

Untersuchungen zu den Reaktionen
 $pp \rightarrow n K^+ \Sigma^+$ und $pp \rightarrow p K^0 \Sigma^+$

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des akademischen Grades
Doctor rerum naturalium
Dr. rer. nat.
im Fach Physik

eingereicht an der
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

vorgelegt von
Leonhard Karsch
geboren am 09.07.1974 in Dresden

2005

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	8
1.1	Aufbau der Materie	8
1.2	Theorien zur Beschreibung der Wechselwirkungen	9
1.3	Ziel und Aufbau der Arbeit	10
2	Motivation	11
2.1	Der Strangenessgehalt von Nukleonen	11
2.2	Exotische Baryonen	12
2.3	Mögliche Reaktionsmechanismen	16
2.4	Vergleich der theoretischen Vorhersagen	17
2.5	Frühere Untersuchungen der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$	20
2.6	Frühere Untersuchungen der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$	25
3	Die Meßapparatur und der Neutronendetektor	26
3.1	Aufbau des Detektors	26
3.2	Elektronik	29
3.3	Einige Untersuchungen mit COSYnus	32
3.3.1	Ansprechwahrscheinlichkeit	32
3.3.2	Lichtgeschwindigkeiten	43
4	Die Kalibrierung des Detektors	45
4.1	TDC-Binning	46
4.2	Walk	46
4.3	Abgleich der Quirl- und Ringlagen	48
4.4	Flugzeitkalibrierung des Quirl- und Ringdetektors	49

4.5	Ortskalibrierung für den Barreldetektor	52
4.6	Orts- und Flugzeitkalibrierung des Neutronendetektors	58
4.7	Energieverlust im Mikrostreifendetektor	59
5	Vorüberlegungen mittels Monte-Carlo Simulationen	62
5.1	Vorüberlegungen zu $pK^0\Sigma^+$	62
5.2	Der weitere Zerfall der sekundären Pionen in der Reaktion $pK^0\Sigma^+$	64
5.3	Vorüberlegungen zu $nK^+\Sigma^+$	69
5.4	Die Akzeptanz des Neutronendetektors	69
6	Untersuchungen zur Reaktion $pp \rightarrow pK_s^0\Sigma^+$	71
6.1	Erste Teilaufgaben der Analyse bei der Auswertung	71
6.2	Die Ermittlung der Schnitte zur Datenselektion	72
6.2.1	Erkennung der Protonenspur	72
6.2.2	Erkennung der Pionenspuren	73
6.2.3	Erkennung der Kaonspur durch die Pionenspuren	73
6.2.4	Die Missing-Mass-Analyse	74
6.2.5	Justierung der Schnitte zur Identifikation von $pK^0\Sigma^+$ -Ereignissen	75
6.2.6	Unterdrückung des Untergrundes	82
6.2.7	Erkennung der Kaonenspur durch Einschränkungen der Pionenspuren	85
6.3	Untersuchungen zum Reaktionsmechanismus	89
6.3.1	Die Beschreibung des Dalitzplots	89
6.3.2	Winkelverteilungen	94
6.3.3	Weitere Kontrolle der Analyse	96
6.4	Bestimmung der Effizienz für die Rekonstruktion von $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$	99
6.5	Bestimmung des Wirkungsquerschnittes	100
7	Untersuchungen zur Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$	103
7.1	Die Methode	103
7.2	Zur Kontrolle der Kalibrierung des Neutronendetektors	103
7.3	Die Ermittlung der Schnitte zur Datenselektion	105
7.4	Bestimmung der Effizienz für die Rekonstruktion der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$	108
7.5	Untersuchungen zum Untergrund	113
7.6	Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$	115

8	Zusammenfassung und Ausblick	117
8.1	Andere Strahlzeiten und Energien	117
8.2	Verbesserungsmöglichkeiten der Auswertung	121
8.3	Vergleich der Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen und bisherigen Messungen	123
8.4	Zusammenfassung	125
Anhang:		
Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten im „Ein-Meson-Austauschmodell“		
A.1	Herleitung einer Formel für die Wirkungsquerschnitte	126
A.2	Die Parameter und Wirkungsquerschnitte der Rückstreuprozesse	135
A.3	Kinematische Grenzen und Umrechnungen	139
A.4	Ergebnisse	140

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Reaktion im Quarklinienbild	12
2.2	Die Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ im Quarklinienbild mit Austauscheteilchen . . .	13
2.3	Das Antidekuplett mit Θ^+	14
2.4	Der Einfluß des Θ^+ in der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$	15
2.5	Der Feynmanngraph für die resonante Produktion	16
2.6	Ein Beispiel für den Dalitzplot	17
2.7	Die Strangenessproduktion mit Austauscheteilchen	19
2.8	Die Diagramme zur FSI	20
2.9	Bisher bekannte Wirkungsquerschnitte von $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$	21
2.10	Das Abbild der Reaktion in der Blasenkammer	23
2.11	Die gemessene Winkelverteilung der Σ^+	24
2.12	Bisher bekannte Wirkungsquerschnitte von $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$	25
3.1	Der COSY-Beschleuniger	27
3.2	Der TOF-Detektor	28
3.3	Die Elektronik des Neutronendetektors	33
3.4	Zur Selektion von Ereignissen der Reaktion $pd \rightarrow ppn$	37
3.5	Die Abschwächung des Neutronenflusses in Eisen	39
3.6	Simulationen zur Abschwächungslänge von Eisen	40
3.7	Die Ansprechwahrscheinlichkeit von des Neutronendetektors COSYnus . .	41
3.8	Aufbau von Zusatzdetektoren	42
4.1	Zur Erklärung des Walk-Effekts	47
4.2	Die Kinematik der Zweikörperreaktionen	50
4.3	Lichtlaufzeit im Ringdetektor	52

4.4	Eine Abschätzung der Effizienz des Barrels	53
4.5	Der Übergang vom Barrel- zum Ringdetektor	55
4.6	Die rekonstruierten Orte der Lasereinkopplung im Barrel	56
4.7	Erster Test zur Beeinflussung des TDC-Eintrages durch Nachbarkanäle	57
4.8	Zur Orts- und Flugzeitkalibrierung des Neutronendetektors	59
4.9	Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung im Mikrostreifen	60
5.1	Die Schwierigkeit bei der Rekonstruktion des Σ^+ -Zerfalls	63
5.2	Der Knickwinkel zwischen Pion und Myon	66
5.3	Die Genauigkeit der Rekonstruktion der Pionspur	67
5.4	Die Winkelverteilung der Neutronen	68
5.5	Die Akzeptanz des Neutronendetektors	70
6.1	Zur Berechnung des Kaonimpulses	74
6.2	Zur Bestimmung der Grenzwerte von χ^2 - Experiment	76
6.3	Zur Bestimmung der Grenzwerte von χ^2 - Simulation	77
6.4	Zur Bestimmung der Grenzwerte des Abstandes - Experiment	78
6.5	Zur Bestimmung der Grenzwerte des Abstandes - Simulation	79
6.6	Zur Bestimmung der Grenzwerte der Komplanarität - Experiment	80
6.7	Zur Bestimmung der Grenzwerte der Komplanarität - Simulation	81
6.8	Die weitere Unterdrückung des Untergrundes durch Winkel und Flugzeit der vermutlichen Pionen	83
6.9	Die Öffnungswinkel der Zerfallsspuren beim K-Zerfall	84
6.10	Die Öffnungswinkel der Zerfallsspuren beim Λ -Zerfall	84
6.11	Die rekonstruierten Öffnungswinkel der vermutlichen Pionspuren	85
6.12	Die Selektion mittels der Flugzeit der Pionen	86
6.13	Die Anzahl der möglichen Spurzuordnungen	87
6.14	Die Folgen unterschiedlicher Spurzuordnungen	88
6.15	Die rekonstruierte Missing Mass	89
6.16	Der gemessene Dalitzplot und seine Projektionen	90
6.17	Der simulierte Dalitzplot (Phasenraum)	91
6.18	Der simulierte Dalitzplot für Resonanzen	93

6.19	Der Dalitzplot für den Untergrund	94
6.20	Die Winkelverteilungen	95
6.21	Die z-Koordinate des K_s^0 -Zerfallsvertex	96
6.22	Die Differenz des berechneten zum nächsten Pixel im Mikrostreifendetektor	97
6.23	Der Abstand zwischen berechnetem und nächstem Pixel im Mikrostreifen- detektor	98
6.24	Die Missing Mass mit nachgewiesenem Σ^+	98
6.25	Die Effizienz des Mikrostreifendetektors	99
7.1	Die erreichbare Auflösung des Detektors in der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$	105
7.2	Der Abstand der rekonstruierten Spuren beim Zerfall des Σ^+	108
7.3	Die rekonstruierte z-Koordinate des Zerfallvertex des Σ^+	109
7.4	Die Geschwindigkeiten der Neutronen	109
7.5	Die Akomplanarität zwischen Σ^+ , Neutron und Sekundärspur	110
7.6	Die Differenz der unterschiedlich bestimmten Flugzeiten	110
7.7	Die Zwischenwinkel der Primärteilchen	111
7.8	Die Geschwindigkeiten der Kaonen	112
7.9	Die Differenz der verschieden bestimmten Flugzeiten für die Kaonen	112
7.10	Die invariante Masse der selektierten Ereignisse	113
7.11	Die rekonstruierte Missing Mass unter der Vermutung $pp \rightarrow pn\pi^+$	116
8.1	Die Missing Mass für den Strahlimpuls von 3,2 GeV/c	118
8.2	Die Projektionen des Dalitzplot für die hohe Energie	118
8.3	Die Winkelverteilungen für den Strahlimpuls von 3,2 GeV/c	119
8.4	Vergleich mit dem Experiment im Oktober 2002	120
8.5	Die Ergebnisse für die Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$	122
8.6	Die Ergebnisse für die Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$	123
A.1	Die Idee des Ein-Meson-Austausches	128
A.2	Die beiden Austauschgraphen	134
A.3	Wirkungsquerschnitte der pK -Streuung	135
A.4	Wirkungsquerschnitte der Strangeness-Produktion	141

Tabellenverzeichnis

2.1	Die aus theoretischen Modellen erwarteten Wirkungsquerschnitte	18
2.2	Die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Austauscheteilchen	19
3.1	Die Triggermuster	31
3.2	Die Untergrundreaktionen bei $pd \rightarrow ppn$	36
3.3	Die bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten	38
3.4	Die effektiven Lichtgeschwindigkeiten in COSYnus	44
4.1	Bisher gemessene Wirkungsquerschnitte [Bal]	51
5.1	Zum Einfluß des Pionenzerfalls	65
6.1	Mögliche, bekannte Resonanzen in $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$	92
6.2	Die Güte der Beschreibung des Dalitzplot für simulierte Reaktionsmechanismen	92
6.3	Effizienzen der einzelnen Bedingungen zur Selektion der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$	101
7.1	Zum Rauschen des Detektors	106
7.2	Effizienzen der einzelnen Bedingungen zur Selektion der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$	114
8.1	Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$	121
8.2	Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$	124
A.1	Zusammenfassung der Größen zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte	138

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Aufbau der Materie

„Die Physik versucht die Vorgänge der unbelebten Materie zu ordnen, zu beschreiben und zu erklären.“

So oder so ähnlich wird das Ziel der Physik in Lexika definiert. Bereits im antiken Griechenland lehrte Demokrit (etwa 460 bis 370 v.Chr.): „Die Welt besteht aus kleinsten unteilbaren Teilchen, denen keine anderen Qualitäten zukommen als Größe, Form und Bewegung“ [Lüb]. Um die Bewegung zu ermöglichen, nahm er außerdem das Vorhandensein eines leeren Raumes an. Durch die Erfolge mit der kinetischen Gastheorie (ab 1811 - Avogadro) und mit der chemischen Stöchiometrie (ab 1803-Dalton) identifizierte man diese unteilbaren Teilchen mit den kleinsten neutralen Bausteinen der chemischen Elemente, den heutigen Atomen (atomos - griech. unteilbar). 1911 konnte Rutherford zeigen: „Das Atom besteht aus einem positiv geladenen Kern mit dem Radius von etwa 10^{-15} m, in dem fast die ganze Masse konzentriert ist, und einer Hülle aus Elektronen mit einem Radius von etwa 10^{-10} m“ [Rut11]. Damit war der Atomkern - und der kleinste Atomkern ist das Proton - entdeckt. Chadwick konnte 1932 einen zweiten Baustein dieser Atomkerne indirekt nachweisen: das Neutron [Cha32]. Rutherford hatte dessen Existenz bereits 1920 vermutet.

Eine Aufgabe der Physik ist es nun, die Eigenschaften der Kernbausteine zu beschreiben. Dazu gehören Informationen, die Demokrit schon genannt hatte, wie die räumliche Ausdehnung und die Masse dieser Nukleonen. Aber auch die Kräfte, die zwischen diesen Teilchen und anderen Teilchen wirken, sind bedeutsam für die Beschreibung ihres Verhaltens.

Zur Erklärung des Verhaltens der Teilchen werden allgemeingültige Prinzipien (z.B. Energie- und Impulssatz) eingeführt oder auf die Eigenschaften der jeweiligen Bausteine zurückgeführt. Schon im Jahre 1956 war das magnetische Moment der Protonen nur mit den theoretischen Beschreibungen vereinbar, wenn entweder das Proton eine Substruktur aufweist oder das Coulombgesetz bei kleinen Abständen nicht mehr gilt [Cle56]. Zwei Jahre später wurde erstmalig gezeigt, daß auch die Eigenschaften des Neutrons (magnetisches Moment) nicht mit einem unteilbaren Punktteilchen beschrieben werden können

[Yea58]. Doch es dauerte seine Zeit, bis die Substruktur (physikalisch) beschrieben werden konnte. Erst im Jahre 1968 gelang es J.D. Bjorken [Bjo69] und R.P. Feynman [Fey69] aus der Streuung von Elektronen an Protonen abzuleiten, daß das Proton wiederum aus Teilchen aufgebaut ist. Gell-Mann hatte vier Jahre zuvor durch Symmetrieüberlegungen diese Subteilchen vorhergesagt und nannte sie Quarks [Gel64].

Die Eigenschaften der Kernbausteine (und aller anderen Baryonen) müßten sich aus den Eigenschaften der Quarks ableiten lassen. Die Quarks sind in der heutigen Beschreibung (noch) Punktteilchen. Sie wechselwirken durch den Austausch von Gluonen. Damit ist ihre Wechselwirkung ähnlich der bereits sehr gut beschriebenen elektromagnetischen Wechselwirkung. Die Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung sind Photonen. Da aber die Gluonen, im Gegensatz zu den Photonen, auch mit sich selbst (anderen Gluonen) wechselwirken, ist der Formalismus der elektromagnetischen Wechselwirkung nicht einfach übertragbar. Es müssen neue Rechenmethoden gesucht werden.

1.2 Theorien zur Beschreibung der Wechselwirkungen

Man glaubt mit der **Quantenchromodynamik** (QCD) eine gute Theorie für die Quark-Gluon-Dynamik zu kennen. Die QCD ist eine der **Quantenelektrodynamik** (QED) nah verwandte Eichfeldtheorie und diese QED liefert eine sehr präzise Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung. Aber bis heute ist es nicht möglich, hadronische Eigenschaften bei niedrigen und mittleren Energien (ca. 1 GeV) in konsistenter Weise mittels der QCD auszurechnen. Anders als bei der QED führt die Selbstwechselwirkung der Gluonen auf eine Kopplungskonstante, die mit abnehmender Energie wächst. Deshalb konvergiert die (in der QED häufig angewandte) Störungstheorie nur bei sehr hohen Impulsüberträgen und die QCD ist dort lösbar, wo die Quarks asymptotisch frei sind.

Die Hadronen bestehen -in einem einfachen Bild- aus Konstituentenquarks (oder Valenzquarks). Die Quarks besitzen eine Farbladung, das ist die Ladung der starken Wechselwirkung. Hadronen können jedoch nur so gebildet werden, daß sie farbneutral sind. Diese These ist bis jetzt nicht aus der QCD ableitbar, aber experimentelles Faktum. Sie wurde zum zentralen Dogma für die Konstruktion von Quarkmodellen. Einigen Erfolg haben diese Modelle bei der Beschreibung der physikalischen Hadronenmassen. Jedoch ist die erreichte Genauigkeit noch nicht so gut, daß die Quarkdynamik befriedigend beschrieben werden könnte.

Im Kontrast zu den Quarkmodellen existieren im Rahmen der Gittereichtheorie völlig andere Lösungsversuche für die QCD. Hier wird die vollständige QCD angenähert, indem sie auf einem Gitter für diskrete Raumzeit realisiert wird, und anschließend der Kontinuumsbereich gebildet wird. Diese Methode setzt auch auf die weiter steigende Speicherkapazität und die Rechenleistung kommender Computergenerationen. Man simuliert die starke Wechselwirkung und erhält zwar eine Lösung, aber dadurch kein irgendwie phänomenologisch oder anschaulich geartetes Verständnis der Theorie.

Daneben gibt es aber auch Vorgehensweisen, in denen, ausgehend von der QCD, ein direkter Weg zu physikalischen Observablen gesucht wird. Dabei konzentriert man sich zunächst auf Symmetrieaspekte oder bestimmte Lösungsmethoden und läßt andere Aspek-

te unberücksichtigt.

Im niederen Energiebereich ist die phänomenologische Beschreibung der Kernphysik erfolgreich. Hier wird ein Potential zwischen den Nukleonen eingeführt, dessen Form aus bekannten Prinzipien hergeleitet wird. Die Größe der einzelnen Parameter wird jedoch so gewählt, daß experimentelle Daten gut beschrieben werden.

Für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung werden -in Analogie zu QED und QCD- Austauscheteilchen eingeführt. Weil die Quarks nach aller Erfahrung in den Hadronen eingeschlossen sind, können effektive Theorien über Mesonenaustausch generiert werden.

Im mittleren Energiebereich werden oft beide Beschreibungen benutzt. Einige Prinzipien lassen sich leicht mit dem Quarkmodell begründen. Die erwartete Größenordnung einer Observablen kann besser aus der phänomenologischen Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Nukleonen berechnet werden.

1.3 Ziel und Aufbau der Arbeit

Die grundlegende Größe zum Vergleich von Theorie und Realität bei einer Reaktion ist der totale Wirkungsquerschnitt. Im folgenden Kapitel werden die Methoden zur Berechnung und der experimentellen Bestimmung in der Vergangenheit erläutert. Eine Möglichkeit zur Berechnung wird im Anhang ausführlicher dargestellt. Die auftretenden Unterschiede zwischen Theorie und Experiment sowie die experimentellen Unsicherheiten sind bereits ausreichend, um die Reaktionen $pp \rightarrow YKN$ weiter zu untersuchen. Es wird weiter gezeigt, daß auch einige Rückschlüsse auf andere physikalisch interessante Größen (Strangenessgehalt des Nukleons) und Teilchen (bzw. Resonanzen) gezogen werden können.

Im Kapitel 3 wird der Aufbau des Flugzeitspektrometers COSY-TOF und die elektronische Verarbeitung der entstehenden Signale beschrieben. Das Flugzeitspektrometer ist ein modularer Detektor, der für jedes Experiment angepaßt werden kann. In dieser Arbeit werden nur die Detektorelemente beschrieben, die zum Verständnis der Analyse notwendig sind.

Ausführlich werden einige Tests mit dem Neutronendetektor erläutert. Dabei wird besonderer Wert auf die Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit gelegt. Sie ist eine fundamentale Eigenschaft, deren genaue Kenntnis zur Analyse aller Kanäle, in denen Neutronen auftreten, notwendig ist.

Im weiteren folgt die Erklärung der Kalibrierung. Hier werden wiederum alle notwendigen Schritte dargestellt. Nur die vom Autor neu programmierten und durchgeführten Methoden werden ausführlicher erläutert.

Nach kurzen Vorüberlegungen in Kapitel 4, wird in den Kapiteln 5 und 6 die Analyse der Reaktionen $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ und $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ vorgestellt. Die erstere Reaktion wird ausführlicher behandelt. Wegen der Anzahl der gefundenen Ereignisse sind mehr bzw. genauere Aussagen und Schlußfolgerungen möglich.

Im letzten Kapitel werden die Daten anderer Experimente mit COSY-TOF auf die gleiche Weise analysiert. Damit wird der Wirkungsquerschnitt bei einer anderen Energie bestimmt. Einige Ergebnisse können konkretisiert und geprüft werden. Abschließend werden die Ergebnisse zusammengefaßt und einige möglichen Verbesserungen vorgeschlagen.

Kapitel 2

Motivation

2.1 Der Strangenessgehalt von Nukleonen

Das naive Valenzquarkmodell, in dem die Baryonen aus drei Quarks aufgebaut sind, kann die statischen Eigenschaften, z.B. die magnetischen Momente, des Nukleons befriedigend erklären. Das ist eigentlich erstaunlich. Die Valenzquarks sind stark gebunden durch den Austausch von Gluonen und eingebettet in einen „See“ aus Quarks und Antiquarks. Die Quarks treten dabei immer paarweise mit dem dazugehörigen Antiquark auf.

Im Valenzquarkmodell besteht das Proton aus uud - und das Neutron aus udd -Quarks. Es sind keine s -Quarks vorhanden. Die gesamte Strangeness in einem Nukleon ist Null. Jedoch können im See $s\bar{s}$ -Paare vorhanden sein. Die Frage nach der Struktur des Nukleons ist auch eine Frage nach dem Anteil der Strangequarks in diesem See. Wenn $|p\rangle$ die Wellenfunktion des Protons darstellt und der Operator $s\bar{s}$ die Anzahl der $s\bar{s}$ -Paare einer Wellenfunktion bestimmt, so ergibt sich der Anteil der Strangequarks an den Seequarks durch die Erwartungswerte

$$f_s = \frac{\langle p|s\bar{s}|p\rangle}{\langle p|u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}|p\rangle} \quad (2.1)$$

Er kann aus der πN -Streuung und der Gell-Mann-Okubo Massenformel berechnet werden. Zuerst wird der sogenannte σ -Term eingeführt:

$$\sigma = \langle p|\hat{m}(\bar{u}u + \bar{d}d)|p\rangle \quad (2.2)$$

Dabei wird in Gl. 2.2 angenommen, daß u und d -Quark die gleiche Masse \hat{m} haben. Mit der Gell-Mann-Okubo Massenformel läßt sich ableiten, daß

$$\langle p|\frac{1}{3}(m_s - \hat{m})(\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s)|p\rangle = m_\Xi - m_\Lambda \quad (2.3)$$

Daraus folgt zusammen mit $m_s/\hat{m} = (2M_K^2/M_\pi^2) - 1 \approx 25$ weiter [Che75]:

$$\sigma(1 - f_s) = 26 \text{ MeV} \quad (2.4)$$

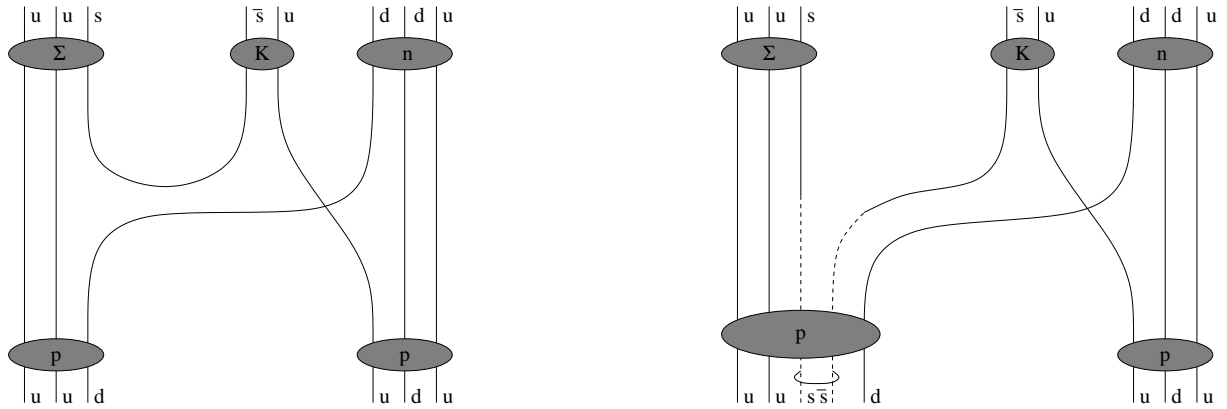


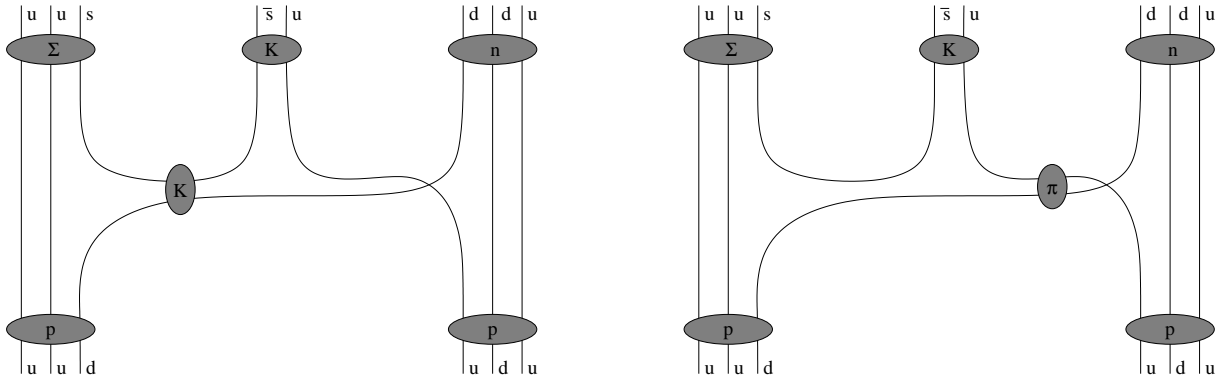
Abbildung 2.1: Die Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ im Quarklinienbild (links). Sind in den Protonen virtuelle $s\bar{s}$ -Paare vorhanden, können diese zur Bildung reeller $s\bar{s}$ -Paare beitragen.

Unter der Berücksichtigung von inzwischen bekannten Korrekturen an der Gell-Mann-Okubo Massenformel erwartet man heute $\sigma(1 - f_s) = 36 \text{ MeV}$ [San02]. Weiterhin kann σ in Verbindung mit der Streuamplitude der πN -Streuung gebracht werden. Das liefert $\sigma(t = 2m_\pi^2) \approx 60 \text{ MeV}$ [Cha75]. Dabei ist die Mandelstamvariable t die Impulsdifferenz zwischen Strahlteilchen und dem Teilchen im Ausgangskanal, das dem Strahlteilchen entspricht. Nun muß σ bei dem aus kinematischen Gründen experimentell nicht erreichbaren Wert $t = 0$ durch Extrapolation ermittelt werden. Das liefert $\sigma(t = 0) \approx 45 \text{ MeV}$ [Gas91]. Abhängig von den jeweiligen Annahmen folgt daraus, daß der Strangequarkanteil $f_s \approx 0.1 - 0.2$ beträgt [Alb96].

In Abb. 2.1 ist das Quarklinienbild der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ zu sehen. Mit der Strangeness im Nukleon wird es möglich, daß virtuelle Seequarks in reelle Teilchen umgewandelt werden. Dieser weitere Reaktionsmechanismus muß auch die beschreibenden Parameter ändern. Zur Beschreibung der Hyperonproduktion in pp-Stößen wird nicht die Wechselwirkung zwischen den Quarks erfaßt. Die Wechselwirkung zwischen den Hadronen wird durch das Ein-Meson-Austauschmodell beschrieben. Dabei werden die Wechselwirkungen der Teilchen durch den Austausch von Mesonen beschrieben. Das ist anschaulich z.B. mit dem Quarklinienbild zu rechtfertigen (s. Abb. 2.2). Damit läuft die zu beschreibende Reaktion in zwei Teilschritten ab: die „Dissoziation“ eines Protons in ein Baryon und das Austauschteilchen sowie den Rückstreuprozeß.

2.2 Exotische Baryonen

Im Valenzquarkmodell bestehen Mesonen aus einem Quark-Antiquark-Paar und Baryonen aus drei Quarks. Die Beschränkung, daß Quarks nur solche Verbindungen bilden können, ist nur durch die bisher gefundenen Teilchen und Resonanzen begründet. Eine weitere empirisch gesicherte Tatsache ist, daß Quarks immer in farbneutralen Objekten gebunden sind. Neben Mesonen ($q\bar{q}$ und auch Baryonen (qqq) sind jedoch auch andere, farbneutrale



kurz:

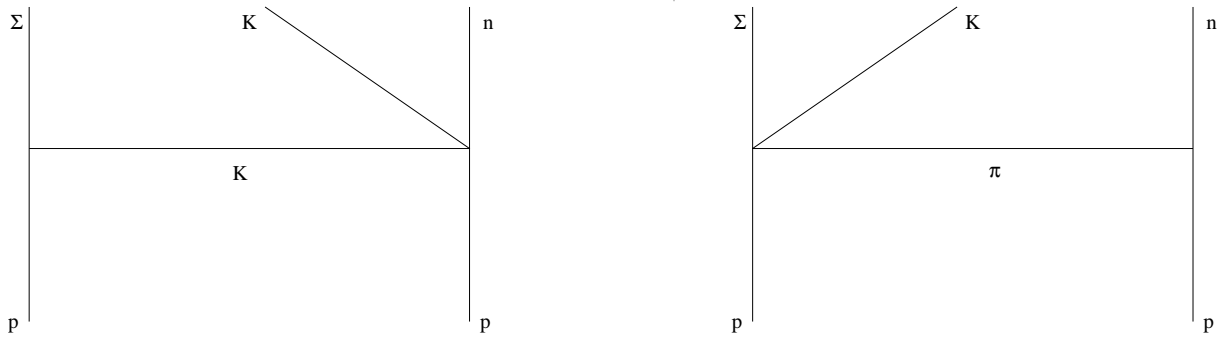


Abbildung 2.2: Die Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ im Quarklinienbild mit verschiedenen Austauscheteilchen: Kaon (links) und Pion (rechts). Oft wird das Quarklinienbild auf den Feynmangraphen, in dem nur die Hadronen dargestellt sind, reduziert (unten).

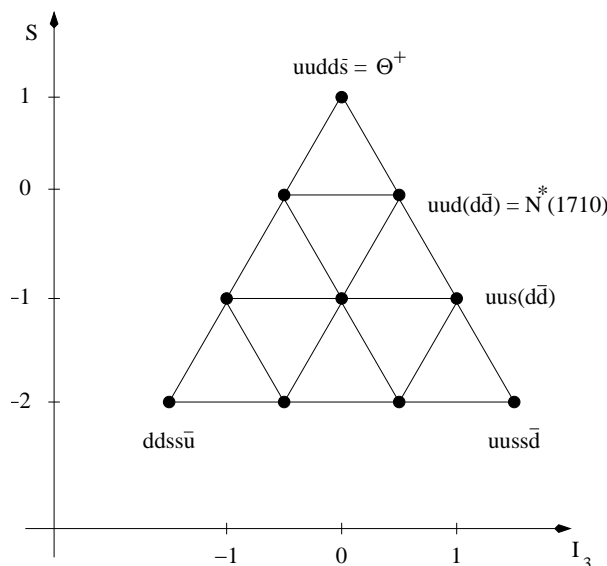


Abbildung 2.3: Das Antidekuplett mit Θ^+ (nach [Dia97]). Die Baryonen sind dabei nach der dritten Komponente des Isospins I_3 und ihrer Strangeness S sortiert.

Konstruktionen vorstellbar, z.B. $qqqq\bar{q}$.

Auf der Suche nach solchen exotischen Zuständen muß gesichert werden, daß der Zustand sich nicht durch bekannte Strukturen beschreiben läßt. Das Proton hat z.B. auch einen von null verschiedenen Strangenessgehalt, d.h. es könnte (in diesem einfachen Quarkmodell) auch als $uuds\bar{s}$ aufgefaßt werden. Alle Eigenschaften des Protons können jedoch mit der Interpretation als qqq -Zustand (mit einem See aus Quarks und Gluonen) gut beschrieben werden. Damit ist die Betrachtung der Strangequarks unnötig und wird weggelassen.

Seequarks treten immer paarweise auf. Dabei wird das Paar von einem Quark und dem zugehörigen Antiquark gebildet. Der Nachweis der Existenz von $qqqq\bar{q}$ -Zuständen ist einfacher durchzuführen, wenn das Antiquark keinen entsprechenden Partner unter den Quarks hat. Mit der Beschränkung auf u - und d -Quarks sind das jedoch Zustände mit sehr hoher Ladung: $+3$ ($uuuu\bar{d}$) und -2 ($dddd\bar{u}$). Diese Zustände sind aufgrund ihrer Zerfalleigenschaften ($\Delta\pi$) schwer zu identifizieren.

Das Antiquark sollte zum einfachen Nachweis des exotischen Zustandes auch ein \bar{s} sein, während die vier Quarks entweder u oder d -Quarks sind. In den hier untersuchten Reaktionen sollte das Θ^+ ($= uudd\bar{s}$) auftreten. Dieser Zustand könnte leicht in $nK^+ = (udd)(u\bar{s})$ oder $pK^0 = (uud)(d\bar{s})$ zerfallen.

Die Suche nach dem Θ^+ begann 1966, als am BNL eine deutliche Erhöhung des totalen Wirkungsquerschnittes von K^+p und K^+d bei Kaonenimpulsen von 0,9 bis 1,3 GeV/c festgestellt wurde [Tri76]. Das entspricht einer Masse von 1,79 GeV/c². Die experimentellen Daten sind in dem entsprechenden Energiebereich jedoch nicht eindeutig. Heute wird eine andere Masse für das Θ^+ diskutiert.

Die einfachste Massenvorhersage ist die Summe der Massen von n und K^+ ($= 1,43$ GeV/c²). Genauere Aussagen sind durch die Massen bereits bekannter Baryonen möglich. Die Hadronen können mit Hilfe des Valenzquarkmodells bezüglich der Symmetrieeigen-

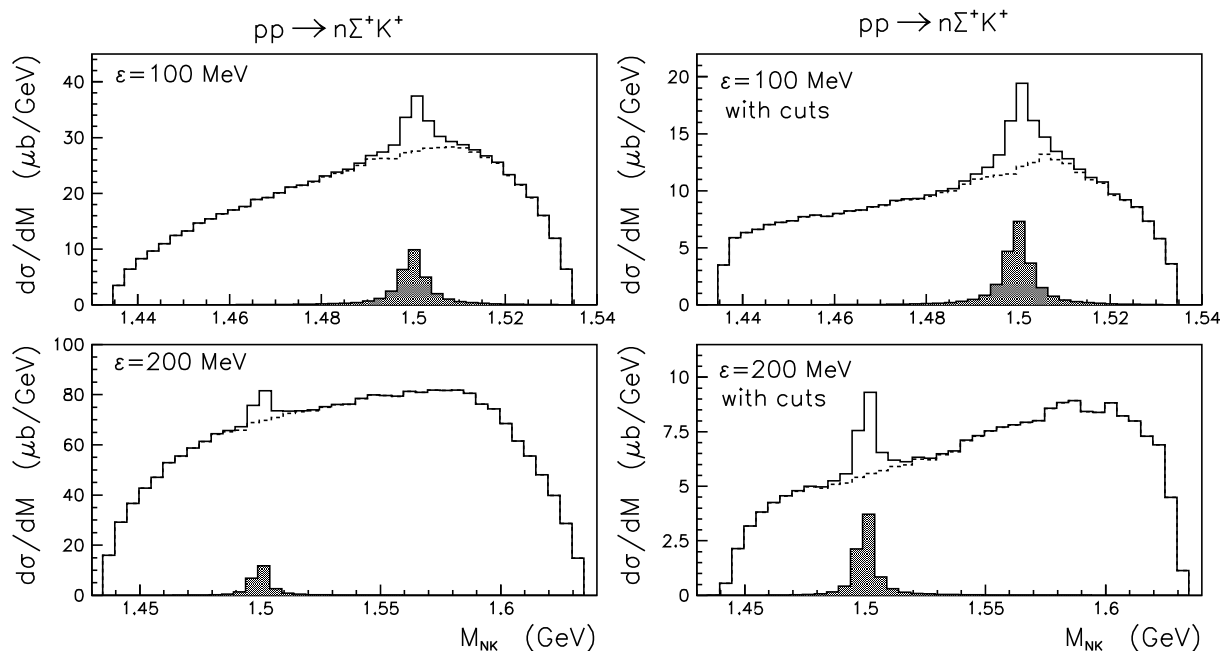


Abbildung 2.4: Vorhersagen für die Massenspektren des pK^0 -Systems unter Berücksichtigung einer Θ^+ -Resonanz bei zwei verschiedenen Überschußenergien. In der linken Spalte sind die Spektren ohne einen Schnitt zu sehen. In der rechten Spalte sind kinematische Schnitte angewendet worden. [Pol99]

schaften ihrer Wellenfunktionen sortiert werden. Dann gehört das Θ^+ zu einem Antidekuplett (s. Abb. 2.3). Es ist möglich, den $uud(dd\bar{d})$ -Zustand im Antidekuplett mit dem bekannten $N(1710)$ zu identifizieren [Dia97]. Es werden nur die Eigenschaften des $N(1710)$ -Zustandes zur Festlegung der Parameter genutzt, weil die Existenz dieser Resonanz bereits als „fast sicher“ (PDG Status: **** [Hai98]) gilt. Die Massen der anderen Zustände ergeben sich dann aus Symmetriebetrachtungen. Einen Test der Annahmen liefert der $uus(dd\bar{d})$ -Zustand. Dessen Masse wird zu $1890 \text{ MeV}/c^2$ bestimmt. Ein möglicher Kandidat ist das $\Sigma(1880)$. Für diese Resonanz ist jedoch der Existenznachweis nur „deutlich“ (PDG Status: * [Hai98]). Die durch diese Annahmen bestimmte Masse für das Θ^+ beträgt $1,53 \text{ GeV}/c^2$.

Der deutlichste experimentelle Befund für eine solche Resonanz sollte in der Reaktion $pK^0 \rightarrow nK^+$ bzw. $pK^0 \rightarrow pK^0$ zu finden sein. Das Θ^+ würde als eine Resonanz bei Energien, die seiner Masse entsprechen, erkennbar sein. Kaonenstrahlen sind schwer herzustellen. Deshalb wird nach anderen Reaktionen gesucht, in denen das Θ^+ Einfluß hätte. Eine solche ist $pp \rightarrow \Theta^+\Sigma^+ \rightarrow nK^+\Sigma^+$ oder auch $pp \rightarrow \Theta^+\Sigma^+ \rightarrow pK^0\Sigma^+$. Am oben besprochenen Modell des Ein-Meson-Austausches ist ersichtlich, daß bei ersterer Reaktion im Falle des Kaonenaustausches die Teilreaktion $pK^0 \rightarrow nK^+$ einen Einfluß hat. Die Rechnung aus [Pol99] ergibt, daß dieser Einfluß meßbar sein sollte (s. Abb. 2.4).

Die erste Arbeit [Dia97] hatte die Existenz des Θ^+ aus dem Solitonenmodell begründet. In

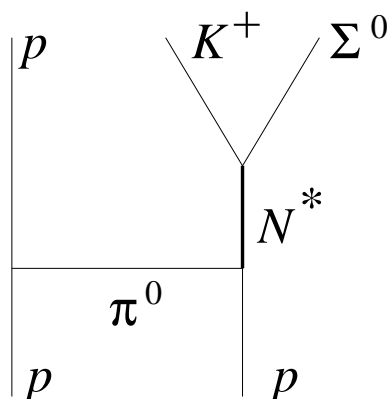


Abbildung 2.5: Der Feynmanngraph für die resonante Produktion über eine N^* -Resonanz.

diesem Modell werden keine Valenzquarks betrachtet. Hier ist es eher so, daß das Θ^+ aus einer allgemeinen Anregung der Seequarks entsteht. Als Valenzquarks werden die Quarks so ausgewählt, daß die Quantenzahlen mit möglichst wenigen Quarks erfüllt werden. Jedoch liefern auch andere Modelle zur Beschreibung der Baryonen ähnliche Vorhersagen [Jaf03], [Kar04].

2.3 Mögliche Reaktionsmechanismen

Bei den hier betrachteten Reaktionen werden nur zwei verschiedene Reaktionsmechanismen betrachtet: „resonante Produktion“ und die „nichtresonante Produktion“.

Bei der resonanten Produktion entsteht beim Rückstreuprozeß ein Teilchen, das dann in zwei Teilchen zerfällt (s. Abb. 2.5). Neben dem hypothetischen Θ^+ können auch verschiedene N^* -Resonanzen ($N(1650) D_{11}$, $N(1710) P_{11}$, $N(1720) P_{13}$) zum Reaktionsmechanismus beitragen [Sib98].

Eine gute Darstellung zur Untersuchung der Resonanzen liefert der Dalitzplot. In ihm wird aus jeweils zwei Teilchen durch die Summe der Vierervektoren ein hypothetischer Zwischenzustand gebildet. Die Masse des Zwischenzustandes m_{ij} wird über die relativistische Beziehung $E_{ij}^2 = \vec{p}_{ij}^2 + m_{ij}^2$ bestimmt. Dabei ist E_{ij} die Summe der Energien der beiden Teilchen i und j und \vec{p}_{ij} die Summe ihrer Impulse. Die Massen der drei möglichen Kombinationen (von 2 aus 3 Teilchen) sind über die Gesamtenergie miteinander verknüpft: $m_{12}^2 + m_{23}^2 + m_{13}^2 = s + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2$. Dabei bezeichnet \sqrt{s} die Invariante Masse des Systems. Damit genügt es, genau zwei Subsysteme zu betrachten.

Im Dalitzplot werden diese zwei Massen gegeneinander aufgetragen (Abb. 2.6). Bei der nichtresonanten Produktion sind keine bestimmten Subsysteme ausgezeichnet. Wenn weiterhin keine von null verschiedenen Drehimpulse vorkommen, sollten die Teilchen gemäß dem Phasenraum verteilt sein und den Dalitzplot gleichmäßig ausfüllen. Für Resonanzen dagegen entstehen Bänder. Innerhalb dieser Bänder muß keine Gleichverteilung vorliegen. Sie hängt von den Winkelverteilungen in der Reaktion ab. Für weitergehende Betrachtungen sei auf die Literatur verwiesen [Byc].

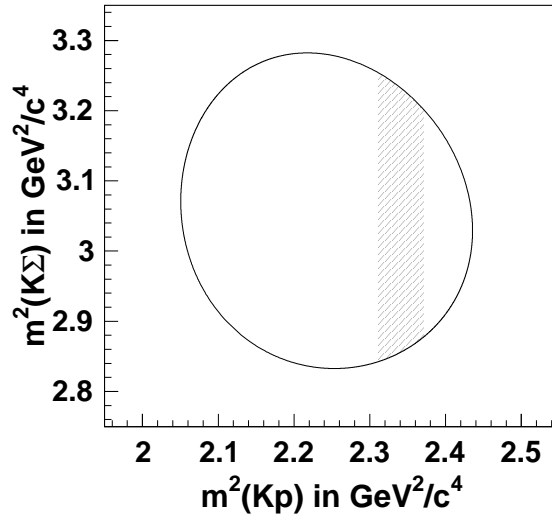


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des Dalitzplot für die Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ bei einem Strahlimpuls von 2,95 GeV/c. Der kinematisch zulässige Bereich (innerhalb der durchgezogenen Linie) wird vom Phasenraum gleichmäßig belegt, sofern keine von null verschiedenen Drehimpulse vorkommen. Resonanzen, hier im pK^0 -Subsystem mit einer Masse von 1,53 GeV/c², treten durch Bänder hervor (schraffierter Bereich).

2.4 Vergleich der theoretischen Vorhersagen

Die existierenden theoretischen Modelle zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte benutzen in der Regel das Ein-Meson-Austauschmodell. Die einfachste Variante zur Berechnung des Rückstreuprozesses ist die Zurückführung auf die experimentell meßbare Situation der Streuung reeller Teilchen (s. Anhang). Bei der Berechnung zeigt sich jedoch, daß bei Integration über den gesamten kinematisch erlaubten Bereich des Austauschteilchens immer ein zu großer Wirkungsquerschnitt berechnet wird [Fer60].

Deshalb wird für jedes Austauschteilchen ein Cutoff-Parameter eingeführt. Die Werte für die Cutoffparameter der Pionen sind aus der Pion-Nukleon-Streuung bekannt und gut gesichert.

[Lag91] hat den Cutoffparameter beim Kaonaustausch so angepaßt, daß die Daten von $pp \rightarrow K^+X$ gut beschrieben werden. Dabei fehlt aber die Betrachtung der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$. [Li95] benutzt dieses Modell mit den dadurch bestimmten Werten der Kopplungskonstanten und Cutoffparameter, um den Einfluß der Strangenessproduktion in Schwerionenstößen zu berechnen. Das einfache Modell zeigt, daß der Kaonenaustausch nur in der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ einen erheblichen Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt hat. Bei der Σ^+ -Produktion ist die Kopplungskonstante so klein, daß der Einfluß des Kaonenaustausches nur bei sehr akkuraten Messungen sichtbar wäre.

Mit einem Potentialmodell erhält [Del89] ein völlig anderes Ergebnis. Ihm gelingt die Beschreibung der Daten mit Kopplungskonstanten, bei denen der Kaonenaustausch bei der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ gegenüber den Reaktionen $pp \rightarrow NK\Sigma$ sehr klein wird. Das

	Wirkungsquerschnitte für $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ in μb		Wirkungsquerschnitte für $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ in μb	
Strahlimpuls 2,95 GeV/c	[Fer60]	22,0	[Fer60]	17,2
	[Sib98]	2,52	[Sib98]	2,64
	[Lag91], [Li95], Anhang	4,40	[Li95], Anhang	2,87
Strahlimpuls 3,2 GeV/c	[Fer60]	39,4	[Fer60]	30,5
	[Sib98]	12,54	[Sib98]	5,06
	[Lag91], [Li95], Anhang	13,67	[Li95], Anhang	6,66

Tabelle 2.1: Die aus verschiedenen theoretischen Modellen erwarteten Wirkungsquerschnitte für die untersuchten Reaktionen bei den in dieser vorkommenden Strahlimpulsen.

steht im Widerspruch zu den vorher betrachteten Modellen und auch zum bisherigen Verständnis der Wechselwirkung. Auch unter Annahme der SU(6)-Symmetrie kann gezeigt werden, daß in der Λ -Produktion der Kaonenaustausch stärker sein sollte als bei der Σ -Produktion. [Del89] berücksichtigt jedoch auch den Austausch des Hyperons (Abb. 2.7). [Sib98] parametrisiert die Wirkungsquerschnitte des Rückstreuprozesses mit dem Resonanzmodell. Dabei geschieht die Produktion ausschließlich über Resonanzen. In diesen Parametrisierungen ist bereits berücksichtigt, daß das Austauscheteilchen kein reelles Teilchen ist. Damit ist diese Beschreibung etwas unabhängiger vom Cutoff. Zur Beschreibung der Dissoziation ist der Cutoff jedoch weiterhin erforderlich.

[Gas00] unternimmt erstmals den Versuch, die Phasen zwischen Pion- und Kaonenaustausch festzulegen. Bei schwelennahen Messungen (Überschußenergien von etwa 13 MeV) wurde ein überraschend hohes Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma(pp \rightarrow pK^+\Lambda)/\sigma(pp \rightarrow pK^+\Sigma^0)$ von 30 ermittelt. Bei höheren Überschußenergien wird experimentell ein Verhältnis von 2,5 gefunden. Zur Erklärung dieser Energieabhängigkeit wird eine destruktive Interferenz der Wirkung beider Austauschmesonen bei der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Sigma^0$ untersucht. Damit muß jedoch in der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ ebenfalls eine destruktive Interferenz vorliegen, in der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Sigma^+$ dagegen eine konstruktive. Dieser Effekt allein reicht noch nicht aus, um das Wirkungsquerschnittsverhältnis zu erklären. Zusätzlich muß die Endzustandswechselwirkung (FSI) berücksichtigt werden. Sie ist eine Wechselwirkung der erzeugten Teilchen im Ausgangskanal (Abb. 2.8). Der relative Einfluß der FSI wird jedoch mit steigender Überschußenergie kleiner. Bei den Reaktionen $pp \rightarrow NKY$ ist die FSI im Kanal $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ am stärksten.

Zusammenfassend sind die einzelnen Vorhersagen für die Wirkungsquerschnitte der untersuchten Reaktionen in Tabelle 2.1 zusammengestellt.

Angenommen, die FSI und die Wechselwirkung durch Hyperonaustausch sind kleine Kor-

Strahlimpuls in GeV/c	Austausch- teilchen	$\sigma(nK^+\Sigma^+)$ in μb	$\sigma(pK^0\Sigma^+)$ in μb
2,95	π	4,37	2,80
	K	0,03	0,07
3,2	π	13,56	6,50
	K	0,11	0,16

Tabelle 2.2: Die Wirkungsquerschnitte, die im Anhang für die verschiedenen Austauschteilchen berechnet werden.

rekturen, so können aus dem einfachen, in Anhang dargestellten Modell die Stärken von Pion- und Kaonaustausch in den hier untersuchten Kanälen berechnet werden. Damit wird ersichtlich, wie genau der Wirkungsquerschnitt bestimmt werden muß, wenn nur aus diesen Reaktionen die relative Phase beider Austauschmöglichkeiten bestimmt werden soll. Die Werte in Tabelle 2.2 sind für die hier untersuchten Strahlimpulse angegeben. Aus diesen Ergebnissen folgt, daß die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ und $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ ein guter Test für den Teil des Modells mit Pionenaustausch sind. In anderen Modellen kann die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in dieser Arbeit weitere Meßpunkte zur Festlegung der Parameter liefern.

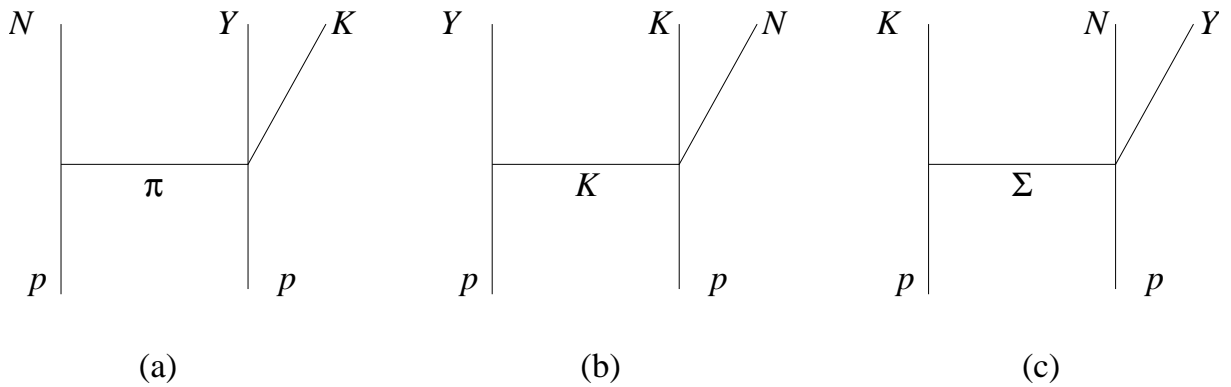


Abbildung 2.7: Die Strangenessproduktion mit verschiedenen, theoretisch betrachteten Austauschteilchen. Der Pionenaustausch (a) und der Kaonenaustausch (b) werden in allen Vorhersagen berücksichtigt. Der Hyperonaustausch (c) wird allerdings nur von [Del89] betrachtet.

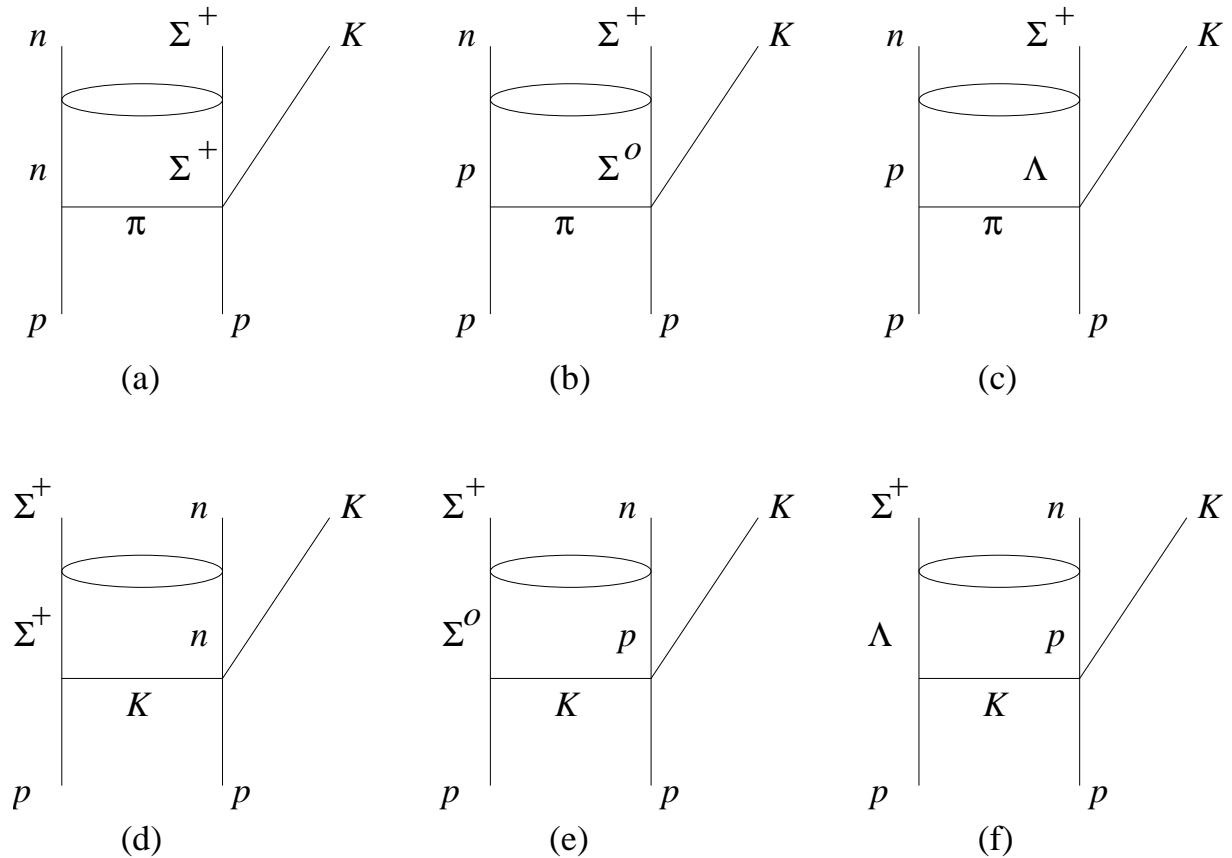


Abbildung 2.8: Beispiele für die Diagramme zur Beschreibung der FSI: Die entstandenen Teilchen wechselwirken miteinander. Dies kann sowohl bei Pionen- (a-c) als auch Kaonenaustausch (d-f) auftreten.

2.5 Frühere Untersuchungen der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$

In den Sechziger Jahren wurden die Eigenschaften der Teilchen mit Strangeness („seltsame Teilchen“) untersucht. So sind fünf Experimente zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ mit Blaskammern durchgeführt worden (Abb. 2.9). Aus jüngerer Zeit stammt ein Meßpunkt von COSY-TOF [Sch03]. Beispielhaft für die Blaskammerexperimente soll die Bestimmung von [Dun68] näher erläutert werden. Die Blaskammer ist mit flüssigem Wasserstoff bei einer Temperatur knapp unter dem Siedepunkt gefüllt. Wird innerhalb weniger Millisekunden der Druck (von 6 auf 3 bar) herabgesetzt, ist die Flüssigkeit kurzzeitig überhitzt. Durchquert ein geladenes Teilchen die Kammer, so ionisiert dieses Teilchen die Wasserstoffatome. Geschieht das vor dem Sieden, also wenige Millisekunden nach der Expansion, bilden sich an diesen Ionen Dampfbläschen, die mit geeigneter Beleuchtung und Apparatur photographiert werden. Die ganze Apparatur befindet sich in einem Magnetfeld. Die Spur geladener Teilchen wird dadurch gekrümmt. Aus der Krümmung und der Stärke des Magnetfeldes läßt sich der Impuls der Teilchen berechnen.

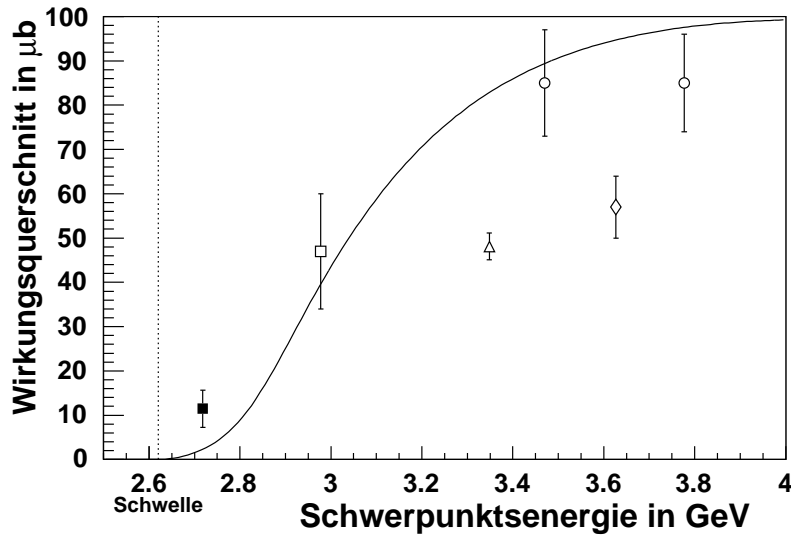


Abbildung 2.9: Die bisher gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$. Es sind weitgehend Blaskammerexperimente (offene Symbole) der 60er Jahre [Bal]. Nur der schwellennahe Punkt wurde kürzlich an COSY-TOF bestimmt [Sch03]. Zum Vergleich ist das Ergebnis der Rechnung aus dem Anhang eingetragen (Linie).

In der hier beschriebenen Analyse wurde 142000 mal photographiert. Dabei entstehen jeweils aus verschiedenen Richtungen insgesamt drei Bilder, um aus den (ebenen) Photographien die Krümmung der Spuren bestimmen zu können. Damit ist auch der Impuls der geladenen Teilchen bekannt. Bei jeder Photographie werden ungefähr zehn Strahlprotonen in der Kammer erfaßt. Diese Beschränkung ist notwendig, damit die Zuordnung der Spuren zu den Reaktionen eindeutig ist. Nur auf 78.564 Photographien sind Wechselwirkungen zu sehen.

Die gesuchte Größe, der Wirkungsquerschnitt, ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß eine Wechselwirkung zwischen zwei Reaktionspartnern stattfindet. Werden die Targetteilchen auf eine Ebene senkrecht zum Strahl projiziert, so sind die Targetteilchen gleichmäßig in der Ebene verteilt. Die Flächendichte hängt jedoch von den Eigenschaften des Targets ab (Geometrie, Volumendichte im Target). Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann aus dem Verhältnis der reagierenden Strahlteilchen zu allen einfallenden Strahlteilchen, dividiert durch die Flächendichte der projizierten Targetteilchen. Angenommen, es kommt genau dann zur Reaktion, wenn ein Strahlteilchen genügend nahe an einem Targetteilchen vorbeifliegt, so ist der Wirkungsquerschnitt die Querschnittsfläche senkrecht zum Strahl, die jedem Targetteilchen zugeordnet werden muß, um die Häufigkeit der Reaktion richtig wiederzugeben.

In einer Auswahl von 818 Photographien sind 8624 eintretende Spuren, 1628 davon wechselwirken in der Kammer. Das führt auf einen gesamten totalen Wirkungsquerschnitt von 41,3 mb (der Tabellenwert war 40,9 mb). Der Wirkungsquerschnitt für eine einzelne Re-

aktion σ_α ergibt sich dann aus der Beziehung:

$$\sigma_\alpha = N_\alpha \frac{\sigma_{ges}}{N_{ges}}$$

Dabei ist N die Anzahl der gefunden Ereignisse und der Index „ges“ erfaßt alle Wechselwirkungen. Die Größe N_{ges}/σ_{ges} wird als integrale Luminosität bezeichnet (über die Zeit wurde integriert). Nach Berücksichtigung der Tatsachen, daß nicht alle eintretenden Spuren auf Strahlprotonen zurückzuführen sind, nur eine Auswahl der Photographien zur Bestimmung von σ_{ges} herangezogen wurde und daß, um eine Reaktion zu identifizieren, mehr sichtbar sein muß als nur die primäre Wechselwirkung, beträgt die integrale Luminosität $3,68 \mu b^{-1}$.

Bei der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ entstehen drei Teilchen im Ausgangskanal. Das Neutron hat eine Lebensdauer von ca. 15 min. Für diese Untersuchungen kann damit der Zerfall von Neutronen unberücksichtigt bleiben. Da das Neutron ungeladen ist, hinterläßt es keine Spur in der Blaskammer. Das Kaon hat eine Lebensdauer von 12 ns. Daher wird auch der Zerfall des Kaons selten zu beobachten sein. Bewegt es sich mit halber Lichtgeschwindigkeit, so hat es nach der (mittleren) Lebensdauer eine Strecke von ca. 1,5 Metern zurückgelegt. Das Σ^+ hat jedoch nur eine Lebensdauer von 80 ps. Bei halber Lichtgeschwindigkeit hat es in dieser Zeit nur 1,2 cm zurückgelegt. Dann zerfällt es in ein $p\pi^0$ - (Wahrscheinlichkeit 0,5157) oder $n\pi^+$ -Paar (Wahrscheinlichkeit 0,4831). Da nur geladene Teilchen detektiert werden, werden am Reaktionsort zwei Spuren, die des K^+ und die des Σ^+ , erwartet. Eine von beiden Spuren sollte später einen Knick aufweisen. An diesem Knick zerfällt das Σ^+ (s. Abb 2.10).

Die Photographien werden auf diese Signatur hin durchsucht. Um die Fehlerquote festzustellen werden sie zweimal durchgesehen. Die Wahrscheinlichkeit, die Signatur zu erkennen, ist 0,927. Diese Zahl wird vor allem dadurch bestimmt, daß der Knick der Σ^+ -Spur nicht immer eindeutig ist. Es wurden in zwei Strahlzeiten 286 Photographien mit der gesuchten Signatur gefunden.

Zerfällt das Σ^+ in ein $p\pi^0$ -Paar, so ist wegen der relativ großen Masse des Protons der Knickwinkel der Spur relativ klein. Der Verlust durch unentdeckte Knicke ist schwer abzuschätzen. Deshalb werden im folgenden nur Ereignisse betrachtet, bei denen das Σ^+ in ein $n\pi^+$ Paar zerfällt, die Spur also einen großen Knickwinkel aufweist. Aus der Literatur ergab sich, daß dies nur 47.2% (heute: 48.31% [Hai98]) aller Ereignisse sind. In dem besprochenen Experiment wurden 77 solcher Ereignisse gefunden.

Das Σ^+ kann sehr schnell zerfallen. Dann kann seine Flugrichtung und/oder sein Impuls nicht genau genug bestimmt werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß eine bestimmte Mindestlänge erreicht wird, hängt vom Impuls des Σ^+ ab. Um dies zu berücksichtigen, erhält jedes der gefunden Ereignisse einen Korrekturfaktor. Damit steht ein Ereignis nicht mehr nur für ein Ereignis, sondern für die Zahl der Ereignisse, die auswertbar wären, wenn auch kurze Spuren des Σ^+ identifiziert würden. Die gesamte Anzahl der Ereignisse, die gefunden worden wären, beträgt 116,4.

Um die Reaktion von anderen Reaktionen mit ähnlicher Signatur zu trennen, wird ein χ^2 -Test vorgenommen. Er versucht, die wahren Impulse der Teilchen zu rekonstruieren, indem die Abweichung aller Meßgrößen unter Berücksichtigung der Erhaltungssätze minimiert wird. Um die gesuchten Ereignisse vom Untergrund zu trennen, wurde ein maximal

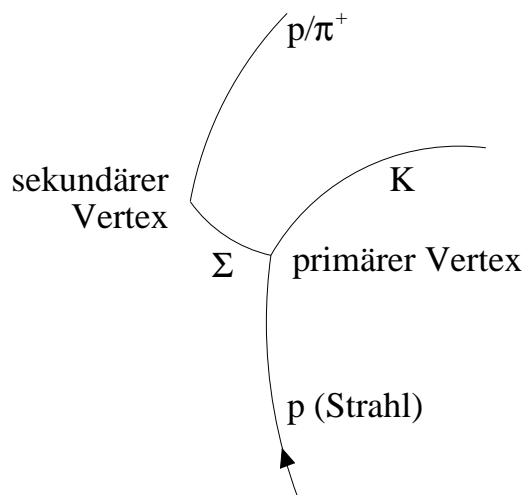


Abbildung 2.10: *Schematische Darstellung der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ in der Blasenkammer. Das Neutron am Reaktionsort (primärer Vertex) entweicht unentdeckt. Ebenso das ungeladene Teilchen aus dem Σ^+ -Zerfall (sekundärer Vertex).*

zugelassenes χ^2 eingeführt. Gute Ereignisse können aber durch schlechte Auflösung auch außerhalb dieser Grenze liegen. Die damit verworfenen Ereignisse müssen aber berücksichtigt werden. Damit muß die Anzahl der tatsächlich gefundenen Ereignisse leicht korrigiert werden.

Zur Kontrolle (und kleinen Korrektur) der Wichtungsfaktoren werden verschiedene allgemeine Aussagen herangezogen:

- Das Verhältnis von Σ^+ -Zerfällen in Protonen bzw. geladene Pionen muß ungefähr eins sein.
- Die Winkelverteilung des Σ^+ im Schwerpunktsystem muß symmetrisch bezüglich Null sein.
- Der Kosinus des Winkels zwischen der Σ^+ -Spur und der Spur des geladenen Zerfallsteilchens im Schwerpunktsystem des Σ^+ muß isotrop verteilt sein.

Die unter diesen Bedingungen bestimmte Winkelverteilung ist in Abb. 2.11 zu sehen.

Aus all diesen Faktoren ergibt sich ein vorläufiger Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{tot} = 84,1\mu b$. Es ist jedoch so, daß auch die Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ unter dieser Signatur erscheint. Wenn das Kaon als K_{short}^0 in ungeladene Teilchen zerfällt oder als K_{long}^0 den Detektor unentdeckt verläßt, so hat auch diese Reaktion ein geladenes Primärteilchen und ein Σ^+ , die in der Blasenkammer Spuren hinterlassen. Deshalb gibt es Ereignisse, bei denen nicht klar ist, welcher der beiden Reaktionen sie zuzuordnen sind. Diese (zweideutigen) Ereignisse werden im Verhältnis der absoluten Anzahl beider Reaktionen aufgeteilt. Das führt auf eine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts um +3,9%. Desweiteren kann bei der Reaktion zusätzlich ein π^0 entstanden sein. Der Anteil wird über eine Missing Mass Analyse zu 5% abgeschätzt. Damit ergibt sich für dieses Experiment ein totaler Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{tot} = 83,0\mu b$.

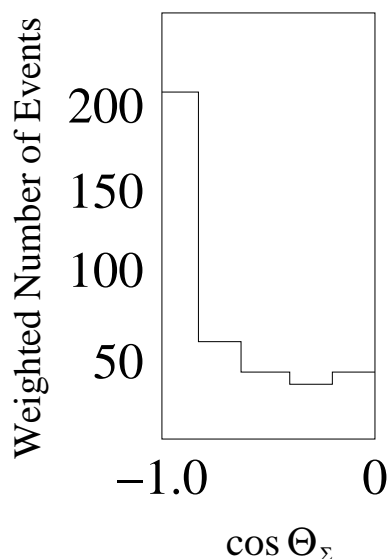


Abbildung 2.11: Die rekonstruierte Verteilung des Winkels zwischen Strahlachse und Spur des Σ^+ im Schwerpunktsystem (aus [Dun68]).

Durch Kombination mit einem weiteren Experiment wird das veröffentlichte Gesamtergebnis [Dun68] von:

$$\sigma_{tot} = (85 \pm 12)\mu b$$

erzielt.

Die Anregungsfunktion, also die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Energie, ist trotz dieser sorgfältigen Analysen nicht eindeutig bestimmt (Abb. 2.9). Insbesondere überschätzt die Theorie den Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien (ab $3 \text{ GeV}/c^2$). Bei niedrigeren Energien gibt es nur einen Meßwert. Dieser liegt jedoch deutlich über dem berechneten. In diesem Energiebereich ist jedoch auch der untersuchte Wirkungsquerschnitt klein. Damit ist die Bestimmung desselben schwieriger. Zum Vergleich sei hier erwähnt, daß [Sch03] nur 22 Events eindeutig dem Reaktionskanal $nK^+\Sigma^+$ zuordnen konnte. Es ist wünschenswert, daß weitere Meßpunkte folgen. Diese Arbeit wird den Wirkungsquerschnitt bei einer Schwerpunktsenergie von $2,75 \text{ GeV}/c$ bestimmen.

Mit der beschriebenen Auswertung hat die hier vorgelegte viele Gemeinsamkeiten:

- Mittels geeigneter Detektoren werden die Spuren der Teilchen bestimmt.
- Durch verschiedene Forderungen wird versucht, möglichst viele Ereignisse der untersuchten Reaktion zu selektieren.
- Mit Hilfe eines bekannten Wirkungsquerschnitts wird die Luminosität bestimmt. Damit ergibt sich der gesuchte Wirkungsquerschnitt aus der Anzahl der gefundenen Ereignisse.
- Mit Korrekturfaktoren wird die Anzahl der tatsächlich stattgefundenen Ereignisse bestimmt.

Die einzelnen Schritte der Analyse werden aber anders als im diskutierten Beispiel ausgeführt.

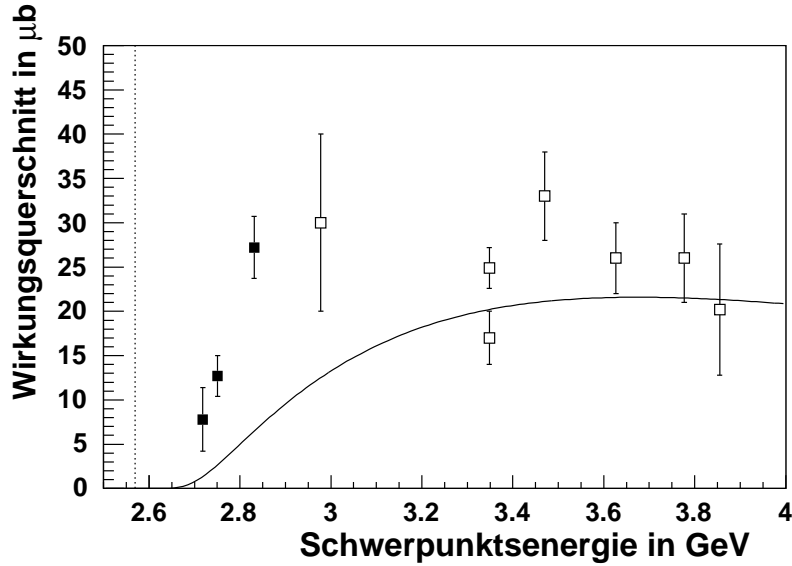


Abbildung 2.12: Die bisher gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$. Es sind weitgehend Blasenkammerexperimente (offene Symbole) der 60er Jahre [Bal]. Nur die schwelennahen Punkte (geschlossene Symbole) wurden kürzlich an COSY-TOF bestimmt [Wag02]. Zum Vergleich wurden die Ergebnisse der Rechnung aus dem Anhang eingetragen (Linie).

2.6 Frühere Untersuchungen der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$

Die Literaturdaten bezüglich dieser Reaktion liefern kein wesentlich besseres Bild. Auch hier gibt es einige Blasenkammerexperimente zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes. Schwelennah existieren einige Meßwerte der COSY-TOF-Kollaboration (Abb. 2.12).

Vor allem im niedrigen Energiebereich (bis 3 GeV/c²) weichen die Meßwerte erheblich von der Theorie ab. Bei der Interpretation ist jedoch zu beachten, daß die Meßwerte an COSY-TOF mit einem Detektoraufbau und der gleichen Analyse bestimmt wurden. Deshalb sind auch hier weitere Meßwerte wünschenswert. Diese Arbeit wird den Wirkungsquerschnitt bei den Schwerpunktenergien von 2,75 und 2,83 GeV/c in einer unabhängigen Analyse bestimmen.

Kapitel 3

Die Meßapparatur und der Neutronendetektor

3.1 Aufbau des Detektors

Das Experiment wurde im Januar 2000 mit dem Flugzeitspektrometer COSY-TOF durchgeführt. COSY ist ein Cooler Synchrotron im Forschungszentrum Jülich. Es liefert bisher Protonen mit Impulsen bis zu 3,68 GeV/c und erreicht durch die Strahlkühlung einen sowohl im Ort als auch im Impuls genau bestimmten Strahl. Für die Zukunft ist geplant, auch leichte Kerne zu beschleunigen.

Gegenüber den älteren Maschinen am Svedberg Laboratorium in Uppsala und am IUCF in Bloomington überstreicht COSY einen größeren Energiebereich, so daß auch Reaktionen, bei denen Teilchen mit Strangeness entstehen, untersucht werden können.

Abb. 3.1 zeigt einen Übersichtsplan der Anlage. Die eigentliche Beschleunigungsstrecke befindet sich in einem 2 m langen Teilstück des 184 m umfassenden Ringes (Cavity).

Im Zyklotron werden negativ geladene Wasserstoffionen auf 40 MeV vorbeschleunigt. Über eine 100 m lange Strahlführung gelangen die Ionen zum Ring. Kurz vor Eintritt in den COSY-Ring werden durch eine dünne Stripperfolie die Elektronen vom Atomkern getrennt. Sind die Protonen im COSY-Ring, werden sie durch Dipole auf der Bahn gehalten. Quadrupole sorgen für die Fokussierung des Strahls. Bei niedrigen Impulsen (0,27 bis 0,65 GeV/c) wird die Elektronenkühlung eingesetzt. Es werden Elektronen mit der gewünschten Geschwindigkeit der Strahlteilchen auf einer Strecke von 2 m mit dem Teilchenstrahl geführt. Diese Elektronen nehmen sehr leicht Energie auf bzw. geben Energie an die Teilchen ab, so daß der Teilchenstrahl in seiner Impulsgenauigkeit (transversal sowie longitudinal) besser wird. Beim stochastischen Kühlen (eingesetzt bei Impulsen von 1,5 bis 3,5 GeV/c) wird im COSY-Ring die Abweichung von der Sollbahn der Protonen gemessen und nach einem halben Umlauf entsprechend korrigiert.

An einem der externen Experimentierplätze steht das Flugzeitspektrometer TOF (Time Of Flight, Abb. 3.2). Die prinzipielle Idee bei diesem Detektor besteht darin, nur die Geschwindigkeiten der Teilchen zu messen. Die Impulse sind nur mit einer Massenhypothese berechenbar. TOF ist ein Detektor mit der Form eines großen Zylinders aus Stahl, der innen mit Szintillatormaterial ausgekleidet ist. Aus der Flugzeit und der bekannten

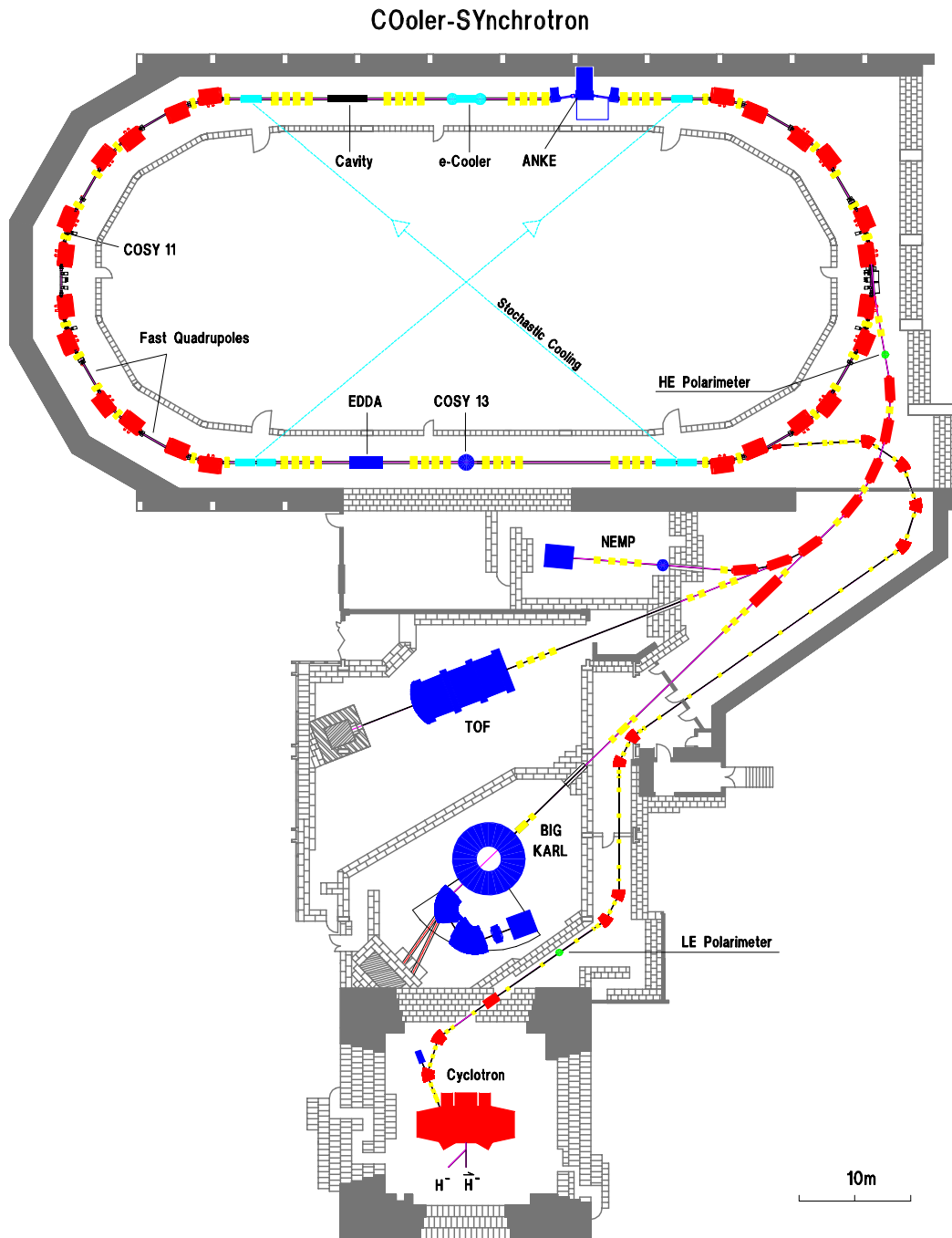


Abbildung 3.1: Die Anlage des COSY-Beschleunigers. An einem der externen Experimentierplätze befindet sich COSY-TOF.

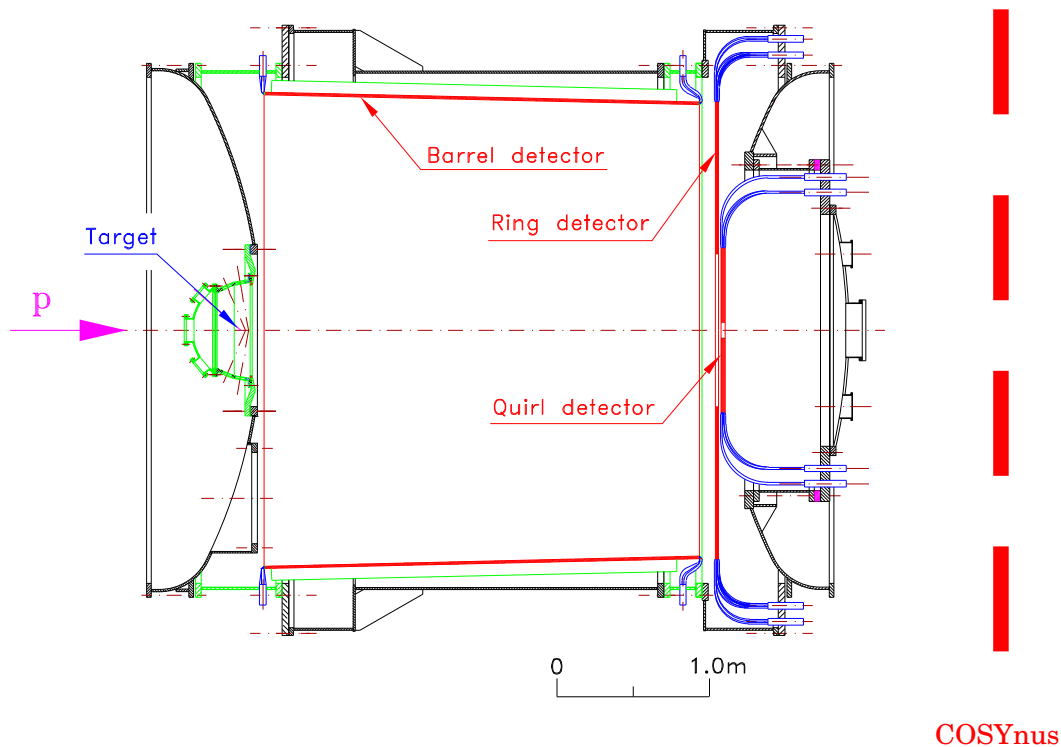


Abbildung 3.2: Der Aufbau des Detektors COSY-TOF während des Experimentes im Januar 2000.

Wegstrecke errechnet sich die Geschwindigkeit der nachgewiesenen Teilchen. TOF deckt im Laborsystem den gesamten Vorwärtsbereich ab (2π -Detektor). Da mit einem ruhenden Target gearbeitet wird und die Teilchen aufgrund der Schwerpunktsbewegung im Wesentlichen vorwärts fliegen, werden damit nahezu alle möglichen Richtungen der entstehenden Teilchen erfaßt. Es ist damit im Schwerpunktsystem ein 4π -Detektor. Um Streuung der Ejektile entlang der Flugbahn zu vermeiden, wird der Detektortank evakuiert.

Durch den modularen Aufbau und verschiedene Zusatzdetektoren kann TOF für verschiedene Experimente optimiert werden. Im Stahltank befinden sich der Barrel-, Quirl- und Ringdetektor sowie der Erlanger Startdetektor. Damit hat der Detektor ungefähr die Länge von 4 m bei einem Durchmesser von 3,50 m. Außerhalb des Stahltanks kamen in diesem Experiment die Vetodetektoren, der Neutronendetektor COSYnus und das Beamhodo zum Einsatz.

Um zu sichern, daß kein Ereignis mitgezählt wird, welches auf eine Reaktion außerhalb des Targets zurückgeht, gibt es einige Veto-Szintillatoren: Ein großflächiger Szintillator befindet sich 2 m vor dem Target außerhalb des Strahlrohres. Das nächste Veto mit einem Innendurchmesser von 5, 8 oder 12 mm ist ca. 30 mm vor Target entfernt. Ein weiteres Veto befindet sich 10 mm vor dem Target und hat einen Innendurchmesser von 2 mm. Auf dieses Loch wird der Strahl fokussiert. Das Target, eine Zelle gefüllt mit flüssigem

Wasserstoff, ist größer. Es hat einen Durchmesser von 6 mm und eine Länge von 4 mm. Der Erlanger Startdetektor ermöglicht die Rekonstruktion von Flugbahnen im Startbereich. Er besteht aus vier ebenen Detektoren, die senkrecht zur Strahlachse stehen. Jeder dieser Detektoren liefert eine Information über die Durchstoßpunkte der geladenen Teilchen in dieser Ebene. Ca. 2 cm hinter dem Target ist die Starttorte. Sie dient im Wesentlichen zur Zeitmessung. Zwei Lagen sind in je zwölf Segmente geteilt. Die beiden Lagen sind so gegeneinander verdreht, daß hinter einem Segment der ersten Lage sich zwei Segmente der zweiten Lage befinden. Weiter folgt der Mikrostreifendetektor: ein Siliziumdetektor, der auf der targetnahen Seite in Ringe und auf der Rückseite in „Tortenstücke“ unterteilt ist. Im Abstand von 10 bzw. 20 mm vom Target befinden sich zwei Hodoskope aus szintillierenden Fasern. Die Fasern liegen in je zwei Ebenen, wobei die zweite Ebene gegenüber der ersten um 90° gedreht ist.

Der Barreldetektor besteht aus 96 Szintillatorstreifen mit den Abmessungen $285\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 1,5\text{ cm}$. Diese bilden einen Konus, damit (später) ein weiterer Barreldetektor hinzugefügt werden kann, ohne daß eine Akzeptanzlücke im Polarwinkel entsteht. Die Szintillatorstreifen werden zweiseitig ausgelesen. Der Barreldetektor deckt als Stopdetektor den Polarwinkelbereich zwischen 25° und 80° ab. Der Winkel zwischen 70° und 80° kann aber derzeit nicht genutzt werden, da ein Stahlflansch zur Halterung des Startdetektors den Flugweg der Teilchen stört.

Der Ring- und der Quirldetektor bestehen aus jeweils drei Lagen Szintillatoren. Jede Lage ist segmentiert. Die Segmente einer Lage sind gleichschenklige Dreiecke („gerade Lage“). In den anderen Lagen sind es linksgewundene bzw. rechtsgewundene archimedische Spiralen. Der Durchstoßpunkt des Teilchens läßt sich aus der Information, welches Segment jeder Lage getroffen wurde, bestimmen. Die Flugzeit ergibt sich dann aus der Zeitdifferenz zwischen Start- und Stopdetektor und einer ortsabhängigen Korrektur für die Lichtlaufzeit im Szintillator (der geraden Szintillatorlage). Der Quirldetektor deckt den Winkelbereich zwischen $0,8^\circ$ und 10° , der Ring zwischen 10° und 25° ab. Dabei ist darauf geachtet, daß die Module sich überlappen und keine Akzeptanzlücke im Polarwinkel entsteht.

Zur Beobachtung von Neutronen wurde ein Zusatzdetektor entwickelt. Er heißt **COSY Neutron Spectrometer** (kurz: COSYnus). Dieser Detektor besteht aus zwölf Szintillatorbalken, die 2 m lang sind, und zehn Szintillatorbalken, die 1 m lang sind. Alle Szintillatorbalken werden beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen. Je zwei oder drei Balken werden zu einem Modul zusammengefaßt. Vor jedem Modul wird eine Szintillatorplatte positioniert. Sie ist so dünn, daß für geladene Teilchen ein Signal entsteht, aber für ungeladene (Neutronen) die Wahrscheinlichkeit für eine Reaktion gering ist. Da das „Nicht-Vorhanden-Sein“ des Signals zur Identifikation von Neutronen benutzt wird, werden sie als „Veto-Paddle“ bezeichnet. Bei TOF steht der Neutronendetektor außerhalb des Vakuums. Wie beim Barreldetektor ergibt sich der Reaktionsort aus der Zeitdifferenz der beiden Signale eines Balkens.

3.2 Elektronik

Fliegt *ein* Strahlproton durch das Target, so passiert in aller Regel nichts. Es verliert durch die Ionisation der Targetatome etwas Energie. Es findet aber keine gewünschte Re-

aktion statt. Bei diesen „Ereignissen“ sollen die elektronischen Module nicht ausgelesen und die Daten gespeichert werden. Nur wenn eine gewünschte Reaktion stattfindet, sollen die Module ausgelesen werden. Um das zu realisieren, werden die Signale des Detektors zusammengefaßt. Nur wenn die Signale bestimmte Bedingungen (Trigger) erfüllen, wird das Ereignis auf einem Magnetband gespeichert.

Mit einem Experiment sollen gleichzeitig mehrere Reaktionen untersucht werden. Zur Kalibrierung des Detektors werden auch bereits gut bekannte Reaktionen benötigt. Diese haben jedoch verschiedene Signaturen. Jede Signatur wird in einem Triggermuster nachgebildet. Zum Beispiel sollte bei der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ das Neutron im Neutronendetektor nachgewiesen werden und das Kaon, sowie das geladene Teilchen aus dem Zerfall des Σ^+ irgendwo im Stopdetektor zwei Signale verursachen. Dementsprechend wird ein Treffer im Neutronendetektor und zwei Treffer im Stopdetektor (Quirl-, Ring- oder Barrel-detektor) gefordert. So wird für jede Reaktion ein Triggermuster festgelegt. Deshalb sind mehrere Triggermuster notwendig. Ziel ist, die Reaktionen bereits über die Trigger soweit wie möglich zu trennen.

Die Wirkungsquerschnitte der gewünschten Reaktionen unterscheiden sich zum Teil um einen Faktor 1000. So beträgt der elastische Wirkungsquerschnitt ca. 20 mb, der voraussichtliche für die Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ jedoch nur $3\mu\text{b}$. Von den elastischen wird offensichtlich nicht jedes stattfindende Ereignis zur Kalibrierung benötigt. Das Triggermuster, das die elastischen Ereignisse nachbildet, soll deshalb nicht jedes Mal zur Auslese der elektronischen Module führen. Einzelne Triggermuster werden „untersetzt“. Die für diese Strahlzeit gültigen Triggermuster und Untersetzungen sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Nun soll am Beispiel des Neutronendetektors erläutert werden, wie die elektronische Schaltung realisiert wird (Abb. 3.3). Verursacht ein Teilchen in einem Szintillator ein Signal, so wird dieses Lichtsignal im Photomultiplier in ein elektronisches Signal umgewandelt. Dabei entspricht die Helligkeit des Signals im Szintillator der im Multiplier erzeugten Ladung Q . Von einem Signal sind also Zeitpunkt und die integrierte Stromstärke $Q = \int I dt$ interessant.

Diese beiden Meßgrößen werden in verschiedenen Modulen bestimmt. Deshalb muß das Signal geteilt werden. Im Falle des Neutronendetektors erfolgt die Teilung im PTA (Passiver Teiler und Abschwächer). Eins der Signale wird auf einen QDC geführt. Dieser integriert innerhalb eines Gates das Stromsignal an einem Widerstand von $50\ \Omega$ und bestimmt somit die Ladung Q . Das Ergebnis wird in eine Kanalnummer (natürliche Zahl), die linear mit der Ladung zusammenhängt umgewandelt. Ähnlich wird das andere Signal auf einen TDC geführt. Dieser bestimmt die Zeit zwischen dem Signal und einem Stoppsignal in Einheiten von ca. 200 ps (beim Neutronendetektor, sonst 100 ps). Der Zeitpunkt des Signals muß dafür genau festgelegt werden. In einem Diskriminator wird das (geteilte) Signal des Multipliers in ein Normsignal (NIM-Signal) umgewandelt. Ein Diskriminator hat neben der Umwandlung die Eigenschaft, kleine Signale zu unterdrücken. Nur wenn das Maximum größer ist als ein (einstellbarer) Schwellenwert, wird das Signal umgewandelt. Auf diese Weise kann zwischen einem Signal und elektronischem Rauschen unterschieden werden. Beim Neutronendetektor werden CFD (Constant-Fraction-Discriminator) benutzt, die ein Rechtecksignal auslösen, wenn die Stromstärke einen bestimmten Teil des Maximums erreicht.

Weiterhin existiert an den Diskriminatoren ein Summenausgang. Auch dessen Signal ist

Trigger-Nummer	Triggermuster	Untersetzung	erwünschte Reaktion
5	Myonen, Laser	in Spillpause	Kontrolle der Stabilität
8	mindestens 2 Hits im Startdetektor	1:256	elastisch
9	mindestens 2 Hits im Startdetektor mindestens 2 Hits im Stopdetektor mindestens 1 Hits im Neutronendetektor	1:1	$nK^+\Sigma^+$
10	mindestens 2 Hits im Startdetektor mindestens 4 Hits im Stopdetektor	1:8 oder 1:16	$pp\omega$
11	genau 2 oder 3 Hits im Startdetektor mindestens 4 Hits im Stopdetektor	1:32	wie Trigger-Nummer 12
12	genau 2 Hits im Startdetektor mindestens 4 Hits im Stopdetektor (Quirl,Ring,Barrel)	1:1	$pK^0\Sigma^+$, $pK^+\Lambda$

Tabelle 3.1: Die beim Experiment eingestellten Triggermuster

ein NIM-Signal. Die Höhe des Signals ist proportional zur Anzahl der Kanäle, die in diesem Diskriminator die Schwelle überschritten haben. Mit diesem Signal werden die verschiedenen Triggermuster realisiert. Beim Neutronendetektor sind die Signale von Protonen, Neutronen und Myonen interessant.

Myonen hinterlassen in allen drei Balken eines Moduls ein Signal. Also muß das Signal des Summenausgangs noch einmal diskriminiert werden, um sicherzustellen, daß alle sechs Multiplier der drei Balken ein Signal liefern.

Neutronen zeichnen sich dadurch aus, daß in mindestens einem Balken ein Signal vorhanden war und im Vetopaddle davor kein Signal. Also wird der Summenausgang so diskriminiert, daß mindestens zwei der sechs Multiplier ein Signal liefern. Die Erfahrung zeigt, daß zwei Signale in den sechs Multipliern (fast) immer zu einem Balken gehören. Um Neutronen zu selektieren wird dieses Signal mit dem negierten Signal des Vetopaddles in einem logischen UND verknüpft.

Geladene Teilchen (Protonen) sollten auch im Vetopaddle ein Signal verursachen. Deshalb wird hier ein UND zwischen dem Signal des Vetopaddles und dem Signal, das mindestens zwei Multiplier ein Signal liefern, gefordert.

Mit dem Neutronendetektor sollen vorwiegend Neutronen rekonstruiert werden. Zur Kalibrierung werden jedoch auch die geladenen Teilchen benötigt. Deshalb wird das Signal der

geladenen Teilchen noch in einem RD 2000 (Rate Divider) untersetzt und erst dann mit dem Signal für ein Neutron in einem logischen ODER verarbeitet. Der RD 2000 ist jedoch so eingestellt, daß keine Unterdrückung stattfindet. Damit sind die zwei Triggersignale des Neutronendetektors erzeugt und können in die Elektronik des gesamten TOF-Detektors eingebunden werden.

3.3 Einige Untersuchungen mit COSYnus

3.3.1 Ansprechwahrscheinlichkeit

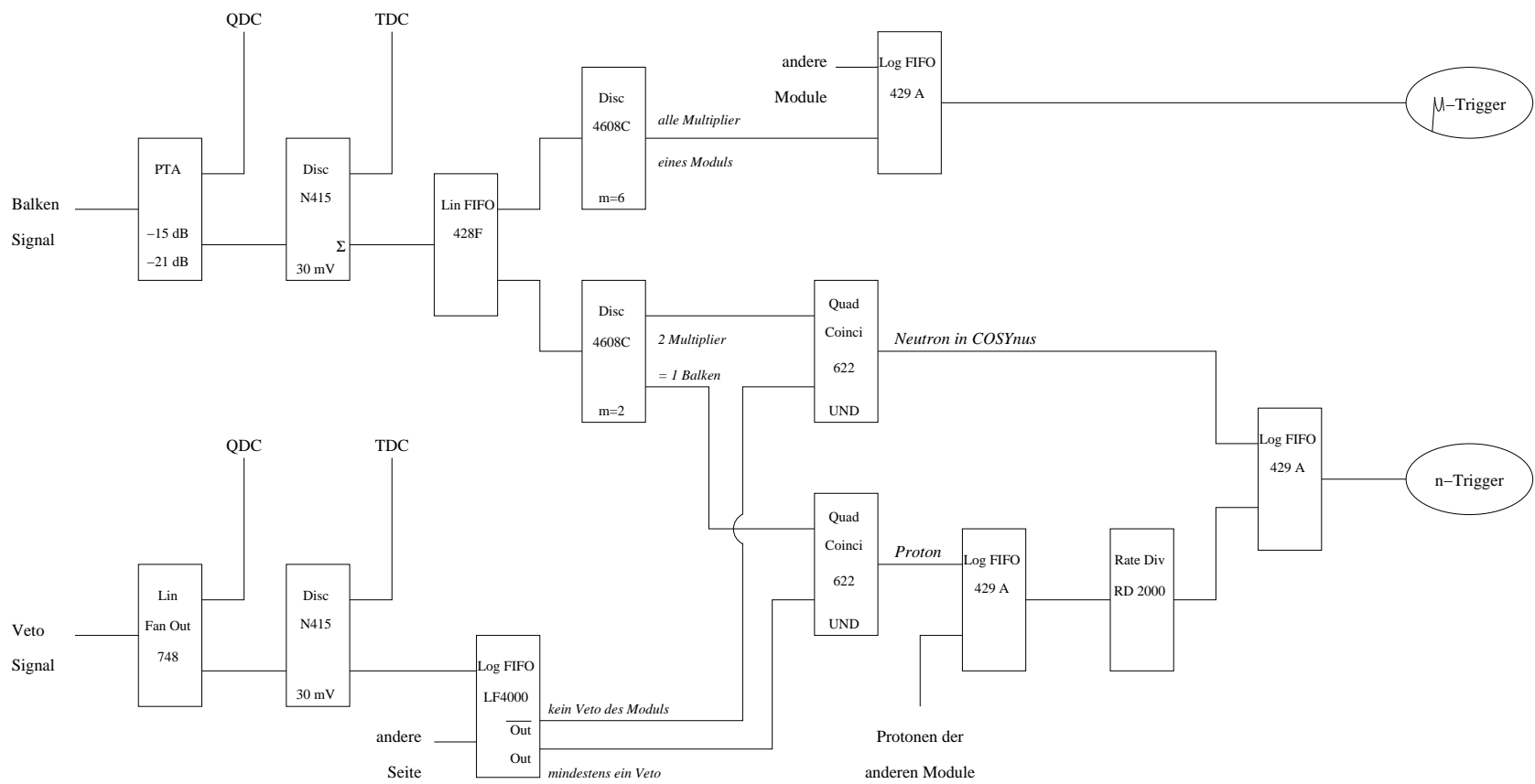
Die Ansprechwahrscheinlichkeit ε ist definiert als Wahrscheinlichkeit p , mit der ein Teilchen, das auf den Detektor trifft, im Detektor tatsächlich registriert wird. Stochastisch gesehen handelt es sich bei jedem Teilchendurchgang um ein Zufallsexperiment mit zwei möglichen Ausgängen: Der Detektor registriert das Teilchen (Wahrscheinlichkeit p) oder er detektiert es nicht (Wahrscheinlichkeit $1 - p$).

Bei der Benutzung von Szintillatoren wird ein Teilchen detektiert, wenn sein Durchflug eine genügend große Lichtentwicklung zur Folge hat. Bei geladenen Teilchen ist das praktisch immer der Fall. Sie ionisieren die Szintillatormoleküle und diese regen sich unter Lichtemission ab. Ungeladene Teilchen können jedoch die Atome nicht direkt ionisieren. Es kann jedoch vorkommen, daß z.B. ein Neutron eine Kernreaktion induziert. Dabei entstehen geladene Teilchen, die ein Signal verursachen. In organischen Szintillatoren sind die zwei häufigsten Reaktionen die elastische Streuung am Wasserstoff und die Aufspaltung des Kohlenstoffs. Die geladenen Reaktionsprodukte (Protonen bzw. α -Teilchen) haben nach der Reaktion eine kinetische Energie, die teilweise durch Ionisation und Rekombination der Szintillatormoleküle in Licht umgewandelt wird.

Bei der praktischen Meßdurchführung ist es keineswegs möglich, alle einfliegenden Neutronen zu registrieren. Die bei der Kernreaktion entstandenen geladenen Teilchen haben eine unbestimmte, nicht mit der Energie der Neutronen korrelierte Energie. Zur Unterdrückung von störenden Einflüssen wie dem Rauschen der Elektronik, wird im Diskriminator eine Schwelle gesetzt. Nur, wenn daß Signal größer als diese Schwelle ist, wird es als Signal wahrgenommen. Damit werden aber auch Signale, die Teilchen verursacht haben, unterdrückt. Das ist der Fall, wenn z.B. die Kernreaktion nahe der Szintillatoroberfläche stattfand, so daß das geladene Teilchen einen zu kurzen Weg im Szintillator zurücklegt, um genügend Licht zu erzeugen.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron im Szintillator reagiert, hängt vom Detektormaterial, der Materialdicke und von der Energie der einfallenden Neutronen ab. Weiterhin hängt die Wahrscheinlichkeit, die Signale wahrzunehmen, von der Schwelle im Diskriminator ab. Wegen der Abhängigkeit von der Geometrie wird für jeden Neutronendetektor die Ansprechwahrscheinlichkeit gesondert bestimmt. Damit ist die Ansprechwahrscheinlichkeit von COSYnus nur noch von der Energie der Neutronen und der Schwelle abhängig. Zur weiteren Beschreibung werden zwei weitere Begriffe eingeführt: die Effizienz und die Akzeptanz. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit fliegen die Teilchen am Detektor vorbei und haben deshalb keine Möglichkeit zur Reaktion. Der geometrische Faktor, der diese Wahrscheinlichkeit beschreibt, ist die Akzeptanz. Die Akzeptanz hängt von der Geometrie

Abbildung 3.3: Die Elektronik des Neutronendetektors



des Neutronenbündels und des Detektors ab. Die Effizienz ist das Produkt aus Akzeptanz und Ansprechwahrscheinlichkeit. Sie gibt an, welcher Anteil aller interessanten Neutronen tatsächlich wahrgenommen wird.

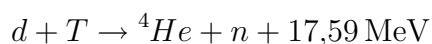
In einem Experiment wie COSY-TOF ist es nun offensichtlich nicht möglich, alle Neutronen zu detektieren. Für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ist deshalb die genaue Kenntnis der Effizienz erforderlich. Einerseits muß zur Akzeptanzbestimmung die Verteilung der Flugrichtungen bekannt sein. Andererseits muß die Ansprechwahrscheinlichkeit bestimmt werden. Ersteres wird näher im Kapitel „Vorüberlegungen mittels Monte-Carlo-Simulationen“ untersucht. Dort wird die geeignete Position des Detektors gesucht, sodaß die Akzeptanz am größten ist. Experimente und Simulationen zur Ansprechwahrscheinlichkeit werden in den folgenden Abschnitten behandelt.

Bisher veröffentlichte Messungen zur Ansprechwahrscheinlichkeit

Ein direktes Verfahren zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit ist die Methode der assoziierten Teilchen. Aus einer Reaktion mit Neutronenproduktion, z.B. $d+T \rightarrow n+\alpha$, werden die geladenen Teilchen nachgewiesen und daraus ist der totale Fluß der Neutronen in dem kinematisch dazugehörenden Raumwinkelbereich berechenbar. Aus dem Verhältnis der im Neutronendetektor nachgewiesenen zu den erwarteten Neutronen ergibt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit. Das ist die Methode der assoziierten Teilchen.

Eine Verfeinerung mit genaueren Ergebnissen, da der Untergrund besser ausgeschlossen werden kann, ist die Methode der assoziierten zeitkorrelierten Teilchen. Innerhalb eines Ereignisses wird aus der Flugrichtung des geladenen Reaktionsproduktes, also z.B. des α -Teilchens aus der Reaktion $d + T \rightarrow n + \alpha$, die Flugrichtung des Neutrons bestimmt. Wird nun das geladene Teilchen detektiert, muß das zugehörige Neutron in einem gewissen Zeitintervall registriert werden. Die beiden Methoden werden leider nicht immer deutlich unterschieden.

Für die Anwendung der Methode der assoziierten (zeitkorrelierten) Teilchen ist



eine übliche Reaktion. In [Kar01] ist eine Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit für COSYnus auf diese Weise beschrieben. Die kinetische Energie der Neutronen betrug 14,7 MeV. Das Ergebnis für die Ansprechwahrscheinlichkeit ist $\varepsilon = (23,1 \pm 0,8)\%$. Die Schwelle zur Wahrnehmung der Signale wird dabei mit 5 MeV_{pe} (**p**roton **e**quivalent) angegeben. Das bedeutet, daß die Schwelle bei einer Lichtmenge liegt, die ein Proton mit einer kinetischen Energie von 5 MeV verursachen würde.

Bei höheren Energien ist es schwierig, geeignete Reaktionen mit nur zwei Teilchen im Endzustand zu finden. Deshalb wurde versucht, die Methode auf drei Teilchen zu erweitern. Da nun zwei Teilchen detektiert werden müssen und die Kinematik mehrere mögliche Flugrichtungen zuläßt, ist nur ein Detektor geeignet, der eine hohe Raumwinkelakzeptanz hat. Dieser ist mit COSY-TOF gegeben.

[Jak01] liefert eine Anwendung der Methode bei der Reaktion: $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$. Da COSY-TOF nur Flugzeiten messen kann und keine Teilchenidentifikation hat, kann jede

Reaktion mit zwei geladenen Teilchen als $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$ angesehen werden. $pp \rightarrow d\pi^+$ kann durch die kinematisch vorgeschriebenen Flugrichtungen ausgeschlossen werden. Andere Reaktionen, wie z.B. $p+p \rightarrow p+p+\pi^0$ werden mittels der Missing-Mass-Analyse unterdrückt. Als Endergebnis wird wieder für eine Schwelle von 5 MeV_{pe} ein Wert von $\varepsilon = (13,2 \pm 2,1)\%$ angegeben. Die mittlere Neutronenenergie ergab sich zu $(73 \pm 16) \text{ MeV}$.

Wiederholte Bestimmung mittels der Reaktion $pd \rightarrow ppn$ (vgl. [Kar99])

In [Kar01] ist eine weitere Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit beschrieben. Die Methode der assoziierten Teilchen wurde auf die Reaktion $p+d \rightarrow p+p+n$ angewendet. Die ausführliche Darstellung [Kar99] bringt zum Ausdruck, daß noch Verbesserungsmöglichkeiten bestehen. Vor allem kann die statistische Unsicherheit noch stark verkleinert werden. Deshalb wurde die Auswertung noch einmal genauer durchgeführt. Die Kalibrierung des Detektors geschieht im Wesentlichen wie später beschrieben. Auf einige Unterschiede sei hingewiesen:

- Bei dieser Strahlzeit war der Aufbau des Detektors etwas anders als oben beschrieben. Es fehlten die spurgebenden Detektoren im Startbereich. Methoden der Kalibrierung, die diese Detektoren benötigen, können deshalb nicht angewendet werden.
- Die Kalibrierung einer pd -Reaktion ist wesentlich schwieriger, denn die pd -elastische Reaktion ist praktisch nicht von der Aufbruchreaktion $pd \rightarrow ppn$ zu trennen. Deshalb wurde die Kalibrierung mittels der direkt vorangehenden pp -Strahlzeit durchgeführt und dann die Konstanten der Kalibrierung leicht korrigiert. Für eine sorgfältige Kalibrierung sei C. Plettner gedankt.

Eine Schwierigkeit besteht darin, die Ereignisse mit der erwünschten Signatur sauber zu selektieren. Die möglichen Untergrundreaktionen sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt. Diese Untergrundreaktionen müssen ausgeschlossen werden. Aus der vorhergehenden Analyse ist aber auch bekannt, daß die Ereignisanzahl nicht wesentlich verringert werden darf. So ist für jede Reaktion die geeignete Methode zu suchen. Tabelle 3.2 listet die möglichen Untergrundreaktionen und die Methode ihrer Unterdrückung auf. Die Unterdrückungsmethoden werden anschließend erläutert.

Der Kanal, der den größten Untergrund liefert, ist die elastische pd -Streuung. Eine Möglichkeit der Unterdrückung dieser Ereignisse ist die Missing Mass Analyse. Da mit dem Detektor keine Teilchenidentifikation möglich ist, werden zur Analyse den gemessenen Geschwindigkeitsvektoren die Massen möglicher Teilchen zugeordnet. Unter der Annahme einer Massenhypothese wird aus Energie- und Impulserhaltung die fehlende Masse berechnet. Liegt diese nahe der erwarteten Teilchenmasse, gilt die Reaktion als identifiziert. In diesem Fall ist die Annahme, daß die gemessenen Geschwindigkeitsvektoren zu den Teilchen p und d gehören. Hat tatsächlich die Reaktion $pd \rightarrow pd$ oder $pd \rightarrow pd\gamma$ stattgefunden, ist eine Missing Mass von Null zu erwarten, für die Reaktion $pd \rightarrow pd\pi^0$ eine positive Missing Mass, die der Masse des Pions nahekommt. Für alle anderen Reaktionen wird eine negative Missing Mass erwartet. Das liegt daran, daß leichtere Teilchen

Reaktion $p + d \rightarrow$	Unterdrückungs- mechanismus	erwarteter Wirkungsquerschnitt
$p + d(\text{elastisch})$	Missing Mass (pd) Komplanarität Energieverlust	
$p + d + \gamma$	Missing Mass (pd) Energieverlust	$30 \mu\text{b}$ [Gre99]
${}^3\text{He} + \pi^0$	Signatur	$10 \mu\text{b}$ [Nik96]
${}^3\text{H} + \pi^+$	Komplanarität	
$p + d + \pi^0$	Missing Mass (pd)	$44 \mu\text{b}$ [Roh93]
$n + d + \pi^+$	Energieverlust ($d\pi$)	$20 \mu\text{b}$ [Gre99]
$p + p + p + \pi^-$	Missing Mass (pp) Energieverlust ($p\pi$)	5mb [Dak82],[Gre99]
$p + p + n + \pi^0$	Missing Mass (pp)	
$p + n + n + \pi^+$	Energieverlust ($p\pi$)	

Tabelle 3.2: *Aufgelistet sind die möglichen Reaktionen, die Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow ppn$ vortäuschen könnten. Angegeben ist sowohl der Wirkungsquerschnitt der Reaktion aus [Bal] als auch der verwendete Unterdrückungsmechanismus.*

in der Regel eine größere Geschwindigkeit haben. Wird dem Geschwindigkeitsvektor eines leichten Teilchens die Masse eines schweren Teilchens zugeordnet, so bekommt diese Teilchenspur mehr Energie zugeordnet, als möglich ist. Im Ergebnis ist die Missing Mass negativ. Ausgenommen die Kanäle $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ und $pd \rightarrow {}^3\text{H}\pi^+$ ist das Deuteron das schwerste Teilchen. Damit wird für alle anderen Kanäle, insbesondere für die gesuchte Aufbruchsreaktion $pd \rightarrow ppn$, die ausgerechnete Missing Mass negativ.

Bei der Aufbruchsreaktion entstehen zwei geladene Teilchen und ein ungeladenes. Damit kann $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ ausgeschlossen werden, da nur ein geladenes Teilchen entsteht und detektiert werden kann. Die Zweikörperreaktionen, bei denen zwei geladene Teilchen entstehen (elastische Streuung und ${}^3\text{H} + \pi^+$) können durch Komplanarität der beiden auslaufenden Teilchen ausgeschlossen werden. Wegen der Impulserhaltung müssen bei einer Zweikörperreaktion die Teilchen im Ausgangskanal im Schwerpunktsystem mit entgegengesetzt gleich großen Impulsen voneinander fortfliegen. Deshalb enthält die Ebene, die beide Richtungsvektoren im Laborsystem aufspannen, die Strahlachse. Einfacher aus-

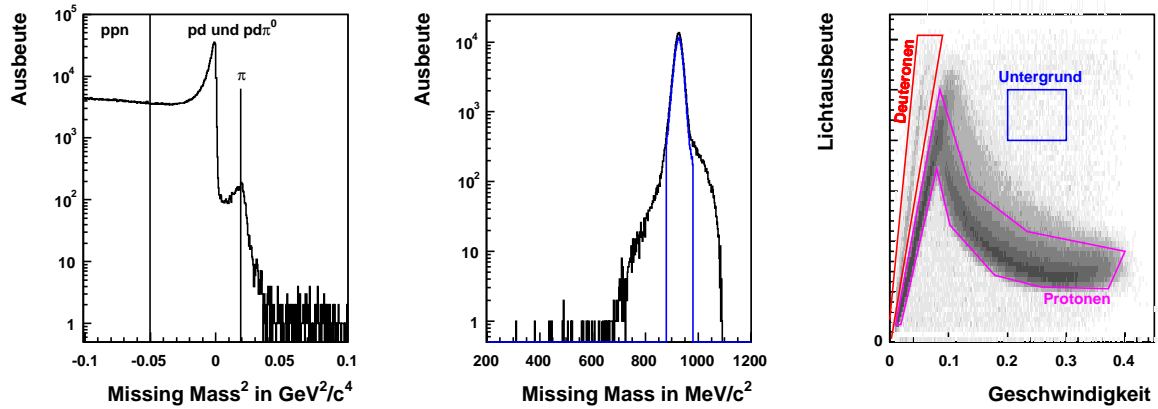


Abbildung 3.4: Die wichtigsten Schnitte zur Selektion der ppn -Ereignisse aus allen bei der Messung aufgezeichneten Daten. Links: Die Reaktionen $pd \rightarrow pd$ und $pd \rightarrow pd\pi^0$ werden ausgeschlossen durch die Missing Mass mit der Hypothese $pd \rightarrow pdX$. Durch die Linien sind die Bereiche abgegrenzt, in denen die verschiedenen Reaktionen erwartet werden. Zur Analyse wird nur der Bereich mit den kleinsten Missing Mass benutzt. Mitte: die Vierteilchenkanäle werden durch Missing-Mass-Analyse unter der Hypothese $pd \rightarrow ppX$ unterdrückt. Die blaue Kurve kennzeichnet die letztendlich akzeptierten Ereignisse. Rechts: Die Identifikation der Teilchen erfolgt mit 2 dimensional Schnitten auf den (geschwindigkeitsabhängigen) Energieverlust der Teilchen im Barrel-detektor. Protonen (violett umrandeter Bereich) und Deuteronen (rot) können deutlich getrennt werden. So kann z.B. die Reaktion $nd\pi^+$ ausgeschlossen werden. Weiterhin ist der Bereich gekennzeichnet (blau), der zur Untersuchung des verbliebenen Untergrundes benutzt wurde.

gedrückt, ist die Differenz der Azimutwinkel 180° . Diese Reaktionen werden also unterdrückt, indem eine deutliche Abweichung davon ($|\Delta\Phi - 180^\circ| > 10^\circ$) gefordert wird. Weiterhin können Vierkörperreaktionen eine mögliche Ursache für den Untergrund sein. Jede Auswahl von zwei der gefundenen Spuren von geladenen Teilchen kann ein ppn Ereignis vortäuschen. Sind die beiden ausgewählten Spuren der Vierkörperreaktion von Protonen verursacht, so hilft wiederum die Missing Mass-Analyse. Für die gesuchten ppn -Ereignisse liefert die Missing-Mass-Analyse unter der Hypothese, daß die beiden benutzten Spuren von Protonen erzeugt wurden, einen Wert nahe der Masse des Neutrons, $940 \text{ MeV}/c^2$. Für die Vier-Körper-Kanäle ergibt sich die Missing Mass aus der Summe der Massen des Nukleons und des Pions, sowie der Relativenergie zwischen beiden. Letztere ist immer positiv. Damit muß eine Missing Mass-Analyse mindestens die Summe der Massen von Pion und Nukleon, $1080 \text{ MeV}/c^2$, liefern.

Damit ist noch nicht der Fall ausgeschlossen, daß eine Pionenspur ausgewählt wurde. Eine Möglichkeit der Unterscheidung der Teilchen besteht im Energieverlust, den die Teilchen im Detektor erfahren. Langsame Teilchen, die nicht genügend Energie haben, werden im Detektor gestoppt. Dabei deponieren sie ihre ganze kinetische Energie im Detektor. Die Helligkeit des Signals ist (fast) proportional zur kinetischen Energie der Teilchen und wird

mittlere Neutronenenergie in MeV	$34,1 \pm 9,4$	84 ± 19	170 ± 32
Anzahl der rekonstruierten Ereignisse in diesem Bereich	49691	73085	69477
davon dem Untergrund zugeschrieben	514	756	719
Anzahl der rekonstruierten <i>ppn</i> -Ereignisse	49177	72329	68758
Akzeptanz des Neutronendetektors in 10^{-2}	$1,332 \pm 0,004$	$1,590 \pm 0,004$	$1,924 \pm 0,004$
Anzahl der Neutronen, die den Detektor treffen	655	1150	1323
nachgewiesene Neutronen	103	127	102
Anzahl der Neutronen, die nachgewiesen worden wären, wenn keine Neutronen in der Tankwank reagierten	129,7	149,1	117,9
Ansprechwahrscheinlichkeit	0,198	0,130	0,089
statistische Unsicherheit	$\pm 0,020$	$\pm 0,012$	$\pm 0,009$
von der Simulation erwartet	0,207	0,131	0,103

Tabelle 3.3: *Die Ergebnisse zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit*

mit dem QDC gemessen. Von einem solchen Teilchen ist also neben der Geschwindigkeit (aus der Messung der Flugzeit) auch die kinetische Energie (aus dem QDC) bekannt. Damit ist für gestoppte Teilchen eine Unterscheidung der Teilchen durch ihre Massen möglich.

Anders ist es, wenn die Teilchen genügend Energie besitzen, den Detektor zu durchqueren. Wegen der begrenzten Auflösung kann nur die Abhängigkeit des Energieverlustes von der Geschwindigkeit und der Ladung des Teilchens, nicht aber von der Masse des Teilchens, beobachtet werden. Die Ladung ist bei allen hier zu unterscheidenden geladenen Teilchen gleich (eins). Damit ist für Teilchen mit hoher Energie keine Unterscheidung der Teilchensorten möglich. Trotzdem ist eine gewisse Untergundunterdrückung möglich. Liefert die Berechnung des Energieverlustes aus der Geschwindigkeit (und der vermuteten Teilchenart) einen deutlich anderen Wert als gemessen wird, so gehören die benutzten Signale nicht zu einer eindeutigen Spur. Das Ereignis wird verworfen.

Also wird der Energieverlust (Lichtausbeute) über dem Quadrat der Geschwindigkeit aufgetragen (Abb.3.4). Für gestoppte Teilchen findet sich ein linearer Zusammenhang. Für Teilchen, die den Detektor vollständig durchqueren, sind beide Größen umgekehrt proportional. In diesem zweidimensionalen Spektrum können gestoppte Deuteronen und Pionen von Protonen getrennt werden. Fliegen die Teilchen allerdings durch den Barrelstreifen

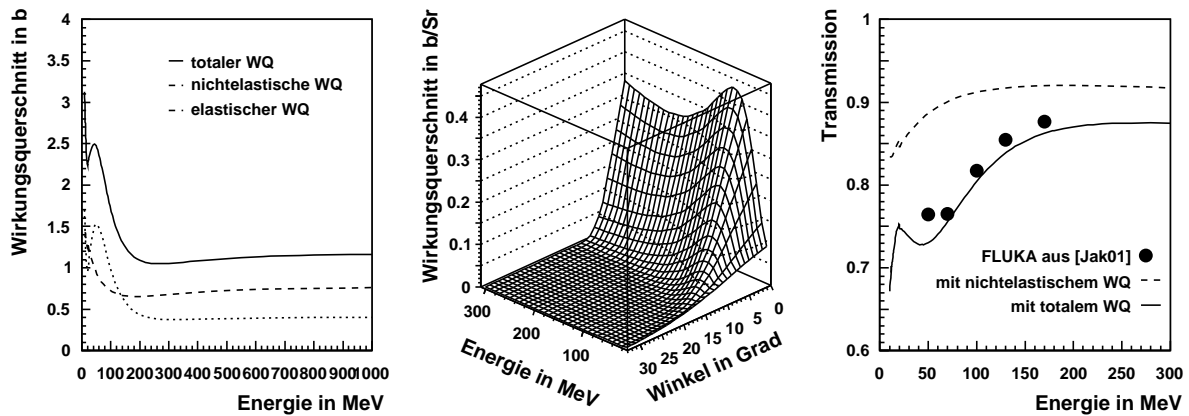


Abbildung 3.5: Betrachtungen zur Abschwächung des Neutronenflusses in Eisen: Dargestellt sind die Wirkungsquerschnitte aus der Literatur [ENDF] (links). Der wesentliche Anteil der elastischen Streuung läßt die Flugrichtung des Neutrons nahezu unverändert (mitte). Die Transmission von 1,5 cm Eisen, die mit der Simulation (FLUKA) bestimmt wurde entspricht dem totalen Wirkungsquerschnitt (rechts). Das bedeutet, daß alle reagierenden Neutronen absorbiert werden.

durch, ist eine Unterscheidung nicht mehr möglich. Nun wird ein Bereich ausgewählt, in dem Protonen erscheinen sollten. Für die gesuchten *ppn*-Ereignisse müssen beide nachgewiesenen Spuren in dem gewählten Bereich liegen.

Nun sollen noch Ereignisse unterdrückt werden, bei denen das Deuteron erst im Stopdetektor oder gar in der Tankwand aufbricht. Durch die begrenzte Auflösung der Missing-Mass-Analyse kann nicht unterschieden werden, ob Proton und Neutron als zwei getrennte Teilchen nebeneinander (in die gleiche Richtung) fliegen oder als ein gebundenes Deuteron. Deshalb wird weiterhin gefordert, daß die beiden nachgewiesenen Teilchen und das berechnete Neutron jeweils einen Zwischenwinkel von mindestens 10° haben.

Insgesamt wurden für 332 dieser Ereignisse Neutronen nachgewiesen. Da diese Ereignisse sich über einen weiten Energiebereich erstrecken, wurde dieser in drei Teile unterteilt, sodaß in jedem Energiebereich etwa hundert Einträge sind. Die bestimmten Ereigniszahlen und die darausfolgenden Ansprechwahrscheinlichkeiten für die drei Bereiche sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit hängt, wie oben erwähnt, von der Energie der Neutronen ab. Da in dieser Messung über relativ große Energiebereiche gemittelt wird und die Neutronen in ihrer Energie nicht gleichverteilt sind, muß diese Abhängigkeit berücksichtigt werden. Der bestimmte Wert ist nicht mit dem Wert der Simulation in der Mitte des Energieintervalls zu vergleichen, sondern mit einem gewichteten Mittelwert. Dieser ist in der Tabelle 3.3 angegeben.

Wegen der begrenzten Auflösung des Detektors wird die Flugrichtung des Neutrons nicht exakt ausgerechnet. Deshalb fliegen nicht alle Neutronen, für die berechnet wird, daß sie den Neutronendetektor treffen, tatsächlich durch den Detektor. Manche Neutronen können auch knapp vorbeifliegen. Dies muß beachtet werden, denn nur ein Teilchen, das

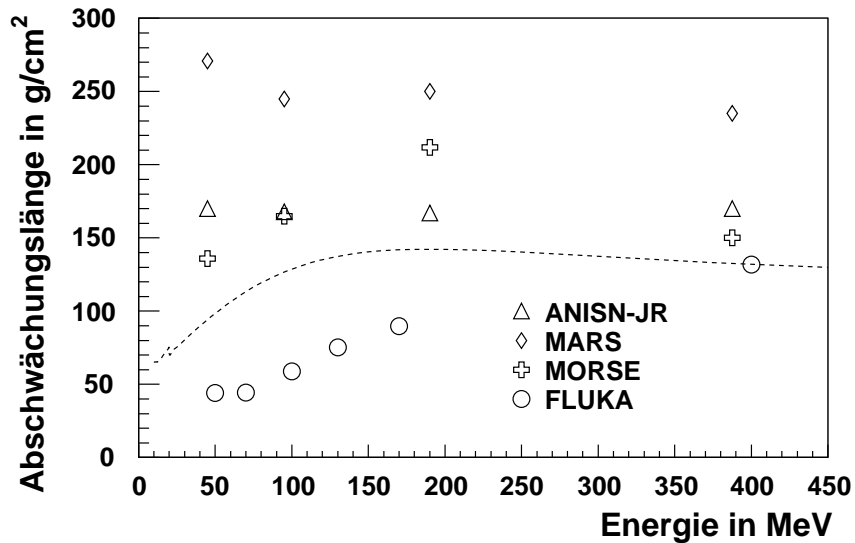


Abbildung 3.6: *Verschiedene Simulationen liefern deutlich unterschiedliche Abschwächungslängen von Eisen. Bei COSY-TOF wurden die Simulationen mit FLUKA durchgeführt [Jak01]. Die Ergebnisse der anderen Simulationen sind [Hir97] entnommen. Weiterhin ist die tatsächlich benutzte Abschwächungslänge dargestellt (gestrichelte Linie).*

den Detektor berührt, kann ein Signal verursachen. Die Genauigkeit der Rekonstruktion kann mit Hilfe der Ereignisse bestimmt werden, bei denen das Neutron nachgewiesen wird. Eine Idee wäre, den geometrisch zulässigen Bereich für die Flugrichtung des Neutron so einzuschränken, daß Neutronen in diesem Bereich den Detektor treffen müssen. Dieser Bereich ist jedoch sehr klein. Deshalb hat diese Methode den Nachteil, daß nur sehr wenige Ereignisse zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit benutzt werden können. Es gibt eine andere Idee. Der zulässige Bereich wird so groß gewählt, daß diese Besonderheiten am Rand keinen Einfluß haben. Der Rand des zugelassenen Bereiches muß weit (gemessen an der Auflösung) vom Detektor entfernt sein. Damit werden auch Ereignisse mit betrachtet, bei denen berechnet wird, daß das Neutron am Detektor vorbeifliegt, tatsächlich trifft es aber den Detektor. Die Anzahl dieser Ereignisse sollte gleich der Anzahl sein, bei denen das Neutron den Detektor nicht trifft, obwohl berechnet wird, daß es trifft. Bei dieser Methode muß dann der Anteil der Neutronen bestimmt werden, der wirklich den Detektor trifft.

Dieser Anteil ist die Akzeptanz. Er wurde mit einer Monte-Carlo-Methode bestimmt. Entsprechend der gemessenen Winkelverteilungen des rekonstruierten Neutrons wurden Flugrichtungen zufällig festgelegt. Dann wurde bestimmt ob ein Teilchen, daß in dieser Richtung aus dem Target fliegt, den Detektor trifft. Da die Winkelverteilungen in den drei Energiebereichen verschieden sind, muß für jeden Energiebereich die Akzeptanz bestimmt werden.

Eine weitere Korrektur betrifft die Reaktionen der Neutronen mit der Materie vor dem Detektor. Auf der Strecke vom Target zum Neutronendetektor müssen die Neutronen das innere des TOF-Spektrometers durchqueren. Das ist das Vakuum bis zum Stopdetektor,

den Szintillatorstreifen des Barreldetektors, die Halterung desselben, die Stahlwand und schließlich die Luft bis zum Neutronendetektor. Durch Reaktionen mit dieser Materie wird der Neutronenfluß, der im Target erzeugt wird, abgeschwächt.

Die Stahlwand ist 15 mm dick. Die Halterung des Szintillators besteht aus Hohlkörpern der Stärke 0,8 mm. Damit sind zusätzlich zur Stahlwand weitere 1,6 mm Stahl in der Flugbahn der Neutronen. Der Szintillator hat ebenfalls eine Dicke von 15 mm. Der Flugweg durch die Luft beträgt ca. 2 m. Alle Einflüsse einzeln sind nur mit sehr großem Aufwand zu berücksichtigen.

Die Wirkungsquerschnitte der Neutronen mit der Materie steigen mit der Nukleonen-

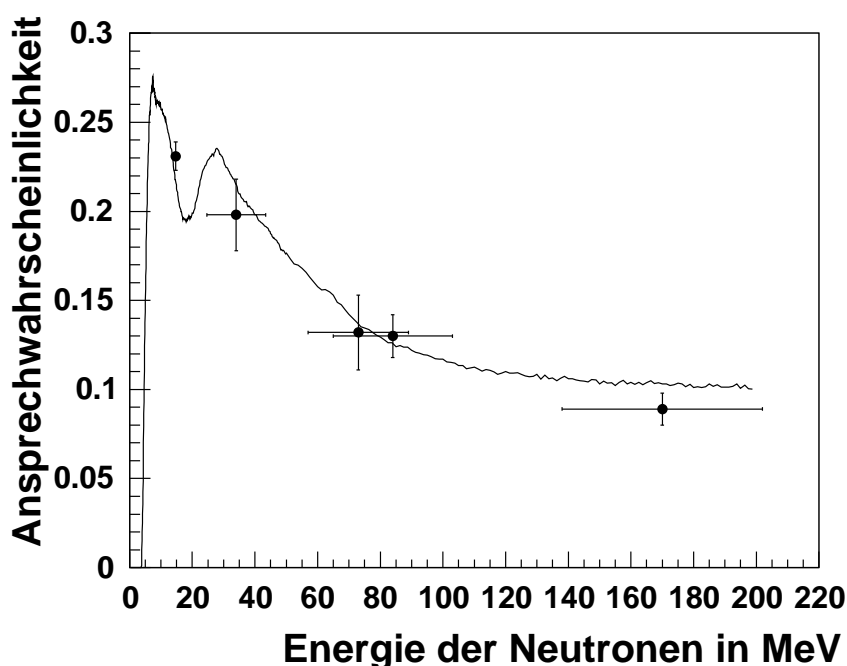


Abbildung 3.7: Alle vorhandenen Messungen zur Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors COSYnus (Punkte) im Vergleich zur Simulation. Die Simulation MODEFF (Linie, [Böh98]) wird bestätigt.

dichte des Materials. Angenommen dieser Zusammenhang ist linear, so entsprechen 2 m Luft ca. 2 mm Stahl. Der Einfluß der gesamten Materie wird einfacher bestimmt, indem der Effekt der Stahlwand mit einem Faktor von 1,2 multipliziert wird. Zu berücksichtigen bleibt, daß die Neutronen nicht senkrecht durch die Materie treten, sodaß sich die Weglänge jeweils vergrößert.

Die Abschwächung des Neutronenflusses in der Stahlwand wurde aus den bekannten Wirkungsquerschnitten von Neutronen in Eisen berechnet (Abb. 3.5). Die Annahme, daß jedes Neutron, das im Stahl reagiert, absorbiert wird, ist gerade für die elastische Streuung nicht sinnvoll. Hier fliegt das Neutron im wesentlichen unverändert weiter. Es erfährt nur eine kleine Richtungsänderung. Sinnvollerweise wird deshalb nur der inelastische Wirkungsquerschnitt zur Berechnung der Abschwächung des Neutronenflusses in der Tankwand

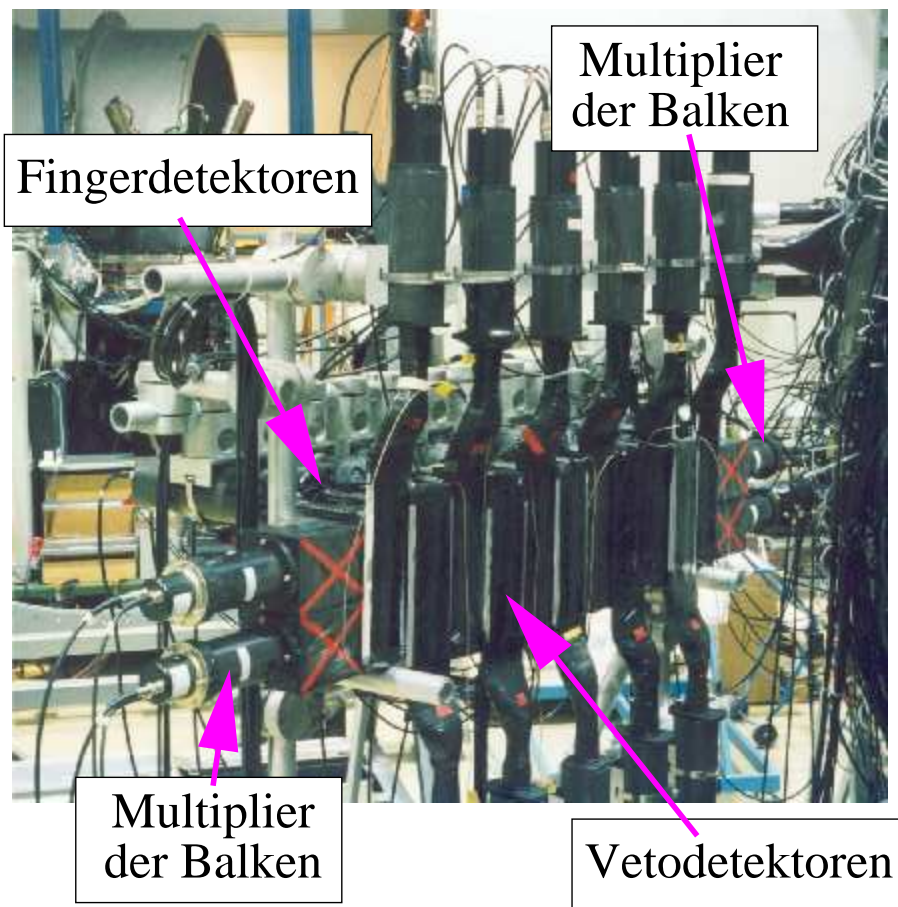


Abbildung 3.8: Der Aufbau der Zusatzdetektoren: Zwei Balken, die baugleich mit COSYnus sind, werden rechts und links ausgelesen. Das Vetopaddle wurde mit kleinen Szintillatoren aufgebaut, die sich gegenseitig überlappen und abwechselnd nach oben und unten ausgelesen werden. Zusätzlich befinden sich über den Balken kleine Fingerdetektoren, die nach hinten ausgelesen werden. Rechts am Bildrand sind die Kabel des Barreldetektors sichtbar.

berücksichtigt.

An dieser Stelle sei eine Bemerkung erlaubt. Die Bestimmung der Abschwächung aus dem inelastischen Wirkungsquerschnitten ist zwar gut begründet, jedoch relativ unhandlich. Eine Kontrolle sollte die Simulation liefern. Dazu wurde die Abschwächung in Eisen für verschiedene Neutronenenergien mit FLUKA simuliert [Jak01]. Das Ergebnis zeigt überraschend, daß die Transmission von Neutronen besser durch den totalen als nur den inelastischen Wirkungsquerschnitt beschrieben werden kann. Allerdings liefern die verschiedenen Simulationen im Vergleich deutlich unterschiedliche Abschwächungslängen (Abb. 3.6). Deshalb wurde die oben beschriebene Berechnung aus den Wirkungsquerschnitten benutzt.

Zusammenfassend sind noch einmal alle bestimmten Werte der Ansprechwahrscheinlichkeit mit der Simulation verglichen (Abb.3.7).

3.3.2 Lichtgeschwindigkeiten

Eine wichtige Größe zur Kalibrierung des Neutronendetektors sind die effektiven Lichtgeschwindigkeiten. Deshalb wurde während der Strahlzeit (oder sofort anschließend) für einige Balken die Lichtgeschwindigkeiten mit verschiedenen Methoden bestimmt, deren Ergebnisse in Tabelle 3.4 zusammengefaßt sind. Die Methoden sind:

- Quelle: Auf den zu kalibrierenden Balken wird an verschiedenen Orten eine radioaktive Quelle gelegt. Aus der Beziehung von Ort und gemessener TDC-Differenz ergibt sich die Lichtgeschwindigkeit. Als Quelle wurde entsprechend den Erkenntnissen früherer Arbeiten [Kar99] eine γ -Quelle benutzt. (Dabei handelte es sich um einen Glühstrumpf für Propangaslampen, die Thorium enthalten. Die heute im Handel befindlichen sind jedoch nicht radioaktiv.)
- Fingerdetektoren: An der Universität sind kleine Fingerdetektoren vorhanden. Diese sind 10 cm lang und 3 cm breit. Hier wurden sie über einen Balken montiert (Abb.3.8). Die kosmische Höhenstrahlung erzeugt durch Stöße mit den Atomkernen der Luft in den oberen Atmosphärenschichten Pionen. Diese zerfallen in Myonen. Diese Myonen können die Erdoberfläche erreichen. Da diese Myonen im wesentlichen vertikal von oben kommen, ist der Durchflugsort eines Myons bekannt, wenn in einem solchen Fingerdetektor ein Signal ausgelöst wurde.
- Ortsempfindliches Veto: Um Protonen zur Kalibrierung verwenden zu können, wurde vor zwei Balken ein spezielles Veto gebaut. Szintillatoren, die 10 cm breit und 30 cm lang sind, wurden so vor die Balken montiert, daß sie die gesamte Fläche abdecken (wie die VetoPaddle). Benachbarte Szintillatoren überlappen sich jedoch um ca. 1 cm. Fliegt ein Proton durch zwei der Vetoszintillatoren, ist der Ort, bei dem das Proton in den Balken eintritt, bekannt. Damit läßt sich wiederum die Lichtgeschwindigkeit bestimmen.
- Flankenabfall: Für beliebige Teilchen, aber möglichst über die Länge des Balkens gleich häufig, läßt sich die Lichtgeschwindigkeit aus einem Ortsspektrum ermitteln. Das idealisierte Ortsspektrum ist ein Rechteck. Aus der Länge des Balkens und der Breite des Rechtecks ergibt sich die Lichtgeschwindigkeit. Durch die begrenzte Auflösung haben die Seiten des Rechtecks einen endlichen Anstieg (Abbildungen sind z.B. in [Böh98], [Kar99]). Der Einfachheit halber wurde geschätzt, welcher Punkt dem idealisierten Rechteck entspricht. Üblicherweise wird der Punkt genommen, bei dem die Hälfte der Höhe des Rechtecks erreicht ist. Im Ergebnis wird jedoch festgestellt, daß große Abweichungen auftreten. Die verschiedenen bestimmten Werte sind jedoch im Rahmen der Unsicherheiten miteinander verträglich.

Balken- nummer	γ	μ		p
	Quelle	Fingerdetektoren	Flankenabfall	überlappende Vetos
10	$16,70 \pm 0,06$	$16,67 \pm 0,08$	$16,39 \pm 0,47$	
11	$16,30 \pm 0,06$	$16,30 \pm 0,09$	$15,75 \pm 0,48$	
12	$16,28 \pm 0,06$	$16,36 \pm 0,09$	$15,56 \pm 0,48$	
Z1	$15,54 \pm 0,11$	$16,747 \pm 0,034$		$16,54 \pm 0,15$
Z2	$16,22 \pm 0,07$	$16,405 \pm 0,024$		$16,53 \pm 0,19$

Tabelle 3.4: *Die effektiven Lichtgeschwindigkeiten in cm/ns für einige ausgewählte Balken des Neutronendetektors. Es ist sichtbar, daß außer bei der Kalibrierung über den Flankenabfall, keine signifikanten Unterschiede auftreten.*

Kapitel 4

Die Kalibrierung des Detektors

Das Flugzeitspektrometer COSY-TOF verzichtet auf eine Teilchenidentifikation. Es können nur Flugrichtungen und -zeiten bestimmt werden. Die Zuordnung der Teilchen zu den Spuren wird vermutet und dann mittels des Impuls- und Energieerhaltungssatzes kontrolliert. Zur Bestimmung der physikalisch interessanten Impulse muß die Geschwindigkeit gut bekannt sein. Dazu muß wiederum die Flugzeit und die Wegstrecke sehr genau gemessen werden.

Eine Teilchenspur wird nicht als Gerade im Raum gemessen, sondern es werden nur Punkte auf dieser Geraden gemessen. Die Flugstrecke ergibt sich als Abstand zweier Punkte. Während bei dem Quirl- und Ringdetektor sich die Orte aus den getroffenen Segmenten ergeben, werden beim Neutronen- und Barreldetektor die Orte aus den TDC-Einträgen berechnet.

Nun werden Verfahren gesucht, die Orts- und Flugzeitinformation der einzelnen Subdetektoren zu bestimmen. Weiterhin müssen alle auffälligen oder bekannten Korrekturen mit berücksichtigt werden.

Am einfachsten ist die Ortskalibrierung von Quirl- und Ringdetektor. Hier ergibt sich der Abstand zum Target bzw. Startdetektor aus der technischen Zeichnung. Der genaue Punkt im Raum ergibt sich dann aus den getroffenen Segmenten. Diese Informationen sind der Beginn der Kalibrierung.

Die Kalibrierung der Komponenten im Startbereich wurde von [Sch04] ausgeführt. Deshalb sei nur zusammenfassend erwähnt:

- Die Entfernungen der Detektoren des Startbereiches (Mikrostreifendetektor und beide Hodoskope) zum Target werden auf die Endkappe (Quirl- und Ringdetektor) abgeglichen. Die meisten Spuren sollten vom Target bis in den Stopdetektor gehen. Nun wird die Position der Detektoren des Startbereiches so bestimmt, daß der mittlere Abstand des rekonstruierten Punktes im Detektor von der Verbindungslinie zwischen Target (0,0) und Stopdetektor möglichst klein wird.
- Weiterhin sollten die Segmente der Starttorte, die von einem Teilchen durchquert werden, die gleiche Zeit für diesen Durchgang messen. Da die elektronische Verarbeitung nicht identisch ist (Kabellängen), muß zu jedem Segment ein Offset bestimmt werden.

- Bei der Berechnung der Flugzeit zum Barreldetektor muß die Lichtlaufzeit in der Starttorte berücksichtigt werden. Für elastische Ereignisse, bei denen ein Proton in den Barreldetektor und das andere in den Ringdetektor fliegt, kann die Flugzeit zum Barreldetektor aus der Ortsinformation des Ringdetektors berechnet werden. Die dadurch bestimmten Parameter werden in einem zweiten Schritt leicht korrigiert, indem auch elastische Ereignisse benutzt werden, bei denen beide Protonen in den Barreldetektor fliegen.
Die ausführliche Beschreibung der Flugzeitkalibrierung zum Barreldetektor und damit auch die Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit in der Starttorte findet sich in [Sch04].

4.1 TDC-Binning

Ein TDC kann die Zeitinformation mehrerer Signale erfassen. Dazu ist der TDC in TDC-Kanäle unterteilt. Jeder Kanal liefert eine Aussage über die Zeit zwischen einem Start- und Stoppsignal. Bei COSY-TOF werden alle Kanäle der TDC gemeinsam gestoppt, aber jeder Kanal erhält ein individuelles Startsignal. Die Zeit dazwischen wird in eine natürliche Zahl, oft auch TDC-Kanal genannt, umgewandelt. Der Proportionalitätsfaktor zwischen vergangener Zeit und TDC-Kanalnummer ist unbekannt. Deshalb wurde zuerst die zeitliche Breite der Kanäle ermittelt.

Dazu wird ein *Time Calibrator 462* genutzt. Er liefert zu jedem Startsignal genau ein Stoppsignal. Die Zeitrelation zwischen beiden ist zufällig, aber auf ganze Vielfache von 10 ns (einstellbar) festgelegt. So entsteht ein TDC-Spektrum, das im Idealfall aus äquidistanten Linien besteht, die 10 ns auseinanderliegen. Die Linien sind breiter als ein Kanal. Auch die Nachbarkanäle haben noch eine von Null verschiedene Ausbeute. Nun muß bestimmt werden, nach wieviel TDC-Kanälen wieder eine Linie erreicht ist. Dazu wurde der Schwerpunkt einer Linie im TDC-Spektrum gegen die vergangene Zeit aufgetragen. Die erste sichtbare Linie wurde bei 10 ns eingetragen, die zweite liegt dann bei 20 ns, usw. Der Anstieg wurde durch die Anpassung mit einer linearen Funktion bestimmt.

Die mittlere Breite der TDC-Kanäle ist weitgehend konstant, d.h. die vergangene Zeit ist proportional dem gemessenen TDC-Kanal. Besonders an den Intervallgrenzen (Kanal 0 bzw. 1000) sind jedoch größere Abweichungen zu beobachten. Da für die physikalischen Ereignisse vor allem der Bereich oberhalb Kanal 500 relevant ist, wurden nur Datenpunkte berücksichtigt, die zwischen Kanal 200 und 900 liegen.

Weiterhin ist es möglich, daß ein Teil der Linie innerhalb und ein Teil außerhalb der zugelassenen Intervallgrenze liegt. Dann wird die Schwerpunktsbestimmung kompliziert. Solche Linien bleiben für die lineare Regression unberücksichtigt.

4.2 Walk

Am TOF-Experiment werden im allgemeinen Leading-Edge-Diskriminatoren verwendet. Diese liefern ein Ausgangssignal genau zu dem Zeitpunkt (zuzüglich Offset), wenn das Eingangssignal eine bestimmte Schwelle überschreitet. Zur Verdeutlichung des Walk-Effektes

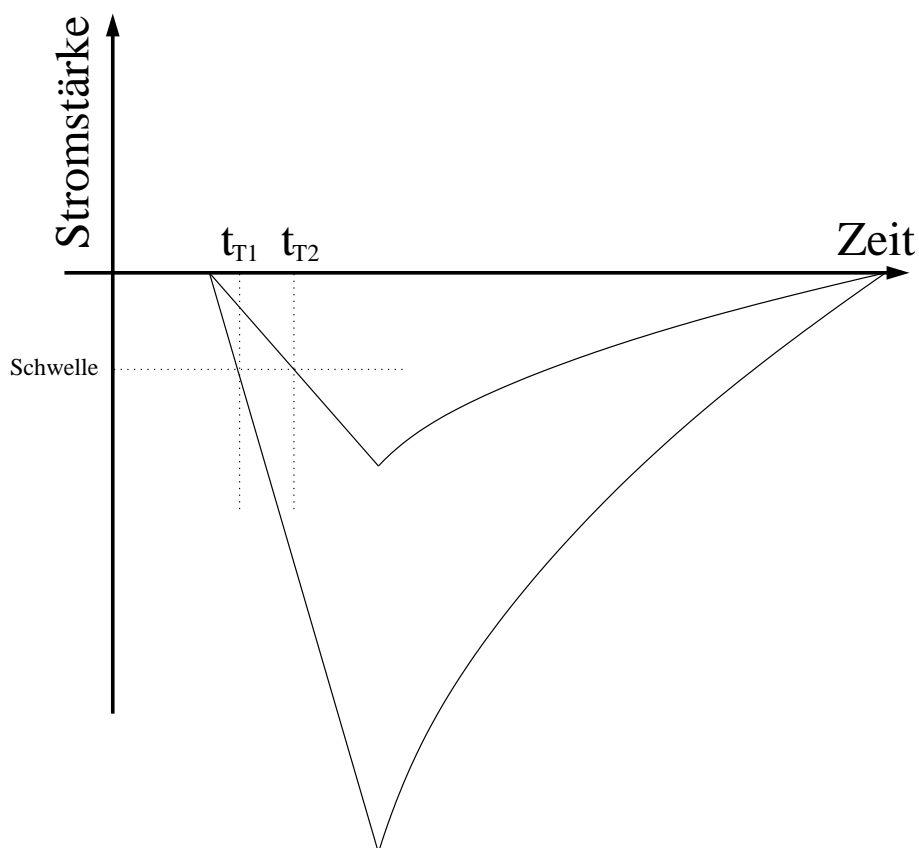


Abbildung 4.1: Zur Erklärung des Walk-Effekts: Sind die Signale am Eingang eines Leading-Edge-Diskriminators unterschiedlich hoch (haben aber die gleiche Form), so liegt am Ausgang des Diskriminators zu unterschiedlichen Zeiten das Signal an.

wird angenommen, daß die Signale verschiedener Lichtausbeuten sich nur durch einen konstanten Amplitudenfaktor unterscheiden (und nicht in der Form - siehe Abb. 4.1). So bewirkt eine konstante Diskriminatorschwelle unterschiedliche Zeiten der Ausgangssignale (bezüglich des Eingangssignals). Diese „Walk“-Korrektur ist eine Korrektur des TDC-Eintrages in Abhängigkeit von der Lichtausbeute, also dem QDC-Eintrag. Um diese Abhängigkeit zu bestimmen, existiert ein Lasersystem, das jedes Segment des Stopdetektors mit einem Laserpuls beleuchtet. Es ist möglich, diesen Laserpuls durch Quarzfilter geeignet abzuschwächen (die Geometrie bleibt dabei erhalten), so daß mit den unterschiedlichen Lichtintensitäten alle relevanten Lichteinträge im Szintillator erzeugt werden können. Das Referenzsignal wird über einen Constant-Fraction-Diskriminator geführt. Bei diesem ist der hier korrigierte Walk bereits behoben. Als Ergebnis ist die Korrektur des TDC-Eintrages von der Lichtausbeute bekannt. Für manche Detektorkanäle läßt sich die Korrektur nicht gut bestimmen. In solchen Fällen wird die mittlere Korrektur der Segmente des gleichen Subdetektors verwendet.

4.3 Abgleich der Quirl- und Ringlagen

Das Ziel ist, daß *alle* zu einem Quirl- oder Ringtreffer gehörenden Segmente die gleiche Zeit messen sollen. Werden in einem Ereignis viele Segmente (von mehreren Teilchen) getroffen, so kann über die Gleichheitsbedingung überprüft werden, welche Kombinationen auf einen Teilchendurchtritt zurückzuführen sind und welche sich zufällig ergeben. Diese Gleichheit soll durch verschiedene Offsets erreicht werden.

Der TDC-Eintrag zu jedem Segment setzt sich zusammen aus:

$$TDC = \text{Flugzeit} + \text{Lichtlaufzeit} + \text{elektronischer Offset} \quad (4.1)$$

Die Flugzeit sollte für alle von einem Teilchen getroffenen Segmente gleich sein. Der Abstand der Lagen zueinander wird vernachlässigt. (Genauer ausgedrückt: es wird der Wegunterschied durch eine konstante Flugzeitdifferenz, also unabhängig von der Geschwindigkeit und der Richtung des Teilchens, erfaßt. Da diese Differenz jedoch mit den hier verwendeten Mitteln nicht explizit angegeben werden kann, wird diese exaktere Sichtweise nicht weiter verfolgt.)

Betrachtet werden zunächst Treffer, bei denen genau ein Segment in jeder Lage ein Signal liefert. Konstruktionsbedingt ist die Lichtlaufzeit in den beiden getroffenen, gewundenen Segmenten für jeden Treffer gleich, denn die Länge des durchquerten Szintillators bis zum Photomultiplier ist gleich. Und natürlich ist auch die Flugzeit gleich, da die Signale von dem gleichen Teilchen verursacht werden. Deshalb gibt die Differenz der TDC-Einträge in den gewundenen Lagen, die Differenz der elektronischen Offsets.

$$TDC_{links} - TDC_{rechts} = \text{elektronischer Offset}_{links} - \text{elektronischer Offset}_{rechts} \quad (4.2)$$

Diese Differenz hängt nicht vom getroffenen Pixel ab. Deshalb ist es für die gewundenen Segmente möglich, mit *einem* Offset für jedes Segment die Gleichzeitigkeit herzustellen. Der Offset gibt den (relativen) elektronischen Offset an.

Für die geraden Segmente ist die Geometrie anders. Damit ist auch die Lichtgeschwindigkeit und die im Szintillator zurückgelegte Wegstrecke anders als bei den gewundenen Segmenten. Folglich ist auch die Lichtlaufzeit nicht gleich. Hier ergibt sich als Differenz:

$$TDC_{gerade} - TDC_{gewunden} = \text{elektronischer Offset}_{gerade} - \text{elektronischer Offset}_{gewunden} + \text{Lichtlaufzeitunterschiede} \quad (4.3)$$

Der Index „*gerade*“ betrifft die Segmente der geraden Lage, der Index „*gewunden*“ die links- bzw. rechtsgewundenen Spiralen (oder deren Mittelwert). Da die gewundenen Segmente bereits abgeglichen sind, ist der „elektronische Offset_{gewunden}“ für alle Segmente bekannt. Damit wird je *ein* Offset für die geraden Segmente benötigt und eine Funktion für die Lichtlaufzeitunterschiede. Die Lichtlaufzeitunterschiede zwischen den geraden und gewundenen Segmenten sind vom Radius abhängig. Wegen der Baugleichheit der Segmente einer Art (gerade oder gewunden) wird angenommen, sie sei von den speziellen beteiligten Segmenten unabhängig. Dann haben die drei getroffenen Segmente eines Pixels den gleichen TDC-Eintrag durch Addition eines Offsets zu jedem Segment und einem

Funktionswert für die unterschiedlichen Lichtlaufzeiten in den gewundenen und geraden Segmenten.

Zur Kalibrierung werden nur Treffer verwendet, bei denen genau ein Segment in jeder Lage getroffen wurde. In der Auswertung werden auch andere als nur diese Treffer berücksichtigt. Es gibt die Möglichkeit, daß ein Teilchen aus dem Target auf ein gewundenes Segment trifft und dann durch die Seitenfläche in das benachbarte Segment eintritt und dort ebenfalls ein Signal erzeugt. Bei solchen Treffern mit 2 Segmenten in einer (gewundenen) Lage sind die mit den Offsets korrigierten TDC-Einträge nicht mehr gleichzeitig, denn die Wegstrecken bis zum Ende des Szintillators und damit die Lichtlaufzeiten sind nicht gleich. Auch besteht die Möglichkeit, daß das Teilchen in der zweiten der drei Lagen gestoppt wird. Für diese anderen Arten von Treffern, bei denen insgesamt 4 oder 2 Segmente Signale liefern, werden ebenfalls die Offsets benutzt, die aus den Treffern mit genau einem Segment in jeder Lage resultieren.

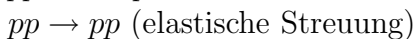
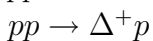
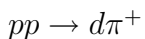
4.4 Flugzeitkalibrierung des Quirl- und Ringdetektors

Die Flugzeit zum Quirl setzt sich zusammen aus den TDC-Einträgen, die zu den getroffenen Quirlsegmenten und der entsprechenden Starttorte gehören, der Lichtlaufzeit in den getroffenen Segmenten und einem elektronischen Offset, der unter anderem die Kabellängen beschreibt:

$$\text{Flugzeit} = \text{TDC}(\text{Quirl}) - \text{TDC}(\text{Start}) + \text{elektronischer Offset} \quad (4.4)$$

Für den Quirldetektor gibt es eine Messung der Lichtlaufzeit in Abhängigkeit vom Radius [Roh95].

Für die endgültige Kalibrierung wird eine Reaktion benötigt, bei der die Flugzeiten aus anderen Größen bestimmbar sind. Das ist bei Zweikörperreaktionen der Fall. Hier lassen sich die Geschwindigkeiten der Teilchen allein aus den Flugrichtungen berechnen. Weiterhin können solche Reaktionen gut von Mehrkörperreaktionen unterschieden werden. Aufgrund der Impulserhaltung muß die Differenz der beiden Azimutwinkel 180° betragen. Es sind drei Zweikörperreaktionen vorstellbar:



Die zueinander gehörenden Polarwinkel ergeben sich aus den Massen der Teilchen. (Abb. 4.2). Am geeignetsten zur Kalibrierung des Quirldetektors ist danach die erste Reaktion, denn es sind Reaktionen möglich, bei denen beide Teilchen in den Quirldetektor gelangen. Der Quirldetektor wäre kalibrierbar ohne die Benutzung eines anderen Detektors. Leider hat diese Reaktion bei der benutzten Strahlenergie einen Wirkungsquerschnitt von nur $50 \mu\text{b}$. Das ist so wenig, daß erstens die Kalibrierung über größere Abschnitte der Strahlzeit gemittelt werden muß und zweitens die Gefahr besteht, erheblichen Untergrund zu haben (s. Tabelle 4.1).

Bei der zweiten Reaktion zerfällt das Δ in ein Proton und ein Pion, so schnell, daß es

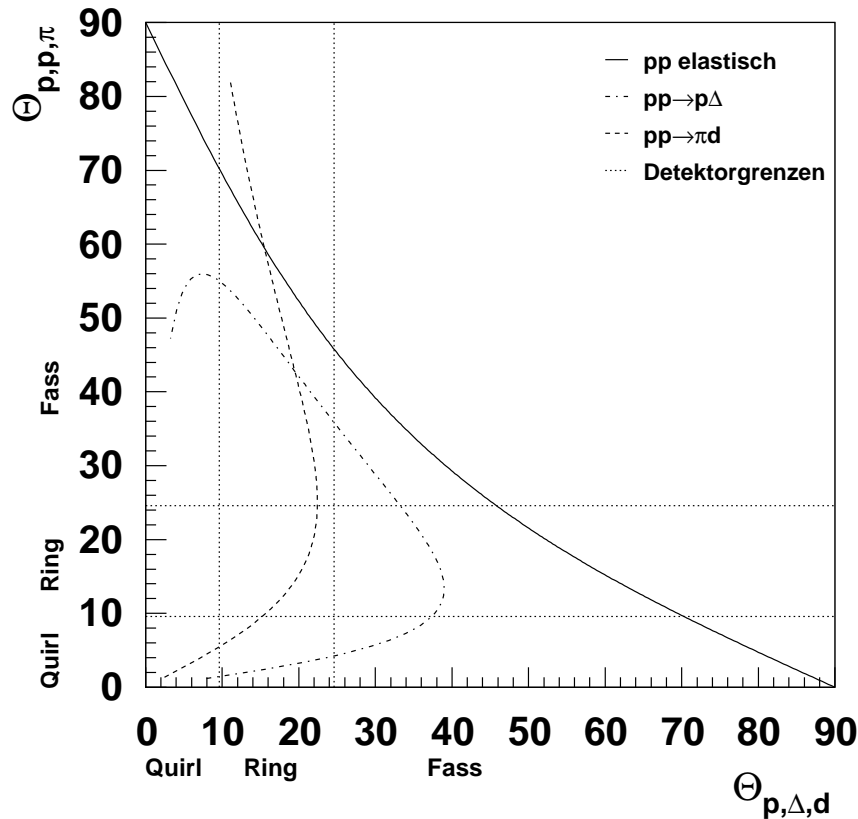


Abbildung 4.2: Der Zusammenhang zwischen den Polarwinkeln bei Zweikörperreaktionen. Für die Reaktion $pp \rightarrow p\Delta^+$ ist nicht die angedeutete Linie zu erwarten. Wegen der großen Breite des Δ^+ sollte ein Band entstehen.

den Detektor nicht erreicht. Mit dem sekundären Zerfall erhält man aber drei Teilchen im Ausgangskanal und die Selektion ist schwierig. Deshalb bleibt nur die elastische Streuung zur Flugzeitkalibrierung des Quirldetektors.

Bei elastischen Ereignissen, bei denen ein Proton in den Quirldetektor ($\theta < 10^\circ$) fliegt, ist das zugehörige Proton bei sehr großen Polarwinkeln zu finden ($\theta > 70^\circ$). Dieser Polarwinkelbereich wird eigentlich vom Barreldetektor abgedeckt. Bei diesen großen Polarwinkeln können jedoch die Teilchen den Barreldetektor nicht erreichen, da im Startbereich Halterungen für die Detektoren montiert sind. Die Teilchen werden in dieser Halterung zu stark gestreut, so daß der Barreldetektor nicht für eine Selektion der Ereignisse benutzt werden kann. Die Starttorte ist aber bis 80° empfindlich. Deshalb ist wird ein elastisches Ereignis im Quirldetektor, das zur Kalibrierung benutzt wird, folgendermaßen definiert:

- Es gibt genau ein Pixel im Quirldetektor (und zwar ein Pixel, bei dem alle drei Lagen je einen Treffer registriert haben) und kein Pixel im Ringdetektor.
- In der Starttorte gibt es genau zwei Treffer, die (in der 24-Teilung) gegenüber liegen.

Reaktion	Impuls p_{lab}	Wirkungsquerschnitt	Quelle
$p+p \rightarrow$	GeV/c	mb	
total	2,97	$44,5 \pm 0,46$	Longo PR 125,701-62
elastisch	2,9	$17,0 \pm 0,8$	Fuji PR 128, 1836-62
$p\Delta(1236)$	2,85	$3,8 \pm 0,6$	Blair NC 63A,529-69
$d\pi^+$	2,837	$0,053 \pm 0,008$	Sechi Zorn BAPS 7,349-62
$pn\pi^+$	2,807	$16,06 \pm 0,44$	Fickinger PR 125,2082-62
$pn\pi^+\pi^0$	2,810	$4,07 \pm 0,21$	Donald NPB 61,333-73
$pp\pi^0$	2,807	$3,85 \pm 0,22$	Fickinger PR 125,2082-62
$pp\pi^+\pi^-$	2,810	$2,51 \pm 0,14$	Donald NPB 61,333-73
$pn\pi^+\pi^+\pi^-$	2,810	$0,405 \pm 0,04$	Donald NPB 61,333-73
$pp\pi^+\pi^0\pi^-$	2,807	$0,217 \pm 0,029$	Fickinger PR 125,2082-62
$d\pi^+\pi^0$	2,837	$0,126 \pm 0,013$	Sechi Zorn BAPS 7,349-62

Tabelle 4.1: *Bisher gemessene Wirkungsquerschnitte verschiedener bei der gegebenen Strahlenergie vorkommenden Reaktionen [Bal]. (Angegeben ist jeweils der dem Strahlimpuls von 2,95 GeV/c nächstgelegene Wert.)*

- Der Quirltreffer liegt vom Target aus gesehen hinter einem Startortentreffer.
- Das Ereignis muß durch Triggermuster 8 (s. Kapitel 3.2) ausgelöst worden sein. Damit werden alle Reaktionsmuster zugelassen, die 2 Treffer in der Starttorte erzeugen. Der elastische Wirkungsquerschnitt ist aber mit Abstand der größte (s. Tabelle 4.1).

Auch wenn der Startdetektor bis zu einem Polarwinkel von 80° reicht, können nur die äußeren Pixel benutzt werden.

Als TDC-Eintrag im Quirldetektor wird der Mittelwert der abgeglichenen drei Lagen benutzt. Durch den Abgleich und die bekannte Lichtlaufzeit [Roh95] ist nur ein weiterer Offset für den gesamten Quirldetektor notwendig.

Mit dem Ringdetektor verhält es sich ganz ähnlich. Hier erlaubt die entsprechende Definition eines elastischen Ereignisses in jedem Polarwinkelbereich (von 10° bis 25°) Ereignisse zu finden. Deshalb kann auf die Kenntnis der effektiven Lichtausbreitungsgeschwindigkeit

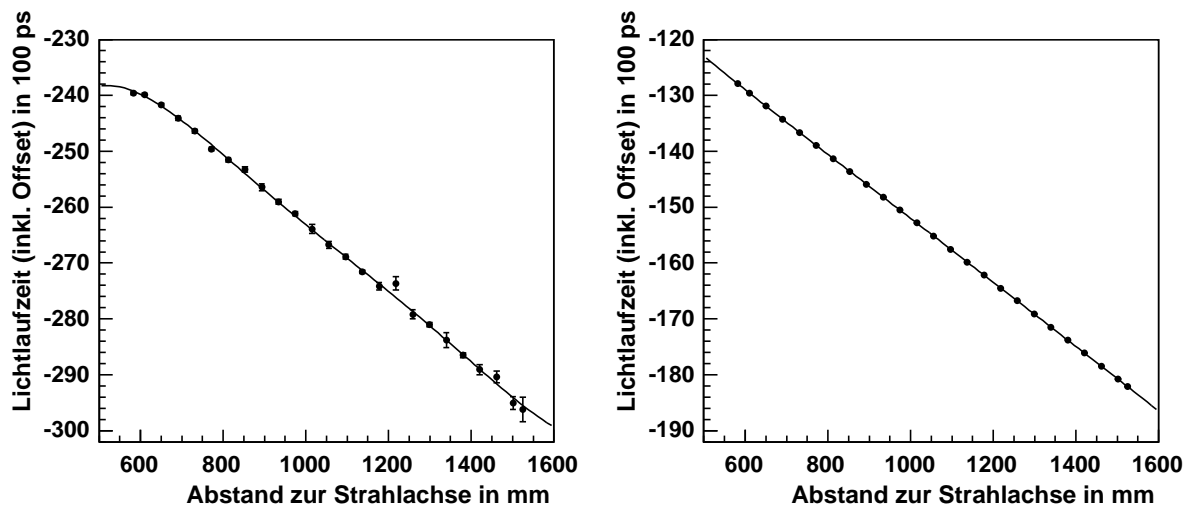


Abbildung 4.3: Die Lichtlaufzeit in den Segmenten der geraden Ringlage wird für die experimentellen Daten (links) mit einem Polynom 5. Grades angenähert. Die effektive Lichtgeschwindigkeit ist in dieser Darstellung das Reziproke des Anstiegs. Im strahlnahen Bereich ändert sich die effektive Lichtausbreitungsgeschwindigkeit, die mit den experimentellen Daten bestimmt wird (links). In der Simulation (rechts) wird die konstante Lichtgeschwindigkeit, die programmiert wurde, gut reproduziert.

verzichtet werden. Sie ergibt sich aus den Meßdaten und wird mit einem Polynom 5. Grades angenähert (Abb. 4.3).

Außerdem läßt sich mit Hilfe des Barreldetektors die Reinheit der benutzten Ereignisse überprüfen. Für die äußeren Pixel im Ringdetektor findet sich das andere, elastisch gestreute Proton im Barreldetektor. Deshalb ist es möglich, die Forderung nach entgegengesetzten Azimutwinkeln genauer zu fassen als nur über den Startdetektor. Der Treffer im Barreldetektor muß genau gegenüber dem Treffer im Ringdetektor liegen. Es sei darauf hingewiesen, daß der Treffer in einem Ereignis hier nicht berücksichtigt wird, wenn er in einem der beiden benachbarten Barrelstreifen zu finden ist. In Abb. 4.4 ist jedoch deutlich zu erkennen, daß diese schärfere Bedingung die Anzahl der elastischen Ereignisse nicht wesentlich (auf 80%) reduziert. Oder anders ausgedrückt: Die zur Kalibrierung verwendeten Ereignisse enthalten wenig Untergrund.

4.5 Ortskalibrierung für den Barreldetektor

Auch der Barreldetektor besteht, wie der Neutronendetektor, aus zweiseitig ausgelesenen Balken. Da die Elemente des Barreldetektors nur 1,5 cm dick und ebenfalls 10 cm breit sind, ist die Bezeichnung „Streifen“ geeigneter.

Die Zeit, die zwischen dem Signal des Startdetektors und der Signalkunft in einem

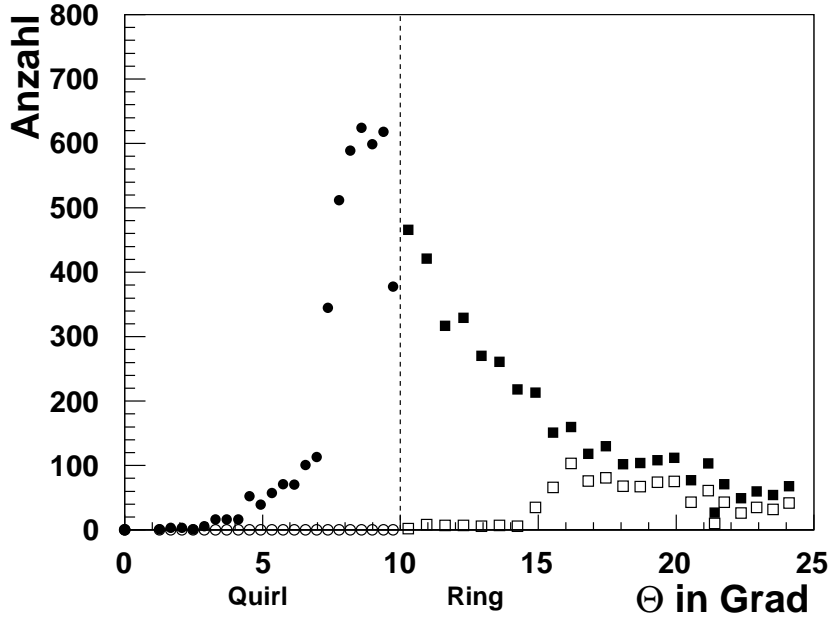


Abbildung 4.4: Die Anzahl der verwendeten Ereignisse zur Flugzeitkalibrierung von Quirl- und Ringdetektor (geschlossene Symbole). Zum Vergleich die Anzahl der Ereignisse mit der Forderung, daß der Barrelstreifen genau gegenüber ein Signal hatte (offene Symbole). Es ist zu erkennen, daß diese Ereignisse nur bei großen Polarwinkeln auftreten (ab 16°). Deshalb wurde für die Kalibrierung des Quirldetektors gefordert, daß kein Treffer im gesamten Barreldetektor ist. Damit kann auch kein Treffer im gegenüberliegenden Barrelstreifen gefunden werden. Die entsprechenden Punkte liegen also exakt auf null.

Photomultiplier des Barreldetektors vergeht, setzt sich zusammen aus der Flugzeit t_{Flug} des Teilchens vom Startdetektor zum Barreldetektor und der Lichtlaufzeit im Szintillator. Hinzu kommt ein elektronischer Offset für jeden der beiden Kanäle des Barrelstreifens, hier als „links“ L und „rechts“ R bezeichnet.

$$t_L = t_{Flug} + \frac{x}{c} + t_{OffsetL} \quad t_R = t_{Flug} + \frac{l-x}{c} + t_{OffsetR} \quad (4.5)$$

Dabei bezeichnet c die (effektive) Lichtausbreitungsgeschwindigkeit im Szintillator, x den Entstehungsort des Signals im Szintillator, gemessen vom linken Ende, l die Länge des Balkens und t die Zeiten entsprechend dem Index (L steht für den linken Photomultiplier, R für den rechten). Damit läßt sich der Entstehungsort des Lichtes berechnen aus

$$x = c \frac{t_L - t_R}{2} + \frac{l}{2} + \frac{t_{OffsetR} - t_{OffsetL}}{2} \quad (4.6)$$

Einige Summanden in Gleichung 4.6 werden abgekürzt

$$x_{Offset} = \frac{l}{2} + \frac{t_{OffsetR} - t_{OffsetL}}{2} \quad (4.7)$$

Der Ort (entlang des Balkens) ergibt sich also aus der Differenz der TDC-Einträge und einem Offset.

Also kann der Durchtrittsort eines Teilchens nur bestimmt werden, wenn die effektive Lichtgeschwindigkeit und ein Offset bekannt sind. Diese werden bestimmt, durch Ereignisse, bei denen der Durchtrittsort aus anderen Informationen berechnet werden kann.

Es gibt verschiedene Ideen, welche Ereignisse das sein könnten:

- Elastische Ereignisse

Bei der elastischen Streuung sind acht Größen unbestimmt (je zwei Geschwindigkeiten und Impulse). Die Kenntnis der Massen der Teilchen im Ausgangskanal verknüpft den Impuls und die Energie. Das reduziert die unabhängige Größen auf sechs. Der Energie- und Impulssatz liefert weitere vier Zusammenhänge. Also genügt es zwei unabhängige Größen zu bestimmen. Somit gilt: Wenn die Richtung (2 Größen) eines Ausgangsteilchens bekannt ist, so sind alle kinematischen Größen des Ereignisses bekannt. Es ist also möglich, über elastische Ereignisse, bei denen ein Teilchen in den Ringdetektor und das andere in den Barreldetektor fliegt, den erwarteten Ort im Barreldetektor zu berechnen. Im Ringdetektor ist der Ort nur durch die getroffenen Segmente bestimmt.

- Spuren aus dem Startsystem

Die Mehrheit der nachgewiesenen Teilchen sollten Protonen sein. Da diese nicht zerfallen, ist es für diese Spuren möglich den Ort im Barreldetektor aus den Treffern im Startsystem (Mikrostreifendetektor und Hodoskope) zu berechnen.

Der targetseitige (Polarwinkel von 75° bis 90°) Bereich eines Barrelstreifens kann nicht durch Teilchen aus dem Target getroffen werden. Zwischen Target und Streifen ist in diesem Polarwinkelbereich die Halterung der Startdetektoren. Bei den elastischen Ereignissen, bei denen ein Teilchen in den Ringdetektor fliegt, findet sich das andere Teilchen im mittleren Bereich des Barrelstreifens (Abb. 4.2, Polarwinkelbereich von 75 bis 45°).

Die Spuren aus dem Startdetektor haben einen Polarwinkel von höchstens 45° . Damit kann mit diesen Spuren der targetferne Bereich eines Streifens kalibriert werden. Werden nun die elastischen Ereignisse mit den Spuren aus dem Startsystem kombiniert, kann der gesamte interessante Bereich des Barrelstreifens kalibriert werden.

Als Kontrollmöglichkeit gibt es

- den Übergang zum Ringdetektor.

Die Teilchen aus dem Target können prinzipiell den ganzen Streifen treffen. Es ist also möglich, aus den Flanken im TDC-Differenzenspektrum den Ort im Barreldetektor zu bestimmen. Jene Teilchen, die den Streifen im targetnahen Bereich treffen würden, werden jedoch in den Halterungen des Startdetektors gestoppt. Deshalb ist nur eine Flanke des Spektrums bestimmbar (Abb. 4.5).

Es gibt noch andere Ideen, die Ortskalibrierung durchzuführen. Diese sollen kurz untersucht werden.

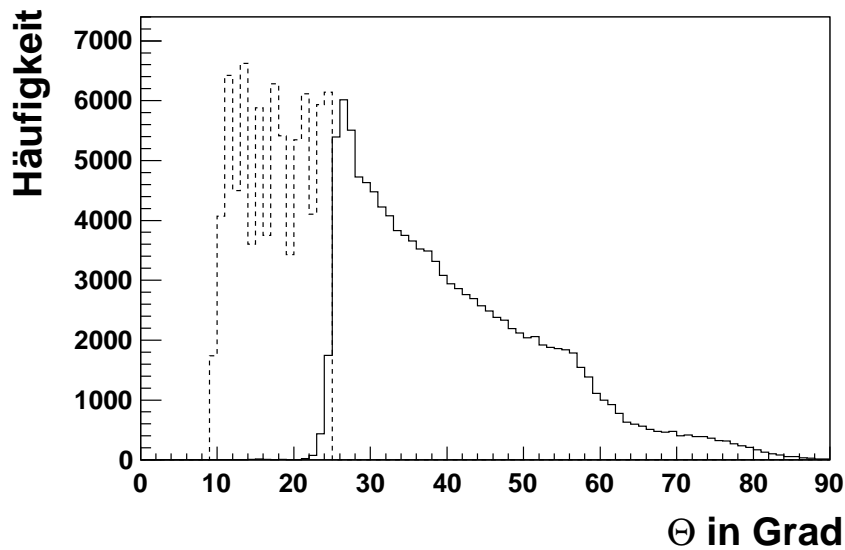


Abbildung 4.5: Zur Kontrolle der Ortsbestimmung im Barreldetektor: Der Übergang im Polarwinkel von Ring- (gestrichelte Linie) zum Barreldetektor (durchgezogene Linie) sollte weder Lücken aufweisen noch einen größeren Überlapp erkennen lassen. Es sei nochmals erwähnt, daß der Ort im Ringdetektor sich aus den getroffenen Segmenten ergibt. Damit ist die Kante des Ringdetektors scharf definiert. Beim Barreldetektor ergibt sich der Ort aus der Differenz zweier TDC-Einträge. Diese sind jedoch mit Unsicherheiten behaftet. Die Kante ist auflösungsbedingt verbreitert. Da die Flanke im targetnahen Bereich (bei großen Polarwinkeln) nicht scharf definiert ist, wird sie nicht für die Kalibrierung benutzt.

- Unabhängige Kalibrierung mit durchfliegenden Myonen
Für den Neutronendetektor wurde gezeigt, daß die Kalibrierung mit Myonen möglich ist. Hier sollten die Myonen beim Durchqueren des Gesamtsystems in zwei Barrelstreifen Signale erzeugen. Deshalb war die Elektronik so eingestellt, daß auch ein Ereignis gespeichert wurde, wenn kein Protonenstrahl auf das Target fiel (Spillpause) und mindestens zwei Barrelstreifen angesprochen haben. Es ist allerdings bekannt, daß der gemessene Ort leicht vom Winkel abhängt, unter dem die Teilchen in den Detektor auftreffen [Kar99].
- Die Kalibrierung mit dem Lasersystem
Zur Bestimmung der Walk-Korrektur wird in der Mitte eines jeden Balkens ein Lichtimpuls eines Lasers eingekoppelt. Für dieses Signal läßt sich ebenfalls die TDC-Differenz bestimmen. Der so gefundene Zeitpunkt sollte dann die Mitte des Balkens definieren. In Abb. 4.6 ist zu erkennen, daß die Genauigkeit dabei nicht besonders gut ist. Es gibt Abweichungen bis 15 cm. Eine mögliche Erklärung ist die elektronische Empfindlichkeit. Bei einem Ereignis des Lasersystems sprechen alle Segmente des Barreldetektors auf einmal an. Bei einem Ereignis, daß durch eine Reaktion im Target ausgelöst wird, sprechen dagegen nur wenige (zwei bis zehn) Segmente an.

Deshalb wurde ein Test mit dem Lasersystem durchgeführt: Von einem Diskriminator wurden einige Signalkabel abgezogen. Damit kann untersucht werden, ob und wie ein TDC sich verändert, wenn an Nachbarkanäle auch ein Signal anliegt. (Vernachlässigt wird dabei die elektronische Veränderung. An den freien Eingängen des Diskriminators liegt auch kein Rauschen an.) Dabei wird festgestellt, daß erhebliche Einflüsse von den Nachbarkanälen vorhanden sind (Abb. 4.7).

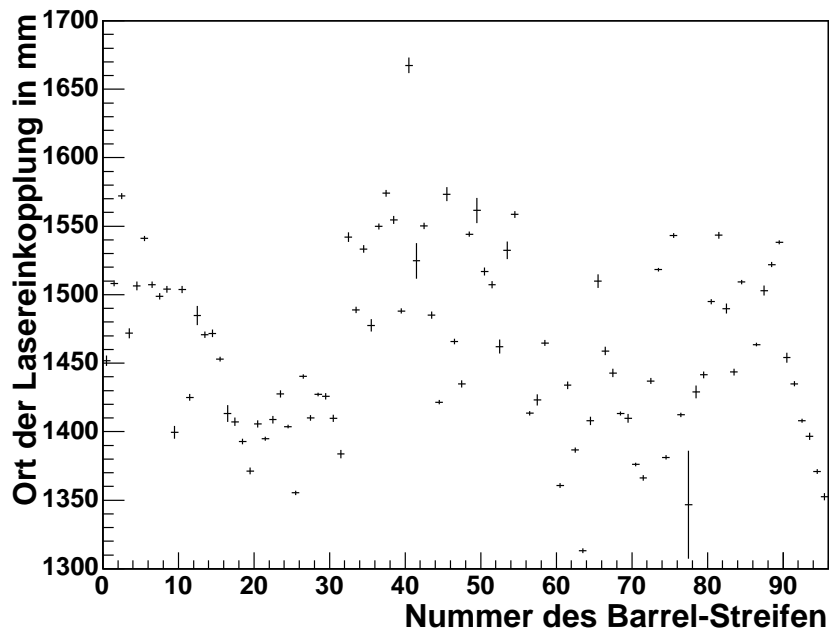


Abbildung 4.6: Die aus den TDC-Einträgen bestimmten Orte der Lasereinkopplung. Die Einkopplung erfolgt genau in der Mitte eines Streifens (bei $2853/2 \text{ mm} = 1426,5 \text{ mm}$). Die Abweichungen betragen bis zu 15 cm.

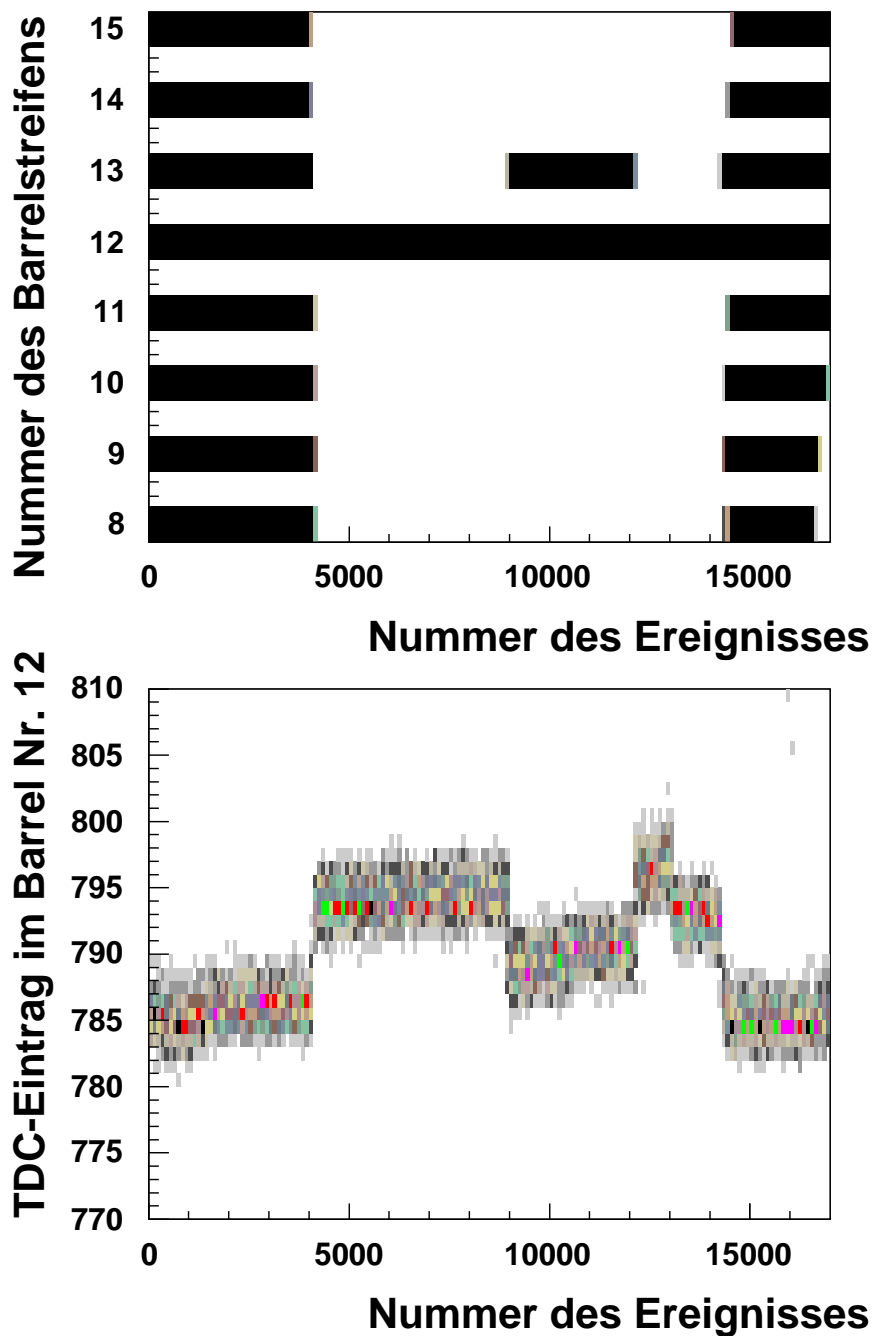


Abbildung 4.7: Im oberen Bild ist erkennbar, welche Kanäle ein Signal lieferten. Im unteren Bild ist der TDC-Eintrag des Kanals, der nicht abgezogen wurde (Barrelstreifen Nr. 12) dargestellt. Der Zusammenhang zwischen TDC-Eintrag (in ca. 100 ps) und dem Vorhandensein von Signalen in Nachbarkanälen ist offensichtlich.

4.6 Orts- und Flugzeitkalibrierung des Neutronendetektors

Die Neutronenbalken werden, wie die Streifen des Barreldetektors, zweiseitig ausgelesen. Damit bestimmt sich auch der Ort gleiche Weise (Gleichung 4.6).

Die Abstände der Balken vom Target in Strahlrichtung (z -Richtung) sowie der Abstand von der Strahlachse in vertikaler Richtung müssen mit einem Maßstab gemessen werden. Die so bestimmten Werte sind endgültig und werden nicht weiter korrigiert. Der Abstand eines Treffers im Neutronendetektor von der Strahlachse in horizontaler Richtung ergibt sich aus den TDC-Einträgen und einem Offset.

Der Neutronendetektor steht hinter dem Quirl- und Ringdetektor. Damit ist die Kalibrierung von COSYnus mit Hilfe von Teilchen, die durch die Endkappe und den Neutronendetektor fliegen, möglich. Wegen der durchquerten Materie (Quirl- oder Ringdetektor und Stahlwand) werden diese Teilchen aber aufgestreut.

Ein Punkt (Pixel) der Endkappendetektoren wird in der Ebene von COSYnus als zweidimensionale Verteilung abgebildet. Nun ist es denkbar, daß nur ein Teil dieser ausgedehnten Verteilung den Neutronendetektor trifft. Es muß aber sichergestellt werden, daß der Schwerpunkt der Verteilung richtig rekonstruiert wird. Deshalb wird aus dem Treffer in der Endkappe berechnet, ob das Teilchen den entsprechenden Balken des Neutronendetektors treffen würde. Nur solche Ereignisse werden zur Kalibrierung verwendet. Weiterhin wurden die Bereiche mit einem Stahlflansch ausgeschlossen (Abb. 4.8). Diese befinden sich bei Radien zwischen 650 bis 1095 mm und größer als 1320 mm (gemessen auf dem Quirl- bzw. Ringdetektor). Damit ist sichergestellt, daß die Streuvorgänge vernachlässigbar sind. Die Offsets zur Bestimmung des Ortes ergeben sich nun aus dem Vergleich von berechnetem Durchtrittsort im Neutronendetektor und der TDC-Differenz des entsprechenden Balkens.

Die Flugzeit bis zum Neutronendetektor kann ebenfalls aus den TDC-Einträgen berechnet werden. Dazu wird aus den gemessenen TDC-Einträgen (Gleichungen 4.5) die Ortsabhängigkeit eliminiert.

$$t_{Flug} = \frac{t_L + t_R}{2} - \frac{l}{2c} - \frac{t_{OffsetL} + t_{OffsetR}}{2} \quad (4.8)$$

Die Flugzeit ist die Zeit zwischen Start- und dem entsprechenden Stopdetektor, also in dem Fall der Neutronendetektor. Die unterschiedliche Flugzeit der Teilchen vom Target bis zum Startdetektor wird vernachlässigt. Bei den hier vorliegenden Entfernungen des Targets zum Startdetektor (2 cm) und Stopdetektor (ca. 4 m) ist der Fehler kleiner als 0,5%.

Die Flugzeit zum Neutronendetektor wird mit den gleichen Ereignissen wie der Ort kalibriert. Aus der Endkappe und dem Startdetektor ist bekannt, welche Geschwindigkeit die Teilchen haben. Die so ausgewählten Teilchen sind mehrheitlich Protonen. Dafür wird der Energieverlust im Szintillator und der Stahlwand berechnet. Aus den nun bekannten Geschwindigkeiten und Abständen läßt sich die Flugzeit zum Neutronendetektor berechnen. Durch Vergleich mit der halben Summe der TDC-Einträge des Balkens, vermindert um den TDC-Eintrag im Startdetektor, ergibt sich der gesuchte Offset.

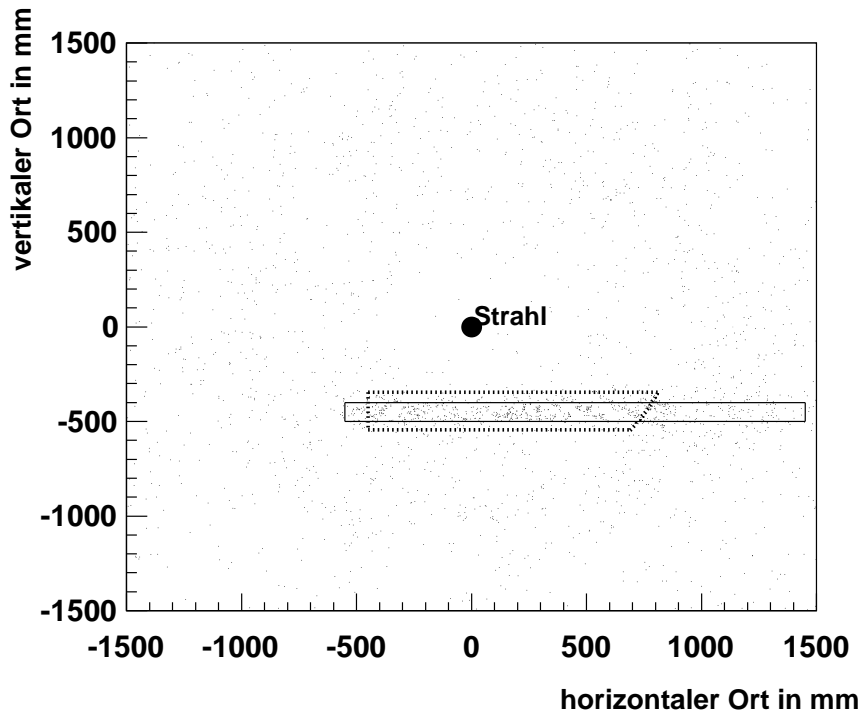


Abbildung 4.8: *Beim Neutronendetektor ist die Lage der Balken aus den technischen Zeichnungen bekannt. Zum Kalibrieren werden die Treffer im Quirl- und Ringdetektor mit dem Target verbunden und der Durchstoßpunkt dieser Spuren mit der Ebene des Neutronendetektors berechnet. Spuren, die näherungsweise den betrachteten Balken (durchgezogene Linie) treffen, werden benutzt. Bereiche, in denen sehr viel Materie zwischen dem Neutronendetektor und dem Quirl- bzw. Ringdetektor ist, bleiben unberücksichtigt. Bei dem exemplarisch dargestellten Balken entfällt also der strahlferne Teil (Teile des Balkens, die außerhalb des gestrichelt markierten Bereichs liegen). Nur wenn die Durchstoßpunkte innerhalb des zugelassenen Bereichs (gestrichelt umrandet) liegen, tragen die Spuren zur Kalibrierung bei.*

4.7 Energieverlust im Mikrostreifendetektor

Um den Energieverlust eines Teilchens in einem Detektorelement zu bestimmen muß die Geschwindigkeit und die Masse des Teilchens bekannt sein. Die Geschwindigkeit ergibt sich aus den TDC-Einträgen von Start- und Stopdetektor. Um zufällige Koinzidenzen zu vermeiden wird weiterhin gefordert, daß der Spur in den beiden Hodoskop-Treffern zugeordnet werden können. Als Masse wird die Masse des Protons benutzt, denn die meisten Spuren sollten von Protonen erzeugt werden. Aus der bekannten Geometrie des Mikrostreifendetektors und diesen Informationen kann der Energieverlust berechnet werden. Nun wird die Abhängigkeit des QDC-Eintrages in einem Segment des Mikrostreifendetektors von dem aus der Geschwindigkeit erwarteten Energieeintrag durch eine lineare Funktion angenähert. Es könnte erwartet werden, daß die lineare Funktion in eine direkte

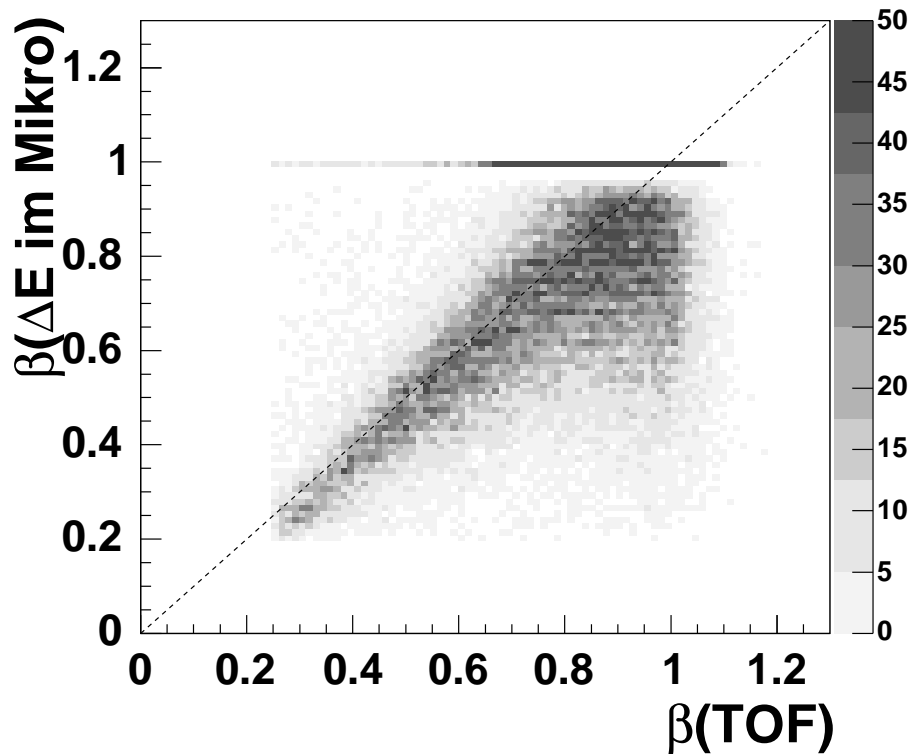


Abbildung 4.9: Die Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung aus dem Mikrostreifendetektor. Aufgetragen ist für alle Spuren mit Signalen in den 4 Detektoren des Startsystems (Starttorte, Mikrostreifendetektor, Hodoskope) und im Stopdetektor (Quirl-, Ring-, Barreldetektor) die Geschwindigkeit, die aus dem Energieverlust der Teilchen im Mikrostreifendetektor berechnet wird über der Geschwindigkeit, die sich aus der Flugzeit ergibt. Es ist sichtbar, daß insbesondere oberhalb von $\beta = 0,7$ eine Trennung von schnelleren Teilchen schwierig ist. Bei $\beta = 0,99$ werden alle Teilchen eingetragen, deren Energieeintrag kleiner ist als der theoretisch mögliche Mindestwert.

Proportionalität übergeht. Denn ein QDC-Eintrag von Null entspricht nach Abzug des Pedestals der Energieverlust von Null. Es zeigt sich jedoch, daß diese Forderung nur eine schlechte Beschreibung liefert. Deshalb ist auch das Absolutglied der linearen Funktion variabel gehalten.

Nachdem der Mikrostreifendetektor kalibriert wurde, kann aus dem QDC-Eintrag der Energieverlust und daraus die Geschwindigkeit berechnet werden. Die Güte der Kalibrierung kann aus Abb. 4.9 abgeschätzt werden. Bei kleinen Geschwindigkeiten wird eine gute Auflösung erreicht. Jedoch gibt es eine systematische Abweichung zwischen dem aus der Flugzeit und dem aus dem Energieverlust berechneten Wert. Wenn die Geschwindigkeit, die aus der Flugzeit berechnet wird, 0,4 beträgt, so ist die Geschwindigkeit, die aus dem Energieverlust berechnet wird, zwischen 0,38 und 0,49. (Angegeben sind die Werte in der die halbe Höhe erreicht wird.) Je größer die Geschwindigkeit wird, desto größer wird dieses Intervall. Oberhalb der Geschwindigkeit von 0,65 scheint die Geschwindig-

keitsbestimmung allein aus dem Energieverlust nicht ausreichend. Der Anteil schnellerer Teilchen, denen eine zu niedrige Geschwindigkeit zugeordnet wird steigt erheblich. Diese Kalibrierung wird in der weiteren Analyse nicht verwendet. Deshalb wurden die Möglichkeiten zur Verbesserung nicht ausgeführt.

Kapitel 5

Vorüberlegungen mittels Monte-Carlo Simulationen

In dieser Arbeit sollen die Eigenschaften der Reaktionen $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ und $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ bestimmt werden. Dazu werden in diesem Kapitel einige Details mit einer Simulation untersucht. Die Simulation verteilt die Teilchenimpulse gleichmäßig über den Phasenraum. Auch wenn der tatsächlich vorliegende Reaktionsmechanismus einige kinematische Situationen bevorzugt, können Abhängigkeiten und Korrelationen der physikalischen Größen (in ausreichender Genauigkeit) bestimmt werden.

5.1 Vorüberlegungen zu $pK^0\Sigma^+$

Zuerst soll die Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ betrachtet werden. Das Proton im Ausgangskanal ist ein stabiles Teilchen. Es sollte den Stopdetektor erreichen

Das Σ^+ verhält sich jedoch anders. Mit einer Lebensdauer von $\tau = 80$ ps ist es nahezu ausgeschlossen, daß es den Stopdetektor erreicht. Es zerfällt bei $\beta = 0,7$ ungefähr nach 6 cm. Der Zerfall findet im Wesentlichen noch vor dem vorderen Hodoskop statt und es entsteht ein $p\pi^0$ oder $n\pi^+$ -Paar. Da mit dem Detektor nur die Spuren geladener Teilchen identifiziert werden können, müßte das Σ^+ sich durch einen Knick in der Spur auszeichnen. (Das wurde auch bei den früheren Blasenkammerexperimenten benutzt.) Nun werden bei dem Detektor die Spuren nur mit Hilfe von Durchstoßpunkten in drei Ebenen (Mikrostreifendetektor und Hodoskope) und im Stopdetektor bestimmt. Um jedoch einen Knick zu identifizieren, werden zwei Flugbahnen (Geradenstücke) benötigt. Das Σ^+ durchquert höchstens den Mikrostreifendetektor (in genügender Häufigkeit). Deshalb muß der Reaktionsort im Target, oder im einfachsten Fall der Mittelpunkt des Targets, mitbenutzt werden, um die Flugbahn des Σ^+ zu definieren. Dann muß die Lagebeziehung der Σ^+ -Spur, die vom Target und dem Punkt im Mikrostreifendetektor definiert wird, und der Sekundärspur, die durch die Punkte in den Hodoskopen und im Stopdetektor definiert wird, den Knick zeigen. Dieses Verfahren ist jedoch ungenau, denn wenn das Σ^+ vor dem Mikrostreifendetektor zerfällt, wird ein falscher Zerfallswinkel und eine falsche Richtung des Σ^+ bestimmt (Abb. 5.1). Außerdem können Spuren aus dem Target ebenfalls

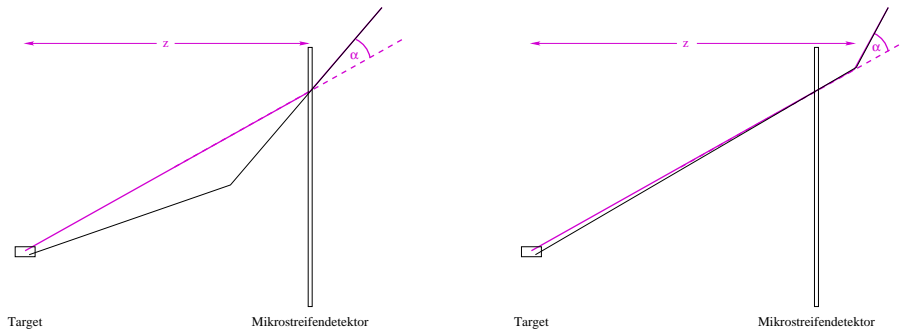


Abbildung 5.1:

Die Schwierigkeit bei der Rekonstruktion des Σ^+ -Zerfalls, wenn das Σ^+ vor dem Mikrostreifendetektor zerfällt (links): Die Bahn der geladenen Teilchen (schwarze Linie) wird falsch rekonstruiert (violette Linie). Sowohl der rekonstruierte Zerfallspunkt (z) als auch der Knickwinkel (α) stimmen nicht mit der Realität überein. Im rechten Bild ist der gewünschte (und auswertbare) Fall dargestellt, wenn das Σ^+ hinter dem Mikrostreifendetektor zerfällt.

einen Knick vortäuschen, wenn der Reaktionsort im Target falsch bestimmt wird oder Kleinwinkelstreuung (z.B. am Mikrostreifendetektor) die Flugbahn verändert. Beide Untergrundarten könnten mit der Forderung nach einem großen Knickwinkel unterdrückt werden. Zerfällt das Σ^+ jedoch in ein $p\pi^0$ -Paar ist der Knickwinkel der geladenen Spur ohnehin nicht sehr groß, sodaß diese Ereignisse nicht erkannt würden. Alternativ könnte der Untergrund unterdrückt werden, indem der Zerfallsort des Σ^+ deutlich hinter dem Mikrostreifendetektor rekonstruiert wird. Insgesamt ist die Information über die Richtung des Σ^+ unsicher, und sie sollte nur schwaches Gewicht in der Auswertung erhalten.

In der Natur sind die Eigenschaften eines K^0 nicht eindeutig bestimmt. Je zur Hälfte kommt es als K_L^0 und K_S^0 vor. Das K_L^0 hat eine Halbwertszeit von $\tau = 51,7$ ns und ist somit im vorliegenden Zusammenhang als stabil zu betrachten. Da jedoch nur geladene Teilchen im Detektor Signale erzeugen, kann es keinerlei Informationen liefern. Das K_S^0 hingegen zerfällt mit einer Halbwertszeit von $\tau = 90$ ps. Damit sollten seine Zerfälle im Detektorvolumen geschehen. Es zerfällt zu 68 % in $\pi^+\pi^-$ und zu 32 % in $\pi^0\pi^0$. Zweiterer Zerfall erzeugt wiederum keine Signale im Detektor. Beim ersten Zerfall sollten jedoch zwei Spuren im Detektor entstehen. Um zu erkennen, daß die Spuren nicht im, sondern außerhalb des Targets beginnen, wird gefordert, daß im ersten ortsempfindlichen Detektor (der Mikrostreifendetektor) kein Signal in der entsprechenden Richtung gefunden wird. Die Spuren werden also von den beiden Hodoskopern und dem Stopdetektor definiert. Werden beide Pionenspuren im Detektor nachgewiesen, so sind zwei Geraden im Raum definiert. Damit sollte sich der Zerfall des K_S^0 besser rekonstruieren lassen als der des Σ^+ . Dort wird nur eine Gerade (Zerfallsspur) und ein Punkt (im Mikrostreifendetektor) bestimmt. Die Information über den Reaktionsort im Target kann bei beiden zusätzlich benutzt werden, um die Richtung des K^0 bzw. Σ^+ festzulegen.

Nun soll betrachtet werden, wie viele Meßwerte überhaupt notwendig sind, um die Reaktion vollständig zu rekonstruieren. Bei dieser Reaktion entstehen insgesamt fünf Teilchen: die drei primären Teilchen (p , K_S^0 , Σ^+) und die beiden Zerfallsteilchen des Kaons (π^+ , π^-).

Die Zerfallsteilchen des Σ^+ werden nicht betrachtet, da von dem Σ^+ möglichst wenig Information benutzt werden soll. Damit sind zwanzig Größen notwendig. Weiterhin müssen beide Reaktionen (die primäre im Target und der sekundäre Zerfall des K_s^0) rekonstruiert werden. Am Zerfall des Kaons nehmen drei Teilchen teil, das Kaon und die beiden Pionen. Damit sind zwölf Größen notwendig. Die Massen und Erhaltungssätze liefern sieben Größen. Damit sind fünf Meßgrößen notwendig. Gemessen wird aber nur die Richtung der Pionen. Das sind vier Meßwerte. Die Flugzeit der Pionen kann in der Regel nicht benutzt werden, denn die Pionen sind so schnell ($\beta \approx 1$), daß daraus kein Impuls mit genügender Genauigkeit berechnet werden kann. Die Richtung des Kaons kann bestimmt werden durch die Verbindung des Targets (Koordinatenursprung) und dem Schnittpunkt der beiden Pionenspuren. Damit ist aus der Lagebeziehung der beiden Pionenspuren im Raum auch die Flugrichtung des Kaons bekannt. Das sind weitere zwei Meßgrößen. Damit ist der Zerfall kinematisch bestimmt.

Bei der Primärreaktion im Target entstehen drei Teilchen. Damit sind wiederum zwölf Größen notwendig. Die Massen liefern drei und die Erhaltungssätze vier Zusammenhänge. Damit sind noch fünf Meßgrößen notwendig. Die Flugrichtung des Kaons ist aus dem Zerfall bekannt. Für das Proton kann die Flugrichtung und der Impuls aus der Flugzeit bestimmt werden. Das sind insgesamt fünf Meßwerte. Damit ist die Reaktion kinematisch bestimmt und ist ohne Benutzung der Information des Σ^+ rekonstruierbar.

5.2 Der weitere Zerfall der sekundären Pionen in der Reaktion $pK^0\Sigma^+$

Eine Frage, die noch im Vorfeld beantwortet werden muß, gilt dem möglichen Zerfall der Pionen. Die Flugbahn der Pionen sollte durch je einen Treffer in den beiden Hodoskopen und einen Treffer im Stopdetektor bestimmt werden. Die Pionen ($\tau = 26$ ns) können jedoch im Detektor zerfallen. Das Pion zerfällt zu nahezu 100% in ein Myon und ein Neutrino. Die Meßpunkte, die von einem Myon verursacht werden, liegen nicht notwendigerweise auf der (verlängerten) Spur des zerfallenen Pions. Damit verfälschen sie die Rekonstruktion. Die beiden Hodoskope haben einen geringen Abstand, sodaß ein Zerfall dazwischen unwahrscheinlich ist. Weiterhin ist der Punkt, der vom Myon verursacht wird, umso weiter von der (verlängerten) Pionenspur entfernt, je weiter das Myon fliegt. Die größte Unsicherheit hat also der Punkt im Stopdetektor. Es könnte sein, daß die Unsicherheit so groß ist, daß die Berücksichtigung dieses Punktes zu einer deutlich schlechteren Rekonstruktion führt als wenn nur die Meßpunkte in den Hodoskopen als Spurpunkte benutzt werden.

Dazu wird untersucht, wieviele Pionen überhaupt zerfallen, und weiterhin, wie groß die Abweichung ist, die durch den Punkt, der eigentlich nicht zur Pionenspur gehört, hervorgerufen wird.

Diese Fragen wurde mittels Monte-Carlo Simulationen untersucht. Die Simulation besteht aus zwei Teilen. Der erste Teil ist ein Ereignisgenerator. Er liefert die Viererimpulse der drei Primärteilchen mit gleichmäßiger Belegung des Phasenraumes. Das bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt nur von der Größe des zur Verfügung stehenden Phasenraumes abhängt. Das Matrixelement wird konstant gesetzt.

		π^+				
		Pion trifft alle drei Detektoren	Pion zerfällt, zusammen mit dem Zerfallsmyon werden alle drei Detektoren getroffen	Pion induziert Kernreaktion	Pion/Myon treffen mindestens einen Detektor nicht	Pion trifft kein Hodoskop
π^-	Pion trifft alle drei Detektoren	0,42	0,07	0,01	0,25	0,23
	Pion zerfällt, zusammen mit dem Zerfallsmyon werden alle drei Detektoren getroffen	0,07	0,01	$1 \cdot 10^{-3}$	0,04	0,04
	Pion induziert Kernreaktion	0,01	$2 \cdot 10^{-3}$	0	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
	Pion/Myon treffen mindestens einen Detektor nicht	0,26	0,04	$5 \cdot 10^{-3}$	0,03	0,02
	Pion trifft kein Hodoskop	0,25	0,03	$5 \cdot 10^{-3}$	0,02	0,02

Tabelle 5.1: *Der Einfluß des Pionenzerfalls in Zahlen: Angegeben sind die relativen Häufigkeiten für verschiedene Reaktionsmöglichkeiten der Pionen. Dabei wurde bereits gefordert, daß das Kaon hinter dem Mikrostreifendetektor zerfällt.*

In einem zweiten Teil wird der Flug dieser Teilchen durch den Detektor simuliert. Dabei werden alle bekannten physikalischen Effekte und Gesetze berücksichtigt. Zum Beispiel wird der Zerfall der Teilchen mit dem exponentiellen Zerfallsgesetz berücksichtigt. Die eingehende Lebensdauer im Laborsystem hängt von der Geschwindigkeit ab. Weiterhin können die Teilchen in der Materie des Detektors Reaktionen induzieren. Die dafür benötigten Wirkungsquerschnitte werden so gut wie möglich aus experimentellen Daten bestimmt.

Zuletzt wird auch die Auslese der einzelnen Detektorelemente simuliert. Hier werden die Parameter für die Meßgenauigkeit so eingestellt, daß die experimentellen Auflösungen gut reproduziert werden.

Das benutzte Programmpaket LAS VEGAS [Zie94] berücksichtigt all diese Zusammenhänge. Damit kann erwartet werden, daß es realistische Verteilungen liefert.

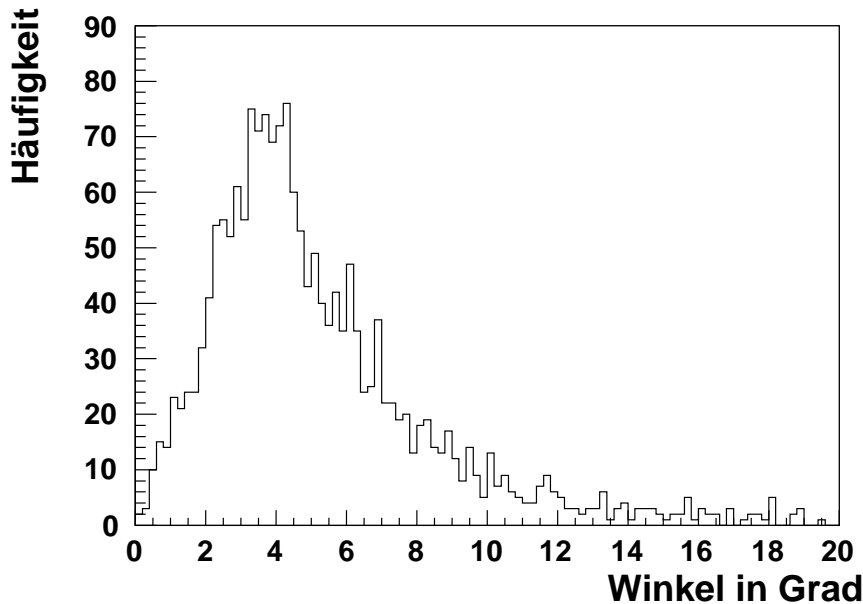


Abbildung 5.2: Der Knickwinkel zwischen Pion und Myonspur. Berücksichtigt sind nur Ereignisse bei denen drei Meßpunkte im Detektor (Hodoskope und Stopdetektor) erzeugt werden.

Es gibt mehrere Möglichkeiten, weshalb keine Pionspur gefunden werden kann.

- Das Pion induziert in einem der Subdetektoren (Hodoskope) eine Reaktion.
- Das Pion trifft mindestens einen Subdetektor nicht.
- Das Pion zerfällt in ein Myon und ein Neutrino. In diesem Fall besteht die Hoffnung, daß die Spur trotzdem gefunden wird, da das Myon Signale im Detektor erzeugt.

Da das Verhältnis der Häufigkeit dieser Möglichkeiten vom Entstehungsort und Geschwindigkeit der Pionen, damit auch von den Eigenschaften des Kaons abhängen, wurden nur solche Ereignisse untersucht, bei denen das Kaon hinter dem Mikrostreifendetektor zerfällt.

Es wurden 100000 Ereignisse simuliert (phasenraumverteilt). In 37% der Ereignisse zerfällt das Kaon zwischen Mikrostreifendetektor und vorderem Hodoskop. Diese sind in der Tabelle 5.1 erfaßt. Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß ca. 21% der Kaonen durch die beiden Pionen rekonstruiert werden können, wenn nur die beiden Hodoskope berücksichtigt werden. Diese Zahl reduziert sich auf 15%, wenn der Stopdetektor hinzegenommen wird und durch den Zerfall des Pions der dritte Punkt unbrauchbar wird. Jedoch wird später gezeigt, daß der Punkt oft benutzt werden kann.

Als nächstes wird der Winkel zwischen der Pion- und Myonspur betrachtet. Für kleine Winkel liegt der Punkt, den das Myon verursacht, nahe an dem Punkt, den ein weiterfliegendes Pion erzeugen würde.

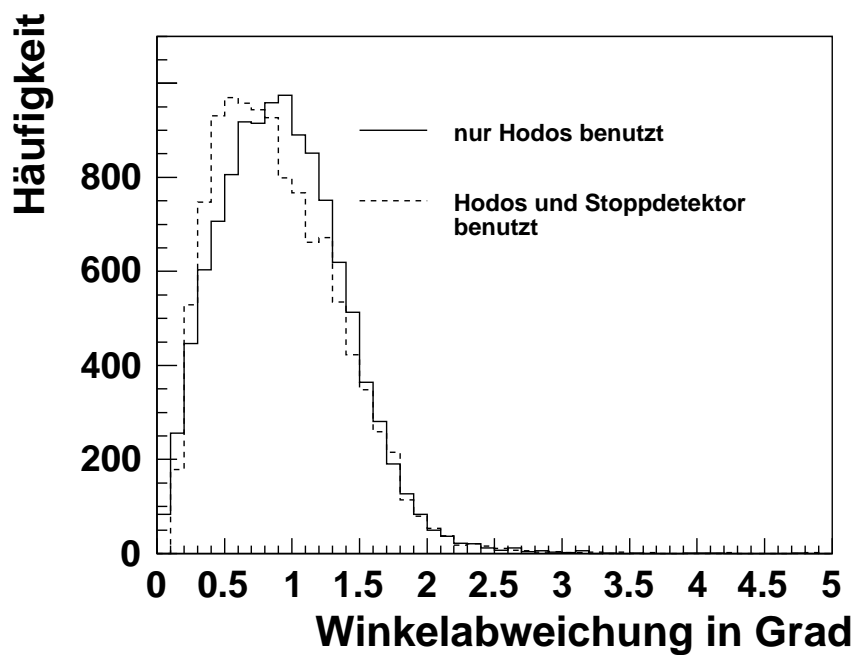
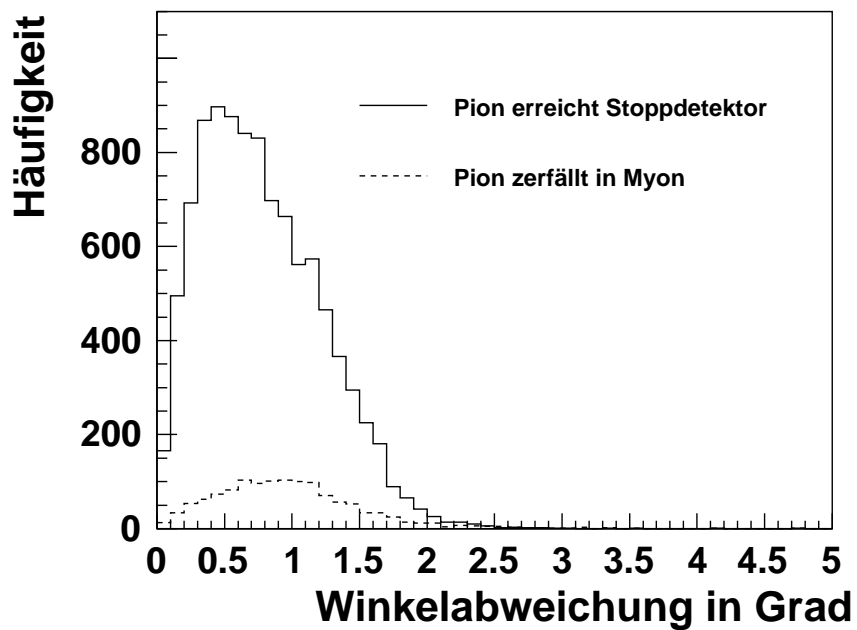


Abbildung 5.3: Die Genauigkeit der Rekonstruktion der Pionspur: Als Maß wird der Winkel zwischen wahrer und rekonstruierter Spur des π^+ genommen. Im oberen Bild wird die Spur unter der Benutzung der 3 Punkte (Hodoskope, Stopdetektor) rekonstruiert, auch wenn das Pion zerfällt. Im unteren Bild ist die Güte Rekonstruktion verglichen, wenn nur die Punkte in den Hodoskopen benutzt werden.

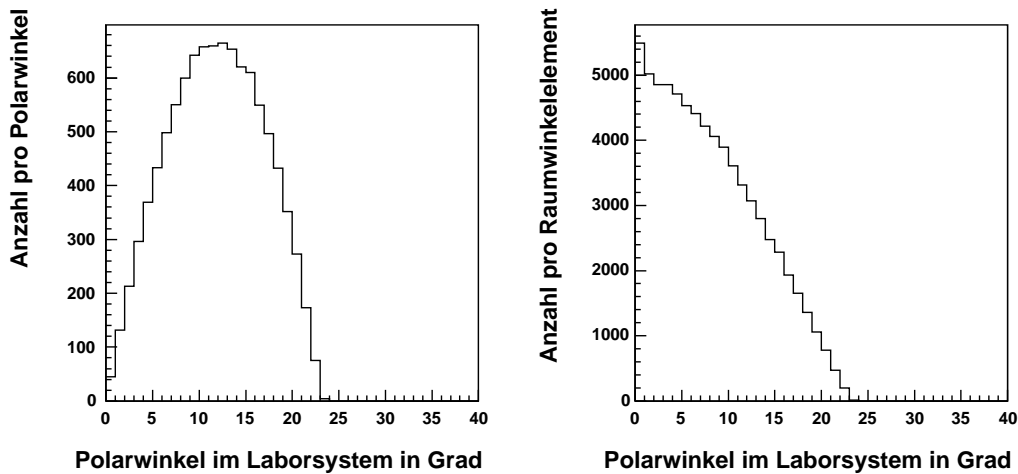


Abbildung 5.4:

Mit Hilfe der Simulation soll ermittelt werden, wohin der Neutronendetektor gestellt werden soll. Aus der Winkelverteilung der Neutronen im Laborsystem bei einer Simulation des Phasenraums (links) ist die optimale Position des Neutronendetektors schwer zu sehen. Der Detektor überdeckt bei dem vom Stahltank vorgegebenen Abstand einen bestimmten Raumwinkelbereich, nahezu unabhängig vom Abstand zur Strahlachse. Deshalb ist auch die Anzahl der Neutronen pro Raumwinkelelement in Abhängigkeit vom Polarwinkel dargestellt (rechts).

Deshalb sollte für kleine Knickwinkel der Zerfall keine Rolle spielen. Die Verteilung der Knickwinkel ist in Abb. 5.2 dargestellt. Das Maximum wird bei 4° bis 5° erreicht. Bei 1,5 m Fluglänge entspricht das einer Abweichung von 13 cm. Das ist das dreifache der Ortsauflösung im Barreldetektor (4 cm).

Nun muß untersucht werden, ob der Punkt, den das Myon verursacht, verhindert, daß die drei Punkte (Hodoskope, Stopdetektor) als Gerade erkannt werden bzw. die Rekonstruktion deutlich verschlechtert. Das Ergebnis ist in Abb. 5.3 dargestellt. Für Pionen, die nicht zerfallen, muß die Rekonstruktion besser werden, denn es stehen mehr Meßpunkte zur Verfügung. Für 99% der Ereignisse, bei denen das Pion zerfällt, werden die Spuren gefunden. Die Güte der Rekonstruktion (hier ist der Winkel zwischen wahrer und rekonstruierter Spur als Maß genommen) ist dabei vergleichbar, wenn nur die Hodoskope zur Rekonstruktion benutzt werden.

Damit kann zusammenfassend festgestellt werden, daß nur wenige Ereignisse verworfen werden, wenn für die Pionenspur auch ein Stoptreffer gefordert wird. Die Rekonstruktion wird in den meisten Fällen besser. Daher sollte diese Information mitbenutzt werden.

5.3 Vorüberlegungen zu $nK^+\Sigma^+$

Nun soll die Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ betrachtet werden. Das Neutron ist zwar instabil, jedoch mit der Halbwertszeit von 15 min wird es nur mit äußerst geringer Wahrscheinlichkeit im Detektor zerfallen. Es kann als stabiles Teilchen betrachtet werden und erreicht den Stopdetektor (genauer den Neutronendetektor). Damit ist Flugzeit und Flugrichtung bekannt.

Das K^+ hat eine Lebensdauer von $\tau = 12,4$ ns. Bei einer Fluglänge von ca. 3 m im Detektor und einer mittleren Geschwindigkeit von $\beta = 0,7$ benötigt es 10 ns. Das ist kleiner als die Lebensdauer. Damit kann man erwarten, daß in vielen Fällen das K^+ den Stopdetektor erreicht.

Für das Σ^+ gelten die Aussagen zur Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ in gleicher Weise. Damit sollte das Σ^+ auch in der Auswertung dieser Reaktion wenig Gewicht erhalten.

Nun soll untersucht werden, wie viele Meßwerte überhaupt benötigt werden. Die Reaktion muß kinematisch vollständig bestimmt werden, d.h. für jedes Teilchen muß der Vierervektor bekannt sein. Bei der Reaktion entstehen drei Teilchen. Es werden also zwölf (unabhängige) bekannte Größen benötigt. Dabei sind jedoch einige Größen durch Erhaltungssätze und Teilcheneigenschaften verknüpft. So läßt sich aus der Masse eines Teilchens und dem Betrag des Impulses die Energie berechnen. Für die drei Teilchen sind die Massen, durch eine Hypothese, welches Teilchen welche Spur verursachte, bekannt. Weiter gilt für die Reaktion Energie- und Impulserhaltung. Da der Impuls ein Vektor mit drei Komponenten ist, liefern die Erhaltungssätze insgesamt vier Bedingungen. Damit sind von den zwölf benötigten Größen sieben durch die kinematischen Zusammenhänge der Reaktion bestimmbar und es müssen noch mindestens fünf Meßwerte bestimmt werden. Das Neutron und das Kaon erreichen den Stopdetektor. Damit kann deren Flugzeit und Richtung bestimmt werden. Das sind jeweils drei Größen, insgesamt also sechs. Damit ist die Reaktion bestimmt, ohne das Meßwerte von dem Σ^+ benutzt werden. (Es zeigt sich jedoch, daß zur Selektion der Ereignisse dieser Reaktion die Information mitbenutzt werden muß.)

5.4 Die Akzeptanz des Neutronendetektors

Der einzige Detektor an COSY-TOF, der keinen festen Platz hat, ist der Neutronendetektor. Die Module werden an Ständern befestigt und können überall außerhalb des Stahlanks stehen. So kann eine geeignete Position ausgewählt werden.

Welche Position optimal ist, kann an Hand einer Simulation untersucht werden. Dazu wird die Winkelverteilung im Laborsystem betrachtet (Abb. 5.4). Der Maximalwinkel des emittierten Neutrons liegt also bei etwa 25° . Das ist gerade der Übergang vom Ring- zum Barreldetektor. Also muß der Neutronendetektor hinter der Endkappe stehen.

Der Abstand des Neutronendetektors vom Target ist damit groß gegen die Ausdehnung des Neutronendetektors. Deshalb kann angenommen werden, daß für jedes Element der abgedeckte Raumwinkel unabhängig von der genauen Position ist. Damit sollten die Elemente möglichst nah an der Strahlachse stehen.

Weiterhin sollte der Bereich bis 25° abgedeckt werden, damit jede mögliche kinematische

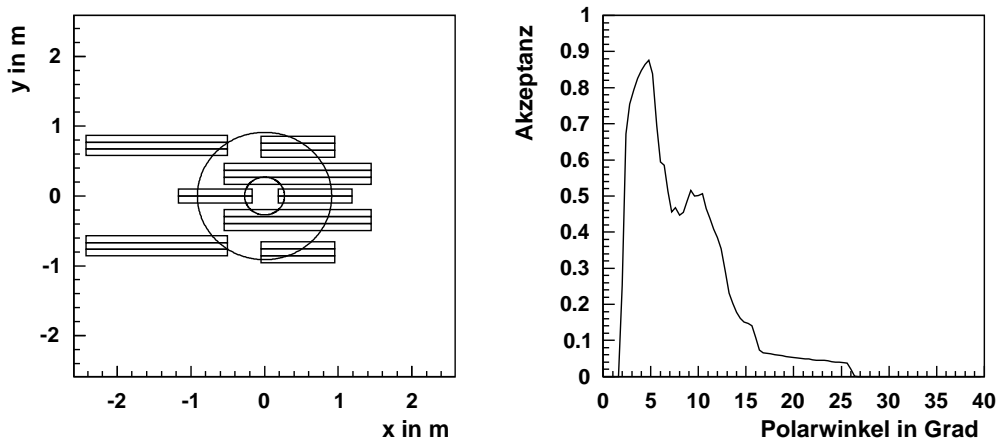
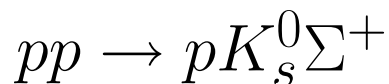


Abbildung 5.5: Links: Die Module des Neutronendetektors sind möglichst nah um den Strahl gruppiert. Dargestellt ist die Position der Balken in der Ebene von COSYnus (senkrecht zum Strahl). Der Strahl durchstößt diese Ebene in $(0,0)$. Der Abstand vom Target in Strahlrichtung beträgt 5,17 m. Der innere Kreis zeigt Laborwinkel von 3° an. Der äußere entspricht dem Übergang vom Quirl- zum Ringdetektor (10°). Rechts: Die dazugehörige Akzeptanz in Abhängigkeit des Laborwinkels.

Situation in der Messung erfaßt werden kann. Zusätzlich ist zu berücksichtigen, daß der Neutronendetektor hinter großen Stahlflanschen ungünstig steht. Diese sind nahe dem Strahl, am Übergang von Quirl- zum Ringdetektor und am Übergang von Ring- zu Barrel-detektor zu finden. Letzendlich wurde der Detektor wie in Abb. 5.5 positioniert. Auch die damit erreichte Akzeptanz ist angegeben.

Kapitel 6

Untersuchungen zur Reaktion



6.1 Erste Teilaufgaben der Analyse bei der Auswertung

Zunächst müssen die Flugbahnen der Teilchen bestimmt werden. Die drei Subdetektoren im Startbereich (Mikrostreifendetektor, Hodoskope) bestehen jeweils aus zwei Lagen. Aus den getroffenen Segmenten können die Punkte im Raum bestimmt werden. Im Idealfall werden

- 2 Segmente in jeder Lage des Mikrostreifendetektors (von p und Σ^+)
- 4 Segmente in jeder Lage der Hodoskope (von p , π^+ , π^- und Σ^+)

erwartet. Ohne Weiteres ist die Zuordnung der Treffer in den Detektorlagen zueinander nicht eindeutig. Bei der angewendeten Analyseumgebung TofRoot [Sch04] wird jeder Treffer in einer Lage mit jedem Treffer in der anderen Lage zu einem möglichen Punkt im Raum kombiniert. Das bedeutet, daß

- 4 mögliche Punkte im Mikrostreifendetektor und
- 16 mögliche Punkte in den Hodoskopen

erwartet werden. Aus diesen Punkten müssen die tatsächlichen Punkte gesucht und diese zu möglichen Spuren (Geraden) zusammengesetzt werden.

Dieser Idealfall wird in der Realität noch gestört. Manchmal zeigen die Detektoren Signale an, obwohl kein Teilchen der betreffenden Reaktion im Target den Detektor getroffen hat. Mögliche Ursachen können z.B. sein:

- Strahlung, die aus der kosmischen Höhenstrahlung resultiert

- erhöhtes oder sich über die Strahlzeit änderndes Rauschen der Elektronik
- mehrere Reaktionen im Target
- verzögerte Zerfälle nach einer Kernreaktion in einem der Detektoren.

Diese Ursachen für Untergrund sollen weitgehend ausgeschlossen werden. Das Rauschen des Detektors wird durch einen zusätzlichen Mindestgrenzwert für den QDC-Eintrag unterdrückt. Der Grenzwert wird für jeden Kanal einzeln bestimmt.

Eine weitere Unterdrückung des Untergrundes wird dadurch erreicht, daß die Punkte einer Spur weitgehend auf einer Geraden liegen müssen. Teilchen, die im Detektor Signale verursachen, obwohl sie nicht zum Ereignis gehören sollten durch eine unpassende Flugzeit erkennbar sein. Diese beiden letzten Bedingungen werden jedoch ausführlich im Abschnitt 6.2 erläutert.

In einem zweiten Schritt müssen sich die gefundenen Spuren zu einem Ereignis der untersuchten Reaktion zusammensetzen lassen. Da an COSY-TOF keine Information vorliegt, um auf die Natur des fliegenden Teilchens zu schließen, muß eine Hypothese über die Zuordnung der Spuren zu den Teilchen aufgestellt werden.

Durch die möglichen Fehlzuordnungen, sowohl der Signale zu den Spuren als auch der Spuren zu den Teilchen, ist eine Fehlidentifizierung des Ereignisses möglich.

6.2 Die Ermittlung der Schnitte zur Datenselektion

6.2.1 Erkennung der Protonenspur

Ein Proton, daß aus dem Target kommt, sollte in jedem getroffenen Detektor ein Signal erzeugen. Es hat einen Maximalwinkel zur Strahlachse von ca. 25° . Damit muß es auch im Mikrostreifendetektor (bis 45°) und den Hodoskopen (ebenfalls bis ca. 45°) Signale erzeugen. Es stehen also insgesamt vier Meßpunkte auf der Spur zur Verfügung. Ein Meßpunkt ist eigentlich die Information, daß ein kleines Detektorvolumen im Raum getroffen wurde. Als Meßpunkt wird dann der Mittelpunkt dieses Volumens angenommen. Damit liegen diese vier Meßpunkte nicht exakt, sondern nur näherungsweise auf einer Geraden. Um eine Protonenspur zu finden, werden alle Kombinationen von Meßpunkten betrachtet. Dann wird eine lineare Regression in den beiden Projektionen auf die x-z-Ebene und die y-z-Ebene ausgeführt. Die Abweichung der Meßpunkte von der ermittelten Gerade wird in einer Größe, dem sogenannten χ^2 , zusammengefaßt. Diese Größe ist ein Maß, wie gut die Punkte auf einer Geraden liegen. Auf diese Größe wird in bewährter Weise geschnitten [Sch04].

Neben dieser Richtungsinformation ist auch die Flugzeitinformation notwendig. Deshalb wird ebenfalls gefordert, daß die zur bestimmten Spur gehörende Starttorte ein Signal hat. Weiterhin muß die berechnete Geschwindigkeit $\beta < 1,2$ sein. Ansonsten ist die Flugzeit mit Sicherheit so falsch, daß die Annahme einer Primärspur verworfen werden kann. (Um später die Missing-Mass-Analyse anzuwenden, wird dort sogar $\beta < 1$ gefordert.)

6.2.2 Erkennung der Pionenspuren

Die Pionen entstehen durch den Zerfall des Kaons. Das Kaon soll hinter dem Mikrostreifendetektor zerfallen. Damit haben die Pionen keine Möglichkeit, in der Starttorte und dem Mikrostreifendetektor ein Signal zu erzeugen. Es stehen drei Meßpunkte entlang der Geraden zur Verfügung: je einer in den beiden Hodoskopen und einer im Stopdetektor. Auch hier werden alle möglichen Kombinationen betrachtet und nur solche zugelassen, in denen die Punkte nahe einer Geraden sind. Eine Geschwindigkeit der Pionen ist an dieser Stelle nicht bekannt, da sie kein Signal in der Starttorte erzeugen.

Weiterhin soll der Winkel zwischen Pionspur und (verschobener) Strahlachse kleiner sein als 75° . Diese Forderung ergibt aus der Geometrie der beiden Hodoskope.

6.2.3 Erkennung der Kaonspur durch die Pionenspuren

Nun wird für je zwei der möglichen Pionenspuren geprüft, ob sie möglicherweise durch den Zerfall eines Kaons entstehen. Dazu sollten die beiden Pionenspuren den Zerfallspunkt des Kaons beinhalten. Die beiden rekonstruierten Pionenspuren müssen also einen geringen Abstand voneinander haben.

Das Kaon entsteht bei der Primärreaktion. Das Target wird in diesem Fall durch den Koordinatenursprung $(0, 0, 0)$ angenähert. Der Zerfallspunkt des Kaons wird durch den Punkt des kleinsten Abstandes zwischen den beiden Pionenspuren angenähert. So ist die Spur des Kaons berechenbar. Die drei (wahren) Spuren müssen aufgrund des Impulserhaltungssatzes in einer Ebene liegen. Durch die Meßunsicherheit ist das nicht exakt der Fall. Zur Forderung, daß die Geraden in einer Ebene liegen, wird die Größe „Akomplanarität“ eingeführt:

$$\text{Akomplanarität} = \angle(\pi_1, K) + \angle(\pi_2, K) - \angle(\pi_1, \pi_2) \quad (6.1)$$

Wenn die drei Geraden in einer Ebene liegen, ist die Akomplanarität null. Nun wird ein maximal zugelassener Wert eingeführt. Ist die Akomplanarität kleiner als jener Maximalwert könnten die Geraden ursprünglich in einer Ebene liegen und nur durch Meßungenauigkeiten die Bedingung nicht exakt erfüllen.

In Analogie zur Dreiecksungleichung ist die Akomplanarität immer größer als null. Weiterhin sollte die Meßabweichung der Winkel von den Winkeln selbst unabhängig sein. Damit hat diese Methode den Vorteil gegenüber komplizierteren (und vielleicht naheliegenderen) Formeln, daß diese Bedingung unabhängig von der Größe der Winkel ähnlich gute Resultate liefern.

Diese beiden Bedingungen (Abstand und Akomplanarität) werden für jede Auswahl von zwei aus allen möglichen Pionenspuren überprüft. Sind sie erfüllt, ist eine mögliche Kaonspur gefunden. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß noch weitere Bedingungen eingeführt werden (s. Abschnitt 6.1.7). Um den Sinn dieser weiteren Bedingungen zu erkennen, werden jedoch einige zusätzliche Informationen benötigt.

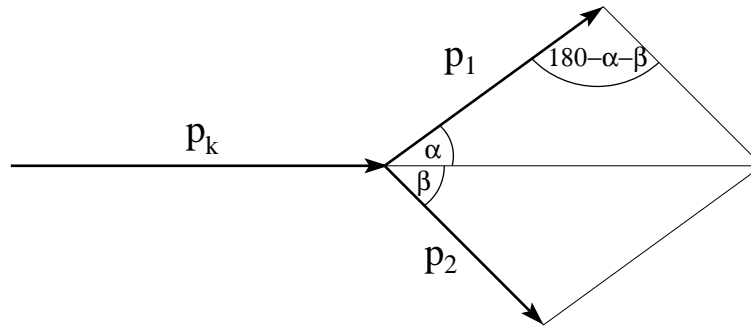


Abbildung 6.1: Bezeichnungen zur Berechnung des Kaonimpulses.

6.2.4 Die Missing-Mass-Analyse

Bisher wurden die Richtungen zweier Teilchen, p und K , bestimmt. Vom Proton ist außerdem der Impuls aus der Flugzeit berechenbar. Das dritte Teilchen, das Σ^+ , bleibt unbeachtet. Die Masse dieses unbeachteten Teilchens kann mittels der Missing-Mass-Analyse bestimmt werden. Durch Vergleich mit dem bekannten und tabellierten Wert kann die Qualität der Selektion und Rekonstruktion eingeschätzt werden.

Zunächst muß der Impuls der betrachteten Teilchen berechnet werden. Aus den Öffnungswinkeln der Pionenspuren bzgl. der Kaonspur läßt sich mit Hilfe der Erhaltungssätze und der Annahme der Teilchenmassen der Impuls des Kaons berechnen. Betrachtet sei nur die Ebene, in der die Spuren liegen (s. Abb. 6.1). Seien p_1 und p_2 die Impulse der Pionen, sowie p_k der Impuls des Kaons. Die Massen seien analog bezeichnet, also $m_1 = m_2 = m_\pi$. So liefert der Sinussatz angewendet auf die Impulse:

$$\frac{p_k}{\sin(180^\circ - \alpha - \beta)} = \frac{p_2}{\sin \alpha}$$

$$\frac{p_k}{\sin(180^\circ - \alpha - \beta)} = \frac{p_1}{\sin \beta}$$

Mit $\sin(180^\circ - \alpha - \beta) = \sin(\alpha + \beta)$ liefert Einsetzen in den Energiesatz:

$$\sqrt{m_k^2 + p_k^2} = \sqrt{m_1^2 + \frac{\sin^2 \alpha}{\sin^2(\alpha + \beta)} p_k^2} + \sqrt{m_2^2 + \frac{\sin^2 \beta}{\sin^2(\alpha + \beta)} p_k^2} \quad (6.2)$$

Zweimaliges Quadrieren liefert nach zwischenzeitlichem Isolieren des Wurzelausdrucks eine biquadratische Gleichung in p_k . Diese läßt sich lösen und, da der Impuls p_k immer positiv ist, ist die Lösung eindeutig.

Damit ist vom Kaon der Impuls und die Flugrichtung bekannt. Vom Proton läßt sich der Impuls über die Geschwindigkeit mittels der relativistischen Beziehungen berechnen:

$$p = m\gamma\beta = m \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Dabei ist $c = h = 1$ gesetzt worden. Der Impuls des Protons läßt sich nur ausrechnen, wenn $\beta < 1$. Die Geschwindigkeit wird aber aus seiner Flugzeit berechnet. Weiterhin muß der betrachteten Spur (Geschwindigkeit) zur Berechnung des Impulses die Masse des Protons zugeordnet werden.

Mit Hilfe des Impulssatzes und dem bekannten Strahlimpuls läßt sich der fehlende Impuls berechnen. Da dieser vom Σ^+ aufgenommen werden müßte, wird er mit p_Σ bezeichnet.

$$\vec{p}_\Sigma = p_{beam} - p_K - p_p$$

und unter der weiteren Massenhypothese bezüglich der Kaonspur läßt sich über den Energiesatz die fehlende Masse (Missing Mass) berechnen, die - im Rahmen der Meßgenauigkeit - die Masse des Σ^+ ist, wenn die Spuren des Protons und der Pionen richtig zugeordnet wurden.

$$m_\Sigma^2 = \left(\sqrt{m_{beam}^2 + p_{beam}^2} + m_{target} - \sqrt{m_k^2 + p_k^2} - \sqrt{m_p^2 + p_p^2} \right)^2 - p_\Sigma^2$$

6.2.5 Justierung der Schnitte zur Identifikation von $pK^0\Sigma^+$ -Ereignissen

Der Sinn der Datenselektion ist es, möglichst viele Ereignisse der gesuchten Reaktion zu finden. Andererseits müssen möglichst viele, am besten alle, der anderen Ereignisse ausgeschlossen werden. Für jedes Selektionskriterium muß nun ein Intervall festgelegt werden, innerhalb dessen die gesuchten Ereignisse gefunden werden. Prinzipiell gibt es verschiedene Möglichkeiten, diese Grenzen festzulegen.

Hier wird folgendes Verfahren angewendet: In den Daten ist erkennbar, welches Ereignis ein gesuchtes Ereignis ist, nämlich wenn (innerhalb der Auflösung) aus der Missing-Mass-Analyse die tabellierte Masse des Σ^+ bestimmt wird. Nun kann dieses Spektrum dargestellt werden für verschiedene Intervalle der Größe, die das Selektionskriterium liefert. Dann ist sichtbar, ab welchen Grenzen keine gesuchten Ereignisse mehr gehäuft auftreten, sondern fast nur Untergrundereignisse vorhanden sind. Die anderen Selektionskriterien werden auf die Werte gesetzt, die auch später benutzt werden. Auf diese Weise werden die Grenzwerte für die Größen bestimmt, für die keine bekannten Werte vorliegen.

Das sei auf den folgenden Seiten (Abb. 6.2 bis Abb. 6.7) gezeigt. Zum Vergleich ist jeweils das Bild gezeigt, welches bei gleicher Behandlung von simulierten Ereignissen entsteht.

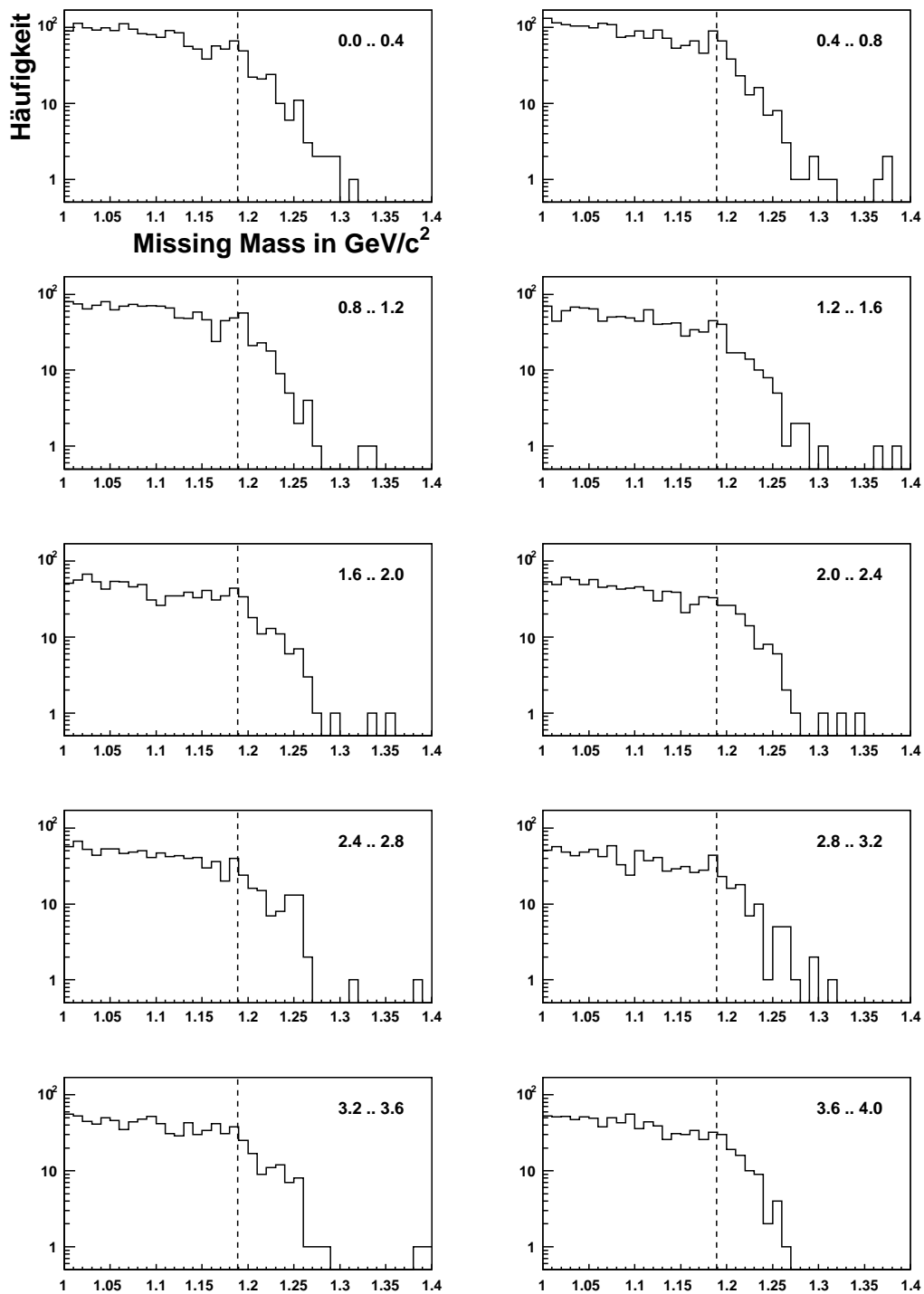


Abbildung 6.2: Dargestellt ist das aus experimentellen Daten ermittelte Missing Mass-Spektrum für verschiedene Intervalle (rechts oben in jedem Diagramm) des größeren χ^2 der beiden Pionenspuren. Ab $\chi^2 = 2,0$ ist kein Signal für die gesuchten Ereignisse (bei der gestrichelten Linie) erkennbar.

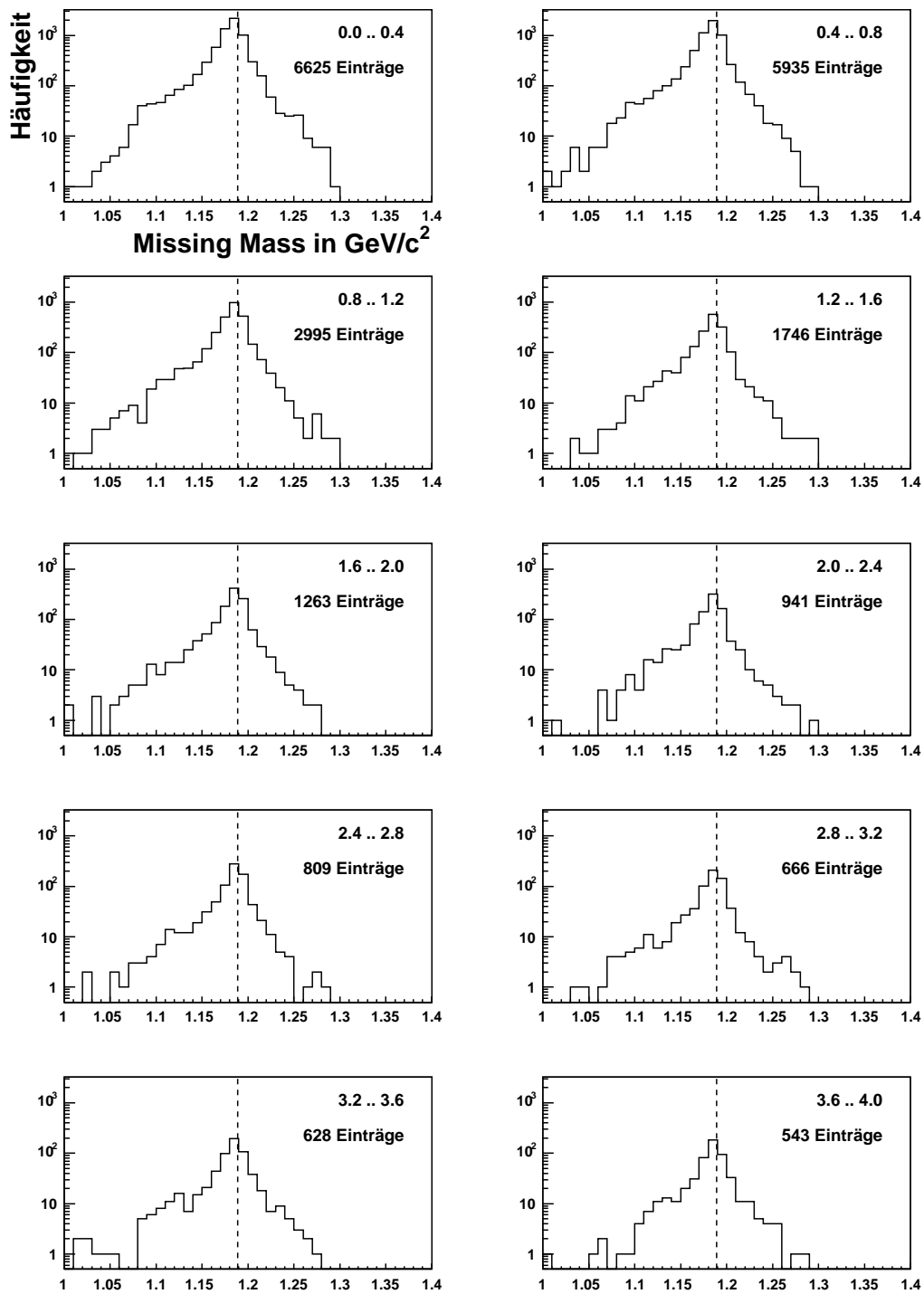


Abbildung 6.3: Wie Abb. 6.2 für die Daten der Simulation. Zusätzlich sind zum besseren Vergleich die Einträge in den jeweiligen Diagrammen angegeben (rechts oben).

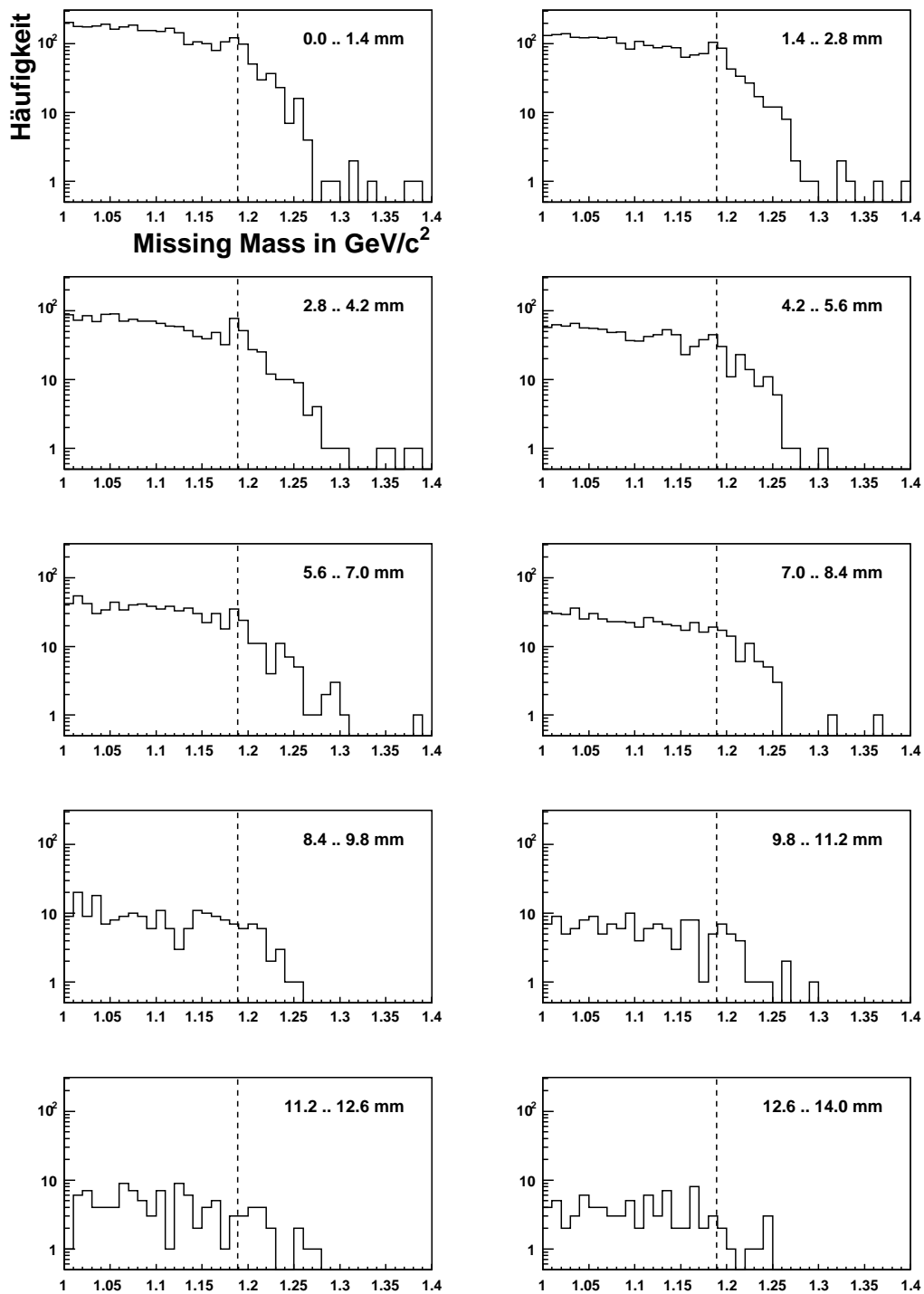


Abbildung 6.4: Dargestellt ist das aus experimentellen Daten ermittelte Missing Mass-Spektrum für verschiedene Intervalle (rechts oben in jedem Diagramm) des Abstandes der beiden Pionenspuren. Ab dem Abstand von 7 mm ist kein Signal für die gesuchten Ereignisse (bei der gestrichelten Linie) erkennbar.

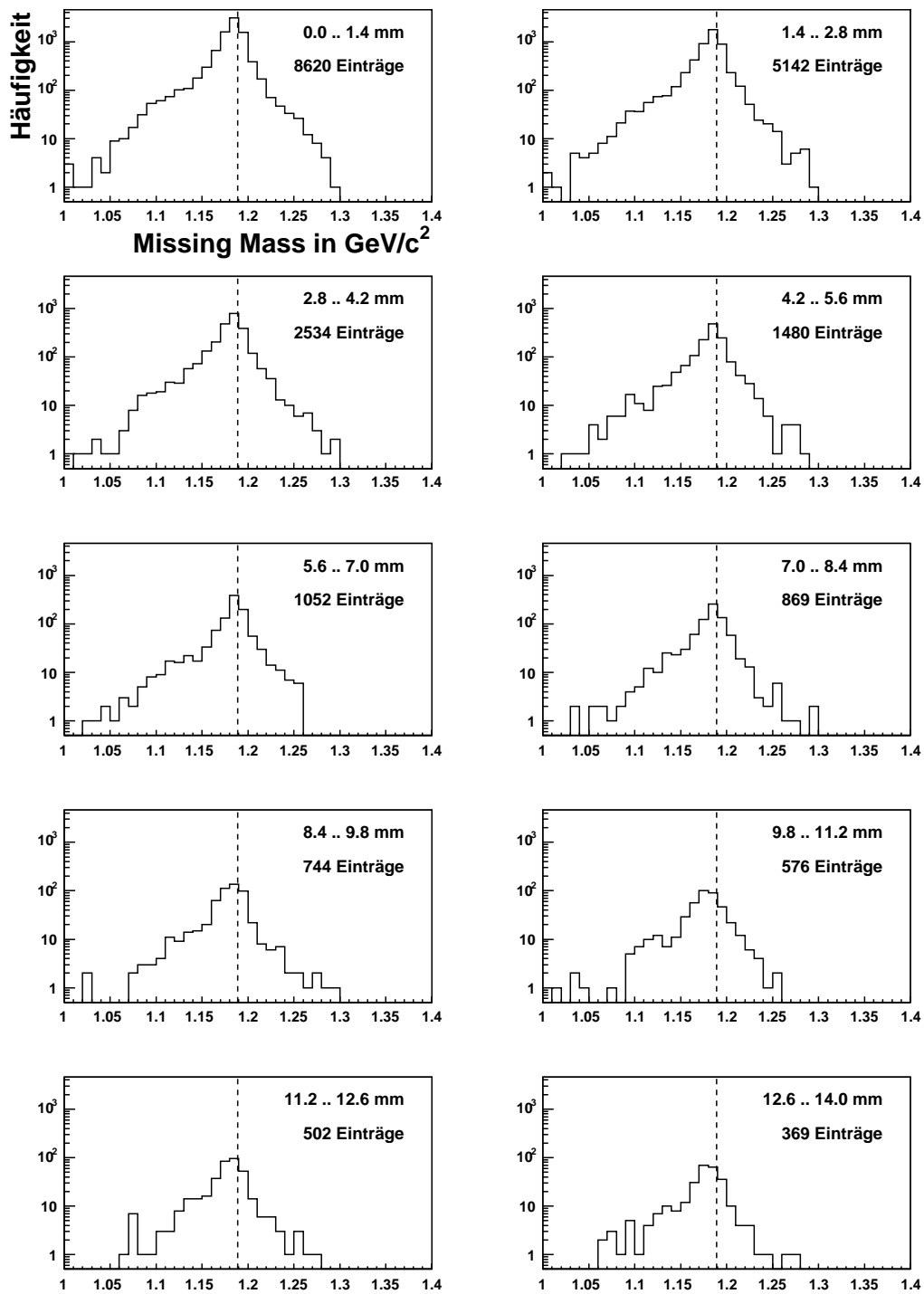


Abbildung 6.5: Wie Abb. 6.4 für die Daten der Simulation. Zusätzlich sind zum besseren Vergleich die Einträge in den jeweiligen Diagrammen angegeben (rechts oben).

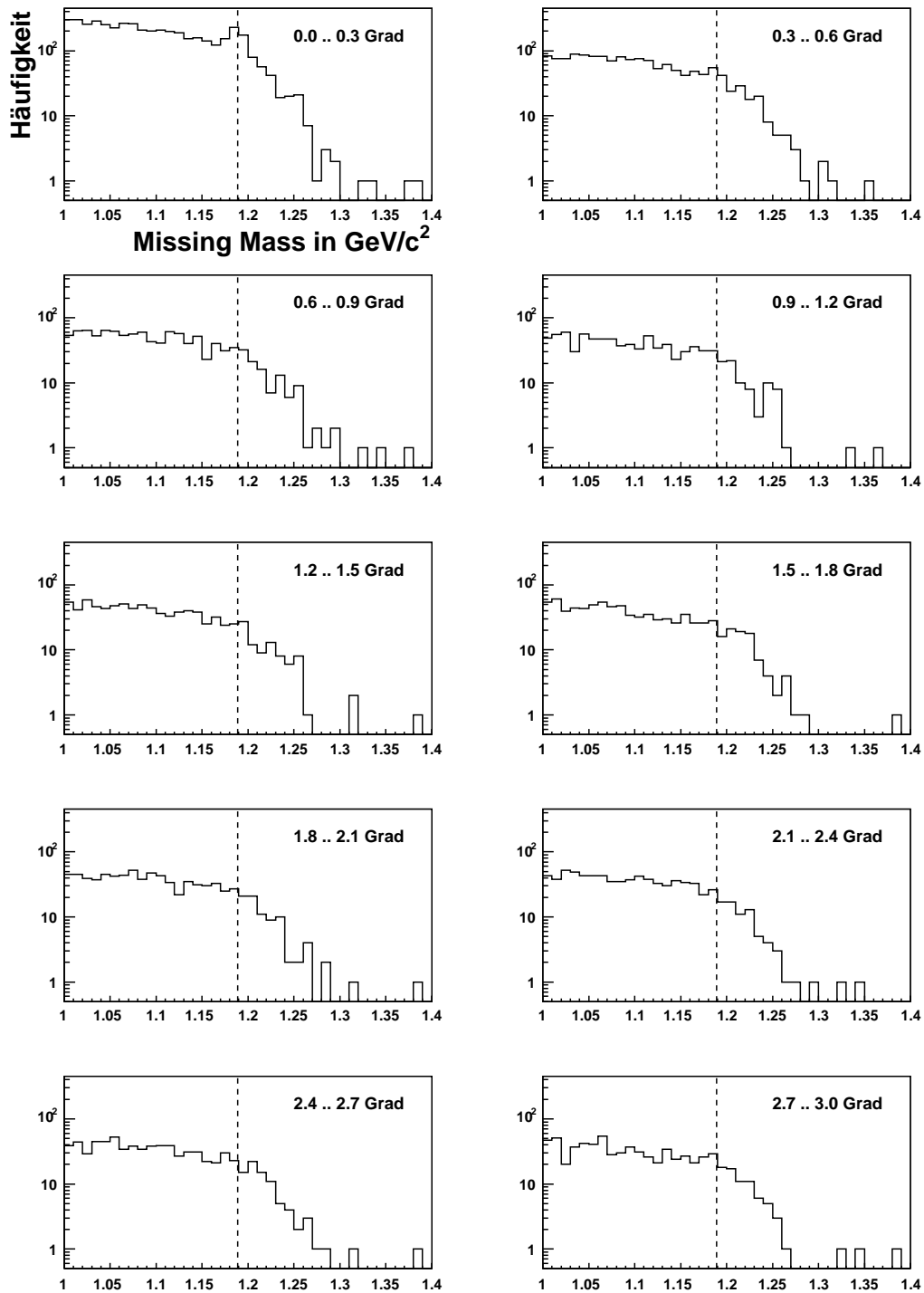


Abbildung 6.6: Dargestellt ist das aus experimentellen Daten ermittelte Missing Mass-Spektrum für verschiedene Intervalle (rechts oben in jedem Diagramm) der Acomplanarität (Gleichung 6.1). Ab der Acomplanarität von 1,5 Grad ist kein Signal für die gesuchten Ereignisse (bei der gestrichelten Linie) erkennbar.

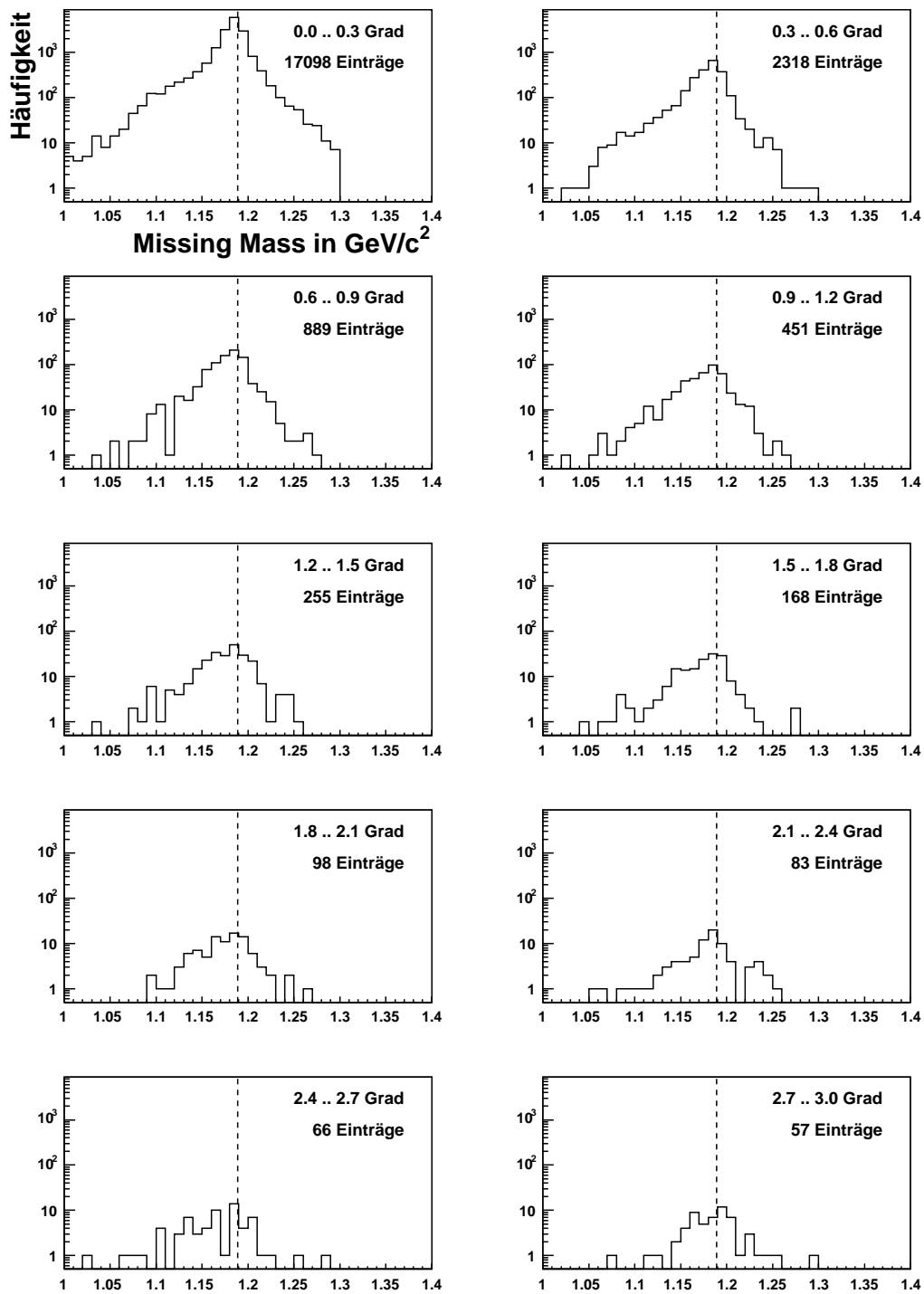


Abbildung 6.7: Wie Abb. 6.6 für die Daten der Simulation. Zusätzlich sind zum besseren Vergleich die Einträge in den jeweiligen Diagrammen angegeben (rechts oben).

Im Ergebnis werden folgende Schnitte festgelegt:

χ^2 der Pionenspuren	2
Abstand der Pionenspuren	7 mm
Komplanarität der Pionenspuren	1,5°

6.2.6 Unterdrückung des Untergrundes

In Abb. 6.8 ist das Missing Mass-Spektrum nach Einstellung der Grenzwerte dargestellt. Deutlich sichtbar ist der von den gesuchten Ereignissen erzeugte Peak auf dem Untergrund. Das ließe sich prinzipiell schon auswerten, da sich die Anzahl der Ereignisse im Peak gut bestimmen läßt. Jedoch soll nicht nur der totale Wirkungsquerschnitt bestimmt werden, sondern auch differentielle Größen. Um die Abhängigkeit von anderen Größen zu bestimmen, müßte dieses Spektrum in verschiedenen Intervallen dieser anderen Größe betrachtet werden. Im Allgemeinen läßt sich dann der Peak nicht mehr so eindeutig trennen. Erstens wird er kleiner und zweitens ist auch der Untergrund von der untersuchten Größe abhängig. Die Analyse ist einfacher, wenn ein untergrundfreies (oder wenigstens untergrundarmes) Spektrum vorliegt. Deshalb muß weiter untersucht werden, wie der Untergrund unterdrückt werden kann.

Eine mögliche Ursache für den Untergrund kann die Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ sein, denn das Λ hat eine Halbwertszeit, die der des K^0 nahekommt. Damit entstehen auch beim Λ -Zerfall in $p\pi^-$ zwei geladene Spuren hinter dem Mikrostreifendetektor. Eine mögliche Fehlinterpretation als K_s^0 ist die Folge.

Die Kinematik bewirkt einen Unterschied zwischen dem Kaon und dem Λ -Zerfall. Während das Kaon in zwei Pionen gleicher Masse zerfällt, entsteht beim Λ -Zerfall ein Proton und ein geladenes Pion. Der andere häufig vorkommende Zerfall des Λ in ein Neutron und ein neutrales Pion verursacht keine Signale im Detektor. Das Proton hat jedoch eine nur etwas geringere Masse als das Λ . Damit sollte der Winkel zwischen Proton- und Λ -Spur tendenziell kleiner sein als zwischen einer Pion- und der Kaonspur. Dies wurde mit der Simulation überprüft (Abb. 6.9 bis 6.11).

Damit ist eine Möglichkeit zur Unterdrückung des Untergrundes durch die Winkel der Spuren zueinander gegeben. Ein Kaon der gesuchten Reaktion liegt vor, wenn

$$\begin{aligned} \angle(K^0, \pi_1) &> 12^\circ \\ \angle(K^0, \pi_2) &> 12^\circ \\ \angle(K^0, \pi_1) + \angle(K^0, \pi_2) &> 40^\circ \end{aligned}$$

Da Spuren mindestens drei Punkte haben müssen, werden zufällige Kombinationen bereits unterdrückt. Weiterhin kommen bei zufälligen Kombinationen die Signale nicht in den erwarteten Zeitabständen der Flugzeit. Also ist eine weitere Möglichkeit zur Untergrundunterdrückung gegeben, indem für alle Signale eine sinnvolle Zeit gefordert wird. Zeitinformationen stehen nur für den Stopptektor und die Starttorte zur Verfügung,

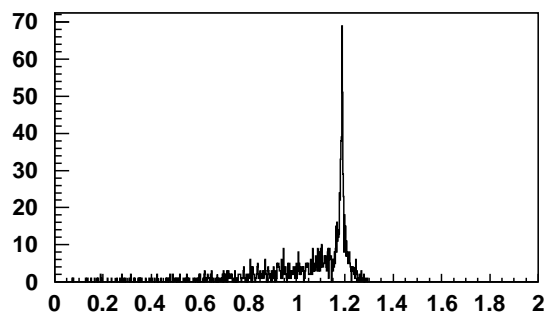
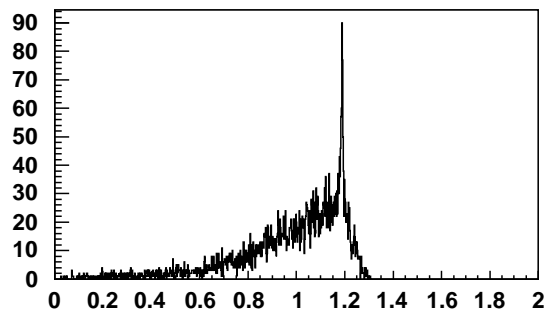
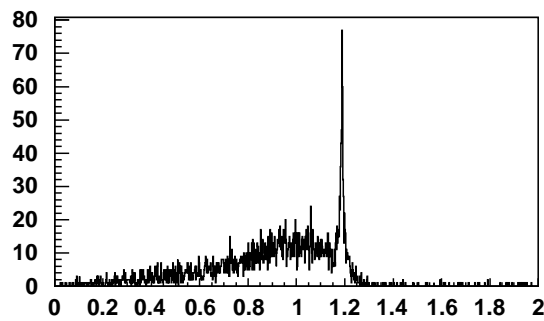
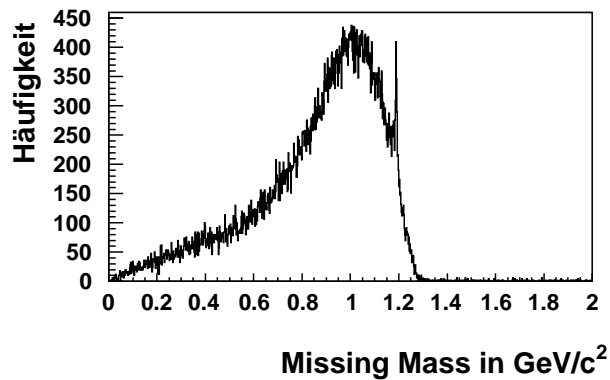


Abbildung 6.8: Dargestellt ist das Missing Mass-Spektrum unter verschiedenen Bedingungen: das bisherige Missing Mass-Spektrum ohne weitere Schnitte (ganz oben), das Missing Mass-Spektrum mit der Forderung auf die Differenz Flugzeitunterschiede der Pionen (zweites von oben), das Missing Mass-Spektrum mit der Forderung auf die Öffnungswinkel der Pionen (drittes von oben), das Spektrum mit beiden Forderungen zusammen (ganz unten). Die Bedingungen reduzieren die Anzahl der gefundenen Ereignisse nur unwesentlich.

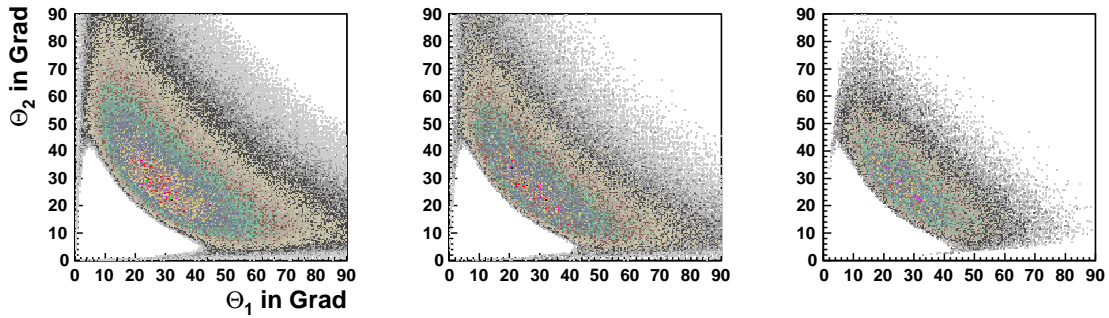


Abbildung 6.9: Die Öffnungswinkel beim K_s^0 -Zerfall. Dargestellt ist jeweils der Winkel zwischen der Pionspur und Kaonspur für beide Pionen. Links: für alle Kaonen, die in $\pi^+\pi^-$ zerfallen. Mitte: für Kaonen, die hinter dem Mikrostreifendetektor zerfallen. Rechts: Für Kaonen, die hinter dem Mikrostreifendetektor zerfallen und beide Pionen im Detektor drei Spurpunkte (Hodo, HodoNeu, Stopdetektor) induzieren.

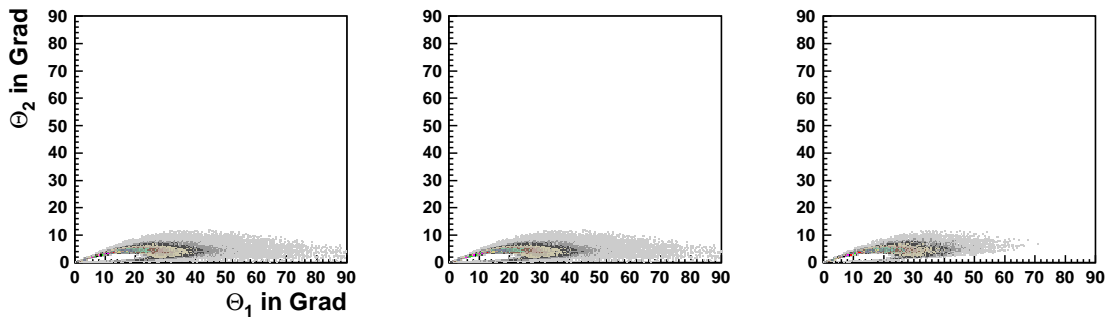


Abbildung 6.10: Die Öffnungswinkel beim Λ -Zerfall. Dabei bezeichnet Θ_1 den Winkel zwischen Pion- und Λ -Spur, Θ_2 den Winkel zwischen Proton- und Λ -Spur. Links: für alle Λ , die in $p\pi^-$ zerfallen. Mitte: für Λ , die hinter dem Mikrostreifendetektor zerfallen. Rechts: Für Λ , die hinter dem Mikrostreifendetektor zerfallen und beide Tochterteilchen im Detektor drei Spurpunkte (Hodo, HodoNeu, Stopdetektor) induzieren.

nicht jedoch für den Mikrostreifendetektor und die Hodoskope.

Für das Proton wurde mit $\beta < 1$ bereits eine sinnvolle Zeitbeziehung zwischen Starttorte und Stopdetektor gefordert. Für die Pionen ist eine solche Bedingung nicht einfach aufzustellen, da sie kein Signal in der Starttorte hinterlassen. Jedoch entstehen beide Pionen zur gleichen Zeit in einem bekannten Punkt, dem Zerfallspunkt des K_s^0 . Die Impulse der Pionen lassen sich, ähnlich wie der Impuls des Kaons, aus den Winkeln zwischen den Spuren berechnen (s. Gleichung 6.2). Damit ist auch die Geschwindigkeit der beiden Pionen bekannt. Dann läßt sich die zeitliche Differenz der beiden Signale im Stopdetektor berechnen. Diese Differenz wird auch gemessen. Durch den Vergleich beider ist eine weitere Unterdrückung des Untergrundes möglich.

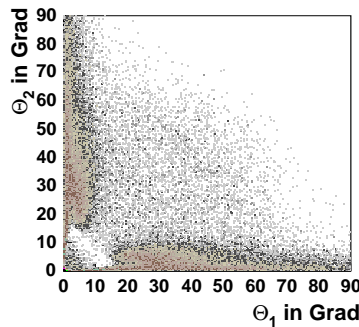


Abbildung 6.11: Die gemessenen Öffnungswinkel der vermuteten Pionenspuren zur vermutlichen Kaonspur. Deutlich zu erkennen ist der Untergrund (aus dem Λ -Zerfall) bei kleinen Öffnungswinkeln.

Zur Festlegung der Grenzwerte wird die Differenz der erwarteten und gemessenen Flugzeitunterschiede der beiden Pionen untersucht. In einem zweidimensionalen Spektrum wird die Missing Mass über der Zeitdifferenz aufgetragen (Abb. 6.12). In den experimentellen Daten sind die gesuchten Ereignisse als Linie erkennbar. Die Simulation zeigt ein entsprechendes Bild. Die Grenzwerte sind in den Daten des Experimentes und der Simulation gleich. (Das ist ein Qualitätszeugnis für die Simulation!) Es wird festgelegt:

$$-1.6 \text{ ns} < (tof(\pi_1) - tof(\pi_2))_{\text{gemessen}} - (tof(\pi_1) - tof(\pi_2))_{\text{berechnet}} < 1.2 \text{ ns}$$

6.2.7 Erkennung der Kaonspur durch Einschränkungen der Pionspuren

Innerhalb eines Ereignisses werden alle möglichen Protonenspuren und Kaonenspuren bestimmt. Es wird erwartet, daß in einem Ereignis jeweils nur eine Spur für jedes der Teilchen vorliegt. Das ist jedoch nicht der Fall. Die Treffer zweier Teilchen können in einer Lage der Hodoskope einen kleinen Abstand haben. (Zur Erinnerung: Für ein Ereignis werden 4 Treffer in jeder Lage erwartet und insgesamt existieren 4 Lagen.) Dann ist die eindeutige Zuordnung der Treffer zu den Spuren, nur durch die bisher durchgeführte lineare Anpassung, unmöglich.

Für ein Ereignis kann jedoch nur eine Zuordnung die sein, die die Reaktion im Target richtig widerspiegelt. Zuerst kann die Anzahl der möglichen Zuordnungen verringert werden durch:

- eine bisher mögliche Kaonspur (s. Abschnitt 6.1.3) wird nur zugelassen, wenn sie auch die beiden Schnitte zur Untergrundunterdrückung erfüllt. Das sollte die Anzahl der möglichen Kaonen innerhalb eines Ereignisses reduzieren.
- Protonspur und Pionspuren dürfen nicht die gleichen Pixel im Detektor verwenden. Diese Bedingung wurde so umgesetzt, daß höchstens ein Treffer in einer Lage vom Proton und einem Pion benutzt wird.

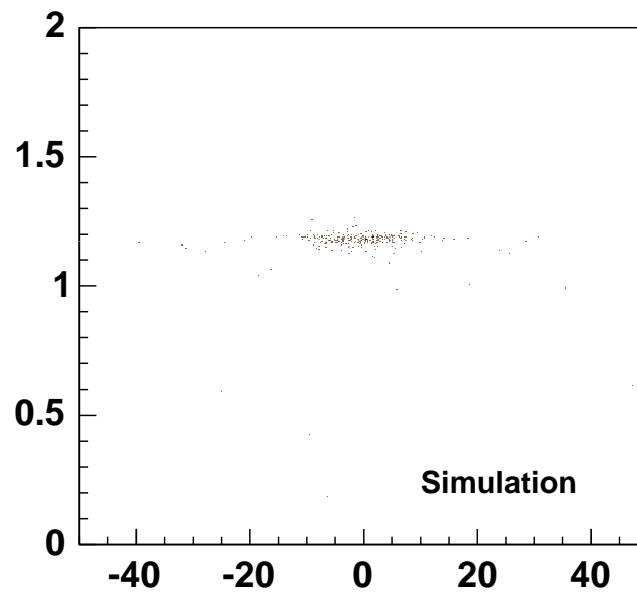
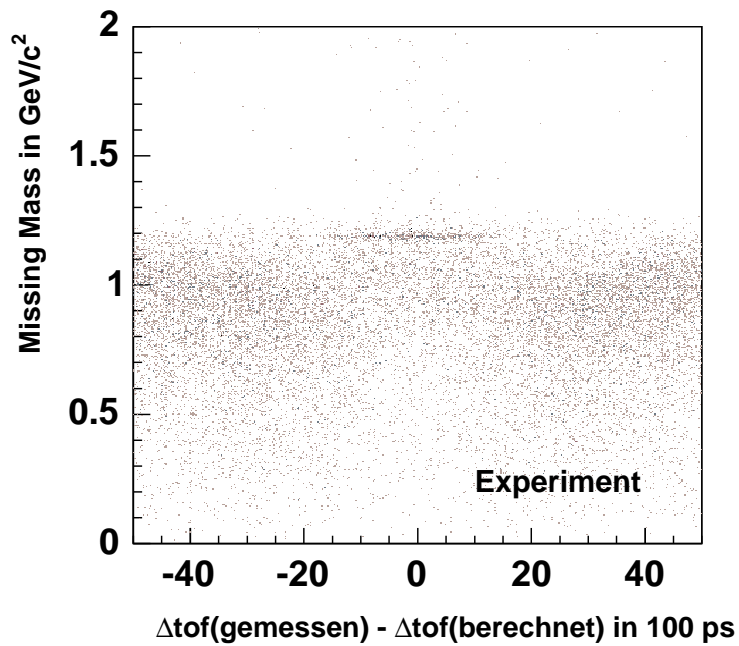


Abbildung 6.12: Zur Möglichkeit der Unterdrückung des Untergrundes mittels der Pionenflugzeiten: Dargestellt ist die Missing Mass über der Differenz zwischen gemessener und aus der Geometrie der Spuren erwarteter Flugzeitunterschiede der beiden Pionspuren. Diese Größe wird zur Unterdrückung des Untergrundes verwendet. Sowohl in den Daten (oben) als auch in der Simulation (unten) ist die Anhäufung bei der gesuchten Missing Mass ($1,2 \text{ GeV}/c$) und der erwarteten Zeitdifferenz von Null erkennbar.

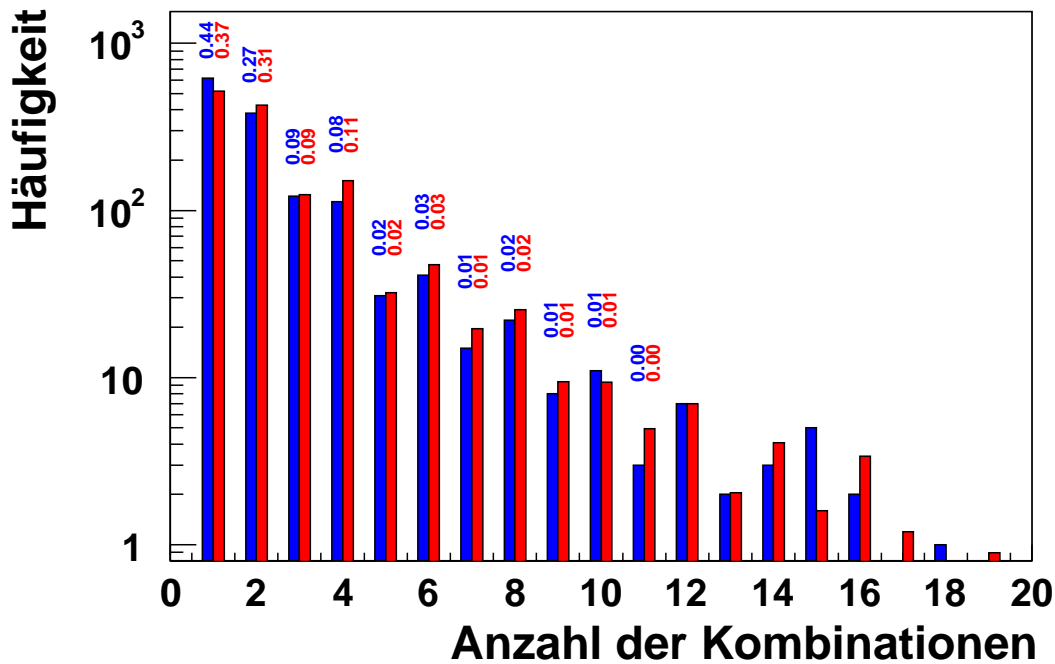


Abbildung 6.13: Die Anzahl der möglichen Zuordnungen im Vergleich zwischen Daten (blau) und Monte Carlo Simulation (rot). Die Vielzahl der möglichen Zuordnungen entsteht dadurch, daß innerhalb eines Ereignisses mehrere mögliche Proton- bzw. Kaonspuren gefunden werden. Zusätzlich ist jeweils der Anteil an der Zahl aller Ereignisse mit mindestens einer Kombination angegeben. 80 % der Ereignisse haben höchstens 3 mögliche Kombinationen.

Diese Reduktion führt noch nicht auf eine Eindeutigkeit der möglichen Zuordnungen, wie Abb. 6.13 zeigt.

Es werden nun alle möglichen Zuordnungen von Proton- und Kaonspur betrachtet. Für ein $pK^0\Sigma^+$ -Ereignis muß die Missing-Mass-Analyse die Masse des Σ^+ wiedergeben. Für die Untergrundereignisse sollte eine breite Verteilung im Spektrum der berechneten Masse entstehen. Indem zur Berechnung der Missing-Mass eine Größe benutzt wird, die noch weitgehend unbeschnitten ist, sollte die Missing Mass über den gesamten kinematisch erlaubten Bereich verteilt sein.

Da der wesentliche Teil der Ereignisse nur wenige Zuordnungsmöglichkeiten hat, werden beispielhaft die Ereignisse untersucht, bei denen genau zwei Zuordnungsmöglichkeiten bestehen (Abb 6.14). Für eine Fehlidentifizierung ist es notwendig, daß eine Zuordnung eine Missing Mass nahe der tabellierten Masse hat und die andere Zuordnung nicht. Liefern beide Kombinationen eine ähnliche Missing Mass, besteht kein wesentlicher Unterschied zwischen den Rekonstruktionsmöglichkeiten. Bei diesen Ereignissen liegen zwei Treffer in einer Lage eines Hodoskops so nah zusammen, daß mehrere Spuren möglich sind, die jedoch im Raum nicht weit voneinander abweichen.

Die Simulation zeigt das gleiche Verhalten. Hier treten auch Ereignisse auf, bei denen eine Zuordnung die erwartete Missing Mass liefert und die andere nicht. Es handelt sich

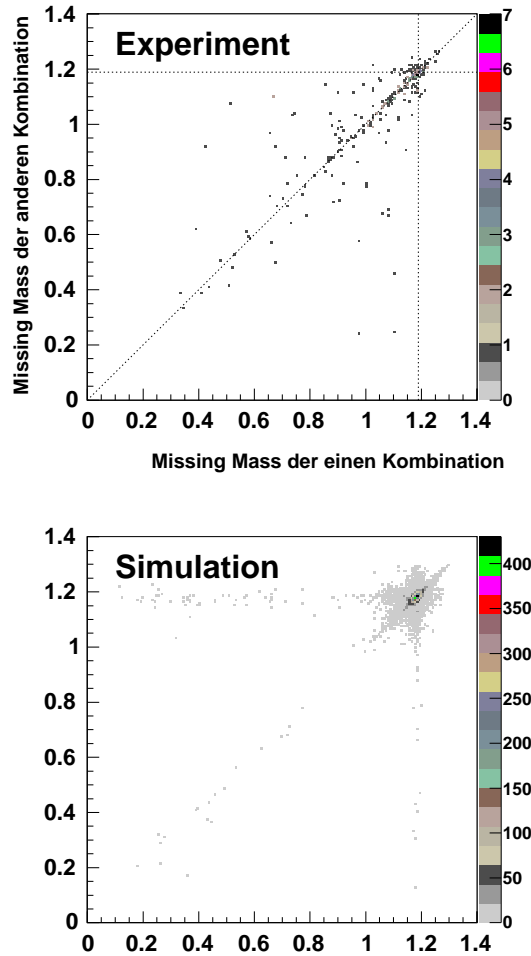


Abbildung 6.14: Vergleich der Missing Mass, die sich für genau zwei mögliche Zuordnungen im Ereignis ergeben. Entlang der horizontalen und vertikalen Linie liegt der mögliche Untergrund. Entlang der Winkelhalbierenden (des Koordinatensystems) liegen die Ereignisse, bei denen die verschiedenen Zuordnungen die gleiche Missing Mass liefern.

um Ereignisse, bei denen der Knickwinkel beim Zerfall des Σ^+ so klein ist, daß auch die Treffer des Σ^+ und seiner Zerfallsteilchen eine mögliche Primärspur bilden. Damit gibt es zwei Primärspuren im Ereignis, während das K eindeutig zuzuordnen ist. Nur eine Kombination liefert die richtige Missing Mass. Dieser Fall ist jedoch so selten, daß er in den Daten nicht vorkommt.

Für ca. 3/4 der Ereignisse ist damit gezeigt, daß die Identifikation als $pK_s^0\Sigma^+$ -Ereignis nicht von der Zuordnung abhängt. Dieses Ergebnis wird nun auf die Ereignisse übertragen, bei denen mehr Zuordnungsmöglichkeiten existieren. Damit ist es zulässig, die Zuordnung zu nehmen, deren berechnete Masse aus der Missing-Mass-Analyse möglichst nah an der tabellierten Masse des Σ^+ liegt. Abb. 6.15 zeigt das dadurch entstandene Missing Mass-Spektrum.

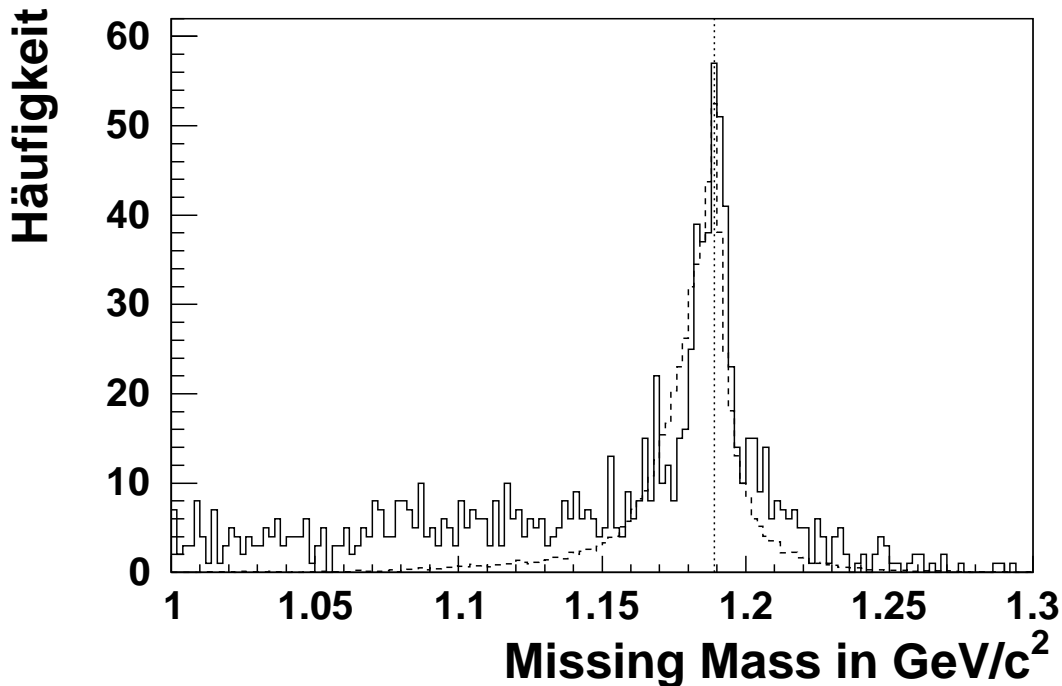


Abbildung 6.15: Dargestellt ist das berechnete Missing Mass-Spektrum. Der erwartete Tabellenwert (punktierte Linie) wird gut reproduziert. Die leichte Verschiebung des Signalschwerpunktes ist auf eine leichte, noch zu behebende Fehlkalibrierung zurückzuführen. Im Vergleich zeigt die Simulation (gestrichelte Linie) eine größere, jedoch ebenfalls zu tolerierende, Abweichung des Schwerpunktes.

6.3 Untersuchungen zum Reaktionsmechanismus

6.3.1 Die Beschreibung des Dalitzplots

Eine gute Darstellung zur Erkennung von Resonanzen ist der Dalitzplot. Da die Ausbeute der hier vorgestellten Messungen jedoch recht gering ist, sind die statistischen Unsicherheiten groß. Sie werden etwas verkleinert, wenn nur die Verteilung von den Massen der jeweiligen Subsysteme betrachtet wird. (s. Abb. 6.16)

Zum Vergleich wurden Daten aus der Simulation (phasenraumverteilt) in gleicher Weise analysiert wie die Daten aus dem Experiment. Damit sind sie mit der Effizienz modifiziert und direkt mit den gemessenen Daten vergleichbar. Ohne die Modifizierung durch die Effizienz der Auswertung sollte der Phasenraum den Dalitzplot gleichmäßig belegen (s. Abb. 6.17).

Im Vergleich dieser Simulation mit den Daten ist zu erkennen, daß die Spektren im $K^0\Sigma^+$ - und $p\Sigma^+$ -Subsystem nur unbefriedigend beschrieben werden (s. Abb. 6.18). Offensichtlich genügt die nichtresonante Produktion nicht zur Beschreibung der Daten. Es müssen Resonanzen in Betracht gezogen werden.

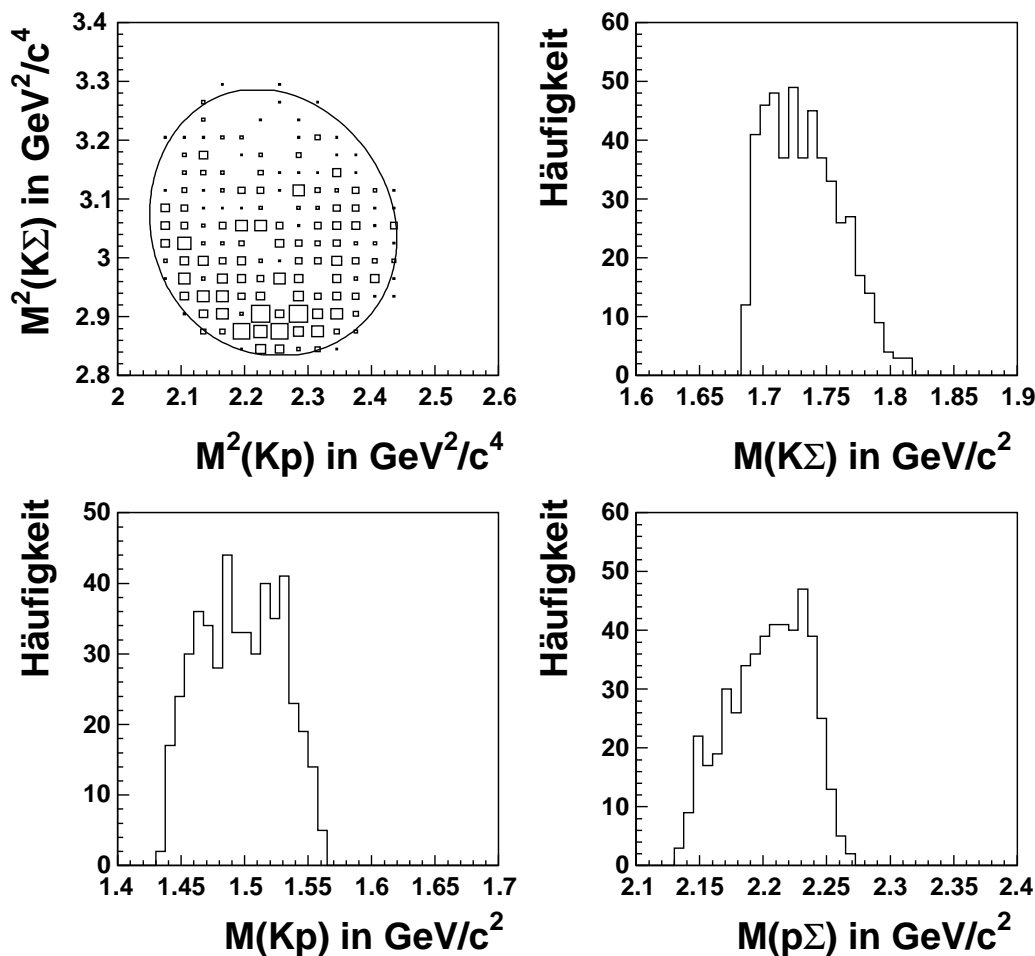


Abbildung 6.16: Links oben ist der gemessene Dalitzplot dargestellt. Insgesamt wurden 488 Ereignisse identifiziert. Das Bin mit den meisten Einträgen enthält 11 Ereignisse. Dazu sind die drei Projektionen des Dalitzplot auf die Massen der Subsysteme aus 2 Teilchen gezeigt. Während im Dalitzplot die Quadrate der Massen aufgetragen werden, sind in den Projektionen die Massen der Subsysteme selbst dargestellt.

Die resonante Produktion über das exotische Teilchen Θ^+ , also $pp \rightarrow \Theta^+\Sigma^+ \rightarrow pK^0\Sigma^+$, könnte einen Beitrag liefern. Schon die Vorhersagen (s. Abschnitt 2.2) lassen erkennen, daß es nicht der alleinige Reaktionsmechanismus ist. Ein Anteil nichtresonanter Produktion sollte vorhanden sein. Jedoch auch eine Summe der Spektren (mit einem beliebigen Verhältnis der Wirkungsquerschnitte) kann die Daten nicht beschreiben, denn bei der Masse des $K^0\Sigma^+$ -Subsystems zeigen die Daten, sowohl gegenüber der nichtresonanten Produktion als auch gegenüber der resonanten Produktion mit dem Θ^+ , eine Überhöhung bei 1700 MeV.

Es liegt also nahe, nach einer Resonanz bei 1700 MeV zu suchen, die in $K^0\Sigma^+$ zerfällt. In diesem Bereich sind bereits mehrere Resonanzen notwendig, um andere Wirkungsquerschnitte, vor allem aus der Pion-Nukleon-Streuung, zu beschreiben (Tabelle 6.1): Dabei

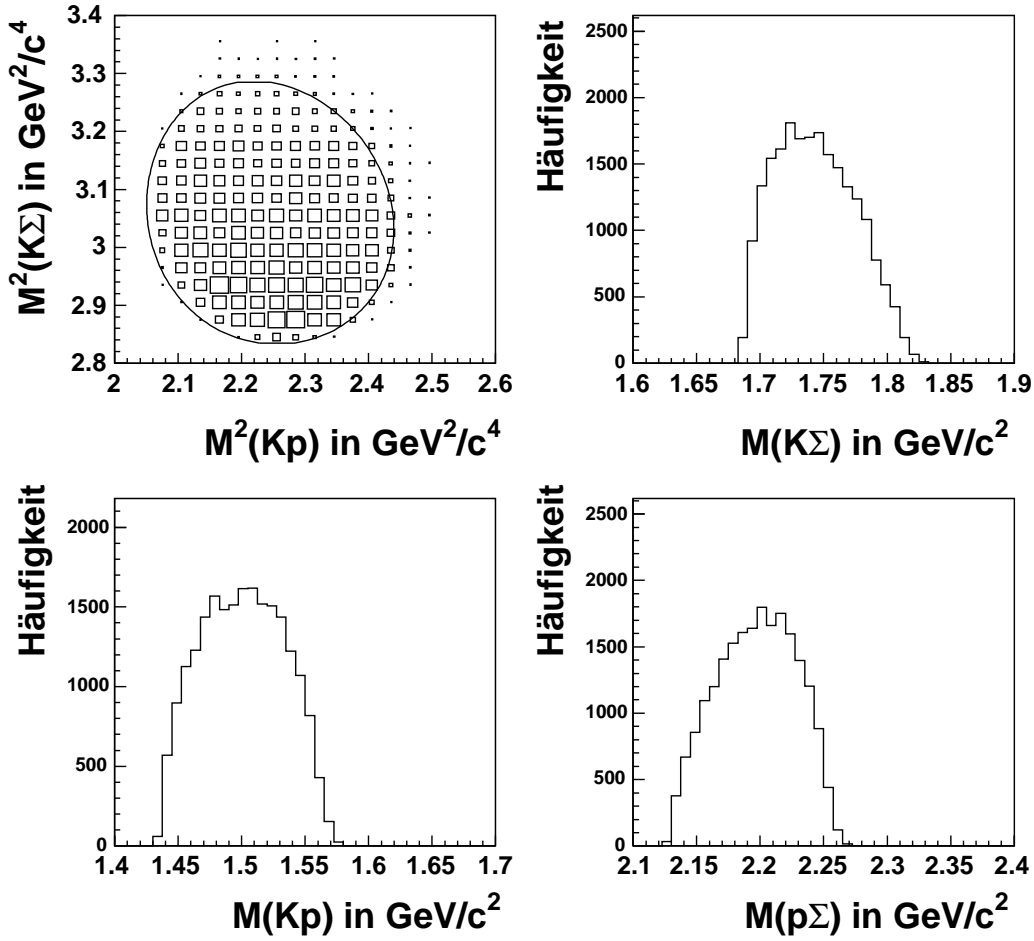


Abbildung 6.17: Darstellung des Dalitzplot für phasenraumverteilt simulierte Ereignisse nach der Rekonstruktion. Durch die von der Kinematik abhängige Effizienz der Auswertung und die Akzeptanz des Detektors ist er nicht mehr gleichmäßig belegt.

wird die Sicherheit über Existenz und Eigenschaften mit der Anzahl der Sterne beschrieben. Ein Stern bedeutet, daß der Beweis der Existenz nur schwach ist. Vier Sterne bedeuten, daß der Beweis der Existenz sicher ist und auch die Eigenschaften mindestens gut erklärt sind. Die Resonanzen können alle in der untersuchten Reaktion beitragen. Die Beiträge der verschiedenen Resonanzen müßten kohärent addiert werden. Das bedeutet, daß Interferenzeffekte auftreten können. Diese sind jedoch nicht bekannt, und damit sind auch die erzeugten Strukturen im Dalitzplot nicht abschätzbar.

Der Einfluß nur einer Resonanz kann mit einer Simulation untersucht werden. Stellvertretend wird eine Resonanz mit der zentralen Masse 1710 MeV und einer Breite von 100 MeV simuliert. Das Ergebnis ist ebenfalls in Abb. 6.18 zu sehen.

Diese liefert die beste Beschreibung der gemessenen Projektionen des Dalitzplots. Der Güte der Beschreibung wird quantitativ mit einem Kolmogorovtest erfaßt. Er liefert eine Wahrscheinlichkeit dafür, daß zwei Spektren je eine statistische Zufallsprobe der gleichen Verteilung sind. Die gefundenen Wahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 6.2 angegeben.

Bezeichnung der Resonanz	Masse in MeV	Breite in MeV	Status	Status im Zerfall ΣK
$N^*(1650)$	1650	150	****	**
$N^*(1700)$	1700	100	***	*
$N^*(1710)$	1710	100	***	*
$N^*(1720)$	1720	150	****	*
$\Delta(1620)$	1620	150	****	****
$\Delta(1700)$	1700	300	****	***

Tabelle 6.1: Die aus der Beschreibung der Pion-Nukleon-Streuung bekannten Resonanzen, die auch in $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ auftreten könnten (aus: [Hai98]).

Subsystem	nichtresonante Produktion	resonante Produktion: $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pK^0\Sigma^+$
$K_s^0 p$	0,58	0.087
$p\Sigma^+$	0.03	0.98
$K_s^0\Sigma^+$	0.0002	0.78

Tabelle 6.2: Die Güte der Beschreibung der Projektionen des Dalitzplot durch Simulationen wird mit einem Kolmogorov-Test erfaßt. Angegeben sind die berechneten Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Subsysteme unter verschiedenen Reaktionsmechanismen.

Bei der Interpretation dieser Ergebnisse ist zu beachten, daß bis zu einer Wahrscheinlichkeit von 10 % die Spektren als gut beschrieben gelten. Die relativ schlechte Beschreibung des Subsystems $K_s^0 p$ liegt an der Überhöhung der Daten gegenüber der Simulation bei niedrigen Massen. Die Abweichung könnte verschiedene Ursachen haben:

- In Abb. 6.15 ist deutlich, daß noch ein Restuntergrund vorhanden ist. Die Spektren von Daten und Simulation sind weit entfernt von der erwarteten Missing Mass (unterhalb von $1,15 \text{ GeV}/c^2$ und oberhalb von $1,21 \text{ GeV}/c^2$) nicht ähnlich. Der Einfluß des Untergrundes kann untersucht werden, indem Ereignisse außerhalb des betrachteten Bereichs analysiert werden. Dazu wurden die Ereignisse von $1,14$ bis $1,17 \text{ GeV}/c^2$ und $1,22$ bis $1,3 \text{ GeV}/c^2$ (vgl. Abb. 6.15) benutzt. Sie zeigen in den Projektionen des Dalitzplot Strukturen. In der Masse des Kp -Subsystems ist eine

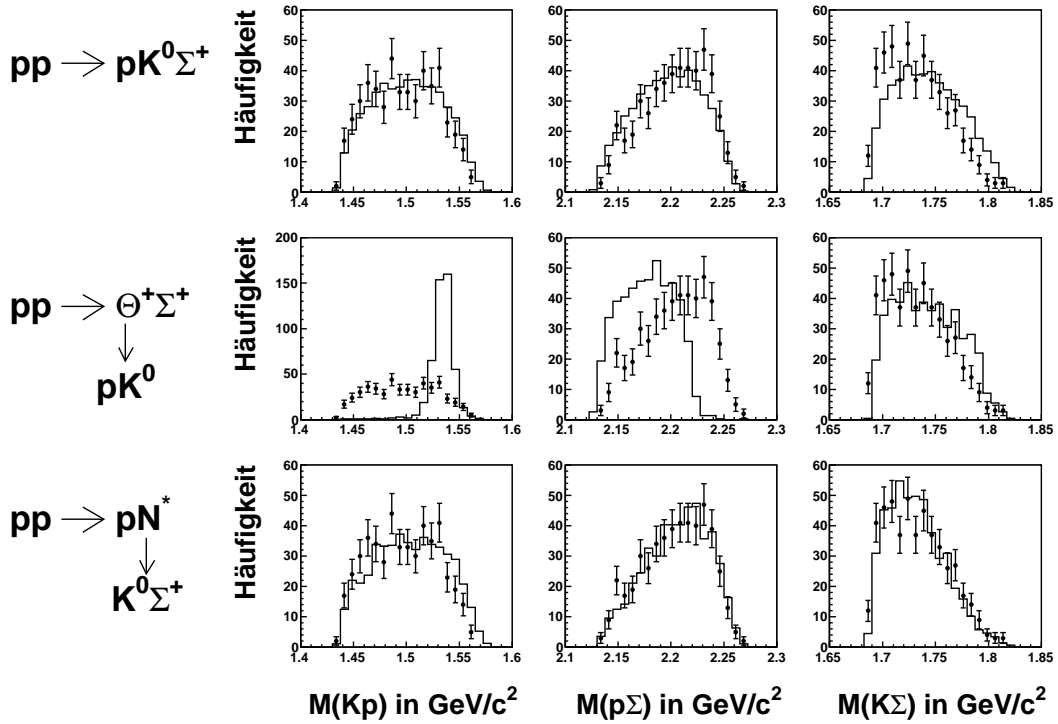


Abbildung 6.18: Die gemessenen Projektionen des Dalitzplot (Punkte) werden mit verschiedenen Simulationen verglichen. Obere Zeile: Vergleich der Phasenraumsimulation mit den Daten; Mittlere Zeile: Vergleich mit einer simulierten Θ^+ -Resonanz. Als Eigenschaften dieser Resonanz wurde eine Masse von 1530 MeV und eine Breite von 0 angenommen (aber sie zerfällt). Untere Zeile: Vergleich mit einer N^* -Resonanz (Masse: 1710 MeV, Breite: 100MeV).

Anhäufung bei niedrigen Werten zu sehen (Abb. 6.19). Jedoch zeigt die Simulation, daß auch in diesen Bereichen Ereignisse der untersuchten Reaktion zu finden sind. So kann nicht davon ausgegangen werden, daß alle Ereignisse in dieser Umgebung Untergrundereignisse sind. Eine weitergehende Behandlung ist deshalb schwierig.

- In der Simulation wurde stellvertretend für die möglichen Resonanzen eine spezielle ausgewählt. Die Beschreibung der Daten könnte vielleicht verbessert werden, wenn die Eigenschaften einer effektiven Resonanz benutzt werden, d.h. durch verändern der (ohnehin unsicheren) Eigenschaften dieser Resonanz.

Für eine Produktion über das Θ^+ kann kein signifikantes Signal ermittelt werden. Aus den Spektren kann eine obere Schranke für eine solche Struktur zu etwa 5 Ereignissen (95% CL) abgeschätzt werden.

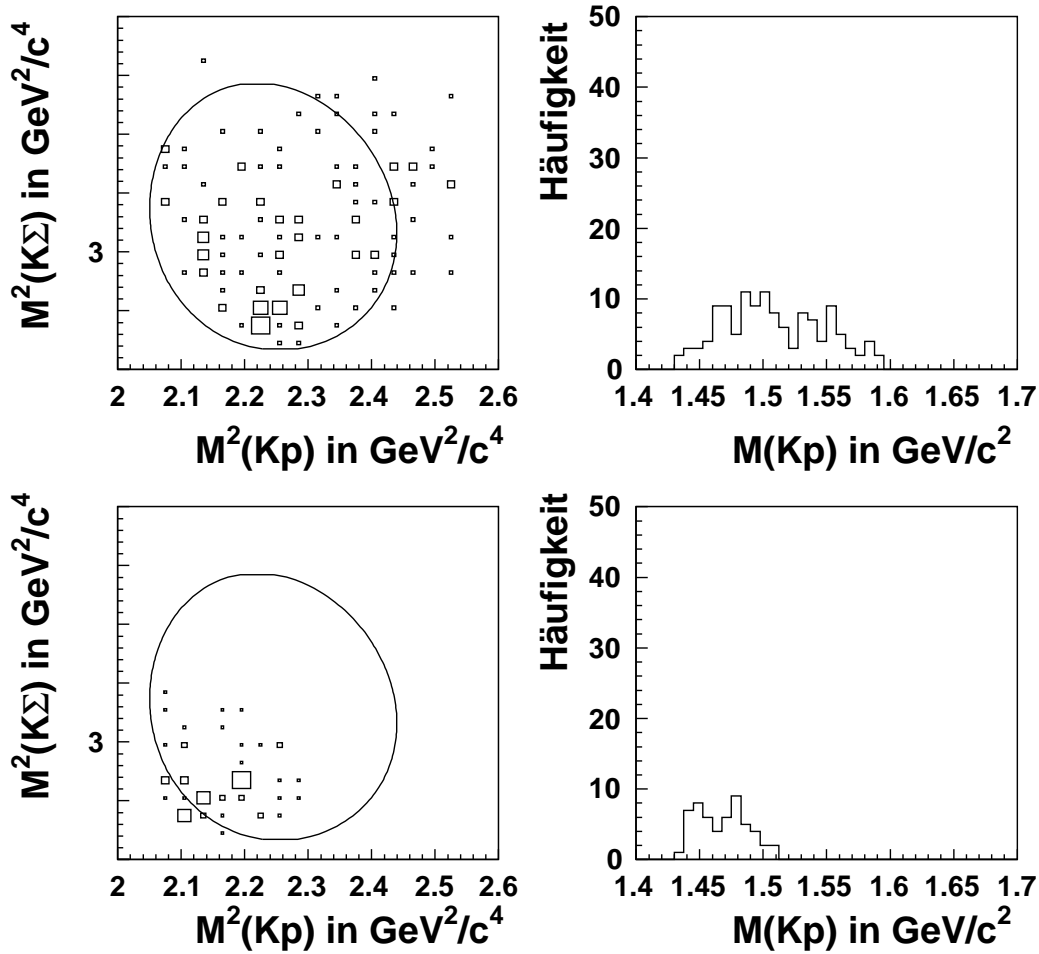


Abbildung 6.19: Der Dalitzplot für die zum analysierten Bereich im Missing Mass-Spektrum benachbarten Bereiche. Obere Zeile: der Bereich bei kleineren Missing Masses (1,14 bis 1,17 GeV/c^2); Untere Zeile: der Bereich bei größeren Missing Masses (1,22 bis 1,3 GeV/c^2). In Beiden Fällen ist der Dalitzplot und die Projektion des (Kp) -Subsystems dargestellt.

6.3.2 Winkelverteilungen

Eine weitere Information zum Reaktionsmechanismus sind die Winkelverteilungen. Sie geben Auskunft über die beteiligten Drehimpulse bei der Reaktion. Hier wird eine Reaktion in pp -Stößen untersucht. Wegen der Ununterscheidbarkeit der Teilchen, ist der Eingangskanal symmetrisch. Die Winkelverteilung im Schwerpunktsystem müssen deshalb für jedes auslaufende Teilchen ebenfalls symmetrisch sein. In den Meßdaten kann diese Symmetrie durch unterschiedliche Effizienz gebrochen werden. Die in der Simulation gemessenen Winkelverteilungen zeigen direkt diese Effizienz, denn die Winkel der Teilchen sind in der Simulation (ohne die Modifikation der Analyse) nach dem Phasenraum verteilt. Das hat zur Folge, daß alle Winkel gleich oft auftreten. Damit spiegelt sich unterschiedliche Effizienz in den analysierten Daten der Simulation wider. Werden nun

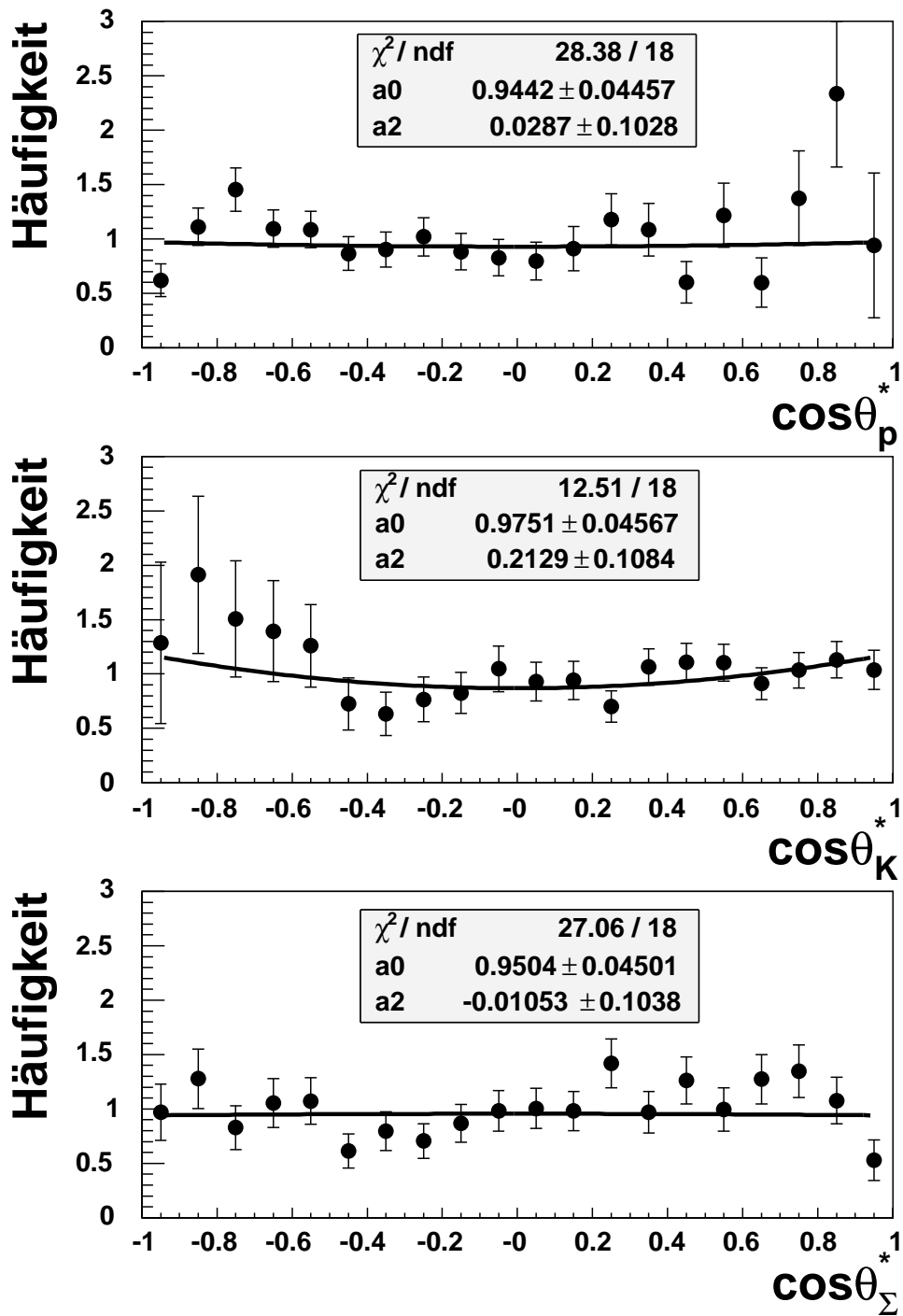


Abbildung 6.20: Dargestellt sind die rekonstruierten, effizienzkorrigierten Winkelverteilungen für die drei Teilchen des Ausgangskanals im Schwerpunktsystem. Angegeben sind weiterhin die Parameter der Anpassung mit Legendre-Polynomen (Gleichung 6.4).

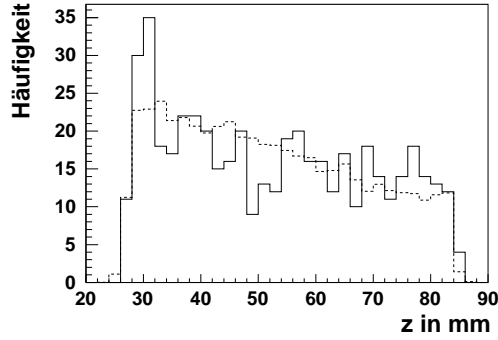


Abbildung 6.21: Die z -Koordinate des Zerfallsvertex im Vergleich von Experiment (durchgezogene Linie) und Simulation (gestrichelt).

die gemessenen Verteilungen mit der aus der Simulation bestimmten Effizienz korrigiert, muß die Symmetrie wiederhergestellt werden (Abb. 6.20).

Zur Beschreibung der Winkelverteilungen werden Legendre-Polynome benutzt. Wegen der Symmetrie der Winkelverteilung müssen nur die geraden Polynome berücksichtigt werden. Das sind:

$$\begin{aligned}
 L_0(\cos \theta) &= 1 && \text{und} \\
 L_2(\cos \theta) &= \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1)
 \end{aligned}
 \tag{6.3}$$

Zur Beschreibung der hier analysierten Daten genügen auch diese zwei Polynome. Nun werden die Legendrepolynome (Gleichung 6.3) mit (variabel gehaltenen) Faktoren addiert

$$L = a_0 \cdot L_0 + a_2 \cdot L_2 = a_0 + a_2 \cdot \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1)
 \tag{6.4}$$

Die Funktion (Gleichung 6.4) wird an die Daten unter Variation von a_0 und a_2 angepaßt. Die ermittelten Werte sind ebenfalls in Abb. 6.20 angegeben. Daraus folgt, daß die Reaktion hauptsächlich mit einem Relativdrehimpuls von Null zwischen den Teilchen im Ausgangskanal stattfindet.

6.3.3 Weitere Kontrolle der Analyse

Da die Simulation einen großen Einfluß auf die Bestimmung der physikalischen Kenngrößen einer Reaktion hat, muß gezeigt werden, daß die Simulation alle gemessenen Verteilungen gut rekonstruieren kann. Beispielförmig werden deshalb in diesem Abschnitt einige interessante Spektren zum Vergleich gezeigt.

Eine markante Verteilung ist die z -Koordinate des Zerfallspunktes des K_s^0 . In Abb. 6.21 ist zu erkennen, daß diese Daten weitgehend gut durch die Simulation beschrieben werden. Die Abweichung im targetnahen Bereich könnte auf Untergrund von Reaktionen im

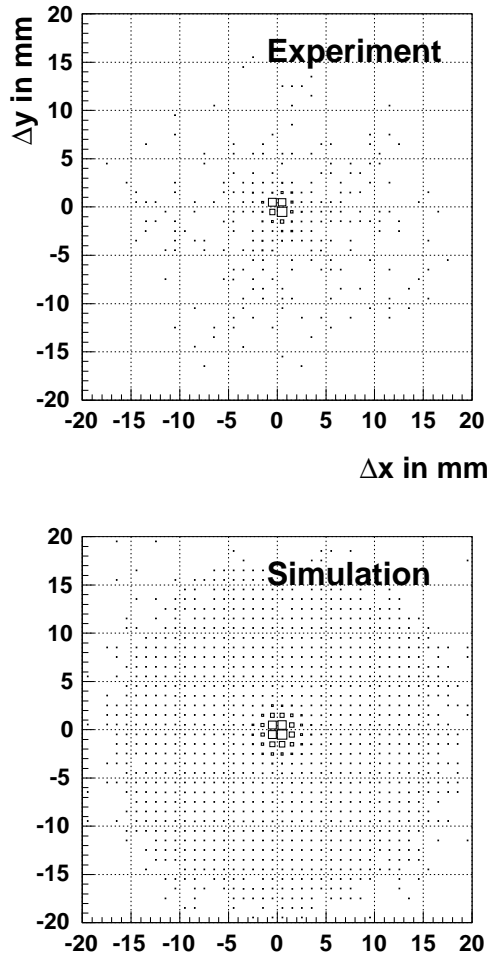


Abbildung 6.22: Die Differenz des berechneten Durchstoßpunktes zum nächsten Treffer (Pixel) im Mikrostreifendetektor. Erwartet wird ein Peak bei $(0,0)$. Andere Punkte können dadurch verursacht werden, daß das Σ^+ vor dem Mikrostreifendetektor zerfällt. Das geladene Zerfallsprodukt hat dann eine andere Richtung und verursacht weit entfernt ein Signal.

Mikrostreifendetektor (bei $z = 28$ mm) hinweisen. Die Struktur wurde jedoch nicht weiter untersucht.

Weiterhin kann aus der berechneten Flugrichtung des Σ^+ der Durchstoßpunkt im Mikrostreifendetektor ermittelt werden. Diesen kann man mit dem nächstliegenden Pixel im Mikrostreifen vergleichen. Beide Punkte sollten nahe beieinander liegen, wenn das Σ^+ nicht oder in ein $p\pi^0$ -Paar zerfällt. Nun wird die Differenz des berechneten Punktes und dem nächsten Pixel in horizontaler und vertikaler Richtung aufgetragen. Es muß ein große Anzahl der Ereignisse um $(0,0)$ liegen (Abb. 6.22). Zusätzlich kann auch die Häufigkeit in Abhängigkeit vom Abstand der beiden Punkte verglichen werden. In Abb. 6.23 ist zu sehen, daß auch hier Daten und Simulation in guter Übereinstimmung sind.

Weiter kann untersucht werden, ob daß Σ^+ positiv identifiziert werden sollte. Dazu wird gefordert, daß das nächste Pixel vom berechneten Durchstoßpunkt nicht weiter als 4 mm

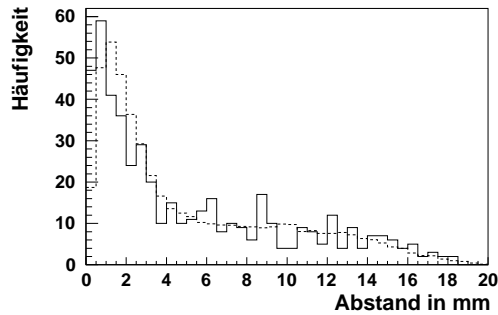


Abbildung 6.23: Der Abstand zwischen berechnetem und nächstem Σ^+ -Treffer wird für die experimentellen Ergebnisse (durchgezogene Linie) und Simulation (gestrichelt) verglichen. Bei Ereignissen mit großem Abstand (> 3 mm) ist das Σ^+ vor dem Mikrostreifendetektor zerfallen. Das geladene Zerfallsteilchen verursacht dann das Signal an einem anderen Ort, als aus der Flugrichtung des Σ^+ berechnet wird.

entfernt ist. Dadurch könnten noch vorhandene Untergrundereignisse eliminiert werden. Jedoch sinkt die Anzahl der gefundenen Ereignisse und damit steigt die statistische Unsicherheit (Abb. 6.24).

Weiterhin kann untersucht werden, ob diese Reduktion der Ereigniszahl auf Σ^+ zurückgeführt werden kann, die durch das Strahlloch des Mikrostreifendetektors fliegen und damit gar kein Signal induzieren können. Dazu wird die Winkelverteilung der Σ^+ im Laborsystem aufgetragen. Als Vergleichskurve wird dazu eingetragen, wenn das nächste

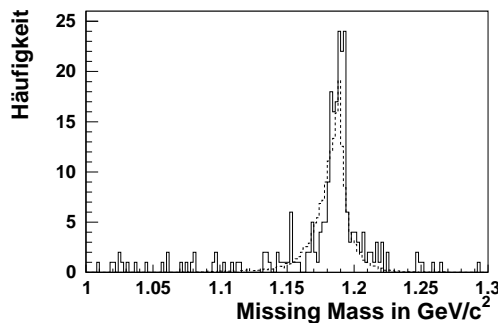


Abbildung 6.24: Dargestellt ist das Missing Mass-Spektrum wenn ein Σ^+ -Treffer im Mikrostreifendetektor gefunden wird. Es sind nur noch 148 Ereignisse im analysierten Bereich des Spektrums (1,17 bis 1,22 GeV/c^2). Zum Vergleich mit den Daten (durchgezogene Linie) ist die Simulation (gestrichelt) mit dem gleichen skalierenden Faktor wie bei den anderen Abbildungen (Abb. 6.15) gezeigt.

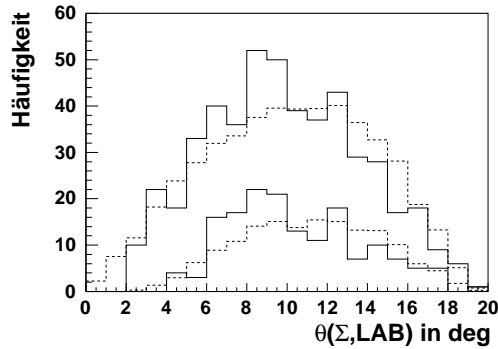


Abbildung 6.25: Dargestellt ist die Winkelverteilung (Winkel zur Strahlachse) des Σ^+ im Laborsystem. Die Ergebnisse aus dem Experiment (durchgezogene Linie) und der Simulation (gestrichelte Linie) sind miteinander vergleichbar. Die oberen Kurven entstehen durch die hier vorgestellte Analyse der Daten. Die unteren Kurven ergeben sich, wenn zusätzlich der Treffer im Mikrostreifendetektor gefordert wird.

Pixel einen Abstand von kleiner als 4 mm hat. Der Quotient zwischen beiden ist die winkelabhängige Effizienz für den Σ^+ -Treffer im Mikrostreifendetektor. Wegen des Strahllochs sollte bei kleinen Winkeln diese Effizienz null sein. Bei großen Winkeln ergibt sich die Effizienz aus dem Anteil der Σ^+ die nicht oder nur mit kleinen Knickwinkeln zerfallen und der Ansprechwahrscheinlichkeit des Mikrostreifendetektors. In Abb. 6.25 ist zu erkennen, daß die Winkelverteilung des Σ^+ etwas abweicht. Der Schwerpunkt in der Simulation ist bei höheren Winkeln zu finden. Die Effizienz des Mikrostreifendetektors wird gut wiedergegeben.

6.4 Bestimmung der Effizienz für die Rekonstruktion von $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$

Notwendig für eine gute Bestimmung des Wirkungsquerschnittes ist eine gute Bestimmung der Effizienz des Detektors und der Analyse. Nicht immer, wenn im Target die gewünschte Reaktion auftrat, wird diese Reaktion erkannt. Das wird offensichtlich z.B. durch die Bedingung, daß das Kaon hinter dem Mikrostreifendetektor zerfallen muß. Auch, daß beide Pionen zur vorläufigen Kaonspur einen Winkel von mehr als 12° einschließen, ist eine Bedingung, die einige $pK^0\Sigma^+$ -Ereignisse verwirft. Nun muß bestimmt werden, welcher Anteil der Ereignisse tatsächlich gemessen, aufgezeichnet und erkannt wird. Diese Größe wird Effizienz genannt.

Die Effizienz könnte bestimmt werden, indem die Effizienzen aller eingeführten Bedingungen einzeln bestimmt werden. Unter der Voraussetzung, daß die Größen, von denen nur bestimmte Intervalle zugelassen werden, voneinander unabhängig sind, würde sich die Gesamteffizienz als Produkt ergeben. Jedoch ist diese Voraussetzung schon im eben genannten Beispiel nicht erfüllt. Die Zerfallslänge des Kaons im Laborsystem hängt von

seinem Impuls ab. Die Verteilung der beiden Winkel zwischen den Pionen- und der Kaonspur hängt ebenfalls vom Impuls des Kaons ab. Damit sind aber die beiden oben angegebenen Schnitte nicht unabhängig.

Natürlich wäre es möglich, die Verteilungen ineinander zu falten und so die Effizienz zu bestimmen. Dies wird im Allgemeinen sehr kompliziert. Es gibt aber eine wesentlich einfachere Methode, die Monte-Carlo-Simulation. Bisher wurde mit der Monte-Carlo-Simulation nur kontrolliert, ob die Simulation mit all den bekannten und berücksichtigten Effekten die Daten gut beschreiben. Genau das wurde exemplarisch an einigen Spektren gezeigt. Damit kann auch die Gesamteffizienz mittels der Simulation bestimmt werden. Dazu werden simulierte Daten, bei denen die Anzahl der generierten Ereignisse bekannt ist, auf die gleiche Art und Weise kalibriert, analysiert und ausgewertet wie die experimentellen Daten. Die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse, normiert auf die Zahl der generierten Ereignisse, liefert die Effizienz. Zur Diskussion weiterer möglicher Verbesserungen der Analyse, ist die Gesamteffizienz in die Effizienz der einzelnen Bedingungen aufgegliedert (Tabelle 6.3).

Die Gesamteffizienz der Selektion würde sich aus dem Produkt der Effizienzen der einzelnen Bedingungen ergeben, also 0,0086. In Tabelle 6.3 wird eine ideale Geometrie des Ereignisses gefordert. Es ist aber möglich, daß

- ein Signal, das so klein ist, daß es nicht vom Rauschen getrennt werden kann, durch ein benachbartes Signal ersetzt wird,
- mehrere Teilchen durch ein Detektorelement fliegen, oder durch die Clusterbildung in den Hodoskopen zwei benachbarte Kanäle zu einem Treffer zusammengefaßt werden. Dann müßte dieser Treffer zwei Spuren zugeordnet werden. Doppelbenutzung ist in der Auswertung nur im begrenzten Maße erlaubt,
- durch die Abweichung in der Rekonstruktion des Zerfallsvertex, Ereignisse in der Auswertung benutzt werden, die die geometrische Bedingung eigentlich nicht erfüllen.

Diese Untersuchungen wurden mit phasenraumverteilten Simulationen durchgeführt. Wie oben gezeigt, ist jedoch ein starker resonanter Anteil zu berücksichtigen. Die Effizienz ergibt sich letztendlich aus der Anzahl der rekonstruierten Ereignisse der Simulation, die die Projektionen des Dalitzplot am besten widerspiegelt.

Damit ergibt sich die Effizienz zu:

$$\varepsilon = (1,16 \pm 0,09)\%$$

Als Unsicherheit wird dabei die Differenz der Effizienzen für resonante und nichtresonante Produktion angenommen.

6.5 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß dafür, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine Reaktion stattfindet. Um in verschiedenen Experimenten vergleichbare Werte zu erhalten, muß

	Effizienz der Bedingung (wenn alle vorhergehenden Bedingungen erfüllt sind)
Das K^0 tritt als K_S^0 in Erscheinung	0,50
Kaon zerfällt in $\pi^+\pi^-$	0,68
Kaon zerfällt hinter dem Mikrostreifendetektor	0,367
Beide Pionen treffen alle notwendigen Detektoren	0,42
Die Signale der Pionen werden auch nach der Unterdrückung des Detektorrauschens gefunden (Schnitt auf QDC)	0,516
Beide Sekundärspuren erfüllen die geometrischen Bedingungen (χ der Spuren, Abstand der Spuren, Akomplanarität)	0,886
rekonstruierter Zerfallsvertex im erlaubten Bereich (zwischen Mikrostreifendetektor und Hodo)	0,84
Flugzeitdifferenz der Pionen im zugelassenen Bereich	0,81
Proton trifft alle zur Spurbildung notwendigen Detektoren	0,91
Die Signale des Protons werden auch nach der Unterdrückung des Detektorrauschens gefunden (Schnitt auf QDC)	0,84
Die Missing Mass des Σ^+ wird gut (zwischen 1,17 und 1,2 GeV/c ²) rekonstruiert	0,83

Tabelle 6.3: *Effizienzen der einzelnen Bedingungen zur Selektion der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$. Das Produkt der einzelnen Effizienzen beträgt 0,0086.*

das Ergebnis auf genau ein Strahlteilchen und ein Targetteilchen normiert werden. Dazu müssen Einflüsse der individuellen Eigenschaften jedes Experimentes, wie Targetdichte und -dicke usw. berücksichtigt werden.

Üblicherweise werden diese Größen für ein Experiment zu einem Faktor zusammengefaßt. Der Faktor heißt „integrale Luminosität“ (über die Zeit wurde integriert) und gibt an, wie viele Ereignisse pro Wirkungsquerschnitt im Experiment stattfinden.

Die integrale Luminosität wird durch Reaktionen mit bekanntem Wirkungsquerschnitt bestimmt. Hier wird die elastische Streuung benutzt. Sie ist sehr genau vermessen. Die Daten der analysierten Strahlzeit werden auch auf elastische Ereignisse untersucht. Es werden nur Ereignisse berücksichtigt, die in dem Winkelbereich stattfinden, in dem der Detektor empfindlich ist. Damit ist auch gleichzeitig eine Kontrolle des Detektors gegeben, denn die rekonstruierte Winkelverteilung muß der in der Literatur angegebenen entsprechen. Aus dem Vergleich der gefundenen Anzahl elastischer Ereignisse mit dem Wirkungsquerschnitt aus der Literatur wird die Luminosität berechnet. Für weiterführende Erklärungen sei auf [Sch04] verwiesen.

Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß die Elektronik Ereignisse verschiedener Signatur nicht mit gleicher Wahrscheinlichkeit erkennt und speichert. Einerseits entstehen die Unterschiede aus der verschiedenen Unterdrückung der einzelnen Triggermuster (s. Abschnitt 3.2). Andererseits werden die Triggermuster bedingt durch die Totzeit des Detektors nicht mit gleicher Wahrscheinlichkeit gespeichert. Um diese Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, werden während des Experimentes sowohl die Ereignisse, die die Triggerbedingung erfüllen, als auch die Ereignisse, die unter diesem Triggermuster gespeichert werden, gezählt. Für das hier betrachtete Triggermuster TP 12 war die Untersetzung 1:1. die Wahrscheinlichkeit ein solches Muster zu speichern betrug 0,525294. Für das Triggermuster, mit dem die elastischen Ereignisse rekonstruiert wurden 0,492848. Der Quotient aus beidem liefert einen Korrekturfaktor, der durch die Elektronik begründet ist.

Der Wirkungsquerschnitt einer beliebigen Reaktion ergibt sich dann aus:

$$\sigma = \frac{\text{Anzahl der gefundenen Ereignisse}}{\varepsilon \cdot L} \cdot \text{Korrektur in Bezug auf die Elektronik}$$

Dabei bezeichnen ε die Effizienz und L die Luminosität. Als Luminosität wird $(14.0 \pm 0.5) \text{ nb}^{-1}$ bestimmt [Sch04]. Die Unsicherheit der Luminosität beträgt 4%. Davon entfallen 2% auf den Tabellenwert (von der EDDA-Kollaboration bestimmt) für den Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung und der Rest auf die Unsicherheiten bei der Rekonstruktion der verschiedenen Ereignismuster. Die Effizienz wurde aus den Simulationen zu $(1.16 \pm 0.09)\%$ bestimmt (Abschnitt 6.4).

Nach der oben beschriebenen Selektion werden 488 Ereignisse gefunden. Die statistische Unsicherheit wird nach als Unsicherheit von Zählmessungen berechnet ($N \pm \sqrt{N}$).

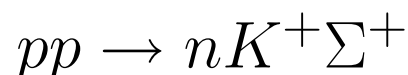
Als Korrektur in Bezug auf die Elektronik ergibt sich ein Faktor von 1,066

Die systematische Unsicherheit ergibt sich aus der Summe der Unsicherheiten für die Effizienz und Luminosität. Das Ergebnis für den Wirkungsquerschnitt ist:

$$\begin{aligned} \sigma &= 3,20 (1 \pm 0,05_{stat} \pm 0,12_{syst}) \mu\text{b} \\ &= (3,20 \pm 0,16_{stat} \pm 0,42_{syst}) \mu\text{b} \end{aligned}$$

Kapitel 7

Untersuchungen zur Reaktion



7.1 Die Methode

Die Signatur der untersuchten Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ ist nicht so eindeutig wie die Signatur der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$. Die Rekonstruktion der Spur des Σ^+ ist in beiden Reaktionen schwierig (Abschnitt 5.3). Analog zur Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ könnte versucht werden, die Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ nur anhand des Neutrons und des Kaons zu erkennen. Dabei zeigt sich aber, daß bei ausschließlicher Verwendung von Neutronendetektor und vermutlicher Kaonspur zu viel Untergrund vorhanden bleibt. Hier wird eine andere (bereits bewährte, [Sch03]) Methode zur Selektion und Analyse gewählt. Sind die Richtungen der drei Teilchen ($\vec{n}_p, \vec{n}_K, \vec{n}_\Sigma$) im Ausgangskanal bekannt, so können mit dem Impulssatz

$$p_{beam}^{\vec{}} = p_p \vec{n}_p + p_K \vec{n}_K + p_\Sigma \vec{n}_\Sigma \quad (7.1)$$

die Impulse der drei Teilchen p_p, p_K, p_Σ berechnet werden. Dabei wird keinerlei Flugzeitinformation benutzt. Als Richtung des Σ^+ wird dabei die Verbindungslinie vom Koordinatenursprung (nach der Kalibrierung ist das der Mittelpunkt des Targets) und einem Treffer im Mikrostreifendetektor benutzt.

Mit den Impulsen und den bekannten Massen der Teilchen, die allerdings (hypothetisch) zugeordnet werden müssen, kann nun die Gesamtenergie der Teilchen im Ausgangskanal mit der Energie im Eingangskanal verglichen werden. Dazu wird die invariante Masse benutzt.

7.2 Zur Kontrolle der Kalibrierung des Neutronendetektors

Die Analyse anderer Reaktionen ($pp \rightarrow pK^0\Sigma^+, pp \rightarrow pp\omega, pp \rightarrow pp$ und $pp \rightarrow d\pi^+$ in [Sch04]) zeigt, daß die Simulation die tatsächliche Detektorauflösung gut beschreibt.

Für diese Reaktionen wurde jedoch der Neutronendetektor COSYnus nicht benutzt. Es bleibt noch zu zeigen, daß die Eigenschaften von COSYnus in der Simulation ebenfalls gut wiedergegeben werden.

Dazu wird die Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ und ebenfalls die Methode der Impulsaufteilung (Abschnitt 7.1) benutzt, um die Auflösung des Detektors in der Simulation mit den experimentellen Daten zu vergleichen. Die Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ hat mit 16 mb einen vergleichsweise hohen Wirkungsquerschnitt und eine ähnliche Signatur wie die untersuchte Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$. In beiden Fällen sollte durch das Neutron jeweils ein Treffer im Neutronendetektor vorliegen. Zusätzlich entstehen bei beiden Reaktionen zwei geladene Teilchen. Bei der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ können im einfachsten Fall Proton und Pion den Stopdetektor erreichen und damit zwei Primärspuren erzeugen, bei $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ wird nur eine Primärspur und eine abknickende Spur erwartet.

Eine Möglichkeit der Unterscheidung der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ von anderen Reaktionen liefert die Kinematik. Das Pion kann sehr hohe Geschwindigkeiten erreichen, denn es hat mit nur $140 \text{ MeV}/c^2$ eine vergleichsweise geringe Masse gegenüber dem Proton mit $940 \text{ MeV}/c^2$. Damit kann die Bedingung abgeleitet werden, daß für die vermutliche Pionspur eine Geschwindigkeit von mehr als $\beta \geq 0,94$ und für die vermutliche Protonspur eine Geschwindigkeit von weniger als $\beta \leq 0,9$ gemessen wird.

Zur weiteren Selektion der Ereignisse, die der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ zugeordnet werden können, werden die Impulse in Analogie zu Gleichung 7.1 verteilt. Aus dem dadurch bestimmten Impuls (und dem gemessenen Ort im Stopdetektor bzw. in COSYnus) können die Flugzeiten berechnet werden. Anschließend wird gefordert, daß diese berechnete Flugzeit und die gemessene Flugzeit für die Spur des Protons weniger als 2 ns voneinander abweichen.

Die Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ soll an dieser Stelle nicht quantitativ analysiert werden. Deshalb ist es nicht notwendig, die Bedingungen auf Effizienzen zu untersuchen und die Grenzwerte optimal zu justieren. Hier soll nur die tatsächlich erreichbare Auflösung des Detektors untersucht werden (Abb. 7.1). Die Simulation spiegelt die gemessene Auflösung des Detektors gut wider. Die maximale Differenz der Flugzeiten, die aus der Impulsaufteilung (Gleichung 7.1) und den TDC-Einträgen bestimmt wird, beträgt 2 ns. Die dabei angewendete Methode wird später auch zur Selektion und Analyse der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ benutzt. Damit sollte die Auflösung dort ebenfalls gut wiedergegeben werden und in der gleichen Größenordnung liegen.

Weiterhin kann mit der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ der Einfluß der störenden Signale im Detektor untersucht werden. Die Zuordnung der Signale zu den Spuren ergibt sich nur aus der Geometrie. Sind viele Signale vorhanden, so lassen sie sich zu vielen Spuren zusammensetzen. Eine Reaktion mit wenigen geladenen Teilchen im Ausgangskanal kann also sicherer reproduziert werden, wenn auch nur wenige Signale im Detektor gemessen werden.

Es ist möglich, daß ein Teilchen in mehreren Segmenten eines Subdetektors Signale induziert. Diese Signale werden als *ein* Treffer behandelt, indem höchstens vier benachbarte Segmente zu einem Cluster zusammengefaßt werden. Allerdings können durch elektronisches Rauschen (oder Teilchen, die nicht durch die Reaktion entstehen) mehr Signale (und Cluster) entstehen als von den an der Reaktion teilnehmenden Teilchen induziert werden. Die Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ ist selektierbar ohne jegliche Forderung an die Anzahl der Treffer in den Subdetektoren. Zur besseren Selektion der (seltenen) Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ soll jedoch die Trefferanzahl begrenzt werden. Tabelle 7.1 zeigt

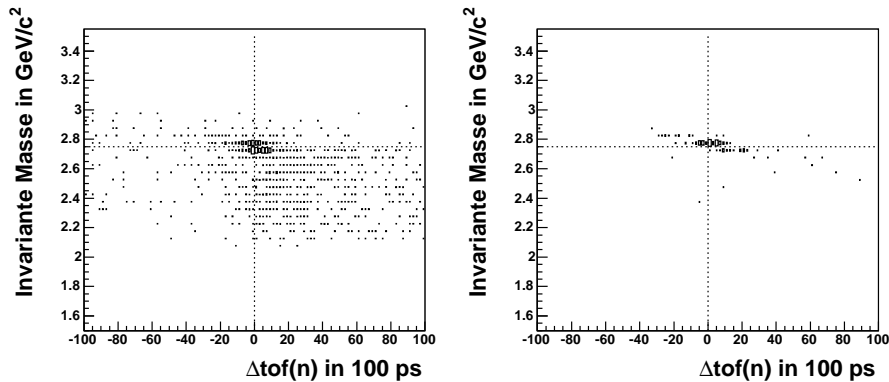


Abbildung 7.1: Die erreichbare Auflösung des Detektors in der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$. Eingezeichnet sind ebenfalls die erwarteten Werte (punktierte Linien). Experimentelle Daten (links) und die Simulation der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ (rechts) zeigen unter Berücksichtigung des Untergrundes gleiches Verhalten.

die gefundene Anzahl an Ereignissen, die der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ zugeordnet werden können, unter verschiedenen Bedingungen auf die Anzahl der Signale in den Subdetektoren.

In der Simulation hat das Rauschen (nahezu) keinen Einfluß. Das ist nicht verwunderlich, da in der Simulation nur den Segmenten ein Eintrag im TDC und QDC zugeordnet wird, die von einem Teilchen getroffen werden. Die experimentelle Situation ist jedoch anders. Ohne Beschränkung der Anzahl an Treffern im Detektor werden ca. fünf mal so viele Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ gefunden als wenn in jedem Subdetektor genau die erwartete Anzahl an Treffern gefordert wird. Eine Verbesserung der Situation kann erreicht werden, indem in jedem Subdetektor maximal ein Treffer mehr zugelassen wird. Dann wird die Hälfte der Ereignisse gefunden, die ohne jegliche Beschränkung gefunden werden.

Bei der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ und der hier zu untersuchenden Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ werden in jedem Subdetektor (Mikrostreifendetektor, Hodoskope und Stopdetektor) zwei geladene Teilchen erwartet. Da die erwartete Anzahl der Treffer die gleiche ist, sollte das Ergebnis übertragbar sein.

7.3 Die Ermittlung der Schnitte zur Datenselektion

Bei der Selektion zur Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ war es ein Problem, die richtige Zuordnung der Signale zu den Spuren zu finden. Um die Anzahl der Möglichkeiten zu reduzieren (und Untergrund mit vielen Teilchen im Ausgangskanal auszuschließen) wird bereits zu Beginn der Selektion gefordert, daß in einem Ereignis in jedem Subdetektor höchstens ein Treffer mehr zu verzeichnen ist als erwartet wird.

Zur Rekonstruktion eines Ereignisses werden zunächst die drei Richtungen der Primärteilchen benötigt. Das Kaon aus $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ sollte den Stopdetektor erreichen. Damit erzeugt es eine Primärspur, wie das Proton bei der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$. Deshalb wird

Bedingung	gefundene Anzahl	
	Experiment	Simulation
beliebige Anzahl an Treffern	744	133
genaue Anzahl an Treffer in den Subdetektoren:		
<ul style="list-style-type: none"> • 2 Cluster in jeder Lage des Mikrostreifendetektors 	159	121
<ul style="list-style-type: none"> • 2 Cluster in jeder Lage der Hodoskope 		
<ul style="list-style-type: none"> • 2 Treffer im Stopdetektor 		
höchstens ein Treffer in jedem Subdetektor mehr:		
<ul style="list-style-type: none"> • 2 oder 3 Cluster in jeder Lage des Mikrostreifendetektors 	361	132
<ul style="list-style-type: none"> • 2 oder 3 Cluster in jeder Lage der Hodoskope 		
<ul style="list-style-type: none"> • 2 oder 3 Treffer im Stopdetektor 		

Tabelle 7.1: Die gefundene Anzahl der $pn\pi^+$ -Ereignisse unter verschiedenen Bedingungen auf die Anzahl der Treffer in den Subdetektoren.

die Kaonspur in gleicher Weise definiert: in allen Detektoren (Starttorte, Mikrostreifendetektor, Hodoskope, Stopdetektor) muß ein Signal zu finden sein und die rekonstruierten Orte müssen annähernd auf einer Geraden liegen.

Für das Σ^+ ist jedes Pixel, also jede Kombination der Torten- bzw. Ringlage im Mikrostreifendetektor, zugelassen. Dabei dürfen die Treffer, die der Σ^+ -Spur zugeordnet werden, nicht zur Rekonstruktion des Kaons benutzt werden. Weiterhin wird eine Sekundärspur gefordert, der in allen weiteren Detektoren (Hodoskope und Stopdetektor) ein Signal zugeordnet werden kann. Der Abstand der Sekundärspur von der Verbindungslinie zwischen Target und vermutlichen Σ^+ -Treffer darf höchstens 3 mm betragen. Dieser Grenzwert entsteht aus der Betrachtung aller möglichen Σ^+ -Spuren (Abb. 7.2). Dabei spiegelt der Grenzwert die Auflösung des Detektors wider und sollte unabhängig von der tatsächlichen Ursache der Knickspur sein. Der rekonstruierte Schnittpunkt beider Geraden, also der Punkt des kleinsten Abstandes, muß zwischen Mikrostreifendetektor und vorderem Hodoskop, also zwischen 38 und 90 mm liegen. Der Abstand des Mikrostreifendetektors

zum Target beträgt zwar nur 30 mm, mit dem größeren Grenzwert soll aber sichergestellt werden, daß keine Sekundärreaktion im Mikrostreifendetektor mit erfaßt wird (Abb. 7.3). Für das Neutron wird ein Treffer im Neutronendetektor gefordert. Dabei darf weder das Veto-Paddle des entsprechenden Moduls einen Eintrag haben, noch ein Treffer im Quirl- oder Ringdetektor direkt davor zu finden sein. Weiterhin muß eine sinnvolle Geschwindigkeit ($0,4 < \beta < 0,9$) für die Spur gemessen werden (Abb. 7.4).

Eine Konstellation, die Untergrund (im Sinne der Analyse) erzeugen kann, liefert auch die gesuchte Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$. Das Σ^+ zerfällt in ein $n\pi^+$ -Paar. Wenn dieses Neutron aus dem Zerfall im Neutronendetektor nachgewiesen wird, nicht aber das primäre Neutron, so muß das Ereignis (in dieser Analyse) als Untergrund verworfen werden. Die Unterdrückung dieser Konstellation erfolgt durch die Komplanarität des Zerfalls. Wird das Neutron aus dem Zerfall des $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ nachgewiesen, so sollten die drei Spuren (nachgewiesenes Neutron, Σ^+ -Spur und Sekundärspur) in einer Ebene liegen. Wird das primäre Neutron nachgewiesen, sollten die drei Spuren nicht in einer Ebene liegen. Als Akomplanarität wird die Analogie von Gleichung 6.1 definiert:

$$\text{Akomplanarität} = \angle(n, \Sigma) + \angle(\pi, \Sigma) - \angle(n, \pi) \quad (7.2)$$

Als Grenzwert wird nun der Winkel von 2° festgelegt (Abb. 7.5). Das ist konsistent mit dem Grenzwert für den Zerfall des K^0 in der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$. Dort betrug der Grenzwert, allerdings um einen Zerfall nachzuweisen, $1,5^\circ$.

Der Spur des vermutlichen Neutrons wird durch die Impulsaufteilung (Gleichung 7.1) ein Impuls zugeordnet. Aus der bekannten Wegstrecke und der Masse des Neutrons kann damit die Flugzeit berechnet werden. Andererseits wird die Flugzeit auch mit den TDC gemessen. Aus der Kontrolle der Flugzeitkalibrierung (Abb. 7.1) sind die dabei auftretenden Unterschiede bekannt. Durch die Forderung, daß die beiden unabhängig voneinander bestimmten Zeiten nicht zu weit (maximal 2 ns) voneinander abweichen, kann viel Untergrund beseitigt werden (Abb. 7.6).

Eine weitere Bedingung folgt aus den kinematischen Zusammenhängen. Sind die Impulse gemäß dem Phasenraum verteilt, werden verschiedene Situationen bevorzugt. Zur weiteren Untersuchung wird die Differenz der Azimutwinkel der Spuren betrachtet. Die bevorzugten Situationen werden sichtbar, wenn die simulierten Daten mit der gleichen Analyse selektiert werden wie die experimentellen Daten (Abb. 7.7). Damit kann weiterer Untergrund unterdrückt werden, indem die Auswertung auf Ereignisse mit den Winkeln Winkel

$$\begin{aligned} 100^\circ &< \Delta\Phi(K, \Sigma) < 170^\circ \\ 70^\circ &< \Delta\Phi(n, \Sigma) < 170^\circ \\ 40^\circ &< \Delta\Phi(K, n) < 160^\circ \end{aligned}$$

beschränkt wird.

Die Anzahl der Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ kann auch nach Anwendung aller bisher aufgestellten Forderungen (noch) nicht genau bestimmt werden. Daher wird eine weitere Bedingung, bezüglich der Geschwindigkeit des Kaons eingeführt. Auch hier sind aus der Simulation die bevorzugten Werte bekannt (nach Anwendung aller vorangestellten Bedingungen, Abb. 7.8).

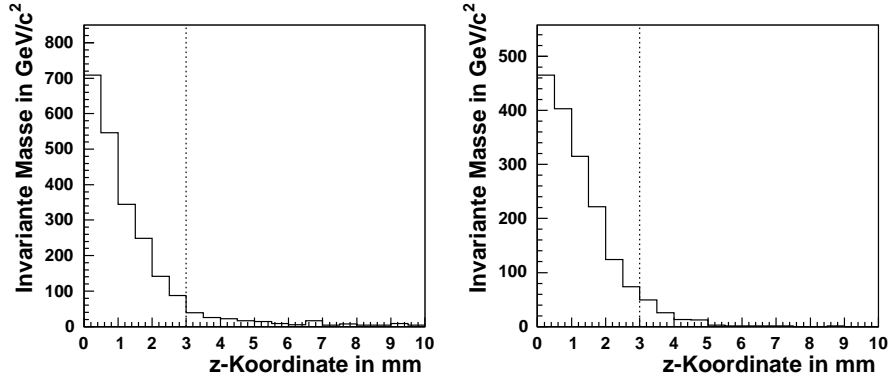


Abbildung 7.2: Der Abstand der rekonstruierten Spuren beim Zerfall des Σ^+ . Zur Festlegung des Grenzwertes ist nicht entscheidend, daß tatsächlich ein Σ^+ zerfallen ist. Alle Knickspuren sollten die gleiche geometrische Auflösung des Detektors liefern. Während in der Simulation nur Signale der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ auftreten (rechts), tragen in den experimentellen Daten (links) viele andere Reaktionen zum Spektrum bei.

Zuletzt kann in den gefundenen Ereignissen kontrolliert werden, ob die gemessene Flugzeit des Kaons (aus den TDC-Einträgen) eine nur geringe Abweichung von der Flugzeit, die aus der Geometrie nach Gleichung 7.1 bestimmt wird, aufweist. In Abb. 7.9 ist ersichtlich, daß durch die Beschränkung $|tof(K)_{gemessen} - tof(K)_{rekonstruiert}| < 2$ ns auch weitere Untergrundereignisse ausgesondert werden können.

Nach Anwendung aller Forderungen wird für die ausgesonderten Ereignisse die erwartete invariante Masse für sechs Ereignisse rekonstruiert (Abb. 7.10).

7.4 Bestimmung der Effizienz für die Rekonstruktion der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$

Bei dieser Reaktion wird die Effizienz wesentlich durch die Nachweiseffizienz des Neutronendetektors bestimmt. Einerseits beträgt die Ansprechwahrscheinlichkeit $(10,0 \pm 0,5)\%$. Diese wurde über verschiedene Simulationen bestimmt (Abschnitt 3.3.1 und [Jak01]). Andererseits hat der Neutronendetektor eine relativ geringe geometrische Akzeptanz. Das bedeutet, daß ein großer Anteil der Neutronen nicht den Neutronendetektor treffen.

Im Abschnitt 5.4 wurde bereits die Akzeptanz bestimmt. Jedoch kann nicht der gesamte Neutronendetektor zur Analyse benutzt werden. In manchen Bereichen finden sich dicke Stahlflansche, die eine Messung verkomplizieren und hier nicht berücksichtigt werden sollen. Nur innerhalb kleiner Bereiche ist die Stahlwand dünn genug, damit eine Analyse erfolgreich sein kann. Allerdings ist in der Simulation der Stahltank mit einer homogenen, ebenen Stahlplatte abgeschlossen. Auch hier werden nur die im Experiment möglichen Bereiche zugelassen.

In der Tabelle 7.2 sind noch einmal die Effizienzen der einzelnen Forderungen und Not-

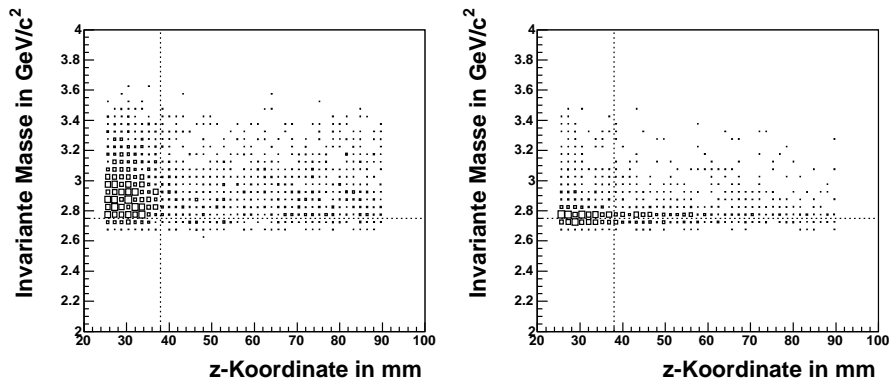


Abbildung 7.3: Dargestellt ist die invariante Masse über der rekonstruierten z -Koordinate des Zerfallvertex des Σ^+ . Deutlich sichtbar ist die Anhäufung von Untergrund in den experimentellen Daten (links) im Bereich nahe dem Mikrostreifendetektor (bis 38 mm). In der Simulation (rechts) ist sichtbar, daß auch viele Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ durch diese Bedingung nicht erkannt werden. Die Linien entsprechen dem erwarteten Wert der invarianten Masse bzw. dem geforderten Grenzwert.

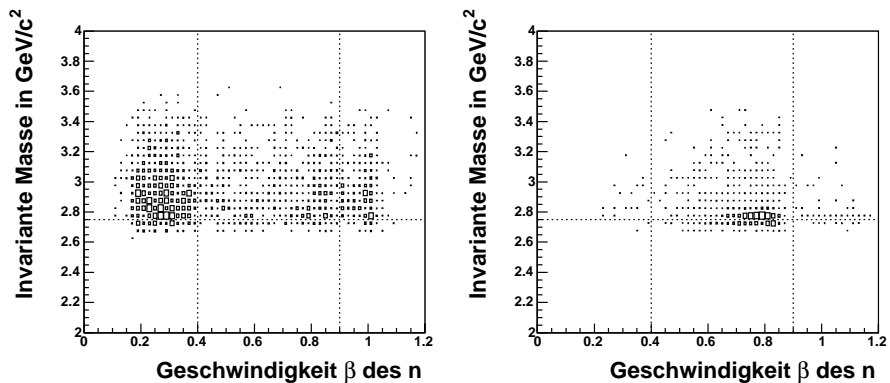


Abbildung 7.4: Dargestellt ist die invariante Masse über der Geschwindigkeit der Neutronen. Deutlich sichtbar ist die Anhäufung von Untergrund in den experimentellen Daten (links) bei sehr kleinen und hohen Geschwindigkeiten. Die Simulation (rechts) zeigt eine Anhäufung bei mittleren Geschwindigkeiten. Zur Auswertung werden nur die Ereignisse zwischen $\beta = 0,4$ und $0,9$ betrachtet (zwischen den gepunkteten Linien).

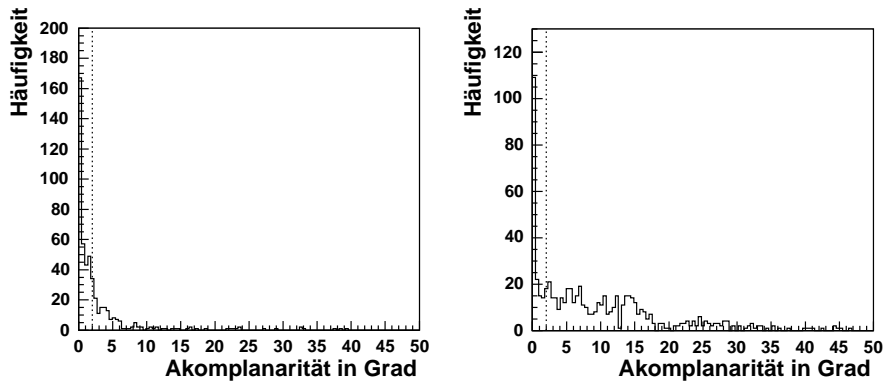


Abbildung 7.5: Die Akomplanarität (Gleichung 7.2) zwischen den vermutlichen Spuren von Σ^+ , Neutron und geladenem Zerfallsteilchen. Wird das Neutron aus dem sekundären Zerfall des Σ^+ nachgewiesen, sollte die Akomplanarität näherungsweise Null sein. Diese Ereignisse sind sowohl in den experimentellen Daten (links) als auch in der Simulation (rechts) sichtbar. Deshalb werden nur Ereignisse zugelassen, in denen die Akomplanarität größer als 2° (punktierte Linie) ist.

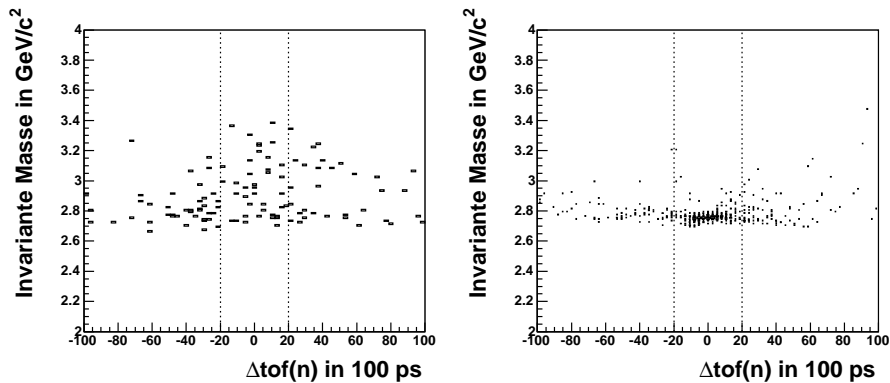


Abbildung 7.6: Es gibt zwei Möglichkeiten, die Flugzeit der primären Neutronen zu bestimmen: Sie ergibt sich sowohl aus den TDC-Einträgen als auch aus den zugeordneten Impulsen. Die Differenz beider Meßwerte sollte nicht zu groß sein. Akzeptiert werden Ereignisse mit einer Abweichung von maximal 2 ns (innerhalb der punktierten Linien). Zum Vergleich sind die experimentellen Daten (links) und die Ergebnisse der Simulation (rechts) dargestellt.

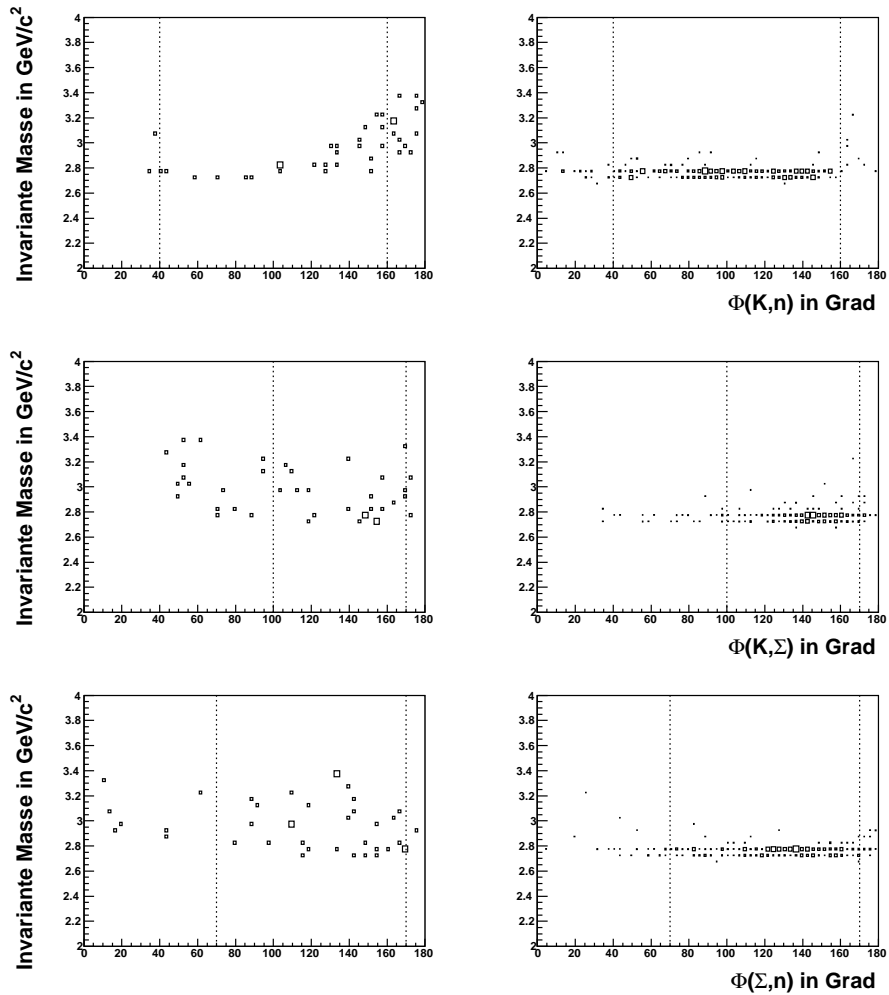


Abbildung 7.7: Es gibt Winkelbereiche, in denen die gesuchten Ereignisse bevorzugt anzutreffen sind. Dargestellt sind die Winkel zwischen den Projektionen der Spuren auf eine Ebene senkrecht zum Strahl. Deutlich sichtbar sind die bevorzugten Bereiche in den Ergebnissen der Simulation (rechte Spalte). In den experimentellen Daten (linke Spalte) wird durch die Forderung, Winkel innerhalb der bevorzugten Bereiche (punktierte Linien) zu rekonstruieren, Untergrund verworfen.

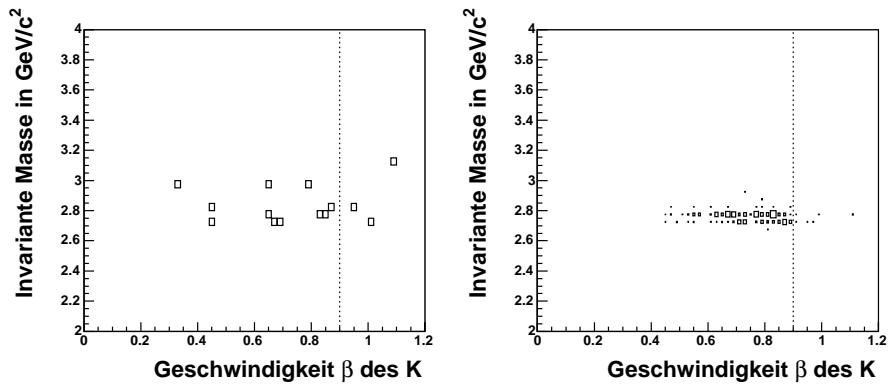


Abbildung 7.8: Dargestellt ist die invariante Masse über der Geschwindigkeit der Kaonen nach Anwendung aller bisher vorgestellten Forderungen. Wegen der Anhäufung in der Simulation (rechts) kann zur Selektion der Ereignisse $\beta_K < 0,9$ (punktierte Linie) gefordert werden. In den experimentellen Daten wird Untergrund verworfen.

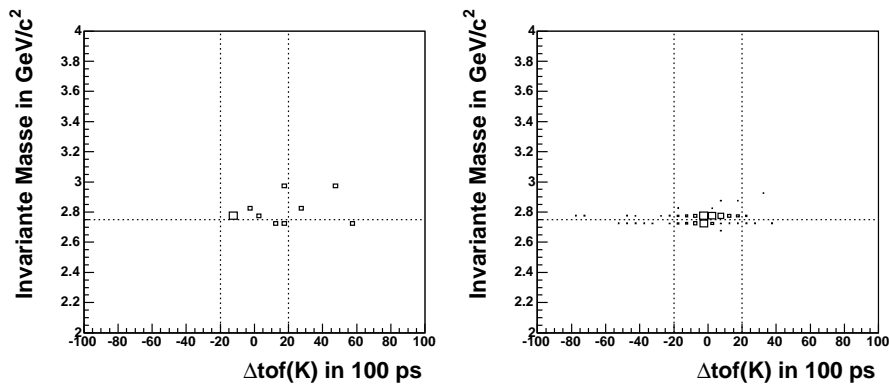


Abbildung 7.9: Dargestellt ist die invariante Masse über der Differenz der verschieden bestimmten Flugzeiten der Kaonen nach Anwendung aller bisher vorgestellten Forderungen. Nur wenn die Abweichung der Flugzeiten kleiner als 2 ns (innerhalb der punktierten Linie) ist, wird das Ergebnis akzeptiert. Dargestellt sind wieder experimentelle Daten (links) und Simulation (rechts) zum Vergleich.

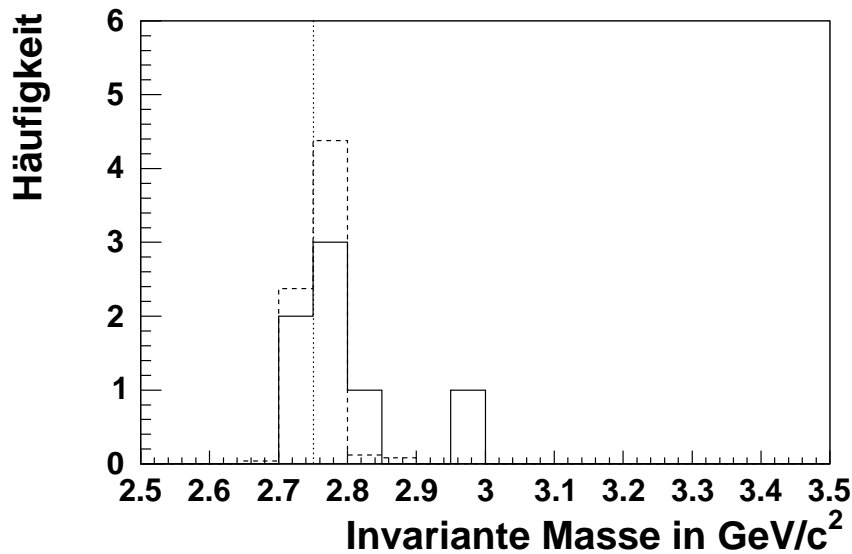


Abbildung 7.10: Die invariante Masse der selektierten Ereignisse. Neben dem Ergebnis der experimentellen Daten (durchgezogene Linie) ist der erwartete Wert (punktierte Linie) eingetragen. Das Ergebnis der Simulation (gestrichelte Linie) wurde auf die gleiche Anzahl gefundener Ereignisse normiert.

wendigkeiten zusammengefaßt. Dabei ist der Anteil der Ereignisse angegeben, der durch die entsprechende Bedingung nicht verworfen wird. Diese Tabelle ist eher qualitativ als quantitativ zu interpretieren. Die wirkliche Effizienz liegt etwas höher als das Produkt der einzelnen Effizienzen ergibt (vgl. Abschnitt 6.4).

Als Effizienz der Analyse wird der Anteil der tatsächlich rekonstruierten Ereignisse aus der Simulation benutzt. Es wird

$$\varepsilon = (3,10 \pm 0,17_{stat} \pm 0,28_{sys})10^{-4}$$

bestimmt. Die Bestimmung der (relativen) systematischen Unsicherheit wurde bereits bei der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ diskutiert und hier übernommen.

7.5 Untersuchungen zum Untergrund

Zur Selektion der gesuchten Ereignisse wurden viele Bedingungen aufgestellt, insbesondere auch Bedingungen auf die Winkel zwischen den Flugrichtungen der Teilchen untereinander und zur Strahlachse. Deshalb ist nicht mehr gesichert, daß jeglicher Untergrund eine breite Verteilung im Spektrum der invarianten Masse erzeugt. Es bleibt zu überprüfen, ob die Abfolge der geschilderten Schnitte nicht auch den Untergrund bei der gesuchten invarianten Masse anhäuft. Das Vorhandensein von möglichem Untergrund soll in diesem Abschnitt untersucht werden.

Durch die Forderung, daß in jedem Subdetektor höchstens 3 Treffer gefunden werden,

	Effizienz der Bedingung
Das K trifft alle notwendigen Detektoren (Mikrostreifen-detektor, Hodoskope, Stopdetektor)	0,43
Die Signale des K werden auch nach der Unterdrückung des Detektorrauschens gefunden	0,81
Das Neutron trifft den Neutronendetektor (Akzeptanz)	0,30
Das Neutron trifft auf einen Bereich ohne Stahlflansche im Stahltank	0,79
Das Neutron durchquert ungehindert die Stahlwand	0,91
Das Neutron induziert ein Signal im Neutronendetektor	0,10
Das Σ^+ zerfällt deutlich hinter dem Mikrostreifen-detektor ($z > 38$ mm)	0,18
Das geladene Zerfallsteilchen trifft alle notwendigen De- tektoren (Hodoskope, Stopdetektor)	0,71
Die Signale des geladenen Zerfallsteilchens werden auch nach der Unterdrückung des Detektorrauschens gefun- den	0,81
Der Abstand der Σ^+ -Spur von der Sekundärspur ist klei- ner als 3 mm	0,93
Die Akomplanarität ist größer als 2°	0,84
Die Geschwindigkeit des Neutrons liegt zwischen 0,4 und 0,9	0,95
Die rekonstruierte Flugzeit des Neutrons weicht weniger als 2 ns von der gemessenen ab	0,79
Die Geschwindigkeit des Kaons ist kleiner als 0,9	0,97
Die rekonstruierte Flugzeit des Kaons weicht weniger als 2 ns von der gemessenen ab	0,84
Die Winkel zwischen den Primärspuren liegen im erlaub- ten Bereich	0,71

Tabelle 7.2: *Effizienzen der einzelnen Bedingungen zur Selektion der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$. Das Produkt aller Effizienzen beträgt $2,7 \cdot 10^{-4}$*

sind im Vergleich zur Analyse der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ die Fehlzuordnungen der Signale zu den Spuren für die hier betrachtete Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ erheblich reduziert. Das Neutron muß den Neutronendetektor erreichen, um erkannt zu werden. Es sollte deshalb keine Signale in den anderen Detektoren verursachen. Deshalb werden hier nur Fehlidentifizierungen anderer Reaktionen als möglicher Untergrund untersucht.

Prinzipiell müßten alle vorkommenden Reaktionen betrachtet werden, die die gesuchte Signatur nachbilden können. Das bedeutet insbesondere, daß im Neutronendetektor ein neutrales Teilchen nachgewiesen werden muß. Damit ist die Beschränkung auf Reaktionen, bei denen Neutronen (evtl. auch in Teilchenzerfällen) entstehen, erlaubt.

Eine Spur mit einem Knick kann nachgebildet werden, wenn Zerfälle geladener Teilchen auftreten. Damit die Teilchen genügend häufig zwischen dem Mikrostreifendetektor und dem vorderen Hodoskop zerfallen, muß die Lebensdauer ca. 100 ps betragen. Diese Forderung ist nur für die Teilchen mit Strangeness erfüllt.

Weiterhin kann eine Spur mit einem Knick nachgebildet werden, wenn eines der Primärteilchen im Mikrostreifendetektor eine Kernreaktion induziert. Aus den Wirkungsquerschnitten und der Geometrie des Detektors kann abgeschätzt werden, daß nur etwa jedes tausendste Teilchen eine solche Reaktion induziert. Zur signifikanten Erzeugung von Untergrund nach der Selektion der Ereignisse der untersuchten Reaktion ist dann ein großer Wirkungsquerschnitt notwendig. Eine weitgehender Ausschluß der betreffenden Kanäle ($pp \rightarrow pn\pi^+$ oder $pp \rightarrow pn\pi^+\pi^0$) wird erreicht, indem der rekonstruierte Zerfallsvortex weit hinter dem Mikrostreifendetektor gefordert wird.

Für die Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ kann dies kontrolliert werden, indem die gefundenen Ereignisse unter der Hypothese dieser Reaktion analysiert werden. Es wird kein Ereignis gefunden, daß der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ zugeordnet werden könnte (Abb. 7.11).

Damit genügt es, die Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda \rightarrow p\mu\nu_\mu n\pi^0$ bzw. $pp \rightarrow pK^+\Lambda \rightarrow p\pi^+\pi^0 n\pi^0$ zu betrachten (vgl. Tabelle 4.1). Dazu werden die Daten einer Simulation dieser Reaktion (mit Verteilungen gemäß dem Phasenraum) mit der gleichen Analyse untersucht. Aus der bestimmten Effizienz von $< 10^{-5}$ und dem bekannten Wirkungsquerschnitt von $17 \mu\text{b}$ (Anhang, [Fri02]) läßt sich abschätzen, daß keins der gefundenen Ereignisse aus der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ entsteht.

7.6 Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$

Genau wie bei der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ ergibt sich der Wirkungsquerschnitt aus:

$$\sigma = \frac{\text{Anzahl der gefundenen Events}}{\varepsilon \cdot L} \cdot \text{Korrekturen}$$

Dabei bezeichnen ε die Effizienz und L die Luminosität. Die Luminosität wird für eine Strahlzeit bestimmt und ist für alle analysierten Reaktionen gleich. Damit beträgt sie wiederum $(14,0 \pm 0,5) \text{nb}^{-1}$. Die Effizienz wurde aus den Simulationen zu $(3,1 \pm 0,17_{\text{stat}} \pm 0,28_{\text{sys}}) \cdot 10^{-4}$ bestimmt. Für das hier betrachtete Triggermuster war die Untersetzung 1:1 (s. Tabelle 3.1).

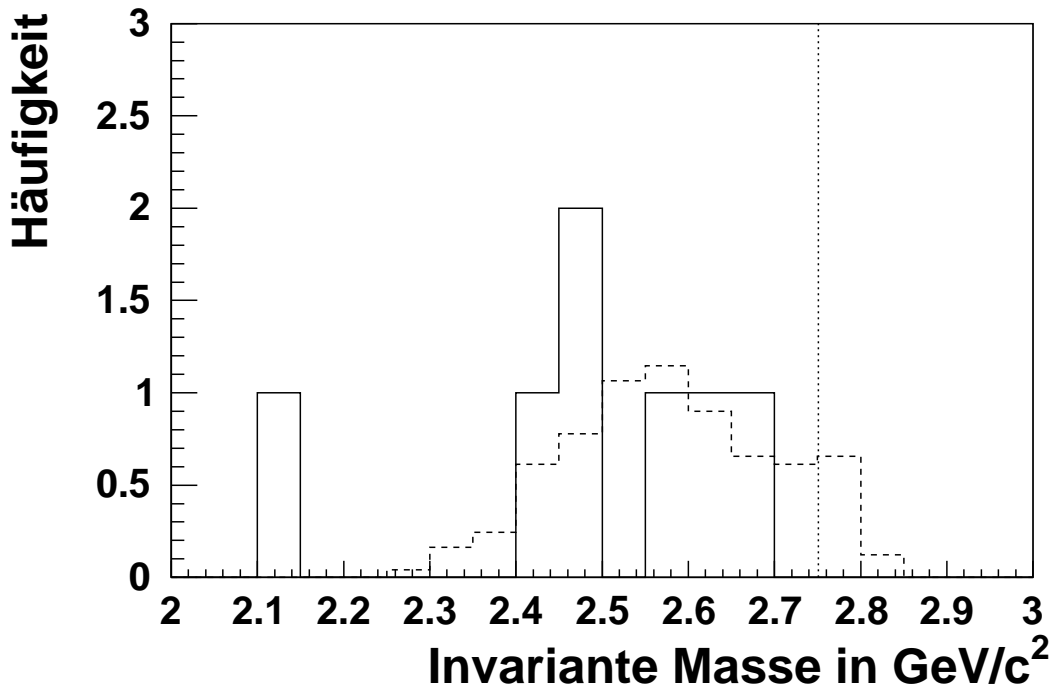


Abbildung 7.11: Dargestellt ist das berechnete Missing Mass-Spektrum der gefundenen Ereignisse unter der Annahme, die Signale seien in der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ entstanden. Der erwartete Wert (punktierte Linie) wird zwar von den Daten der Simulation (gestrichelte Linie) erreicht, von den experimentellen Daten (durchgezogenen Linie) jedoch nicht. Simulation und Experiment weisen keinen signifikanten Unterschied auf.

Der Korrekturfaktor in Bezug auf die Elektronik (Totzeit) ergibt sich zu 1,47. Zusätzlich muß eine Korrektur in Bezug auf das Rauschen des Detektors berücksichtigt werden. Diese wurde aus dem Test mit der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ zu $2,06 \pm 0,18_{stat}$ bestimmt.

Die Anzahl der Ereignisse ergibt sich nach dem oben beschriebenen Verfahren zu 6. Aufgrund der geringen Anzahl wird die Statistik der Poissonverteilung (und nicht die Näherung der Gaussverteilung) benutzt.

Die statistische Unsicherheit ist damit wesentlich größer als die systematische. Zur systematischen Unsicherheit trägt hier nur die Effizienzbestimmung bei. Eventuell verbliebener Restuntergrund ist mit in der statistischen Unsicherheit enthalten.

Das Endergebnis ist:

$$\begin{aligned} \sigma &= 4,2(1^{+0,48}_{-0,42_{stat}} \pm 0,08_{syst})\mu\text{b} \\ &= (4,2^{+2,0}_{-1,8_{stat}} \pm 0,4_{syst})\mu\text{b} \end{aligned}$$

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Andere Strahlzeiten und Energien

Die Auswertung für die Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ wurde sehr ausführlich dargestellt. Direkt im Anschluß an diese Messung bei einem Strahlimpuls von 2,95 GeV/c wurde mit dem gleichen Detektoraufbau bei einem Strahlimpuls von 3,2 GeV/c gemessen.

Da alle geforderten Bedingungen bis zur Berechnung der Missing Mass nur geometrischer Natur sind, sollten die verwendeten Grenzwerte unverändert sein. Die Kalibrierung wird in TofRoot, der zur Auswertung benutzten Programmierumgebung, fortlaufend für die Strahlzeit durchgeführt [Sch04]. Damit sind die Daten bei dieser anderen Energie automatisch neu kalibriert.

Das Missing Mass-Spektrum in Abb. 8.1 zeigt, daß die Kalibrierung gut ist. Der Dalitzplot hat, wie bei der niedrigen Energie, zu wenige Einträge, um detailliert analysiert werden zu können. Seine Projektionen mit dem Vergleich der Simulationen sind in Abb. 8.2 dargestellt. Hier kann man feststellen:

- Zur Beschreibung der Projektionen des Dalitzplots ist wiederum ein großer Anteil einer N^* -Resonanz im $K\Sigma$ -Kanal notwendig.
- Es kann kein signifikantes Signal für das Θ^+ gefunden werden.
- Die Winkelverteilungen zeigen einen deutlichen Anteil mit höheren Drehimpulsen (Abb. 8.3). Dazu wird die gemessene Winkelverteilung mit der Phasenraumsimulation normiert. Dann erscheint der Drehimpuls von null als eine konstante Winkelverteilung. Die gewichtete Summe der ersten geraden Legendre-Polynome $L_0 = 1$ und $L_2 = (3x^2 - 1)/2$ wird an diese normierte Verteilung angepaßt. Als freie Parameter sind nur die Gewichte a_i vorhanden. Sie geben Auskunft über den Anteil der Drehimpulse Null (a_0) und Eins (a_2).

Die Luminosität ist kleiner als bei der niedrigen Energie. Sie beträgt $(6,18 \pm 0,26)\text{nb}^{-1}$. Die Effizienz der Auswertung ist etwas ebenfalls kleiner, nämlich $(1,04 \pm 0,08)\%$. Der Faktor für die Korrektur bezüglich der Elektronik ist 0,979. Mit 433 gefundenen Ereignissen

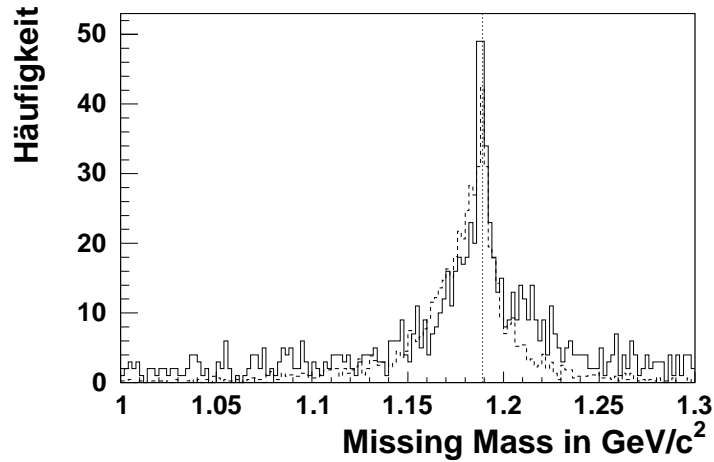


Abbildung 8.1: Die Missing Mass für den Strahlimpuls von $3,2 \text{ GeV}/c$. Wie bei der niedrigen Energie wird die erwartete Masse (punktierte Linie) gut reproduziert. Jedoch ist die Simulation (gestrichelt) gegenüber den experimentellen Daten (durchgezogen) leicht im Schwerpunkt verschoben.

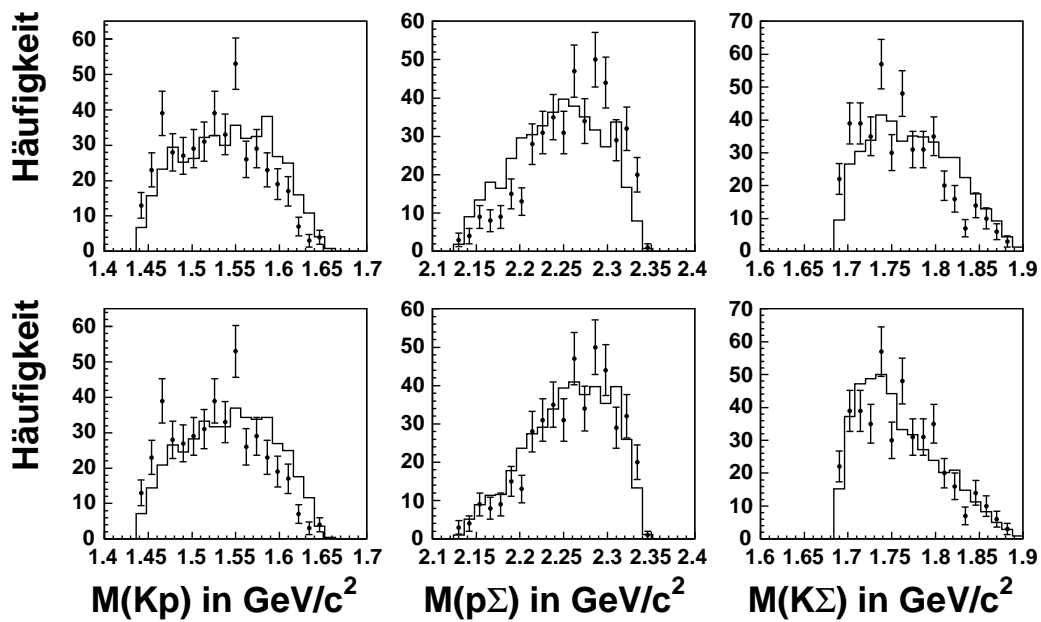


Abbildung 8.2: Dargestellt sind die Projektionen des Dalitzplots für den Strahlimpuls von $3,2 \text{ GeV}/c$. Obere Zeile: Vergleich zwischen den Daten (Punkte) und einer Simulation des Phasenraumes; Untere Zeile: Vergleich zwischen den Daten (Punkte) und einer Simulation über eine N^* -Resonanz mit den gleichen Eigenschaften, wie bei der niedrigen Energie (Masse 1710 MeV , Breite 100 MeV).

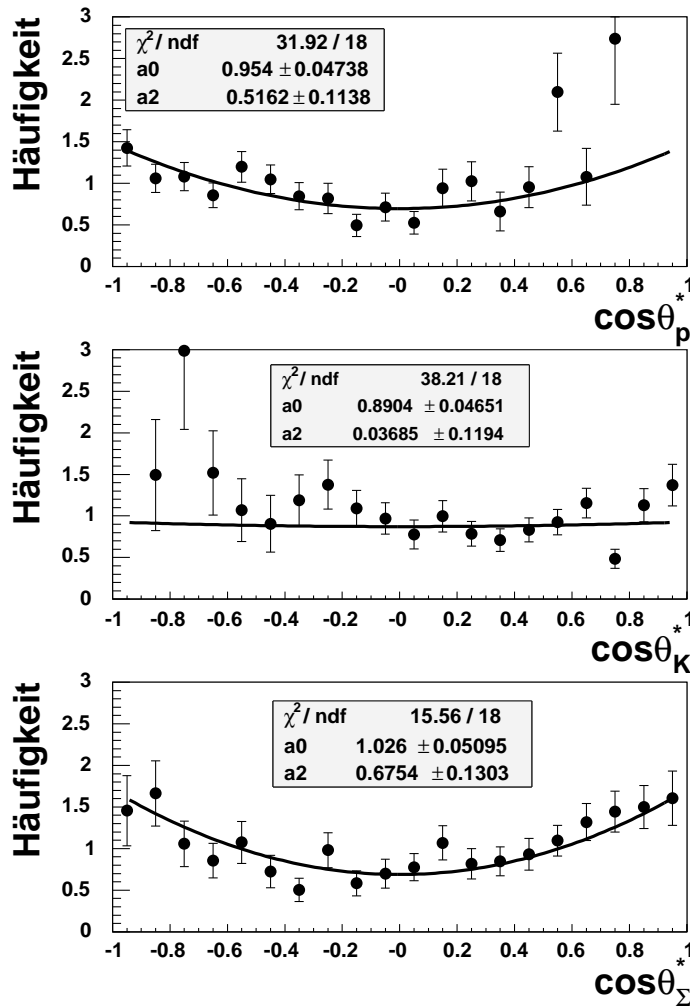


Abbildung 8.3: Die Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem für den Strahlimpuls von 3,2 GeV/c. Deutlich ist der Anteil mit einem Drehimpuls von Eins (a_2) beim p und Σ^+ . Die Winkelverteilung des Kaons liefert keine eindeutigen Aussagen.

ergibt sich ein totaler Wirkungsquerschnitt von:

$$\begin{aligned} \sigma &= 6,68 (1 \pm 0,05_{stat} \pm 0,12_{syst}) \mu\text{b} \\ &= (6,68 \pm 0,34_{stat} \pm 0,92_{syst}) \mu\text{b} \end{aligned}$$

Ungefähr zwei Jahre, im Oktober 2002, nach dieser Strahlzeit wurde die Messung bei einem Strahlimpuls von 2,95 GeV/c wiederholt. Der dabei geplante, polarisierte Strahl ist für diese Untersuchungen unwesentlich. Es wurden wesentlich mehr Daten gespeichert, sodaß ungefähr fünf mal mehr Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ erwartet werden konnten. Tatsächlich werden jedoch nur etwas mehr Ereignisse gefunden. (621 im Vergleich zu 488. Das ist ein Faktor von 1,3.)

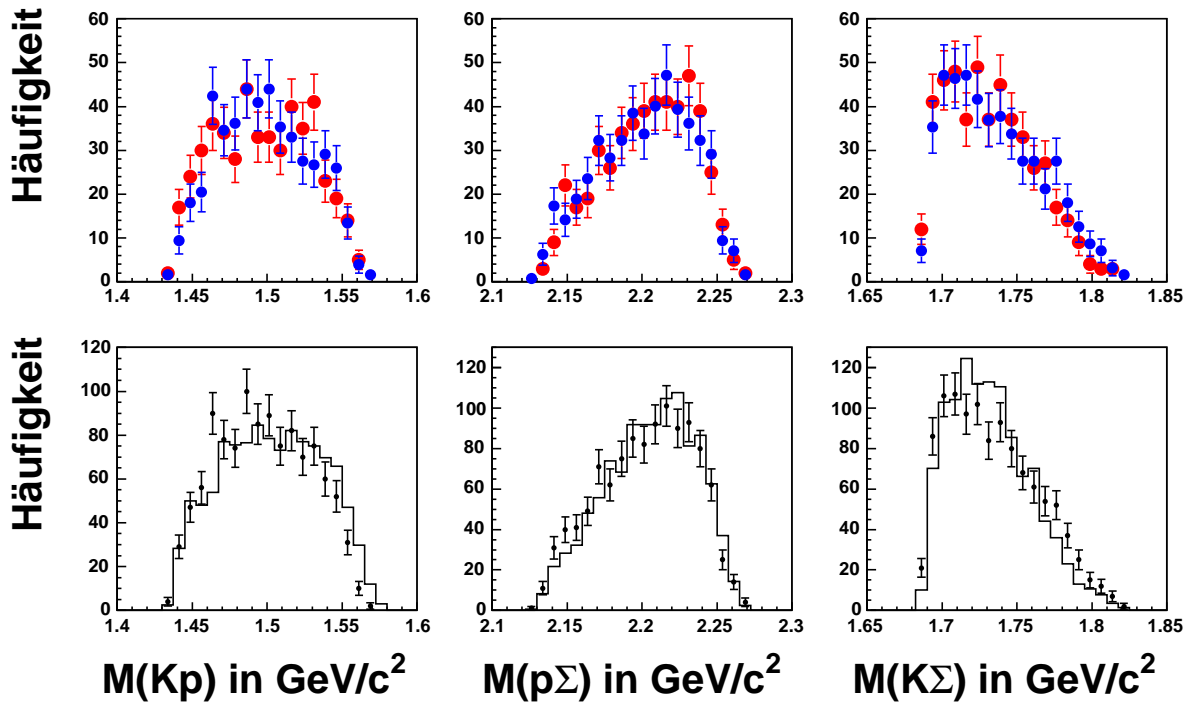


Abbildung 8.4: Obere Zeile: Der Vergleich der Projektionen des Dalitzplot zwischen dem bisher behandelten Experiment im Januar 2000 (rot) zum Experiment im Oktober 2002 (blau). Zur Darstellung wurde auf gleiche Fläche normiert. Die Wahrscheinlichkeiten, die der Kolmogorovtest (ohne Normierung) liefert, sind 0.55 (Kp), 0.92 ($p\Sigma$) und 0.30 ($K\Sigma$). Damit ist es möglich, trotz aller Unwägbarkeiten bei der späteren Strahlzeit, die Spektren zu addieren. Die untere Zeile zeigt die Summe der beiden Strahlzeiten (Punkte) im Vergleich mit der Simulation der resonanten Produktion über eine N^* -Resonanz (Linie). Es ist nicht überraschend, daß die Beschreibung gut ist, denn es wurden zwei Spektren addiert, die sich ähneln.

Die Ursache dieser Reduktion der Ereignisse ist ungeklärt. Deshalb kann nicht ausgeschlossen werden, daß Ereignisse nach ihren physikalischen Größen aussortiert wurden. Mit Hilfe des Kolmogorov-Tests kann jedoch ermittelt werden, ob die Projektionen des Dalitzplots eine statistische Stichprobe mit der gleichen Verteilung, wie bei der ausführlich vorgestellten Analyse sind (Abb. 8.4).

Die Ergebnisse legen nahe, daß die Spektren statistische Stichproben ein und der selben Verteilung sind. Damit ist es erlaubt zur Verbesserung der statistischen Genauigkeit die Spektren zu addieren. Die Projektionen des Dalitzplots werden auch dann allein durch die Annahme einer resonanten Produktion über die N^* -Resonanz beschrieben. (Das ist nicht verwunderlich, denn es wurden je zwei Spektren mit ähnlicher Struktur addiert, von denen ein Spektrum bereits über die Resonanz erklärt wurde.)

Strahlimpuls in GeV/c	2,95	3,2
Schwerpunktsenergie in GeV	2,75	2,83
experimentell		
[Wag02]	$12,7 \pm 2,3$	$27,2 \pm 3,5$
diese Arbeit	$3,20 \pm 0,58$	$6,68 \pm 1,26$
aus der Theorie		
Anhang, [Li95]	2,87	6,66
[Sib98]	1,37	3,46

Tabelle 8.1: *Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ in μb .*

8.2 Verbesserungsmöglichkeiten der Auswertung

Die vorgestellte Auswertung könnte in zwei Richtungen verbessert werden:

- Verbesserung der Auflösung
- Verbesserung der Effizienz

In der Analyse wurden systematische Abweichungen gefunden, z.B. wird das simulierte Θ^+ mit einer etwas anderen Masse rekonstruiert (Differenz ca. 6 MeV). Das bedeutet, daß die Kalibrierung noch nicht perfekt ist.

Eine mögliche Ursache ist der Energieverlust der Teilchen. Das Proton fliegt beispielsweise mit einer bestimmten Energie im Target los. Es verliert etwas Energie bereits im Target und seinen Umfassungsfolien. Dann erzeugt es ein Signal im Startdetektor. Hier beginnt die Flugzeitmessung. Auf dem Flugweg durchquert es noch den Mikrostreifendetektor und die Hodoskope, ehe es in den Stopdetektor die Flugzeitmessung beendet. Auf dem Weg verliert es also Energie, d.h. es wird immer langsamer. Durch die Flugzeitkalibrierung wird eine Flugzeit so berechnet, daß für elastische Teilchen der Wert im Target reproduziert wird. Für Teilchen mit anderen Geschwindigkeiten sind jedoch die Energieverluste etwas verschieden. Damit wird für Teilchen einer nichtelastischen Reaktion eine zu kleine Geschwindigkeit bestimmt.

Eine andere Quelle für eine systematische Abweichung ist die stereoskopische Korrektur. Die Detektoren (Quirl-, Ringdetektor und Hodoskope) bestehen aus einzelnen Lagen. Um die Koordinaten eines Treffers einfach zu berechnen, könnte diese Ausdehnung des Detektors in Strahlrichtung vernachlässigt werden. Für Quirl- und Ringdetektor wäre diese

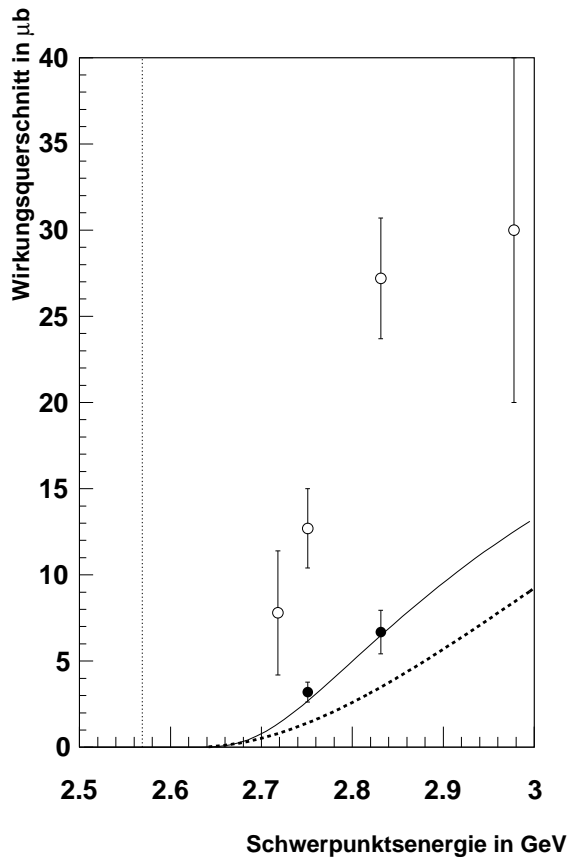


Abbildung 8.5: Dargestellt sind die Ergebnisse dieser Arbeit (geschlossene Symbole) für die Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ im Vergleich mit anderen Meßergebnissen (offene Symbole). Die theoretischen Vorhersagen aus dem Anhang (durchgezogene Linie) und [Sib98] (gestrichelte Linie) sind ebenfalls eingetragen.

Annahme wohl gerechtfertigt, denn die Lagen sind jeweils 8 mm auseinander bei einem Abstand von mehr als 3 m. Für die Hodoskope ist der Abstand 2 mm bei einem Abstand vom Target von 10 bzw. 20 cm. Deshalb wird eine stereoskopische Korrektur verwendet [Sch04]. Deren Parameter sind mit Spuren aus dem Target festgelegt worden. Das Kaon zerfällt jedoch hinter dem Mikrostreifendetektor kurz vor dem vorderen Hodoskop. Für Quirl- und Ringdetektor ist kein wesentlicher Unterschied zu erwarten. Für die Hodoskope jedoch müßte die Korrektur für die Sekundärspuren optimiert werden.

Relativ viele Ereignisse werden verloren, weil die Pionen zwar die Detektoren treffen, jedoch kein erkennbares Signal in den Hodoskopen erzeugen. Zur Unterscheidung von Signalen und elektronischem Rauschen werden für die einzelnen QDC-Kanäle Mindestwerte gefordert. Diese Mindestwerte sind so gut wie möglich gesetzt. Es gibt aber bis jetzt praktisch keine Kontrolle, ob sie optimal gesetzt sind, denn in den Simulationen wird bisher das Rauschen nicht nachgebildet. Es ist möglich, das niedrigere Mindestwerte das Rauschen auch genügend unterdrücken. Dann könnte die Effizienz gesteigert werden.

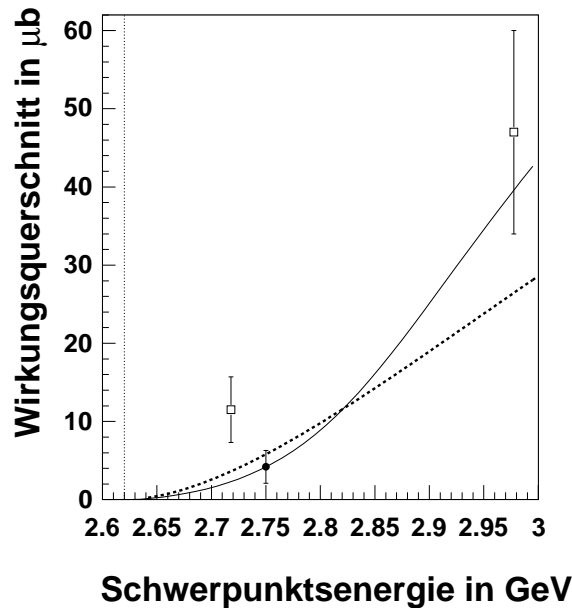


Abbildung 8.6: Dargestellt sind die Ergebnisse der Arbeit (geschlossenes Symbol) für die Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ im Vergleich mit anderen Meßergebnissen (offene Symbole). Die theoretischen Vorhersagen aus dem Anhang (durchgezogene Linie) und [Sib98] (gestrichelte Linie) sind ebenfalls eingetragen.

Ein weiterer Schritt zu einer verbesserten Auswertung ist ein kinematischer Fit. Damit kann die Auflösung des Detektors verbessert werden. Jedoch muß sehr sorgsam mit den angegebenen Unsicherheiten der Meßwerte umgegangen werden. Die Punkte im Dalitzplot werden alle etwas verschoben. Insbesondere werden die Punkte außerhalb des kinematisch erlaubten Bereiches in diesen geschoben. Hat dieses Verändern einen systematischen Fehler, können Strukturen im Dalitzplot erzeugt oder verwischt werden.

Oben wurde bereits diskutiert, daß die Berücksichtigung weiterer Effekte die Auflösung verbessern könnte. Eine systematische Abweichung der Meßgrößen kann ebenfalls mit dem kinematischen Fit gefunden werden, denn durch den Fit muß sie immer in die gleiche Richtung verändert werden. Damit liefert der kinematische Fit eine weitere Kontrolle für die Kalibrierung. Das ist insbesondere für die Sekundärspuren ein gutes Hilfsmittel.

8.3 Vergleich der Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen und bisherigen Messungen

An dieser Stelle sollen die ermittelten Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ mit den theoretischen Modellen und den bisherigen Messungen verglichen werden (Abb. 8.5). Dazu sind die Werte in Tabelle 8.1 angegeben.

Strahlimpuls in GeV/c	2,85
experimentell	
[Sch03]	$12,7 \pm 2,3$
Strahlimpuls in GeV/c	2,95
experimentell	
diese Arbeit	$4,2^{+2,0}_{-1,8}$
aus der Theorie	
Anhang,[Li95]	4,4
[Sib98]	5,6

Tabelle 8.2: *Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ in μb .*

Der Meßwert beim niedrigen Strahlimpuls ist etwas größer als die theoretischen Vorhersagen. Innerhalb der Fehler ist der Meßwert mit der Theorie im Anhang vereinbar. Der Meßwert beim höheren Strahlimpuls ist deutlich kleiner als die Vorhersage aus dem Anhang, stimmt aber gut mit der Theorie von [Sib98] überein. Damit ist keine Aussage über die Güte der Theorien möglich.

Die Meßergebnisse sind allerdings unvereinbar mit den bisherigen experimentellen Bestimmungen aus [Wag02]. Hier sollte eine weitergehende Diskussion stattfinden.

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ ist sehr ungenau, sodaß eine Angabe zur Güte der Theorien weitgehend ausgeschlossen ist. Trotzdem ist es interessant den Vergleich durchzuführen (Abb. 8.6). Dazu sind die Werte für die Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ in Tabelle 8.2 angegeben.

Der Meßwert ist etwas niedriger als die theoretischen Vorhersagen. Innerhalb der Fehler ist der Meßwert mit den Theorien vereinbar. Es ist keine Aussage über die Güte der Theorien möglich.

Die Meßergebnisse sind allerdings unvereinbar mit den bisherigen experimentellen Bestimmungen bei niedrigeren Energien [Sch03].

8.4 Zusammenfassung

Es wurden die totalen Wirkungsquerschnitte für zwei Reaktionen bei einem Strahlimpuls von 2.95 GeV/c bestimmt:

$$\begin{aligned}\sigma(pp \rightarrow pK^0\Sigma^+) &= (3,20 \pm 0,15_{stat} \pm 0,40_{sys})\mu\text{b} \\ \sigma(pp \rightarrow nK^+\Sigma^+) &= (4,2^{+2,0}_{-1,8}{}_{stat} \pm 0,4_{syst})\mu\text{b}\end{aligned}$$

Bei der ersten Reaktion wurde der Reaktionsmechanismus untersucht. Die beste einfache Beschreibung liefert eine N^* -Resonanz mit der zentralen Masse von 1710 MeV und einer Breite von 100 MeV. Diese Schlussfolgerung bedeutet nicht, daß nur die tabellierte $N(1710)P_{11}$ [Hai98] eine Rolle spielt. Vermutlich werden nichtresonante und resonante Produktion über verschiedene N^* - und Δ -Resonanzen durch die angegebene (effektive) Resonanz beschrieben. Die Winkelverteilungen zeigen, daß weitgehend nur Drehimpulse von Null (s-Welle) bei der Produktion eine Rolle spielen. Für die Existenz eines exotischen Teilchens, des Θ^+ , ist kein signifikantes Signal gefunden worden.

Weiterhin wurde bei einem Strahlimpuls von 3.2 GeV/c der totalen Wirkungsquerschnitt für

$$\sigma(pp \rightarrow pK^0\Sigma^+) = (6,68 \pm 0,34_{stat} \pm 0,92_{syst})\mu\text{b}$$

bestimmt. Auch hier ist der vorwiegende Reaktionsmechanismus eine resonante Produktion im $K\Sigma$ -Kanal. Jedoch müssen höhere Drehimpulse (p-Welle) bei der Beschreibung berücksichtigt werden.

Anhang

Zur Berechnung von

Wirkungsquerschnitten im

„Ein-Meson-Austauschmodell“

Die Reaktionen der assoziierten Strangenessproduktion in pp -Stößen mit den niedrigsten Energieschwellen sind:

$$\begin{aligned}
 pp &\rightarrow pK^+\Lambda \\
 pp &\rightarrow pK^+\Sigma^0 \\
 pp &\rightarrow pK^0\Sigma^+ \\
 pp &\rightarrow nK^+\Sigma^+
 \end{aligned}$$

Für alle diese Reaktionen wird kurz $pp \rightarrow NKY$ geschrieben. Y steht für das entstandene Baryon mit Strangeness (Hyperon), K für das Kaon und N für das Nukleon. Mittels eines einfachen Ein-Meson-Austauschmodells soll zunächst der erwartete Wirkungsquerschnitt für diese Reaktionen berechnet werden.

A.1 Herleitung einer Formel für die Wirkungsquerschnitte

Eine allgemeine Form des Wirkungsquerschnittes für die Reaktion $12 \rightarrow 34 \dots n$ findet sich in [Hai98]:

$$d\sigma(12 \rightarrow 34 \dots n) = \frac{(2\pi)^4 |\mathcal{M}|^2}{4\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} \times d\Phi_n(p_1 + p_2, p_3, p_4, \dots, p_{n+2}) \quad (\text{A.1})$$

wobei $d\Phi_n$ das Phasenraumelement, \mathcal{M} das invariante Matrixelement, m_i die Masse und p_i den 4-er-Impuls des i -ten Teilchen bezeichnet. (Die jeweiligen 3er-Impulse werden mit

\vec{p}_i bezeichnet.) Angewendet auf die Reaktion $pp \rightarrow NKY$ ergibt:

$$d\sigma(pp \rightarrow NKY) = \frac{(2\pi)^4 |\mathcal{M}|^2}{4\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} \times \delta^4(p_1 + p_2 - p_N - p_Y - p_K) \frac{d^3 \vec{p}_N}{(2\pi)^3 2E_N} \frac{d^3 \vec{p}_Y}{(2\pi)^3 2E_Y} \frac{d^3 \vec{p}_K}{(2\pi)^3 2E_K} \quad (\text{A.2})$$

Eine erste Vereinfachung ist dadurch zu erreichen, daß im Schwerpunktsystem ($\vec{p}_1 = -\vec{p}_2 = p_{CM} \vec{e}_z$) gilt. Daraus folgt:

$$\begin{aligned} (p_1 p_2)^2 - m_1^2 m_2^2 &= \left(\sqrt{m_1^2 + p_{CM}^2} \sqrt{m_2^2 + p_{CM}^2} + p_{CM}^2 \right)^2 - m_1^2 m_2^2 \\ &= (p_{CM}^2 + m_1^2)(p_{CM}^2 + m_2^2) + 2p_{CM}^2 \sqrt{m_1^2 + p_{CM}^2} \sqrt{m_2^2 + p_{CM}^2} + p_{CM}^4 - m_1^2 m_2^2 \\ &= p_{CM}^2 m_1^2 + p_{CM}^2 m_2^2 + 2p_{CM}^4 + 2p_{CM}^2 \sqrt{m_1^2 + p_{CM}^2} \sqrt{m_2^2 + p_{CM}^2} \\ &= p_{CM}^2 (m_1^2 + p_{CM}^2 + 2\sqrt{m_1^2 + p_{CM}^2} \sqrt{m_2^2 + p_{CM}^2} + m_2^2 + p_{CM}^2) \\ &= p_{CM}^2 (E_1 + E_2)^2 \\ &= p_{CM}^2 E_{CM}^2 \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Durch Wurzelziehen folgt aus Gleichung A.3:

$$\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_1^2 m_2^2} = |p_{CM}| E_{CM} \quad (\text{A.4})$$

Einsetzen von Gleichung A.4 in Gleichung A.2 liefert:

$$d\sigma(pp \rightarrow NKY, E_{CM}) = \frac{(2\pi)^4 |\mathcal{M}|^2}{4 |p_{CM}| E_{CM}} \delta^4(p_1 + p_2 - p_N - p_Y - p_K) \times \frac{d^3 \vec{p}_N}{(2\pi)^3 2E_N} \frac{d^3 \vec{p}_Y}{(2\pi)^3 2E_Y} \frac{d^3 \vec{p}_K}{(2\pi)^3 2E_K} \quad (\text{A.5})$$

Die fundamentale Annahme des Ein-Mesonen-Austausches ist folgende: Die unbekannte Wechselwirkung zwischen Hadronen läßt sich auch mit Hilfe eines Austauschteilchens berechnen. Unbekannte Reaktionen werden so aufgeteilt, daß alle Teilreaktionen durch Zweikörperkräfte beschrieben werden können (Abb. A.1). Diese sind bereits gut bekannt. Als Austauschmesonen sollen hier nur solche Teilchen benutzt werden, die auch als reelle Teilchen vorkommen. Dann können experimentelle Daten für die Teilreaktionen verwendet werden. Als Austauschteilchen wird vorläufig das leichteste Meson, ein π , angenommen. Nach den Grundsätzen der klassischen Physik sollte in jedem Vertex der Energie- und

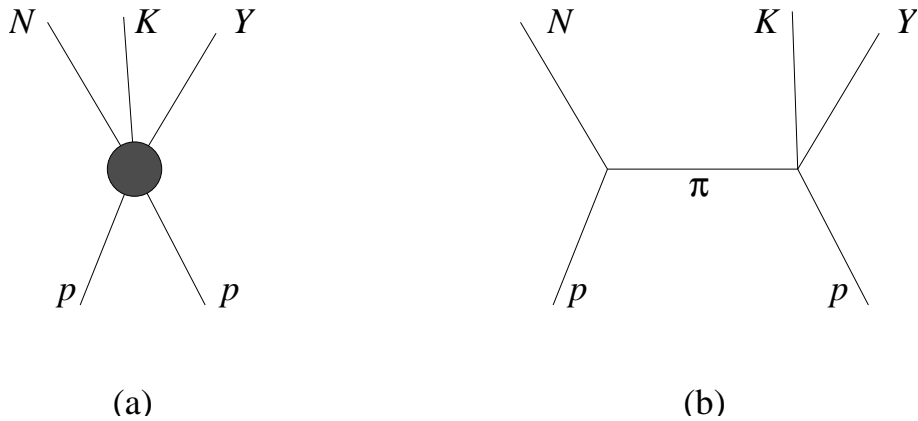


Abbildung A.1: Die Idee des Ein-Mesonen-Austausches: Die Reaktion mit unbekanntem Wirkungsmechanismus (a) wird beschrieben, indem ein Austauschteilchen angenommen wird (b). Alle vorkommenden Teilreaktionen sind bereits (mehr oder weniger genau) experimentell untersucht.

Impulssatz erhalten bleiben. In einem Vertex „zerfällt“ das Proton in ein Nukleon und das Austauschteilchen. Der Energiesatz für diesen Vertex im Ruhesystem des einlaufenden Protons ($p_1 = 0$) lautet:

$$\begin{aligned}
 m_1 &= \sqrt{m_\pi^2 + \vec{p}_\pi^2} + \sqrt{m_N^2 + \vec{p}_N^2} \\
 &\geq \sqrt{m_\pi^2} + \sqrt{m_N^2} = m_\pi + m_N
 \end{aligned}$$

Das bedeutet, der Energiesatz ist bei einem Zerfall eines Teilchens nur zu erhalten, wenn die Masse des zerfallenden Teilchens größer ist als die Masse der Zerfallsprodukte. Also kann das einlaufende Proton nicht in ein Pion und ein Nukleon „zerfallen“. Energiesatz und die Eigenschaften der Teilchen widersprechen sich.

Beim Ein-Meson-Austausch werden die Erhaltungssätze durch die relativistische Viererimpulserhaltung berücksichtigt. Damit gelten Energie- und Impulssatz in den Formeln. Das Quadrat des Vierervektors q des Austauschteilchens ergibt jedoch nicht die Ruhemasse des reellen Teilchens. In den Worten der klassischen Physik würde ein Unterschied zwischen schwerer (m_π) und träger Masse ($\sqrt{q^2}$) entstehen. Deshalb wird das Teilchen auch „virtuelles“ oder „off-shell“ Teilchen genannt.

Aus der Heisenbergschen Unschärferelation ist bekannt, daß Energien und Impulse zu einem genauen Zeitpunkt bzw. an einem genauen Ort nicht bestimmt sind. Damit ist eine Verletzung der Erhaltungssätze auf kleinen Zeitskalen möglich. In diesem Fall wird die Verletzung der Erhaltungssätze formal in eine Verletzung der Massenbeziehungen umgewandelt. Es werden auch negative Massenquadrate zugelassen. Insbesondere gilt für die vorliegenden Reaktionen im schwelennahen Energiebereich $q^2 \leq 0$. (Das wird später auch aus den kinematischen Grenzen deutlich, Abschnitt A.3)

Für die Formel des Wirkungsquerschnittes bedeutet der Ein-Mesonenaustausch eine Substitution des Matrixelementes

$$\mathcal{M} = \langle pp | NKY \rangle \quad \text{durch}$$

$$\mathcal{M} = \langle p|\pi N \rangle \langle \pi p|KY \rangle \cdot \text{Propagator} \quad (\text{A.6})$$

Der Propagator beschreibt die raum-zeitliche Fortpflanzung des Austauschteilchens. Da die Reaktion in keinem äußeren Feld stattfindet, kann sein Vakuumerwartungswert zur weiteren Berechnung genommen werden:

$$\text{Propagator} = \frac{1}{m_\pi^2 - q^2}, \quad (\text{A.7})$$

wobei m die (schwere) Masse und q der 4er-Impuls des Austauschteilchens ist. Damit ist offensichtlich, daß nur die leichtesten Mesonen einen (im Rahmen dieser Überlegungen) beachtenswerten Beitrag liefern. Als leichtestes Meson ist das Pion bekannt. (Und obige Annahme ist begründet.)

Für den Term $\langle p|\pi N \rangle$ wird eine Punktwechselwirkung angenommen. Das führt auf:

$$|\langle p|\pi N \rangle|^2 = 4\pi f^2 \frac{q^2 M_N^2}{m_\pi^2} \quad (\text{A.8})$$

Dabei ist f die Kopplungskonstante (des Pions an zwei Nukleonen, also eigentlich $f_{\pi NN}$) und q der 4-Impuls des Pions.

Durch Einsetzen der Gleichungen A.6 bis A.8 in Gleichung A.5 gilt für den Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned} d\sigma(pp \rightarrow NKY, E_{CM}) &= \frac{(2\pi)^4 4\pi f^2 \cdot \frac{q^2}{m_\pi^2} M_N^2 |\langle \pi p|KY \rangle \cdot \frac{1}{m_\pi^2 - q^2}|^2}{4 |p_{CM}^{\vec{}}| E_{CM}} \\ &\times \delta^4(p_1 + p_2 - p_N - p_Y - p_K) \\ &\times \frac{d^3 p_N^{\vec{}}}{(2\pi)^3 2E_N} \frac{d^3 p_Y^{\vec{}}}{(2\pi)^3 2E_Y} \frac{d^3 p_K^{\vec{}}}{(2\pi)^3 2E_K} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Die δ -Funktion besitzt die bekannte Eigenschaft:

$$\int dx f(x) \delta(x - \eta) = f(\eta)$$

Benutzt man in dieser Formel den Spezialfall $f(x) = \delta(x - \xi)$, so ist:

$$\int dx \delta(x - \xi) \delta(x - \eta) = \delta(\eta - \xi)$$

Anwendung auf die δ -Funktion zur Viererimpulserhaltung ergibt:

$$\delta^4(p_1 + p_2 - p_N - p_Y - p_K) = \int d^4 q \delta^4(p_1 - p_N - q) \delta^4(q + p_2 - p_Y - p_K) \quad (\text{A.10})$$

Mit dieser Umformung (Gleichung A.10) der δ -Funktion wird aus Gleichung A.9:

$$\begin{aligned}
d\sigma(pp \rightarrow NKY, E_{CM}) &= \int d^4q \frac{(2\pi)^4 4\pi f^2 \cdot \frac{q^2}{m_\pi^2} M_N^2 |\langle \pi p | KY \rangle \cdot \frac{1}{m_\pi^2 - q^2}|^2}{4 |p_{CM}^{\vec{}}| E_{CM}} \\
&\times \delta^4(p_1 - p_N - q) \delta^4(q + p_2 - p_Y - p_K) \\
&\times \frac{d^3 p_N^{\vec{}}}{(2\pi)^3 2E_N} \frac{d^3 p_Y^{\vec{}}}{(2\pi)^3 2E_Y} \frac{d^3 p_K^{\vec{}}}{(2\pi)^3 2E_K} \quad (A.11)
\end{aligned}$$

Für die Teilreaktion $\pi p \rightarrow KY$ mit einem einlaufenden virtuellen Pion soll der (experimentell bestimmbare) Wirkungsquerschnitt der Reaktion mit reellem Pion eingesetzt werden. Dazu wird die allgemeine Formel (Gleichung A.1) für diese Teilreaktion benutzt:

$$d\sigma(\pi p \rightarrow KY, w) = \frac{(2\pi)^4 |\langle \pi p | KY \rangle|^2}{4 |\vec{q}_w| w} \delta^4(q + p_2 - p_Y - p_K) \frac{d^3 p_Y^{\vec{}}}{(2\pi)^3 2E_Y} \frac{d^3 p_K^{\vec{}}}{(2\pi)^3 2E_K} \quad (A.12)$$

Dabei ist \vec{q}_w der Impuls der einlaufenden Teilchen im Schwerpunktsystems des Rückstreuprozesses und w die Schwerpunktsenergie desselben Systems.

Ein Fehler dieser Ersetzung wird durch folgenden Gedankengang ersichtlich: Als leichtes Teilchen kann das Pion höhere (Bahn-)Drehimpulse haben als schwerere Teilchen (Zentrifugalbarriere). Damit müßten, sobald höhere Drehimpulse möglich sind, also bei hohen Impulsüberträgen, schwerere Mesonen berücksichtigt werden. Dies jedoch führt zu einer Verkomplizierung des Modells, denn die Phasen der einzelnen Austauschmesonen zueinander, sowie die vielen Wirkungsquerschnitte für den Rückstreuprozeß, müssen betrachtet werden. Es zeigt sich jedoch, daß das einfache Modell auch bei höheren Energien eine gute Beschreibung gibt, wenn die hohen Impulsbeiträge (und damit die hohen Bahndrehimpulse des Pions) unterdrückt werden.¹

Diese Unterdrückung wird mit einem Cutoff-Faktor realisiert. Der Faktor soll kleiner werden für betragsmäßig größere q^2 . (Es gilt: $q^2 < 0$.) Eine weitere Bedingung ergibt sich aus der Extrapolation für $q^2 = m_\pi^2$. Dieser Fall ist zwar kinematisch nicht möglich, er hat jedoch eine physikalische Bedeutung: Die Reaktion läuft mit einem reellem Austauscheteilchen ab. Damit in diesem Fall keine Unterdrückung stattfindet, muß der Faktor gleich Eins sein. Als Cutoff für Pionenaustausch hat sich

$$\text{Cutoff}(q^2) = \frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - q^2} \quad (A.13)$$

durchgesetzt [Li95],[Lag91]. Λ_π ist ein frei wählbarer Parameter, der Cutoff-Parameter. Der Cutoff muß an jeder Teilreaktion, an denen das Austauscheteilchen teilnimmt, berücksichtigt werden, da die Drehimpulse bei jeder Wechselwirkung richtig gewichtet werden

¹Diese Argumentation ist in letzter Konsequenz nicht ganz stichhaltig, jedoch im Rahmen der hier dargestellten Einführung plausibel. Die Eigenschaften des Cutoff-Terms werden im Potentialmodell offensichtlicher. Hier divergieren die Integrale. In Analogie zu den Formfaktoren für ausgedehnte Objekte wird dann der Cutoff-Term eingeführt. Damit ist auch offensichtlich, daß für ein Austauscheteilchen der Cutoffparameter unabhängig von der individuellen Reaktion ist.

müssen. Eingesetzt von Gleichung A.12 unter Berücksichtigung des Cutoffs (Gl. A.13) in Gleichung A.11 ergibt:

$$\begin{aligned}
d\sigma(pp \rightarrow NKY, E_{CM}) &= \int \frac{|\vec{q}_w| w}{|p_{CM}^{\vec{}}| E_{CM}} \cdot 4\pi f^2 \cdot \frac{q^2}{m_\pi^2} M_N^2 \cdot d\sigma(\pi p \rightarrow KY, w) \\
&\times \left(\frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - q^2} \right)^4 \left| \frac{1}{m_\pi^2 - q^2} \right|^2 \\
&\times \delta^4(p_1 - p_N - q) \frac{d^3 p_N^{\vec{}}}{(2\pi)^3 2E_N} d^4 q
\end{aligned} \tag{A.14}$$

Da Vektoren als Integrationsvariablen schlecht zu handhaben sind, werden die Integrationsvariablen (in zwei Schritten) gewechselt. Dazu muß die Determinante der Jacobi-Matrix berechnet werden, die den Wechsel von Koordinatensystemen beschreibt. In einem ersten Schritt wird zu Kugelkoordinaten übergegangen. Dafür ist die Jacobi-Determinante bekannt:

$$d^3 p_N^{\vec{}} = p_N^2 d|p_N^{\vec{}}| d(\cos\Theta_N) d\Phi_N \tag{A.15}$$

Die Integration über $d\Phi$ ist ausführbar und liefert 2π . In einem zweiten Schritt sollen die Integrationsvariablen $d|p_N^{\vec{}}|$ und $d(\cos\Theta)$ durch andere Variablen ersetzt werden.

Als neue Variablen sollen q^2 und w^2 benutzt werden. q^2 ergibt sich aus den Komponenten des 4-er Vektors. Die Komponenten entstehen durch Differenzbildung vom dissoziierenden Proton und dem Nukleon im Ausgangskanal.

$$q^2 = (E_1 - E_N)^2 - \vec{q}^2 \tag{A.16}$$

wobei \vec{q} der 3-er Impuls des Pions ist. Mit Hilfe des Cosinussatzes

$$\vec{q}^2 = \vec{p}_1^2 + \vec{p}_N^2 - 2|\vec{p}_1| |\vec{p}_N| \cos\Theta_N \tag{A.17}$$

kann

$$\begin{aligned}
q^2 &= (E_1 - E_N)^2 - \vec{q}^2 \\
&= E_1^2 - 2 \cdot E_1 E_N + E_N^2 - (\vec{p}_1^2 + \vec{p}_N^2 - 2|\vec{p}_1| |\vec{p}_N| \cos\Theta_N) \\
&= m_1^2 + m_2^2 - 2 \cdot E_1 E_N + 2|\vec{p}_N| |\vec{p}_1| \cos\Theta
\end{aligned} \tag{A.18}$$

geschrieben werden.

Die Schwerpunktsenergie w der Rückstreuung $\pi p \rightarrow Y K$ kann geschrieben werden als:

$$w^2 = (E_\pi + E_2)^2 - (\vec{p}_\pi + \vec{p}_2)^2 \tag{A.19}$$

Im Schwerpunktsystem der einlaufenden Protonen gilt:

$$\vec{p}_N^{\vec{}} = \vec{p}_1^{\vec{}} - \vec{p}_\pi^{\vec{}} = -\vec{p}_2^{\vec{}} - \vec{p}_\pi^{\vec{}} = -(\vec{p}_2^{\vec{}} + \vec{p}_\pi^{\vec{}}) \tag{A.20}$$

Einsetzen in Gleichung A.19 liefert

$$\begin{aligned} w^2 &= (E_1 - E_N + E_2)^2 - (\vec{p}_N)^2 \\ &= (E_{CM} - E_N)^2 - \vec{p}_N^2 \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

Aus den Gleichungen A.17 bis A.21 ergibt sich die Jacobi-Matrix:

$$\left(\frac{\delta(w^2, q^2)}{\delta(|\vec{p}_N|, \cos \Theta_N)} \right) = \begin{pmatrix} \frac{\delta(w^2)}{\delta|\vec{p}_N|} & \frac{\delta(q^2)}{\delta|\vec{p}_N|} \\ \frac{\delta(w^2)}{\delta(\cos \Theta_N)} & \frac{\delta(q^2)}{\delta(\cos \Theta_N)} \end{pmatrix}$$

Nebenrechnung:

$$\begin{aligned} E_N &= \sqrt{m_N^2 + \vec{p}_N^2} \\ \frac{\delta E_N}{\delta|\vec{p}_N|} &= \frac{1}{2\sqrt{m_N^2 + \vec{p}_N^2}} \cdot 2|\vec{p}_N| \\ &= \frac{|\vec{p}_N|}{E_N} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta(w^2, q^2)}{\delta(|\vec{p}_N|, \cos \Theta_N)} \right) &= \begin{pmatrix} 2(E_{CM} - E_N) \cdot \frac{-|\vec{p}_N|}{E_N} - 2|\vec{p}_N| & \dots \\ 0 & 2|\vec{p}_N| |\vec{p}_1| \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \frac{-2E_{CM}|\vec{p}_N| + 2|\vec{p}_N|E_N - 2|\vec{p}_N|E_N}{E_N} & \dots \\ 0 & 2|\vec{p}_N| |\vec{p}_1| \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \frac{-2E_{CM}|\vec{p}_N|}{E_N} & \dots \\ 0 & 2|\vec{p}_N| |\vec{p}_1| \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

und die Determinante wird

$$\det \left(\frac{\delta(w^2, q^2)}{\delta(|\vec{p}_N|, \cos \Theta)} \right) = -4 \frac{E_{CM} \vec{p}_N^2 |\vec{p}_1|}{E_N} \quad (\text{A.23})$$

Damit wird aus Gleichung A.15 nach Variablentransformation:

$$\begin{aligned} \int_{d\Phi} d^3 \vec{p}_N &= 2\pi p_N^2 d|\vec{p}_N| d(\cos \Theta_N) = -2\pi p_N^2 \frac{E_N}{4E_{CM} \vec{p}_N^2 |\vec{p}_1|} d(q^2) d(w^2) \\ &= -\frac{\pi E_N}{2E_{CM} |\vec{p}_1|} d(q^2) d(w^2) \\ &= -\frac{\pi E_N}{E_{CM} |\vec{p}_1|} d(q^2) w dw \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Und durch Einsetzen in Gleichung A.14 ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu:

$$\begin{aligned}
d\sigma(pp \rightarrow NKY, E_{CM}) &= - \int d^4q \delta^4(p_1 - p_N - q) \frac{|\vec{q}_w| \cdot w M_N^2}{E_{CM} \cdot |p_{CM}^{\vec{}}|} 4\pi f^2 \cdot \frac{q^2}{m_\pi^2} \\
&\times d\sigma(\pi p \rightarrow KY, w) \frac{\pi E_N}{E_{CM} \cdot |\vec{p}_1|} \frac{1}{(2\pi)^3 2E_N} \\
&\times \left(\frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - q^2} \right)^4 \left| \frac{1}{m_\pi^2 - q^2} \right|^2 d(q^2) w dw \quad (A.25)
\end{aligned}$$

In dieser Formel A.25 taucht zweimal die Energie des entstehenden Nukleons E_N auf. Diese E_N bezeichnen *eine* physikalische Größe, jedoch in verschiedenen Koordinatensystemen. Damit sich diese Energien kürzen, müssen sie im gleichen Koordinatensystem angegeben werden. Die Transformation der Variablen (Gleichung A.15 bis A.24) liefert keine Einschränkung des Koordinatensystems. Die Energie E_N im Nenner entstammt jedoch dem Phasenraumelement und ist durch Gleichung A.3 bereits auf das Schwerpunktsystem festgelegt. Damit sich die E_N kürzen, müssen also alle Variablen der Variablentransformation im Schwerpunktsystem bestimmt werden. Dann ist $|\vec{p}_1| = |p_{CM}^{\vec{}}|$ und es gilt:

$$\begin{aligned}
d\sigma(pp \rightarrow NKY, E_{CM}) &= - \int d^4q \delta^4(p_1 - p_N - q) \frac{|\vec{q}_w| \cdot w}{(2\pi)^2 4(E_{CM} \cdot |p_{CM}^{\vec{}}|)^2} 4\pi f^2 \cdot \frac{q^2}{m_\pi^2} \\
&\times d\sigma(\pi p \rightarrow KY, w) d(q^2) w dw \left(\frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - q^2} \right)^4 \left| \frac{1}{m_\pi^2 - q^2} \right|^2 (A.26)
\end{aligned}$$

Nun läßt sich die δ -Funktion auswerten. Da p_N nicht mehr vorkommt, ergibt sich mittels

$$\int d^4q \delta^4(p_1 - p_N - q) = 1$$

die Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned}
d\sigma(pp \rightarrow NKY, E_{CM}) &= - \frac{|\vec{q}_w| \cdot w}{(2\pi)^2 4(E_{CM} \cdot |p_{CM}^{\vec{}}|)^2} 4\pi f^2 \cdot \frac{q^2}{m_\pi^2} \\
&\times d\sigma(\pi p \rightarrow KY, w) d(q^2) w dw \left(\frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - q^2} \right)^4 \left| \frac{1}{m_\pi^2 - q^2} \right|^2 (A.27)
\end{aligned}$$

Die drei Integrationsvariablen ($d\sigma$, $d(q^2)$, dw) sind voneinander unabhängig. $d\sigma(\pi p \rightarrow KY, w)$ ist ein Differential bezüglich des Raumwinkels. Daher liefert das Integral

$$\int_{d\Omega} d\sigma(\pi p \rightarrow KY, w) = \sigma(\pi p \rightarrow KY, w) \quad (A.28)$$

den totalen Wirkungsquerschnitt der Teilreaktion in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie (des $\pi - p_2$ -Systems).

Unter Berücksichtigung von Gleichung A.28 entsteht durch weiteres Integrieren von Gleichung A.27 der gesuchte Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned} \sigma(pp \rightarrow NKY, E_{CM}) &= - \int dw \int d(q^2) \frac{w^2 \cdot |\vec{q}_w|}{(2\pi)^2 4(E_{CM} \cdot p_{CM}^{\vec{}})^2} 4\pi f^2 \cdot \frac{q^2}{m_\pi^2} \sigma(\pi p \rightarrow KY, w) \\ &\times \left(\frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - q^2} \right)^4 \left| \frac{1}{m_\pi^2 - q^2} \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

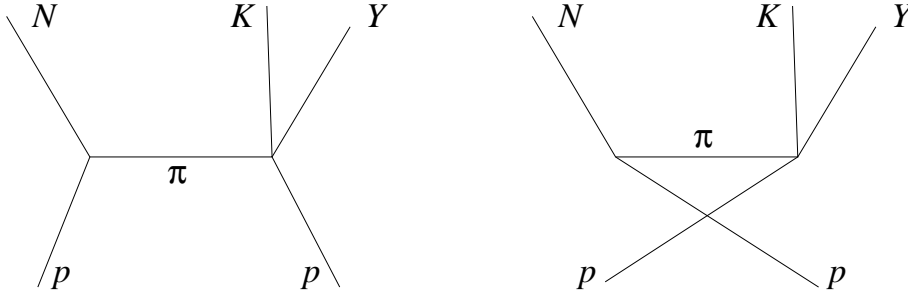


Abbildung A.2: Die beiden Graphen des Pionenaustausches entstehen durch Austausch der einlaufenden Teilchen.

Bisher hat sich die Berechnung auf einen Feynmangraphen beschränkt. Da die beiden Teilchen im Eingangskanal identisch sind müssen jedoch zwei Feynmangraphen berücksichtigt werden. Es ist unbekannt welches der einlaufenden Teilchen „dissoziiert“. Damit ist auch eine Vertauschung der beiden einlaufenden Teilchen möglich (Abb. A.2). Die beiden Amplituden müßten kohärent addiert werden. Der Interferenzterm wird hier jedoch nicht betrachtet² Nach der Integration sollten beide Terme gleich sein. Deshalb wird als Wirkungsquerschnitt das Doppelte erwartet:

$$\begin{aligned} \sigma(pp \rightarrow NKY, E_{CM}) &= - \frac{M_N^2}{2\pi(E_{CM} \cdot p_{CM}^{\vec{}})^2} \int dw w^2 \cdot |\vec{q}_w| \sigma(\pi p \rightarrow KY, w) \\ &\times \int d(q^2) \cdot \frac{q^2}{m_\pi^2} f^2 \left(\frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - q^2} \right)^4 \left| \frac{1}{m_\pi^2 - q^2} \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

²[Fer60] gibt eine Formel zur Berechnung des Interferenztermes an, wenn nur der Drehimpuls null berücksichtigt werden muß. Er sollte jedoch klein sein und neuere Arbeiten, z.B. [Li95], vernachlässigen ihn.

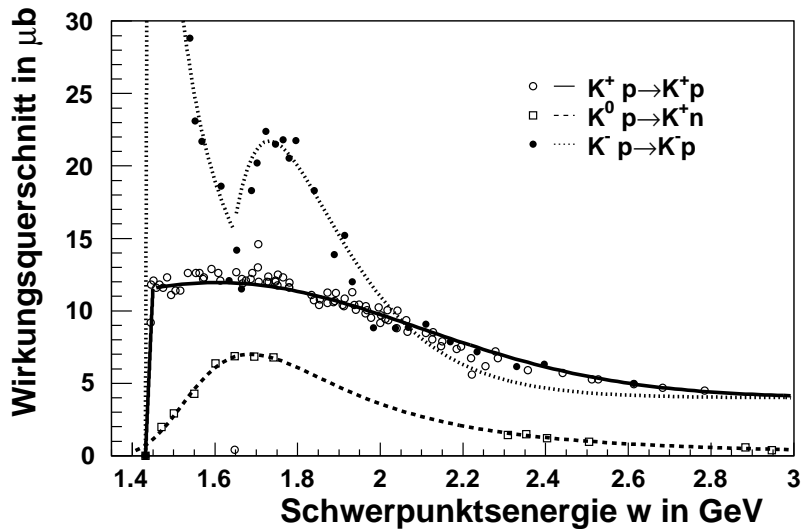


Abbildung A.3: Die benutzten Funktionen der Wirkungsquerschnitte im Vergleich mit den Meßwerten für die Rückstreuprozesse beim Kaonenaustausch

A.2 Die Parameter und Wirkungsquerschnitte der Rückstreuprozesse

Für jede Reaktion muß zur Anwendung der zuvor entwickelten Formel die Kopplungskonstante, der Wirkungsquerschnitt der Rückstreuung, sowie der Cutoff-Parameter bekannt sein. Oft sind diese Parameter nicht direkt zugänglich, z.B. sind Wirkungsquerschnitte mit Neutronen wesentlich schwieriger zu bestimmen als die von Protonen. Es gibt jedoch ein einfaches Mittel, um die Parameter bzw. Wirkungsquerschnitte ähnlicher Reaktionen zu vergleichen, den Isospin.

Im Ergebnis werden die Kopplungskonstanten nicht für jede Kombination von Teilchen gesondert bestimmt, sondern nur für Ausgewählte. Die genaue Größe für jede Teilchenkombination wird mit Hilfe von Isospinfaktoren bestimmt.

Der Isospin wurde bereits 1932 von H. Heisenberg in die Kernphysik eingeführt. Sofort nach der Entdeckung des Neutrons wurde auf Proton und Neutron der Formalismus eines Teilchens in zwei ähnlichen Zuständen angewendet. Als Analogie haben Elektronen der Atomhülle die Ausrichtung des Spins als Quantenzahl. So wurde die neue Quantenzahl „Isospin“ eingeführt. Damit können die Isobaren (gleiche Massenzahl, aber unterschiedliche Ladungszahl) eines Atomkerns unterschieden werden. Diese verhalten sich in den Reaktionen oft ähnlich. Wenn sich die Isobaren ähnlich verhalten, so ist offensichtlich die Kraft zwischen beiden Kernbausteinen, Protonen und Neutronen, (fast) gleich. Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ist ladungsunabhängig.

Bei der Erweiterung auf andere Teilchen erweist sich der Isospin weiterhin als gute Quantenzahl. Jedoch ist nicht die starke Wechselwirkung zwischen beliebigen Teilchen ladungsunabhängig. Die Ladungsunabhängigkeit wird durch den Drehimpulsformalismus bezüglich des Isospins ersetzt. Da der Isospin eine Erhaltungsgröße der starken Wechsel-

wirkung ist, liefert eine einfache Rechnung oft gute Aussagen.

Betrachtet wird zunächst der Pionenaustausch. Als Austauschpionen kommen in den hier betrachteten Reaktionen π^+ und π^0 vor. Es werden die Kopplungskonstanten von $pp\pi^0$ und $pn\pi^+$ benötigt. Die Kopplungskonstanten sind dem Übergangsmatrixelement proportional, wenn nur der Zustand im Isospinraum berücksichtigt wird. Für jedes Teilchen wird der Zustand im Isospinraum durch den Isospin I und die dritte Komponente I_3 beschrieben. Diese beiden Zahlen werden für ein Teilchen zu $|I I_3\rangle$ zusammengefaßt. Der Ausgangskanal $p\pi^0$ wird damit beschrieben durch:

$$|p\pi^0\rangle = \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle = |1 0\rangle$$

Das kann mit Hilfe der Clebsch-Gordon-Koeffizienten auch als Summe geschrieben werden:

$$|p\pi^0\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2} \frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle$$

Multiplikation mit dem Eingangskanal $p = \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle$ liefert

$$f(pp\pi^0) \sim \langle p | p\pi^0 \rangle = -\sqrt{\frac{1}{3}} \quad (\text{A.31})$$

Analog ergibt sich

$$\begin{aligned} |n\pi^+\rangle &= \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle = |1 1\rangle \\ &= \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{3}{2} \frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \\ f(pn\pi^+) \sim \langle p | n\pi^+ \rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

Unter der Annahme, daß der Isospin alleine den Unterschied zwischen den Teilchen gut beschreibt, ergibt sich aus dem Vergleich der Gleichungen A.31 und A.32:

$$f^2(pn\pi^+) = 2 \cdot f^2(pp\pi^0) \quad (\text{A.33})$$

In der Literatur wird $f^2(pp\pi^0) = f_{\pi NN}^2 = 0,08$ [Li95] angegeben.

In ähnlicher Weise ergibt sich:

$$f^2(pK^0\Sigma^+) = 2 \cdot f^2(pK^+\Sigma^0) \quad (\text{A.34})$$

In der Literatur wird $f^2(pK^+\Sigma^0) = f_{NK\Sigma}^2 = 0,07$ [Li95].

Für die Cutoff-Parameter und Kopplungskonstanten werden die in der Literatur [Li95] üblichen Werte eingesetzt:

$$\Lambda_\pi = 1,2 \text{ GeV} \quad \text{und} \quad \Lambda_K = 0,9 \text{ GeV} \quad (\text{A.35})$$

Auch zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der Rückstreuprozesse ist die Isospinkopplung hilfreich. In [Tsu94] sind die Wirkungsquerschnitte $\sigma(\pi^+p \rightarrow \Sigma^+K^+)$, $\sigma(\pi^0p \rightarrow \Sigma^0K^+)$ sowie $\sigma(\pi^0n \rightarrow \Sigma^-K^+)$ parametrisiert.

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\pi^0p \rightarrow K^0\Sigma^+$ ergibt sich aus den Isospinüberlegungen:

$$\begin{aligned}
\langle p\pi^0 | &= \langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} | \langle 1 0 | \\
&= \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \frac{3}{2} \frac{1}{2} | - \sqrt{\frac{1}{3}} \langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} | \\
|K^0\Sigma^+ \rangle &= |\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \rangle |11 \rangle \\
&= \sqrt{\frac{1}{3}} |\frac{3}{2} \frac{1}{2} \rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |\frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle
\end{aligned}$$

Multiplikation liefert:

$$\begin{aligned}
\sqrt{\sigma(p\pi^0 \rightarrow K^0\Sigma^+)} \sim \langle p\pi^0 | K^0\Sigma^+ \rangle &= \frac{\sqrt{2}}{3} \langle \frac{3}{2} \frac{1}{2} | \frac{3}{2} \frac{1}{2} \rangle - \frac{\sqrt{2}}{3} \langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle \\
&= \frac{\sqrt{2}}{3} T^{3/2} - \frac{\sqrt{2}}{3} T^{1/2}
\end{aligned} \tag{A.36}$$

Offensichtlich gibt es zwei Beiträge, in denen die Teilchen zu unterschiedlichen Gesamtsopins koppeln. Diese wurden mit $T^{3/2}$ bzw. $T^{1/2}$ abgekürzt. Jedoch auch für die Reaktion $n\pi^0 \rightarrow K^+\Sigma^-$ ergibt sich

$$\begin{aligned}
\langle n\pi^0 | &= \langle \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | \langle 1 0 | \\
&= \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \frac{3}{2} - \frac{1}{2} | + \sqrt{\frac{1}{3}} \langle \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | \\
|K^+\Sigma^- \rangle &= |\frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle |1 - 1 \rangle \\
&= \sqrt{\frac{1}{3}} |\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \rangle
\end{aligned}$$

und weiter

$$\langle n\pi^0 | K^+\Sigma^- \rangle = \frac{\sqrt{2}}{3} T^{3/2} - \frac{\sqrt{2}}{3} T^{1/2} \tag{A.37}$$

Aus dem Vergleich der Gleichungen A.36 und A.37 folgt, daß $\sigma(\pi^0p \rightarrow K^0\Sigma^+) = \sigma(n\pi^0 \rightarrow K^+\Sigma^-)$ ist. In ähnlicher Weise ergibt sich:

$$\sigma(\pi^0p \rightarrow \Lambda K^+) = \frac{1}{2} \sigma(\pi^-p \rightarrow \Lambda K^-) \tag{A.38}$$

Reaktion $p p \rightarrow$	$p K^+ \Lambda$	$p K^0 \Sigma^+$	$p K^+ \Sigma^0$	$n K^+ \Sigma^+$
Feynmangraph				
Kopplungskonstante	$f^2(pp\pi^0) = 0,08$	$f^2(pp\pi^0) = 0,08$	$f^2(pp\pi^0) = 0,08$	$f^2(pn\pi^+) = 0,16$
Wirkungsquerschnitt der Rückstreuung	$\sigma(p\pi^0 \rightarrow K^+\Lambda)$	$\sigma(p\pi^0 \rightarrow K^0\Sigma^+)$	$\sigma(p\pi^0 \rightarrow K^+\Sigma^0)$	$\sigma(p\pi^+ \rightarrow K^+\Sigma^+)$
Feynmangraph				
Kopplungskonstante	$f^2(pK^+\Lambda) = 0,97$	$f^2(pK^0\Sigma^+) = 0,07$	$f^2(pK^+\Sigma^0) = 0,14$	$f^2(pK^0\Sigma^+) = 0,07$
Wirkungsquerschnitt der Rückstreuung	$\sigma(pK^+ \rightarrow pK^+)$	$\sigma(pK^0 \rightarrow pK^0)$	$\sigma(pK^+ \rightarrow pK^+)$	$\sigma(pK^0 \rightarrow nK^+)$

Tabelle A.1: Zusammenfassung der Größen zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte.

Und die Reaktion $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^-$ ist in [Cug84] parametrisiert.

Schwieriger sind die Wirkungsquerschnitte beim Kaonenaustausch zu bestimmen. Hier liegen keine Parametrisierungen vor. Jedoch sind in [Bal] einige gemessene Wirkungsquerschnitte für die elastische pK^+ Streuung und die Reaktion $pK^0 \rightarrow nK^+$ angegeben. Diese werden parametrisiert (s. Abb. A.3). Für die Reaktion $pK^0 \rightarrow pK^0$ werden wieder die Isospinbeziehungen ausgenutzt. Interessanterweise hat das K^0 ($= d\bar{s}$) die gleiche Isospin-3-Komponente wie das K^- ($= s\bar{u}$). Deshalb gilt in der Isospinnäherung:

$$\sigma(pK^0 \rightarrow pK^0) = \sigma(pK^- \rightarrow pK^-) \quad (\text{A.39})$$

Für die letztere Reaktion gibt es gemessene Wirkungsquerschnitte ([Bal]). Auch hier werden die Meßdaten durch eine Funktion parametrisiert und angenähert. Damit liegen alle benötigten Wirkungsquerschnitte als stetige Funktion vor.

A.3 Kinematische Grenzen und Umrechnungen

Zur Integration der Gleichung A.30 müssen neben den Wirkungsquerschnitten und Koppelkonstanten, die Integrationsgrenzen bekannt sein. Auch muß bekannt sein, wie die abhängigen Variablen im Integranden berechnet werden. Diese Betrachtungen werden wiederum nur für den Pionenaustausch ausführlich dargestellt.

Die Schwerpunktsenergie w der Rückstreuung muß mindestens ausreichen, um die Masse der auslaufenden Teilchen zu erzeugen. Sie kann aber nicht größer sein als die Gesamtenergie E_{CM} abzüglich der am anderen Vertex emittierten Masse. Damit ist

$$w_{min} = m_K + m_Y \quad \text{und} \quad w_{max} = E_{CM} - m_N \quad (\text{A.40})$$

Die Grenzen für das Integral über $d(q^2)$ ergeben sich aus (vgl. Gleichung A.16)

$$q^2 = m_1^2 + m_2^2 - 2 \cdot E_1 E_N + 2|p_N^{\vec{}}| |p_1^{\vec{}}| \cos \Theta_N \quad (\text{A.41})$$

Denn $\cos \Theta_N$ kann nur Werte zwischen -1 und 1 annehmen. Deshalb ist:

$$(q^2)_{max} = m_p^2 + m_p^2 - 2 \cdot \sqrt{m_p^2 + p^2} \sqrt{m_N^2 + p_N^2} - 2|p_N^{\vec{}}| |p_1^{\vec{}}| \quad (\text{A.42})$$

$$(q^2)_{min} = m_p^2 + m_p^2 - 2 \cdot \sqrt{m_p^2 + p^2} \sqrt{m_N^2 + p_N^2} + 2|p_N^{\vec{}}| |p_1^{\vec{}}| \quad (\text{A.43})$$

Dabei wurde berücksichtigt, daß die beiden Ausgangsteilchen Protonen mit der Masse m_p sind.

In der Formel bezeichnet $|q_w^{\vec{}}|$ den 3-Impuls des Austauscheteilchens im Schwerpunktsystem des Rückstreuprozesses. Die Schwerpunktsenergie w dieses Systems steht mit dem Impuls im Zusammenhang:

$$w = \sqrt{m_\pi^2 + q_w^2} + \sqrt{m_p^2 + q_w^2} \quad (\text{A.44})$$

Die Energie des Austauschteilchens berechnet sich wie bei einem reellen Teilchen aus der Masse und dem Impuls. Hier wurde also berücksichtigt, daß für den Rückstreuprozess ein reelles Austauschteilchen angenommen wird. Gleichung A.44 kann also weiter umgeformt werden:

$$\begin{aligned}
\sqrt{m_\pi^2 + \vec{q}_w^2} &= w - \sqrt{m_p^2 + \vec{q}_w^2} \\
m_\pi^2 + \vec{q}_w^2 &= w^2 - 2w\sqrt{m_p^2 + \vec{q}_w^2} + m_p^2 + \vec{q}_w^2 \\
2w\sqrt{m_p^2 + \vec{q}_w^2} &= w^2 + m_p^2 - m_\pi^2 \\
m_p^2 + \vec{q}_w^2 &= \frac{w^4 + 2w^2(m_p^2 - m_\pi^2) + (m_p^2 - m_\pi^2)^2}{4w^2} \\
\vec{q}_w^2 &= \frac{w^4 - 2w^2(m_p^2 + m_\pi^2) + (m_p^2 - m_\pi^2)^2}{4w^2}
\end{aligned} \tag{A.45}$$

Und nach Wurzelziehen entsteht

$$|\vec{q}_w| = \frac{1}{2w} \sqrt{[w^2 - (m_p + m_\pi)^2][w^2 - (m_p - m_\pi)^2]} \tag{A.46}$$

Ausgehend von der schon benutzten Gleichung A.21 wird $|p_N^-|$ bestimmt:

$$\begin{aligned}
w^2 &= E_{CM}^2 - 2E_{CM}\sqrt{m_N^2 + p_N^2} + m_N^2 \\
\left(\frac{w^2 - E_{CM}^2 - m_N^2}{2E_{CM}}\right)^2 &= m_N^2 + p_N^2
\end{aligned}$$

Und durch Umstellen ergibt sich:

$$p_N = \frac{1}{2E_{CM}} \sqrt{[E_{CM}^2 - (w + m_N)^2][E_{CM}^2 - (w - m_N)^2]} \tag{A.47}$$

Damit sind die Integrationsgrenzen bekannt und alle Variablen können durch die Integrationsvariablen ersetzt werden. Die Integrale können (numerisch) ausgerechnet werden.

A.4 Ergebnisse

Eine ähnliche Rechnung kann auch für den Kaonenaustausch durchgeführt werden. Eigentlich müßten die Amplituden kohärent addiert werden. Dadurch kann sich der Wirkungsquerschnitt gegenüber dem reinen Pionenaustausch erhöhen oder verringern. Eine Aussage über die relative Phase ist nicht einfach. Hier werden die beiden Wirkungsquerschnitte addiert, bzw. getrennt angegeben.

Der Vergleich (s. Abb. A.4) der vier möglichen Reaktionen zur Strangenessproduktion liefert:

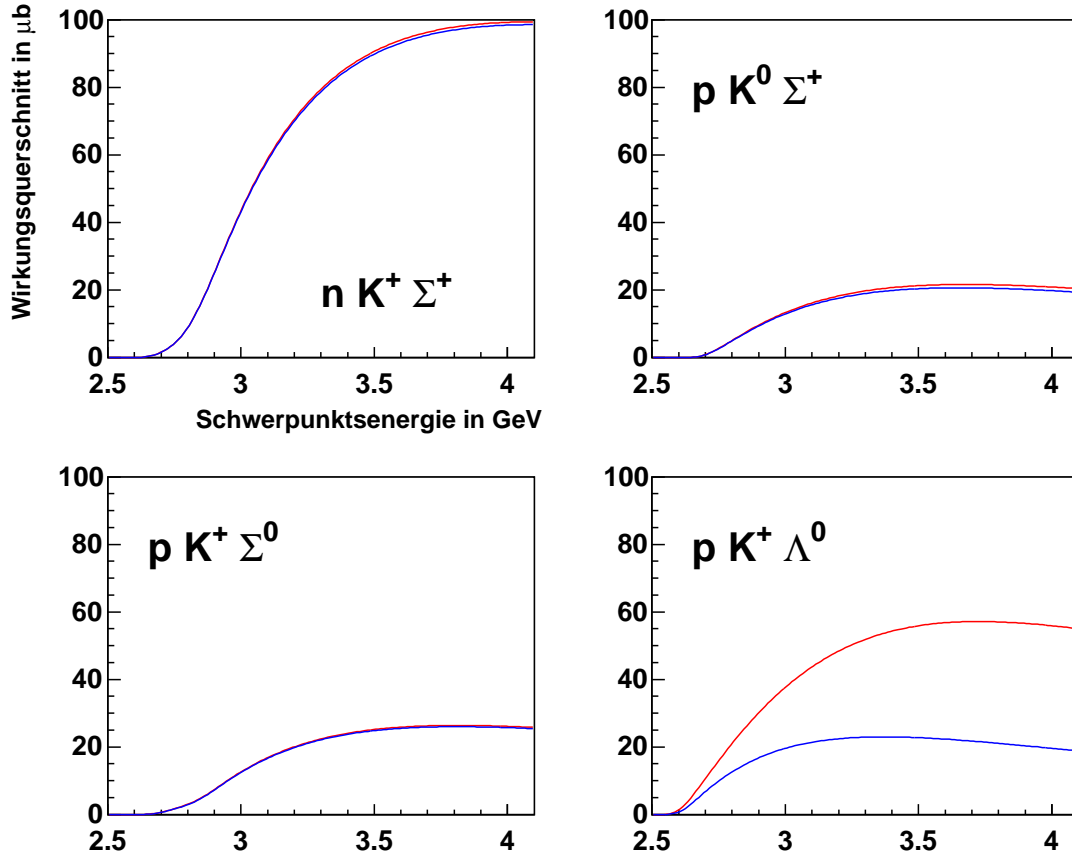


Abbildung A.4: Die aus dem Ein-Meson-Austauschmodell berechneten Wirkungsquerschnitte der Strangenessproduktion. Gezeigt sind die Wirkungsquerschnitte, wenn nur der Pionenaustausch berücksichtigt wird (blau), sowie der berechnete Wirkungsquerschnitt, wenn die Wirkung des Kaonaustausches phasengleich hinzuaddiert wird (rot).

- Die Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ hat bei Betrachtung des Pionenaustausches den höchsten Wirkungsquerschnitt. Das liegt vor allem an der doppelt so hohen Kopplungskonstante wie bei den anderen Reaktionen. Hier ist der einzige Fall, bei dem ein π^+ ausgetauscht wird.
- Die Reaktion $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ hat bei Betrachtung des Kaonaustausches den kleinsten Wirkungsquerschnitt. Das liegt vor allem an der sehr kleinen Kopplungskonstante und dem geringen Wirkungsquerschnitt des Rückstreuprozesses.
- Die Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ hat bei Betrachtung des Kaonaustausches den höchsten Wirkungsquerschnitt. Auch das liegt an der deutlich höheren Kopplungskonstanten.
- Nur bei der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ könnte die relative Phase der beiden Reaktionsmechanismen, π - und K -Austausch ermittelt werden. Bei den anderen Reaktionen ist der Einfluß des Kaonaustausches sehr klein, vermutlich unter der experimentellen Genauigkeit.

Literaturverzeichnis

- [Alb96] M. Alberg
Strangeness in the Nucleon,
Prog. Part. Nucl. Phys. 36 (1996) 217
- [Bal] Baldini, Flaminio, Moorhead, Morrison
Wirkungsquerschnitt
Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik,
Neue Serie I/12b
- [Bjo69] J. D. Bjorken
Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum,
Phys. Rev. 179 (1969) 1547.
- [Böh98] A. Böhm
*Untersuchung der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$: Aufbau des Neutronendetektors COSYnus
und erste Ergebnisse*, Dissertation, Technische Universität Dresden, 1998
- [Byc] E. Byckling, K. Kajantie
Particle Kinematics,
New York, 1973
- [Cha32] J. Chadwick
Possible existence of a neutron,
Nature 129 (1932) 312.
- [Cha75] Y.A. Chao, R.E. Cutkosky, R.L. Kelly, J.W. Alcock
Evaluation of the Pion-Nucleon Sigma Term,
Phys. Lett. B57 (75) 150
- [Che75] T.P. Cheng
Zweig rule and the $\pi N \sigma$ term,
Phys. Rev. D13 (1976) 2161
- [Cle56] E. Clementel, C. Villi
On the Scattering of High Energy Electrons by Protons,
Nuovo Cimento [X] 4 (1956) 1207
- [Cug84] J. Cugnon, R.M. Lombard
 K^+ production in a cascade model for high-energy nucleus-nucleus collisions,
Nuclear Physics A 422 (1984) 635

- [Dak82] Dakhno et al.
Measurement of total cross sections for the reaction $pn \rightarrow pp\pi^-$ in the dibaryon-resonance region (500 – 1000 Mev),
 Sov. J. Nucl. Phys. 36,1 (1982)
- [Del89] A. Deloff
Hyperon-Nucleon Final-State Interaction in the Reaction $pp \rightarrow K^+YN$,
 Nucl. Phys. A 505 (1989) 583-594
- [Dia97] D. Diakonov, V. Petrov, M. Polyakov
Exotic Anti-Decuplet of Baryons: Prediction from chiral Solitons,
 hep-ph/9703373
- [Dun68] W. M. Dunwoodie
Strange Particle Production in Proton-Proton Interactions at 5.4 and 6.6 GeV/c,
 Doctor Thesis, UCLA 1033 (1968)
- [ENDF] <http://www.nea.fr/html/dbdata/eva/evaret.cgi>
- [Fey69] R.P. Feynman
Very High-Energy Collisions of hadrons,
 Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415
- [Fer60] E. Ferrari
Associated production in Proton-Proton Collisions,
 Phys. Rev. 120 (1960) 988
- [Fri02] M. Fritsch
Assoziierte Strangeness-Produktion in den Reaktionen $pp \rightarrow K^+\Lambda p$ und $pp \rightarrow K^+\Sigma^0 p$ am COSY-TOF-Flugzeitspektrometer,
 Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 2002
- [Gas91] J. Gasser, H. Leutwyler, M.E. Sainio
Sigma Term Update,
 Phys. Lett. B253 (1991) 252
- [Gas00] A.M. Gasparian, J. Haidenbauer, C. Hanhart, L. Kondratyuk, J. Speth
Near threshold Λ and Σ production in pp collisions,
 arXiv:nucl-th/0006080 30 Jun 2000
- [Gel64] M. Gell-Mann
A schematic Model of Baryons and Mesons,
 Phys. Lett. 8 (1964) 214
- [Gre99] J. Greiff
Investigation of inelastic reactions in Deuteron Proton Collisions between $T_d = 437$ and 559 MeV using the PROMICE/WASA Detector at CELSIUS,
 Dissertation, Universität Hamburg, 1999

- [Hai98] D.Haidt, P.M. Zerwas (ed.)
Review of Particle physics,
 The European Physical Journal C 3 (2002)
- [Hir97] H. Hirayama
Intercomparison of the medium-energy neutron Attenuation in Iron and Concrete in: Proceedings of the third Specialists Meeting on Shielding Aspects of Accelerators, Targets and irradiation Facilities,
 Sendai 1997, 185-195
- [Jaf03] R. Jaffe, F. Wilczek
Diquarks and Exotic Spectroscopy,
 Physical Review Letters 91 (2003) 232003 (oder hep-ph/0307341)
- [Jak01] B. Jakob
Untersuchungen von Proton-Proton-Reaktionen an der Pion-Produktionsschwelle mit dem COSY-TOF-Spektrometer,
 Dissertation, TU Dresden, 2001
- [Kar01] L. Karsch et al.
Design and test of a large-area scintillation detector for fast neutrons,
 Nuclear Instruments and Methods A 460 (2001) 362
- [Kar99] L. Karsch
Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors COSYnus,
 Diplomarbeit, TU Dresden, 1999
- [Kar04] M. Karliner, H.J. Lipkin
A Diquark-Triquark Model for the KN Pentaquark,
 Physical Letters B575 (2003) 249 (oder hep-ph/0402260)
- [KOLM] <http://rkb.home.cern.ch/rkb/AN16pp/node143.html>
- [Kra] W. Krabs
Einführung in die lineare und nichtlineare Optimierung für Ingenieure,
 Leipzig, 1983
- [Li95] G.Q. Li, C.M. Ko
Kaon production cross sections from baryon-baryon interactions,
 Nuclear Physics A 594 (1995) 439-459
- [Lag91] J.M. Laget
Strangeness production in nucleon-nucleon collisions,
 Physics Letters B 259 (1991) 24
- [Lüb] R. Lübl
Demokrits Atomphysik,
 Darmstadt, 1987

- [Mae89] P.M.M. Maessen, Th. Rijken, J.J. de Swart
Soft-core baryon-baryon one-boson-exchange models. II. Hyperon-Nucleon potential,
 Physical Review C 40 (1989) 2226-2245
- [Nik96] V.N. Nikulin et al.
The $\vec{d}p \rightarrow {}^3He\pi^0$ reaction near threshold,
 Physical Review C 54,4 (1996) 1732
- [Pol99] M.V. Polyakov et al.
On the search for a narrow penta-quark Z^+ baryon in NN interactions,
 nucl-th/9909048 v1 19 Sep 1999
- [Reu94] A. Reuber, K. Holinde, J. Speth
Meson-exchange hyperon-nucleon interactions in free scattering and nuclear matter,
 Nuclear Physics A 570 (1994) 543-579
- [Roh93] H. Rohdjeß et al.
Total Cross section for $dp \rightarrow dp\pi^0$,
 Physical Review Letters 70 (1993) 2864
- [Roh95] C. Rohlf
*Protokoll der Vermessung eines geraden und eines gewundenen Szintillatorstreifens
 aus dem Quirl,*
 COSY-TOF-NOTES BO-11-1995
- [Rut11] E. Rutherford
The Scattering of α - and β - Particles by matter and the Structure of the Atom,
 Phil. Mag. 21 (1911) 669
- [San02] M.E. Sainio
Pion Nucleon Sigma Term: A Review,
 π N Newsletter 16 (2002) 138
- [Sch03] P. Schönmeier
*Untersuchung der assoziierten Strangenessproduktion in der Reaktion $pp \rightarrow K^+\Sigma^+n$
 mit dem COSY-TOF-Flugzeitspektrometer,*
 Dissertation, TU Dresden, 2003
- [Sch04] M. Schulte-Wissermann
*Investigation of Meson Production at COSY-TOF Using the Analysis Framework
 TofRoot,*
 Dissertation, TU Dresden, 2004
- [Sew99] S. Sewerin et al.
*Comparison of Lambda and Sigma 0 Production near Threshold in Proton-Proton
 Collisions,*
 Physical Review Letters 83 (1999) 682

- [Sib99] A. Sibirtsev, K. Tsushima, W. Cassing, A.W. Thomas
Strangeness production in proton-proton collisions,
 Nuclear physics A 646 (1999) 427
- [Sib98] A. Sibirtsev, W. Cassing
Strangeness production in proton-proton collisions,
 nucl-th 980219, 1998
- [Tri76] T.G. Trippe et al.
Exotic Nucleons in: Review of particle properties,
 Reviews of modern Physics 48 (1976) S188
- [Tsu94] K. Tsushima, S.W. Huang, A. Faessler
The Role of the $\Delta(1920)$ resonance for kaon production in heavy ion collisions,
 Physical Letters B 337 (1994) 245
- [Wag02] M. Wagner
Assoziierte Strangeness-Produktion in der Reaktion $pp \rightarrow K^0 \Sigma^+ p$ am COSY-TOF-Flugzeitspektrometer,
 Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 2002
- [Yea58] M.R. Yearin, R. Hofstadter
Magnetic Form Factor of the Neutron,
 Phys. Rev. 110 (58) 552
- [Zie94] U. Zielinski
Ein Detektor für COSY: Erweiterung der Programme für Monte-Carlo-Simulationsrechnungen,
 Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum 1994