



Beschreibung des 2.13GeV Cusp in den DISTO Daten mithilfe von Partialwellen Analyse

Philipp Klose

18.8.2014

Inhaltsverzeichnis

I	Beschreibung des 2.13GeV Cusp in den DISTO Daten mithilfe von Partialwellen Analyse	3
1	Einleitung	4
1.1	Die Problematik des störungstheoretischen Ansatzes zur Lösung der QCD bei niedrigen Energien	4
1.2	Die experimentelle Suche nach dem ppK^-	5
2	Der DISTO Datensatz	10
2.1	Die DISTO Experimente zur $pp \rightarrow pK\Lambda$ Produktion	10
2.2	Die Phasenraumanalyse der DISTO Kollaboration	13
3	Das Bonn-Gatchina Partialwellen Analyse Framework	17
3.1	Die theoretischen Hintergründe der Partialwellenanalyse	17
3.2	Die Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts in BG-PWA	18
4	Beschreibung der 2.5 GeV DISTO Daten mit BG-PWA	22
4.1	Reproduktion der 2.5 GeV DISTO Daten durch BG-PWA ohne explizite Beschreibung des Cusp	22
4.2	Die Einbeziehung weiterer Partialwellen zur Beschreibung der Cuspstruktur in die BG-PWA	24
4.3	Systematischer Vergleich der BG-PWA Resultate für Ausschluss verschiedener $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pK\Lambda$ Produktionskanäle	33
5	Zusammenfassung und die nächsten Schritte	36
5.1	Zusammenfassung	36
5.2	Ausblick	37
II	Anhänge	38
5.3	Literaturverzeichnis	39

Teil I

Beschreibung des 2.13GeV Cusp in den DISTO Daten mithilfe von Partialwellen Analyse

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Die Problematik des störungstheoretischen Ansatzes zur Lösung der QCD bei niedrigen Energien

Die QCD bildet die fundamentale Theorie der starken Wechselwirkung. Dabei wird die Stärke der Wechselwirkung in der QCD-Lagrangedichte durch die energieabhängige Kopplungskonstante $\alpha_{QCD}(s)$ charakterisiert:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{WW} + \mathcal{L}_{Gluonen} + \dots = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{Gluonen} + \frac{\alpha_{QCD}}{4\pi} \cdot \bar{q}_i \gamma^\mu T_a A_\mu^a q^i + \dots \quad (1.1)$$

mit den Quarkfeldern q_i als fundamentalen Freiheitsgraden. \mathcal{L}_0 beinhaltet den von Wechselwirkungen unabhängigen Teil der Lagrangedichte und lässt sich analytisch lösen. Solange $\alpha_{QCD} \ll 1$ kann die Lösung der Gesamtlagrangedichte störungstheoretisch bestimmt werden, allerdings geht $\alpha_{QCD}(s) \rightarrow \infty$ für die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \rightarrow 0$ und $\alpha_{QCD}(s) \rightarrow 0$ für $\sqrt{s} \rightarrow \infty$.

Das bedeutet, dass die QCD bei kleinen Energien nicht mehr störungstheoretisch behandelt werden kann. In der Praxis ist dies ab Energien der Größenordnung um ein GeV der Fall. In diesem Energiebereich ist die anziehende Wechselwirkung zwischen den Quarks näherungsweise von der Form $\frac{-a}{r} + b \cdot r$ mit der Relativkoordinate r und positiven Konstanten a und b , sodass Quarks wegen Energieerhaltung nur noch in gebundener Form als Hadronen auftreten. Unter Ausnutzung chiraler $SU(3)$ Symmetrien kann eine effektive Lagrangedichte hergeleitet werden, die nur noch von diesen hadronischen Freiheitsgraden abhängt, wobei die Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen Hadronen in Form von effektiven Potentialen parametrisiert werden. Konkret erhält man als theoretische Vorhersage für das Kaon-Nukleon Potential zum Beispiel eine abstoßende Wechselwirkung und für das Antikaon-Nukleon Potential eine anziehende Wechselwirkung [8, 9]. Folglich sollten gebundene oder zumindest quasigebundene Zustände aus einem K^- bzw. \bar{K}^0 und einem oder mehreren Nukleonen existieren [3, 11].

1.1.1 Das ppK^-

Einer dieser theoretisch erwarteten gebundenen Antikaon-Nukleon Zustände ist ein System aus einem K^- und zwei Protonen: das ppK^- [3, 11]. Es wurde unter anderem 2002 von Yamazaki und Akaishi theoretisch betrachtet und zerfällt nach theoretischer Erwartung neben weiteren Prozessen in ein Proton und ein Λ Baryon: $ppK^- \rightarrow p\Lambda$.

Obwohl die meisten theoretischen Betrachtungen von der Existenz des ppK^- ausgehen, hängen die erwartete Lebensdauer und Bindungsenergie des ppK^- stark von der spezifischen Form des Kaon-Nukleon Potentials ab. Aus der effektiven Lagrangedichte ergibt sich zwar ein zugehöriges effektives Potential [22, 23], doch es existieren verschiedene konkurrierende Ansätze

zur Beschreibung des Antikaon-Nukleon Potentials, zum Beispiel als phänomenologische oder optische Potentiale [10, 20].

Berechnungsmethode	Referenz	B_{ppK^-} (MeV)	Γ (MeV)
Dreikörper Faddeev	[18, 19]	$\approx 50 - 70$	≈ 100
AMD	[10]	< 53	
Optisches Potential	[20]	100	20
Phänomenologisches Potential	[10]	48	61
Dreikörper Berechnung	[21]	16	40
Variationsrechnung	[22]	19 ± 3	$40 - 70$
Variationsrechnung	[23]	20 ± 3	$40 - 70$
Kanal-Kopplung Faddeev	[24]	$44 - 67$	$43 - 50$
Variationsrechnung	[25]	$40 - 80$	≈ 75

Abbildung 1.1: Verschiedene theoretische Vorhersagen über Masse und Breite des ppK^- , siehe [1]

Tabelle 1.1 zeigt verschiedene aus den unterschiedlichen Ansätzen für das Antikaon-Nukleon Potentials erhaltene Vorhersagen über Bindungsenergie B_{ppK^-} und Halbwertsbreite Γ des ppK^- zusammen mit der verwendeten Berechnungsmethode, sie unterscheiden sich teils deutlich. Dies entspricht der starken Variation der Eigenschaften des ppK^- in Abhängigkeit vom gewählten Ansatz für das Antikaon-Nukleon Potential.

Ein Nachweis der Existenz des ppK^- und eine Bestimmung von Masse und Lebensdauer würden somit zu notwendigen Randbedingungen der theoretischen Rechnungen führen und weitere Rückschlüsse über das Antikaon-Nukleon Potential ermöglichen. Dies begründet ein hohes Interesse an Experimenten zur Suche nach dem ppK^- .

1.2 Die experimentelle Suche nach dem ppK^-

Zu einer solchen Suche nach dem ppK^- werden wie in der Teilchenphysik üblich Streuexperimente durchgeführt. Experimentelle Daten, die bisher zur Suche nach dem ppK^- verwendet wurden, stammen unter anderem von den HADES und FOPI Experimenten an der GSI in Darmstadt, dem DISTO Experiment am SATURNE Beschleuniger in Saclay und vom FINUDA Experiment am LNF in Frascati [1, 2, 16, 13, 17, 7].

Im FINUDA Experiment am Elektron-Positron Beschleuniger DAFNE wurden erste Hinweise auf die Existenz des ppK^- gefunden [7]. Für einen zweifelsfreien Nachweis des ppK^- bedarf es jedoch weiter Experimente um diese ersten Hinweise zu erhärten.

1.2.1 Niederenergetische Proton-Proton Kollisionen

Bei den anderen drei Experimenten handelt es sich um Aufbauten zur fixed-Target Proton-Proton Kollision bei verschiedenen Energien. Die Verwendung von Proton-Proton Kollisionen zur Suche nach dem ppK^- hat verschiedene Gründe.

Zunächst handelt es sich bei der ppK^- Produktion um ein Niederenergiephänomen, man benötigt also einen Prozess zur Strangenessproduktion bei kleinen Energien von der Größenordnung um 1 GeV. Proton-Proton Kollision stellen eine relativ einfache Methode dar, solche

Prozesse zu erzeugen. Weiterhin ist laut Akaishi und Yamazaki die ppK^- Produktion oberhalb ihrer Schwellenenergie stark favorisiert [10, 11], was die Suche nach dem ppK^- vereinfachen sollte.

Die Verwendung der Proton-Proton Kollision führt allerdings auch zu spezifischen Komplikationen, die mit der Vielzahl an unterschiedlichen Prozessen zusammenhängen, die in Proton-Proton Kollisionen möglich sind. Im folgenden soll deshalb eine kurze Aufstellung der verschiedenen bei kleinen Energien relevanten Reaktionen gegeben werden.

Allgemein können bei Proton-Proton Kollisionen unter ≈ 4 GeV Schwerpunktsenergie keine Baryon-Antibaryon Paare erzeugt werden, laut Baryonenzahlerhaltung müssen in den Reaktionsprodukten also genau zwei Baryonen enthalten sein. Auch können keine Charm-Anticharm Quarkpaare erzeugt werden, es entstehen also nur Hadronen mit u, d oder s Quarks als Inhalt. Beschränkt man sich auf Prozesse der wegen $\alpha_{QCD}(s) \rightarrow \infty$ dominanten starken Wechselwirkung, muss ausserdem die Strangeness-Quantenzahl erhalten sein. Bis auf bei allen Reaktionen produzierte Pionen sind die für die Suche nach dem ppK^- relevanten Prozesse:

Die ppK^- Produktion mittels $\Lambda(1405)$. Über $pp \rightarrow pK^+ + \Lambda(1405)$ kann ab einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 2.8$ GeV das $\Lambda(1405)$ erzeugt werden. Nach theoretischer Erwartung kann bei Produktion der $\Lambda(1405)$ Resonanz das $p\Lambda(1405)$ System weiter in das ppK^- übergehen: $pp \rightarrow p\Lambda(1405) + K^+ \rightarrow ppK^- + K^+$. [10, 11].

Die inelastische Streuung $pp \rightarrow pN^{*+}$. Dies ist einer der häufigsten auftretenden Prozesse bei Proton-Proton Kollision. Die sog. N^{*+} -Resonanzen besitzen den gleichen Quarkinhalt wie ein Proton, das System befindet sich jedoch in einem angeregten Zustand und fällt entweder nach kurzer Zeit unter Emission eines oder mehrerer Pionen in den Proton-Grundzustand zurück oder zerfällt (unter Strangenessproduktion) in ein Σ - bzw. Λ -Baryon und ein Kaon bzw. K^* . Ab einer Masse des N^* von ≈ 2 GeV ist auch eine Annahme des Protonen-Grundzustandes unter Emission von Mesonen mit Strangenessinhalt möglich.

Die direkte Strangenessproduktion mittels $pp \rightarrow pK\Lambda$ bzw. $pp \rightarrow pK\Sigma$. Diese Reaktion ist ab einer Schwellenenergie von $\sqrt{s} \approx 2.55$ GeV für $pK\Lambda$ Produktion und $\sqrt{s} \approx 2.64$ GeV für $pK\Sigma$ Produktion kinematisch erlaubt. Da das Σ - und Λ -Baryon den gleichen Quarkinhalt besitzen, kann anschließend das Σ -Baryon über $\Sigma \rightarrow \gamma + \Lambda$ in ein Λ -Baryon übergehen. Beide Reaktionen sind im Gegensatz zur inelastischen Streuung $pp \rightarrow pN^*$ Dreikörperprozesse, d.h. die Viererimpulse der Reaktionsprodukte sind aus den Viererimpulsen der Edukte nicht vollständig bestimmt sondern über ein endliches Phasenraumvolumen verteilt und nicht vollkommen korreliert.

Die Produktion von Mesonen mit Strangenessinhalt $pp \rightarrow pp + m_1 + (\dots)$. Relevant wird Mesonenproduktion ab Schwerpunktsenergien von ≈ 3 GeV. Dabei kann entweder ein η bzw. ϕ -Meson produziert werden oder ein Kaon-Antikaon bzw. $K^*-\bar{K}^*$ Paar.

Der Vorgang $pp \rightarrow p\Lambda(1405) + K^+ \rightarrow ppK^- + K^+$ stellt dabei den Produktionskanal des ppK^- mit der niedrigsten Produktionsgrenze dar, für $\sqrt{s} < M_{\Lambda(1405)} + M_p + M_K \approx 2,84$ GeV ist also keine ppK^- -Produktion möglich. Beim HADES Experiment wurden deshalb Daten zur einer Strahlenergie von 3.5 GeV nach Hinweisen auf das ppK^- untersucht, beim FOPI Experiment ein Datensatz zu 3.1 GeV und bei DISTO Datensätze bei 2.5 und 2.8 GeV [1, 2, 16, 13, 17]. Zusammenfassend lautet die Gesamtreaktion für ppK^- -Produktion in Proton-Proton Kollisionen mit anschließendem Übergang des ppK^- in $p\Lambda$ $pp \rightarrow p\Lambda(1405) + K^+ \rightarrow ppK^- + K^+ \rightarrow pK\Lambda$.

Folglich sollte sich das ppK^- im Prinzip durch seine Spuren im $pK\Lambda$ Spektrum einer Proton-Proton Kollision nachweisen lassen. Zur Suche nach dem ppK^- werden bei den HADES, FOPI und DISTO Experimente deshalb Datensätze aus der exklusiven Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ untersucht [1, 2, 16, 13, 17].

1.2.2 Probleme und Schwierigkeiten bei der Suche nach dem ppK^- in $pK\Lambda$

Nach bisherigem Stand hat die DISTO Kollaboration in einem von ihnen durchgeführten Experiment zur fixed Target Proton-Proton Kollision bei einer Strahlenergie von 2.85 GeV Hinweise auf die Existenz des ppK^- gefunden [16, 13, 17]. Diese Ergebnisse sind jedoch nicht eindeutig und bedürfen differenzierter Betrachtung.

In den FOPI und HADES Daten hingegen konnten keine Spuren des ppK^- nachgewiesen werden [1, 2]. Allgemein existieren verschiedene Komplikationen bei der Analyse von Proton-Proton Kollisionen, welche wie bereits erwähnt mit den vielen unterschiedlichen möglichen Reaktionen in Proton-Proton Kollisionen zusammenhängen, da diese zu einem starken Untergrund in der exklusiven Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ führen.

Bei einer Schwerpunktsenergie unter ≈ 4 GeV liefern die direkte Produktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ und die Produktion mittels verschiedener N^{*+} Resonanzen $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pK\Lambda$ die dominanten Beiträge zur $pK\Lambda$ Produktion und überdecken damit mögliche Hinweise auf das ppK^- [1].

Desweiteren lässt sich aus der Tabelle 1.1 herauslesen, dass das ppK^- in den meisten Vorhersagen als relative breiter Zustand erwartet wird. Dies bedeutet, dass man im IM ($p\Lambda$) Spektrum der $pK\Lambda$ Produktion keine klare Peakstruktur sondern eher ein ausgedehnter Beitrag erwartet wird. Dies erschwert die Unterscheidung vom Untergrund

Zusätzlich spielen Interferenzeffekte zwischen den verschiedenen Produktionskanälen eine starke Rolle bei der $pK\Lambda$ Produktion, sodass unter Umständen selbst bei einem hohen Wirkungsquerschnitt für ppK^- -Produktion keine entsprechende Peakstruktur erkennbar ist[1].

1.2.3 Beschreibung des $pp \rightarrow pK\Lambda$ Untergrundes bei $\sqrt{s} < 3$ GeV

All diese Faktoren machen eine präzise Beschreibung des Untergrundes in der exklusiven Reaktion $pK\Lambda$ zu einer notwendigen Bedingung, um begründete Aussagen über Spuren des ppK^- im $pK\Lambda$ Spektrum treffen zu können. Bei der Analyse der FOPI Daten zum Beispiel bestand ein Hauptproblem darin, dass aufgrund der geringen Statistik keine eindeutige Beschreibung des Untergrundes gefunden werden konnte und folglich keine Aussagen über die Existenz des ppK^- getroffen werden konnten [1]. Diese Arbeit beschäftigt sich deshalb mit der Analyse von experimentellen Daten aus der exklusiven Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ zur verbesserten Beschreibung der über die dominanten Kanäle $pp \rightarrow pK\Lambda$ und $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pK\Lambda$ produzierten $pK\Lambda$ Ereignisse.

Der in dieser Arbeit untersuchte Datensatz stammt aus einem Experiment der DISTO Kollaboration bei 2.5 GeV Strahlenergie (siehe Kapitel 2). Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 2.87$ GeV. Die Strahlenergie des Datensatzes ist so gewählt, dass die $pK\Lambda$ Produktion mittels ppK^- keinen Beitrag liefern kann, da lediglich eine verbesserte Beschreibung des Untergrundes der $pK\Lambda$ Ereignisse erzielt werden soll.

Tabelle 1.2 zeigt die für $pK\Lambda$ Produktion bei dieser Schwerpunktsenergie relevanten N^* -Resonanzen. Dabei liegt die untere Schranke der Invarianten Masse des N^* bei $M_\Lambda + M_{K^+} \approx 1608$ MeV und die obere Grenze bei $\sqrt{s} - M_p \approx 1927$ MeV. Weiterhin ist

Resonanz	J^P	Masse GeV/c ²	Breite GeV/c ²
N^* -(1650)	$\frac{1}{2}^-$	1.655	0.150
N^* -(1710)	$\frac{1}{2}^+$	1.710	0.100
N^* -(1720)	$\frac{3}{2}^+$	1.720	0.250
N^* -(1875)	$\frac{3}{2}^-$	1.875	0.220
N^* -(1880)	$\frac{1}{2}^+$	1.870	0.235
N^* -(1895)	$\frac{1}{2}^-$	2.090	0.090
N^* -(1900)	$\frac{3}{2}^+$	1.900	0.250

Abbildung 1.2: tab: die verschiedenen für $pK\Lambda$ Produktion bei 2.5 GeV Strahlenergie relevanten N^* -Resonanzen [1, 4]

die Auflistung eingeschränkt auf N^* -Resonanzen, für die ein Zerfall in $K\Lambda$ bereits nachgewiesen worden ist [4].

1.2.4 Die COSY-TOF Analyse der Cuspstruktur im $IM(p\Lambda)$ Spektrum der exklusiven Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$

Die hier aufgelisteten N^+ in Verbund mit der direkten $pK\Lambda$ Produktion reichen allerdings noch nicht aus, um die $pK\Lambda$ Ereignisse bei $\sqrt{s} \approx 2.86$ GeV zu reproduzieren. Bei 2.13 GeV im $IM(p\Lambda)$ Spektrum existiert eine auffällige Cuspstruktur, die sich keinem dieser beiden Produktionmethoden zuordnen lässt.

Diese 2.13 GeV Cuspstruktur im $IM(p\Lambda)$ Spektrum wurde bereits von der COSY-TOF Kollaboration für die Resultate eines eigenen Experiments zur exklusiven Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ untersucht[5]. Das COSY-TOF Experiment besitzt einen dem hier untersuchten Datensatz ähnlichen Versuchsaufbau für Fixed-Target pp -Kollisionen, und verfügt über eine Statistik von $\sim 10^4$ $pK\Lambda$ aufgenommenen Ereignissen[5].

In Abbildung 1.3 ist das $IM(p\Lambda)$ Spektrum der exklusiven nachgewiesenen Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ des COSY-TOF Experiments bei einer Strahlenergie von 2.28 GeV gezeigt. Die rote Linie zeigt eine gefitete Kurve, die sich aus Anteilen von resonanten $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pK\Lambda$ Produktionskanälen (gepunktete Linien) und des durch eine Flatté-Verteilung beschriebenen Cusp zusammensetzt (gestrichelte Linie). Der gelb unterlegte Bereich zeigt die Phasenraumverteilungen an. Laut COSY-TOF Analyse resultiert der 2.13 $p\Lambda$ Cusp aus einer Kopplung des $pp \rightarrow pK\Lambda$ Kanals zum $pp \rightarrow pK\Sigma$ Kanal an dessen Produktionsgrenze von $m_\Sigma + m_p \approx 2.13$ GeV, wobei das $p\Sigma$ Teilsystem durch Final-State-Interaktion in ein $p\Lambda$ System übergeht[5].

In Die Cuspstruktur wurde von COSY-TOF zunächst durch eine relativistische Breit-Wigner Verteilung beschrieben. Die Breit-Wigner Verteilung war allerdings nicht in der Lage, die Cuspstruktur hinreichend gut zu beschreiben. Ein zweiter Fit durch die asymmetrische Flatté-Verteilung lieferte eine hinreichend gute Reproduktion der experimentellen Daten[5].

Eine Analyse des differentiellen Wirkungsquer-

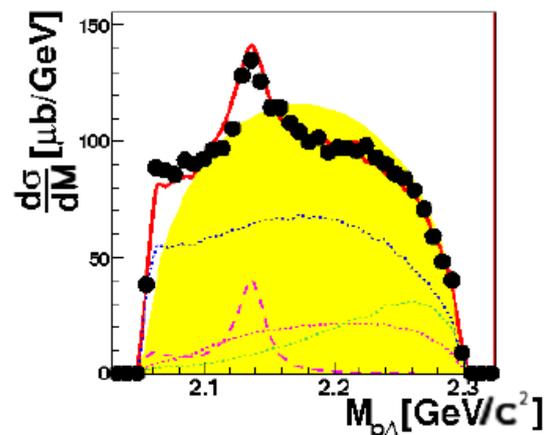


Abbildung 1.3: $p\Lambda$ Spektrum der COSY-TOF 8 $pK\Lambda$ Ereignisse, siehe [5]

schnitts der $pK\Lambda$ Ereignisse pro $p\Lambda$ Winkel im $pAnfangpEnde$ Schwerpunktsystem (Gottfried-Jackson Frame) durch COSY-TOF legt Nahe, dass die dominante Spinparität $J_{p\Sigma}^p$ des $p\Sigma$ Teilsystems entweder 0^+ oder 1^+ ist. Für $J^p = 0^+$ ist der einzige mögliche Wert für den relativen Bahndrehimpuls zwischen Proton und Σ -Baryon $L = 0$, während für $J^p = 1^+$ sowohl $L = 0$ als auch $L = 2$ möglich sind [5]. In dieser Arbeit soll neben einer generellen Beschreibung des Untergrundes der $pK\Lambda$ Produktion auch die Bedeutung der Cusp-Struktur in der exklusiven Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ anhand des DISTO-Datensatzes untersucht werden.

Kapitel 2

Der DISTO Datensatz

Experiment	Strahlenergie (GeV)	\sqrt{s} (GeV)	Polarisation	Statistik	Referenz
COSY-TOF	1.82	2.63	Nein	791	[27]
COSY-TOF	1.90	2.66	Nein	1037	[27]
COSY-TOF	2.06	2.72	Nein	4323	[27]
DISTO	2.15	2.75	Ja	12100	[13, 14]
COSY-TOF	2.16	2.75	Ja	43662	[28]
COSY-TOF	2.16	2.75	Nein	7228	[29]
COSY-TOF	2.16	2.75	Nein	15372	[30]
COSY-TOF	2.26	2.79	Nein	89684	[29]
COSY-TOF	2.28	2.79	Nein	30000	[5]
COSY-TOF	2.40	2.83	Nein	3322	[29]
COSY-TOF	2.40	2.83	Nein	5791	[30]
COSY-TOF	2.50	2.87	Nein	6263	[30]
DISTO	2.50	2.87	Ja	304000	[13, 14]
DISTO	2.85	2.98	Ja	424000	[12, 13, 14]
HADES	3.50	3.18	Nein	20000	[26]

Abbildung 2.1: Liste der Experimente zur Untersuchung der exklusiven Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$

In Abbildung 2.1 ist eine Liste verschiedener Experimente zur exklusiven Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ gezeigt. Der in dieser Arbeit untersuchte Datensatz mit der Strahlenergie von 2.5 GeV stammt vom DISTO Experiment am SATURNE Beschleuniger in Saclay, Frankreich [13][15] und besitzt eine sehr hohe Statistik von $\sim 10^5$ $pK\Lambda$ Ereignisse.

2.1 Die DISTO Experimente zur $pp \rightarrow pK\Lambda$ Produktion

Das DISTO Experiment war ein Fixed-Target Experiment zur Messung von pp -Kollision für Strahlenergien zwischen 1.6 GeV und 2.85 GeV am SATURNE Beschleuniger in Saclay, Frankreich[6].

Am SATURNE Beschleuniger wurden Protonenpulse von ≈ 200 ms Länge und einer maximalen Intensität von $\sim 10^8$ Protonen pro Puls auf ein Target aus flüssigem Wasserstoff gelenkt. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen betrug zwischen 2.0 s und 4.3 s. Der Protonenstrahl war transversal polarisiert, während das Target aus einer unpolarisierten Probe aus flüssigem Wasserstoff bestand [6].

Der DISTO Detektor konnte bei der Kollision entstandene, geladene Teilchen identifizieren und ihren Viererimpuls bestimmen (vgl. Abschnitt 2.1.1 oder [6, 13]). Für Strahlenergien von 2.145 GeV, 2.5 GeV und 2.85 GeV wurden Experimente mit Selektion nach $pK\Lambda$ Ereignisse

im Detektor durchgeführt. Da der Detektor nur geladene Teilchen nachweisen konnte, wurde das Λ^0 -Baryon nicht direkt nachgewiesen, sondern nur seine Zerfallsprodukte nach $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, wobei die zusätzliche Triggerbedingung gestellt wird, dass die Schwerpunktsenergie des $p\pi^-$ Systems gleich der Masse des Λ -Baryon sein muss [13].

Die DISTO Kollaboration hat für diese Energien jeweils Detektor- und Phasenraumsimulationen zur direkten $pp \rightarrow pK\Lambda$ Produktion durchgeführt [12, 31].

2.1.1 Der DISTO Detektor

Der DISTO Detektor ist in Abbildung 2.2 schematisch in Aufsicht von Oben gezeigt. Um den Interaktionspunkt herum wird innerhalb des grau schattierten Bereichs ein radialsymmetrisches magnetisches Feld senkrecht zur Blickebene aufrechterhalten. Innerhalb des Magnetfeldes befinden sich zwei Szintillationsdetektoren die jeweils die Position der in den Detektoren nachgewiesenen geladenen Teilchen messen. Wegen des Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ergibt sich damit die Triggerbedingung, dass im inneren Szintillationsdetektor zwei und im äusseren Szintillator vier geladene Teilchen nachgewiesen werden [6, 13].

Ausserhalb des Magneten schließen sich dann multi-wire proportional chambers (MWPC) an, sowie dahinter ein Szintillator-Hodoskop und Abschließend ein Cherenkov-Wasser-Hodoskop [6]. Alle Messgeräte überbrücken dabei - abgesehen von einem nicht abgedeckten Bereich um 0° - im Laborsystem Winkel bis $\approx 48^\circ$ in horizontaler und bis $\approx \pm 15,5^\circ$ in vertikaler Richtung. Die inneren Szintillationsdetektoren dienen dazu jeweils die Anzahl der produzierten geladenen Teilchen zu ermitteln und um aus den Positionen der nachgewiesenen Teilchen die Lage eventueller sekundären Vertices zu ermitteln. Die anschließenden MWPC erlauben eine erneute Positionsmessung, die in Verbindung mit der Richtungs- und Geschwindigkeitsmessung der anschließenden Hodoskope sowie der gegebenen Stärke des Magnetfeldes eine Identifikation der Teilchen und Bestimmung ihrer Viererimpulse ermöglicht [6].

Die Auflösung der Viererimpulsmessung liegt bei $\sigma \approx 5\%$ und die Unsicherheit bei der Bestimmung der invarianten Massen in der $pp \rightarrow pK\Lambda$ Reaktion liegt bei $\sigma < 30$ MeV [6].

2.1.2 Die gemessenen $pK\Lambda$ Ereignisse bei 2.5 GeV Strahlenergie

Abbildung 2.3 zeigt die als $pK\Lambda$ identifizierten Ereignisse des 2.5 GeV DISTO Experiments [12, 13, 14]. Abbildung 2.3a zeigt die Massenspektren der verschiedenen Zweiteilchen-Teilsysteme, wobei in Zeile zwei jeweils die fehlende Masse des dritten produzierten Teilchens zur Bestimmung genutzt wurde und man in Zeile zwei die invarianten Massen der Zweiteilchen-Teilsysteme direkt aus ihren jeweiligen Gesamt-Viererimpulsen bestimmt. Anschließend wird ein kinematischer Refit durchgeführt, um die beiden Massenspektren miteinander abzugleichen.

Abbildung 2.3b zeigt in Zeile Eins die Winkelverteilungen der Protonen, Kaonen und Λ -Baryonen im Schwerpunktsystem. Darunter

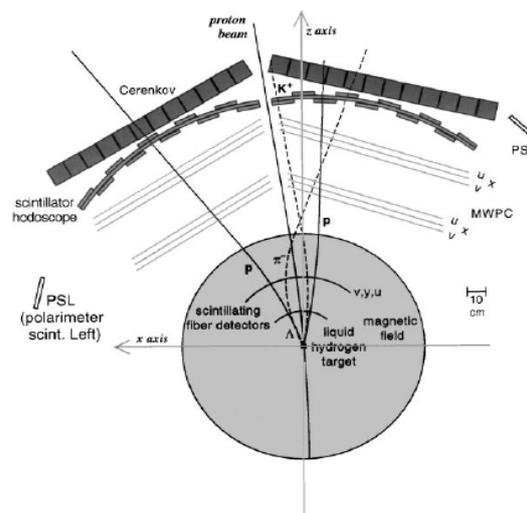
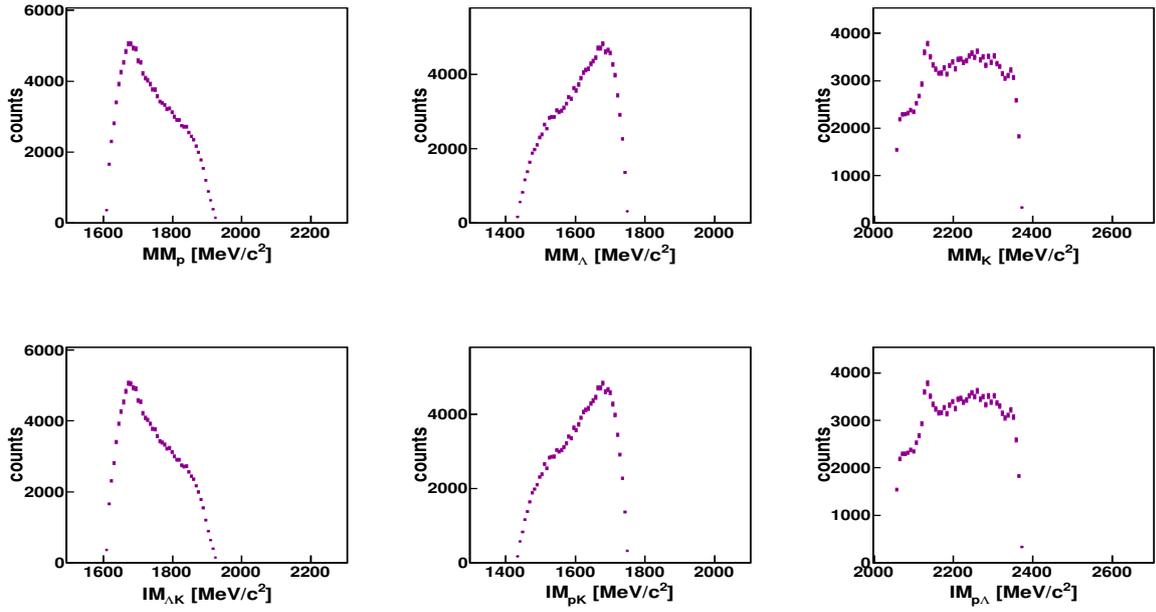
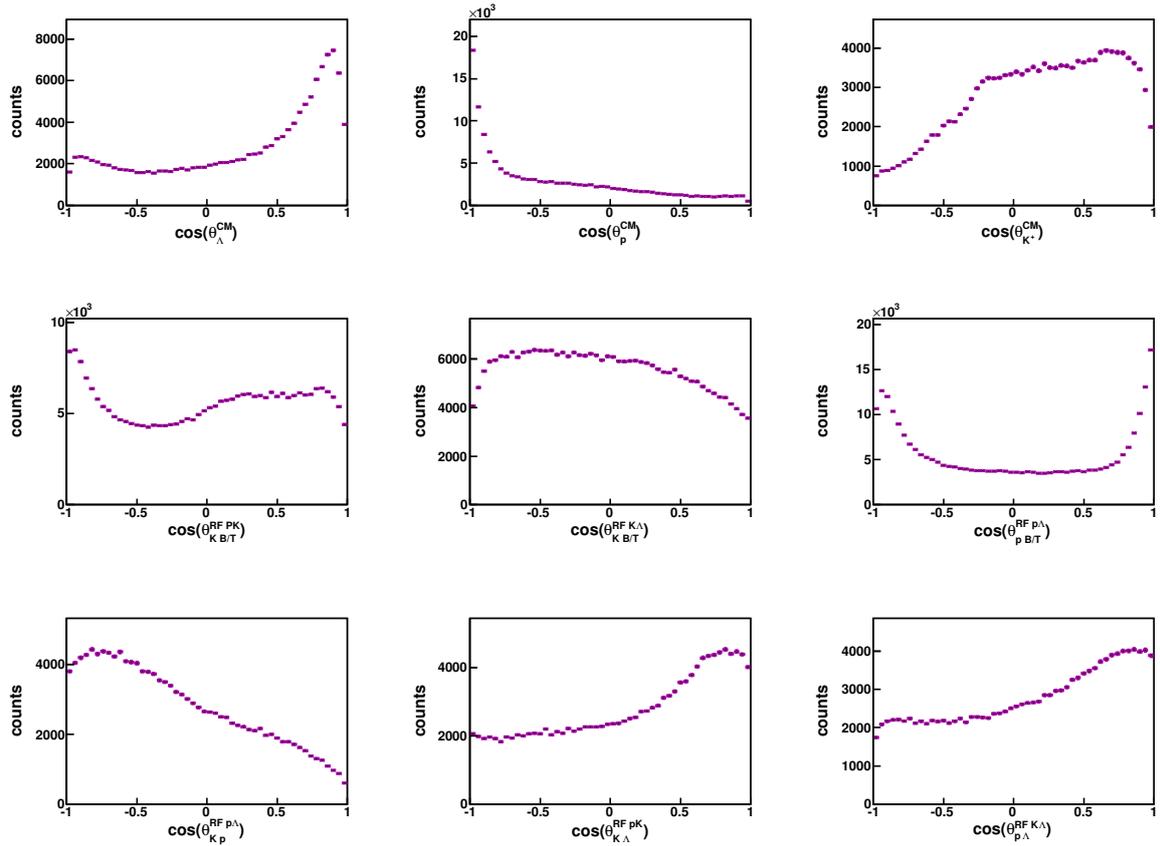


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des DISTO Detektors, siehe [6]



(a) Massenspektren der Zweiteilchensubsysteme



(b) Winkelverteilungen der Teilchen im Schwerpunktsystem, sowie der $pK\Lambda$ Ereignisse in den Gottfried-Jackson und Helizitätswinkeln

Abbildung 2.3: Die im DISTO Experiment bei 2.5 GeV gemessenen $pK\Lambda$ Ereignisse

ist der differentielle Wirkungsquerschnitt der $pK\Lambda$ Produktion nach den drei Gottfried-Jackson Winkeln in Zeile Zwei und in Zeile Drei nach den drei Helizitätswinkeln gezeigt. Die Winkel der Teilchen im Schwerpunktsystem meinen dabei die Winkel zwischen den Richtungen Teilchen A im Endzustand und der Strahlachse Be des eingehenden Protonenstrahls. Die Gottfried-Jackson Winkel $\cos\theta_{A,Be}^{RFAB}$ bezeichnen ebenfalls die Winkel zwischen dem eingehenden Protonenstrahl Be und Teilchen A im Endzustand, allerdings nicht im Schwerpunktsystem aller drei Teilchen ABC im Endzustand, sondern im Schwerpunktsystem des Teilsystems A und B . Die Helizitätswinkel $\cos\theta_{A,C}^{RFAB}$ bezeichnen die Winkel zwischen den Trajektorien der Teilchen A und C im Schwerpunktsystem der Teilchen A und B .

Die hier gezeigten Massenverteilungen und Winkelobservablen ergeben zusammen eine vollständige Beschreibung der Reaktion und sind damit hinreichend für einen Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen[1].

Im $K\Lambda$ Massenspektrum sind Ereignisse bis zu ca. 1900 MeV zu erkennen, mittels $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pK\Lambda$ können also N^{*+} bis zur (1900)-Resonanz zur $pK\Lambda$ Produktion beitragen. Auffällig in den Winkelverteilungen ist die klare Anisotropie in der Teilchenerzeugung. Im Schwerpunktsystem ist für Protonen scheinbar die Rückwärtsstreuung stark favorisiert, während für Λ -Baryonen scheinbar der allergrößte Teil in Vorwärtsstreuung erzeugt wird. Eine mögliche Erklärung dieses Effekts liegt in der Detektorgeometrie: Die vorwärtsgestreuten Protonen werden aufgrund der geringen Detektorabdeckung um 0° entlang der Strahlachse kaum registriert, während die im Zerfall der vorwärtsgestreuten Λ -Baryonen entstehenden $p\pi$ Paare durch den Öffnungswinkel im Laborsystem vom Detektor gemessen werden können.

Die rückwärtsgestreuten Λ -Baryonen und Protonen werden durch den Lorentz-Boost vom Schwerpunktsystem ins Laborsystem nach Vorne gedreht und können jeweils beide vom Detektor nachgewiesen werden. Allerdings erkennt der Detektor die Λ -Baryonen und Protonen nur als einem $pK\Lambda$ Ereignis zugehörig, wenn alle drei Teilchen nachgewiesen werden können. Da Kaonen im Gegensatz zu Protonen und Λ -Baryonen relativ leicht sind, existiert eine Korrelation zwischen vorwärtsgestreuten Protonen und rückwärtsgestreuten Λ -Baryonen. Da die vorwärtsgestreuten Protonen aber vom Detektor nicht gemessen werden, können die rückwärtsgestreuten Λ -Baryonen nicht einem $pK\Lambda$ Ereignis zugeordnet werden.

2.1.3 Der 2.13 GeV Cusp in den DISTO Daten

Gut sichtbar im $\text{Inv}(p\Lambda)$ Massenspektrum ist die spitze Cuspstruktur bei ≈ 2.1 GeV (siehe Abschnitt 1.2.4 oder 4.2). Auffällig ist die asymmetrische Verteilung mit einem steilen Abfall zum niederenergetischen und einem Schwanz zum hochenergetischen Bereich hin, die die Verwendung der asymmetrischen Flatté-Verteilung in der COSY-TOF Analyse notwendig machte.

2.2 Die Phasenraumanalyse der DISTO Kollaboration

Die Anwendung einer Partialwellenanalyse zur Beschreibung von experimentellen Daten ist eine relativ aufwendige Prozedur. Es ist deshalb sinnvoll zunächst zu überprüfen, ob sich die experimentellen Daten auch mit einer simpleren Methode beschreiben lassen. Der einfachste Ansatz zu einer solchen Beschreibung ist eine Phasenraumanalyse.

2.2.1 Das allgemeine Vorgehen bei einer Phasenraumanalyse

Bei einer Phasenraumanalyse wird der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt einer Reaktion mit einer Phasenraumsimulation verglichen.

Dabei wird für die einzelnen Produktionskanäle jeweils angenommen, dass die in diesem Kanal produzierten Teilchen im gesamten kinematisch verfügbaren Phasenraum gleichmäßig verteilt sind. Anschließend werden alle auf diese Weise simulierten Kanäle gewichtet und inkohärent addiert. Die Gewichtung entspricht dabei dem totalen Wirkungsquerschnitt des entsprechenden Produktionskanals und ist ein freier Parameter. Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Kanäle lassen sich dann die einzelnen Gewichte der Kanäle variieren, um die experimentellen Daten zu Fitten. Dafür muss die Phasenraumsimulation noch mit einer Detektorsimulation kombiniert werden, um sie für Akzeptanz und Effizienz des Detektors zu korrigieren.

Eine solche Phasenraumsimulation kann zu einer sinnvollen Beschreibung der experimentellen Daten führen, sofern die Interferenz der einzelnen Kanäle miteinander vernachlässigbar ist und die Annahme der Gleichverteilung im verfügbaren Phasenraum näherungsweise erfüllt ist, d.h. das Gesamtsystem ein thermodynamisches Gleichgewicht anstrebt.

2.2.2 Die Phasenraumsimulation der direkten $pp \rightarrow pK\Lambda$ Produktion für die 2.5 GeV DISTO Daten

Die DISTO Kollaboration hat für die 2.5 GeV Daten eine um Akzeptanz und Effizienz des DISTO-Detektors korrigierte Phasenraumsimulation des direkten $pp \rightarrow pK\Lambda$ Produktionskanals durchgeführt [15].

Abbildung 2.4 zeigt die Phasenraumsimulation der DISTO Kollaboration als blaue Linie im Vergleich mit den experimentellen Daten als schwarze Punkte für ein vollständiges Set von Observablen [1]. Die Simulation wurde dabei so normalisiert, dass die Integrale über die simulierten und gemessenen Daten gleich sind.

In Abbildung 2.4a sind die Massenspektren der drei Zweiteilchen Teilsysteme zu sehen und in Abbildung 2.4b die Winkelverteilungen der produzierten Teilchen im Schwerpunktsystem, sowie die differentiellen Wirkungsquerschnitte der $pK\Lambda$ Produktion für die Gottfried-Jackson Winkel in Zeile zwei und die Helizitätswinkel in Zeile drei.

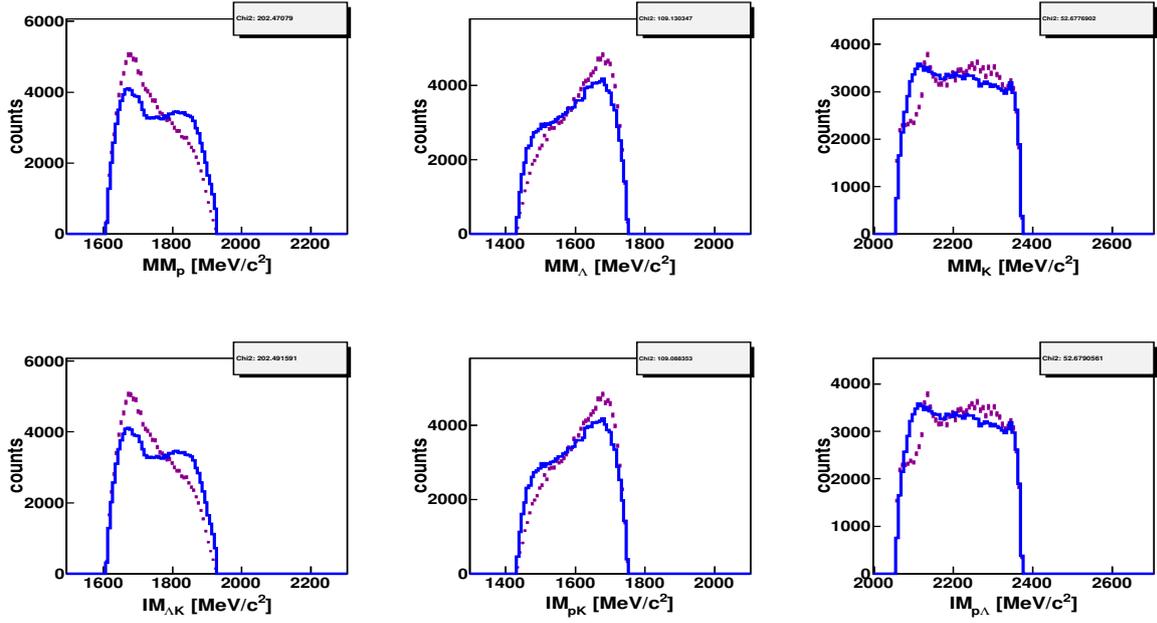
Die Winkelverteilung der Kaonen wird hinreichend gut reproduziert. Bei den anderen gezeigten Observablen hingegen liefert die Phasenraumsimulation keine zufriedenstellenden Resultate. Die Massenspektren der pK und $K\Lambda$ Teilsysteme sind nicht reproduziert im $p\Lambda$ Spektrum wird darüberhinaus die Cusp-Struktur nicht beschreiben. Bis auf die Kaonwinkelverteilung zeigen die Winkelverteilungen durchgehend enorme Abweichungen.

Die 2.5 GeV DISTO Daten werden durch eine Phasenraumsimulation des direkten $pp \rightarrow pK\Lambda$ Produktionskanals nur unzulänglich beschrieben, es ist $\chi_n^2 = 157.28$.

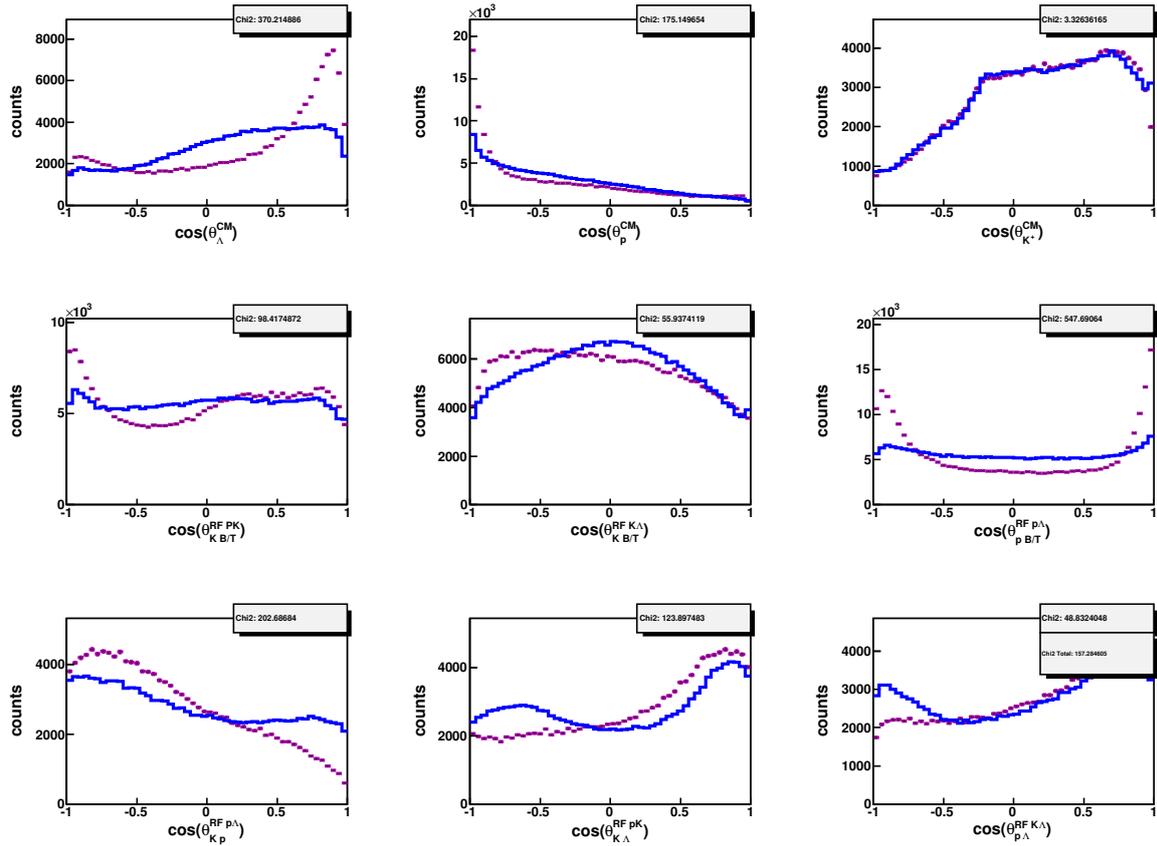
2.2.3 Unzulänglichkeiten in der Beschreibung 2.5 GeV DISTO Daten durch eine Phasenraumsimulation der direkten $pp \rightarrow pK\Lambda$ Produktion

Die Unzulänglichkeiten in der Beschreibung 2.5 GeV DISTO Daten durch eine Phasenraumsimulation der direkten $pp \rightarrow pK\Lambda$ Produktion besitzen unterschiedliche mögliche Ursachen.

Die Nichtreproduzierung der Peakstrukturen in den verschiedenen Massenspektren in Abbildung 2.4a kann aus der Nichteinbeziehung der resonanten $pK\Lambda$ Produktionskanäle mittels N^* Resonanzen oder der Final-State Interaction zwischen Proton und Λ -Baryon resultieren. Dass weiterhin die Cusp-Struktur im $\text{Inv}(p\Lambda)$ Massenspektrum nicht beschreiben wird, legt einen



(a) Massenspektren der Zweiteilchensubsysteme



(b) Winkelverteilungen der Teilchen im Schwerpunktsystem, sowie der $pK\Lambda$ Ereignisse in den Gottfried-Jackson und Helizitätswinkeln

Abbildung 2.4: Phasenraumsimulation der direkten $pp \rightarrow pK\Lambda$ Produktion im Vergleich mit den experimentellen Daten

fehlen Anteil der $pK\Lambda$ Produktion über $p\Sigma \rightarrow p\Lambda$ Kopplung Kopplung nahe (siehe Abschnitt 1.2.4).

Schließlich ist es außerdem möglich, dass es zwischen den unterschiedlichen Kanälen zu Interferenzeffekten kommen kann, die in einer weiterführenden Analyse berücksichtigt werden müssten.

Kapitel 3

Das Bonn-Gatchina Partialwellen Analyse Framework

Aus der vorangegangenen Betrachtung (vgl. 2.2) wird klar, dass die experimentellen Daten aus verschiedenen Gründen nicht durch $pp \rightarrow pK\Lambda$ Phasenraumsimulationen beschrieben werden können. Eine alternative Herangehensweise zur Beschreibung der Daten ist eine Partialwellenanalyse (PWA). Die PWA bietet die Möglichkeit sowohl die resonanten Produktionskanäle als auch Interferenzeffekte in die Beschreibung der Daten einzufügen. Mögliche Unzulänglichkeiten der Detektorbeschreibung allerdings ließen sich nur durch eine verbesserte Detektorsimulation ausräumen.

3.1 Die theoretischen Hintergründe der Partialwellenanalyse

Man betrachtet einen Streuvorgang mit Anfangszustand $|i\rangle$ und Endzuständen $|f_k\rangle$. In einer PWA werden die gesuchten Übergangsamplituden $A_{k,n}$ der jeweiligen Kanäle n der Reaktion in den bekannten Eigenfunktionen $|\alpha\rangle, |\beta\rangle$ der Drehimpulsoperatoren entwickelt[1]. Damit lässt sich schreiben :

$$\begin{aligned} A_{k,n} &:= \langle f_k | T_n | i \rangle = \sum_{\alpha, \beta} \langle f_k | \beta \rangle \langle \beta | T_n | \alpha \rangle \langle \alpha | i \rangle \\ &= \sum_{\alpha, \beta} Y^{f_k} A_n^{\alpha, \beta} Y^i \end{aligned} \tag{3.1}$$

wobei die Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} in der Notation unterdrückt wurde. $A_n^{\alpha, \beta}(s) := \langle \beta | T_n | \alpha \rangle$ ist die Amplitude der Partialwelle. $|A_n^{\alpha, \beta}(s)|^2$ beschreibt die Intensität, mit der der Übergang $|i, \alpha\rangle \xrightarrow{n} |f_k, \beta\rangle$ stattfindet. Sind $|i\rangle$ und $|f_k\rangle$ Viererimpulseigenzustände, so sind Y^i und Y^{f_k} bekannt.

Das Problem reduziert sich dann darauf, die (Viererimpulsabhängigen) Partialwellenamplituden zu bestimmen, von denen der (gemessene) differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion abhängt. Da in der Regel nur die Partialwellen bis zur F-Welle einen signifikanten Beitrag leisten, ist dies eine deutliche Vereinfachung.

Mit einer gegebenen Parametrisierung der Partialwellenamplituden lässt sich dann der differentielle Wirkungsquerschnitt berechnen und mit dem gemessenen Wirkungsquerschnitt vergleichen. Zur Bestimmung der freien Parameter verwendet man dann Fittingmethoden wie zum Beispiel die "Maximum Likelihood"-Methode.

3.2 Die Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts in BG-PWA

Das Bonn-Gatchina Partialwellen Analyse (BG-PWA) Framework ist ein Programm zur Durchführung einer Partialwellenanalyse für Daten von Baryon-Baryon Kollisionen [1]. Hier wird sie angewendet, um die verschiedenen Kanäle der Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ zu beschreiben.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Dreiteilchenereignisse wird dabei in Abhängigkeit der Viererimpulse q_i der finalen Teilchen wie folgt parametrisiert :

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 |A|^2}{4|\vec{k}|\sqrt{s}} d\Phi_3(P, q_1, q_2, q_3) \quad (3.2)$$

Hierbei ist \sqrt{s} die Schwerpunktsenergie, \vec{k} der Gesamtdreierimpuls der Anfangsteilchen und A das für alle betrachteten Kanäle kombinierte Übergangsmatrixelement. $d\Phi_3$ ist das infinitesimale Phasenraumvolumen, das sich aus einer kinematischen Betrachtung ergibt.

Das Übergangsmatrixelement A ist die Summe der Partialwellen der einzelnen Kanäle der Reaktion: $A = \sum_{n,\alpha,\beta} A_n^{\alpha,\beta}(s)$. Dabei beschreibt $\alpha = (J, L, S)$ die Quantenzahlen des Eingangszustandes und β Die Quantenzahlen des Endzustandes.

J^P	$S_{tot} = 0$	$S_{tot} = 1$
L=0	0^+	1^+
L=1	1^-	$0^-, 1^-, 2^-$
L=2	2^+	$1^+, 2^+, 3^+$
L=3	3^-	$2^-, 3^-, 4^-$

Abbildung 3.1: Verbotene und erlaubte Quantenzahlen des Proton-Proton Eingangszustands, vgl. [1]

Da Protonen Fermionen sind muss die Gesamtwellenfunktion des initialen Proton-Proton Eingangszustands vollkommen antisymmetrisch sein. Diese Bedingung ist genau dann erfüllt, wenn gilt:

$$(-1)^{L+S} = 1 \quad (3.3)$$

In Tabelle 3.1 sind alle möglichen Kombinationen für Bahndrehimpuls, Spin und Gesamtdrehimpuls der Protonen aufgelistet, wobei die nach Gleichung 3.3 verbotenen Zustände grau unterlegt sind. Die zugehörigen Werte von α können in der PWA direkt ausgeschlossen werden[1].

Der Endzustand wird durch die BG-PWA als Zweiteilchensystem beschrieben, bei dem eines der beiden Teilchen wieder aus einem Zweiteilchensystem besteht. [1]. Bei der Beschreibung der direkten Produktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ wird das $p\Lambda$ System als dieses Teilsystem beschrieben, wobei mit (J_2, L_2, S_2) die intrinsichen Quantenzahlen bezeichnet werden.

Für die $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pK\Lambda$ Kanäle sind die beiden Teilchen im BG-PWA-Formalismus das Proton und die N^* Resonanz, die dann weiter in $K\Lambda$ zerfällt. In diesem Fall behandelt BG-PWA das N^* als eigenes Teilsystem; es ergeben sich die Drehimpulsquantenzahlen (J_2, L_2, S_2)

des $K\Lambda$ Systems aus den Quantenzahlen des N^* .

Die Drehimpulsquantenzahlen des Gesamtsystems $pK\Lambda$ bezeichnet man mit (J', L', S') , damit ist dann $\beta = (J_2, L_2, S_2, J', L', S')$.

3.2.1 Die Parametrisierung der $pK\Lambda$ Produktionskanäle

Die einzelnen Kanäle der $pK\Lambda$ Produktion unterscheiden sich nur in den entsprechenden Partialwellen. BG-PWA parametrisiert die Partialwellenamplituden allgemein wie folgt [1] :

$$A_{\alpha,\beta}^n(s) = K^n Q_{\mu_1,\dots}^{fin}(\beta) \cdot A_{scatt}^{n,p\Lambda}(n, \beta) \cdot_{\mu_1,\dots}(\alpha) \quad (3.4)$$

mit

$$K^n = (a_1 + \sqrt{s} \cdot a_2) e^{a_3} \quad (3.5)$$

als Parametrisierung der Stärke der Partialwellenamplitude. a_1 bzw. a_3 parametrisieren die energieunabhängige Intensität der Partialwelle bzw. ihre Phasenverschiebung. a_2 parametrisiert die Energieabhängigkeit der Partialwellenamplitude. Da hier nicht Datensätze bei verschiedenen Energien verglichen werden, sondern nur eine einzelne Energie betrachtet wird, kann a_2 auf Null gesetzt werden.

$Q^{in}(\alpha)$ und $Q^{fin}(\beta)$ parametrisieren den Teil der Partialwellenamplitude, der nur von den Quantenzahlen α des Eingangszustands bzw. den Quantenzahlen β des Endzustandes abhängt.

$Q^{in}(\alpha)$ und $Q^{fin}(\beta)$ sind für alle Kanäle die gleichen Funktionen in Abhängigkeit von den unterschiedlichen in den jeweiligen Kanälen erlaubten Quantenzahlen α und β ; $A_{scatt}^{p\Lambda}$ hingegen muss für die jeweiligen Kanäle als unterschiedliche Funktion der Parameter gewählt werden. Anschaulich parametrisiert der Faktor den vom Zweiteilchen-Teilsystem $p\Lambda$ bzw. dem N^* abhängigen Teil des Wirkungsquerschnitts.

Bei der direkten $pK\Lambda$ Produktion parametrisiert $A_{scatt}^{n,p\Lambda}$ die Streuung von Proton und Lambdateilchen im Teilsystem aneinander. Der Faktor ergibt sich zu [1]

$$A_{scatt}^{n,p\Lambda} = \frac{\sqrt{s}}{1 - \frac{1}{2}rq^2a + \frac{iaq^{2L+1}}{F(r,q,L)}} \quad (3.6)$$

mit der effektiven Ausdehnung des $p\Lambda$ Systems r , der Streulänge a , dem Relativimpuls q und dem Bahndrehimpuls L (jeweils bezogen auf das $p\Lambda$ Teilsystem), wobei die Abhängigkeit von r , a und q vom Kanal und β in der Notation unterdrückt wurde. $F(r, q, L)$ ist der sog. Blatt-Weisskopf-Faktor, der zur Normalisierung dient.

Für die $pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ Kanäle beschreibt $A_{scatt}^{p\Lambda}$ die N^* Resonanz, deren Verteilung durch die relativistische Breit-Wigner Verteilung beschrieben wird [1] :

$$A_{scatt}^{n,p\Lambda} = \frac{1}{M^2 - s - i\Gamma M} \quad (3.7)$$

mit Masse M und Breite Γ . Die erlaubten Drehimpulsquantenzahlen β ergeben sich aus der Art des im Kanal beschriebenen N^{*+} , die Liste der in der BG-PWA verwendeten N^{*+} ist identisch mit diejenigen aus Abschnitt 1.2.3.

Um die Cusp-Produktion zu beschreiben wird dieser als Resonanz des $p\Lambda$ Systems betrachtet. Die Verteilung im Wirkungsquerschnitt lässt sich dann mithilfe der relativistischen Breit-Wigner Verteilung aus Gleichung 3.7 parametrisieren mit einer Masse $M_{cusp} = 2.13$ GeV und Breite $\Gamma = 0.02$ GeV.

Die phänomenologische Beschreibung der Cuspstruktur durch eine Breit-Wigner Verteilung in der COSY-TOF Analyse lieferte keine hinreichend guten Resultate[5]. Allerdings ist BG-PWA im Gegensatz zu den in der COSY-TOF Analyse verwendeten Methoden auch in der Lage Interferenzeffekte zwischen verschiedenen $pK\Lambda$ Produktionskanälen in die Analyse mit aufzunehmen. Es ist deshalb sinnvoll, zunächst zu überprüfen, ob sich die Cuspstruktur unter Einbeziehung dieser Interferenzeffekte mittels einer Breit-Wigner Verteilung reproduzieren lässt.

Aus der COSY-TOF Analyse folgen drei Möglichkeiten für die Quantenzahlen des $p\Lambda$ Systems in den die Cuspstruktur beschreibenden Partialwellen. Konkret sind dies $(J_2, L_2) \in \{(0^+, 0), (1^+, 0), (1^+, 2)\}$ (siehe Abschnitt 1.2.4)[5].

3.2.2 Input und Output

In den vorangegangenen Abschnitten wurde dargelegt, wie die BG-PWA Streuprozesse beschreibt. Um diesen Formalismus zu nutzen, müssen dem Programm verschiedene Informationen bereitgestellt werden [1].

Als Input benötigt die BG-PWA zunächst den gemessenen Datensatz sowie eine vollständige Phasenraumsimulation, die bereits um Akzeptanz und Effizienz des Detektors korrigiert ist [1]. Zusätzlich zu diesen Datensätzen kann ausserdem eine nicht bereinigte 4π Phasenraumsimulation bereitgestellt werden, mithilfe derer das PWA Resultat auf den gesamten Raumwinkel extrapoliert werden kann. Mit diesen Datensätzen bestimmt die BG-PWA über die Maximum-Likelihood Methode diejenigen Werte für die freien Parameter (a_1, a_2, a_3) , die den experimentellen Wirkungsquerschnitt bestmöglich zu reproduzieren [1]. Dabei verändert das Programm schrittweise die Werte von (a_1, a_2, a_3) um die logarithmische Likelihood-Funktion zu maximieren. Da es sich hierbei aber um ein iteratives Verfahren handelt, müssen ausser den Datensätzen auch für alle Partialwellen die Startwerte von (a_1, a_2, a_3) angegeben werden. Darüber hinaus müssen für alle N^* Resonanzen die Massen und Breiten angegeben werden (siehe Abschnitt 1.2.3).

Das Resultat der BG-PWA ist im Wesentlichen die modifizierte Parameterkonfiguration, bei der die Likelihood-Funktion ein lokales Maximum besitzt. Aus ihr ergeben sich über Montecarlo-Simulation simulierte und gewichtete Datensätze, sie sich mit den experimentellen Daten vergleichen werden können. Mithilfe der 4π Simulation können die Ereignisse ausserdem auf den gesamten Raumwinkel extrapoliert werden.

Desweiteren erstellt die BG-PWA auch noch eine Ausgabedatei, in der für jeden Kanal den relativen Beitrag zur $pK\Lambda$ Produktion *vor* Interferenz aufgeführt ist und was der Loglikelihood Wert der abschließenden Parameterkonfiguration ist.

3.2.3 Eindeutigkeit des BG-PWA Resultats

Eine wesentliche Beschränkung der BG-PWA ist die Eindeutigkeit der Lösung. Da das iterative Verfahren so konstruiert ist, das ein *lokales* Minimum gefunden wird, ist nicht sichergestellt, dass das Resultat wirklich die beste Parameterkonfiguration darstellt. Desweiteren hängt die Lösung der PWA auch von den gewählten Anfangswerten der freien Parameter ab.

Nachdem die BG-PWA ein lokales Minimum gefunden hat, muss überprüft werden, wie stabil die Lösung unter Variation der Parameterstartwerte ist. Dazu lässt sich zum Beispiel ein sys-

tematischer Vergleich durchführen, bei der die Ergebnisse der BG-PWA unter Ausschluss einer oder mehrerer resonanter Produktionskanäle auf Konsistenz miteinander überprüft werden.

Kapitel 4

Beschreibung der 2.5 GeV DISTO Daten mit BG-PWA

BG-PWA ist im allgemeinen ein Werkzeug zur Beschreibung von Daten aus Baryon-Baryon Kollisionen. Hier wird sie genutzt, um den differentiellen Wirkungsquerschnitt der $pK\Lambda$ Produktion in Fixed Target Proton-Proton Kollisionen bei 2.5 GeV Strahlenergie zu reproduzieren. Wie in Abschnitt 2.2 gezeigt, ist eine Phasenraumsimulation der direkten $pp \rightarrow pK\Lambda$ Produktion nicht ausreichend, um die experimentellen Daten zu beschreiben.

Sinnvoll ist es weitere Produktionskanäle wie die resonante Produktion mittels $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pK\Lambda$ und auch Interferenz zwischen den unterschiedlichen möglichen Kanälen in die Analyse zu integrieren. Beides lässt sich durch Gebrauch der BG-PWA erreichen.

Im folgenden soll insbesondere die Bedeutung des 2.13 GeV Cusp für das BG-PWA Resultat untersucht werden und zur Beschreibung der Cuspstruktur weitere Partialwellen zur BG-PWA hinzugefügt werden.

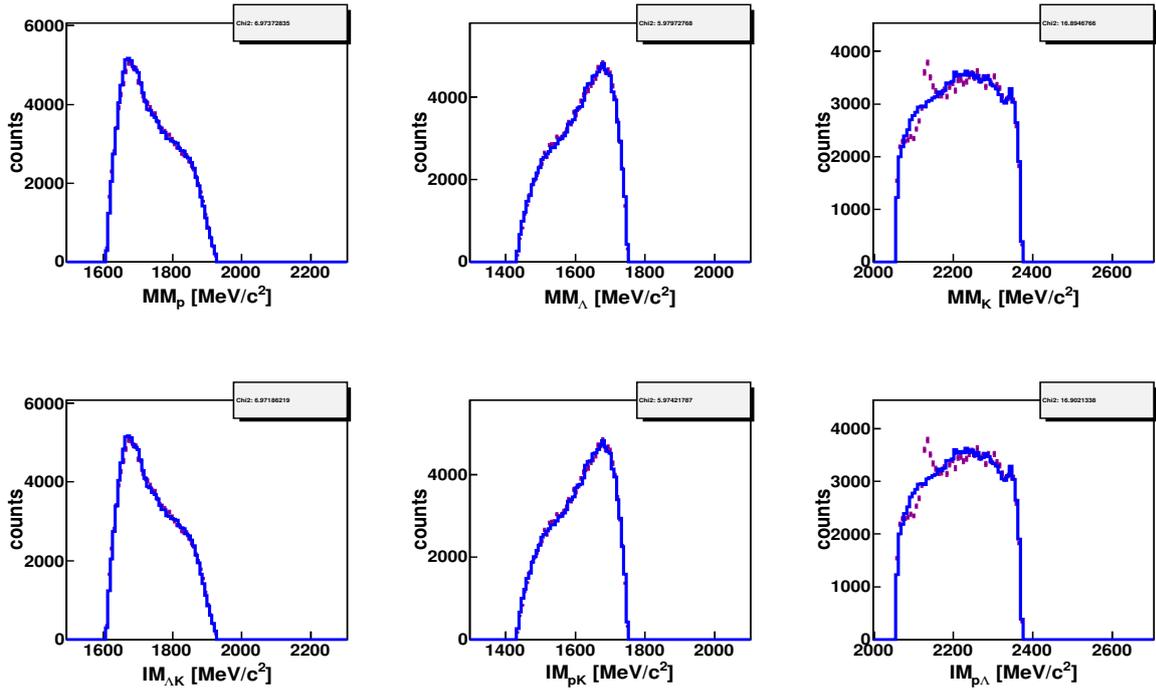
4.1 Reproduktion der 2.5 GeV DISTO Daten durch BG-PWA ohne explizite Beschreibung des Cusp

4.1.1 BG-PWA Fit mit allen erlaubten N^* Resonanzen

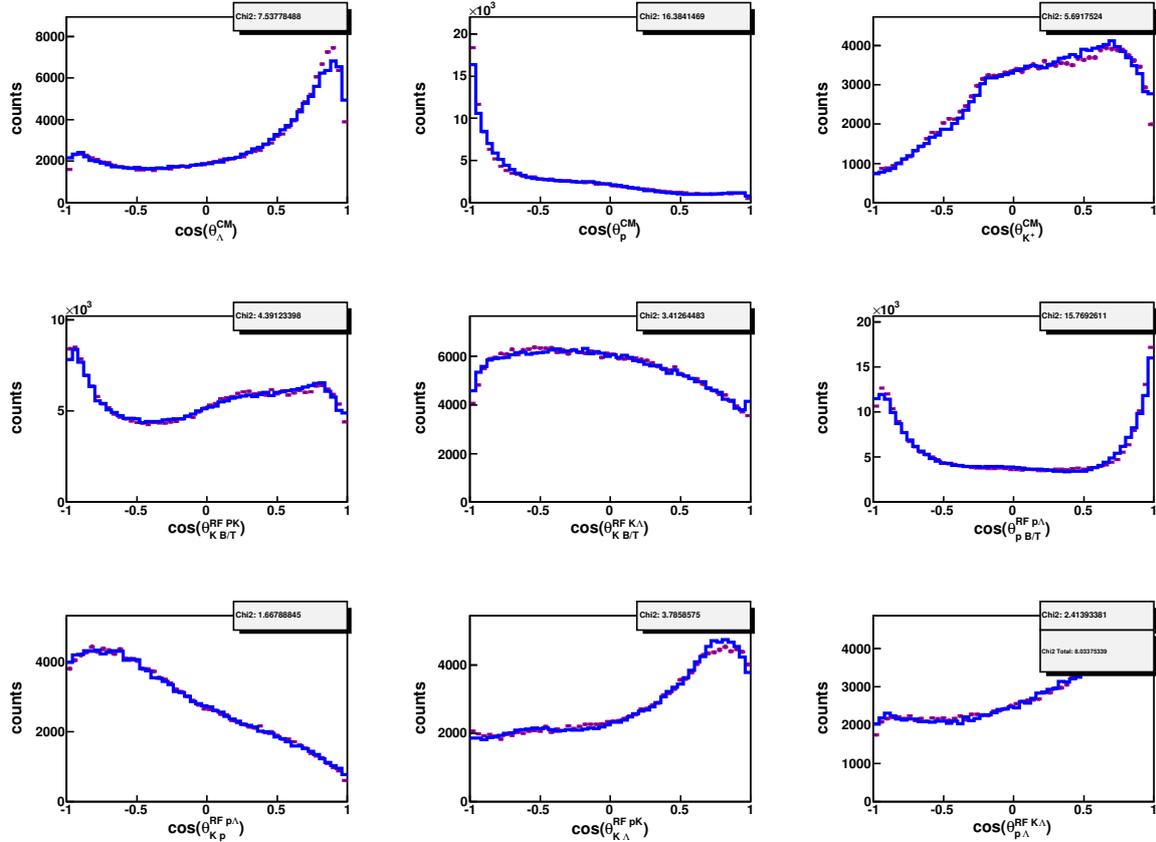
In einer ersten Analyse des 2.5 GeV DISTO Datensatzes mit BG-PWA werden nur die direkte $pK\Lambda$ Produktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ und die N^* resonante Produktion $pp \rightarrow N^{*+} \rightarrow pK\Lambda$ als Kanäle in die PWA integriert und keine gesonderten Partialwellen zur Beschreibung des Cusp integriert, um sicherzustellen, dass diese Kanäle nicht bereits ausreichen den Cusp zu reproduzieren.

Als Startwerte werden die aus der BG-PWA Analyse der FOPI Daten resultierenden Parameter verwendet. FOPI ist wie DISTO ein Proton-Proton Streuexperiment mit festem Target, allerdings mit einer höheren Strahlenergie von 3.1 GeV. Das hier als Startwert verwendete Parameterset ist in der Lage, die FOPI Daten vollständig zu reproduzieren und stellt deshalb einen sinnvollen Ausgangspunkt für BG-PWA bei niederen Energien dar (siehe [1] im Kapitel 2 zum FOPI Detektor).

Das Resultat der BG-PWA wird in Abbildung 4.1 mit den experimentellen Daten verglichen. Wie in Abschnitt 2.2 sind in Abbildung 4.1a die Massenspektren der Zweiteilchensubsysteme zu sehen und in Abbildung 4.1b die Winkelverteilung der Protonen, Kaonen und Λ -Baryon im Schwerpunktsystem sowie die Winkelverteilung der $pK\Lambda$ Ereignisse, in Zeile 2 bezüglich der Gottfried-Jackson Winkel und in Zeile 3 bezüglich der Helizitätswinkel. Die schwarzen Punkte entsprechen den experimentellen Werten, die blaue Kurve zeigt das auf die gemessenen Ereignisse normalisierte Ergebnis des BG-PWA Fits. Die Massenspektren in Abbildung 4.1a wurden in der oberen Zeile aus der fehlenden Masse des verbliebenden Teilchens ermittelt und in der unteren Zeile aus der invarianten Masse der Zweiteilchensysteme.



(a) Massenspektren der Zweiteilchensubsysteme



(b) Winkelverteilungen der Teilchen im Schwerpunktsystem, sowie der $pK\Lambda$ Ereignisse in den Gottfried-Jackson und Helizitätswinkeln

Abbildung 4.1: BG-PWA Fit mit allen erlaubten N^* Resonanzen ohne Partialwellen zur Beschreibung des Cusp

Man erkennt, dass die ΛK und pK Massenspektren hinreichend gut von BG-PWA reproduziert werden. Tatsächlich sind keine größeren Abweichungen erkennbar, und der χ^2 Wert liegt bei $\chi_{\Lambda K}^2 = 6.97$ bzw. $\chi_{pK}^2 = 5.98$. Im $\text{IM}(p\Lambda)$ Massenspektrum hingegen können die experimentellen Daten unter 2.2 GeV nicht durch BG-PWA beschrieben werden. Keiner der bisher verwendeten Partialwellen ist also in der Lage die Peakstruktur zu reproduzieren.

Die Winkelverteilungen wiederum werden bis auf die Ränder der Proton, Kaon bzw. Lambda Spektren im Schwerpunktsystem in den Umgebungen von $\cos\theta = \pm 1$ hinreichend gut beschrieben. Die Asymmetrien resultieren aus der Detektorgeometrie (siehe Abschnitt 2.1.1); die Abweichungen in der BG-PWA Beschreibung können also aus Ungenauigkeiten in der Simulation des Detektors resultieren. Der Gesamt- χ_n^2 -Wert für alle Observablen ist 8.02.

4.1.2 Die Reproduzierbarkeit der Cuspstruktur ohne explizite Beschreibung durch zusätzliche Partialwellen

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass BG-PWA die 2.5 GeV DISTO Daten bis auf die Cusp Region im $\text{Inv}(p\Lambda)$ Massenspektrum hinreichend gut beschreibt.

Die Cusp Struktur selbst hingegen kann ohne Hinzufügen separater Partialwellen nicht reproduziert werden. Dies entspricht der Erwartung, da laut der COSY-TOF Untersuchung[5] 1.2.4 die Ursache der Cuspstruktur eine Kopplung des $pp \rightarrow pK\Lambda$ Produktionskanals zu $pp \rightarrow pK\Sigma$ ist. Auffallend ist, dass die BG-PWA Winkelverteilungen in Abbildung 4.1 auch ohne eine explizite Beschreibung des Cusp durch zusätzliche Partialwellen eine sehr gute Reproduktion der 2.5 GeV DISTO Daten liefert. Dies ist ein erster Hinweis darauf, dass die Cusp Produktion von Partialwellen mit $J_{p\Sigma} = 0$ dominiert wird, da in diesem Fall isotrope Verteilung zumindest der Protonen und Lambda Teilchen im Schwerpunktsystem zu erwarten ist.

4.2 Die Einbeziehung weiterer Partialwellen zur Beschreibung der Cuspstruktur in die BG-PWA

In der vorangegangenen Reproduktion der 2.5 GeV DISTO Daten ohne explizite Berücksichtigung der 2.13 GeV $p\Lambda$ Cuspstruktur war BG-PWA nicht in der Lage diese zu beschreiben.

Deshalb soll nun überprüft werden, ob die Einbeziehung zusätzlicher Partialwellen zur explizierten Beschreibung der Cuspstruktur die BG-PWA in die Lage versetzt die 2.5 GeV DISTO Daten zu beschreiben. Dabei sollen in Bezug auf Abschnitt 3.2.1 und 1.2.4 die laut COSY-TOF Analyse für die Spinparität $J_{p\Sigma}^p$ des $p\Sigma$ Teilsystems möglichen Werte als mögliche Drehimpulsquantenzahlen des $p\Lambda$ Teilsystems in den hinzugefügten Partialwellen verwendet werden.

Konkret werden also Partialwellen mit $J_{p\Lambda}^p = 0^+$ oder $J_{p\Lambda}^p = 1^+$ (vgl. [5] oder siehe Abschnitt 1.2.4) hinzugefügt, wobei für $J_{p\Lambda}^p = 1^+$ sowohl 0 als auch 2 erlaubte Werte für $L_{p\Lambda}$ sind.

Zunächst werden der BG-PWA die zu allen drei möglichen Quantenzahlen gehörenden Partialwellen zugefügt, um zu verifizieren, dass diese hinreichend sind die Cuspstruktur zu beschreiben.

Anschließend werden BG-PWA durchgeführt, in denen die einem der beiden $J_{p\Lambda}^p$ Werte entsprechenden Partialwellen aus der Beschreibung entfernt werden, um zu testen wie stark der Einfluss der Cuspwellen mit unterschiedlichen Drehimpulsquantenzahlen des Cusp ist.

Dazu werden zwei weitere Analysen durchgeführt, in denen jeweils nur die $J_{p\Lambda}^p = 0^+$ Partialwellen bzw. die $J_{p\Lambda}^p = 1^+$ Partialwellen enthalten sind.

4.2.1 BG-PWA Fit mit direkter und resonanter $pK\Lambda$ Produktion sowie Partialwellen zur Beschreibung des Cusp für $J_{p\Lambda}^p = 0^+$ und $J_{p\Lambda}^p = 1^+$

Als Erstes wird eine BG-PWA mit zugefügten Partialwellen für direkte und resonante $pK\Lambda$ Produktion sowie Partialwellen zur Beschreibung des Cusp für $(J_{p\Lambda}^p, L_{p\Lambda}) = (0^+, 0)$, $(1^+, 0)$ und $(1^+, 2)$ durchgeführt.

Die Einbeziehung und Parametrisierung der Partialwellen zur Beschreibung des Cusp erfolgt wie in Abschnitt 3.2.1 erläutert. Als Parameterstartwerte der für direkte und resonante $pK\Lambda$ Produktion über die Kanäle $pp \rightarrow pK\Lambda$ und $pp \rightarrow pN^{*+} \rightarrow pK\Lambda$ werden die Resultate der BG-PWA in Abschnitt 4.1 verwendet. Für die Parameterstartwerte der Cusp Partialwellen wird der energieabhängige Parameter a_2 wie bei den anderen Partialwellen auf Null fixiert und nicht gefittet. Der Startwert der die Phasenverschiebung beschreibenden Parameters a_3 ist auch Null, allerdings wird a_3 im Gegensatz zu a_2 von BG-PWA variiert. Die energieunabhängige Stärke a_1 der Cusp Partialwellenamplituden wird so gewählt, dass sie 5% der summierten Stärke der anderen einbezogenen Partialwellen entspricht, da der zu erwartende Anteil des Cusp an der $pK\Lambda$ Produktion relativ gering ist.

Das Resultat der BG-PWA mit zugefügten Kanälen für direkte und resonante $pK\Lambda$ Produktion sowie Partialwellen zur Beschreibung des Cusp für $J_{p\Lambda}^p = 0^+$ und $J_{p\Lambda}^p = 1^+$ ist in Abbildung 4.2 mit den experimentellen Daten verglichen.

Wie in Abschnitt 4.1 zeigt Abbildung 4.2a die Massenspektren der Zweiteilchensubsysteme und Abbildung 4.2b die Winkelverteilung der Protonen, Kaonen und Lambda-Teilchen im Schwerpunktsystem sowie die Winkelverteilung der $pK\Lambda$ Ereignisse; die blaue Kurve zeigt den BG-PWA Fit und die schwarzen Punkte die experimentellen Daten.

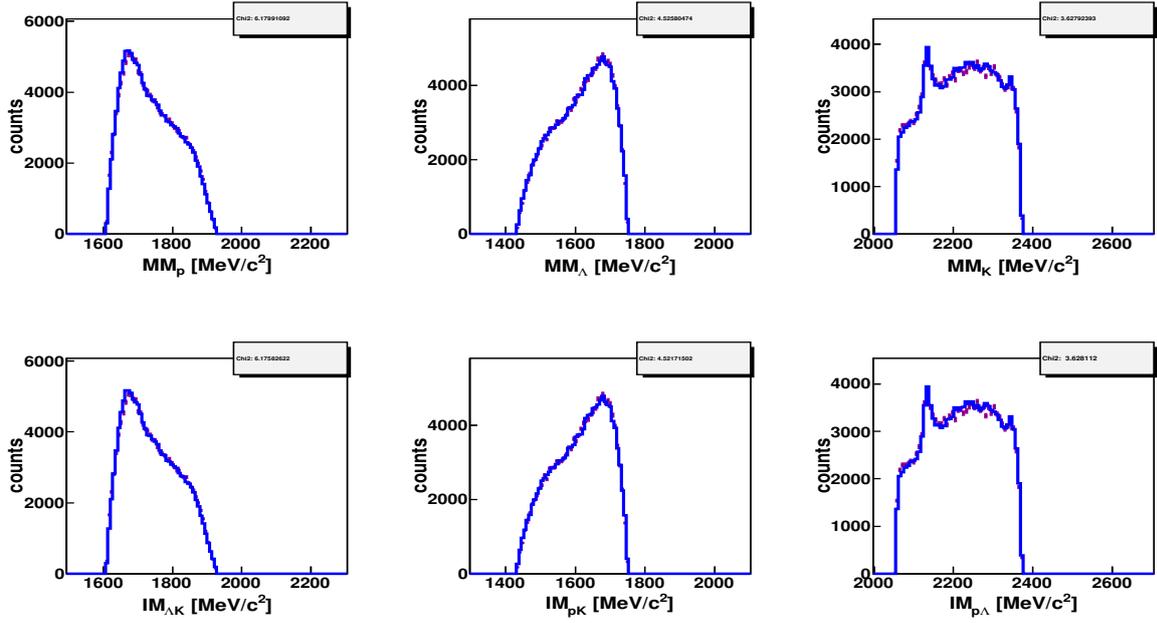
Diesemal sind alle Massenspektren inklusive der Cuspregion um 2.13 GeV im $p\Lambda$ Spektrum hinreichend gut durch BG-PWA beschrieben. Die Cuspstruktur lässt sich also durch Hinzufügen weiterer Partialwellen zu den Quantenzahlen aus Abschnitt 1.2.4 zu den restlichen Partialwellen für $pp \rightarrow pK\Lambda$ reproduzieren. Auch die Winkelverteilungen sind durch BG-PWA hinreichend gut beschreiben, wenn auch im Vergleich zu Abbildung 4.1b kaum eine Verbesserung erkennbar ist. Die Abweichungen an den Rändern der Winkelverteilungen von Protonen, Kaonen und Lambda-Teilchen im Schwerpunktsystem sind immernoch genauso vorhanden wie zuvor, sie lassen sich also nicht durch Hinzunahme der Partialwellen zur Beschreibung des Cusp erklären. Der Gesamt- χ_n^2 Wert für alle betrachteten Observablen ist 5.40.

4.2.2 BG-PWA Fit mit Partialwellen zur Beschreibung des Cusp für $J_{p\Lambda}^p = 0^+$

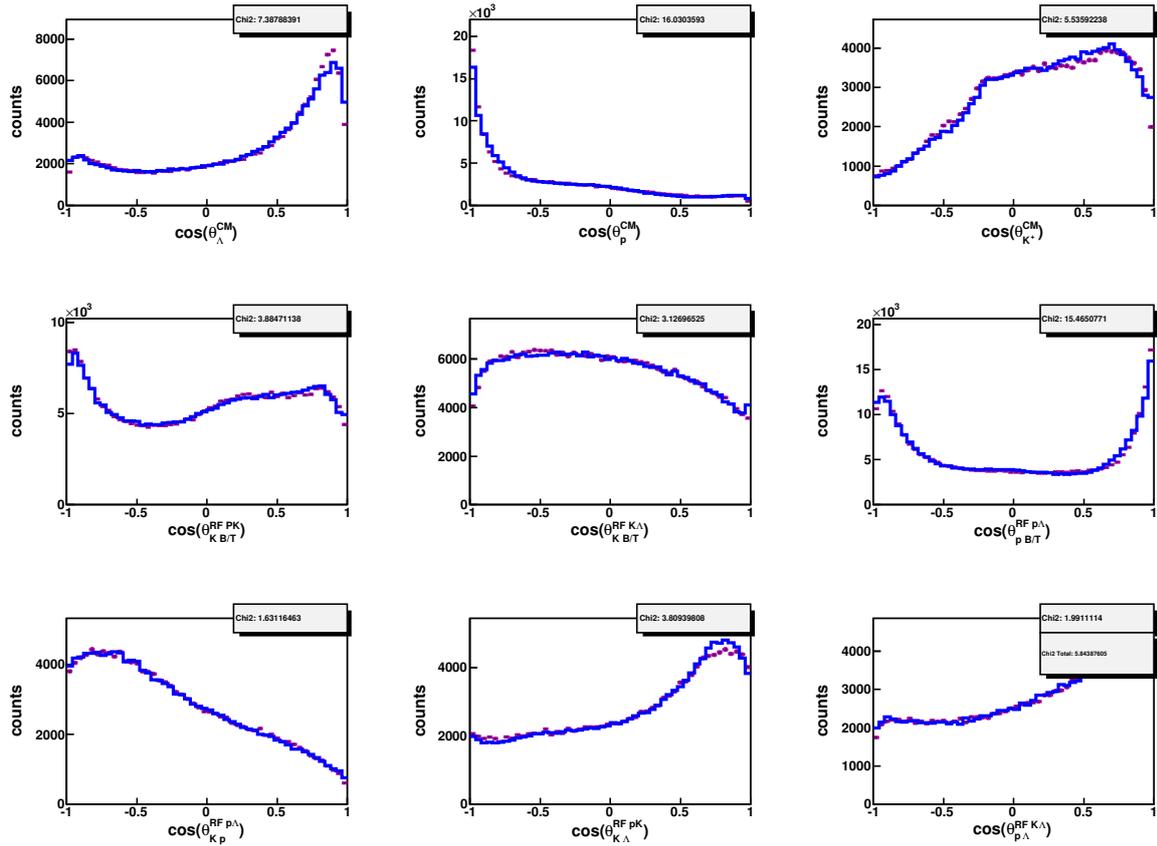
BG-PWA ist in der Lage die gesamten Winkel- und Massenspektren der $pK\Lambda$ Ereignisse in den 2.5 GeV DISTO Daten zu reproduzieren. Im nächsten Schritt wird nun getestet, ob die Partialwellen des Cusp zu $J_{p\Lambda}^p = 1^+$ zur Beschreibung der experimentellen Daten notwendig sind. Dazu wird eine BG-PWA mit den Partialwellen aus Abschnitt 4.2.1 durchgeführt, wobei aber die zu $J_{p\Lambda}^p = 1^+$ gehörigen Partialwellen von der Analyse ausgeschlossen sind.

Als Parameterstartwerte werden die BG-PWA Resultate aus Abschnitt 4.2.1 gewählt.

Das Resultat der BG-PWA mit zugefügten Kanälen für direkte und resonante $pK\Lambda$ Produktion sowie Partialwellen zur Beschreibung des Cusp für $J_{p\Lambda}^p = 0^+$ ist in Abbildung 4.3 mit den experimentellen Daten verglichen. Wieder zeigt Abbildung 4.3a die Massenspektren der Zweiteilchensubsysteme und Abbildung 4.3b die Winkelverteilung der Protonen, Kaonen und Lambda-Teilchen im Schwerpunktsystem sowie die Winkelverteilung der $pK\Lambda$ Ereignisse. Auch

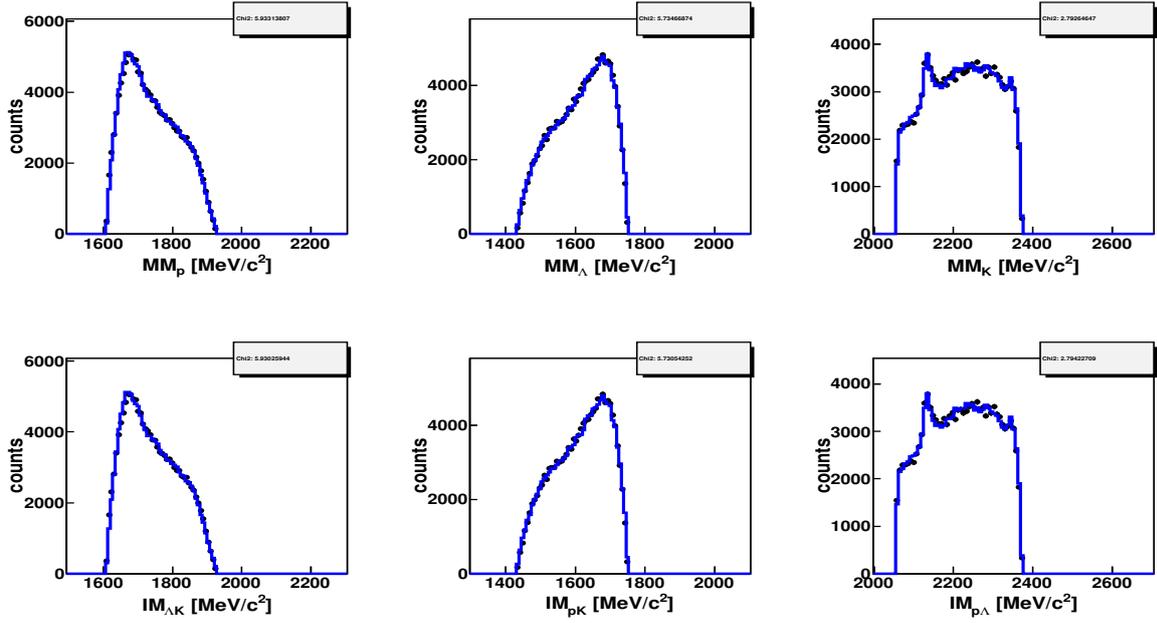


(a) Massenspektren der Zweiteilchensubsysteme

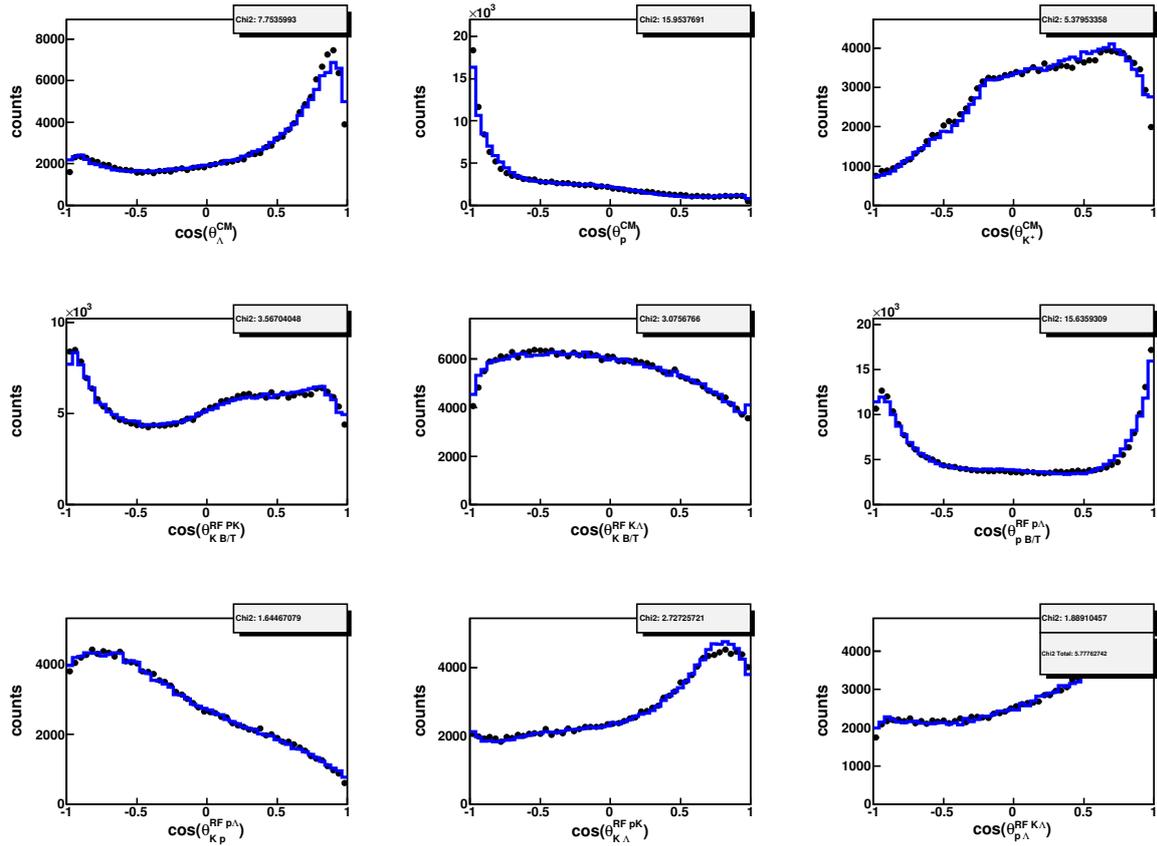


(b) Winkelverteilungen der Teilchen im Schwerpunktsystem, sowie der $pK\lambda$ Ereignisse in den Gottfried-Jackson und Helizitätswinkeln

Abbildung 4.2: BG-PWA Fit mit direkter und resonanter $p\lambda$ Produktion sowie Partialwellen zur Beschreibung des Cusp für $J_{p\lambda}^p = 0^+$ und $J_{p\lambda}^p = 1^+$



(a) Massenspektren der Zweiteilchensubsysteme



(b) Winkelverteilungen der Teilchen im Schwerpunktsystem, sowie der $pK\Lambda$ Ereignisse in den Gottfried-Jackson und Helizitätswinkeln

Abbildung 4.3: BG-PWA Fit mit direkter und resonanter $p\Lambda$ Produktion sowie Partialwellen zur Beschreibung des Cusp für $J_{p\Lambda}^p = 0^+$

die blaue Kurve zeigt wieder den BG-PWA Fit und die schwarzen Punkte die experimentellen Daten.

Wie zuvor werden die experimentellen Daten einschließlich der Cuspregion um 2.13 GeV im $\text{Inv}(p\Lambda)$ Massenspektrum durch BG-PWA hinreichend gut beschrieben, wobei die Winkelverteilungen Abweichungen um $\cos\theta = \pm 1$ aufweisen, die Konsistent mit den vorherigen BG-PWA Ergebnissen sind. Dieses Ergebnis zeigt, dass die Partialwellen zur Beschreibung des Cusp für $J_{p\Lambda}^p = 1^+$ nicht zwingend notwendig sind für eine hinreichend gute Beschreibung der Cuspregion. Die Produktion von $pK\Lambda$ Ereignissen des Cusp mit $J_{p\Lambda}^p = 1^+$ lässt sich allein aufgrund dieses Resultats jedoch noch nicht ausschließen, wie Abschnitt 4.2.3 zeigt.

4.2.3 BG-PWA Fit mit Partialwellen zur Beschreibung des Cusp für $J_{p\Lambda}^p = 1^+$

Zum Abschluss wird geprüft, ob die Partialwellen zur Beschreibung des Cusp für $J_{p\Lambda}^p = 0$ für die Reproduktion der 2.5 GeV DISTO Daten notwendig sind. Disemal wird BG-PWA neben den Partialwellen für direkte und resonante $pK\Lambda$ Produktion mit den Partialwellen zur Beschreibung des Cusp für $J_{p\Lambda}^p = 0^+$ durchgeführt. Da $L_{p\Lambda} = 0, 2$ erlaubt sind werden insgesamt Partialwellen für $J_{p\Lambda}^p = (1^+, 0)$ und $(1^+, 2)$ genutzt.

Das Resultat der BG-PWA mit zugefügten Kanälen für direkte und resonante $pK\Lambda$ Produktion sowie Partialwellen zur Beschreibung des Cusp für $J_{p\Lambda}^p = 1^+$ ist in Abbildung 4.4 mit den experimentellen Daten verglichen. Abbildung 4.4a zeigt die Massenspektren und Abbildung 4.4b die Winkelverteilungen, die blaue Linie den BG-PWA Fit und die Schwarzen Punkte die Messdaten.

Genau wie in den Abschnitten 4.2.1 und 4.2.2 werden die Massen- und Winkelspektren durch BG-PWA hinreichend gut reproduziert mit Abweichungen in den Winkelverteilungen um $\cos\theta = \pm 1$ in Konsistenz mit den vorherigen BG-PWA Fits.

Folglich müssen auch die Cusp-Partialwellen mit $J_{p\Lambda}^p = 0^+$ nicht zwingend in der BG-PWA enthalten sein, um die 2.5 GeV DISTO Daten zu reproduzieren.

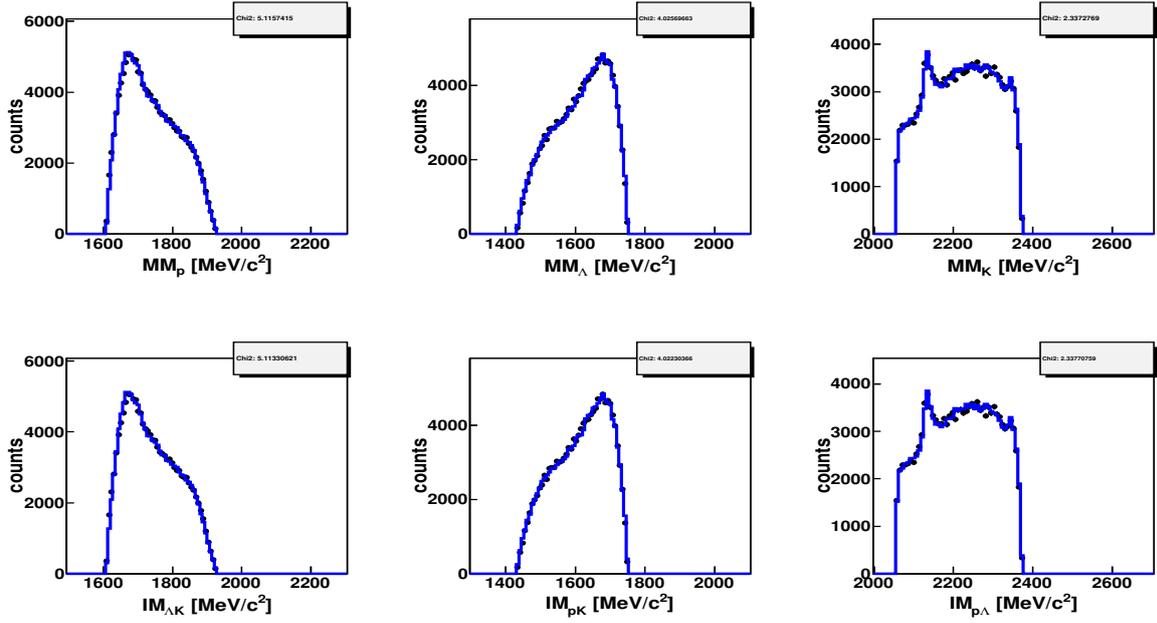
4.2.4 Zusammenfassender quantitativer Vergleich der verschiedenen BG-PWA Resultate für unterschiedliche Annahmen über $J_{p\Lambda}^p$

Die Fitkurven in den Abschnitten 4.2.1, 4.2.2 und 4.2.3 für alle drei BG-PWA Fits mit Partialwellen zur Beschreibung des Cusp sind fast identisch. Es ist mit allein qualitativen Methoden nicht möglich sie von einander zu unterscheiden und auch die χ^2 Werte sind kaum unterschiedlich. BG-PWA erlaubt es nicht für die 2.5 GeV DISTO Daten einen Wert der Spinparität des $p\Lambda$ Teilsystems ganz auszuschließen.

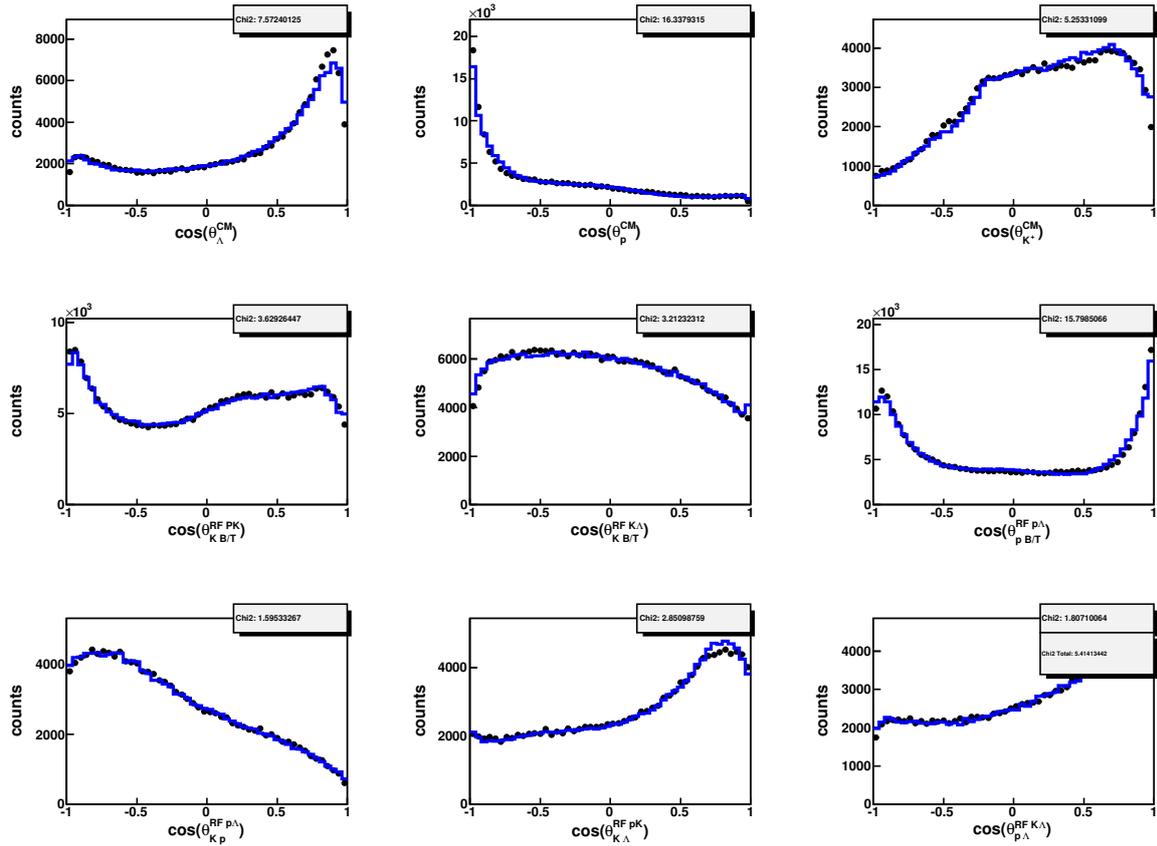
Um zu beurteilen, in welchem Verhältnis die verschiedenen Spinparitätszustände des $p\Lambda$ Teilsystems produziert werden, kann man die relativen Beiträge vor Interferenz der Partialwellen für direkte Produktion $pp \rightarrow pK\Lambda$, resonante Produktion $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pK\Lambda$ und Cusp bei den verschiedenen Möglichkeiten die Cuspstruktur in BG-PWA zu beschreiben vergleichen.

In Tabelle 4.5 sind die relativen Beiträge vor Interferenz der verschiedenen $pK\Lambda$ Produktionskanäle für die zur den BG-Fits in den Abbildungen 4.2, 4.3 und 4.4 gehörenden BG-PWA Resultaten aufgelistet. In allen drei Parametersets ist der relative Anteil der Cuspwellen mit $(J_{p\Lambda}^p, L_{p\Lambda}) = (1^+, 2)$ nicht signifikant unterschiedlich von Null. Einbeziehung der Cuspwellen zu $L_{p\Lambda} = 2$ ist also zur Beschreibung der Cuspstruktur nicht notwendig.

Im vollständigen Parameterset A, das alle möglichen Quantenzahlen des $p\Lambda$ Teilsystems enthält, ist der relative Beitrag der $J_{p\Lambda}^p = 0^+$ Cuspwellen der dominante Anteil des Cusp mit ca. 6%



(a) Massenspektren der Zweiteilchensubsysteme



(b) Winkelverteilungen der Teilchen im Schwerpunktsystem, sowie der $pK\Lambda$ Ereignisse in den Gottfried-Jackson und Helizitätswinkeln

Abbildung 4.4: BG-PWA Fit mit direkter und resonanter $p\Lambda$ Produktion sowie Partialwellen zur Beschreibung des Cusp für $J_{p\Lambda}^p = 1^+$

Parameter Set	A ($J_{p\Sigma}^P = 0^+, 1^+$)	B ($J_{p\Sigma}^P = 0^+$)	C ($J_{p\Sigma}^P = 1^+$)
negativer Log-Likelihood Wert	-25386	-25179	-25305
$pp \rightarrow pK\Lambda$ (direct)	05, 03	22, 93	18, 38
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1650)	07, 93	18, 68	15, 04
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1710)	26, 12	22, 42	29, 43
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1720)	05, 71	04, 20	03, 19
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1875)	00, 26	00, 95	01, 19
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1880)	15, 51	14, 18	15, 82
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1895)	28, 83	11, 03	10, 46
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1900)	00, 53	03, 38	03, 98
$pp \rightarrow pK\Sigma \rightarrow pK\Lambda$ (S_0^+ -Cusp)	06, 55	01, 96	0
$pp \rightarrow pK\Sigma \rightarrow pK\Lambda$ (S_1^+ -Cusp)	02, 30	0	02, 03
$pp \rightarrow pK\Sigma \rightarrow pK\Lambda$ (D_1^+ -Cusp)	00, 65	0	00, 37

Abbildung 4.5: Die relativen Beiträge der einzelnen Produktionskanäle für die verschiedenen mögliche Werte von $J_{p\Sigma}^P$

an der $pK\Lambda$ Gesamtproduktion, während die Cuspwellen zu $(J_{p\Lambda}^P, L_{p\Lambda}) = (1^+, 0)$ mit ca. 2% beitragen.

Im Parameterset C, das nur die Cuspwellen zu $J_{p\Lambda}^P = 1^+$ enthält, beträgt der Anteil der $(J_L^P, L_{p\Lambda}) = (1^+, 0)$ Cuspwellen an der $pK\Lambda$ Produktion auch wieder ca. 2%. Der fehlende Anteil der $J_{p\Lambda}^P = 0^+$ Cuspwellen wird durch eine geänderte Mischung der anderen Produktionskanäle ausgeglichen, allerdings ist der Log-Likelihood Wert dieser Parametersets geringer als der des alle Partialwellen zur Beschreibung des Cusp enthaltenden Parametersets.

Im Parameterset B, das nur die Cuspwellen zu $J_{p\Lambda}^P = 0^+$ enthält, ist der Anteil durch die $J_{p\Lambda}^P = 0^+$ Cuspwellen an der $pK\Lambda$ Produktion deutlich geringer als im vollständigen Parameterset; er beträgt auch nur ca. 2%. Wieder wird der fehlende Anteil der Cusp Partialwellen durch eine geänderte Zusammensetzung der übrigen Kanäle ausgeglichen. Der Log-likelihood Wert ist in diesem Fall aber deutlich geringer als bei den anderen Paramtersets; das vollständige Parameterset A mit dem dominanten $J_{p\Lambda}^P = 0^+$ Anteil des Cusp von ca. 6% der $pK\Lambda$ Produktion reproduziert die experimentellen Daten also besser.

In Abbildung 4.6 ist der Fit zum Paramterset C im Vergleich mit den Massenspektren der experimentellen Daten gezeigt. Man erkennt gut, dass die Cuspstruktur durch die Partialwellen mit $L_{p\Lambda} = 2$ nicht beschreiben wird. Die Cuspwellen mit $L_{p\Lambda} = 0$ müssen also in der Analyse der Daten enthalten sein, während die Cuspwellen zu $L_{p\Lambda} = 0$ nicht notwendig für eine hinreichend gute Beschreibung der 2.5 GeV DISTO Daten sind.

4.2.5 Die Winkelverteilung der die Cuspstruktur beschreibenden Partialwellen

Die Winkelverteilung der den Cusp beschreibenden Partialwellen gibt Aufschluss über die zu erwartende Verteilung der durch den Cusp produzierten $pK\Lambda$ Ereignisse. Sie lässt sich beobachten, indem die den Cusp beschreibenden, gewichteten Partialwellen kohärent addiert und mit der kohärenten Summe aller Partialwellen verglichen werden.

Abbildung 4.7 zeigt die Massen- bzw. Winkelverteilungen der den Cusp beschreibenden Partialwellen im Vergleich zur kohärenten Summe aller Cusp Partialwellen in rot und der kohärenten Summe der Cuspwellen mit den Partialwellen der anderen $pK\Lambda$ Produktionskanäle

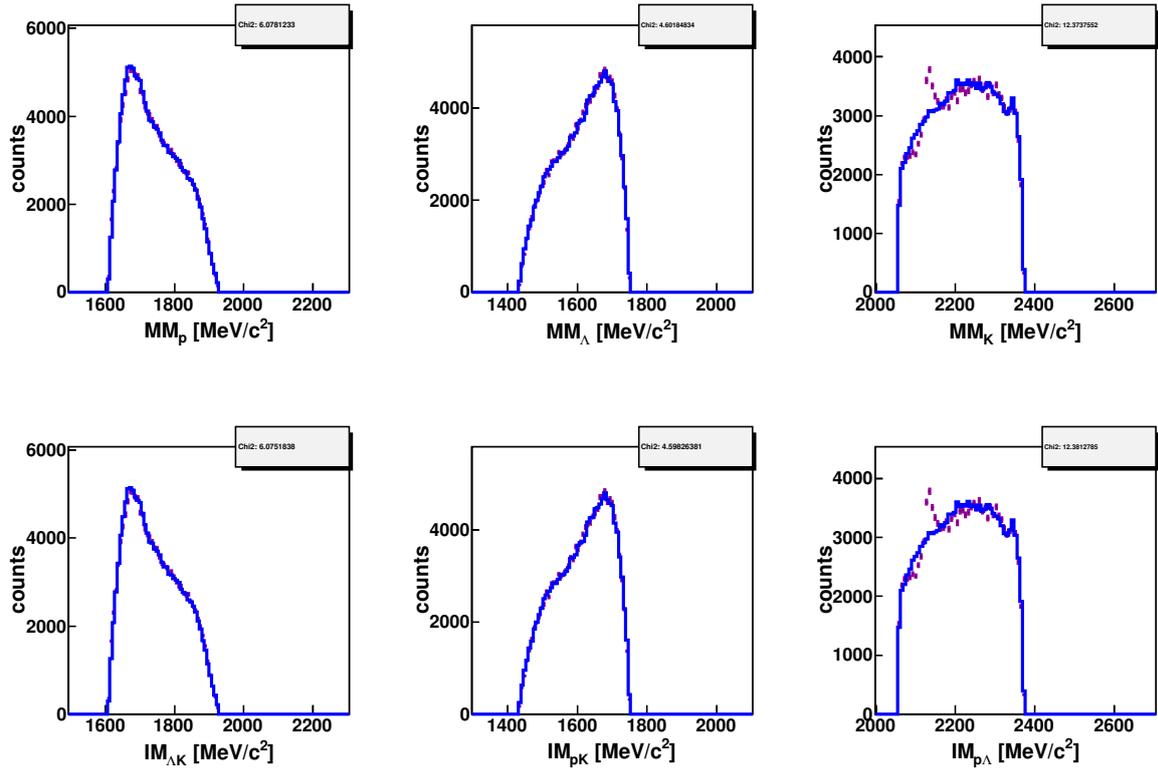


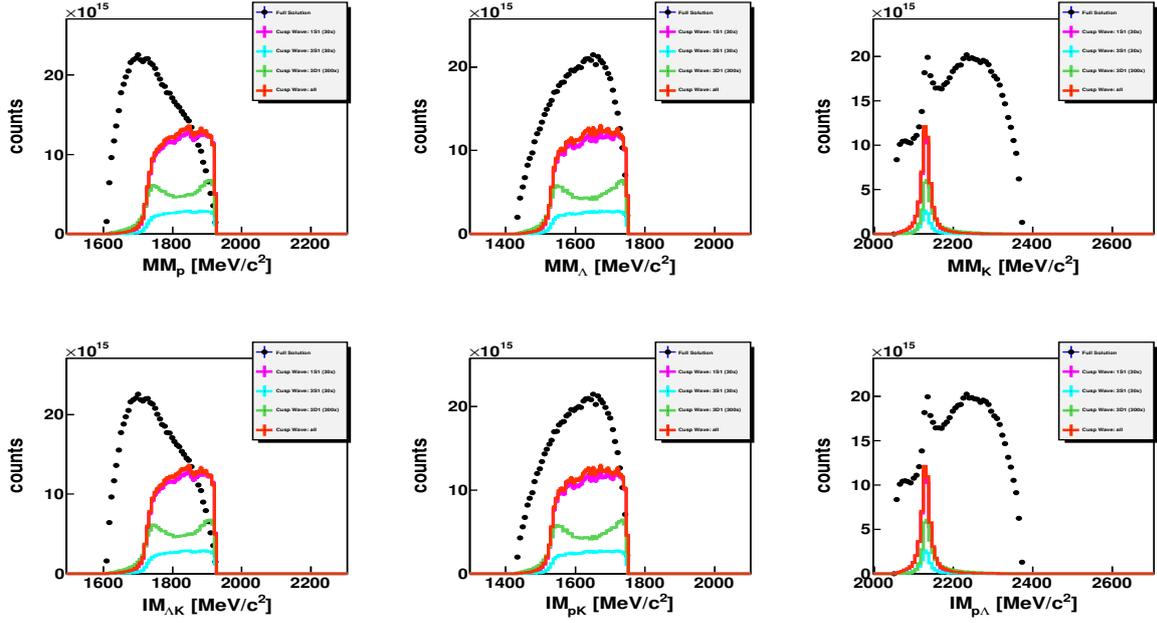
Abbildung 4.6: BG-PWA Fit mit direkter und resonanter $pK\Lambda$ Produktion sowie Cuspwellen für $L_{p\Lambda} = 2$

in Schwarz.

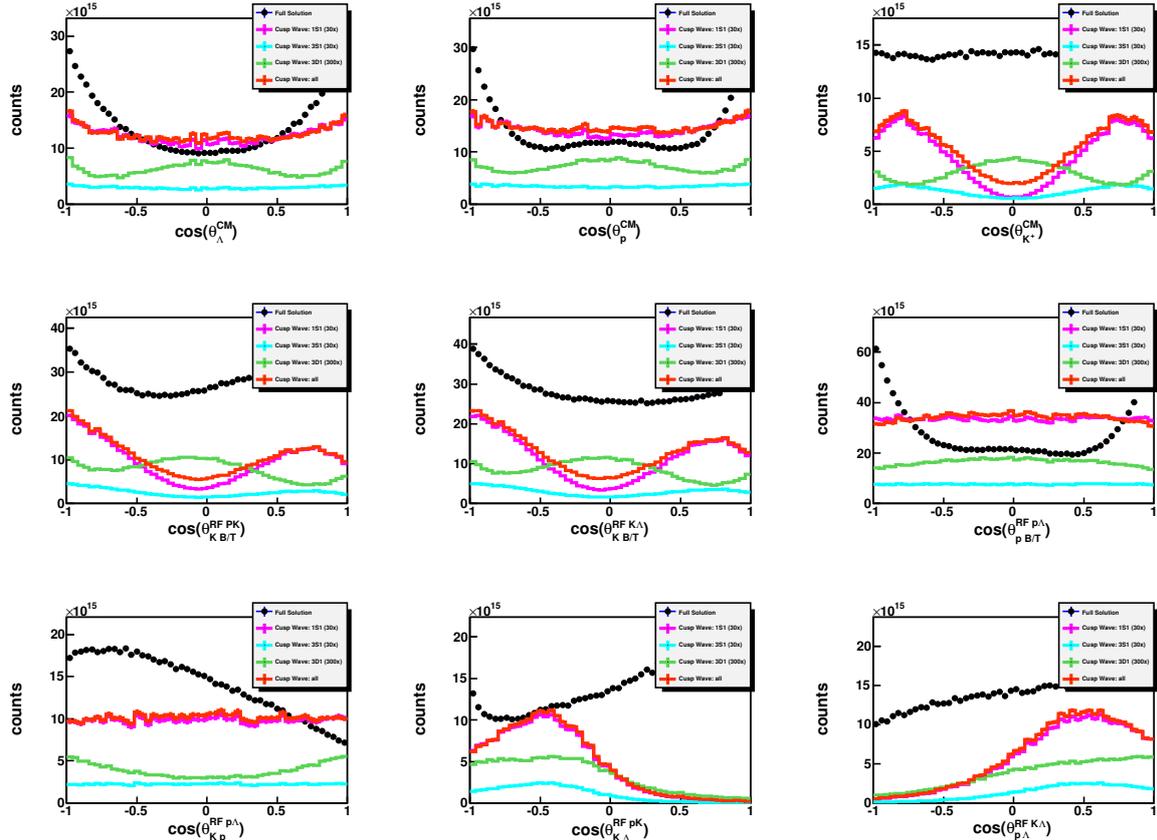
Die lilane Kurve zeigt die kohärente Summe der Partialwellen zu $J_{p\Lambda}^p = 0^+$, die türkise Kurve zeigt die kohärente Summe der Partialwellen zu $J_{p\Lambda}^p = 1^+$ und $L = 0$ und die grüne Kurve zeigt die kohärente Summe der Partialwellen zu $J_{p\Lambda}^p = 0^+$ und $L = 2$.

Alle Verteilungen sind auf die 2.5 GeV DISTO Daten normiert, wobei die y-Achse in beliebige Einheiten geteilt ist. Die kohärenten, gewichteten Summen der Partialwellen wurden dabei mit den BG-PWA Resultaten des vollständigen Parametersets aus Abschnitt 4.2.1 ermittelt.

Man erkennt gut die Dominanz der $J_{p\Lambda}^p = 0^+$ Partialwelle in diesem BG-PWA Fit. Der Verlauf der summierten Cuspwellen folgt sehr deutlich ihrem Verlauf. Gut zu erkennen ist auch die zu erwartende annähernd isotrope Verteilung der Protonen und Lambdateilchen im Schwerpunktsystem für den Cusp.



(a) Massenspektren der Cusp-Partialwellen im Vergleich zur kohärenten Summe aller Partialwellen der pKA Produktion



(b) Winkelverteilungen der Cusp-Partialwellen im Vergleich zur kohärenten Summe aller Partialwellen der pKA Produktion

Abbildung 4.7: Die Verteilung der normierten Cuspwellen in BG-PWA und der kohärenten Summe aller Partialwellen der pKA Produktion

4.3 Systematischer Vergleich der BG-PWA Resultate für Ausschluss verschiedener $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pK\Lambda$ Produktionskanäle

4.3.1 Die Durchführung des systematischen Vergleichs zur Quantifizierung der relativen Beiträge der möglichen Produktionskanäle

Die Analyse des vorangegangenen Abschnitts 4.2 zeigt, dass BG-PWA unter Hinzunahme der den Cusp beschreibenden Partialwellen in der Lage ist, die experimentellen Ergebnisse zu reproduzieren. Für eine Untersuchung der Stabilität der Lösung und der möglichen Quantenzahlen der Cuspstruktur ist es notwendig die korrespondierenden Partialwellen einzeln aus der BG-PWA zu entfernen und testen, ob bzw. wie gut BG-PWA mit dieser Einschränkung die experimentellen Daten hinreichend gut beschreiben kann (siehe Abschnitt 4.2.5).

Ein solcher systematischer Vergleich verschiedener Parametersets lässt sich auch einsetzen, um zu testen ob bestimmte resonante Produktionskanäle $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pK\Lambda$ notwendig sind, um die $pK\Lambda$ Produktion bei 2.5 GeV im DISTO experiment zu Beschreiben. Um so zusätzlich die Stabilität der BG-PWA Lösung testen, werden die durch weglassen bestimmter resonanter Produktionskanäle $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pK\Lambda$ erzeugten Parameterkonfigurationen auf Konsistenz miteinander überprüft.

Zur Durchführung eines systematischen Vergleichs bezüglich der verschiedenen resonanten $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pK\Lambda$ Kanäle wird für jede mögliche Teilmenge der sieben einbezogenen N^* ein Parameterset erstellt, das nur die zu den in dieser Teilmenge enthaltenen N^* korrespondierenden Partialwellen enthält. Anschließend wird für jedes dieser $2^7 = 128$ Parametersets eine BG-PWA durchgeführt, deren Ergebnisse anschließend miteinander verglichen werden. Dabei werden für alle Parametersets als Starwete die Ergebnisse der BG-PWA in Abschnitt 4.2.1 gewählt.

4.3.2 Vergleich der Fünf besten BG-PWA Resultate

In einem ersten Schritt zur Analyse der N^* Beiträge werden aus den 128 Parametersets die fünf BG-PWA Resultate mit den besten Log-Likelihood Werten miteinander verglichen.

Parameterset	A	B	C	D	E
negativer Log-Likelihood Wert	-25365	-25338	-25308	-25247	-25200
$pp \rightarrow pK\Lambda$ (direct)	04, 73	09, 98	11, 75	07, 26	12, 93
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1650)	07, 31	06, 46	12, 24	09, 51	07, 33
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1710)	28, 86	23, 20	30, 93	25, 50	19, 42
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1720)	04, 93	05, 55	05, 63	06, 08	0
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1875)	00, 21	0	00, 12	0	00, 33
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1880)	16, 43	15, 87	14, 18	18, 23	09, 78
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1895)	26, 73	26, 98	11, 71	25, 32	42, 56
$pp \rightarrow N^* \rightarrow pK\Lambda$ (1900)	00, 41	00, 26	0	0	0
Cuspwellen zu $L_J^P(p\Lambda) = S_0^+$	07, 65	07, 91	08, 41	03, 69	05, 80
Cuspwellen zu $L_J^P(p\Lambda) = S_1^+$	01, 71	03, 00	02, 38	02, 94	00, 61
Cuspwellen zu $L_J^P(p\Lambda) = D_1^+$	00, 51	00, 53	00, 68	00, 50	00, 82

Abbildung 4.8: Die relativen Beiträge der verschiedenen $pK\Lambda$ Produktionskanäle in den fünf besten BG-PWA Resultaten

In Tabelle 4.8 sind diese fünf besten BG-PWA Lösungen aufgezeigt. Parameterset A besitzt den höchsten Log-Likelihood Wert und enthält die Partialwellen zu allen sieben N^* Produktion-

skanälen. In den Parametersets C, D, E wurde jeweils die zur $N^{*+}(1900)$ -Resonanz gehörenden Partialwellen entfernt. Die immernoch hinreichend guten Log-Likelihood Werte zeigen, dass die $N^{*+}(1900)$ -Resonanz offenbar zur Beschreibung der experimentellen Daten nicht notwendig ist. In den Parametersets B und D sind jeweils die zur $N^{*+}(1875)$ -Resonanz gehörenden Partialwellen nicht enthalten. Auch in den andern Parametersets ist ihr Beitrag außerordentlich gering. Auch die $N^{*+}(1875)$ -Resonanz ist also zur Beschreibung der 2.5 GeV DISTO Daten nicht notwendig.

Im Parameterset E ist die $N^{*+}(1720)$ -Resonanz nicht enthalten. Aufgrund des im Vergleich mit den anderen vier Parametersets relativ schlechten Log-Likelihood Wertes und den in den anderen Parametersets sehr konsistenten Beiträgen um 5 – 6% kann eine Beteiligung dieser Resonanz an der Reaktion jedoch nicht vollständig ausgeschlossen werden.

Desweiteren lässt sich feststellen, dass in allen fünf Parametersets in Tabelle 4.8 die resonante Produktion mittels $N^{*+}(1710)$, $N^{*+}(1880)$ und $N^{*+}(1895)$ konsistent die dominierenden Beiträge liefern, während die direkte $pp \rightarrow pK\Lambda$ Produktion, sowie die resonante Produktion mittels $N^{*+}(1650)$ zwar signifikant von Null unterschiedlich sind, aber scheinbar nicht die $pK\Lambda$ Produktion dominieren.

4.3.3 Die relativen Beiträge der unterschiedlichen $pK\Lambda$ Produktionskanäle

Zusätzlich zur Analyse der relativen Beiträge der einzelnen Kanäle in den fünf besten BG-PWA Lösungen lassen sich auch die Log-Likelihood Werte verschiedener Parametersets vergleichen, um aus Korrelationen zwischen dem Log-Likelihood Wert und der Einbeziehung einzelner N^* Resonanzen Rückschlüsse über die Notwendigkeit zur Einbeziehung dieser N^* -Resonanzen ziehen zu können. Dalaut Abschnitt 4.3.2 die (1895)-Resonanz notwendig für eine hinreichende Beschreibung der Daten ist, werden nur die 64 Parametersets miteinander verglichen, in denen die (1895)-Resonanz enthalten ist.

In Abbildung 4.9a sind die 64 Parametersets in einem Quadrat angeordnet, bei denen die (1895)-Resonanz in die BG-PWA einbezogen wurde. Die Farbe der 64 Felder zeigt den Log-Likelihood Wert des zugehörigen Parametersets.

Dabei wurden die verschiedenen Parametersets so sortiert, dass die 32 Parametersets ohne die (1650)-Resonanz in der linken Hälfte des Quadrates zu sehen sind, während in der rechten Hälfte alle Parametersets mit einbezogener (1650)-Resonanz gezeigt werden. Bis auf die Einbeziehung der (1650)-Resonanz beinhalten die Parametersets in beiden Hälften des Quadrats jeweils die gleichen Teilmengen der sieben N^* .

Man erkennt, dass die nicht-Einbeziehung der (1650)-Resonanz bei allen untersuchten Parametersets eine deutliche Verringerung des Log-Likelihood Wertes verursacht. Dies zeigt, dass die (1650)-Resonanz, obwohl sie nur einen relativ geringen Beitrag zur $pK\Lambda$ Produktion leistet, zwingend in der BG-PWA enthalten sein muss, damit ein hinreichend gutes Ergebnis erzielt werden kann.

Dies bedeutet, dass die BG-PWA das Fehlen der (1650) nicht durch eine veränderte Zusammensetzung der restlichen Kanäle ausgleichen kann. Dies deutet darauf hin, dass sich das Auftreten bestimmter $pK\Lambda$ Ereignisse nur durch diese Resonanz erklären lässt.

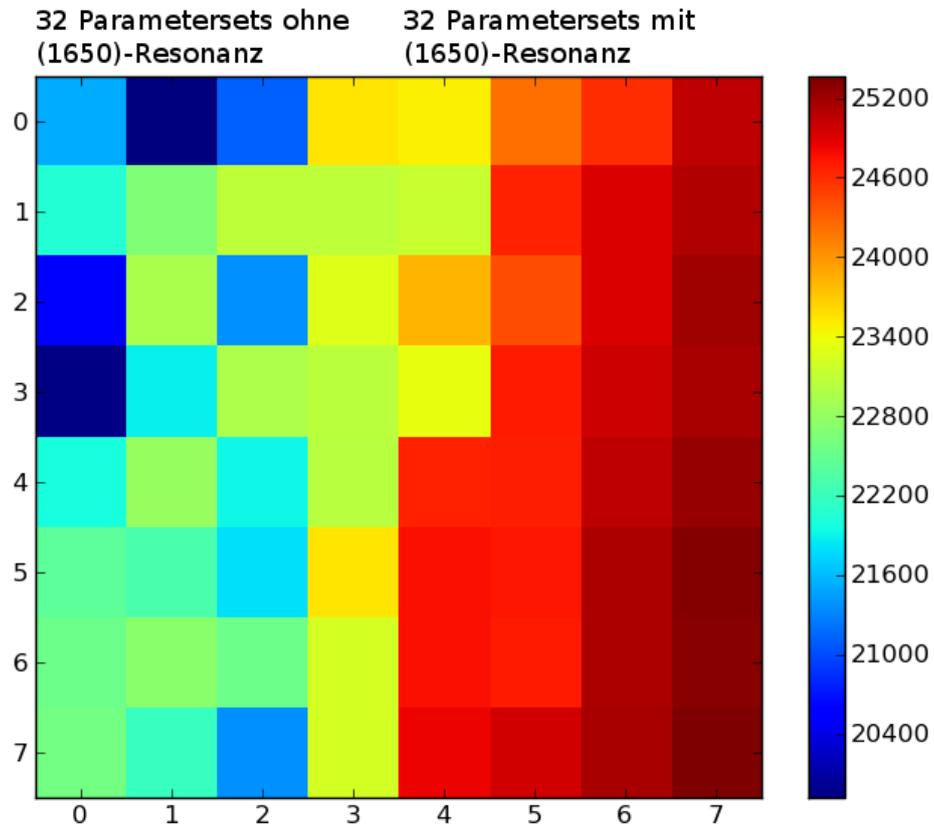


Diagramm der 64 Parametersets mit einbezogener (1895)-Resonanz

(a) Vergleich der Log-Likelihood Werte der 64 Parametersets mit einbezogener (1895)-Resonanz. Die jeweils 32 Parametersets links und rechts nutzen bis auf die (1650)-Resonanz die gleichen N^*

X-Achse/Y-Achse	(1650)/(1720)	(1710)/(1880)	(1875)/(1900)
0	Nein	Nein	Nein
1	Nein	Nein	Ja
2	Nein	Ja	Nein
3	Nein	Ja	Ja
4	Ja	Nein	Nein
5	Ja	Nein	Ja
6	Ja	Ja	Nein
7	Ja	Ja	Ja

(b) Erklärung des Zahlencodes. Die Zahlen an der X-Achse beschreiben, ob die (1650), die (1710) und oder (1875) Resonanz im Parameterset enthalten sind und die Zahlen an der Y-Achse ob die (1720), die (1880) und oder (1900) Resonanz enthalten sind

Kapitel 5

Zusammenfassung und die nächsten Schritte

5.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit ist eine Analyse der DISTO Daten aus der exklusiven Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ für eine Strahlenergie von 2.5 GeV durchgeführt worden. Dazu wurden $\sim 10^5$ durch die DISTO kollaboration rekonstruierte Ereignisse analysiert. Ein Vergleich der experimentellen Ereignisse mit einer Phasenraumsimulation der direkten Produktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ ist unzureichend, um die experimentellen Daten - insbesondere die 2.13 GeV Cuspstruktur im IM($p\Lambda$) Spektrum - zu beschreiben. Quantitativ bildet sich die Diskrepanz zwischen experimentellen Daten und Simulation ab in einem χ_n^2 Wert des Vergleiches von 157.28.

Eine alternative Analyseverfahren stellt die Bonn-Gatchina Partialwellenanalyse (BG-PWA) dar. Die Übergangsamplituden der direkten und resonanten Produktion werden in Drehimpulzeigenzuständen entwickelt. Die Parametrisierung der Partialwellen erfolgt nach Gleichung 3.4:

$$A_{\alpha,\beta}^n(s) = K^n Q_{\mu_1,\dots}^{fin}(\beta) \cdot A_{scatt}^{n,p\Lambda}(n,\beta) \cdot \mu_{1,\dots}(\alpha) \quad (5.1)$$

mit den energieabhängigen Partialwellenamplituden $K^n = (a_1 + \sqrt{s} \cdot a_2) e^{a_3}$ und a_i als freien Parametern. Die Cuspstruktur wird als Resonanz des $p\Lambda$ Systems parametrisiert, wobei die drei sich aus der COSY-TOF Analyse ergebenden Drehimpulsquantenzahlen des $p\Lambda$ Systems (J_{Cusp}, L_{Cusp}) = $\{(0^+, 0), (1^+, 0), (1^+, 2)\}$ verwendet werden.

Bereits ohne Hinzunahme gesonderter Partialwellen wird eine gute Beschreibung der experimentellen Daten durch BG-PWA erzielt. Quantitativ verbessert sich der zugehörige χ_n^2 -Wert auf 8.03. Ein qualitativer Vergleich der simulierten und experimentellen Daten zeigt, dass die wesentlichen Abweichungen im Bereich der Cuspstruktur auftreten, die also nicht durch die direkten und resonanten Produktionskanäle beschrieben werden kann.

Eine Einbeziehung der Cusp-Partialwellen für alle nach COSY-TOF erlaubten Quantenzustände des $p\Lambda$ Systems führt insbesondere im Bereich der $p\Lambda$ Cuspstruktur zu einer weiter verbesserten Beschreibung mit einem χ_n^2 Wert von 5.40 für den Vergleich von Simulation und Experiment. Verbleibende Abweichungen in den Winkelspektren lassen sich durch unzulänglichkeiten der Detektorsimulation erklären.

Zur Überprüfung der Stabilität der durch BG-PWA erzielten Lösung unter Variation der Parameterstartwerte werden systematische Vergleiche der BG-PWA Resultate unter Einbeziehung von Teilmengen der Quantenzahlen des Cusp und danach aller Teilmengen der sieben einbezogenen N^+ -Resonanzen durchgeführt. Der Vergleich der Quantenzahlen des Cusp zeigt, dass der $L_{Cusp} = 2$ Zustands nicht notwendig ist, während ohne die $L_{Cusp} = 0$ Cusp-Partialwellen keine hinreichende Beschreibung der Cuspstruktur möglich ist.

Eine Untersuchung der fünf besten BG-PWA Resultate aus dem systematischen Vergleich der verschiedenen N^{*+} Teilmengen zeigt, dass die $N^*(1720)$, $N^*(1875)$ und $N^*(1900)$ Resonanzen

nicht notwendig zur Beschreibung der experimentellen Daten sind. Eine Betrachtung der Korrelation von Log-Likelihood Wert und Einbeziehung der $N^*(1650)$ zeigt, dass trotz ihres relativ geringen Beitrags $pK\Lambda$ Ereignisse existierten, die nur durch Einbeziehung dieser Resonanz erklärt werden können. Eine Betrachtung der auf den gesamten Raumwinkel extrapolierten Winkelverteilung der Cusp-Partialwellen zeigt, dass die $pK\Lambda$ Produktion mittels Cusp durch Partialwellen mit $J_{p\Lambda}^p = 0^+$ dominiert wird.

5.2 Ausblick

5.2.1 Eine verbesserte Beschreibung des Cusp

Die Betrachtung in Kapitel 4 zeigt, dass die 2.13 GeV Cuspstruktur im IM($p\Lambda$) Spektrum der 2.5 GeV DISTO Daten sich mithilfe eine Breit-Wigner Verteilung hinreichend gut beschreiben lässt. Zu einer weitergehenden Beschreibung des Cusp sind jedoch weiterführende Analysen notwendig. Dazu kann eine BG-PWA mit einer Parametrisierung der Cusp-Struktur durch eine Flatté-Verteilung statt einer Breit-Wigner Verteilung durchgeführt werden, um zu testen, ob die Verwendung der Flatté-Verteilung zu einer verbesserten Beschreibung der Daten führt.

Dies würde aufgrund der Abhängigkeit der Flatté-Verteilung Rückschlüsse über die Kopplungskonstanten des $p\Lambda$ und $p\Sigma$ Systems erlauben (Formel siehe [5]). Darüber hinaus muss aufgrund der Asymmetrie der Flatté-Verteilung überprüft werden, ob eine Beschreibung der Cusp-Struktur durch eine Flatté-Verteilung eine von Abschnitt 4.2.5 abweichende Winkelverteilung erzeugt. Die Beschreibung mittels Flatté-Verteilung sollte also einen detaillierteren Einblick in die Winkelverteilung der durch die Cusppartialwellen erzeugten $pK\Lambda$ Ereignisse liefern.

5.2.2 Die Suche nach dem ppK^-

Das Ergebnis aus Kapitel 4 zeigt weiterhin, dass BG-PWA in der Lage ist im Prinzip die experimentellen Daten der herkömmlichen $pK\Lambda$ Produktion in Proton-Proton Kollision zu reproduzieren. In einem nächsten Schritt kann nun versucht werden, BG-PWA in der Suche nach dem ppK^- bei höheren Energien anzuwenden. Konkret kann die BG-PWA Analyse verwendet werden, die Daten der DISTO Kollaboration für die exklusive Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ bei 2.85 GeV Strahlenergie zu untersuchen. Laut Analyse der DISTO Kollaboration gibt es erste Hinweise auf ein Auftauchen des ppK^- in diesem Datensatz [13]. Die BG-PWA ist geeignet eine Rolle des ppK^- in der $pK\Lambda$ Produktion für diesen Datensatz zu überprüfen.

Auch kann versucht werden, die für die 2.5 GeV DISTO Daten erzielten Analyseergebnisse in Verbindung mit den FOPI Daten zu bringen, um zu versuchen für diese eine Verbesserte Beschreibung des Untergrunds zu erzielen. Wie in Tabelle 2.1 gezeigt existieren neben dem DISTO und dem FOPI Experiment eine ganze Reihe weiterer Versuche zur exklusiven Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$. BG-PWA bieten unter Variation des energieabhängigen Parameters a_2 der Partialwellenamplitude die Möglichkeit Datensätze verschiedener Energie innerhalb einer Analyse zu kombinieren. Durch die so gesteigerte Statistik erhöht sich die Genauigkeit der BG-PWA Resultate und damit die Chance besseren Beschreibung der Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$. Dies würde eine präzisierte Bestimmung von Beschreibungen, die Hinweisen auf Phänomäne wie das ppK^- liefern könnten.

Teil II
Anhänge

5.3 Literaturverzeichnis

- [1] Dissertation R. Münzer: Search for the kaonic bound state ppK^- , Technische Universität München (2014)
- [2] Dissertation E. Epple: Measurable consequences of an attractive $\bar{K}N$ Interaction, Technische Universität München (2014)
- [3] Akaishi, Yoshinori ; Yamazaki, Toshimitsu: Nuclear anti-K boundstates in light nuclei, Phys.Rev. C65 (2002), S. 044005.
- [4] J. Beringer et. al., Review of Particle Physics (RPP), Phys.Rev. D86 (2012), S. 010001.
- [5] S. Abd El-Samad et. al.: On the ΣN cusp in the $pp \rightarrow pK\Lambda$ reaction, arXiv:1206.0426v2 [nucl-ex] 26 Feb 2013
- [6] F. Balestra et. al.: DISTO: a large acceptance multiparticle spectrometer for 1 – 3 GeV proton beams, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 426 (1999) S. 385-404
- [7] M- Agnello et. al.: Evidence for a Kaon-Bound State ppK^- Produced in K^- Absorption Reactions at Rest, Phys. Rev. Lett. 94, (2005) S. 212303.
- [8] C. Hartnack et. al.: Strangeness Production close to Threshold in Proton-Nucleus and Heavy-Ion Collisions, Phys.Rept. 510 (2012), S. 119-200
- [9] D.B. Kaplan et. al.: Strange Goings on in Dense Nucleonic Matter, Phys.Lett. B175 (1986), S. 57-63.
- [10] T. Yamazaki et. al.: (K^- , π^-) production of nuclear anti-K boundstates in proton-rich systems via Λ doorways, Phys.Lett. B535 (2002), S. 70-76
- [11] T. Yamazaki,et. al.: The Basic anti-K nuclear cluster ppK^- and its enhanced formation in the $pp \rightarrow K^+ + X$ reaction, Phys.Rev. C76 (2007), S. 045201
- [12] F. Balestra et. al.: Spin Transfer in Exclusive Λ Production from pp Collisions at 3.67 GeV/c, Phys.Rev.Lett. 83 (1999), S. 1534-1537.
- [13] M. Maggiora et. al.: DISTO data on ppK^- , arXiv:0912.5116v1 [hep-ex] 27 Dec 2009
- [14] M. Maggiora: New results from DISTO for spin observables in exclusive hyperon production, Nucl.Phys. A691 (2001), S. 329-335
- [15] P. Kienle et. al.: Formation of the $S = -1$ resonance X(2265) in the reaction $pp \rightarrow X + K^+$ at 2.50 and 2.85 GeV, arXiv:1102.0482v2 [nucl-ex] 23 Jun 2012
- [16] T. Yamazaki et. al.: First exclusive measurements of the ppK^- state populated in the $pp \rightarrow pK\Lambda$ reaction at 2.85 GeV, arXiv:0810.5182v1 [nucl-ex] 29 Oct 2008
- [17] T. Yamazaki et. al.: Indication of a deeply bound compact ppK^- state formed in the $pp \rightarrow pK\Lambda$ reaction at 2.85 GeV, arXiv:1002.3526v1 [nucl-ex] 18 Feb 2010
- [18] N. V. Shevchenko et. al.: Faddeev calculation of a ppK^- quasi-bound state, Phys.Rev.Lett. 98 (2007), S. 082301

- [19] N. V. Shevchenko et. al.: anti – KNN quasi-bound state and the anti – KN interaction: Coupled-Channel Faddeev calculations of the anti – KNN – $\pi\Sigma N$ system, Phys.Rev. C76 (2007), S. 044004.
- [20] S. Wycech et. al.: On Possibilities of Narrow Nuclear States of K – Nucl.Phys. A450 (1986), S. 399C-402C
- [21] N. Barnea et. al.: Realistic calculations of NNK^- , $NNNK^-$, and NNK^-K^- quasibound states, Phys.Lett. B712 (2012), S. 132-137
- [22] A. Dote et. al.: ppK^- system with chiral SU(3) effective interaction, Nucl.Phys. A 804 (2008), S. 197-206
- [23] A. Dote et. al.: Variational calculation of the ppK^- system based on chiral SU(3) dynamics, Phys.Rev. C79 (2009), S. 014003
- [24] Y. Ikeda et. al.: On the resonance energy of the anti – KNN – $\pi\Lambda N$ system, Phys.Rev. C76 (2007), S. 035203
- [25] S. Wycech et. al.: Variational calculations for K-few-nucleon systems, Phys.Rev. C79 (2009), S. 014001
- [26] L. Fabbietti et. al.: $pK\Lambda$ final state: Towards the extraction of the ppK^- contribution, arXiv:1305.2631 [nucl-ex], 25. Jul 2013
- [27] S. Abd El-Samad et. al.: Hyperon Production in the channel $pp \rightarrow pK\Lambda$ near the reaction threshold, Phys. Lett. B 632 (2006), S. 27-34
- [28] Dissertation M. Röder: Final state interactions and polarization observables in the reaction $pp \rightarrow pK\Lambda$ close to threshold, (2011)
- [29] M. Abdel-Bary et. al.: Production of Λ and Σ^0 hyperons in proton-proton collisions, Eur. Phys. J. A46 (2010), S. 27-44
- [30] S. Abd. El-Samad et. al.: Influence of N^+ resonances on hyperon production in the channel $pp \rightarrow pK\Lambda$ at 2.95, 3.2 and 3.3 GeV/c beam momentum, Phys. Lett. B 688 (2010), S. 142-149
- [31] Private Kommunikation: M. Maggiora mit E. Epple, E. Epple mit R. H. Münzer, R. H. Münzer mit mir