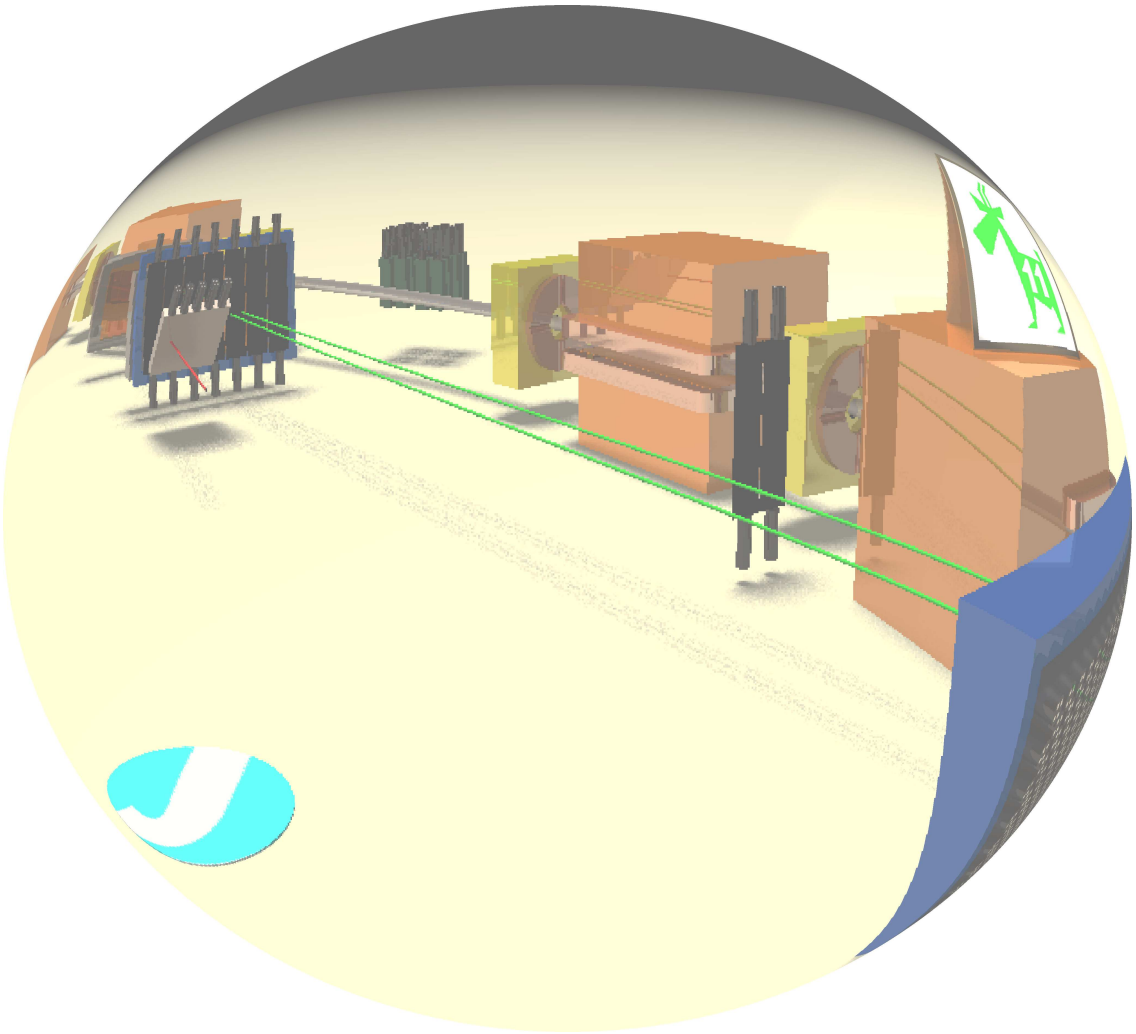
Schwellennahe Kaonenproduktion im Proton-Proton Stoß am Experiment COSY-11

Peter Winter



Schwellennahe Kaonenproduktion im Proton-Proton Stoß am Experiment COSY-11

Peter Winter

Dissertation

angefertigt im Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Jülich

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

März 2005

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Prof. Dr. K. Kilian
Koreferent: Prof. Dr. W. Oelert

Zusammenfassung

Den Schwerpunkt der Messungen am Experiment COSY-11 des Synchrotron-Beschleunigers COSY im Forschungszentrum Jülich bildet das Studium der schwellennahen Mesonenproduktion im Nukleon-Nukleon-Stoß. Wegen der hohen Impulsüberträge zwischen den beteiligten Baryonen sind solche Experimente auf kleine Abstände und den dort relevanten Wechselwirkungen empfindlich. Mesonenproduktionsexperimente ermöglichen somit ein Verständnis der fundamentalen hadronischen Wechselwirkung und der zugrundeliegenden Reaktionsmechanismen.
Ein wichtiger Teil der Untersuchungen mit dem als Magnetspektrometer konzipierten Detektorsystem beschäftigt sich mit der assoziierten Strangenesserzeugung über die Hyperonen- und der elementaren K^--Produktion. Schwellennahe Wirkungsquerschnitte der speziellen Reaktion $pp \to pp K^+K^-$ sind bisher in nur sehr geringem Maße bekannt, zeigen aber eine deutliche Überhöhung im Vergleich zu Erwartungen eines reinen nichtrelativistischen Phasenraumverhaltens.
Das genaue Studium der Anregungsfunktion bei niedrigen Q-Werten wurde deshalb um zwei neue Meßreihen erweitert. Durch die kinematisch vollständige Rekonstruktion des Endzustandes konnten totale Wirkungsquerschnitte von $\sigma = (0.787 \pm 0.178 \pm 0.082)\,\mathrm{nb}$ bei einer Überschußenergie von $Q = 10\,\mathrm{MeV}$ und $\sigma = (4.285 \pm 0.977 \pm 0.374)\,\mathrm{nb}$ bei $Q = 28\,\mathrm{MeV}$ bestimmt werden. Simultane Messung der elastischen Proton-Proton-Streuung als Referenzreaktion lieferten eine absolute Normierung der gemessen Zählrate.
Differentieller Verteilungen werden wegen der geringen Statistik ansatzweise vorgestellt, aber nicht im Detail analysiert. Vor allem den verschiedenen Massenverteilungen dürften jedoch in Zukunft hinsichtlich des $K\bar{K}$-Systems in bezug auf die Diskussion der skalaren Resonanzen und des wohl durch die $\Lambda(1405)$-Resonanz beeinflußten pK^--Systems weitere Aufmerksamkeit zukommen.
Im Rahmen dieser Arbeit wird die Selektion der Ereignisse des zu untersuchenden Reaktionskanales $pp \to pp K^+K^-$ und der elastischen pp-Streuung erläutert und die vollständigen Ergebnisse vorgestellt und diskutiert. Ein Vergleich mit einer modelltheoretischen Berechnung und einer Parametrisierung der starken pp-Endzustandswechselwirkung zeigt eine bisher nicht reproduzierbare schwellennahe Überhöhung des Wirkungsquerschnittes. Es bleibt abzuwarten, ob neue theoretische Ansätze hierfür eine zufriedenstellende Erklärung liefern werden.

Abstract

Measurements at the experiment COSY-11 at the synchrotron accelerator COSY in the Research Centre Jülich prioritise studies of near threshold meson production in nucleon-nucleon collisions. Due to the high momentum transfer between the baryons involved such experiments are sensitive on small distances and the relevant interactions in these regions. Experiments on meson production therefore enable to understand the fundamental hadronic interaction and the underlying reaction mechanisms.

A major part of the experimental studies at the detection system, which is designed as a magnetic spectrometer, consists of the associated strangeness production via the hyperon or K^+K^- channels. Near threshold cross sections for the specific reaction $pp \to ppK^+K^-$ are only scarcely available but show a strong enhancement when compared to the pure non relativistic phase space.

A detailed study of the excitation function at low Q-values was therefore extended by two new measurements. The kinematical complete reconstruction of the final state allowed to derive total cross sections of $\sigma = (0.787 \pm 0.178 \pm 0.082)\,\mathrm{nb}$ at the excess energy of $Q = 10\,\mathrm{MeV}$ and $\sigma = (4.285 \pm 0.977 \pm 0.374)\,\mathrm{nb}$ at $Q = 28\,\mathrm{MeV}$. The absolute normalisation was performed by the simultaneous measurement of the elastic proton proton scattering.

Differential spectras are partly shown but due to the low statistics a detailed analysis is not performed. Nevertheless, mass spectra might play an important role in the near future. Here, especially the $K\bar{K}$ and pK^- subsystems will be crucial with respect to the ongoing discussion about the nature of the scalar resonances and the influence of the $\Lambda(1405)$, respectively.

Within this work, the event selection of the reaction $pp \to ppK^+K^-$ and the elastic pp-scattering is explained and the full results are discussed. Their comparison with a model calculation as well as a parametrization of the strong pp final state interaction shows a still unexplained difference at low excess energies. It remains an open issue, whether new theoretical developments aill offer a satisfactory explanation of this enhancement.

ui eſt le pluſ ſage?
Celui qui accepte tout
ou celui qui a décidé
de ne rien accepter?
(Eugène Ionesco)

$K^{\pm}$-Meson[1]	
$I(J^P)$	$\frac{1}{2}(0^-)$
Masse m	$493.677 \pm 0.016\,\mathrm{MeV}$
Mittlere Lebensdauer τ	$(1.2384 \pm 0.0024) \times 10^{-8}$ s
Hauptzerfälle	$\mu^{\pm}\nu_{\mu}$ $(63.43 \pm 0.17)\%$ $\pi^{\pm}\pi^{0}$ $(21.13 \pm 0.14)\%$ $\pi^{\pm}\pi^{\pm}\pi^{\mp}$ $(5.576 \pm 0.031)\%$

$\Lambda(1405)$[1]	
$I(J^P)$	$0(\frac{1}{2}^-)$
Masse m	$1406 \pm 4\,\mathrm{MeV}$
Breite Γ	$50.0 \pm 2.0\,\mathrm{MeV}$
Hauptzerfälle	$\Sigma\pi$ 100%

Proton[1]	
$I(J^P)$	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$
Quarkinhalt	uud
Masse m	$938.27200 \pm 0.00004\,\mathrm{MeV}$
Mittlere Lebensdauer τ	$> 1.6 \times 10^{25}$ Jahre

[1] Werte sind [1] entnommen.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 Das Experiment COSY-11 **3**
1.1 Detektoraufbau und Meßprinzip 3
1.2 Die Detektorkomponenten 6
1.2.1 Cluster-Target 6
1.2.2 Vakuumkammer 7
1.2.3 Driftkammern D1 und D2 8
1.2.4 Hexagonale Driftkammern 9
1.2.5 Szintillatorhodoskop S1 10
1.2.6 Szintillatorhodoskop S2 10
1.2.7 Szintillatorwand S3 10
1.2.8 Luminositätsmonitor 11
1.2.9 Dipoldetektor 12
1.2.10 Datenaufnahmesystem 12
1.2.11 Neutralteilchen-Detektor 13
1.2.12 Deuteronen-Detektor 13
1.2.13 Spektator-Detektor 14
1.2.14 Čerenkov-Zähler 14

2 Theoretischer Hintergrund **15**
2.1 Grundlagen der starken Wechselwirkung 15
2.2 Quarkmodell und gebundene Zustände 16
2.3 Der Reaktionskanal $pp \rightarrow ppK^+K^-$ 20

3 Selektion der Ereigniskandidaten **25**
3.1 Vorbereitende Analyseschritte 25
3.1.1 Zeitkalibration 25
3.1.2 Bestimmung verschiedener Parameter 27
3.1.2.1 Effektive vertikale Strahlausdehnung und Strahlversatz 28
3.1.2.2 Effektive horizontale Strahlausdehnung 29
3.1.2.3 Zeitauflösung der Szintillatoren 29

3.1.2.4 Horizontaler Strahlversatz und Driftkammerposition 31
3.1.2.5 Strahlimpuls und Strahlimpulsbreite 33
3.2 Trigger 35
3.3 $pp \rightarrow ppK^+K^-$ Ereignisidentifikation 36

4 Der absolute Wirkungsquerschnitt 43
4.1 Luminosität 45
4.1.1 Phasenraumvariablen und Kinematik der pp-Streuung 45
4.1.2 Ereignisselektion 47
4.1.3 Bestimmung der Luminosität 52
4.2 Nachweiseffizienz 53
4.3 Totale Wirkungsquerschnitte und differentielle Verteilungen 58

5 Zusammenfassung und Ausblick 61

A Reaktionskinematik 65
A.1 Lorentztransformation eines Vierervektors 65
A.2 Kinematische Größen im Labor- und Schwerpunktsystem 67
A.3 Zweikörper-Endzustand 68
A.4 n-Teilchen Endzustand 69

B Wirkungsquerschnitt, Phasenraum und pp-FSI 71

C Helizitäts- und Gottfried-Jackson-System 77
C.1 Die Reaktion $\pi N \rightarrow \pi N$ als Beispiel 77
C.2 Die Reaktion $AB \rightarrow CDE$ 78
C.2.1 Das Helizitäts-System 78
C.2.2 Das Gottfried-Jackson-System 79

D Gruppen und Matrizen 81
D.1 Gruppen 81
D.2 Matrizen 81
D.2.1 Spezielle Gruppen mit Matrizen 83

Glossar 85

Literaturverzeichnis 91

Einleitung

Bevor ich einige einleitende Worte zum Inhalt und Hintergrund der Ihnen vorliegenden Dissertation geben möchte, lassen Sie mich darauf hinweisen, daß ich beim Schreiben dieser Arbeit neben einer vollständigen Darstellung der wissenschaftlichen Ergebnisse auch versucht habe, Lesern ohne tiefere physikalische Vorkenntnisse den Inhalt ein wenig verständlicher aufzubereiten, wobei dies sicherlich mehr für den etwas allgemeineren Teil dieser Arbeit wie z. B. der Experimentbeschreibung zutrifft. Deshalb werden die wichtigsten grundlegenden physikalischen Begriffe im Glossar auf Seite 85 genauer erklärt. Die dort aufgelisteten Worte werden im Text durch das dem Wort vorangestellte Symbol ☞ gekennzeichnet, so z. B. ☞ COSY. Desweiteren werden dort die wichtigsten der verwendeten Symbole erklärt, um im Zweifelsfall die hier zugrundeliegende Definition nachschlagen zu können. Viele der angegebenen Definitionen und Erklärungen sind dabei vor allem mit Hilfe der beiden sehr umfangreichen Bücher [2, 3] wiedergegeben worden.

Die Frage nach dem Ursprung unseres Universums und dem Aufbau der in ihm enthaltenen Materie existiert bereits seit vielen Jahrhunderten. War die Beschäftigung mit ihr zu Beginn wohl eher religiöser oder philosophischer Natur, so waren es vor allem Galileo, Kopernikus und Newton, die ihr im wissenschaftlichen Stil nachgingen. In der fortlaufenden Entwicklung wissenschaftlicher Untersuchungsmethoden sind wir heute mit einer Vielzahl verschiedenster Teilgebiete innerhalb der Naturwissenschaften Biologie, Chemie, Physik etc. konfrontiert. Mit dem gemeinsamen Ziel, unser Dasein zu erklären und den Aufbau der Materie sowie des Universums zu verstehen, bietet jede dieser Einzeldisziplinen einen ihr eigenen Ansatz im Umgang mit der Fragestellung.
Die im folgenden beschriebenen Ergebnisse sind in das Gebiet der ☞ Kern- und Teilchenphysik einzuordnen, deren Hauptaufgabe das Studium der fundamentalen ☞ Wechselwirkungen beinhaltet. Durch Untersuchung elementarer Bausteine unserer Materie, den ☞ Quarks und ☞ Leptonen, sowie der einfachsten aus diesen aufgebauten Teilchen – ☞ Protonen, ☞ Neutronen, Kerne, Atome u.v.m. – gelingt es, Rückschlüsse auf die theoretische Beschreibung der fundamentalen Kräfte zu bekommen, von denen dem heutigen Kenntnisstand nach vier existieren: ☞ Gravitation, ☞ elektromagnetische, ☞ schwache und ☞ starke Kraft. Bereits im 17. Jahrhundert lieferte Sir Isaac Newton eine Beschreibung der Gravitation, die Anfang des 20. Jahr-

hunderts durch Albert Einsteins allgemeine Relativitätstheorie [4] grundlegend erweitert wurde. Wenige Jahre zuvor gelang es J. C. Maxwell den Elektromagnetismus mathematisch zu formulieren. Eine moderne Beschreibung in Form einer Quantenfeldtheorie [5] folgte unter anderem durch Feynman, Tomonaga und Schwinger als Quantenelektrodynamik. Ihre Vereinheitlichung mit der schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Kraft wurde schließlich in den 60iger Jahren durch Weinberg, Salam und Glashow vorgestellt. Eine Beschreibung der Gravitation im Rahmen einer solchen Feldtheorie steht bis heute aus. Die starke Wechselwirkung wird zwar nach heutigem Kenntnisstand im Rahmen der ☞Quantenchromodynamik beschrieben, doch gestaltet sich ihre theoretische Beschreibung im Vergleich zur elektroschwachen Wechselwirkung deutlich schwieriger. Umso mehr bedarf es deshalb experimenteller Daten, die bei der Entwicklung theoretischer Modelle für ihre Beschreibung essentiell sind. Nur im engen Zusammenspiel zwischen Theorie und Experiment kann ein grundlegenderes Verständnis dieser Wechselwirkung erreicht werden.
Die hier vorgestellten Daten wurden am Experiment COSY-11 [6] am Beschleuniger ☞COSY [7] aufgenommen. Ausgangspunkt solcher Untersuchungen ist der Zusammenstoß zweier stark wechselwirkender Teilchen, sogenannter ☞Hadronen, in Form von Protonen und Deuteronen die auf Impulse zwischen 600 und 3700 MeV/c beschleunigt werden. Die im Stoß freiwerdende Energie kann zur Erzeugung neuer Teilchen führen. Bisher an den verschiedenen Experimentaufbauten untersuchte Reaktionen umfassen Zustände mit ☞Baryonen und ☞Mesonen als den einfachsten gebundenen Systemen mehrerer Quarks, weil sich mit ihnen ein guter Zugang zum Studium der starken Kraft eröffnet. Das im Rahmen dieser Messung genutzte Detektorsystem COSY-11 ist dabei vor allem für die Untersuchung der Mesonenproduktion nahe der ☞Produktionsschwelle ausgelegt. Bisherige Messungen umfaßten totale und differentielle ☞Wirkungsquerschnitte und deren ☞Anregungsfunktionen (z. B. $pp \to pp\eta'$ [8] oder $pp \to pp\eta$ [9, 10]) sowie seit einger Zeit auch ☞Polaristionsobservablen ($\vec{p}p \to pp\eta$ [11], [12] und geplant $\vec{p}p \to pK^+\Lambda$ [13]).
Besonderes Augenmerk lag seit Bestehen der Kollaboration auch auf verschiedenen Kanälen mit ☞Strangeness im Ausgangskanal. Für die spezielle Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ mit sogenannter assoziierter Strangeness gibt es bereits langjährige Meßreihen [14–16], um verschiedene Aspekte in diesem Vierkörpersystem zu verstehen. Erste Andeutungen eines bei niedrigen Überschußenergien Q unerwartet hohen Wirkungsquerschnittes führten zu weiteren Messungen bei $Q = 10$ und 28 MeV, deren Auswertung und Ergebnisse in dieser Arbeit vorgestellt werden.
Es sollte an dieser Stelle noch erwähnt werden, daß die ausgewählten Abbildungen zumeist mit Hilfe der Daten bei Q =10 MeV erstellt worden sind. Da es sich meist um exemplarische Darstellungen handelt, dienen sie nur zur Veranschaulichung des Sachverhaltes, weshalb der Wahl der Energie keine besondere Bedeutung zukommt. Für den gleichzeitig ausgewerteten Datensatz bei Q =28 MeV sind die entsprechenden Plots entweder analog oder werden ebenfalls gezeigt.

Kapitel 1

Das Experiment COSY-11

Die in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Ergebnisse wurden aus den am Experiment COSY-11 aufgenommenen Meßdaten gewonnen. Zum grundlegenden Verständnis der Auswertung ist es daher notwendig, die hier relevanten Detektorkomponenten einzeln zu erläutern. Weitere ausführliche Beschreibungen des Detektorsystems können an anderer Stelle gefunden werden, so z. B. [8, 14, 17].

1.1 Detektoraufbau und Meßprinzip

Das interne Experiment COSY-11 [18] ist als ☞Magnetspektrometer konzipiert und nutzt dafür einen der regulären Dipolmagnete des Beschleunigers ☞COSY. Es eignet sich vor allem für die Messung verschiedenster Teilchenreaktionen im Proton-Proton-, Proton-Deuteron- oder Deuteron-Deuteron-Stoß nahe der Produktionsschwelle, wenn die im Stoß freiwerdende Energie zwar klein ist aber ausreicht, um die Masse der zusätzlich erzeugten Reaktionsprodukte aufzubringen. Hauptaugenmerk der bisherigen Messungen lag deshalb vor allem auf der schwellennahen Produktion von Mesonen geringer Massenbreite [6, 19, 20].
Das Detektorsystem selbst ist in einer realitätsnahen Darstellung in Abbildung 1.1 gezeigt. Die Reaktion findet in einem – im Fall der in dieser Arbeit beschriebenen Messung mit Wasserstoff betriebenen – Cluster-Target vor einem regulären Strahlführungsmagneten statt. Die aus einer Reaktion stammenden positiv geladenen Teilchen werden aufgrund ihres im Vergleich zum Strahl geringeren Impulses stärker ins Ringinnere abgelenkt. Die nicht wechselwirkenden, auf dem Sollorbit verbleibenden Strahlprotonen (-deuteronen) durchlaufen erneut den kompletten Ring und haben im folgenden Umlauf wiederum die Chance, mit einem Targetteilchen wechselzuwirken. In den Driftkammern werden die Spuren der positiv geladenen Teilchen registriert und unter Kenntnis des Magnetfeldes zum Targetort zurückgerechnet. Aus dem sich daraus ableitenden Krümmungsradius der Teilchenspur im Dipol läßt sich der Absolutbetrag $|\vec{p}|$ des Teilchenimpulses bestimmen. Zusammen mit dem Einheits-Spurrichtungsvektor $\vec{e}_n$ am Reaktionsort erhält man den komplet-

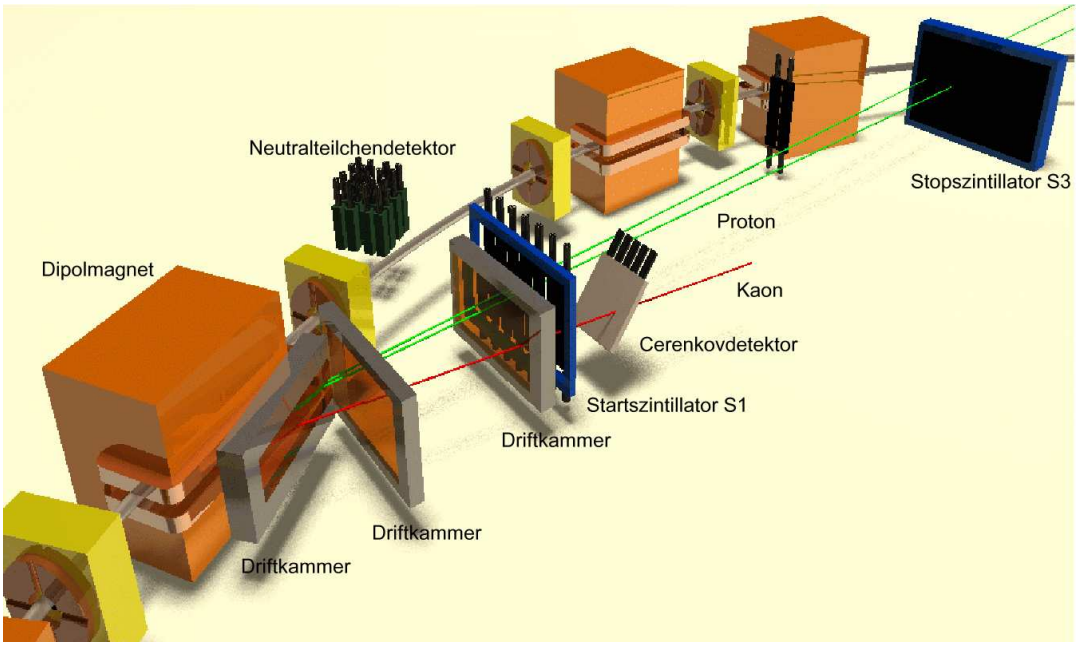


Abbildung 1.1: 3-dimensionale Ansicht des COSY-11 Experimentes. Das hier nicht gezeigte Clusterjet-Target befindet sich vor dem Dipolmagneten am linken unteren Bildrand. Nicht alle Detektorkomponenten sind abgebildet. Deutlich zu erkennen ist der Hauptdetektor bestehend aus Driftkammern und Szintillatorhodoskopen zur vollständigen Rekonstruktion positiv geladener Reaktionsprodukte. Das abrupte Ende der Kaonenspur soll den Zerfall dieses Teilchens veranschaulichen.

ten Impulsvektor $\vec{p} = |\vec{p}| \cdot \vec{e}_n$. Den Vektor $\vec{e}_n$ erhält man aus den rekonstruierten Spuren in den Driftkammern durch das bereits angesprochenene Zurückrechnen zum Targetort.
Eine Flugzeitmessung mit dem Startsignal im Szintillatorhodoskop S1 und dem Stopsignal in der etwa 9.4 m entfernten Szintillatorwand S3 liefert die Geschwindigkeit des Teilchens[1]. Mit diesen Informationen erhält man letztendlich die Viererimpulse $\mathbb{P}_i = (E_i, \vec{p}_i)$ aller positiv geladenen Teilchen (i= 1, . . .,n) im Ausgangskanal und damit auch die invariante Teilchenmasse über

$$m_i = \frac{|\vec{p}_i|}{\beta_i \cdot \gamma_i}\,, \tag{1.1}$$

wobei die Teilchengeschwindigkeit durch $\beta_i = d/(c \cdot t_i)$ aus Flugstrecke d und Flugzeit t zwischen S1 und S3 und $\gamma_i = (1 - \beta_i^2)^{-1/2}$ gegeben sind.
Der Viererimpuls eines nicht nachgewiesenen Teilchens X (z. B. ein neutrales Meson)

[1]Im Falle positiver Kaonen erreicht wegen des Zerfalls nur ein sehr geringer Anteil dieser Teilchensorte den S3-Detektor. Trotzdem kann auch für sie der Viererimpuls über eine indirekte Flugzeitmessung bestimmt werden. Einzelheiten hierzu finden sich in einem späteren Abschnitt.

ist wegen der Viererimpulserhaltung bestimmbar zu:

$$\mathbb{P}_X = \mathbb{P}_{Strahl} + \mathbb{P}_{Target} - \sum_{i=1}^{n} \mathbb{P}_i \,. \tag{1.2}$$

$\mathbb{P}_{Strahl}$ und $\mathbb{P}_{Target}$ bezeichnen hierbei den Viererimpuls des an der Reaktion beteiligten Strahl- bzw. Targetteilchens. Dadurch kann das fehlende Teilchen über seine Masse m_X identifiziert werden, die sich über[2]

$$\begin{aligned} m_X^2 &= \langle \mathbb{P}_X, \mathbb{P}_X \rangle \\ &= \left(E_{Strahl} + E_{Target} - \sum_{i=1}^{n} E_i \right)^2 - \left(\vec{p}_{Strahl} + \vec{p}_{Target} - \sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i \right)^2 \end{aligned} \tag{1.3}$$

berechnet. Die Abbildung 1.2 veranschaulicht nochmals in einer schematischen Aufsicht das Grundprinzip der Messung. Zusätzlich soll das Augenmerk auch auf die beiden zur Außenseite des Ringes gelegenen Detektoren gelenkt werden, nämlich auf den sogenannten Luminositätsmonitor und den Dipol-Detektor. Dabei handelt es sich in beiden Fällen um eine Kombination aus Szintillator und Silizium-Pad-Detektoren. Ihre Relevanz für die zu untersuchende Reaktion wird später deutlich.

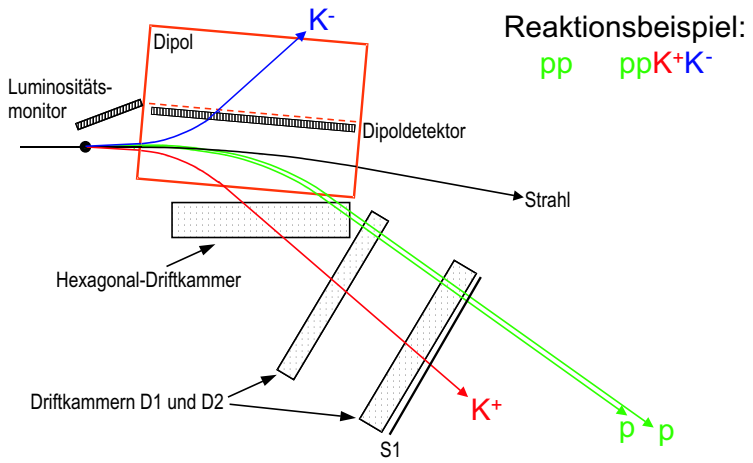


Abbildung 1.2: Aufbau des COSY-11 Experimentes in der Aufsicht. Zu sehen sind die beiden Driftkammern D1 und D2 zur Spurrekonstruktion, das Szintillatorhodoskop S1 als eine Komponente bei der Flugzeitmessung, der Monitordetektor zum Nachweis elastisch gestreuter Protonen sowie der Dipoldetektor zum Nachweis negativer Reaktionsprodukte.

Wie bereits erwähnt wurde COSY-11 vor allem für die Mesonenproduktion bei Energien nahe der Produktionsschwelle konzipiert. Aufgrund der geringen Überschußenergie besitzen die Reaktionsteilchen im Ausgangskanal nur geringe Transversalimpulse. Folglich sind diese Teilchen auf einen eng begrenzten Vorwärtskegel

[2] $\langle\ ,\ \rangle$ steht für das Skalarprodukt eines Vierervektors $a = (a_0, \vec{a})$ und berechnet sich zu: $\langle a, a \rangle = a_0^2 - \vec{a}^2$.

im Laborsystem beschränkt. Deshalb wird trotz des kompakten Detektorsystems eine 4π-Akzeptanz bei geringen Überschußenergien Q erreicht. Geringe Relativimpulse, die nahe der Schwelle dominant vertreten sind, eröffnen außerdem die Möglichkeit, Endzustandswechselwirkung zwischen den Teilchen im Ausgangskanal (*Final State Interaction,* kurz *FSI*) zu untersuchen, weil die Reaktionsprodukte sich nur sehr langsam voneinander entfernen und somit über längere Zeit miteinander in Wechselwirkung treten. So können in unterschiedlichen Reaktionen niederenergetische Baryon-Baryon-, Baryon-Meson- und Meson-Meson-Streuprozesse eingehend studiert werden. Zuletzt sei noch angemerkt, daß selbst die mit steigendem Q-Wert abnehmende geometrische Akzeptanz Messungen auch deutlich oberhalb der Schwelle [11, 21, 22] erlaubt.

1.2 Die Detektorkomponenten

In den folgenden Abschnitten wird auf einzelne Komponenten des COSY-11 Experimentes eingegangen. Dabei sollen zuerst die für die hier untersuchte Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ relevanten Komponenten des Experimentaufbaus dargestellt werden. Nachdem dies in den Abschnitten 1.2.1 bis 1.2.10 geschieht, werden in den daran anschließenden Abschnitten der Vollständigkeit halber auch die nicht relevanten – aber in anderen Reaktionskanälen genutzten – Systeme vorgestellt.

1.2.1 Cluster-Target

Heutzutage gibt es eine Vielzahl verschiedenster Targetsysteme sowohl für interne wie auch externe Experimente. Interne Targets haben den Vorteil, die hohe Qualität des Beschleunigerstrahls direkt nutzen zu können und bieten den nicht an der Reaktion teilnehmenden, im Strahl verbleibenden Teilchen bei späteren Umläufen ein erneutes Ziel. Das Target muß jedoch ein gut definiertes Raumvolumen abdecken und seine Dichte sollte nicht zu groß sein, damit es nicht zu einer starken Beeinflussung des Strahles kommt und Sekundärreaktionen minimiert werden. Dem Aufheizen des Strahles durch die Wechselwirkung am internen Target kann in COSY in gewissem Maße mittels der Elektronen- und stochastischen Kühlung [23] entgegengewirkt werden. Die hohe Umlauffrequenz des Strahles gleicht im Vergleich zu externen Targets die geringe Dichte interner Targetsysteme wieder aus [24], weshalb kein prinzipieller Nachteil hinsichtlich der integral erreichbaren Luminosität entsteht. Beispiele für solche Systeme sind neben dem hier beschriebenen Clustertarget auch Pellettargets, Speicherzellen oder Atomstrahltargets.
Das am Institut für Kernphysik der Universität Münster entwickelte Cluster-Target [25] zeichnet sich neben den erwähnten Anforderungen an interne Targets auch durch seine hohe chemische Reinheit (Verunreinigungen von < 0.5 ppm) aus, weshalb Untergrundreaktionen vernachlässigbar sind. Durch adiabatische Expansion eines unter hohem Druck vorgekühlten Gases ($p_0 \approx 18\,\mathrm{bar}$, $T_0 \approx 25\,\mathrm{K}$) bilden

sich *Cluster* mit bis zu 10^6 Atomen. Dieser Vorgang erfolgt an einer speziell geformten *Laval*-Düse, wie sie Abb. 1.3 zeigt. Beim Überschreiten der Dampfdruck-

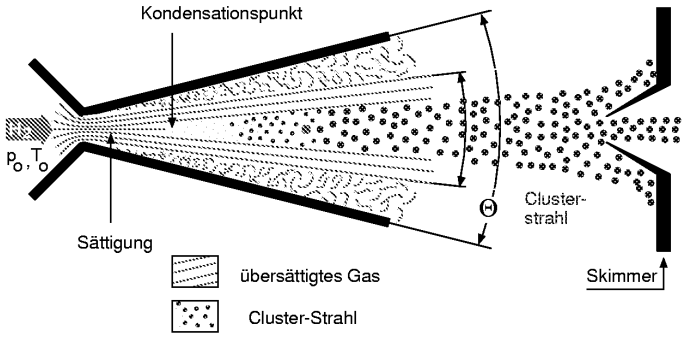


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Clusterbildung an einer Laval-Düse.

kurve kommt es zur Kondensation des übersättigten Gases in Form von Clustern. Von Vorteil ist deren vergleichsweise große Masse, aufgrund derer sie bei eventuellen Stößen mit Restgaspartikeln nur wenig abgelenkt werden. Die der Laval-Düse folgende Blendenanordnung (Skimmer) bestimmt die Winkeldivergenz des Clusterstrahles von weniger als 1°. Durch Variation verschiedener Parameter (Gasdruck und -temperatur, Geometrie der Kollimatoren u.ä.) wurden die Targeteigenschaften optimiert [26], wodurch Dichten von 10^{14} Atomen pro cm^3 erreicht werden konnten. Dadurch sind Luminositäten von $> 10^{30} cm^{-2} s^{-1}$ im internen Strahlbetrieb an COSY möglich, so daß bei entsprechender Auflösung des Experimentes Reaktionen mit Wirkungsquerschnitten von < 1 nbarn ($=10^{-33} cm^2$) in vernünftigen Zeiten untersucht werden können.

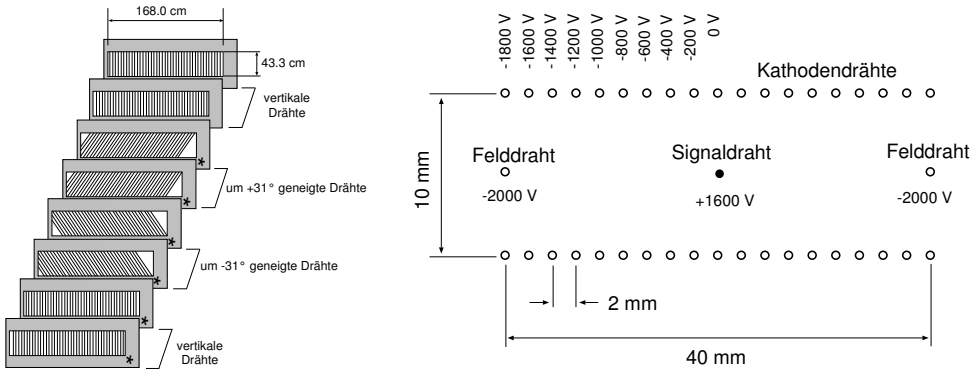
1.2.2 Vakuumkammer

Der Übergang vom notwendigen Ultrahochvakuum im Speicherring zum Detektorsystem wird durch eine angepaßte Vakuumkammer des als Spektrometer benutzten COSY-Dipols realisiert. Vier Fenster ermöglichen den Austritt der Reaktionsprodukte in die Raumatmosphäre. Das zur Innenseite des Rings gerichtete, stützenfreie Fenster für den Austritt positiv geladener Teilchen besteht aus zwei verklebten Kohlefasermatten (etwa 300 μm Dicke) und einer vakuumseitigen Aluminiumschicht (30 μm). Die Verwendung von Materialien niedriger Kernladungszahl gewährleistet eine durch Coulomb-Vielfachstreuung zu erwartende Winkelablenkung unterhalb der Detektorauflösung. Gleichzeitig bietet die Konstruktion neben der notwendigen Vakuumdichtigkeit auch eine ausreichende mechanische Stabilität, die bei lokaler Beschädigung der Folie ein großflächiges Aufreißen verhindert und damit einen gewissen Schutz vor einem plötzlichen Vakuumeinbruch gewährleistet.
Die drei weiteren Austrittsfenster wurden als 150 μm dicke Edelstahlfolien ausgelegt und dienen dem Austritt negativer Mesonen (im Inneren des Dipol-Gaps), elastisch gestreuter Protonen und Reaktionsteilchen höherer magnetischer Steifigkeit (z. B.

Deuteronen).

1.2.3 Driftkammern D1 und D2

Der Nachweis positiv geladener Teilchenspuren erfolgt mit zwei ca. 70 cm voneinander entfernten Driftkammersystemen [27, 28] mit 6 (D1) bzw. 8 (D2) Ebenen und einer aktiven Fläche von $1680 \times 433\,\mathrm{mm}^2$. Neben insgesamt 6 Ebenen mit vertikal gespannten Drähten gibt es je vier Ebenen mit einem Drahtwinkel relativ zur vertikalen Achse von $\pm 31°$ wodurch eine dreidimensionale Spurrekonstruktion möglich ist. Abbildung 1.4(a) zeigt die Anordnung der Drähte beispielhaft für die Driftkammer D2, wobei für die Kammer D1 zwei Ebenen entfallen.



(a) **(b)**

Abbildung 1.4: (a) Ausrichtung der Nachweisdrähte in Driftkammer D2. Driftkammer D1 umfaßt die mit einem Sternchen markierten Ebenen. (b) Struktur und Spannungsverteilung einer *Graded-Field*-Driftzelle.

Der Aufbau einer 40 mm breiten Driftzelle vom *Graded-Field*-Typ ist in Abbildung 1.4(b) gezeigt. Die um eine halbe Zellenbreite versetzten 18mm voneinander entfernten Ebenen ermöglichen die Auflösung sogenannter Links-Rechts-Ambiguitäten, so daß durch die gegebenen Redundanzen selbst bei Nichtansprechen einiger Ebenen eine Effizienz nahe 100 % erreicht wird. Beide Kammern werden mit einer Gasmischung aus Argon und Ethan zu gleichen Teilen betrieben [29]. Aus den üblichen Spannungseinstellungen und Betriebsparametern resultiert aus der maximalen Driftstrecke einer halben Zellenbreite von 20 mm eine maximale Driftzeit von 400 ns.

Für senkrecht eintreffende Protonen eines typischen Impulses von 1 GeV/c besitzt jede Ebene eine Ortsauflösung von 100 μm [18]. Für Teilchen unterschiedlicher Impulse und Winkel, wie sie im realen Experimentbetrieb an COSY-11 auftreten, variiert sie im Bereich von 230-350 μm. Doppelspurauflösungen, d. h. der minimale Abstand zweier noch als getrennt rekonstruierbarer Spuren, liegen im Bereich von 3 mm [30].

Die Spurrekonstruktion in den Driftkammern und das Zurückverfolgen der Spur mit Hilfe des bekannten Magnetfeldes im Dipol ermöglichen eine Impulsbestimmung der

positiv geladenen Reaktionsprodukte. Nach der Teilchenidentifikation[3] über Flugzeitmessung sind Q-Wert abhängige Auflösungen [32] der *fehlenden Masse (Missing Mass)*, über die nicht nachgewiesene kurzlebige Mesonen identifiziert werden, von typischerweise $1\,\mathrm{MeV/c^2}$ erreichbar [33].

1.2.4 Hexagonale Driftkammern

Der Name dieser Kammer [34,35] leitet sich aus der speziellen hexagonalen Form [36] der einzelnen Driftzellen ab. Diese spezielle Geometrie erlaubt es, die Kammer auch in der Nähe des Dipolstreufeldes einzusetzen und erhöht die Zylindersymmetrie des elektrischen Driftfeldes. Abbildung 1.5 zeigt neben der Struktur einer einzelnen Zelle auch in einer Aufsicht den Aufbau der 7 Ebenen. In den äußeren sowie

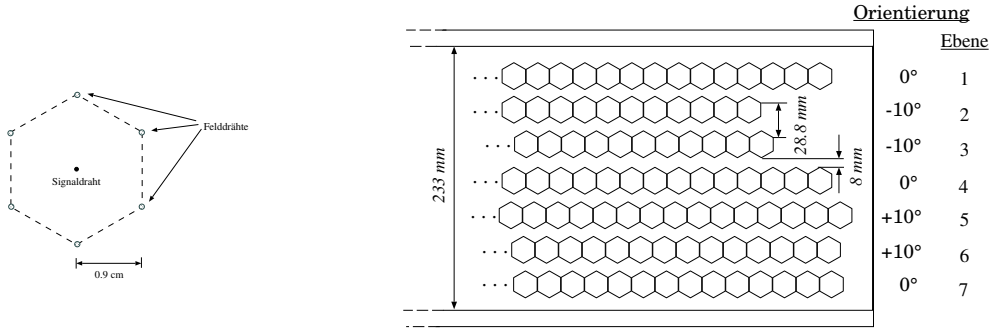


Abbildung 1.5: Struktur einer einzelnen Zelle in der Hexagonalkammer und Aufbau der einzelnen Ebenen mit Winkelangabe der Drahtrichtungen relativ zur vertikalen y-Achse.

der mittleren Ebene sind die Drähte vertikal gespannt (je 80 Zellen). Daneben gibt es jeweils zwei weitere Ebenen mit einer Neigung der Drähte von -10° (76 Zellen) und +10° (77 Zellen), um eine Spurrekonstruktion in allen drei Raumrichtungen zu ermöglichen. Neben der speziellen Zellenform besitzt die Kammer eine weitere Besonderheit in Form eines U-förmigen Halterahmens aus Aluminium (siehe Abbildung 1.6), der die Zuglast der Drähte von insgesamt 290 kg trägt. Durch das Fehlen eines starkwandigen Rahmens an der offenen Seite werden positive Reaktionsteilchen mit höheren Impulsen (vor allem Protonen, vergleiche auch Abb. 1.2, wobei der offene Teil am rechten Ende der Kammer liegt) nicht beeinflußt. Gleichzeitig wird durch die Kammerposition nahe des Dipols ein zusätzlicher Teilchennachweis bei kleineren Impulsen ermöglicht.
Für eine bessere Lötbarkeit sowie zur Verminderung von Überschlägen an den Drähten aufgrund einer homogeneren Feldverteilung sind sowohl die $110\,\mu$m dicken Aluminium-Felddrähte wie auch die $20\,\mu$m dicken Wolfram-Signaldrähte goldplattiert. Die aktive Detektorfläche beträgt $1500 \times 400\,\mathrm{mm^2}$.

[3] Zusätzlich besteht die Möglichkeit, sofern es die Reaktion erfordert (z. B. $pd \rightarrow {}^3\mathrm{He}\,\eta$ [31]), die Teilchenidentifikation über eine Energieverlustmessung zu unterstützen.

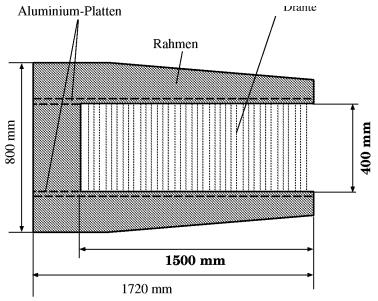


Abbildung 1.6: Seitenansicht der Hexagonalkammer. Durch das offene Ende werden positive Teilchen mit höheren Impulsen (vor allem Protonen), die diesen Bereich der Kammer abdecken, nicht gestört.

1.2.5 Szintillatorhodoskop S1

Das aus 16 beidseitig ausgelesenen, $450\text{mm} \times 100\text{mm} \times 4\text{mm}$ großen Szintillatorstreifen aufgebaute S1-Hodoskop besitzt zwei Aufgaben. Zum einen liefert es eines der für die Flugzeitmessung benötigten zwei Zeitsignale. Zumeist handelt es sich hierbei um die Startzeit, jedoch kann es durchaus auch als Stopzähler dienen, wie beispielsweise bei der indirekten Flugzeitmessung der K^+. Zum anderen dient der S1 bereits im laufenden Experiment zur Triggergenerierung. Einzelne Elemente des S1 können für einen an das jeweilige Experiment angepaßten Trigger in ausgewählten Gruppen zusammengefaßt werden. Die in dieser Strahlzeit verwendete Triggerbedingung basiert auf dem Nachweis von mindestens zwei positiv geladenen Reaktionsprodukten und wird im Wesentlichen durch Ansprechen zweier Segmente im S1 erfüllt. Die mit minimal ionisierenden Teilchen bestimmte Zeitauflösung des Hodoskops beträgt abhängig vom Auftreffort zwischen 160 und 220 ns [30].

1.2.6 Szintillatorhodoskop S2

Eine vollständige Rekonstruktion aller positiven Teilchen im Ausgangskanal erfordert eine möglichst gute Trennung und Zuordnung der verschiedenen Signale zu den einzelnen Reaktionsprodukten. Vor allem für identische Teilchen, wie beispielsweise die beiden Protonen im Ausgangskanal bei Reaktionen des Typs $pp \to ppX$, ist die Wahrscheinlichkeit sehr nahe beieinander liegenden Flugtrajektorien vergleichsweise hoch. Ein getrennter Nachweis in zwei verschiedenen S1-Segmenten ist dadurch oft nicht möglich. Um trotzdem einen getrennten Nachweis zu ermöglichen, ist direkt hinter dem S1-Hodokop ein weiteres ebenfalls 16-segmentiges Hodoskop S2 angebracht.

1.2.7 Szintillatorwand S3

Als Stopsignal für die Flugzeitmessung wird, sofern möglich, die Zeitinformation der großflächigen Szintillatorwand [37] im Abstand von etwa 9.4 m zum S1-Hodoskop

verwendet. Dadurch werden vor allem Protonen und Pionen registriert, während für die zumeist viel früher zerfallenden Kaonen eine indirekte Bestimmung der Flugzeit angewendet wird. Der S3-Detektor ist dem an der Universität Bonn entwickelten *AMADEUS*-Detektor [38] nachempfunden und besteht aus einer unsegmentierten 5 cm dicken Szintillatorwand ($100 \times 220 \times 5\,\mathrm{cm}^3$) sowie einer durch 4 cm Luft getrennten, aus 217 Photomultipliern bestehenden Matrixauslese (siehe Abb. 1.7).

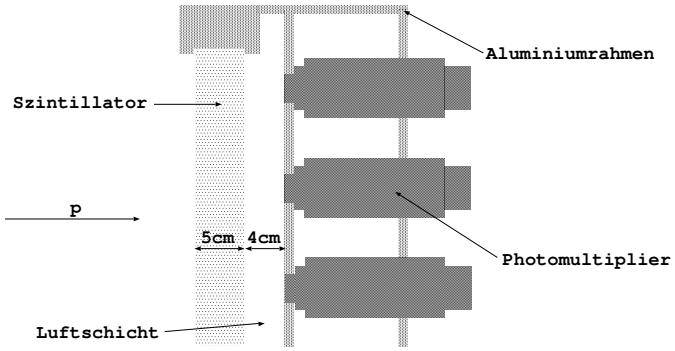


Abbildung 1.7: Seitliche Ansicht des S3 Detektors. Neben der Szintillatorwand sind drei der 217 Photomultiplier zu sehen.

Totalreflexion an der Grenzschicht zwischen Szintillator und Luft begrenzt die Anzahl der signifikant ansprechenden Photomultiplier räumlich auf die unmittelbare Umgebung des Teilchendurchgangspunktes. Die Amplitudenverteilung des Gesamtsignals aller ansprechenden Photomultiplier ermöglicht ein orts- und zeitauflösendes Detektorkonzept. Für Protonen mit 1 GeV/c Impuls ergibt sich eine Zeitauflösung von 195-265 ps und eine Ortsauflösung von ≈ 1 cm. In Kombination mit dem Startszintillator S1 werden für diese Protonen Impulsauflösungen von $\Delta p/p \approx 1 - 1.5\,\%$ aus der Flugzeitmessung erreicht. Desweiteren korrespondiert die Summe der zum Teilchendurchgang gehörenden Einzelsignale mit der Energiedeposition im Szintillatormaterial.

1.2.8 Luminositätsmonitor

Der Nachweis elastisch gestreuter Protonen erfolgt in einem Raumwinkel, der durch die Abdeckung der Koinzidenz des S1-Hodoskops mit dem Luminositätsmonitor in Targetnähe definiert ist. Letzterer besteht aus einem Szintillator sowie Silizium-Pad-Detektor [39] zur ortsauflösenden Analyse. Aus 144 Siliziumstreifen aufgebaut, bilden – dem beim PS202-Experiment (*JETSET* [40]) entwickelten Design folgend – jeweils 4 Pads ein Modul, welche wiederum zur optimalen Raumabdeckung in drei sich überlappenden Reihen angeordnet sind (siehe Abb. 1.8 auf der nachfolgenden Seite). Aufgrund der Größe von 4.5 mm horizontal und 22.6 mm vertikal eines einzelnen Pads ergibt sich unter Berücksichtigung des Überlapps der Module eine aktive Oberfläche von $124.7\,\mathrm{cm}^2$. Die Auslese erfolgt mittels *AMPLEX-16* Chips [41].

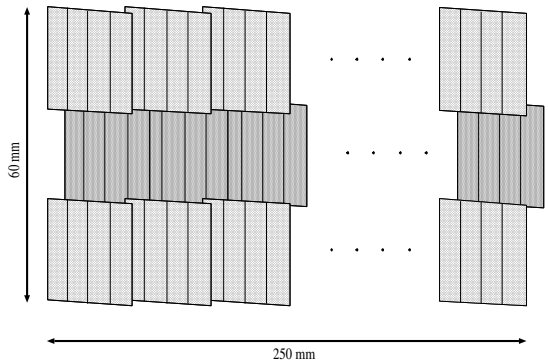


Abbildung 1.8: Anordnung der Silizium-Pads: Die einzelnen Module sind um 3.6° gedreht montiert. Der horizontale Überlapp beträgt 1 mm, der vertikale 4 mm. Die mittlere Reihe ist um 2 mm nach hinten gesetzt.

1.2.9 Dipoldetektor

Im Spalt des im Experiment COSY-11 verwendeten Dipols befindet sich zur Außenseite des Ringes eine Kombination aus einem Szintillator und ortsauflösenden Silizium-Pad-Detektoren [39]. Sein Aufbau ist prinzipiell gleich dem der im Abschnitt 1.2.8 beschriebenen Silizium-Pads mit dem einzigen Unterschied, daß er aus insgesamt 720 einzelnen Streifen zusammengesetzt ist. Dadurch ergibt sich eine aktive Oberfläche von 621.3 cm^2. Seine Aufgabe ist der Nachweis negativ geladener Reaktionsprodukte wie z. B. K^- oder π^-. Mit seiner Hilfe läßt sich vor allem in der hier zu untersuchenden Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ unter Verwendung der durch die Pads gegebenen Ortsinformation eine nahezu 100%ige Eliminierung des Untergrundes erreichen. Details hierzu finden sich im Abschnitt 3.3.

1.2.10 Datenaufnahmesystem

Das im Zentrallabor für Elektronik des Forschungszentrums Jülich auf Basis bestehender Hard- und Softwarestandards entwickelte Datenaufnahmesystem [42] ist in seinem Aufbau in Abb. 1.9 auf nebenstehender Seite schematisch gezeigt. In dieser neueren Variante wird es seit Beginn 2001 verwendet. Die Digitalisierung der Daten und die Experimentsteuerung erfolgen in den CAMAC- und FASTBUS-Modulen, während die Synchronisation des Datenstroms in einem sich anschließenden PC-Netzwerk erfolgt. Ein vom Synchronisations-Master (SM) empfangenes Triggersignal wird akzeptiert, sofern zu diesem Zeitpunkt die Auslese nicht aktiv ist, und dann auf den Gate-Generator weitergeleitet, um von dort mittels eines Gatesignals die Ausleseprozeduren der Module zu initialisieren. Gleichzeitig gelangt die inkrementierte Event-Nummer auf den als Ringbus ausgelegten Synchronisationsbus zu den einzelnen Synchronisations-Slaves, bis es für Kontrollzwecke zuletzt wieder den SM erreicht. Nach einer individuellen Konversionszeit können die Module durch den an sie angeschlossenen PC ausgelesen werden. Ist der Buffer eines PCs voll, werden die bis dahin gesammelten Subevents als *Cluster* über ein Fast-Ethernet auf ein Ma-

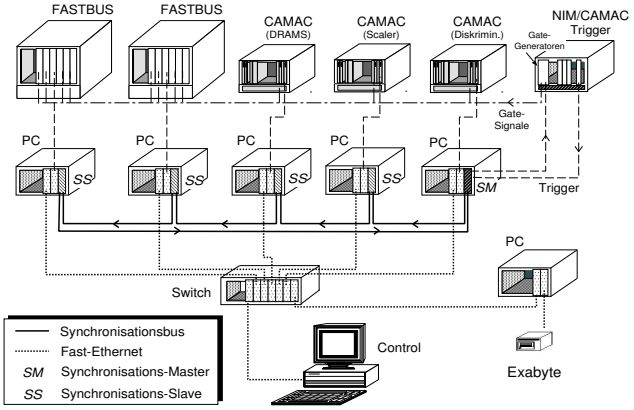


Abbildung 1.9: Schematischer Aufbau des COSY-11 Datenaufnahmesystems.

gnetband geschrieben und simultan an die Experimentkontrolle weitergleitet. Damit können schon während der Messung erste Analysen durchgeführt werden, um den aktuellen Status zu überprüfen und eventuelle Fehlerquellen zeitnah zu lokalisieren. Ausführlichere Beschreibungen des Datenaufnahmesystems finden sich in [14, 43].

1.2.11 Neutralteilchen-Detektor

Der Neutralteilchendetektor [44, 45] zum Nachweis ungeladener Teilchen ist aus 24 Einzelmodulen aufgebaut, die selbst aus je elf sich abwechselnden Lagen aus Blei und Szintillator bestehen. Jedes Modul hat die Ausmaße von $270 \times 92 \times 94\,\mathrm{mm}^3$ und wird beidseitig von einem Photomultiplier ausgelesen. Zusammen mit einem Veto-Szintillator vor dem Neutralteilchendetektor können somit auch Reaktionskanäle mit einem Neutron im Endzustand untersucht werden, wie beispielsweise die Reaktionen $pp \to pn\pi^+$ [44] oder $pp \to nK^+\Sigma^+$ [22].

1.2.12 Deuteronen-Detektor

Aufgrund der höheren magnetischen Steifigkeit von Deuteronen werden diese im Vergleich zu Protonen weniger stark durch das Magnetfeld des Dipols abgelenkt und bedürfen daher eines zusätzlichen Nachweises nahe des Strahlrohres. Deshalb wurde ein zusätzliches System [46] aus einer kleinen Driftkammer, einem Schwellen-Čerenkov-Zähler und einem Szintillator zwischen dem kleinen Austrittsfenster der Vakuumkammer und dem nicht weit entfernten Quadrupolmagneten installiert.
Die mit hexagonaler Zellenstruktur aufgebauten Ebenen der Driftkammern erlauben wegen horizontal und vertikal gespannter Drähte eine vollständige Rekonstruktion der Flugrichtung. Der anschließende Schwellen-Čerenkov-Detektor aus 2cm dickem Plexiglas dient zur Unterdrückung eines starken Protonenuntergrundes.

1.2.13 Spektator-Detektor

Der Spektator-Detektor [47–49] wurde zuvor am CELSIUS Speicherring im Experiment PROMICE/WASA verwendet. Er wird benötigt, um in quasi-freien Reaktionskanälen $pd \rightarrow pnp_{Sp}X$ den Streuwinkel und die kinetische Energie des ☞ Spektatorprotons p_{Sp} zu messen. Aufgrund des unbekannten Fermi-Impulses der Nukleonen im Deuteron läßt sich nur mit diesen Informationen die Überschußenergie Q berechnen. Der aus vier Modulen bestehende Detektor befindet sich in der Streukammer im Hochvakuum des Beschleunigers. Jedes Modul ist aus zwei Siliziumlagen aufgebaut. Die vordere Schicht setzt sich aus 18 Siliziumstreifen mit einer Dicke von $300\,\mu$m und einer aktiven Fläche von $20 \times 5\,\mathrm{mm}^2$ zusammen. Die zweite Lage mit 6 Streifen besitzt die Maße von $300\,\mu\mathrm{m} \times 20\,\mathrm{mm} \times 18\,\mathrm{mm}$ und dient als Antikoinzidenz zur Unterscheidung schneller Teilchen von den niederenergetischen Spektatorprotonen, die mit einer Wahrscheinlichkeit von $\approx 70\%$ bereits in der ersten Lage gestoppt werden.
Erste Messungen der Reaktion $pd \rightarrow pnp_{Sp}\,\eta(\eta')$ [50, 51] zeigen vielversprechende Ergebnisse, so daß in Zukunft neben pp auch weitere pn induzierte Reaktionskanäle untersucht werden können.

1.2.14 Čerenkov-Zähler

Der hinter dem S1-Detektor aufgestellte $85 \times 85 \times 5\,\mathrm{cm}^3$ große Schwellen-Čerenkov-Zähler wird mit purem Wasser als aktivem Medium betrieben. Dabei nutzt man die Tatsache, daß ein elektrisch geladenes Teilchen eine kegelförmige elektromagnetische Welle erzeugt, sofern seine Geschwindigkeit v größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes ist[4]. Für den Öffnungswinkel α des Kegels gilt $\sin\alpha = c/(nv)$, mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c und der Brechzahl n des Mediums.
Die Schwellengeschwindigkeit $\beta_S = 0.75$ aufgrund des Brechungsindex $n = 1.33$ des Wassers ist so gewählt, daß Kaonen in einer typischerweise untersuchten Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Sigma^+$ eine mittlere Geschwindigkeit $\langle\beta_K\rangle = 0.73$ unterhalb der Schwelle aufweisen, während die Geschwindigkeit von Pionen in Reaktionen wie z. B. $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei $\langle\beta_\pi\rangle = 0.97$ liegt. Damit ist eine Unterdrückung pionischen Untergrundes möglich. Ein zusätzlicher Bleidegrader variabler Dicke vor dem Detektor ermöglicht es, auch die schnelleren Kaonen der recht breiten Geschwindigkeitsverteilung mit Maximalwerten von $\beta_K^{max} \approx 0.8$ unter die Grenzgeschwindigkeit β_S abzubremsen, und damit die Nachweiseffizienz zu erhöhen.

[4] Vergleichbar mit dem erzeugten Mach-Kegel einer sich schneller als die Schallgeschwindigkeit bewegenden Schallquelle.

Kapitel 2

Theoretischer Hintergrund

Experimentelle Beobachtungen wären von keinem besonderen Nutzen, wenn sie nicht gleichzeitig durch eine grundlegende ☞Theorie oder ein daraus abgeleitetes theoretisches ☞Modell beschrieben oder zum Anlaß genommen würden, eine solche zu erarbeiten. Erst damit lassen sich andere Vorgänge berechnen und vorhersagen. Umgekehrt müssen neue theoretische Entwicklungen stets einer Überprüfung durch eine Messung standhalten, da sie ansonsten rein hypothetischer Natur bleiben. Wegen der Tatsache, daß sich eine Theorie prinzipiell nur falsifizieren läßt, wird klar, daß es einer hinreichend großen Anzahl verschiedenster Messungen nicht nur im Gebiet der Kern- und Teilchenphysik bedarf, um ein ganzheitliches Bild der fundamentalen Kräfte zu entwerfen. Es wird ebenfalls klar, daß nur das Zusammenspiel zwischen Theorie und Experiment eine effektive und zielgerichtete Weiterentwicklung dieses Verständnisses gewährleisten kann. Deshalb bedarf es auch einer Erläuterung der Motivation für die vorgestellten Messungen und damit verbunden einer Einführung in die theoretischen Beschreibungen der starken Wechselwirkung.

2.1 Grundlagen der starken Wechselwirkung

Dem heutigen Kenntnisstand nach gibt es vier fundamentale Kräfte, die zu gegenseitigen Wechselwirkungen zwischen zwei Objekten führen. Sie alle werden in modernen Theorien durch Feldtheorien beschrieben. Diese basieren vor allem auf dem Grundprinzip der Beschreibung einer Wechselwirkung in Form von ausgetauschten Feldquanten, den sogenannten ☞Austauschbosonen, wie dem Photon im Falle der elektromagnetischen und den ☞Gluonen bei der starken Kraft. Ohne auf nähere Details einer Feldtheorie einzugehen, kann gezeigt werden (siehe beispielsweise [52]), daß jede Quantentheorie, die Lorentz-invariant und das *cluster decomposition principle*[1] (engl. = Cluster-Zerlegungs-Prinzip) [53] erfüllen soll, von der Form einer Quantenfeldtheorie sein muß. Ein wichtiges Merkmal dieser Theorien ist die Forde-

[1] Es besagt, daß zwei physikalische Messungen unabhängig voneinander sein müssen, wenn zwischen beiden Meßorten ein hinreichend großer Abstand liegt.

rung nach lokaler Eichinvarianz[2] der Wellenfunktionen $\Psi(x)$, aus deren Forderung sich die verschiedenen Eichfelder (Photon, Gluonen etc.) und ihre Kopplungen ergeben (siehe bspw. [54]).
Die auf diesen Prinzipien aufbauende Theorie der starken Wechselwirkung ist die ☞ *Quantenchromodynamik* (QCD). Vergleichbar mit den elektrischen Ladungen als Quellen des elektrischen Feldes sind die Quellen des starken Feldes die Quarks, denn sie besitzen eine „starke Ladung", die sogenannte ☞ Farbladung. Weil sich die Farbladungen eines stark gebundenen Systems anschaulich[3] zu Weiß addieren müssen, sind die einfachsten möglichen gebundenen Quarkzustände die Mesonen ($q\bar{q}$) und Baryonen (qqq), während beispielsweise ein freier Zweiquark-Zustand (qq) verboten ist und bisher auch nicht experimentell nachgewiesen wurde. Die Überträger des Feldes sind die ☞ Gluonen. Im Gegensatz zum neutralen Photon beim elektrischen Feld besitzt ein Gluon Farbladung in Form einer Farbe und einer Komplementärfarbe (z. B. $r\bar{g}$ oder $b\bar{b}$). Mathematisch lassen sich die Gluonen aufgrund der Eigenschaften der zugrundeliegenden Gruppe der SU(3) (→ Anhang D) in ein Farboktett und einen Farbsingulett-Zustand aufspalten. Letzterer scheint jedoch in der Natur nicht aufzutreten. Trotz der verschwindenden Ruhemasse der Gluonen könnte nur dieser Zustand eine langreichweitige Komponente der starken Kraft übermitteln, weshalb die starke Kraft insgesamt extrem kurzreichweitig ist ($< 10^{-15}\,\mathrm{m}$).
Eine weitere wichtige Eigenschaft der starken Wechselwirkung ist der mit *Confinement* bezeichnete Einschluß von Quarks, der frei beobachtbare Quarks verhindert. Die Annahme eines Kraftfeldes, bei dem mit steigendem Abstand r der beiden Quarks die resultierende Kraft F konstant bleibt (vergleichbar mit einem Gummiband, bei dem man immer stärker ziehen muß, je weiter es bereits gedehnt ist) oder linear ansteigt [54], kann diesen Sachverhalt beschreiben. Eine Abschätzung liefert eine konstante Kraft von $F \approx 10^5\,\mathrm{N}$, weshalb immense Energien für die Trennung zweier Quarks benötigt werden. Zusammen mit der ☞ asymptotischen Freiheit bedeutet dies, daß Berechnungen in der QCD bei hohen Energien mit Hilfe der Störungstheorie möglich, während sie bei niedrigen Energien schwierig zu handhaben sind. In diesem Energiebereich finden u.a. Boson-Austauschmodelle Anwendung, die die Wechselwirkung effektiv durch den Austausch von Mesonen [55] beschreiben und daher auch effektive Feldtheorien genannt werden.

2.2 Quarkmodell und gebundene Zustände

Ein Ziel der theoretischen Methoden ist die richtige Beschreibung der Spektren der stark gebundenen Zustände und des Ablaufs typischer Reaktionen. Den Grundstein für das heute allen Beschreibungen zugrundeliegende Quarkmodell legten Gell-

[2] Mathematisch bedeutet dies, daß die Ergebnisse für eine Wellenfunktion $\Psi(x)$ und eine mit einer lokalen Phase $\phi(x)$ transformierte Funktion $\Psi'(x) = e^{i\phi(x)}\Psi(x)$ identisch sein sollen.

[3] Weiter unten werden wir sehen, daß aus gruppentheoretischer Sicht nur Farbsingulett-Zustände erlaubt sind, was gleichbedeutend mit einer weißen Gesamtfarbe ist.

Mann [56] und Zweig [57] mit dem Vorschlag, Quarks als fundamentale Bausteine der bekannten Hadronen zu postulieren. Eine Übersicht über die sechs Quarks (Antiquarks) und ihre Quantenzahlen gibt die folgende Tabelle:

Flavor[4] **(Symbol)**	**Ladung Q**	**Baryon-zahl B**	☞ **Spin S**	☞ **Isospin I_3**	**c**	**s**	**t**	**b**	**Masse**[5] **m** [**MeV/c²**]
up (u,$\overline{\text{u}}$)	$\pm\frac{2}{3}$	$\pm\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	0	0	0	0	1.5 . . . 4
down (d,$\overline{\text{d}}$)	$\mp\frac{1}{3}$	$\pm\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\mp\frac{1}{2}$	0	0	0	0	4 . . . 8
charm (c,$\overline{\text{c}}$)	$\pm\frac{2}{3}$	$\pm\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	±1	0	0	0	≈ 1200
strange (s,$\overline{\text{s}}$)	$\mp\frac{1}{3}$	$\pm\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	∓1	0	0	80 . . . 130
top (t,$\overline{\text{t}}$)	$\pm\frac{2}{3}$	$\pm\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	±1	0	≈ 175000
bottom (b,$\overline{\text{b}}$)	$\mp\frac{1}{3}$	$\pm\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0	∓1	≈ 4500

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der wichtigsten Quantenzahlen der bekannten Quarks. Bei angegebenen Vorzeichen bezieht sich das obere auf das Quark q und das untere auf das Antiquark $\overline{q}$. Hierbei bezeichnen: c=charm, s=strangeness, t=topness, b=bottomness.

Mit dem sehr erfolgreichen sogenannten *achtfachen Weg* [58, 59] war es möglich, die verschiedenen unzähligen Teilchen zu sogenannten Multipletts zusammenzufassen und damit systematisch einzuordnen. Ein grundlegenderes Verständnis dieser Systematik gelingt im Rahmen der mathematischen Gruppentheorie, deren Anwendung am Beispiel der Baryonen als gebundenem Zustand aus drei Quarks dargestellt wird. Die in der Quantenfeldtheorie hergeleitete Spinstatistik für ☞ Fermionen liefert die Forderung, daß die Wellenfunktion Ψ_F eines aus identischen Fermionen[6] zusammengesetzten Zustandes antisymmetrisch bezüglich der Vertauschung zweier Fermionen sein muß. Die Wellenfunktion Ψ für ein Baryon setzt sich nun aus einem den Aufenthaltsort der Quarks beschreibenden räumlichen Teil ψ_{Raum}, dem ☞ Spin ψ_{Spin}, dem Flavor ψ_{Flavor} und der Farbladung ψ_{Farbe} der Quarks zusammen:

$$\Psi = \psi_{Raum}\psi_{Spin}\psi_{Flavor}\psi_{Farbe}\,.$$

In einem System dreier Quarks gibt es prinzipiell zwei Bahndrehimpulse l_1, l_2. Für die niederenergetischsten Zustände sind $l_1 = l_2 = 0$ und damit ist ψ_{Raum} symmetrisch. Die Ableitung der verschiedenen Flavor- und Farbgruppierungen ergibt sich mit Hilfe der SU(3)-Gruppe, da es sowohl drei Farben (r, g, b), als auch drei Flavor gibt (für die hier betrachteten Baryonen sind dies u, d, s). Die Eigenschaften der SU(3) implizieren bei der Kombination dreier Quarks eine Systematisierung zu $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$, wobei das Dekuplett total symmetrische

[4] [engl.]: Geschmack. Mit dem Flavor werden die sechs Quarksorten unterschieden.

[5] Hierbei handelt es sich um die sogenannten Strommassen, wie sie ein freies Quark besäße und nicht um die Konstituentenmassen von Quarks im gebundenen Zustand.

[6] Trotz der unterschiedlichen Massen der Quarks unterschiedlichen Flavors werden hier alle Quarks unabhängig von Farbe und Flavor als identische Zustände eines Teilchens behandelt.

Zustände beinhaltet, das Singulett total antisymmetrisch ist und die Oktetts gemischte Symmetrien aufweisen. Es ist jedoch eine bereits erwähnte Eigenschaft der starken Wechselwirkung, daß immer nur das antisymmetrische Farbsingulett $\psi_{Farbe} = (rgb - rbg + brg - bgr + gbr - grb)/\sqrt{6}$ erlaubt ist. Weil somit das Produkt $\psi_{Raum}\psi_{Farbe}$ antisymmetrisch ist, muß für ein antisymmetrisches Ψ der verbleibende Anteil $\psi_{Spin}\psi_{Flavor}$ symmetrisch sein. Betrachtet man zunächst ψ_{Spin}, so gibt es wegen des Quarkspins $S = \frac{1}{2}$ zwei mögliche Spineinstellungen ($S_3 = \pm\frac{1}{2}$ für die dritte Komponente des Spinvektors $\vec{S} = (S_1, S_2, S_3)^{\mathrm{T}}$). Die zugrundeliegende Gruppe SU(2) liefert die Spinkombination dreier Quarks zu[7] $\frac{1}{2} \otimes \frac{1}{2} \otimes \frac{1}{2} = \frac{3}{2} \oplus \frac{1}{2} \oplus \frac{1}{2}$. Man findet also vier symmetrische Spin-$\frac{3}{2}$ Zustände sowie zwei Gruppen zu je 2 gemischt-symmetrischen Spin-$\frac{1}{2}$ Zuständen.
Analog zur Farbgruppe können die drei Quarksorten u, d, s gruppentheoretisch betrachtet werden, was zu einer SU(3)-Flavorsymmetrie führt, die im Gegensatz zur Farbsymmetrie wegen der nicht gleichen Quarkmassen aber nicht exakt ist. Eine symmetrische Kombination für $\psi_{Spin}\psi_{Flavor}$ läßt sich nun entweder aus den Zuständen gemischter Symmetrie (Spin-$\frac{1}{2}$ plus Flavor-Oktetts) bilden, die das einfachste Baryonenoktett mit Gesamtdrehimpuls $J = L + S = \frac{1}{2}$ sowie Parität $P = (-1)^L = +1$ ergeben. Eine weitere zum niederenergetischsten Baryondekuplett führende Kombination ist die der symmetrischen Funktionen (Spin-$\frac{3}{2}$ plus Flavor-Dekuplett). Beide Eingruppierungen sind in Abbildung 2.1 gezeigt, wobei auf der horizontalen Achse die dritte Komponente des ☞ Isospins und auf der vertikalen Achse die Strangeness des Teilchens angegeben ist. Die von Gell-Mann theoretisch

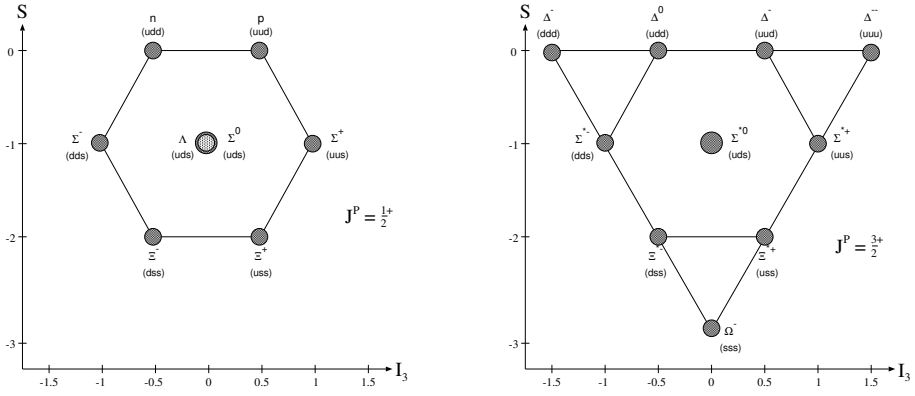


Abbildung 2.1: a) Erstes Baryonenoktett ($J^P = \frac{1}{2}^+$) zu dem beide Nukleonen gehören und b) niederenergetischstes Baryondekuplett ($J^P = \frac{3}{2}^+$). Die in Klammern angegebenen Werte verdeutlichen den Quarkinhalt.

[7] Die für die SU(2) typische Angabe der Darstellungen über den Spin wäre in Form der sonst üblichen Angabe der Dimensionen als $2 \otimes 2 \otimes 2 = 4 \oplus 2 \oplus 2$ zu schreiben. Obwohl aus gruppentheoretischer Sicht beide Notationen äquivalent und korrekt sind, ergibt nur die Angabe der Dimensionen auch bei der Interpretation von $\otimes$ und $\oplus$ als normale Rechenoperatoren $*$ und $+$ eine richtige Gleichung.

vorhergesagte Existenz eines Pauli-erlaubten *sss*-Zustandes in diesem Quarkmodell führte tatsächlich zur Entdeckung des Ω^- Teilchen im Jahre 1964 [60] und beseitigte letzte Zweifel am Erfolg des achtfachen Weges. Bei Betrachtung höherer Bahndrehimpulse ($l_1, l_2 = 1, 2, \ldots$) und mit den drei schwereren Quarkflavors ergeben sich in ähnlicher Weise weitere Zustandskombinationen, wodurch sich ein vielfältiges Baryonenspektrum eröffnet. Es sei noch angemerkt, daß nun auch im Rahmen der Gruppentheorie verständlich wird, daß ein Zweiquark-System keinen Farbsingulett-Zustand ergeben kann, denn die Zerlegung der SU(3) liefert $3 \otimes 3 = \bar{3} \oplus 6$. Im Gegensatz dazu ist dies im Fall der Mesonen ($q\bar{q}$) möglich, denn $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$ ergibt genau solch einen notwendigen Zustand eines Farbsinguletts.
Eine detailliertere Betrachtung dieses gesamten Gruppenkonzepts in Verbindung mit den verschiedenen Eichfeldtheorien erlaubt es, viele Eigenschaften in diesem mathematischen Rahmen auf intrinsische Weise abzuleiten. So erhält man beispielsweise direkt, daß es für das elektrisch neutrale Austauschboson des Elektromagnetismus keine Photon-Photon-Wechselwirkung gibt, während die lokale Eichinvarianz unter Transformationen der SU(2) solche Gluon-Gluon-Wechselwirkungen im Fall der starken Kraft zulassen.
Eine analoge Betrachtung für Mesonen ist etwas leichter, weil hier nicht auf Besonderheiten der Spinstatistik Rücksicht genommen werden muß, denn Quark und Antiquark sind stets unterscheidbare Teilchen. Trotzdem gibt auch hier das Quarkmodell eine Gruppierung der verschiedenen Zustände in Multipletts, wovon das Nonett der pseudoskalarenen Mesonen ($J^{PC} = 0^{-+}$) in Abbildung 2.2 dargestellt wird, weil es die in dieser Arbeit untersuchten Kaonen enthält. Weitere nicht gezeigte Beispiele für Mesonenmultipletts sind die Vektormesonen ($J^{PC} = 1^{--}$), skalare Mesonen ($J^{PC} = 0^{++}$) oder Axialvektormesonen ($J^{PC} = 1^{+-}, 1^{++}$).

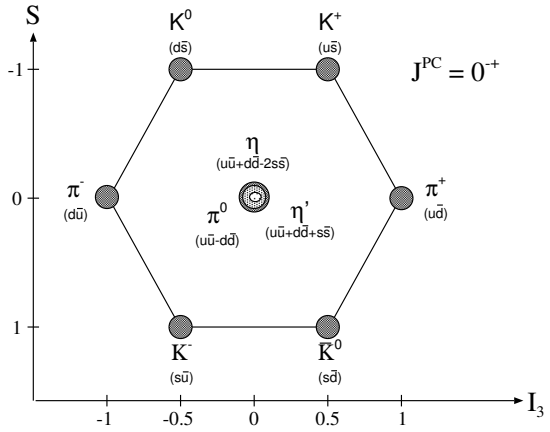


Abbildung 2.2: Pseudoskaleres Mesonennonett ($J^{PC} = 0^{-+}$) mit den vier Kaonen, die jeweils einen Strangeness-Gehalt von ± 1 haben. Angegebenen sind auch die teilweise unnormierten Wellenfunktionen der Quarks.

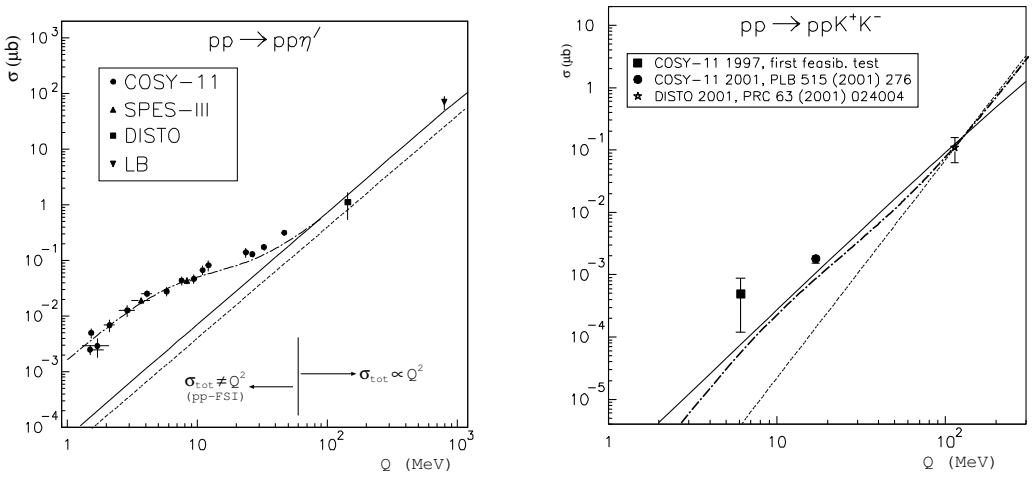
Im soeben mit seinen Grundideen skizzierten Quarkmodell sind Mesonen und Baryonen die einfachsten möglichen gebundenen Zustände, die den Eigenschaften der

starken Wechselwirkung genügen und bis heute in zahlreichen experimentellen Untersuchungen ihren Nachweis gefunden haben. Trotzdem sind prinzipiell weitere Quarkkonfigurationen denkbar, so wie beispielsweise Pentaquarks ($qqqq\bar{q}$) oder Heptaquarks/Dibaryonen ($6q$), wobei die Frage offen bleibt, ob die innere Konfiguration der Quarks nicht eher auf einen gebundenen Meson-Baryon- bzw. Baryon-Baryon-Zustand schließen läßt. Obwohl in den vergangenen Monaten zahlreiche Experimente einen möglichen Nachweis [61–69] des schon seit langem vorhergesagten Pentaquark θ^+ [70] berichteten, steht man bezüglich solch exotischer Systeme erst am Anfang der Untersuchungen, zumal ein zweifelsfreier Nachweis bisher noch aussteht. Es sei an dieser Stelle angemerkt, daß eine Analyse hinsichtlich des θ^+ in dieser Arbeit nicht vorgenommen wurde, da Untersuchungen innerhalb der Kollaboration zu dem Ergebnis gefihrt haben, daß die Akzeptanz wegen der im Zerfall des Pentaquarks ($\theta \to NK$) freiwerdenden Energie von etwa 120 MeV sehr gering ist.
Weitere aus der QCD ableitbare exotischere Systeme wie hybride Zustände (qqg) und Glueballs (gg) werden ebenfalls in zahlreichen Publikationen diskutiert und von vielen Kollaborationen gesucht. Deren Quantenzahlen könnten teilweise Werte annehmen, die nicht mit dem reinen Quarkmodell zu vereinen sind ($J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}$). So gibt es bis heute zwar Kandidaten eines Glueballs wie das $f_0(1500)$ [71], aber auch hier stehen eindeutige Ergebnisse noch aus.

2.3 Der Reaktionskanal $pp \to ppK^+K^-$

Nicht nur am Teilchenbeschleuniger COSY, sondern an vielen Experimentaufbauten weltweit, werden zahlreiche Messungen zum Studium der starken Wechselwirkung durchgeführt. Eine Klasse von ihnen stellen die Dreikörper-Endzustände wie $pp \to ppX$ mit $X = \eta,\ \eta'$ oder ω dar, die bereits zahlreich untersucht wurden. Während hier der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} für Überschußenergien Q (siehe Gleichung (A.8)) im Bereich von etwa $100 \leq Q \leq 1000$ MeV vom Dreikörper-Phasenraum (☞ Phasenraum) dominiert wird ($\sigma_{tot} \propto Q^2$), zeigt sich unterhalb 100 MeV eine deutliche Abweichung von dieser reinen Q^2-Abhängigkeit. In diesem Energiebereich spielt die starke Proton-Proton Endzustandswechselwirkung (pp-FSI) im $^1S_0$-Kanal[8] eine entscheidende Rolle. Zusätzliche Abweichungen können auch durch Wechselwirkungen im Nukelon-Meson-System zustande kommen, wie dies deutlich im Fall der Reaktion $pp \to pp\eta$ zu sehen ist. Am Beispiel der Daten für das η' [72–78] wird dieses generelle Energieverhalten des Wirkungsquerschnittes in Abbildung 2.3(a) veranschaulicht. Gleichzeitig werden auch theoretische Beschreibungen gezeigt, die alle für Überschußenergien von $Q \geq 100$ MeV den Verlauf der Daten reproduzieren. Während hingegen die reine Phasenraumabhängigkeit $\sigma \propto Q^2$ (gestrichelte Linie) und die Berechnungen ohne die Proton-Proton-

[8] Es wird die übliche Notation $^{2S+1}J_L$ verwendet, wobei S den Gesamtspin, L den Bahndrehimpuls und $J = |\vec{L} + \vec{S}|$ den Gesamtdrehimpuls bezeichnen und $J = 0, 1, 2 \ldots$ durch die spektroskopische Notation $J = S, P, D \ldots$ ersetzt wird.



(a) **(b)**

Abbildung 2.3: a) Experimentelle Wirkungsquerschnitte für $pp \rightarrow pp\eta'$ [72–78]. b) und für $pp \rightarrow ppK^+K^-$ [14,79,80]. Die eingezeichneten Kurven werden im Text näher erläutert.

Endzustandswechselwirkung [81,82] (durchgezogene Linie) für niedrige Q-Werte um etwa eine Größenordnung von den experimentellen Daten abweichen, werden diese nur durch die gestrichelt gepunktete Linie richtig wiedergegeben. Dabei handelt es sich um das Q^2-Phasenraumverhalten, das mit einer Parametrisierung der pp-FSI modifiziert wurde.

Im Fall der Vierkörperreaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ ist die Menge verfügbarer Datenpunkte [14, 79, 80] deutlich geringer. Zusammen mit theoretischen Erwartungen sind diese in Abb. 2.3(b) gezeigt, wobei die gestrichelte Kurve wieder den reinen nichtrelativistischen Vierkörperphasenraum ($\sigma_{tot} \propto Q^{\frac{7}{2}}$) repräsentiert. Es ist bereits jetzt festzustellen, daß sich im Vergleich zum η' eine noch deutlichere Abweichung der experimentellen Wirkungsquerschnitte unterhalb von 100 MeV von über 2 Größenordnungen gegenüber dem Phasenraum abzeichnet. Diesmal zeigt jedoch die im Boson-Austauschmodell wiederum ohne pp-FSI durchgeführte Berechnung [83] (durchgezogene Linie) eine deutliche Diskrepanz zum reinen Phasenraum. Der Ursprung dieser unterschiedlichen Resultate zwischen η' und K^+K^- wird weiter unten näher erläutert. Eine Parametrisierung der pp-FSI (gestrichelt gepunktete Linie) kann ebenfalls einen Teil der sich abzeichnenden Überhöhung zu niedrigen Q-Werten erklären. Doch sowohl diese Parametrisierung der pp-FSI (vergleiche hierzu Anhang B) als auch die gezeigte Modellrechnung können nicht die volle Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes reproduzieren.

Das unterschiedliche Energieverhalten (relativ zum Phasenraum betrachtet) der beiden Berechnungen von Sibirtsev (durchgezogene Linien in Abb. 2.3 a) und b)) für beide Reaktionen läßt sich aufgrund der zugrundeliegenden dominanten Streudiagramme in Abbildung 2.4 verstehen. In der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta'$ ist dies der Pionaustausch, während die Kaonenproduktion hauptsächlich vom Kaonaustausch

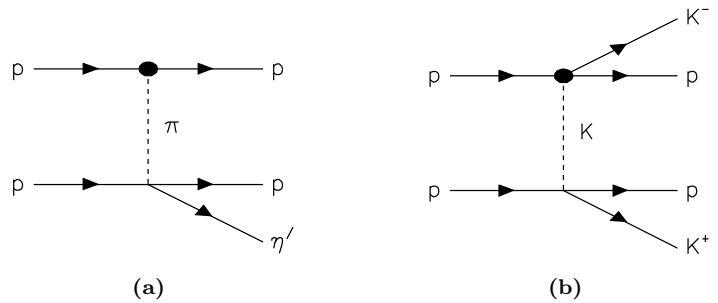


Abbildung 2.4: Dominante Mesonenaustausch-Diagramme in den Berechnungen von Sibirtsev et al. für a) $pp \to pp\eta'$ [81] und b) $pp \to ppK^+K^-$ [83].

bestimmt ist. Um diese Diagramme in den Berechnungen auswerten zu können, bedarf es der quadrierten Streuamplituden $|M|^2$ für die Prozesse $\pi^0 p \to \eta' p$ und $K^{\pm}p \to K^{\pm}p$, die aus gemessenen Wirkungsquerschnitten [77] gemäß der in vielen Büchern zu findenden Formel (z. B. [84, 85])

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s}\frac{q_f}{q_i}|M|^2\,,$$

berechenbar wird. Dabei stellen s das Quadrat der Gesamtenergie und q_f und q_i die Relativimpulse im Aus- bzw. Eingangskanal dar. Während die Daten [77] für die Pionstreuung eine konstante Streuamplitude $|M|^2 = \text{const.}$ nahelegen, ist diese für den Kaonprozeß energieabhängig. Aus diesem Grunde weicht die Berechnung für $pp \to ppK^+K^-$ vom Phasenraum deutlich ab, während sie beim η' diesem folgt. Trotzdem sollte bedacht werden, daß in dieser theoretischen Beschreibung die pp-Endzustandswechselwirkung nicht berücksichtigt wurde. Schließlich lassen die niederenergetischen Datenpunkte, vor allem bei $Q = 6\,\text{MeV}$ trotz der sehr geringen Zählstatistik von nur 2 nachgewiesenen Ereignissen [14] eine weitere Überhöhung gegenüber allen gezeigten Kurven vermuten. Deshalb sollte eine simultane Behandlung aller möglichen Wechselwirkungen im Ausgangskanal gleichzeitig erfolgen, was aber einige theoretische Schwierigkeiten mit sich bringt.
Die Messung dieser elementaren Kaonenproduktion erlaubt es auch, die Wechselwirkung im K^+K^--System zu untersuchen. Diese Information kann hinsichtlich der offenen Frage bezüglich der Struktur der skalaren Resonanzen $a_0/f_0(980)$ hilfreich sein. In der Literatur finden sich verschiedenste Beschreibungen, angefangen beim gewöhnlichen Meson als gebundenes $q\bar{q}$ System [86], über einen $qq\bar{q}\bar{q}$-Zustand [87], ein $K\bar{K}$-Molekül [88, 89], einem hybriden $q\bar{q}$/Meson-Meson System [90] bis hin zu quarklosen gluonischen Hadronen [91]. Für die Bildung eines Moleküls aus zwei Mesonen beispielsweise spielt die Stärke der Wechselwirkung beider Kaonen eine entscheidende Rolle. Wegen der Kopplung des f_0 Mesons an den K^+K^--Kanal sollte die Anregungsfunktion der elementaren Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ auch durch die resonante K^+K^--Erzeugung beeinflußt werden, woraus sich der Zusammenhang zu den skalaren Resonanzen ableitet.

Zugleich erlaubt der hier vorgestellte Reaktionskanal $pp \to ppK^+K^-$ nahe der Schwelle neben dem angesprochenen K^+K^--System auch ein näheres Studium des pK^--Systems. Eine Bestimmung der pK^--Streulänge a_{K^-p} wurde bisher vor allem aus Messungen an kaonischem Wasserstoff und Deuterium gewonnen. Ergebnisse älterer Messungen [92–95] und vorläufige Resultate [96, 97] des laufenden DEAR Experimentes [98] am DAΦNE Beschleuniger (LNF-INFN) sind untereinander nicht miteinander kompatibel, wie man anhand Abbildung 2.5 erkennt, in der die Energieverschiebung E_{1s} und Breite Γ_1 des $1s$ Zustands im kaonischen Wasserstoffatom gezeigt sind. Nicht nur die Tatsache unterschiedlicher Ergebnisse

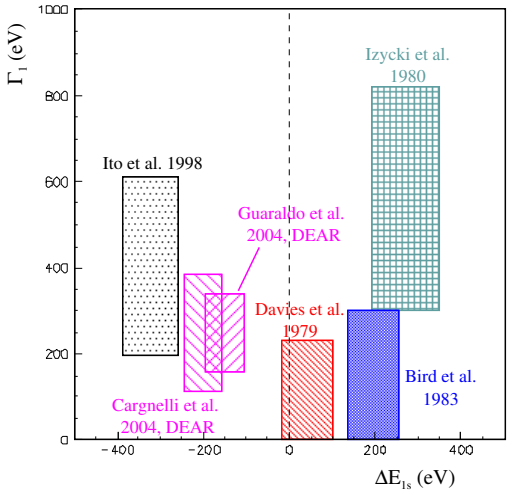


Abbildung 2.5: Energieverschiebung E_{1s} und Breite Γ_1 des $1s$ Zustands im kaonischen Wasserstoffatom. Gezeigt sind die Regionen von einer Standardabweichung (statistischer Fehler) in beiden Größen von verschiedenen Experimenten [92–97].

solcher direkten Messungen läßt einige Fragen offen, sondern auch die Ableitung der Streulänge mit einem Gegenstück der Deser-Formel [99, 100] ist nicht ganz unproblematisch. Wie die Autoren von [101] zeigen, sind im Gegensatz zum pionischen Wasserstoffatom die Isospin-verletzenden Korrekturterme in niedrigster Ordnung für den kaonischen Wasserstoff sehr groß. Weil auch bisherige zumeist im Rahmen der Potential-Streutheorie erarbeitete Vorhersagen nicht konsistent miteinander sind, scheint die Verknüpfung der experimentellen Observablen mit der Streulänge kein triviales Problem darzustellen. Höhere analytische Korrekturterme sind momentan schwer abzuschätzen, weshalb die Interpretation der Ergebnisse noch nicht als abgeschlossen betrachtet werden kann. Aufgrund dieser noch nicht geklärten Herausforderungen bei Messungen am kaonischen Wasserstoff könnten niederenergetische pK^--Streudaten einen unabhängigen Beitrag liefern. Analysen alter $\bar{K}N$ Daten (siehe Abbildung 22 in [95] und die dort angegebenen Referenzen) ergeben Werte im Bereich der KEK-K3 [95] und DEAR [96, 97] Ergebnisse, aber auch hier streuen die Resultate breit (vergleich z. B. Figur 22 in [95]). Insofern sind weitere Streudaten nötig, um die KN Streulänge zu fixieren. In diesem Zusammenhang

muß dann auch die Rolle der $\Lambda(1405)$ miteinbezogen werden, die einen nicht unbedeutenden Einfluß auf dieses Meson-Baryon-System haben kann. Entscheidende theoretische Fortschritte wurden zwar kürzlich erreicht [102], wobei innerhalb eines chiralen Unitaritätsansatzes der $\Lambda(1405)$-Zustand als dynamisch erzeugte Resonanz bei der Superposition zweier nahegelegener Pole in der Meson-Baryon Streumatrix erklärt wird. Trotzdem ist ihre Kopplung an das $\bar{K}N$-System noch nicht vollständig geklärt. Auch dieser Aspekt darf deshalb beim Studium der invarianten Masse im Subsystem pK^- nicht vernachlässigt werden. Dafür bedarf es aber einer hinreichend großen Statistik, um durch Analyse des Massenspektrums nahe der Schwelle eine Extraktion der Streulänge zu erreichen [103]. Erste Analysen zu diesem Aspekt sind im Rahmen der in dieser Arbeit gewonnenen Daten sowie durch weitere geplante Messungen sicher möglich, aber weitere Daten und eine deutliche Erhöhung der Statistik wären erforderlich für eine präzise Bestimmung.
Um die Stärke der Abweichung des Wirkungsquerschnittes gegenüber dem Phasenraum genauer zu spezifizieren, wurden zwei neue Datenpunkte bei $Q = 10$ und 28 MeV an COSY-11 gemessen. Schließlich ist für den Vierkörperzustand aus rein kinematischer Betrachtung eine Abweichung vom Phasenraum bei eher niedrigeren Q-Werten zu erwarten, als dies für den Dreiteilchen-Ausgangskanal der Fall wäre. Jedoch sieht man bei Betrachten der Abbildung 2.3, daß die Messungen für die Reaktion $pp \to pp\eta'$ solche Abweichungen bei $Q \approx 40$ MeV zeigen und für den Fall $pp \to ppK^+K^-$ entgegen den Erwartungen bei ähnlichen oder sogar höheren Q-Werten offenlegen. Die starke Überhöhung in der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ läßt deshalb auf noch nicht richtig beschriebene Wechselwirkungen in den verschiedenen Subsystemen oder unbekannten Freiheitsgraden im Vierkörperenzustand schließen. Weitere Auswertungen hinsichtlich der angesprochenen Subsysteme hängen allerdings von einer ausreichend hohen Statistik bei jeder Überschußenergie ab, die aufgrund niedriger Wirkungsquerschnitte im Bereich von einigen Nanobarn nur durch lange Meßzeiten zu erreichen sind. Deshalb liegt das Hauptaugenmerk zunächst auf der Bestimmung des totalen Querschnittes, um die sich abzeichnende Überhöhung weiter zu studieren.

Kapitel 3

Selektion der Ereigniskandidaten

3.1 Vorbereitende Analyseschritte

Bevor eine Selektion der zu untersuchenden Endzustände des Reaktionskanals $pp \to ppK^+K^-$ durchgeführt werden kann, bedarf es einer Zeitkalibration aller relevanten Detektorkomponenten. Desweiteren können durch den Vergleich verschiedener Observablen zwischen experimentellen Daten und ☞ Monte-Carlo Simulationen Rückschlüsse auf wichtige Parameter gezogen werden. Teilweise dient ihre Rekonstruktion nicht nur dazu, die Beschreibung der Monte-Carlo-Simulationen dem Experiment anzupassen und damit eine zuverlässige Effizienzbestimmung zu ermöglichen, sondern auch, um die Genauigkeit in der Analyse zu erhöhen. Diese wird vor allem durch eine hohe Güte bei Flugzeit- und Impulsrekonstruktion bestimmt und beeinflußt damit auch maßgeblich die Qualität der Ergebnisse.
Die einzelnen Schritte sollen zunächst beschrieben und durchgeführt werden, bevor die eigentliche Datenanalyse erläutert wird. Für die wichtigsten anzupassenden Parameter werden deshalb (sofern sie nicht direkt aus den Daten extrahiert werden können) mehrere Simulationen bei unterschiedlichen Werten gestartet und anschließend mit derselben Software analysiert, mit der auch die Analyse experimenteller Daten erfolgt. Dabei kann die Empfindlichkeit unterschiedlicher Observablen hinsichtlich der Parameter getestet werden und schließlich die experimentellen Werte für beide Strahlzeiten extrahiert werden. Die Simulationen basieren auf einem auf GEANT-3 [104] aufgesetzten Event-Generator, der den kompletten Aufbau des Detektors beinhaltet und so eine realistische Simulation der unterschiedlichen Prozesse in allen Komponenten erlaubt.

3.1.1 Zeitkalibration

Eine entscheidende Rolle bei der gesamten Auswertung spielen die Zeitsignale der verschiedenen Detektorkomponenten. Absolute Zeiten sind wegen unbekannter vorhandener zeitlicher Verzögerungen auf den Kabeln, in den elektronischen Modulen etc. nicht à priori festgelegt. Auch relative Zeiten, also Zeitdifferenzen, sind wegen

abweichender Kabellängen und variabler Verarbeitungszeiten in den elektronischen Kanälen keineswegs direkt zugänglich. Um aber gerade diese für die Flugzeitmessung benötigten relativen Zeiten verwenden zu können, ist eine Kalibration der in der Analyse verwendeten Detektorkomponenten notwendig. Desweiteren bedarf es auch einer Kalibration der Driftkammern, da sich die Driftzeit-Abstandsbeziehung $r = r(t)$ zwischen der Driftzeit t der Elektronen und dem Abstand r des Ionisierungsortes zum Driftdraht zeitlich verändern kann. Hierauf nehmen z. B. der Gasdruck, das Gasgemisch, die Feldstärke oder die Luftfeuchtigkeit Einfluß (vergleiche beispielsweise [105]). Bei der Kalibration der Driftkammern handelt es sich um eine einfache Prozedur, bei der nach mehrmaligem Anwenden eine schnelle Konvergenz erreicht wird. Deshalb soll auf sie an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden. Die Bestimmung sämtlicher Zeitoffsets in den verwendeten Szintillatorsegmenten erfordert ein rekursives Vorgehen. Hierbei können verschiedene Varianten in Betracht gezogen werden. So ist z. B. für die Relativeichung der einzelnen S1-Segmente denkbar, Ereignisse auszuwählen, bei denen eine Teilchenspur den Überlappbereich zweier benachbarter Segmente schneidet. Die Differenz beider Zeiten der zwei Segmente sollte im Idealfall im Mittel gleich Null sein. Frühere Analysen haben jedoch gezeigt, daß diese Eichmöglichkeit nicht das optimalste Ergebnis liefert. In dieser Arbeit wurden die Teildetektoren des S1 deshalb mit Zweispurereignissen durchgeführt, bei denen jedes Segment nur von genau einer Spur gekreuzt wird. Zu einer der beiden rekonstruierten Teilchenspuren muß zusätzlich ein Treffer im S3-Szintillator zugeordnet sein, so daß für dieses Teilchen eine Massenbestimmung möglich ist. Anschließend kann mittels Impuls und invarianter Masse der reale Zeitpunkt der Reaktion errechnet werden. Aus der nun errechenbaren Flugzeit des zweiten Teilchens zwischen Target und S1 kann auch hier die Masse berechnet werden. Mit ihr kann für diese Spur nun der Zeitpunkt des Teilchendurchganges im S1 festgelegt und mit dem gemessenen verglichen werden. Nach dieser ersten Relativeichung einzelner S1-Segmente ist es möglich, mittels ähnlicher Methoden unter Verwendung der aus der Massenbestimmung errechneten Durchgangszeit in anderen Szintillatoren (S2, S3 etc.) nach und nach alle weiteren Detektoren zu eichen. Für die Szintillatorwand S3 bietet bereits das Grundprinzip des Detektorkonzeptes [37] einen guten Ansatzpunkt für die Relativeichung einzelner Photomultiplier. Ausgenutzt wird dabei das gleichzeitige Ansprechen mehrerer Photomultiplier beim Teilchendurchgang. Nach erfolgten Korrekturen der Energiedeposition und des Eindringortes ist ein entsprechender Zeitabgleich möglich.
Die verschiedenen Verfahren zur Eichung aller verwendeten Szintillatoren werden in mehreren Schritten wiederholt, weil beispielsweise die S1-Kalibration auch von der des S3 abhängt und umgekehrt. Die Anwendung erfolgt, bis die ermittelten Zeitunterschiede weit unterhalb der typischen Auflösung der Szintillatoren (200 – 300 ps) liegen.

3.1.2 Bestimmung verschiedener Parameter

Ein experimenteller Aufbau wie der des Experimentes COSY-11 beinhaltet eine Vielzahl verschiedenster Parameter, deren Kenntnis von unterschiedlicher Relevanz für die Datenauswertung ist. Vor allem für die Untersuchung der Detektoreffizienz ist es erforderlich, diese teilweise zeitlich veränderlichen Parameter neu zu ermitteln. Beispiele hierfür sind u.a. die Impulsbreite des Strahls oder der effektive Wechselwirkungspunkt. Bevor in den folgenden Teilabschnitten die wichtigsten dieser Werte bestimmt werden, soll zunächst das Zustandekommen des effektiven Strahlversatzes und der effektiven Strahlausdehnung erklärt werden. Abbildung 3.1 zeigt im linken Teil die schematische Aufsicht am Wechselwirkungspunkt. Die Strahlverteilung eines Beschleunigers kann in guter Näherung durch eine Gaußverteilung beschrieben werden [106]. Ihre Breite sei mit σ_s und ihr Versatz zum Koordinatenursprung mit Δx_s bezeichnet. Auch die horizontale Ausdehnung des Targets folgt einer Gaußform, wobei die analogen Größen hier σ_t und Δx_t seien.

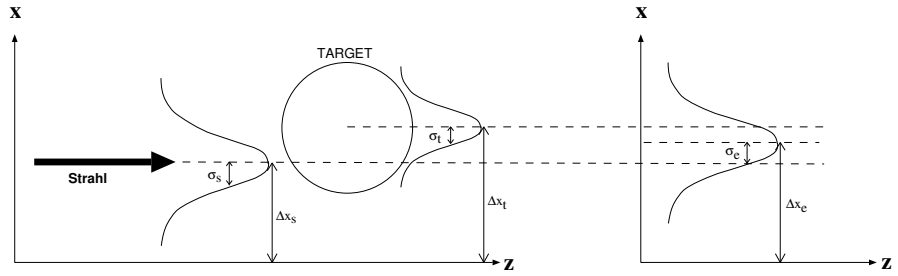


Abbildung 3.1: Verdeutlichung des effektiven Strahlversatzes und Strahlausdehnung. Links: Target und Strahl haben in der Horizontalen eine gaußförmige Ausdehnung mit Breiten σ_t und σ_s und mittleren Postionen Δx_t und Δx_S. Rechts: Effektiv ergibt sich durch Superposition von Strahl und Target eine Gaußform mit Breite σ_e und der Position Δx_e.

Die Überlagerung zweier Gaußverteilungen kann in erster Näherung durch eine effektive Gaußfunktion[1] beschrieben werden (rechte Seite in Abbildung 3.1), deren Parameter σ_e und Δx_e sich aus den ursprünglichen Funktionsparametern $\sigma_s, \sigma_t, \Delta x_s, \Delta x_t$ errechnen lassen. Für die Auswertung ist es aber vollkommen ausreichend, die Überlagerung von Target und Strahl durch eine solche effektive Gaußfunktion zu beschreiben und daher wird nur die Kenntnis von σ_e und Δx_e benötigt. Eine ziemlich analoge Überlegung führt zu einer ebenfalls effektiven gaußförmigen Beschreibung in der vertikalen Richtung. Hier bezeichnen σ_y und Δx_y die Breite und den Versatz in der späteren Behandlung. Auf dieser Grundlage sollen nun diese verschiedenen Parameter für die beiden experimentellen Meßreihen spezifiziert werden, damit eine spätere Monte-Carlo Simulation für die Bestimmung der Detektoreffizienz eine möglichst realitätsnahe Beschreibung liefert.

[1] Dies ist sicherlich nicht richtig, falls beide Gaußfunktionen sehr weit voneinander entfernt sind, d. h. falls $|\Delta x_t - \Delta x_s| \gg 0$). Da aber experimentell der Target-Strahlüberlapp durch Maximierung der Zählrate optimiert wird, kann von $|\Delta x_t - \Delta x_s| \approx 0$ ausgegangen werden.

Für die weitere Analyse wurden Datensample der elastischen Proton-Proton-Streuung verwendet. Da die Ereignisselektion im Rahmen der Luminositätsbestimmung (vergleiche hierzu Abschnitt 4.1.3) ausführlich dargestellt wird, soll an dieser Stelle auf die detaillierte Beschreibung verzichtet werden. Zum besseren Verständnis sei aber an dieser Stelle schon darauf hingewiesen, daß eines der beiden gestreuten Protonen von den Driftkammern und im Startszintillator S1 nachgewiesen wird. Dadurch ist eine vollständige Rekonstruktion seines Vierer-Impulses möglich und somit ist auch seine invariante Masse bekannt. Mit Hilfe von Gleichung (1.3) ist dann auch die fehlende Masse des zweiten Teilchens zugänglich.

3.1.2.1 Effektive vertikale Strahlausdehnung und Strahlversatz

Bereits in früheren Analysen hat sich gezeigt, daß sich die vertikale Strahlausdehnung sehr gut aus der rekonstruierten vertikalen Spurposition am Targetort für elastische Ereignisse bestimmen lässt [8]. Das Zurückrechnen der Spur in den Driftkammern längs des Magnetfeldes im Dipol zum Targetort unterliegt der Forderung, daß die horizontale Spurposition am Target mit dem effektiven Targetort übereinstimmen muß. Dieser ist identisch mit dem später noch zu bestimmenden Strahlversatz Δx_e. Im Gegensatz hierzu bleibt die vertikale Position am Target eine variable Größe und kann deshalb für die Anpassung der Monte-Carlo Simulationen genutzt werden. In der Grafik 3.2 ist diese Observable für reale elastische Ereignisse und für MC-Simulationen der Reaktion $pp \rightarrow pp$ gezeigt. Neben σ_y als Breite der Gauß-

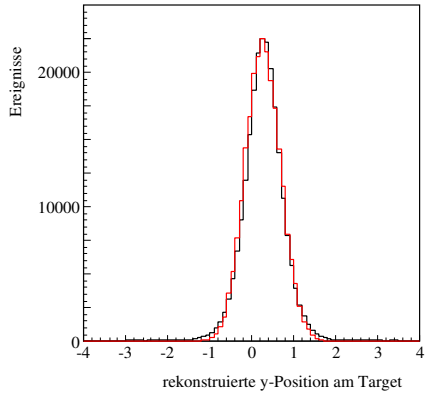


Abbildung 3.2: Vertikale Position am Target der rekonstruierten Spur in der Reaktion $pp \rightarrow pp$. Die schwarze Linie stammt aus experimentellen Daten, während die rote Linie mittels MC-Simulationen erzeugt wurde.

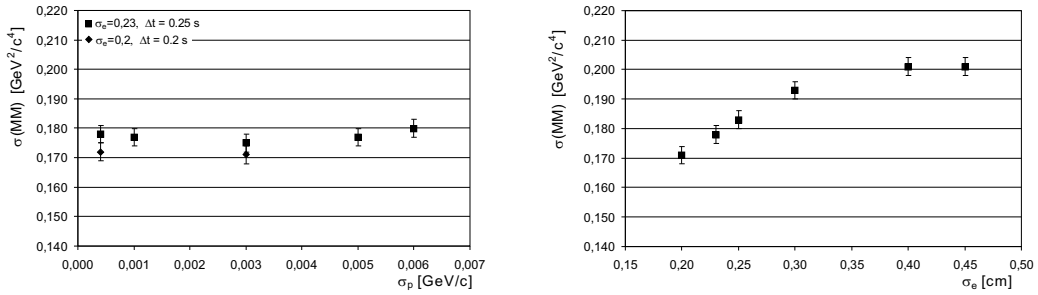
verteilung kann aus ihr auch die vertikale Strahlposition Δy_e als Mittelwert der Datenpunkte bestimmt werden. Eine sehr gute Übereinstimmung findet sich für beide Überschußenergien bei den folgenden Werten:

Q [MeV]	σ_y [cm]	Δy_e [cm]
10	0.48	0.3
28	0.48	0.1

3.1.2.2 Effektive horizontale Strahlausdehnung

Bei der Bestimmung der effektiven Strahlausdehnung σ_e zeigt sich, daß die fehlende Masse des nicht nachgewiesenen Protons in der elastischen pp-Streuung eine große Sensitivität bezüglich dieser Observablen aufweist, während hingegen andere Größen wie die Zeitauflösung Δt der Szintillatoren oder die Strahlimpulsbreite σ_p kaum Einfluß nehmen, d. h. es kann angenommen werden, daß für die Breite σ_{MM} der fehlenden Teilchenmasse gilt:

$$\frac{d\,\sigma_{MM}}{d\,\sigma_e} > 0 \qquad \frac{d\,\sigma_{MM}}{d\,\Delta t} \approx 0 \qquad \frac{d\,\sigma_{MM}}{d\,\sigma_p} \approx 0\,.$$



(a) **(b)**

Abbildung 3.3: Abhängigkeit der fehlenden Masse des nicht direkt nachgewiesenen Protons in der Reaktion $pp \to pp$ für MC-Simulationen von a) der Strahlimpulsbreite σ_p für zwei verschiedene Sätze der Szintillatorzeitauflösung Δt (σ_e=const.) und b) der effektiven Strahlbreite σ_e.

Um dies zu rechtfertigen, zeigt Abbildung 3.3(a) die Konstanz von σ_{MM} für verschiedene Werte von Δt und σ_p während hingegen Abb. 3.3(b) die starke Korrelation zur effektiven Strahlbreite σ_e belegt. Man beachte die gleiche Skalierung der y-Achse in beiden Grafiken.
Die abschließende Untersuchung lieferte jeweils den Wert von σ_e für beide Überschußenergien:

Q [MeV]	σ_e [cm]
10	0.23
28	0.21

Ein Vergleich der Verteilungen der fehlenden Masse zwischen experimentellen Daten und MC-Ereignissen zeigt die Abbildung 3.4.

3.1.2.3 Zeitauflösung der Szintillatoren

Zur Bestimmung der Zeitauflösung der Szintillatoren zeigt sich die invariante Masse des im Hauptdetektor nachgewiesenen Protons in der elastischen pp-Streuung

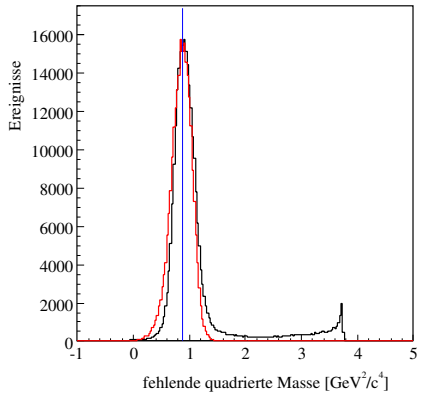
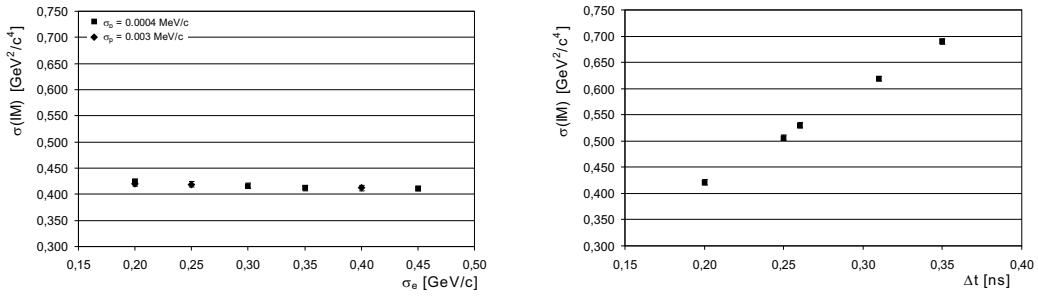


Abbildung 3.4: Fehlende Masse des nicht direkt nachgewiesenen Protons in der Reaktion $pp \rightarrow pp$ für experimentelle Daten (schwarze Linie) und MC-Simulationen (rote Linie). Die eingezeichnete vertikale Linie verdeutlicht die Protonenmasse [1].

sehr geeignet. Hierfür spricht, daß diese Observable eine starke Abhängigkeit von Δt aufweist, während sie ziemlich unbeeinflußt von anderen Parametern ist. Dies verdeutlicht Abbildung 3.5, in der im linken Bild bei konstantem Δt für zwei verschiedene Werte von σ_p keine Veränderung der Auflösung σ_{IM} der invarianten Masse in Abhängigkeit von σ_e zu erkennen ist. Ein deutlicher Zusammenhang besteht dem-



(a) **(b)**

Abbildung 3.5: Mittels MC-Simulationen ermittelte Abhängigkeit der invarianten Masse des in den Driftkammern nachgewiesenen Protons in der Reaktion $pp \rightarrow pp$ von a) der Strahlausdehnung σ_e für zwei verschiedene Sätze der Impulsbreite σ_p des Strahles (Δt=const.) und b) der Zeitauflösung Δt der verwendeten Szintillatoren.

gegenüber von der Zeitauflösung Δt der Szintillatoren, wie die rechte Abbildung klar wiederspiegelt. Zusammengefaßt kann man dies also ausdrücken durch:

$$\frac{d\,\sigma_{IM}}{d\,\Delta t} > 0 \qquad \frac{d\,\sigma_{IM}}{d\,\sigma_e} \approx 0 \qquad \frac{d\,\sigma_{IM}}{d\,\sigma_p} \approx 0\,.$$

An dieser Stelle sollte erwähnt werden, daß es zunächst verwundern mag, daß die invariante Masse im Gegensatz zur fehlenden Masse nicht von der Strahlbreite σ_e

abzuhängen scheint. In die Berechnung beider Massen geht schließlich der rekonstruierte Protonenimpuls ein, dessen Genauigkeit mitunter auch von der Strahlbreite abhängt. Es zeigt sich aber, daß die funktionale Abhängigkeit bezüglich der Zeitauflösung der Szintillatoren wesentlich stärker ist ($\frac{d\sigma_{IM}}{d\Delta t} \gg \frac{d\sigma_{IM}}{d\sigma_e} > 0$). Man vergleiche dazu die unterschiedlichen Skalierungen der y-Achsen in den Abbildungen 3.3 und 3.5. Aus diesem Grunde wird bezüglich der zu bestimmenden Zeitauflösung der vergleichsweise geringe Einfluß der Strahlbreite vernachlässigt ($\frac{d\sigma_{IM}}{d\sigma_e} \approx 0$).

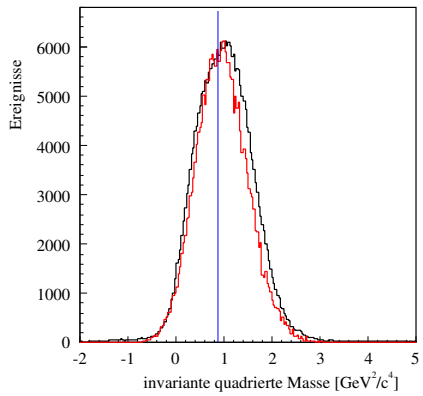


Abbildung 3.6: Invariante Masse des in den Driftkammern und S1-Szintillator nachgewiesenen Protons in der Reaktion $pp \rightarrow pp$ für experimentelle Daten (schwarze Linie) und MC-Simulationen (rote Linie). Die eingezeichnete vertikale Linie gibt die Protonenmasse [1] wieder.

Abbildung 3.6 zeigt die gemäß Gleichung (1.1) berechnete Masse für reale Daten und Monte-Carlo Simulationen, nachdem für die Simulationen der Wert von Δt verändert wurde, bis die realen Daten gut beschrieben werden können. Eine gute Übereinstimmung findet sich bei

Q [MeV]	Δt [ns]
10	0.26
28	0.28

3.1.2.4 Horizontaler Strahlversatz und Driftkammerposition

Die hier zusammen untersuchten Parameter haben beide einen dominanten Einfluß auf die Berechnung des Impulses beim Zurückrechnen (Tracking) der Spur durch das Dipolmagnetfeld. So erfordert ein in der Auswertung fälschlich angenommener Targetort eine andere Krümmung, um die Driftkammerspur mit diesem Punkt zu verbinden und folglich erhält man einen vom realen Absolutimpuls abweichenden Wert p. Gleiches gilt analog auch für eine falsch angenommene Position der Driftkammern als Ausgangspunkt für das magnetische Tracking. Deshalb wird ihre Bestimmung hier zusammengefaßt. Eine ausführlichere Behandlung der zugrundegelegten Methodik enthält [107].

In guter Übereinstimmung mit unabhängigen Auswertungen innerhalb der Kollaboration während anderer Strahlzeiten und eigener früherer Ergebnisse [108] wurden für die Driftkammern die bereits zuvor gewonnen Werte für die Verschiebung parallel zu den Ebenenausrichtungen von $\Delta x = 4\,\mathrm{mm}$ und den Drehwinkel von $\Delta\alpha = 0.04°$ gewählt. Eine Rechtfertigung für dieses Vorgehen findet sich in der Tatsache, daß die Driftkammerposition nicht variabel ist und diese Offsets zur früher durchgeführten Lasermessung nur einmal bestimmt werden müssen. Die annähernd gleichen Werte der unterschiedlichen Auswertungen verschiedener Kollaborationsmitglieder bestätigen diese Behauptung. Die Abbildung 3.7 spiegelt eine grafische Darstellung beider Parameter Δx und $\Delta\alpha$ dar.

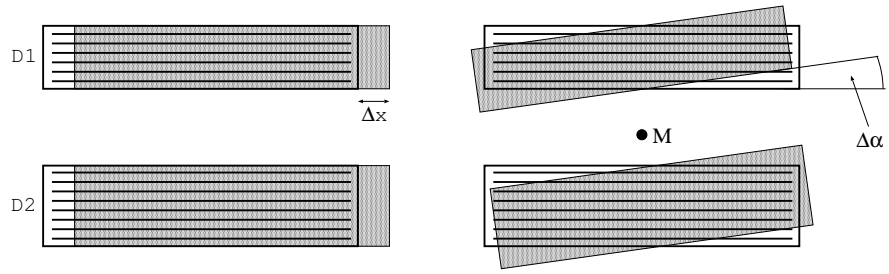
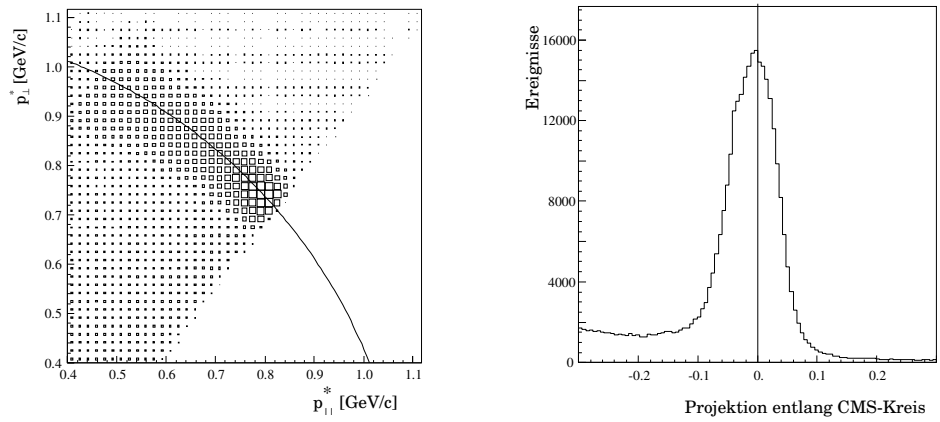


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der variablen Parameter Δx und $\Delta\alpha$ bei der Kalibration der Driftkammerposition. Die weißen Kästchen mit schwarzen Linien kennzeichnen die mit Hilfe einer Präzisionslasermessung bestimmte Nominalposition. Graue Kästchen verdeutlichen die Effekte einer Verschiebung um Δx bzw. einer Drehung um den gemeinsamen Mittelpunkt M um einen Winkel $\Delta\alpha$.

Die Sensitivität der Impulsrekonstruktion elastischer Protonen auf den gewählten effektiven Wechselwirkungspunkt wurde für die Bestimmung des damit verbundenen Strahlversatzes Δx_e ausgenutzt. Dabei wird die durch die Zweikörperkinematik (vergleiche Anhang A) bedingte Tatsache verwendet, daß im CMS der Protonenimpuls p^* einen festen Wert annimmt. Damit liegen die Ereignisse im zweidimensionalen Plot von Transversalimpuls $p^*_\perp = \sqrt{p^{*2}_x + p^{*2}_y}$ gegen Longitudinalimpuls $p^*_\parallel = p^*_z$ auf einem Kreis. Bei richtig gewähltem Δx_e streuen die rekonstruierten Werte für elastische Protonen im Mittel um diese Kreislinie, was in Abbildung 3.8(a) nach erfolgter Anpassung des Parameters zu sehen ist und in 3.8(b) mittels des gezeigten Abstandes zum Sollimpuls (Kreislinie) quantitativ kontrollierbar ist. Die mittlere Position des von elastischen Ereignissen stammenden deutlichen Gaußpeaks dient zur Bestimmung der Werte und ist nach abschließender Variation des untersuchten Parameters Δx_e gleich Null.
Durch diesen einfach zu handhabenden Kontrollparameter konnte der Strahlversatz Δx_e beider Strahlzeiten zu

Q [MeV]	Δx_e [cm]
10	0.7
28	0.2



(a) (b)

Abbildung 3.8: a) Transversalimpuls $p_\perp^*$ gegen Longitudinalimpuls $p_\parallel^*$ im CMS für elastisch gestreute Protonen. b) Verteilung der Abweichungen der gemessenen Impulse zum Sollimpuls (Kreislinie).

bestimmt werden. Der ungewöhnlich hohe Wert für die Messung bei $Q = 10\,\mathrm{MeV}$ resultierte aus einem vorher notwendigen Targetausbau zwecks Reparaturmaßnahmen. Beim anschließenden Wiedereinbau kam es zu einer leichten Verkippung der Düse und dem damit verbundenen deutlichen Versatz, der in Datenauswertungen zeitlich nachfolgender Messungen ebenfalls gesehen wurde. Zwischenzeitlich wurde deshalb der Targetkopf erneut justiert, so daß in Zukunft wieder Werte um 0 mm zu erwarten sind.
Als Abschluß der Prozedur wurde dann noch durch Variation der Driftkammerpositionen kontrolliert, daß die Verwendung früherer Ergebnisse auch hier zu optimalen Ergebnissen führt. Dieser Sachverhaltes konnte dabei bestätigt werden, so daß die genannten Werte für die Datenauswertung genutzt wurden.

3.1.2.5 Strahlimpuls und Strahlimpulsbreite

Zum Abschluß dieser Untersuchungen sollen noch die beiden durch die Strahleinstellungen des Beschleunigers gegebenen Größen des Strahlimpulses p_{Strahl} und seiner Impulsbreite σ_p untersucht werden. Entscheidenden Einfluß nehmen diese Parameter bei der Berechnung der fehlenden Masse. Ohne auf nähere Details der Selektion für das Spektrum der fehlenden Masse des (ppK^+)-Systems einzugehen, sei hier angemerkt, daß die Schnittkriterien auf der Identifikation zweier Protonen und einem K^+ basieren sowie der Forderung eines Hits im Dipolszintillators resultierend von einem negativen Teilchen X^-. Abbildung 3.9 zeigt nun die quadrierte fehlende Masse von (ppK^+) mit einem deutlichen Signal bei der Kaonenmasse $m_{K^-} = 0.2437\,\mathrm{GeV^2/c^4}$ [1]. Eine Anpassung mit einer Gaußverteilung und einem polynomischen Untergrund wird durch die grüne Linie gezeigt. Damit ist die Breite σ und der Mittelwert x_M der Gaußfunktion zugänglich. Die experimentellen Werte

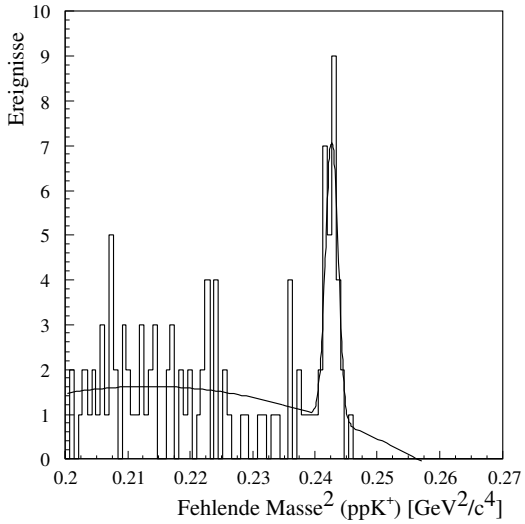


Abbildung 3.9: Spektrum der fehlenden Masse des (ppK^+)-Systems zur Bestimmung der Auflösung des K^--Signals. Die eingezeichnete Fitkurve ist eine Anpassung mit einer Gaußverteilung und einem polynomischen Untergrund.

können nun mit den aus Monte Carlo-Simulationen bestimmten Fitergebnissen für unterschiedliche Impulsbreiten σ_p verglichen werden. Exemplarisch wird dies für die Daten bei Q=10 MeV und zwei Werten für σ_p =1 und 5 MeV/c in folgender Tabelle wiedergegeben:

Q=10 MeV	σ [GeV^2/c^4]	x_M [GeV^2/c^4]
MC σ_p = 1 MeV/c	$0.09 \cdot 10^{-2}$	0.2437
MC σ_p = 5 MeV/c	$0.18 \cdot 10^{-2}$	0.2439
Experiment	$0.98 \cdot 10^{-2}$	0.243

Erkennbar ist die deutliche Variation der Auflösung σ der fehlenden Masse in Abhängigkeit von der simulierten Impulsunschärfe des Strahles. Der experimentelle Wert $\sigma = 0.98 \cdot 10^{-2}$ läßt also den Rückschluß auf $\sigma_p = 1\,\mathrm{MeV/c}$ zu. Die fast exakte Übereinstimmung (weniger als 0.5% Abweichung) der gemessenen fehlenden Masse x_M mit dem Literaturwert $m^2_{K^-} = 0.2437\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^4$ [1] entspricht einer Abweichung des Strahlimpulses zum Nominalimpuls[2] (3.333 GeV/c) von etwa 2.5 MeV/c. Analoge Studien für die Messung bei der höheren Überschußenergie ergeben insgesamt:

$$Q = 10\,\mathrm{MeV}: \quad \mathrm{p}_{Strahl} = (3.333 \pm 0.0025)\,\mathrm{GeV/c} \quad \sigma_p = 0.001\,\mathrm{GeV/c}$$
$$Q = 28\,\mathrm{MeV}: \quad \mathrm{p}_{Strahl} = (3.390 \pm 0.0008)\,\mathrm{GeV/c} \quad \sigma_p = 0.002\,\mathrm{GeV/c}$$

[2]Unter der Annahme, die Massenabweichung resultiert nur aus der Abweichung des Strahlimpulses, läßt sich mit $s = 2m_p(\sqrt{p_b^2 + m_p^2} + m_p)$ der für die gemessene Differenz Δm^2 der fehlenden Masse der daraus resultierende Strahlimpuls errechnen. Man ersetze einfach die nominale Gesamtenergie s durch $s \pm \Delta m^2$.

3.2 Trigger

Eine Vorauswahl der zu registrierenden Daten erfolgt bereits während der Messung in Form eines elektronischen Triggers, mit dem die gesamte Datenmenge auf eine sinnvolle Rate reduziert wird. Ein solcher Selektionsmechanismus muß gleichzeitig gewährleisten, daß ein prinzipieller Verlust der zu untersuchenden Reaktionsereignisse ausgeschlossen wird und die insgesamt aufgezeichnete Datenmenge die vorhandenen Kapazitäten nicht zu stark überlastet, damit die Totzeit des Systems auf ein Minimum reduziert wird. Im Falle der ausgewerteten Daten beider Strahlzeiten läßt sich der zur Registrierung von $pp \to ppK^+K^-$ Ereignissen gewählte Haupttrigger $T_{ppK^+K^-}$ in folgender logischer Schreibweise wiedergeben:

$$\begin{aligned} T_{ppK^+K^-} &= \{S1_{\mu\geq 2} \vee (S1^{3\ldots5}_{\mu=1,hoch} \wedge (S2_{\mu\geq 2} \vee S2_{\mu=1,hoch}))\} \\ &\quad \wedge \{S3_{\mu(PM)\geq 3} \vee S3^{Latte}_{\mu(PM)\geq 2} \vee S7_{\mu\geq 1}\}. \end{aligned} \tag{3.1}$$

Die dafür verwendete Triggerlogik wurde in früheren Arbeiten [14, 17, 109] hinreichend beschrieben und wird deshalb hier nicht erneut angeführt. Grundgedanke des gewählten Selektionskritieriums ist die gleichzeitige Erfassung beider Protonen sowohl in den Startzählern S1/S2 sowie den Stopdetektoren S3, $S3_{Latte}$ und S7. Damit wird für beide Protonen eine spätere Rekonstruktion der Flugzeitmessung während der Auswertung garantiert. Die konkrete Umsetzung dieser Forderung zur Registrierung beider Protonen in den Startszintillatoren erfordert entweder ein Ansprechen zweier oder mehr[3] Einzelsegmente im S1 ($S1_{\mu\geq 2}$) oder für den Fall des Durchgangs beider Teilchen durch dasselbe S1-Segment ein einzelnes Signal mit einer dementsprechend größeren Signalamplitude ($S1_{\mu=1,hoch}$) bei gleichzeitigem Ansprechen zweier Segmente im S2 ($S2_{\mu\geq 2}$) oder einer dortigen großen Amplitude ($S2_{\mu=1,hoch}$). Durch Monte-Carlo-Simulationen konnte die vorgenommene Einschränkung der für die durch zweifachen Teilchendurchgang induzierte große Amplitude in Frage kommenden S1-Segmente (3, 4, 5) ermittelt und als weitere Einschränkung für die Triggerlogik eingesetzt werden.
Eine Messung des Stopzeitpunktes der Flugzeitmessung geschieht für Protonen (Ausnahme sind die elastisch gestreuten Protonen, für die aber ein eigener Trigger T_{pp} gemäß (4.6) existiert) generell durch das Ansprechen im S3-Szintillator sowie den zusätzlichen Szintillatoren[4] $S3_{Latte}$ und S7. Durch Aufnahme in die Triggerbedingung wird eine wirksame Unterdrückung des Untergrundes bereits online erreicht und damit einhergehend eine Senkung der aufgezeichneten Datenrate. Das Wissen über das Ansprechen von mindestens drei Photomultipliern beim Teilchendurch-

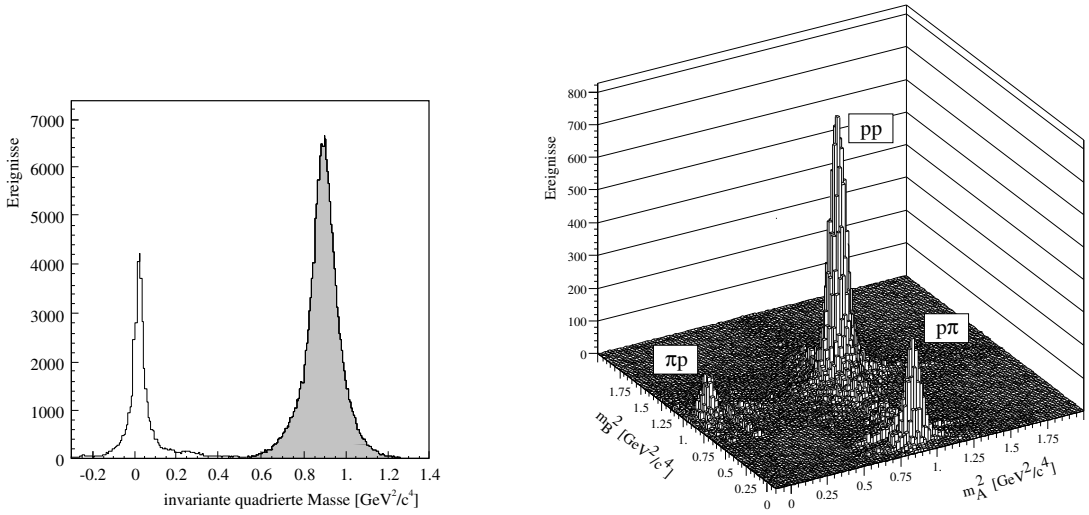
[3] Für den Nachweis zweier Protonen könnte man auf den ersten Blick vielleicht nur $S1_{\mu=2}$ verlangen. Die Notwendigkeit eines Zeitsignals für das K^+ in der Auswertung und wegen des durch den räumlichen Überlapp möglichen Ansprechens zweier Segmente für ein Teilchen erfordern aber die Erweiterung auf $S1_{\mu\geq 2}$.

[4] Beide Detektoren sind zwar im Trigger enthalten, obwohl sie für die Auswertung nicht verwendet wurden und deshalb auch in der Detektorbeschreibung keine Erwähnung fanden.

gang [37] wird in der Bedingung $S3_{\mu(PM)\geq 3}$ umgesetzt und beseitigt weitestgehend den Störeinfluß des natürlichen Photomultiplierrauschens.
Weitere zusätzliche Forderungen aufgrund des ebenfalls im Hauptdetektor registrierten K^+ wären zwar prinzipiell denkbar (z. B. in Form von $S1_{\mu\geq 3}$), waren aber angesichts akzeptabler Triggerraten während der Messungen nicht notwendig. Die Möglichkeit der parallelen Aufnahme von Ereignissen des Typs $pp \to ppX$ $(X = \eta, \omega, \pi^0, \ldots)$ konnte so aufrechterhalten werden.

3.3 $pp \to ppK^+K^-$ Ereignisidentifikation

Die Extraktion totaler und differentieller Wirkungsquerschnitte erfordert grundsätzlich die Identifikation der im Endzustand des untersuchten Reaktionskanales auftretenden Teilchen. Dabei ist es prinzipiell möglich, auf den Nachweis maximal eines der Reaktionsprodukte zu verzichten, weil bei genauer Kenntnis der kinematischen Anfangsbedingungen die Identifikation dieses Teilchens über die Methode der fehlenden Masse gemäß Gleichung (1.3) möglich ist.
Die Untersuchung der speziellen Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ erfolgt in der vorliegenden Arbeit durch vollständige Viererimpulsrekonstruktion der beiden Protonen und des positiven Kaons. Hierfür werden zunächst Ereignisse ausgewählt, für die mindestens drei getrennte Spuren rekonstruiert wurden und von denen jede einzelne durchs Magnetfeld zum Targetort zurückgerechnet werden kann. Dabei wird mit Hilfe des bekannten dreidimensionalen Magnetfeldes [110] aus dem Krümmungsradius der Spur im Dipol der Absolutbetrag $p = |\vec{p}|$ des Impulses ermittelt. Zusammen mit der sich anschließenden Flugzeitmessung zwischen den Szintillatoren S1/S2 und S3 für die Protonen erhält man schließlich mit Gleichung (1.1) die invariante Masse, anhand derer eine Teilchenidentifikation möglich wird. Außerdem ergibt die Rekonstruktion der Teilchenspur die Impulsrichtung am Targetort, so daß insgesamt der vollständige Viererimpuls $\mathbb{P} = (E, \vec{p})$ bekannt ist. Die Abbildung 3.10 zeigt das rekonstruierte Spektrum invarianter Massen solcher Ereignisse, wobei sich deutlich trennbare Signale für Protonen und Pionen abzeichnen. Gleichzeitig ist im rechten Teil des Schaubildes die invariante Masse eines der drei rekonstruierten Objekte gegen jeweils die Masse eines der beiden anderen gezeigt. Hierbei werden nur die Objekte berücksichtigt, zu deren Spur ein Treffer im S3 zugeordnet wurde und damit eine direkte Flugzeitmessung möglich ist. Ein deutliches Signal aus der Rekonstruktion zweier Protonen ermöglicht die Selektion dieser gesuchten Ereignisse durch einen Schnitt auf beide Massen in einem weiten Bereich um die Protonenmasse (schraffierter Bereich im linken Teil der Abbildung). Den durch die Breite des Schnitts bedingten Einschluß eines größeren Untergrundes garantiert die Vermeidung eines Verlustes möglicher $pp \to ppK^+K^-$ Kandidaten. Die weiteren Auswahlkriterien sind ausreichend, um eine eindeutige Identifikation des Endzustandes zu garantieren. Die konkrete Umsetzung der Protonenauswahl erfolgt durch Selektion der Ereignisse, bei denen die Differenz aus der gemessenen und der aus dem rekon-



(a) **(b)**

Abbildung 3.10: Protonenidentifikation für Dreispurereignisse zur Selektion des Reaktionstyps $pp \rightarrow ppX^+Y^-$. a) Invariantes Massenspektrum aller rekonstruierten Teilchen in Dreispurereignissen und b) Identifikation von zwei Protonen in Ereignissen des Typs $pp \rightarrow ABX$.

struierten Impuls unter Annahme eines Protons berechneten Flugzeit nicht mehr als 2 ns abweicht[5], entsprechend einem $\pm 5\sigma$-Bereich der Auflösung dieser Flugzeitdifferenz.
Als nächstes bedarf es einer Identifikation des dritten positiven Teilchens X^+ als Kaon. Von diesen nicht stabilen positiven Kaonen erreicht nur ein sehr geringer Prozentsatz den S3 Detektor, für den sich eine Gesamtflugstrecke zum Targetort von insgesamt etwa 13-15m ergibt. Die Wahrscheinlichkeit $P(x)$ eines instabilen Teilchens, im Beobachtungssytem S eine gegebene Flugstrecke x mit der Geschwindigkeit v zurückzulegen, ohne dabei zerfallen zu sein, wird durch

$$P(x) = \exp\left\{-\frac{x}{X_S}\right\}$$

beschrieben, wobei X_S die Zerfallslänge[6] des Kaons im System S darstellt. Diese läßt sich auch durch die Lebensdauer $\tau_{S,K^\pm}$ gemäß $X_S = \beta \cdot c\tau_{S,K^\pm}$ ausdrücken, wobei β die Teilchengeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c darstellt. Die relativistische Zeitdilatation liefert schließlich noch den Zusammenhang zwischen der Lebensdauer $\tau_{0,K^\pm}$ im Ruhesystem des Kaons und der im System S zu $\tau_{K^\pm} = \gamma \cdot \tau_{0,K^\pm}$. Damit ergibt sich für die Überlebenswahrscheinlichkeit nach der

[5]Oft wird ein im Prinzip äquivalenter Schnitt auf die rekonstruierte Masse angewendet. Weil die Masse jedoch nur eine abgeleitete Observable und die experimentell beobachtete Größe die Flugzeit darstellt, wird in dieser Arbeit der Schnitt auf die Zeit bevorzugt.

[6]Die Zerfallslänge gibt an, nach welcher Flugstrecke die Anzahl der ursprünglichen zerfallenden Teilchen auf $1/e \approx 37\%$ abgefallen ist.

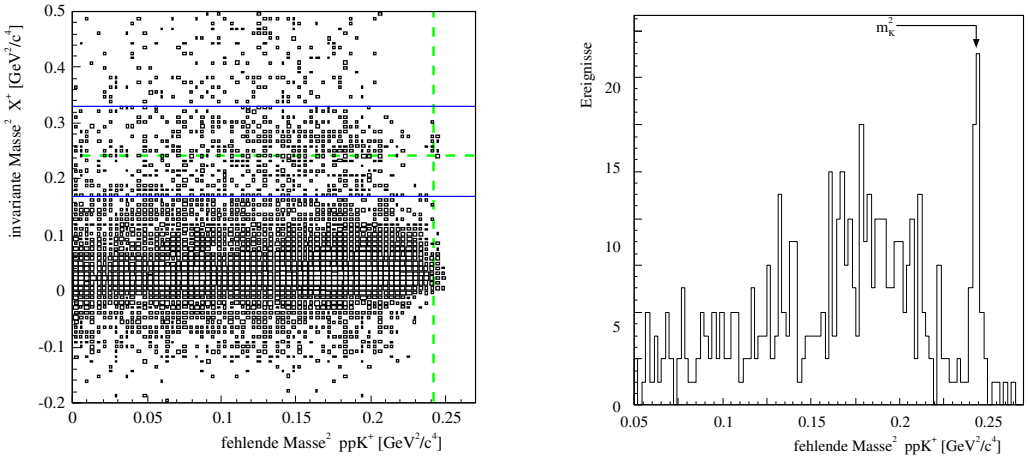
Flugstrecke x:

$$P(x) = \exp\left\{-\frac{x}{\beta\gamma \cdot c\tau_{0,K^\pm}}\right\} .$$

Mit der Zerfallslänge $c\tau_{0,K^\pm} = 3.713\,\mathrm{m}$ [1] und einer mittleren Kaonengeschwindigkeit von $\overline{\beta} = 0.77$ bei einer Überschußenergie $Q = 28\,\mathrm{MeV}$ ergibt sich beispielsweise, daß nach einer Flugstrecke von 10 m nur etwa 10% der Kaonen noch nicht zerfallen sind. Offensichtlich ist eine Flugzeitmessung mittels der langen Flugstrecke zum S3-Szintillator für die K^+ wegen der hohen Zerfallsverluste sehr ineffizient. Vielmehr wird das vom Kaonendurchgang im S1/S2-Detektor nachgewiesene Zeitsignal für diese Teilchensorte als Stopsignal für die Flugzeitmessung verwendet. Die fehlende Startzeit für die Flugstrecke zwischen Targetort und dem S1/S2 wird nun mit Hilfe der bereits identifizierten Protonen ermöglicht. Aufgrund des vollständig bekannten Viererimpulses kann für beide Protonen jeweils getrennt der Zeitpunkt der Wechselwirkung am Targetort rekonstruiert werden. Während der Prozedur zum Rücktransport der Teilchenspur durch das Magnetfeld hin zum Targetort für die Impulsbestimmung erhält man parallel auch die durchlaufene Wegstrecke d_i des i-ten Protons. Folglich ergibt sich die Zeit t_i^0 am Wechselwirkungspunkt aus dem Zeitsignal $t_i^{S1/S2}$ im S1/S2 und der Flugzeit t_i^{Flug} zwischen Target und S1/S2:

$$t_i^0 = t_i^{S1/S2} - t_i^{Flug} = t_i^{S1/S2} - \frac{d_i}{c \cdot \beta_i} .$$

Je nach Anzahl der Protonen im Ausgangskanal für Reaktionen mit einem nachzuweisenden Kaon ($pp \to pK^+Y$, $pp \to ppK^+K^-$) ist dann der Zeitpunkt t^0, zu dem die Reaktion stattgefunden hat, als Mittelwert über alle n Protonen zu erhalten. Damit ist auch die Berechnung des vollständigen Viererimpulses für positive Kaonen möglich.
Die Identifizierung der negativen Kaonen gelingt über die Berechnung der fehlenden Masse gemäß Gleichung (1.3), wobei nach erfolgter Rekonstruktion zweier Protonen und eines K^+ für diese der Literaturwert [1] und nicht mehr die über Gleichung (1.1) ermittelte invariante Masse verwendet wird. Abbildung 3.11(a) zeigt nach Identifikation zweier Protonen die quadrierte invariante Masse des dritten Teilchens X^+ gegen die fehlende Masse des ppX^+-Systems, für das die Annahme von $m_{X^+} = m_{K^+}$ gemacht wurde. Neben einem klaren horizontalen pionischen Band bei $m_{X^+} \approx m_{\pi^+}$ erkennt man auch ein weiteres schwächeres Band um die Kaonenmasse (horizontale gestrichelte grüne Linie). Zur besseren Sichtbarkeit wurde eine logarithmische Darstellung in z-Richtung gewählt. Schon hier zeichnet sich im Bereich des Kreuzungspunktes beider Kaonenlinien (gestrichelte grüne Linien) eine etwas abgesetzte Ereignisgruppe ab, die aufgrund der fehlenden Masse entsprechend einem K^- auf Ereignisse der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ schließen lassen. Eine Projektion innerhalb eines relativ breiten horizontalen Bandes um die Kaonenmasse herum (horizontale durchgezogene blaue Linien) liefert das in Abbildung 3.11(b) gezeigte Spektrum



(a) **(b)**

Abbildung 3.11: a) Invariante Masse der dritten Teilchenspur X^+ gegen die fehlende Masse des Systems ppX^+, unter der Annahme, daß es sich beim X^+ um ein Kaon handelt. Man beachte, daß es sich um eine logarithmische Darstellung in z-Richtung handelt. Die eingezeichneten gestrichelten grünen Linien kennzeichnen die K^+ und K^- Massen, die blauen den Schnitt auf die Kaonenmasse des K^+. b) Spektrum der fehlenden Masse nach Identifikation des ppK^+ Systems und einer Einschränkung auf gewisse Segmentbereiche des S1 für $Q = 28\,\mathrm{MeV}$.

der fehlenden Masse des (ppK^+)-Systems. Für dieses Spektrum wurde zusätzlich noch eine Einschränkung auf die durch Monte Carlo-Simulationen ermittelten Segmente im S1 eingebaut, denn die Protonen sind wegen ihrer höheren magnetischen Steifigkeit in Bereichen näher zum Strahlrohr zu erwarten, während das K^+ eine stärkere Krümmung durchläuft und damit weiter im Ringinneren den S1 treffen muß. Im so erhaltenen Spektrum zeichnet sich bereits hier neben einem Untergrund bei Massen unterhalb der des Kaons ein klares Signal der negativen Kaonen ab. Bereits aus der früheren Analyse [79] ist die Beschreibung dieses breiten Untergrundes hauptsächlich durch die Hyperonkanäle $pp \rightarrow pK^+\Lambda(1405)/\Sigma(1385)$ gelungen, weshalb an dieser Stelle darauf verzichtet werden soll. Vielmehr sollen weitere Selektionskriterien angewendet werden, die eine starke Reduktion des Untergrundes bewirken und damit die Kaonenhypothese des Signals bestätigen.
Neben der Identifikation der beiden Protonen und eines K^+ kann auch auf ein von einem negativen Teilchen erzeugtes Signal im Dipolszintillator geschaut werden. Dabei bringt die reine geometrische Abdeckung dieses Detektors keine Verluste gegenüber den bisher selektierten Ereignissen. Wegen des Kaonzerfalls ist jedoch die Wahrscheinlich deutlich geringer, daß das K^- diesen Detektor passiert. Gleichzeitig ist jedoch wegen der höheren Überschußenergien der konkurrierenden Untergrundreaktionen und den damit verbundenenen größeren Transversalimpulsen die Möglichkeit eines Hits im Dipolszintillator wesentlich geringer als für die Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$. Die Bedingung eines zusätzlichen Energieverlustes im Szintillator

bringt dementsprechend eine wesentliche Verminderung der Untergrundereignisse im Vergleich zum eigentlichen K^--Signals. Der zerfallsbedingte Rückgang vermeintlicher $pp \to ppK^+K^-$-Ereignisse geht dabei einher mit den Erwartungen aus Monte Carlo-Simulationen.
Eine zusätzliche Untersuchung der Signale in den dem Dipolszintillator nachgelagerten Siliziumpads ermöglicht schließlich, den Durchstoßpunkt des das Signal verursachenden Teilchens zu bestimmen. Die Genauigkeit der Ortskenntnis ist dabei durch die Abmessungen eines einzelnen Pads bestimmt und anstelle des horizontalen Ortes kann auch die ihm proportionale Padnummer gewählt werden. Die beidseitige Auslese des Szintillators im Dipol erlaubt parallel die Berechnung des Durchstoßpunktes mit Hilfe der Differenz beider Zeitsignale. Ein gleichzeitiger Teilchendurchgang durch beide Detektorkomponenten bedingt deshalb eine Korrelation dieser Observablen, deutlich sichtbar als Band in Abbildung 3.12, auf das entlang der eingezeichneten Linien geschnitten wird. Gleichzeitig kann aus der vollständi-

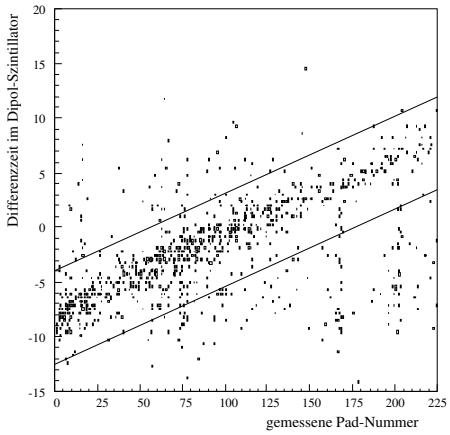


Abbildung 3.12: Korrelation der Zeitdifferenz aus dem beidseitig ausgelesenen Dipolszintillator und der Padnummer des ihm am nächstgelegenen gefeuerten Siliziumpads.

gen Rekonstruktion des (ppK^+)-Systems der Vierimpuls des fehlenden negativen Teilchens X^- berechnet werden. Für jedes in Abbildung 3.11(b) ausgewählte Ereignis wird nun die Flugbahn vom Target durch das Magnetfeld des Dipols unter den realistischen Experimentbedingungen mit Hilfe des für die MC-Simulationen verwendeten Programmpaketes errechnet und der zu erwartende Trefferort in den Siliziumpads gespeichert. Abbildung 3.13 zeigt die Gegenüberstellung der so erhaltenen Padnummer mit dem diesem am nächsten liegenden Pad experimenteller Daten[7]. Ein durch MC-Simulationen ermittelter und im rechten Teil der Grafik 3.13 verdeutlichter Schnittbereich hilft in Kombination mit dem zuvor erläuterten Auswahlkriterium bezüglich des Trefferortes im Szintillator zur weiteren deutlichen

[7]Wegen des Rauschens im Siliziumdetektor gibt es häufig mehrere Pads mit einem Signal. Deshalb muß für den Vergleich unter all diesen das dem erwarteten Ort nächstgelegene in Betracht gezogen werden.

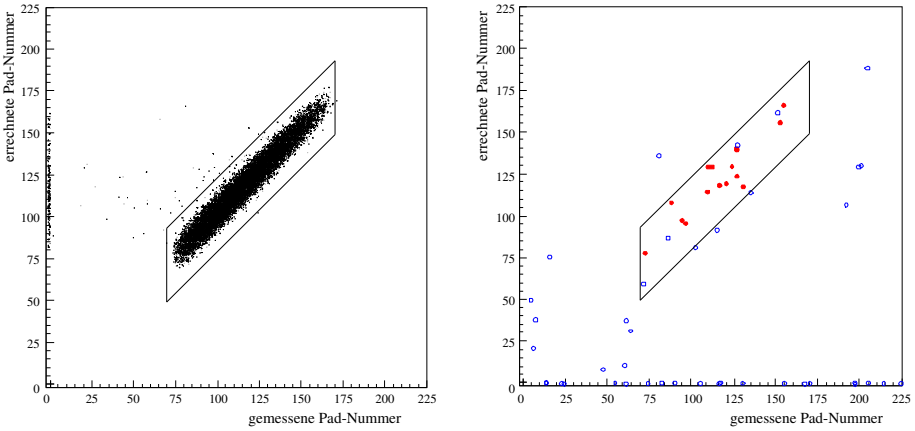


Abbildung 3.13: Vergleich der aus dem rekonstruierten Impuls des X^--Teilchens errechneten Trefferposition in den Siliziumpads mit den experimentell nachgewiesenen Durchstoßpunkt. Statt realer Orte werden die ihnen äquivalenten Padnummern gezeigt. Die Monte Carlo-Simulationen (linker Teil) geben die Möglichkeit zur Schnittfestlegung. Rote Punkte in den Daten rechts sind für Ereignisse mit $m^2_{X^-} > 0.235\,\mathrm{GeV/c^2}$, die blauen Kreise für $m^2_{X^-} < 0.235\,\mathrm{GeV/c^2}$.

Untergrundminimierung. Die Anwendung auf experimentelle Daten liefert eine Zuordnung der Ereignisse mit fehlender Masse $m^2_{X^-} > 0.235\,\mathrm{GeV/c^2}$ erwartungsgemäß innerhalb der Korrelation (rote Kreise), während die vermeintlichen Untergrundkandidaten über den gesamten Bereich unkorreliert verteilt sind (blaue Kreise). Dadurch ergibt sich ein nahezu untergrundfreies Massenspektrum mit einem klaren Signal negativer Kaonen (Abb. 3.14).

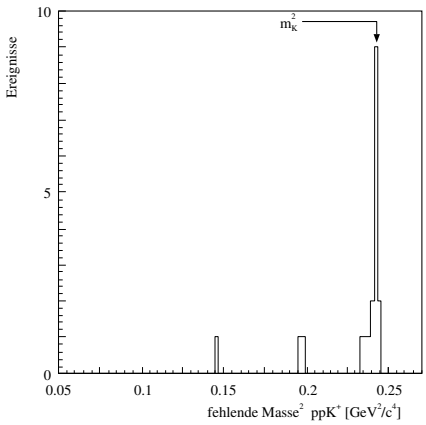


Abbildung 3.14: Spektrum der fehlenden Masse nach Erfüllung aller erwähnten Bedingungen.

Kapitel 4

Der absolute Wirkungsquerschnitt

Zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte[1]

$$\sigma_{tot} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\Omega$$

bedarf es einer Normalisation der gemessenen Zählrate $\dot{N} = dN/dt$ der zu untersuchenden Reaktionsereignisse. Dies erfordert zunächst die Kenntnis der Nachweiseffizienz des Detektors für den entsprechenden Reaktionskanal

$$\mathcal{E}(\Omega) := \lim_{\Delta\Omega \to 0} \frac{N_{akz}(\Omega, \Omega + \Delta\Omega)}{N_{ges}(\Omega, \Omega + \Delta\Omega)}\,, \tag{4.1}$$

wobei $N_{ges}(\Omega, \Omega + \Delta\Omega)$ und $N_{akz}(\Omega, \Omega + \Delta\Omega)$ die Anzahl der in das Intervall $[\Omega, \Omega + \Delta\Omega]$ gestreuten und der durch den Detektor in diesem Raumwinkel akzeptierten Ereignisse darstellt. Zusammen mit der Luminosität $\mathcal{L}$ ergibt sich dann der differentielle Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt und der Zählrate zu

$$\frac{d\dot{N}}{d\Omega}(\Omega) = \mathcal{L} \cdot \mathcal{E}(\Omega) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Omega)\,. \tag{4.2}$$

Als wichtige Kenngröße in Speicherringexperimenten ist die Luminosität ein Maß für die zu erwartende Reaktionsstatistik pro Wirkungsquerschnitt. Ihr Wert ist mitentscheidend für die Möglichkeit, totale und differentielle Produktionsquerschnitte in experimentell sinnvollen Meßzeiten nachweisen zu können.
Experimentell lassen sich wegen der endlichen Granularität jeglicher Detektorkomponenten nur diskrete Intervalle des Phasenraums messen. Trotzdem spricht man auch hier bei hinreichend kleinen Meßintervallen experimentell von einer differentiellen Messung, obwohl dies nicht ganz der mathematischen Definiton entspricht. Je kleiner jedoch die gewählten Intervalle, desto geringer ist der Unterschied zwischen

[1] Ω bezeichnet im folgenden einen zur vollständigen Beschreibung des ☞ Phasenraums notwendigen Satz von Variablen.

der realen physikalischen Observablen im mathematischen Sinne und der experimentell gemessen differentiellen Größe.
Ausgehend von der differentiellen Gleichung (4.2) muß man deshalb für die Verbindung zum Experiment stets über einen endlichen Bereich $[\Omega_1, \Omega_2]$ des Phasenraums integrieren. Unter Beachtung der Unabhängigkeit der Luminosität von Ω erhält man somit für die in diesem Bereich nachweisbare Zählrate $\dot{N}_{\Omega_1}^{\Omega_2}$

$$\frac{1}{\mathcal{L}} \cdot \dot{N}_{\Omega_1}^{\Omega_2} = \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \left[\mathcal{E}(\Omega) \cdot \frac{d\sigma(\Omega)}{d\Omega} \right] d\Omega \tag{4.3a}$$

$$= {}^{2} \left[\mathcal{E}(\Omega) \int \frac{d\sigma(\Omega)}{d\Omega}\, d\Omega \right]_{\Omega_1}^{\Omega_2} - \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \left[\frac{d\mathcal{E}(\Omega)}{d\Omega} \int \frac{d\sigma(\Omega)}{d\Omega}\, d\Omega \right] d\Omega\,. \tag{4.3b}$$

Gleichung (4.3b) als Grundlage zur Ermittlung des Wirkungsquerschnittes und der Luminosität läßt folgende Schlüsse zu:

1. Sind $\dot{N}_{\Omega_2}^{\Omega_1}$ und $\mathcal{L}$ bekannt, kann daraus der Wirkungsquerschnitt $\int \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\Omega$ bestimmt werden, sofern

   - entweder die Effizienz des Detektors in dem betrachteten Intervall $[\Omega_1, \Omega_2]$ überall ungleich Null ist
   - oder der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts bekannt ist[3] und damit eine Extrapolation der experimentell zugänglichen Phasenraumbereiche auch auf Bereiche mit $\mathcal{E}(\Omega) = 0$ möglich wird.

2. Soll aus einer Referenzreaktion bei bekanntem differentiellen Wirkungsquerschnitt und gemessener Zählrate die Luminosität ermittelt werden, so sollten die betrachteten Intervalle (d.h. in denen $\mathcal{E}(\Omega) \neq 0$ gilt) so gewählt werden, daß $\frac{d\mathcal{E}}{d\Omega}(\Omega) \approx 0$. Andernfalls kann der zweite Term in Gleichung (4.3b) nicht vernachlässigt werden und muß bei der Berechnung von $\mathcal{L}$ berücksichtigt werden.

Auf die jeweiligen Punkte wird an entsprechender Stelle weiter unten eingegangen werden, wobei der erstgenannte Aspekt aufgrund einer prinzipiell unmöglichen 4π-Detektorakzeptanz ein nicht zu unterschätzendes Problem darstellen kann.
Die Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnittes entsprechend Gleichung (4.3b) erfordert also neben der Luminsoität auch Kenntnis der Nachweiseffizienz.

[2] Dies ist nur für den eindimensionalen Fall richtig, denn es gilt: $\int_a^b u(x) \cdot v'(x)\, dx = [u \cdot v]_a^b - \int_a^b u'(x) \cdot v(x)\, dx$. Für den mehrdimensionalen Fall muss die explizite Integration mehrfach ausgeführt werden, wobei dann die partielle Ableitung $u'(x) = \partial\, u(x)/\partial\, x$ verwendet werden muß.

[3] Z. B. in unpolarisierten schwellennahen Experimenten, bei denen nur s-Wellen zum Wirkungsquerschnitt beitragen und damit $\frac{d\sigma}{d\Omega} = const.$ folgt.

Im folgenden werden deshalb zunächst beide Größen aus den experimentellen Daten gewonnen, bevor abschließend der totale Wirkugsquerschnitt σ_{tot} für die Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ abgeleitet wird.

4.1 Luminosität

Im Rahmen des in dieser Arbeit zu untersuchenden Reaktionskanales und dem damit verbundenen 2 Protonen-Eingangskanals erfolgt die Bestimmung der Luminosität $\mathcal{L}$ anhand der simultan gemessenen elastischen Proton-Proton-Streuung.
Für die weitere Betrachtung ist es angebracht, zunächst die zur Beschreibung dieser Zwei-Körper-Reaktion verwendeten Phasenraumvariablen zu konkretisieren. Nachdem dies im folgenden Abschnitt zusammen mit einer kurzen Zusammenfassung der zugrundeliegenden Kinematik geschehen ist, folgt anschließend die Selektion elastischer Ereignisse aus den experimentellen Daten. Schließlich wird dann ausgehend von Gleichung (4.3b) die Luminosität bestimmt.

4.1.1 Phasenraumvariablen und Kinematik der elastischen pp-Streuung

Die elastische pp-Streuung gehört zur Klasse der Zwei-Körper-Endzustände und unterliegt damit einer für diese Reaktionen typischen Kinematik. Beide Protonen im Ausgangskanal werden eindeutig durch ihre Schwerpunktsimpulse $\vec{p}^*_{1,2}$ beschrieben. Aus der Definition des Schwerpunktsystems (CMS) über $\sum_{i=1}^{n} \vec{p}^*_i = \vec{0}$ folgt direkt für $n = 2$, daß die Schwerpunktsimpulse beider Protonen entgegengesetzt gleich groß sind. Ihre CMS-Energien $E^*_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^{*2}}$ sind somit identisch und entsprechen aus Gründen der Energieerhaltung der halben relativistisch invarianten Energie $\sqrt{s}$:

$$E^* = \sqrt{m_p^2 + p^{*2}} = E^*_1 = E^*_2 = \frac{\sqrt{s}}{2}\,.$$

Zusammengefaßt ergibt sich, daß von den ursprünglich sechs Impulsvariablen nur zwei freie Variablen übrig bleiben, mit denen sich die elastisch gestreuten Protonen kinematisch vollständig beschreiben lassen. Der üblichen Wahl folgend, wird deshalb für die Phasenraumvariablen ein Satz von zwei Winkeln im Schwerpunktsystem gewählt: $\Omega = \{\cos\theta^*, \varphi^*\}$[4]. Zur Definition des Polarwinkels θ^* und des Azimuthalwinkels φ^* sei auf die Grafik 4.1 verwiesen. Hierbei ist der Referenzvektor der Schwerpunktsimpuls der Impuls des Strahlprotons vor der Kollision.
Die Ununterscheidbarkeit beider Nukleonen erfordert zusätzlich noch eine Invarianz unter der Transformation $\vec{p} \to -\vec{p}$. Dieser Tatsache der Teilung des Phasenraums in zwei identische Hälften wird Rechnung getragen, indem für den φ^*-Winkel nur

[4]Beim Übergang vom LS ins CMS bleibt der Azimuthalwinkel φ unverändert, d. h. $\varphi = \varphi^*$

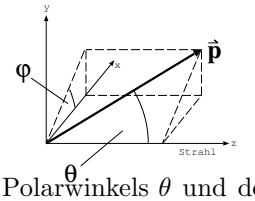


Abbildung 4.1: Festlegung des Polarwinkels θ und des Azimuthalwinkels φ bezüglich des Koordinatensystems mit der z-Achse entlang der Strahlrichtung. θ bezeichnet den Winkel zwischen dem Impulsvektor und der z-Achse, φ zwischen x-Achse und der Projektion auf die x-y-Ebene.

Werte zwischen 0 und π erlaubt werden, d.h. $0 \leq \varphi^* \leq \pi$. Daraus folgt, daß der komplette Raumwinkel nicht wie gewohnt 4π sondern nur 2π beträgt, d. h.:

$$\int d\Omega^* = \int_0^\pi d\varphi^* \int_0^\pi d\cos\theta^* = 2\pi\,. \tag{4.4}$$

Aus experimenteller Sicht ist es notwendig, das Schwerpunktsystem (CMS) mit dem Laborsystem (LS) zu verbinden, da die experimentell zugänglichen Observablen letzterem System zuzuordnen sind. Der Zusammenhang beider Systeme gelingt mittels einer Lorentztransformation. Eine explizite Beschreibung findet sich im Anhang A.3

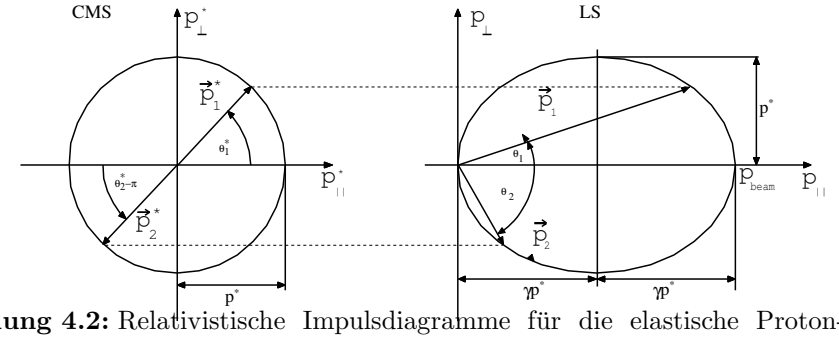


Abbildung 4.2: Relativistische Impulsdiagramme für die elastische Proton-Proton-Streuung. Während die Situation beider Protonen im Schwerpunktsystem (CMS) in der linken Hälfte dargestellt ist, sind die Verhältnisse im Laborsystem (LS) rechts verdeutlicht.

zusammen mit der expliziten Ableitung der für die weitere Analyse elementaren Korrelation der beiden Teilchenstreuwinkel $\theta_{1,2}$ im Laborsystem[5]:

$$\tan\theta_1 \cdot \tan\theta_2 = -\frac{1}{\gamma^2} = \beta^2 - 1\,, \tag{4.5}$$

wobei β die Geschwindigkeit des CMS relativ zum Laborsystem darstellt (vergleiche hierzu Gleichung (A.7)). Als direkte Folge der Energie- und Impulserhaltung besagt sie anschaulich, daß für einen festen Streuwinkel θ_1 des einen Protons, der Streuwinkel θ_2 des anderen nur einen bestimmten Wert annehmen kann. Eine Verdeutlichung

[5]Die Gleichung gilt jedoch nicht für $\theta_1 = 0$ und $\theta_1 = \pi$. Hier ist $\theta_2 = \pi$ bzw. $\theta_2 = 0$.

der typischen Merkmale einer Zwei-Körper-Reaktion ist durch Abbildung 4.2 gegeben. Während im CMS die Protonen entgegengesetzt auseinander fliegen, ist die Flugrichtung beider Protonen im LS zwar ebenfalls korreliert, jedoch über einen nicht ganz so einfachen Zusammenhang (Gl. (4.5)). Aus dem Zustandsraum aller erlaubten Impulse, der im CMS eine Kugeloberfläche darstellt, wird beim Übergang zum Laborsystem ein Ellipsoid. Die kleine Halbachse entspricht dabei dem Absolutbetrag $|\vec{p}^*|$ während die große Halbachse für die elastische pp-Streuung vom Lorentzfaktor γ zwischen beiden Systemen beeinflußt wird.

4.1.2 Ereignisselektion

Die durch die Zwei-Körper-Kinematik gegebene Winkelkorrelation (4.5) zweier elastisch gestreuter Protonen bildet die Grundlage der Selektion der für diesen Reaktionskanal in Frage kommenden Ereignisse. Zuvor werden jedoch die Rohdaten mit den im folgenden zu nennenden Auswahlkriterien vorsortiert, um die Datenmenge einzuschränken. Eine erste Vorauswahl solcher Ereignisse erfolgte bereits während der Meßzeit durch die selektive elastische Triggerbedingung[6]

$$T_{pp} = S1_{\mu=1} \wedge S5_{monitor} \,. \tag{4.6}$$

Nur unter dieser Bedingung aufgezeichnete Ereignisse, die zudem noch experimentell mit einem zur Optimierung der Triggerrate erforderlichen Unterdrückungsfaktor U_{pp} erfaßt wurden, werden im folgenden überhaupt für die weitere Analyse elastisch gestreuter Protonen in Betracht gezogen. Die Einschränkung auf elastische Ereignisse, bei denen eines der beiden Protonen im Monitorszintillator registriert werden muß, geht zwar einher mit einer Eingrenzung des erfaßten Phasenraums. Aufgrund des hohen absoluten Wirkungsquerschnittes der elastischen Streuung bedeutet dies jedoch keine nachteilige Auswirkung auf die statistische Genauigkeit bei der Luminositätsbestimmung, sondern vielmehr eine sinnvolle Reduktion der gemessenen Rate im Vergleich zu der des Haupttriggers $T_{ppK^+K^-}$.
Die explizite Selektion elastischer Ereignisse aus den Rohdaten erfolgt in mehreren Schritten beginnend mit der Forderung nach genau einer rekonstruierten Spur in den beiden Driftkammern D1 und D2. Wie bereits erwähnt, werden nur die Daten berücksichtigt, für die obige Bedingung T_{pp} erfüllt ist, damit die abschließende Multiplikation der ermittelten Ereignisanzahl mit dem Unterdrückungsfaktor zu keinem falschen Ergebnis führt. Schließlich können elastische Ereignisse im Experiment auch andere Trigger auslösen, die keinem oder einem anderen Unterdrückungsfaktor unterlagen. Die hohe Zählrate für den Trigger T_{pp} allein erlaubt es jedoch, diese zusätzlich registrierten elastischen Ereignisse unberücksichtigt zu lassen, ohne eine signifikante Erhöhung des statistischen Meßfehlers zu riskieren.
Während ein elastisch gestreutes Proton im Hauptdetektor nachgewiesen wird, bedarf es einer gleichzeitigen Registrierung des zweiten Protons im Monitordetektor.

[6] $S1_{\mu=1}$ bedeutet hierbei das Ansprechen genau eines Segmentes im S1-Detektors und $S5_{monitor}$ ein Signal im Monitorszintillator.

Neben einem Zeitsignal aus der Information des Szintillators ist durch die dahinter angeordneten Siliziumpads auch ein Energieverlust zugänglich. Mit ihm ist eine Unterdrückung des aus Konkurrenzreaktionen stammenden Untergrundes (vor allem $pp \to pn\pi^+$) möglich. Abbildung 4.3 zeigt die unkalibrierten ADC-Spektren zweier exemplarisch ausgewählten Pads. Während Abbildung 4.3(a) ein Pad beinhaltet,

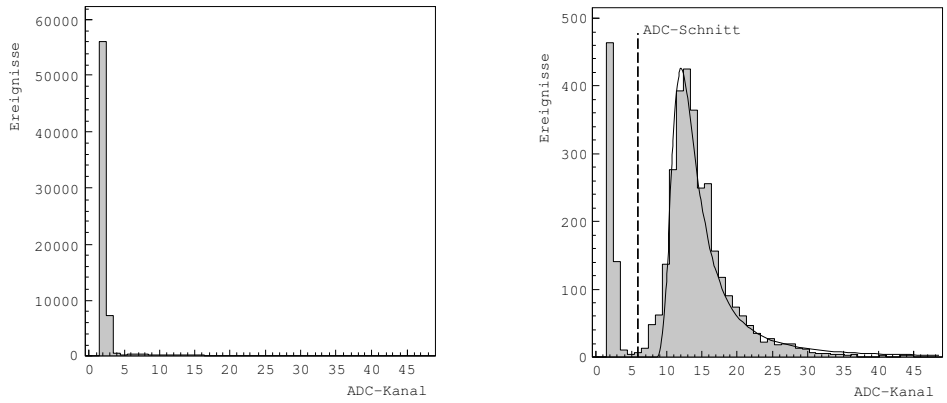
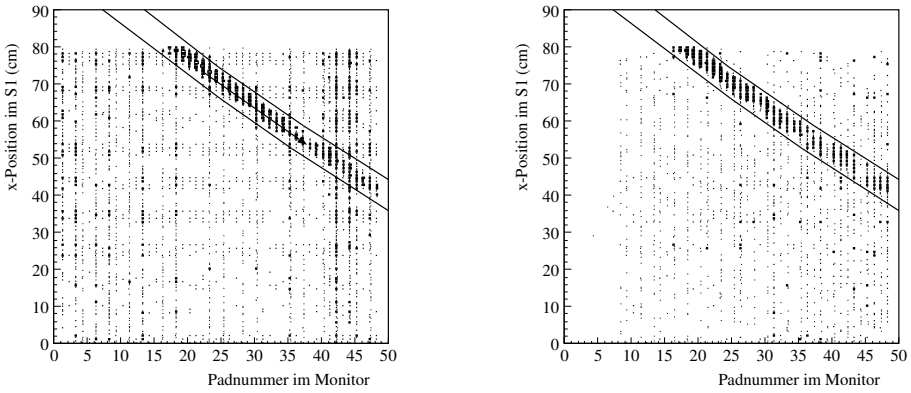


Abbildung 4.3: ADC-Spektrum in den Siliziumpads des Monitordetektors für a) ein Pad außerhalb und b) innerhalb der zu erwartenden Winkelkorrelation (siehe Abb. 4.4). Der durch die eingezeichnete Linie angedeutete Schnitt ermöglicht eine deutliche Rauschunterdrückung ohne das von den elastischen Ereignissen verursachte Signal zu beeinflussen.

für das geometrisch kein koinzidenter Nachweis des anderen elastisch gestreuten Protons im S1 möglich ist, liegt das Pad in Abb. 4.3(b) im Bereich elastischer Ereignisse. Neben dem in beiden Plots durch das Rauschen hervorgerufenen Signal bei niedrigen ADC-Werten zeichnet sich zusätzlich in Abb. 4.3(b) ein deutliches Signal der elastisch gestreuten Protonen ab. Die gute Beschreibung durch eine Landau-Verteilung [111] für die Absorption in einer dünnen Schicht bestätigt diese Hypothese. Der eingezeichnete ADC-Schnitt wurde insgesamt so gewählt, daß ein Signalverlust elastischer Ereignisse vermieden und gleichzeitig eine hohe Rauschunterdrückung erzielt werden konnte.
Die Unterteilung des Siliziumdetektors in einzelne Streifen ermöglicht eine durch ihre Größe begrenzte Ortsinformation. Sie liefert die eigentliche Grundlage der Selektion elastisch gestreuter Protonen. Die durch die Zweikörperkinematik bedingte Winkelkorrelation (4.5) korrespondiert mit einer direkten Korrelation des Auftreffortes im S1-Szintillator und des Durchstoßpunktes in den Pads. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.4 veranschaulicht. Die aus den Driftkammerspuren zugängliche Position eines der beiden Protonen im S1-Detektor ist dabei gegen die dem Durchstoßpunkt in den Pads gleichzusetzende[7] Pad-Nummer geplottet, wobei die bisher aufgeführten Auswahlkriterien für das Ereignis erfüllt sein müssen. Sowohl

[7]Aufgrund nicht benötigter Spurdetektoren für das zweite elastisch gestreute Proton ist der



(a) **(b)**

Abbildung 4.4: x-Position der rekonstruierten Spur im S1-Szintillator gegen die Padnummer für a) reale Daten und b) Monte-Carlo Simulationen der Reaktionen $pp \to pp$ und $pp \to pn\pi^+$ für $p_{Strahl} = 3.333\,\mathrm{GeV/c}$. Die eingezeichneten Linien kennzeichnen den mit Hilfe der MC-Simulationen festgelegten Schittbereich.

in den experimentellen Daten (Abb.4.4(a)) wie auch in den Monte-Carlo Simulationen (Abb.4.4(b)) zeigt sich ein deutliches Korrelationsband aufgrund der spezifischen Zweikörper-Kinematik. Die außerhalb dieses Bandes unkorreliert auftretenden Ereignisse stammen zum größten Teil aus Untergrundreaktionen (hauptsächlich $pp \to pn\pi^+$, weshalb dieser Reaktionskanal ohne absolute Normalisation in die MC-Simulationen mit eingebunden wurde) und zum sehr kleinen Teil aus wegen Vielfachstreuung und ähnlichen Effekten falsch rekonstruierten elastischen Ereignissen. Die in beiden Teilabbildungen gezeichneten Linien stellen den für die Auswahl elastischer Ereignisse erlaubten Bereich dar. Die Unterteilung in drei lineare Schnittbereiche wurde gewählt, um der etwas bananenförmigen Form des Bandes näher zu kommen.
Die im folgenden durchzuführende Bestimmung der Luminosität bedarf auch einer genauen Kenntnis der Effizienz des Detektorsystems. Aufgrund eines Neueinbaus des Szintillators im Monitordetektor wurde deshalb zunächst die Hypothese einer nahezu hundertprozentigen Ansprechwahrscheinlichkeit des Szintillators beim Durchgang eines geladenen Teilchens überprüft. Hierfür wurden Einspurereignisse gewählt ohne Forderung nach einem Hit im Monitorszintillator, bei denen dafür aber ein Signal in einem der Siliziumpads des Monitordetektors vorhanden war. Diese Auswahl wurde weiter so eingeschränkt, daß von einem nahezu untergrundfreien elastischen Datensatz ausgegangen werden kann. Um dies zu erreichen, wurden die für die elastische Selektion bis jetzt beschriebenen Schnitte weiter eingeschränkt. Ein dadurch eventuell verursachter Verlust elastischer Ereignisse spielt hierbei keine Rolle, weil

Auftreffpunkt in den Siliziumpads nicht genauer bekannt als die Padgröße selbst. Wegen der aufsteigenden Nummerierung der Pads kann deshalb anstelle des Durchstoßpunktes auch der Einfachheit halber die Pad-Nummer verwendet werden.

nur überprüft werden soll, daß für jedes elastische Ereignis mit einem Energieverlust in einem der Siliziumpads auch ein gleichzeitiger Nachweis des Protons durch den Szintillator erfolgte. Aufgrund der kompletten räumlichen Abdeckung des Siliziumdetektors durch den Szintillator ist dies eine hinreichende Bedingung für eine 100%igen Nachweiseffizienz des Szintillators. Abbildung 4.5 zeigt für die ausgewähl-

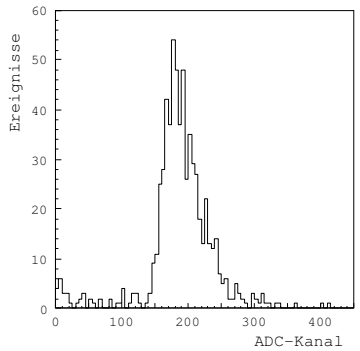


Abbildung 4.5: ADC-Spektrum im Szintillator des Monitordetektors für ein nahezu untergrundfreies Datensample elastischer Ereignisse mit einem Energieverlust in mindestens einem Siliziumpad.

ten elastischen Ereignisse, bei denen ein klarer Energieverlust in einem Siliziumpad aufgezeichnet wurde, das ADC-Spektrum des Monitorszintillators. Nahezu alle Ereignisse zeigen dabei einen deutlichen Energieverlust weit oberhalb von Null in diesem Detektor, so daß davon ausgegangen werden kann, daß der verworfene Anteil mit WErten unterhalb der Schwelle bei Null sehr gering sein mag. Deshalb ist die in den MC-Simulationen angenommene Nachweiswahrscheinlichkeit von 100% gerechtfertigt.
Den Abschluß in der Selektion elastischer Ereignisse bildet schließlich die bereits im Abschnitt 3.1.2.4 beschriebene Projektion entlang der zu erwartenden Kreislinie im zweidimensionalen Impulsdiagramm 3.8(a). Ein Fit der sich nach den vorangehenden Schnitten ergebenden Projektion erlaubt die Bestimmung der Gaußbreite, so daß anschließend Ereignisse – wie in Abbildung 4.6 nochmals gezeigt – außerhalb $\pm 4\sigma$ verworfen werden. Mit all diesen Schnittkriterien zusammen ist eine klare Selektion elastischer *pp*-Ereignisse gegeben. Für die Bestimmung der Anzahl elastischer Events $N_{pp}(\theta)$ in einem θ-Bin ist es auch notwendig, den in diesem ausgewählten Bereich noch enthaltenen Untergrund $N_U(\theta)$ zu kennen. Dabei kann gleichzeitig auch ein systematischer Fehler abgeschätzt werden. Hierfür werden die Ereignisse analysiert und die Schnitte im ADC-Spektrum und der CMS-Projektion angewendet. Anschließend werden die verbleibenden Events im 2-dimensionalen Plot gemäß Abb. 4.4 entlang der Projektionslinie (schwarzer Pfeil) des gezeigten Korrelationbandes projiziert, ohne dabei bereits auf das Band zu schneiden. Das Ergebnis hiervon zeigen die beiden Grafiken 4.7, wobei links die gesamte Projektion beispielhaft für $\theta \in [44°, 46°]$ gezeigt ist. Dem klaren Signal elastischer Ereignisse ist nur ein geringer Untergrund beigemischt. Um ihn zu bestimmen ist im rechten Teil nur der untere

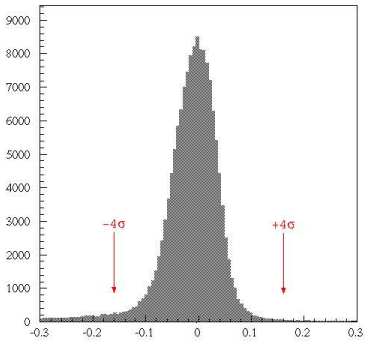


Abbildung 4.6: Projektion entlang der zu erwartenden Kreislinie im zweidimensionalen Impulsdiagramm 3.8(a). Die eingezeichneten Pfeile sind die $\pm 4\sigma$ Bereiche, die aus einem Gaußfit der Verteilung ermittelt wurden.

Abschnitt der Projektion vergrößert dargestellt, wodurch der Untergrund deutlicher zu sehen ist. Die erhaltene Verteilung wird nun mit einer Gaußfunktion plus einem Polynom 1. Grades für den Untergrund angefittet (grüne Linie). Dadurch

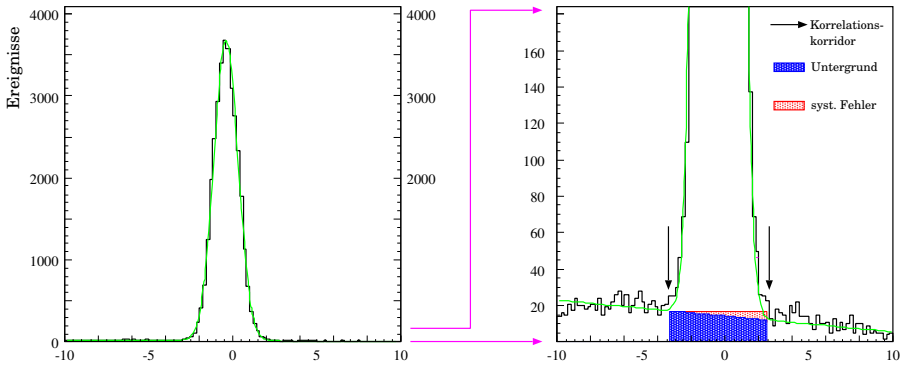


Abbildung 4.7: Projektion entlang der Winkelkorrelation. Im rechten Bild wurde zur besseren Sichtbarkeit des Untergrundes die y-Skalierung verändert (siehe die magenta Pfeile zwischen beiden Bildern). Einzelheiten zur Untergrundsubtraktion finden sich im Text.

läßt sich die integrale Anzahl $N_U(\theta)$ von Untergrundereignissen im Korrelationsband errrechnen (blau schraffierter Bereich), und zusammen mit dem Gesamtsignal $N(\theta)$ im Korrelationsband ergibt sich schließlich die gesuchte Größe $N_{pp}(\theta)$ zu

$$N_{pp}(\theta) = N(\theta) - N_U(\theta) \quad \text{und} \quad \Delta N_{pp}(\theta) = \sqrt{N_{pp}(\theta) + 2N_U(\theta)}\,.$$

Die Unbestimmtheit der genauen Form des Untergrundes erfordert eine Abschätzung des sytematischen Fehlers. Hierfür wird eine horizontale Interpolation jeweils für den linken und rechten Untergrund außerhalb der Korrelation durchgeführt und das Integral innerhalb bestimmt. Die Differenz zwischen diesem Wert und N_U kann als systematischer Fehler genommen werden (rot schraffierter Bereich).

4.1.3 Bestimmung der Luminosität

Für die zur Luminositätsbestimmung verwendete Referenzreaktion der elastischen Proton-Proton-Streuung sind differentielle Wirkungsquerschnitte [112] über einen weiten Energiebereich bekannt. Grundlage der weiteren Betrachtung bildet nun Gleichung (4.3b), wobei die partielle Integration sukzessive zunächst für $\int d\varphi^*$ und danach für $\int d\cos\theta^*$ angewendet wird. Unter Ausnutzung der φ^*-Unabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ($\frac{\partial\sigma}{\partial\varphi^*} = 0$) und der noch weiter unten nachzuweisenden Gültigkeit von $\partial\mathcal{E}/\partial\cos\theta^* = 0$ innerhalb der betrachteten Phasenraumintervalle ergibt sich dann mit der Ereignisrate $\dot{N}_{\Omega_1^*}^{\Omega_2^*}$ im Raumelement $[\Omega_1^*, \Omega_2^*]$ dieser Referenzreaktion die Luminosität gemäß

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &\overset{\frac{\partial\sigma}{\partial\varphi^*}=0}{=} \dot{N}_{\Omega_1^*}^{\Omega_2^*} \cdot \left(\int_{\cos\theta_1^*}^{\cos\theta_2^*} \int_0^{\pi} \mathcal{E}(\Omega^*) d\varphi \cdot \frac{d\sigma(\cos\theta^*)}{d\Omega^*}\, d\cos\theta^* \right)^{-1} \\ &\overset{\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial\cos\theta}=0}{=} \dot{N}_{\Omega_1^*}^{\Omega_2^*} \cdot \left(\tilde{\mathcal{E}}(\theta^*) \cdot \pi \cdot \int_{\cos\theta_1^*}^{\cos\theta_2^*} \frac{d\sigma(\cos\theta^*)}{d\cos\theta^*}\, d\cos\theta^* \right)^{-1} . \end{aligned} \tag{4.7}$$

$\tilde{\mathcal{E}}(\theta^*)$ ist die nach Gleichung (4.1) gegebene Effizienz, wobei Ω durch θ ersetzt wird und die akzeptierten bzw. generierten Ereignisse über $d\varphi^*$ integriert sind. Vor Angabe der Ergebnisse bleibt also noch die Überprüfung der in die Ableitung einfließenden Annahme von $\partial\mathcal{E}/\partial\cos\theta^* = 0$. Abbildung 4.8 zeigt die Gesamteffizienz

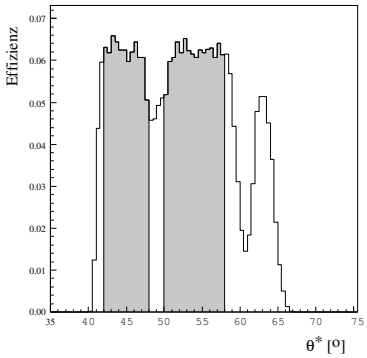


Abbildung 4.8: Winkelabhängigkeit der Nachweiseffizienz für elastisch gestreute Protonen im experimentell erfaßten Winkelbereich θ^*. Der schraffierte Bereich stellt den für die Auswertung relevanten Bereich für $Q = 10\,\mathrm{MeV}$ ein. Seine Auswahl wird im Text näher erläutert.

für den durch das Detektorsystem erfaßten θ^*-Bereich. Das zunächst etwas auffällig lückenhafte Spektrum für θ^* hat eine einfache Erklärung. Bei Betrachtung aller Pads fielen einige wenige ungewöhnliche ADC-Spektren auf und wurden deshalb wegen offensichtlicher Fehlfunktionen aus der Analyse genommen (bei der Auswertung von $Q = 10$ und $28\,\mathrm{MeV}$ waren es unterschiedlich, wobei im Falle der höheren Energie weniger Pads ausgefallen waren). Damit wurden sie auch für die Effizienzbestimmung in den MC-Simulationen abgeschaltet, wodurch sich in einigen Bereichen

eine verminderte Effizienz ergibt. Schließlich werden nur die schraffierten Bereiche verwendet, für die $\partial\mathcal{E}/\partial\cos\theta^* = 0$ klar erfüllt ist.
Für die den EDDA-Daten entsprechend gewählten θ^*-Unterteilungen von 2° ist der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma^{exp}(\cos\theta^*)}{d\cos\theta^*}$ [112] ein über das betrachtete Winkelbin durchschnittlicher Wert, d. h. es ist:

$$\int_{\cos\theta_1^*}^{\cos\theta_2^*} \frac{d\sigma(\cos\theta^*)}{d\cos\theta^*}\, d\cos\theta^* = \frac{d\sigma^{exp}(\cos\theta^*)}{d\cos\theta^*} \cdot \Delta\cos\theta^*,$$

mit $\Delta\cos\theta^* = |\cos\theta_2^* - \cos\theta_1^*|$. Somit ergibt sich aus Gleichung (4.7) letzten Endes unter Berücksichtigung aller erwähnten Aspekte die später benötigte integrierte Luminosität zu

$$\int \mathcal{L}\, dt = \frac{N_{\Omega_1^*}^{\Omega_2^*}}{\tilde{\mathcal{E}}(\theta^*) \cdot \frac{d\sigma^{exp}(\cos\theta^*)}{d\cos\theta^*} \cdot \pi \cdot |\cos\theta_2^* - \cos\theta_1^*|}\,. \tag{4.8}$$

Nach Ausführung aller einzelnen Schritte für die sieben in Betracht gezogenen Winkelbins erhält man die in der untenstehenden Tabelle angegebenen Werte samt statistischem Fehler. Das Endergebnis als fehlergewichteter Mittelwert zusammen mit statistischem und dem nach obiger Beschreibung abgeleiteten systematischen Fehler ist in der letzten Zeile aufgeführt:

	$Q = 10\,\mathrm{MeV}$	$Q = 28\,\mathrm{MeV}$
$\boldsymbol{\theta^*}$ [°]	$\int \boldsymbol{\mathcal{L}(\theta^*)\, dt}$ $[\boldsymbol{10^{36}\, cm^{-2}}]$	$\int \boldsymbol{\mathcal{L}(\theta^*)\, dt}$ $[\boldsymbol{10^{36}\, cm^{-2}}]$
43	2.80 ± 0.10	2.13 ± 0.15
45	2.83 ± 0.10	2.31 ± 0.16
47	2.75 ± 0.11	2.12 ± 0.15
49	–	2.18 ± 0.19
51	2.92 ± 0.13	2.50 ± 0.21
53	2.78 ± 0.14	2.56 ± 0.23
55	2.44 ± 0.13	2.39 ± 0.22
57	2.55 ± 0.15	2.31 ± 0.21
	$\mathbf{2.77 \pm 0.045 \pm 0.011}$	$\mathbf{2.27 \pm 0.064 \pm 0.006}$

Mit diesem Resultat kann der differentielle Wirkungsquerschnitt errechnet werden und – wie Grafik 4.9 verdeutlicht – zeigt sich in allen Winkelbins eine gute Übereinstimmung mit den ursprünglichen Werten der EDDA-Messung [112].

4.2 Nachweiseffizienz

Wohl kein Detektor ist in der Lage, mit hundertprozentiger Wahrscheinlichkeit unter allen Raumwinkeln alle ausgehenden Teilchen zu registrieren, weil es immer

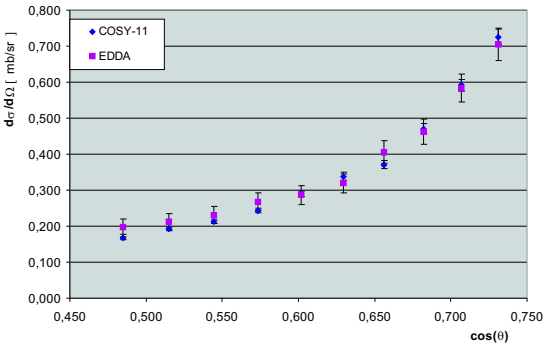


Abbildung 4.9: Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die COSY-11 Daten und die an EDDA gemessenen Werte [112].

wieder zu Teilchendurchgängen ohne gleichzeitigen Nachweis kommt. Man unterscheidet hier zwischen Teilchenverlusten durch nicht mit Detektoren belegte Gebiete wie Strahldurchführungen oder Konstruktionselementen und einer nicht 100%igen Nachweiswahrscheinlichkeit in den einzelnen Detektoren. Obwohl wegen zumeist räumlicher Gegebenheiten oder finanzieller Rahmenbedingungen solche Effizienzverluste nie gänzlich vermieden werden können, sind trotzdem sinnvolle Meßergebnisse möglich, solange das Verhalten des Detektors und aller Einflußfaktoren genau bekannt sind. Um dies zu erreichen, besteht ein Teil der Auswertung darin, diese Nachweiseffizienz zu ermitteln, um anschließend die Anzahl der gemessenen Ereignisse zu korrigieren. Allerdings wird dies schwierig, wenn das Verhalten einer zu messenden Observablen in dem nicht vom Detektor erfaßten Bereich unbekannt ist[8]. Zumeist gibt es aber gute physikalische Gründe, die ein bestimmtes Verhalten der Observablen nahelegen oder gar vorschreiben, so daß auch diese Schwierigkeiten häufig gelöst werden können. Nicht selten genug bedarf jedoch gerade dieser Teil der Auswertung besonderer Beachtung.
Bei Messungen des Wirkungsquerschnittes nahe der Produktionsschwelle ist die geringe Anzahl beitragender Partialwellen vorteilhaft. Im einfachsten Fall der reinen s-Wellen Produktion ist der Wirkungsquerschnitt isotrop[9] und diese bildet die Grundlage für die durchgeführte Bestimmung der Effizienz. Ein möglicher Einfluß höherer Partialwellen wird in dieser Arbeit anschließend hinsichtlich seines Beitrages zum systematscihen Fehler untersucht. Ein genaues Studium würde die Kenntnis der experimentellen Winkelverteilung als Input für die Effizienzbestimmung erfordern. Aufgrund der geringen Zählstatistik der zu untersuchenden Reaktion ist diese aber nicht zugänglich, weshalb eine reine Phasenraumverteilung verwendet wird.

[8]Ein einfaches Beispiel veranschaulicht den Sachverhalt: Eine Münze wird N-mal geworfen und dabei fiel 100 Mal die Kopfseite. Wenn Kopf und Zahl, wie im Normalfall zu erwarten, gleichberechtigt sind, kann man auf $N \approx 200$ schließen. Was, wenn die Münze manipuliert wurde und eine Seite häufiger fällt? Ohne Kenntnis des Wurfverhältnis Zahl/Kopf kann N nicht bestimmt werden.

[9]Das bedeutet, daß alle Winkel gleichberechtigt sind, so wie Kopf und Zahl bei einer normalen Münze auch im Verhältnis 1:1 fallen sollten.

Trotzdem läßt sich durch Abschätzung des maximal zu erwartenden Drehimpulses $|\vec{L}| = |\vec{r} \times \vec{p}| = n\hbar$ diese Vorgehensweise rechtfertigen. Für $Q = 10\,\mathrm{MeV}$ beträgt der maximale Impuls eines Protons im CMS etwa $110\,\mathrm{MeV/c}$ und der Relativimpuls zwischen Proton und dem verbleibenden System (ppK^+) ist doppelt so groß. So ergibt sich bei einem Wechselwirkungsabstand von $r \approx 1\,\mathrm{fm}$ überschlagsmäßig[10] $L_{max} = 1$ und für $Q = 28\,\mathrm{MeV}$ analog $L_{max} < 2$.
Die gesamte Nachweiseffizienz $\mathcal{E}$ des Detektors setzt sich zum einen aus der geometrischen Akzeptanz und der Effizienz für die kinematisch vollständige Rekonstruktion des (ppK^+)-Systems zusammen. Die Akzeptanz wird am Experiment COSY-11 hauptsächlich durch die geometrische Öffnung des Dipolspaltes bestimmt, wobei hier vor allem die vertikale Öffnung der Vakuumkammer von 6 cm bei steigender Überschußenergie die beschränkende Größe darstellt, während die Detektorengröße nur noch geringe Einbußen verursachen [113]. Weitere Einschränkungen bringt der Zerfall der geladenen Kaonen mit sich, weshalb nicht immer der Nachweis des K^+ im Hauptdetektor gelingt. All diese Aspekte ebenso wie die physikalischen Prozesse beim Teilchendurchgang durch Materie sind in den auf der CERN Biliothek GEANT3 [104] aufgesetzten Monte Carlo-Simulationen enthalten. Die Bestimmung der Nachweiseffizienz erfolgt dann durch Generierung von N_{gen} Ereignissen, die anschließend den mit dem Eventgenerator erzeugten Monte-Carlo-Daten dieselbe Auswertungsprozedur durchlaufen, wie sie für die experimentellen Daten verwendet wird. Aus der Anzahl N_{akz} akzeptierter Ereignisse ist die Effizienz $\mathcal{E}$ durch $\mathcal{E} = \frac{N_{akz}}{N_{gen}}$ gegeben. Der Einfluß der Proton-Proton-Endzustandswechselwirkung (FSI) wird aufbauend auf die phasenraumverteilten Ereignisse als Gewichtungsfaktor zu jedem Ereignis eingebaut. Dann ist die Effizienz als Verhältnis der Summe aller akzeptierten zu allen generierten Gewichten zu verstehen:

$$\mathcal{E} = \frac{\sum w_{akz}}{\sum w_{gen}},$$

mit dem statistischen Fehler gemäß [114] zu

$$\Delta\mathcal{E} = \sqrt{\frac{1}{N-1}(1-\mathcal{E})\mathcal{E}},$$

mit der effektiven Ereignisanzahl $N = \frac{(\sum w_{gen})^2}{\sum w_{gen}^2}$. Die Gewichtungsfaktoren für die pp-FSI leiten sich hier aus einer Beschreibung mittels der Jost-Funktion [115] her. Frühere Effizienzstudien zeigten einen Variation des Einflußes verschiedener Jost-Funktionsansätze von maximal 10% [74, 75]. Die Genauigkeit in der Kenntnis der pp-FSI liegt bei etwa 30%, so daß der insgesamte systematische Fehler auf die Effizienz mit 3% veranschlagt werden kann. Weitere Unsicherheiten ergeben sich aus den nicht vollständig exakt bekannten relativen Lagen einzelner Detektorkomponenten sowie möglicher Mehrfachstreuung am diffusen Gasuntergrund in der Streukammer.

[10] Man beachte: $\hbar c \approx 200\,\mathrm{fm{\cdot}MeV}$.

In Übereinstimmung mit früheren Analysen [8] von jeweils etwa 1% systematischem Fehler durch die genannten Aspekte, zeigten Analysen bezüglich der Verschiebung einzelner Detektorkomponenten innerhalb der Ortsungenauigkeiten einen ähnlich starken Einfluß auf die Effizienz. Die starke Abhängigkeit der Effizienz nahe der Produktionsschwelle (siehe z.B. [14]) bedeutet wegen der Strahlimpulsunschärfe von etwa 2 MeV/c bei $Q = 10$ MeV eine Variation der Effizienz von etwa 9%, wobei hier auf Verwendung leicht asymmetrischer Werte für den oberen und unteren systematischen Fehler verzichtet wird. Diese Asymmetrie resultiert aus dem nicht linearen Abfall der Effizienz mit steigender Überschußenergie, doch ist der Unterschied nur bei sehr niedrigen Werten von Q deutlich erkennbar. Die aus der Ungenauigkeit des Strahlimpulses von etwa 1 MeV resultierende Effizienzänderung liegt im Bereich von 1% für die höhere Überschußenergie von $Q = 28$ MeV. Dieser deutlich geringere Wert im Vergleich zu Q=10 MeV resultiert zum einen aus der geringeren Strahlungenauigkeit, aber vor allem weil sich bei steigendem Q-Wert die Variation der Effizienz stark verkleinert.
Wie bereits angesprochen basiert die Generierung der simulierten Ereignisse auf einer reinen Phasenraumverteilung. Auch wenn der Einfluß höherer Partialwellen als nicht zu groß abgeschätzt wurde, soll trotzdem die Variation der Effizienz durch Einbeziehung eines p-Wellenanteils in die generierte Winkelverteilung untersucht werden. Um dabei die Vorgehensweise zu erläutern, seien zunächst anhand Abbildung 4.10 die zur vollständigen Beschreibung des Systems verwendeten Relativimpulse dargestellt. Dabei bezeichnet $\vec{k}$ den Relativimpuls beider Protonen vor und

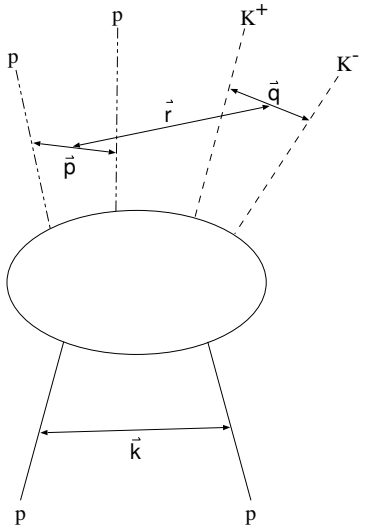


Abbildung 4.10: Zur Beschreibung der Reaktion verwendete Relativimpulse $\vec{k}$ und $\vec{p}$ zwischen beiden Protonen im Eingangs- und Ausgangskanal, den Kaonen $\vec{q}$ und $\vec{r}$ zwischen den beiden Subsystemen pp und K^+K^-.

$\vec{p}$ den nach der Reaktion, $\vec{q}$ den Relativimpuls beider Kaonen und $\vec{r}$ den Impuls zwischen den beiden Subsystemen pp und K^+K^- dar. Es sei nun die Annahme ge-

macht, daß in der Streuamplitude $\mathcal{M}$ neben der reinen s-Welle auch maximal eine p-Welle auftreten kann. Dann schreibt sich das den physikalischen Einschränkungen (☞ Pauli-Prinzip, Paritätserhaltung etc.) genügende allgemeine Matrixelement der Streuung [116, 117] zu[11]:

$$|\mathcal{M}|^2 = a_0 + a_1(\vec{k}\cdot\vec{q})^2 + a_2(\vec{k}\cdot\vec{p})^2 + a_3(\vec{k}\cdot\vec{r})^2 + a_4(\vec{q}\cdot\vec{r}) + a_5(\vec{k}\cdot\vec{q})(\vec{k}\cdot\vec{r})\,.$$

Die Bedeutung der einzelnen Terme ergibt sich von links nach rechts als der s-Wellenanteil, einer p-Welle im K^+K^--, im pp-System, zwischen beiden Subsystemen pp und K^+K^-, sowie zweier Interferenzterme. Es sollte darauf hingewiesen werden, daß sich in dieser Beschreibung beispielsweise der Einfluß einer p-Welle im pp-System im sogenannten Jackson-Winkel $\cos\theta_{\vec{k},\vec{q}} = \vec{k}\cdot\vec{q}/(k\cdot q)$ zwischen Relativimpuls beider Kaonen und dem Strahlimpuls zeigt. Es sei angemerkt, daß der oft auch gezeigte Helizitätswinkel aber trotzdem ebenfalls durch Partialwellen beeinflußt werden kann. Eine anschauliche Diskussion über die Verwendung beider Winkel bzw. Referenzsysteme findet sich in Anhang C. Für die hier getätigte Untersuchung der Abhängigkeit der Effizienz vom Einfluß einer p-Welle sollte aber sowieso nicht als endgültig betrachtet werden, sondern eher als AbschÄtzung eines möglichen zusätzlichen systematischen Fehlers. Zum einen ist nämlich sowohl die gewählte p-Wellenbeimischung zufällig und zum anderen würde eine vollständige Analyse erfordern, daß höhere Partialwellen in sämtlichen Subsystemen simuliert und analysiert werden. Der ziemlich große Aufwand hierfür bleibt jedoch wegen der prinzipiellen Unkenntnis des Beimischungsfaktors ungerechtfertigt. Exemplarisch wurden nun die phasenraumverteilten Ereignisse mit einem zusätzlichen Faktor $(1+a\cos^2\theta_{\vec{k},\vec{q}})$ gewichtet, entsprechend einer a%igen p-Wellen-Beimischung. Die Analyse bei $Q = 28\,\mathrm{MeV}$ ergibt eine Effizienzvariation von etwa 8% für a=1 und Q=28 MeV. Für $Q = 10\,\mathrm{MeV}$ ist die Variation wesentlich geringer, weshalb dem systematischen Fehler eine zusätzliche Komponente von 4% addiert wurde.
All diese Teilaspekte zusammenfassend, erhält man für beide Energien die jeweiligen Effizienzen für die unterschiedlichen Schnittkombinationen (vergleiche Abschnitt 3.3). Es sind $\mathcal{E}_{ppK^+,Seg.}$ die Effizienz nach Identifikation des ppK^+-Systems über ihre Massen und die Einschränkung auf bestimmte S1-Segmente, $\mathcal{E}_{Dipol}$ bei weiterer Forderung nach einem Treffer im Dipolszintillator und $\mathcal{E}_{ges}$ die Effizienz nach Durchführung aller Schnitte. Alle oben einzeln erläuterten systematischen Fehlerabschätzungen gehen dabei quadratisch in den systematischen Gesamtfehler ein.

	$Q = 10\,\mathrm{MeV}$	$Q = 28\,\mathrm{MeV}$
$\mathcal{E}_{ppK^+,Seg.}$	$(1.238 \pm 0.005 \pm 0.129)\%$	$(0.308 \pm 0.003 \pm 0.027)\%$
$\mathcal{E}_{Dipol}$	$(0.656 \pm 0.004 \pm 0.068)\%$	$(0.165 \pm 0.002 \pm 0.021)\%$
$\mathcal{E}_{ges}$	$(0.628 \pm 0.004 \pm 0.065)\%$	$(0.156 \pm 0.002 \pm 0.020)\%$

[11] So spiegelt sich beispielsweise die Tatsache der identischen Protonen im Eingangskanal darin wieder, daß nur gerade Potenzen in $\vec{k}$ auftreten, denn alle beobachtbaren Größen müssen invariant unter $\vec{k} \to -\vec{k}$ sein.

4.3 Totale Wirkungsquerschnitte und differentielle Verteilungen

Mit der Kenntnis der intergrierten Luminosität und der Nachweiseffizienz können aus der Anzahl der Ereignisse absolute Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ bestimmt werden. Eine ausführliche Beschreibung der akzeptierten Ereigniskandidaten wurde im Abschnitt 3.3 gegeben. Die in der nachfolgenden Tabelle aufgelistete Anzahl der $pp \to ppK^+K^-$ Ereignisse N_S und der Untergrundereignisse N_U sind dabei für verschiedene Schnitte ermittelt.

	$Q = 10\,\mathrm{MeV}$			$Q = 28\,\mathrm{MeV}$		
Schnitte	$\boldsymbol{N_S}$	$\boldsymbol{N_U}$	$\boldsymbol{N_{MC}}$	$\boldsymbol{N_S}$	$\boldsymbol{N_U}$	$\boldsymbol{N_{MC}}$
ppK^+, Seg.	27	5	27	30	8	30
Dipol	16	3	14.3	15	3	16.1
Gesamt	13	1	13.5	14	2	15.1

Die verschiedenen Kombinationen der Schnitte sind analog zu denen bei der Effizienzbestimmung zu sehen. Es ist also $ppK^+, Seg.$ die Massenidentifikation mittels Flugzeit und die Einschränkung auf gewisse Bereiche des S1. *Dipol* bedeutet die zusätzliche Forderung eines Treffers in diesem Detektor und *Gesamt* umfaßt letztendlich die Ausführung aller im Abschnitt 3.3 ausführlich besprochenen Bedingungen. Die für beide Strahlzeiten aufgeführten Monte Carlo-Ereignisse N_{MC} sind schließlich die entsprechend der im vorigen Abschnitt ermittelten Effizienzen skalierten zu erwartenden Ereignisse. Man sieht, daß der Rückgang der Ereignisanzahl durch die zusätzlichen Schnitte in guter Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulationen ($N_S \approx N_{MC}$) liegt.
Die totalen Wirkungsquerschnitte sind damit für die beiden Energien gemäß Gleichung (4.3b) bestimmbar. Ausgangspunkt stellt dabei die Anzahl der Ereignisse bei minimalen Schnitten dar, also nach Identifikation der Massen und Einschränkung auf bestimmte S1-Segmente. Die angegebenen Fehler umfassen den statistischen und systematischen Fehler, wobei letzterer wieder durch quadratische Addition der Einzelbeiträge bestimmt wurde.

	$Q = 10\,\mathrm{MeV}$	$Q = 28\,\mathrm{MeV}$
σ_{tot} [nb]	$\mathbf{0.787 \pm 0.178 \pm 0.082}$	$\mathbf{4.285 \pm 0.977 \pm 0.374}$

Neben totalen Wirkungsquerschnitten können auch differentielle Winkel- und Massenverteilungen untersucht werden, allerdings ist ihre Aussagekraft durch die geringen Zählstatistiken von jeweils etwa 30 Ereignissen beschränkt. Trotzdem sollen einige dieser differentiellen Größen zumindest gezeigt werden. Eine ausführliche Analyse bedarf einer genauen Abwägung, ob die gegebene Statistik den Aufwand rechtfertigt, denn für ein genaueres Studium z. B. der invarianten Masse des pK^--Systems

bedarf es gewiß einer detaillierteren Untersuchung möglicher Untergrundverteilungen.
Unter Kenntnis der CMS-Viererimpulse $\mathbb{P}_i^*$ im Ausgangskanal ($i = 1, \ldots, 4$) ergeben sich die invarianten Massen eines Zweiteilchensystems ij zu $\mathrm{m}_{ij}^2 = (\mathbb{P}_i^* + \mathbb{P}_j^*)^2$. Für das System pK^- zeigt der linke Teil von Abbildung 4.11 das invariante Massenspektrum des pK^--Systems, wobei nur Ereignisse mit einer fehlenden Masse m_X im Bereich der Kaonenmasse ($0.235\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^4 < m_X^2 < 0.25\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^4$) gewählt wurden und die gleichzeitig den weiter oben erläuterten Schnitten $ppK^+, Seg.$ genügen. Ferner wurde das experimentelle Spektrum noch durch die mit Phasenraum generierten und anschließend analysierten Monte Carlo-Daten dividiert, um eine akzeptanzkorrigiertes Massenspektrum zeigen zu können, wobei die y-Skalierung zufällig und nicht auf differentielle Wirkungsquerschnitte normiert wurde. Mit dieser gewählten Art der Präsentation beinhaltet die gezeigte Massenverteilung auch Untergrundereignisse, die im Bereich der gewählten fehlenden Masse liegen. Zum Vergleich ist im rechten Teil der Abbildung dasselbe Spektrum für das K^+K^--Subsystem gezeigt. Die

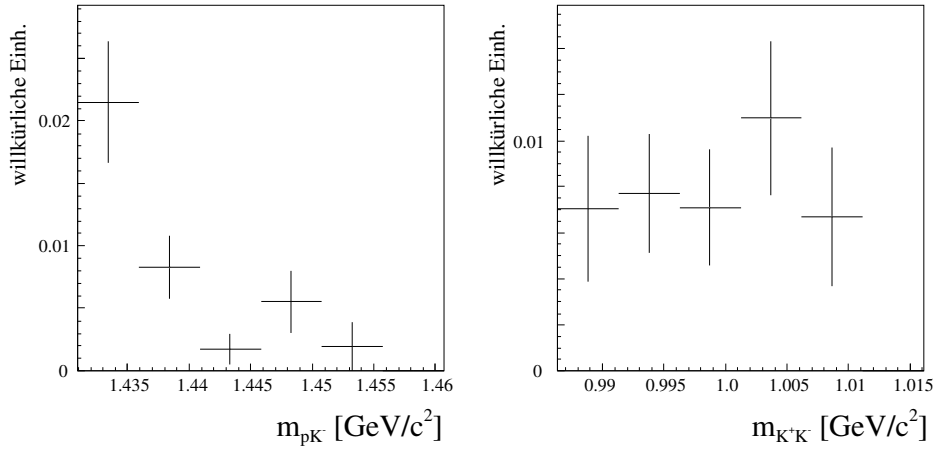


Abbildung 4.11: Invariante Masse $\mathrm{m}_{pK^-}^2$ und $\mathrm{m}_{K^+K^-}^2$ für $Q = 28$ MeV nach erfolgter Akzeptanzkorrektur, aber ohne Normierung auf differentielle Wirkungsquerschnitte, d.h. die y-Skalierung ist zufällig. Eine Untergrundsubtraktion für jedes einzelne Bin wurde nicht vorgenommen.

jeweils eingezeichneten Fehler sind rein statistischer Natur. Wegen der angesprochenen Tatsache, daß nicht für jedes einzelne Massenbin eine Untergrundsubtraktion[12] erfolgte, ist daher dieser Fehler eher als eine untere Grenze zu betrachten. Außerdem muß man stets beachten, daß aus den Spektren gezogene Interpretationen nur bedingt möglich sind, weil die Statistik sehr gering ist und ein genauer Einfluß

[12]Hierzu müßte man für jedes Massenbin getrennt die fehlende Masse plotten und dann eine Untergrundsubtraktion durchführen. Bei ausreichend hoher Statistik ist dies möglich (vergleiche hierzu die Auswertung der Reaktion $pp \to pp\eta$ [10]) und man erhält ein untergrundfreies differentielles Spektrum. Bei der hier vorliegenden geringen Gesamtstatistik ist dieses Vorgehen nicht geeignet, weil die einzelnen Spektren der fehlenden Masse wohl nur sehr schwer eine genaue Untergrundsubtraktion zulassen dürften.

des Untergrundes studiert werden müßte. Trotzdem zeigt sich im Vergleich beider Massenspektren ein Unterschied bei niedrigen Massewerten. Während die K^+K^- eher eine flache Verteilung aufweist, scheint es im Fall des pK^--Spektrums eine leicht Überhöhung zu niedrigeren Massen zu geben. Prinzipiell könnte es sich um die abfallende Flanke der $\Lambda(1405)$ handeln. Erste Versuche einer Beschreibung des Spektrums mit einem Watson-Faktor wurden zwar durchgeführt, aber statistische Einschränkungen und noch ausstehende Studien führen dazu, daß hierfür keine Ergebnisse gezeigt werden.
Abschließend seien noch differentielle Winkelverteilungen gezeigt. Dabei sind in der Abbildung 4.12 jeweils für ein Zweiteilchensubsystem der Kosinus zwischen dem Relativimpuls beider Teilchen in ihrem Ruhesystem gegen die Strahlrichtung gezeigt. Die gezeigten effizienzkorrigierten differentiellen Verteilungen wurden nicht normiert, so daß es sich um eine zufällige y-Skalierung handelt. Auch hier gilt in

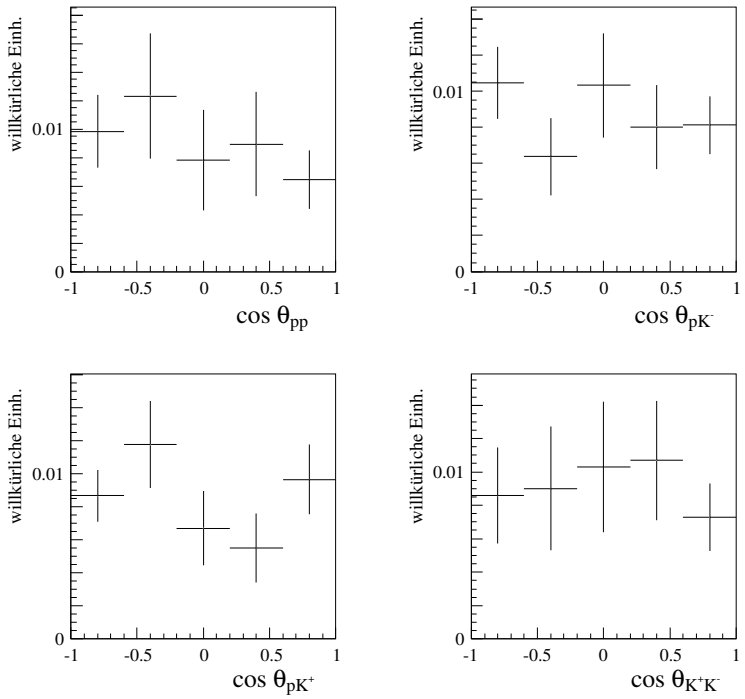


Abbildung 4.12: Differentielle Winkelverteilungen der jeweiligen Relativimpulse eines Zweiteilchensubsystems relativ zur Strahlachse nach erfolgter Akzeptanzkorrektur. Es wurde keine absolute Normierung auf differentielle Wirkungsquerschnitte vorgenommen, d.h. die y-Skalierung ist zufällig. Eine Untergrundsubtraktion für jedes einzelne Bin wurde nicht vorgenommen.

analoger Weise dieselbe Aussage zum Untergrund wie für die gezeigten Massenspektren. Innerhalb der vorliegenden Statistik sind die Datenpunkte mit einer isotropen Verteilung vereinbar. Die Annahme eines eher geringen Einflußes höherer Partialwellen scheint somit vernünftig.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Der Massenbereich der Mesonen bei etwa 1 GeV zeichnet sich durch die Öffnung des Kanales mit seltsamen Quarks aus, die in der assoziierten Produktion $pp \to pK^+\Sigma^0/\Lambda$ oder $pp \to ppK^+K^-$ studiert werden können. COSY-11 hat sich der Untersuchung dieses relativ unbekannten und in der Diskussion befindlichen Massenbreiches verschrieben. Die in dieser Arbeit vorgestellten Daten zur assoziierten Strangeness-Erzeugung im Proton-Proton-Stoß sind mit dem internen Detektionssystem COSY-11 aufgenommen worden, das trotz seines kompakten Aufbaus bei niedrigen Überschußenergien eine ausreichend hohe Akzeptanz erreicht. Neben totalen Wirkungsquerschnitten für den untersuchten Reaktionskanal $pp \to ppK^+K^-$ wurden auch differentielle Verteilungen extrahiert.
Eine eindeutige Selektion des ppK^+K^--Endzustandes erfolgt durch kinematisch vollständige Rekonstruktion aller positiv geladenen Reaktionsprodukte. Mit Hilfe einer Impulsbestimmung durch das Zurückrechnen der mit den Driftkammern bestimmten Richtungsvektoren durch das Magnetfeld des als Spektrometer genutzten Beschleunigerdipols zum Targetort und einer Flugzeitmessung lassen sich die Viererimpulse dieser Teilchen ermitteln und eine Massenidentifikation durchführen. Während Protonen über eine direkte Flugzeit zwischen den Szintillatoren S1/S2 und S3 nachgewiesen werden, erfordert der Kaonenzerfall ein indirektes Verfahren für die K^+-Mesonen. Eine Bestimmung des Zeitnullpunkts am Wechselwirkungspunkt gelingt nach erfolgter Identifikation zweier Protonen und anschließendem Rücktransport ihrer Trajektorien zum Target. Die zusätzliche Einschränkung auf die kinematisch zu erwartenden S1-Segmente liefert zusammen mit dem identifizierten ppK^+-System ein Spektrum der fehlenden Masse, in dem neben einem physikalischen Untergrund ein klares Signal negativer Kaonen zu erkennen ist. Zusätzlich durchgeführte Schnitte wie ein Vergleich der rekonstruierten und gemessenen Position des negativen Teilchens im Dipolszintillator dienen der Untergrundreduktion und damit vor allem einer Konsistenzprüfung für die Identifikation der K^- über die fehlende Masse. Ein deutliches Signal der aus der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ stammenden Ereignisse konnte für beide Messungen extrahiert werden. Die für minimale Schnitte ermittelte Zählstatistik bei den gemessenen Überschußenergien von $Q = 10$ und

28 MeV liegen bei etwa 30 Ereignissen.
Eingehende Studien verschiedener Parameter wie beispielsweise der Targetposition oder der Strahlausdehnung dienen der Anpassung der für die Effizienzbestimmung benötigten Monte Carlo-Simulationen an die realen Experimentbedingungen. Unter Verwendung typischer Detektorauflösungen wurden die generierten Ereignisse mit der vollständigen für die experimentellen Daten verwendeten Auswertesoftware analysiert. Der für die Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte durchgeführten Effizienzkorrektur liegt die Annahme einer reinen Phasenraumverteilung zugrunde. Der Einfluß höherer Partialwellen ist wegen der geringen Überschußenergien als eher gering einzuschätzen.
Eine Normierung der Zählrate wurde durch simultane Messung der elastischen Proton-Proton-Streuung erreicht. Während ein Proton im Hauptdetektor vollständig rekonstruiert wird, ermöglicht der koinzidente Nachweis des zweiten in den zur Außenseite des Ringes angebrachten Siliziumpads eine klare Identifikation des Reaktionskanales anhand der kinematisch bedingten Winkelkorrelation. Bekannte differentiellen Wirkungsquerschnitte [112] erlauben durch Anpassung der gemessenen differentiellen Zählrate an diese Werte die Extraktion der Luminosität.
Die vollständige Analyse der experimentellen Meßdaten ergibt eine Rekonstruktion von 27 bzw. 30 Ereigniskandidaten für $Q = 10$ und 28 MeV. Daraus ermitteln sich totale Wirkungsquerschnitte von $\sigma_{tot}(Q{=}10\,\mathrm{MeV}) = (0.787 \pm 0.196 \pm 0.076)\,\mathrm{nb}$ und $\sigma_{tot}(Q{=}28\,\mathrm{MeV}) = (4.285 \pm 0.977 \pm 0.149)\,\mathrm{nb}$. Die Angaben beinhalten den statistischen und systematischen Fehler.

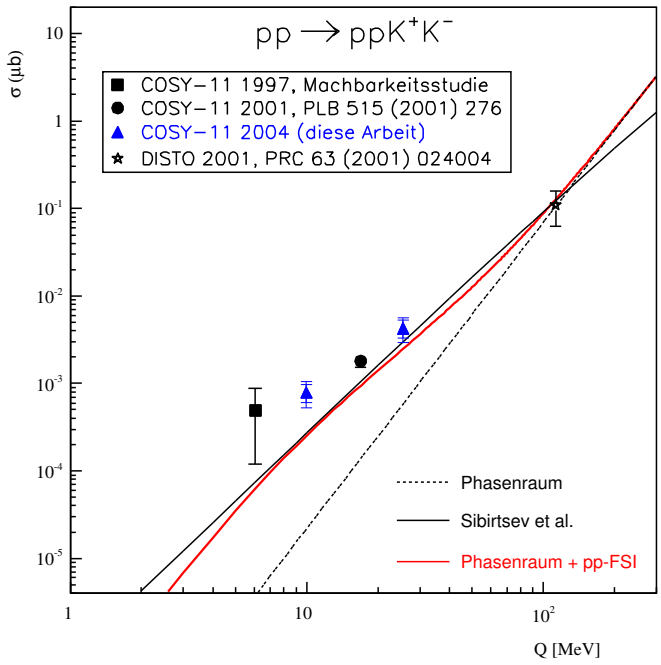


Abbildung 5.1: Totale Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ mit den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen (blaue Dreiecke).

Nahe der Produktionsschwelle sind experimentelle Werte für totale Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ bisher nur in geringem Umfang vorhanden. Abbildung 5.1 zeigt zusammen mit den in dieser Arbeit vorgestellten Daten (blaue Dreiecke), die aus früheren Messungen abgeleiteten Ergebnisse [14, 79, 80]. Gleichzeitig beinhaltet die Grafik neben dem reinen Phasenraumverhalten (gestrichelte Linie) eine theoretische Beschreibung, der ein Mesonenaustauschmodell zugrundeliegt [81, 82] (durchgezogene Linie). Hier wurde zwar ein durch NK-Streudaten induziertes energieabhängiges Matrixelement einbezogen, Effekte der starken Proton-Proton-Endzustandswechselwirkung jedoch nicht miteinbezogen. Eine Einbindung der bekanntermaßen starken pp-FSI für diese theoretische Vorhersage steht noch aus. Eine Parametrisierung der pp-Wechselwirkung zeigt die gestrichelt-gepunktete rote Linie. Ihre Form basiert auf einer Parametrisierung der pp-FSI nach [118], die bei der vollständigen Integration des Vierkörperphasenraums eingebunden wurde. Genaue Details finden sich in Anhang B und Gleichung (B.7).
Eine nähere Betrachtung der nun verfügbaren Daten läßt eine deutliche Überhöhung der Wirkungsquerschnitte nahe der Produktionsschwelle von mehr als zwei Größenordnungen gegenüber den Erwartungen des reinen Phasenraumverhaltens erkennen. Obwohl sich dieser starke Anstieg zu niedrigen Energien bereits in den früheren Ergebnissen nahe der Schwelle [14, 79] abzeichnete, ließ der durch die geringe Zählstatistik von 2 Ereignissen bedingte große Fehler der Messung bei Q=6 MeV keine eindeutige Aussage zu. Erst in Kombination mit dem nun vorliegenden Wirkungsquerschnitt bei Q=10 MeV wird zweifelsfrei ersichtlich, daß alle gezeigten theoretischen Beschreibungen bei kleinen Überschußenergien zu niedrig sind. Hierfür können verschiedene Effekte in den zahlreichen Subsystemen eine Rolle spielen, deren Einfluß in Kapitel 2 dargestellt wurde. Ein Einfluß der in der Literatur vielseitig diskutierten $\Lambda(1405)$-Resonanz würde sich im pK^--System wiederspiegeln, während die skalaren Resonanzen a_0/f_0 mit dem K^+K^- in Verbindung zu bringen sind. Invariante Massenspektren geben dabei Aufschluß über die verschiedenen Wechselwirkungen der betrachteten Subsysteme. Zwar zeigt sich in der akzeptanzkorrigierten Massenverteilung m_{pK^-} ein Anstieg zu niedrigen Massen, der von der abfallenden Flanke der $\Lambda(1405)$ resultieren könnte, doch bedarf eine solche Interpretation zunächst weiterer ausgiebiger Studien wie z.B. der Auswirkungen verschiedener Untergrundreaktionen auf dieses Spektrum.
Während die Ableitung totaler Wirkungsquerschnitte bei der gegebenen Zählrate klare Ergebnisse liefert, ist für ein detailliertes Studium differentieller Größen eine höhere Statistik erstrebenswert. In diesem Zusammenhang ist anzumerken, daß die Einbindung der in der zusätzlichen Hexagonalkammer rekonstruierbaren Spuren in die Analsyse die Zahl nachweisbarer Ereignisse um etwa einen Faktor 2 erhöhen dürfte. Diese Tatsache begründet sich zum einen durch die geringeren Zerfallsverluste aufgrund des kürzeren Abstandes zum Target und zum anderen durch den erweiterten Abdeckungsbereich von Teilchen mit geringeren Impulsen. Die Entwicklung einer ihr angepassten Rekonstruktionssoftware ist bereits erfolgt [35] und eine Kom-

bination mit der bestehenden Analysesoftware wird momentan durchgeführt. Bevor eine entsprechende Verwendung dieser zusätzlichen Informationen zur Erhöhung der Statistik genutzt werden kann, bedarf es jedoch ausgiebiger Tests der neuen Software, die momentan von der Kollaboration umgesetzt werden.
Es bleibt abzuwarten, inwieweit die neuen Daten zur assoziierten Kaonenproduktion nahe der Produktionsschwelle durch neue theoretische Weiterentwicklungen beschrieben werden können. Die starke Überhöhung des Wirkungsquerschnittes gegenüber den existierenden Vorhersagen erfordert sicherlich eine simultane Beschreibung der verschiedenen Wechselwirkungen im Ausgangskanal. Bisherige modelltheoretische oder phänomenologische Beschreibungen konzentrieren sich auf nur eine ausgewählte Wechselwirkung eines Zweiteilchensubsystems, so daß hier zweifelsfrei Verbesserungspotential zu finden sein dürfte. Aufgrund dieser unerwartet hohen Wirkungsquerschnitte bei niedrigen Überschußenergien bleibt es weiter interessant, die genaue Stärke der Überhöhung zu studieren. Um die Stärke des Effektes bei niedrigen Q-Werten zu ermitteln, wird die COSY-11 Kollaboration eine erneute Messung bei Q=6 MeV vornehmen, um die bisherige extrem niedrige Zählstatistik von 2 Ereignissen [14] zu erhöhen. Die Messung ist bereits genehmigt und wird im Herbst 2005 durchgeführt [119].
Bei der Betrachtung der längerfristigen Perspektive sollte auch das Augenmerk auf die Installation des WASA-Detektors am COSY-Beschleuniger gelenkt werden (weitergehende Informationen unter *http://www.fz-juelich.de/ikp/wasa/index.shtml*). Aufgrund des gleichzeitigen Nachweises geladener und neutraler Teilchen in Kombination mit einer nahezu 4π-Raumwinkelabdeckung würde dieses Detektorkonzept eine weitaus bessere Untersuchungsmöglichkeit bieten. Durch die Möglichkeit der Identifikation des vollständigen Ausgangskanales und der höheren Akzeptanz würde sich das Meßpotential steigern und damit ist vor allem hinsichtlich differentieller Observablen ein Zugewinn zu erwarten. Dadurch ließen sich angesprochene physikalisch interessante Aspekte wie beispielsweise die Rolle der $\Lambda(1405)$ eingehender studieren [120].

Anhang A

Reaktionskinematik

Die Behandlung von Streuprozessen der Art

$$A + B \rightarrow 1 + 2 + \ldots n$$

soll hier für den speziellen Fall eines ruhenden Targets B mit Viererimpuls $\mathbb{P}_B = (m_B,\ 0)$ betrachtet werden. Das einlaufende Strahlprojektil A wird gekennzeichnet durch $\mathbb{P}_A = (\sqrt{m_A^2 + \vec{p}_A^{\,2}},\ \vec{p}_A)$, auslaufende Teilchen durch $\mathbb{P}_i = (\sqrt{m_i^2 + \vec{p}_i^{\,2}},\ \vec{p}_i)$ $(i = 1, 2, \ldots, n)$. Zur Vereinfachung der Notation werden stets natürliche Einheiten $\hbar = c = 1$ verwendet.

A.1 Lorentztransformation eines Vierervektors

Betrachtet wird die Transformation eines Vierervektors $\mathbb{P}$ vom System S mit $\mathbb{P} = (E, \vec{p})$ in ein System S' mit $\mathbb{P} = (E', \vec{p}')$. Es sei $\vec{\beta}'$ die Geschwindigkeit[1] von S' relativ zu S und $\vec{\beta} = \vec{p}/E$ die Teilchengeschwindigkeit in S. Mit dem *Lorentz-Faktor* $\gamma := 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ist dann die Lorentz-Transformation[2] [121, 122] zwischen beiden Systemen gegeben durch:

$$\begin{aligned} E' &= \gamma'(E - \vec{\beta}' \cdot \vec{p}) \\ \vec{p}' &= \vec{p} + \vec{\beta}' \cdot \gamma' \left(\frac{\gamma'}{\gamma' + 1} \vec{\beta}' \cdot \vec{p} - E \right). \end{aligned} \tag{A.1}$$

Im Spezialfall einer Relativbewegung entlang der z-Achse, also für $\vec{\beta}' = (0,\ 0,\ \beta')$

[1] Eigentlich ist $\beta = \frac{v}{c}$ die Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit.

[2] Der Einfachheit halber seien die Systeme so gewählt, daß die entsprechenden Achsen in S und S' jeweils parallel sind.

erhält man direkt aus Gleichung (A.1) auf der vorangehenden Seite:

$$\begin{pmatrix} E' \\ p'_x \\ p'_y \\ p'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma' & 0 & 0 & -\beta' \cdot \gamma' \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta' \cdot \gamma' & 0 & 0 & \gamma' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \tag{A.2}$$

und für die inverse Transformationsrichtung

$$\begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma' & 0 & 0 & \beta' \cdot \gamma' \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \beta' \cdot \gamma' & 0 & 0 & \gamma' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E' \\ p'_x \\ p'_y \\ p'_z \end{pmatrix} \tag{A.3}$$

Die möglichen Impulsvektoren $\vec{p}_i$ eines Teilchens mit konstanter Energie E und Masse $m = \sqrt{\langle \mathbb{P}, \mathbb{P} \rangle}$ liegen im System S auf einer Kugeloberfläche. Die Ausführung der Transformation ins System S' mit Gl. (A.2) führt zu Impulsellipsoiden. Die zweidimensionale Projektion ist in Abb. A.1 auf nebenstehender Seite gezeigt.
Die Verschiebung d zum Koordinatenursprung sowie die Halbachsen a und b der Ellipse ergeben sich zu:

$$\begin{aligned} d &= \beta'\gamma' E \\ a &= |\vec{p}| \\ b &= \gamma' |\vec{p}|. \end{aligned} \tag{A.4}$$

Man erhält drei verschiedene Klassen von Ellipsoiden abhängig vom Verhältnis von β' zu β:

Klasse 1: $\beta' < \beta$. Der Koordinatenursprung liegt innerhalb der Ellipse, so daß sämtliche Reaktionswinkel erlaubt sind.

Klasse 2: $\beta' = \beta$. Der Koordinatenursprung liegt auf der Ellipse und es tritt ein Grenzwinkel $\theta_{max} = \pi/2$ auf.

Klasse 3: $\beta' > \beta$. Hier liegt der Koordinatenursprung außerhalb der Ellipse und es gibt einen maximalen Grenzwinkel $\theta_{max} < \pi/2$.

Für den speziellen Fall der Lorentztransformation mit $\vec{\beta}' = (0, 0, \beta')$ liest man aus Gleichung (A.3) direkt für die Transversal- und Longitudinalkomponenten der Impulse ab:

$$\begin{aligned} p_t &= p \cdot \sin\theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p \cdot \sin\theta' \\ p_l &= p \cdot \cos\theta = p_z = \beta'\gamma' E' + \gamma' p' \cdot \cos\theta' \end{aligned}$$

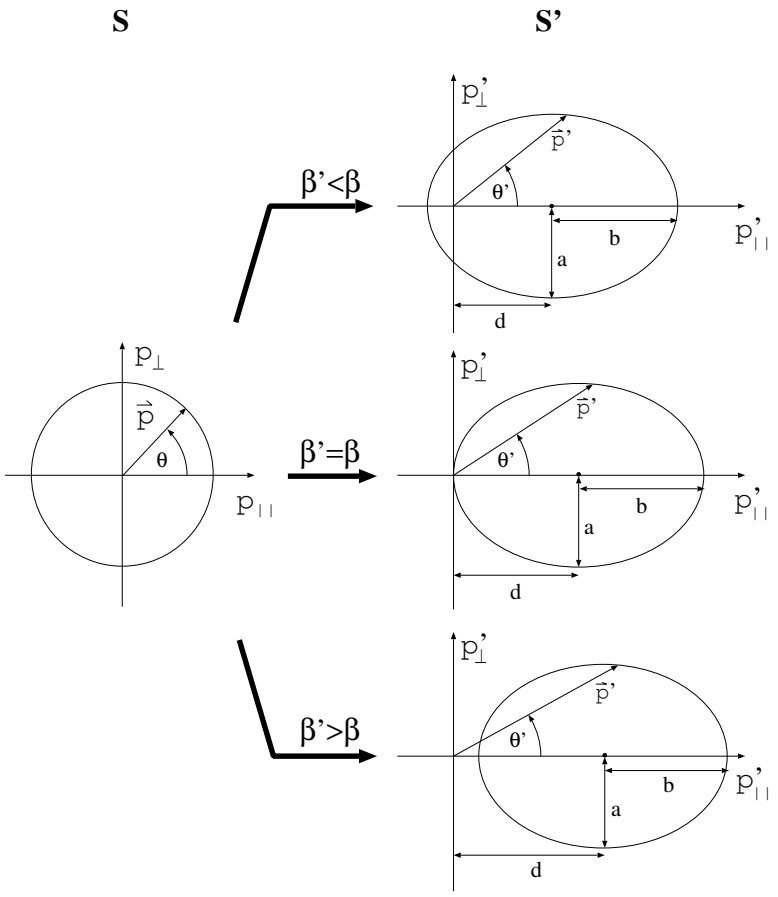


Abbildung A.1: Klassifikation der transformierten Impulsellipsen in Abhängigkeit des Verhältnisses von der Relativbewegung β' vom System S' relativ zu S und der Teilchengeschwindigkeit β im System S.

Division beider Zeilen ergibt:

$$\tan\theta = \frac{\sin\theta'}{\gamma'(\beta' E' + p' \cdot \cos\theta')}, \tag{A.5}$$

womit sich im Falle $\beta' > \beta$ der Grenzwinkel θ'_{max} berechnen lässt.

A.2 Kinematische Größen im Labor- und Schwerpunktsystem

Aufgrund der Definition eines ruhenden Massenschwerpunktes im CMS muß folglich gelten:

$$\vec{p}_A^{\,*} + \vec{p}_B^{\,*} = \sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i^{\,*} = 0.$$

Eine wichtige relativistisch invariante Größe stellt das Quadrat der Schwerpunktsenergie dar:

$$\begin{aligned} s &= (\mathbb{P}_A + \mathbb{P}_B)^2 = (\mathbb{P}_A^* + \mathbb{P}_B^*)^2 \\ &= m_A^2 + m_B^2 + 2m_B\sqrt{m_A^2 + \vec{p}_A^{\,2}}\ . \end{aligned} \tag{A.6}$$

Die Geschwindigkeit des CMS relativ zum Laborsystem errechnet sich zu

$$\beta_{CMS} = \frac{\vec{p}_A + \vec{p}_B}{E_A + E_B} = \frac{|\vec{p}_A|}{\sqrt{m_A^2 + \vec{p}_A^{\,2}} + m_B}\ . \tag{A.7}$$

Mit Hilfe dieser Größe lässt sich gemäß der in Gl. (A.2) gegebenen Lorentztransformation der Übergang zwischen beiden Systemen beschreiben.
Die Überschußenergie Q gibt die im Ausgangskanal zur Verfügung stehende kinetische Energie an:

$$Q = \sqrt{s} - \sum_{i=1}^{n} m_i. \tag{A.8}$$

Im Fall $Q = 0$ befinden sich folglich alle Reaktionsprodukte im Schwerpunktsystem in Ruhe.

A.3 Zweikörper-Endzustand

Eine sinnvolle Beschreibung eines Zweikörper-Endzustandes

$$A + B \rightarrow 1 + 2$$

erhält man mit Hilfe der relativistisch invarianten Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$. Aus ihrer Definition läßt sich die Schwerpunktsenergie E_i^* des i-ten Teilchens berechnen. Für den Absolutbetrag der CMS-Impulse $p^* = |\vec{p}_1^{\,*}| = |\vec{p}_2^{\,*}|$ findet man

$$\begin{aligned} p^* &= \sqrt{E_i^{*2} - m_i^2} \\ &= \frac{\left[(s - (m_1 + m_2)^2) \cdot (s - (m_1 - m_2)^2)\right]^{1/2}}{2\sqrt{s}}\ . \end{aligned}$$

Für den Zweikörperzustand gibt es für beide Teilchengeschwindigkeiten $\beta_i^* = p_i^*/E_i^*$ im CMS abhängig von den Massen $m_{1,2}$ genau zwei Möglichkeiten:

$$\begin{aligned} m_1 = m_2 \quad &\Rightarrow \quad \beta_1^* = \beta_2^* = \beta_{CMS} \\ m_1 > m_2 \quad &\Rightarrow \quad \beta_1^* < \beta_{CMS} < \beta_2^*\,, \end{aligned}$$

mit β_{CMS} gemäß Gleichung (A.7). Entweder sind also beide Teilchen vom Typ der Klasse 2 (vergleiche hierzu Anhang A.1) oder ein Teilchen gehört zur Klasse

1 und das andere zur Klasse 3. Andere Kombinationen sind für den Zweikörper-Endzustand nicht möglich. In jedem Fall gilt im CMS für die Streuwinkel beider ausgehenden Teilchen die eindeutige Beziehung $\theta_2^* = \theta_1^* + \pi$. Damit ergibt sich aus Gleichung (A.5) auf Seite 67 eine zwar eindeutige, aber etwas kompliziertere Beziehung der beiden Streuwinkel im Laborsystem:

$$\tan\theta_1 \cdot \tan\theta_2 = \frac{-\sin^2\theta_1^*}{\gamma_{CMS}^2(\frac{\beta_{CMS}}{\beta_1^*} + \cos\theta_1^*)(\frac{\beta_{CMS}}{\beta_2^*} - \cos\theta_1^*)},$$

Für den in dieser Arbeit interessanten Fall der elastischen Streuung zweier Protonen

$$pp \rightarrow pp$$

vereinfacht sich dies mit $m_1 = m_2$ und der daraus abgeleiteten Gleichheit $\beta_{CMS} = \beta_{1,2}$ zu:

$$\tan\theta_1 \cdot \tan\theta_2 = -\frac{1}{\gamma_{CMS}} \tag{A.9}$$

A.4 n-Teilchen Endzustand

Die Erweiterung von zwei auf n Teilchen im Ausgangskanal erfolgt analog zu den im ersten Fall gefundenen Formeln. Der Impulsbetrag im CMS ergibt sich nach einfacher Rechnung zu

$$|\vec{p}_i^*| = \frac{\left[(s - (m_{Rest} + m_i)^2) \cdot (s - (m_{Rest} - m_i)^2)\right]^{1/2}}{2\sqrt{s}}.$$

Hierbei bezeichnet m_{Rest} die invariante Masse des verbleibenden $(n-1)$-Teilchensystems:

$$m_{Rest} = \sqrt{\Big(\sum_{\substack{j=1 \\ (j\neq i)}}^{n} \mathbb{P}_j\Big)^2}.$$

Anhang B

Wirkungsquerschnitt, Phasenraum und pp-FSI

Im folgenden soll etwas näher auf die in dieser Arbeit gezeigte Parametrisierung der Proton-Proton-Endzustandswechselwirkung (*pp*-FSI) für den 4-Körper-Endzustand eingegangen werden, wobei dies für den Fall einer reinen s-Wellenstreuung (also für niedrige Überschußenergien) durchgeführt wird. Dafür ist es sinnvoll, zunächst auf den Wirkungsquerschnitt einzugehen, wobei jedoch nur die wichtigsten Schritte skizziert werden, ohne Wert auf vollständig formale Korrektheit zu legen. Für ausführlichere Details sei auf weiterführende Literatur (z. B. [123]) verwiesen.
Wir betrachten einen Zustand $\Psi(t)$ eines Teilchens, das zu Beginn ($t \to -\infty$) als freies Teilchen im Eingangszustand $\Psi_e = \Psi(-\infty)$ vorzufinden ist. Es wirken also keine äußeren Kräfte, d. h. das Teilchen befindet sich im potentialfreien Raum (V=0). Für eine gewisse Zeitspanne ($t_1 < t < t_2$) soll nun das Teilchen unter dem Einfluß eines Potentials V sein, während dann für hinreichend große Zeiten ($t \to +\infty$) das Teilchen nach der Streuung im freien Ausgangszustand $\Psi_a = \Psi(\infty)$ ist. Im Rahmen der dieses Problem behandelnden Streutheorie spielt nun der Streuoperator $\mathcal{S}$ eine zentrale Rolle, der die Verbindung der beiden asymptotisch freien Zustände herstellt:

$$|\Psi_a\rangle = \mathcal{S}\,|\Psi_e\rangle\,. \tag{B.1}$$

Seine Matrixelemente $\mathcal{S}_{ij}$ sind gegeben durch $\mathcal{S}_{ij} = \langle\Psi_i|\mathcal{S}|\Psi_j\rangle$ oder in der Impulsdarstellung $\langle\vec{p}\,'|\mathcal{S}|\vec{p}\rangle$[1]. für die Streuung gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten. Zum einen kann das Teilchen unbeeinflußt bleiben ($\vec{p} = \vec{p}\,'$) oder es befindet sich nach Verlassen des Wirkungsbereiches von V in einem neuen Zustand. Aus diesem Grund ist

[1]Auch wenn die Impulsvektoren $\langle\vec{p}|$ keine physikalischen Zustände darstellen, bilden sie eine Basis für die richtigen Zustände. Sie sind Eigenvektoren des freien Hamiltonoperators $\mathcal{H}_0$ zu:

$$\mathcal{H}_0|\vec{p}\rangle = \frac{\vec{p}^{\,2}}{2m}|\vec{p}\rangle \equiv E_p|\vec{p}\rangle\,,$$

mit der Energie $E_p = \frac{\vec{p}^{\,2}}{2m}$ eines freien Teilchens der Masse m und Impuls $\vec{p}$.

die Einführung des $\mathcal{T}$-Operators sinnvoll, der den Anteil der eigentlichen Reaktion beschreibt, so daß man schreiben kann:

$$\langle \vec{p}' | \, \mathcal{S} \, | \vec{p} \rangle := \langle \vec{p}' | \, 1 - i\mathcal{T} \, | \vec{p} \rangle = \delta^3(\vec{p}' - \vec{p}) - i \langle \vec{p}' | \, \mathcal{T} \, | \vec{p} \rangle \, . \tag{B.2}$$

Die erste Deltafunktion[2] in (B.2) beschreibt den Fall, daß nichts passiert, während der zweite Term, die sogenannte T-Matrix $\langle \vec{p}' | \, \mathcal{T} \, | \vec{p} \rangle$, die eigentliche Reaktion wiederspiegelt. Dieser Ausdruck wird häufig weiter in Form der invarianten Streuamplitude $\mathcal{M}$ geschrieben. In [1] findet man:

$$\langle \vec{p}' | \, \mathcal{T} \, | \vec{p} \rangle =: (2\pi)^4 \, \delta^3(\vec{p} - \vec{p}') \, \delta(E_p - E_{p'}) \frac{\langle \vec{p} | \, \mathcal{M} \, | \vec{p}' \rangle}{\sqrt{2E_p} \, \sqrt{2E_{p'}}} \, . \tag{B.3}$$

Kommen wir also zur eigentlichen Reaktion $pp \to ppK^+K^-$, wobei Strahl- und Targetimpulse durch $\vec{k}_1$ und $\vec{k}_2$ gegeben seien und die der vier Ausgangsteilchen durch $\vec{p}_i$ $(i = 1, \ldots, 4)$. Daraus lassen sich dann auch die jeweiligen Schwerpunktsimpulse $\vec{k}_i^*$ und $\vec{p}_i^*$ ermitteln. Dann sind die Impulse des Schwerpunktes vor und nach dem Stoß

$$\begin{aligned} \vec{K} &= \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \\ \vec{P} &= \sum_{i=1}^{4} \vec{p}_i \end{aligned} \tag{B.4}$$

und zur Beschreibung der Teilchen im Schwerpunktssystem vor und nach dem Stoß wählen wir die Relativimpulse[3]

$$\begin{aligned} \vec{k} &:= (\vec{k}_1^* - \vec{k}_2^*)/2 \\ \vec{p} &:= (\vec{p}_1^* - \vec{p}_2^*)/2 \\ \vec{q} &:= (\vec{p}_3^* - \vec{p}_4^*)/2 \\ \vec{r} &:= \vec{p}_1^* + \vec{p}_2^* \end{aligned} \tag{B.5}$$

Auch hier kann auf ähnliche Weise wie weiter oben beschrieben ein Operator $\boldsymbol{\mathcal{T}}$ und analog zu (B.3) wieder eine Streuamplitude eingeführt werden, für die wir im folgenden einfach abkürzend $\boldsymbol{\mathcal{M}}$ schreiben werden. Es sei angemerkt, daß es sich diesmal um Mehrteilchenoperatoren handelt, angedeutet durch die fett gedruckten Symbole. So wäre beispielsweise $\boldsymbol{\mathcal{T}}$ ein Operator, der von einem Raum mit 2 Teilchen

[2]Die DIRACsche Delta-Funktion $\delta(x)$ ist überall Null, außer bei $x = 0$, wo sie den Wert Unendlich annimmt. Für eine stetige Funktion $f(x)$ gilt deshalb die wichtige Beziehung:

$$\int_a^b f(x) \, \delta(x - x_0) dx = \begin{cases} f(x_0), & \text{falls } x_0 \in (a, b) \\ 0, & \text{sonst.} \end{cases}$$

[3]Es sei hier die nichtrelativistische Formel für die Relativimpulse eines Zweiteilchensubsystems angegeben. Die mit mehr Schreibarbeit verbundene relativistisch korrekte Form verändert aber nichts an den weiteren Ausführungen.

auf einen mit 4 Teilchen abbildet. Die genauen Schritte wollen wir außer acht lassen, weil sie ohne beondere Bedeutung sind und eine formalere Beschreibung erfordern würden, die weit über das Ziel dieses Anhangs hinausgehen.
Bevor wir nun zum Wirkungsquerschnitt kommen, ist es sinnvoll, sich zunächst mit dem allgemeinen relativistischen Phasenraum $d\Phi_n$ eines n-Teilchensystems zu beschäftigen, der durch

$$d\Phi_n = \prod_{i=1}^{n} \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3\, 2E_i}\, \delta^4(\mathbb{K} - \sum_{i=1}^{n} \mathbb{P}_i)\,,$$

gegeben ist [1], wobei $\mathbb{K}$ den Vierimpuls im Eingangs- und $\mathbb{P}_i$ den des $i$ten Teilchens im Ausgangskanal beschreiben. Für die schwellennahe Produktion kann man die nichtrelativistische Näherung $E = \sqrt{m^2 + p^2} \approx m$ verwenden, so daß der Phasenraum zu

$$d\Phi_n = \prod_{i=1}^{n} \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3\, 2m_i}\, \delta^4(\mathbb{K} - \sum_{i=1}^{n} \mathbb{P}_i)$$

übergeht. Die Verbindung zum differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma$ ist nun nach [1] gegeben durch:

$$d\sigma(pp \to\ ppK^+K^-\ ) = \frac{(2\pi)^4\, |\boldsymbol{\mathcal{M}}|^2}{4\sqrt{(\vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2)^2 - m_{k_1}^2 m_{k_2}^2}}\ \times\ d\Phi_4$$

Ohne Beweis sei festgestellt, daß durch den Übergang zu Jakobikoordinaten (vergleiche Gleichungen (B.4) die Beschreibung in die Schwerpunkts- und die Relativbewegungen zerfällt. Es ist beispielsweise $\boldsymbol{\mathcal{M}} = \mathbb{1}_{CMS} \otimes \mathcal{M}$, wobei $\mathcal{M} = \mathcal{M}(\vec{k}, \vec{p}, \vec{q}, \vec{r})$ nur von den Relativimpulsen abhängt. Dann ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt durch Integration über den gesamten Phasenraum:

$$\begin{aligned} \sigma\ &\propto\ \iiiint d^3P\, d^3p\, d^3q\, d^3r\, \delta^3(\vec{P} - \vec{K})\, \delta(E_p + E_q + E_r - E_k)\, |\mathcal{M}|^2 \\ &=\ \iiint d^3p\, d^3q\, d^3r\, \delta(E_p + E_q + E_r - E_k)\, |\mathcal{M}|^2 \end{aligned}$$

Aus der Konstruktion der gewählten Koordinaten ergeben sich konsequenterweise die Relativenergien zu:

$$E_p = \tfrac{p^2}{2\mu_p} \qquad \Rightarrow \qquad p^2 dp = \sqrt{2\mu_p^3 E_p}\, dE_p$$

$$E_q = \tfrac{q^2}{2\mu_q} \qquad \Rightarrow \qquad q^2 dq = \sqrt{2\mu_q^3 E_q}\, dE_q$$

$$E_r = \tfrac{r^2}{2\mu_r} \qquad \Rightarrow \qquad r^2 dr = \sqrt{2\mu_r^3 E_r}\, dE_r\,,$$

mit den reduzierten Massen $\mu_p = \frac{m_p}{2}$, $\mu_q = \frac{m_K}{2}$ und $\mu_r = \frac{2m_K m_p}{m_K m_p}$ der jeweiligen Subsysteme. Außerdem ist die Relativenergie im Eingangskanal gleich der Überschußenergie, also $E_k = Q$ und generell gilt $d^3x = x^2 dx\, d\Omega_x$. Die Raumwinkelintegration der drei Relativkoordinaten fassen wir im folgenden als $d\Omega := d\Omega_p\, d\Omega_q\, d\Omega_r$ zusammen. An dieser Stelle ist es sinnvoll sich auch über die bisher nicht näher betrachteten Intergrationsgrenzen Gedanken zu machen. Aufgrund der Energieerhaltung können die einzelnen Energien sicherlich nicht größer sein als die Überschußenergie Q des Systems, so daß die Integration also nur von 0 bis Q laufen kann. Der Wechsel zur Energieintegration gibt also:

$$\sigma \propto \int d\Omega \int_0^Q \int_0^Q \int_0^Q dE_p\, dE_q\, dE_r\, \delta(E_p + E_q + E_r - Q) \sqrt{E_p\, E_q\, E_r}\, |\mathcal{M}|^2 \qquad \text{(B.6)}$$

Für die schwellennahe Produktion kann $|\mathcal{M}|^2$ als konstant angenommen werden und aus dem Integral gezogen werden, sofern keine Endzustandswechselwirkungen zwischen den ausgehenden Teilchen bestehen. Die Winkelintegration ist dann leicht auszuführen und liefert einen Faktor $(4\pi)^3$. Es folgt für den schwellennahen Wirkungsquerschnitt σ(s-Welle):

$$\begin{aligned}
\sigma(\text{s-Welle}) &\propto |\mathcal{M}|^2 \int_0^Q \int_0^Q dE_q\, dE_p\, \theta(E_p + E_q - Q) \sqrt{(Q - E_q - E_p) E_q E_p} \\
&= |\mathcal{M}|^2 \int_0^Q \int_0^{Q-E_q} dE_q\, dE_p \sqrt{(Q - E_q - E_p) E_q E_p}
\end{aligned}$$

Die letzten beiden Schritte bedürfen einer kurzen Erklärung. Zunächst wurde $\int_0^x \delta(t)dt = \theta(x)$ verwendet und anschließend noch die Eigenschaft der Heavisideschen Sprungfunktion, die nur dann gleich Eins ist, falls ihr Argument größer als 0 ist und sonst Null wird. Mit den im letzten Schritt gewählten Integrationsgrenzen wird genau diese Eigenschaft umgesetzt. Das Integral kann analytisch gelöst werden und es ergibt sich die für die reine s-Wellenstreuung nichtrelativistische Energieabhängigkeit zu:

$$\sigma(\text{s-Welle}) \propto Q^{\frac{7}{2}}$$

Für Reaktionen mit zwei Protonen im Endzustand spielt allerdings die starke $^1S_0$-Wechselwirkung gerade bei kleinen Werten von Q eine wichtige Rolle, wie aus vielfältigen Reaktionen ($pp \to pp\eta, \eta', \omega \ldots$) bekannt ist. Ausgehend von Gleichung (B.6) besitzt nun das Matrixelement einen von der pp-FSI stammenden energieabhängigen Teil, der im Rahmen einer Watson-Migdal-Näherung [124] in

$$|\mathcal{M}|^2 = |M|^2 \cdot |M_{FSI}(E_p)|^2$$

faktorisiert wird, wobei $|M|^2$ in Schwellennähe wieder konstant sein soll.

Für Reaktionen mit drei Teilchen im Ausgangskanal kann der Verlauf des Einflusses der pp-Endzustandswechselwirkung durch die folgende Parametrisierung [118] wiedergegeben werden:

$$\sigma_{FSI} \propto \int_0^Q |M_{FSI}(E_p)|^2 \sqrt{(Q-E_p)E_p}\, dE_p = Q^2 \cdot (1 + \frac{23.2}{1+0.027Q^2})\,.$$

Diese funktionelle Darstellung kann entsprechend auf den Vierkörperfall angewendet werden, indem ausgehend von Gleichung (B.6) eine Art Dreikörperphasenraum mit der Ersetzung $Q' := Q - E_q$ separiert wird:

$$\begin{aligned} \sigma_{FSI} &\propto |M|^2 \int_0^Q \sqrt{E_q} \int_0^{Q'} |M_{FSI}(E_p)|^2 \sqrt{(Q'-E_p)E_p}\, dE_p\, dE_q \\ &= |M|^2 \int_0^Q \sqrt{E_q}\,(Q-E_q)^2 \cdot (1 + \frac{23.2}{1+0.027(Q-E_q)^2})\, dE_q \end{aligned} \qquad \text{(B.7)}$$

Das letzte Integral kann zumindest numerisch gelöst werden und liefert somit eine Möglichkeit der Parametrisierung der pp-FSI für den Vierkörperfall unter Verwendung des bekannten Verlaufes in typischen Reaktionen mit drei Teilchen im Ausgangskanal.

Anhang C

Helizitäts- und Gottfried-Jackson-System

Durch Messung der Reaktionsprodukte einer Teilchenstreuung lassen sich vielfältige Informationen gewinnen. Neben dem Studium z. B. des Produktionsmechanismus ist es auch möglich, die Eigenschaften der erzeugten Teilchen zu bestimmen. Oft werden in solchen Prozessen mehr oder weniger langlebige Zwischenzustände erzeugt, die anschließend weiter zerfallen. Das Studium dieser Zerfallsprodukte erlaubt Rückschlüsse auf den zerfallenen Zwischenzustand zu ziehen. So spiegelt für den Fall $A \to BC$ die invariante Masse m_{BC} gleichzeitig die des Zustandes A wieder. Ferner lassen sich aus den Winkelverteilungen der Reaktionsprodukte B und C Aussagen über die Quantenzahlen J^P des Teilchens A ziehen. Hierbei stellt sich allerdings automatisch die Frage, welche Winkel in Betracht zu ziehen sind. Auf genau diese Problemstellung soll in diesem Anhang eingegangen werden. In der allgemeinen Literatur (beispielsweise [122]) findet man zu dieser Diskussion die beiden Referenzsysteme, nämlich zum einen das Helizitätssystem (auch s-Kanal- oder Jacob-Wick System genannt) und auf der anderen Seite das Gottfried-Jackson-System (auch t-Kanalsystem). Bevor die Unterschiede der Systeme herausgearbeitet werden sollen, ist es sinnvoll zunächst den einfachsten Fall der Streuung $AB \to AB$ zu betrachten und anschließend darauf aufbauend zu den angesprochenen Systemen überzugehen. Zuvor sei noch erwähnt, daß die hier gewählte Darstellung mehr darauf abzielt, anschaulich den Unterschied darzustellen, als vielmehr auf genaue Details eventueller relativistischer Effekte oder ähnliches einzugehen.

C.1 Die Reaktion $\pi N \to \pi N$ als Beispiel

Als anschauliches Beispiel sei die Reaktion $\pi N \to \pi N$ gewählt und wir nehmen an, die Reaktion läuft ausschließlich über die Δ-Resonanz gemäß $\pi N \to \Delta \to \pi N$ ab. Abbildung C.1 zeigt die schematische Darstellung dieses Prozesses und zwar a) als Feynman-Diagramm und b) im CMS-System der Reaktion. Im Ruhesystem der

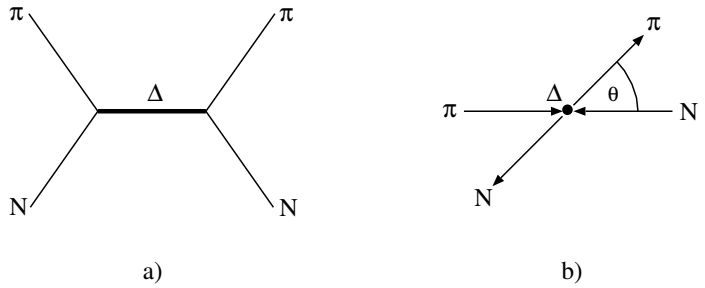


Abbildung C.1:

Δ-Resonanz kann man nun aus der Winkelverteilung des auslaufenden Pionimpulses relativ zur Achse des Eingangskanals als einziger vorhandener Quantisierungsachse etwas über die Quantenzahlen der Resonanz aussagen. Die durch den Eingangskanal definierte Richtung stellt im betrachteten System die Flugrichtung des einlaufenden Pions dar[1]. Bezeichnen wir also den ein- und auslaufenden Impuls des Pions im Ruhesystem der Resonanz als $\vec{p}_\pi$ und $\vec{p}_\pi'$, so ist:

$$\cos\theta = \frac{\vec{p}_\pi \cdot \vec{p}_\pi'}{|\vec{p}_\pi|\,|\vec{p}_\pi'|}. \tag{C.1}$$

C.2 Die Reaktion $AB \to CDE$

Wir wollen nun die Überlegungen des vorangegangenen Abschnitts auf eine Reaktion mit drei Teilchen im Ausgangskanal ausweiten. Dabei sollen die Teilchen D und E aus dem Zerfall einer Zwischenresonanz X stammen, d.h. $AB \to CX \to CDE$. Ohne nähere Informationen des Eingangskanals sind für den ersten Reaktionsschritt prinzipiell zwei Feynman-Diagramme denkbar, die in Abbildung C.2 gezeigt sind. Während der Graph C.2 a) als s-Kanal bekannt ist, nennt man den Graphen b) den t-Kanal. Hier wird also schon aufgrund der Zweitnamen der oben erwähnten Referenzsysteme die Verbindung zu diesen klar. Es wird sich zeigen, daß für den linken Feynmangraphen sich das Helizitätssystem eignet, um etwas über die Quantenzahlen des X zu lernen, während für den rechten Reaktionsprozeß das Gottfried-Jackson-System zu wählen ist. Anstatt mit den Definitionen der Systeme anzufangen, wollen wir von jeweils einem der beiden Graphen ausgehen und mit Hilfe des im vorigen Abschnitts dargestellten Sachverhaltes auf das jeweilige zu wählende System schließen.

C.2.1 Das Helizitäts-System

Nehmen wir an, die Reaktion $AB \to CX \to CDE$ liefe ausschließlich über den s-Kanal, also gemäß Abbildung C.2 a) ab. Um etwas über die Quantenzahlen des X

[1] Wegen $\vec{p}_\pi = -\vec{p}_N$ könnte man auch jeweils das Nukleon als Referenz wählen, was aber nur zu $\theta \to \pi - \theta$ führt.

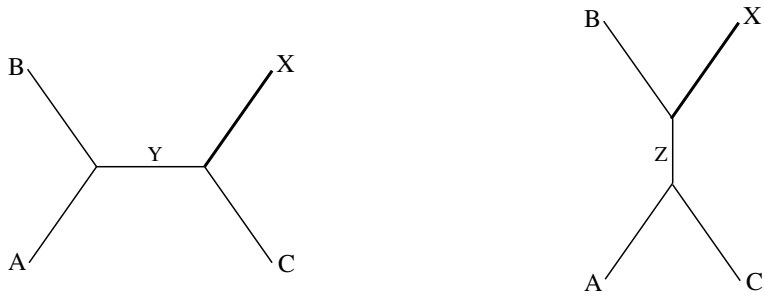


Abbildung C.2: Mögliche Feynmangraphen für die Reaktion $AB \to CX$, wobei das X dann weiter in D und E zerfällt (nicht gezeigt).

zu lernen, muß man nach C.1 im Ruhesystem dieser Resonanz den Winkel zwischen Eingangs- und Ausgangskanal betrachten. Gehen wir von der Situation des CMS

Abbildung C.3: Schematische Darstellung für die Reaktion $AB \to Y \to CX \to CDE$ für a) das CMS und b) im Ruhesystem von X.

aus, die in Abbildung C.3 a) gezeigt ist. Während der Zwischenzustand Y ruht, fliegen die Zerfallsprodukte X und C diametral auseinander. Der Wechsel ins Ruhesystem X in Abb. C.3 b) bewirkt, daß dort C und Y sich parallel und entgegengesetzt zur Flugrichtung des X Teilchens im CMS (gestrichelte Linie) bewegen. Entscheidend ist, daß der für den Vergleich mit dem in Abschnitt C.1 gegebenen Beispiel heranzuziehende Subprozeß für die Erzeugung von X sich als $Y \to CX \to CDE$ schreiben läßt. Mit der *crossing*-Symmetrie ist dies analog zu $Y\overline{C} \to X \to DE$ und damit direkt vergleichbar mit $\pi N \to \pi N$. Der Vergleich des Ruhesystems von X mit dem Beispiel der $\pi N \to \pi N$ Streuung zeigt, daß die Quantenzahlen von X aus dem Winkel θ zwischen einem Zerfallsprodukt von X und der Quantisierungsachse des Eingangs bestimmt werden können. Diese ergibt sich aber aus der Richtung von C oder Y und ist gleichzeitig antiparallel zur Flugrichtung des X im CMS, weshalb im Helizitätssystem als Quantisierungsachse diese Richtung verwendet wird.

C.2.2 Das Gottfried-Jackson-System

Es sei nun die Reaktion $AB \to CX \to CDE$ nur über den t-Kanal wie in der Abbildung C.2 b) gezeigt möglich. Der für den Vergleich mit Abschnitt C.1 zu

identifizierende Subprozeß ist diesmal $BZ \to X \to DE$. Betrachten wir also das

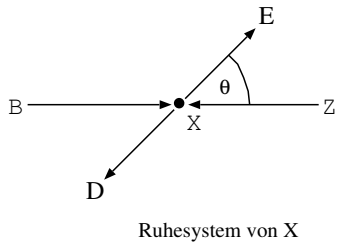


Abbildung C.4: Schematische Darstellung für die Reaktion $AB \to CX \to CDE$ im Ruhesystem von X für die t-Kanal-Streuung.

Geschehen für diesen Kanal im X-Ruhesystem wie es Abbildung C.4 darstellt. Die den Zwischenzustand generierenden Teilchen B und Z fliegen in diesem Ruhesystem entgegengesetzt aufeinander zu. Der einzige in diesem System definierte Winkel θ ergibt sich also aus der Richtung im Eingangskanal entsprechend der Richtung von Teilchen B im Ruhesystem von X gesehen und einem Zerfallsprodukt von X. Für die Produktion nahe der Schwelle ist aber die Flugrichtung von Teilchen B im X-Ruhesystem nahezu parallel zur Strahlrichtung im CMS und Laborsystem, weshalb oft diese Richtung verwendet wird. Im pp-Stoß ist eine s-Kanalstreuung nicht möglich, d. h. hier ist das naheliegende System das Gottfried-Jackson-System und damit der in ihm definierte Winkel hinsichtlich der Quantenzahlen einer Resonanz interessant.

Anhang D

Gruppen und Matrizen

D.1 Gruppen

Die Gruppentheorie umfaßt einen großen Bereich innerhalb der Mathematik und gehört zu den algebraischen Strukturen. Auch wenn solche abstrakten Strukturen auf den ersten Blick eher von theoretischem Interesse zu sein scheinen, hat sie auch zahlreiche Anwendungen zur Klassifizierung und Systematisierung in zahlreichen Gebieten auch außerhalb der Mathematik, womit häufig ein tieferes Verständnis der dort vorhandenen Strukturen zugänglich wird. Deshalb soll hier der Vollständigkeit halber die Begriffsdefintion gegeben werden, um in den folgenden Abschnitten spezielle Gruppen mit Matrizen einzuführen, die nicht nur im Rahmen der starken Wechselwirkung von Relevanz sind.

Gruppe:
Ein Paar $(\mathbb{M}, \otimes)$ heißt *Gruppe*, wenn $\mathbb{M}$ eine Menge darstellt, $\otimes$ eine binäre Verknüpfung $a \otimes b$ ist und folgende Axiome erfüllt sind:

1. Wohldefiniertheit: Für alle Elemente $a, b \in \mathbb{M}$ ist $(a \otimes b) \in \mathbb{M}$.
2. Assoziativität: Für alle Elemente $a, b, c \in \mathbb{M}$ gilt: $a \otimes (b \otimes c) = (a \otimes b) \otimes c$.
3. Neutrales Element: Es gibt ein neutrales Element $e \in \mathbb{M}$, so daß für jedes Element $a \in \mathbb{M}$ gilt: $e \otimes a = a$.
4. Inverses Element: Zu jedem Element $a \in \mathbb{M}$ gibt es ein inverses Element $a^{-1} \in \mathbb{M}$, mit: $a^{-1} \otimes a = e$.

Beispiele für Gruppen sind die reellen Zahlen bezüglich der Addition $(\mathbb{R}, +)$, die reellen Zahlen ohne die Null mit der Multiplikation $(\mathbb{R}\backslash\{0\}, *)$ oder alle regulären, reellen Matrizen $\mathcal{M}$ bezüglich der Multiplikation $(\mathcal{M}, *)$.

D.2 Matrizen

Matrizen spielen im mathematischen Teilgebiet der linearen Algebra eine elementare Rolle und sind auch beim Verständnis und Klassifizierung physikalischer Probleme

oft hilfreich. Vor allem zur Beschreibung linearer Transformationen und in Verbindung von Symmetrien und Drehimpulsen zeigt sich eine wichtige Anwendung in der Physik.

Matrix:
Eine $(m \times n)$-Matrix $\mathcal{A}$ ist ein System von m mal n Elementen, die in m Zeilen und n Spalten angeordnet sind:

$$\mathcal{A} = (a_{ij}) = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & & a_{2n} \\ & & \ddots & \\ \vdots & & a_{ij} & \vdots \\ & & & \ddots \\ a_{m1} & a_{m2} & \cdots & a_{mn} \end{pmatrix} \leftarrow i\text{-te Zeile}$$

$$\uparrow$$

j-te Spalte

Man sagt, die Matrix ist vom Typ $(m \times n)$ und schreibt $\mathcal{A}_{m\times n}$ oder $\mathcal{A}_{(m,n)}$.

Die Elemente einer Matrix $\mathcal{A}$ können reelle oder komplexe Zahlen sein, Funktionen, Differentialquotienten u.v.m., wobei für die hier betrachteten Grundlagen nur reelle oder komplexe Zahlen auftreten sollen, also für alle Elemente a_{ij} ist

$$a_{ij} = x_{ij} + \mathrm{i}\, y_{ij},$$

wobei $x_{ij}, y_{ij} \in \mathbb{R}$. Dann sind die Elemente der *komplex konjugierten Matrix* $\mathcal{A}^*$ gegeben durch:

$$a^*_{ij} = x_{ij} - \mathrm{i}\, y_{ij}\,.$$

Transponierte Matrix $\mathcal{A}^{\mathrm{T}}$:
Es sei $\mathcal{A}$ eine $(m \times n)$-Matrix. Die *transponierte Matrix* $\mathcal{A}^{\mathrm{T}}$ erhält man dann durch Vertauschen der Zeilen und Spalten, so daß sie vom Typ $(n \times m)$ ist. Für sie gilt:

$$a^{\mathrm{T}}_{ij} = a_{ji}\,.$$

Adjungierte Matrix $\mathcal{A}^\dagger$:
Aus einer komplexen Matrix $\mathcal{A}$ erhält man die *adjungierte Matrix* $\mathcal{A}^\dagger$ durch Transponieren der dazugehörigen konjugiert komplexen Matrix:

$$\mathcal{A}^\dagger = (\mathcal{A}^*)^{\mathrm{T}} = (\mathcal{A}^{\mathrm{T}})^*\,.$$

Multiplikation zweier Matrizen:
Das Produkt $\mathcal{A} \cdot \mathcal{B}$ zweier Matrizen $\mathcal{A}$ und $\mathcal{B}$ ist nur definiert, falls die Spaltenzahl der Matrix $\mathcal{A}$ der Zeilenzahl von $\mathcal{B}$ entspricht. Sei also $\mathcal{A}$ vom Typ $(m \times n)$ und $\mathcal{B}$

vom Typ $(n \times p)$. Dann ist das Produkt $\mathcal{A} \cdot \mathcal{B}$ eine Matrix $\mathcal{C} = (c_{\mu\lambda}$ vom Typ $(m \times p)$ und es gilt:

$$\mathcal{A} \cdot \mathcal{B} = (\sum_{\nu=1}^{n} a_{\mu\nu} b_{\nu\lambda}) = (c_{\mu\lambda}) = \mathcal{C}\,.$$

Das Element $c_{\mu\lambda}$ ist also das Produkt der μ-ten Zeile von $\mathcal{A}$ mit der λ-ten Spalte von $\mathcal{B}$.

Determinante einer Matrix:
Die Determinante D einer $(n \times n)$-Matrix $\mathcal{A}$ ist eine der quadratischen Matrix eindeutig zugeordnete reelle oder komplexe Zahl $D = \det \mathcal{A}$. Ihre technisch etwas kompliziertere Berechnung spielt hier keine besondere Relevanz und kann in jeder mathematischen Formelsammlung nachgeschlagen werden (z. B. [125]). Wegen ihrer Verbindung zur inversen Matrix über

$$\mathcal{A}^{-1} = \frac{1}{\det \mathcal{A}} \mathcal{A}^{\dagger} \tag{D.1}$$

erkennt man, daß eine inverse Matrix nur für $\det \mathcal{A} \neq 0$ existieren kann.

D.2.1 Spezielle Gruppen mit Matrizen

In diesem Abschnitt sollen noch 3 wichtige Gruppen kurz vorgestellt werden, die in physikalischen Beschreibungen regelmäßig Anwendung finden. Die Gruppenverknüpfung ist stets die Matrizenmultiplikation (s.o.) und es handelt sich ausschließlich um quadratische Matrizen, also vom Typ $(n \times n)$.

SO(n):
Gruppe aller speziellen orthonormalen $(n \times n)$-Matrizen $\mathcal{M}$. Es gilt also:

$$\det \mathcal{M} = 1 \qquad \text{und} \qquad \mathcal{M}^{\mathrm{T}} \mathcal{M} = \mathbb{1}_n$$

Die SO(3) bietet z. B. eine Darstellung von dreidimensionalen Vektoren.

U(n):
Gruppe aller unitären $(n \times n)$-Matrizen $\mathcal{M}$. Es gilt also:

$$\mathcal{M}^{\dagger} \mathcal{M} = \mathbb{1}_n$$

Die U(1) ist beispielsweise die der elektromagnetischen Wechselwirkung zugrundeliegende Eichgruppe.

SU(n):
Gruppe aller speziellen unitären $(n \times n)$-Matrizen $\mathcal{M}$. Es gilt also:

$$\det \mathcal{M} = 1 \qquad \text{und} \qquad \mathcal{M}^{\dagger} \mathcal{M} = \mathbb{1}_n$$

Die SU(2) wird beispielsweise beim Spin $\frac{1}{2}$ verwendet.

☞ Glossar

Stichwörter

Anregungsfunktion: Bezeichnung für die Energieabhängigkeit des ☞ Wirkungsquerschnittes $\sigma_{tot} = \sigma_{tot}(Q)$ von der Überschußenergie Q.

Asymptotische Freiheit: Für kleine Abstände, also bei hohen Energien, wird die Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung klein, so daß sich die Quarks wie quasi-freie Teilchen verhalten.

Austauschboson: Bezeichnung für die Überträger der heutzutage bekannten Wechselwirkungen. Es handelt sich dabei um das Z^0 und $W^{\pm}$ im Falle der schwachen Kraft, das Photon γ für den Elektromagnetismus, das Gluon g als Überträger der starken Wechselwirkung und das bis heute nur theoretisch vorhergesagte Graviton G. Sie alle gehören zur Klasse der ☞ Bosonen.

Baryon: Untergruppe der ☞ Hadronen. Ein Baryon wird durch drei Quarks (qqq) oder drei Antiquarks ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) aufgebaut und besitzt deshalb einen halbzahligen Spin und gehört damit zur Klasse der ☞ Fermionen. Da die Baryonenzahl eine Erhaltungsgröße ist, können in einer Reaktion immer nur ein Baryon und ein Antibaryon gleichzeitig erzeugt bzw. vernichtet werden.

Boson: Bezeichnung für Teilchen mit ganzzahligem Spin. Sie folgen der Bose-Einstein-Statistik und unterliegen nicht dem ☞ Pauli-Prinzip.

COSY: Das COoler SYnchrotron am Forschungszentrum Jülich ist ein als Speicherring konzipierter Teilchenbeschleuniger für Protonen und Deuteronen in einem Impulsbereich zwischen 600 – 3700 MeV/c. Seine Besonderheiten sind die exzellente Strahlqualität bedingt durch die Elektronen- und stochastische Kühlung sowie die Tatsache, daß auch polarisierte Teilchen (☞ Polarisation) beschleunigt werden können.

Elektromagnetische Kraft: Die durch den Austausch von Photonen übertragene Wechselwirkung zwischen elektrischen Ladungen. Aufgrund der Masselosigkeit der Austauschquanten besitzt sie eine unendliche Reichweite.

Farbladung: Bezeichnung für die Ladung des starken Feldes. Sie kommt in drei verschiedenen Zuständen vor, die mit den drei Grundfarben rot (r), grün (g) und blau (b) und den dazugehörigen Komplementärfarben ($\bar{r}, \bar{g}, \bar{b}$) bezeichnet werden. Quarks besitzen eine Farbe, Antiquarks eine Komplementärfarbe und Gluonen tragen beide Farbformen. Erlaubte stark gebundene Zustände müssen weiß sein, wobei sich entweder die drei Grundfarben in gleichen Mischungsverhältnissen oder Farbe und ihre Komplementärfarbe zu weiß ergänzen. Mögliche starke Bindungszustände sind Mesonen ($q\bar{q}$), Baryonen (qqq, $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$), aber auch prinzipiell bisher noch nicht eindeutig nachgewiesene exotische Zustände wie z. B. Tetraquarks ($qq\bar{q}\bar{q}$), Pentaquarks ($qqqq\bar{q}$) oder auch Gluebälle ($gg, ggg, \ldots$).

Fermion: Bezeichnung für Teilchen mit halbzahligem Spin. Sie folgen der Fermi-Dirac-Statistik und unterliegen dem ☞ Pauli-Prinzip.

Gluon: Überträger der starken Wechselwirkung. Sein Name hat den griechischen Wortstamm für Leim (engl. *glue*), da es bildhaft die Quarks miteinander verklebt. Es handelt sich beim Gluon um ein masseloses Teilchen mit Spin 1. Es gibt 8 linear-unabhängige Gluonen, die sich in ihrer sogenannten ☞ Farb-Antifarbladung unterscheiden, ähnlich dem Unterschied zwischen positiver und negativer Ladung.

Gravitation: Die anziehende Kraft zwischen zwei Massen. Es wird derzeit angenommen, daß die Überträger der Kraft masselose Gravitonen mit Spin 2 sind. Wegen der geringen Massen elementarer Teilchen spielt sie in subatomaren Prozessen keine Rolle.

Hadron: Bezeichnung für alle stark wechselwirkenden Teilchen mit einer inneren Struktur. Sie werden weiter unterschieden in ☞ Mesonen als gebundener Quark-Antiquark-Zustand ($q\bar{q}$) und ☞ Baryonen bestehend aus drei Quarks (qqq). Andere, prinzipiell nicht verbotene Zustände wurden bisher nicht eindeutig nachgewiesen, obwohl aktuell ein mögliches Signal eines ebenfalls denkbaren Baryonenzustandes, das sogenannte Pentaquark ($qqqq\bar{q}$), von mehreren Experimenten gesehen wurde.

Isospin: Vektor $\vec{I}$ in einem abstrakten Raum, dessen Orientierung den Ladungszustand eines Systems angibt. So werden Proton und Neutron als zwei identische Teilchen mit unterschiedlicher Isospin-Orientierung ($\pm\frac{1}{2}$) angesehen. Die starke Wechselwirkung ist isospinerhaltend und hängt nur vom Gesamtisospin ab (Ladungsunabhängigkeit).

Kern- und Teilchenphysik: Teilgebiet der Physik, das sich mit dem Aufbau der Materie und den fundamentalen Wechselwirkungen beschäftigt. Untersuchungsobjekte sind die elementaren Bausteine, d.h. ☞ Quarks, ☞ Leptonen

und die ☞Austauschbosonen, sowie die aus diesen zusammengesetzten Teilchen wie Nukleonen (Proton, Neutron), die wiederum aus diesen aufgebauten Kerne etc.

Leptonen: Klasse aller Teilchen, die nur der elektroschwachen, nicht aber der starken Wechselwirkung unterliegen. Es sind dies die geladenen Leptonen (Elektron e, Myon μ und Tau τ), die diesen zugeordneten Neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) und ihre Antiteilchen.

Magnetspektrometer: Ein mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ bewegtes geladenes Teilchen wird in einem zur Flugrichtung senkrecht stehenden Magnetfeld $\vec{B}$ ($\vec{v} \cdot \vec{B} = 0$) senkrecht zu $\vec{v}$ und $\vec{B}$ abgelenkt. Der Krümmungsradius R der Bahnkurve hängt dabei proportional vom Absolutbetrag des Impulses $\vec{p}$ ab: $R = p/eB$. In einem Magnetspektrometer nutzt man diese Tatsache, um geladene Teilchen nach ihren Impulsen zu trennen.

Meson: Gebundener Zustand aus einem Quark und einem Antiquark ($q\bar{q}$). Als Untergruppe der ☞Hadronen sind sie wegen ihres ganzzahligen Spins auch der Klasse der ☞Bosonen zuzuordnen. Die leichtesten Repräsentanten sind die Pionen ($\pi^\pm, \pi^0$) mit Massen von etwa $140\,\mathrm{MeV/c^2}$. Daneben gibt es eine Vielzahl weiterer Mesonen (z. B. $\eta, \omega, K^\pm, \ldots$) bis hin zu den schwersten Vertretern mit 100facher Masse der Pionen.

Modell: Oftmals ist es schwierig, aus den allgemeinen Theorien konkrete physikalische Vorgänge zu berechnen. Deshalb werden zu den allgemeinen Postulaten noch zusätzliche Annahmen aufgestellt, um die Berechnung zu vereinfachen bzw. zu ermöglichen. Die individuellen Einschränkungen solcher Modelle sind jedoch nicht unbedingt allgemein akzeptiert und können dazu führen, daß Ergebnisse nur für bestimmte Sonderfälle zutreffend sind. Deshalb ist ein Modell im Vergleich zur Theorie weniger allgemein.

Monte-Carlo Simulation: Eine Monte-Carlo-Simulation ist eine spezielle Art der Simulation, bei der die aktuellen Koordinatenwerte per Zufallsgenerator bestimmt werden anstatt den vorgegebenen Koordinatenraum systematisch abzuarbeiten. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt in der geringen Anzahl von Simulationszyklen, die zu repräsentativen Ergebnissen führen. Der Name leitet sich von der Stadt Monte Carlo ab, die für ihre Spielcasinos bekannt ist.

Neutron: Neutraler Baustein der Kerne, aufgebaut aus drei Quarks (udd). Damit ist es ein Baryon und wegen seines Spin $\frac{1}{2}$ auch ein Fermion.

Pauli-Prinzip: Ein und derselbe Zustand eines Quantensytems kann nur von genau einem ☞Fermion besetzt sein. Mathematisch bedeutet dies, daß die Wellenfunktion $\Psi_{12}(x)$ eines zwei identische Fermionen beschreibenden Systems

antisymmetrisch sein muß:

$$\Psi_{12}(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\Psi_1(x_1)\Psi_2(x_2) - \Psi_1(x_2)\Psi_2(x_1)\right] ,$$

wobei Ψ_1 und Ψ_2 Wellenfunktionen der einzelnen Teilchen darstellen. Dann ist nämlich für identische Fermionen ($\Psi_1 = \Psi_2$) die Wahrscheinlichkeit, sich am selben Ort aufzuhalten ($x_1 = x_2$) gleich Null: $\Psi_{12}(x_1, x_1) \equiv 0$.

Phasenraum: Der Phasenraum ist der durch die zur kinematischen Beschreibung eines gegebenen Zustandes notwendigen Variablen aufgespannte mathematische Raum. Im Falle eines einzelnen, sich im Raum frei beweglichen Teilchens ist er beispielsweise ein 6-dimensionaler Raum $\{x, y, z, p_x, p_y, p_z\}$, aufgespannt durch die drei Ortskoordinaten und den Impulsvektor.

Polarisation: Es gibt verschiedene Gebiete, in denen der Begriff der Polarisation gebräuchlich ist. In der Wellenmechanik beschreibt er allgemein die Ausrichtung des Amplitudenvektors $\vec{A}$ einer Welle relativ zu ihrem Ausbreitungsvektor $\vec{k}$. Im Falle der quantenmechanischen Größe des ☞ Spins $\vec{S}$ bezeichnet man mit Polarisation die relative Orientierung des Spins zu einer gegebenen, festen Quantisierungsachse $\vec{z}$. Bei einer Gruppe von n Teilchen bezeichnet die Polarisation anschaulich den Überschuß der Teilchen mit Spin in einer bestimmten Richtung gegenüber denen, deren Spin nicht in diese Richtung zeigt. Eine Polarisation von $P = 0$ bedeutet Gleichverteilung der Spins, $P = 1$ für Spin $\frac{1}{2}$ hingegen die Ausrichtung aller Spins in derselben Richtung.

Produktionsschwelle: Für die Erzeugung neuer Teilchen in Teilchenkollisionen muß die im Stoß freiwerdende Energie in Masse umgewandelt werden. Die Produktionsschwelle bezeichnet ist die Situation, in der die Gesamtenergie während der Kollision genau den Massen aller Teilchen nach der Reaktion entspricht, d. h. wenn die überschüssige Energie gerade für die Erzeugung der zusätzlichen Massen ausreicht.

Proton: Einfach positiv geladener Kernbaustein, aus drei Quarks (uud) bestehend. Er gehört aufgrund seines Spin $\frac{1}{2}$ zur Klasse der Fermionen und wegen seiner Quarkstruktur zu den Baryonen.

Quantenchromodynamik: Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die quantenfeldtheoretische Beschreibung der Farbwechselwirkung (starke Kraft) bei hohen Energien. Im Vergleich zu ihrem elektromagnetischen Analogon, der QED, ist sie komplizierter, weil es zum einen drei ☞ Farbladungen gibt, die Gluonen selbst Farbe tragen und daher miteinander wechselwirken können und wegen der höheren Kopplungsstärke.

Quark: Stark wechselwirkendes Elementarteilchen mit Spin $\frac{1}{2}$, von denen es sechs verschiedene Sorten gibt, die mit (u, d, s, c, b, t) entsprechend ihrer englischen

Namen (up, down, strange, charm, bottom, top) abgekürzt werden. Quarks treten niemals einzeln auf. Diese Eigenschaft bezeichnet man als *Confinement* (=Einschluß), weil sie immer in Form sogenannter ☞ Hadronen eingeschlossen sind. Sie besitzen eine drittelzahlige Ladung, nämlich $-\frac{1}{3}e$ für die Quarks d, s und b sowie $+\frac{2}{3}e$ für u, c und t. Im Falle der Antiquarks drehen sich die Ladungsvorzeichen um. Ursprünglich hatte Gell-Mann wohl als Namen das Wort „kwork“ für die von ihm im Jahre 1964 vorgeschlagenen Teilchen ausgesucht. Erst später hat er die heutige Bezeichnung aus dem Roman „Finnegans Wake“ von James Joyce übernommen.

Schwache Kraft: Durch den Austausch von schweren Spin-1 Teilchen, den Vektorbosonen $W^{\pm}$ und Z^0, übertragene Wechselwirkung. Sie führt zum Zerfall schwerer Leptonen und Quarks in die leichtesten Teilchen. Sie ist vor allem durch ihre extrem kurze Reichweite ($\approx 10^{-17}\,\mathrm{m}$) gekennzeichnet. Außerdem gibt es keine über die schwache Kraft gebundenen Zustände.

Spektatorproton: In Ermangelung von reinen Neutronentargets und -strahlen nutzt man deshalb als Reaktionsteilchen Deuteronen, bei denen es sich um einen gebundenen Zustand aus einem Neutron und einem Proton handelt. Stößt nun ein Strahlteilchen mit einem Targetdeuteron zusammen, so streut es entweder am Proton oder am Neutron. In letzterem Fall würde das an der Reaktion unbeteiligte Proton im Deuteron mit seinem Impuls zum Zeitpunkt der Kollision unbeeinflußt als freies Proton aus dem Deuteron heraustreten, während das Neutron eine Impulsänderung durch den Stoß erfährt. Das Proton ist also wie eine Art außenstehender Beobachter in der Reaktion und wird deshalb als Spektator bezeichnet.

Spin: Der oft genannte Vergleich des Spins mit einer sich drehenden makroskopischen Kugel ist sicherlich nur anschaulicher Natur. Physikalisch wird mit dem Spin als nicht-klassischer Größe der Eigendrehimpulsvektor $\vec{S}$ eines elementaren Teilchens bezeichnet. Die quantenmechanische Behandlung ergibt, daß die Länge dieses Vektors nur bestimmte Werte annehmen kann: $\vec{S}^2 = s(s+1)\hbar^2$ mit $s = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \ldots$. Oft wird bei Angabe des Spins auf das $\hbar$ verzichtet (z. B. Spin $\frac{1}{2}$ statt Spin $\frac{1}{2}\hbar$).

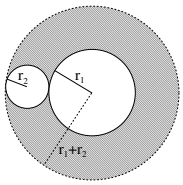
Starke Kraft: Wechselwirkung, die durch den Austausch masseloser Spin-1 Teilchen, den sogenannten Gluonen, übertragen wird. Sie führt zur Bindung der Kernbausteine, ist spin- und ladungsabhängig und durch eine kurze Reichweite ($\approx 10^{-15}\,\mathrm{m}$) gekennzeichnet.

Strangeness: Bezeichung für eine der sechs verschiedenen Sorten der ☞ Quarks. Dem s-Quark wird die Strangeness -1, seinem Antiquark $\bar{s}$ eine Strangeness von $+1$ zugeordnet. Damit hat das K^+ als $u\bar{s}$-Zustand eine Strangeness von $+1$ und das K^- ($s\bar{u}$) von -1.

Theorie: In der Physik die Bezeichnung für eine formale (meist mathematische) Beschreibung physikalischer Zusammenhänge, ausgehend von nur wenigen allgemein akzeptierten Axiomen. So leitet sich beispielsweise die spezielle Relativitätstheorie lediglich aus der Gleichstellung aller Inertialsysteme und der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit in all diesen Systemen ab.

Wechselwirkung: Eine Wechselwirkung bezeichnet die gegenseitige Beeinflussung zweier Objekte durch den Austausch von Feldquanten, so daß es zu einer abstoßenden oder anziehenden Kraftwirkung kommt.

Wirkungsquerschnitt: Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} stellt eine der wichtigsten Beobachtungsgrößen in Streuexperimenten mit Teilchen dar.



Anschaulich kann man ihn sich anhand zweier solider Kugeln mit den Radien r_1 und r_2 vorstellen. Im Stoß lenken sie sich genau dann nicht mehr ab, wenn sie sich nur noch tangential berühren, so wie in nebenstehender Abbildung gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt ist hier nun die schraffierte Fläche, innerhalb derer es zur Wechselwirkung kommt, also $\sigma_{tot} = \pi(r_1 + r_2)^2$.
Für Streuexperimente ist seine Interpretation nicht mehr so anschaulich, aber die Einheit (Barn $\mathrm{b} = 10^{-28}\,\mathrm{m}^2$) bleibt eine Fläche.

Konstanten

$\hbar$ $1.05457 \cdot 10^{-34}\,\mathrm{Js}$ [Plancksches Wirkungsquantum]

c $2.99792 \cdot 10^{8}\,\mathrm{m/s}$ [Vakuumlichtgeschwindigkeit]

e $1.602177 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C}$ [Elementarladung]

Symbole

β Gibt die Geschwindigkeit v eines Objektes in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit an: $\beta = v/c \leq 1$.

γ Symbol für den Lorentz- oder relativistischen Faktor. Es ist $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$.

σ Bezeichnung für den totalen Wirkungsquerschnitt.

$$\sigma = \frac{\text{Anzahl Wechselwirkungen / Zeiteinheit}}{\text{Anzahl einfallender Teilchen/ (Zeiteinheit·Flächeneinheit)}}$$

θ Polarwinkel eines Vektors $\vec{x} = (x, y, z)^{\mathrm{T}}$, also $\sphericalangle(\vec{x}, \vec{e}_z)$. Berechnet sich gemäß $\cos\theta = \frac{\vec{x}\cdot\vec{e}_z}{|\vec{x}|\cdot e_z} = \frac{z}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}}$.

φ Azimuthalwinkel eines Vektors $\vec{x} = (x, y, z)^{\mathrm{T}}$, also $\sphericalangle((x, y, 0)^{\mathrm{T}}, \vec{e}_x)$. Berechnet sich gemäß $\cos\varphi = \frac{(x,y,0)^{\mathrm{T}}\cdot\vec{e}_x}{|(x,y,0)^{\mathrm{T}}|\cdot e_x} = \frac{x}{\sqrt{x^2+y^2}}$.

Literaturverzeichnis

[1] K. Hagiwara et al., Phys. Rev. **D 66**, (2002), 010001.

[2] H. Stöcker, ed., *Taschenbuch der Physik*. Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 1994.

[3] H. Vogel, *Gerthsen Physik*. Springer, Berlin, 1997.

[4] A. Einstein, Annalen Phys. **49**, (1916), 769–822.

[5] S. Weinberg, What is quantum field theory, and what did we think it was?, in *Proc. of the Conference On Historical Examination And Philosophical Reflections On The Foundations Of Quantum Field Theory*. 1996. hep-th/9702027.

[6] W. Oelert et al., IKP-KFA, (1988). COSY Proposal No. 11.

[7] R. Maier, Nucl. Instr. & Meth. **A 390**, (1997), 1–8.

[8] P. Moskal, *η' meson production in the $pp \to pp\eta'$ reaction near threshold*. Dissertation, Jagellonische Universität Krakau, 1998. IKP Jül-3685.

[9] J. T. Balewski et al., Eur. Phys. J. **A 2**, (1998), 99–104.

[10] P. Moskal et al., Phys. Rev. **C 69**, (2004), 025203.

[11] P. Winter et al., Phys. Lett. **B 544**, (2002), 251–258.

[12] R. Czyżykiewicz und P. Moskal, IKP, (2002). COSY Proposal No. 118.

[13] D. Grzonka und T. Rożek, IKP-KFA, (April, 2004). COSY Proposal No. 143.

[14] M. Wolke, *Schwellennahe assoziierte Strangeness-Erzeugung in der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ am Experiment COSY-11*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1997. IKP Jül-3532.

[15] T. Lister, *Untersuchung der Reaktion $pp \to ppK^+X$ in Nähe der $f_0(980)$-Resonanz*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1999.

[16] C. Quentmeier, *Untersuchung der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ nahe der Produktionsschwelle*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2001.

[17] G. Schepers, *Assoziierte Strangeness-Erzeugung an der Produktionsschwelle in der Reaktion $pp \to pK^+\Lambda$ am Experiment COSY-11 mit einer optimierten Strahloptik*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1998. IKP Jül-3586.

[18] S. Brauksiepe et al., Nucl. Instr. & Meth. **A 376**, (1996), 397–410.

[19] W. Oelert, Threshold Measurements at the Experiment COSY-11, in *Proc. of the 105th WE-Heraeus-Seminar on Hadronic Processes at Small Angles in Storage Rings, Bad Honnef, Konferenzen des Forschungszentrums Jülich*, vol. KFA–IKP(I)-1993-1, p. 127ff. 1993.

[20] M. Wolke et al., Nucl. Phys. News **9**, (1999), 27–32.

[21] P. Kowina et al., Eur. Phys. J. **A 22**, (2004), 293–299.

[22] T. Rożek, Threshold hyperon production in *pp*-collisions at COSY-11, Dissertation in Vorbereitung.

[23] D. Prasuhn et al., Nucl. Instr. & Meth. **A 441**, (2000), 167–174.

[24] K. Kilian et al., Threshold Studies at LEAR, in *Proc. of the Erice Workshop on Physics at LEAR with Low-Energy Cooled Antiprotons 1982*, R. K. U. Gastaldi, ed., Ettore Majorana International Science Series, p. 843 ff. Plenum Press, New York, 1984.

[25] H. Dombrowski et al., Nucl. Instr. & Meth. **A 386**, (1997), 228–234.

[26] C. Quentmeier, *Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1997.

[27] G. Charpak et al., Nucl. Instr. & Meth. **62**, (1968), 262–268.

[28] A. H. Walenta et al., Nucl. Instr. & Meth. **92**, (1971), 373–380.

[29] B. Gugulski et al., Construction and Test of Drift Chambers for the New Jülich Accelerator COSY, Tech. Rep., KFA-IKP(I)-1992-3, IKP, FZ Jülich, 1992.

[30] P. Moskal, *Response Function of the Trigger Scintillator Detector for the COSY-11 Installation*, Diplomarbeit, Jagellonische Universität Krakau, 1993. IKP-Jül-2825.

[31] H.-H. Adam, *η-Mesonenproduktion in der Reaktion $pd \to {}^3He\eta$ am Experiment COSY-11*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2000.

[32] J. Smyrski, Missing Mass Resolution in Near-Threshold Measurements, Annual Report 1999, Jül-3744, IKP, FZ Jülich, 2000.

[33] J. T. Balewski et al., Phys. Lett. **B 388**, (1996), 859–865.

[34] J. Smyrski, Additional drift chamber for the COSY-11 facility, Annual Report 1998, Jül-3640, IKP, FZ Jülich, 1999.

[35] J. Smyrski et al., Nucl. Instr. Meth. A, (2004). accepted for publication.

[36] M. D. Mestayer et al., Nucl. Instr. & Meth. **A 449**, (2000), 81–111.

[37] M. Wolke, *Ein großflächiger Szintillationsdetektor mit Matrix-Auslese für Experimente an COSY*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1993. IKP Jül-2852.

[38] G. Anton et al., Nucl. Instr. & Meth. **A 310**, (1991), 631–635.

[39] M. Köhler et al., Die Silizium-Pad-Detektoren im Experiment COSY-11, Tech. Rep., Jül-3071, FZ Jülich, 1995.

[40] L. Bertolotto et al., Phys. Lett. **B 345**, (1995), 325–334.

[41] R. Ansari et al., Nucl. Instr. & Meth. **A 288**, (1990), 240–244.

[42] K. Zwoll et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **41**, (1994), 37–44.

[43] P. Wüstner, *Die Produktion des η-Mesons am Jülicher Beschleuniger COSY und Entwicklung eines optimierten Datenaufnahmesystem.* Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1998.

[44] P. Moskal, Time resolution of the COSY-11 neutron detector tested via the $pp \to pn\pi^+$ reaction, Annual Report 2001, Jül-3978, IKP, FZ Jülich, 2002.

[45] T. Rożek und D. Grzonka, Time calibration of the neutron detector for $pp \to nK^+\Sigma^+$ reaction, Annual Report 2003, IKP, FZ Jülich, 2004.

[46] J. Smyrski, IKP-KFA, (April, 2001). COSY Proposal No. 99.

[47] R. Bilger et al., Nucl. Instr. & Meth. **A 457**, (2001), 64–74.

[48] R. Czyżykiewicz, *η and η' meson production in the quasi-free proton-neutron collisions at the COSY-11 facility*, Diplomarbeit, Jagellonische Universität Krakau, December, 2002.

[49] M. Janusz, R. Czyzykiewicz, W. Migdal und P. Moskal, Energy calibration of the COSY-11 neutron detector, Annual Report 2002, IKP, FZ Jülich, 2003.

[50] P. Moskal et al., Production of eta and eta' mesons via the quasi-free proton neutron interaction, in *HADRON SPECTROSCOPY - Tenth International Conference on Hadron Spectroscopy*, E. Klempt, H. Koch und H. Orth, eds., vol. 717 of *AIP conference proceedings*, pp. 907–911. American Institute of Physics, 2004. nucl-ex/0311003.

[51] P. Moskal, R. Czyzykiewicz, M. Janusz, J. Majewski und J. Przerwa, The quasi-free $pn \to pn\eta'$ reaction at the COSY-11 facility, Annual Report 2003, IKP, FZ Jülich, 2004.

[52] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields. Vol. 1: Foundations*. Cambridge University Press, Cambridge, 2000.

[53] E. H. Wichmann und J. H. Crichton, Phys. Rev. **132**, (1963), 2788–2799.

[54] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif und D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*. Harri Deutsch, Frankfurt a.M., 1995.

[55] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. **17**, (1935), 48–57.

[56] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, (1964), 214–215.

[57] G. Zweig. CERN-TH-412.

[58] Y. Ne'eman, Nucl. Phys. **26**, (1961), 222–229.

[59] M. Gell-Mann, D. Sharp und W. G. Wagner, Phys. Rev. Lett. **8**, (1962), 261.

[60] V. E. Barnes et al., Phys. Rev. Lett. **12**, (1964), 204–206.

[61] LEPS Kollaboration, T. Nakano et al., Phys. Rev. Lett. **91**, (2003), 012002.

[62] DIANA Kollaboration, V. V. Barmin et al., Phys. Atom. Nucl. **66**, (2003), 1715–1718.

[63] CLAS Kollaboration, S. Stepanyan et al., Phys. Rev. Lett. **91**, (2003), 252001.

[64] CLAS Kollaboration, V. Kubarovsky et al., Phys. Rev. Lett. **92**, (2004), 032001.

[65] SAPHIR Kollaboration, J. Barth et al., Phys. Lett. **B 572**, (2003), 127–132.

[66] A. E. Asratyan, A. G. Dolgolenko und M. A. Kubantsev, Phys. Atom. Nucl. **67**, (2004), 682–687.

[67] HERMES Kollaboration, A. Airapetian et al., Phys. Lett. **B 585**, (2004), 213.

[68] SVD Kollaboration, A. Aleev et al., hep-ex/0401024.

[69] COSY-TOF Kollaboration, M. Abdel-Bary et al., Phys. Lett. **B 595**, (2004), 127–134.

[70] D. Diakonov, V. Petrov und M. V. Polyakov, Z. Phys. **A359**, (1997), 305–314.

[71] C. Amsler und F. E. Close, Phys. Rev. **D53**, (1996), 295–311.

[72] F. Hibou et al., Phys. Lett. **B 438**, (1998), 41–46.

[73] P. Moskal et al., Phys. Rev. Lett. **80**, (1998), 3202–3205.

[74] P. Moskal et al., Phys. Lett. **B 474**, (2000), 416–422.

[75] P. Moskal et al., Phys. Lett. **B 482**, (2000), 356–362.

[76] F. Balestra et al., Phys. Lett. **B 491**, (2000), 29–35.

[77] A. Baldini, V. Flaminio, W. G. Moorhead, D. R. O. Morrison und E. . Schopper, H., *Total cross-sections for reactions of high-energy particles*, vol. I/12 of *Landolt-Börnstein, New Series*. Springer, Berlin, 1988.

[78] A. Khoukaz et al., Eur. Phys. J. **A 20**, (2004), 345–350.

[79] C. Quentmeier et al., Phys. Lett. **B 515**, (2001), 276–282.

[80] F. Balestra et al., Phys. Rev. **C 63**, (2001), 024004.

[81] A. Sibirtsev und W. Cassing, Eur. Phys. J. **A 2**, (1998), 333–335.

[82] V. Baru et al., Eur. Phys. J. **A 6**, (1999), 445–450.

[83] A. Sibirtsev, W. Cassing und C. M. Ko, Z. Phys. **A 358**, (1997), 101–106.

[84] C. Berger, *Elementarteilchenphysik*. Springer, Berlin, 2002.

[85] D. J. Griffiths, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*. Akademie, Berlin, 1996.

[86] D. Morgan und M. R. Pennington, Phys. Rev. **D 48**, (1993), 1185–1204.

[87] R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D 15**, (1977), 267.

[88] J. D. Weinstein und N. Isgur, Phys. Rev. **D 41**, (1990), 2236–2257.

[89] D. Lohse, J. W. Durso, K. Holinde und J. Speth, Nucl. Phys. **A 516**, (1990), 513–548.

[90] E. Van Beveren et al., Z. Phys. **C 30**, (1986), 615–620.

[91] R. L. Jaffe und K. Johnson, Phys. Lett. **B 60**, (1976), 201.

[92] J. D. Davies et al., Phys. Lett. **B 83**, (1979), 55–58.

[93] M. Izycki et al., Z. Phys. **A 297**, (1980), 11–15.

[94] P. M. Bird et al., Nucl. Phys. **A 404**, (1983), 482–494.

[95] T. M. Ito et al., Phys. Rev. **C 58**, (1998), 2366–2382.

[96] DEAR Kollaboration, C. Guaraldo et al., Eur. Phys. J. **A S19**, (2004), 185–188.

[97] M. Cargnelli et al., DEAR - Kaonic Hydrogen: First Results, in *Proceedings of the workshop on Hadronic Atoms*, J. Gasser, A. Rusetsky und J. Schacher, eds., p. 33. 2004. hep-ph/0401204.

[98] DEAR Kollaboration, R. Baldini et al. LNF-95-055-IR.

[99] S. Deser, M. L. Goldberger, K. Baumann und W. Thirring, Phys. Rev. **96**, (1954), 774–776.

[100] T. L. Trueman, Nucl. Phys. **26**, (1961), 57–67.

[101] U. G. Meissner, U. Raha und A. Rusetsky, Eur. Phys. J. **C 35**, (2004), 349–357.

[102] D. Jido, J. A. Oller, E. Oset, A. Ramos und U. G. Meissner, Nucl. Phys. **A 725**, (2003), 181–200.

[103] A. Sibirtsev et al., Phys. Lett. **B 601**, (2004), 132–136.

[104] GEANT-Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland, 1993.

[105] T. Sefzick, Dependence between drift velocity and air humidity in the COSY-11 drift chambers, Annual Report 2002, IKP, FZ Jülich, 2003.

[106] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner, Stuttgart, 1977.

[107] P. Moskal et al., Nucl. Instr. & Meth. **A 466**, (2001), 448–455.

[108] P. Winter, *Erste Messung der Analysierstärke A_y in der Reaktion $\vec{p}p \to pp\eta$ am Experiment COSY-11*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Januar, 2002. IKP Jül-3943.

[109] S. Brauksiepe, *Die Effizienz des Zwei-Protonen-Triggers am internen Experiment COSY-11*, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1996. IKP-Jül-3202.

[110] J. Smyrski, Three Dimensional Magnetic Field in the COSY dipole magnet, Annual Report 1996, Jül-3365, IKP, FZ Jülich, 1997.

[111] L. Landau, J. Phys. **8**, (1944), 201.

[112] D. Albers et al., Phys. Rev. Lett. **78**, (1997), 1652–1655.

[113] M. Rook, *Strangeness-Erzeugung in der pp und $\bar{p}p$ Streuung*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1994. IKP Jül-2922.

[114] L. Lyons, *Statistics for nuclear and particle physicists*. Cambridge Univiversity Press, Cambridge (UK), 1986.

[115] M. L. Goldberger und K. M. Watson, *Collision theory*. Structure of matter series. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1964.

[116] C. Hanhart, Phys. Rept. **397**, (2004), 155–256.

[117] C. Hanhart, Private Mitteilung, Februar, 2005. Institut für Kernphysik (Theoretische Kernphysik), Forschungszentrum Jülich.

[118] A. Sibirtsev, Private Mitteilung, März, 2005. Institut für Kernphysik (Theoretische Kernphysik), Forschungszentrum Jülich.

[119] P. Winter und M. Siemaszko, IKP-KFA, (November, 2004). COSY Proposal No. 61.4.

[120] A. Gillitzer, D. Grzonka, K. Kilian, S. Krewald und E. Kuhlmann, nucl-ex/0406034. Letter of Intent for an experiment with a 4-π electromagnetic calorimeter at COSY.

[121] R. Hagedorn, *Relativistic Kinematics*. W. A. Benjamin, Inc., New York, 1964.

[122] E. Byckling und K. Kajantie, *Particle Kinematics*. John-Wiley & Sons, London, 1973.

[123] J. R. Taylor, ed., *Scattering theory*. Wiley, New York, 1972.

[124] K. M. Watson, Phys. Rev. **88**, (1952), 1163–1171.

[125] I. Bronstein, G. Semendjajew, K. Musiol und H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathemathik*. Harri Deutsch, Frankfurt a.M., 1995.

»*Wissen heißt wissen, wo es geschrieben steht!*«
(A. Einstein)

Am Ende dieser Arbeit gilt mein Dank

- Herrn Prof. Dr. Walter Oelert für die persönliche Betreuung und exzellente Unterstützung sowie ein stets offenes Ohr bei Fragen oder Herausforderungen während meiner gesamten Jahre am Experiment COSY-11,
- Herrn Prof. Dr. K. Kilian für die Möglichkeit, diese Arbeit innerhalb des Institutes für Kernphysik I anfertigen zu können und die Diskussionen rund um Physik, Kinematik und 35 Stundenwoche,
- Dr. Magnus Wolke dafür, daß ich ihm zu jeder Tages und Nachtzeit Fragen stellen konnte und häufig Antworten bekam, die eine halbe Doktorarbeit füllen würden,
- Dr. Dieter Grzonka für die unermüdliche Hilfestellung und das Beantworten jedweder Fragen rund um die Physik und Datenauswertung,
- Dr. habil. Paweł Moskal für die vielen Anregungen und Vorschläge und die Bereitschaft, auf alle Fragen eine Antwort zu suchen.
- Dr. Thomas Sefzick für seine ungezählten Tips und Hilfestellungen nicht nur rund um Computerfragen und das Auffinden nahezu aller noch so kleinen Rechtschreibfehler in dieser Arbeit,
- Rafał Czyżykiewicz für die gute Zusammenarbeit und die Diskussionen bei Fragen zur Datenanalyse,
- für die freundliche und nette Atmosphäre innerhalb der Kollaboration: Dr. Piotr Kowina, PD Dr. Alfons Khoukaz, Heinz-Hermann Adam, Dr. habil. Jurek Smyrski sowie allen weiteren Mitgliedern der COSY-11 Kollaboration,
- Dr. Christoph Hanhart für die Korrektur der theoretischen Teile und seine geduldige Bereitschaft auch einem Experimentalphysiker vielfältige theoretische Aspekte näherzubringen,
- Dr. Alexander Sibirtsev für die Diskussionen zu Phasenraum und Produktionsoperatoren, sowie seine große Geduld bei der Unterscheidung verschiedener Referenzsysteme.
- Besonderer Dank gilt natürlich Tomek Rożek, meinem Bürokollegen, Nachbarn und Leidensgenossen für die zahlreichen Diskussionen zu Fragen der Physik und anderen Themen und für die ununterbrochene Unterstützung bei allen täglichen Herausforderungen. Ihm und seiner Frau Ania gilt auch mein Dank für viele Einladungen und gemeinsame Stunden außerhalb der Tore des FZJ.
- Zu guter letzt danke ich meinen Eltern für ihre stete tatkräftige, moralische und finanzielle Unterstützung, ohne die ich mein gesamtes Studium nicht so reibungslos hätte absolvieren können.

Lebenslauf

Name:	Peter Winter	
Geburtsdatum:	19.01.1976	
Geburtsort:	Mönchengladbach	
Schulbildung:	1982 – 1986	Grundschule der Deutschen Schule Brüssel
	1986 – 1993	Gymnasiums der Deutschen Schule Brüssel
	1993 – 1995	Gymnasiums des Städtischen Gymnasium Rheinbach
	23.06.1995	Allgemeine Hochschulreife
Studium:	01.10.1996	Immatrikulation im Fach Physik (Diplom) an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Bonn
	14.10.1998	Vordiplom
	01/2001 – 12/2001	Diplomarbeit: „Erste Messung der Analysierstärke A_y in der Reaktion $\vec{p}p \to pp\eta$ am Experiment COSY-11“ am Institut für Kernphysik im Forschungszentrum Jülich, bei Prof. Dr. K. Kilian, Bonn
	19.12.2001	Abschluß als Diplom-Physiker
Promotion:	01/2001 – 03/2005	Doktorarbeit am Institut für Kernphysik am Forschungszentrum Jülich unter Leitung von Prof. Dr. W. Oelert und Prof. Dr. K. Kilian