die anziehende Kernkraft

Subsystem	für dieses System charakteristisch
NN	Endzustandswechselwirkung (FSI)
$\pi\pi$	σ -Meson, ρ -Meson
πN	Δ -Resonanz
$\pi\pi N$	N^* (1440)-Resonanz (Roper-Resonanz)
πNN	exotische Resonanzen (Dibaryon d')

Tabelle 1.3: Mögliche Subsysteme aus Nukleonen (N) und Pionen bei der Zwei-Pion-Produktion mit den für das jeweilige System charakteristischen physikalischen Effekten bzw. Resonanzen (nach [Pät02]).

zwischen ihnen wirken kann; dies wird auch als Endzustandswechselwirkung (*Final State Interaction*, FSI) bezeichnet.

Im $\pi\pi$ -System ist insbesondere der skalar-isoskalare $(\pi\pi)_{l=I=0}$ -Kanal von Interesse, der dem hypothetischen σ -Meson entspricht, das zur Beschreibung der anziehenden Kernkraft in mittleren Reichweiten in die Theorie eingeführt wurde. Auch der dem ρ -Meson entsprechende vektor-isovektorielle Kanal $(\pi\pi)_{l=I=1}$ ist in diesem Subsystem zugänglich. Des Weiteren können hier noch unverstandene Effekte aus früheren Messungen der Zwei-Pion-Produktion an leichten Kernen untersucht werden: beim ABC-Effekt [Aba60, Aba61] wurde abweichend zur reinen Phasenraumverteilung eine Erhöhung im Spektrum der invarianten Masse $M_{\pi\pi}$ der beiden Pionen zu leichten Massen hin beobachtet, während bei Messungen der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+\pi^-$ der sogenannte „Anti-ABC“-Effekt beobachtet wurde [Bel99], eine Erhöhung im $M_{\pi\pi}$ -Spektrum bei hohen Massen.

In den Subsystemen πN und $\pi\pi N$ können die ersten angeregten Zustände des Nukleons studiert werden: die Δ -Resonanz (πN) sowie die $N^*(1440)$ -Resonanz ($\pi\pi N$), letztere wird auch als Roper-Resonanz bezeichnet. Es wird angenommen, dass der Produktionsmechanismus für die beiden Pionen hauptsächlich über die Anregung eines oder beider Nukleonen in einer dieser beiden Resonanzen verläuft, mehr dazu im übernächsten Abschnitt.

Eine ursprüngliche Motivation zur Durchführung der Zwei-Pion-Produktionsmessungen war die Suche nach exotischen Resonanzen vor allem im πNN -Subsystem. Nach der QCD sind auch farbneutrale Teilchen erlaubt, die aus sechs anstatt aus drei Quarks aufgebaut sind, sogenannte Dibaryonen. Ein solcher möglicher Sechs-Quark-Zustand ist das d' , das zur Erklärung einer resonanzartigen Struktur im Anregungsspektrum des Pions für den doppelten pionischen Ladungsaustausch (DCX⁴) [Bil92] postuliert wurde. Aufgrund der schmalen Breite der Resonanzstruktur sollte das d' , falls es existiert, vom NN -System entkoppelt sein und deshalb nur im πNN -System auftreten. Bei der Zwei-Pion-Produktion kann dieses System untersucht und die Existenz dieses Dibaryons geprüft werden. Eine ausführliche Beschreibung der Suche nach dem d' wird gegeben in [Bro01].

1.3.2 Experimentelle Situation

Durch die Resultate der Zwei-Pion-Produktion am PROMICE/WASA-Detektor [Joh02, Bro02, Pät02] wurde die Weltdatenbasis für diese Reaktion im Energiebereich knapp oberhalb der Reaktionsschwelle entscheidend vergrößert. Zuvor existierten nur relativ wenige Datenpunkte aus inklusiven Magnetspektrometernmessungen sowie aus Blaskammerexperimenten mit sehr niedriger Statistik [Bru69, Coc72, Cve81, Shi82, Dak83].

In Abb. 1.1 sind die gemessenen integrierten Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ gegenüber der kinetischen Energie der Strahlprotonen dargestellt. Die Datenpunkte aus dem PROMICE/WASA-Experiment liegen dabei um

⁴Double Charge eXchange

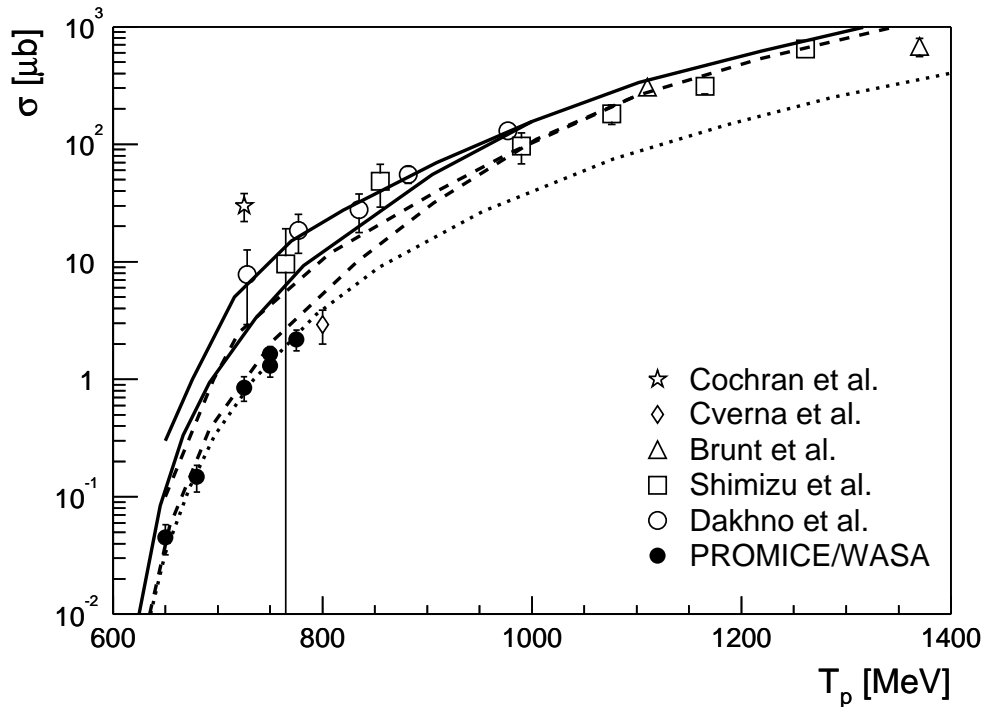


Abbildung 1.1: Bisher gemessene integrale Wirkungsquerschnitte der Zwei-Pion-Produktion (aus [Pät02]), gezeigt sind neben Ergebnissen von älteren Messungen [Bru69, Coc72, Cve81, Shi82, Dak83] auch die in den vergangenen sechs Jahren mit dem PROMICE/WASA-Experiment gemessenen neuen Datenpunkte [Joh02, Bro02, Pät02]. Ebenfalls gezeigt sind theoretische Kurven aus Modellrechnungen, mehr dazu im Text.

etwa eine Größenordnung unterhalb der älteren Datenpunkte, mit der Ausnahme einer Messung am LAMPF⁵ [Cve81], die sehr gut zu den neueren Ergebnissen passt. Ebenfalls gezeigt sind theoretische Kurven (s. nächsten Abschnitt) aus Modellrechnungen [Alv98] mit verschiedenen Parametersätzen (durchgezogene und gestrichelte Kurven), mit und ohne Berücksichtigung der Proton-Proton-FSI (jeweils obere und untere Kurven), sowie ein Phasenraumfit (gepunktete Kurve) an die PROMICE/WASA-Datenpunkte.

1.3.3 Theoretische Situation

Bisher existieren nur relativ wenige Publikationen, die sich mit der Theorie der Zwei-Pion-Produktion befassen. In einer kürzlich veröffentlichten und sehr gründlichen theoretischen Untersuchung über die generelle Zwei-Pion-Produktion $NN \rightarrow NN\pi\pi$ [Alv98], aus der im folgenden zitiert wird, werden verschiedene Beiträge einzelner Reaktionsmechanismen im Energiebereich nahe der Reaktionsschwelle diskutiert.

Die Reaktionsmechanismen laufen hauptsächlich über die Anregung von Resonanzen in einem oder beiden beteiligten Nukleonen ab, s. hierzu die schemati-

⁵Los Alamos Meson Physics Facility

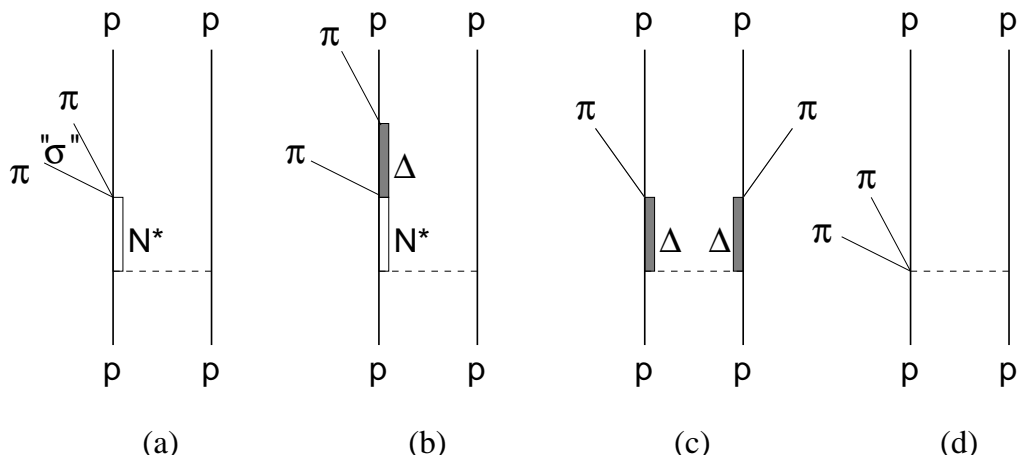


Abbildung 1.2: Reaktionsmechanismen für Zwei-Pion-Produktion nach [Alv98]: (a)-(c) sind die Beiträge zur Zwei-Pion-Produktion, die über die Anregung von Nukleonresonanzen laufen, (d) ist ein nicht-resonanter Beitrag; weitere Erläuterungen im Text.

schen Feynman-Diagramme in Abb. 1.2. Die beteiligten Resonanzen sind die ersten angeregten Zustände des Nukleons, das $\Delta(1232)$ und das $N^*(1440)$ (bzw. Roper-Resonanz). Im Energiebereich knapp oberhalb der Reaktionsschwelle dominiert nach [Alv98] die Anregung eines Protons zum N^* und dessen nachfolgenden Zerfall in den Reaktionskanal $N^* \rightarrow p(\pi\pi)_{I=l=0}$ (Abb. 1.2 (a)). Der skalarisokalare Zustand $(\pi\pi)_{I=l=0}$ entspricht dabei dem bislang noch hypothetischen σ -Meson. Bei höheren Energien wird der Beitrag des zweiten Zerfallskanals $N^* \rightarrow \Delta\pi$ (Abb. 1.2 (b)) stärker und dominiert schließlich. Die Anregung beider Nukleonen zum $\Delta(1232 \text{ MeV})$ erfordert mehr Energie als die Anregung nur eines Nukleons zum $N^*(1440 \text{ MeV})$, so dass ab etwa 900 MeV Protonenenergie als weiterer Reaktionsmechanismus die simultane Anregung beider Nukleonen zum Δ hinzukommt (Abb. 1.2 (c)). Nicht-resonante Terme (Abb. 1.2 (d)) tragen ebenfalls bei, ihr Anteil ist in diesem Modell allerdings gegenüber den anderen Prozessen sehr klein und kann vernachlässigt werden.

Keinen Beitrag zur Zwei-Pion-Produktion liefern die Anregung nur eines Nukleons zum Δ , sowie der direkte Zerfall des N^* in ein Nukleon via $N^* \rightarrow N\pi$, da beide Prozesse nur zur Emission von einem Pion führen.

Bei der Strahlenergie der hier vorgestellten Messungen zur Zwei-Pion-Produktion von 747 MeV sollte nach diesem Modell der Prozess nach Abb. 1.2 (a) dominieren, sowie der Prozess nach Abb. 1.2 (b) etwas beitragen. Sollte dieses Modell die Wirklichkeit beschreiben, bietet sich somit die Möglichkeit, die bisher noch relativ unbekannte Roper-Resonanz sowie das σ -Meson zu untersuchen.

Kapitel 2

Der Beschleuniger COSY

Bei dem im April 1993 am Forschungszentrum Jülich in Betrieb genommenen *COoler SYnchrotron* (Abb. 2.1) handelt es sich um einen Speicherring, der einen Protonenstrahl im Impulsbereich von 270 bis 3300 MeV/ c für Experimente der Mittelenergiephysik zur Verfügung stellt [Mai97]. Durch Phasenraumkühlung, die auch im Namen des Beschleunigers ihren Ausdruck findet, wird eine sehr hohe Strahlqualität erreicht, was sich in niedriger Impulsunschärfe $\Delta p/p$ und geringer Emittanz widerspiegelt.

Zunächst werden H^- -Ionen aus einer geeigneten Quelle im als Vorbeschleuniger dienenden JULIC-Zyklotron auf eine Energie von 40 MeV beschleunigt und dann zum COSY-Ring transportiert. Beim Eintritt in den Speicherring werden die beiden Elektronen durch eine Stripperfolie abgestreift und die so injizierten Protonen im Ring, der einen Umfang von 184 m besitzt, auf die gewünschte Energie beschleunigt. Zur Strahlführung und Fokussierung der Protonen dienen Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagnete.

Die Qualität des Protonenstrahl wird durch die bereits angesprochene Phasenraumkühlung weiter verbessert. Darunter versteht man die Verringerung der transversalen Ausdehnung sowie der Impulsunschärfe des Strahls, die durch zwei voneinander unabhängige Kühlverfahren erreicht wird [Mai97][Pra00]. Bei kleinen Strahlpulsen (bis ca. 650 MeV/ c) wird die Elektronenkühlung angewendet, bei der auf einer Strecke von ca. 2 m ein monoenergetischer Elektronenstrahl in den umlaufenden Protonenstrahl eingeschleust wird, so dass die „heißen“ Protonen ihre Energie durch Stöße auf die „kalten“ Elektronen übertragen. Ab einem Impuls von ca. 1500 MeV/ c wird die stochastische Kühlung eingesetzt. Hier wird an zwei Stellen im Ring die Abweichung eines Teilchenpaketes von der Sollage bestimmt und daraus ein Korrektursignal erzeugt, durch das einen halben Umlauf später diese Abweichung wieder verringert wird.

Die beschleunigten Strahlprotonen stehen direkt für die internen, d. h. innerhalb des COSY-Rings gelegenen, Experimente ANKE¹ [Bar01], COSY-11 [Wol99] oder EDDA² [Alt00] zur Verfügung. Über ein elektrostatisches und elektromagnetisches

¹Apparatus for Nuclear and Kaon Ejectiles

²Excitation Function Data Acquisition Designed for Analysis of Phase Shifts

Septum kann der Strahl auf die externen Meßplätze JESSICA³ [JES], BIG-KARL (ein Magnetspektrometer mit den beiden Experimenten GEM⁴ [Bet99] und MO-MO⁵ [Bel99]) oder TOF⁶ extrahiert werden. Am Flugzeitspektrometer TOF wurden die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experimente durchgeführt.

Bedingt durch das immer wieder notwendige Injizieren von Protonen in den COSY-Ring liegt der Protonenstrahl an den Experimenten in Form von sogenannten „Spills“ mit kurzen, strahlungsfreien Pausen dazwischen an. Die Länge dieser Spills kann variiert werden, wodurch sich natürlich auch die Strahlrate ändert; im Fall der hier beschriebenen Messungen der Zwei-Pion-Produktion dauerten die Spills etwa 30 s.

Bei COSY ist von Beginn an die Beobachtung von Polarisationsphänomenen als eines der zentralen Forschungsziele angesehen worden. Durch Verwendung eines polarisierten Protonenstrahls können weitere Observable wie z.B. Asymmetrieparameter oder, bei zusätzlicher Verwendung eines polarisierten Targets, Polarisations-transfer experimentell erschlossen werden.

Seit dem Frühjahr 1996 werden an COSY polarisierte Protonen beschleunigt, die dafür benötigten polarisierten H^- -Ionen werden in einer neu entwickelten polarisierten Quelle erzeugt, die in [Eve00] beschrieben wird. Zunächst stand der polarisierte Strahl nur für die internen Experimente zur Verfügung, zu Beginn des Jahres 1999 wurden dann erstmals polarisierte Protonen aus dem COSY-Ring extrahiert und an TOF deren Polarisation gemessen [Kuh00].

Bei den in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Messungen der geladenen Zwei-Pion-Produktion, die im Verlauf des Jahres 2000 durchgeführt wurden, wurde ebenfalls ein polarisierter Protonenstrahl verwendet.

³Jülich *Experimental Spallation Target Setup In Cosy Area*

⁴*Germanium-Wand und Magnetspektrometer*

⁵*Molecules Of Mesons Online*

⁶*Time-Of-Flight*

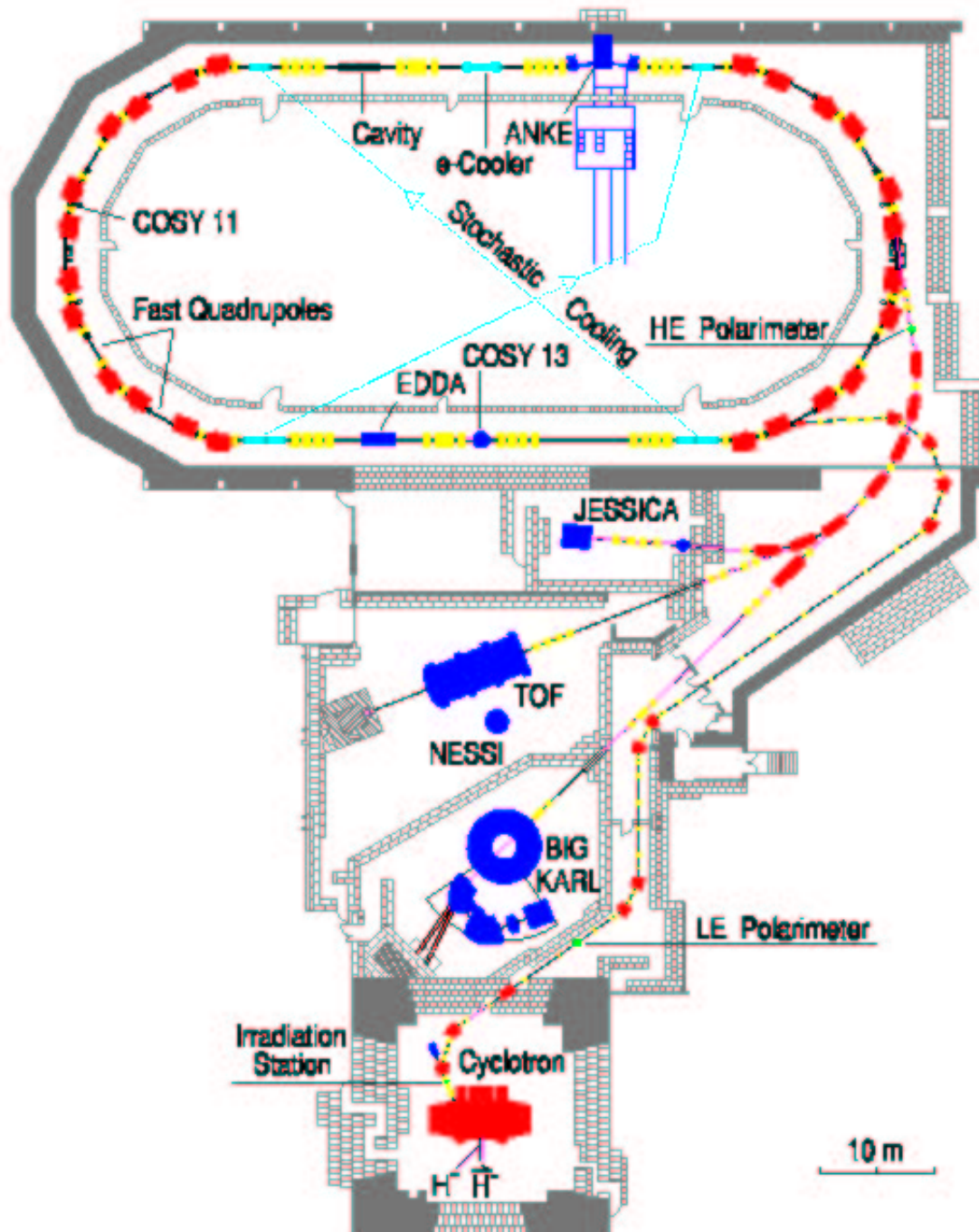


Abbildung 2.1: Grundriss des COSY-Speicherrings mit dem Vorbeschleuniger (Cyclotron, unten). Neben den externen Meßplätzen BIG-KARL, TOF und JESSICA sind auch die internen Meßplätze ANKE, COSY-11 und EDDA dargestellt.

Kapitel 3

Das Flugzeitspektrometer TOF

Der *Time-Of-Flight*-Detektor ist ein Flugzeitspektrometer, mit dem die Flugzeiten (bzw. Geschwindigkeiten) und Richtungsvektoren von geladenen Reaktionsteilchen vermessen werden. Der modulare Aufbau von TOF erlaubt es dabei, die Länge der Flugstrecke der Reaktionsteilchen den experimentellen Anforderungen anzupassen. Aufgrund der Reaktionskinematik werden die sich mit relativistischen Geschwindigkeiten bewegendenden Reaktionsejektile bevorzugt nach vorne, d.h. in Strahlrichtung, emittiert (der sogenannte *Lorentz-Boost*), so dass im Detektor eine hohe geometrische Akzeptanz erreicht wird. Dadurch ist das Flugzeitspektrometer insbesondere für Vielteilchenreaktionen geeignet, bei denen möglichst viele der geladenen Teilchen nachgewiesen werden sollen.

Zentraler Bestandteil von TOF sind die Detektorsysteme, die das Start- und Stoppsignal für die Flugzeitmessung liefern; durch ihren granularen Aufbau ermöglichen diese Systeme auch die Rekonstruktion der Winkel der Teilchen.

Um Untergrundreaktionen der primären Reaktionsteilchen an Restgasmolekülen der Atmosphäre zu minimieren, befinden sich die wesentlichen Detektorkomponenten in einem Stahlfass, das auf einen Vorvakuumdruck von ca. 10^{-3} mbar evakuiert ist. Abb. 3.1 zeigt die Konfiguration des TOF-Detektors für die Messungen der geladenen Zwei-Pion-Produktion im Jahr 2000. In dieser kurzen Version des Detektors wird das Fass nur aus den beiden Endkappen gebildet, wobei das Target und das Startsystem in der vorderen Endkappe eingebaut sind, die Stoppsysteme dagegen in der hinteren Endkappe. Der Abstand der Stoppsysteme zum Target beträgt in diesem Aufbau etwas mehr als 1 m. Bei den Experimenten wird vor allem die Proton-Proton- bzw. Proton-Deuteron-Streuung untersucht, so dass als Targetmaterial hauptsächlich Wasserstoff und Deuterium zum Einsatz kommt. Eine längere Version des TOF-Detektors, die u.a. für Messungen zur assoziierten Strangeness-Produktion verwendet wurde, wird kurz in Kap. 3.5 vorgestellt.

Im folgenden werden die wichtigsten Detektorkomponenten der kurzen Version des Flugzeitspektrometers genauer dargestellt. Besonders detailliert betrachtet wird dabei das Zentralkalorimeter, das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt und gebaut wurde. Auf weitere Detektorsysteme von TOF, auch solche, die bei den Messungen im Jahr 2000 nicht zum Einsatz kamen, wird kurz in Kap. 3.5 eingegangen. In Kap. 3.6 sind die geometrischen Parameter der einzelnen Detektoren des

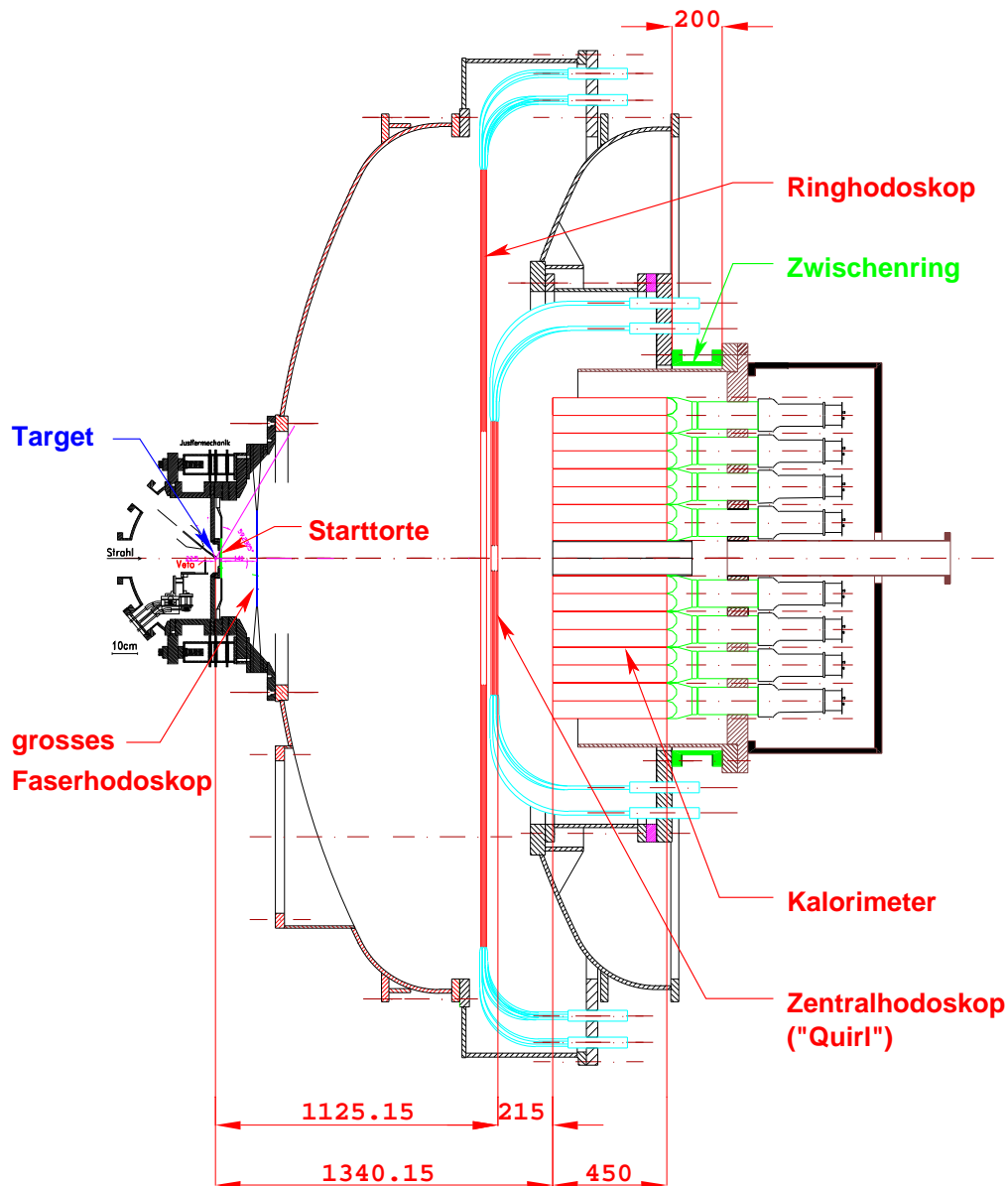


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Aufbaus des Flugzeitspektrometers COSY-TOF für die im Jahr 2000 durchgeführten Messungen. Der Außendurchmesser des Stahlfasses beträgt etwa 4 m. Eingezeichnet sind die Positionen der einzelnen Detektorkomponenten, sowie die wesentlichen Längenabmessungen (in Millimeter) entlang der Strahlachse.

Flugzeitspektrometers noch einmal zusammengefasst.

Mit der kurzen Version des Flugzeitspektrometers wurden im Jahr 2000 insgesamt drei Strahlzeiten durchgeführt, die wesentlichen Parameter sind in Abschnitt 3.8 aufgeführt.

3.1 Das Targetsystem

Für die externen Experimente an TOF und am Magnetspektrometer BIG-KARL wurde am Forschungszentrum Jülich ein einheitliches Targetsystem entwickelt, das aufgrund seiner kompakten Dimensionierung in Verbindung mit einem Protonenstrahl kleiner Emittanz einen sehr genau definierten, nahezu punktförmigen Reaktionsvertex liefert [Jae94, Nak97, Has99]. Dies erleichtert bei der kinematischen Analyse die Rekonstruktion der Spuren der geladenen Teilchen im Detektor erheblich.

Die Miniaturisierung des Targetvolumens bringt allerdings auch den Nachteil einer geringeren Reaktionsrate und damit niedrigeren Luminosität. Um dies auszugleichen, wird als Targetmaterial flüssiger Wasserstoff (bzw. Deuterium) verwendet, was aufgrund der damit verbundenen tiefen Temperaturen (ca. 15 K) zu höherem Aufwand im Vergleich zur Verwendung von gasförmigen Materialien führt.

Die zylinderförmige Targetzelle sitzt am unteren Ende eines Kupferkopfes, mit dem es durch ein dünnes Kupferröhrchen verbunden ist (Abb. 3.2). Der durch Galvanisierung hergestellte Targetzylinder aus Kupfer zeichnet sich durch eine sehr dünne Wandstärke von etwa $60\ \mu\text{m}$ aus und hat eine Länge von 4 mm und einen Durchmesser von 6 mm. Um die Zahl der Untergrundreaktionen möglichst gering zu halten, sind an der Vorder- und Rückseite des Targetzylinders sehr dünne ($0.9\ \mu\text{m}$) Hostaphan-Folien aufgeklebt, die als Eintritts- bzw. Austrittsfenster für den Protonenstrahl dienen. Im Kupferkopf findet die Verflüssigung des zunächst gasförmigen Targetmaterials statt, das anschließend nach unten in die Targetzelle tropft. Im Kupferröhrchen befindet sich eine dünne Aluminiumtrennwand, die eine starke Konvektionsströmung ermöglicht: die Flüssigkeit fließt auf der unteren Seite nach

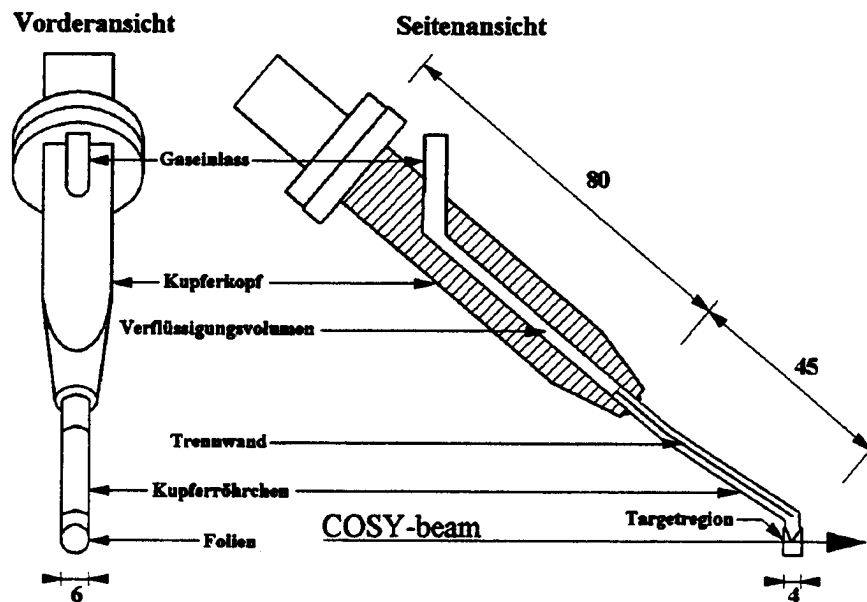


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Targetsystems an COSY-TOF, der flüssige Wasserstoff (das eigentliche Target) befindet sich in dem kleinen Zylinder am unteren Ende.

unten, während in der Targetzelle verdampfendes Material auf der Oberseite wieder zurück zum Verflüssigungsvolumen strömt. Hierdurch wird Blasenbildung im Target vermieden.

Bei Verwendung von Wasserstoff wird das Target bei einer Temperatur von etwa 15 K und einem Druck von etwa 200 mbar betrieben. Bei solch niedrigen Temperaturen kann es dazu kommen, dass Restgaspartikel von außen auf die Targetfolien kondensieren und damit die Zahl der Untergrundreaktionen erhöht wird. Aus diesem Grund wird das Targetsystem in einem separaten Volumen bei einem Hochvakuumdruck von etwa 10^{-6} mbar betrieben, das vom restlichen Volumen des TOF-Fasses (Vakuumdruck etwa 10^{-3} mbar) durch eine dünne Mylarfolie ($4\ \mu\text{m}$) getrennt ist. In der Nähe der Targetzelle ist ein Heizwiderstand angebracht, mit dem das Target in wenigen Minuten aufgeheizt und geleert werden kann. Damit werden auch die im Hochvakuum sich bildenden Kondensate auf den Folienfenstern entfernt, außerdem kann so eine Leertargetmessung durchgeführt werden.

Das Targetsystem ist verbunden mit einem mechanischen Ausgleichssystem, mit dem die Druckdifferenz zwischen dem Targetvolumen und dem umgebenden Hochvakuum stabilisiert wird.

3.2 Die Startsysteme

Die primäre Aufgabe des Startdetektorsystems besteht darin, das Startsignal für die Flugzeitmessung zu liefern. Hierzu existieren am TOF-Detektor zwei verschiedene Systeme, die an die Anforderungen unterschiedlicher Experimente angepasst sind.

Der „Rossendorfer Startdetektor“ [Sch94, Her97], benannt nach seinem Entwicklungs- und Bauort am Forschungszentrum Rossendorf, ist optimiert auf eine sehr geringe Massenbelegung. Er besteht aus zwei Kreisringen aus jeweils 16 torstenstückförmigen Plastiksintillatoren mit einer sehr geringen Dicke von 0.5 mm; der Abstand zum Target beträgt etwa 30 mm. Die beiden Kreisringe besitzen unterschiedliche Innen- und Außendurchmesser, so dass unterschiedliche Polarwinkelbereiche abgedeckt werden. Durch die geringe Massenbelegung des Detektors werden Messungenauigkeiten durch Energieverlust, Kleinwinkelstreuung und hadronische Reaktionen minimiert, so dass die Impulse von geladenen Teilchen mit hoher Präzision vermessen werden können. Dadurch ist das Rossendorfer System besonders geeignet für alle Reaktionen des Typs $pp \rightarrow ppX^0$, bei denen der Viererimpuls des nicht direkt messbaren neutralen Teilchens X^0 aus den gemessenen Viererimpulsen der geladenen Teilchen rekonstruiert wird, wie z.B. die Proton-Proton-Bremsstrahlung $pp \rightarrow pp\gamma$ [Her97, Bil98b].

Für die Messung der assoziierten Strangeness-Produktion [Bil98a] wurde am Physikalischen Institut der Universität Erlangen der sogenannte „Erlanger Startdetektor“ entwickelt, mit dem eine zusätzliche Spurrekonstruktion von verzögerten Zerfällen der primären Reaktionsteilchen möglich ist.

Für den in dieser Arbeit beschriebenen Aufbau von TOF wurde das Erlanger System in einer modifizierten Form verwendet, das im folgenden genauer beschrieben wird.

3.2.1 Erlanger Startdetektorsystem

In der vollständigen Version besteht das Erlanger Startsystem [Kir94, Wir95] aus vier einzelnen Detektoren, die in jeweiligen Abständen von wenigen Zentimetern hintereinander angeordnet sind und durch ihre Granularität eine erweiterte Spurrekonstruktion im targetnahen Bereich ermöglichen. Für die assoziierte Strangeness-Produktion, als Beispiel die Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$, kann so neben den primären Spuren der bei der Reaktion entstehenden geladenen Teilchen (p , K^+) auch der verzögerte Zerfall des neutralen Hyperons (vorwiegend¹ $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ mit $c\tau_\Lambda \approx 7.9$ cm) rekonstruiert werden [Met98, Hes00]. Der Multiplizitätszuwachs von zwei auf vier nachgewiesenen geladenen Teilchen innerhalb des Startdetektorsystems liefert eine eindeutige Signatur für ein Hyperon-Produktionsereignis.

Bei der Messung der Zwei-Pion-Produktion ($pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$) ist eine solch erweiterte Spurrekonstruktion in der Targetregion nicht erforderlich, da die Spuren aller vier im Target erzeugten Teilchen mit Hilfe der Stoppdetektoren (s. nächstes Kapitel) rekonstruiert werden können. Zwar können auch die Pionen im Flug in Myonen zerfallen ($\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ bzw. $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu$), allerdings ist die Zerfallslänge der Pionen² mit $c\tau_\pi \approx 7.8$ m wesentlich größer als die Ausdehnung des Startdetektorsystems entlang der Strahlachse (ca. 20 cm).

Aus diesem Grund wurde für die Zwei-Pion-Produktion eine modifizierte Version des Erlanger Startsystems mit nur zwei Detektoren verwendet, die in Abb. 3.3 skizziert ist.

Direkt hinter dem Target (Abstand 23 mm) befindet sich die sogenannte „Starttorte“ [Kir94], die aus zwei Lagen von jeweils 12 tortenstückförmigen Plastiksziintillatoren gebildet wird. Der Außenradius der Starttorte beträgt 76 mm, der Innenradius 1 mm, die Dicke der Scheiben ist jeweils 1 mm. Die beiden Lagen sind um einen halben Segmentwinkel, d.h. um 15° , gegeneinander verdreht, so dass sich in Koinzidenz eine 24-fache Unterteilung und damit eine azimuthale Auflösung $\Delta\phi$ von 15° ergibt. Die Detektorsignale werden über Lichtleiter von Photomultipliern HAMAMATSU R1450 ausgelesen. Die Starttorte liefert neben der geometrischen Information das Startsignal für die Flugzeitmessung sowie einen Teil der Multiplizitätsbedingung für die Triggerelektronik (Kap. 3.7).

In einem Abstand von 173.5 mm vom Target befindet sich ein Faserhodoskop, das aus zwei Lagen von jeweils 192 szintillierenden Fasern besteht, wobei die beiden Ebenen um 90° gegeneinander verdreht sind [Wag97]. Die Fasern haben einen quadratischen Querschnitt mit einer Kantenlänge von 2 mm, wobei in jeder Lage die beiden innersten Fasern in der Mitte durchteilt sind, so dass sich ein Loch von $4 \times 4 \text{ mm}^2$ für den Primärstrahl ergibt. Die Auslese der Fasern erfolgt außerhalb des Vakuums über 16-fach Photomultiplier R4760 und R6568 der Firma HAMAMATSU. Für die Messung der Zwei-Pion-Produktion liefert das Faserhodoskop weitere Spurepunkte für die bei der Reaktion entstandenen primären Teilchen und damit eine bessere Ortsauflösung für die Spurrekonstruktion.

In der vollständigen Version des Erlanger Startsystems für die Messung der

¹Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$: 63.9% [PDG02]

² $\tau_{\pi^\pm} = 2.6033 \cdot 10^{-8}$ s [PDG02]

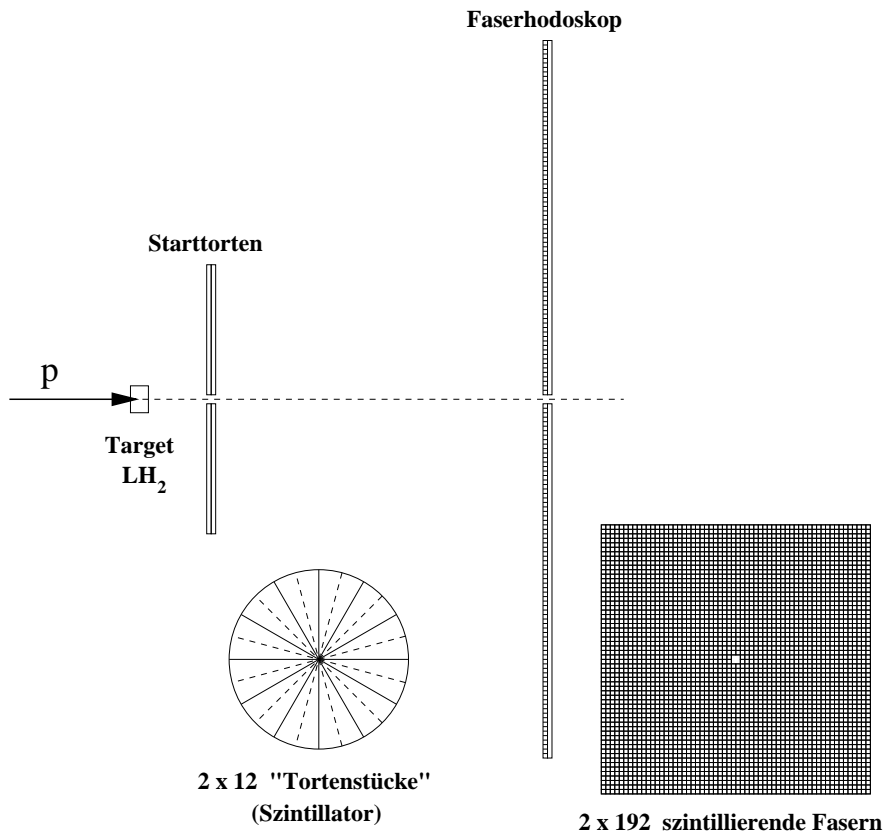


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der „abgespeckten“ Version des Erlanger Startdetektorsystems mit der „Starttorte“ und dem Faserhodoskop.

Hyperon-Produktion sind noch zwei weitere Detektoren zwischen der Starttorte und dem oben beschriebenen Faserhodoskop eingebaut [Hes00]: zum einen ein doppelseitiger Silizium-Mikrostreifenzähler [Wäc98], zum anderen ein kleineres Faserhodoskop, das aus 2×96 Fasern besteht, ansonsten aber baugleich zum größeren Faserhodoskop ist.

3.3 Die Stoppsysteme

Die Stoppdetektoren³ liefern das Stoppsignal für die Flugzeitmessung und ermöglichen durch ihren granularen Aufbau eine Ortsrekonstruktion der Teilchenspuren. Für die in dieser Arbeit beschriebene kurze Version des TOF-Detektors kamen als Stoppdetektoren zwei jeweils dreilagige Hodoskope zum Einsatz, die im folgenden genauer vorgestellt werden. Für die längere Version des TOF-Detektors gibt es noch ein weiteres Stoppsystem, das sogenannte Fass- (bzw. *Barrel*-) Hodoskop (siehe Kap. 3.5).

³Der Begriff „Stopp“ bezieht sich hier auf den Stopp der Zeitmessung, nicht jedoch darauf, dass die Teilchen im Detektor gestoppt werden, d.h. ihre gesamte kinetische Energie deponieren. In diesem Sinne wird das in Kap. 3.4 beschriebene Zentralkalorimeter nicht zu den Stoppdetektoren gerechnet.

3.3.1 Zentralhodoskop (Quirl)

Um eine ortsauflösende Struktur zu erhalten, besteht das Zentralhodoskop [Dah94, Dah95] aus drei jeweils 5 mm dicken Lagen aus Plastiksziintillator mit unterschiedlicher Geometrie (Abb. 3.4).

Die vom Target aus gesehen erste Lage ist in ϕ -Richtung (d.h. azimuthal) segmentiert und enthält 48 tortenstückförmige Elemente. Die beiden anderen Lagen werden aus jeweils 24 gewundenen Elementen mit entgegengesetzter Orientierung gebildet, wobei jedes dieser Elemente die Form einer archimedischen Spirale hat⁴. Für den Primärstrahl besitzen alle drei Lagen ein zentrales Loch mit einem Innenradius von 4.2 cm, der Außenradius beträgt 58.0 cm. Der Abstand der vom Target aus gesehen ersten Lage des Quirls zum Target beträgt 108.5 cm, die einzelnen Quirllebenen sind jeweils 5 mm voneinander entfernt.

Die Detektorelemente jeder einzelnen Lage öffnen sich adiabatisch von innen nach außen, was zu verbesserten Lichtsammleigenschaften durch Parallelisierung der Photonenwege führt und damit zu einem optimierten Zeitverhalten [Dah95]. Die Auslese der Detektorsignale erfolgt außerhalb des Vakuums durch PHILIPS XP 2020-Photomultiplier, die über als Vakuumdurchführung fungierende Lichtleiter mit den Detektorelementen verbunden sind.

Eine archimedische Spirale wird mathematisch beschrieben durch die Beziehung $r(\phi) = k \cdot \phi$ mit dem Proportionalitätsfaktor $k = r_{\max}/\phi_{\max}$, wobei für den Quirl $r_{\max} = 58.0$ cm und $\phi_{\max} = 180^\circ$ ist. ϕ bezeichnet dabei den Azimuth-Winkel von der inneren Spitze des Elements bis zur aktuellen Position. Der Vorteil bei Verwendung dieser Geometrie liegt im radialsymmetrischen Aufbau des Detektors: zum einen können die einzelnen Detektorelemente radial von Photomultipliern ausgelesen werden, zum anderen decken alle Elemente einer Lage den gleichen Raumwinkel und den gleichen Polarwinkel ab. Dadurch ist sichergestellt, dass alle Segmente der gleichen Reaktionsrate ausgesetzt sind, so dass geometrisch bedingte Totzeiteffekte vermieden werden.

Durch Überlagerung der drei Quirllebenen entstehen dreiecksförmige Pixel⁵, wie auch in Abb. 3.4 zu erkennen ist. Dadurch können die θ - und ϕ -Winkel der Teilchenspuren, die mit den Elementnummern der geraden und gewundenen Elemente verknüpft sind, rekonstruiert werden. Die Geometrie der archimedischen Spiralen ist so gewählt, dass theoretisch jedes gewundene Element einer Ebene einen Kreuzungspunkt mit allen 24 gewundenen Elementen der anderen Ebene besitzt. Dies gilt allerdings nur für Spiralen, die bei einem Radius von $r = 0$ starten. Aufgrund des zentralen Lochs für den Primärstrahl liegt der Anfang jeder Spirale bei $r > 0$, so dass es nur 23 Kreuzungspunkte zwischen einem gewundenen Element und den gewundenen Elementen der anderen Lage gibt. Zusammen mit den Elementen der geraden Ebene ergeben sich so $23 \times 24 \times 2 = 1104$ Pixel für den Quirl.

Neben dem Stoppsignal für die Zeitmessung liefert der Detektor auch Informationen über den Energieverlust, den die Teilchen beim Durchlaufen des Szintilla-

⁴Die so entstehende „verquirlte“ Struktur gab dem Zentralhodoskop seinen zumeist verwendeten Namen „Quirl“.

⁵Pixel: Kurzform von Picture Element

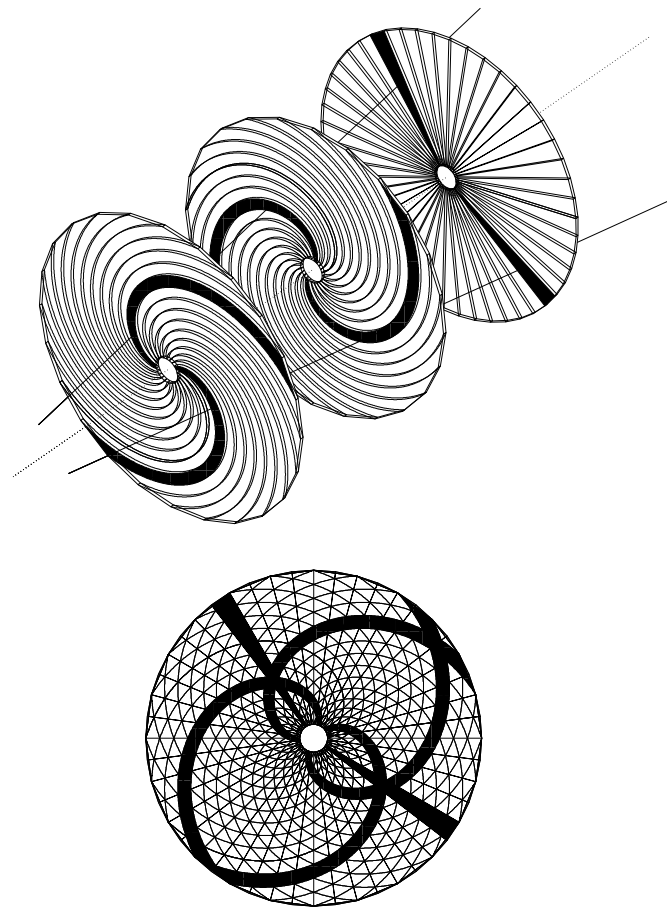


Abbildung 3.4: Schema für die Funktionsweise des dreilagigen Zentralhodokops oder Quirl. Durch Überlagerung der getroffenen Elemente der beiden gewundenen und der geraden Lagen werden die Durchstoßpunkte der entsprechenden Teilchen markiert, die durch Überlagerung der drei Lagen entstehende Pixelstruktur ist im unteren Bild gut zu erkennen.

tors erleiden. Zudem werden die Koinzidenzen zwischen den Elementen der drei Lagen für die Multiplizitätsbedingungen verwendet, die in den Online-Trigger der Datenaufnahme eingehen (vgl. hierzu Kap. 3.7).

3.3.2 Ringhodoskop

Um auch die Spuren von Teilchen mit größeren Winkeln rekonstruieren zu können, wurde im Jahr 1998 das Ringhodoskop [Käm99] ergänzend zum Zentralhodoskop in das Flugzeitspektrometer eingebaut. Es besitzt die gleiche dreilagige Struktur mit geraden und spiralförmigen Plastikszintillatorelementen wie der Quirl, allerdings mit jeweils der doppelten Anzahl von Detektorelementen pro Lage, d.h. 96 tortenstückförmige Elemente und jeweils 48 gewundene Elemente (Abb. 3.5).

Um einen Überlappungsbereich zu erhalten, ist der Innenradius des Ringhodokops mit 56.8 cm etwas kleiner als der Außenradius des Quirls, der Außenradius beträgt 154 cm. Der Ringdetektor befindet sich etwas näher am Target als der Quirl:

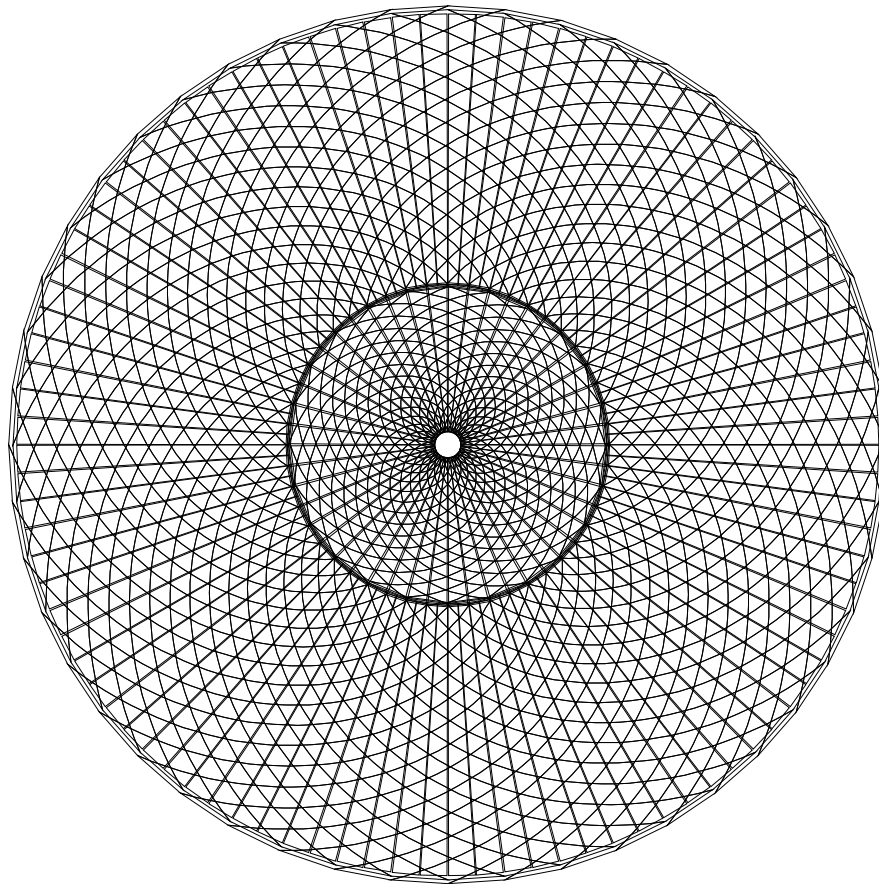


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Frontansicht der beiden dreilagigen Hodoskope in der Endkappe des Flugzeitspektrometers; innen liegt der Quirl, außen das Ringhodoskop.

der Abstand vom Target zur Ebene mit den geraden Elementen, welche vom Target aus gesehen die dritte Lage ist, beläuft sich auf 105.2 cm. Der Abstand der Lagen untereinander beträgt wie beim Quirl 5 mm.

Der maximale Winkel ϕ_{\max} für die archimedischen Spiralen⁶ beim Ringhodoskop beträgt 142.6° für eine im Ursprung beginnende Spirale. Da die spiralförmigen Szintillatorelemente jedoch aufgrund des endlichen Innenradius des Ringdetektors erst bei einem Winkel $\phi_{\min} = 52.6^\circ$ ihren inneren Anfangspunkt haben, überdecken die Elemente einen $\Delta\phi$ -Bereich von 90° [Käm99]. Dadurch besitzt ein gewundenes Element einer Lage nicht mit allen 48 gewundenen Elementen der anderen Lage Kreuzungspunkte, sondern nur mit 24. Mit den Elementen der geraden Lage erhält man so eine Zahl von $24 \times 48 \times 2 = 2304$ Pixel.

Die Auslese der elektronischen Signale aus den Szintillatoren erfolgt wie beim Quirl außerhalb des Vakuums mit PHILIPS XP 2020-Photomultipliern.

⁶vergleiche hierzu das vorhergehende Kapitel über den Quirl

3.4 Das Zentralkalorimeter

Mit den bisher beschriebenen Detektorkomponenten des Flugzeitspektrometers kann sowohl über die Messung der Flugzeit zwischen Start- und Stoppdetektoren als auch über die Messung des Energieverlustes in den Stoppdetektoren die Geschwindigkeit der geladenen Teilchen berechnet werden. Eine Teilchenidentifikation ist allerdings so noch nicht möglich, die kinetische Energie der Teilchen ist aus der Kenntnis ihrer Geschwindigkeit nicht bestimmbar, dies wird erst durch eine Hypothese für die Masse der Teilchen und Vergleich mit kinematischen Variablen möglich.

Der Nachteil einer solchen indirekten Energiemessung allein aus der gemessenen Flugzeit (mit Massenhypothese) liegt darin, dass die Genauigkeit der Bestimmung der kinetischen Energie E_{kin} der Teilchen, d.h. die Energieauflösung $\Delta E_{kin}/E_{kin}$, sowohl von der Länge der Flugstrecke als auch der Geschwindigkeit der Teilchen abhängt. In Abb. 3.6 ist dieser Zusammenhang dargestellt⁷, man erkennt, dass die Energiebestimmung aus der Flugzeit sowohl für kleine Flugstrecken als auch große Teilchengeschwindigkeiten ($\beta \rightarrow 1$) sehr ungenau ist. Für kurzlebige Teilchen wie Pionen (Zerfallslänge $c \cdot \tau_\pi \approx 7.8$ m) und Kaonen ($c \cdot \tau_\pi \approx 3.7$ m) sind aber kürzere Flugstrecken von Vorteil. Durch eine eigenständige Messung der Energie der Reaktionsteilchen wird dieses Problem umgangen. Aus diesem Grund wurde das Flugzeitspektrometer im Jahr 2000 um ein Kalorimeter erweitert, in dem ein Teil der Reaktionsteilchen gestoppt wird, so dass die kinetischen Energien unabhängig gemessen werden können. Durch die kombinierten Informationen aus Flugzeit- und Energiemessung wird so auch eine Identifizierung der Teilchenarten möglich.

Entwicklung und Bau dieses Energiedetektors waren ein zentrales Thema der vorliegenden Dissertation, so dass dieser Bestandteil von COSY-TOF im folgenden genauer beschrieben werden soll (auf weitergehende technische Details und Konstruktionszeichnungen wird hier bereits auf Anhang A verwiesen). Nach einer Beschreibung der allgemeinen Struktur des Kalorimeters wird der Aufbau der einzelnen Kalorimetermodule geschildert, danach soll noch kurz auf die Schwierigkeiten, die beim Einbau des Kalorimeters in das TOF-Fass bewältigt werden mussten, eingegangen werden. Zum Schluss wird ein Lichtpulsersystem vorgestellt, mit dem die Verstärkung der einzelnen Photomultiplerröhren des Energiedetektors überwacht werden kann. Vorarbeiten zum Kalorimeter und Testmessungen an einzelnen Kalorimetermodulen mit Höhenstrahlung und Pionenstrahlen sind beschrieben in [Sch95] und [Kre97]. In letzterer Arbeit wurde die Energieauflösung der Kalorimetermodule zu 4 % bestimmt, eine entsprechende Linie ist in Abb. 3.6 ebenfalls eingezeichnet.

3.4.1 Allgemeiner Aufbau des Kalorimeters

Um die Teilchenenergie zu messen, benötigt man Material genügender Dicke, in dem die überwiegende Anzahl von Reaktionsteilchen gestoppt werden, so dass sie ihre gesamte kinetische Energie deponieren können. Die daraus resultierende hohe

⁷Es gilt: $\Delta E_{kin}/E_{kin} = \beta^3 / ((1 - \sqrt{1 - \beta^2})(1 - \beta^2)) \cdot c/s \cdot \Delta t$, wobei Δt die Genauigkeit der Zeitmessung darstellt.

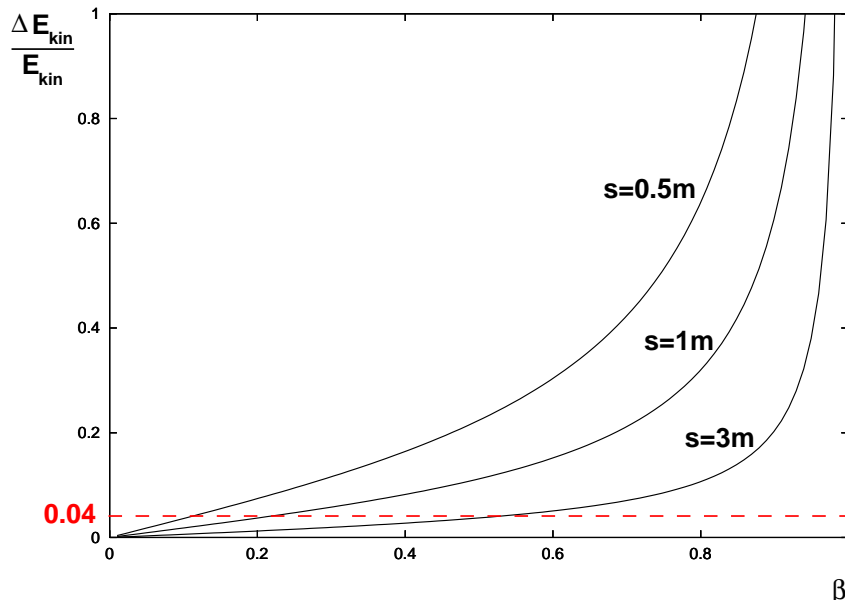


Abbildung 3.6: Energieauflösung $\Delta E_{kin}/E_{kin}$ bei Bestimmung der Energie aus der Flugzeitmessung in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit β für verschiedene Flugstrecken s ; die Zeitauflösung Δt der Flugzeitmessung wurde für dieses Beispiel auf 300 ps gesetzt. Ebenfalls eingezeichnet ist die Energieauflösung des Kalorimeters von 4%, die aus Testmessungen mit Pionenstrahlen an einzelnen Modulen bestimmt wurde [Kre97].

Gesamtmasse des Energiedetektors (sowie natürlich auch die entstehenden Kosten) erfordert eine Beschränkung im Durchmesser und damit auch eine Beschränkung der Energiemessung für Teilchen nur bis zu einem gewissen Akzeptanzwinkel. Es wurde daher vorgesehen, dass das Kalorimeter nur die Fläche des Zentralhodoskops abdeckt; die oben beschriebene Kombination von Energie- und Flugzeitmessung wird also nur möglich zwischen Kalorimeter und Quirl.

Als Material wurde Plastiksziintillator gewählt; die beim Durchgang der Teilchen darin deponierte Energie wird teilweise als Licht wieder freigesetzt mit einem nahezu linearen Zusammenhang zwischen erzeugter Lichtmenge und deponierter Energie (zu Einzelheiten dieses Szintillationsprozesses siehe z.B. [Leo94]).

Das Kalorimeter befindet sich noch innerhalb des TOF-Vakuums direkt hinter dem Zentralhodoskop (vgl. hierzu auch Abb. 3.1 auf Seite 14) und deckt dessen kreisförmige Fläche (Durchmesser des Quirls: 116 cm) ab. Um die Kreisform nachzubilden zu können und keine Lücken im Detektor zu erhalten, ergibt sich ein Aufbau aus wabenförmigen Szintillatorblöcken, die einzeln über Lichtleiter von Photomultipliern ausgelesen werden (der genaue Aufbau der einzelnen Kalorimetermodule wird im nächsten Kapitel beschrieben).

In Abb.3.7 ist die Frontansicht des Kalorimeters gezeigt, der minimal überdeckte Durchmesser beträgt 126 cm, die überdeckte Fläche ist damit etwas größer als die des Quirls. Die Schlüsselweite der einzelnen Waben beträgt 14 cm, man benötigt insgesamt 84 Szintillatorblöcke zur vollständigen Abdeckung der Fläche des Quirls.

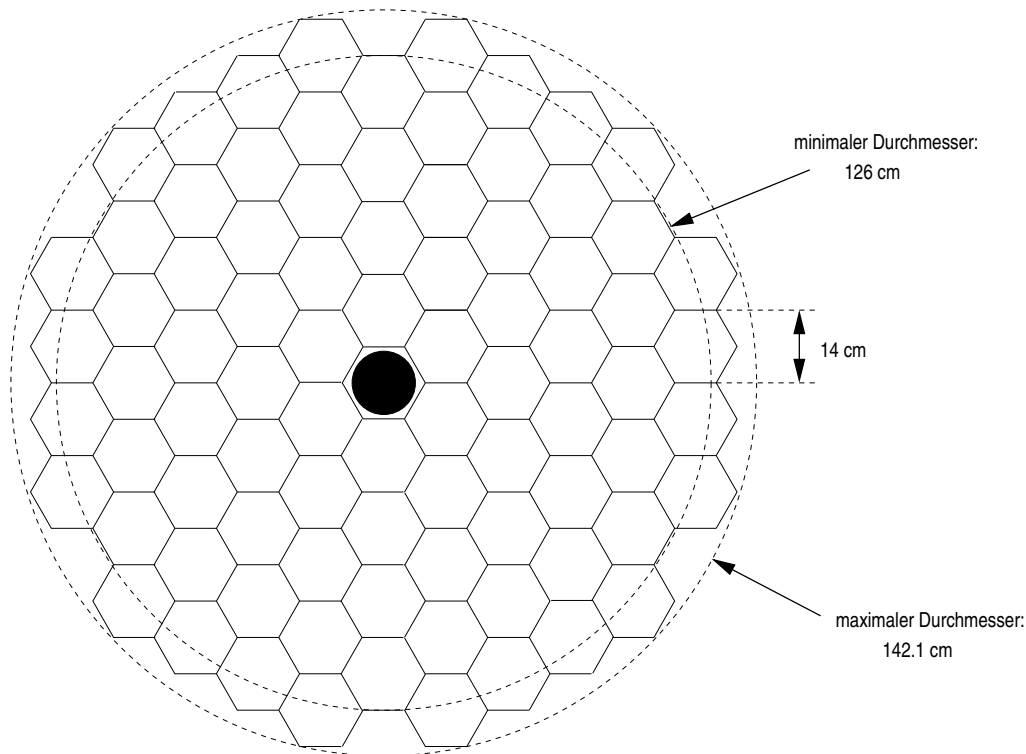


Abbildung 3.7: Skizze der Frontansicht des aus 84 hexagonalen Plastikszintillatorblöcken aufgebauten Zentralkalorimeters.

Für den Primärstrahl wird in der Mitte ein Szintillatorblock weggelassen, an dieser Stelle ist ein aus Kohlefasern gewickeltes „Hohlmodul“ (Wandstärke 5 mm) eingefügt, dessen äußere Abmessungen mit denen der Szintillatorblöcke übereinstimmt (s. hierzu auch Abb. 3.11 auf Seite 31).

Wie eingangs erwähnt, muss die Länge der Szintillatorblöcke groß genug sein, damit die überwiegende Zahl der Reaktionsteilchen gestoppt werden kann. Andererseits wächst mit der Länge der Blöcke auch die Wahrscheinlichkeit für hadronische Wechselwirkungen zwischen den Reaktionsteilchen und den Atomkernen im Szintillator, was zu Lasten der Energieauflösung geht. Die letztendlich gewählte Länge von 45 cm der Blöcke stellt einen Kompromiss zwischen diesen gegensätzlichen Anforderungen dar. Die nukleare Stoßlänge in Plastikszintillator beträgt $\lambda_T = 56.7$ cm [PDG02]⁸, so dass sich bei einer maximalen Wegstrecke von 45 cm im Szintillator eine Gesamtwahrscheinlichkeit für einen nuklearen Prozess von etwa 80 % ergibt [Sch95, Kre97].

Der dynamische Bereich des Kalorimeters wird durch die Länge der Szintillatorblöcke nach oben begrenzt, was aus Abb. 3.8 deutlich hervorgeht, wo der Energieverlust verschiedener Teilchen in Abhängigkeit ihrer Geschwindigkeit β aufgetragen ist. Nur wenn die Teilchen in den Blöcken gestoppt werden, entspricht der Energieverlust ihrer kinetischen Energie und eine Unterscheidung der Teilchensorten wird möglich; dies entspricht der ansteigenden Flanke der Kurven in Abb. 3.8.

⁸Der Wert für die mittlere freie Weglänge λ_T zwischen Stößen ist energieabhängig, der genannte Wert bezieht sich auf den Bereich hoher Energien, wo die Energieabhängigkeit gering ist [PDG02].

Bei höheren Geschwindigkeiten gehen die Teilchen durch die Kalorimeterblöcke hindurch; ihr Energieverlust wird dann beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel ($dE/dx \sim 1/\beta^2$, s. Anhang B.1) und eine Teilchenidentifizierung zwischen einfach geladenen Teilchen ist schwieriger [Sch95].

Damit die Teilchen im Kalorimeter nachgewiesen werden können, müssen sie eine genügend hohe Geschwindigkeit haben, um die davorliegenden Detektoren (Startdetektoren, Quirl- bzw. Ringhodoskop) zu durchdringen. Dadurch wird der dynamische Bereich des Kalorimeters nach unten begrenzt, was ebenfalls in Abb.3.8 zu erkennen ist.

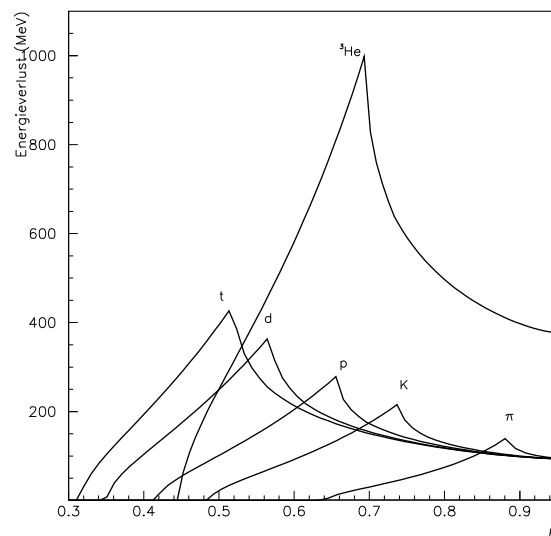


Abbildung 3.8: Dynamischer Bereich des Kalorimeters, aufgetragen ist der Energieverlust verschiedener Teilchen in Abhängigkeit ihrer Geschwindigkeit. Das zweifach geladene ${}^3\text{He}$ besitzt einen deutlich höheren Energieverlust als die nur einfach geladenen Teilchen (aus [Sch95]).

3.4.2 Aufbau der einzelnen Kalorimetermodule

Das durch Energiedeposition der Teilchen im Plastiksintillator erzeugte Licht gelangt über Lichtleiter aus Acrylglas⁹ zu einem Photomultiplier und wird dort ausgelesen. Die hexagonalen Plastiksintillatorblöcke wurden von der Firma BICRON in der gewünschten Form geliefert, eine Nachbearbeitung war nicht erforderlich. Ausgewählt wurde Material vom Typ BC-416, dessen physikalische Eigenschaften in Tab. 3.1 zusammengefasst sind.

Die Szintillatoren befinden sich, wie bereits erwähnt, innerhalb des Vakuums; die Photomultiplier können jedoch nicht im Vakuum betrieben werden, da es in den zugehörigen Spannungsteilern zu Glimmentladungen kommen könnte, außerdem wäre ein Wechseln eines defekten Photomultipliers während des laufenden Betriebs ohne eine Unterbrechung des Vakuums nicht möglich. Deshalb stel-

⁹Zumeist bezeichnet als PLEXIGLAS, das ein eingetragenes Warenzeichen der Firma RÖHM ist.

Lichtausbeute [in % Anthrazen ¹⁰]	38 %
Wellenlänge der max. Emission	434 nm
Zerfallskonstante	4.0 ns
Abschwächlänge	400 cm
Brechungsindex	1.580
Dichte	1.032 g/cm ³
Verhältnis H/C	1.110
Schmelzpunkt	70° C

Tabelle 3.1: Physikalische Eigenschaften des Plastikszintillators BC-416 der Firma BICRON [BIC97].

len die Lichtleiter gleichzeitig auch Vakuumdurchführungen dar, für die die dazu gehörende Mechanik mit entwickelt werden musste.

In Abb. 3.9 ist die seitliche Ansicht eines einzelnen Kalorimetermoduls, bestehend aus Szintillator, Lichtleitern und Photomultiplier, skizziert. Es wurde ein System mit zwei Lichtleitern mit einem kleinen Spalt (Breite 5 mm) dazwischen entwickelt, da es bei einer Verbindung mit nur einem Lichtleiter, der auf einer Seite fest an den Szintillator geklebt und auf der anderen Seite in der Vakuumdurchführungsmechanik ebenfalls starr befestigt wäre, zu mechanischen Problemen kommen könnte. Denn durch das Gewicht der Szintillatoren, die auf einer eigenen Auflage im Vakuumtank gelagert sind, kann es in der Kopplung zwischen Szintillator und Lichtleiter zu mechanischen Spannungen kommen, mit der Folge von Schäden auf die Kopplungen und schwer reproduzierbaren Unterschieden in den Lichtleitungseigenschaften zwischen den verschiedenen Kalorimetermodulen. Der Spalt zwischen den beiden Lichtleitern entkoppelt somit die beiden starr fixierten Systeme von Szintillatoren und Vakuumdurchführungen.

Der sich an den Szintillator anschließende Lichtleiter besteht aus einem Kegelstumpf der Höhe 120 mm, der am dickeren Ende, entsprechend der hexagonalen Grundfläche des Szintillators, angeschliffen ist. Am dünneren Ende ist der Lichtleiter auf einer Länge von 20 mm zylinderförmig mit einem Durchmesser von 108 mm. Dieser Lichtleiter ist auf den Szintillator mit optischem Zement (Typ EJ-500 von Southern Scientific Ltd.) festgeklebt.

Diese Einheit aus Szintillator und Lichtleiter wurde zunächst in TYVEK-Folie¹¹ der Dicke 150 μm eingewickelt und dann noch lichtdicht mit sehr dünner schwarzer Folie umwickelt¹², s. hierzu auch Abb. 3.11 auf Seite 31.

Daran schließt sich der als Vakuumdurchführung durch den Stahldeckel fungierende zylinderförmige Lichtleiter der Länge 235 mm (Durchmesser 108 mm) an. In

¹⁰Anthrazen ist ein organischer Kristallszintillator, der die höchste Lichtausbeute aller organischen Szintillatoren besitzt und deswegen als Referenz für die Lichtausbeute genommen wird; für weitere Einzelheiten s. [Leo94].

¹¹TYVEK ist ein eingetragenes Warenzeichen der Firma DUPONT, es handelt sich dabei um weiße Folie aus gepressten Polyethenfasern, die jedoch nicht lichtdicht ist.

¹²Da möglichst wenig Material zwischen den gestapelten Szintillatorblöcken sein sollte, war die Dicke der Folien ein entscheidender Faktor.

¹⁴PolyMethylMethAcralate

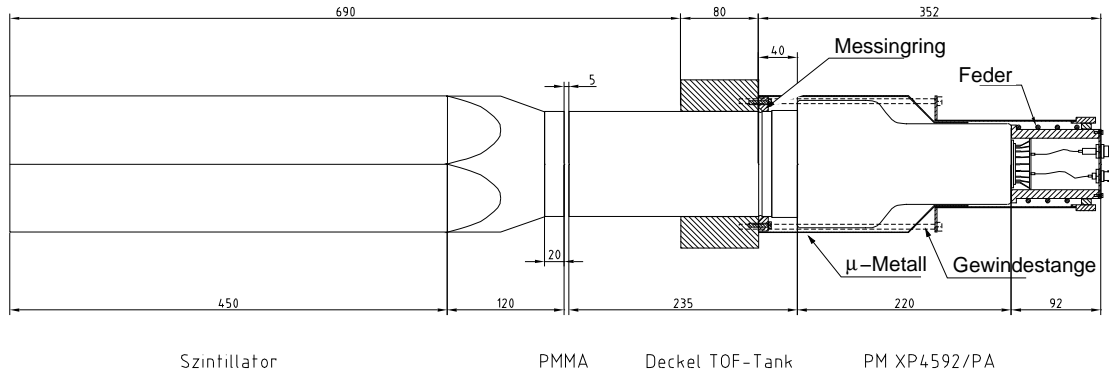


Abbildung 3.9: Skizze der Seitenansicht eines Kalorimetermoduls; zwischen den beiden Lichtleitern aus Acrylglas (PMMA¹⁴) befindet sich ein kleiner Spalt; alle Abmessungen in Millimeter.

diesen Zylinder ist am hinteren Ende eine Nut gefräst, die einen O-Ring (Perbunan, 105×4 mm) für die Vakuumdichtung aufnimmt. Dieser O-Ring sitzt genau an der Außenseite des Lochdeckels des TOF-Fasses und wird an diesen mittels eines an den Deckel geschraubten Überwurfrings aus Messing gepresst¹⁵. An der Seite des Photomultipliers besitzt der zylindrische Lichtleiter einen etwas größeren Durchmesser von 110 mm (entsprechend des Durchmessers der Photokathode des Photomultipliers). Die dadurch entstehende 1 mm breite Stufe im Lichtleiter ist beabsichtigt und dient als Absicherung, falls die oben beschriebene Vakuumdichtung versagt und der Lichtleiter ins Vakuum gezogen zu werden droht. Innerhalb des TOF-Vakuums ist der zylindrische Lichtleiter ebenfalls mit TYVEK-Folie umwickelt, die Lichtdichtigkeit ist gewährleistet durch eine weitere Umwicklung mit schwarzem Karton. Auf der anderen Seite des TOF-Deckels wurde wegen der nur kurzen Strecke auf eine Umhüllung mit TYVEK verzichtet, die Lichtdichtigkeit wird gewährleistet durch das weiter unten beschriebene μ -Metall.

Das für die Lichtleiter verwendete Acrylglas stammt von der Firma RÖHM, verwendet wurde die Sorte GS 221, von der einige physikalische Eigenschaften in Tab. 3.2 zusammengefasst sind. In Anhang A.1 sind die Konstruktionsskizzen für die Lichtleiter zusammengestellt.

An den zylindrischen Lichtleiter ist außerhalb des Vakuums der zur Auslese des vom Szintillator erzeugten Lichts dienende Photomultiplier befestigt. Für das Kalorimeter an COSY-TOF wurden von der Firma PHOTONIS¹⁶ eigene Photomultiplier entwickelt und gefertigt, die an die speziellen Anforderungen der von den einzelnen

¹⁵Dieser Messingring ist an der Innenseite zusätzlich abgeschrägt, damit der O-Ring sich in das so entstehende Volumen quetschen kann.

¹⁶Die Firma PHOTONIS ging als Neugründung aus der Firma PHILIPS PHOTONICS hervor.

Transmissionsgrad von 3 mm dickem Material im Wellenlängenbereich 380...780 nm	$\approx 92\%$
Reflexionsverlust im sichtbaren Bereich (pro Grenzfläche)	4%
Gesamtenergiedurchlassgrad	85%
Absorption im sichtbaren Bereich bei 3 mm Dicke	$< 0.05\%$
Brechungsindex	1.49
Dichte	1.19 g/cm ³
Verhältnis H/C	1.104

Tabelle 3.2: Physikalische Eigenschaften der Plexiglassorte GS 221 (Auszug) [Röh92].

Detektormodulen gelieferten Lichtsignale angepasst sind. Die verwendeten Röhren vom Typ XP 4592/PA mit einem Außendurchmesser von 130 mm, deren physikalische Eigenschaften in Tab. 3.3 aufgelistet sind, stellen eine Weiterentwicklung des bekannten Typs PHOTONIS XP 4512/B dar, wobei der hauptsächlichliche Unterschied in der geringeren Anzahl von Dynoden (8 gegenüber 10) und der daraus resultierenden geringeren Verstärkung (nominell $5 \cdot 10^5$ gegenüber $3 \cdot 10^7$) besteht.

Die Photomultiplier sind ausgestattet mit aktiven Spannungsteilern¹⁷, die im Gegensatz zu den sonst üblichen aufsteckbaren Basen direkt auf den Photoröhren verlötet sind.

Der Hauptvorteil der aktiven Spannungsteiler liegt darin, dass die Verstärkung der Photomultiplier unabhängig von der Intensität des auftreffenden Lichts und damit des Anodenstroms nahezu konstant bleibt. Dies wurde in umfangreichen Messungen an Testmodulen mit Pionenstrahlen am Paul-Scherrer-Institut in der Schweiz gezeigt [Erh99].

Die Photomultiplier sind über jeweils drei Gewindestangen mittels einer mechanischen Konstruktion, die detailliert in Anhang A.2 beschrieben ist, am Lochdeckel des TOF-Fasses befestigt, wobei eine Feder den nötigen Anpressdruck zwischen Photomultiplier und Lichtleiter gewährleistet. Es wurde auf eine optische Ankopplung in Form von optischem Fett o. ä. zwischen den Lichtleitern und den Röhren verzichtet, da es Schwierigkeiten in der Reproduzierbarkeit des optischen Kontakts zwischen allen 84 Modulen gab (Blasenbildung!).

Da Photomultiplier empfindlich auf externe Magnetfelder reagieren, ist die Verwendung von abschirmenden μ -Metallen unerlässlich. Zum Einsatz kam die Abschirmung MS 175 von der Firma IMPHY, die laut Herstellerangaben für Feldstärken bis zu 5 mT wirksam ist. Um Spannungsüberschläge zwischen der Außenseite der Photomultiplier und den μ -Metallen zu verhindern (die Photokathode des Multipliers liegt auf negativem Potential), wurden die Röhrengehäuse zur Isolierung mit Teflonband umwickelt.

¹⁷Als aktive Bauelemente sind Transistoren zwischen den letzten drei Dynoden und der Anode geschaltet.

¹⁸Full Width at Half Maximum

Außendurchmesser (maximal)	130 mm (5")
Anzahl Dynoden	8
Dynodenkonfiguration	linear fokussiert
Eintrittsfenster:	
Material	Borosilikat Glas
Brechungsindex	1.48 (bei 420 nm)
Photokathode:	
Durchmesser (minimal)	110 mm
Material	Bialkali B (Sb K Cs)
Spektralbereich	290–650 nm
Wellenlänge max. spektrale Empfindlichkeit	420 nm
Spannungsteiler:	
Versorgungsspannung	1100–2000 V
maximale Versorgungsspannung	2300 V
nominale Verstärkung	$5 \cdot 10^5$
maximale Verstärkung	$1 \cdot 10^7$
Linearität (2%) des Anodenstroms bis	80 mA
Zeitverhalten:	
Signalanstiegszeit	2.5 ns
FWHM ¹⁸	3.8 ns
Durchlaufzeit (transit time)	3.8 ns

Tabelle 3.3: Physikalische Eigenschaften der Photomultiplier XP 4592/PA der Firma PHOTONIS [PHO98].

3.4.3 Einbau des Kalorimeters in das Flugzeitspektrometer

Der Energiedetektor besitzt im Vergleich zum übrigen TOF-Detektor eine recht hohe Masse, allein die 84 Module bestehend aus Szintillatoren, Lichtleitern und Photomultipliern wiegen zusammen über eine Tonne! Wenn man bedenkt, dass die Stahlwände des Flugzeitspektrometers im Vergleich zu dessen Größe sehr dünn sind¹⁹, so wird klar, dass der mechanische Einbau des Zentralkalorimeters in das TOF-Fass kein triviales Problem darstellt. Auf alle Aspekte der umfangreichen Mechanik einzugehen, würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, darum soll hier nur kurz auf einzelne Gesichtspunkte hingewiesen werden.

Die Entwicklung und Konstruktion der Mechanik erfolgte unter Federführung der Zentralabteilung Technologie (ZAT) am Forschungszentrum Jülich. Dort wurden auch Simulationsrechnungen unter Verwendung von Finite-Elemente-Methoden durchgeführt, um zu zeigen, dass das TOF-Fass das Gewicht des Kalorimeters tragen kann. Die Fertigung der mechanischen Bauteile übernahm zum Teil das ZAT, der Rest wurde von externen Firmen geliefert.

Lochdeckel: Eine besondere technische Herausforderung stellte der Enddeckel des TOF-Fasses mit den 84 Löchern für die Lichtleiter dar. Der Durchmesser der Löcher für die Lichtleiter im Deckel beträgt 108.3 mm bei einem Abstand von nur 140.4 mm

¹⁹Die Schale eines Hühnereis ist im Vergleich zu dessen Größe dicker als dies beim TOF-Fass der Fall ist.

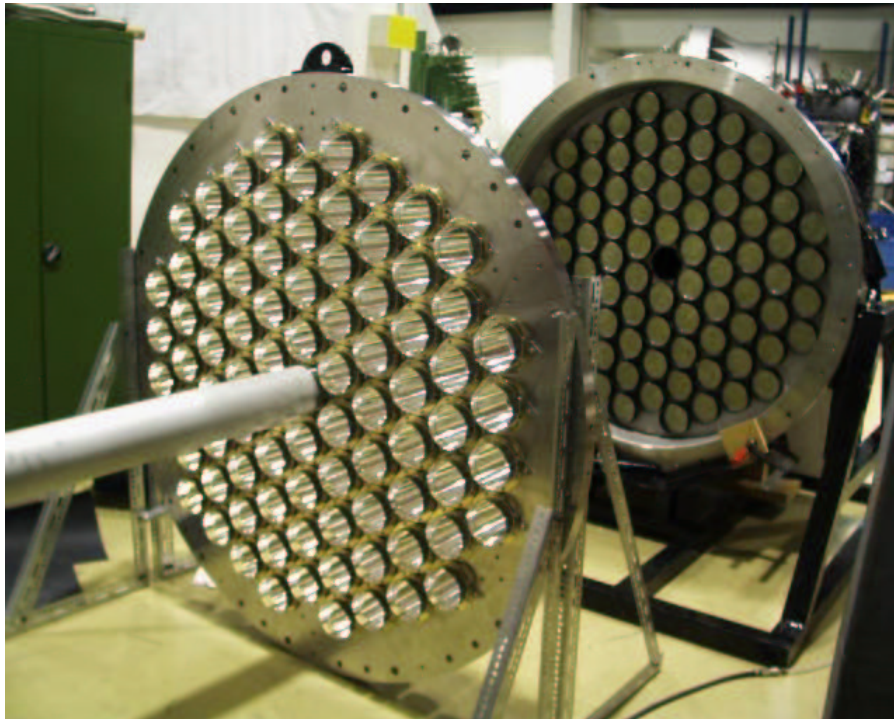


Abbildung 3.10: Lochdeckel für TOF mit den montierten Lichtleitern; am Deckel ist noch ein etwa 1 m langes Rohr für den Primärstrahl angeschweißt. Im Hintergrund erkennt man das Trägerrohr mit den gestapelten Szintillatormodulen, zu sehen sind die runden Enden der an die Szintillatoren angeklebten konusförmigen Lichtleiter.

(Mitte zu Mitte) zwischen benachbarten Löchern. Damit der Deckel trotzdem die nötige Stabilität für den Druckunterschied zwischen Vakuum und Atmosphäre erhält, ergaben Berechnungen eine notwendige Dicke des Deckels von 80 mm und damit eine recht hohe Masse von 700 kg (bei Verwendung von Stahl als Material). Abb. 3.10 zeigt den Stahldeckel mit den bereits montierten Acrylglaslichtleitern.

Auflage für die Szintillatoren: Für die Übereinanderschichtung der Szintillatoren wurde ein Trägerrohr aus Stahl (Wandstärke 10 mm) konstruiert, das innen mit Formteilen aus PVC für die hexagonalen Blöcke ausgekleidet ist (s. Abb. 3.11). Um ein späteres Verrutschen der Szintillatormodule in Richtung Quirlrhodoskop zu verhindern (v. a. beim Transport des Kalorimeters per Kran), ist im Trägerrohr ein Lochblech (Dicke 3 mm) montiert. Am runden Ende der an die Szintillatoren geklebten konusförmigen Lichtleiter, die durch dieses Lochblech ragen, ist ein Überwurfing aus Aluminium befestigt, so dass ein Verrutschen verhindert wird.

Magnetische Abschirmung: Die Photomultiplier, die bereits einzeln mit μ -Metallen vor relativ schwachen Magnetfeldern abgeschirmt werden, werden insgesamt noch durch einen Zylinder aus Weicheisen (Wandstärke 20 mm) vor stärkeren externen Magnetfeldern geschützt, s. Abb. 3.12.

Einbau ins Flugzeitspektrometer: Ursprünglich war geplant, das Kalorimeter mit dem Quirlrhodoskop zu einer Einheit zusammenzubauen, da der Abstand zwischen den beiden Detektoren entlang der Strahlachse möglichst gering sein

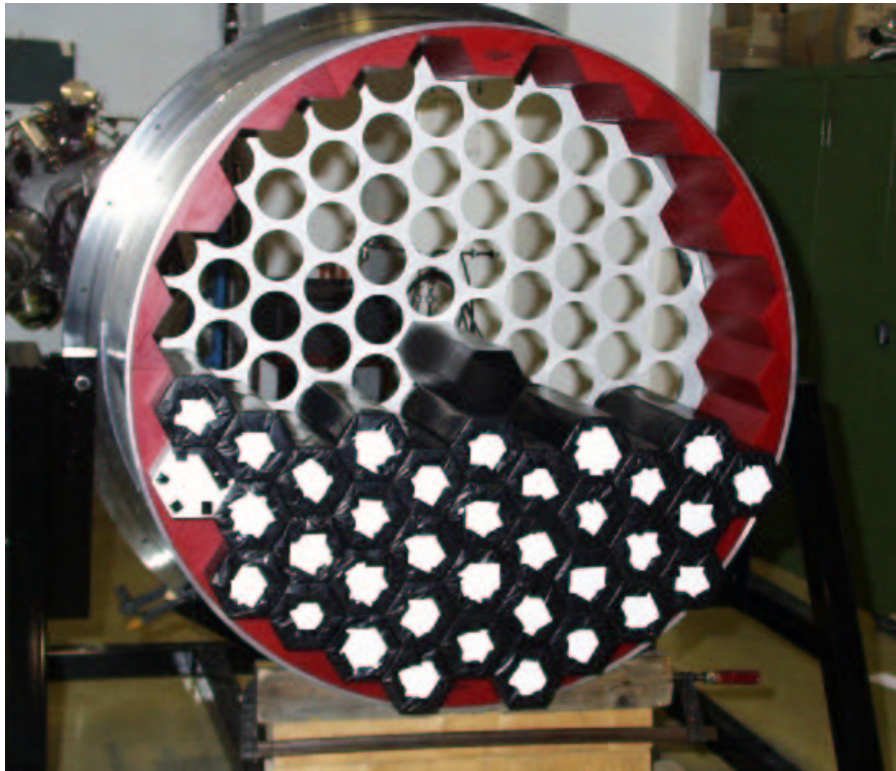


Abbildung 3.11: Tragerohr für die Szintillatoren mit PVC-Formteilen. Man erkennt auch das Lochblech für die Fixierung der einzelnen Blöcke, sowie in der Mitte das aus Kohlefasern gewickelte zentrale Hohlmodul.

sollte. Dazu wären jedoch umfangreiche Umbaumaßnahmen an der Mechanik der Aufhängung des Zentralkalorimeters im Flugzeitspektrometer nötig gewesen, da es nicht möglich ist, den Energiedetektor bei der bestehenden Konstruktion nur wenige Zentimeter vom Quirl entfernt zu positionieren. Aus diesem Grund musste ein Zwischenring zwischen Quirl und Kalorimeter eingebaut werden, der den Abstand zwischen den beiden Detektoren um 20 cm vergrößert (s. auch Abb. 3.1 auf Seite 14).

Das fertig montierte Gesamtkalorimeter ist in Abb. 3.12 dargestellt, das Gesamtgewicht beträgt nahezu 4 t.

3.4.4 Das Lichtpulsersystem für das Kalorimeter

Durch äußere Einflüsse wie auch durch Alterungsprozesse unterliegen Photomultiplier Stabilitätsschwankungen, die sich durch unterschiedliche Verstärkungen und damit variierende Signalhöhen bemerkbar machen. Besonders bei Detektoren, bei denen es auf die genaue Messung der Signalhöhen ankommt (z.B. Kalorimetern) ist darum ein System nötig, mit denen diese Schwankungen registriert und gegebenenfalls später (bei der Analyse) korrigiert werden können. Für das Zentralkalorimeter wurde zu diesem Zweck ein Lichtpulsersystem zur Überwachung der Photomultiplierverstärkungen entwickelt, das hier in Grundzügen beschrieben werden soll, für eine detaillierte Beschreibung sei verwiesen auf [Die00].

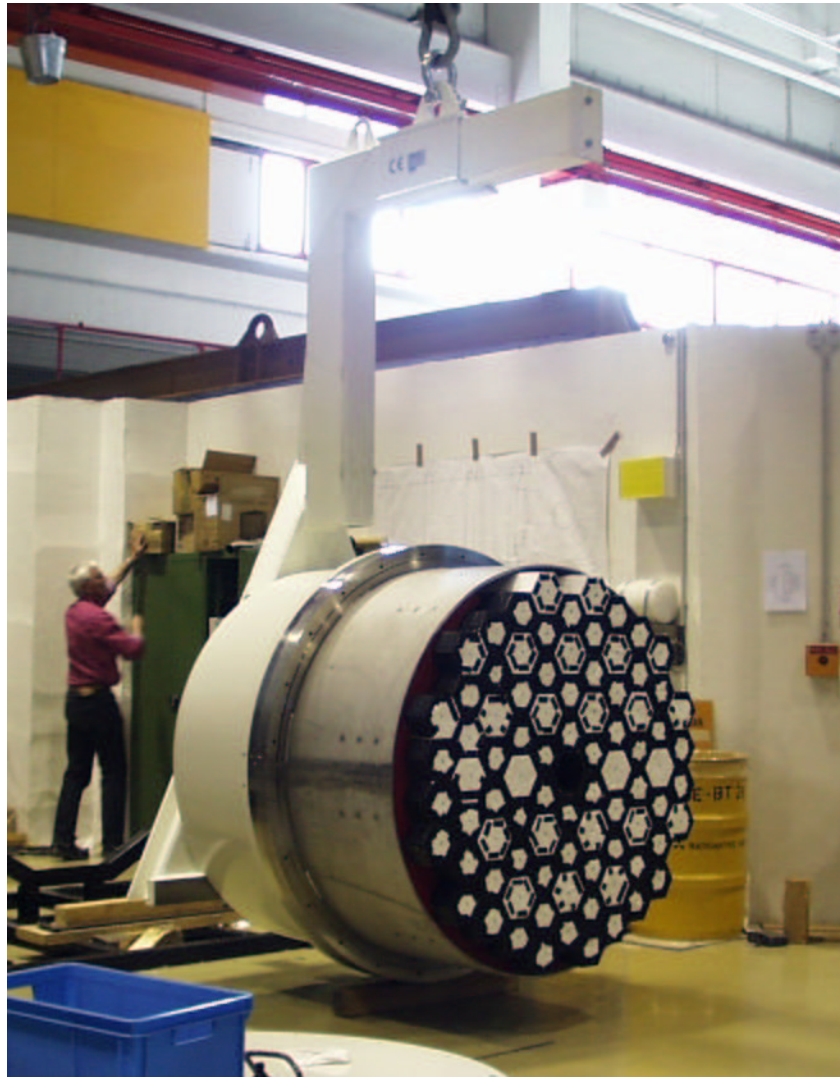


Abbildung 3.12: Ansicht des fertig montierten, am Krangestell hängenden, Kalorimeters; der hell lackierte Weicheisenzylinder zur Magnetfeldabschirmung ist ebenfalls zu erkennen.

Die Idee bei einem solchen System ist, wohl definierte Lichtpulse einer stabilen Lichtquelle, in unserem Fall einer Leuchtdiode (LED²⁰), zu den einzelnen Detektorelementen zu senden und so die Verstärkung des Photomultipliers zu kontrollieren. Da es jedoch auch bei Leuchtdioden zu Variationen in der Lichtintensität kommen kann, werden diese zusätzlich mit sehr stabilen PIN-Photodioden überwacht.

Verwendet werden ultrahelle blaue LEDs, deren Intensitätsmaximum bei einer Wellenlänge von 470 nm liegt und damit nahe der maximalen Empfindlichkeit im Spektralbereich des Photomultipliers. Das Licht einer LED wird über ein Bündel von Lichtfasern aus Acrylglas (Dicke 0.5 mm) auf die einzelnen Kalorimetermodule verteilt und in die in Kap. 3.4.2 beschriebenen zylinderförmigen Lichtleiter (kurz vor den Photoröhren) eingekoppelt. Die Realisierung dieser Einkopplung war die eigentliche Schwierigkeit, da die Lichtfaser durch den sehr schmalen Spalt zwischen

²⁰Light Emitting Diode

Photomultiplier und μ -Metall zum Lichtleiter geführt werden musste (s. hierzu auch Abb. A.2 auf Seite 122). Aus praktischen Gründen kann keine durchgehende Lichtfaser von der LED bis zur Einkopplung in den Lichtleiter verwendet werden, vielmehr mussten für jedes Modul zwei Fasern mit einer selbst entwickelten optischen Kopplung [Die00] dazwischen verwendet werden, mit dem Risiko eines Verlusts an Lichtintensität an dieser Kopplung.

Es werden fünf LEDs eingesetzt, die jeweils 21 Lichtfasern beleuchten, d.h. es stehen genügend Ersatzfasern zur Verfügung. Zu jedem dieser Faserbündel gehören auch zwei dickere (Durchmesser 2 mm) Lichtfasern, durch die das Licht der LED auf zwei PIN-Dioden geleitet wird²¹.

Ideal wären PIN-Dioden, deren maximale spektrale Empfindlichkeit im blauen Spektralbereich (entsprechend der verwendeten LEDs) liegen. Zur Zeit sind solche PIN-Dioden jedoch aus technischen Gründen noch nicht verfügbar; die verwendeten Dioden vom Typ S 6436 von HAMAMATSU decken einen Wellenlängenbereich von 320–1100 nm ab, mit maximaler Sensitivität bei 900 nm. Die Signale der PIN-Dioden gehen über Vorverstärker zur Elektronik und werden wie alle anderen Daten auf Band geschrieben.

Während der Strahlzeiten für die Pion-Produktion wurden die Lichtpulse nur während der kurzen Strahlpause zwischen den Protonspills mit einer Frequenz von typischerweise 10–100 Hz zu den einzelnen Modulen geschickt. In Zukunft ist geplant, das Lichtpulsersystem auch während der Protonenspills mit einer niedrigen Frequenz (z.B. 1 Hz) mitlaufen zu lassen.

3.5 Weitere Detektorkomponenten

Neben den in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Detektorsystemen gibt es im Flugzeitspektrometer noch weitere Komponenten, die im folgenden kurz beschrieben werden sollen.

Pad-Detektor: Der Innenradius des Zentralhodoskops beträgt 4.2 cm, was bei einer Distanz Target–Quirl von 108.5 cm eine minimale Winkelakzeptanz von $\theta_{\min} = 2.2^\circ$ ergibt. Um auch Teilchen mit kleinerem Streuwinkel zu detektieren, wurde in der Nabe des Quirls der Pad-Detektor [Met98] installiert, der aus zwei konzentrischen Ringen mit vier bzw. acht Szintillatorelementen (Dicke 15 mm) besteht (Abb. 3.13). Der Innenradius beträgt 10 mm, so dass der minimal messbare Streuwinkel bei $\theta_{\min} = 0.5^\circ$ liegt. Die Signalauslese erfolgt innerhalb des Vakuums mit Photomultipliern R 5600 von HAMAMATSU.

Veto-Detektorsystem: Im Idealfall trifft ein sehr dünner Protonenstrahl mit einem Durchmesser von wenigen Millimetern auf das Target. In der Realität besitzt der Strahl jedoch einen sogenannten Halo mit dem Effekt, dass Strahlteilchen am Target vorbei die einzelnen Detektoren von TOF treffen können und von

²¹Es wurden zwei PIN-Dioden zur Überwachung einer LED eingesetzt, falls eine PIN-Diode ausfällt oder ihrerseits instabil ist.

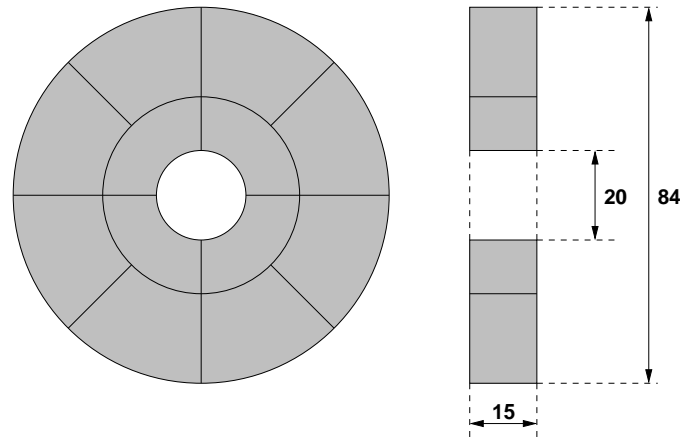


Abbildung 3.13: Schematischer Aufbau des Pad-Detektors, Abmessungen in Millimeter.

der Aufnahmeelektronik registriert werden. Um dies zu vermeiden, kommt ein System von verschiedenen Veto-Detektoren, die jeweils aus einer dünnen Szintillatorscheibe mit zentralem Loch aufgebaut sind, zum Einsatz. Im Strahlrohr vor dem Target befinden sich die beiden sogenannten „Molnar“-Vetos²²: „Molnar 2“ mit einem zentralen Lochdurchmesser von 15 mm und 90 cm Abstand zum Target, und „Molnar 1“ mit 8 mm-Loch und 50 cm Entfernung zum Target. Unmittelbar vor dem Target (Abstand 50 mm) befindet sich der „Wolff“-Veto [Sch98], bei dem der zentrale Lochdurchmesser aus fünf verschiedenen Werten von 1.5 mm bis 3.5 mm ausgewählt werden kann. Hierzu besitzt die beidseitig über HAMAMATSU R 5600U-Röhren ausgelesene rechteckige Szintillatorscheibe fünf entsprechende Bohrungen; über Schrittmotoren kann der optimale Lochdurchmesser eingestellt werden. Für die hier beschriebenen Messungen wurde ein Durchmesser von 2 mm gewählt.

Beam-Hodoskop: Für die Strahleinstellung zu Beginn des Experiments sowie zur Bestimmung der Strahlintensität ist hinter dem TOF-Fass (Abstand zum Target ca. 3 m) ein Beam-Hodoskop [Hes00] installiert, das aus zwei Lagen mit jeweils 32 Szintillatorfasern besteht. Die Auslese der 2×2 mm breiten Fasern erfolgt über 16-fach Photomultiplier R 4760 von HAMAMATSU.

Der Vollständigkeit halber seien noch zwei weitere Detektorsysteme erwähnt, die in das Flugzeitspektrometer integriert werden können, bei den in dieser Arbeit beschriebenen Messungen allerdings nicht zum Einsatz kamen.

Fass-(Barrel-)Hodoskop: Wie bereits eingangs dieses Kapitels erwähnt, erlaubt der modulare Aufbau von COSY-TOF die Länge der Flugstrecke zu variieren. Da der Akzeptanzwinkel der Endkappe mit Quirl- und Ringhodoskop bei größeren Entfernungen kleiner wird, wurde mit dem Fasshodoskop ein weiterer Stoppdetektor entwickelt, mit dem ein größerer Winkelbereich zur Verfügung steht. In Abb.3.14 ist die lange Version des Flugzeitspektrometers mit den drei Stoppodoskopen gezeigt. Das Fasshodoskop [Böh00] besteht aus 96 Balken aus Plastikszintillator, die an der Innenseite eines zusätzlichen Stahlfasses ringförmig um die Strahlachse angeordnet sind. Die Szintillatorbalken werden beidseitig von Photomultipliern ausgelesen,

²²Die Veto-Detektoren sind nach ihren Erbauern benannt.

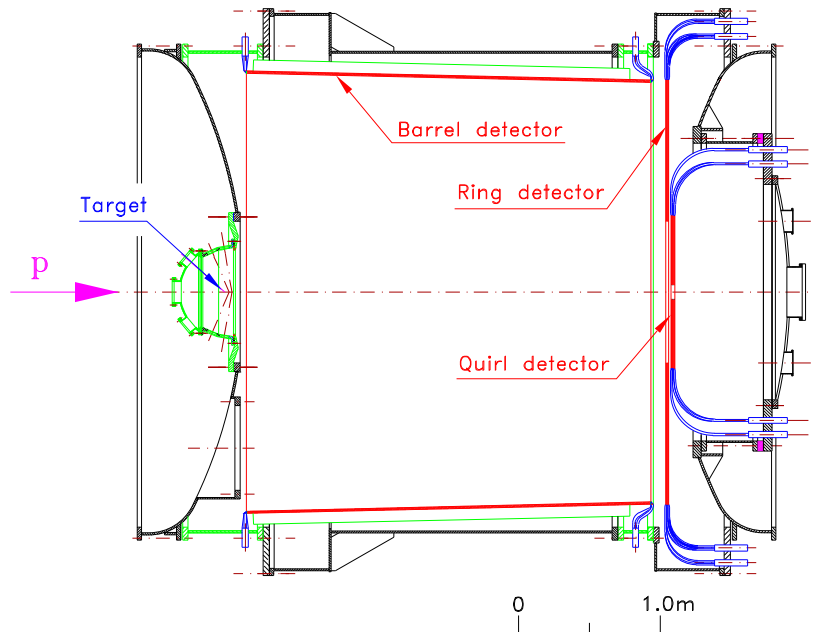


Abbildung 3.14: Lange Version von COSY-TOF mit eingebautem Barrel-Detektor, der Abstand vom Quirl zum Target beträgt hier etwa 3.1 m.

durch die Laufzeitunterschiede des auf beiden Seiten ankommenden Lichts kann der Auftreffpunkt des Reaktionsteilchens rekonstruiert werden.

Neutronendetektor: Zum Nachweis von Neutronen wurde an der TU Dresden ein eigenes Detektorkonzept entwickelt und gebaut. Hierbei handelt es sich um ein System aus mehreren Szintillatorbalken, die außerhalb des TOF-Fasses an einem Gerüst befestigt sind, für eine detaillierte Beschreibung siehe [Böh98].

3.6 Geometrische Parameter des Aufbaus von COSY-TOF im Jahr 2000

In Tab. 3.6 sind die geometrischen Parameter für die in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Detektorkomponenten des Flugzeitspektrometers zusammengefasst. Die in der Tabelle aufgelisteten Abstände zum Target beziehen sich auf den Abstand zwischen dem Targetmittelpunkt und der dem Target zugewandten vordersten Ebene des Detektors. Aufgrund des nicht-radialsymmetrischen Aufbaus des Faserhodoskops und des Kalorimeters ergeben sich für diese Detektoren Bereiche für die minimalen und maximalen Akzeptanzwinkel.

Detektor	Anzahl Elemente	Abstand zum Target [cm]	Akzeptanzwinkel	
			θ_{\min}	θ_{\max}
Starttorte	12/12	2.2	2.6°	73.9°
Großes Faserhodoskop	192/192	17.25	0.7–0.9°	48.1–57.6 °
Zentralhodoskop (Quirl)	48/24/24	108.5	2.2°	27.8°
Ringhodoskop	96/48/48	105.2	27.6°	54.8°
Pad-Detektor	12	108.5	0.5°	2.2°
Zentralkalorimeter	84	134.0	2.2–2.6°	25.2–28.2°

Tabelle 3.4: Zusammenfassung der wichtigsten geometrischen Parameter für die einzelnen Detektoren von COSY-TOF für den Aufbau im Jahr 2000.

3.7 Datenaufnahmesystem

Eine zentraler Bestandteil eines jeden Detektorsystems ist die nachfolgende elektronische Schaltung zur Verarbeitung der von den Photomultipliern der einzelnen Detektorelemente gelieferten elektronischen Signale, sowie die damit verbundene Datenaufnahme, die die Daten auf geeignete Datenträger schreibt. Besondere Beachtung wird dabei auf die *Triggerlogik*²³ gelegt, mit der die Bedingungen festgelegt werden, unter denen die Detektortreffer vom Datenaufnahmesystem weggeschrieben werden.

3.7.1 Elektronik und Datenaufnahme

Die Detektorsignale werden zunächst über ca. 50 m lange Koaxialkabel von der TOF-Halle zum Elektronikraum übertragen. Für die Signale der Starttorten werden Aircom-Kabel mit geringer Signallaufzeit (4 ns/m) verwendet, alle anderen Detektorsignale laufen über dämpfungsarme RG-213/U-Kabel (Wellenwiderstand 50 Ω , Laufzeit 5 ns/m). An der Elektronik müssen die Signale zuerst für den TDC²⁴- und den QDC²⁵-Zweig der Elektronik aufgesplittet werden, die Signale für den TDC-Zweig werden dann mittels Diskriminatoren nach der Signalhöhe diskriminiert. Für die Signale vom Quirl- und Ringhodoskop sowie den Starttorten werden beide Schritte in einem Modul, einem speziellen Diskriminator, durchgeführt. Diese vom Zentrallabor für Elektronik (ZEL) am Forschungszentrum Jülich entwickelten 16-Kanal-Diskriminatoren splitten das ankommende Analogsignal aktiv und besitzen einen analogen und zwei digitale ECL-Ausgänge sowie jeweils einen Multiplizitäts- und FAST-OR-Ausgang. Die Signale vom Kalorimeter werden zunächst passiv gesplittet, ein Zweig wird mittels Constant-Fraction-Diskriminatoren (CFD) (LECROY 3420) diskriminiert, der andere Zweig geht zum QDC. Die analogen Signale aus dem Splitting und die digitalen Signale aus den Diskriminatoren werden über Verzögerungsleitungen direkt auf die QDCs bzw. TDCs gegeben. Als QDCs und

²³to *trigger*: auslösen

²⁴Time-to-Digital-Converter

²⁵eigentlich ADC (Analog-Digital-Converter); ladungssensitive ADCs werden häufig als QDC bezeichnet.

Art	Modell	Anz. Kanäle	Auflösung
QDC	LECROY 1881	64	13 bit
QDC	PHILLIPS 10C2	32	10 bit
TDC	PHILLIPS 10C6	32	10 bit

Tabelle 3.5: Liste der verwendeten FASTBUS-QDCs und -TDCs.

TDCs werden FASTBUS-Module der Hersteller LECROY und PHILLIPS verwendet, eine Zusammenstellung ist in Tab. 3.5 aufgelistet.

Die von den Diskriminatoren gelieferten Multiplizitätssignale²⁶ gehen in die Triggerlogik, in der anhand der Multiplizitätsbedingungen ausgewertet wird, ob ein Ereignis angenommen wird oder nicht. Im Trigger werden auch die allgemeinen logischen Signale für die FASTBUS-Module generiert: COMMON-Stopp und Inhibit für die TDCs und das Gate-Signal für die QDCs.

Neben den FASTBUS-Modulen werden in der Elektronik auch CAMAC²⁷-Geräte verwendet, v. a. Logikmodule und Scaler. Die CAMAC- und FASTBUS-Module sind in einzelnen Crates zusammengefasst, die jeweils durch Controller (CAMAC) und Sub-CPU²⁸ (FASTBUS) gesteuert und ausgelesen werden. Bei den CPUs handelt es sich um VME²⁹-Rechner, die unter dem Echtzeitbetriebssystem OS/9 betrieben werden. Die einzelnen Controller und CPUs sind über eine VSB³⁰-Verbindung miteinander verbunden, eine der Sub-CPU²⁸s fungiert als Master, die anderen als Slaves.

Die Steuerung und Auslese der FASTBUS- und CAMAC-Crates sowie die Archivierung der Daten auf Magnetband wird durch das an der GSI³¹ Darmstadt entwickelte und auf das TOF-Experiment angepasste Programmpaket TDAS³² [Lin91, Bra94, Rin95, Sch97] bewerkstelligt, das auf den VME-Rechnern installiert ist. Die Datenarchivierung erfolgt über einen SCSI-Bus auf DLT-Bändern, wobei die Daten in einzelnen Dateipaketen (im üblichen Jargon *Runs* genannt) zusammengefasst sind, die im TDAS-Rohformat eine Größe von etwa 95 MByte besitzen. Es wird eine Datenrate von bis zu 400 Ereignissen pro Sekunde erreicht.

Für die in vorliegender Arbeit beschriebenen Strahlzeiten, die im Jahr 2000 durchgeführt wurden, wurde TDAS als Datenaufnahmesystem zum letzten Mal verwendet. Es wird für zukünftige Messungen durch das EMS³³-System abgelöst, das bereits bei anderen Experimenten an COSY (ANKE, COSY-11) im Einsatz ist. Weitere Informationen zu EMS finden sich in [Erh04].

²⁶In den Trigger gehen nur die Multiplizitätssignale vom Quirl- und Ringhodoskop und von der Starttorte ein, nicht aber die vom Kalorimeter.

²⁷Computer Automated Measurement And Control

²⁸Central Processing Unit

²⁹Versabus Module Europa

³⁰VME Subsystem Bus

³¹Gesellschaft für SchwerIonenforschung

³²Temporary Date Acquisition System

³³Experiment Message Specification

3.7.2 Triggerbedingungen

Wie im letzten Abschnitt bereits erwähnt, werden für die Triggerlogik die Multiplizitätssignale der Diskriminatoren verwendet. In den Tabellen 3.6 und 3.7 sind für die beiden Strahlzeiten zur Messung der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ im Jahr 2000 (siehe hierzu auch Tab. 3.8 im nächsten Abschnitt) die zugehörigen Trigger- bzw. Multiplizitätsbedingungen aufgelistet.

Neben den für die Zwei-Pion-Produktion wesentlichen 3-fach- und 4-fach-Trig-ger wurden auch verschiedene 2-fach-Trig-ger für Kalibrierungszwecke aufgenommen, in der Juni-Strahlzeit zudem ein spezieller 1-fach-Trig-ger, mit dem insbesondere Protonen aus der elastischen Streuung registriert wurden. Ebenfalls in den Tabellen angegeben sind die *Prescale*-Faktoren für die einzelnen Triggerbedingungen, mit denen die Zahl der aufgenommenen Ereignisse entsprechend untersetzt werden.

Nr.	Bezeichnung	logische Verknüpfung	P
12	3-fach	$(3Q \vee 3R \vee (2Q \wedge 1R) \vee (1Q \wedge 2R)) \wedge S \geq 1 \wedge \bar{V}$	1
11	2-fach	$(2Q \vee 2R \vee (1Q \wedge 1R)) \wedge S \geq 1 \wedge \bar{V}$	2^4
10	2-fach (el.)	$\bar{1}Q \wedge 2R \wedge S \geq 1 \wedge \bar{V}$	2^3
9	1-fach (sp.)	$1Q \wedge \bar{1}R \wedge S \geq 2 \wedge \bar{V}$	2^5
8	4-fach	$(4Q \vee 4R \vee (3Q \wedge 1R) \vee (2Q \wedge 2R) \vee (1Q \wedge 3R)) \wedge S \geq 1 \wedge \bar{V}$	1

Tabelle 3.6: Triggerbedingungen der Strahlzeit zur Messung der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ im Juni 2000, aufgeführt sind die Multiplizitäten von Quirl (Q), Ring (R), Starttorten (S) und Veto (V), der Übersichtlichkeit halber aber nicht die des Pad-Detektors. Der aufgesetzte Balken (z.B. \bar{V}) bedeutet Negation. Ebenfalls angegeben ist für jede einzelne Triggerbedingung der Untersetzungs- bzw. Prescale-Faktor P.

Nr.	Bezeichnung	logische Verknüpfung	P
12	4-fach	$(4Q \vee 4R \vee (3Q \wedge 1R) \vee (2Q \wedge 2R) \vee (1Q \wedge 3R)) \wedge S \geq 1 \wedge \bar{V}$	1
11	3-fach	$3Q \vee 3R \vee (2Q \wedge 1R) \vee (1Q \wedge 2R) \wedge S \geq 1 \wedge \bar{V}$	1
10	2-fach	$2Q \vee 2R \vee (1Q \wedge 1R) \wedge S \geq 1 \wedge \bar{V}$	2^4
9	2-fach (el.)	$\bar{1}Q \wedge 2R \wedge S \geq 1 \wedge \bar{V}$	2^2
8	2-fach ($d\pi^+$)	$2Q \vee (1Q \wedge 1R) \wedge S \geq 1 \wedge \bar{V}$	2^4

Tabelle 3.7: Triggerbedingungen der Strahlzeit zur Messung der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ im Oktober 2000.

3.8 Durchgeführte Strahlzeiten

Mit der hier beschriebenen Version des Flugzeitspektrometers wurden im Jahr 2000 drei Strahlzeiten zur Ein- bzw. Zwei-Pion-Produktion durchgeführt, wobei die erste Messung, die bei einer geringeren Energie und unpolarisiertem Protonenstrahl erfolgte, vor allem als Teststrahlzeit für das neu eingebaute Kalorimeter gedacht war. In Tab. 3.8 sind die verschiedenen Parameter des Protonenstrahls für die einzelnen Strahlzeiten aufgelistet. Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit im Mittelpunkt stehenden beiden Strahlzeiten zur Zwei-Pion-Produktion sind in Tab. 3.9 weitere Parameter von Interesse zusammengefasst.

Zeit	Strahlimpuls	Strahlenergie	Polarisierter Strahl
April	0.95 GeV/c	400 MeV	nein
Juni	1.4 GeV/c	747.1 MeV	ja
Oktober	1.4 GeV/c	747.1 MeV	ja

Tabelle 3.8: Durchgeführte Strahlzeiten an COSY-TOF im Jahr 2000.

Strahlzeit	Dauer	Datenmenge (Rohdaten)	Targetmaterial
Juni	12 Tage	~ 110 GB	LH_2
Oktober	17 Tage	~ 215 GB	LH_2

Tabelle 3.9: Weitere Parameter für Strahlzeiten zur Zwei-Pion-Produktion an COSY-TOF.

Kapitel 4

Monte-Carlo Simulationen für COSY-TOF

Um das Verhalten des Gesamtdetektors bei der Messung einer Reaktion besser verstehen zu können, ist die Durchführung von Monte-Carlo-Simulationen unerlässlich. Für die hier beschriebenen Simulationen wurde das am CERN¹ entwickelte und in der Programmiersprache FORTRAN 77 geschriebene Programmpaket GEANT in der Version 3.21 [GEA95] benutzt. GEANT stellt allgemeine Routinen (z.B. für die physikalischen Prozesse in Detektormaterie) zur Verfügung, die detektorspezifischen Routinen (z.B. Aufbau der Detektorkomponenten, Übersetzung der simulierten Zeiten und Energien in TDC- und ADC-Werte) müssen vom Benutzer geschrieben werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das am Forschungszentrum Jülich für das TOF-Spektrometer entwickelte Simulationspaket erweitert und vervollständigt. Insbesondere wurde das Kalorimeter als weitere Detektorkomponente eingebaut, sowie vor allem für das Kalorimeter diverse Erweiterungen implementiert. Im folgenden soll zunächst ein kurzer Überblick über den allgemeinen Ablauf der Simulation einer Reaktion im Detektor gegeben werden, danach werden einige der vor allem das Kalorimeter sowie speziell die Simulation der Zwei-Pion-Produktion betreffenden Erweiterungen vorgestellt. In Kap. 5.1.5 (Seite 56) wird das allgemeine Schema der Simulation und der Datenanalyse in einem gemeinsamen Flussdiagramm dargestellt. Die Diskussion der Spektren für die simulierten Ereignisse der Zwei-Pion-Produktion erfolgt in Kap. 6 zusammen mit der Diskussion der experimentell gewonnenen Daten.

4.1 Ablauf der Simulationen

Zunächst werden für die Primärreaktion mit vorgegebenem Strahlimpuls sowie vorgegebenen Eingangs- und Ausgangsteilchen die Vierervektoren der Reaktions- teilchen gewürfelt. Hierzu dient der *Eventgenerator* GENBOD aus der CERN- Bibliothek CERNLIB [CER96], der die Vierervektoren der Teilchen entsprechend

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

der Phasenraumverteilung generiert. Speziell für die Simulation der geladenen Zwei-Pion-Produktion wurde ein weiterer Eventgenerator implementiert, der abweichend von der Phasenraumverteilung auch physikalische Wechselwirkungen zwischen den Reaktionsteilchen berücksichtigt, dieser wird in Kap. 4.2.5 beschrieben.

Zur Simulation des Strahlprofils wird der primäre Wechselwirkungspunkt in x- und y-Richtung gaußförmig um den Ursprung verrauscht, in z-Richtung (Strahlrichtung) wird die Targetlänge (4 mm) reproduziert. Die endliche Flugzeitauflösung von TOF wird als ebenfalls gaußförmige Verschmierung mit $\sigma = 300$ ps bei den TDC-Einträgen der einzelnen Detektoren berücksichtigt, der Wert von σ entspricht in etwa dem experimentellen Wert (s. Kap. 5.2.6.2).

Nach der Generierung der Reaktionsteilchen werden deren Spuren durch den Gesamtdetektor verfolgt (sogenanntes „*tracking*“). Die beim *tracking* auf die Reaktionsteilchen einwirkenden physikalischen Prozesse, die bei der Simulation berücksichtigt werden, sind Energieverlust, hadronische Wechselwirkung, Vielfachstreuung sowie der eventuelle Zerfall der Teilchen.

Schneidet die Teilchenspur ein Detektorelement, wird für jeden Tracking-Schritt („*stepping*“) der Energieverlust im jeweiligen Detektormaterial berechnet und die Energie des Teilchens entsprechend angepasst. Außerdem wird für jeden Schritt auch die aktuelle Flugzeit des Teilchens berechnet. Die Schrittweite und damit die Auflösung beim *stepping* kann vom Benutzer eingestellt werden, ansonsten wird die Standardeinstellung von GEANT übernommen. Der Energieverlust in jedem Detektorelement und die zugehörige Flugzeit werden am Ende in ADC- und TDC-Werte umgerechnet.

Die simulierten Daten werden in einem sehr einfachen ASCII-Format in eine Datei geschrieben, dies entspricht dem Format, in dem auch die experimentell gewonnenen Daten nach der Aufbereitung für das Datenanalyseprogramm vorliegen (siehe Kap. 5.1, das ASCII-Datenformat wird in Anhang C.1 beschrieben). Durch diese gleiche Behandlung der Daten aus Monte-Carlo-Simulation und Experiment durch das Analyseprogramm können systematische Fehler reduziert werden.

Weitere Informationen zum hier beschriebenen Monte-Carlo-Programmpaket, vor allem auch zur Definition der Geometrie der archimedischen Spiralen des Quirl- und Ringhodoskops finden sich in [Hes00].

4.2 Erweiterungen für das Kalorimeter und die Simulation der 2-Pion-Produktion

4.2.1 Simulation von Myonen (*cosmics*)

Für die Kalibrierung der Energiemessung mit dem Kalorimeter gibt es zwei Möglichkeiten (näheres dazu in Kap. 5.2.5): Kalibrierung mit Hilfe von Myonen aus kosmischer Strahlung oder mit Hilfe von Zwei-Körper-Reaktionen mit bekannter Kinematik. Für ersteren Fall benötigt man den Vergleich von experimentell gewonnenen Daten der kosmischen Strahlung mit entsprechenden Simulationsdaten, um

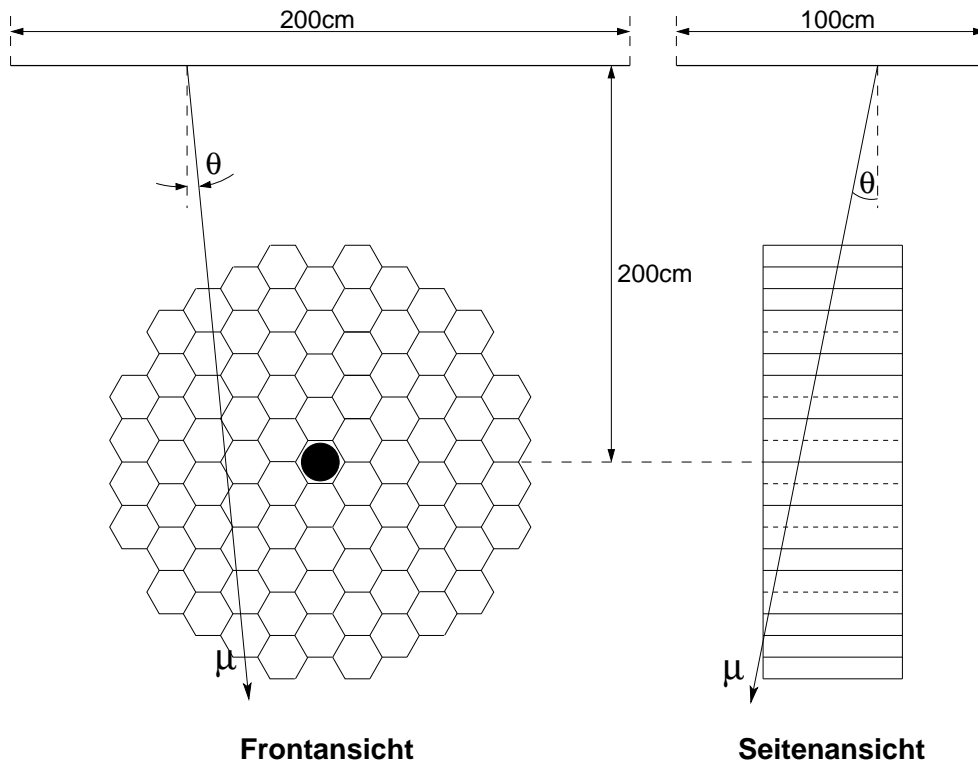


Abbildung 4.1: Skizze für die Simulation von Myonen aus der kosmischen Strahlung. Die Myonen werden in einem rechteckigen Feld oberhalb des Kalorimeters mit einer Winkelverteilung $\sim \cos^2\theta$ generiert.

die benötigten Kalibrierungsfaktoren zu extrahieren. Hierfür wurde der zum Simulationsprogramm gehörende Eventgenerator (GENBOD) um die Option erweitert, von oben einfallende hochenergetische (und damit minimal-ionisierende) Myonen auf das Kalorimeter auftreffen zu lassen².

Hierzu wird ein rechteckiges Feld (Fläche $2\text{ m} \times 1\text{ m}$) in einer Höhe von 2 m oberhalb des Kalorimeters definiert, innerhalb dessen der Entstehungsort der Myonen gewürfelt wird (siehe Skizze in Abb. 4.1). Die erzeugten Myonen besitzen eine Energie im Bereich zwischen 0 und 4 GeV , auch die Winkelabhängigkeit gegenüber der senkrechten Einfallrichtung ($\sim \cos^2\theta$ bei einer Myonenergie von $E_\mu \sim 3\text{ GeV}$ [PDG02]) wird entsprechend gewürfelt.

Für minimal-ionisierende Teilchen ist der Energieverlust pro Wegstrecke (dE/dx) im Szintillator unabhängig von der Energie des Teilchens, so dass sich im Mittel ein Energieverlust von etwa 2 MeV/cm ergibt [PDG02]. Daraus resultiert bei senkrechtem Einfall eine Energiedeposition von etwa 28 MeV in den 14 cm dicken Kalorimeterblöcken.

Für jeden Kalorimeterblock wird ein Energiespektrum für die generierten Myonen erzeugt und an das Spektrum danach eine Gaußkurve angepasst; als Beispiel zeigt Abb. 4.2 ein simuliertes Myonenspektrum für Kalorimetermodul 29. Die Mittelwerte der Gauß-Fits (mittlere Energiedeposition der Myonen pro Block) für alle Module werden in einer Datei gespeichert, die als Eingabedatei für die Energieka-

²Bisher ist diese Myonensimulation nur für das Kalorimeter implementiert.

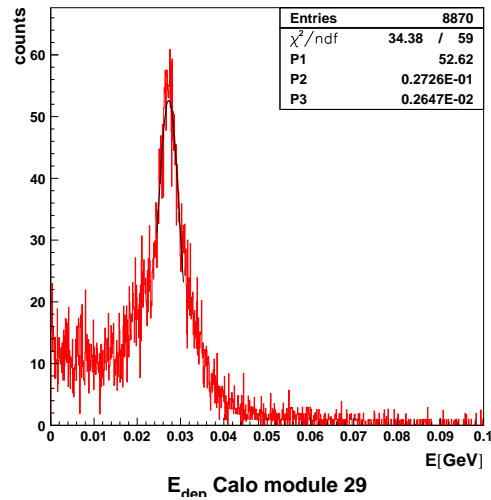


Abbildung 4.2: Energieverlustspektrum für Kalorimetermodul 29 für die Simulation von Myonen aus kosmischer Strahlung, der Mittelwert des Gauß-Fits liegt bei 27.3 MeV.

librierung in der Datenanalyse dient (siehe Kap. 5.2.5).

4.2.2 *Quenching*-Korrektur für Kalorimeter

In erster Näherung verhält sich die beim Abbremsen eines Teilchen im Plastikszintillator erzeugte Lichtmenge linear zur im Material deponierten Energie, bzw. dem Energieverlust des Teilchens. Diese Linearität gilt allerdings nicht mehr für hohe Energiedepositionen, hier kommt es zu Sättigungseffekten, die zu einer geringeren erzeugten Lichtmenge im Szintillatormaterial führen (für eine detaillierte Beschreibung siehe z.B. [Leo94]). Deshalb hängt dieser sogenannte *Quenching*³-Effekt aufgrund unterschiedlicher Ionisationsdichten von der Teilchensorte ab.

Eine geeignete Parametrisierung dieses Effektes ist gegeben durch die Formel von Birks [Bir51], die einen Korrekturfaktor für den infinitesimalen Energieverlust dE des jeweiligen Teilchens in jedem Tracking-Schritt liefert:

$$F\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{1}{1 + kB\frac{dE}{dx} + C\left(\frac{dE}{dx}\right)^2} \quad (4.1)$$

Dieser Korrekturfaktor muss in jedem infinitesimalen Tracking-Schritt zum zugehörigen Energieverlust dE multipliziert werden.

Die für die Simulation verwendeten teilchenabhängigen Parameter kB und C wurden aus [Bro01] entnommen und sind in Tab. 4.1 aufgelistet.

³to *quench*: löschen

Teilchen	kB [cm/GeV]	C [(cm/GeV) ²]
p	12.9	9.59
d	9.17	4.6
π	11.9	0
μ	11.9	0

Tabelle 4.1: Parameter für *Quenching*-Korrektur für verschiedene Teilchensorten [Bro01]; die Parameter für Pionen und Myonen sind identisch.

4.2.3 Rekonstruktion der Teilchenenergie

Um die Teilchenenergien im Flugzeitspektrometer möglichst genau zu messen, ist nicht nur eine genaue Energiebestimmung mit dem Kalorimeter erforderlich, sondern auch der Energieverlust in den davor liegenden „dünnen“ Detektoren (Starttorten, Faserhodoskop, Quirl- bzw. Ringhodoskop) muss berücksichtigt werden. Allerdings setzt dies eine präzise Energiekalibrierung für jeden einzelnen dieser Detektoren voraus. Da der Aufwand für eine solche Kalibrierung recht hoch ist, wurde ein anderer Weg gewählt, der dem Kalibrierungsverfahren für das PROMICE/WASA-Experiment entspricht [Bro01, Pät02].

Hierbei werden für die Energiemessung alle Detektoren außer dem Kalorimeter als nicht-sensitives Material behandelt, d.h. der Energieverlust in diesen Detektoren wird zunächst außer Acht gelassen. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen

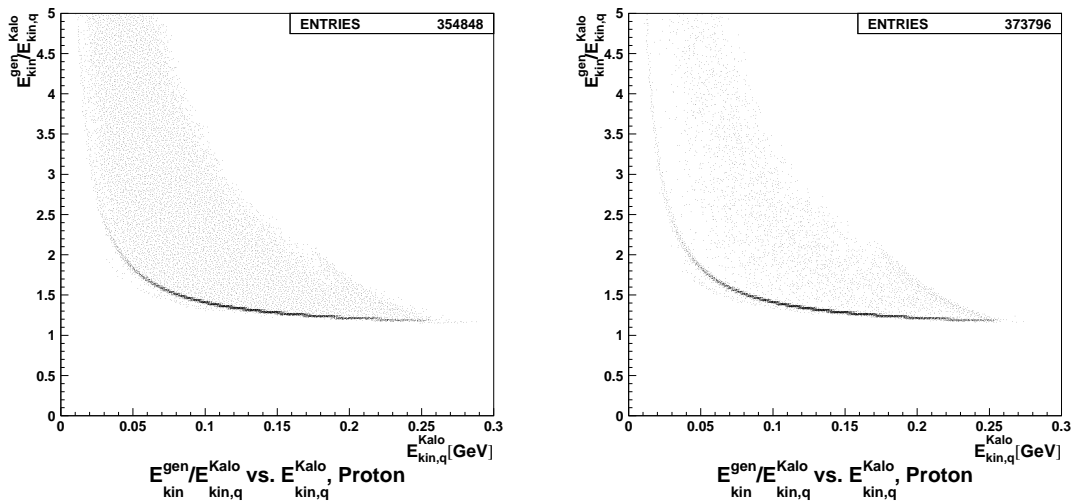


Abbildung 4.3: Aufgetragen ist für Protonen das Verhältnis der in der Monte-Carlo-Simulation generierten Energie E_{kin}^{gen} zur mit dem Kalorimeter gemessenen Energie $E_{kin,q}^{Kalo}$ gegenüber dieser gemessenen Energie. Im rechten Bild wurde im Monte-Carlo-Programm die hadronische Wechselwirkung im Szintillatormaterial abgeschaltet, um den Verlauf der Kurve klarer darzustellen. Hier erkennt man auch noch leicht einen ansteigenden Ast von Protonen, die nicht im Kalorimeter gestoppt werden.

der untersuchten Reaktion, bei der die generierte, d.h. die wahre Energie der Teilchen bekannt ist, wird nun eine teilchenabhängige Korrekturfunktion bestimmt, mit deren Hilfe die ursprüngliche (generierte) Energie aus der nur mit dem Kalorimeter gemessenen Energie rekonstruiert werden kann. Gleichzeitig wird dabei auch ein *Dequenching* der Daten durchgeführt, bei der der im vorigen Abschnitt beschriebene *Quenching*-Effekt in den Daten korrigiert wird.

In Abb. 4.3 ist für Protonen das Verhältnis zwischen der vom Eventgenerator generierten Energie und der im Kalorimeter deponierten Energie gegenüber letzterer aufgetragen. Man erkennt sehr gut den hyperbelförmigen Verlauf der Kurve, wobei durch die mögliche hadronische Wechselwirkung der Protonen im Szintillatormaterial ein diffuser Untergrund gebildet wird. Um die Korrekturfunktion besser extrahieren zu können, wurde die Simulation auch ohne hadronische Wechselwirkung durchgeführt (rechts in Abb. 4.3). An die Kurve wird nun eine Funktion der Form

$$C(E) = a_0 + \frac{a_1}{E} + \frac{a_2}{E^2} + \frac{a_3}{E^3} \quad (4.2)$$

angepasst; diese Korrekturfunktion wird dann zu der nur mit dem Kalorimeter gemessenen Energie (E_{Kalo}) multipliziert, um die Energie (E_{tot}) am Target zu rekonstruieren:

$$E_{\text{tot}} = C(E) \cdot E_{\text{Kalo}}. \quad (4.3)$$

Das Ergebnis ist in Abb. 4.4 dargestellt, wo wieder das Verhältnis zwischen generierter und im Kalorimeter deponierter Energie nach der Korrektur aufgetragen ist.

Die Korrekturfunktion wurde ermittelt für die drei Teilchensorten Protonen, Pionen und Deuteronen, wobei für die ersten beiden Teilchensorten die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ und für die Deuteronen die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ simuliert wurde; die zur Korrekturfunktion gehörenden Parameter a_i sind in Tab. 4.2 aufgelistet.

Teilchen	a_0	a_1	a_2	a_3
p	1.043	0.03610	0.2510E-03	-0.1420E-05
π	1.024	0.0169	0.6690E-04	-0.2582E-06
d	0.9544	0.1025	-0.1016E-01	0.6152E-03

Tabelle 4.2: Korrektur-Parameter für die Rekonstruktion der Teilchenenergie für verschiedene Teilchensorten nach Formel 4.2.

Diese Korrekturfunktion wird dann auf die experimentell gewonnenen Daten angewandt, so dass die tatsächliche Energie der Teilchen aus der nur mit dem Kalorimeter durchgeführten (und damit unvollständigen) Energiemessung rekonstruiert wird (siehe hierzu Kap. 5.5).

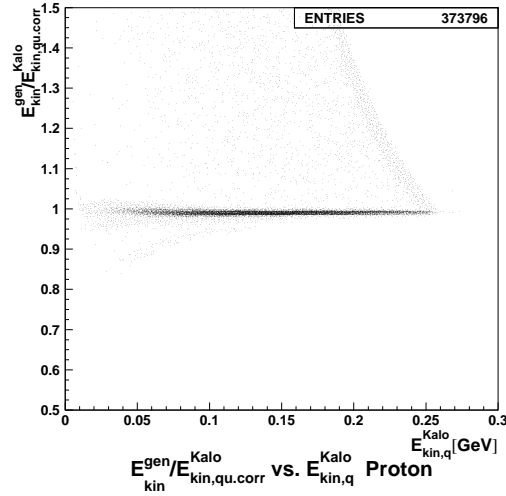


Abbildung 4.4: Aufgetragen ist wieder für Protonen das Verhältnis der generierten Energie E_{kin}^{gen} zur mit dem Kalorimeter gemessenen Energie $E_{kin,q}^{Kalo}$ gegenüber dieser gemessenen Energie nach der Anwendung der Korrekturfunktion (Formel 4.2). Die Korrektur wird nicht durchgeführt für Teilchen, die nicht im Kalorimeter gestoppt werden, darum bleibt ein aufsteigender Ast bestehen, für alle anderen Teilchen besitzt das Verhältnis einen Wert von Eins.

4.2.4 Rekonstruktion der Teilchengeschwindigkeit

Eine weitere wichtige Messgröße für das Flugzeitspektrometer ist die Teilchengeschwindigkeit $\beta = v/c$, die bestimmt wird aus der gemessenen Flugzeit zwischen den Startorten und dem jeweiligen Stoppodoskop (Quirl- oder Ringhodoskop) sowie der zugehörigen Flugstrecke, und die vollständig unabhängig von der Energiemessung mit dem Kalorimeter ist.

Allerdings ergibt sich ähnlich wie bei der Messung der Energie die Schwierigkeit, dass die Teilchen beim Durchtritt durch den Startdetektor (Startorten und Faserhodoskop) etwas Energie und damit Geschwindigkeit verlieren und dadurch die gemessene Geschwindigkeit immer etwas kleiner als die Anfangsgeschwindigkeit der Teilchen ist. Dieser Effekt ist für hohe Teilchenenergien ($\beta \rightarrow 1$) minimal und vernachlässigbar, wird aber für kleinere Energien immer bedeutender.

Aus diesem Grund wurde ein Verfahren in das Simulationsprogramm implementiert, mit dem die ursprüngliche Teilchengeschwindigkeit rekonstruiert werden kann. Dieses Verfahren verläuft analog zu dem im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Verfahren der Energierekonstruktion. Mit der Kenntnis der generierten Teilchengeschwindigkeit in der Monte-Carlo-Simulation wird wieder eine teilchenabhängige Korrekturfunktion ermittelt, mit deren Hilfe die gemessene Geschwindigkeit korrigiert werden kann.

Die Korrektur wird zudem noch abhängig vom θ -Winkel zur Strahlachse durchgeführt, wobei immer Bereiche von 10° für die verschiedenen Korrekturen gewählt werden.

4.2.5 Modifizierter Eventgenerator

Wie bereits am Anfang dieses Kapitels erwähnt, werden die physikalischen Reaktionen mit dem standardmäßig zum Simulationspaket gehörenden Eventgenerator GENBOD entsprechend der Phasenraumverteilung gewürfelt, d.h. die Wahrscheinlichkeiten für jedes einzelne Ereignis entsprechen dem verfügbarem Phasenraumvolumen. Interessant ist aber auch die Betrachtung von weitergehenden physikalischen Modellen zur Beschreibung der Reaktionsdynamik sowie von Wechselwirkungen zwischen den Reaktionsteilchen während und nach der Reaktion, wie z.B. die Endzustandswechselwirkung (FSI: *Final State Interaction*) zwischen zwei Nukleonen.

Speziell für die Simulation der Zwei-Pion-Produktion ist die Berücksichtigung verschiedener physikalischer Reaktionsmodelle (z.B. Anregung von Δ - oder N^* -Resonanzen, Austausch von σ -Mesonen, mehr zu diesen Modellen in Kap. 6.3) in der Simulation von Relevanz, mit der eine möglichst genaue Modellierung der Wirklichkeit erfolgen kann.

Ein solcher erweiterter Eventgenerator wurde von Jens Pätzold für die Simulation der Zwei-Pion-Produktion für das PROMICE/WASA-Experiment entwickelt [Pät02] und im Rahmen der vorliegenden Arbeit für die Simulationsrechnungen für das Flugzeitspektrometer verwendet. Er benutzt die Algorithmen des bekannten GENBOD-Generators, ist allerdings in der Programmiersprache C++ geschrieben (anstatt des für GENBOD verwendeten FORTRAN 77).

Die zusätzlich implementierten physikalischen Modelle können auf zwei Arten berücksichtigt werden [Pät02]:

- jedes Ereignis erhält einen eigenen Gewichtungsfaktor; die Modellrechnungen werden in Form zusätzlicher Gewichte berücksichtigt, die bei jedem Berechnungsschritt auf das vorhergehende Gewicht aufmultipliziert werden;
- jedes Ereignis erhält den einheitlichen Gewichtungsfaktor Eins, wobei die Verteilung der Ereignisse entsprechend der primären Gewichte verläuft. Dafür muss zunächst der maximal mögliche Gewichtungsfaktor w_{\max} für das entsprechende Modell bekannt sein. Nun wird zunächst jedes Ereignis mit Gewicht w erzeugt und dieses Gewicht mit einer Zufallszahl p mit $0 \leq p \leq w_{\max}$ verglichen. Für den Fall $w \geq p$ wird das Ereignis akzeptiert, ansonsten wird es verworfen.

Beide Ansätze führen natürlich zum gleichen Ergebnis, allerdings muss bei der ersten Variante der entsprechende Gewichtungsfaktor für jedes Ereignis in allen weiteren Bearbeitungsstufen mit berücksichtigt werden, insbesondere auch bei der Analyse der simulierten Daten mit dem Analyseprogramm an dieses übergeben werden. Aus diesem Grund wurde für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen der zweite Ansatz gewählt.

Der erweiterte Eventgenerator ist vom übrigen Monte-Carlo-Programm entkoppelt: der Generator erzeugt eine gewünschte Anzahl von Ereignissen und schreibt die Vierervektoren der zugehörigen Reaktionsteilchen in eine Datei, die dann vom

eigentlichen Detektorsimulationsprogramm eingelesen wird. Außerdem werden Histogramme für verschiedene interessierende Observable (z.B. invariante Masse der beiden Protonen bei der Zwei-Pion-Produktion) für die gewürfelten Ereignisse im root-Format [ROOT] in eine Datei gespeichert.

Der Eventgenerator ist außerdem auch ein wichtiges Werkzeug für die Datenanalyse, da er auch in der Lage ist, Eingabedateien mit Vierervektoren zu lesen. Solche Dateien werden vom Analyseprogramm erzeugt und besitzen genau das gleiche Format wie die oben beschriebene, vom Eventgenerator erzeugte Ausgabedatei. Damit können die gleichen Histogramme auch für die analysierten Daten erzeugt werden und direkt mit den Histogrammen für die gewürfelten Ereignisse verglichen werden. Mehr zur Verwendung des Eventgenerators für die Datenanalyse in Kap. 5.1.4.

Kapitel 5

Auswertung der Daten

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Phasen, die bei der Analyse der Daten durchlaufen werden, beschrieben. Da experimentell gewonnene und simulierte Daten im selben Datenformat vorliegen (wobei die experimentell gewonnenen Rohdaten zunächst mit einem Konvertierungsprogramm in das endgültige Datenformat umgewandelt werden müssen), ist es möglich, beide Arten von Daten mit demselben Datenanalyse-Programm zu prozessieren, was systematische Fehler bei der Analyse reduziert.

Bevor die einzelnen Schritte bei der Auswertung im Detail besprochen werden, sollen zunächst die einzelnen Software-Pakete, die die Werkzeuge der Analyse darstellen, vorgestellt werden. Danach erfolgt eine Beschreibung der Kalibrierungsmethoden, mit denen die Rohdaten in physikalisch sinnvolle Informationen umgewandelt werden. Anschließend werden wichtige Aspekte der Auswertung näher beleuchtet, wie z.B. die Rekonstruktion der einzelnen Teilchenspuren oder die Teilchenidentifikation und Energierekonstruktion. Die Diskussion der Ergebnisse der Analyse und ihre physikalische Interpretation erfolgt dann in Kap. 6.

5.1 Werkzeuge für die Datenanalyse

Wichtigstes Werkzeug für die Datenanalyse ist natürlich das Auswerteprogrammpaket, das mit seinen verschiedenen Bestandteilen im folgenden kurz vorgestellt werden soll. Es gliedert sich in zwei weitgehend voneinander unabhängige Teile: ein Konvertierungsprogramm (`tdas2ascii`), mit dem die vom Datenerfassungssystem TDAS auf Band geschriebenen Daten in ein für das Auswerteprogramm lesbares Format umgewandelt werden, sowie das eigentliche Analyseprogramm (`tof++`).

Streng genommen ist das bereits im vorigen Kapitel beschriebene Monte-Carlo-Simulationsprogramm auch ein Werkzeug der Datenanalyse, da viele Resultate aus der Simulation in die Auswertung eingehen. Da der in Kap. 4.2.5 beschriebene modifizierte Eventgenerator sehr wichtig für die Analyse der Daten der Zwei-Pion-Produktion ist, wird darauf noch einmal gesondert eingegangen.

5.1.1 Das Konvertierungsprogramm `tdas2ascii`

Wie in Kap. 3.7 beschrieben, werden die experimentell gewonnenen Daten vom Datenaufnahmesystem TDAS im speziellen TDAS-Rohformat auf Band geschrieben. Zur weiteren Verwendung mit dem Analyseprogramm müssen diese TDAS-Daten zunächst in ein anderes Format (ASCII-Format, für eine Beschreibung siehe Anhang C.1) umgewandelt werden. Hierzu dient das zum Analyse-Softwarepaket gehörende, aber im Prinzip eigenständige, Konvertierungsprogramm `tdas2ascii`. Für jede einzelnen Run-Datei im TDAS-Format wird dabei eine zugehörige Run-Datei im ASCII-Format geschrieben.

Zu Beginn der Konvertierung werden zunächst Run-Nummer und eine Datei mit der Detektordefinitionsliste (`detdef.lis`) aus den TDAS-Daten gelesen [Hes00]. Die Informationen aus der Detektordefinitionsliste sorgen für die Verknüpfung zwischen Experiment (getroffene Detektorelemente) und Datennahmeelektronik (Crate, Slot und Kanal der entsprechenden QDC- und TDC-Informationen). Das Programm ist weitgehend unabhängig von der jeweiligen Konfiguration des TOF-Spektrometers und der zugehörigen Datennahmeelektronik, da die entsprechenden Informationen überwiegend aus den Rohdaten gewonnen werden. Vom Benutzer müssen nur wenige zusätzliche Informationen bereitgestellt werden, wie Anzahl und Identifikationsnummern der CAMAC- und FASTBUS-Crates sowie eine Liste der verwendeten Detektoren.

Weitere Informationen über das Konvertierungsprogramm finden sich in [Hes00]. Es sollte auch erwähnt werden, dass im Zuge des in Kap. 3.7 erwähnten Umstieges auf ein neues Datenaufnahmesystem (EMS) auch ein neues Konvertierungsprogramm entwickelt wird (`ems2ascii`). Mehr hierzu in [Erh04].

5.1.2 Das Analyseprogramm `tof++`

Für das COSY-TOF-Experiment existieren in den einzelnen Arbeitsgruppen der beteiligten Universitäten und Forschungsinstitute verschiedene Datenanalyse-Softwarepakete. Hier soll das Jülich-Turiner-Tübinger Auswertprogramm kurz vorgestellt werden. Die Entwicklung dieses Programmpaketes wurde am Forschungszentrum Jülich von Reiner Geyer [Gey98] gestartet und dann von verschiedenen Personen in Jülich [Nak97, Hes00, Mar02], am INFN¹ Turin und in Tübingen (v. a. vom Verfasser dieser Arbeit) fortgesetzt.

Das Programmpaket ist überwiegend in der Programmiersprache C++ in einem objekt-orientierten Design verfasst und läuft auf verschiedenen Unix-Betriebssystemen wie AIX (IBM), Tru64 UNIX (HP, ehemals COMPAQ, ehemals DEC) oder Linux. Einer der Vorteile der Verwendung von objekt-orientierter Programmieretechnik gegenüber dem herkömmlichen prozedur-orientierten Ansatz liegt im modularen und dadurch wesentlich flexibleren Aufbau des Programms, so dass eine Anpassung des Analyseprogramms an die unterschiedlichen Konfigurationen des Flugzeitspektrometers recht einfach wird. Auch die Implementierung weiterer Analysemethoden

¹Istituto Nazionale di Fisica Nucleare

(z.B. unterschiedliche Algorithmen für Spurrekonstruktion, kinematischer Fit) ist so problemlos möglich.

Einige Routinen sind in FORTRAN 77 geschrieben, um verschiedene Funktionen aus den CERN-Bibliotheken (CERNLIB [CER96]) verwenden zu können. Insbesondere betrifft dies das Buchen, Füllen und die Ausgabe von Histogrammen und Ntuplen (CERN-Paket HBOOK [HBO95]), sowie die graphische Darstellung der Einzelereignisse (siehe nächsten Abschnitt), für die Routinen aus den CERN-Paketen HIGZ und HPLOT [HIG94] verwendet werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das Programmpaket erweitert um sämtliche Routinen, die das Kalorimeter betreffen, u. a. Einbau der Detektorgeometrie, Algorithmen für die Kalibration, Erweiterung der Spurrekonstruktion für die Kalorimetersegmente und Energierekonstruktion. Auch wurden viele Routinen speziell für die Rekonstruktion der Ereignisse der Zwei-Pion-Produktion entwickelt, u. a. für den kinematischen Fit.

Mit dem Analyseprogramm werden alle in Kap. 5.2 beschriebenen Kalibrierungsschritte durchgeführt, die dabei extrahierten Kalibrierungsparameter werden in externen Dateien gespeichert, die bei Bedarf wieder vom Analyseprogramm eingelesen werden.

Die analysierten Daten werden in Form von Histogrammen und Ntuplen gespeichert, die in binär kodierter Form in entsprechende Ausgabedateien geschrieben werden. Die Darstellung der Histogramme und Weiterverarbeitung der Ntuple erfolgt mit dem CERN-Programm PAW² [PAW99] (Alternativ kann dies natürlich auch mit dem moderneren CERN-Paket root [ROOT] durchgeführt werden).

Mehr zum objekt-orientierten Ansatz in der Modellierung von COSY-TOF findet sich in [Nak97], eine Anleitung zur Bedienung von tof++ aus der Sicht des einfachen Benutzers gibt [Hes01].

5.1.3 Darstellung von Einzelereignissen

Ein weiteres wichtiges Werkzeug bei der Analyse ist die graphische Darstellung aller Detektortreffer für ein Ereignis. Als Beispiel eines solchen *Eventplots* zeigt Abb. 5.1 ein Ereignis für den Reaktionskanal $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$, wobei die rekonstruierten Teilchensorten zur Veranschaulichung mit eingezeichnet sind.

Die Darstellung erfolgt als Parallelprojektion von der Ebene des Primärvertex (Target) aus gesehen in Strahlrichtung, wobei für jedes getroffene Detektorelement die Projektion der entsprechenden geometrischen Form (z.B. archimedische Spiralen bei gewundenen Quirl- und Ringsegmenten) auf eine Ebene senkrecht zur Strahlachse gezeichnet wird. Dabei werden für die einzelnen Detektorelemente nur die Mittelebenen projiziert, insbesondere ist für die Kalorimeterelemente die Darstellung im Eventplot nicht räumlich. Für jede rekonstruierte Spur liegen die zugehörigen Treffer in den einzelnen Detektorelementen im Eventplot hintereinander mit dem Kreuzungspunkt mit der Spurgeraden als gemeinsamem Schnittpunkt. Die

²Physics Analysis Workstation

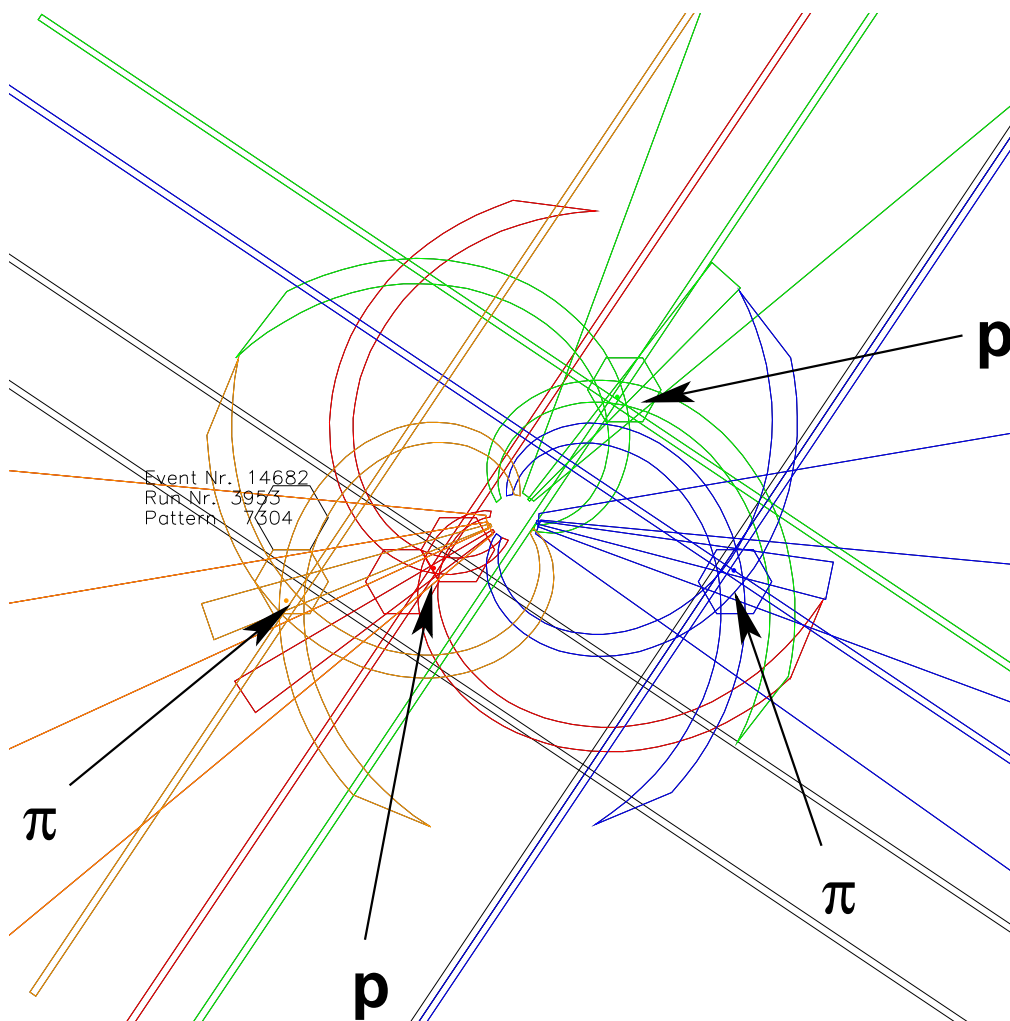


Abbildung 5.1: Beispiel für die Darstellung eines Einzelereignisses (Eventplot) durch das Analyseprogramm. Das Ereignis entspricht dem Reaktionskanal $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei einem Strahlimpuls von $1.4 \text{ GeV}/c$ (entsprechend $T_p = 747 \text{ MeV}$), bei dem alle vier Teilchen einen Treffer im Kalorimeter verursachen. Detektortreffer, die bei der Spurrekonstruktion jeweils einer Spur zugeordnet werden, werden in gleicher Farbe dargestellt.

zu einer rekonstruierten Spur gehörenden Detektorelemente werden in einer einheitlichen Farbe dargestellt, was die Übersichtlichkeit der Eventplots, insbesondere für mehrere Spuren, stark verbessert.

Durch die Projektion entsprechen die Größenverhältnisse zwischen den einzelnen Detektorsegmenten nicht der Realität: Detektorelemente nahe zum Target (Startorten, Faserhodoskop) erscheinen in der Darstellung größer als weiter entfernte Elemente (Quirl, Kalorimeter).

In Abb. 5.1 erkennt man sehr schön für alle vier Spuren die gewundenen und geraden Elemente des Quirls und die hexagonalen Flächen der Kalorimerelemente. Die einzelnen Startortenelemente sind aufgrund der in diesem Eventplot gewählten Vergrößerung (die variiert werden kann) nicht vollständig dargestellt.

Die Eventplots sind vor allem wichtig für die Entwicklung der verschiedenen Al-

gorithmen für die Analyse, da sie zum Auffinden von systematischen Strukturen in den einzelnen Ereignissen von Interesse dienen und so eine Automatisierung in der Erkennung der Ereignisse möglich machen. Des weiteren dienen die Eventplots der Fehlersuche und der stichprobenweisen Kontrolle von Einzelereignissen. Aufgrund der riesigen Anzahl von Ereignissen, die bei jeder Messung anfallen, spielen die Eventplots in der endgültigen Analyse dann nur noch eine untergeordnete Rolle.

5.1.4 Verwendung des Eventgenerators für die Analyse

Wie am Ende von Kap. 4.2.5 kurz dargelegt, ist der dort beschriebene Eventgenerator [Pät02] für die Monte-Carlo-Simulationen auch ein wichtiges Werkzeug bei der Datenanalyse, da er neben der Erzeugung von Teilchen, deren Vierervektoren in eine Ausgabedatei geschrieben werden, auch in der Lage ist, solche Dateien als Eingabe zu verarbeiten. Diese Eingabedateien werden vom Analyseprogramm geschrieben und enthalten die Vierervektoren und Teilchensorten der rekonstruierten Teilchen der betrachteten Reaktion.

Das folgende Beispiel zeigt die Struktur dieser Dateien: in der ersten Zeile (Header) steht u. a. die Eventnummer, sowie weitere Informationen, die allerdings irrelevant sind, da sie vom Eventgenerator nicht ausgewertet werden. Dann folgen (in diesem Beispiel für die Zwei-Pion-Produktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$) die vier durchnummerierten Teilchenarten, mit den drei Impulskomponenten p_x , p_y und p_z (in Einheiten von GeV). Die letzte Zahl gibt die codierte Teilchensorte an, wobei die Nummern denen im Simulationspaket GEANT3 entsprechen („14“ steht für Protonen, „8“ für π^+ , „9“ für ein π^-).

	3	400	4	1.4	1.000e+00
1	-0.02994	0.1276	0.59	14	
2	0.005269	-0.1778	0.5357	14	
3	0.003427	0.05565	0.2077	8	
4	0.02125	-0.00543	0.06654	9	
	4	400	4	1.4	1.000e+00
1	0.2037	-0.09191	0.6325	14	
2	-0.1986	0.0938	0.5504	14	
3	0.03214	0.001768	0.1107	8	
4	-0.0372	-0.00365	0.1064	9	
	⋮	⋮	⋮	⋮	

Der Vorteil dieser Vorgehensweise liegt darin, dass die gleichen Histogramme, die vom Eventgenerator für die generierten Ereignisse erzeugt werden, auch für vom Analyseprogramm verarbeitete Daten angelegt und gefüllt werden. Dies erlaubt den direkten Vergleich der Daten aus der puren Ereignisgeneration mit den vom Analyseprogramm verarbeiteten simulierten und experimentellen Daten. Auf diesen Aspekt wird im Rahmen der Effizienz- und Akzeptanzkorrektur in Kap. 5.8 noch genauer eingegangen.

Der Eventgenerator gehört nicht zum TOF-Analyseprogramm `tof++`, sondern zum Analysepaket für das PROMICE/WASA-Experiment. Der Eventgenerator wird für das TOF-Experiment bisher nur für die Simulation und Analyse der Zwei-Pion-Produktion angewandt, eine Verallgemeinerung für andere Reaktionskanäle ist aber mit relativ geringem Aufwand möglich.

5.1.5 Allgemeines Schema für Analyse und Simulation

Abb. 5.2 zeigt zusammenfassend ein Flussdiagramm mit den verschiedenen Phasen, die bei der Verarbeitung von experimentell gewonnenen und simulierten Daten durchlaufen werden.

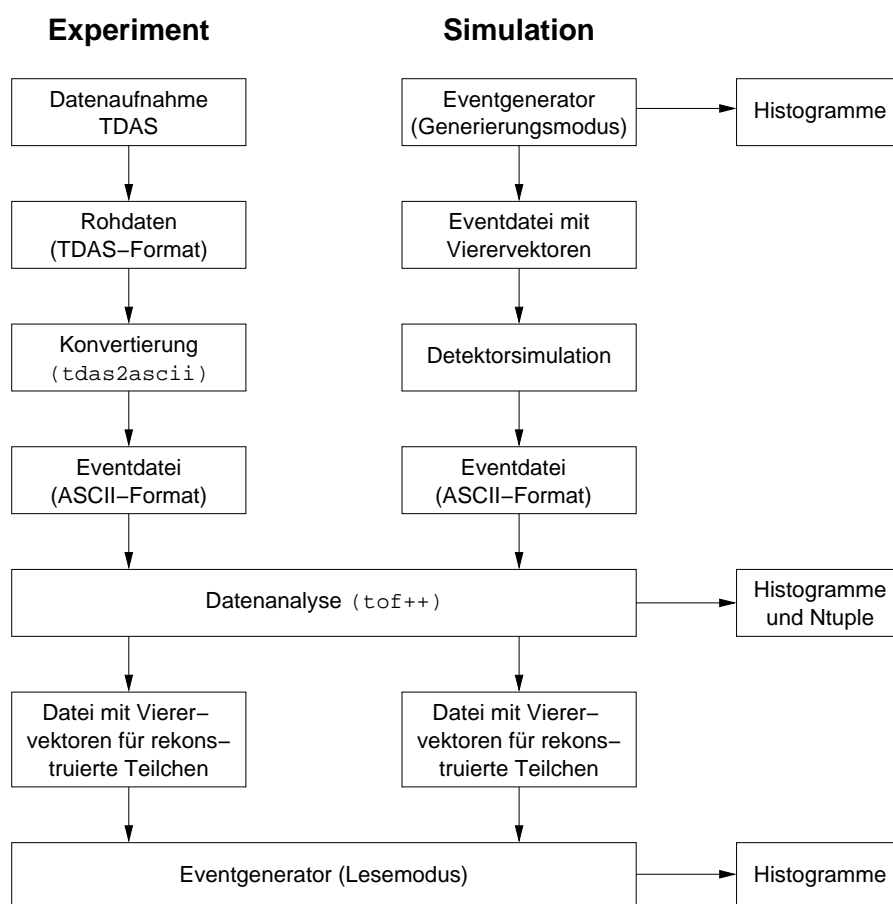


Abbildung 5.2: Flussdiagramm zur Veranschaulichung der aufeinanderfolgenden Phasen bei der Datenanalyse und Simulation. Die im Laufe der Analyse erzeugten Histogramme entsprechen dem jeweiligen Analysestadium, insbesondere werden vom Analyseprogramm `tof++` und vom Eventgenerator unterschiedliche Histogramme erzeugt.

5.2 Kalibrierung der experimentellen Daten

Für die einzelnen Detektorelemente werden während der Messung Zeitinformationen als TDC-Werte und Energieverlustinformationen als QDC-Werte registriert³. Diese rohen TDC- und QDC-Daten müssen zunächst kalibriert werden, damit die physikalisch relevanten Zeit- und Energieinformationen extrahiert werden können. Im folgenden werden die einzelnen Schritte, die bei der Kalibration durchlaufen werden, beschrieben. Für verschiedene Stufen der Kalibrierung werden bereits die Ergebnisse der geometrischen Spurrekonstruktion benötigt, die dann im folgenden Kap. 5.3 beschrieben wird. Weitere Informationen über die verschiedenen Kalibrationsschritte finden sich z.B. in [Hes00].

5.2.1 Pedestalkorrektur

Ein QDC misst die Ladung eines Detektorsignals (z.B. von einem Photomultiplier), indem dieses während eines gleichzeitig anliegenden *Gate*-Signals am Gate-Eingang des QDCs aufintegriert wird. Selbst wenn das entsprechende Detektorelement nicht von einem Teilchen getroffen wird und damit kein Licht auf den Photomultiplier fällt, wird nach einem Triggersignal am QDC ein endliches (von Null verschiedenes) Signal registriert, der sogenannte *pedestal*. Die Ursachen hierfür sind u. a. thermische Emission von Photoelektronen bzw. Sekundärelektronen im Photomultiplier, Rauschen in der Elektronik der Spannungsversorgung des Photomultipliers oder influenzierte Ladungen auf Kabeln oder Verstärkern.

Die Pedestalwerte sind in der Regel sehr stabil und folgen einer Gauß-Verteilung mit sehr geringer Breite. Während spezieller Pedestal-Runs, die z.B. ohne Protonenstrahl aufgenommen werden, werden die Pedestal-Spektren für jedes einzelne Detektorelement aufgenommen, die Mittelwerte des zugehörigen Gauß-Fits stellen die eigentlichen Nullpunkte der QDC-Skala dar und müssen später von jedem aufgenommenen QDC-Wert subtrahiert werden.

5.2.2 Linearität der TDC's

Die für das Flugzeitspektrometer verwendeten TDCs (PHILLIPS 10C2) besitzen laut Spezifikation eine Auflösung von 100 ps pro Kanal. Um die tatsächliche Kanalbreite zu bestimmen, wird am Ende jeder Strahlzeit eine spezielle TDC-Kalibrationsmessung durchgeführt. Hierfür werden die Signale eines Zeitkalibrators (ORTEC 462) auf jeden TDC-Kanal gegeben. Der Zeitkalibrator gibt äquidistante Signale mit einem jeweiligen Abstand von $\Delta t = 10$ ns, so dass sich in jedem TDC-Spektrum Linien mit einem Sollabstand von 100 Kanälen ergeben. Für jedes TDC-Spektrum wird nun der Mittelwert der Abstände zwischen benachbarten Linien ermittelt und durch den Sollabstand (100 Kanäle) dividiert. Der so erhaltene Korrekturfaktor ($CTDC_{\text{factor}}$) wird später auf jeden entsprechenden TDC-Wert aufmultipliziert.

³Für das große Faserhodoskop werden keine TDC-Werte aufgenommen.

5.2.3 Walkkorrektur

Für das Flugzeitspektrometer soll die Messung der Zeitdifferenzen zwischen den Startortenelementen und den Elementen des Zentral- und Ringhodoskops möglichst präzise erfolgen. Allerdings wird die Diskriminierung der analogen Signale vom Photomultiplier für diese Detektorelemente mittels *Leading-Edge*-Diskriminatoren durchgeführt, bei denen die Triggerung der logischen Signale bei einer konstanten Schwelle erfolgt. Dies führt zu einer Abhängigkeit der Schaltzeit des Diskriminators von der Signalamplitude des anliegenden Photomultipliersignals; der entsprechende zeitliche Versatz wird als „walk“ bezeichnet. Er lässt sich z.B. durch den Einsatz von *Constant-Fraction*-Diskriminatoren, wie sie für die Kalorimeter-TDCs verwendet werden, vermeiden (mehr hierzu z.B. in [Leo94]).

Der Effekt kann beim TOF-Spektrometer zu Abweichungen von bis zu 3 ns führen [Hes00], so dass eine Korrektur erforderlich ist. Hierfür dient das für TOF entwickelte Laser-Kalibrierungssystem [Her93], mit dem im Anschluss an die Strahlzeiten Kalibrierungsmessungen durchgeführt werden. Hierbei werden von einem UV-Laser erzeugte Lichtsignale über dünne Quarzlichtfasern direkt auf die Szintillatorelemente vom Quirl- und Ringhodoskop gegeben und die entsprechenden TDC- und QDC-Werte registriert. Ein Referenzsignal wird vom UV-Laser direkt über einen *Constant-Fraction*-Diskriminator (und damit weitestgehend frei vom walk-Effekt) zur Triggerlogik gebracht und dient zur Erzeugung der QDC-Gates und der Common-Stopp-Signale für die TDCs. Mittels eines Systems von mehreren optischen Abschwächern, die direkt in den Strahlengang des Lasers eingebracht werden, wird der gesamte dynamische Bereich der QDCs durchlaufen und somit das TDC-Signal in Abhängigkeit von der QDC-Amplitude aufgenommen.

Abb. 5.3 zeigt den charakteristischen Verlauf der TDC(QDC)-Kurve für zwei ausgewählte Kanäle des Quirlhodoskops. An diese Verteilung wird eine Korrekturfunktion mit drei Parametern a , b und c der folgenden Form angepasst [Mar02]:

$$CTDC_{\text{walk}}(QDC) = a + \frac{b}{QDC + c} \quad (5.1)$$

Die so ermittelten Parameter werden anschließend zur Korrektur der gemessenen TDC-Werte anhand der Beziehung $TDC_{\text{corr}} = TDC_{\text{meas}} - CTDC_{\text{walk}}(QDC)$ verwendet.

Das Laserkalibrierungssystem ist nur an die beiden Stoppodoskope angeschlossen, nicht jedoch an die Elemente der beiden Startorten⁴, so dass eine Walk-Korrektur für diese auf diesem Wege nicht möglich ist. Mit einem in der Erlanger Arbeitsgruppe entwickelten Verfahren [Fri01] wird eine Walk-Korrektur mit normalen Strahldaten (Ereignisse mit einer Spur unter kleinen polaren Winkeln) durchgeführt. Die Relevanz und das Ergebnis dieser Korrektur für die Startorten kann erst im Rahmen der Absolutkalibrierung der Flugzeit (Kap. 5.2.6.2) verifiziert

⁴Für die Zuleitung der Quarzfasern sind die entsprechenden Durchführungen durch den zugehörigen Flansch nicht vorhanden, da ein Anschluss des Erlanger Startdetektorsystems an das Lasersystem nicht vorgesehen ist. An den Rossendorfer Startdetektor (vgl. Kap. 3.2) kann das Lasersystem jedoch angeschlossen werden.

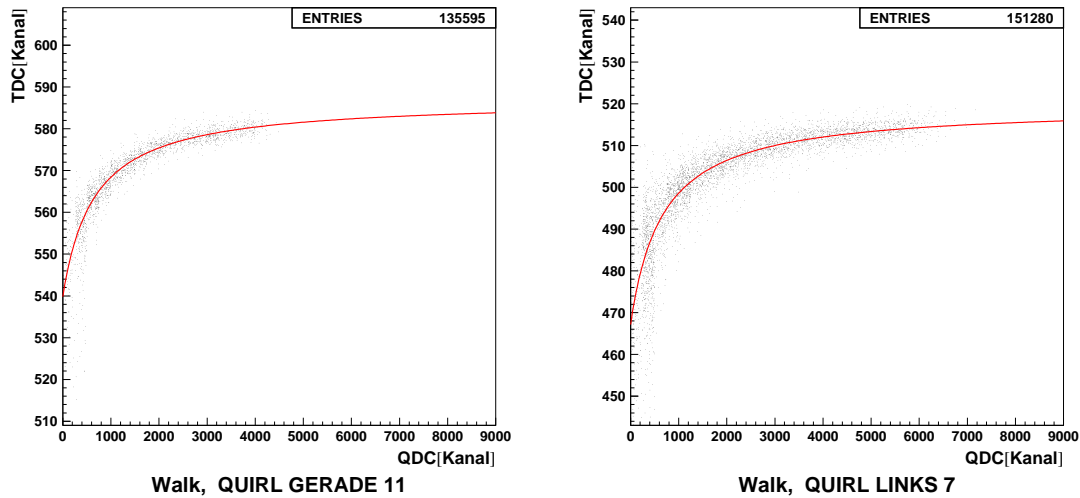


Abbildung 5.3: Zweidimensionale Histogramme zur Darstellung der Walkkorrektur, die die charakteristische Abhängigkeit der TDC-Werte von den QDC-Werten für zwei ausgewählte Quirl-Kanäle zeigen. An diesen Verlauf wird eine Kurve der Funktion 5.1 angepasst, die ebenfalls eingezeichnet ist.

werden, es soll aber hier bereits vorweg genommen werden, dass die Durchführung der Korrektur keine Auswirkung auf das Endergebnis hat. Aus diesem Grunde wurde auf eine Walk-Korrektur der Starttorten verzichtet.

5.2.4 Korrekturen durch Kalorimeter-Lichtpulser

Mit dem in Kap. 3.4.4 beschriebenen Lichtpulsersystem wurden kurze und stabile Lichtpulse in die Kalorimetermodule eingekoppelt und mit den Photomultipliern registriert, um so deren Verstärkung zu überwachen. Abb. 5.4 zeigt für diese Pulser-Ereignisse den zeitlichen Verlauf der jeweiligen Einträge im QDC-Spektrum für willkürlich ausgewählte Kalorimetermodule. Für diese Spektren wurden nur die Pulser-Ereignisse aussortiert, tatsächlich wurden die Pulser-Signale nur während der Strahlpausen eingekoppelt, die in der Strahlzeit vom Juni 2000 etwa alle 20 s stattfanden und ca. 10 s dauerten. Die QDC-Einträge liegen stabil auf einer horizontalen Linie, so dass die Verstärkung der Photomultiplier ihrerseits stabil ist und nicht korrigiert werden muss.

5.2.5 Energiekalibrierung des Kalorimeters

Ein sehr wichtiger Kalibrierungsschritt stellt die Energiekalibrierung des Kalorimeters dar, die auch die Basis für die in Kap. 5.5 beschriebene Rekonstruktion der Gesamtenergie der Teilchen ist. Ziel ist es, Kalibrierungsfaktoren für die einzelnen Kalorimetersegmente zu bestimmen, mit denen eine direkte Umrechnung der QDC-Werte (von denen der Pedestalwert bereits abgezogen wurde, vgl. Kap. 5.2.1)

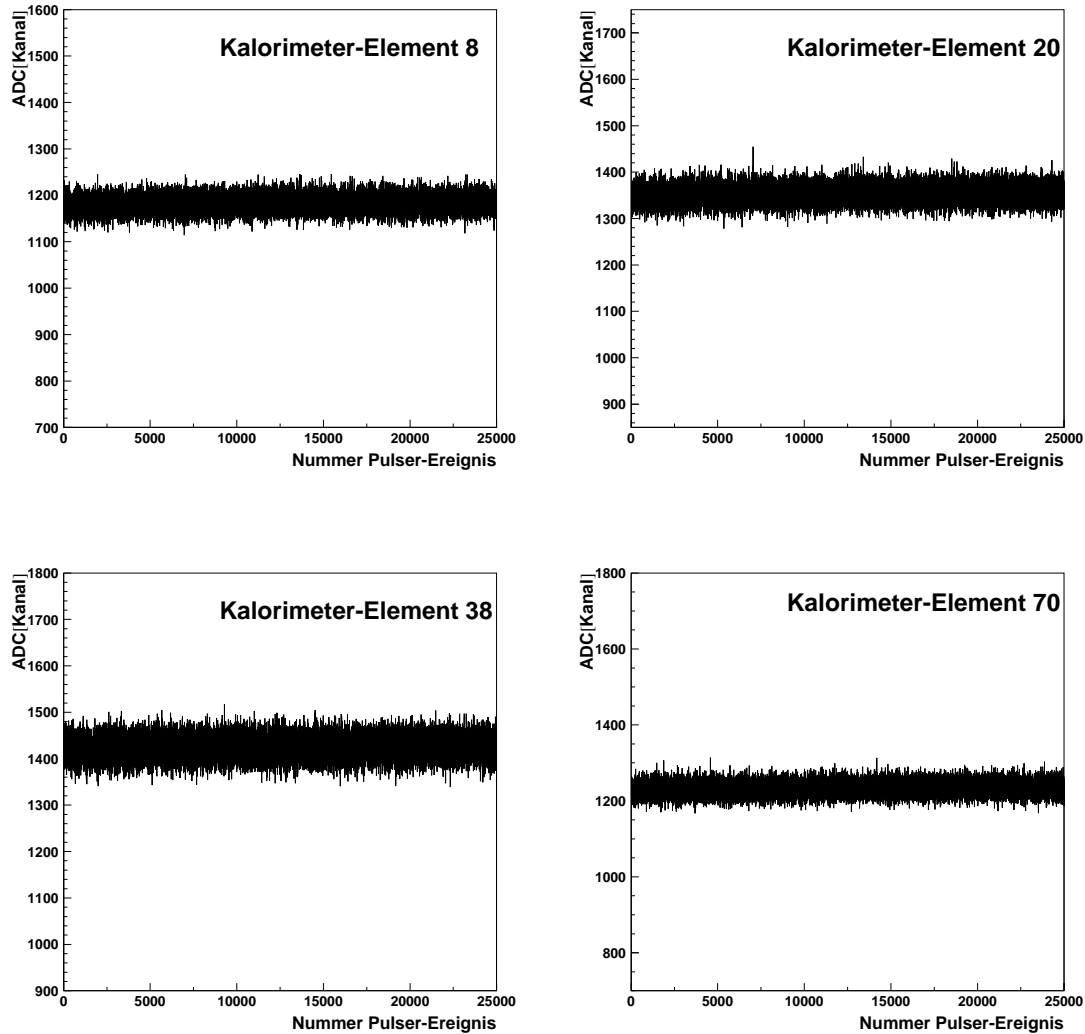


Abbildung 5.4: Mit dem Kalorimeter-Lichtpulsersystem aufgenommene QDC-Einträge (vertikale Achse) von vier willkürlich ausgewählten Kalorimetermodulen; auf der Abszisse ist die Nummer des Pulser-Ereignisses aufgetragen.

in Energiewerte erfolgen kann. Für die Kalibrierung gibt es zwei mögliche Ansätze, die anschließend näher beschrieben werden:

- Kalibrierung mit kosmischer Strahlung;
- Kalibrierung anhand von Zwei-Körper-Reaktionen mit bekannter Kinematik.

Es soll aber ausdrücklich darauf hingewiesen werden, dass für beide Arten der Kalibrierung zunächst nur der Energieverlust der Teilchen im Kalorimeter kalibriert wird. Die Korrektur von teilchenabhängigen Effekten (v. a. *quenching*, vgl. Kap. 4.2.2) erfolgt im Rahmen der Energierekonstruktion, für die auch eine Unterscheidung der Teilchensorten erforderlich ist.

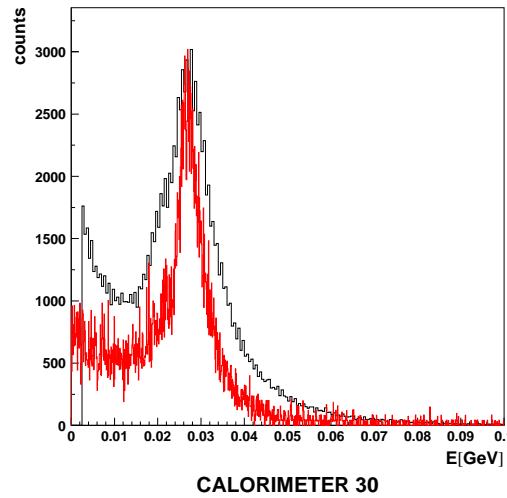


Abbildung 5.5: Vergleich der Energiespektren der kosmischen Strahlung für Experiment und Simulation für ein Kalorimetersegment nach der Kalibrierung; das experimentell gemessene Energiespektrum besitzt eine breitere Verteilung um den Mittelwert. Beide Kurven sind so aufeinander angepasst, dass die Höhe der Maxima übereinstimmen.

5.2.5.1 Kalibrierung mit kosmischer Strahlung

Hierfür werden für das Kalorimeter Daten für die kosmische Strahlung (der Trigger muss entsprechend angepasst werden) aufgenommen und mit Ergebnissen von Monte-Carlo-Simulationen für kosmische Strahlung (vgl. Kap. 4.2.1) verglichen. Für jedes Kalorimetersegment wird an die experimentell gewonnenen QDC-Histogramme eine Gauß-Kurve angepasst und so der Mittelwert (in Einheiten von QDC-Kanälen) bestimmt. Dieser wird dann durch den Mittelwert (in Energieeinheiten) für das entsprechende simulierte Energiespektrum dividiert, womit sich für jedes Element der Kalibrierungsfaktor in einfacher Weise ergibt.

Abb. 5.5 zeigt das Ergebnis der so durchgeführten Kalibrierung für einen Kalorimeterblock. Dargestellt sind das simulierte und das experimentell gemessene Energiespektrum in Einheiten von GeV, wobei die Verteilung für das experimentelle Spektrum aufgrund von Untergrundreaktionen breiter ist.

5.2.5.2 Kalibrierung mit Zwei-Körper-Reaktionen

In diesem Fall wird die Kalibrierung anhand von binären koplanaren⁵ Reaktionen durchgeführt, für die die Kinematik bereits vollständig bestimmt ist, wenn nur eine Variable, in den meisten Fällen der polare θ -Winkel der ersten rekonstruierten Spur, bestimmt ist. Alle anderen kinematischen Variablen können dann daraus berechnet werden. In Frage kommen für die Kalibrierung entweder die elastische Proton-Proton-Streuung oder die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$, die zunächst jeweils identifiziert werden müssen. Diese Identifikation der binären Reaktionen ist ausführlich in

⁵Koplanarität: $\Delta\phi = 180^\circ$

Anhang C.2 beschrieben. Das eigentliche Kalibrierungsverfahren soll hier nur kurz zusammengefasst werden, eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Wei02], in dieser Arbeit wurde die Kalibrierung für die Strahlenergie 400 MeV durchgeführt.

Für die identifizierten und kinematisch bestimmten Reaktionen wird für die verschiedenen Teilchensorten anhand der berechneten Teilchenenergie der theoretische Energieverlust im jeweils getroffenen Kalorimeterblock nach der Bethe-Bloch-Formel (vgl. Anhang B.1) berechnet und mit dem gemessenen QDC-Wert verglichen. Durch Division des QDC-Wertes mit dem theoretischen Energieverlust erhält man den entsprechenden Kalibrationsfaktor für jedes Kalorimetersegment.

Zur Kalibrierung wird nur jeweils eine Teilchensorte verwendet, d.h. entweder Protonen aus der elastischen Streuung oder Pionen aus der Deuteron-Pion-Reaktion. Deuteronen können in letzterem Fall nicht verwendet werden, da ihr maximaler θ -Winkel bei den betrachteten Strahlenergien wesentlich kleiner als der maximale Akzeptanzwinkel des Kalorimeters ist (siehe hierzu Abb. C.2 auf Seite 131), d.h. die äußeren Blöcke werden gar nicht von Deuteronen getroffen. Wird mit elastisch gestreuten Protonen kalibriert, können aus Akzeptanzgründen (wie in Anhang C.2 erläutert) die entsprechenden Ereignisse nicht aus Zwei-Spur-Ereignissen, sondern nur aus Ein-Spur-Ereignissen ausgewählt werden.

5.2.6 Zeitkalibrierung

Als nächster Schritt folgt die Kalibrierung der Zeitinformationen, bei der aus den rohen TDC-Daten die tatsächlichen Zeitdifferenzen zwischen den Start- und Stoppdetektorelementen erschlossen werden. Die Zeitkalibrierung gliedert sich in zwei Phasen: zunächst werden die Zeiten der drei Lagen des Zentral- bzw. Ringhodoskops jeweils aufeinander abgeglichen, anschließend erfolgt die Kalibrierung der absoluten Flugzeit zwischen den Startorten und den beiden Stopphodoskopen.

5.2.6.1 Zeitkalibrierung für Zentral- und Ringhodoskop

In diesem ersten Zeitkalibrierungsschritt⁶ werden jeweils die drei Lagen der beiden Hodoskope zeitlich aufeinander abgeglichen. Als Grundlage dient die Annahme, dass der beim Durchtritt eines Teilchens im Szintillator erzeugte Lichtblitz für alle drei Lagen gleichzeitig erfolgt, d.h. die Laufzeitunterschiede zwischen den Lagen werden vernachlässigt.

Für diese interne Kalibrierung können alle Rohdaten verwendet werden, da die einzige Forderung dabei ist, dass ein Pixel-Element der Stopphodoskope durch das Teilchen getroffen wurde. Ein solches Pixel wird definiert durch die geometrische Position der drei zugehörigen Detektorsegmente in jeder Ebene des Quirl- bzw. Ringhodoskops (siehe Kap. 3.3.1).

Ziel der Kalibrierung ist es, für jedes Detektorelement der drei Lagen einen TDC-*offset*-Wert ($CTDC_{\text{offset}}$) zu finden, mit dem der gemessene TDC-Wert so verschoben wird, dass obige Gleichzeitigkeitsbedingung erfüllt ist, d.h. die zu einem

⁶Im TOF-Jargon wird hier häufig von der „internen“ Kalibrierung gesprochen.

Pixel gehörenden drei TDC-Werte besitzen dann den gleichen Wert. Die offset-Werte korrigieren Laufzeitunterschiede der Photomultiplier-Signale der entsprechenden Detektorelemente in der Elektronik (z.B. unterschiedliche Kabellängen) sowie Abweichungen der Lichtlaufzeit im Szintillatormaterial [Hes00]. Da ein bestimmtes Element einer Lage allerdings viele Pixel mit entsprechenden Elementen der anderen beiden Lagen bildet, wird der offset-Wert für dieses bestimmte Element als Mittelwert für die einzelnen Pixel berechnet. Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens und der verwendeten Algorithmen wird gegeben in [Dah95] und [Nak97].

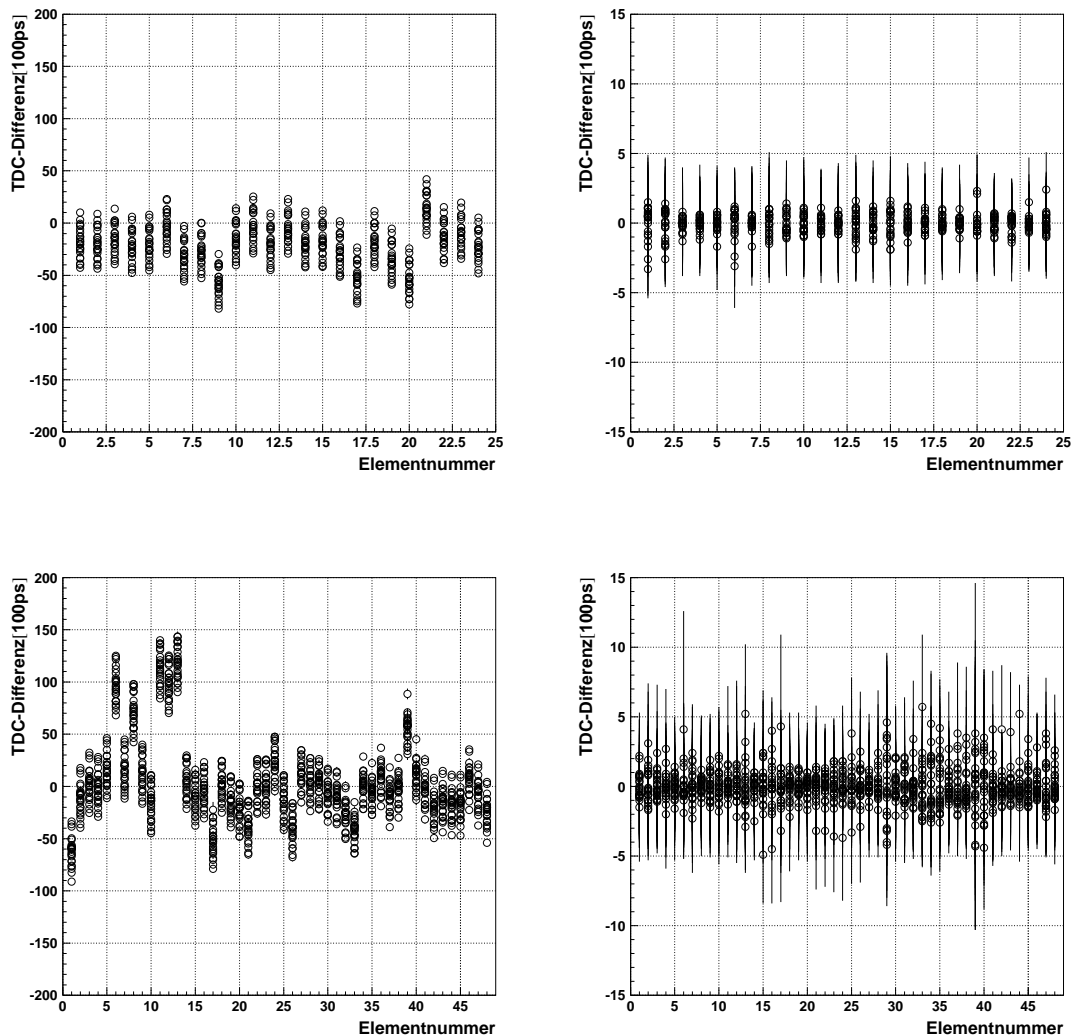


Abbildung 5.6: TDC-Kalibrierung für die gebogenen Segmente des Quirl- (oben) und Ringhodoskops (unten), nach dem ersten (links) und dem letzten (rechts) Kalibrierungsdurchlauf, man beachte die unterschiedliche vertikale Skala. Aufgetragen ist die zeitliche Differenz der 24 (bzw. 48) rechtsgewundenen Segmente (Elementnummer als Abszisse) gegenüber den 24 (bzw. 48) linksgewundenen Segmenten, die sich mit jeweils einem rechtsgewundenen Segment überlappen (dargestellt als Kreise in jeder Spalte).

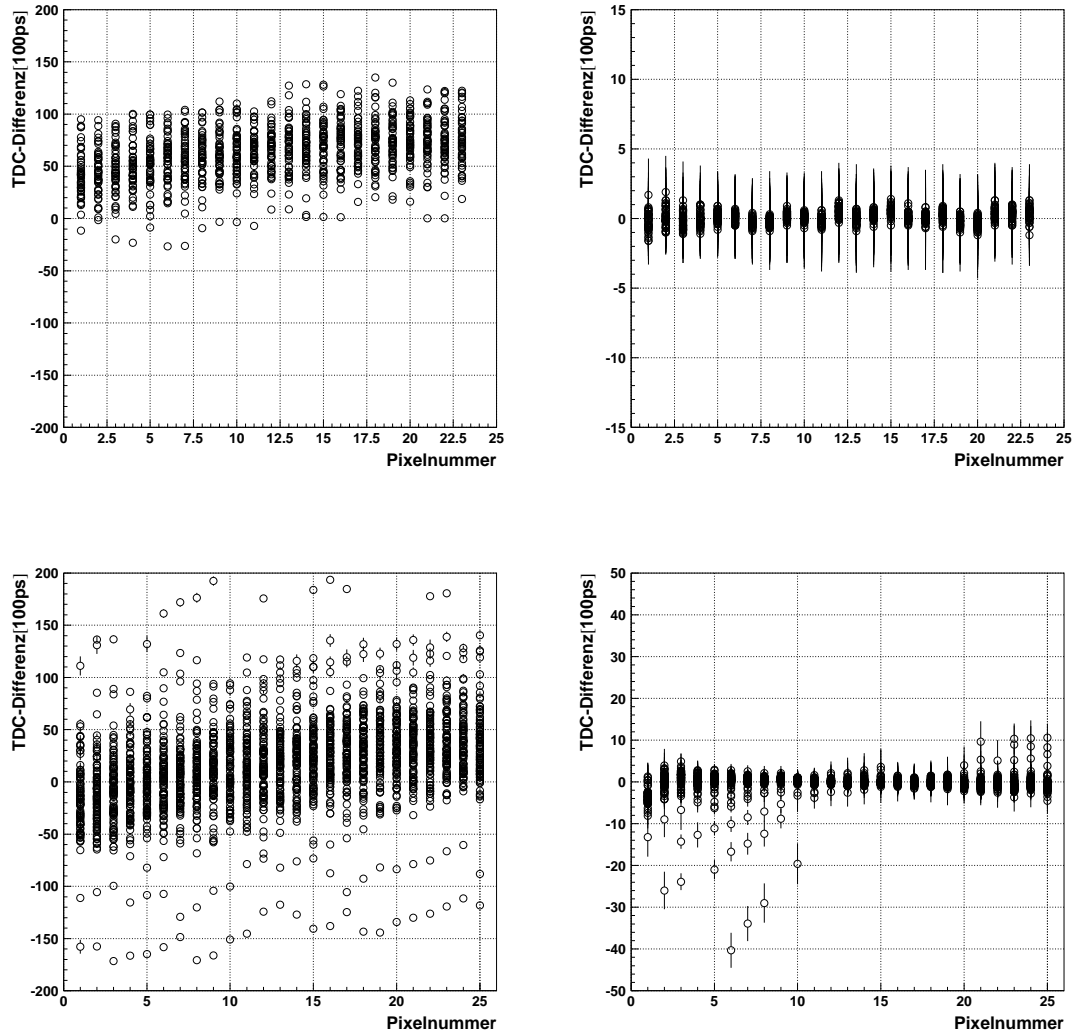


Abbildung 5.7: TDC-Kalibrierung für die geraden Quirl- (oben) und Ringsegmente (unten), wiederum nach dem ersten (links) und dem letzten (rechts) Kalibrierungsdurchlauf. Auf der Abszisse ist die Pixelnummer aufgetragen, die durch die Überlappung der links- und rechtsgewundenen Segmente definiert ist (s. Erläuterung im Text). Für das Ringhodoskop erkennt man einzelne gerade Elemente, für die die Kalibrierungsroutinen nicht so gut konvergieren.

Zunächst werden die Elemente der beiden gewundenen Lagen aufeinander kalibriert, indem die Zeitdifferenzen $TDC_{\text{links}} - TDC_{\text{rechts}}$ auf Null geschoben werden. Die offset-Werte werden in einem iterativen Verfahren bestimmt, das schnell konvergiert, so dass nur wenige Durchläufe nötig sind. Das Ergebnis der Kalibrierung für die gebogenen Elemente des Quirl- und Ringhodoskops veranschaulicht Abb. 5.6.

Danach wird die zeitliche Abweichung der geraden Segmente zum Mittelwert der (kalibrierten) gewundenen Segmente ($TDC_{\text{gerade}} - \frac{TDC_{\text{links}} + TDC_{\text{rechts}}}{2}$) durch Ermitteln der offset-Werte für die geraden Elemente auf Null geschoben (Abb. 5.7). Die geraden Segmente werden dabei auf die radiale Pixelnummer bezogen, die durch

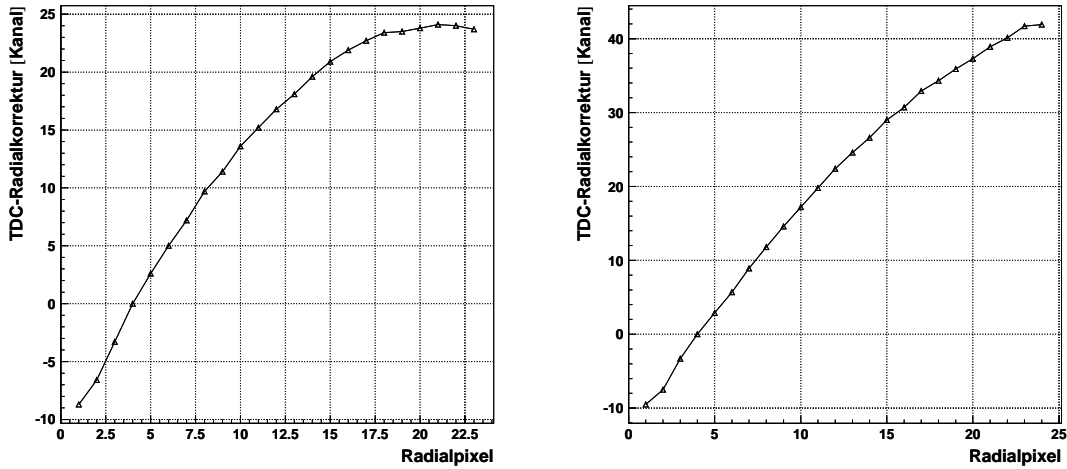


Abbildung 5.8: Verlauf der TDC-Radialkorrektur $CTDC_{\text{RadDiff}}(\theta)$ (in Einheiten von TDC-Kanälen, wobei die Kanalbreite 100 ps entspricht) für Quirl- (links) und Ringhodoskop (rechts) gegenüber der Pixelnummer.

die Überlappung der links- und rechtsgewundenen Elemente definiert ist⁷ (Abszisse in Abb. 5.7). Für das Quirlhodoskop ergeben sich so 24 radiale Pixel, für das Ringhodoskop entsprechend 25, wobei in beiden Fällen die Pixel von außen (größter θ -Winkel) nach innen aufsteigend gezählt werden.

Aus Symmetriegründen ist das Lichtsammelverhalten der links- und rechtsgewundenen Detektorsegmente identisch. Gegenüber den geraden Segmenten zeigt sich bei den gebogenen Elementen allerdings ein vom θ -Winkel abhängiges unterschiedliches Zeitverhalten, das bei der Zeitkalibrierung berücksichtigt werden muss. Dies geschieht in Form eines weiteren θ -abhängigen Korrekturparameters ($CTDC_{\text{RadDiff}}(\theta)$), der nur zu den TDC-Werten der gewundenen Elemente addiert wird und so deren Lichtlaufzeiten an das der geraden Elemente angleicht. Die Werte von $CTDC_{\text{RadDiff}}(\theta)$ sind für alle gebogenen Segmente einer Lage gleich, in der Analysesoftware werden solche Parameter als *global* bezeichnet (im Gegensatz zu *lokalen* Parametern, die individuell verschieden für jedes Detektorsegment sind). Der Verlauf dieses radialen Korrekturparameters für die beiden Stophodoskope ist in Abb. 5.8 gezeigt, nahe an der Spitze der Segmente (hohe Pixelnummern) führt das hochgradig parallelisierende Verhalten der archimedischen Spiralen zu einem Abflachen der Kurven [Hes00].

Die interne Zeitkalibrierung wird für die beiden Stophodoskope unabhängig voneinander durchgeführt, d.h. die erhaltenen Parameter gelten nur für die separaten Systeme Quirl und Ring. Für eine konsistente Zeitkalibrierung des Gesamtsystems müssen die Parameter dieser beiden Systeme miteinander verbunden werden, dies geschieht im Rahmen der Absolutzeitkalibrierung, die im folgenden beschrieben wird.

⁷Die Pixelnummer n_{Pixel} wird berechnet aus den Elementnummern des linksgewundenen Segments l und des rechtsgewundenen Segments r durch die Beziehung: $n_{\text{Pixel}} = l - r$ [Dah95].

5.2.6.2 Zeitkalibrierung für Starttorten (Absolutzeitkalibrierung)

Nach der internen Zeitkalibrierung für das Quirl- und Ringhodoskop wird die Absolutzeit zwischen den Starttorten und den Stoppdetektoren kalibriert. Als Messlatte für die Kalibrierung dienen wieder die Zwei-Körper-Reaktionen $pp \rightarrow pp_{el}$ (elastische pp -Streuung) und $pp \rightarrow d\pi^+$. Zur Kinematik dieser Reaktionen und ihrer Selektion aus den Daten sei wieder auf Anhang C.2 verwiesen.

Bei der Absolutzeitkalibration wird für die binären Reaktionen die zwischen den Start- und Stoppdetektoren gemessene Flugzeit

$$t_{\text{meas}} = TDC'_{\text{Stop}} - TDC'_{\text{Start}}$$

mit dem aus der bekannten Kinematik berechneten Erwartungswert t_{expect} verglichen. Ziel ist es, für die Starttorten wiederum TDC-offset-Werte so zu bestimmen, dass die Differenz zwischen gemessener und theoretischer Flugzeit für die binären Reaktionen Null wird, d.h.: $t_{\text{meas}} - t_{\text{expect}} = 0$.

Die absolute Zeitkalibrierung kann nicht für beide Stopphodoskope gleichzeitig durchgeführt werden, da die resultierenden Offset-Werte für die Starttorten nicht in sich konsistent wären, d.h. für eine Kalibrierung zwischen Starttorten und Quirl ergeben sich andere Offset-Werte als für die Kalibrierung zwischen Starttorten und Ring. Der Grund dafür liegt darin, dass die interne Zeitkalibrierung für die beiden Stopphodoskope unabhängig voneinander durchgeführt wird, eine Kalibrierung der beiden Systeme aufeinander liegt an dieser Stelle noch nicht vor. Darum muss die Absolutzeit in zwei Stufen kalibriert werden:

- zunächst wird die Zeit zwischen Starttorten und einem der Stopphodoskope (welches, kann frei gewählt werden) kalibriert und damit die Offset-Werte der Starttorten fixiert, gleichzeitig wird dabei eine zweite Radialkorrektur $CTDC'_{\text{Radial}}^{\text{Stopp1}}(\theta)$ für das hier gewählte Stopphodoskop durchgeführt;
- im zweiten Schritt wird die Zeit zwischen den Starttorten und dem zweiten Stopphodoskop bei fixierten Starttorten-Offsets kalibriert; als Korrekturparameter erhält man in diesem Schritt nur die Radialkorrektur $CTDC'_{\text{Radial}}^{\text{Stopp2}}(\theta)$ des zweiten Stopphodoskops. Dieser zweite radiale Korrekturparameter gibt gleichzeitig den zeitlichen Offset zwischen den Stopphodoskopen (über die Differenz $CTDC'_{\text{Radial}}^{\text{Stopp2}}(\theta) - CTDC'_{\text{Radial}}^{\text{Stopp1}}(\theta)$), stellt also die Verbindung der Zeitkalibrierung zwischen den beiden Stopphodoskopen her.

Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführte Absolutzeitkalibrierung wurden in der ersten Stufe die Starttorten-Offsets relativ zum Quirlhodoskop bestimmt. Für die Daten der Strahlzeit vom Juni 2000 sind Protonen aus der elastischen Streuung verwendet worden (die aus den in Anhang C.2 genannten Kinematikgründen nur als Ein-Spur-Ereignisse vorliegen), für die Daten vom Oktober 2000 wurde allerdings kein entsprechender 1-fach-Trigger aufgenommen (vgl. die Triggerbedingungen in Tab. 3.7 auf Seite 38), zur Kalibrierung mussten Pionen aus

der $d\pi^+$ -Reaktion verwendet werden. In der zweiten Stufe wurde dann das Ringhodoskop relativ zum Quirl und den Starttorten kalibriert, hierfür dienten elastisch gestreute Protonen aus Zwei-Spur-Ereignissen.

Die zweite Radialkorrektur $CTDC_{\text{Radial}}(\theta)$ bedarf noch einer Erklärung: sie korrigiert das radialabhängige Lichtsammelverhalten der beiden Stoppodoskope und wird auf die Elemente aller drei Lagen, auch der geraden Segmente, angewandt. Sie darf nicht verwechselt werden mit der bei der internen Kalibrierung der Stoppodoskope eingeführten ersten Radialkorrektur $CTDC_{\text{RadDiff}}(\theta)$, die den Unterschied im Lichtsammelverhalten zwischen gewundenen und geraden Detektorsegmenten ausgleicht. Die zweite Radialkorrektur muss in Verbindung mit einer in das Analyseprogramm eingebauten analytischen Radialkorrektur $C_{\text{Lichtweg}}(\theta)$ gesehen werden, bei der das Lichtsammelverhalten abhängig vom getroffenen Pixel analytisch korrigiert wird:

$$C_{\text{Lichtweg}}(\theta) = n_{\text{Pixel}} \cdot dR / c_{\text{Szintillator}}, \quad \text{mit } n_{\text{Pixel}} = l - r, \quad (5.2)$$

wobei l und r die Nummern des zu einem Pixel gehörenden links- bzw. rechtsgewundenen Segments sind, dR die radiale Länge jedes Pixelelements ist⁸ und $c_{\text{Szintillator}}$ die Lichtgeschwindigkeit im Szintillatormaterial darstellt. In diesem Sinne stellt $CTDC_{\text{Radial}}(\theta)$ eine nachträgliche (experimentelle) Korrektur des analytisch berechneten radialabhängigen Lichtsammelverhaltens dar. Die Korrekturparameter $CTDC_{\text{Radial}}(\theta)$ werden pixelweise bestimmt, d.h. es ergeben sich 24 Parameter für den Quirl und 25 für den Ringdetektor, wobei dieser Satz für alle Elemente des jeweiligen Stoppodoskops gleich ist.

Die Bestimmung der offset-Werte der Starttorten geschieht wie bei der internen Zeitkalibrierung in einem iterativen Verfahren, dass nach wenigen Durchläufen konvergiert. In Abb. 5.9 sind die Differenzen zwischen gemessener und theoretischer Flugzeit vor und nach der Kalibrierung jeweils für die zwölf Elemente der beiden Starttorten gezeigt.

Nach Abschluss der Absolutzeitkalibration kann nun auch die Flugzeitauflösung für die verwendete Version des Flugzeitspektrometers mittels elastisch gestreuter Protonen bestimmt werden. Abb. 5.10 zeigt die Differenz zwischen der gemessenen und aus der Kinematik berechneten theoretischen Flugzeit für den Reaktionskanal $pp \rightarrow pp_{el}$. Das Maximum der Verteilung liegt erwartungsgemäß bei $\Delta t = t_{\text{meas}} - t_{\text{expect}} = 0$, die Breite beträgt $\sigma = 2.78$ Kanäle, so dass sich eine Flugzeitauflösung von

$$\Delta(TOF)_{\sigma} = 278 \text{ ps} \quad \text{bzw.} \quad \Delta(TOF)_{\text{FWHM}} = 653 \text{ ps}$$

ergibt⁹.

⁸Eine Besonderheit der Geometrie mit archimedischen Spiralen besteht darin, dass dR unabhängig von der radialen Position des Pixels ist; für den Quirl ist $dR \approx 2.4$ cm, für das Ringhodoskop ist $dR \approx 4.0$ cm

⁹FWHM: Full Width at Half Maximum, wobei $\text{FWHM} \approx 2.35 \cdot \sigma$

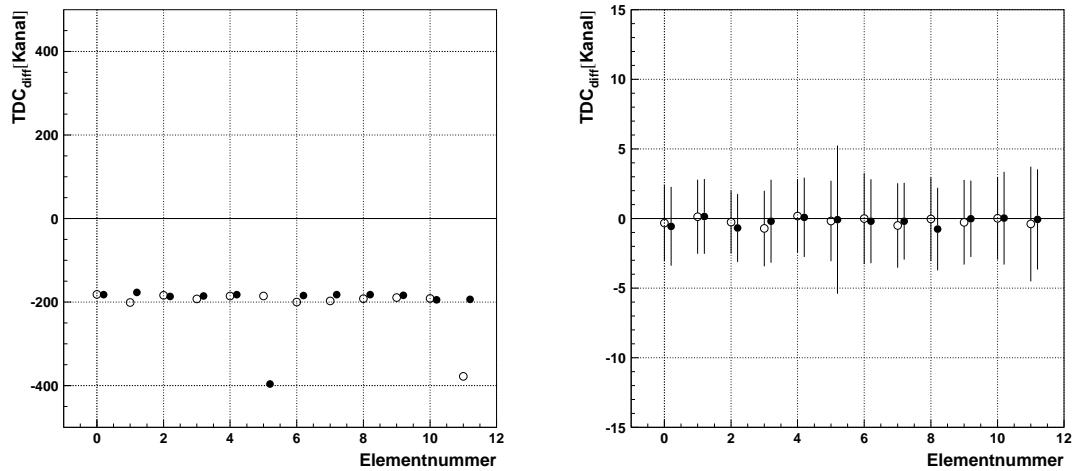


Abbildung 5.9: Ergebnis der Absolutzeitkalibrierung für die Starttorten; aufgetragen ist die Zeitdifferenz (in TDC-Kanälen zu jeweils 100 ps) zwischen gemessener und theoretischer Flugzeit vor (links) und nach (rechts) der Kalibrierung gegenüber den Nummern der Startortenelemente; man beachte die unterschiedlichen vertikale Skalen (offene Kreise (\circ): Torte A, volle Kreise (\bullet): Torte B).

An dieser Stelle soll noch eine Anmerkung zur Walk-Korrektur für die Starttorten gemacht werden, auf die am Ende von Kap. 5.2.3 bereits kurz eingegangen wurde. Bei einer effektiven Walk-Korrektur sollte sich eine verbesserte Flugzeitauflösung, d.h. schmalere Breite der Verteilung in Abb. 5.10 ergeben. Die Durchführung der Korrektur hatte allerdings keinerlei Auswirkungen auf die Breite, so dass auf die Walk-Korrektur der Starttorten verzichtet wurde.

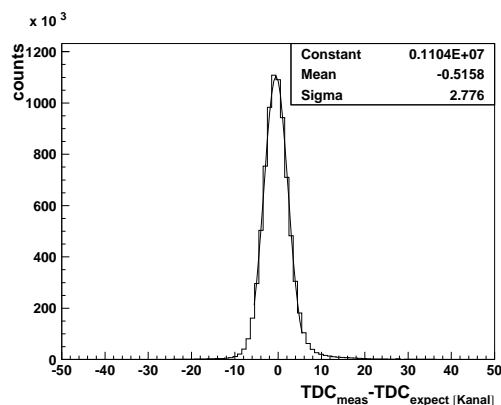


Abbildung 5.10: Differenz zwischen gemessener und theoretischer Flugzeit für elastisch gestreute Protonen zur Bestimmung der Flugzeitauflösung (TDC-Kanalbreite 100 ps).

5.2.6.3 Zusammenfassung Zeitkalibrierung

Hier soll noch einmal kurz die Korrektur der TDC-Rohdaten zusammengefasst werden, die aus den verschiedenen Stufen der TDC-Kalibrierung stammenden Kalibrationsparameter müssen natürlich bereits vorliegen.

1. Zunächst wird eine inhärente TDC-Korrektur für jedes Detektorsegment unter Verwendung der TDC-Linearitätskorrektur ($CTDC_{\text{factor}}$, Abschnitt 5.2.2) und (falls vorhanden) der Walkkorrektur ($CTDC_{\text{walk}}$, Abschnitt 5.2.3) durchgeführt:

$$TDC^* = [(TDC_{\text{measured}} \cdot CTDC_{\text{factor}}) - CTDC_{\text{offset}}] + CTDC_{\text{walk}}(QDC),$$

wobei nur für die Quirl- und Ringsegmente die Werte von $CTDC_{\text{walk}}(QDC)$ von Null verschieden sind.

2. Danach erfolgt für die Segmente des Quirl- und des Ringhodoskops noch eine ortsabhängige Korrektur der TDC-Werte, die auch die im letzten Abschnitt beschriebene θ -abhängige Radialkorrektur enthält. Für die geraden Segmente der Stophodoskope ergibt sich folgende Korrektur:

$$FTDC_{\text{gerade}} = TDC^* + CTDC_{\text{Radial}}(\theta) + C_{\text{Lichtweg}}(\theta),$$

während für die gewundenen Segmente die Korrektur die folgende Form hat:

$$FTDC_{\text{gewunden}} = TDC^* + CTDC_{\text{Radial}}(\theta) + CTDC_{\text{RadDiff}}(\theta) + C_{\text{Lichtweg}}(\theta).$$

$C_{\text{Lichtweg}}(\theta)$ ist die im vorigen Unterkapitel beschriebene, analytisch berechnete radiale Korrektur des Lichtsammelverhaltens der Segmente des Stophodoskops (vgl. Gleichung 5.2 auf Seite 67), das durch die Parameter $CTDC_{\text{Radial}}(\theta)$ nachträglich experimentell korrigiert wird. Durch $CTDC_{\text{RadDiff}}(\theta)$ wird das Lichtsammelverhalten der gewundenen Segmente an das der geraden angeglichen.

5.3 Spurrekonstruktion

Ein zentraler Gesichtspunkt der Datenanalyse ist die geometrische Rekonstruktion der Teilchenspuren aus sämtlichen Detektortreffern eines Ereignisses. Für die hier beschriebene Messung der Zwei-Pion-Produktion beschränkt sich diese Rekonstruktion auf Primärspuren, bei denen der Vertexpunkt im Target liegt. Die Rekonstruktion von Sekundärspuren, die z.B. durch den späteren Zerfall eines im Target entstandenen neutralen Teilchens entstehen, spielt hier keine Rolle, siehe hierzu [Hes00].

Um die Spurrekonstruktion durchführen zu können, müssen zunächst alle Detektorpixel eines Ereignisses, die durch Überlappung der jeweiligen Detektorelemente gebildet werden, berechnet werden. Die einzelnen Pixel werden dann als Stützstellen für die bei der Spurberechnung ermittelten Geraden verwendet.

5.3.1 Berechnung der Detektorpixel

Die Pixelberechnung wird für die hier zu Grunde liegende kurze Version des Flugzeitspektrometers nur für das (große) Faserhodoskop sowie das Quirl- und Ringhodoskop durchgeführt, wobei die Pixel aus den getroffenen Detektorelementen der jeweiligen Detektorebene berechnet werden. Hierbei wird gefordert, dass alle Lagen des Detektors angesprochen haben müssen, d.h. für Quirl und Ring drei Lagen und für das Faserhodoskop zwei Lagen.

Für die beiden Stoppodoskope besitzen die Pixel eine Dreiecksform (s. Kap. 3.3), bei der Pixelberechnung wird die Position des Schwerpunkts und die Ausrichtung dieser Dreiecke bestimmt. Beim Faserhodoskop werden entsprechend die quadratischen Pixelformen reproduziert.

5.3.2 Berechnung der Primärspuren

Zunächst wird für jedes gefundene Pixel in den beiden Stoppodoskopen eine Gerade vom Pixelschwerpunkt (d.h. dem Schwerpunkt des Dreiecks) zum Vertexpunkt (Targetmittelpunkt) gelegt. Diese Gerade stellt eine erste Annäherung an die tatsächliche Spurgerade dar.

Danach wird für alle weiteren getroffenen Detektorelemente geprüft, ob sie mit dieser Geraden einen Schnittpunkt besitzen oder sich in hinreichend kleinem Abstand von ihr befinden. Unter hinreichend kleinem Abstand versteht man einen Toleranzwert, der für jeden Detektor entsprechend dem geometrischen Aufbau seiner Detektorelemente bestimmt wird. Für die einzelnen Fasern des Faserhodoskops beispielsweise beträgt dieser Toleranzwert 2 mm, entspricht also der Breite einer Faser. Erfüllen die verschiedenen Detektorelemente diese Bedingung, werden sie der Spurhypothese hinzugefügt. Einer Spur können auf diese Weise bis zu elf Detektorelemente¹⁰ zugeordnet werden. Die Anzahl der Detektorelemente, die einer Spurhypothese zugerechnet werden, ist ein wichtiges Kriterium für deren Akzeptanz.

Nun wird für die Spurhypothese ein Spurfitt durchgeführt, bei der der Abstand zu den zugehörigen Detektorelementen minimiert wird (minimale quadratische Abweichung, [Hes00]). Hierdurch wird die geometrische Lage der ursprünglichen Geradenhypothese korrigiert, indem ein neuer Endpunkt im Pixel und ein neuer Vertexpunkt bestimmt wird. Dieser neue Vertexpunkt muss allerdings innerhalb des Targetvolumens liegen, ansonsten wird die Spur verworfen.

Die bei einem Ereignis gefundenen Spurhypothesen werden nach zwei Kriterien sortiert: nach der Anzahl N_{Det} der zur Spur gehörenden Detektorelemente sowie einem χ_{Spur}^2 -Wert aus dem Spurfitt. Anhand dieser Kriterien wird über die Akzeptanz der Spurhypothesen entschieden: es werden nur Spuren akzeptiert, für die gilt: $N_{\text{Det}} \geq 5$ und $\chi_{\text{Spur}}^2 < 1.5$. Die entsprechenden Werte wurden aus Monte-Carlo-Daten bestimmt.

¹⁰Jeweils zwei Starttorten- und Faserhodoskopelemente, drei Elemente der Stoppodoskope und maximal vier Kalorimetersegmente, wobei letztere Zahl nur relativ selten erreicht wird.

Die akzeptierten Spuren werden anschließend nach ansteigendem polaren θ -Winkel sortiert, d.h. die erste Spur besitzt immer den kleinsten θ -Winkel, usw.

Eine weitere Sortierung erfolgt nach Anzahl der rekonstruierten Spuren, wobei hier nur Ereignisse mit maximal vier Spuren berücksichtigt werden. Für die in dieser Weise sortierten Ereignisse (Ein-Spur-, Zwei-Spur-Ereignisse,...) werden jeweils eigene Ntuple gefüllt. Außerdem ist an dieser Stelle eine Reduktion der Daten gemäß der Anzahl der rekonstruierten Spuren möglich.

5.4 Teilchenidentifikation

Die Identifizierung und dadurch ermöglichte Separation der Teilchensorten wird erreicht durch die Kombination von zwei unabhängig voneinander bestimmten Messgrößen. Diese können z.B. der Energieverlust ΔE der Teilchen in einem dünnen Detektor (z.B. Quirlhodoskop) und die mit dem Kalorimeter gemessene Energie der Teilchen (abzüglich des Energieverlusts in davor liegenden Detektoren) sein. Voraussetzung hierfür ist natürlich, dass die Energie der Teilchen nicht zu hoch ist, damit sie noch im Kalorimeter gestoppt werden können.

Für das Flugzeitspektrometer werden zur Teilchenidentifizierung die aus der gemessenen Flugzeit berechnete Teilchengeschwindigkeit und die gemessene Kalorimeterenergie verwendet. Hierzu werden in einem zweidimensionalen *Scatterplot* die quadrierte inverse Teilchengeschwindigkeit ($1/\beta^2$) gegenüber der im Kalorimeter deponierten Energie E_{Kalo} aufgetragen. Die Größe $1/\beta^2$ ist nach der Bethe-Bloch-Formel (vgl. Anhang B.1) proportional zum Energieverlust ΔE der Teilchen im Quirlhodoskop, allerdings ist die Energieauflösung für den Quirl wesentlich schlechter als die Zeitauflösung. Durch die Wahl der Größe $1/\beta^2$ ist so ein direkter Vergleich der hier erhaltenen Teilchenidentifikation mit entsprechenden Ergebnissen vom PROMICE/WASA-Experiment, wo ein ΔE - E -Plot verwendet wurde, möglich.

Da zur Teilchenidentifizierung die Information des Kalorimeters nötig ist, bedeutet dies eine Beschränkung auf den maximalen Akzeptanzwinkel des Kalorimeters (etwa 28° , vgl. Tab. 3.6 auf Seite 35). Für Teilchen, die einen größeren Winkel besitzen (alle Teilchen, die das Ringhodoskop treffen), lässt sich keine Identifikation durchführen¹¹. Allerdings ist der vollständig nutzbare Bereich des Kalorimeters noch etwas kleiner, da Teilchen, deren Polarwinkel so groß sind, dass sie den Randbereich des Kalorimeters treffen, unter Umständen (abhängig von der Teilchenenergie) nicht ihre vollständige Energie im Kalorimeter deponieren. Dies ist für Winkel ab $\theta \approx 20^\circ$ der Fall, so dass für solche Teilchen die Energiemessung nicht mit dem Kalorimeter durchgeführt werden kann, vielmehr muss die Berechnung der Energie in diesem Fall anhand der gemessenen Flugzeit erfolgen. Auf diesen Sachverhalt wird in Abschnitt 5.7 anhand der Identifikation der Ereignisse der Zwei-Pion-Produktion noch näher eingegangen.

Zur Veranschaulichung der Teilchenidentifikation zeigt Abb. 5.11 zwei $1/\beta^2$ - E_{Kalo} -Plots für Ereignisse mit jeweils zwei rekonstruierten Spuren (von zwei gelade-

¹¹Für die Zwei-Pion-Produktion im hier betrachteten Energiebereich treffen nur die Pionen das Ringhodoskop, die Protonen landen nur innerhalb der Quirlakzeptanz.

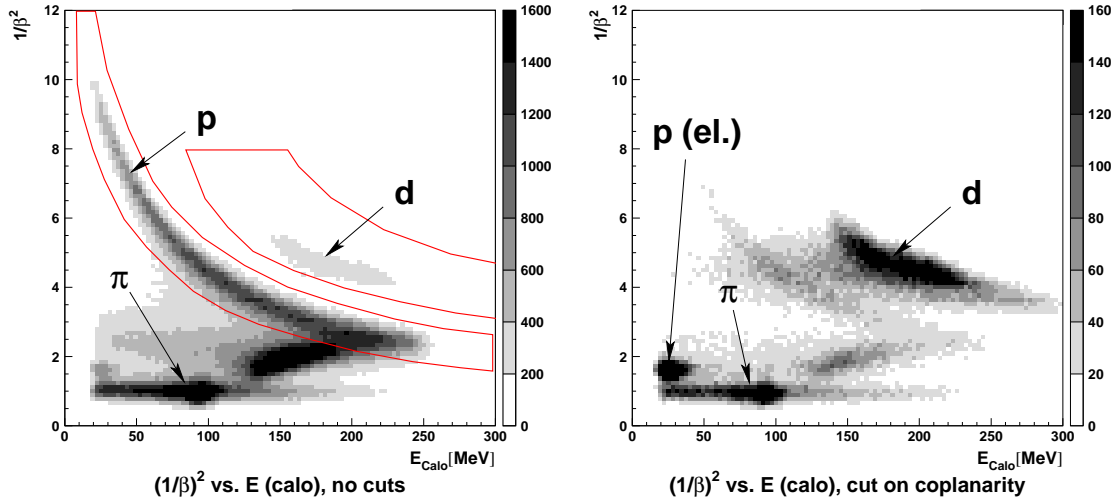


Abbildung 5.11: $1/\beta^2$ - E_{Kalo} -Plots für Zwei-Spur-Ereignisse (Strahlenergie 747 MeV) zur Veranschaulichung der Teilchenidentifikation. In den Bildern sind jeweils die Informationen von beiden Spuren enthalten. Im linken Bild sind keine Bedingungen gesetzt, rechts wurde auf koplanare Ereignisse (d.h. $\Delta\phi \approx 180^\circ$) geschnitten. Außerdem sind im linken Bild die Felder für die graphischen Schnitte zur Identifikation von Protonen und Deuteronen gezeigt. Weitere Erläuterungen im Text.

nen Teilchen), wobei mindestens eine der beiden Spuren das Kalorimeter getroffen haben muss. Im linken Bild sind keinerlei Bedingungen enthalten, man erkennt sehr schön das hyperbelförmige Protonenband, in dem die Einträge für im Kalorimeter gestoppte Protonen enthalten sind. Ab Energien von etwa 250 MeV werden die Protonen im Kalorimeter nicht mehr gestoppt, d.h. die Energiedeposition wird wieder kleiner, was sich am Zurückbiegen (*backbending*) des Protonenbandes erkennen lässt. Oberhalb des Protonenbands erkennt man das schwächere Deuteronenband mit Einträgen für Deuteronen aus der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$. Die zu dieser Reaktion gehörenden Einträge der Pionen erkennt man besser, wenn man auf koplanare Ereignisse ($\Delta\phi \approx 180^\circ$) schneidet (rechtes Bild in Abb. 5.11), sie liegen am Ende des Protonen-*Backbending*-Bereichs. Die Pioneneinträge der $d\pi^+$ -Reaktion liegen nicht auf einem vergleichbaren Band, da die Pionen bei der betrachteten Strahlenergie (747 MeV) eine so hohe Energie besitzen ($\beta \rightarrow 1$), dass sie nur einen Teil ihrer Energie im Kalorimeter deponieren.

Außerdem erkennt man im rechten Bild in Abb. 5.11 einen kleinen „Klecks“, der von Protonen aus der elastischen pp -Streuung stammt. Normalerweise tauchen bei dieser Strahlenergie die elastischen Ereignisse nicht in diesem Scatterplot für Zwei-Spur-Ereignisse auf, da die erste Spur (die den kleineren θ -Winkel besitzt) den Quirl und das Kalorimeter treffen muss und die zugehörige zweite Spur dann meistens außerhalb der Akzeptanz des Ring-Detektors liegt und von der Spurrekonstruktion nicht mehr erfasst werden kann (d.h. es werden keine zwei Spuren rekonstruiert). Liegt allerdings die erste Spur für elastische Ereignisse im äußeren Randbereich des Quirls und Kalorimeters, so liegt die zweite Spur gerade noch innerhalb der

Ringakzeptanz und es ergibt sich ein echtes Zwei-Spur-Ereignis. Durch den relativ grossen θ -Winkel der ersten Spur deponieren diese Protonen nur wenig Energie im Kalorimeter, so dass die Einträge im Scatterplot bei kleinen Energien liegen.

Anhand der Scatterplots können die Teilchensorten unterschieden werden, indem man graphische Schnitte (*cuts*) anwendet. Hierfür werden durch Polygonzüge begrenzte Felder im Scatterplot definiert, mit denen über die Teilchensorte entschieden wird: nur wenn der Eintrag innerhalb dieses Feldes liegt, gilt das Teilchen als identifiziert. In Abb. 5.11 sind diese Schnitte für die Identifikation von Protonen und Deuteronen eingezeichnet, wobei für Protonen der *Backbending*-Bereich ausgespart wird, da hier die Protonen nicht im Kalorimeter gestoppt werden. Die für die Rekonstruktion der Zwei-Pion-Produktion wichtige Identifikation der Pionen wird in Kap. 5.7 beschrieben.

5.5 Energierekonstruktion

Reaktionsteilchen, die im Kalorimeter gestoppt werden und dort ihre gesamte kinetische Energie deponieren, erleiden bereits Energieverluste beim Durchtritt durch die davor liegenden dünnen Detektoren. Um die gesamte kinetische Energie der Teilchen zu bestimmen, müsste also jeder dieser Detektoren einer Energiekalibrierung unterzogen werden, was aber aufwändig ist. Darum wird die in Kap. 4.2.3 beschriebene Methode der Energierekonstruktion unter Einbeziehung von Monte-Carlo-Simulationen angewandt; gleichzeitig wird dabei auch der dort beschriebene Quenching-Effekt korrigiert.

Zur Berechnung der gesamten kinetischen Energie des Teilchens wird die im Kalorimeter deponierte Energie E_{Kalo} mit der aus Monte-Carlo-Simulationen erhaltenen Korrekturfunktion $C(E_{\text{Kalo}})$ (Formel 4.2 auf Seite 46) multipliziert. Die Korrekturfunktion ist abhängig von der Teilchensorte, d.h. Voraussetzung für die Energierekonstruktion ist die im vorigen Abschnitt beschriebene Teilchenidentifikation.

5.6 Rekonstruktion der Geschwindigkeit

Auch die Rekonstruktion der wahren Teilchengeschwindigkeit β wird mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen analog dem in Kap. 4.2.4 beschriebenen Verfahren durchgeführt. Dabei wird der Tatsache Rechnung getragen, dass die Teilchen beim Durchgang durch die Detektoren des Startsystems bereits etwas Energie verlieren und damit die gemessene Geschwindigkeit etwas zu klein ist.

Auch hier wird eine teilchenabhängige Korrekturfunktion zu der aus der gemessenen Flugzeit bestimmten Geschwindigkeit multipliziert, um so die wahre Geschwindigkeit zu ermitteln. Wie in Kap. 4.2.4 beschrieben, wird die Korrektur außerdem abhängig von verschiedenen θ -Bereichen (mit $\Delta\theta = 10^\circ$) durchgeführt.

5.7 Identifikation von Ereignissen der Zwei-Pion-Produktion

Zur Untersuchung der geladenen Zwei-Pion-Produktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ müssen die zugehörigen Ereignisse zunächst eindeutig identifiziert werden. Dies geschieht in zwei Stufen: zuerst werden die zum Ereignis gehörenden Teilchen anhand ihrer Geschwindigkeit und ihrer im Kalorimeter deponierten Energie identifiziert und so eine Untermenge von möglichen $pp\pi^+\pi^-$ -Ereignissen herausgefiltert. Die endgültige Entscheidung, ob tatsächlich ein $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ -Produktions-Ereignis vorliegt, wird danach mittels eines kinematischen Fits getroffen.

Für die hier beschriebenen Messungen konnten die beiden Pionensorten aus experimentellen Gründen (noch) nicht unterschieden werden, darauf wird im Abschnitt 5.7.3 kurz eingegangen. Zum Abschluss sind im letzten Unterabschnitt die Rekonstruktionsbedingungen zur Identifikation der Zwei-Pion-Produktion noch einmal zusammenfassend aufgelistet.

5.7.1 Rekonstruktion möglicher $pp\pi^+\pi^-$ -Ereignisse

Bei den experimentellen Daten wird eine Vorselektion auf Ereignisse mit drei oder vier rekonstruierten Spuren im Flugzeitspektrometer durchgeführt, da für eine zweifelsfreie Rekonstruktion der Zwei-Pion-Produktion mindestens drei der Endzustandsteilchen identifiziert werden müssen (die Begründung wird im Verlauf dieses Abschnittes nachgeliefert).

Zur Rekonstruktion müssen zunächst die Teilchen analog dem in Kap. 5.4 beschriebenen Verfahren identifiziert werden. Etwas schwieriger gestaltet sich dabei die Identifikation der Pionen, die im $1/\beta^2-E_{\text{Kalo}}$ -Plot innerhalb eines eigenen Pionenbandes liegen. Der erwartete Verlauf dieses Pionenbandes unterhalb des Protonenbandes ist ersichtlich in Abb. 5.12, die diesen Plot für Monte-Carlo-Simulationen der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ zeigt. Dies liefert einen Anhaltspunkt, an welcher Stelle sich die Pionen bei den experimentell aufgenommenen Daten, bei denen noch andere Reaktionen als Untergrund vorhanden sind, befinden.

Abb. 5.13 zeigt für die experimentellen Drei- und Vier-Spur-Ereignisse den zugehörigen $1/\beta^2-E_{\text{Kalo}}$ -Plot. Neben dem Protonenband (samt *Backbending*-Bereich) erkennt man einen breiten Streifen (um $\beta \approx 1$), während ein Pionenband analog zu Abb. 5.12 nicht zu erkennen ist.

Es liegt offensichtlich eine gegenüber der Zwei-Pion-Produktion weit dominierende Untergrundreaktion vor, bei der mindestens drei geladene Teilchen erzeugt werden, darunter sehr schnelle mit Geschwindigkeiten von $\beta \approx 1$. Bei diesen schnellen geladenen Teilchen kann es sich nur um Elektronen handeln, die aus dem Zerfall des neutralen Pions π^0 stammen. Als Hauptquelle des Untergrunds kommt damit die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^0$ in Frage¹², wobei es zwei Möglichkeiten gibt:

¹²Die mittlere Lebensdauern des π^0 beträgt $\tau_{\pi^0} = 8.4 \cdot 10^{-17}$ s [PDG02], so dass der π^0 -Zerfall noch innerhalb des Targets stattfindet.

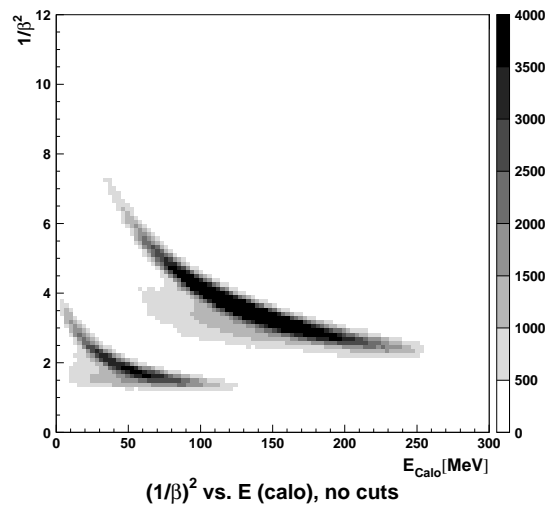


Abbildung 5.12: $1/\beta^2$ - E_{Kalo} -Plots für simulierte Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ mit dem erwarteten Verlauf der beiden Bänder für Protonen und Pionen. Für das Protonenband ist kein *backbending* zu beobachten, da die kinetischen Energien der bei der Simulation erzeugten Protonen nicht hoch genug sind.

- der normale Zerfall des Pions in zwei Photonen $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (Verzweigungsverhältnis 98.8% [PDG02]) und anschließende Konversion einer der γ 's in Detektormaterie in e^+e^- -Paare;
- der Dalitz-Zerfall des π^0 , bei dem Elektronen und Positronen direkt erzeugt werden: $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$ (Verzweigungsverhältnis 1.2%)

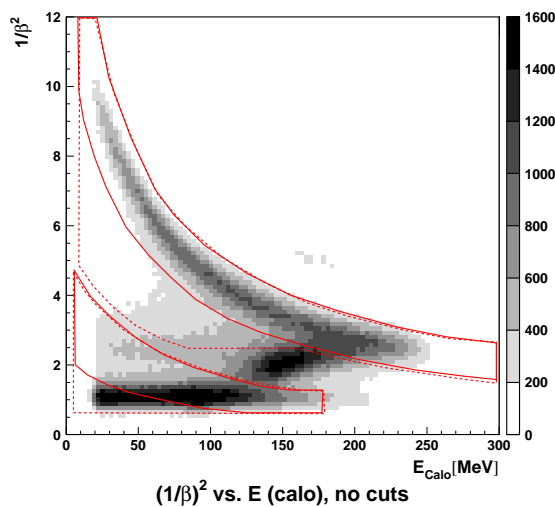


Abbildung 5.13: $1/\beta^2$ - E_{Kalo} -Plots für Drei- und Vier-Spur-Ereignisse; gezeigt sind auch die verschiedenen graphischen Schnitte zur Identifikation von Protonen und Pionen. Weitere Erläuterungen im Text.

Wird mindestens eines der so erzeugten Elektronen bzw. Positronen in Vorwärtsrichtung emittiert (wobei die beiden Protonen aus kinematischen Gründen ebenfalls nach vorne gehen), werden im Gesamtdetektor ebenfalls mindestens drei geladene Teilchen registriert und vom Trigger akzeptiert.

Von den zwei Möglichkeiten kommt vor allem der Dalitz-Zerfall in Frage, da hier alle geladenen Teilchen bereits im Target erzeugt werden. Trotz des geringen Verzweigungsverhältnisses von 1.2% ergibt eine einfache Abschätzung, dass auf ein echtes Ereignis der Zwei-Pion-Produktion etwa 50 Ereignisse des Dalitz-Zerfalles kommen: der totale Wirkungsquerschnitt der $pp\pi^0$ -Reaktion bei $T_p \approx 750$ MeV beträgt etwa 3.8 mb, so dass sich für den Dalitz-Zerfall etwa $46 \mu\text{b}$ ergibt gegenüber dem Wirkungsquerschnitt der Zwei-Pion-Produktion von etwa $1 \mu\text{b}$ [Pät02].

Zur Rekonstruktion der Zwei-Pion-Produktions-Ereignisse werden nun graphische Schnitte für Protonen und Pionen im $1/\beta^2 - E_{\text{Kalo}}$ -Plot angewandt (Abb. 5.13), wobei der Schnitt für die Pionen quasi „blind“ erfolgt und sich an den Monte-Carlo-Simulationen (Abb. 5.12) orientiert. Für Protonen und Pionen, die im Kalorimeter gestoppt werden und damit im $1/\beta^2 - E_{\text{Kalo}}$ -Plot einen Eintrag auf den entsprechenden Bändern erzeugen, kann die Teilchenart auf diese Weise identifiziert werden (graphische Schnitte mit durchgezogenen Linien in Abb. 5.13). In diesem Fall wird dann aus der im Kalorimeter deponierten Energie die tatsächliche kinetische Energie nach der in Kap. 5.5 beschriebenen Methode bestimmt. Teilchen mit größeren polaren Winkeln (ab $\theta \approx 20^\circ$) werden nicht in jedem Fall im Kalorimeter gestoppt, so dass die im Kalorimeter deponierte Energie kleiner wird. Um solche Teilchen trotzdem identifizieren zu können, wird für $\theta > 20^\circ$ ein zu kleineren Energien erweiterter graphischer Schnitt angewandt (gestrichelte Linie in Abb. 5.13). Für Teilchen, deren Einträge in diesem erweiterten Bereich liegen (aber nicht innerhalb des Bereichs für gestoppte Teilchen), kann die Energiemessung allerdings nicht mit dem Kalorimeter erfolgen; in diesem Fall wird die kinetische Energie aus der gemessenen Geschwindigkeit zwischen Starttorte und Quirlhodoskop berechnet. In Abb. 5.13 sind diese erweiterten graphischen Schnitte für das Protonen- und das Pionenband eingezeichnet, bei der Rekonstruktion der $pp\pi^+\pi^-$ -Ereignisse wird allerdings nur der erweiterte Schnitt bei den Protonen berücksichtigt, da es beim Pionenband zu einer immer noch zu hohen Kontamination mit Ereignissen mit Elektronen kommt.

Durch diese graphischen Schnitte werden die Elektronen aus dem Dalitz-Untergrund noch nicht ausgefiltert, dies kann erst über eine weitere Analyse der fehlenden Massen (*missing mass*¹³) der bei der Reaktion beteiligten Teilchen erfolgen. Eine allgemeine Darstellung und Berechnung von invarianten Massen und *missing masses* findet sich in Anhang B.2.

Zunächst wird die *missing mass* der beiden Protonen (MM_{pp}) betrachtet (vgl. Abb. 5.14), wobei die beiden Protonen über die entsprechenden graphischen Schnitte identifiziert sind. Für die Zwei-Pion-Produktion sollte MM_{pp} (die der invarianten Masse $M_{\pi^+\pi^-}$ der beiden Pionen entspricht) größer als die doppelte Pionenmasse sein, d.h. $MM_{pp} \geq 2 \cdot m_\pi \approx 280$ MeV. In Abb. 5.14 erkennt man demgegenüber den hohen Beitrag von Ereignissen nahe der Energie von 140 MeV, die auf den

¹³Der englische Ausdruck *missing mass* ist geläufiger und soll im folgenden verwendet werden.

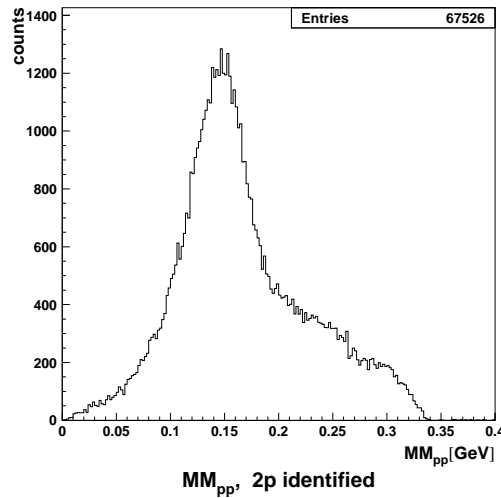


Abbildung 5.14: *Missing-mass*-Verteilung MM_{pp} der beiden identifizierten Protonen für Drei- und Vier-Spur-Ereignisse. Man erkennt den starken Beitrag von der Ein-Pion-Produktion mit anschließendem Dalitz-Zerfall des π^0 , das Maximum liegt im Bereich der π^0 -Masse; der Beitrag der Zwei-Pion-Produktion erzeugt im rechten Teil eine gut erkennbare Schulter.

Dalitz-Zerfall des π^0 zurückgehen.

Der hier eigentlich interessierende Anteil der Zwei-Pion-Produktion ist im rechten Teil des Spektrums als Schulter erkennbar. Um den Beitrag der Ein-Pion-Produktion auszublenden, wird für alle nachfolgenden Spektren ein Schnitt von

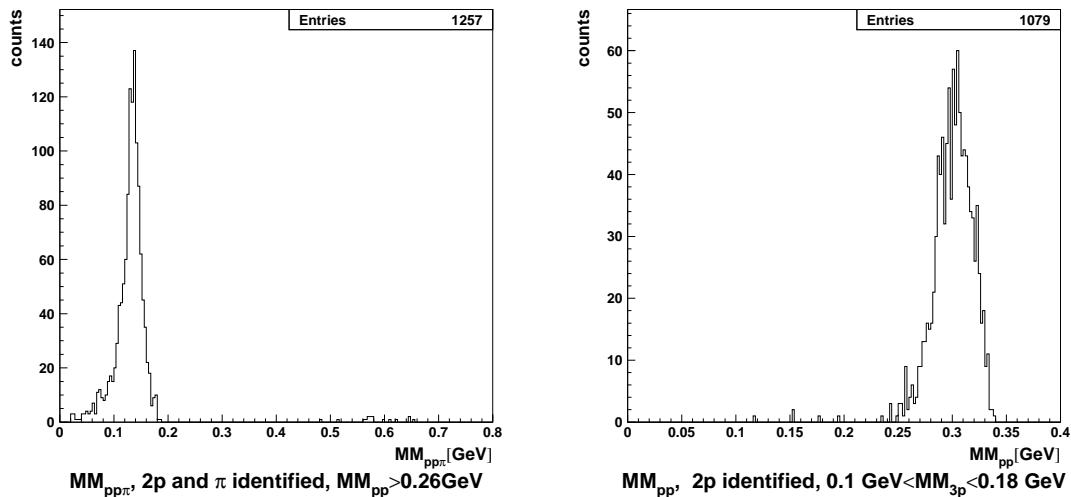


Abbildung 5.15: *Missing mass*-Verteilungen $MM_{pp\pi}$ (links) und MM_{pp} (rechts) mit verschiedenen Schnittbedingungen. Im linken Spektrum wurde ein Schnitt $MM_{pp} \geq 260$ MeV gesetzt, für das rechte Spektrum gilt $100 \text{ MeV} \leq MM_{pp\pi} \leq 180$ MeV. Weitere Erläuterungen im Text.

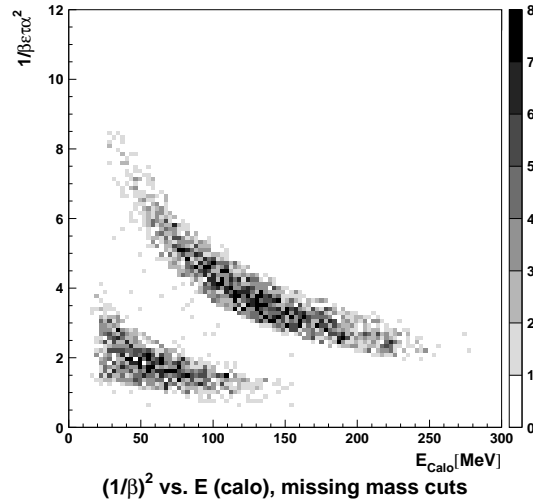


Abbildung 5.16: $1/\beta^2$ - E_{Kalo} -Plots mit den beiden Schnitten auf die *missing masses*: $MM_{pp} \geq 260$ MeV und $100 \text{ MeV} \leq MM_{pp\pi} \leq 180$ MeV. Das Pionenband ist nun gut erkennbar, in diesem Plot sind nun fast nur noch Einträge von den gesuchten Ereignissen der Zwei-Pion-Produktion enthalten; vgl. auch mit Abb. 5.12. Nicht angewendet wurden für dieses Bild die graphischen Schnitte zur Identifizierung von Protonen und Pionen (s. Abb. 5.13), daher gibt es auch Einträge außerhalb der Protonen und Pionenbänder.

$MM_{pp} \geq 260$ MeV angewandt.

Anschließend wird die *missing mass* der Protonen und eines Pions ($MM_{pp\pi}$) betrachtet, siehe linkes Bild in Abb. 5.15. Das Maximum des $MM_{pp\pi}$ -Spektrums liegt im Bereich der Pionmasse (da $MM_{pp\pi} \hat{=} M_\pi$), im Bereich höherer $MM_{pp\pi}$ -Werte finden sich nur wenige Untergrundereignisse, d.h. die $pp\pi^+\pi^-$ -Ereignisse sind zu diesem Zeitpunkt bereits gut identifiziert.

Um die Zwei-Pion-Produktion zweifelsfrei rekonstruieren zu können, wird hier ein zweiter Schnitt auf $MM_{pp\pi}$ angewandt: $100 \text{ MeV} \leq MM_{pp\pi} \leq 180 \text{ MeV}$, dies entspricht einem (recht groben) Schnitt auf die Pionmasse. Die Anwendung dieses Drei-Teilchen-Schnitts liefert auch die noch fehlende Begründung für die am Anfang dieses Abschnitts erwähnte Bedingung, dass mindestens drei der Endzustandsteilchen identifiziert werden müssen.

Mit diesem zweiten Schnitt kann man die Rekonstruktion der $pp\pi^+\pi^-$ -Ereignisse einer Gegenprobe unterziehen, indem man die *missing mass*-Verteilung der beiden Protonen nur mit dieser Bedingung betrachtet (rechtes Bild in Abb. 5.15). Der Beitrag der Ein-Pion-Produktion ist unterhalb von $MM_{pp} \approx 250$ MeV bis auf wenige Untergrundereignisse fast vollständig verschwunden.

Eine weitere Gegenprobe kann mit diesen beiden *missing mass*-Schnitten am $1/\beta^2$ - E_{Kalo} -Plot verifiziert werden, s. Abb. 5.16. Im Plot sind nun fast nur noch Ereignisse von der Zwei-Pion-Produktion enthalten, man erkennt nun sehr schön neben dem Protonenband auch das Pionenband, allerdings ist die Statistik nun auch massiv reduziert.

5.7.2 Kinematischer Fit

Jede experimentelle Bestimmung von Observablen ist fehlerbehaftet, was zu einer schlechten Rekonstruktion der Ereignisse der gesuchten Reaktion führen kann. Durch die Kinematik der Reaktion sind allerdings zusätzliche Randbedingungen festgelegt, wie Energie- und Impulserhaltung und die Massen der beteiligten Teilchen, die zu einer Verbesserung der Ereignisrekonstruktion herangezogen werden können, indem man die gemessenen physikalischen Größen E_i , θ_i und ϕ_i für jedes Teilchen innerhalb vorgegebener Grenzen, die durch die Messunsicherheiten gegeben sind, variiert und somit an die kinematischen Verhältnisse anpasst. Diese auch als *kinematischer Fit* bezeichnete Prozedur ist insbesondere nützlich bei der Rekonstruktion von Reaktionen mit mehreren Endzustandsteilchen.

Die vier Reaktionsteilchen der Zwei-Pion-Produktion werden durch jeweils vier physikalische Größen (E_i , θ_i , ϕ_i sowie die Teilchenmasse m_i)¹⁴ beschrieben, d.h. insgesamt gibt es 16 Observable. Energie- und Impulserhaltung liefern vier Randbedingungen, so dass für eine vollständige kinematische Bestimmung $16 - 4 = 12$ Größen gemessen werden müssen. Um einen kinematischen Fit für die Zwei-Pion-Produktion durchführen zu können, müssen also die Messgrößen von mindestens drei Teilchen vorliegen. Falls man darüber hinaus die Masse des vierten Teilchens als Hypothese annimmt, ist die Reaktion einfach überbestimmt. Eventuell noch unbekannte Größen des vierten Teilchens müssen vor dem Fit aus den kinematischen Variablen der anderen drei Teilchen rekonstruiert werden. Für die gemessenen Variablen ist eine genaue Kenntnis der experimentellen Messunsicherheiten sehr wichtig, da dies die Güte des Fits wesentlich beeinflusst.

Die analog dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Verfahren rekonstruierten möglichen Ereignisse der Zwei-Pion-Produktion können in drei Klassen unterschieden werden:

1. Ereignisse mit drei rekonstruierten Spuren, wobei zur Teilchenidentifikation alle drei das Kalorimeter getroffen haben müssen. Durch die somit bekannte Masse des vierten Teilchens ist die Messung einfach überbestimmt;
2. Ereignisse mit vier rekonstruierten Spuren, wobei drei Teilchen das Kalorimeter getroffen haben und diese damit vollständig identifiziert sind. Die Spur des vierten Teilchens hat einen Treffer im Ringhodoskop, so dass für dieses Teilchen θ , ϕ gemessen sowie die Masse m bekannt sind und die Messung dreifach überbestimmt ist;
3. Ereignisse mit vier rekonstruierten Spuren, die alle das Kalorimeter getroffen haben. In diesem Fall ist die Messung vierfach überbestimmt, da alle 16 Observable experimentell gemessen wurden.

Für diese drei beschriebenen Fälle wird ein kinematischer Fit durchgeführt, der je nach Grad der Überbestimmtheit als 1C-, 3C-, oder 4C-Fit bezeichnet wird¹⁵. Der

¹⁴Möglich wäre auch der Energie-Impuls-Vierervektor (E_i, \mathbf{p}_i) .

¹⁵C steht für *Constraint* (=Beschränkung).

Polarwinkel	ΔE [MeV]
$\theta \leq 20^\circ$	5
$20 < \theta \leq 21^\circ$	10
$21 < \theta \leq 22^\circ$	20
$22 < \theta \leq 23^\circ$	30
$23 < \theta \leq 24^\circ$	50
$\theta > 24^\circ$	100

Tabelle 5.1: Unsicherheiten ΔE der Energiemessung für den kinematischen Fit in Abhängigkeit vom rekonstruierten Polarwinkel θ .

eigentliche Fit [Kup95] ist ein iteratives Verfahren unter Benutzung der Methode der Lagrange'schen Multiplikatoren und stellt ein Minimierungsverfahren mit Nebenbedingungen dar [Bev92, FiK90]. Der kinematische Fit liefert als Ergebnis ein χ^2 , das eine Aussage über die Güte des Fits gestattet.

Die Werte der Unsicherheiten der Messgrößen E , θ und ϕ sind entscheidend für die Qualität des kinematischen Fits. Die Werte für $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$ entsprechen den mittleren Winkeln, unter denen die Pixel der Stopphodoskope vom Target aus gesehen werden: für den Quirl ist $\Delta\theta = 1.2^\circ$ und $\Delta\phi = 7.5^\circ$, für den Ring gilt $\Delta\theta = 1.2^\circ$ und $\Delta\phi = 3.75^\circ$. Bei den Werten von ΔE muss beachtet werden, dass für Teilchen mit Winkeln $\theta > 20^\circ$ die Unsicherheit der Energiemessung größer wird, da diese Teilchen nicht unbedingt im Kalorimeter gestoppt werden. Darum wurde für $\theta > 20^\circ$ die Energieunsicherheit in 1° -Schritten variiert, die Werte sind in Tab. 5.1 aufgelistet.

Aus den durch den Fit korrigierten Werten von E , θ und ϕ werden die Impuls-komponenten p_x , p_y und p_z der Teilchen berechnet und zusammen mit der in einer Nummer kodierte Teilchensorte in eine Ausgabedatei geschrieben, die vom Monte-Carlo-Eventgenerator (Kap. 4.2.5) als Eingabe gelesen werden kann. Die Struktur dieser Ausgabedatei ist in Kap. 5.1.4 beschrieben.

5.7.3 (Un-)Unterscheidbarkeit der Pionen

Zum Abschluss sei noch erwähnt, dass es prinzipiell möglich ist, bei der Messung die positiv und negativ geladenen Pionen zu unterscheiden, eine Beschreibung der hierfür eingesetzten *Delayed Pulse Technique* (DPT), die das unterschiedliche Verhalten der beiden Pionenarten im Szintillatormaterial ausnützt, findet sich in [Kur95] sowie in [Bro01]. Für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen der Zwei-Pion-Produktion war die DPT noch nicht einsetzbar, da ein hierfür notwendiger spezieller Multihit-TDC (LECROY 1877) nicht ins Datenaufnahmesystem TDAS implementiert werden konnte. Unter dem neuen Datenaufnahmesystem EMS ist dies nun möglich, so dass bei späteren Strahlzeiten diese Unterscheidung möglich ist (mehr hierzu in [Erh04]).

5.7.4 Zusammenfassung Rekonstruktionsbedingungen

Der Übersichtlichkeit halber sollen die in den vorangegangenen Abschnitten erläuterten Bedingungen zur Rekonstruktion von echten Ereignissen der Zwei-Pion-Produktion hier noch einmal kompakt zusammengefasst werden:

- Auswahl von Ereignissen mit drei und vier rekonstruierten Spuren von geladenen Teilchen;
- Identifizierung der Protonen bzw. Pionen anhand von graphischen Schnitten im $1/\beta^2$ - E_{Kalo} -Plot gemäß Abb. 5.13 auf Seite 75. Von den dort gezeigten erweiterten graphischen Schnitten für $\theta > 20^\circ$ (gestrichelte Linien in Abb. 5.13) wird nur der für die Protonen angewendet, da es beim Pionenband ansonsten zu einer immer noch zu starken Kontamination mit Ereignissen vom Dalitz-Zerfall des π^0 kommt;
- Schnitte auf *missing mass*: $MM_{pp} \geq 260 \text{ MeV}$ und $100 \text{ MeV} \leq MM_{pp\pi} \leq 180 \text{ MeV}$;
- Durchführung eines kinematischen Fits mit Bedingungen: $\chi_{\text{red}}^2 \leq 10$ (3-Spur-Ereignisse) bzw. $\chi_{\text{red}}^2 \leq 80$ (4-Spur-Ereignisse);

5.8 Effizienz- und Akzeptanzkorrektur

Die experimentell gemessenen Daten zur Zwei-Pion-Produktion werden zum Schluss mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen noch einer Effizienz- und Akzeptanzkorrektur unterzogen, die im Rahmen der Datenanalyse zur Zwei-Pion-Produktion am PROMICE/WASA-Experiment entwickelt wurde [Pät02]. Hierbei wird der Tatsache Rechnung getragen, dass zum einen die Ansprechwahrscheinlichkeit der realen Detektoren geringer als der Idealwert von 100 % ist (Effizienzkorrektur), zum anderen mit dem Flugzeitspektrometer nur ein begrenzter Raumwinkel abgedeckt wird (Akzeptanzkorrektur).

Das Schema der Korrektur ist in Abb. 5.17 dargestellt, sie wird an den Histogrammen durchgeführt, in denen die interessierenden physikalischen Observablen (z.B. invariante Masse M_{pp} der beiden Protonen) aufgetragen sind. Entscheidend geht in die Korrektur das jeweilige physikalische Modell ein, das zur Beschreibung der experimentellen Daten dient. Die den verschiedenen Modellen zu Grunde liegenden Reaktionsmechanismen werden in Kap. 6.3 beschrieben.

Für die Korrektur benötigt man für jede entsprechende Observable jeweils drei Histogramme (s. Abb. 5.17):

- eines für das betrachtete physikalische Modell mit voller Raumwinkelakzeptanz (4π), dieses Histogramm wird vom Eventgenerator bei der Generierung der entsprechenden Ereignisse direkt erzeugt;
- eines mit dem Ergebnis nach der Detektorsimulation und anschließendem Durchlauf durch das Datenanalyseprogramm;

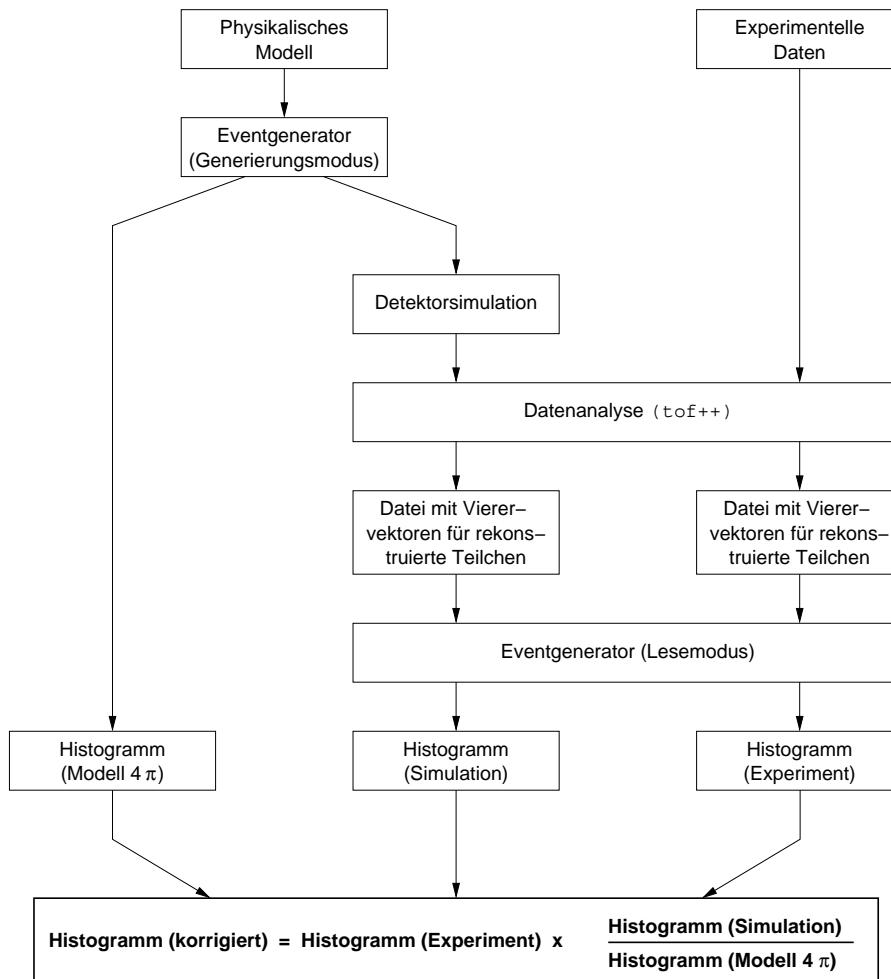


Abbildung 5.17: Schema der Effizienz- und Akzeptanzkorrektur für die experimentell aufgenommenen Daten, vgl. hierzu auch das allgemeine Schema der Datenanalyse in Abb. 5.2 auf Seite 56. Aus den beiden aus der Simulation hervorgehenden Histogrammen wird eine Korrekturfunktion berechnet, die, auf das Histogramm für die experimentellen Daten angewandt, das effizienz- und akzeptanzkorrigierte Histogramm ergibt.

- sowie ein Histogramm für die mit dem Analyseprogramm prozessierten experimentellen Daten.

Die Histogramme für die vom Analyseprogramm behandelten Daten werden, wie in Kap. 5.1.4 beschrieben, ebenfalls vom Eventgenerator (der dann im Lesemodus betrieben wird) erzeugt.

Die Effizienz- und Akzeptanzkorrektur für die experimentellen Daten erfolgt, indem das betrachtete Histogramm für die gemessene Observable mit dem Quotienten aus dem Histogramm für das physikalische Modell und dem Histogramm für die Detektorsimulation multipliziert wird (untere Formel in Abb. 5.17).

Abb. 5.18 demonstriert die Korrektur am Beispiel der invarianten Masse M_{pp} der beiden Protonen. Die Abhängigkeit der Korrektur vom gewählten physikalischen Modell wird anhand zweier Modelle veranschaulicht: zum einen einer reinen

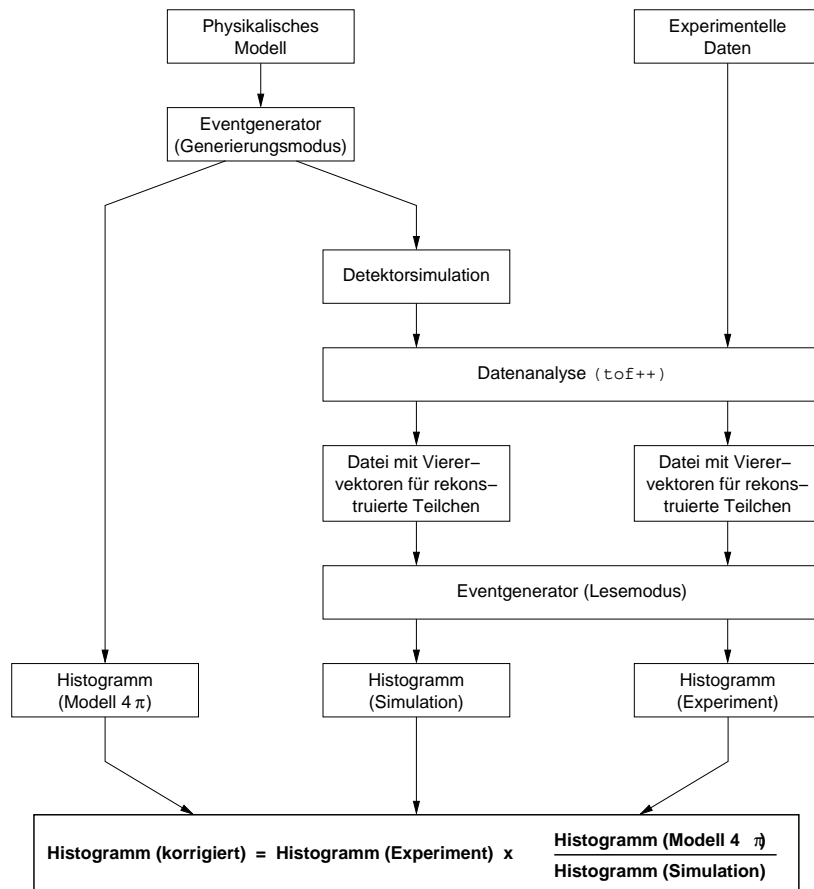


Abbildung 5.18: Effizienz- und Akzeptanzkorrektur am Beispiel der invarianten Masse der beiden Protonen M_{pp} (nach [Pät02]) für eine Phasenraumverteilung (dunkelgrau) und einem phänomenologischen Modell (hellgrau). Die Histogramme in der linken Spalte zeigen von oben nach unten: das M_{pp} -Spektrum für Modellrechnungen mit voller Raumwinkelakzeptanz (4π), dann die Verteilung nach Detektorsimulation und Analyse und abschließend das Spektrum für experimentelle Daten vor der Korrektur. Auf der rechten Seite zeigt das obere Bild die Verteilung der Daten nach der Effizienz- und Akzeptanzkorrektur mit dem jeweiligen Modell, unten ist das Verhältnis zwischen den beiden korrigierten Verteilungen aufgetragen.

Phasenraumverteilung (in Abb. 5.18 dunkelgrau) und zum anderen einem phänomenologischen Modell (hellgrau, mehr dazu in Kap. 6.3), das auch die experimentellen Daten beim PROMICE/WASA-Experiment gut beschreibt [Pät02]. Obwohl die beiden Modelle recht unterschiedliche Verteilungen in den simulierten M_{pp} -Spektren besitzen (siehe Histogramm links oben in Abb. 5.18), ergeben sich für die effizienz- und akzeptanzkorrigierten Spektren der experimentellen Daten (Histogramm rechts oben) nahezu gleiche Verteilungen. Das Verhältnis der mit den beiden Modellen korrigierten Spektren liegt unter Berücksichtigung der Fehlerbalken im Bereich von Eins (Histogramm rechts unten in Abb. 5.18), was für die Observable M_{pp} die Modellunabhängigkeit der Korrektur zeigt.

Die Modell(un)abhängigkeit der Effizienz- und Akzeptanzkorrektur für die jeweils betrachtete Observable hängt entscheidend von der Detektorakzeptanz für

diese Observable ab, so dass systematische Unsicherheiten durch die Korrektur nicht ganz ausgeschlossen werden können [Pät02].

5.9 Bestimmung der Triggereffizienzen

Zur Rekonstruktion der Zwei-Pion-Produktion werden Ereignisse mit drei und vier geladenen Spuren verwendet, für die auch die in Kap. 3.7.2 beschriebenen Hardware-Triggerbits (3-fach- und 4-fach-Trigger, s. Tab.3.6 und 3.7 auf Seite 38) gesetzt sind. Für die Absolutnormierung und die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts (s. Kap.6.2) ist die Bestimmung der Effizienzen der Hardware-Trigger von essentieller Bedeutung.

Die Bestimmung der Triggereffizienzen geschieht folgendermaßen: zuerst werden Ereignisse ausgewählt, für die das Triggerbit für 2-fach-Trigger gesetzt ist. An diesen ausgewählten Ereignissen wird dann die Spurrekonstruktion mit dem Datenanalyseprogramm durchgeführt und für Ereignisse mit drei bzw. vier rekonstruierten Spuren geprüft, ob das entsprechende Triggerbit für den 3-fach- bzw. 4-fach-Trigger gesetzt ist. Falls dies für ein Ereignis nicht der Fall ist, liegt eine Ineffizienz des entsprechenden Hardware-Triggers vor.

Tab. 5.2 listet die Ergebnisse dieser Effizienzstudien für zwei ausgewählte Datensätze aus den Strahlzeiten im Juni 2000 und Oktober 2000 auf. Gezeigt sind die Effizienzen getrennt für 3-fach- und 4-fach-Trigger, sowie die Effizienz der beiden kombinierten Trigger, wobei hier die Anzahl der jeweiligen Trigger als Wichtungsfaktoren eingehen. Die Ergebnisse sind für die beiden betrachteten Datensätze fast identisch, für die Kombination der beiden Trigger ergibt sich damit eine Ineffizienz von 4.7% bzw. 4.8%.

Strahlzeit Datensatz	Juni 2000 Run 4126–4225	Oktober 2000 Run 5900–5999
Triggerbit 2-fach-Trigger	11	10
Triggerbit 3-fach-Trigger	12	11
Triggerbit 4-fach-Trigger	8	12
Anzahl 3-fach-Trigger	28673	18218
Anzahl 4-fach-Trigger	3056	1936
Effizienz 3-fach-Trigger	96.6	96.4
Effizienz 4-fach-Trigger	83.7	83.7
Effizienz 3- und 4-fach Trigger	95.3	95.2
Ineffizienz 3- und 4-fach Trigger	4.7	4.8

Tabelle 5.2: Triggereffizienzen (in Prozent) für zwei ausgewählte Datensätze aus den Strahlzeiten zur Messung der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ im Juni 2000 und Oktober 2000.

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion

Nachdem im letzten Kapitel die eher technischen Aspekte der Datenanalyse und -kalibration vorgestellt wurden, sollen nun die Ergebnisse der Messungen zur geladenen Zwei-Pion-Produktion $\vec{p}p \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ präsentiert werden. Die Messungen wurden im Jahr 2000 in zwei Strahlzeiten (s. Kap. 3.8) mit einem transversal polarisierten Protonenstrahl bei einem Strahlimpuls von $1.4 \text{ GeV}/c$, entsprechend einer kinetischen Energie der Strahlprotonen von 747 MeV , durchgeführt. Die experimentellen Daten werden mit entsprechenden Monte-Carlo-Simulationen zur Zwei-Pion-Produktion verglichen; die in die Simulationen eingehenden Reaktionsmechanismen, die eine befriedigende Beschreibung der Daten ermöglichen, werden ebenfalls vorgestellt.

Des Weiteren wird auf Polarisierungseffekte in den physikalischen Observablen eingegangen und die Analysierstärke für verschiedene Subsysteme der Zwei-Pion-Produktion bestimmt. Für die Berechnung von mit Polarisierungseffekten zusammenhängenden Größen ist eine genaue Kenntnis der Strahlpolarisation erforderlich, so dass zunächst die Methode ihrer Bestimmung unter Verwendung von Ereignissen der elastischen Proton-Proton-Streuung diskutiert werden soll.

6.1 Bestimmung der Strahlpolarisation

Die Bestimmung der Polarisierung erfolgt mittels Ereignissen einer ausgewählten Reaktion, in unserem Fall der elastischen Streuung von Protonen $\vec{p}p \rightarrow pp$, für die der Verlauf der vom Polarwinkel θ abhängigen Analysierstärke A_y sehr gut bekannt ist (zur Auswahl der Ereignisse der elastischen Streuung siehe Anhang C.2). Für diese Reaktion wird dann bei transversal polarisiertem Protonenstrahl die ϕ -Asymmetrie ϵ aus den Zählraten N_\uparrow und N_\downarrow für die beiden möglichen Spin-Ausrichtungen (*up* (\uparrow) oder *down* (\downarrow)) folgendermaßen berechnet:

$$\epsilon = \frac{N_\uparrow(\phi) - N_\downarrow(\phi)}{N_\uparrow(\phi) + N_\downarrow(\phi)}. \quad (6.1)$$

Die Asymmetrie der Zählraten wird mit dem Ringhodoskop bestimmt, das aufgrund seiner Pixelstruktur ein ausgezeichnetes Polarimeter darstellt.

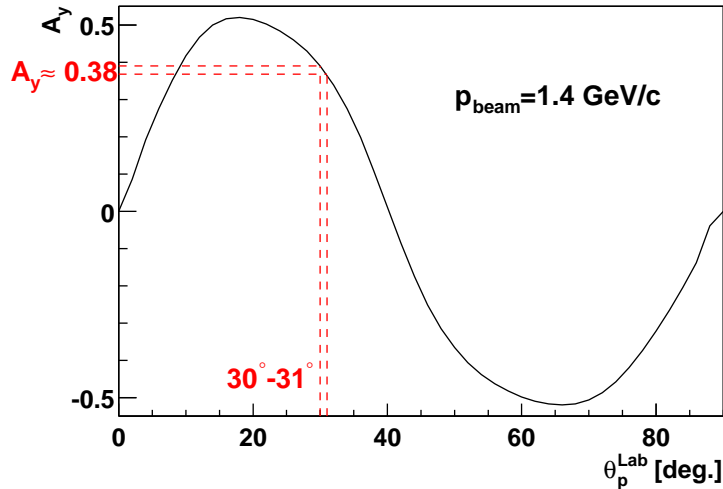


Abbildung 6.1: Verlauf der Analysierstärke A_y für elastische Protonenstreuung für einen Strahlimpuls $p_{\text{beam}} = 1.4 \text{ GeV}/c$ in Abhängigkeit des Laborwinkels θ_p^{Lab} (entnommen aus [SAID]).

Für die Strahlpolarisation benötigt man noch die Analysierstärke der elastischen Streuung, die aus der Datenbasis des über das Internet frei zugänglichen Phasenanalyseprogramms SAID¹ [SAID] entnommen wird. Die Polarisation wird dann aus der Analysierstärke und der ϕ -Asymmetrie nach folgender Formel berechnet:

$$P = \frac{1}{A_y(\theta)} \cdot \epsilon. \quad (6.2)$$

In Abb. 6.1 ist die Abhängigkeit der Analysierstärke vom Laborwinkel θ_p^{Lab} für den Strahlimpuls $1.4 \text{ GeV}/c$ dargestellt. Um einen definierten Wert für A_y zu erhalten, werden Protonen aus einem schmalen Winkelbereich von $30^\circ \leq \theta_p^{\text{Lab}} \leq 31^\circ$ ausgewählt, woraus sich ein Wert von $A_y = 0.38 \pm 0.01$ ergibt (s. Abb. 6.1).

Der Verlauf der ϕ -Asymmetrie in Abhängigkeit vom Azimuth-Winkel ϕ ist für einen Datensatz der Strahlzeit im Juni 2000 in Abb. 6.2 dargestellt. Den für die Bestimmung der Polarisation benötigten Wert von ϵ erhält man aus den Extremwerten der an die Messpunkte angepassten Cosinus-Funktion. Es ergibt sich $\epsilon = 0.292 \pm 0.009$, woraus sich die Strahlpolarisation für diesen Datensatz berechnet zu $P = 0.768 \pm 0.031$, bzw. in Prozent ausgedrückt: $P = 76.8\%$. Bei der Oktober-Messung war die Strahlpolarisation etwas höher, für einen vergleichbaren Datensatz aus dieser Strahlzeit ergibt sich ein Wert von $P = 0.817 \pm 0.029$.

Um den zeitlichen Verlauf der Strahlpolarisation während der beiden Strahlzeiten im Jahr 2000 zu ermitteln, wurden in regelmäßigen Abständen jeweils 25 Runs der Polarisationsanalyse unterzogen, die so ermittelten Werte sind in Abb. 6.3 dargestellt. Daraus ergeben sich als Mittelwerte für die Strahlpolarisation für die beiden Strahlzeiten die Werte $P = (71.8 \pm 1.2)\%$ (Juni 2000) bzw. $P = (80.0 \pm 1.1)\%$ (Okt. 2000).

¹Scattering Analysis Interactive Dial-in

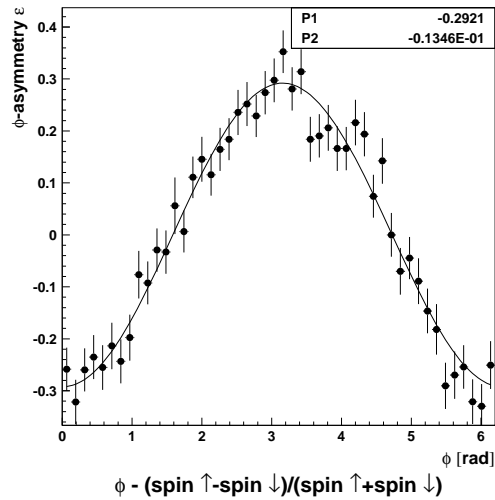


Abbildung 6.2: Verlauf der ϕ -Asymmetrie für einen Datensatz aus der Strahlzeit Juni 2000; an die Datenpunkte wurde eine Cosinusfunktion angepasst.

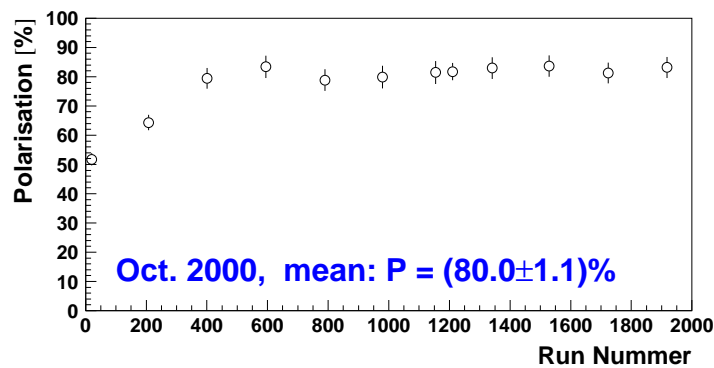
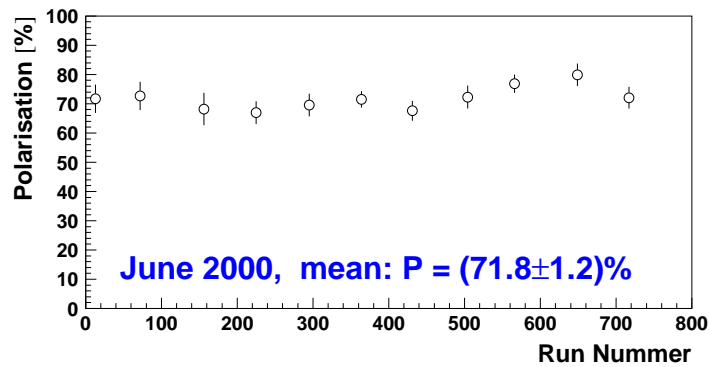


Abbildung 6.3: Strahlpolarisation für die beiden Strahlzeiten im Jahr 2000 in Abhängigkeit von der Run-Nummer; die einzelnen Werte wurden für jeweils 25 Runs bestimmt. Angegeben sind auch die aus den Einzelwerten berechneten Mittelwerte.

6.2 Absolutnormierung und totaler Wirkungsquerschnitt

Für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ soll der totale Wirkungsquerschnitt bestimmt werden, wobei die dafür nötige Absolutnormierung anhand der elastischen pp -Streuung erfolgt, für die sehr genaue Wirkungsquerschnittsdaten verfügbar sind. Als Datenbasis dient wieder das Phasenanalyseprogramm SAID [SAID], die daraus entnommene Winkelverteilung des Protonenwinkels im allgemeinen Schwerpunktsystem für einen Strahlimpuls von $1.4 \text{ GeV}/c$ ist in Abb. 6.4 dargestellt. Diese Winkelverteilung dient gleichzeitig als Basis für die Generierung von Monte-Carlo-Daten mit dem in Kap. 4.2.5 beschriebenen Eventgenerator zur Simulation der elastischen pp -Streuung. Diese Simulation wird benötigt, um die Akzeptanz des TOF-Detektors für die elastischen Ereignisse zu bestimmen.

Allgemein kann für eine Reaktion der Zusammenhang zwischen der Anzahl der gemessenen Ereignisse N_{reaktion} , dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_{reaktion} der Reaktion und der über die Zeit integrierten Luminosität $\int L dt$, die ein Maß für die Strahlintensität ist, folgendermaßen geschrieben werden [Pät02]:

$$N_{\text{reaktion}} = \frac{1}{f_{\text{prescale}}} \cdot \sigma_{\text{reaktion}} \cdot \int L dt \cdot \epsilon_{\text{acc}} \cdot \epsilon_{\text{DAQ}}. \quad (6.3)$$

Dabei steht f_{prescale} für den Untersetzungsfaktor, der in der Triggerelektronik für das zu dieser Reaktion gehörende Triggerbit ausgewählt wurde (für die Zwei-Pion-Produktionsdaten ist $f_{\text{prescale}}=1$), ϵ_{acc} ist die Akzeptanz des Detektors für die Reak-

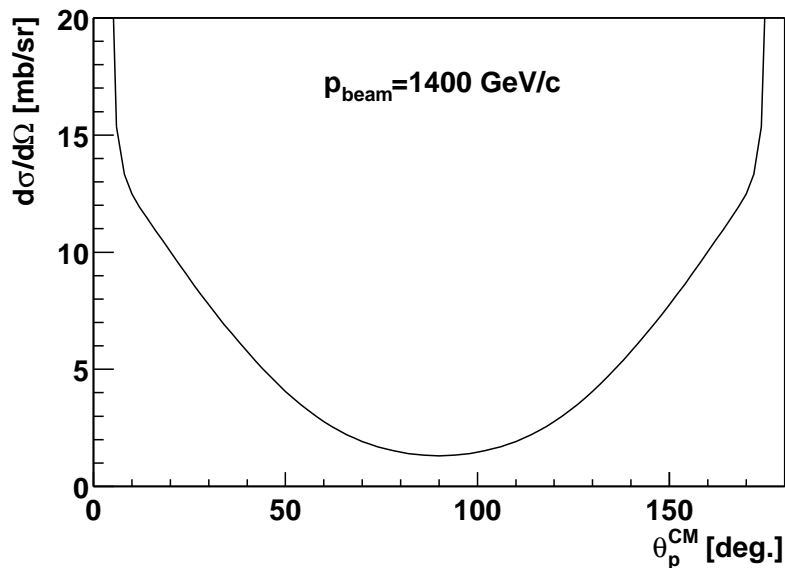


Abbildung 6.4: Winkelverteilung des Protonenwinkels im allgemeinen Schwerpunktsystem für elastische pp -Streuung für einen Strahlimpuls von $1.4 \text{ GeV}/c$ (entsprechend $T_p = 747 \text{ MeV}$), die Daten wurden aus dem Phasenanalyseprogramm SAID entnommen.

tion und ϵ_{DAQ} ist die in Prozent gemessene *life time* des Datenaufnahmesystems². Mit Hilfe der Ereignisse der elastischen pp -Streuung, für die σ_{pp} bekannt ist, wird die integrierte Luminosität nach Formel 6.3 für einen ausgewählten Datensatz berechnet, anschließend kann die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes $\sigma_{pp\pi\pi}$ für die Zwei-Pion-Produktion für denselben Datensatz erfolgen.

Für die Rekonstruktion der elastischen Streuung werden Ereignisse mit zwei koplanaren ($\Delta\phi \approx 180^\circ$) Treffern im Ringhodoskop (Akzeptanzwinkel im Laborsystem $28^\circ \leq \theta_p^{\text{Lab}} \leq 55^\circ$, vgl. Kap. 3.6) ausgewählt. Im allgemeinen Schwerpunktsystem entspricht dies einem Winkelbereich von $65^\circ \leq \theta_p^{\text{cm}} \leq 115^\circ$, entsprechend wird in Formel 6.3 der totale Wirkungsquerschnitt nur für diesen Winkelbereich berücksichtigt, für den sich aus den SAID-Daten in Abb. 6.4 ein Wert von $\sigma_{pp}(65^\circ - 115^\circ) = 8.83 \text{ mb}$ ergibt.

Tab. 6.1 zeigt für zwei verschiedene Datensätze der beiden Strahlzeiten alle relevanten Daten zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts der Zwei-Pion-Produktion, wobei die Oktoberdaten eine um mehr als einen Faktor 3 höhere Statistik gegenüber den Junidaten aufweisen. Im oberen Teil der Tabelle sind die Daten der rekonstruierten elastischen Ereignisse, aus denen die integrierte Luminosität bestimmt wird, aufgelistet, im unteren Teil die entsprechenden Daten der rekonstruierten $pp\pi\pi$ -Ereignisse, sowie die Werte der daraus berechneten totalen (auf einen Raumwinkel von 4π extrapolierten) Wirkungsquerschnitte $\sigma_{pp\pi\pi}$, die noch mittels der nach dem in Kap. 5.9 beschriebenen Verfahren bestimmten Trigger-Effizienzen korrigiert wurden.

In Tab. 6.1 sind auch noch Werte für die statistischen und systematischen Fehler angegeben. Die statistischen Fehler sind proportional zur inversen Quadratwurzel der Anzahl der Ereignisse, hier sind vor allem die $pp\pi\pi$ -Ereignisse relevant, die elastischen Ereignisse tragen aufgrund ihrer viel höheren Zahl kaum zum statistischen Fehler bei. Die systematischen Fehler sind etwas aufwändiger zu bestimmen, hier gehen sowohl die Unsicherheiten bei der Rekonstruktion der elastischen und $pp\pi\pi$ -Ereignisse in der Datenanalyse ein, als auch Ungenauigkeiten in der Bestimmung der *life time* der DAQ. Eine Auflistung der systematischen Fehler zeigt Tab. 6.2.

Für beide Strahlzeiten zusammen ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt ein Wert von $(1.03 \pm 0.23 \pm 0.05) \mu\text{b}$, der innerhalb der Fehler noch im Einklang mit [Pät02] ($1.3 \mu\text{b}$), aber deutlich niedriger als der in [Bro01] angegebene Wert ($1.6 \mu\text{b}$) ist. Allerdings wurden die Messungen an PROMICE/WASA bei einer etwas höheren Nominalenergie von 750 MeV (gegenüber 747 MeV bei COSY-TOF) durchgeführt. Nach [Bro01] könnte die Strahlenergie bei der entsprechenden Messung auch bis zu 2 MeV höher gelegen sein, womit man einen Unterschied von bis zu 5 MeV in der Strahlenergie erhält³. Aus der Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts kann abgeschätzt werden, dass der Wirkungsquerschnitt bei einer Energie von 747 MeV etwa 0.1–0.2 μb kleiner sein sollte als in der PROMICE/WASA-Messung, so dass man somit auch hinreichende Übereinstimmung mit dem Ergebnis von [Bro01] erhält.

²engl.: *Data Acquisition System*

³Aufgrund der Strahlextraktion aus dem COSY-Ring sollte die tatsächliche COSY-Strahlenergie sehr präzise dem Nominalwert entsprechen.

Strahlzeit Datensatz	Juni 2000 Run 3950-4149	Okt. 2000 Run 5900-6583
$\sigma_{pp}(65^\circ - 115^\circ)$ [mb]	8.83	8.83
ϵ_{DAQ}	~ 0.43	~ 0.48
$\epsilon_{\text{acc}}(pp)$	0.729	0.729
f_{prescale}	8	4
N_{pp}	815674	4519220
$\int L dt$ [mb $^{-1}$]	$2.357 \cdot 10^6$	$5.851 \cdot 10^6$
Messdauer [s]	117100	271880
L [cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	$2.0 \cdot 10^{28}$	$2.2 \cdot 10^{28}$
$\epsilon_{\text{acc}}(pp\pi\pi)$	0.147	0.147
$N_{pp\pi\pi}$ (Datensatz)	137	414
$N_{pp\pi\pi}$ (gesamt)	566	1062
$\sigma_{pp\pi\pi}$ [μb]	0.919	1.003
Trigger-Effizienz [%]	95.3	95.2
$\sigma_{pp\pi\pi}$ (korrigiert) [μb]	0.97	1.05
Fehler (statistisch/systematisch)	8%/22%	5%/22%
Fehler [μb]	0.08/0.21	0.05/0.23

Tabelle 6.1: Daten für die Durchführung der Absolutnormierung nach Formel 6.3 für zwei verschiedene Datensätze aus den Strahlzeiten im Juni und Oktober 2000. Im oberen Teil befinden sich die Daten der rekonstruierten elastischen Ereignisse zur Berechnung der integrierten Luminosität, im unteren Teil die entsprechenden Daten der Zwei-Pion-Produktion mit den Ergebnissen für den totalen Wirkungsquerschnitt.

Fehlerquelle	Fehlerwert [%]
Rekonstruktion $pp_{\text{elastisch}}$	12
Rekonstruktion $pp_{pp\pi\pi}$	15
Unsicherheit ϵ_{DAQ}	8
Modellunsicherheit	6
Summe	22

Tabelle 6.2: Systematische Fehler bei der Absolutnormierung (gilt für beide Strahlzeiten). Für die Bestimmung der Rekonstruktionsunsicherheit wurden die jeweiligen Daten mit unterschiedlichen Rekonstruktionsbedingungen analysiert, die Unsicherheit der *life time* der DAQ wurde aus den Logbuchaufzeichnungen der Strahlzeiten bestimmt. Der Wert für die Unsicherheit des physikalischen Modells wurde aus [Pät02] übernommen. Die Fehlersumme ergibt sich aus der Wurzel der Summe der Quadrate der Einzelfehler.

In Abb. 6.5 ist zum Abschluss noch das Ergebnis des totalen Wirkungsquerschnitts für COSY-TOF zusammen mit den Ergebnissen der anderen Zwei-Pion-Produktionsmessungen graphisch dargestellt.

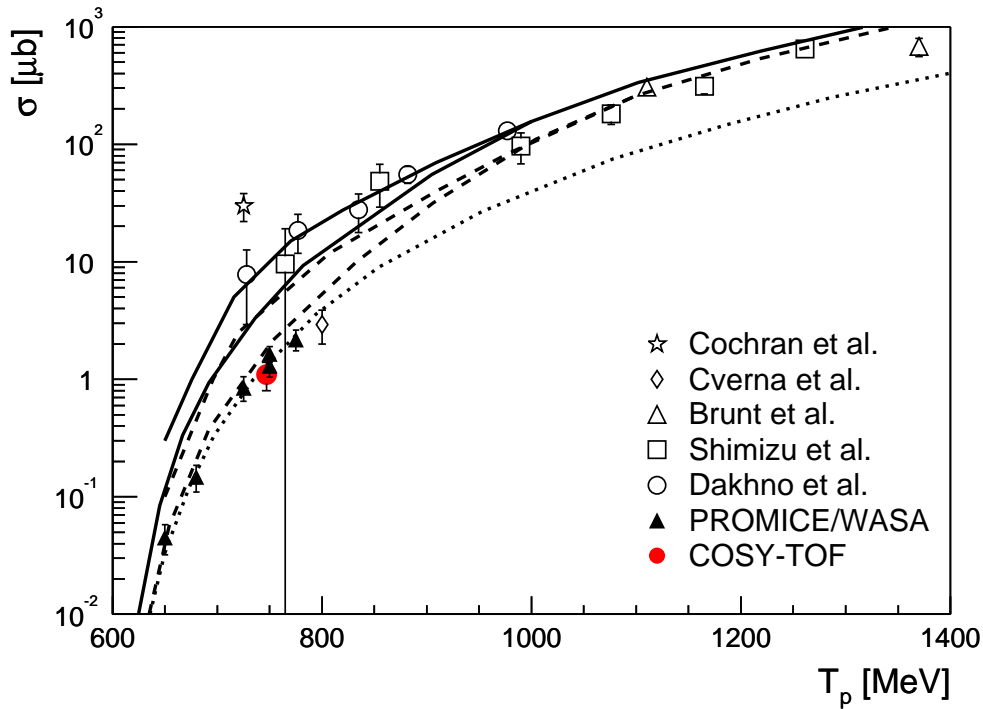


Abbildung 6.5: Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$; Vergleich des Ergebnisses der Messung an COSY-TOF mit den Ergebnissen älterer Messungen. Die Bedeutung der eingezeichneten Modellkurven ist in Kap. 1.3 erläutert.

6.3 Reaktionsmechanismen

Bevor die differentiellen Wirkungsquerschnittverteilungen für die verschiedenen Subsysteme im nächsten Abschnitt besprochen werden, sollen im folgenden die Beiträge von einzelnen Reaktionsmechanismen zu einem phänomenologischen Modell zur Beschreibung der Zwei-Pion-Produktion vorgestellt und diskutiert werden. Dieses Modell⁴ [Bro02], das auf theoretischen Betrachtungen der Valencia-Gruppe [Alv98] basiert, wurde zur Beschreibung der Daten für das PROMICE/WASA-Experiment [Bro01, Pät02] entwickelt; dies war notwendig, da diese Daten signifikante Abweichungen zu reinen Phasenraumverteilungen zeigten. Für die Beschreibung der hier vorgestellten Daten vom COSY-TOF-Experiment wurde dieses Modell ebenfalls herangezogen, da auch hier eine Abweichung vom reinen Phasenraummodell vorliegt (wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird).

Die Reaktionsmechanismen werden in den Eventgenerator (s. Kap. 4.2.5) eingebaut, wobei die jeweiligen Beiträge der einzelnen Mechanismen in Form von Gewichten, die auf das ursprüngliche Phasenraumgewicht aufmultipliziert werden, berücksichtigt werden.

Der Beitrag der verschiedenen Reaktionsmechanismen betrifft nicht alle Subsysteme gleichermaßen, sondern es werden nur einzelne Observable beeinflusst, anhand derer die Wirkung des jeweiligen Mechanismus im folgenden aufgezeigt wird.

⁴Intern oft auch als *toy model* bezeichnet

Parameter	Wert	Bedeutung
a_s	-7.82 fm	Streulänge
r_0	2.79 fm	effektive Reichweite
R	3.5 fm	Reichweitenparameter
a_c	57.5 fm	Bohrscher Radius

Tabelle 6.3: Parameter für die Berechnung der pp -FSI nach Formel 6.4.

Die Beschreibung der einzelnen Reaktionsmechanismen soll hier relativ kurz gehalten werden, eine ausführlichere Beschreibung findet sich in [Pät02, Bro02], sowie natürlich in der Originalveröffentlichung [Alv98].

6.3.1 Endzustandswechselwirkung zwischen Protonen

Wie bereits in der Einleitung auf Seite 4 erläutert wurde, besitzen die Nukleonen im Ausgangskanal bei den hier verwendeten Strahlenergien nahe der Reaktionsschwelle nur geringe kinetische Energien, so dass die anziehende Kernkraft zwischen ihnen deutlich Einfluss nehmen kann, was auch als Endzustandswechselwirkung (FSI, *Final State Interaction*) bezeichnet wird.

Die hier verwendete Parametrisierung des Beitrages der pp -FSI wird durch die folgende Formel [Sch93] beschrieben, die einen phänomenologischen Ansatz mit effektiver Reichweitenapproximierung (*effective range approximation*) darstellt:

$$\sigma(k) \sim \left(1 + \frac{R^{-2}}{\left(-a_s^{-1} + \frac{1}{2}r_0k^2\right)^2 + k^2 F_c^2(a_c \cdot k)} \right) \cdot F_c(a_c \cdot k), \quad (6.4)$$

mit der Reichweite R der Wechselwirkung, dem Protonimpuls im Schwerpunktsystem der beiden Protonen k , der Streulänge a_s , der effektiven Reichweite r_0 und dem Bohrschen Radius a_c . Die Funktion

$$F_c(x) = \frac{2\pi}{x \left(e^{\frac{2\pi}{x}} - 1 \right)} \quad (6.5)$$

berücksichtigt dabei die Abstoßung der beiden Protonen aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung. Die zur Beschreibung der hier vorgestellten Daten verwendeten Werte der einzelnen Parameter sind in Tab. 6.3 aufgelistet.

In Abb. 6.6 ist die Verteilung der Datenpunkte der invarianten Masse M_{pp} der beiden Protonen für die Strahlenergie $T_p = 747$ MeV im Vergleich zu Modellrechnungen gezeigt. Die Datenpunkte zeigen eine leichte Abweichung gegenüber der Phasenraumverteilung mit einer leichten Überhöhung bei kleineren invarianten Massen, was auf eine leichte anziehende Endzustandswechselwirkung hindeutet, die durch das phänomenologische Modell unter Einbeziehung der pp -FSI nach Formel 6.4 besser beschrieben wird. Allerdings wird durch das Modell die Endzustandswechselwirkung bei kleinen Werten von M_{pp} überbetont, die Datenpunkte liegen

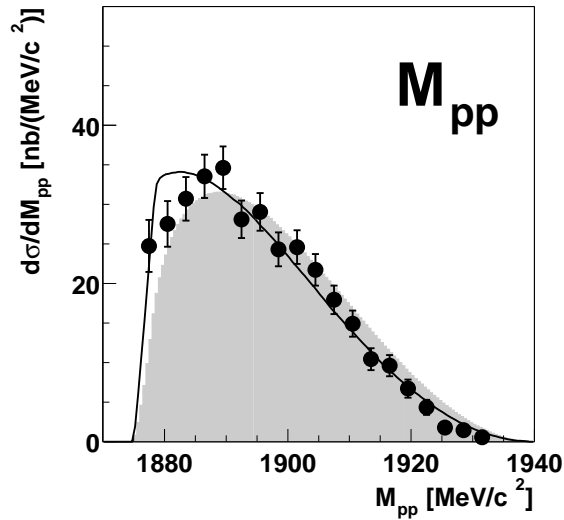


Abbildung 6.6: Verteilung der invarianten Masse M_{pp} der beiden Protonen zur Veranschaulichung der Endzustandswechselwirkung (FSI) zwischen den beiden Protonen. Dargestellt sind die Datenpunkte für $T_p = 747$ MeV im Vergleich zum Phasenraummodell (grau schattierte Fläche) sowie dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Kurve) unter Einbeziehung der pp -FSI.

in diesem Bereich deutlich unterhalb der Modellkurve. Die in den Daten zu beobachtende Endzustandswechselwirkung ist hier recht schwach im Gegensatz zu den Resultaten vom PROMICE/WASA-Experiment, wo die FSI in den Daten wesentlich stärker hervortritt. Die schwächere FSI für das COSY-TOF-Experiment wird durch einen größeren Wert des Reichweitenparameters R berücksichtigt, der hier 3.5 fm gegenüber 2.75 fm für die PROMICE-WASA-Daten [Pät02] beträgt.

6.3.2 Austausch von Mesonen

Ein Mechanismus, der zur Produktion der beiden Pionen beiträgt, ist der Austausch eines Mesons beim inelastischen Stoß zwischen den beiden Protonen, siehe das entsprechende Feynman-Diagramm in Abb. 6.7.

Bei der Datenanalyse für das PROMICE/WASA-Experiment [Pät02] wurden

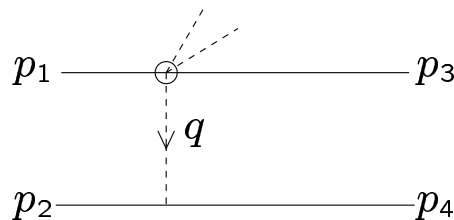


Abbildung 6.7: Feynman-Diagramm für den Austausch eines Mesons zwischen den beiden Protonen mit gleichzeitiger Produktion zweier Mesonen (aus [Pät02]). Der Impuls des Austausch-Mesons ergibt sich aus dem Impulstransfer $q = p_4 - p_2$.

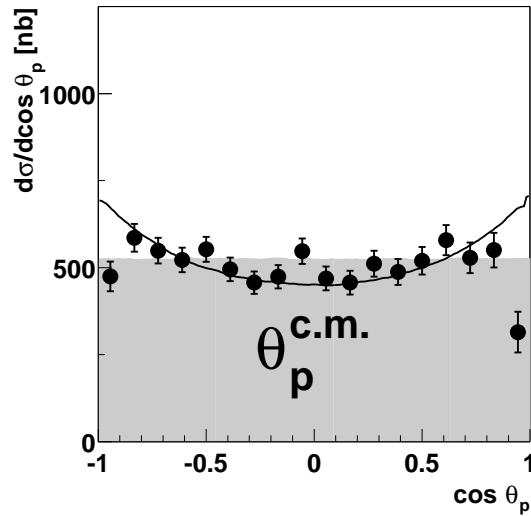


Abbildung 6.8: Winkelverteilung θ_p^{cm} der Protonen im Schwerpunktsystem im Vergleich zum Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Kurve), das den Austausch eines σ -Mesons beinhaltet.

die beiden Möglichkeiten des Austausches eines π - bzw. eines σ -Mesons in Betracht gezogen mit dem Ergebnis, dass die Daten nur mit dem Austausch des schwereren σ -Mesons in Einklang gebracht werden können.

Auf den Mesonaustausch sensitiv ist die Winkelverteilung der Protonen θ_p^{cm} im Schwerpunktsystem (cm: *center-of mass*), die in Abb. 6.8 gezeigt ist. Sie zeigt eine signifikante Abweichung zur flachen Phasenraumverteilung, wird aber durch das phänomenologische Modell, das den σ -Austausch einbezieht, sehr gut beschrieben (außer an den Randbereichen), d.h. wie beim PROMICE/WASA-Experiment können die Daten mit dem Austausch eines σ -Mesons interpretiert werden.

Die Amplitude für den σ -Austausch wird in lorentz-invarianter Form geschrieben als

$$A_\sigma \sim (\bar{\psi}_4 \psi_2) \frac{1}{q^2 - m_\sigma} (\bar{\psi}_3 \psi_1), \quad (6.6)$$

wobei ψ_i die Wellenfunktionen der ein- bzw. ausgehenden Protonen darstellen [Pät02]. Für die Masse des σ -Mesons wurde ein Wert von $m_\sigma \approx 400 \text{ MeV}/c^2$ genommen.

6.3.3 Anregung und Zerfall von N^* -Resonanzen

In der Einleitung der vorliegenden Arbeit (Kap. 1.3.3) wurde bereits kurz ausgeführt, dass nach [Alv98] im Energiebereich nahe der Reaktionsschwelle der dominante Prozess für die Zwei-Pion-Produktion die Anregung eines der Nukleonen zur $N^*(1440)$ -Resonanz mit anschließendem Zerfall in den Reaktionskanal $N^* \rightarrow p(\pi\pi)_{I=l=0}$ ist, wobei der skalar-isoskalare Zustand $(\pi\pi)_{I=l=0}$ dem bislang

noch hypothetischen σ -Meson entspricht. Bei der hier betrachteten Energie von 747 MeV wird nach dieser Modellvorstellung zudem ein schwächerer Beitrag des Zerfallskanals $N^* \rightarrow \Delta\pi$ erwartet (mit nachfolgenden Zerfall des Δ in $\Delta \rightarrow N\pi$), dieser Beitrag sollte mit zunehmender Energie stärker werden und schließlich dominieren. Der direkte Zerfall des N^* in ein Nukleon via $N^* \rightarrow N\pi$ kommt hier nicht in Betracht, da er nicht zur Produktion zweier Pionen führt.

Die theoretische Vorhersage kann in den beiden Subsystemen ($p\pi\pi$) (entsprechend dem N^* -System) und ($\pi\pi$) (das dem σ -System entspricht) überprüft werden, s. Abb. 6.9.

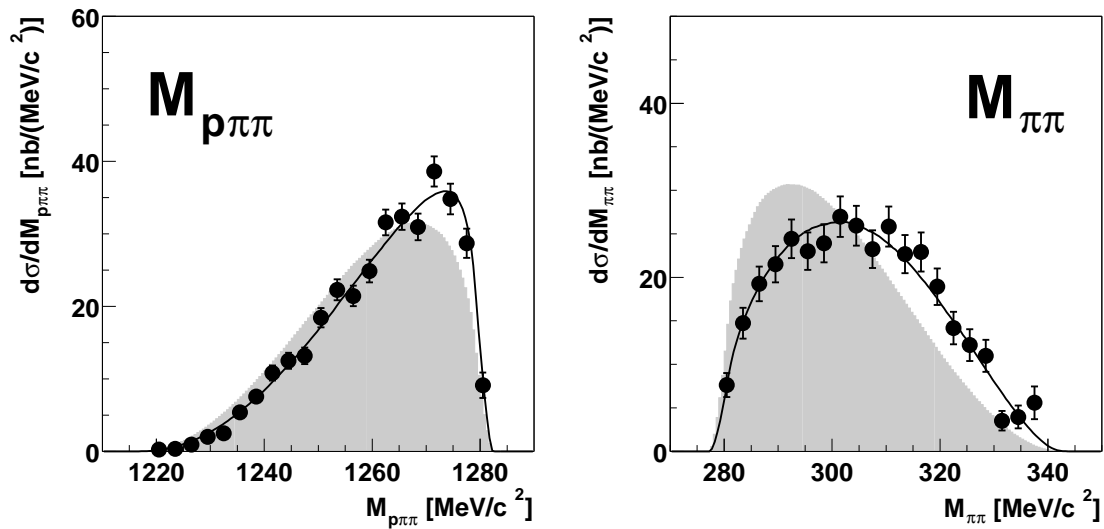


Abbildung 6.9: Invariante Massenverteilungen $M_{p\pi\pi}$ (links), entsprechend dem N^* -System, und $M_{\pi\pi}$ (rechts), entsprechend dem σ -System. Die Datenpunkte sind dargestellt im Vergleich zum Phasenraummodell (grau schattierte Fläche) und dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Kurve), in das der Prozess der Anregung und des Zerfalls der N^* -Resonanz einbezogen ist; weitere Erläuterungen im Text.

In der invarianten Massenverteilung $M_{p\pi\pi}$ (linkes Bild in Abb. 6.9) sind die Datenpunkte gegenüber der Phasenraumverteilung leicht zu höheren Massen verschoben, was auf eine Anregung des $N^*(1440)$ hinweist. Die $M_{\pi\pi}$ -Verteilung (Abb. 6.9 rechts) zeigt eine starke Verschiebung hin zu hohen invarianten Massen, ebenso weichen die Datenpunkte für den Öffnungswinkel $\delta_{\pi\pi}$ der beiden Pionen (Abb. 6.10) stark vom Phasenraum ab. Diese beobachteten Abweichungen können mit einer Interferenz zwischen den beiden möglichen Zerfallskanälen des N^* erklärt werden, wobei die beiden Kanäle in einem bestimmten Mischungsverhältnis zueinander stehen.

Für eine detaillierte Beschreibung der Bestimmung des Mischungsverhältnisses der beiden Zerfallskanäle des N^* sei auf [Pät02] verwiesen, hier soll nur die Quintessenz wiedergegeben werden. Die Interferenz der beiden möglichen Zerfallskanäle des N^* resultiert nach [Alv99] unter Vernachlässigung Terme höherer Ordnung in

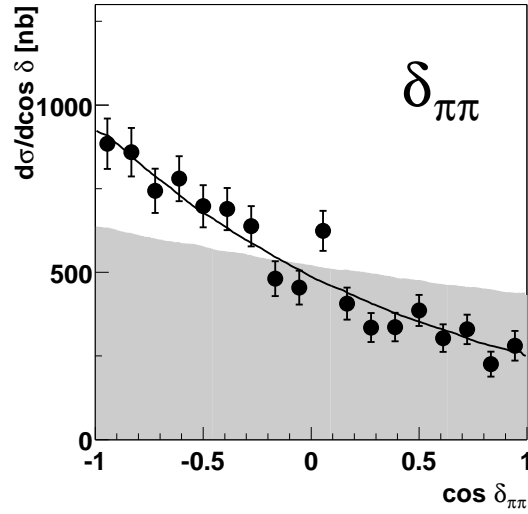


Abbildung 6.10: Öffnungswinkel $\delta_{\pi\pi}$ der beiden Pionen im Schwerpunktsystem im Vergleich zum Phasenraummodell (grau schattierte Fläche) und dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Kurve) mit einem Mischungsverhältnis, bei dem der Reaktionskanal $N^* \rightarrow \Delta\pi$ einen Beitrag von 25 % gegenüber dem Kanal $N^* \rightarrow p(\pi\pi)_{I=l=0}$ liefert.

folgender Amplitude:

$$A \sim 1 + c(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2) = 1 + c|k_1||k_2| \cos \delta_{\pi\pi}, \quad (6.7)$$

wobei \mathbf{k}_i die Impulsvektoren der beiden Pionen im allgemeinen Schwerpunktsystem darstellen. Der konstante Anteil in Formel 6.7 steht für den Reaktionskanal $N^* \rightarrow p(\pi\pi)_{I=l=0}$, während das Skalarprodukt $\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2$ den Kanal $N^* \rightarrow \Delta\pi$ repräsentiert⁵, dessen quantitativer Beitrag durch die Konstante c gegeben ist.

In [Pät02] wurde für diese Konstante c zur Beschreibung der PROMICE/WASA-Daten ein Wert von ungefähr $-50(\text{GeV}/c)^{-2}$ bestimmt, was einem Beitrag von 25 % in der Amplitude für den Kanal $N^* \rightarrow \Delta\pi$ entspricht.

Der Wirkungsquerschnitt für die Beiträge ist proportional zur quadrierten Amplitude aus Formel 6.7, die folgendermaßen geschrieben werden kann (wobei $c = 0.25$ angenommen wird):

$$|1 + c|\mathbf{k}_1||\mathbf{k}_2| \cos \delta_{\pi\pi}|^2 = 1 + \underbrace{2c|\mathbf{k}_1||\mathbf{k}_2|}_{50\%} \cos \delta_{\pi\pi} + \underbrace{c^2|\mathbf{k}_1|^2|\mathbf{k}_2|^2}_{\approx 6\%} \cos^2 \delta_{\pi\pi}. \quad (6.8)$$

Der quadratische Term trägt nur mit rund 6 % bei und kann vernachlässigt werden. Der für den Wirkungsquerschnitt geltende 50 %-Anteil (proportional zu $\cos \delta_{\pi\pi}$) des linearen Terms ist in Abb. 6.10 ersichtlich, dadurch wird der Wert von 25 % in der Amplitude für den Beitrag des $\Delta\pi$ -Kanal durch die COSY-TOF-Daten bestätigt.

⁵Der Beitrag des Kanals $N^* \rightarrow \Delta\pi$ kann mit einer Analogie zur πN -Streuung erklärt werden, s. [Pät02]

Es sei aber darauf hingewiesen, dass die Statistik für die vorliegenden Daten gegenüber dem PROMICE-WASA-Daten um einiges kleiner ist, was in einer größeren Unsicherheit für den Wert des Mischungsbeitrags resultiert.

6.3.4 Δ -Propagatoren

Der Vollständigkeit halber sei noch eine weitere Komponente in dem hier verwendeten phänomenologischen Modell vorgestellt. In [Pät02] wurde in einem rein phänomenologischen Ansatz die in Formel 6.7 dargestellte Amplitude mit einem Term, der die Δ -Propagatoren repräsentiert, in folgender Form multipliziert:

$$A \sim \left(1 + c(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2)\right) \sqrt{9|D_{\Delta^{++}}|^2 + |D_{\Delta^0}|^2}, \quad (6.9)$$

wobei die Faktoren vor den Δ -Propagatoren aus der Isospinkopplung folgen und die Δ -Propagatoren mit einem Breit-Wigner-Term dargestellt werden:

$$D_{\Delta} = \frac{1}{M_{p\pi} - M_{\Delta} + \frac{i}{2}\Gamma_{\Delta}}. \quad (6.10)$$

Dies liefert eine exzellente Beschreibung für die PROMICE/WASA-Daten, so dass dieser Ansatz auch im vorliegenden Modell beibehalten wurde. Für eine Überprüfung dieses Modellansatzes müssen die beiden Subsysteme ($p\pi^+$) (entsprechend dem Δ^{++}) und ($p\pi^-$) (entsprechend dem Δ^0) getrennt betrachtet werden (genauer gesagt die invarianten Massenverteilungen $M_{p\pi^+}$ und $M_{p\pi^-}$); allerdings ist dies für die vorliegenden Daten nicht möglich, da eine Unterscheidung der beiden Pionensorten nicht möglich ist (s. Kap. 5.7.3). Stellvertretend ist in Abb.6.11 das Spektrum der invarianten Masse $M_{p\pi}$ gezeigt, das eine Überlagerung der beiden invarianten Massenverteilungen $M_{p\pi^+}$ und $M_{p\pi^-}$ darstellt, hier ist allerdings keine besonders gute Übereinstimmung der Datenpunkte mit dem Modell festzustellen.

6.4 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Im folgenden werden die Verteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte für verschiedene Observable für die im Juni und Oktober 2000 an COSY-TOF bei einem Strahlimpuls von 1.4 GeV (entsprechend einer Strahlenergie von 747 MeV) durchgeführten Messungen zur Zwei-Pion-Produktion präsentiert.

Die Datenpunkte werden wieder mit den beiden bereits bekannten Modellen verglichen: dem reinen Phasenraummodell (in den Bildern grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (in den Bildern dargestellt durch die durchgezogene Kurve), dessen Bestandteile im vorangegangenen Abschnitt beschrieben sind. Die experimentellen Daten wurden mit Hilfe von simulierten Daten der Zwei-Pion-Produktion nach der in Kap. 5.8 beschriebenen Methode einer Effizienz- und Akzeptanzkorrektur unterzogen, die zugehörigen unkorrigierten

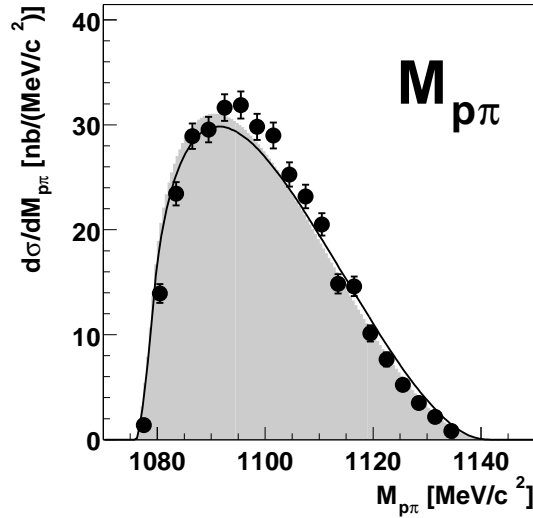


Abbildung 6.11: Invariante Massenverteilung $M_{p\pi}$ für Daten im Vergleich zum Phasenraummodell (grau schattierte Fläche) und dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Kurve), das die Δ -Propagatoren nach dem Ansatz in Formel 6.9 enthält.

Spektren (für experimentelle und simulierte Daten) werden in Anhang D.1 präsentiert.

Wie in Kap. 5.7 beschrieben, wurden die $pp\pi^+\pi^-$ -Daten aus Ereignissen mit drei und vier geladenen Spuren ausgewählt, die genauen Bedingungen für die Auswahl der „guten“ Ereignisse sind in Kap. 5.7.4 aufgelistet. In Anhang D.2 werden außerdem die effizienz- und akzeptanzkorrigierten Spektren getrennt für 3-Spur- und 4-Spur-Ereignisse dargestellt.

Bei den Winkelverteilungen werden Streuwinkel in verschiedenen Subsystemen relativ zu verschiedenen Achsen betrachtet, darum sollen zunächst die entsprechenden Definitionen dieser Winkel erläutert werden.

6.4.1 Definition von Streuwinkeln in Subsystemen

Der Polarwinkel θ gibt den Streuwinkel eines Teilchens bezüglich einer Vorzugsrichtung, die normalerweise durch die Strahlachse vorgegeben und als z -Achse definiert wird; für ein Teilchen mit Impuls $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$ gilt dann [Pät02]

$$\theta = \arctan \left(\frac{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}}{p_z} \right), \quad (6.11)$$

dies gibt gleichzeitig den Streuwinkel im Laborsystem an.

Im allgemeinen Schwerpunktsystem und in weiteren Subsystemen können Winkel bezüglich verschiedener Achsen definiert werden, dies ist in Abb. 6.12 für zwei Teilchen p_1 und p_2 illustriert. Die Streuwinkel der beiden Teilchen im allgemeinen Schwerpunktsystem werden mit θ_{p_1} und θ_{p_2} bezeichnet.

Im folgenden wird jetzt das Schwerpunktsystem (p_1, p_2) der beiden Teilchen als Subsystem im allgemeinen Schwerpunktsystem betrachtet, wobei $\theta_{p_1 p_2}$ den Winkel des Schwerpunkts von (p_1, p_2) im allgemeinen Schwerpunktsystem relativ zur Strahlachse angibt. Im System (p_1, p_2) kann man den Winkel der beiden Teilchen bezüglich zweier verschiedener Achsen definieren: so gibt $\theta_{p_2}^{p_1 p_2}$ den Winkel des Teilchens p_2 gegenüber der Strahlachse an, $\hat{\theta}_{p_2}^{p_1 p_2}$ (mit Dach) gibt im folgenden dagegen immer den Winkel relativ zum Summenvektor der beiden Teilchen im allgemeinen Schwerpunktsystem an [Pät02].

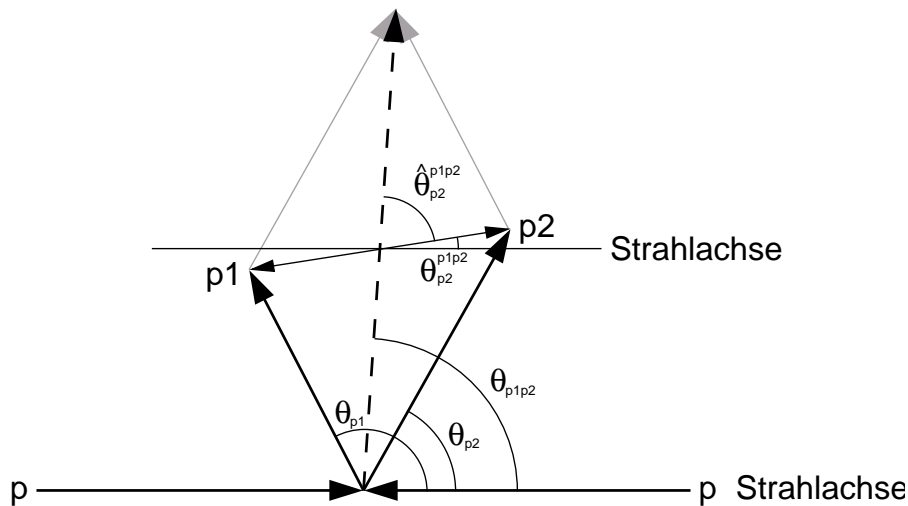


Abbildung 6.12: Definition von verschiedenen Streuwinkeln im allgemeinen Schwerpunktsystem, hier dargestellt für zwei Teilchen p_1 und p_2 (aus [Pät02]). Der Einfachheit halber stellt die Zeichnung eine nicht-relativistische Konstruktion dar, die anderen beiden Teilchen sind nicht gezeigt, für weitere Details s. Text.

6.4.2 Invariante Massen

In Abb. 6.13 sind die Verteilungen der invarianten Masse für die verschiedenen Zwei-Teilchen-Systeme gezeigt. Bei der Proton-Proton-Masse (M_{pp}) zeigen die Datenpunkte eine leichte Verschiebung hin zu kleineren Werten gegenüber der Phasenraumverteilung, was auf eine Endzustandswechselwirkung hinweist (vgl. Kap. 6.3.1), allerdings wird dieser Effekt durch das phänomenologische Modell überschätzt. Die starke Verschiebung hin zu höheren Massen bei $M_{\pi\pi}$, die durch das Modell richtig beschrieben wird, ist auf die Anregung und den Zerfall der $N^*(1440)$ -Resonanz zurückzuführen (Kap. 6.3.3). Die Masse $M_{p\pi}$ entspricht dem Δ -System, für eine Aussage über die Δ -Propagatoren (Kap. 6.3.4) wäre eine Unterscheidung der beiden Pionensorten nötig.

Die invarianten Massen der Drei-Teilchen-Systeme sind in Abb. 6.14 dargestellt. Hier ist vor allem die Masse $M_{p\pi\pi}$ von Interesse, wo die Verschiebung zu höheren Massenwerten auf die Anregung des N^* hinweist (Kap. 6.3.3).

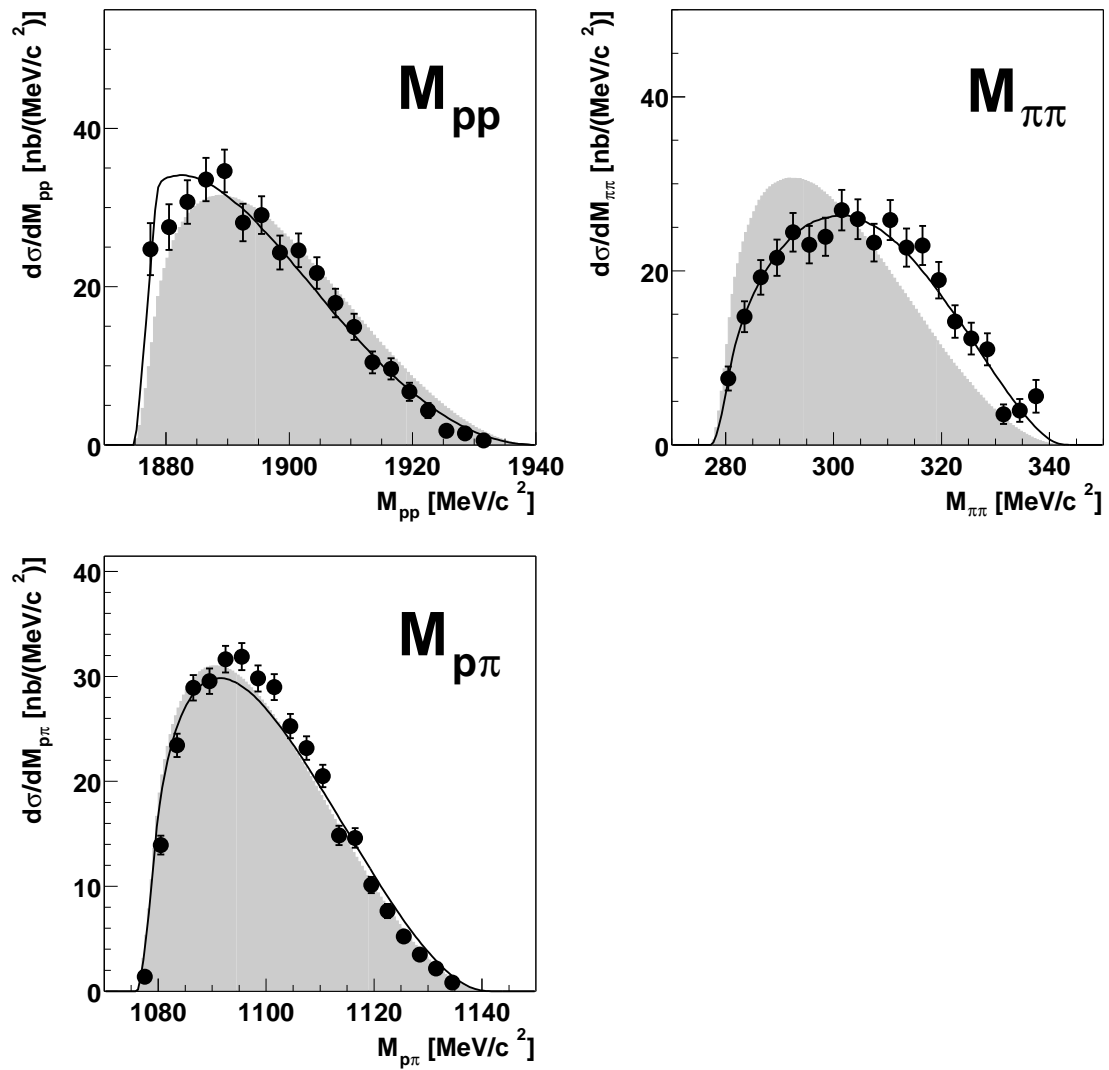


Abbildung 6.13: Invariante Massenverteilungen für Zwei-Teilchen-Systeme, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

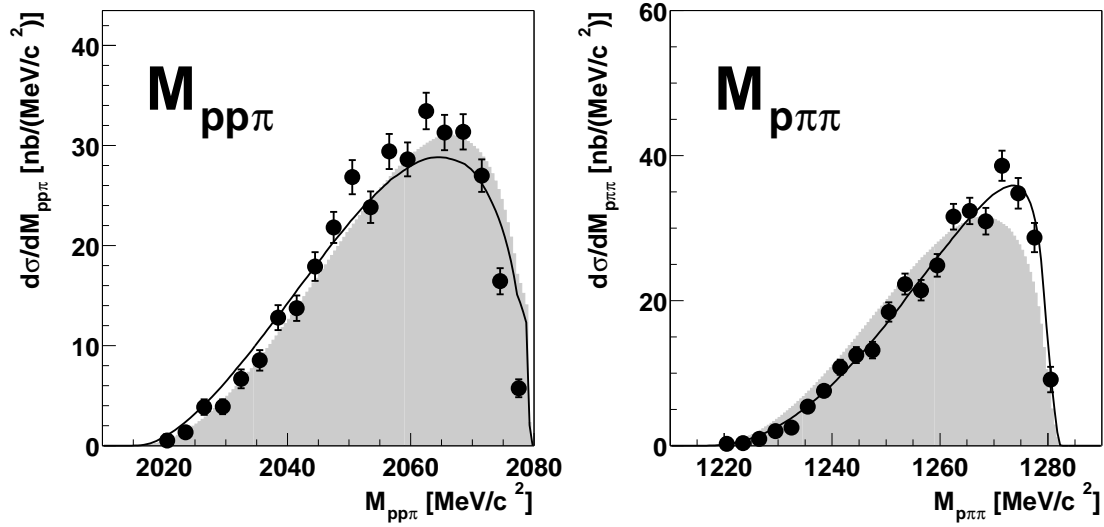


Abbildung 6.14: Invariante Massenverteilungen für Drei-Teilchen-Systeme, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

6.4.3 Winkelverteilungen

Im folgenden werden die Verteilungen der Streuwinkel für die verschiedenen Teilchen und Subsysteme präsentiert. Bis auf wenige Ausnahmen (Winkelverteilungen im Laborsystem, Koplanaritätswinkel) erfolgt dabei die Darstellung in Abhängigkeit von $\cos\theta$.

Abb. 6.15 zeigt die Verteilungen des Polarwinkels θ für Protonen und Pionen im allgemeinen Schwerpunktsystem. Die Verteilung für $\theta_p^{c.m.}$ wird durch das phänomenologische Modell anhand des Austausches eines σ -Mesons zwischen den beiden Protonen beschrieben (Kap. 6.3.2); während beim Pionspektrum das Modell keine Abweichung zur Phasenraumverteilung zeigt.

Bei den Winkelverteilungen im Laborsystem (Abb.6.16) zeigen die Datenpunkte für die Protonen eine leichte Verschiebung gegenüber dem Phasenraum hin zu kleineren Winkeln, was auf die FSI zwischen den Protonen hinweist. Die Pionverteilung wird durch beide Modellansätze gleichermaßen beschrieben.

Bei den Öffnungswinkeln im allgemeinen Schwerpunktsystem zwischen den verschiedenen Teilchen (Abb. 6.17) ist vor allem die Winkelverteilung $\delta_{\pi\pi}$ zwischen den beiden Pionen von Interesse, die mit der Interferenz der beiden möglichen Zerfallskanäle des N^* erklärt werden kann (vgl. Kap. 6.3.3). Die Koplanaritätswinkel $\Delta\phi$ (Abb. 6.18) werden durch das phänomenologische Modell sehr gut beschrieben, wobei insbesondere beim $\pi\pi$ -Winkel eine stärkere Abweichung zur Phasenraumverteilung zu beobachten ist.

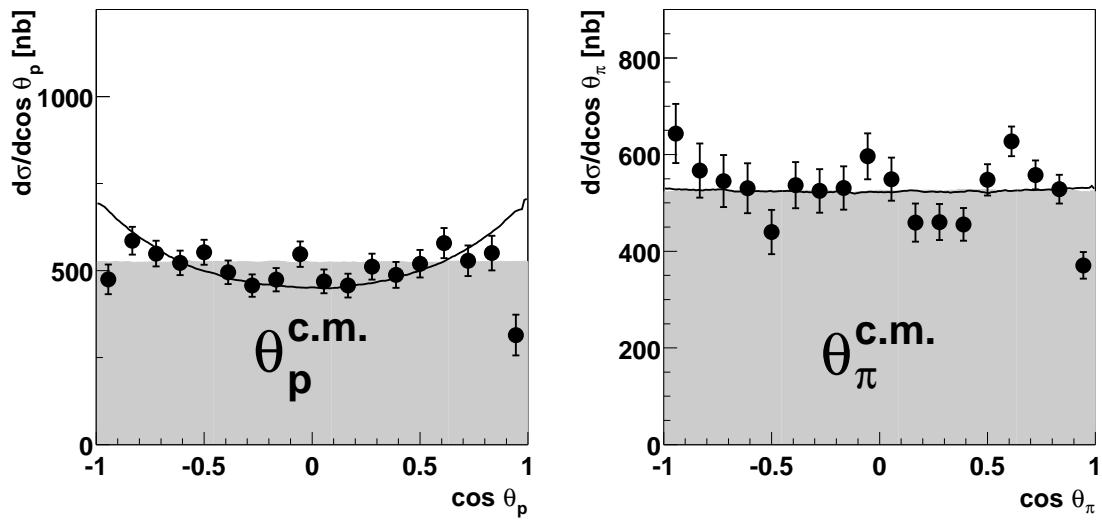


Abbildung 6.15: Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

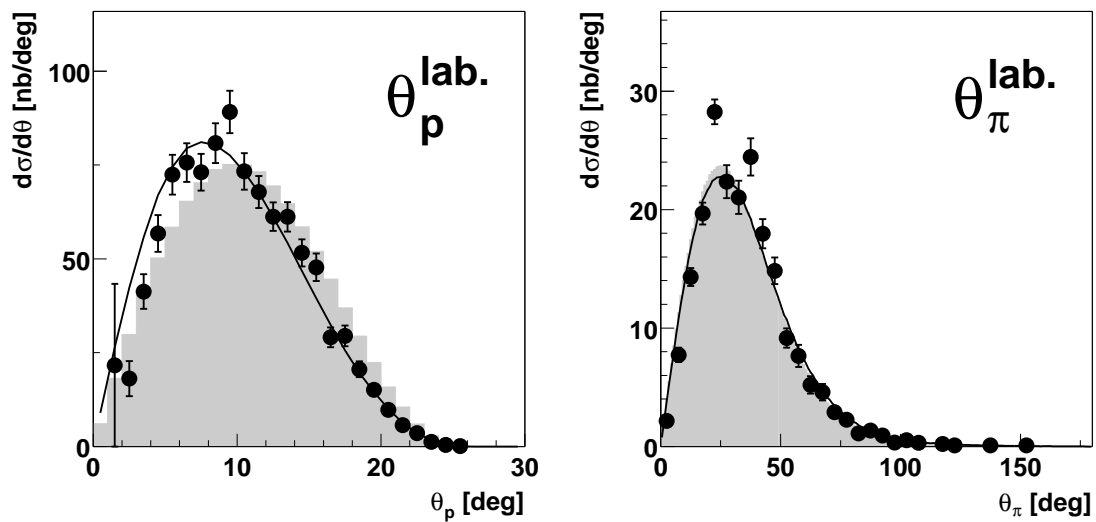


Abbildung 6.16: Winkelverteilungen im Laborsystem, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

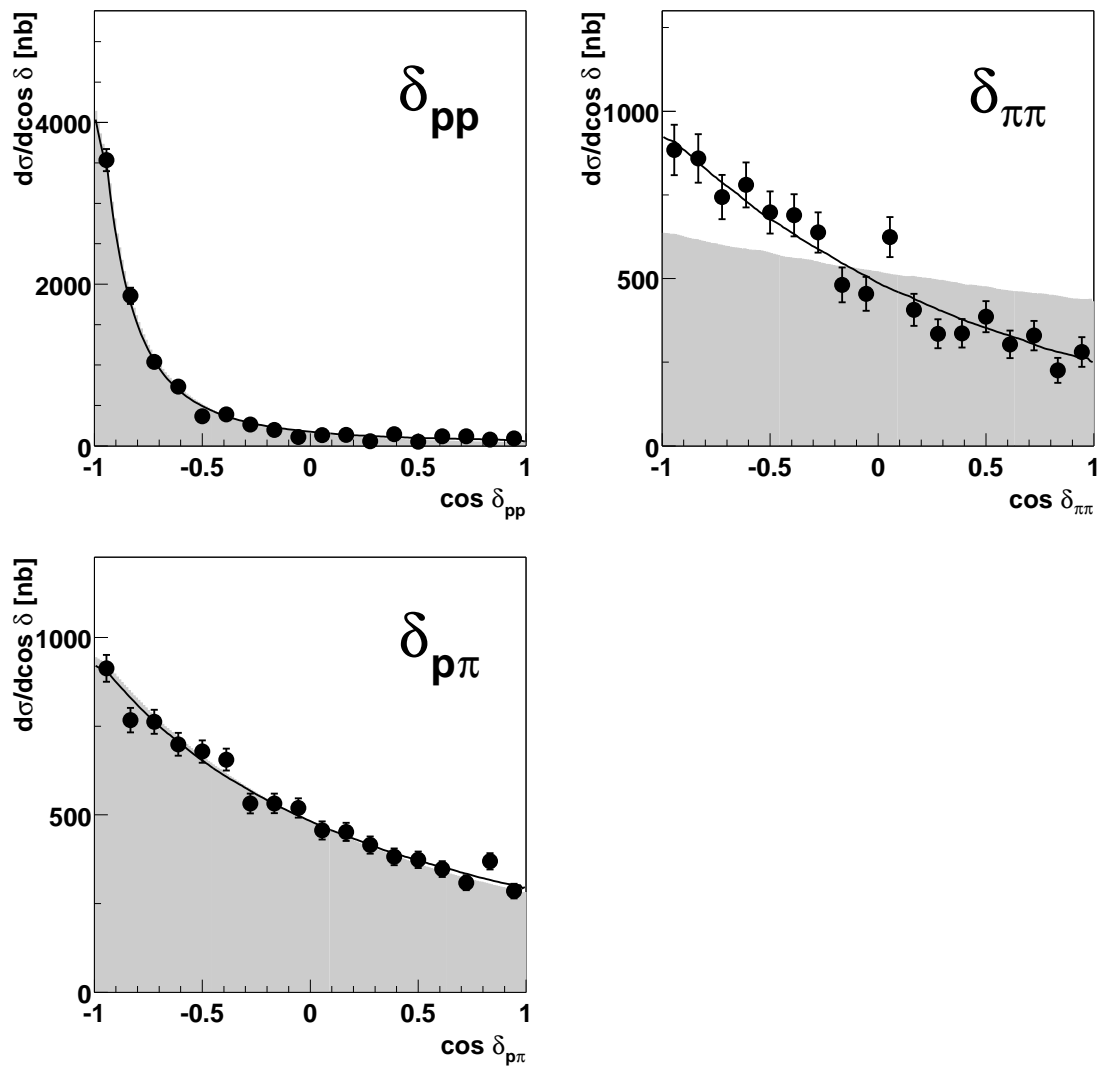


Abbildung 6.17: Öffnungswinkel zwischen verschiedenen Teilchen im allgemeinen Schwerpunktsystem, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

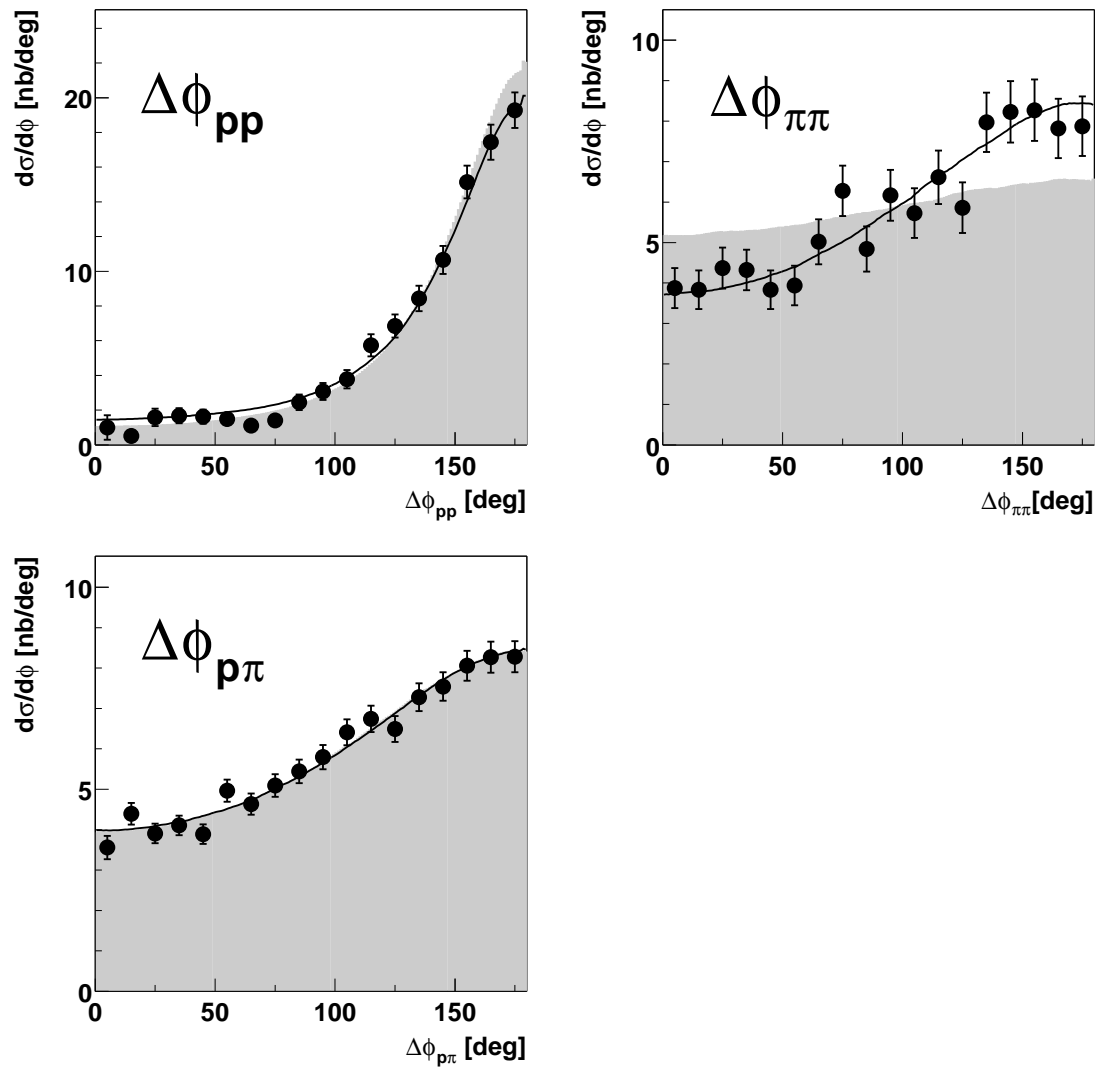


Abbildung 6.18: Winkel für Koplanarität zwischen verschiedenen Teilchen, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

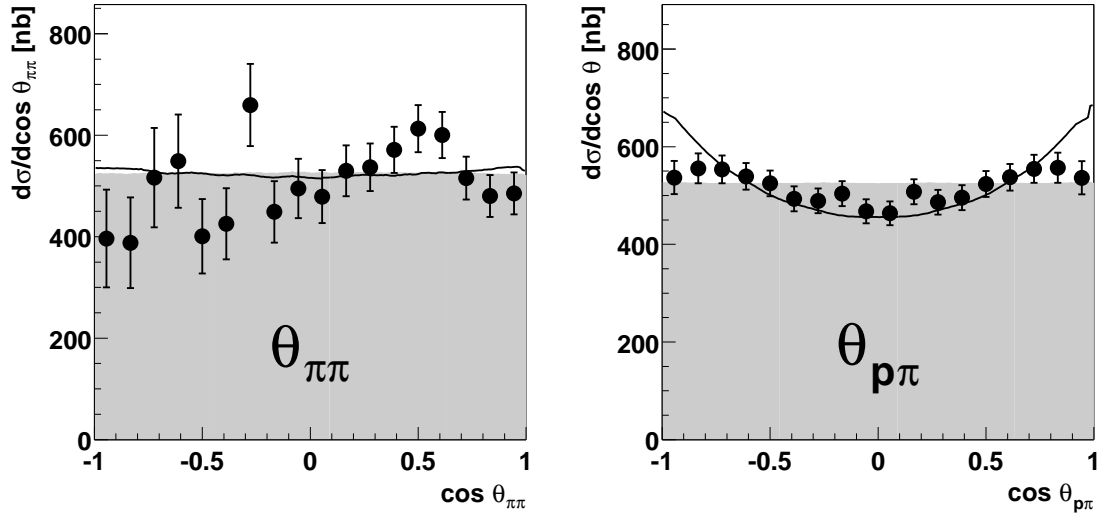


Abbildung 6.19: Winkel der Summenimpulse für die Systeme $(\pi\pi)$ und $(p\pi)$, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

In Abb. 6.19 sind die Streuwinkel des Summenimpulses im allgemeinen Schwerpunktsystem für die beiden Zwei-Teilchen-Systeme $(\pi\pi)$ und $(p\pi)$ dargestellt. Die Verteilung für $\theta_{\pi\pi}$, die bis auf das Vorzeichen für $\cos\theta$ der Verteilung für θ_{pp} entspricht, ist im Rahmen der (recht großen) statistischen Fluktuation mit dem flach verlaufenden Phasenraummodell im Einklang. Das $\theta_{p\pi}$ -Spektrum wird durch das phänomenologische Modell, bis auf die Randbereiche, relativ gut beschrieben. Es sei darauf hingewiesen, dass dieses Spektrum aufgrund der Ununterscheidbarkeit der beiden Pionensorten symmetrisch gegenüber $\cos\theta_{p\pi}$ sein muss; diese Symmetrie ist auch in einigen weiteren der im folgenden präsentierten Winkelverteilungen vorhanden.

In den nächsten drei Abbildungen 6.20 – 6.22 sind die Winkel von einzelnen Teilchen in den Zwei-Teilchen-Subsystemen (pp) , $(\pi\pi)$ und $(p\pi)$ relativ zu verschiedenen Achsen dargestellt (zur Definition dieser Winkel s. Kap. 6.4.1). Das θ_p^{pp} -Spektrum (Abb. 6.20) zeigt eine starke Abweichung gegenüber dem Phasenraum, allerdings gibt es an den beiden Rändern Probleme mit der Detektorakzeptanz, die bisher noch nicht vollständig geklärt sind. Diese Verteilung wird im Modell durch den Austausch eines σ -Mesons zwischen den Protonen beschrieben (Kap. 6.3.2). Die Datenpunkte im Spektrum für $\hat{\theta}_p^{pp}$ sind im Einklang mit den beiden gleichermaßen flach verlaufenden Modellverteilungen. Bei den Winkelverteilungen der Pionen im $(\pi\pi)$ -Subsystem (Abb. 6.21) sind Abweichungen zu beiden Modellkurven zu beobachten, insbesondere für die Observable $\hat{\theta}_\pi^{\pi\pi}$.

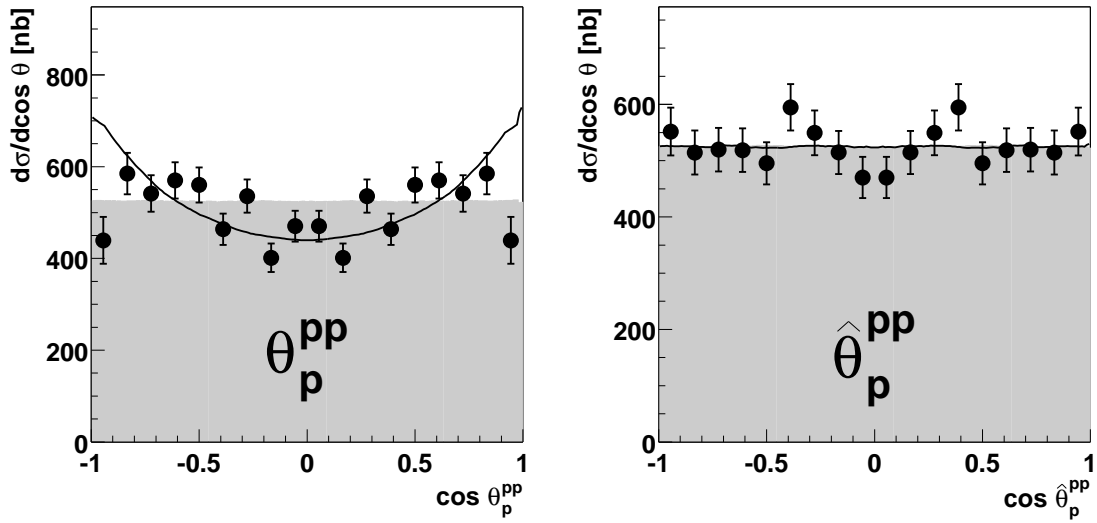


Abbildung 6.20: Winkel des Protons im (pp) -Subsystem, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

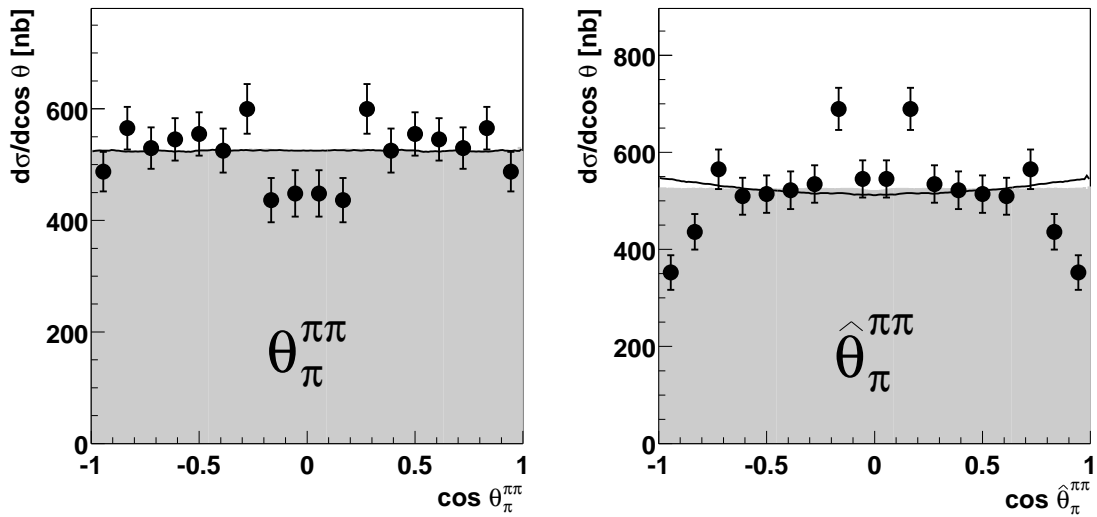


Abbildung 6.21: Winkel eines Pions im $(\pi\pi)$ -Subsystem, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

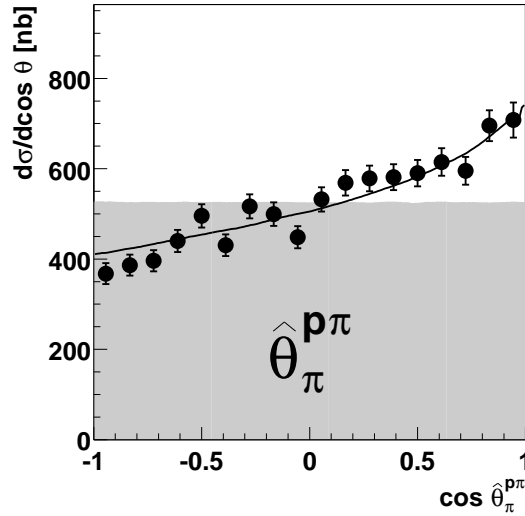


Abbildung 6.22: Winkel des π im $(p\pi)$ -Subsystem, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

Dagegen werden die Datenpunkte für das $\hat{\theta}_\pi^{p\pi}$ -Spektrum in Abb.6.22 wieder sehr gut durch das phänomenologische Modell beschrieben.

Zum Abschluss werden noch die Winkelverteilungen der Protonen und Pionen in den beiden Drei-Teilchen-Subsystemen $(p\pi\pi)$ und $(pp\pi)$ betrachtet. Im erstgenannten System (Abb. 6.23) sind die Datenpunkte im Rahmen der statistischen Fluktuation mit einer flachen Verteilung vereinbar; im $(pp\pi)$ -System (Abb. 6.24) weichen die Datenpunkte sehr stark von der Phasenraumverteilung ab, stehen allerdings sehr gut im Einklang mit dem phänomenologischen Modell.

6.4.4 Kinetische Energien

Die Energiespektren der Protonen und Pionen im allgemeinen Schwerpunktsystem (Abb. 6.25) und im Laborsystem (Abb. 6.26) werden durch das phänomenologische Modell befriedigend beschrieben, vor allem bei der Observable $E_p^{c.m.}$ gibt es eine signifikante Abweichung zur Phasenraumverteilung.

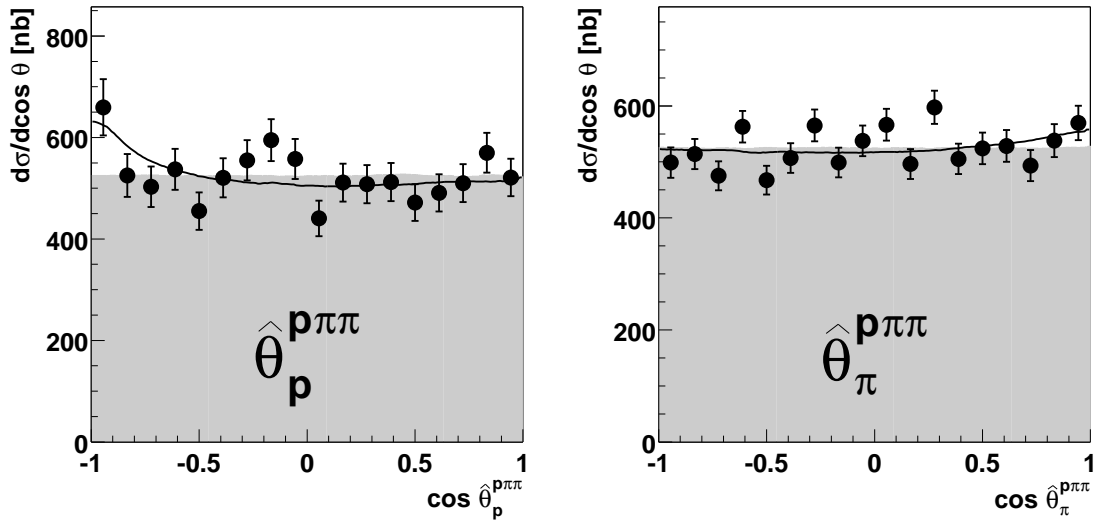


Abbildung 6.23: Winkel im $(p\pi\pi)$ -System, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

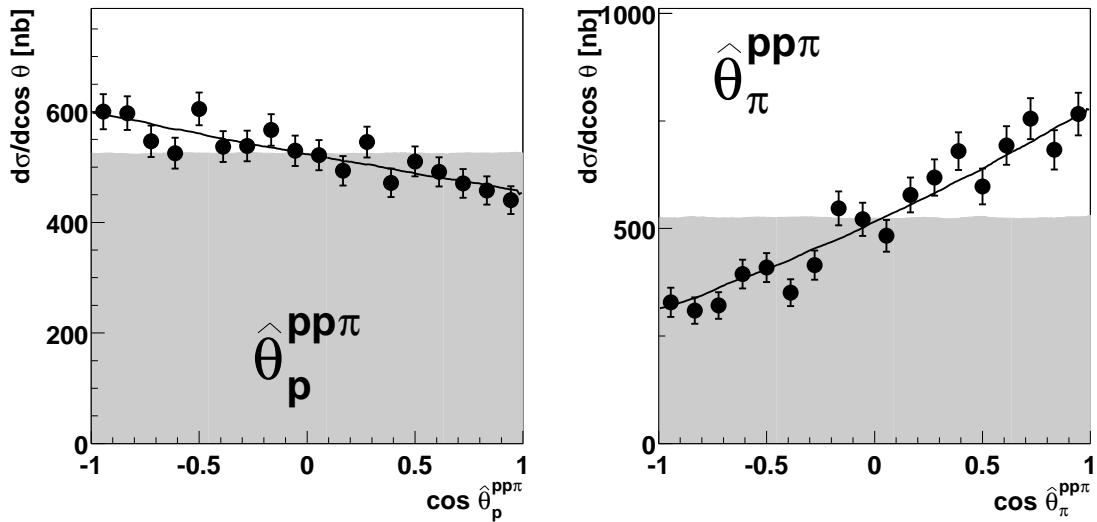


Abbildung 6.24: Winkel im $(pp\pi)$ -System, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

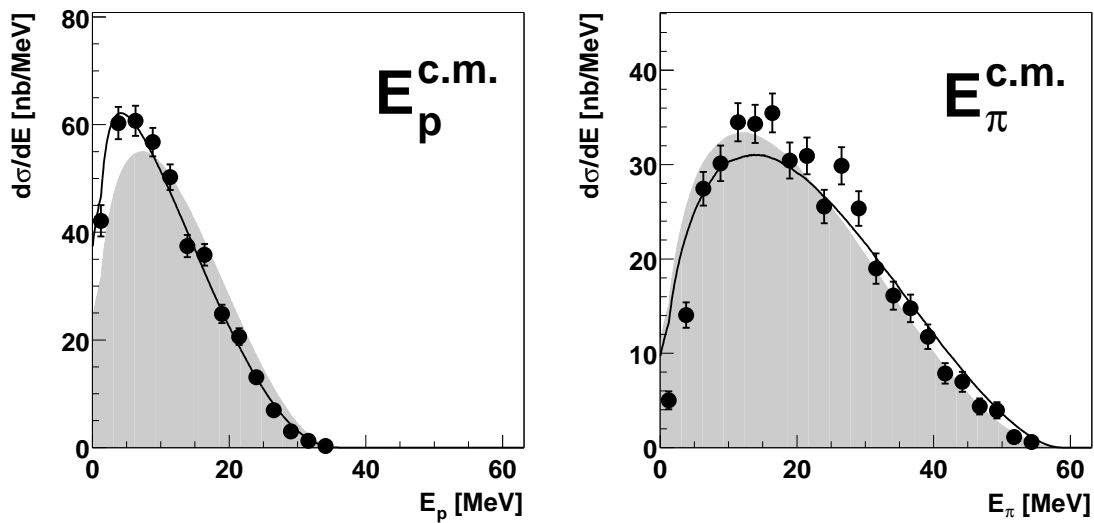


Abbildung 6.25: Verteilungen der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

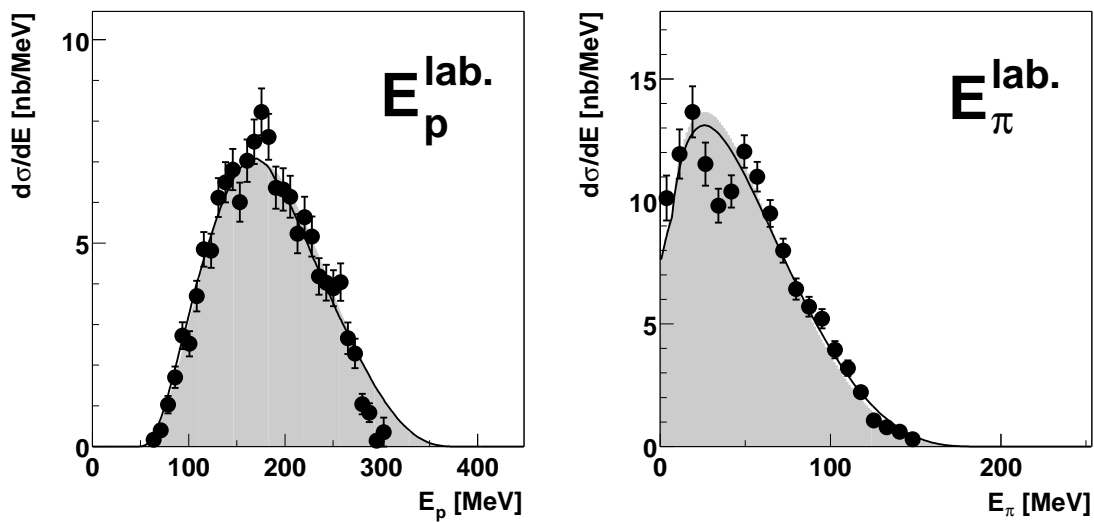


Abbildung 6.26: Verteilungen der kinetischen Energie im Laborsystem, Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve); weitere Details s. Text.

6.5 Analysierstärken für Subsysteme

Durch die Messung der Zwei-Pion-Produktion mit einem transversal polarisierten Protonenstrahl bietet sich erstmalig die Möglichkeit, Polarisationsobservable für diese Reaktion zu analysieren. Im Rahmen dieser Arbeit beschränken wir uns auf die Bestimmung der Analysierstärke A_y , die bereits in Kap. 6.1 für die elastische pp -Streuung betrachtet wurde, für einige der im vorangegangenen Abschnitt betrachteten Subsysteme (allgemeines Schwerpunktsystem sowie die Subsysteme (pp) , $(\pi\pi)$, $(p\pi)$ und $(p\pi\pi)$).

Die Analysierstärken erlauben u.a. eine Aussage über die an der Reaktion beteiligten Partialwellen zwischen den ein- und auslaufenden Teilchen. Falls sich Werte ergeben, die von Null verschieden sind, deutet das auf Beiträge von Partialwellen mit Bahndrehimpuls $l \neq 0$ hin, im Gegensatz zur theoretischen Vorhersage [Alv98], die einen weit dominierenden Beitrag von s -Wellen ($l = 0$) bei den hier betrachteten Energien nahe der Reaktionsschwelle erwarten lassen.

Der polarisierte totale Wirkungsquerschnitt σ_{pol} kann aus dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt σ_0 und der Analysierstärke A_y nach folgender Formel berechnet werden:

$$\sigma_{\text{pol}}(\theta) = \sigma_0 (1 + (\mathbf{P} \cdot \mathbf{n}) A_y(\theta)), \quad (6.12)$$

wobei \mathbf{P} den Vektor der Strahlpolarisation und \mathbf{n} die Streunormale darstellen mit $\mathbf{P} \cdot \mathbf{n} = +P$ für die Polarisationsrichtung *spin up* (\uparrow) und $\mathbf{P} \cdot \mathbf{n} = -P$ für *spin down* (\downarrow).

6.5.1 Berechnung der Analysierstärke

Die Analysierstärke $A_y(\theta, \phi)$ wird analog zu den auf Seite 85 angegebenen Formeln 6.1 und 6.2 nach dem sogenannten Superverhältnis berechnet, bei dem A_y die höchste Symmetrie aufweist:

$$A_y(\theta, \phi) = \frac{1}{P} \cdot \frac{R - 1}{R + 1}, \quad \text{mit} \quad R(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{N_{\uparrow}(\theta, \phi) \cdot N_{\downarrow}(\theta, \phi + 180^\circ)}{N_{\downarrow}(\theta, \phi) \cdot N_{\uparrow}(\theta, \phi + 180^\circ)}}. \quad (6.13)$$

$N_{\uparrow}(\theta, \phi)$ bzw. $N_{\downarrow}(\theta, \phi)$ stellen die Zählraten für die Spinausrichtungen *up* bzw. *down* der Strahlprotonen dar; der Azimuthwinkel ϕ liegt im Bereich $0 \leq \phi \leq 360^\circ$. Aufgrund der Symmetrie in Formel 6.13 muss $A_y(\theta, \phi)$ bzw. $R(\theta, \phi)$ nur im Bereich $0 \leq \phi \leq 180^\circ$ betrachtet werden. Da die Strahlpolarisation P für die beiden Strahlzeiten im Juni und Oktober 2000 unterschiedliche Werte besitzt (vgl. Kap. 6.1), muss die Berechnung von $A_y(\theta, \phi)$ zunächst getrennt für diese Strahlzeiten erfolgen, danach werden die beiden Werte unter Berücksichtigung der entsprechenden Wichtungsfaktoren aufsummiert⁶.

⁶Die Wichtungsfaktoren ergeben sich aus den Standardabweichungen σ_{A_y} der Werte von A_y für diese beiden Strahlzeiten.

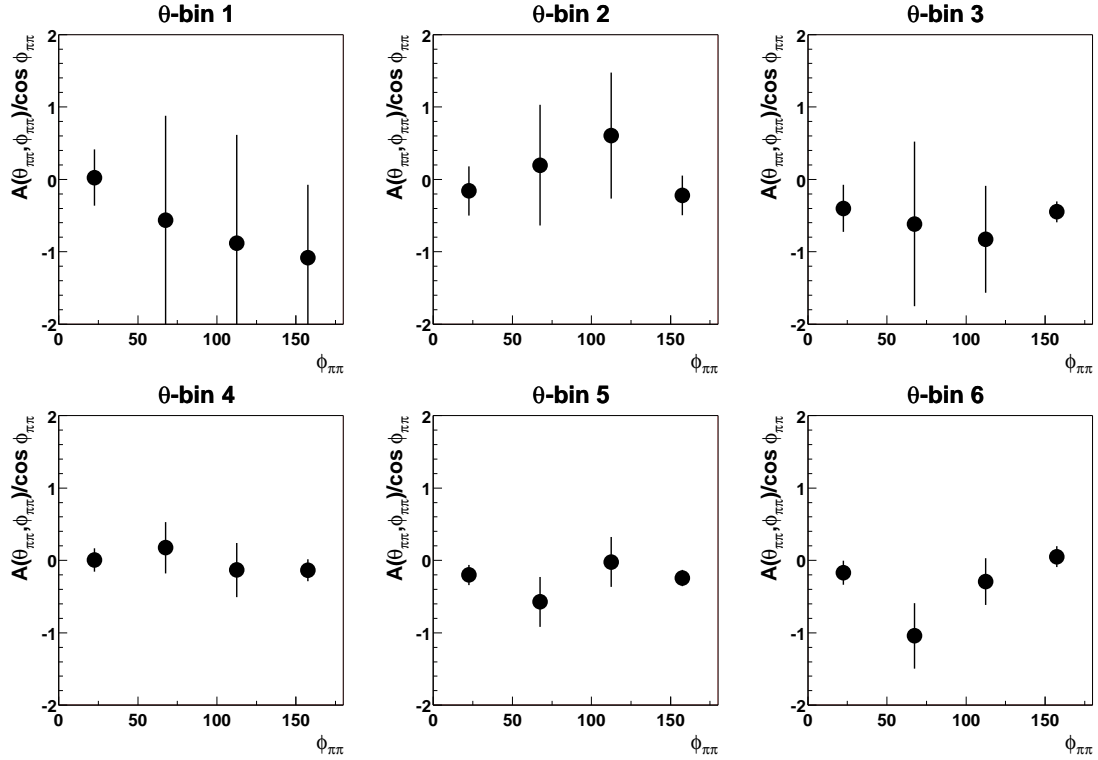


Abbildung 6.27: Analysierstärke $A_y(\theta_{\pi\pi}, \phi_{\pi\pi}) / \cos \theta_{\pi\pi}$ für den Summenvektor der beiden Pionen im allgemeinen Schwerpunktsystem für die sechs θ -bins. Aufgrund der Symmetrie in der Formel 6.13 werden von den acht ϕ -bins nur vier dargestellt (mit $0^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$). Die Spektren stellen bereits die gewichtete Summe der Werte von A_y für die beiden Strahlzeiten im Juni und Oktober 2000 dar.

Die Berechnung von A_y erfolgt für die betrachteten Subsysteme relativ zu den zugehörigen θ -Winkeln. Man unterteilt hierzu die Winkelbereiche in acht ϕ -Sektoren ($0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$) mit $\Delta\phi = 45^\circ$ und sechs θ -bins ($0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$) mit $\Delta\theta = 30^\circ$ und führt die Berechnung anhand von Formel 6.13 durch.

Für die Unterteilung in die einzelnen $\Delta\phi$ -bins ist anzumerken: bei Berechnungen im allgemeinen Schwerpunktsystem wird die Unterteilung der ϕ -bins im Laborsystem vorgenommen, da aufgrund derselben Ausrichtung der Strahlachse in den beiden Systemen $\Delta\phi_{\text{cm}} = \Delta\phi_{\text{lab}}$ gilt. Dies gilt allerdings nicht mehr in den weiteren betrachteten Subsystemen; hier erfolgt die $\Delta\phi$ -Unterteilung im entsprechenden Subsystem relativ zu der jeweils gültigen Symmetrieachse.

Das Verfahren ist in Abb. 6.27 illustriert, in der für die sechs θ -bins die Größe $A_y(\theta, \phi) / \cos \phi$ gegenüber dem ϕ -Winkel aufgetragen ist (hier für den Summenvektor der beiden Pionen im allgemeinen Schwerpunktsystem). Der Grund für die Wahl der Größe $A_y(\theta, \phi) / \cos \phi$ (anstatt $A_y(\theta, \phi)$) liegt darin, dass sich die vom Azimutwinkel ϕ unabhängige Größe $A_y(\theta)$ folgendermaßen berechnet:

$$A_y(\theta) := A_y(\theta, \phi = 0^\circ) = \frac{A_y(\theta, \phi)}{\cos \phi}, \quad (6.14)$$

d.h. der Wert von $A_y(\theta)$ ergibt sich in Abb. 6.27 für jedes θ -bin aus dem Mittelwert von $A_y(\theta, \phi)/\cos \phi$ für die vier ϕ -bins⁷. Anschließend werden die vom ϕ -Winkel unabhängigen Werte $A_y(\theta)$ gegenüber dem θ -Winkel aufgetragen, die entsprechenden Spektren werden in den nächsten Abschnitten vorgestellt.

6.5.2 Analysierstärken im allgemeinen Schwerpunktsystem

Zunächst betrachten wir die Analysierstärken für Protonen und Pionen im allgemeinen Schwerpunktsystem (Abb. 6.28). Es ergeben sich für beide Teilchensorten Werte, die leicht von Null abweichen, wobei diese Abweichung für Pionen etwas stärker ausfällt.

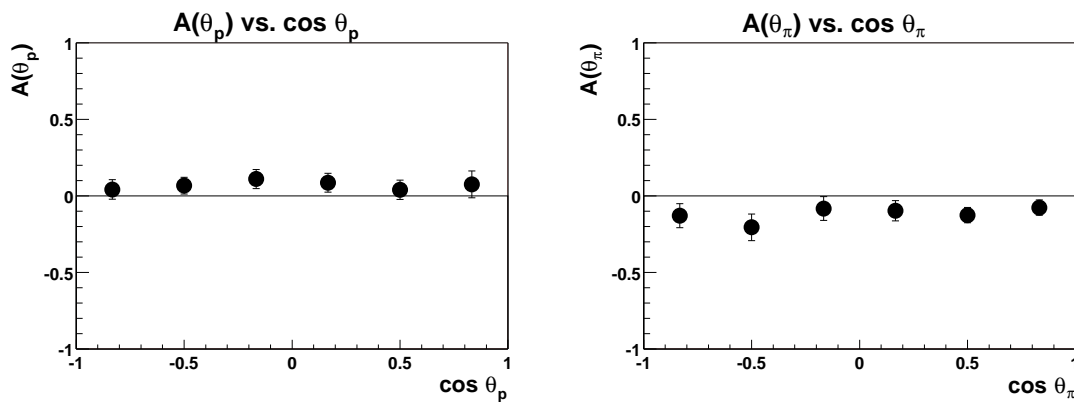


Abbildung 6.28: Analysierstärken $A_y(\theta_p)$ und $A_y(\theta_\pi)$ im allgemeinen Schwerpunktsystem, wobei der θ -Winkel relativ zur Strahlachse gemessen wird.

Abb. 6.29 zeigt die Größe $A_y(\theta_{\pi\pi})$ für den Winkel $\theta_{\pi\pi}$ des Summenimpulses der beiden Pionen relativ zur Strahlachse im allgemeinen Schwerpunktsystem; an die Datenpunkte wurde eine Sinusfunktion der Form $\sin 2\theta$ angepasst. Die Daten weichen deutlich von Null ab, was auf einen signifikanten Beitrag von Partialwellen mit $l \neq 0$ in der Wechselwirkung zwischen den beiden Reaktionspartnern hindeutet.

Im Fall von identischen Teilchen sind die Winkelverteilungen der Analysierstärke in den Subsystemen antisymmetrisch zum Winkel 90° , während die entsprechenden Verteilungen des Wirkungsquerschnittes stets symmetrisch zu 90° sind (vgl. Kap. 6.4). Winkelverteilungen der Analysierstärke im allgemeinen Schwerpunktsystem können sowohl symmetrische als auch antisymmetrische Anteile enthalten. Für Partialwellen $l \leq 2$ ist $A(\theta)$ durch Beiträge von $\sin \theta$ und/oder $\sin 2\theta$ bestimmt [Mey01].

⁷Man kann auch $A_y(\theta, \phi)$ gegenüber ϕ auftragen und eine Cosinus-Kurve an die Datenpunkte anpassen, die Formel 6.14 gilt dann entsprechend.

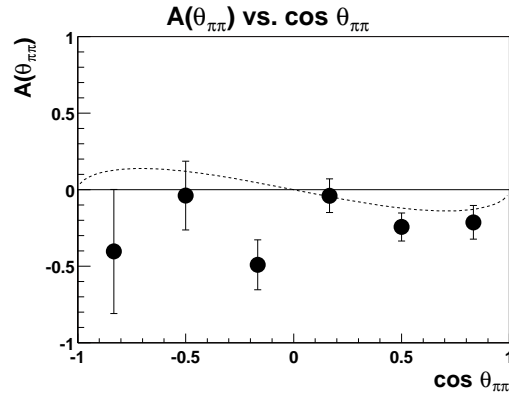


Abbildung 6.29: Analysierstärke $A_y(\theta_{\pi\pi})$ in Abhängigkeit des Winkels des Summenimpulses der beiden Pionen relativ zur Strahlachse im allgemeinen Schwerpunktsystem. An die Datenpunkte ist eine Sinusfunktion $\sin 2\theta$ angepasst.

6.5.3 Analysierstärke im (pp) - und $(\pi\pi)$ -Subsystem

Die Analysierstärken im (pp) -Subsystem in Abhängigkeit der verschiedenen Polarwinkel θ_p^{pp} und $\hat{\theta}_p^{pp}$ (zur Definition dieser Winkel s. Kap. 6.4.1) sind in Abb. 6.30 dargestellt. Die Werte für $A_y(\theta_p^{pp})$ und $A_y(\hat{\theta}_p^{pp})$ liegen allesamt nahe bei Null, so dass die Verteilungen unter Berücksichtigung der Fehler mit null verträglich sind.

Die Werte der Analysierstärken im $(\pi\pi)$ -Subsystem (Abb. 6.31) weichen im Gegensatz hierzu stärker von Null ab, was wiederum auf Beiträge von Bahndrehimpulsen $l \neq 0$ in der Wechselwirkung zwischen den beiden Pionen schließen lässt. Dies könnte als ein Hinweis auf einen signifikanten Beitrag von $\pi\pi$ -Produktion im ρ -Kanal gesehen werden, da das ρ -Meson, das fast zu 100 % in zwei Pionen zerfällt, einen Spinwert von Eins besitzt. In der Verteilung $A_y(\hat{\theta}_{\pi\pi}^{\pi\pi})$ liegt die angepasste Sinusfunktion trotz der relativ stark von Null abweichenden Datenpunkte nahe bei

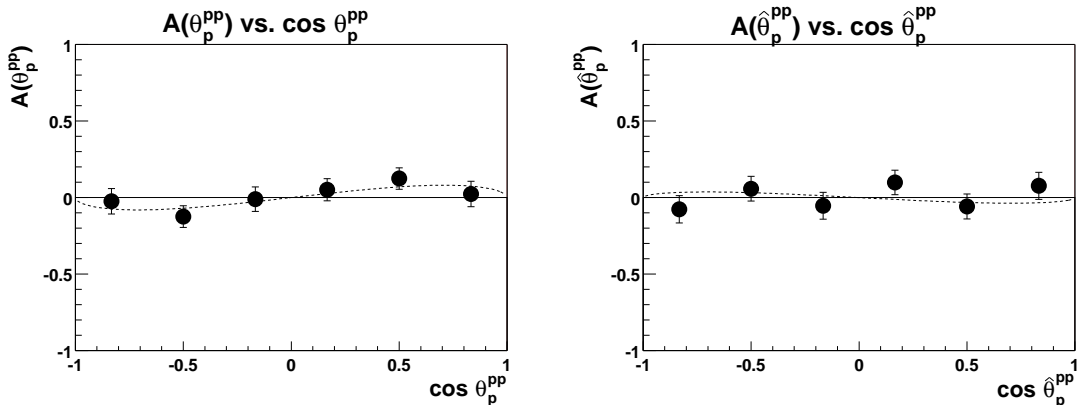


Abbildung 6.30: Analysierstärken $A_y(\theta_p^{pp})$ (links, θ relativ zur Strahlachse) und $A_y(\hat{\theta}_p^{pp})$ (rechts, θ relativ zum pp -Summenimpuls im allgemeinen Schwerpunktsystem) im (pp) -Subsystem. An die Datenpunkte sind jeweils Sinusfunktionen $\sin 2\theta$ angepasst.

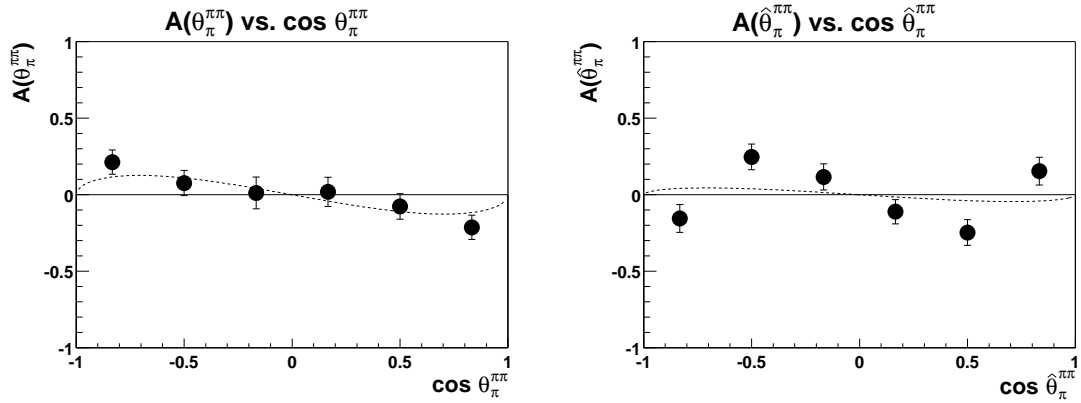


Abbildung 6.31: Analysierstärken $A_y(\theta_{\pi\pi})$ (links, θ relativ zur Strahlachse) und $A_y(\hat{\theta}_{\pi\pi})$ (rechts, θ relativ zum $\pi\pi$ -Summenimpuls im allgemeinen Schwerpunktsystem) im $(\pi\pi)$ -Subsystem. An die Datenpunkte sind jeweils Sinusfunktionen $\sin 2\theta$ angepasst.

Null, dies liegt am Verhalten des äußersten linken bzw. rechten Datenpunktes.

6.5.4 Analysierstärke im $(p\pi)$ -Subsystem

Die Verteilungen der Analysierstärke im $(p\pi)$ -System in Abhängigkeit der jeweiligen Pionwinkel ist in Abb.6.32 dargestellt, hier ist für beide betrachtete Winkel der von Null abweichende Wert von A_y deutlich sichtbar. Die Datenpunkte werden durch die angepasste Funktion $\sin 2\theta$ gut beschrieben.

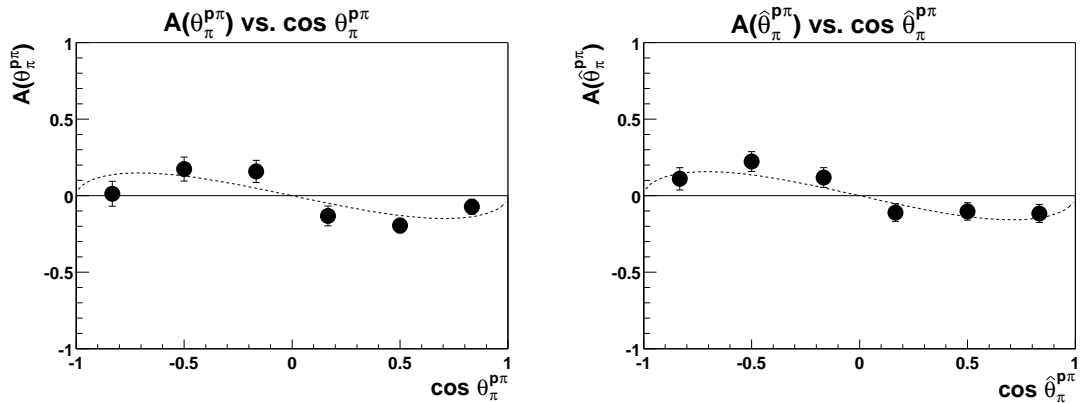


Abbildung 6.32: Analysierstärken $A_y(\theta_{p\pi})$ (links, θ relativ zur Strahlachse) und $A_y(\hat{\theta}_{p\pi})$ (rechts, θ relativ zum $p\pi$ -Summenimpuls im allgemeinen Schwerpunktsystem) im $(p\pi)$ -Subsystem. An die Datenpunkte sind jeweils Sinusfunktionen $\sin 2\theta$ angepasst.

6.5.5 Analysierstärke im $(p\pi\pi)$ -Subsystem

Zum Abschluss seien noch die Analysierstärken im Drei-Teilchen-System $(p\pi\pi)$ betrachtet, s. Abb. 6.33 und 6.34. Auch hier weichen die ermittelten Werte von A_y von Null ab, insbesondere bei der Verteilung relativ zum Pionwinkel $\hat{\theta}_p^{p\pi\pi}$.

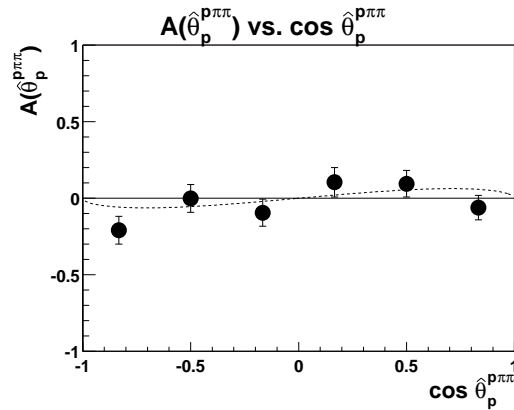


Abbildung 6.33: Analysierstärke $A_y(\hat{\theta}_p^{p\pi\pi})$ im $(p\pi\pi)$ -Subsystem, θ relativ zum $p\pi\pi$ -Summenimpuls im allgemeinen Schwerpunktsystem. An die Datenpunkte ist eine Sinusfunktion $\sin 2\theta$ angepasst.

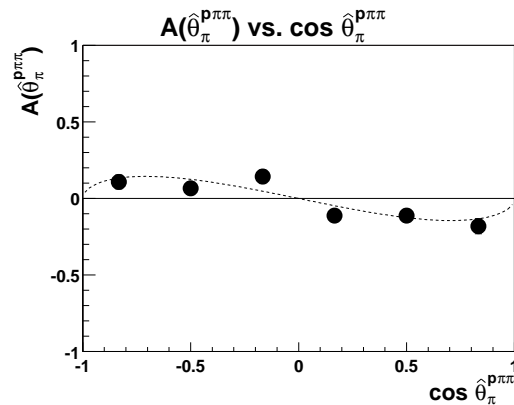


Abbildung 6.34: Analysierstärke $A_y(\hat{\theta}_\pi^{p\pi\pi})$ im $(p\pi\pi)$ -Subsystem, θ relativ zum $p\pi\pi$ -Summenimpuls im allgemeinen Schwerpunktsystem. An die Datenpunkte ist eine Sinusfunktion $\sin 2\theta$ angepasst.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Fazit

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde für das Flugzeitspektrometer COSY-TOF ein Kalorimeter entwickelt, mit dem die Möglichkeit geschaffen wurde, unabhängig von der Flugzeitbestimmung die kinetische Energie der Teilchen separat zu messen. Das Kalorimeter wurde in die Endkappe des Stahlfasses von COSY-TOF eingebaut und erfolgreich in Betrieb genommen.

Mit der kurzen Version von COSY-TOF, bei der das TOF-Fass nur aus den beiden Endkappen besteht, wurden im Juni und Oktober 2000 zwei Strahlzeiten zur Messung der geladenen Zwei-Pion-Produktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei einem Strahlimpuls von $1.4 \text{ GeV}/c$, entsprechend einer Strahlenergie von 747 MeV , durchgeführt (sowie davor noch eine v.a. der Kommissionierung des Kalorimeters dienende Strahlzeit bei einer niedrigeren Strahlenergie von 400 MeV , auf die hier nicht näher eingegangen wurde). Die Messung der Zwei-Pion-Produktion wurde mit einem transversal polarisierten Protonenstrahl durchgeführt, wodurch sich erstmals die Möglichkeit ergab, Analysierstärken für diese Reaktion zu bestimmen.

Außerdem wurde im Rahmen dieser Arbeit das Jülich-Türiner-Tübinger Auswerteprogramm zur Analyse der Daten sowie das Simulationsprogramm erheblich erweitert und verbessert, insbesondere wurde die Modellierung des Kalorimeters und die dafür notwendigen Algorithmen in beide Softwarepakete integriert.

Im folgenden sollen noch einmal die wesentlichen Ergebnisse zusammengefasst werden, anschließend erfolgt noch ein kurzer Ausblick.

7.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Strahlpolarisation: Für die Bestimmung der Analysierstärken ist eine möglichst genaue Kenntnis der Strahlpolarisation der transversal polarisierten Strahlprotonen erforderlich, die mit Hilfe des als Polarimeter dienenden Ringhodoskops aus Ereignissen der elastischen pp -Streuung bestimmt wurde. Es ergaben sich für die beiden Strahlzeiten im Mittel Werte von 71.8% (Juni 2000) und 80.0% (Oktober 2000).

Totaler Wirkungsquerschnitt: Die Absolutnormierung der Daten erfolgte ebenfalls mit Hilfe der elastischen pp -Streuung, für die der totale Wirkungsquerschnitt

sehr genau vermessen wurde. Für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ ergibt sich so für den totalen Wirkungsquerschnitt ein Wert von $(1.03 \pm 0.23 \pm 0.05) \mu\text{b}$, der deutlich niedriger, aber verträglich mit den Ergebnissen von PROMICE/WASA ist ($1.3 \mu\text{b}$ [Pät02] bzw. $1.6 \mu\text{b}$ [Bro01]), allerdings lag die Strahlenergie bei COSY-TOF (747 MeV) auch etwas niedriger gegenüber der PROMICE/WASA-Messung (750 MeV).

Reaktionsmechanismen der Zwei-Pion-Produktion: Die Daten wurden mit den Reaktionsmechanismen eines phänomenologischen Modells [Alv98] verglichen, das zur Interpretation der Zwei-Pion-Produktion entwickelt wurde:

- Verglichen mit dem Modell zeigen die Daten eine wesentlich kleinere Endzustandswechselwirkung zwischen den beiden Protonen, hier besteht auch ein Unterschied zu den PROMICE/WASA-Ergebnissen, bei denen die FSI stärker hervortritt.
- Auch bei den COSY-TOF-Daten deutet die Winkelverteilung der Protonen im Schwerpunktsystem auf den Austausch eines σ -Mesons zwischen den beiden Protonen im Eingangskanal hin.
- Der dominierende Reaktionsprozess ist die Anregung der Roper-Resonanz $N^*(1440)$ in einem der beiden Eingangsprotonen, was im Spektrum der invarianten Masse $M_{p\pi\pi}$ in einer Verschiebung hin zu höheren Massenwerten zu erkennen ist. Es gibt eine Interferenz zwischen zwei möglichen Zerfallskanälen des N^* , zum einen den Zerfall in den skalar-isoskalaren Zustand $N^* \rightarrow p(\pi\pi)_{I=l=0}$, zum anderen den Zerfall in den Kanal $N^* \rightarrow \Delta\pi$. Aus den Daten konnte für das Mischungsverhältnis dieser beiden Kanäle der bei PROMICE/WASA erhaltene Wert von $\sim 25\%$ Mischungsbeitrag in der Amplitude des $\Delta\pi$ -Zerfallskanals verifiziert werden, allerdings ist für die COSY-TOF-Daten aufgrund der geringeren Statistik die Unsicherheit für diesen Wert wesentlich größer.

Differentielle Wirkungsquerschnittsverteilungen: Die experimentellen Daten wurden mit Hilfe von simulierten Daten und den aus dem phänomenologischen Modell hervorgehenden Verteilungen einer Effizienz- und Akzeptanzkorrektur unterzogen und anschließend mit den Modellkurven für ein reines Phasenraummodell sowie dem phänomenologischen Modell verglichen. Die in [Pät02] festgestellten Abweichungen von den Phasenraumkurven konnten verifiziert werden, die Verteilungen des phänomenologischen Modells stellen eine gute Beschreibung der experimentellen Daten dar.

Analysierstärken: Bei den erstmals experimentell bestimmten Analysierstärken für die Zwei-Pion-Produktion wurden teilweise von Null verschiedene Werte gefunden, was auf Beiträge von Partialwellen mit Bahndrehimpuls $l \neq 0$ bei der Wechselwirkung zwischen ein- und auslaufenden Teilchen hinweist. Insbesondere deutet die Verteilung der Analysierstärke in Abhängigkeit der Winkel $\theta_{\pi\pi}$ und θ_{π}^{π} auf einen signifikanten Beitrag von $l \neq 0$ -Wellen zwischen den beiden Partnern der Reaktion hin. Dies könnte als ein Hinweis auf einen signifikanten Beitrag von $\pi\pi$ -Produktion im ρ -Kanal gesehen werden. Auch die Verteilung der Analysierstärke

im $(p\pi)$ -System weicht signifikant von Null ab, was darauf hinweist, dass zwischen Proton und Pion p -Wellen eine Rolle spielen, wie es zur Bildung der Δ -Resonanz in diesen Subsystemen notwendig ist.

7.2 Ausblick

Mittlerweile hat eine weitere Messung zur Zwei-Pion-Produktion an COSY-TOF bei einer etwas höheren Strahlenergie von 800 MeV stattgefunden, auch diese Messung erfolgte mit einem transversal polarisierten Protonenstrahl. Bei dieser Messung, die bereits mit dem neuen Datenaufnahmesystem EMS durchgeführt wurde, stand nun auch durch den Einsatz der speziellen *long range TDCs* die *delayed pulse technique* zur Verfügung, die eine Unterscheidung zwischen positiv und negativ geladenen Pionen ermöglicht. Dies erlaubt weitere Aussagen über die einzelnen Beiträge des phänomenologischen Modells, indem nun die entsprechenden Subsysteme getrennt für π^+ und π^- betrachtet werden können. Diese Messung wird zur Zeit noch analysiert, die Ergebnisse werden präsentiert in [Erh04].

Das Messprogramm zur Zwei-Pion-Produktion ist noch nicht beendet, weitere Messungen wurden an CELSIUS/WASA¹ durchgeführt, auch an COSY-TOF sind weitere Messungen geplant, insbesondere zur Zwei-Pion-Produktion an Kernen mit verschiedenen Massenzahlen A .

Es soll außerdem noch erwähnt werden, dass das Kalorimeter zu einem nicht mehr wegzudenkenden Bestandteil von COSY-TOF geworden ist, das mittlerweile bei weiteren Messungen außerhalb der Zwei-Pion-Produktion zum Einsatz gekommen ist.

¹Der 4π -Detektor CELSIUS/WASA ist eine Weiterentwicklung des PROMICE/WASA-Experiments

Anhang A

Technische Details des Zentralkalorimeters

A.1 Lichtleiter für die einzelnen Module

In Abb. A.1 sind die Konstruktionszeichnungen mit den Längenangaben der beiden für das Kalorimeter entwickelten Lichtleitertypen dargestellt. Die Lichtleiter wurden von der feinmechanischen Werkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Tübingen gefräst und feingeschliffen und anschließend von wissenschaftlichen Hilfskräften poliert.

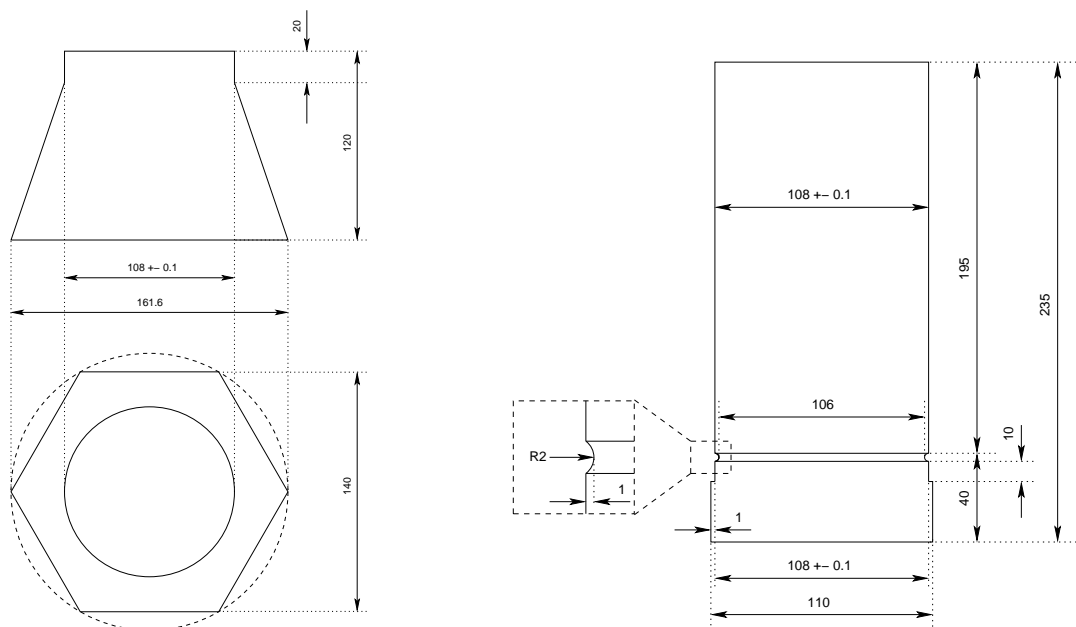


Abbildung A.1: Konstruktionszeichnungen der Lichtleiter für die einzelnen Kalorimetermodule; links: der an den Plastiksintillator geklebte konusförmige Lichtleiter, rechts: der gleichzeitig als Vakuumdurchführung dienende Lichtleiter, in den eine Nut für die Aufnahme eines O-Rings gefräst ist.

A.2 Befestigung der Photomultiplier am TOF-Deckel

Für die Fixierung der Photomultiplier wurde eine Konstruktion entwickelt, bei der die Photomultiplier über drei Gewindestangen an den TOF-Deckel befestigt werden, s. hierzu Abb.A.2. Die Gewindestangen werden verschraubt in den Ecken einer sechseckigen Messingplatte mit zentralem Loch, die an ein Messingrohr geschweisst ist (bildlich gesprochen ein Hut mit sechseckiger Krempe und ohne Deckel). Dieser Hut wird von hinten über den Photomultiplier samt μ -Metall gestülpt. Am hinteren Ende des Photomultipliers befindet sich ein Federführungsrohr, das zur Führung einer Feder (Federkonstante 6.813 N/mm) dient. Durch den Messinghut wird diese Feder gestaucht und dadurch der Photomultiplier gegen den aus dem TOF-Deckel ragenden Lichtleiter gepresst.

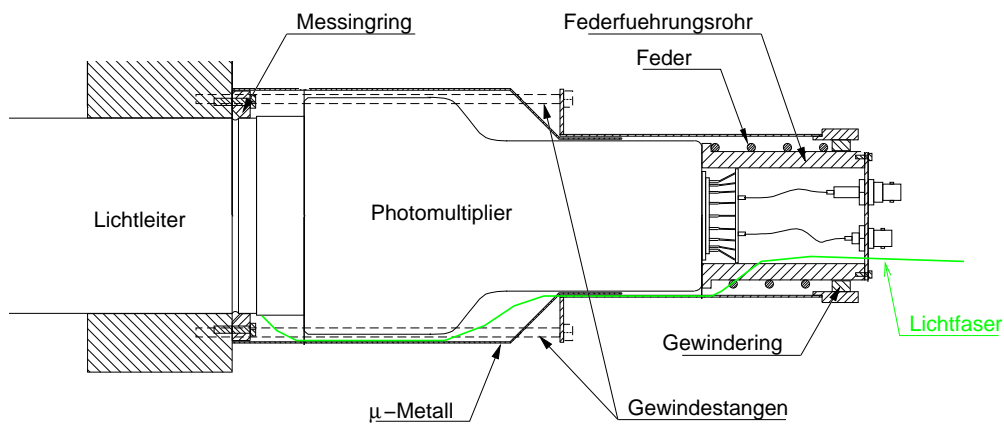


Abbildung A.2: Darstellung der mechanischen Befestigung der Photomultiplier am Deckel des TOF-Fasses. Gezeigt ist auch die Einkopplung der Lichtfaser für das in Kap. 3.4.4 beschriebene Lichtpulsersystem.

Anhang B

Berechnungen und Formeln

B.1 Bethe-Bloch-Formel

Beim Durchgang geladener schwerer Teilchen (Protonen, Pionen, usw.) durch Materie finden eine Vielzahl von Wechselwirkungen statt, die zu einem Energieverlust der Teilchen führen [Leo94]:

- (1) inelastische Stöße mit den Hüllenelektronen der Atome des Materials,
- (2) elastische Streuung an den Atomkernen,
- (3) Emission von Čerenkov-Strahlung,
- (4) Kernreaktionen,
- (5) Bremsstrahlung.

Die Wechselwirkungen (3)–(5) sind gegenüber den ersten beiden relativ selten und können vernachlässigt werden. Auch der Anteil (2) der elastischen Streuung am Energieverlust ist gegenüber Anteil (1) gering, so dass der Energieverlust im wesentlichen über inelastische Stöße mit Hüllenelektronen erfolgt.

Eine quantenmechanische Berechnung dieses Energieverlustes wurde durchgeführt von H. BETHE und F. BLOCH und lieferte das Ergebnis [Leo94]

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - \frac{2C}{Z} \right], \quad (\text{B.1})$$

wobei

- r_e : klassischer Elektronenradius,
- m_e : Elektronenmasse,
- N_a : Avogadrosche Zahl ($N_a = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$),
- Z, A : Ladungs- und Massenzahl des absorbierenden Mediums,
- ρ : Dichte des absorbierenden Mediums,
- z : Ladungszahl des absorbierten Teilchens,
- I : mittleres Ionisationspotential des Mediums,
- W_{max} : maximaler Energieübertrag in einem einzelnen Stoß,
- δ, C : Korrekturterme.

Für den Energieverlust von Elektronen und Positronen gibt es eine ähnliche Beziehung, siehe hierzu [Leo94].

Die Größe dE/dx (Energieverlust pro Längeneinheit) wird auch *stopping power* genannt. Da sie materialabhängig ist, wird oft auch der spezifische Energieverlust

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = z^2 \frac{Z}{A} f(\beta, I) \quad (\text{B.2})$$

(*mass stopping power*) verwendet, der nahezu materialunabhängig ist, so dass für verschiedene Medien 1 und 2 gilt:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_1 = \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right)_2. \quad (\text{B.3})$$

B.2 Über invariante und fehlende Massen

Bei der Analyse einer Reaktion dienen als wichtige Observable die invarianten und fehlenden Massen (engl. *Missing Mass*) einer Untermenge von Teilchen in dieser Reaktion. Wir betrachten die Reaktion

$$b + t \longrightarrow r_1 + \cdots + r_N \quad (\text{B.4})$$

eines Strahlteilchens b mit einem Targetteilchen t und N Reaktionsteilchen r_i . Für diese Reaktion gilt die Erhaltung des Vierer-Impulses \mathcal{P} :

$$\mathcal{P}_b + \mathcal{P}_t = \sum_{i=1}^N \mathcal{P}_i, \quad \text{mit } \mathcal{P}_b = \begin{pmatrix} E_b/c \\ \mathbf{p}_b \end{pmatrix}, \mathcal{P}_t = \begin{pmatrix} E_t/c \\ \mathbf{p}_t \end{pmatrix}, \mathcal{P}_i = \begin{pmatrix} E_i/c \\ \mathbf{p}_i \end{pmatrix}, \quad (\text{B.5})$$

wobei E die Gesamtenergie und \mathbf{p} der dreikomponentige Impulsvektor des entsprechenden Teilchens ist. Quadriert man beide Seiten dieser Gleichung, so erhält man einen lorentz-invarianten Ausdruck, der bereits die invariante Masse M_{total} des Gesamtsystems darstellt:

$$\begin{aligned} (M_{\text{total}} \cdot c)^2 &= (\mathcal{P}_b + \mathcal{P}_t)^2 = \left(\frac{E_b + E_t}{c} \right)^2 - (\mathbf{p}_b + \mathbf{p}_t)^2 \\ &= \left(\sum_{i=1}^N \mathcal{P}_i \right)^2 = \left(\sum_{i=1}^N \frac{E_i}{c} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^N \mathbf{p}_i \right)^2. \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Mit Hilfe der Gleichungen B.5 und B.6 für die Vierer-Impulserhaltung können nun invariante und fehlende Massen für beliebige Subsysteme von Teilchen berechnet werden.

Invariante Masse: Für ein Subsystem von $k < N$ Teilchen einer Reaktion nach Gleichung B.4 lässt sich die invariante Masse M_{i_1, \dots, i_k} folgendermaßen berechnen:

$$M_{i_1, \dots, i_k} = \sqrt{\left(\sum_{j=1}^k \frac{E_{i_j}}{c^2}\right)^2 - \left(\sum_{j=1}^k \frac{\mathbf{p}_{i_j}}{c}\right)^2}, \quad (\text{B.7})$$

mit $1 \leq i_j \leq N$ und $1 \leq j \leq k$. Für ein Teilchen ($k = 1$) entspricht die invariante Masse der Ruhemasse des Teilchens; interessanter ist der Fall $k > 1$, hier liefert die invariante Masse Informationen über die Reaktionsdynamik. In diesem Fall besitzt die invariante Masse einen Wert zwischen der einfachen Summe der Ruhemassen m_{i_j} der beteiligten Teilchen und dieser Summe zuzüglich der für dieser Reaktion verfügbaren freien kinetischen Energie:

$$\sum_{j=1}^k m_{i_j} \leq M_{i_1, \dots, i_k} \leq \sum_{j=1}^k \left(m_{i_j} + E_{i_j}^{\text{kin}}\right). \quad (\text{B.8})$$

Interessant ist die invariante Masse insbesondere, wenn bei der Reaktionsgleichung B.4 ein intermediärer Zwischenzustand (Resonanz) R auftritt, der in eine bestimmte Anzahl von Reaktionsteilchen zerfällt:

$$\begin{aligned} b + t &\longrightarrow r_{i_1} + \dots + r_{i_k} + R \longrightarrow r_1 + \dots + r_N \\ \text{mit } R &\longrightarrow r_{i_{k+1}} + \dots + r_{i_N}. \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Die invariante Masse der Teilchen $r_{i_{k+1}} + \dots + r_{i_N}$, in die die Resonanz zerfällt, geben dann die Masse M_R der Resonanz, die auf diese Weise rekonstruiert werden kann.

Fehlende (missing) Masse: Wenn von den N Reaktionsteilchen nur k Teilchen experimentell nachgewiesen werden, so kann für diese die fehlende Masse MM_{i_1, \dots, i_k} berechnet werden, wobei auch die Energien und Impulse von Strahl- und Targetteilchen bekannt sein müssen:

$$MM_{i_1, \dots, i_k} = \sqrt{\left(\frac{E_b}{c^2} + \frac{E_t}{c^2} - \sum_{j=1}^k \frac{E_{i_j}}{c^2}\right)^2 - \left(\frac{\mathbf{p}_b}{c} + \frac{\mathbf{p}_t}{c} - \sum_{j=1}^k \frac{\mathbf{p}_{i_j}}{c}\right)^2}, \quad (\text{B.10})$$

wobei MM_{i_1, \dots, i_k} der invarianten Masse M_{i_{k+1}, \dots, i_N} der nicht gemessenen $N - k$ Teilchen entspricht.

Anhang C

Einzelne Gesichtspunkte der Analyse

C.1 Das ASCII-Datenformat

Die Daten für das Analyseprogramm müssen im ASCII-Format vorliegen, das kurz beschrieben werden soll. Die Monte-Carlo-Daten werden direkt von der Simulationssoftware in diesem Format gespeichert, die experimentell gewonnenen Daten liegen zunächst im rohen TDAS-Format vor (geschrieben durch das Datenerfassungsprogramm TDAS, vgl. Kap. 3.7) und müssen mit dem Konvertierungsprogramm `tdas2ascii` (siehe Kap. 5.1.1) ins ASCII-Format umgewandelt werden.

Das ASCII-Datenformat ist sehr einfach und direkt lesbar, wie das folgende Beispiel von experimentell gemessenen Daten zeigt:

```
454    24  3980  5124  Event
652  1297    0    29
614  1642    1    18
605   742    2    11
491  2353   10   135
  ⋮     ⋮     ⋮     ⋮
455    32  3980  6148  Event
704  2425    0    4
569  1611    1    8
592  1194    2   19
  ⋮     ⋮     ⋮     ⋮
```

Die erste Zeile stellt den Event-Header dar, sie enthält von links nach rechts die Event-Nummer, die Anzahl der Detektortreffer für dieses Ereignis (wobei hier aus Platzgründen nicht alle Detektortreffer des Ereignisses aufgelistet sind), die Run-Nummer, das in Dezimaldarstellung kodierte Trigger-Pattern, sowie als letzten Eintrag ein Kennwort, um experimentelle Daten (hier „**Event**“) von simulierten Daten („**monte**“) unterscheiden zu können. Die nach dem Event-Header in vier Spalten unterteilten Einträge stellen pro Zeile die einzelnen Detektortreffer dar, wobei

von links nach rechts in jeder Zeile die folgenden Informationen enthalten sind: TDC-Wert, ADC-Wert, Detektornummer und Nummer des getroffenen Detektorelements.

Die Datenanalyse wird ausschließlich mit diesem ASCII-Datenformat durchgeführt.

C.2 Binäre Reaktionen für Kalibrierung

Verschiedene Schritte bei der Kalibrierung der experimentell gewonnenen Daten (Kap. 5.2) werden mit Hilfe von binären bzw. Zwei-Körper-Reaktionen durchgeführt, bei denen die beiden Teilchen in einer koplanaren Reaktionsebene liegen. Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, dass für binäre Reaktionen die Kinematik bereits vollständig bestimmt ist, wenn nur eine Variable, z.B. der polare (θ -)Winkel für eines der Teilchen bekannt ist. Alle anderen kinematischen Variablen (Energien, Impulse, Winkel des anderen Teilchens) können dann daraus berechnet werden.

Als binäre Reaktionen kommen in Betracht die elastische pp -Streuung sowie die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$, wobei für die jeweiligen Kalibrierungsschritte zumeist nur eine dieser Reaktionen und auch nur eine Teilchensorte (d.h. entweder das Deuteron oder das Pion für letzteren Fall) verwendet wird. Zur Identifikation der Binärreaktionen werden Ereignisse mit zwei rekonstruierten koplanaren (d.h. $\Delta\phi \approx 180^\circ$) Spuren ausgewählt und die kinematischen Variablen aus dem gemessenen θ_1 -Winkel der ersten Spur berechnet. Durch Vergleich der berechneten Werte für den θ_2 -Winkel der zweiten Spur mit dem gemessenen Wert kann dann die entsprechende binäre Reaktion anhand der Winkelbeziehungen identifiziert werden¹.

Für die elastische pp -Streuung kann die Beziehung zwischen den θ -Winkeln der beiden Spuren analytisch ausgedrückt werden:

$$\tan \theta_1 \cdot \tan \theta_2 = \frac{1}{\gamma^2} = \frac{2m_p}{T_p + 2m_p}, \quad (\text{C.1})$$

wobei $\gamma = \sqrt{1/(1 - \beta^2)}$ und β die Geschwindigkeit des pp -Schwerpunktsystems im Laborsystem ist und T_p und m_p die kinetische Energie und Masse der Strahlprotonen sind. Im nicht-relativistischen Grenzfall ($\gamma \rightarrow 1$) ergibt sich daraus für den Winkel zwischen den beiden Protonen ($\theta_1 + \theta_2$, wobei $0^\circ \leq \theta_1, \theta_2 \leq 180^\circ$) ein Wert von 90° , für $\gamma > 1$ ist der Wert entsprechend kleiner.

Für die Kalibrierung der Detektorelemente des Quirlhodoskops oder des Kalorimeters ergibt sich allerdings bei der elastischen Streuung von Protonen bei den hier betrachteten Protonenenergien (400 und 747 MeV) ein prinzipielles Problem mit der Akzeptanz. Denn für Winkel der Spur des ersten Protons bis etwa $\theta_1 = 26^\circ$

¹Allerdings kann es bei der Auswahl der binären Reaktion allein über die Winkel gelegentlich zu Fehlinterpretationen kommen, da z.B. auch bei Drei-Körper-Reaktionen mit zwei geladenen und einem neutralen Teilchen im Endzustand (z.B. $pp \rightarrow pp\pi^0$) die Spuren der geladenen Teilchen den Winkelbeziehungen für binäre Reaktionen gehorchen können. Der Anteil dieses „Untergrundes“ ist allerdings nicht besonders hoch und kann vernachlässigt werden.

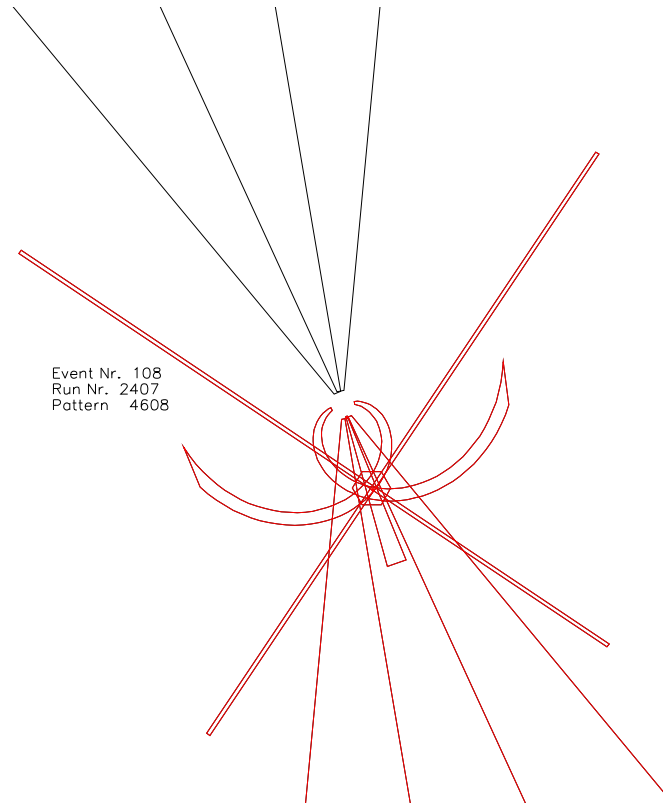


Abbildung C.1: Eventplot eines Ein-Spur-Ereignisses, das für die Kalibrierung des Quirls und/oder Kalorimeters verwendet werden kann (aus [Wei02]). Es gibt ein zweites Teilchen in diesem Ereignis, erkennbar an den Treffern in den gegenüberliegenden Starttortenelementen, allerdings liegt der zugehörige Winkel außerhalb der Akzeptanz sowohl des Ringhodoskops als auch des Faserhodoskops.

(für 747 MeV-Strahlprotonen, dies entspricht fast dem maximalen Akzeptanzwinkel des Quirls von $\theta_{\max} = 27.8^\circ$, vgl. hierzu Tab. 3.6 auf Seite 36) liegt die Spur des zweiten Protons außerhalb der Akzeptanz des Ringhodoskops ($\theta_{\max} = 54.8^\circ$), so dass für diesen Fall bei der elastischen Streuung nur eine rekonstruierte Spur vorliegt². Aus diesem Grund können für die Kalibrierung von Detektorelementen des Quirls oder des Kalorimeters mit Hilfe von Protonen aus der elastischen Streuung keine entsprechenden Zwei-Spur-Ereignisse genutzt werden, diese kommen nur für die Kalibrierung des Ringhodoskops in Frage.

Für die Kalibrierung von Quirl und Kalorimeter mit Protonen werden also nur Ereignisse mit einer rekonstruierten Spur herangezogen; zusätzlich kann noch gefordert werden, dass die Starttorte (die einen hohen maximalen Akzeptanzwinkel besitzt) einen weiteren Treffer bei $\Delta\phi \approx 180^\circ$ besitzt³, wie es beispielhaft im *Eventplot* in Abb. C.1 illustriert ist. Bei solchen Ein-Spur-Ereignissen kann man

²In Kap. 5.3 über die Spurrekonstruktion wird dargelegt, dass für eine gültige Spur eines der beiden Stophodoskope getroffen worden sein muss.

³Wobei die $\Delta\phi$ -Auflösung der Starttortenelemente von 15° recht ungenau ist.

natürlich nicht sicher sein, dass immer ein Ereignis der elastischen Streuung vorliegt. Da aber der zu dieser Reaktion gehörende Wirkungsquerschnitt wesentlich höher ist im Vergleich zu anderen binären Reaktionen, ist die Annahme gerechtfertigt, dass die überwiegende Zahl dieser Ein-Spur-Ereignisse wirklich von Protonen der elastischen Streuung verursacht wird.

Für die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ ist der Ausdruck für die Abhängigkeit zwischen den polaren Winkeln komplizierter verglichen mit Formel C.1, darum ist diese Beziehung hier nur graphisch dargestellt (Abb.C.2). Durch den beschränkten maximalen Winkel der Deuteronen ist allerdings eine Verwendung der Deuteronen für die Kalibrierung auch nicht immer möglich, z.B. können die Deuteronen nicht für die Energiekalibration der äußeren Kalorimetersegmente verwendet werden. Die Pionen überdecken jedoch den gesamten Winkelbereich und können zur Kalibrierung sämtlicher Detektoren verwendet werden.

Zu beachten ist, dass es zu einem vorgegebenem Winkel des Deuterons jeweils zwei mögliche Lösungen für den zugehörigen Winkel des Pions gibt, die mit dem (gemessenen) Winkel der zweiten rekonstruierten Spur verglichen werden müssen, um den richtigen Wert zu finden.

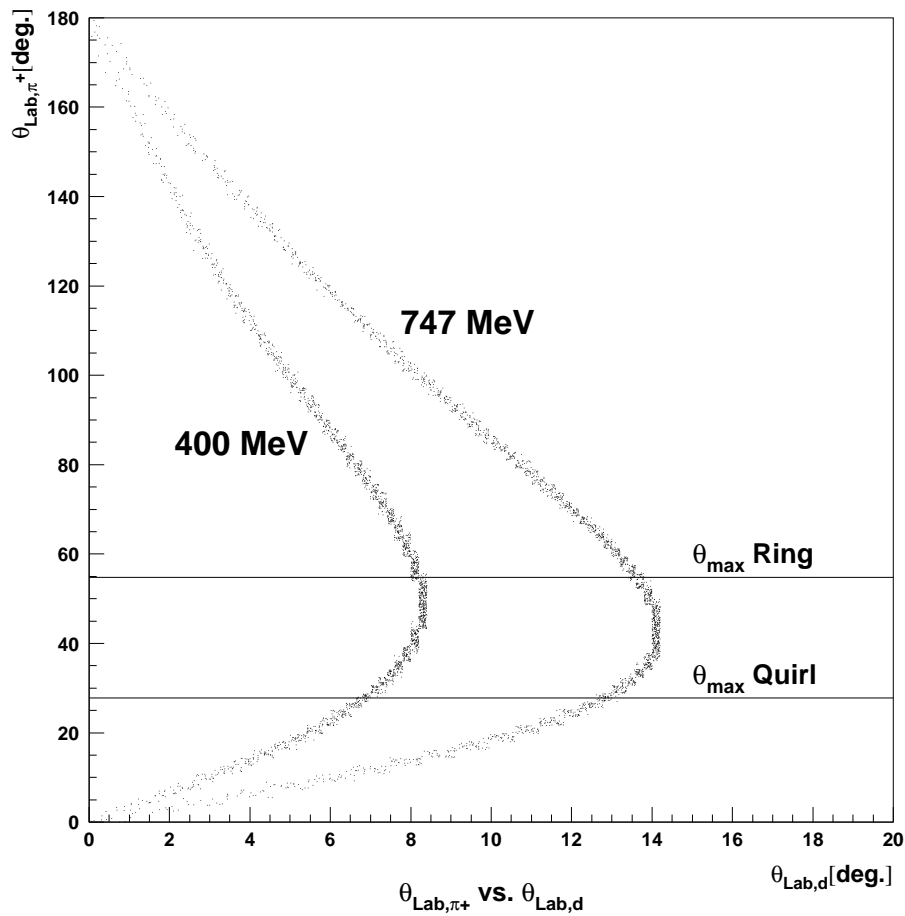


Abbildung C.2: Beziehung der θ -Winkel für die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ für zwei verschiedene Strahlenergien. Für einen bestimmten Winkel des Deuterons gibt es jeweils zwei Lösungen für den entsprechenden Winkel des Pions. Eingezeichnet sind auch die maximalen Akzeptanzwinkel für das Quirl- und das Ringhodoskop.

Anhang D

Weitere Histogramme zur Zwei-Pion-Produktion

D.1 Unkorrigierte Histogramme

Im Kap. 6.4 wurden die effizienz- und akzeptanzkorrigierten differentiellen Wirkungsquerschnittsverteilungen der Zwei-Pion-Produktionsdaten dargestellt. Im folgenden sollen nun die zugehörigen unkorrigierten Spektren für die experimentellen und simulierten Daten präsentiert werden. Die Darstellung der Spektren erfolgt in der gleichen Reihenfolge wie in Kap. 6.4; in den einzelnen Spektren werden jeweils drei Verteilungen gezeigt: experimentellen Daten (schwarze Punkte), Verteilungen für simulierte Daten, in deren Generierung das in Kap. 6.3 vorgestellte phänomenologische Modell für die Zwei-Pion-Produktion eingeht (schwarze Linie), sowie die Spektren für simulierte Daten nach einer reinen Phasenraumverteilung (grau schraffiert).

D.1.1 Invariante Massen

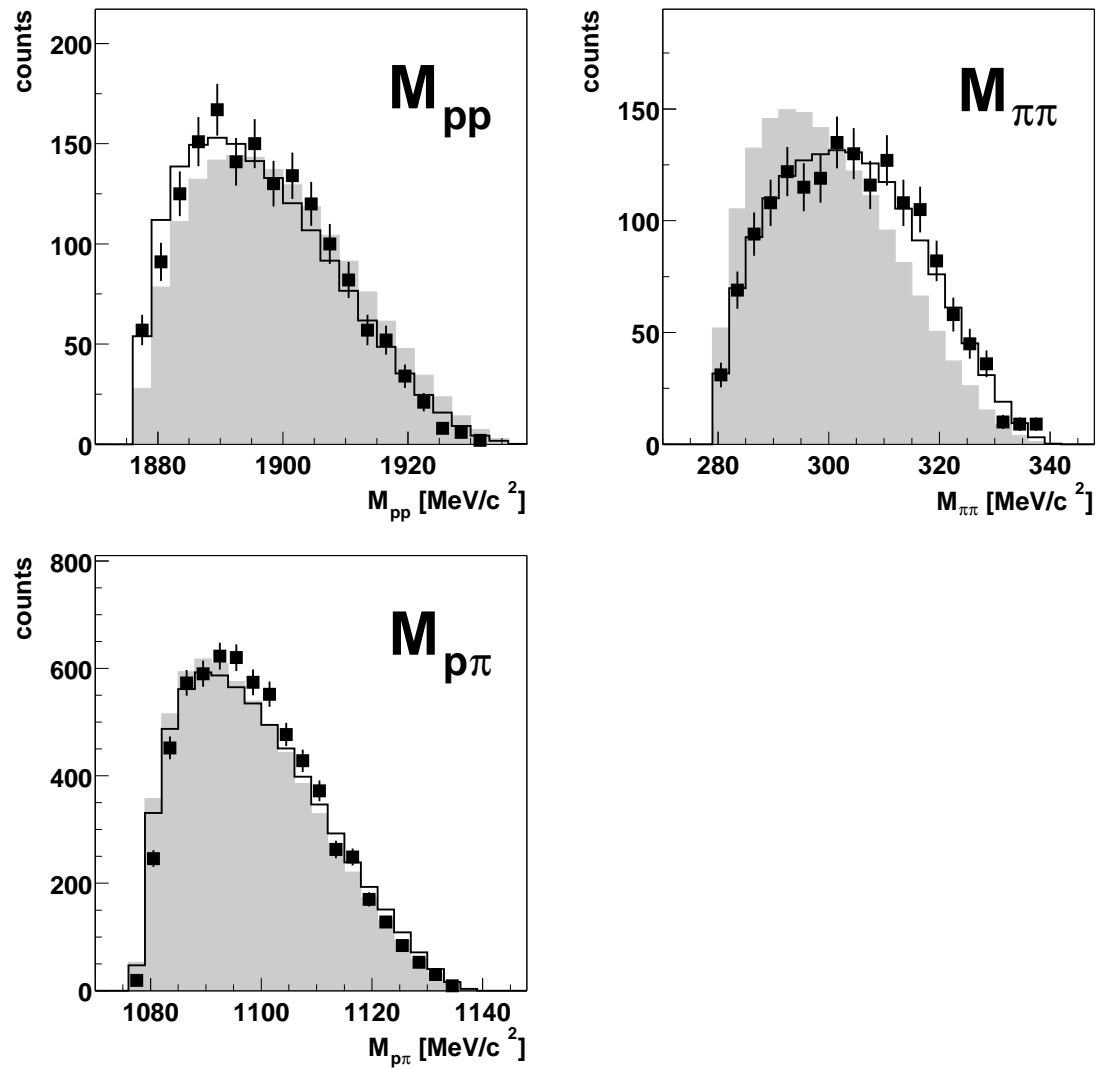


Abbildung D.1: Invariante Massenverteilungen für Zwei-Teilchen-Systeme; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

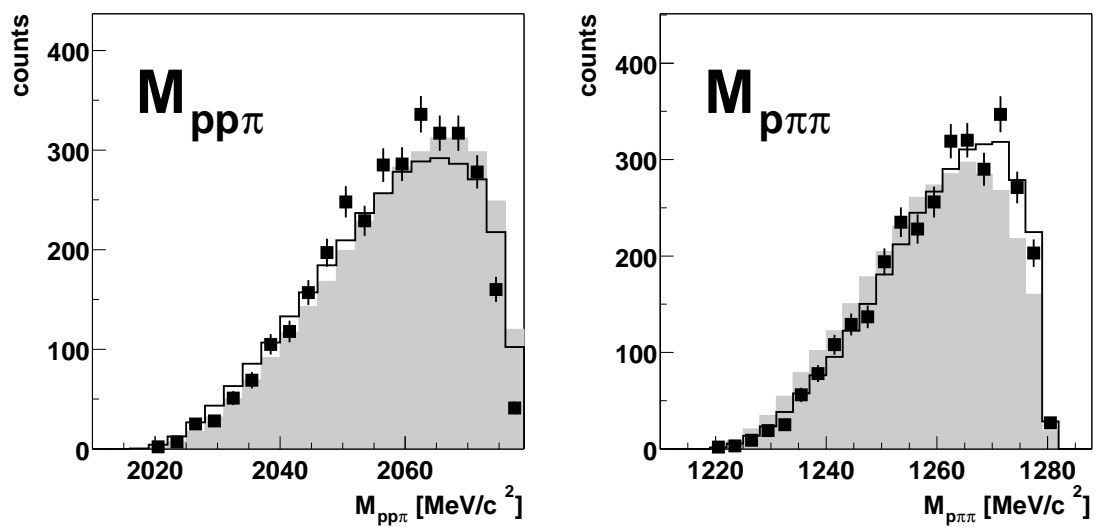


Abbildung D.2: Invariante Massenverteilungen für Drei-Teilchen-Systeme; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

D.1.2 Winkelverteilungen

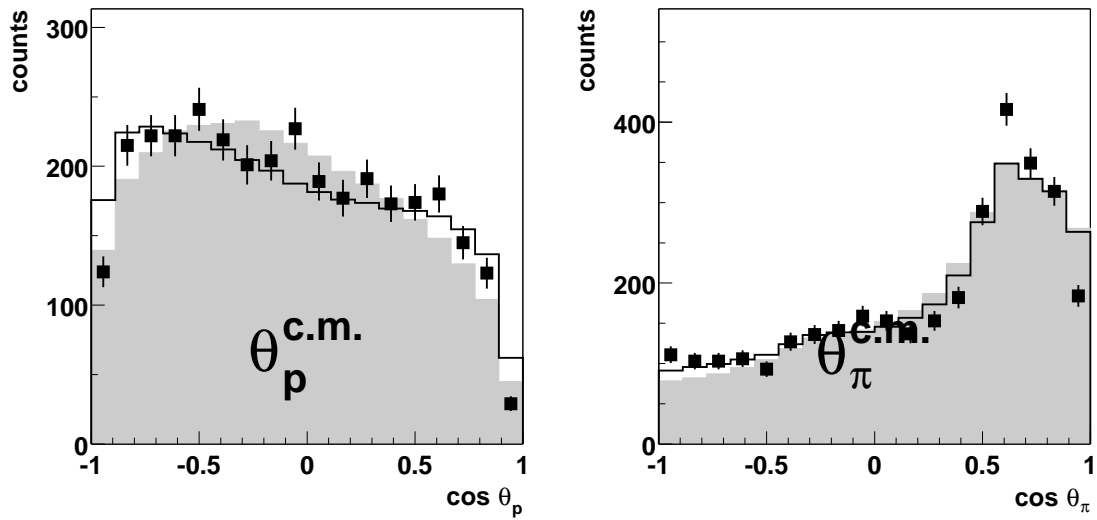


Abbildung D.3: Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

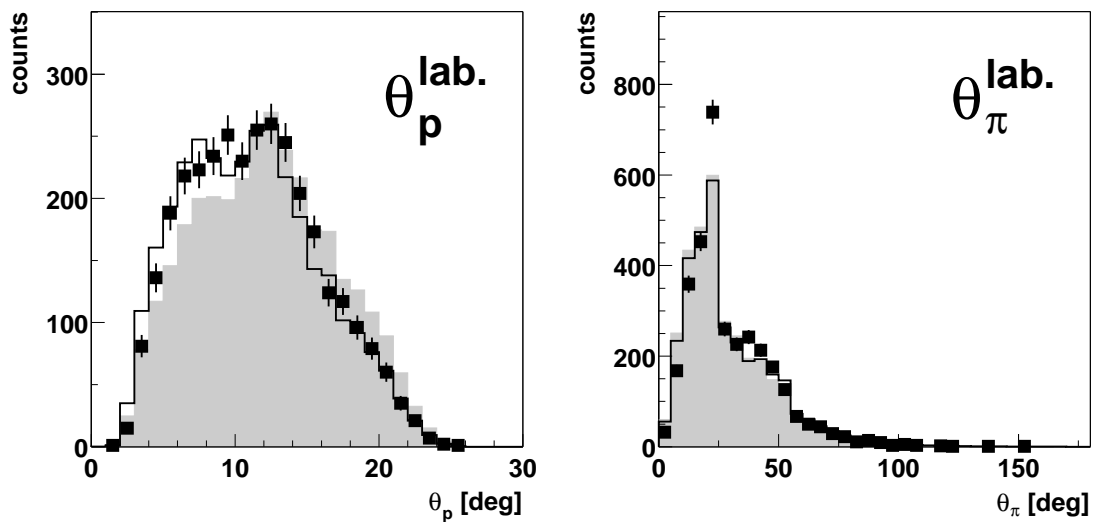


Abbildung D.4: Winkelverteilungen im Laborsystem; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

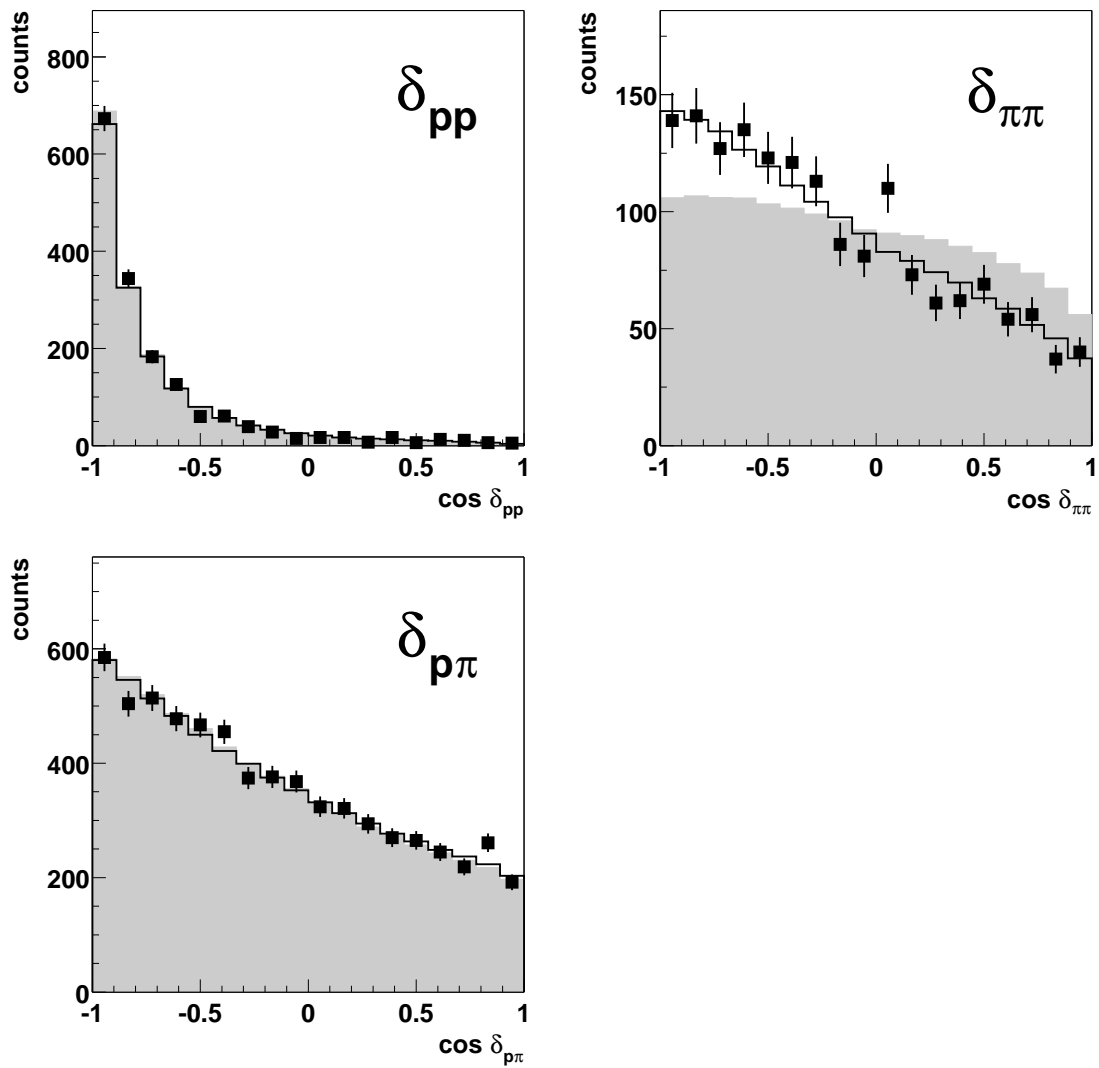


Abbildung D.5: Öffnungswinkel zwischen verschiedenen Teilchen; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

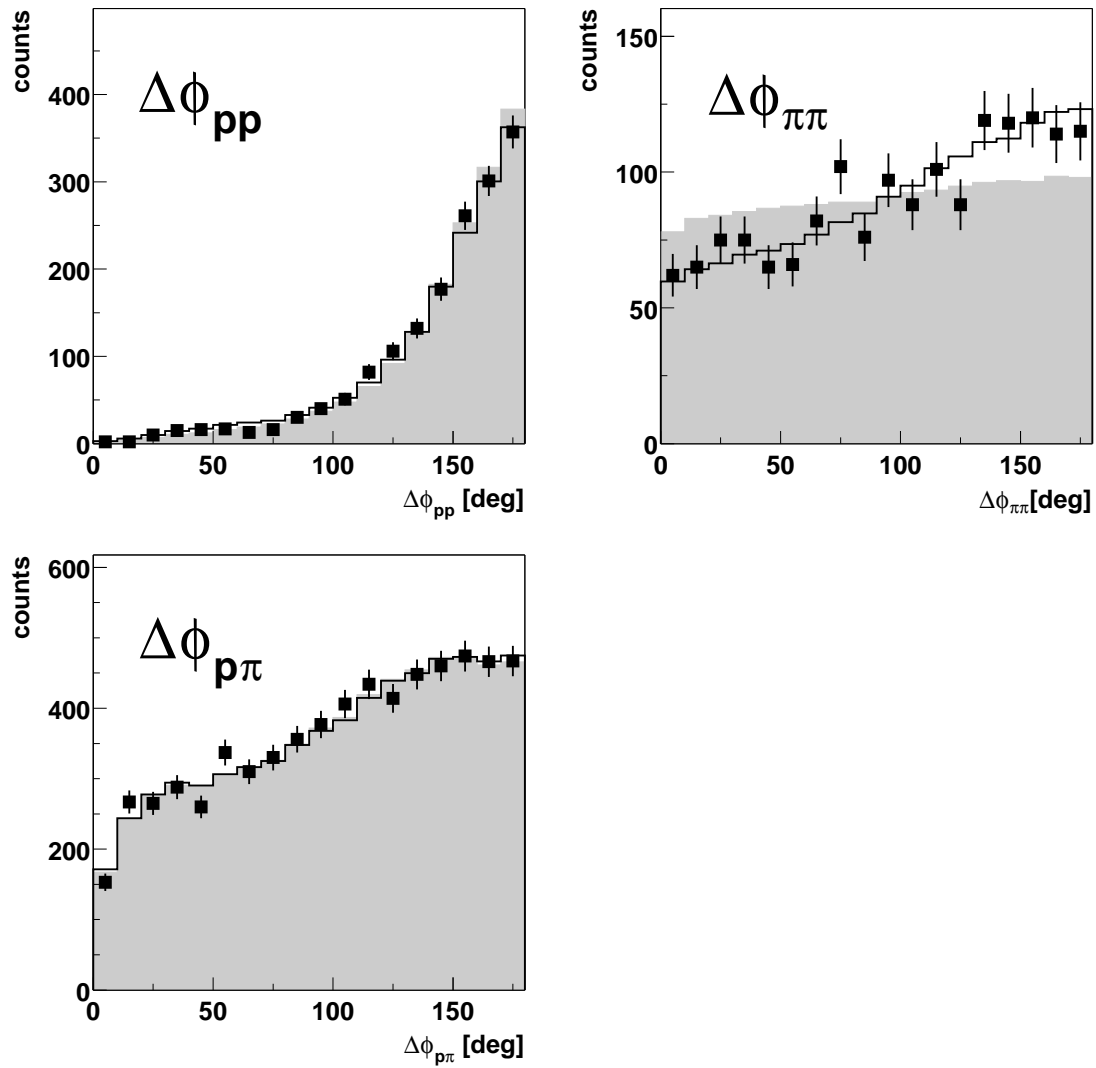


Abbildung D.6: Winkel für Koplanarität zwischen verschiedenen Teilchen; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

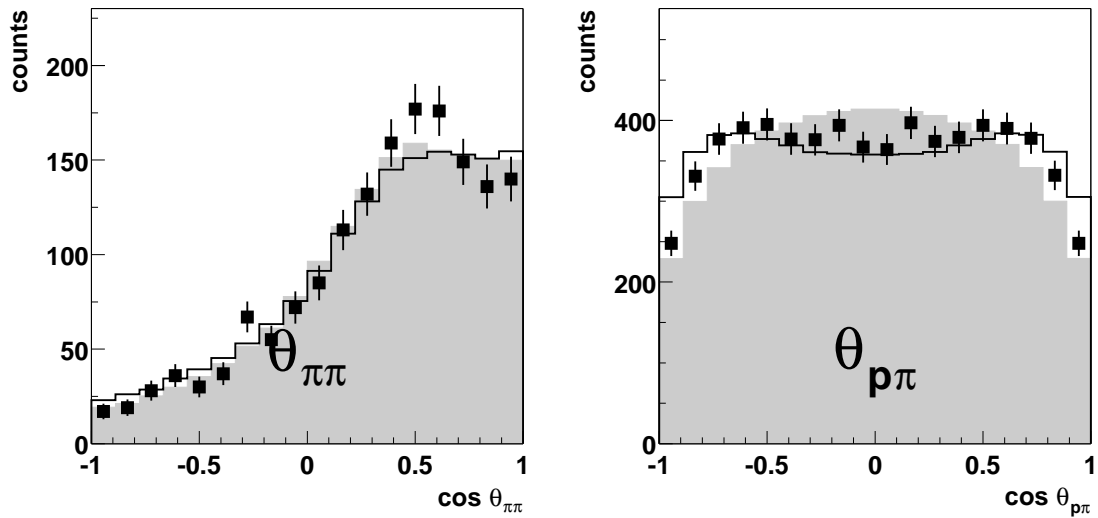


Abbildung D.7: Winkel der Summenimpulse für die Systeme pp und $p\pi$; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

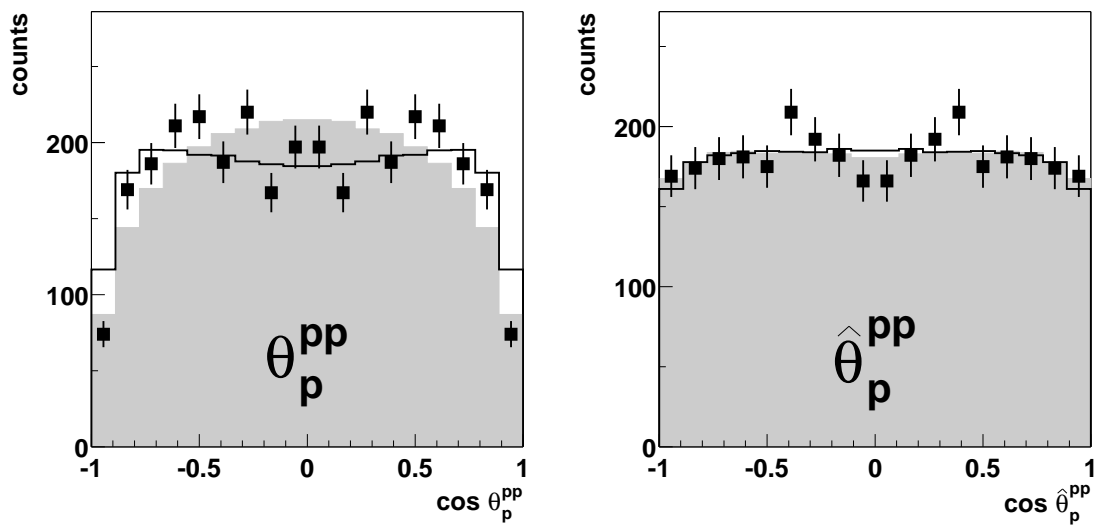


Abbildung D.8: Winkel im pp -Subsystem; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

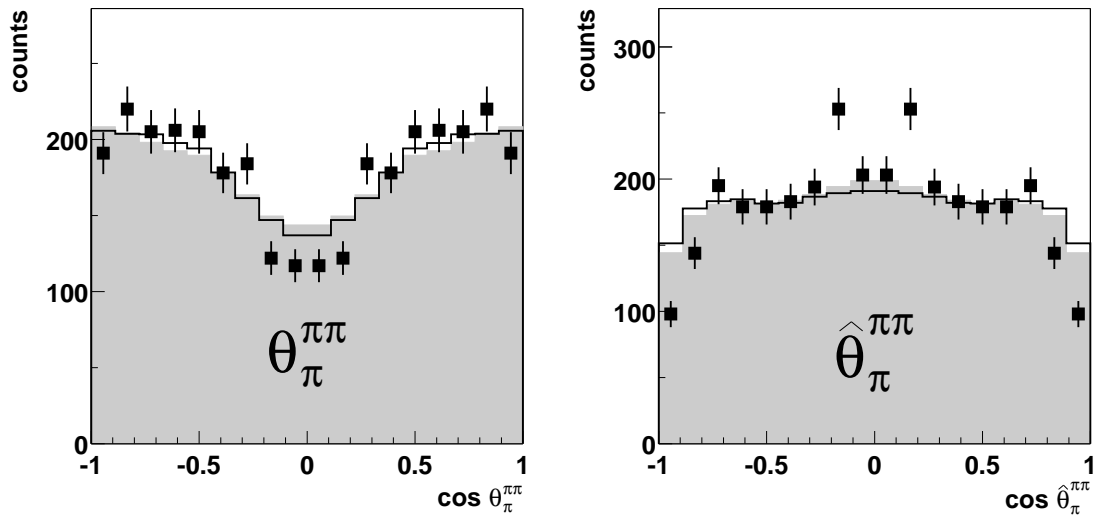


Abbildung D.9: Winkel des π im $\pi\pi$ -Subsystem; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

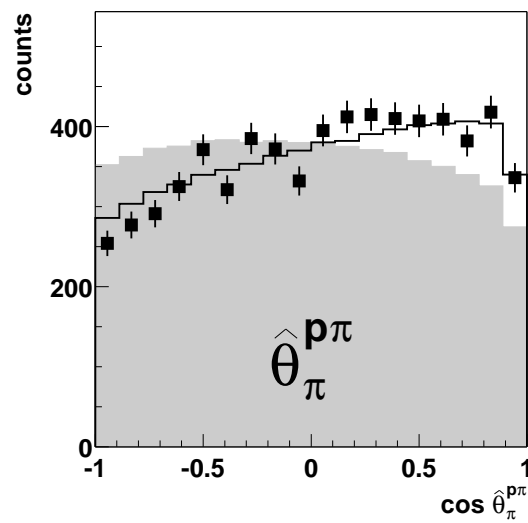


Abbildung D.10: Winkel des π im $p\pi$ -Subsystem; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

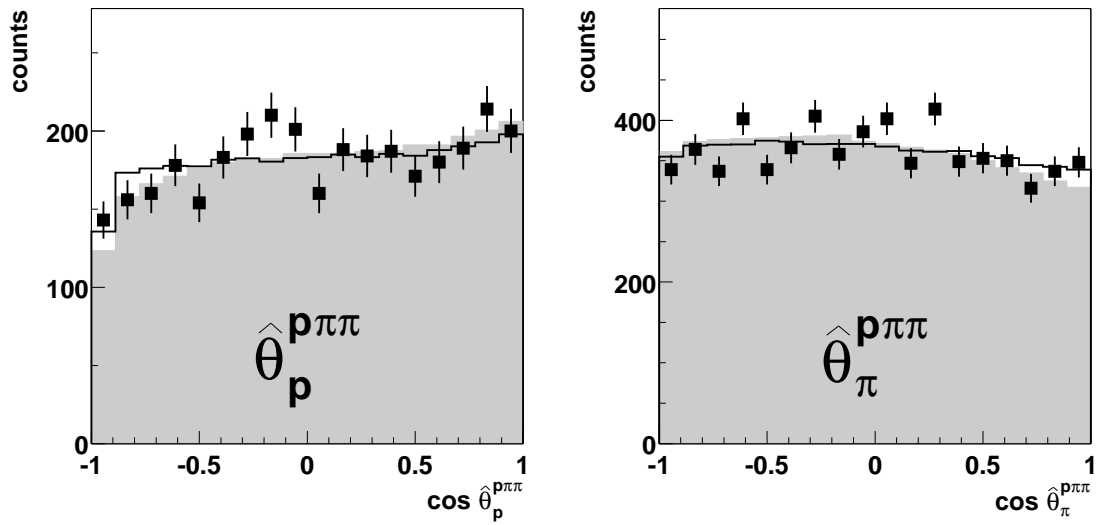


Abbildung D.11: Winkel im $p\pi\pi$ -System; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

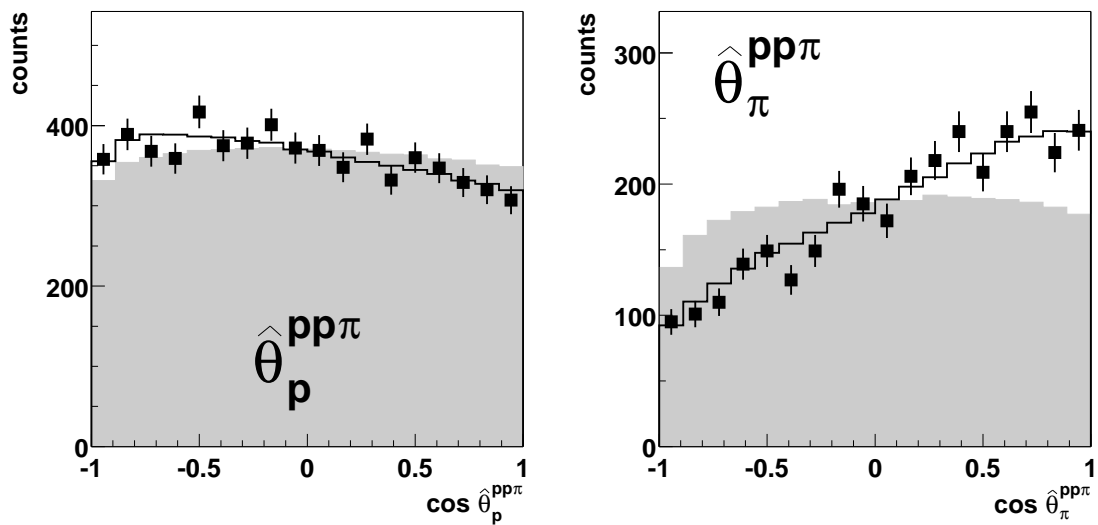


Abbildung D.12: Winkel im $pp\pi$ -System; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

D.1.3 Kinetische Energien

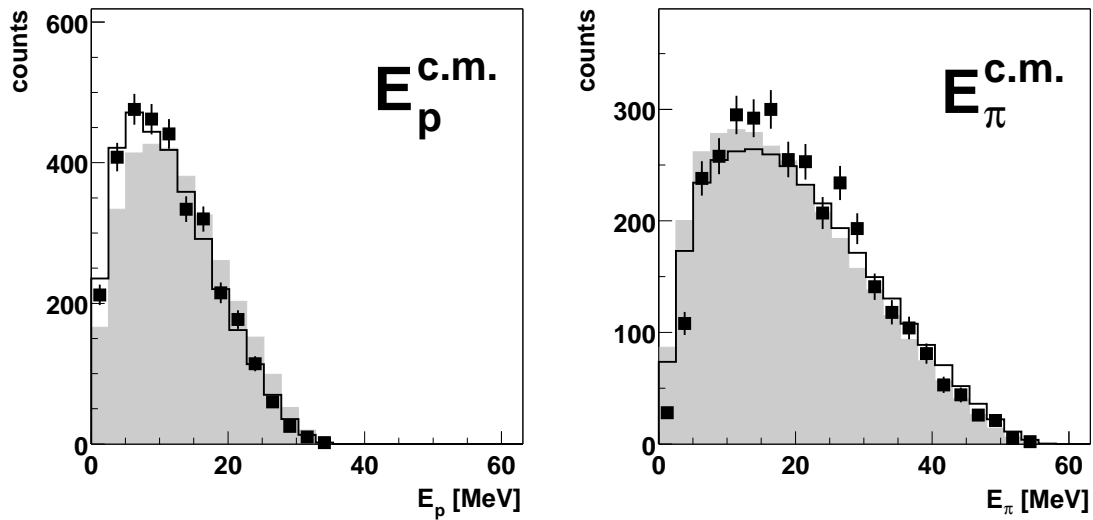


Abbildung D.13: Verteilungen der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

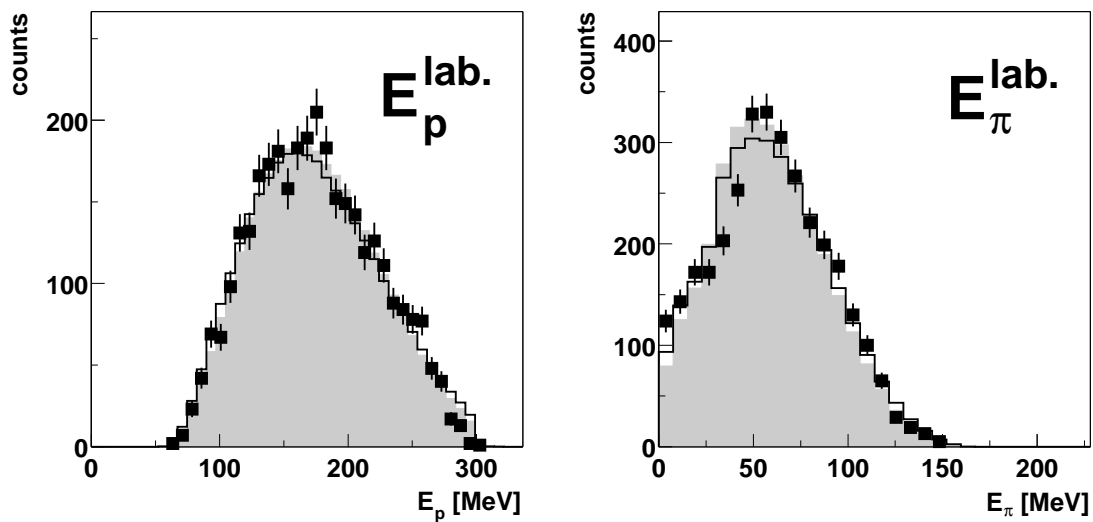


Abbildung D.14: Verteilungen der kinetischen Energie im Laborsystem; dargestellt sind experimentelle Daten (schwarze Punkte), sowie simulierte Daten nach dem phänomenologischen Modell (durchgezogene Linie) und dem Phasenraummodell (grau schraffiert).

D.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte für 3- und 4-Spur-Ereignisse

D.2.1 Invariante Massen

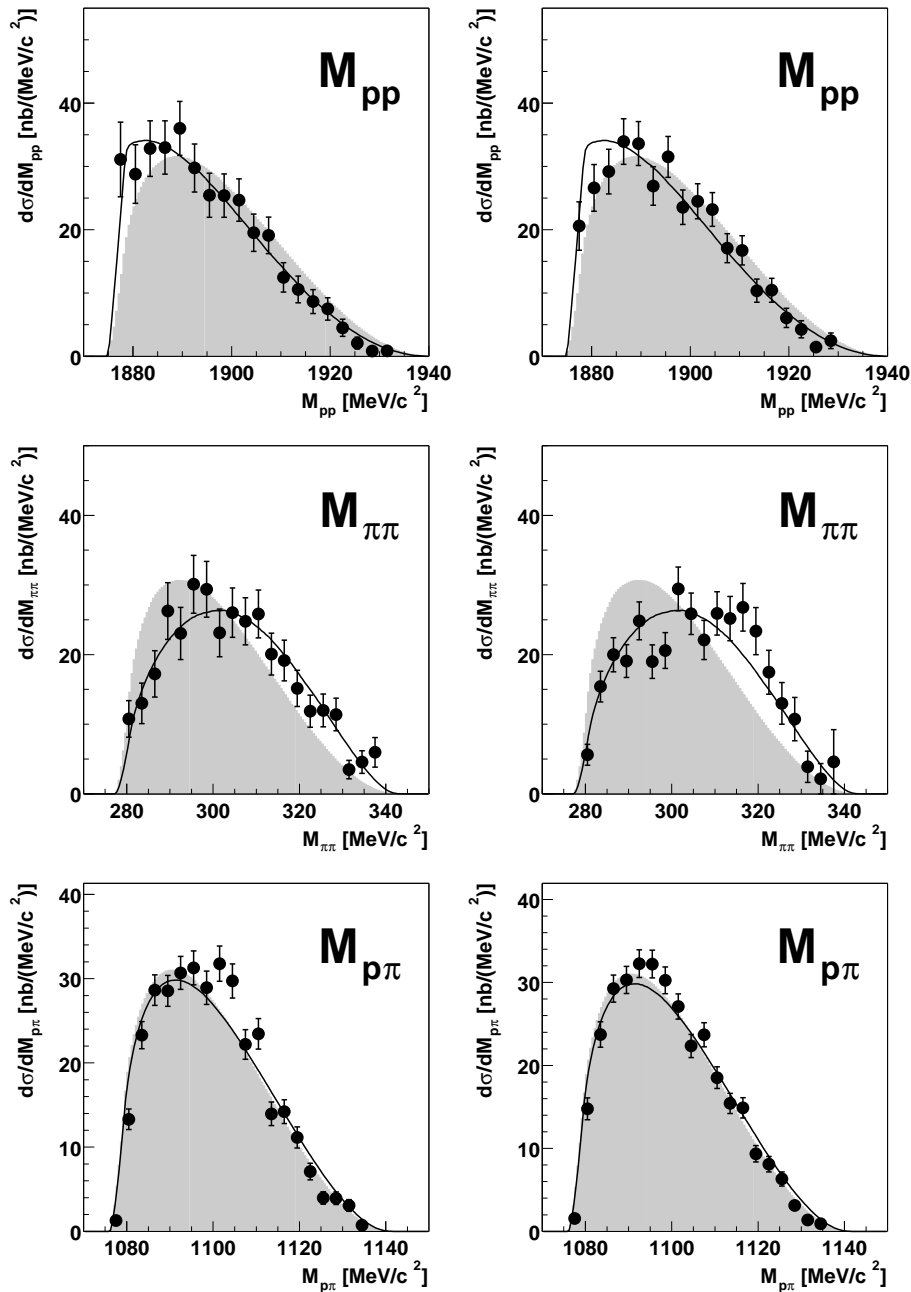


Abbildung D.15: Invariante Massenverteilungen für Zwei-Teilchen-Systeme getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

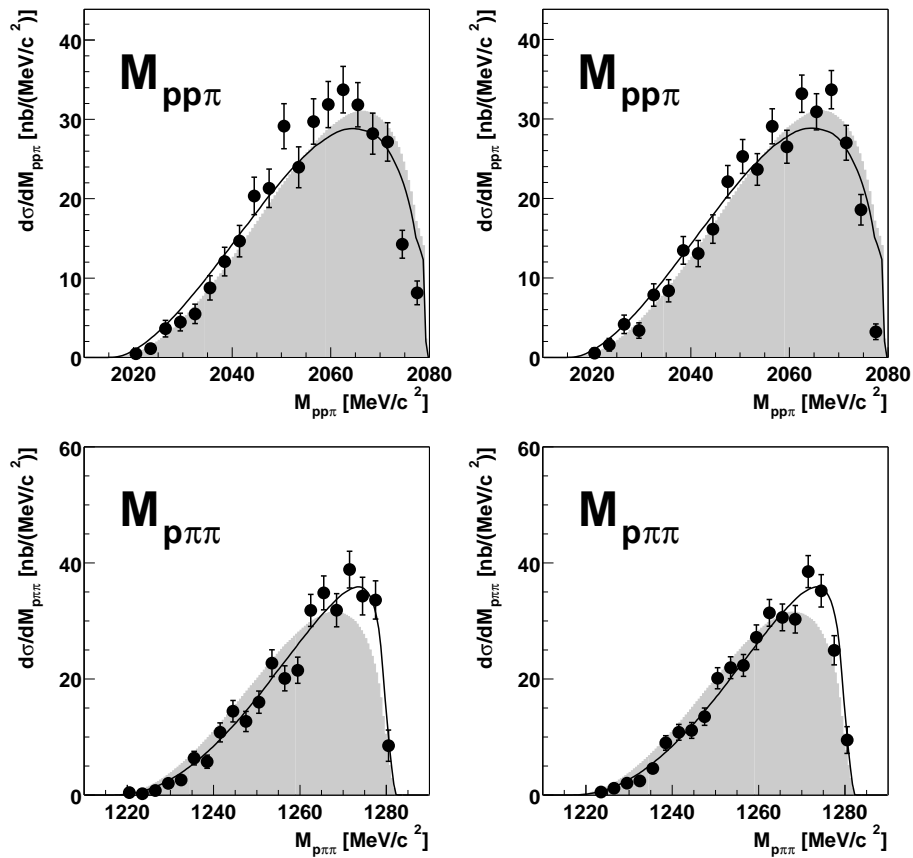


Abbildung D.16: Invariante Massenverteilungen für Drei-Teilchen-Systeme getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

D.2.2 Winkelverteilungen

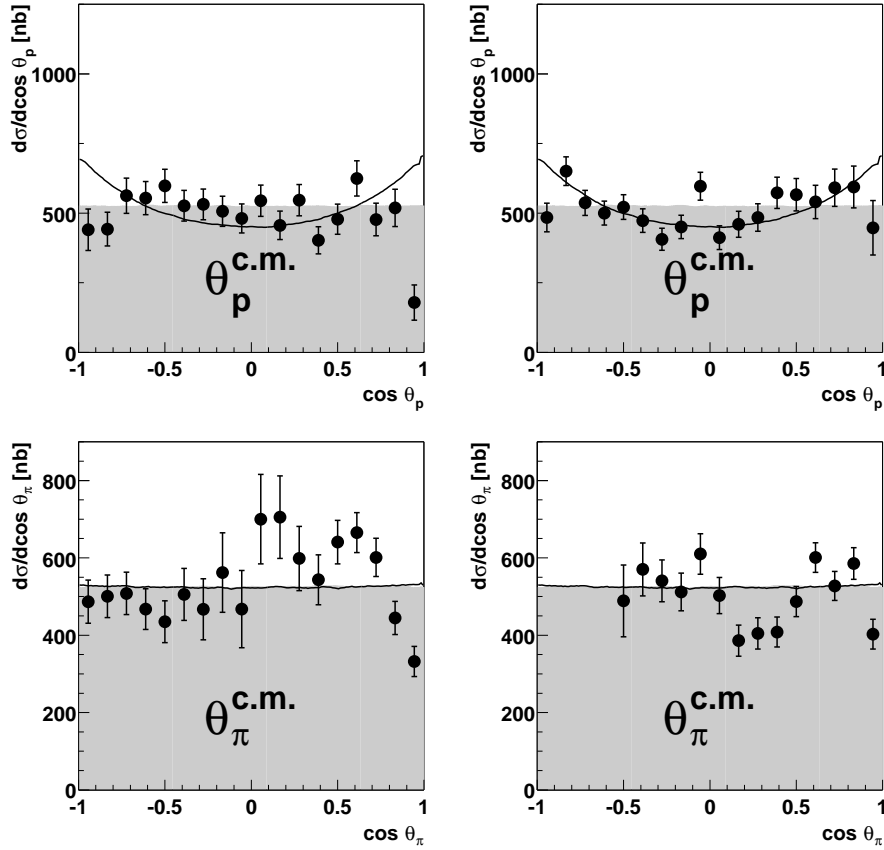


Abbildung D.17: Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

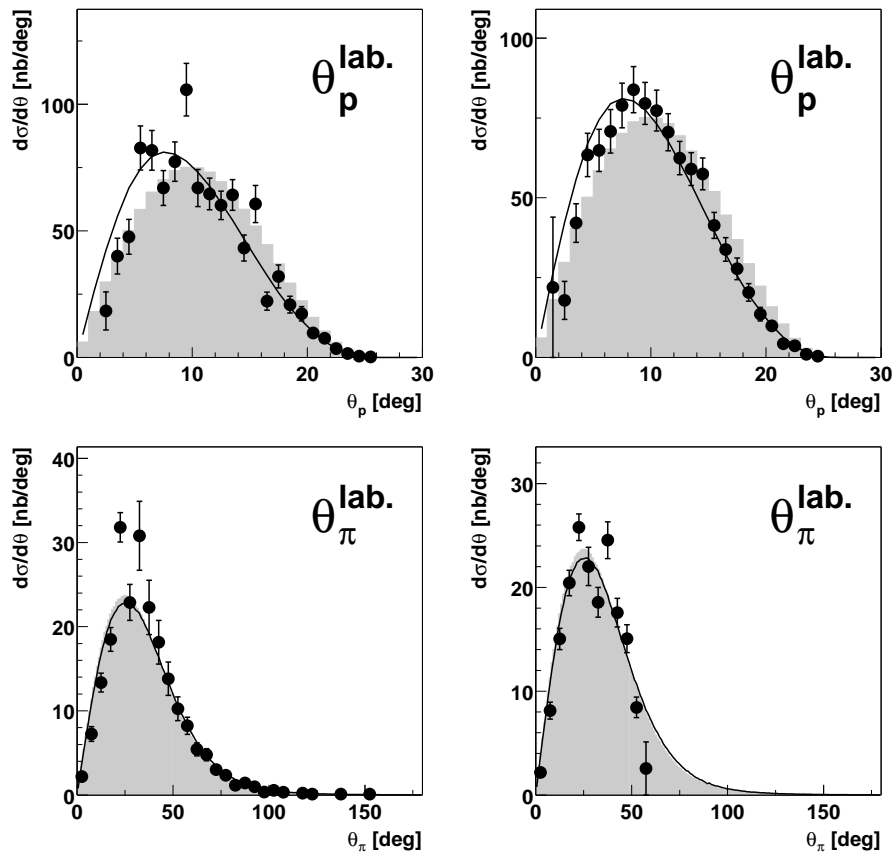


Abbildung D.18: Winkelverteilungen im Laborsystem getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

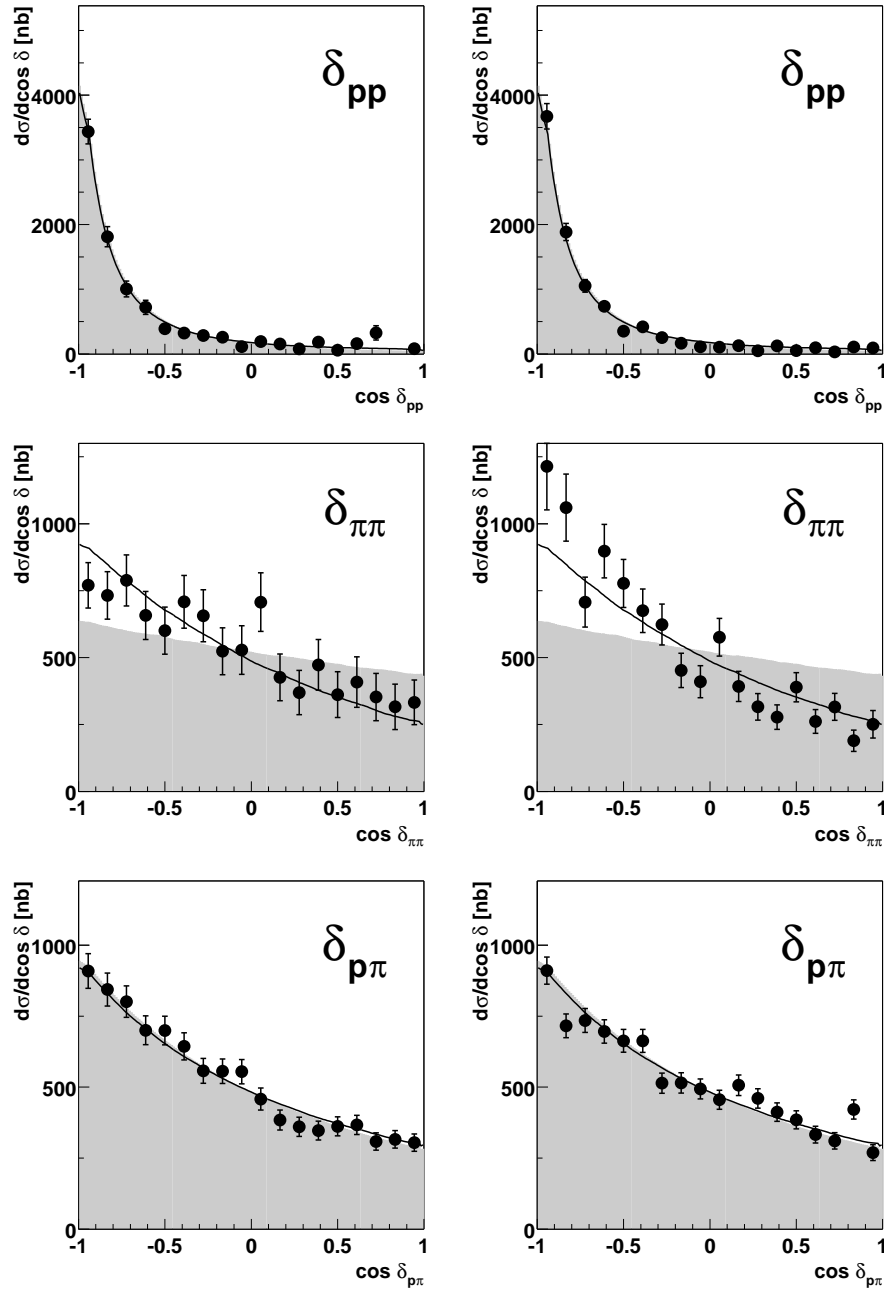


Abbildung D.19: Öffnungswinkel zwischen verschiedenen Teilchen getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

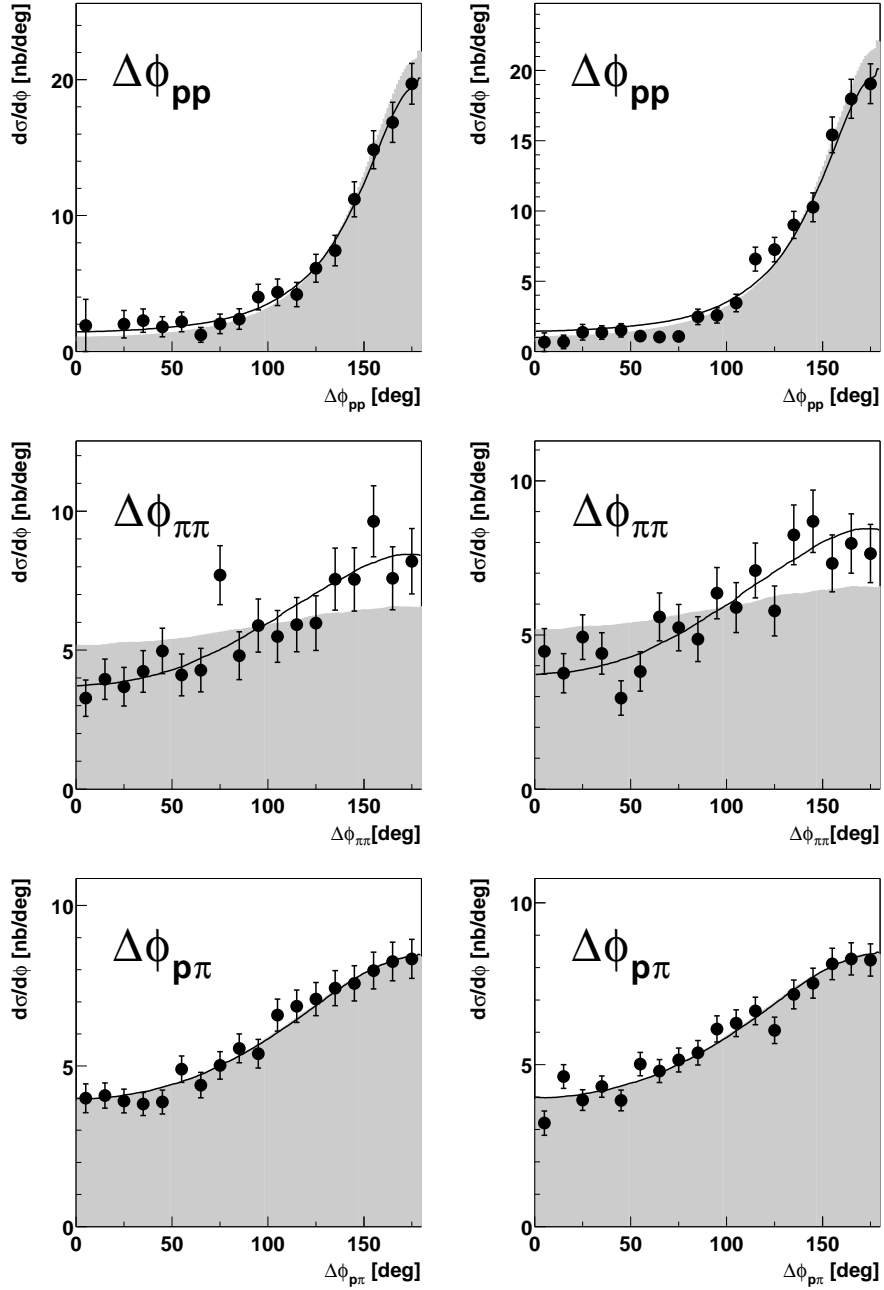


Abbildung D.20: Winkel für Koplanarität zwischen verschiedenen Teilchen getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

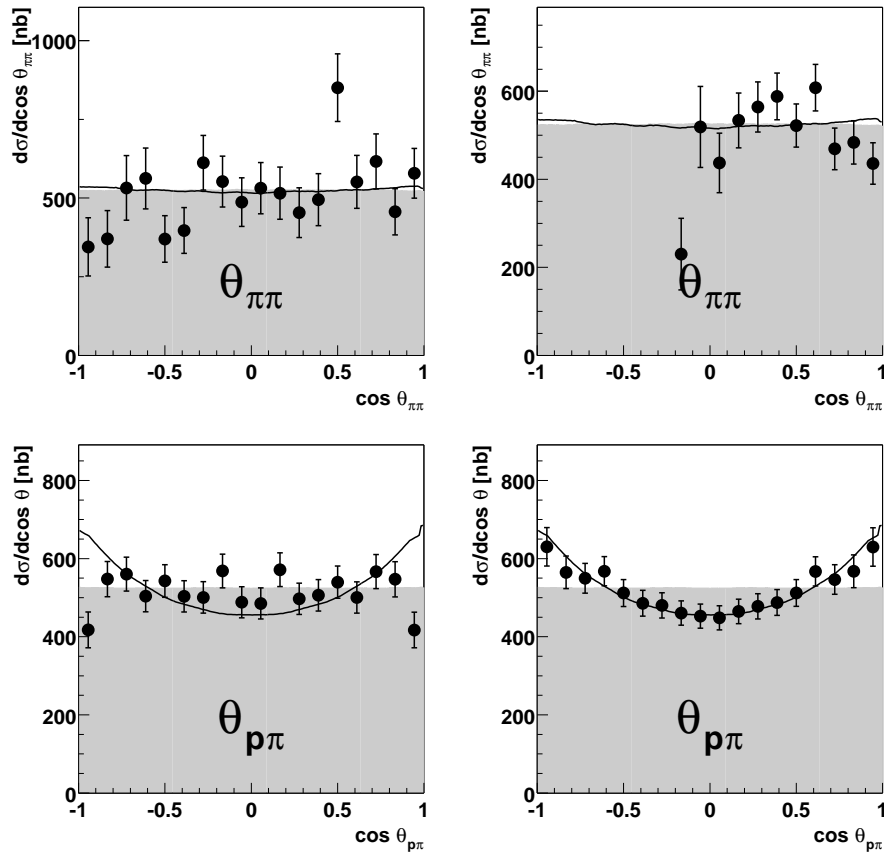


Abbildung D.21: Winkel der Summenimpulse für die Systeme pp und $p\pi$ getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

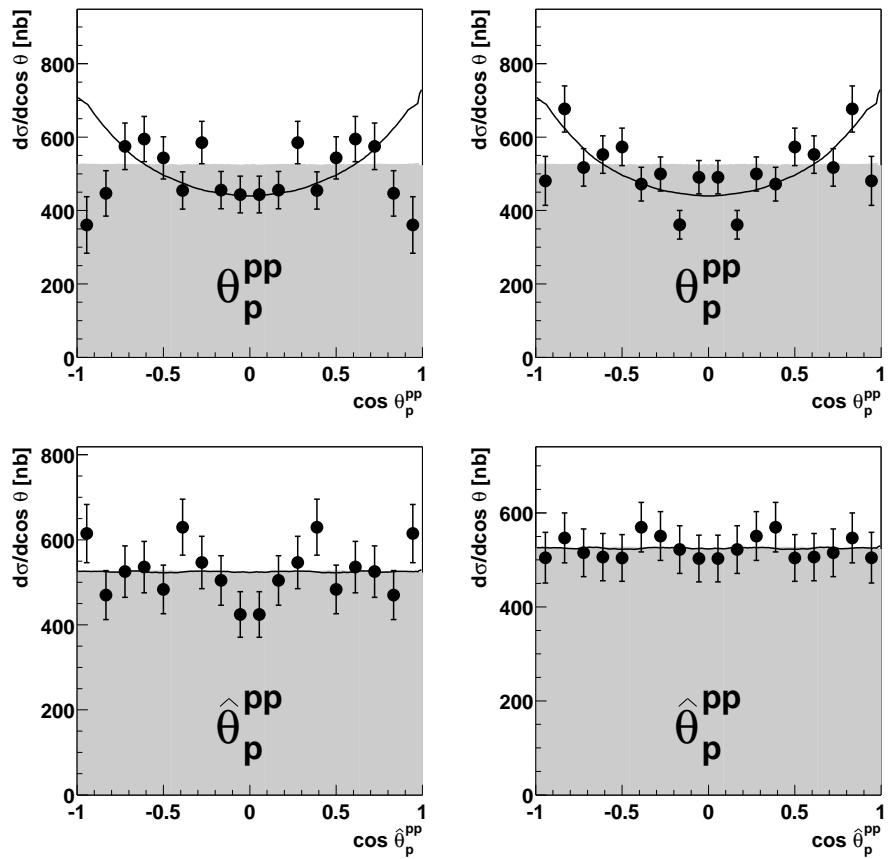


Abbildung D.22: Winkel im pp -Subsystem getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

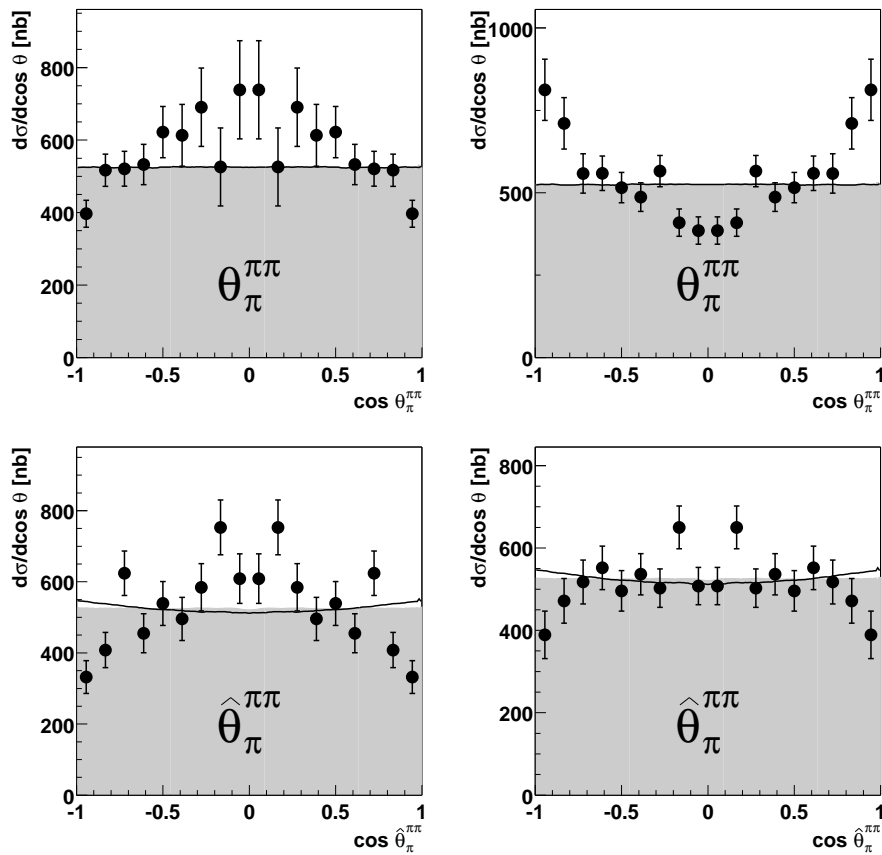


Abbildung D.23: Winkel des π im $\pi\pi$ -Subsystem getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

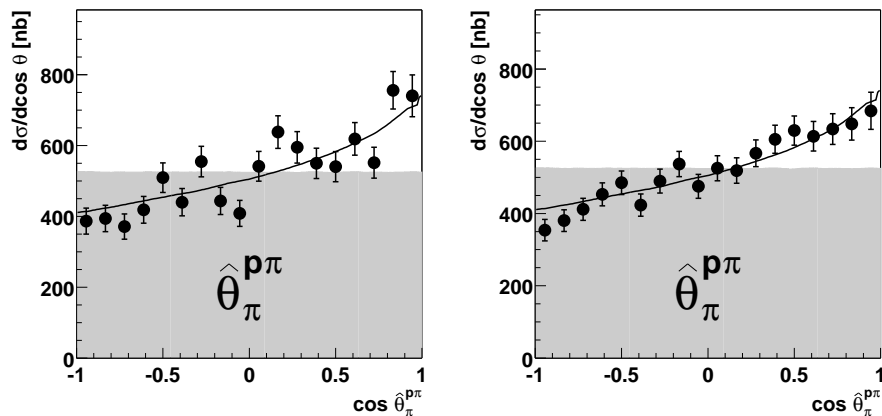


Abbildung D.24: Winkel des π im $p\pi$ -Subsystem getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

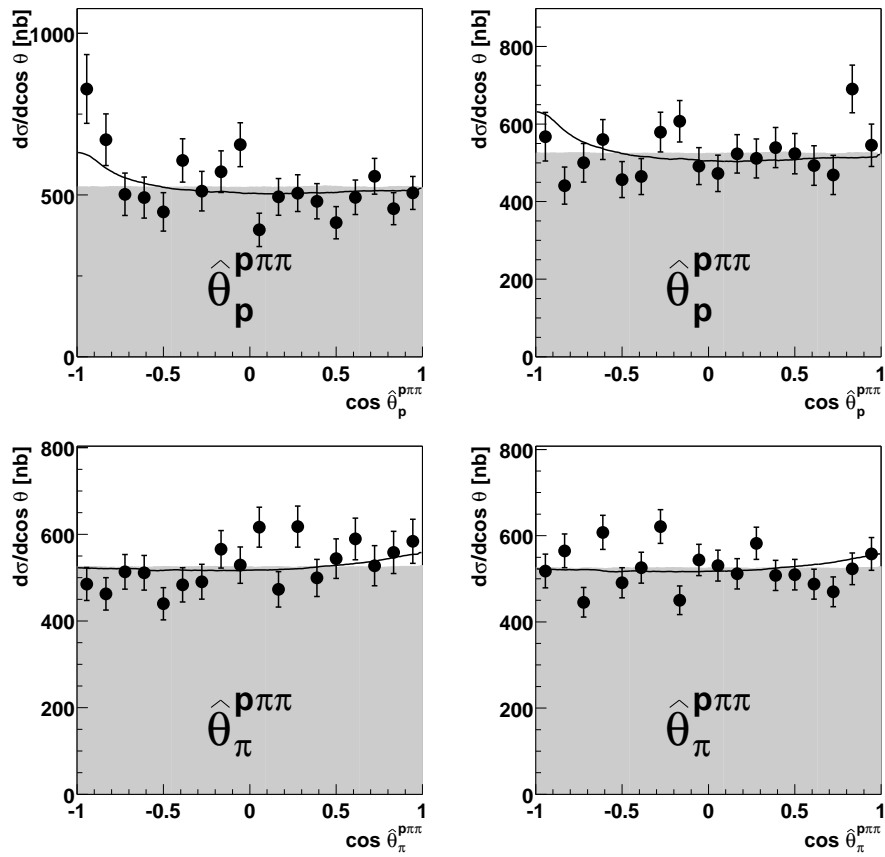


Abbildung D.25: Winkel im $p\pi\pi$ -System getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

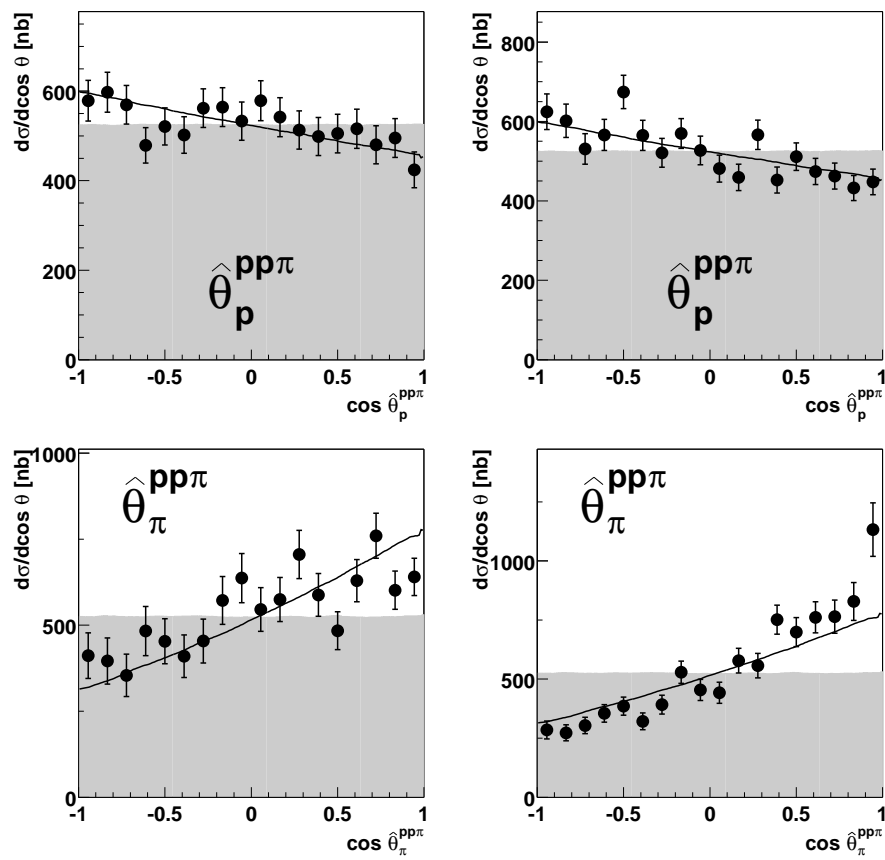


Abbildung D.26: Winkel im $pp\pi$ -System getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

D.2.3 Kinetische Energien

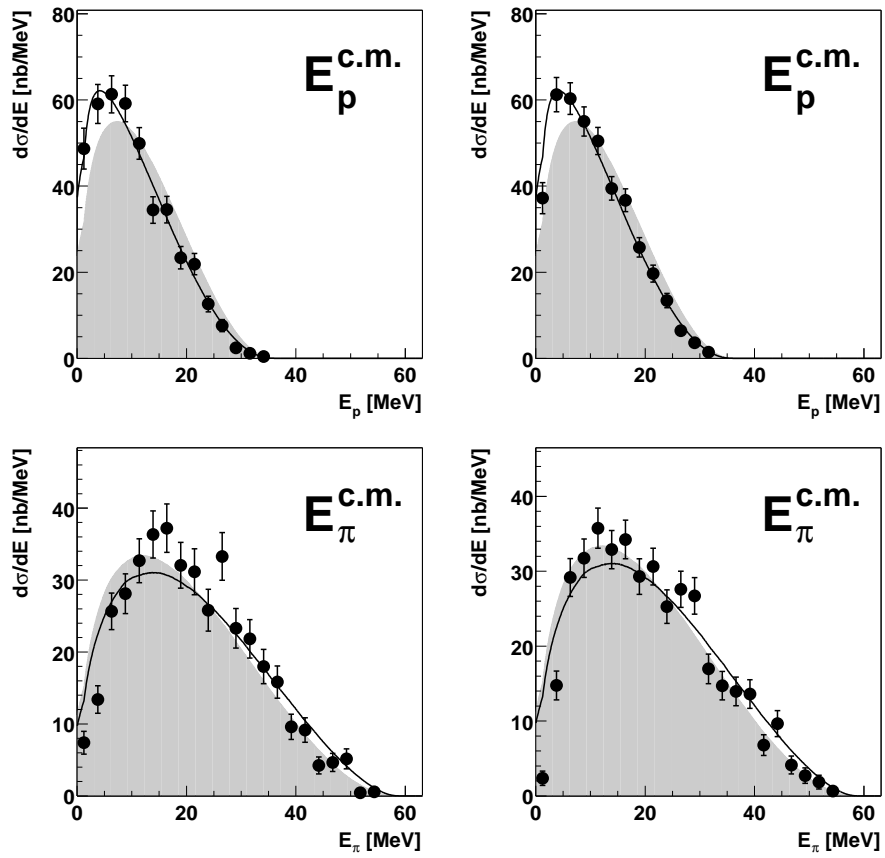


Abbildung D.27: Verteilungen der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

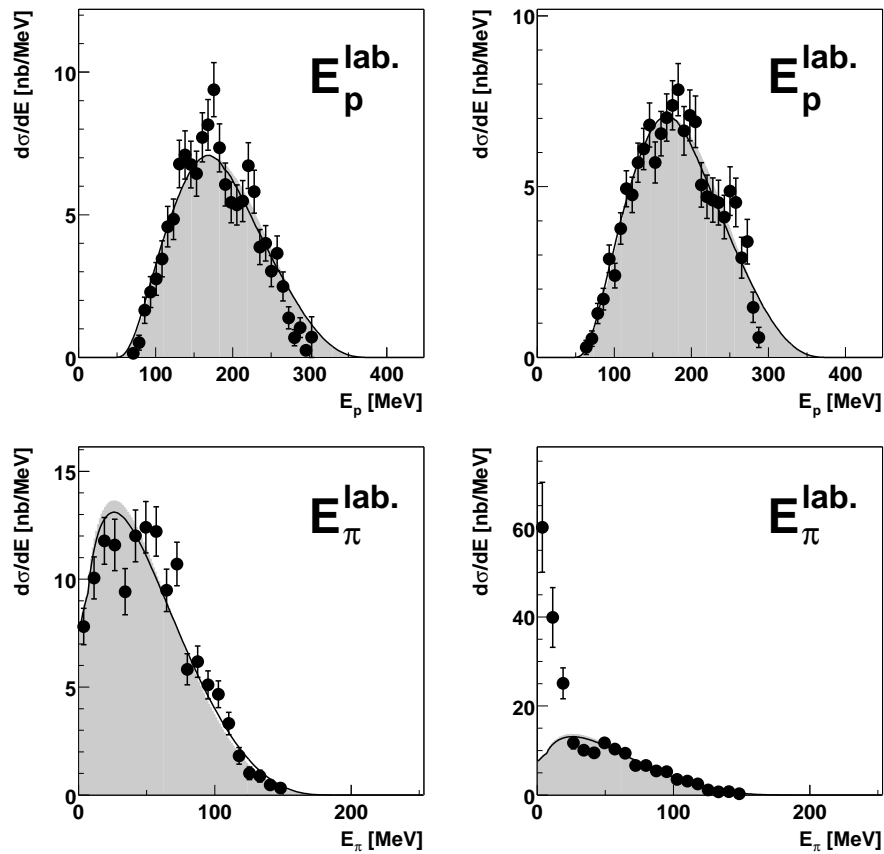


Abbildung D.28: Verteilungen der kinetischen Energie im Laborsystem getrennt für 3-Spur-Ereignisse (links) und 4-Spur-Ereignisse (rechts), Vergleich der Datenpunkte (effizienz- und akzeptanzkorrigiert) mit dem Phasenraummodell (grau schattiert) und dem phänomenologischen Modell nach [Alv98] (durchgezogene Kurve).

Abbildungsverzeichnis

1.1	Integrale Wirkungsquerschnitte für Zwei-Pion-Produktion	6
1.2	Reaktionsmechanismen für Zwei-Pion-Produktion	7
2.1	Grundriss des COSY-Speicherrings	11
3.1	Aufbau des Flugzeitspektrometers COSY-TOF im Jahr 2000	14
3.2	Schematische Darstellung des Targetsystems an COSY-TOF	15
3.3	Schematische Darstellung der „abgespeckten“ Variante des Erlanger Startdetektorsystems	18
3.4	Funktionsweise des Zentralhodoskops (Quirl)	20
3.5	Frontansicht des Zentral- und des Ringhodoskops	21
3.6	Energieauflösung aus Flugzeitmessung	23
3.7	Frontansicht des Zentralkalorimeters	24
3.8	Dynamischer Bereich des Kalorimeters	25
3.9	Seitenansicht eines Kalorimetermoduls	27
3.10	Lochdeckel des TOF-Fasses	30
3.11	Tragerohr für Szintillatoren	31
3.12	Ansicht des Kalorimeters	32
3.13	Schematischer Aufbau des Pad-Detektors	34
3.14	Konfiguration von COSY-TOF mit Barrel-Detektor	35
4.1	Simulation von Myonen aus kosmischer Strahlung	43
4.2	Energieverlustspektrum für Simulation kosmischer Strahlung	44
4.3	Verhältnis der generierten zur gemessenen Energie vor Korrektur	45
4.4	Verhältnis der generierten zur gemessenen Energie nach Korrektur	47
5.1	Beispiel für Ereignisdarstellung mit Analyseprogramm	54
5.2	Flussdiagramm für Datenanalyse und Simulation	56
5.3	Histogramme zur Walkkorrektur	59

5.4	ADC-Spektren zu Kalorimeter-Lichtpulser	60
5.5	Energiespektrum für Kalibrierung; kosmische Strahlung	61
5.6	TDC-Kalibrierung für die gebogenen Quirl- und Ringsegmente	63
5.7	TDC-Kalibrierung für die geraden Quirl- und Ringsegmente	64
5.8	Verlauf der TDC-Radialkorrektur $CTDC_{\text{RadDiff}}(\theta)$	65
5.9	Ergebnis der Absolutzeitkalibrierung für die Starttorten	68
5.10	Differenz zwischen gemessener und theoretischer Flugzeit	68
5.11	$1/\beta^2-E_{\text{Kalo}}$ -Plots für Zwei-Spur-Ereignisse	72
5.12	$1/\beta^2-E_{\text{Kalo}}$ -Plots für simulierte Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$	75
5.13	$1/\beta^2-E_{\text{Kalo}}$ -Plots für Drei- und Vier-Spur-Ereignisse	75
5.14	<i>Missing mass</i> der beiden identifizierten Protonen MM_{pp}	77
5.15	<i>Missing mass</i> -Verteilungen $MM_{pp\pi}$ und MM_{pp} mit Schnittbedingungen	77
5.16	$1/\beta^2-E_{\text{Kalo}}$ -Plots mit Schnitten auf <i>missing masses</i>	78
5.17	Schema der Effizienz- und Akzeptanzkorrektur	82
5.18	Effizienz- und Akzeptanzkorrektur für invariante Masse M_{pp}	83
6.1	Verlauf der Analysierstärke $A_y(\theta)$ für elastische Protonenstreuung bei $p_{\text{beam}} = 1.4 \text{ GeV}/c$	86
6.2	Verlauf der ϕ -Asymmetrie für die Strahlzeit Juni 2000	87
6.3	Strahlpolarisation für die Strahlzeiten im Jahr 2000	87
6.4	Winkelverteilung für elastische pp -Streuung für $p_{\text{beam}} = 1.4 \text{ GeV}/c$	88
6.5	Totaler Wirkungsquerschnitt für Zwei-Pion-Produktion	91
6.6	Verteilung der invarianten Masse M_{pp} der beiden Protonen zur Veranschaulichung der Proton-Proton-FSI	93
6.7	Feynman-Diagramm für Meson-Austausch zwischen den beiden Protonen	93
6.8	Winkelverteilung θ_p^{cm} der Protonen im Schwerpunktsystem	94
6.9	Invariante Massenverteilungen $M_{p\pi\pi}$ und $M_{\pi\pi}$	95
6.10	Öffnungswinkel $\delta_{\pi\pi}$ der beiden Pionen im Schwerpunktsystem	96
6.11	Invariante Massenverteilung $M_{p\pi}$	98
6.12	Definition von verschiedenen Streuwinkeln im Schwerpunktsystem	99
6.13	Invariante Massenverteilungen für Zwei-Teilchen-Systeme	100
6.14	Invariante Massenverteilungen für Drei-Teilchen-Systeme	101
6.15	Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem	102
6.16	Winkelverteilungen im Laborsystem	102

6.17	Öffnungswinkel zwischen verschiedenen Teilchen	103
6.18	Winkel für Koplanarität zwischen verschiedenen Teilchen	104
6.19	Winkel der Summenimpulse für die Systeme $(\pi\pi)$ und $(p\pi)$	105
6.20	Winkel des Protons im (pp) -Subsystem	106
6.21	Winkel eines Pions im $(\pi\pi)$ -Subsystem	106
6.22	Winkel des π im $(p\pi)$ -Subsystem	107
6.23	Winkel im $(p\pi\pi)$ -System	108
6.24	Winkel im $(pp\pi)$ -System	108
6.25	Verteilungen der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem	109
6.26	Verteilungen der kinetischen Energie im Laborsystem	109
6.27	Analysierstärke $A_y(\theta_{\pi\pi}, \phi_{\pi\pi}) / \cos \theta_{\pi\pi}$ im allgemeinen Schwerpunktsystem	111
6.28	Analysierstärken $A_y(\theta_p)$ und $A_y(\theta_\pi)$ im allgemeinen Schwerpunktsystem	112
6.29	Analysierstärke $A_y(\theta_{\pi\pi})$ im allgemeinen Schwerpunktsystem	113
6.30	Analysierstärken $A_y(\theta_p^{pp})$ und $A_y(\hat{\theta}_p^{pp})$ im (pp) -Subsystem	113
6.31	Analysierstärken $A_y(\theta_\pi^{\pi\pi})$ und $A_y(\hat{\theta}_\pi^{\pi\pi})$ im $(\pi\pi)$ -Subsystem	114
6.32	Analysierstärken $A_y(\theta_\pi^{p\pi})$ und $A_y(\hat{\theta}_\pi^{p\pi})$ im $(p\pi)$ -Subsystem	114
6.33	Analysierstärke $A_y(\hat{\theta}_p^{p\pi\pi})$ im $(p\pi\pi)$ -Subsystem	115
6.34	Analysierstärke $A_y(\hat{\theta}_\pi^{p\pi\pi})$ im $(p\pi\pi)$ -Subsystem	115
A.1	Konstruktionszeichnungen der Lichtleiter	121
A.2	Befestigung der Photomultiplier	122
C.1	Eventplot von Ein-Spur-Ereignis für Kalibrierung	129
C.2	Beziehung der θ -Winkel für die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$	131
D.1	Invariante Massenverteilungen Zwei-Teilchen-Systeme (unkorrigiert)	134
D.2	Invariante Massenverteilungen Drei-Teilchen-Systeme (unkorrigiert)	135
D.3	Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem (unkorrigiert)	136
D.4	Winkelverteilungen im Laborsystem (unkorrigiert)	136
D.5	Öffnungswinkel zwischen verschiedenen Teilchen (unkorrigiert)	137
D.6	Winkel für Koplanarität zwischen verschiedenen Teilchen (unkorrigiert)	138
D.7	Winkel der Summenimpulse für die Systeme pp und $p\pi$ (unkorrigiert)	139

D.8 Winkel im pp -Subsystem (unkorrigiert)	139
D.9 Winkel des π im $\pi\pi$ -Subsystem (unkorrigiert)	140
D.10 Winkel des π im $p\pi$ -Subsystem (unkorrigiert)	140
D.11 Winkel im $p\pi\pi$ -System (unkorrigiert)	141
D.12 Winkel im $pp\pi$ -System (unkorrigiert)	141
D.13 Verteilungen der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem (unkorrigiert)	142
D.14 Verteilungen der kinetischen Energie im Laborsystem (unkorrigiert)	142
D.15 Invariante Massenverteilungen Zwei-Teilchen-Systeme (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	143
D.16 Invariante Massenverteilungen Drei-Teilchen-Systeme (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	144
D.17 Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	145
D.18 Winkelverteilungen im Laborsystem (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	146
D.19 Öffnungswinkel zw. verschiedenen Teilchen (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	147
D.20 Winkel für Koplanarität zwischen verschiedenen Teilchen (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	148
D.21 Winkel der Summenimpulse für die Systeme pp und $p\pi$ (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	149
D.22 Winkel im pp -Subsystem (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	150
D.23 Winkel des π im $\pi\pi$ -Subsystem (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	151
D.24 Winkel des π im $p\pi$ -Subsystem (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	151
D.25 Winkel im $p\pi\pi$ -System (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	152
D.26 Winkel im $pp\pi$ -System (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	153
D.27 Verteilungen der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	154
D.28 Verteilungen der kinetischen Energie im Laborsystem (3- u. 4-Spur-Ereignisse)	155

Tabellenverzeichnis

1.1	Reaktionskanäle der Ein-Pion-Produktion	3
1.2	Reaktionskanäle der Zwei-Pion-Produktion	4
1.3	Subsysteme für Zwei-Pion-Produktion	4
3.1	Physikalische Eigenschaften des Plastiksintillators BC-416	26
3.2	Physikalische Eigenschaften der Plexiglassorte GS 221	28
3.3	Eigenschaften der Photomultiplier PHOTONIS XP 4592/PA	29
3.4	Geometrische Parameter für COSY-TOF	36
3.5	Liste der verwendeten FASTBUS-QDCs und -TDCs	37
3.6	Triggerbedingungen für die Strahlzeit im Juni 2000	38
3.7	Triggerbedingungen für die Strahlzeit im Oktober 2000	38
3.8	Strahlzeiten an COSY-TOF im Jahr 2000	39
3.9	Strahlzeiten zur Zwei-Pion-Produktion an COSY-TOF	39
4.1	Parameter für <i>Quenching</i> -Korrektur	45
4.2	Korrektur-Parameter für Energierekonstruktion	46
5.1	Unsicherheiten der Energiemessung für kinematischen Fit	80
5.2	Triggereffizienzen für die beiden Strahlzeiten	84
6.1	Daten für Absolutnormierung	90
6.2	Systematische Fehler bei der Absolutnormierung	90
6.3	Parameter für die Berechnung der pp -FSI	92

Literaturverzeichnis

- [Aba60] A. Abashian et al., Phys. Rev. Lett. 5 (1960), 258
- [Aba61] A. Abashian et al., Phys. Rev. Lett. 7 (1961), 35
- [Alt00] M. Altmeier et al., *Excitation Functions of the Analyzing Power in pp Scattering from 0.45 to 2.5 GeV*, Phys. Rev. Lett. 85 (2000), 1819
- [Alv98] L. Alvarez-Ruso, E. Oset, E. Hernández, *Theoretical study of the $NN \rightarrow NN\pi\pi$ reaction*, Nucl. Phys. A 633 (1998), 519
- [Alv99] L. Alvarez-Ruso, *The role of the Roper resonance in $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$* , Phys. Lett. B 452 (1999), 207
- [Bar01] S. Barsov et al., *ANKE, a New Facility for Medium Energy Hadron Physics at COSY-Jülich*, Nucl. Instr. and Meth. A 462/3 (2001), 364
- [Bel99] F. Bellemann et al., *Pion pion p-wave dominance in the reaction $pd \rightarrow {}^3He \pi^+\pi^-$ near threshold*, Phys. Rev. C 60 (1999), 061002
- [Bet99] M. Betigeri et al., *The Germanium Wall of the GEM Detector system*, Nucl. Instr. and Meth. A 421 (1999), 447
- [Bev92] P. R. Bevington, D. K. Robinson, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, 2nd edition, McGraw-Hill (1992)
- [BIC97] Fa. BICRON, *Organic scintillators, Related Materials and Detectors*, 1997
- [Bil92] R. Bilger et al., Z. Phys. A 343 (1992), 491
- [Bil98a] R. Bilger et al., *Strangeness production in the reaction $pp \rightarrow K^+\Lambda p$ in the threshold region*, Physics Letters B 420 (1998), 217
- [Bil98b] R. Bilger et al., *Proton proton bremsstrahlung at 797 MeV/c*, Physics Letters B 429 (1998), 195
- [Bir51] J. B. Birks, Proc. Phys. Soc. A 64 (1951), 874
- [Böh98] A. Böhm, *Untersuchung der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$: Aufbau des Neutronendetektors COSYNUS und erste Ergebnisse*, Dissertation, TU Dresden (1998)
- [Böh00] A. Böhm et al., *The COSY-TOF barrel detector*, Nucl. Instr. and Meth. A 443 (2000), 238
- [Bra94] S. Brand, P. Ringe, M. Steinke, *Die Bochumer TDAS-Version für COSY-TOF*, COSY-TOF-Note Nr. 5, Universität Bochum (1994)
- [Bro96] W. Brodowski et al., *A Signal of a Narrow πNN -Resonance in $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$* , Z. Phys. A 355 (1996), 5

- [Bro01] W. Brodowski, *Measurement of Two Pion Production in Proton Proton Collision at 750 MeV*, Dissertation, Universität Tübingen (2001)
- [Bro02] W. Brodowski et al., *Exclusive Measurements of the $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ Reaction Near Threshold*, Phys. Rev. Lett. 88 (2002), 192301
- [Bru69] D. C. Brunt et al., *Inelastic Reactions in Proton-Deuteron Scattering at 1.825 and 2.11 GeV/c*, Phys. Rev. 187 (1969), 1856
- [CER96] CERN Computing and Networks Division, *CERN Program Library Short Writeups*, CERN Program Library Office, CERN-CH Division, CH-1211 Geneva 23, Switzerland, (1996)
- [Coc72] D. R. F. Cochran et al., *Production of Charged Pions by 730-MeV Protons from Hydrogen and Selected Nuclei*, Phys. Rev. D 6 (1972), 3085
- [Cve81] F. H. Cverna et al., *Single and double pion production from 800 MeV proton-proton collisions*, Phys. Rev. C 23 (1981), 1698
- [Dah94] M. Dahmen et al., *A three layer circular scintillator hodoscope*, Nucl. Instr. and Meth. A 348 (1994), 97
- [Dah95] M. Dahmen, *Das Flugzeitspektrometer an COSY: Ein Detektor zur exklusiven Messung von Mehrteilchenreaktionen*, Dissertation, Universität Bonn (1995)
- [Dak83] L. G. Dakhno et al., Sov. J. Nucl. Phys. 37 (1983), 540
- [Die00] M. Dietrich, *Aufbau eines Lichtpulsersystems für das Zentralkalorimeter an COSY-TOF im Forschungszentrum Jülich*, Zulassungsarbeit, Universität Tübingen (2000)
- [Erh99] A. Erhardt, *Tests von Szintillatormodulen und Monte Carlo Simulationen für ein Zentralkalorimeter am Flugzeitspektrometer COSY-TOF*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1999)
- [Erh04] A. Erhardt, Dissertation (in Vorbereitung), Universität Tübingen (2004)
- [Eve00] P. D. Eversheim et al., *The polarized ion source of COSY*, COSY News No. 8 (2000), 1
- [FiK90] H. Fischer, H. Kaul, *Mathematik für Physiker 1*, Teubner-Verlag (1990)
- [Fri01] M. Fritsch, private Mitteilung (2001)
- [GEA95] CERN Computing and Networks Division, *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, (1995)
- [Gey98] R. Geyer, private Mitteilung (1998)
- [Has99] A. Hassan et al., *A multifunctional cryo-target for the external COSY experiments*, Nucl. Instr. and Meth. A 425 (1999), 403
- [HBO95] CERN Computing and Networks Division, *HBOOK - Statistical Analysis and Histogramming, Reference Manual*, CERN Program Library Long Writeups Y250
- [Her93] P. Hermanowski, *Laserkalibrierungssystem für das Flugzeitspektrometer*, Diplomarbeit, Universität Bochum (1993)

- [Her97] P. Hermann, *Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ mit dem COSY-TOF-Spektrometer*, Dissertation, Universität Bochum (1997)
- [Hes00] D. Hesselbarth, *Experimentelle Untersuchungen zur Hyperon-Produktion im Proton-Proton-Stoß*, Dissertation, Universität Bonn (2000)
- [Hes01] D. Hesselbarth, *A Hands-On Manual for the COSY-TOF analysis package `tof++`*, COSY-TOF Jülich Internal Note (2000)
<http://www.fz-juelich.de/ikp/COSY-TOF/manuals/manualtofxx.pdf>
- [HIG94] CERN Computing and Networks Division, *HIGZ - High Level Interface to Graphics and Zebra (User's Guide)*, *HLOT (User's Guide)*, CERN Program Library Long Writeups Q120 and Y251 (1994)
- [Jae94] V. Jaeckle et al., *A liquid hydrogen/deuterium target with very thin windows*, Nucl. Instr. and Meth. A 348 (1994), 15
- [JES] Homepage JESSICA-Kollaboration,
<http://www.fz-juelich.de/ess/INT/JESSICA/JESSICA.html>
- [Joh00] J. Johanson, *Two-Pion Production in Proton-Proton Collisions Near Threshold*, Doktorarbeit, Universität Uppsala, 2000
- [Joh02] J. Johanson et al., *Two-Pion Production in Proton-Proton Collisions Near Threshold*, Nucl. Phys. A 712 (2002), 75
- [Käm99] H. Kämmerling, *TOF-Szintillator-Ringdetektor*, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-3629 (1999)
- [Kir94] M. Kirsch, *Entwicklung und Aufbau eines Detektorsystems zur Messung der assoziierten Strangeness Produktion im Proton-Proton-Stoß*, Dissertation, Universität Erlangen (1994)
- [Kre97] J. Kreß, *Aufbau und Tests von Szintillatormodulen für ein Zentralkalorimeter am Flugzeitspektrometer COSY-TOF*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1997)
- [Kuh00] E. Kuhlmann, *Polarization of the extracted beam at COSY-TOF: First tests and results*, COSY News No. 8 (2000), 7
- [Kup95] A. Kupcs, *Note on kinematical fit*, private Mitteilung (1995)
- [Kur95] G. Kurz, *π^+/π^- -Identifikation in Szintillationszählern*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1995)
- [Leo94] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 2. Auflage (1994)
- [Lin91] V. Lindenstruth, *TDAS - The GSI Cave-B Data Acquisition System*, Verhandlungen DPG VI 26 (1991), 461
- [Mai97] R. Maier, *Cooler Synchrotron COSY - performance and perspectives*, Nucl. Instr. and Meth. A 390 (1997), 1
- [Mar02] S. Marwinski, Dissertation (in Vorbereitung), Universität Bonn (2002)
- [Met98] A. Metzger, *Untersuchung der schwelennahen assoziierten Strangenessproduktion in der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ am COSY-Flugzeitpektrometer*, Dissertation, Universität Erlangen (1998)

- [Mey01] H. O. Meyer et al., *Physical Review C* 63, 064002 (2001)
- [Nak97] C. Nake, *Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ bei 2.75 GeV Strahlimpuls am Flugzeitspektrometer TOF*, Dissertation, Universität Bonn (1997)
- [PAW99] CERN Computing and Networks Division, *PAW - Physics Analysis Workstation, User's Guide*, CERN Program Library Long Writeups Q121 (1999)
- [PDG02] Particle Data Group, *Review of Particle Physics/Particle Physics Booklet*, K. Hagiwara et al., *Physical Review D* 66, 010001 (2002)
- [Pät02] J. Pätzold, *Exclusive Measurements of the $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ Reaction Close to Threshold*, Dissertation, Universität Tübingen (2002)
- [PHI97] Fa. PHILIPS PHOTONICS (jetzt Fa. PHOTONIS), *Photomultiplier tubes*, D-PMT-CAT93, 1997
- [PHO98] Fa. PHOTONIS, *Preliminary product specification for Photomultiplier tubes XP4592/PA*, erhalten per Telefax, 1998
- [Pra00] D. Prasuhn et al., *Electron and stochastic cooling at COSY*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 441 (2000), 167
- [Rin95] P. Ringe, *Datenerfassung und Testmessungen an Detektorkomponenten für Mittlereenergiephysik-Experimente*, Dissertation, Universität Bochum (1994)
- [ROOT] *ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework*, <http://root.cern.ch>
- [Röh92] Fa. RÖHM GmbH, Chemische Fabrik Darmstadt, *Technische Information*, 211-1, 1992
- [SAID] SAID - Scattering Analysis Interactive Dial-in, <http://said-hh.desy.de>
- [Shi82] F. Shimizu et al., *Nucl. Phys. A* 386 (1982), 571
- [Sch93] M. Schepkin, O. Zaboronsky, H. Clement, *Z. Phys. A* 345 (1993), 407
- [Sch94] A. Schülke et al., *Tests of the COSY-TOF start-detector MARS at the COSY beam*, Annual Report Forschungszentrum Rossendorf, Institute of Nuclear and Hadronic Physics (1994), 41
- [Sch95] K. Schmidt, *Ein Szintillationskalorimeter für das COSY-Flugzeitspektrometer*, Diplomarbeit Universität Bonn (1995)
- [Sch97] P. Schönmeier, *Erweiterung der Datenerfassungssoftware für das COSY-TOF-Spektrometer*, Diplomarbeit, TU Dresden (1997)
- [Sch98] W. Schröder, *Entwicklung und Bau eines Vetodetektorsystems für das COSY-TOF Experiment am Forschungszentrum Jülich*, Zulassungsarbeit, Universität Erlangen (1998)
- [Wäc98] J. Wächter, *Ein doppelseitiger Ringmikrostreifendetektor für COSY-TOF*, Diplomarbeit, Universität Erlangen (1998)
- [Wag97] M. Wagner, *Entwicklung und Bau eines intermediären Szintillatorfaser-Hodoskops für COSY-TOF*, Diplomarbeit, Universität Erlangen (1997)

- [Wei02] U. Weidlich, *Kalibrierung des Zentralkalorimeters des TOF-Detektors an COSY*, Zulassungsarbeit, Universität Tübingen (2002)
- [Wir95] S. Wirth, *Erste Experimente am COSY-Flugzeitspektrometer zur Untersuchung der assoziierten Strangeness-Produktion im Proton-Proton-Stoß*, Dissertation, Universität Erlangen (1995)
- [Wol99] M. Wolke, *Threshold Meson Production in Proton-Proton Interactions at the Internal Beam Facility COSY-11*, Nucl. Phys. News 9 (1999), 27

Bei Herrn Prof. Heinz Clement bedanke ich mich für die Bereitstellung der Arbeit und der großen Unterstützung bei der Durchführung, Herrn Prof. Gerhard J. Wagner danke ich für die wohlwollende Begleitung und die Begutachtung der Arbeit.

Dem Team des COSY-Beschleunigers und der COSY-TOF-Kollaboration danke ich für die erfolgreiche Vorbereitung und Durchführung der Strahlzeiten, hier möchte ich besonders Herrn Eduard Roderburg vom Institut für Kernphysik (IKP) am FZ Jülich erwähnen, der mich jederzeit großartig unterstützt hat.

Der feinmechanischen Werkstatt der Universität Tübingen unter der Leitung von Herrn Günther Brodbeck danke ich für die große Unterstützung während der Entwicklung und dem Bau des Kalorimeters und der Fertigung einer Vielzahl der für das Kalorimeter benötigten mechanischen Bauteile. Der selbe Dank gebührt der Elektronikwerkstatt unter der Leitung von Herrn Hans Schreyer für die Unterstützung in allen Elektronikfragen.

Bei den Herren N. Paul und R. Klein vom IKP in Jülich bedanke ich mich für die intensive Unterstützung und Beratung in allen technischen Fragen während des Aufbaus des Kalorimeters. Ebenfalls gebührt ein Dank dem ZAT in Jülich für die Erledigung der „großtechnischen“ Konstruktions- und Fertigungsarbeiten für den Einbau des Kalorimeters in COSY-TOF.

Meinem Tübinger Mitdoktoranden Arthur Erhardt danke ich für die intensive Mithilfe beim Aufbau des Kalorimeters vor Ort in Jülich mit der gemeinsamen Bewältigung all der vielen kleinen und großen Probleme, die bei solch einem Projekt auftreten, und der allgemeinen Erweiterung meines Wissens in allen Computerfragen.

Allen Mitarbeitern, Doktoranden und Diplomanden des Physikalischen Instituts der Universität Tübingen danke ich für die sehr herzliche Arbeitsatmosphäre, die vom manchmal etwas mühsamen Doktorandendasein angenehm abgelenkt hat: Rudi Meier, Torsten Hehl, Heinrich Lindel, Holger Denz, Johannes Breitschopf, Michael Bauer, Margit Cröni, Federica Moschini, Jochen Krimmer, Jürgen Heim, Ingolf Martin, Mikhail Bashkanov, Eugene Dorochkevitch, Tatiana Skorodko.

Nicht vergessen möchte ich dabei natürlich meine ehemaligen Zimmergenossen Wolfram Brodowski und Jens Pätzold, mit denen ich viele nette Stunden auch abseits der Physik erlebt habe.

Bei meinen Eltern bedanke ich mich, dass sie mir das Studium ermöglicht haben und mich dabei immer voll unterstützt haben.

Und ganz besonders danke ich Manu, Marie und Alexander, dass sie mich auf allen Wegen begleiten.