

Institut für Kernphysik

Strangeness-Erzeugung in der pp und $\bar{p}p$ Streuung

Michael Rook

Strangeness-Erzeugung in der pp und $\bar{p}p$ Streuung

Michael Rook

REPORT OF THE
COMMISSIONER OF THE
LAND OFFICE

FOR THE YEAR 1887

1888

Zusammenfassung

Monte-Carlo Rechnungen zu dem in der Aufbauphase befindlichen Experiment COSY11 belegen die Durchführbarkeit der Messung des Reaktionstyps $pp \rightarrow ppX$ für ein Meson X im $1 \text{ GeV}/c^2$ Massenbereich in der Nähe der Reaktionsschwelle. Aus der Maßgabe minimaler Akzeptanzbeschränkung für diesen Reaktionstyp folgt die Dimensionierung der Detektorkomponenten. Die erwarteten Zähl- und Triggerraten für den festgelegten Detektoraufbau stellen keine Begrenzung für die Lebensdauer der Detektorkomponenten sowie die Kapazität des Datenaufnahmesystems dar. Für den schwelennahen Meßbereich ergibt sich für die ppX -Reaktion eine Akzeptanz von über 90 %.

Außer der Messung der Hauptreaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ beim PS202-Experiment am LEAR, welche von der Suche nach Gluonenbällen motiviert ist, scheint eine Messung von Reaktionen in ein Antihyperon-Hyperon-Paar bei hohen Strahlimpulsen von bis zu $2,0 \text{ GeV}/c$ möglich. Die Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte für die $\bar{\Lambda}\Lambda$ - und $\bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c.$ -Reaktion bei $1,9 \text{ GeV}/c$ mit Werten von $88 \pm 2 \mu\text{barn}$ und $46 \pm 2 \mu\text{barn}$ (*statistischer Fehler*) ist mit den bereits vorhandenen Ergebnissen des PS185-Experiments verträglich. Aus Effizienzgründen beschränkt sich die Analyse des $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ -Kanals auf den höchsten Strahlimpuls von $2,0 \text{ GeV}/c$. Das Fehlen von $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ -Ereignissen am Ende der Analyseketten findet seine Begründung in der zu geringen integrierten Luminosität des behandelten Datensatzes. Eine Analyse eines jüngst verfügbar gewordenen Datensatzes bei gleichem Strahlimpuls, für den eine höhere integrierte Luminosität erwartet wird, steht noch aus.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Schwellennahe Mesonenproduktion bei Cosy11	9
2.1	Detektor und Meßprinzip	9
2.2	Monte-Carlo Rechnungen	11
2.2.1	Dimensionierung des Detektors	11
2.2.2	Zählratenabschätzung der Untergrundkanäle	16
2.2.3	Der Zwei-Proton-Trigger	18
2.2.4	Akzeptanz der Reaktion $pp \rightarrow ppX$ im Zwei-Proton-Trigger . .	21
2.2.5	Magnetfelduntersuchungen	25
3	Jetset	29
3.1	Konfiguration des PS202 Experiments	29
3.1.1	Der Detektor	29
3.1.2	Der Trigger	31
3.1.3	Akzeptanzen verschiedener Endzustände	33
3.2	Ereignisrekonstruktion	38
3.2.1	Die Rekonstruktionsprogramme	38
3.2.2	Spursuche geladener Teilchen	42
3.2.3	Identifizierung von γ Quanten	44

3.2.4	Viererimpulsbestimmung	45
3.2.4.1	Das $0C$ -Verfahren	46
3.2.4.2	Kinematische Anpassung	47
3.3	Jetset Monte-Carlo	50
3.3.1	Multiplizität kinematischer Lösungen für Vier-Spur-Ereignisse	50
3.3.2	Invariante Massen von Subsystemen	54
3.3.3	Die Kanäle $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda, \bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c., \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$	60
3.3.3.1	Wirkungsquerschnitte und Akzeptanz	60
3.3.3.2	Rekonstruktion im $0C$ Verfahren bei verschiedenen Spurwinkelfehlern	62
3.3.3.3	MC-Test der Ereignisanpassung für $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$	64
3.4	Datensatzanalyse im Bereich 1,9 - 2,0 GeV/c	66
3.4.1	Statistik und Luminosität	66
3.4.2	Ergebnisse der kinematischen Rekonstruktion	68
3.4.3	Auswahlkriterien für $\bar{Y}Y$ -Ereignisse	74
3.4.3.1	Das $\bar{p}$ -Signal des Kalorimeters	74
3.4.3.2	Das $\frac{dE}{dx}$ -Signal des SI-Zählers	76
3.4.4	Abschätzung der Wirkungsquerschnitte für $\bar{Y}Y$ -Ereignisse	79
3.4.5	Bestimmung von Spurwinkelfehlern	81
3.5	Schlußbemerkung	86
A	Der 2-Proton-Trigger bei COSY-11	89
B	Kinematik	92
B.1	Kinematische Anpassung am Beispiel von $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$	92
B.2	Vertexrekonstruktion	96

Kapitel 1

Einleitung

Die fundamentalen Bausteine der Materie bestehen nach heutiger Auffassung aus den Leptonen ($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$) und den Quarks q , die in sechs verschiedenen Sorten $q \in (u, d, s, c, t, b)$ - den *Quarkflavors* - vorkommen. Der Nachweis des t -Quarks steht noch aus. Leptonen und Quarks besitzen den Spin $\frac{1}{2}$ und gehören damit zur Klasse der *Fermionen* (Teilchen mit halbzahligem Spin). Die Wechselwirkungen zwischen diesen Bausteinen werden durch den Austausch von Teilchen mit ganzzahligem Spin (*Bosonen*) beschrieben. Die Feldquanten der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Wechselwirkung sind das Photon γ , die intermediären Vektorbosonen W^+, W^-, Z^0 und das Gluon g .

Während Leptonen als isolierte Teilchen mit Detektoren beobachtbar sind, treten die Quarks infolge der starken Wechselwirkung stets nur in gebundenen Systemen auf. Die zugrundeliegende Theorie der starken Wechselwirkung, die *Quantenchromodynamik* (oder kurz: *QCD*), beschreibt diesen Sachverhalt, indem sie den Quarks eine Farbladung zuordnet, die einen der drei Werte R, G und B besitzen kann. Den Anti-Quarks wird eine entsprechende Anti-Farbe $\bar{R}, \bar{G}, \bar{B}$ zugeordnet. Bei den in der Natur beobachteten, gebundenen Zuständen von Quarks und Antiquarks handelt es sich stets um farbneutrale Systeme. Diese Farbneutralität wird durch additive Farbmischung von Farbe und Anti-Farbe entweder in einem $(q\bar{q})$ -System, oder aber durch Beimischung aller drei Farben in einem (qqq) bzw. $(\bar{q}\bar{q}\bar{q})$ -System erreicht. Diese Quarkkonfigurationen bezeichnet man im ersten Fall als Mesonen und im zweiten Fall als Baryonen. Mesonen und Baryonen zusammen gehören der Menge der Hadronen an, die die Klasse der stark wechselwirkenden Teilchen bildet.

Die bisher in ihrer Struktur zweifelsfrei identifizierten Hadronen sind alle vom Typ Meson oder Baryon. Im Unterschied zu den Feldquanten der übrigen Wechselwirkungen tragen die Gluonen jedoch selbst eine Farbladung. Bei der Kopplung von Quarks und Antiquarks zu Mesonen und Baryonen findet daher zwischen den

Quarkkonstituenten ein ständiger Farbaustausch statt. Noch bemerkenswerter ist die Tatsache, daß auch Selbstkopplungen der Gluonen aneinander möglich sind. Systeme wie z.B. (gg) und (ggg) , die nur aus Gluonen bestehen, bezeichnet man als Gluonenbälle. Aber auch farbneutrale Kopplungen des Typs $(q\bar{q}g)$ - sog. *Hybride* - und Vier-Quarkzustände des Typs $(qq\bar{q}\bar{q})$ sollten möglich sein.

Da die Zahl der bereits beobachteten hadronischen Zustände die Zahl der möglichen Mesonen und Baryonen übersteigt, sind diese neuartigen Materiezustände außer von theoretischer Seite her auch aus experimenteller Sicht gefordert worden, um die Gesamtzahl beobachteter Zustände zu ordnen. Der zweifelsfreie Nachweis dieser *exotischen* Materiezustände steht allerdings noch aus, obgleich es bereits eine große Menge von Gluonenballkandidaten gibt. Gleichzeitig ist die Einordnung gewöhnlicher Materiezustände - gemeint sind die Mesonen und Baryonen - in Teilchen-Multipletts der höheren Bahndrehimpulse noch nicht abgeschlossen. Als Folge werden eine Reihe beobachteter Zustände zur Zeit als Kandidaten für gewöhnliche als auch exotische Materiezustände betrachtet. Dies betrifft insbesondere die Besetzung des Nonetts skalarer Mesonen, wobei speziell Zweifel an der Zugehörigkeit der $f_0(975)$ und $a_0(980)$ Resonanz zu diesem Nonett geäußert werden.

Welche Struktur besitzt das $f_0(975)$ und $a_0(980)$ ¹ ?

Mit der Beschränkung auf die drei Quarkflavors u, d, s lassen sich insgesamt neun verschiedene Mesonen als Quark-Antiquark-Paar bilden, welche man zu einem Mesonnenonett zusammenfasst. Entsprechend dem Anregungszustand eines Mesons, welcher durch die Quantenzahlen $L = 0, 1, \dots$ des Bahndrehimpulses und $S = 0, 1$ des Gesamtspins des Quark-Antiquark-Paars charakterisiert wird, ergibt sich somit zu verschiedenen Kombinationen von Bahndrehimpuls und Spin eine Folge von Mesonnenonetts, in die die beobachteten Mesonen eingeordnet werden. Die Mitglieder der Nonetts der pseudoskalaren Mesonen und der Vektormesonen sind in Tabelle 1.1 angegeben.

Mesonnonett	Quantenzahlen ²	J^{PC}	Mitglieder
pseudoskalare Mesonen	$L = 0, S = 0$	0^{-+}	$\pi^0, \pi^+, \pi^-, \eta, \eta', K^+, K^-, K_0, \bar{K}_0$
Vektor-mesonen	$L = 0, S = 1$	1^{--}	$\rho^0, \rho^+, \rho^-, \omega, \phi, K^{*+}, K^{*-}, K_0^*, \bar{K}_0^*$

Tabelle 1.1: Mesonnenonetts von pseudoskalaren Mesonen und Vektormesonen

¹Die Nomenklatur der Zustände entspricht [PDG90]

²Für Mesonen gilt: $J = |\vec{L} + \vec{S}|$, $P = (-1)^{L+1}$ und $C = (-1)^{L+S}$.

Die Besetzung des Nonetts skalarer Mesonen ($L = 1$, $S = 1$ und $J^{PC} = 0^{++}$) wird gegenwärtig kontrovers diskutiert. Die in [PDG90] gelisteten Zustände $a_0(980)$ (ein Isospintriplett), $f_0(975)$, $f_0(1400)$ (zwei Isospinsingulets) und $K_0^*(1430)$ (zwei Isospindoublets) besitzen die richtigen Quantenzahlen, um als skalare Mesonen eingeordnet zu werden. Die besonderen Eigenschaften von $f_0(975)$ und $a_0(980)$ - im folgenden kurz als f_0 und a_0 bezeichnet - jedoch haben zu unterschiedlichen Interpretationen ihrer Struktur geführt. Außer der $q\bar{q}$ -Interpretation lauten die vorgeschlagenen Modelle:

- f_0 ist ein $K\bar{K}$ -Molekül.
- f_0 ist ein Vier-Quark-Zustand des Typs $qq\bar{q}\bar{q}$.
- f_0 ist ein skalarer Gluonenball.

Weinstein und Isgur favorisieren die $K\bar{K}$ -Interpretation [WEI90]. Die möglichen Bindungszustände eines Vier-Quark-Systems $qq\bar{q}\bar{q}$ werden in einem nicht-relativistischen Potentialmodell berechnet. Aus der durch Variationsrechnung ermittelten Wellenfunktion für den $qq\bar{q}\bar{q}$ -Grundzustand werden Wellenfunktionen $\Psi_{(q\bar{q})(q\bar{q})}(\vec{r})$ extrahiert, die die Wahrscheinlichkeit dafür angeben, daß das Vier-Quarksystem in einem gebundenen Zustand aus zwei Mesonen im Abstand $|\vec{r}|$ voneinander anzutreffen ist. Hierbei werden verschiedene Kombinationen der Quarkflavors u, d, s berücksichtigt. Als Ergebnis dieser Rechnung ergeben sich sowohl im Isospin $I = 0$ als auch im $I = 1$ -Kanal zwei schwach gebundene Zustände aus K -Mesonen, welche ein $K\bar{K}$ Molekül bilden. Beide Zustände weisen eine schmale Breite von $\Gamma = 38 \text{ MeV}/c^2$ und $\Gamma = 60 \text{ MeV}/c^2$ auf und liegen in ihrer Masse geringfügig unterhalb der $K\bar{K}$ -Schwelle. Aufgrund dieser Eigenschaft bietet sich eine Identifizierung mit den Strukturen f_0 und a_0 an.

Die Beschreibung des Phasensprungs bei $m_{\pi\pi} \approx 1 \text{ GeV}/c^2$, welche bei der $I = 0$ S -Wellenstreuung von $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ beobachtet wird ([GRA74] Fig.31), ist im $K\bar{K}$ -Molekülbild der f_0 -Resonanz erfolgreich. Zur Stützung der Molekülhypothese argumentieren beide Autoren, daß eine Identifizierung von f_0 und a_0 als gewöhnlicher $q\bar{q}$ -Zustand wenig wahrscheinlich ist, da gängige Modelle des Mesonenzerfalls für die Breiten $\Gamma(f_0 \rightarrow \pi\pi)$ und $\Gamma(a_0 \rightarrow \eta\pi)$ signifikant größere Werte als die beobachteten angeben. Ferner existieren im gleichen Potentialmodell keine gebundenen Zustände anderer Mesonenkombinationen. Damit beschränkt sich die Zahl neuer, nicht der $q\bar{q}$ -Interpretation entsprechender Zustände im Massenbereich bis $1 \text{ GeV}/c^2$ auf die beiden genannten Molekülzustände. Allerdings bleibt dann die Frage offen, welche der beobachteten 0^{++} Mesonresonanzen dem skalaren Mesonnonett zuzuordnen sind.

Den Vorzug weniger, neuer Strukturen besitzt die von Jaffe vorgeschlagene Methode, neben den etablierten $q\bar{q}$ und qqq Strukturen auch Vier-Quark-Zustände des

Typs $q^2\bar{q}^2$ zuzulassen, nicht [JAF76]. Der Vier-Quark-Zustand wird hier im Bag-Modell beschrieben, wobei die beiden Quarks und Anti-Quarks an den Enden eines Bags lokalisiert und durch ein Zentrifugalfpotential voneinander getrennt sind. Aus diesem Modell folgen eine Vielzahl neuer Zustände, die häufig große Breiten (einige $100 \text{ MeV}/c^2$) besitzen und damit experimentell schwer zu bestätigen sind. Immerhin aber ergibt sich ebenfalls ein 0^{++} Nonett von $q^2\bar{q}^2$ Zuständen, in die die damals schon bekannten Strukturen f_0 , a_0 , $f_0(1400)$ und $K_0^*(1430)$ eingeordnet werden konnten (die Bezeichnung sowie die Massenwerte dieser Strukturen haben sich seitdem geändert).

Penninton weist darauf hin [PEN90], daß eine Klärung der Struktur skalarer Mesonresonanzen im $1 \text{ GeV}/c^2$ Bereich nur durch Abzählen identifizierter 0^{++} -Resonanzen zu erreichen ist. Diese Zahl korrespondiert mit der Zahl von benötigten Polen der Streumatrix, die für eine gute Beschreibung der Beobachtungsdaten [GRA74] erforderlich ist. Die aus der Anpassung folgenden Ergebnisse zwingen zur Annahme zweier Strukturen im f_0 -Massenbereich [AMP86]-[AMP87], von denen eine aufgrund starker Kopplung an den $K\bar{K}$ Endzustand als gewöhnliches ($s\bar{s}$)-Meson oder $K\bar{K}$ -Molekül interpretiert wird, während die zweite Struktur aufgrund etwa gleicher Kopplungsstärke an den $K\bar{K}$ und $\pi\pi$ Endzustand als Kandidat für den lang gesuchten skalaren 0^{++} -Gluonenball geführt wird. In einer späteren Arbeit von [MoP91] wird jedoch die $K\bar{K}$ Molekülinterpretation der ersten Struktur zugunsten einer $q\bar{q}$ -Interpretation fallengelassen.

Den beschriebenen Ansätzen zur Klärung der a_0 und f_0 -Struktur ist allen gemeinsam, daß sie die bisher verfügbaren Daten in recht überzeugender Weise beschreiben können. Daher kann zur Zeit keinem der Modelle der Vorzug gegeben werden. Die berechneten Zerfallsbreiten $\Gamma(\phi \rightarrow S\gamma)$ von Strahlungszерfällen des ϕ -Mesons erweisen sich als sehr sensitiv gegenüber der angenommenen Struktur eines skalaren Mesons $S = a_0, f_0$ [CLO93], da sie von der Verteilung der elektrischen Ladung im resultierenden System S abhängen. Diese sollte im Fall eines ($q\bar{q}$)-Mesons auf einen wesentlich kleineren Raumbereich beschränkt sein als im Falle eines $K\bar{K}$ -Moleküls. Derartige Strahlungszерfälle ließen sich an den geplanten ϕ -Fabriken studieren. Das Studium der schwelennahen Produktion von Mesonen im $1 \text{ GeV}/c^2$ Massenbereich mittels $pp \rightarrow ppX$ mit $X \rightarrow K^+K^-$, wie es im Experiment Cosy-11 vorgesehen ist [OEL88], wird weitere, wertvolle Information zur Klärung der f_0 -Struktur beitragen. Die Verwendung eines phasenraumgekühlten p -Strahls bei COSY erlaubt eine präzise Vermessung der $K\bar{K}$ -Reaktionsschwelle. In dieser kinematischen Situation ist der Beitrag von nur wenigen Partialwellen relevant. Diese Vorteile wurden bereits beim Studium der $pp \rightarrow pp\pi^0$ -Reaktion beim IUCF ausgenutzt. Danach kann der Produktionsprozess nur durch Austausch schwerer Mesonen (ω, ρ) erfolgreich beschrieben werden [MEY93].

Suche nach Gluonenbällen bei Jetset

Eine grundsätzliche Schwierigkeit beim Nachweis von Gluonenbällen besteht darin, daß sie häufig Quantenzahlen J^{PC} aufweisen, die auch gewöhnlichen $(q\bar{q})$ -Mesonen zukommen. Gleichzeitig sagen theoretische Modelle für die leichtesten Gluonenbälle Massen voraus, die im Bereich von $1\text{--}2\text{ GeV}/c^2$ liegen und damit genau in den Massenbereich gewöhnlicher Mesonresonanzen mit gleichen Quantenzahlen fallen. Ferner erschweren die vorhergesagten Breiten von einigen $100\text{ MeV}/c^2$ einen experimentellen Nachweis dieser Gluonenbälle.

Es gibt allerdings Eigenschaften, die von keinem gewöhnlichen $(q\bar{q})$ -Zustand erfüllt werden können. So sind z.B. die Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}$ für $(q\bar{q})$ -Zustände nicht möglich. Man spricht daher von *exotischen* Quantenzahlen. Einem nur aus zwei Gluonen (gg) bestehenden Gluonenball sind diese Quantenzahlen jedoch auch nicht zugänglich. Das Kriterium exotischer Quantenzahlen kann aber außer von einem (ggg)-Gluonenball auch noch von Hybridzuständen erfüllt werden, so daß selbst exotische Zustände kein hinreichendes Merkmal für die Existenz eines Gluonenballs liefern.

Da Gluonenbälle keine Valenzquarks enthalten, sollten sie bei ihrem Zerfall in gewöhnliche Mesonen keinen Endzustand bilden, der Quarkflavors einer Sorte im bevorzugtem Maße enthält. Flavorneutrale Endzustände sind z.B. $\pi\pi$, $\eta\eta$ und $K\bar{K}$. Da Gluonen als elektrisch neutrale Teilchen nicht an das elektromagnetische Strahlungsfeld koppeln, sollte außerdem der $(\gamma\gamma)$ -Endzustand für Gluonenbälle nicht beobachtbar sein.

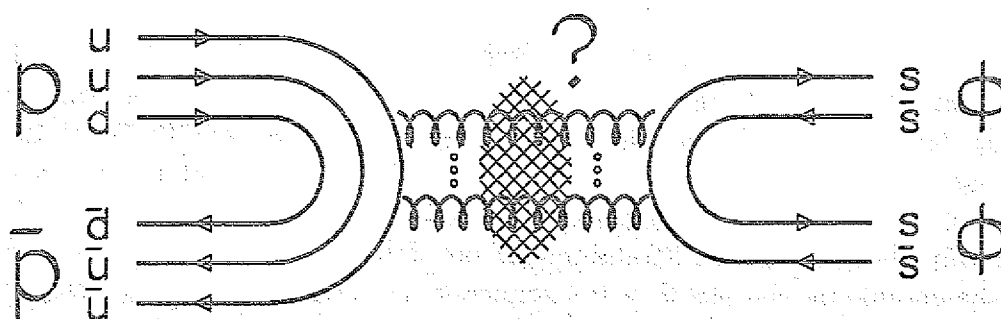


Abbildung 1.1: Quarkliniendiagramm für den Prozess $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$. Quelle: [STE93]

Eine Möglichkeit, Gluonenbällen auf die Spur zu kommen, besteht im Studium von Prozessen, die nach der OZI-Regel unterdrückt sein sollten. Diese Regel besagt, daß Prozesse mit nicht durchgehenden Quarklinien entsprechend stark unterdrückt sind. Beispiele derartiger Prozesse sind die Strahlungszерfälle des J/Ψ sowie die

Produktion zweier ϕ -Mesonen bei $\bar{p}p$ Annihilation. Das ϕ -Meson besitzt eine Valenzquarkstruktur, die fast ausschließlich aus einem $(s\bar{s})$ -Paar besteht¹.

Für die Erzeugung zweier ϕ -Mesonen ist die vollständige Vernichtung von u und d Quarks im Proton-Antiproton System erforderlich. Der Zwischenzustand sollte daher eine gluonenreiche Umgebung darstellen. Die von der OZI-Regel vorhergesagte Unterdrückung dieses Prozesses kann umgangen werden, falls die Gluonen einen resonanten Zwischenzustand bilden. Eine beobachtbare Überhöhung in der Anregungsfunktion für den Prozess $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ kann einen Hinweis auf die Existenz eines Gluonenballs liefern.

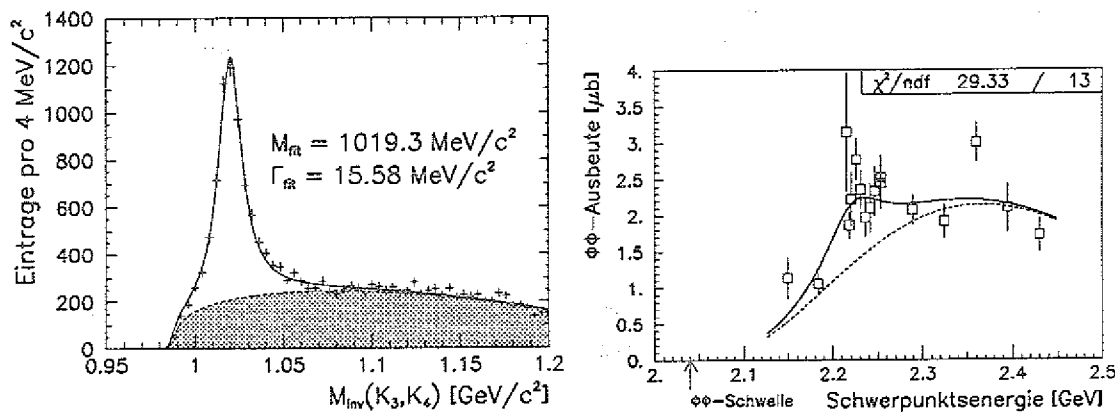


Abbildung 1.2: Ergebnisse des PS202-Experiments: Das ϕ -Signal im invarianten Massenspektrum des KK -Systems (linkes Bild) und die Anregungsfunktion für $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ im Bereich von 2,15-2,43 GeV (rechtes Bild) Quelle: [STE93]

Dieser Ansatz wird vom Experiment PS202 (Jetset) am LEAR/CERN verfolgt. Der Nachweis der Produktion zweier ϕ Mesonen erfolgt dabei über den aus vier geladenen Kaonen bestehenden Endzustand ($BR(\phi \rightarrow K^+ K^-) = 49,5\%$). Erste Ergebnisse zeigen ein deutliches $\phi\phi$ -Signal für Energien im gesamten Bereich von 2,15-2,43 GeV [STE93]. Die Abbildung 1.2 zeigt die invariante Masse des KK -Systems für alle gemessenen Strahlimpulse des Jahres 1991. Aufgrund der Akzeptanzbeschränkung von $|\cos \vartheta| \leq 0.7$ können keine totalen Wirkungsquerschnitte ohne Annahmen über den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts angegeben werden, weshalb diese Größe in Bild 1.2 b) als $\phi\phi$ -Ausbeute bezeichnet wird. Dieses Bild zeigt die Anregungsfunktion bei Annahme eines differentiellen Wirkungsquerschnitts zweiter Ordnung. Die Linien markieren den Verlauf einer Anpassungsfunktion für einen Untergrund sowie eine angenommene Resonanz bei 2,220 GeV. Verschiedene Variationen in der Anpassung ergeben bisher keinen eindeutigen Hinweis auf die Existenz einer solchen Resonanz.

¹ ϕ ist eine fast ideale Mischung von Flavor-Singulett und Oktettzustand

Hyperon-Produktion bei PS185 und PS202

Bei der Isolierung von $\phi\phi$ -Ereignissen aus der beobachteten Menge von Vier-Spur-Ereignissen erweist sich der $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ -Endzustand als eine Hauptkomponente des Untergrunds. Es besteht daher ein grundsätzliches Interesse, zu prüfen, in wieweit sich Ereignisse dieses Typs einer Rekonstruktion und physikalischen Interpretation unterwerfen lassen. Folgende Prozesse, die in diesen Endzustand verzweigen, sind denkbar: $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Delta}\Delta$, $\bar{p}N^+(1440)$, $\bar{\Lambda}\Lambda$. Wegen der großen Breiten der Baryonresonanzen von über 100 MeV/c² und der großen Masse der $\Delta(1232)$ -Resonanz sind die beiden erstgenannten Prozesse schwierig zu analysieren. Diesen Einschränkungen unterliegt die Reaktion in ein $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paar nicht. Die Produktion von Hyperon-Antihyperonpaaren wird mit großem Erfolg bereits im PS185-Experiment am LEAR untersucht (siehe z.B. [SEF92], [ZIO92]). Bei einer uds -Valenzquarkstruktur des Λ -Teilchens muß bei der Produktion eines $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paares im $\bar{p}p$ -System lediglich ein $\bar{u}u$ -Paar vernichtet und ein $\bar{s}s$ -Paar erzeugt werden, während die übrigen ud bzw. $\bar{u}\bar{d}$ Quarkpaare im Nukleon nur als Spektatorteilchen agieren. Anhand dieses "einfachen" Prozesses, der durch einen Ein-Gluon-Austausch oder aber durch Austausch von K -Mesonen ($K(493)$, $K^*(892)$, $K^*(1430)$) beschrieben werden kann (vgl. Bild 1.3), lassen sich die Vorhersagen dieser verschiedenen Modelle gegenseitig testen. Dies gilt insbesondere für die Produktion nahe der Reaktionsschwelle, wo nur wenige Partialwellen beteiligt sein können.

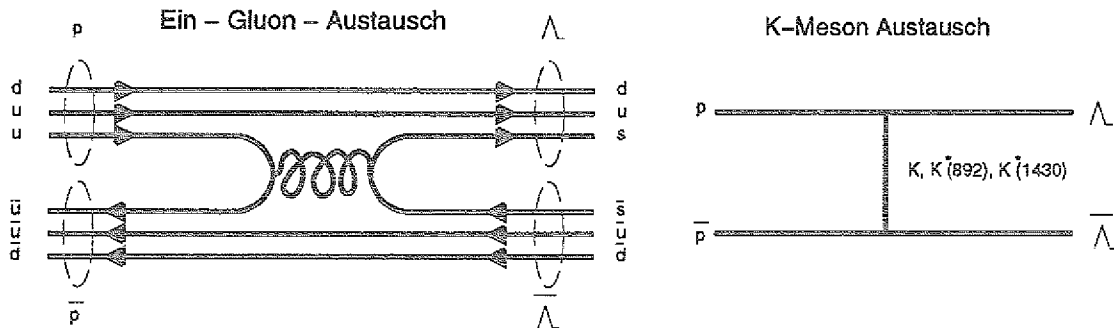


Abbildung 1.3: $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion im Ein-Gluon-Austauschbild und im K -Meson Austauschbild.

Das angewandte Rekonstruktionsverfahren des PS185-Experiments erlaubt die Bestimmung von Ereignissen des Typs $\bar{\Lambda}\Lambda X$, wobei X ein zusätzliches, nicht nachgewiesenes Teilchen sein darf (*Missing-Mass-Analysetechnik*). Damit ist der Nachweis der $\Sigma^0\Sigma^0$ -Reaktion praktisch nicht durchführbar, da der Endzustand zwei γ -Quanten enthält, die nicht aus dem Zerfall eines einzelnen Teilchens stammen. Das PS202-Experiment hingegen verfügt in der Vorderkappe des Detektors über ein Schauerkalorimeter, welches sich zur Bestimmung von γ -Viererimpulsen eignet. Der Nachweis

der $\bar{\Sigma}^0 \Sigma^0$ -Reaktion bei PS202 sollte somit prinzipiell möglich sein und würde die Ergebnisse des PS185-Experiments komplementieren.

Kapitel 2

Schwellennahe Mesonenproduktion bei Cosy11

2.1 Detektor und Meßprinzip

Das Experiment Cosy11 ist als internes Targetexperiment am Speicherring COSY geplant. Es befindet sich in einer Bogensektion des Rings und nutzt den COSY-Dipol MD08 als Spektrometer. In Bild 2.1 sind die Komponenten des Detektors gezeigt, die in der ersten Ausbaustufe für die Messung des Reaktionstyps $pp \rightarrow ppX$ eingesetzt werden. Bei einem Streuereignis in der Nähe der Reaktionsschwelle passieren beide Reaktionsprotonen den Dipol MD08 und hinterlassen in den Driftkammern D1 und D2 ihre Spuren. Der aus 17 Streifen von 10 cm Breite bestehende Triggerszintillator SZ1 liefert die Multiplizität geladener Reaktionsprodukte, die beide Driftkammern passiert haben, und stellt gleichzeitig das Startsignal für die Driftkammer-TDCs zur Verfügung.

Das SZ1-Signal dient weiterhin als Zeitmarke für die für beide Reaktionsprotonen vorgesehene Flugzeitmessung zwischen SZ1 und SZ3 (Flugstrecke ca. 10 m). Der Zähler SZ3 besteht aus einer $220 \times 110 \text{ cm}^2$ großen Szintillatorplatte von 5 cm Dicke und wird rückseitig von einer Matrix von Photomultipliern ausgelesen. Diese Anordnung führt zu einer Pixeleinteilung der Platte in Form von gleichseitigen Dreiecken, deren Eckpunkte durch die Position der Photomultiplier definiert sind. Die Bestimmung des Trefferorts innerhalb eines Pixels ist mit einer Ortsauflösung von 0,8-1,2 cm möglich [WOL93]. Der Trefferort ergibt sich als Schwerpunkt der Position angesprochener Photomultiplier bei entsprechender Wichtung mit den gemessenen Lichtintensitäten. Das Zeitsignal von SZ3 dient als Stoppsignal der Flugzeitmessung.

Da insbesondere in der Nähe der Reaktionsschwelle beide Protonen am Ort der

Driftkammern nahe benachbart sind, dient der Triggerszintillator SZ2 bestehend aus 16 Streifen von 1,3 cm Breite zur besseren Erkennung der beiden Protonen. Die Positionierung von SZ2 richtet sich nach dem erwarteten, mittleren Trefferort beider Protonen in Abhängigkeit der Masse des Mesons X. Ein $300\text{ }\mu\text{m}$ Silizium-Pad Detektor im Polspalt des Magneten weist die Existenz und den Auftreffort negativ geladener Zerfallsprodukte nach.

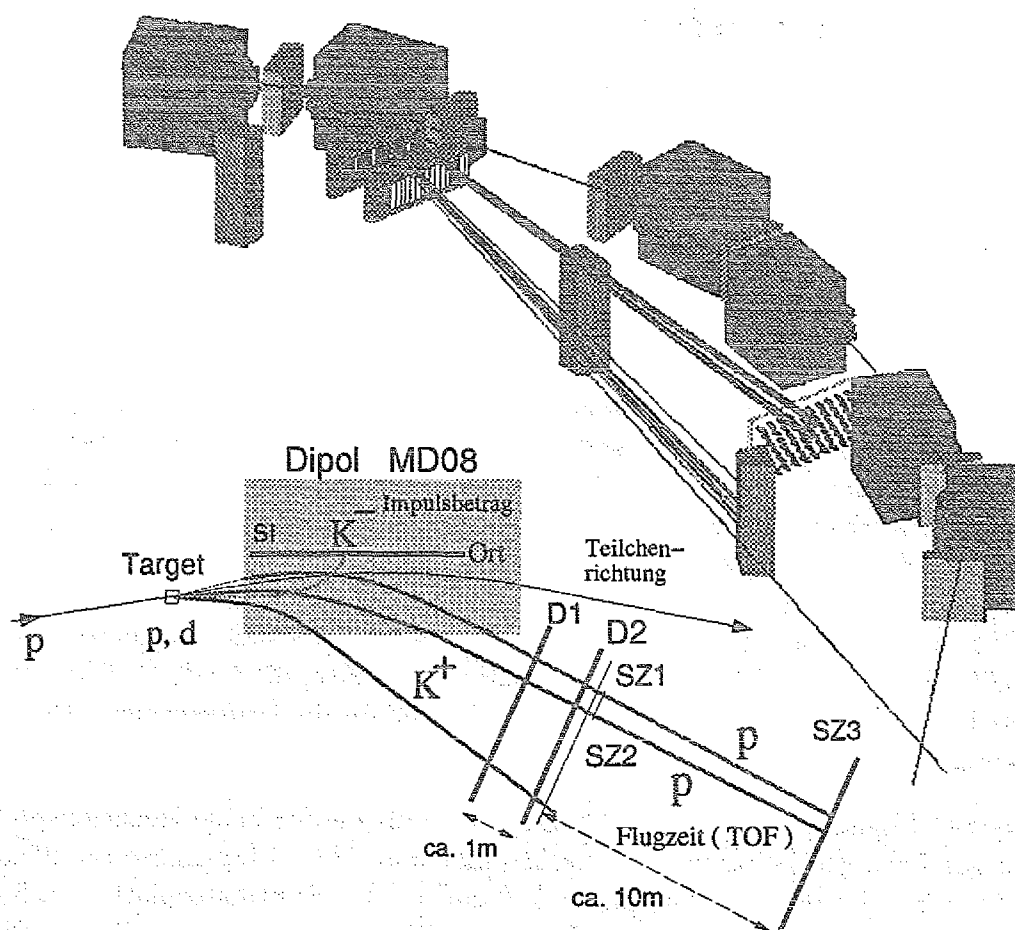


Abbildung 2.1: *Cosy11-Detektor in Vogelperspektive und Skizze zur Erläuterung des Meßprinzips. Die dargestellten Teilchentrajektorien beziehen sich auf die Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ bei 3,304 GeV/c Strahlimpuls.*

Für den Dreiteilchenkanal $pp \rightarrow ppX$ ist das System X bei Kenntnis des Viererimpulses des Eingangskanals bereits durch die Viererimpulse der Protonen im Ausgangskanal bestimmt. Die Dreierimpulse beider Protonen sind durch die Trajektorien in den Driftkammern in Verbindung mit der Messung des Impulsbetrags durch

den Magneten gegeben. Durch die β -Werte der Flugzeitmessung können die beiden Teilchen als Protonen identifiziert werden. Die Messung des Dreierimpulses eines dritten, positiv geladenen Teilchens und/oder die Kenntnis des Trefferorts eines negativ geladenen Teilchens im SI-Zähler stellen zusätzliche Informationen über das System X dar.

2.2 Monte-Carlo Rechnungen

Die Beurteilung der Eignung eines Detektors für die Messung eines speziellen Reaktionstyps geschieht mit Hilfe von Monte-Carlo Rechnungen. Die Ergebnisse derartiger Rechnungen führen zu Aussagen über die Effizienz und die Genauigkeit der Messung eines betrachteten Reaktionskanals. Hierbei muß beachtet werden, daß die Ergebnisse ihrerseits von einer Vielzahl von Voraussetzungen bzgl. der Geometrie und des Ansprechvermögens des Detektors sowie der zugrundegelegten Reaktionsdynamik abhängen. Diese Annahmen stellen generell ein idealisiertes Abbild der Realität dar. Die Ergebnisse von MC-Rechnungen entsprechen daher dem Grad der Übereinstimmung von Realität und Modellvorstellung. Oft wird dieser Grad an Übereinstimmung bereits durch Berücksichtigung einiger, weniger Randbedingungen erreicht.

Die folgenden MC-Rechnungen beziehen sich auf die Eignung des vorgesehenen Detektoraufbaus für die Messung des Reaktionskanals $pp \rightarrow ppX$ in der Nähe der Reaktionsschwelle, wobei X ein scharfer Zustand ($\text{FWHM} \approx 1 \text{ MeV}/c^2$) im $1 \text{ GeV}/c^2$ Massenbereich bedeuten soll. Die präzise Beschreibung der Detektorgeometrie ist mit Hilfe des Simulationspakets [GEA92] möglich. Daher lassen sich relativ genaue Aussagen bzgl. der Effizienz von Ereignissen gewinnen, da die Geometrie den entscheidenden Beitrag zur Detektorakzeptanz darstellt. Die Beurteilung der Qualität der Ereignisse ist erst mit einem vollständigen Rekonstruktionsalgorithmus möglich, welcher aus der erzeugten Detektorinformation die physikalisch messbaren Größen des Endzustands zurückgewinnt.

2.2.1 Dimensionierung des Detektors

Die im Polspalt des Dipols erforderliche Vakuumkammer begrenzt mit einer lichten Höhe von 6 cm die Akzeptanz für Reaktionen des Typs $pp \rightarrow ppX$. Diese vorgegebene Akzeptanz soll durch die Dimensionierung der geplanten Detektorkomponenten in horizontaler und vertikaler Richtung möglichst nicht weiter eingeschränkt werden. Die Detektoren müssen daher diejenigen Raumbereiche abdecken, die den der Dipolakzeptanz nicht zum Opfer gefallen Endzustandsteilchen dieses Reaktionstyps zugänglich sind.

Während diese Forderung für die Protonen des Endzustands, die in der Nähe der Reaktionsschwelle in enge Raumbereiche durch den Magneten abgebildet werden, relativ einfach zu erfüllen ist, kann der zusätzliche Nachweis geladener π - und K -Mesonen als Zerfallsprodukte des Systems X nicht mit einem einheitlichen Detektorarrangement realisiert werden.

Die Dimensionierung der Driftkammern und des SI-Zählers wird daher für den zusätzlichen Nachweis geladener K -Mesonen optimiert. Dies steht im Einklang mit der Zielsetzung des Experiments, welche in der schwelennahen Mesonenproduktion im $1 \text{ GeV}/c^2$ Massenbereich besteht, wobei der mögliche Zerfall von X in zwei geladene Kaonen von besonderem Interesse ist. Daher liegt der Dimensionierung des Detektors das Studium der nicht-resonanten K -Produktion durch $pp \rightarrow ppK^+K^-$ zugrunde.

Da die Kenntnis der Viererimpulse beider Protonen im Ausgangskanal für die Rekonstruktion unerlässlich ist, stellt der mittlere Trefferort beider Protonen am Ort der Driftkammern eine wesentliche Größe dar. Er hängt für den Reaktionstyp ppX von der Masse m_X ab.

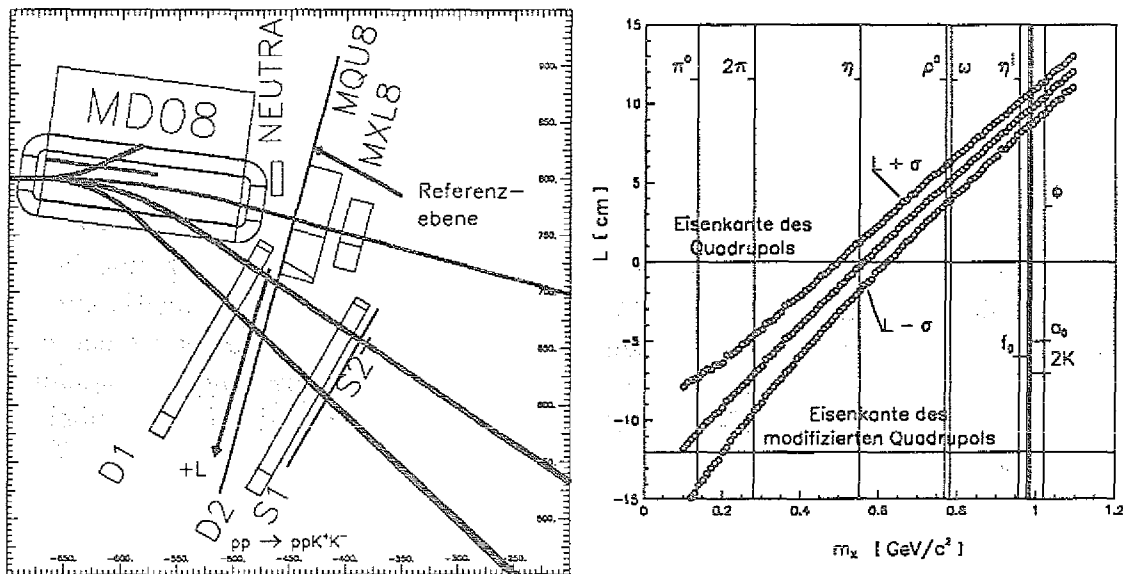


Abbildung 2.2: Mittlerer Trefferort L der Protonen als Funktion der Mesonenmasse m_X für $pp \rightarrow ppX$ bei einem Strahlimpuls von $1 \text{ MeV}/c$ über der Reaktionsschwelle. σ bedeutet die Breite der Ortsverteilung.

In Bild 2.2 ist dieser Trefferort L in einer Referenzebene dargestellt, die zwischen beiden Driftkammern liegt und durch die Stirnfläche des Quadrupols $MQU08$ gebildet wird. Die Koordinate L mißt entlang der Schnittgeraden dieser Referenzebene mit der Mittelebene des Dipols den Abstand von der Eisenkante des Quadrupols. Man erkennt, daß die η -Mesonenmasse die kleinste Masse von X darstellt, bei der

die Protonen im Grenzfall der Schwellenkinematik noch beide die Eisenkante des Quadrupols passieren. Praktisch liegt diese Minimalmasse jedoch bei $660 \text{ MeV}/c^2$, da bereits $1 \text{ MeV}/c$ oberhalb der Reaktionsschwelle eine Breite in der Ortsverteilung der Protonen entsteht, die im Bild durch $L \pm \sigma$ charakterisiert ist.

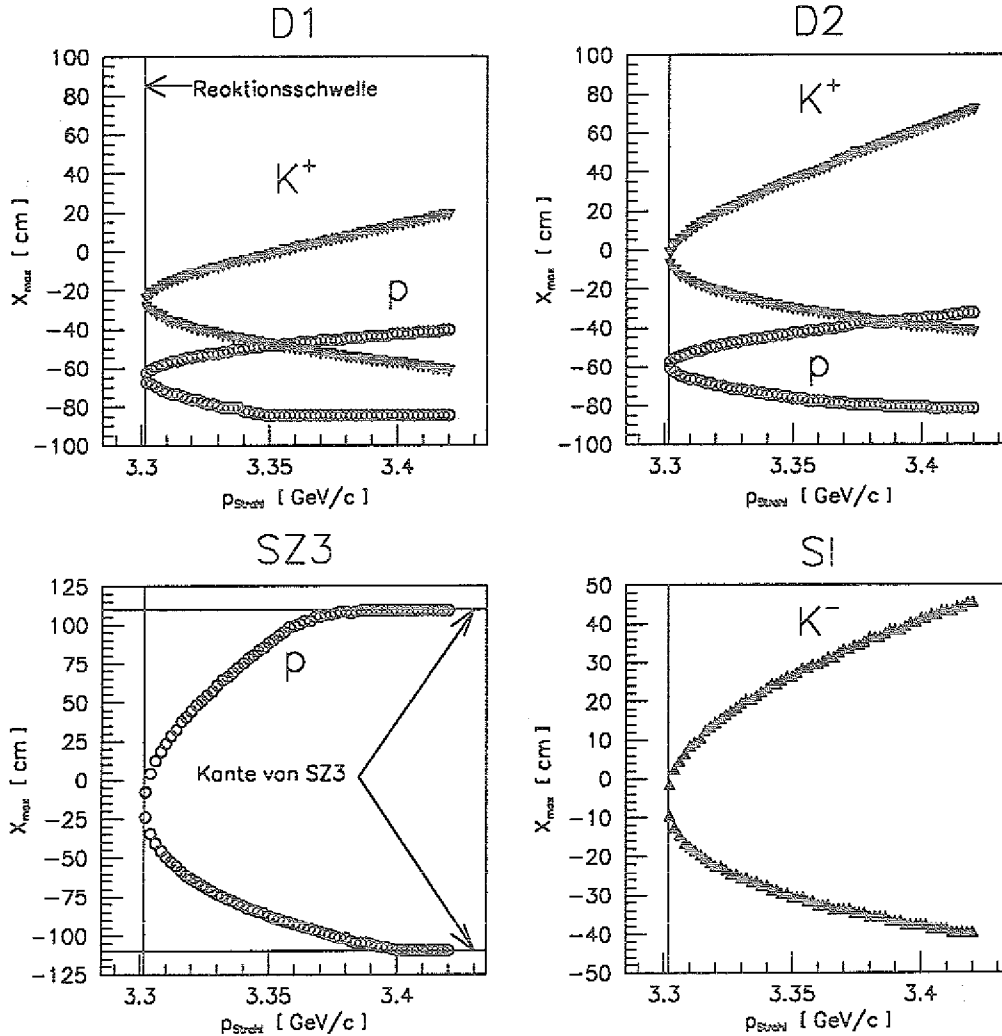


Abbildung 2.3: Maximaler horizontaler Trefferort $X_{\max}$ für p , $K^\pm$ in den Detektor-komponenten D1, D2, SI und SZ3 als Funktion des Strahlimpulses. Die betrachtete Reaktion ist $pp \rightarrow ppK^+K^-$. (Erläuterung der Koordinate $X_{\max}$ im Text)

Um den zugänglichen Massenbereich nach unten zu erweitern, um zumindest noch Reaktionen in der Nähe der 2π -Schwelle zu studieren, wird eine Aussparung von 12 cm im Eisenjoch des Quadrupols angebracht. Für die Erzeugung von Mesonen im $1 \text{ GeV}/c^2$ Massenbereich stellt der Quadrupol jedoch keine Akzeptanzbeschränkung dar.

Die maximalen Detektorabmessungen werden durch die maximal möglichen Impulse von Proton und Kaon bei der Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ festgelegt. Sie folgen aus der Betrachtung dieser Reaktion als Quasi-Zweikörperreaktion $pp \rightarrow A(BBA)$ mit $(A, B) = (p, K)$ und $(A, B) = (K, p)$. Bei gegebener invarianter Masse $m_{BBA} \in [2m_B + m_A, \sqrt{S} - m_A]$ liegt der Schwerpunktsimpuls von Teilchen A auf der Oberfläche einer Kugel mit Radius

$$p_A = \frac{1}{2\sqrt{S}} \sqrt{(S - (m_A + m_{BBA})^2) \cdot (S - (m_A - m_{BBA})^2)} \quad (2.1)$$

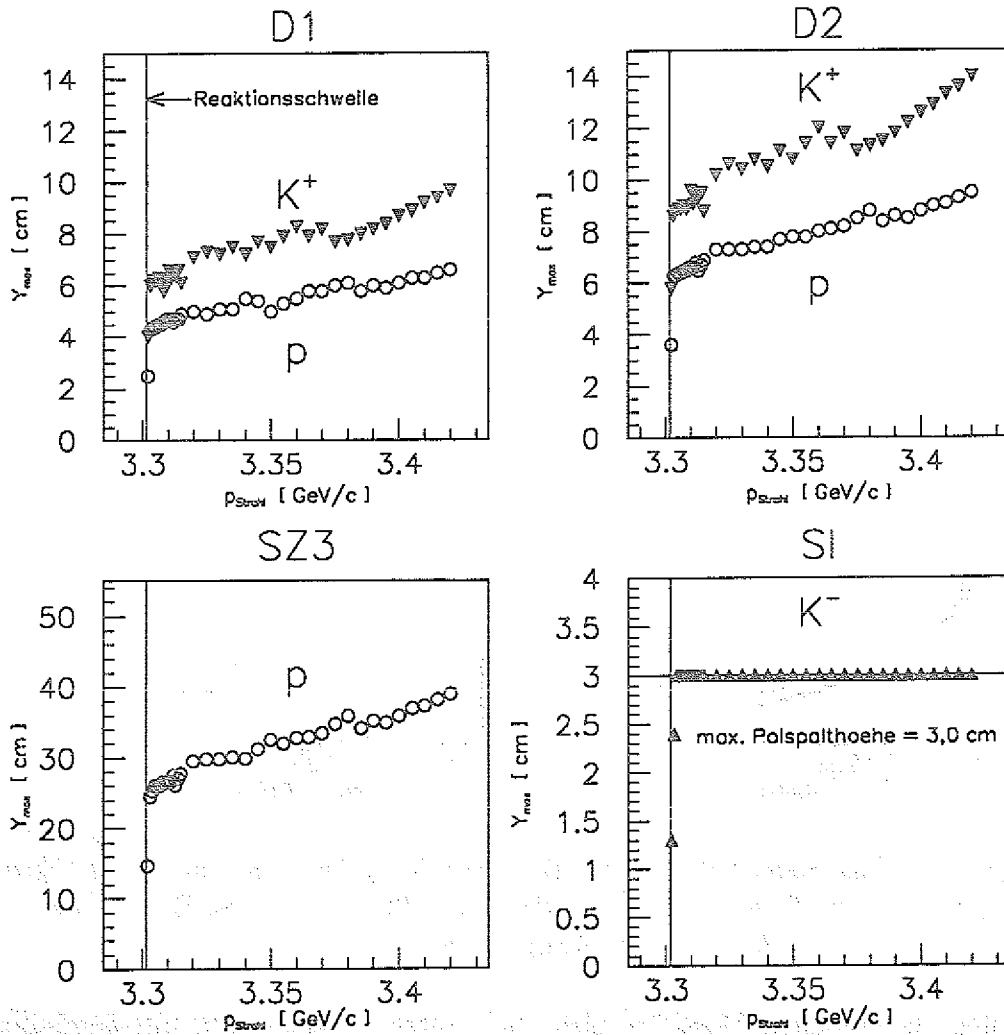


Abbildung 2.4: Maximaler vertikaler Trefferort Y_{max} für p , $K^\pm$ in den Detektor-komponenten D1, D2, SI und SZ3 als Funktion des Strahlimpulses. Die betrachtete Reaktion ist $pp \rightarrow ppK^+K^-$. (Erläuterung der Koordinate Y_{max} im Text)

Für gegebenes $\sqrt{S}$ wird p_A für minimale invariante Masse $m_{BBA} = 2m_B + m_A$ maximal. Die größte horizontale Ausdehnung der Trefferorte für Teilchen A wird erreicht, wenn es vom Target aus mit Schwerpunktsimpulsen startet, die auf dem Umfang der größten Impulskugel in der $p_y = 0$ -Ebene liegen. Diese Grenzen der Ortsverteilung sind in Bild 2.3 als Funktion des Strahlimpulses für Protonen und Kaonen für alle Detektorkomponenten dargestellt. Die Ortskoordinate ist jeweils in lokalen Detektorkoordinaten angegeben, wobei der Ursprung in der Mitte der sensitiven Detektorfläche liegt. Damit hängt der Absolutwert des Orts zwar von der Detektorposition im Raum ab, aber die maximale Breite der Ortsverteilung bleibt hiervon unbeeinträchtigt.

Der maximalen Ortsverteilung in der Driftkammer D1 entnimmt man, daß von der Reaktionsschwelle ab bis ca. 3,340 GeV/c Strahlimpuls p und K^+ im Trefferort grundsätzlich voneinander getrennt liegen. Da die Einhüllenden der Menge aller möglichen Teilchentrajektorien für p und K^+ divergent auseinanderlaufen, wird der Überlapp in der Ortsverteilung beider Teilchen in der weiter entfernt liegenden Driftkammer D2 erst bei noch höherem Strahlimpuls von ca. 3,360 GeV/c erreicht.

Die Ortsverteilung für Protonen in D1 zeigt weiterhin, daß bei einem Strahlimpuls von 3,345 GeV/c die Protonen die Kante der Driftkammer, welche bei $X_{max} = 84,5$ cm liegt, erreichen. Dies stellt damit den niedrigsten Strahlimpuls oberhalb der Reaktionsschwelle dar, ab welcher man grundsätzlich mit Akzeptanzverlusten in der horizontalen Ebene rechnen muß. Mit über 40 MeV/c liegt dieser Punkt jedoch so weit von der Schwelle entfernt, daß sich keine relevanten Beschränkungen für die Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ ergeben.

Komponente	Breite $\times$ Höhe [cm $\cdot$ cm]
D1, D2	168 $\times$ 40
SZ3	220 $\times$ 110
SI	100 $\times$ 3,5

Tabelle 2.1: Festgelegte Dimensionen der sensitiven Flächen der Detektorkomponenten.

Die maximalen Ortsverteilungen in vertikaler Richtung sind in Bild 2.4 dargestellt. Aufgrund der Detektorsymmetrie bzgl. der Mittelebene $Y = 0$ sind die Grenzen der Ortsverteilung nur als Absolutwert angegeben. Die ersten 15 Punkte der Verteilungen in Bild 2.4 basieren auf MC-Rechnungen mit schrittweiser Erhöhung des Strahlimpulses um 1 MeV/c. Die Beschränkung der vertikalen Akzeptanz durch die Höhe der Vakuumkammer von ± 3 cm führt bereits 2 MeV/c oberhalb der Reaktionsschwelle zu einer Abflachung der Verteilungen. Der gedämpfte Anstieg bei höheren Strahlimpulsen ist Folge der wachsenden Transversalimpulse des betrachteten Teilchens. Aufgrund des unterschiedlichen Eintrittsorts in das Magnetfeld werden zunehmend Trajektorien mit verschiedener Weglänge im Magnetfeldbereich möglich.

Trajektorien mit kurzer Weglänge im Magneten sind von der Höhe der Vakuumkammer am wenigsten betroffen und erreichen daher in den Detektorkomponenten außerhalb des Magneten die maximale Steighöhe.

Als Ergebnis sind die erforderlichen Abmessungen der sensitiven Flächen der Detektorkomponenten in der Tabelle 2.1 festgehalten. Für die Dimension von SZ1 gilt, daß sie sich nach der Größe des Fensters von D2 richtet. Die Gesamtbreite von SZ2 von $16 \times 1,3$ cm ist für den Nachweis von Protonen bis ca. 20 MeV/c oberhalb der Reaktionsschwelle ausreichend (vgl. in Bild 2.3 die Breite der p -Verteilung in D2).

2.2.2 Zählratenabschätzung der Untergrundkanäle

Die Lebensdauer insbesondere von Halbleiterzählern wird durch hohe Strahlenbelastung reduziert. Es ist daher wichtig zu wissen, mit welcher Zählrate von Treffern geladener Teilchen pro Detektoreinheitsfläche die Detektoren belastet werden.

Kanal	Schwelle [GeV/c]	Wirkungsquerschnitt σ [mbarn] bei		
		1,0 GeV/c	2,0 GeV/c	3,3 GeV/c
pp	—	20,7	21,0	17,2
$pp\pi^0$	0,7747	0,2	3,98	3,85
$pp2\pi^0$	1,1906	—	0,41	0,92
$pp\pi^+\pi^-$	1,2196	—	0,66	2,51
$pp\pi^+\pi^-\pi^0$	1,6045	—	0,02	0,22
$pn\pi^+$	0,7981	0,72	17,22	11,44
$pn\pi^+\pi^0$	1,2109	—	2,37	4,07
$pn\pi^+2\pi^0$	1,5960	—	(1,80)	(1,80) ¹
$pn2\pi^+\pi^-$	1,6243	—	0,41	1,15

Tabelle 2.2: Liste von Reaktionskanälen der pp -Streuung mit Wirkungsquerschnitten $\sigma \geq 10 \mu\text{barn}$ im Strahlimpulsintervall von 1,0 - 3,3 GeV/c.

Man gelangt zu einer Abschätzung dieser Raten, indem man alle Kanäle betrachtet, die wenigstens zu einer Ereignisrate von 10 Hz fähig sind. Bei einer angenommenen Luminosität von $L=10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ müssen diese Kanäle wenigstens einen Wirkungsquerschnitt von $10 \mu\text{barn}$ besitzen. Dieses Kriterium wird von den in Tabelle 2.2 aufgeführten Reaktionskanälen erfüllt. Die Wirkungsquerschnitte entstammen dem Nachschlagewerk [CEH84]. Für einige Kanäle existieren zu den drei als Referenz gewählten Strahlimpulsen keine Angaben zum Wirkungsquerschnitt. In diesem Fall ist dem Referenzimpuls ein Wirkungsquerschnitt eines ihm benachbar-

¹ $\sigma(pp \rightarrow pn\pi^+2\pi^0) = 1,8 \text{ mbarn}$ bei 3,990 GeV/c.

ten, vermessenen Strahlimpuls zugeordnet. Für eine Abschätzung der Zählraten sei diese Zuordnung zulässig.

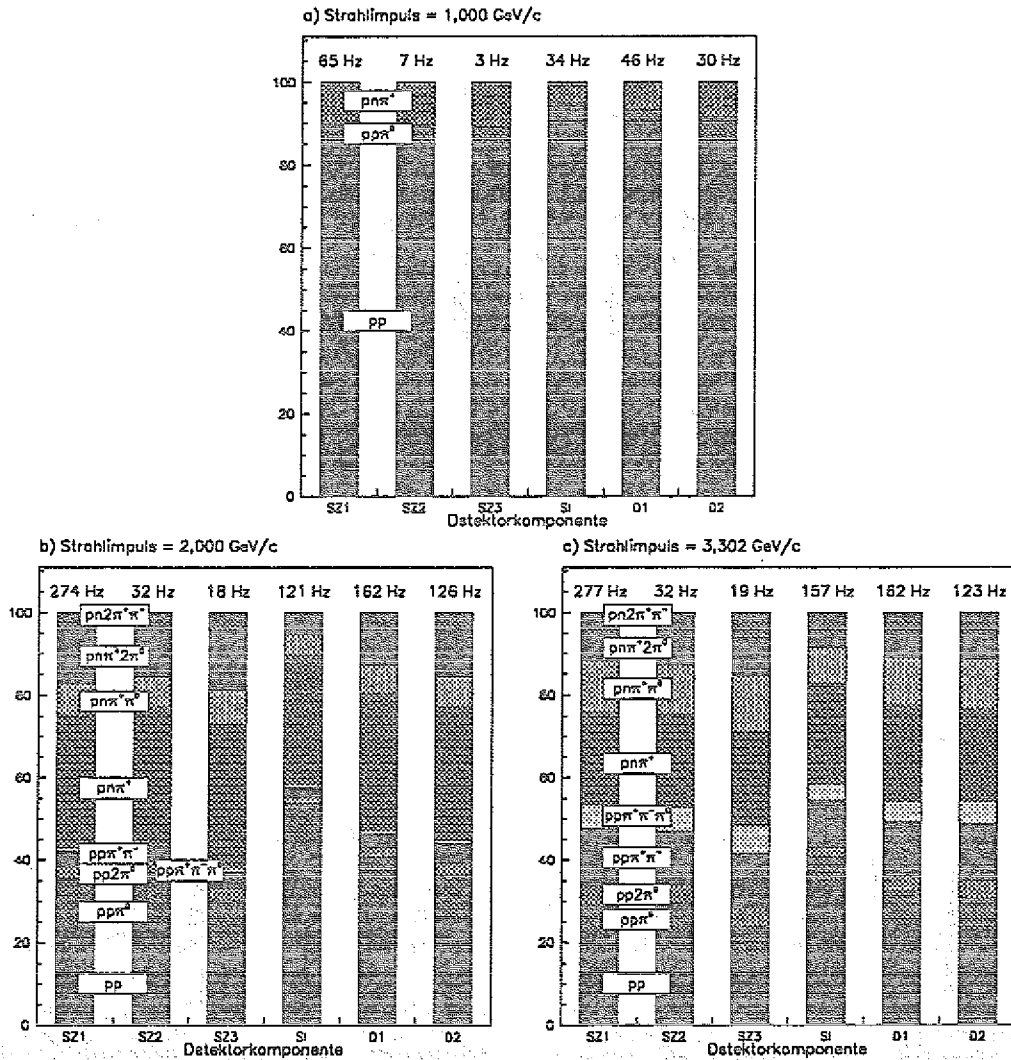


Abbildung 2.5: Maximale Gesamtraten R bzgl. eines Detektorsegments für verschiedene Detektorkomponenten. Der prozentuale Anteil R_i/R der Kanäle an der Gesamtrate ist durch die Höhe des schattierten Säulenabschnitts gegeben. Die Bilder (a)-(c) beziehen sich auf verschiedene Strahlimpulse.

Bereits die geometrische Anordnung des Detektors allein stellt für die meisten Kanäle eine große Akzeptanzbeschränkung des Phasenraums dar. Für die in phasenraumverteilung gewürfelten Endzustände erhält man die maximale Gesamtrate R in einem einzelnen Detektorsegment in einer oberen Abschätzung als Summe der maximalen Raten R_i aller einzeln betrachteten Endzustände zu

$$\begin{aligned}
 R &= \sum_{i=\text{alle Kanäle}} R_i \\
 R_i &= L \sigma_i \epsilon_i \\
 \epsilon_i &= \frac{\text{Max. Zahl geladener Treffer eines Detektorsegments}}{\text{Gesamtzahl gewürfelter Ereignisse}}
 \end{aligned}$$

In Bild 2.5 a)-c) sind die Gesamtraten für alle sechs Detektorkomponenten angegeben. Die Segmente der Komponenten bedeuten im Fall der Driftkammern eine einzelne Driftzelle, für den SZ3-Zähler ist dies ein Dreieckspixel, bei den Zählern SZ1 und SZ2 ist ein einzelner Szintillatorstreifen gemeint und beim SI-Zähler handelt es sich um ein einzelnes Silizium-Pad. Der prozentuale Anteil eines jeden zur Gesamtrate beitragenden Kanals ist in Form der Höhe eines schattierten Abschnitts der Säule dargestellt. Aufgrund der hohen Wirkungsquerschnitte besitzen die Kanäle pp und $pn\pi^+$ jeweils den größten Anteil an der Gesamtrate.

Bei einer Fläche von $4 \times 4 \text{ cm}^2$ eines SI-Pads ist der Halbleiterzähler einem Teilchenfluß von $9,8 \text{ Treffern s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ausgesetzt. Dieser Teilchenfluß ist für einen Si-Halbleiterzähler unkritisch.

2.2.3 Der Zwei-Proton-Trigger

Das Meßprinzip der Reaktion $pp \rightarrow ppX$ erfordert die Kenntnis der Viererimpulse des Eingangskanals sowie beider Protonen des Ausgangskanals. Eine Triggerbedingung für die Auswahl von Ereignissen dieses Reaktionstyps muß daher gewährleisten, daß in der ausgewählten Ereignismenge beide Protonen als Endzustandsteilchen vorhanden sind.

Aufgrund von Ladungserhaltung sind Eingangs- wie Ausgangskanal zweifach positiv geladen. Daher erwartet man bei Ereignissen mit einfach geladenen Endzustandsteilchen wenigstens zwei positiv geladene Teilchen, so daß nach Auslenkung durch den Magneten und Passieren der Driftkammern eine Multiplizität von $\mu_{SZ1} \geq 2$ im Triggerszintillator SZ1 erzeugt werden kann. Diese Eigenschaft allein reicht jedoch nicht aus, um bevorzugt Ereignisse mit zwei Protonen im Endzustand zu selektieren, da z.B. sämtliche Reaktionen des Typs $pp \rightarrow pnX^+$ mit wenigstens einem positiv geladenen Meson als Mitglied des mesonischen Subsystems X^+ das genannte Multiplizitätskriterium ebenso erfüllen können.

Da die Zielsetzung des Experiments aus dem Studium der ppX -Reaktion in der Nähe der Reaktionsschwelle besteht, nutzt man die besondere kinematische Situation aus, daß alle Endzustandsteilchen im gemeinsamen Schwerpunktsystem sich fast in Ruhe befinden. Dies führt zu fast identischen Laborimpulsen beider Protonen, so

daß ihre Trajektorien nahezu gleich verlaufen und ihre Trefferorte an der Position von SZ1 in einem engen Raumbereich liegen.

Genau dieser Raumbereich wird durch den Triggerszintillator SZ2 abgedeckt. Die analoge Bedingung $\mu_{SZ2} \geq 2$ wird aufgrund der gegenüber SZ1 geringen horizontalen Abmessung den Reaktionstyp ppX in Nähe seiner Reaktionsschwelle noch immer vollständig erfassen, während dergleiche Reaktionstyp für ein anderes System X mit geringerer invarianter Masse bzw. die übrigen Typen pnX^+ stark unterdrückt werden.

In unmittelbarer Nähe zur Reaktionsschwelle würden beide Protonen in einer idealisierten - d.h. masselosen und daher störungsfreien - Detektorumgebung sogar in einem Szintillatorstreifen von SZ2 erwartet. Es ist daher zu untersuchen, inwiefern das Multiplizitätskriterium $\mu_{SZ2}^D \geq 1$ für einen geforderten Doppeltreffer für die Auswahl der schwelennahen Reaktion ppX von Nutzen sein kann.

Die stabilen Protonen erreichen nach einer Flugstrecke von ca. 10 m den Stopzähler SZ3. Als weiteres Auswahlkriterium kann daher $\mu_{SZ3} \geq 1$ innerhalb eines zu wählenden Zeitfensters, welches die erwartete Flugzeit der Protonen zwischen SZ1 und SZ3 berücksichtigt, in Betracht gezogen werden. Diese Bedingung stellt ferner sicher, daß eine Flugzeitmessung für die registrierten Teilchen verfügbar ist.

Durch Verknüpfung der genannten Multiplizitätskriterien lassen sich nun zwei alternative Triggerbedingungen, die im folgenden mit T_1 und T_2 bezeichnet werden, bilden.

$$\begin{aligned} A &= \mu_{SZ1} \geq 2 \wedge \mu_{SZ3} \geq 1 & \wedge : \text{ logisches UND} \\ B &= \mu_{SZ2} \geq 2 \wedge \mu_{SZ3} \geq 1 & \vee : \text{ logisches ODER} \\ C &= \mu_{SZ2}^D \geq 1 \wedge \mu_{SZ3} \geq 1 & \neg : \text{ NEGATION} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_1 &= A \vee B \\ T_2 &= A \vee B \vee C \end{aligned}$$

Die umfassendere Bedingung T_2 berücksichtigt den Fall von Doppeltreffern in SZ2. Diese Bedingung sollte gerade in unmittelbarer Nähe der Reaktionsschwelle einen Unterschied zur Bedingung T_1 darstellen, welcher an Bedeutung verliert, je weiter man von der Schwelle entfernt ist.

Die genannten Triggerbedingungen stellen ein über die rein geometrische Akzeptanz des Detektors hinausgehendes Auswahlkriterium dar. Mit der Bestimmung der Triggerakzeptanz

$$\epsilon_{T_i} = \frac{\text{Zahl der } T_i \text{ erfüllenden Ereignisse}}{\text{Gesamtzahl gewürfelter Ereignisse}}$$

gelangt man in zur Zählratenabschätzung analoger Weise zu einer Abschätzung der Triggerraten R_i (vgl. Tabelle 2.3). Der Abschätzung liegen die Wirkungsquerschnitte von Tabelle 2.2 zugrunde. Da keiner der angegebenen Endzustände bzgl. der gewählten Referenzimpulse des p -Strahls eine Schwellenreaktion darstellt, sind hier nur die Triggerraten bzgl. T_2 dargestellt. Die vollständigen Tabellen im Anhang belegen erwartungsgemäß keinen nennenswerten Unterschied zwischen den Triggerakzeptanzen T_1 und T_2 . Die Unterschiede beider Bedingungen werden beim Studium der Akzeptanz der ppX -Reaktion in Schwellennähe deutlich (vgl. Abschnitt 2.2.4).

Endzustand	1,000 GeV/c		2,000 GeV/c		3,302 GeV/c	
	T_2 [%]	R_2 [Hz]	T_2 [%]	R_2 [Hz]	T_2 [%]	R_2 [Hz]
pp	0,003	0,62	0,002	0,44	0,002	0,34
$pp\pi^0$	0,038	0,07	0,054	2,15	0,058	1,68
$pp2\pi^0$	—		0,109	0,45	0,130	1,01
$pp\pi^+\pi^-$	—		0,261	1,72	0,283	7,48
$pp\pi^+\pi^-\pi^0$	—		0,662	0,13	0,463	3,40
$pn\pi^+$	0,041	0,30	0,025	4,31	0,027	3,09
$pn\pi^+\pi^0$	—		0,072	1,71	0,091	3,70
$pn\pi^+2\pi^0$	—		0,176	3,24	0,119	2,16
$pn2\pi^+\pi^-$	—		0,307	1,26	0,275	3,22
ΣR_2 [Hz]		0,99		15,41		26,08

Tabelle 2.3: Akzeptanz T_2 und Zählrate R_2 für wirkungsquerschnittsrelevante Kanäle unter der Triggerbedingung T_2 bei 1,000 GeV/c, 2,000 GeV/c und 3,302 GeV/c Strahlimpuls.

Die ermittelten Triggerraten von maximal 26 Hz bei 3,3 GeV/c Strahlimpuls stellen für das geplante Datenaufnahmesystem kein Problem dar, da Raten weit über 150 Hz behandelt werden können.

2.2.4 Akzeptanz der Reaktion $pp \rightarrow ppX$ im Zwei-Proton-Trigger

Die folgende Untersuchung bezieht sich auf die Akzeptanz für die Reaktion $pp \rightarrow ppX$ in der Nähe der Reaktionsschwelle unter den Triggerbedingungen T_1 und T_2 . Die Masse von X entstammt der Region um die $f_0(975)$ Resonanz.

Die Bestimmung der invarianten Masse m_X durch den Viererimpuls des Eingangskanals $(E_0, \vec{p}_0)$ und der Viererimpulse $(E_i, \vec{p}_i)$ beider Protonen im Ausgangskanal mit

$$m_X^2 = (E_0 - E_1 - E_2)^2 - (\vec{p}_0 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 \quad (2.2)$$

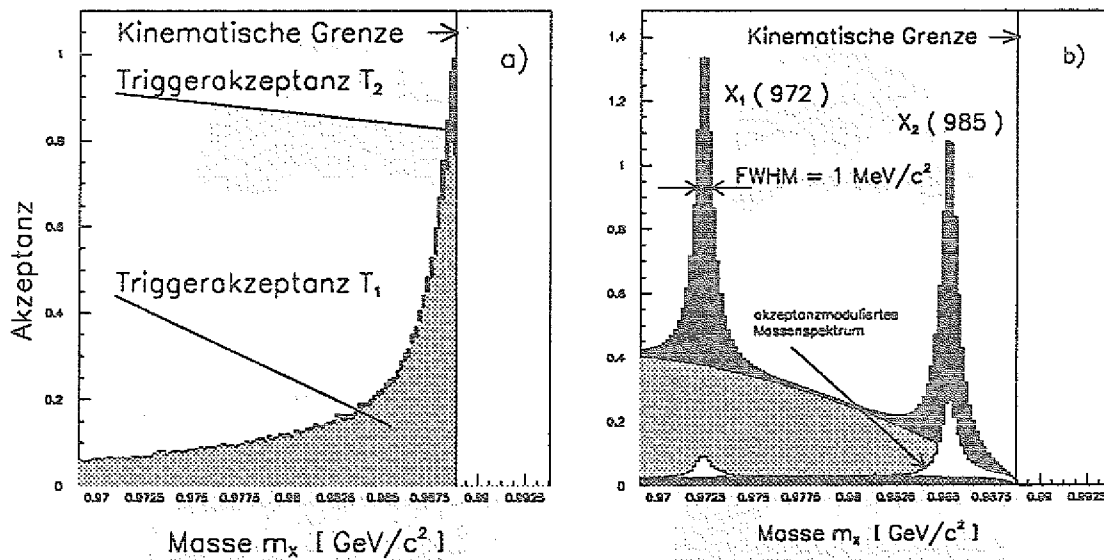


Abbildung 2.6: (a) Akzeptanz für $pp \rightarrow ppX$ als Funktion der invarianten Masse m_X unter den Triggerbedingungen T_1 und T_2 und (b) Hypothetisches Massenspektrum mit zwei angenommenen Breit-Wigner Resonanzen mit und ohne Modulation durch T_2 . Der Verlauf eines hypothetischen Untergrunds ist ebenfalls skizziert.

bedeutet, daß die Akzeptanz von unterschiedlichen Konstellationen der Impulse beider Protonen abhängt. Bei festgelegtem Strahlimpuls bzw. totaler Energie im Schwerpunktsystem $\sqrt{S}$ kann m_X einen Wert zwischen M_u und $M_o = \sqrt{S} - 2m_p$ annehmen, wobei M_u die Summe über alle Massen von Teilchen bedeutet, die in der Reaktion außer den beiden Protonen noch erzeugt werden. Gilt $m_X = M_o$, so steht im Schwerpunktsystem keine Überschussenergie zur Verfügung, die in Form von Transversalimpuls der Endzustandsteilchen investiert werden könnte. In diesem Grenzfall ruhen alle Teilchen im Schwerpunktsystem und bewegen sich daher im

Laborsystem mit gleicher (Schwerpunkts-)Geschwindigkeit in Richtung des Schwerpunktsimpulses weiter.

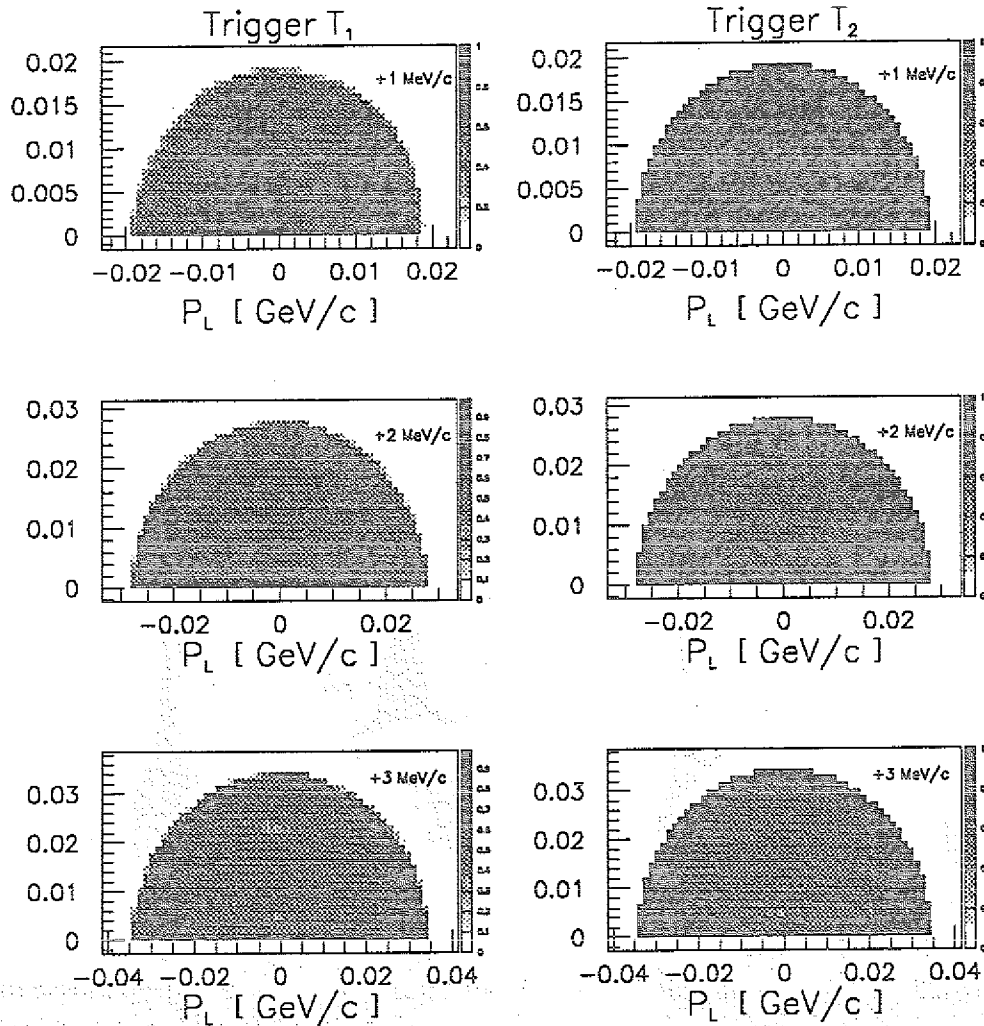


Abbildung 2.7: Impulsakzeptanz für Meson X unter den Triggerbedingungen T_1, T_2 bei einem Strahlimpuls von $+1, +2$ und $+3$ MeV/c über der Reaktionsschwelle. Die Koordinaten sind der Transversal- und Longitudinalimpuls von X im Schwerpunktsystem.

Im Fall $m_X \leq M_0$ besitzen beide Protonen in beiden Bezugssystemen i.a. einen Transversalimpuls, so daß Akzeptanzverluste entstehen können. Die Akzeptanz bzgl. T_1 und T_2 ist in Bild 2.6 (a) als Funktion von m_X dargestellt. Die totale Energie im Schwerpunktsystem beträgt hierbei $\sqrt{S} = 2m_p + 0,9888$ GeV/c². Man erkennt, daß bei maximal erzeugbarer Masse von $0,9888$ GeV/c² die Akzeptanz im Trigger

T_2 100 % beträgt, während sie bzgl. T_1 nur einen Wert von ca. 75 % besitzt.

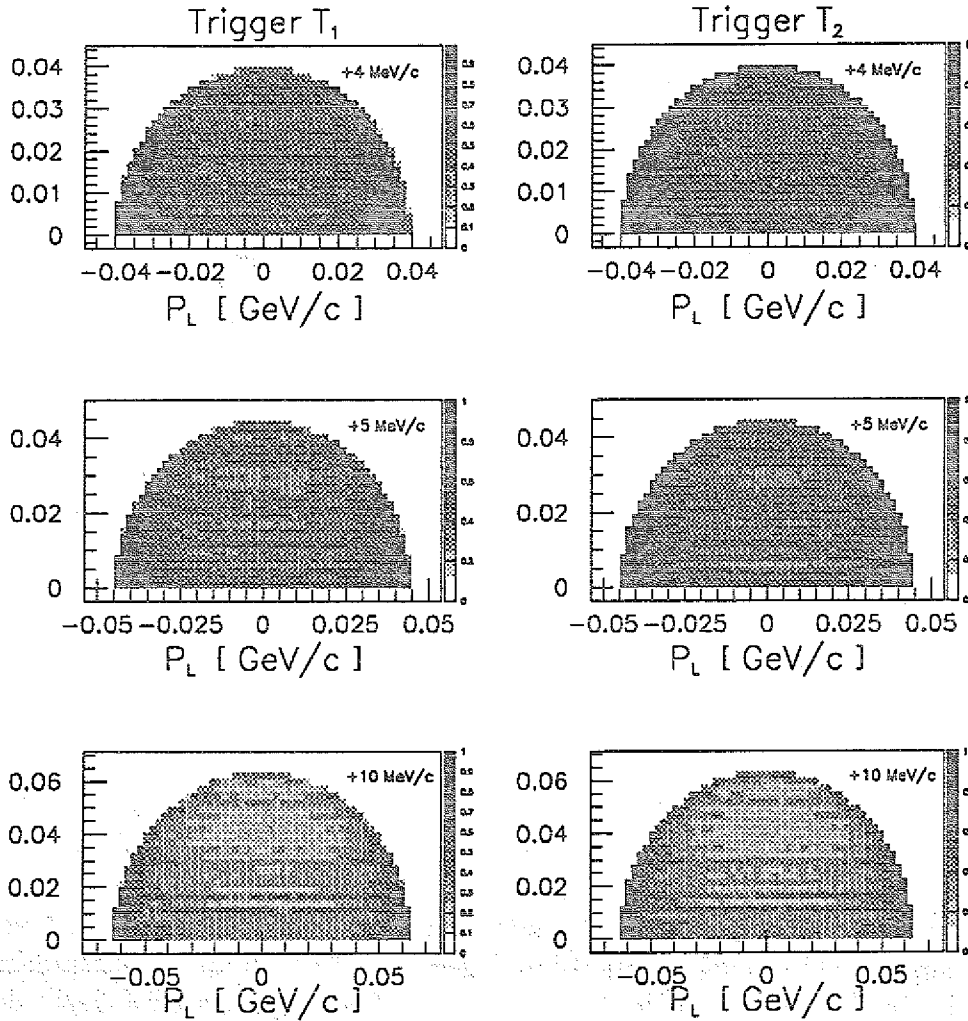


Abbildung 2.8: Impulsakzeptanz für Meson X unter den Triggerbedingungen T_1 , T_2 bei einem Strahlimpuls von +4, +5 und +10 MeV/c über der Reaktionsschwelle. Die Koordinaten sind der Transversal- und Longitudinalimpuls von X im Schwerpunktsystem.

Der Unterschied findet seine Begründung im bei T_1 fehlenden Nachweis von Doppeltreffern in den 1,3 cm breiten Szintillatorstreifen von SZ2. In diesem Grenzfall liegen die Impulse beider Protonen so nahe beieinander, daß in 25 % aller gewürfelten Ereignisse die Protonen den gleichen Szintillatorstreifen von SZ2 passieren. Diese Ereignisse werden von der Bedingung T_1 nicht erfasst. Mit abnehmender Masse m_X gewinnen beide Protonen zunehmend Transversalimpuls, so daß die Akzeptanz für

beide Triggerbedingungen abnimmt und der Unterschied zwischen beiden Bedingungen an Bedeutung verliert. In Teilbild (b) ist der Einfluss von T_2 auf die Form eines hypothetischen Massenspektrums (Untergrund + 2 fiktive, schmale Resonanzen X_1 und X_2 in Breit-Wigner-Form) dargestellt. Bei ursprünglich gleicher Intensität von X_1 und X_2 erscheint X_1 im akzeptanzmodulierten Spektrum aufgrund der geringeren Masse mit wesentlich kleinerer Intensität als X_2 .

Da beim Studium der ppX -Reaktion der Fall einer schmalen Resonanz im 1 GeV/c² Massenbereich im Brennpunkt des Interesses steht, ist die Kenntnis der Akzeptanz für verschiedene Impulse p_X von grundlegender Bedeutung. Bei festem Strahlimpuls liegen die möglichen Impulse von X innerhalb einer Kugel mit maximalem Radius, wie er durch Gleichung 2.1 gegeben ist. Fasst man die ppX -Reaktion als Quasi-Zweikörperreaktion - d.h. $pp \rightarrow (pp)X$ - auf, so entspricht dem maximalen X -Impuls ein 2-Proton-Subsystem mit verschwindender Relativenergie - d.h. beide Protonen ruhen in ihrem eigenen Schwerpunktsystem.

Man gelangt zu einer Darstellung der Impulsakzeptanz, in dem man für jeden möglichen X -Impuls den Zerfall des 2-Proton-Subsystems in zwei Protonen untersucht und ermittelt, wie häufig ein derartiges Ereignis den Triggerbedingungen genügt. Diese Häufigkeit ist in Bild 2.7 und 2.8 für sechs Strahlimpulse in der Nähe der Reaktionsschwelle für beide Triggerbedingungen angegeben. Dunkel schattierte Bereiche stellen Gebiete hoher Akzeptanz dar, während hell schattierte Breiche eine niedrige Akzeptanz bedeuten. Die Masse von X beträgt zwei Kaonenmassen (= 987,3 MeV/c²).

Für beide Triggerbedingungen gilt generell, daß die Akzeptanz mit wachsendem Strahlimpuls abnimmt. Bis +3 MeV/c oberhalb der Reaktionsschwelle erkennt man den Vorzug von Bedingung T_2 gegenüber T_1 . Außer einer höheren Akzeptanz ist die Verteilung bzgl. $p_L = 0$ wesentlich symmetrischer. Hohe Akzeptanz ist vorzugsweise auf dem Umfang der Impulskugel gegeben. Diese Impulse entsprechen verschwindender Relativenergie des $2p$ -Subsystems. Bei T_1 gilt einschränkend, daß in diesem Grenzbereich beide Protonen wiederum in einen Szintillatorstreifen von SZ2 treffen können. Die Gebiete maximaler Akzeptanz liegen daher etwas innerhalb der begrenzenden Kugel, so daß sie sich topologisch gesehen als Inseln bemerkbar machen.

Die erkennbare Asymmetrie der Verteilungen bzgl. T_1 rührt daher, daß im Schwerpunktsystem dem p_X -Impuls ein entgegengesetzter $2p$ -Impuls gleichen Betrags entspricht. Bei vorwärts gerichteten p_X -Impulsen besitzt das $2p$ -System einen größeren Polarwinkel im Laborsystem als im umgekehrten Fall. Beim (gedachten) Zerfall in zwei Protonen überstreicht der Öffnungswinkel zwischen beiden Protonen daher ein größeres Winkelintervall, welches letztendlich zu einer geringeren Akzeptanz führt.

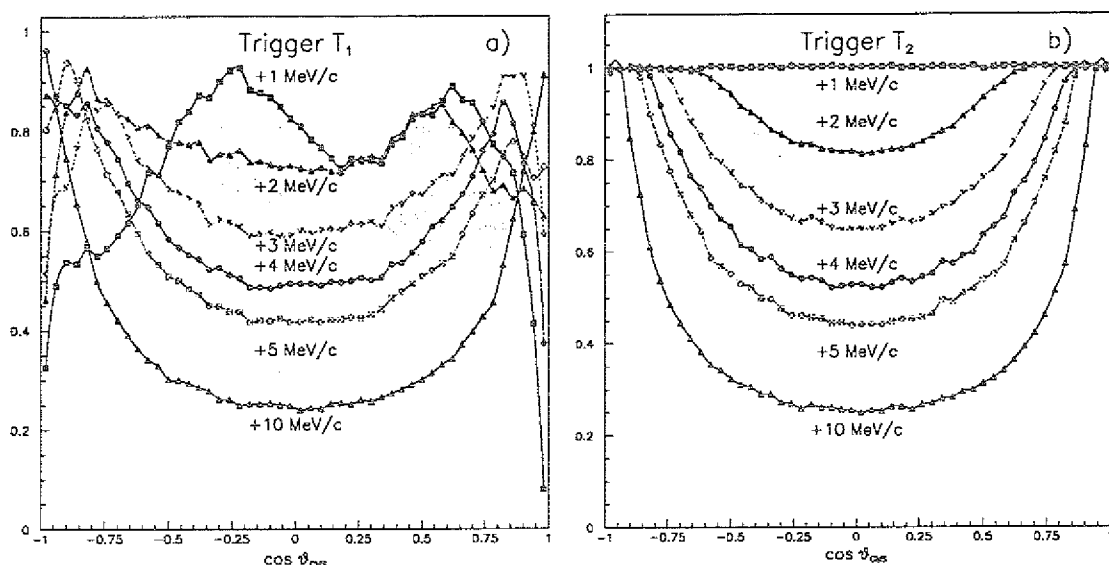


Abbildung 2.9: (a) Akzeptanz für $pp \rightarrow ppX$ als Funktion von $\cos \vartheta_{CMS}$ unter den Triggerbedingungen T_1 (a) und T_2 (b).

Projiziert man die Akzeptanzverteilungen auf die p_L -Achse und normiert auf den maximalen Impulsbetrag für p_X , so erhält man den Akzeptanzverlauf als Funktion des Polarwinkels ϑ_{CMS} von X im Schwerpunktsystem (vgl. Bild 2.9). Die gerade erwähnten Charakteristika im Verlauf - insbesondere die Asymmetrie bzgl. T_1 - spiegeln sich in diesen Verteilungen wieder. Eine genaue Kenntnis dieser Akzeptanzfunktionen ist für eine später vorzunehmende Partialwellenanalyse extrem wichtig, um Mißinterpretationen vorzubeugen.

2.2.5 Magnetfelduntersuchungen

Den Ergebnissen der bisher gezeigten MC-Rechnungen liegt ein effektives Magnetfeld zugrunde, dessen räumliche Dimension bzgl. der Eisenkanten des Polschuhs in Bild 2.10 dargestellt ist. Diese Dimensionen folgen aus einer Feldkartenmessung am Dipol MD01 durch Bestimmung der effektiven Feldlänge in Z- und X-Richtung des Magneten [MRO91].

Es besteht die Möglichkeit, eine dieser gemessenen Feldverteilungen als Alternative zu einem effektiven Magnetfeld in der MC-Rechnung zu benutzen. Die benötigten Feldwerte an Zwischenstellen des Meßrasters der Feldmessung werden durch lineare Interpolation gewonnen, während das maximale Feld dem Strahlimpuls der gerade betrachteten Reaktion angepasst wird. Auf diese Weise läßt sich der Einfluß des Streufeldes auf die Trajektorien positiv geladener Reaktionsprodukte bestimmen, die bei flachem Austritt aus dem Magnetfeld einen relativ langen Pfad im

kleineren L -Werten. Der direkte Vergleich des mittleren Trefferorts unter Berücksichtigung von realem und effektivem Magnetfeld ist in Bild 2.12 dargestellt. Die horizontale Verteilung dieses Bilds gibt die Differenz der mittleren Trefferorte zwischen effektivem und realem Feld an. Sie zeigt, daß die Protonen bei etwa 1,5 cm niedrigerem L -Wert erwartet werden, wenn man die reale Feldverteilung zugrunde legt. Messungen von ppX mit $m_X \geq 2m_\pi$ erfahren durch die Eisenkante des modifizierten Quadrupols auch hier keine Einschränkung, wenn in unmittelbarer Nähe zur Reaktionsschwelle gemessen wird.

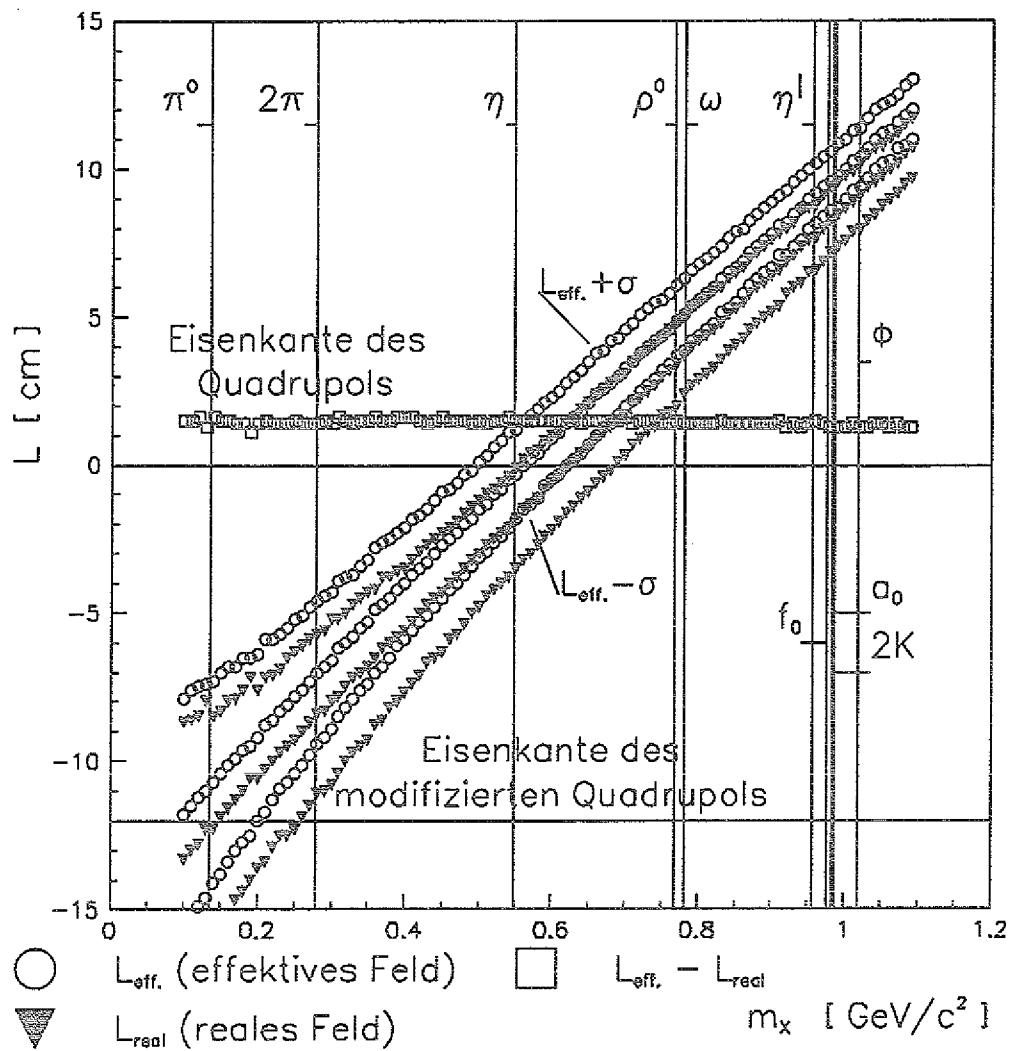


Abbildung 2.12: Vergleich des mittleren Trefferorts L beider Protonen in der Referenzebene bei effektivem Magnetfeld und realer Feldverteilung.

Die Feldverteilungen der Hauptfeldkomponente B_y entlang der Magnetachse Z für mehrere Erregungsströme zeigen Sättigungseffekte im Kantenbereich des Magneten bei einem Hauptfeld von $B \geq 1$ T (vgl. Bild 2.11).

Legt man die gemessene Feldverteilung bei 2244 A als Referenzverteilung für MC-Rechnungen zugrunde und skaliert das Maximalfeld auf den erforderlichen Wert, so wird das tatsächliche Magnetfeld im Streufeldbereich für Maximalfelder $B \geq 1$ T überschätzt (Sättigungseffekt), während sich für $B \leq 1$ T eine gute Übereinstimmung ergibt. Die relative Abweichung von skaliertem Feldverteilung und tatsächlich gemessener Feldverteilung in Bild 2.11 b) bestätigt diesen Sachverhalt. Ein zu groß angenommenes Magnetfeld führt zu höheren L -Werten des mittleren Trefferorts, da eine stärkere Ablenkung durch den Magneten erfolgt. Ein Feld von 1 T bei einem Ablenkradius von $R=7$ m des Dipols entspricht einem nominalen Strahlimpuls von 2,098 GeV/c bzw. einer maximal erzeugbaren Mesonenmasse von 0,59 GeV/c². Daher würde sich die Verteilung des mittleren Trefferorts für ein reales Magnetfeld, welches die Sättigungseffekte bei hohen Feldwerten berücksichtigt, in Abbildung 2.12 nur für Massen $m_X \geq 0,59$ GeV/c² ändern, so daß die Verteilung im kritischen Bereich kleiner Mesonenmassen m_X davon unberührt bleibt.

Kapitel 3

Jetset

3.1 Konfiguration des PS202 Experiments

3.1.1 Der Detektor

Das PS202 Experiment ist als internes Targetexperiment am Speicherring LEAR des CERN installiert. Mit LEAR lassen sich Antiprotonen bis zu einem Maximalimpuls von 2,0 GeV/c speichern. Die $\bar{p}p$ -Reaktionen finden an einem *Cluster*-Target statt, welches mit Wasserstoff betrieben wird. Ein Strahl von *H*-Clustern wird dabei senkrecht zum umlaufenden Antiprotonenstrahl durch das Vakuumrohr des LEAR geschleust. Der am Targetplatz befindliche Abschnitt des Vakuumrohrs besitzt eine Wandstärke von 0,3 mm und besteht aus dem Material Inconel mit einer Strahlungslänge von 1,76 cm. Aus Gründen der mechanischen Stabilität besitzt das Vakuumrohr eine Wellblechstruktur. Die geometrischen Abmessungen sind denen des übrigen Strahlrohrs angepasst. Die Vorwärtsakzeptanz für Reaktionsprodukte ist durch die Dimension des Strahlrohrs limitiert.

Der PS202 Detektor ist rotationssymmetrisch um das Vakuumrohr angebracht (siehe Abb. 3.1). Der den Wechselwirkungspunkt umgebende tonnenförmige Teil schließt strahlabwärts mit einer Endkappe ab. Vom Targetpunkt aus gesehen überdeckt die Endkappe daher einen Polarwinkelbereich von $10^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$, während die Tonne sich über den Winkelbereich $45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$ erstreckt. Jeder der beiden Teile besteht aus verschiedenen Detektorlagen, die ungefähr in gleicher Reihenfolge angebracht sind, aber unterschiedliche Segmentierung aufweisen. Generell ist die Endkappe feiner segmentiert, so daß die dort vorhandenen Detektoreinheiten eine höhere Auflösung bieten. Die folgende Tabelle faßt kurz die Eigenschaften der Detektoreinheiten von Tonne und Endkappe zusammen.

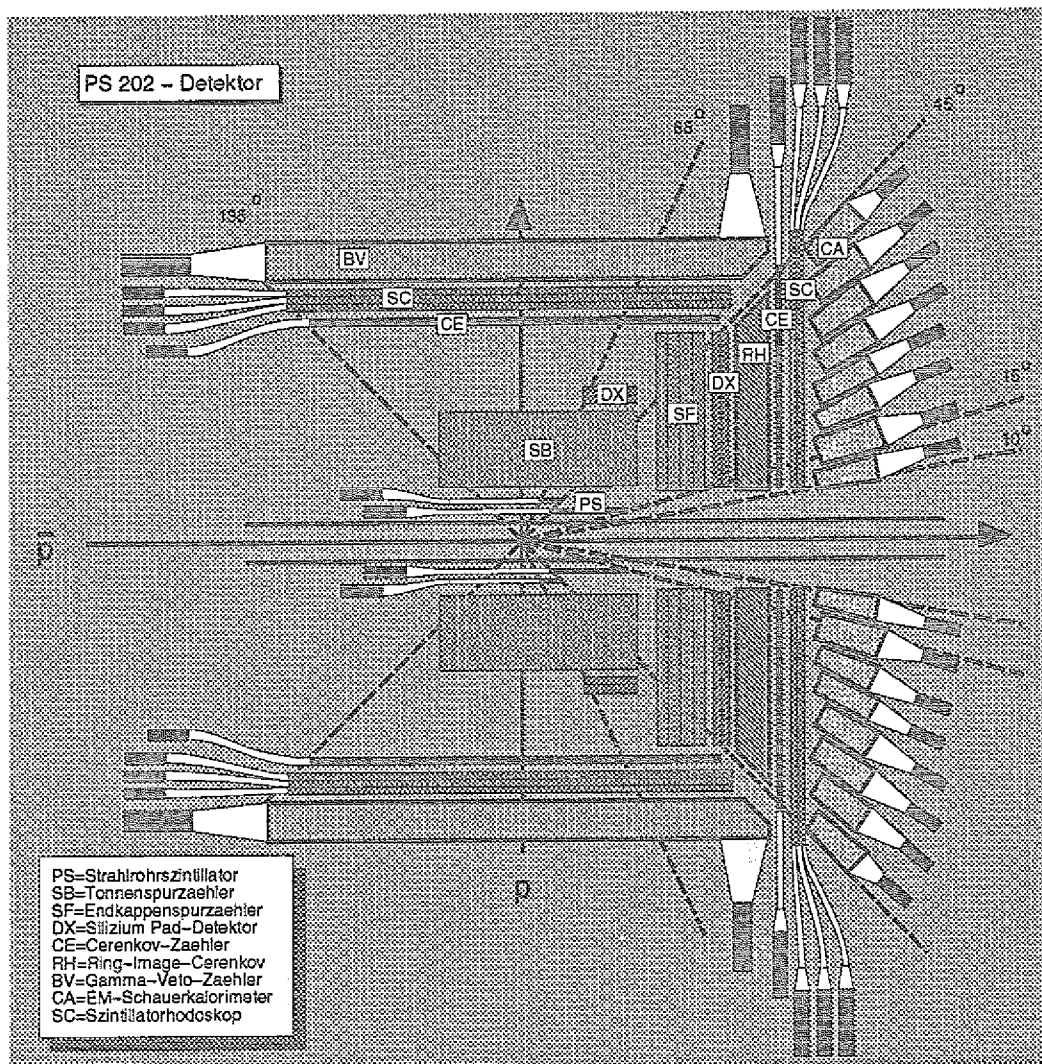


Abbildung 3.1: Skizze des PS202 Detektors (nicht maßstäblich)

1. *Strahlrohr-Szintillatoren (PS)* – Eng um das Strahlrohr angebracht sind zwei Lagen aus 2 mm dicken Szintillatorstreifen. Die aus 40 Segmenten bestehende innere Lage überdeckt den Polarwinkelbereich von $15^\circ - 45^\circ$ und korrespondiert in diesem Winkelabschnitt in etwa mit der Endkappe des Detektors. Die äußere Lage hingegen reicht im Polarwinkel nur bis ca. 65° . Die 20 Segmente dieser Lage sind so angeordnet, daß sich bei einem Winkel von 45° ein geringer Überlapp mit jeweils zwei Szintillatorstreifen der inneren Lage ergibt. Dieser Zähler findet wesentliche Verwendung bei der Bildung aller Triggersignale des PS202 Experiments.
2. *Strawdetektor (SF), (SB)* – Er besteht aus zylinderförmigen Aluminiumröhrchen mit einem Durchmesser von 1 cm und einer Wandstärke von $50 \mu\text{m}$. In der Mitte befindet sich der Potentialdraht. Im Tonnenbereich sind die

Röhrchen zu einem faßförmigen Gebilde zusammengeschichtet, während die Endkappe aus vier 3-lagigen Paketen besteht, die abwechselnd horizontal und vertikal angeordnet sind. Die Potentialdrähte jeweils zweier Röhrchen sind über einen Widerstand verbunden. Dieser Detektor gestattet die Messung der Spurparameter geladener Teilchen.

3. *Silizium-Pad Detektor (DX)* – Dieser für Strahlzeiten des Jahres 91 nur in der Endkappe vorhandene Detektor besteht aus rechteckigen Si-Pads. Sie sind in Form einer Ringscheibe um das Strahlrohr angebracht. Der Detektor wird für die Messung der Geschwindigkeit β geladener Teilchen eingesetzt [BUZ88].
4. *RICH (RH)* – Der in der Endkappe vorhandene Ring Image Čerenkov Zähler wird zur Bestimmung der Geschwindigkeit β von geladenen, schnellen Reaktionsprodukten eingesetzt. Dieser Detektorteil steht erst für Strahlzeiten ab dem Jahr 1992 zur Verfügung.
5. *Čerenkov-Zähler (CE)* – Der Schwellen-Čerenkovzähler besteht aus 24 torrenförmigen Segmenten in der Endkappe und 24 geraden Segmenten in der Tonne. Als Radiator wird Freon bzw. Wasser benutzt, so daß geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit größer als die Schwellengeschwindigkeit $\beta_0 = 0,8$ bzw. 0,85 nachgewiesen werden. Dieser Zähler wird wesentlich für die Bildung des Triggersignals für 4-Spur-Ereignisse eingesetzt.
6. *Szintillator-Hodoskop (SC)* – Dieses 3-lagige Szintillatorhodoskop besteht aus geraden und in Form einer archimedischen Spirale gebogenen (links und rechts) Szintillatorsegmenten. Durch Überlapp aller drei Lagen entsteht dabei eine Pixelstruktur mit dreieckförmigen Pixeln. Das Hodoskop wird sowohl bei der Bildung eines Triggersignals eingesetzt als auch für die Spurfundung von 3d Spuren verwendet.
7. *Elektromagnetisches Kalorimeter (CA), (BV)* – Die letzte Lage des PS202 Detektors bildet ein elektromagnetisches Schauerkalorimeter zum Nachweis von γ Quanten. Es besteht in der Endkappe aus einzelnen Blöcken, die dort zu insgesamt acht konzentrischen Ringen zusammengefasst werden. Jeder Block ist in einer *Sandwich*-Struktur aus Szintillatorfasern und Blei aufgebaut. In der Tonne hingegen finden sich nur 24 Blöcke, die jedoch an beiden Enden mit Photomultipliern ausgelesen werden.

3.1.2 Der Trigger

Die primäre Aufgabe des PS202 Experiments ist die Selektierung des aus vier geladenen Kaonen bestehenden Endzustands. Die Triggerbedingung für diesen Kanal

muß daher Ereignisse mit vier geladenen Teilchen auswählen. Diese Bedingung allein reicht jedoch nicht aus, um den 4K Endzustand gegenüber rein pionischen Endzuständen, welche im totalen Wirkungsquerschnitt wesentlich stärker vertreten sind, zu bevorzugen. Der Unterschied der beiden genannten Endzustandstypen besteht im wesentlichen in der Geschwindigkeits- und Winkelverteilung der Endzustandsteilchen. Während die Kaonen sich im Intervall von $0.2 \leq \beta \leq 0.8$ ansiedeln und im Strahlpulsintervall von 1-2 GeV/c vorzugsweise unter Polarwinkeln kleiner als 65° beobachtet werden, zeichnen sich rein pionische Endzustände dadurch aus, daß sie stets 1-2 sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit bewegende Pionen und / oder rückwärtsgestreute Pionen besitzen. Das zweite Kriterium für einen 4K-Trigger besteht daher in der Beschränkung der Zahl schneller, geladener Teilchen.

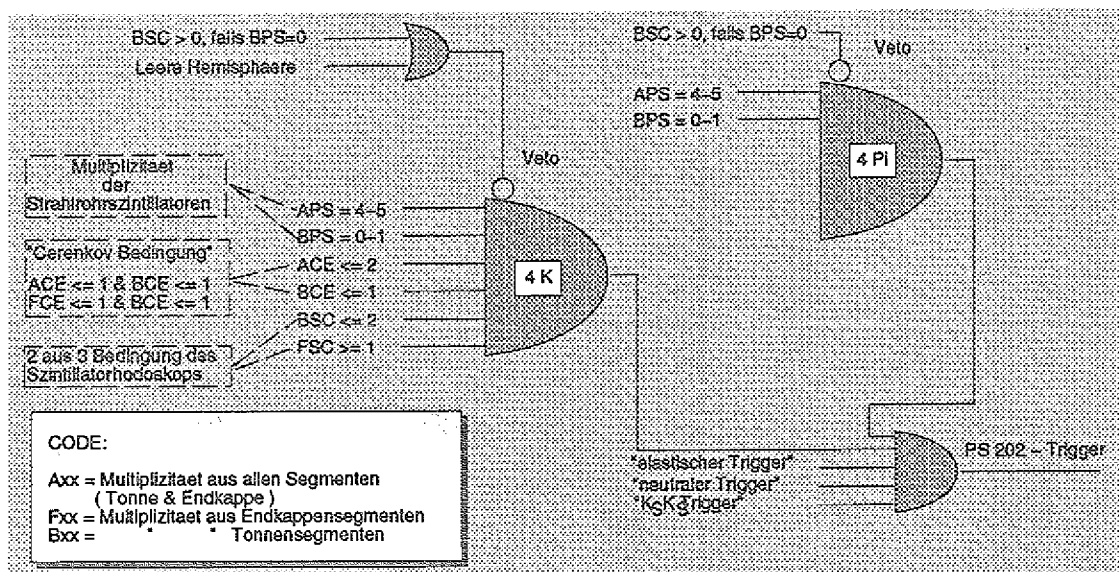


Abbildung 3.2: Multiplizitätsbedingungen des 4K und 4π Triggers

Die beiden genannten Forderungen werden im PS202 Experiment durch die Strahlrohr-Szintillatoren (PS) und den Schwellen-Čerenkovzähler (CE) realisiert. Neben dem 4K-Trigger als Haupttrigger sind vier weitere Triggerbedingungen implementiert. Der sog. 4π-Trigger unterscheidet sich vom 4K-Trigger durch das Fehlen einer Čerenkov-Bedingung. Ereignisse, die mit diesem Trigger aufgezeichnet werden, dienen zur Überprüfung der Funktion des Čerenkov-Zählers. Ferner gibt es den *elastischen Trigger* zur Selektierung der elastischen Streuung. Aus der Analyse der elastischen Streuung werden die Luminositäten bestimmt. Außerdem existiert der sog. *K_S-Trigger*, mit dessen Hilfe der Kanal $\bar{p}p \rightarrow K_S K_S \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$ isoliert wird. Dabei wird verlangt, daß beide *K_S* außerhalb der Strahlrohr-Szintillatoren zerfallen. Zuletzt dient der *neutrale-Trigger* zur Aufzeichnung von Ereignissen, deren Endzustände frei von geladenen Teilchen sind. Mit Ausnahme des 4K-Triggers sind alle Triggerbedingungen bei der Datenaufnahme untergesetzt.

In Bild 3.2 sind die genauen Multiplizitätsbedingungen der Detektoreinheiten PS, CE und SC, die bei der Bildung des $4K$ und 4π Triggersignals verwendet werden, in Form eines logischen Schaltbildes dargestellt. Der $4K$ -Trigger beinhaltet zusätzlich die sog. "2 aus 3" Bedingung, welche bedeutet, daß wenigstens 2 von 3 Lagen des Szintillatorrhodokops ein Signal registriert haben. Aufgrund des Impulserhaltungssatzes sollte die Azimutdifferenz zweier getroffener und benachbarter PS-Segmente nicht mehr als 180° betragen, falls ein Ereignis mit genau vier geladenen Teilchen die PS-Multiplizität erfüllt. Daher verbietet man Ereignisse, bei denen zwei benachbarte Quadranten der XY-Ebene kein getroffenes PS-Segment enthalten (*leere Hemisphäre*). Man erkennt jedoch sofort, daß diese Bedingung bei fest gewählten Quadranten nicht hinreichend ist, um impulserhaltende Ereignisse zu selektieren. Außerdem sollen Ereignisse, die nur die PS-Segmente im Winkelbereich $15^\circ - 45^\circ$ treffen, auch kein Signal im Tonnenrhodoskop (BSC) erzeugen, weshalb in einem solchen Fall die "2 aus 3" Bedingung in der Tonne als Vetosignal benutzt wird.

Trotz dieser zusätzlichen Bedingungen wird der $4K$ Trigger jedoch im wesentlichen durch die Čerenkov-Bedingung und die Multiplizitätsbedingung in den PS-Segmenten bestimmt. Letztere Bedingung hat zur Folge, daß sie Ereignisse des Typs "4 - 0", "3 - 1", "4 - 1" und "5 - 0" zulässt, wobei die Zahlen beziehentlich die Anzahl getroffener PS-Segmente im Endkappen- und Tonnenbereich bedeuten.

3.1.3 Akzeptanzen verschiedener Endzustände

Es erhebt sich die Frage, welche aller möglichen Endzustände des Antiproton-Proton Stoßes mit dem im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen $4K$ -Trigger erfaßt werden. Bei der $\bar{p}p$ -Kollision sind wegen Ladungserhaltung nur Endzustände mit einer geraden Zahl von geladenen Teilchen möglich. Ebenso hat die Baryonenzahlerhaltung zur Konsequenz, daß nur Endzustände mit $B = 0$ erlaubt sind. Ferner bedeutet der maximale Antiprotonimpuls von $2,0 \text{ GeV}/c$, daß p , K und π die einzig möglichen geladenen Endzustandsteilchen sind, die die $4K$ -Bedingung erfüllen können. Die Endzustände bestehen daher nur aus Mesonen oder sie enthalten ein $\bar{p}p$ Paar. In diesem Fall können aus energetischen Gründen außer dem $\bar{p}p$ Paar nur noch Pionen erzeugt werden.

Unter diesen einschränkenden Bedingungen ergibt sich die in Tabelle 3.1 zusammengefasste Liste möglicher Endzustände. Hierbei fehlen die Endzustände mit weniger als vier oder mehr als sechs geladenen Teilchen, da sie aufgrund ihrer Ladungsmultiplizität eine zu geringe Wahrscheinlichkeit besitzen, die Bedingung des $4K$ -Triggers zu erfüllen.

Für die angegebenen Endzustände sind in Bild 3.3 die totalen Wirkungsquer-

schnitte für dasjenige Strahlimpulsintervall dargestellt, innerhalb dessen PS202 in den Jahren 91-93 experimentelle Daten aufgezeichnet hat. Man erkennt, daß rein pionische Endzustände hier besonders dominieren. Für die bevorzugte Auswahl des aus vier Kaonen bestehenden Endzustands ist daher die Čerenkov-Bedingung des $4K$ -Triggers von fundamentaler Bedeutung.

Endzustand	Schwelle [GeV/c]
$\bar{p}p\pi^+\pi^-$	1,218
$K^+K^-K^+K^-$	0,647
$K^+K^-\pi^+\pi^-$	-
$K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-$	-
$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	-
$\bar{p}p\pi^+\pi^-\pi^0$	1,604
$K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$	-
$4\pi\pi^0$	-
$4\pi2\pi^0$	-
$4\pi3\pi^0$	-
6π	-
$6\pi\pi^0$	-

Tabelle 3.1: Endzustände mit mindestens vier geladenen Teilchen

Die Zählrate, mit der ein bestimmter Endzustand (i) unter der $4K$ -Bedingung aufgezeichnet wird, wird von der Luminosität L , dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_i und der Triggerwahrscheinlichkeit w_i bestimmt.

$$R_i = L\sigma_i w_i \quad (3.1)$$

Während die totalen Wirkungsquerschnitte der relevanten Endzustände bekannt sind, hängt w_i von den speziellen, räumlichen Impulsverteilungen des Endzustands ab. Diese sind nicht für alle der hier betrachteten Reaktionskanäle bekannt.

Um dennoch eine Abschätzung für den relativen Zählratenanteil eines Reaktionskanals am $4K$ -Trigger anzugeben, ist man gezwungen, die Teilchenimpulse in Phasenraumverteilung zu würfeln. Sollte sich hierbei herausstellen, daß für einen gewissen Kanal überhaupt keine Phasenraumakzeptanz bzgl. der gewählten Triggerbedingung gegeben ist, so gilt dies selbstverständlich auch für alle in diesen Endzustand mündenden Zwischenzustände. Die genauen Reaktionsmechanismen sind in diesem Fall irrelevant.

In Bild 3.5 sind die relativen Zählratenanteile $f_i = \sigma_i w_i / \sum_j \sigma_j w_j$ für verschiedene

¹z.B. erzeugt durch die Reaktionskette $\bar{p}p \rightarrow K^*(892)K_S \rightarrow (K\pi)(\pi^+\pi^-)$.

Endzustände als Funktion des Strahlimpulses angegeben. Durch die Normierung $\sum_i f_i = 1$ ist der relative Zählratenanteil eines Kanals als Bandbreite zwischen zwei Trennlinien angegeben.

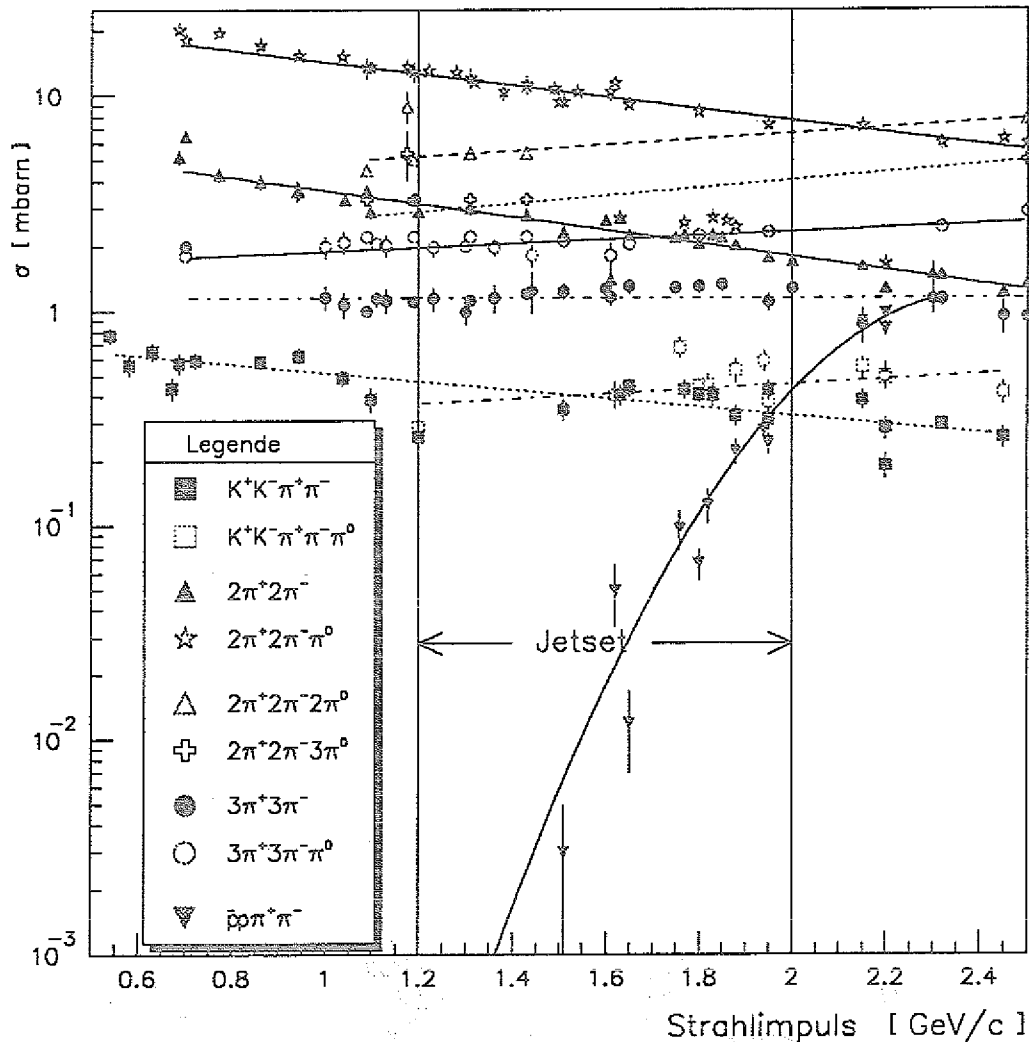


Abbildung 3.3: Totale Wirkungsquerschnitte von Endzuständen mit mindestens vier geladenen Teilchen. Die Linien markieren das von PS202 untersuchte Strahlimpulsintervall. Quelle: [CEH84], [FUK92]

Man erkennt, daß unter der 4π -Triggerbedingung hauptsächlich nur rein pionische Endzustände erfasst werden. Ein qualitativ völlig anderes Bild ergibt sich durch Hinzunahme einer Čerenkov-Bedingung. Die Bilder 3.5 b)-d) spiegeln die Verhältnisse für den bei PS202 verwendeten $4K$ -Trigger wieder. Es ergeben sich untereinander entsprechend der konkret gewählten Čerenkov-Bedingung leichte Unterschiede.

Allen der 4K-Bedingung entsprechenden Bildern ist jedoch gemeinsam, daß ab einem Strahlimpuls von etwa 1,6 GeV/c an der Anteil des Endzustands $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ auf Kosten rein pionischer Endzustände rapide zunimmt. Der Grund hierfür ist einerseits der rapide wachsende totale Wirkungsquerschnitt, der mit zunehmender Winkelakzeptanz einhergeht.

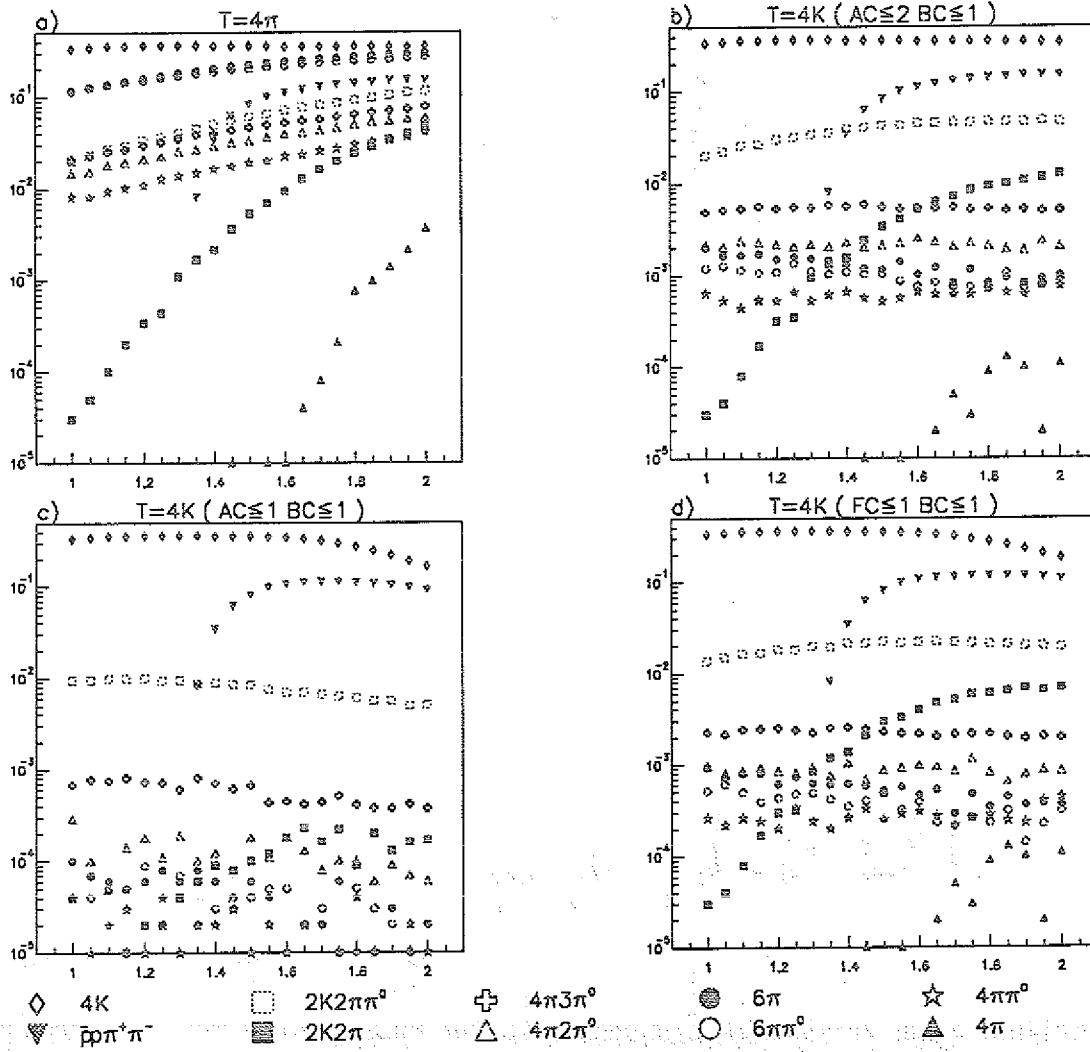


Abbildung 3.4: Akzeptanz von Endzuständen mit mindestens vier geladenen Teilchen im 4 π - und 4K-Trigger. Die 4K-Bedingungen unterscheiden sich in der Multiplizität getroffener Čerenkov-Segmente. (Definition in Bild 3.2)

Andererseits fällt im Gegensatz zu rein pionischen Endzuständen dieser Kanal der Čerenkov-Bedingung nicht zum Opfer, da zumindest die beiden massiven Baryonen fast immer eine Geschwindigkeit unterhalb der Čerenkovschwelle besitzen. Aus Bild 3.4 a)-d) ist ersichtlich, daß eine hohe Winkelakzeptanz für den $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ -Kanal erst oberhalb von 1,6 GeV/c Strahlimpuls gegeben ist. Erst dann können die Trans-

versalimpulse beider Protonen so groß werden, daß sie beide von den bei $\vartheta = 15^\circ$ endenden Strahlrohrszintillatoren erfasst werden. Eine Analyse dieses Kanals ist daher nur bei hohen Strahlimpulsen möglich.

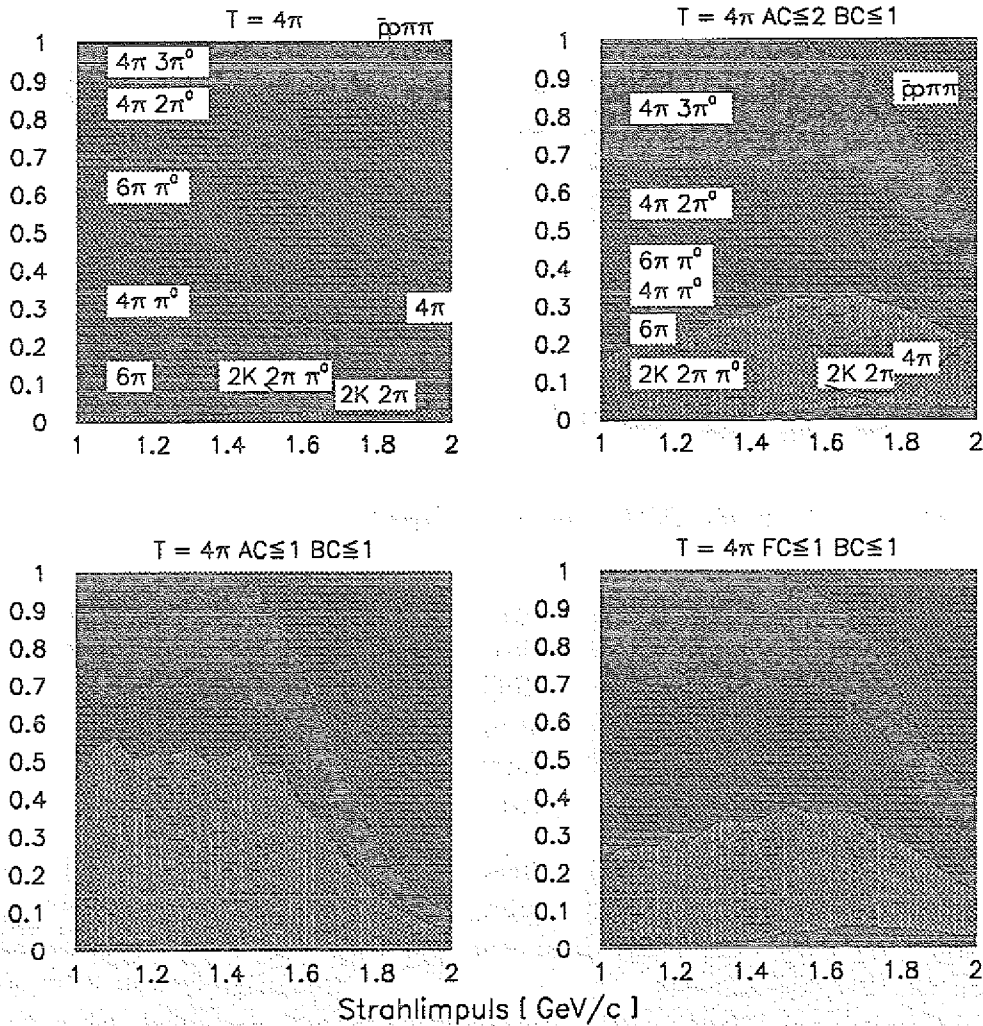


Abbildung 3.5: Zählratenanteile am $4K$ -Trigger (= 4π Trigger plus eine Čerenkovbedingung) verschiedener Reaktionen mit mindestens vier geladenen Teilchen

Trotz des großen totalen Wirkungsquerschnitts von ca. 3 mb ist fast keine Akzeptanz für den 4π Endzustand vorhanden. Sie ist so gering, daß in der gewählten Darstellung von Bild 3.5 die Bandbreite dieses Kanals nur noch als Linie erkennbar ist. Eine Analyse dieses Kanals verbietet sich, da die hauchdünne Akzeptanz dieses Kanals zu starken Modulationen in den Spektren kinematischer Größen führt und eine Akzeptanzkorrektur bei verschwindender Akzeptanz praktisch nicht möglich ist.

Der 4 Kaonen Endzustand wurde in der hier durchgeführten Abschätzung nicht

mit berücksichtigt, da keine Daten für den totalen Wirkungsquerschnitt im betrachteten Impulsintervall zur Verfügung stehen. Zuletzt verbleibt der Kanal $2K2\pi$ als Endzustand mit genau vier geladenen Teilchen. Ein nennenswerter Zählratenanteil ist nur bei Strahlimpulsen oberhalb 1,3 GeV/c gegeben und erreicht bei ca. 1,7 GeV/c ein Maximum von 6 %. Dies gilt jedoch nur für zwei der drei verwendeten 4K-Triggerbedingungen.

Alle übrigen Endzustände, die mit dem 4K-Trigger des PS202 Experiments erfaßt werden, besitzen mindestens noch ein zusätzliches neutrales Teilchen. Bei der Analyse derartiger Endzustände ist man stets gezwungen, mittels des Kalorimeters den Viererimpuls des neutralen Teilchens zu rekonstruieren, bevor man zu einer Aussage über die Viererimpulse geladener Teilchen gelangen kann (siehe Abschnitt 3.2.4).

3.2 Ereignisrekonstruktion

3.2.1 Die Rekonstruktionsprogramme

Bei PS202 wird die Aufnahme, Auswertung und Monte-Carlo Simulation von Ereignissen von mehreren Programmen bewerkstelligt. Der Quelltext dieser Programme besteht zum überwiegenden Teil aus FORTRAN und C-Routinen, die in einem gemeinsamen POOL mittels des Textverwaltungssystems PATCHY verwaltet werden. Die aus diesem POOL abgeleiteten Programme sind daher unabhängig von einander benutzbar und besitzen zugleich abschnittsweise identische Programmsequenzen.

In Bild 3.6 sind die Beziehungen zwischen den existierenden Programmen schematisch dargestellt. *Exotic online* zeichnet die Detektordaten während eines Experimentlaufs = RUN auf Magnetband vom Typ 3480 auf. Bei einer Bandkapazität von ca. 210 Mb und einer durchschnittlichen Ereignisgröße von 2 kb sowie einer Triggerrate von 120 Hz im 4K-Haupttrigger beträgt die Dauer eines RUNS ca. 15 min. Die durchschnittlich 108 k Ereignisse pro Band werden in Form eines INTEGER-Vektors variabler Länge gespeichert. Während der Experimentierphase werden die Rohdaten, die die Trefferinformation einzelner Detektorsegmente beinhalten, in Form von Histogrammen gespeichert, um somit eine *Online*-Kontrolle des Experiments zu gewährleisten [REI91]. Getroffene Detektorsegmente können auch graphisch dargestellt werden.

Die Aufgabe des Monte-Carlo Programms *Exotic MC* besteht in der Simulation des Experiments für ausgesuchte Reaktionskanäle. Es wird untersucht, mit welcher Effizienz und Akzeptanz der Detektor Information zu einem Reaktionskanal liefert. Insbesondere die Effizienzbestimmung hängt dabei u.U. stark von der Modellierung

des Reaktionskanals ab. Man versucht daher, den Reaktionskanal so zu modellieren, daß eine möglichst gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen erzielt wird. Die Benutzung des Simulationsprogramms gestattet ferner den Test von Rekonstruktionsprogrammen. Hierbei steht weniger im Vordergrund, wie ein Einzelereignis zustande gekommen ist, sondern vielmehr die Frage, wie genau es mit einem gegebenen Rekonstruktionsalgorithmus rekonstruiert wird. Derartige Untersuchungen sind nur mit einem Monte-Carlo Programm durchführbar, da nur hier jederzeit die volle Information über ein Ereignis verfügbar ist und der Vergleich zwischen generiertem und rekonstruiertem Ereignis möglich wird.

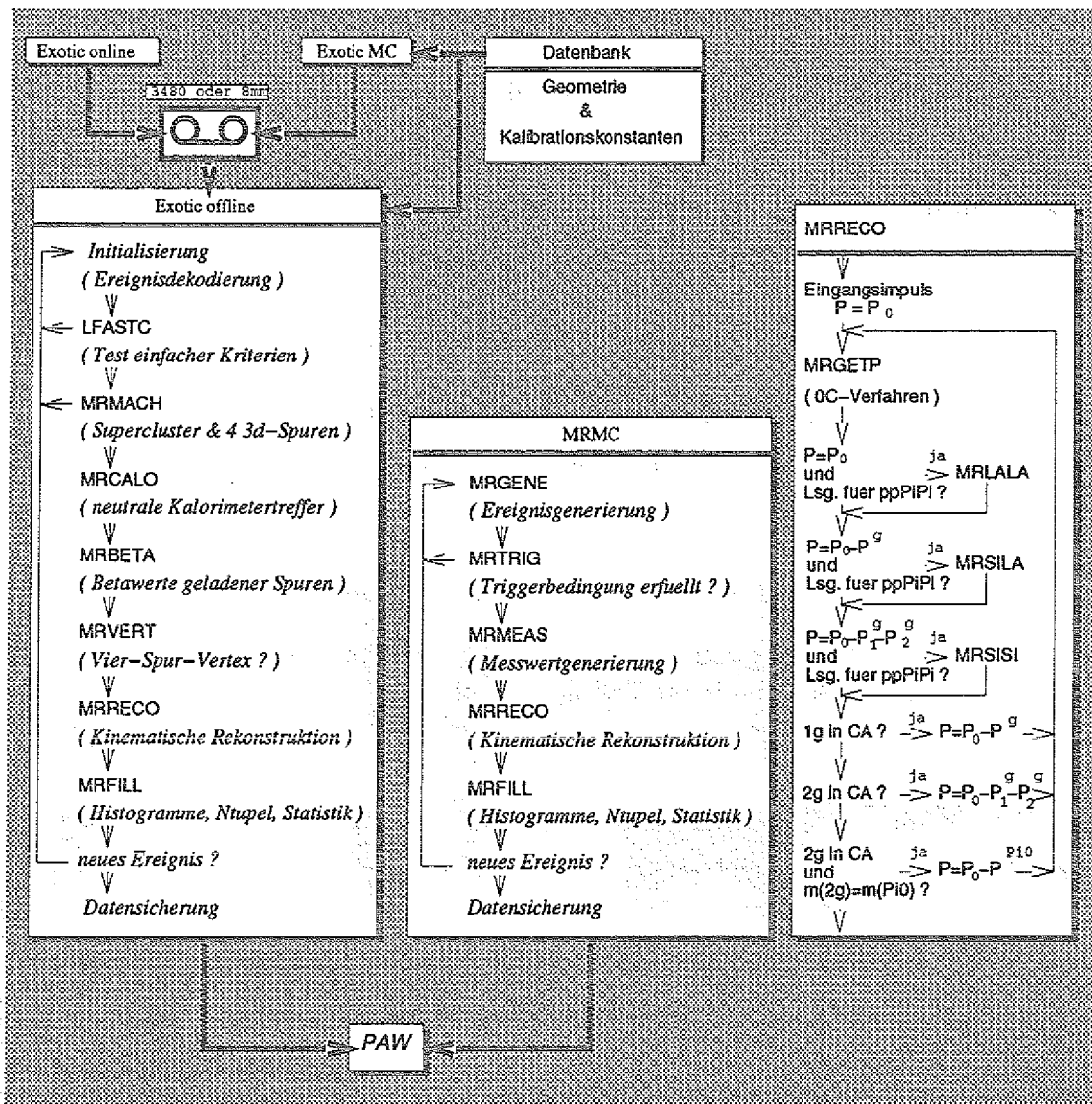


Abbildung 3.6: Programmstruktur verwendeter Monte-Carlo und Analyseprogramme für die Auswertung von 4-Spur-Ereignissen

Exotic MC basiert auf dem GEANT Programmpaket, mittels dessen eine genaue Beschreibung des Detektors gegeben werden kann. Die gewürfelten Ereignisse werden unter Beachtung aller bekannten (und relevanten) physikalischen Wechselwirkungen durch den modellierten Detektor verfolgt. Für getroffene Detektorsegmente wird aufgrund von Kalibrationsdaten ein Signal kodiert, so daß im Endergebnis der vollständige Ereignisvektor in seiner Form und seinem Informationsgehalt nicht mehr von einem echten Ereignis unterschieden werden kann, wenn man die ebenfalls gespeicherte volle Ereignisinformation außer Acht läßt.

Durch *Exotic online* und *Exotic MC* werden formal identische Rohdatensätze generiert, die mit dem Auswerteprogramm *Exotic offline* analysiert werden. Die Analyse geschieht auf der Basis eines einzelnen Ereignisses. Da verschiedene Benutzergruppen die Isolierung unterschiedlicher Reaktionskanäle verfolgen, sind die erforderlichen Auswahlkriterien und Analyseschritte ab einem gewissen Punkt notwendigerweise verschieden. Der gemeinsam genutzte Kern von *Exotic offline* besteht lediglich in der Dekodierung der im Ereignisvektor enthaltenen Information sowie der Verwendung der in der Datenbank enthaltenen Geometrieparameter und Kalibrationskoeffizienten.

Da in dieser Arbeit der Überblick über die prinzipiell rekonstruierbaren Endzustände der unter dem 4K-Trigger aufgezeichneten Ereignisse mit dem Schwerpunkt auf der Isolierung der $\bar{p}p\pi^+\pi^-$, γ , 2γ Endzustände im Vordergrund steht, bezieht sich die in Bild 3.6 angegebene Analysekettenkette speziell auf die Behandlung eines Ereignisses des 4K-Triggers. Die Funktion LFASTC überprüft hierbei, ob

1. ein Ereignis aus der Menge der 4K Ereignisse stammt,
2. die PS-Multiplizität von "5-0" ausgeschlossen ist und Ereignisse des Typs "4-1" die Eigenschaft besitzen, daß das getroffene PS-Tonnensegment im Azimut mit genau einem getroffenen PS-Vorwärtssegment überlappt.

Diese Minimalforderungen gewährleisten, daß in der Folge nur noch mit der 4-Spur-Hypothese kompatible Ereignisse behandelt werden.

In der Routine MRMACH werden Cluster von Treffern in den Detektoreinheiten SC, CE und CA zu Supercluster zusammengefasst, falls davon auszugehen ist, daß sie von einem einzigen, geladenen Teilchen erzeugt wurden. Cluster und Supercluster von Detektortreffern helfen dann bei der Bildung von 3d-Spuren, die sich aus Kombination eines Paares von 2d-Spuren ergeben. Besitzt man nach dieser Zuordnung nicht wenigstens vier 3d-Spuren, so wird das Ereignis verworfen. Eine genauere Beschreibung von MRMACH findet man in Abschnitt 3.2.2.

Die Identifizierung neutraler Kalorimetertreffer geschieht in der Routine MR-CALO. Von jedem als neutral eingestuften Treffer des Kalorimeters wird angenom-

men, daß er von einem γ -Quant verursacht wurde. Im Ergebnis wird daher für jeden neutralen Treffer der Viererimpuls des assoziierten γ -Quants festgehalten. Im Fall von genau zwei neutralen Treffern wird die Hypothese getestet, daß die γ -Quanten aus einem π^0 -Zerfall stammen. Der durch Anpassung ermittelte Viererimpuls des π^0 wird bei erfolgreichem Test ebenfalls festgehalten. Eine genauere Beschreibung des Verfahrens findet man in Abschnitt 3.2.3.

Die Bestimmung der β -Werte geladener Treffer des DX-Zählers aus der $\frac{dE}{dx}$ -Information wird unter Berücksichtigung der effektiven Materialdicke nach der Zuordnung dieses Treffers zu einer 3d-Spur in der Routine MRBETA bestimmt.

Aus der Spurzuordnung für geladene Spuren resultieren vier 3d-Spuren, die in MRVERT der Hypothese eines gemeinsamen Vertexpunkts unterworfen werden. Da die Vertexanpassung die Spurparameter verändert, werden sowohl die ursprünglichen als auch die angepaßten Spurparameter beibehalten, da die Hypothese eines 4-Spur-Vertex für Ereignisse mit verzögerten Zerfallsvertices ($\Lambda \rightarrow p\pi$) nicht sinnvoll ist. In Abhängigkeit des zu rekonstruierenden Kanals wird der entsprechende Satz von Spurparametern zugrunde gelegt.

Die Bestimmung der Viererimpulse der geladenen Endzustandsteilchen geschieht für die Gesamtheit aller möglichen Eingangsimpulse und Massenhypothesen in der Routine MRRECO. Die Grundlage hierfür stellt das in Abschnitt 3.2.4 beschriebene 0C-Verfahren dar. Die speziellen Endzustände $\bar{p}p\pi^+\pi^-$, $\bar{p}p\pi^+\pi^-\gamma$ und $\bar{p}p\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ werden den Reaktionshypothesen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c.$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ unterworfen. Dies geschieht in den Programmteilen MRLALA, MRSILA und MRSISI.

Die Ergebnisse der kinematischen Rekonstruktion sowie die in der kinematischen Rekonstruktion nicht verwendete Detektorinformation, die den Endzustandsteilchen zugeordnet ist, wird in Form von Histogrammen und Ntupeln in MRFILL abgespeichert. Durch eine weiterführende Analyse mit dem Programmpaket PAW kann man die Auswirkung strengerer Auswahlkriterien studieren. Dies ist von großem Vorteil, wenn nicht sogar zwingend, um den wiederholten, CPU-intensiven Einsatz von Exotic offline für die Ermittlung eingeschränkter Datensätze zu umgehen.

Aus zwei wesentlichen Gründen existiert parallel zum Simulationsprogramm Exotic MC, welches auf GEANT-Basis beruht, ein weiteres Monte-Carlo Programm namens MRMC. Wie aus Bild 3.6 ersichtlich unterscheidet es sich von seinem "großen Bruder" nur in der Generierung der Ereignisse, nicht aber in ihrer Analyse. Durch den Verzicht auf die rechenintensive Spurverfolgung und Kodierung von Ereignissen in Exotic MC sowie der anschließenden Dekodierung und Spursuche in Exotic offline wird es möglich, eine Vielzahl von Reaktionskanälen bei verschiedenen Strahlimpulsen mit vertretbarem Aufwand zu studieren. Die Modellierung des Detektors geschieht einzig in den Routinen MRTRIG und MRMEAS, die die 4K-Triggerbedingung und die Meßfehler gewürfelter Spuren simulieren. Der Vergleich

der mit diesem MC-Programm generierten und rekonstruierten Ereignisse mit den Ergebnissen echter Daten wird belegen, daß die Form der beobachteten Spektren bereits mit diesen einfachen Modellvorstellungen erklärbar ist (vgl. Abschnitt 3.3.2 mit 3.4.2). Für eine genaue Berechnung von Effizienz und Akzeptanz sollte jedoch das vollständige MC-Programm benutzt werden.

3.2.2 Spursuche geladener Teilchen

Die 4K-Triggerbedingung hat zur Folge, daß maximal eine von vier geladenen Spuren im Tonnenspurzähler liegt, während die verbleibenden Spuren vom Endkappenspurzähler erfasst werden. Demzufolge zerfällt die Gesamtheit aller Vier-Spur-Ereignisse in die beiden Klassen *Tonnenereignis* und *Endkappenereignis*, wobei Tonnenereignisse genau eine nur im Tonnenspurzähler liegende Spur besitzen.

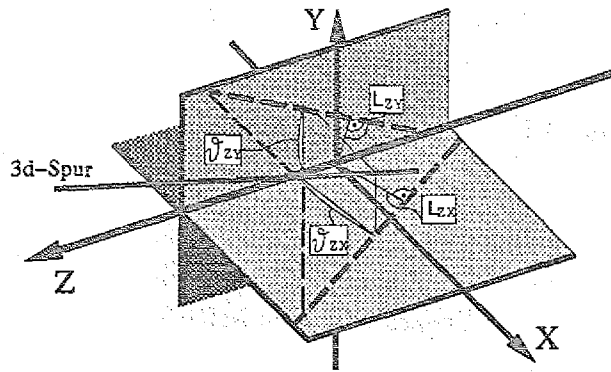


Abbildung 3.7: Darstellung einer 3d-Spur durch zwei 2d-Spuren in der ZX- und ZY-Projektion. Die 2d-Spuren werden als Ergebnis der Spuranpassung zunächst durch die Parameter Steigungswinkel $\vartheta_{zx,zy}$ und minimalem Abstand $L_{zx,zy}$ zum Koordinatenursprung dargestellt.

Aufgrund der vorhandenen Z-Information getroffener STRAWs des Tonnenspurzählers kann die Tonnenspur sofort als 3d-Spur angegeben werden. Die Koordinateninformation in Längsrichtung eines STRAWs des Endkappenzählers ist nicht verfügbar. Daher lassen sich mit den in X- und Y-Richtung liegenden Strawpaketen zunächst nur die 2d-Projektion einer Spur in der ZX- und ZY-Ebene angeben. Die hierfür gewählte Parametrisierung wird in Bild 3.7 erläutert [OHL90].

Bei mindestens drei Spuren im Endkappenzähler ist die Kombination zweier 2d-Spuren zu einer 3d-Spur ohne weitere Detektorinformation nicht eindeutig durchführbar. Diese Information wird vom Hodoskop (SC), dem Kalorimeter (CA), dem Čerenkovzähler (CE), den Strahlrohrszintillatoren (PS) und dem Tonnenspurdetektor (SB) geliefert. Aufgrund der Pixel- und Blockstruktur von SC und CA-Zähler

machen sich Treffer in diesen Detektoreinheiten in Form von Trefferclustern bemerkbar, die meistens räumlich eng begrenzt sind. Der Schwerpunkt eines Clusters und der angenommene Wechselwirkungspunkt definieren eine Raumrichtung, die durch ein Paar von gemessenen 2d-Spuren wiedergegeben werden sollte. Die Tortenstücke des Čerenkovzählers sowie die Segmente der Strahlrohrszintillatoren schränken das Azimutintervall für eine mögliche 3d-Spur ein. Ferner existiert für einige der Endkappenspuren ein korrespondierendes Spurstück im Tonnenspürzähler, welches bereits eine eindeutige 3d-Spur vorgibt.

Um die zusätzliche Detektorinformation in ihrer Gesamtheit für die Suche von 3d-Spuren im Endkappenzähler zu berücksichtigen, bildet man zunächst Supercluster von Treffern der zusätzlichen Detektoreinheiten. Für die Bildung von Superclustern orientiert man sich an der Gesamtheit aller Pixelcluster des SC-Zählers. Ein Supercluster ist durch die räumliche Überlappung eines Pixelclusters mit den Treffern aus mindestens einer der Einheiten CA, CE und SB definiert. Die so entstehenden Supercluster können durch einen Koinzidenzgrad N bewertet werden, wobei N die Zahl von Detektoreinheiten aus CA, CE und SB bedeutet, mit denen das betrachtete Pixelcluster einen Überlapp besitzt.

Die Gewinnung der 3d-Spuren für den Endkappenzähler orientiert sich nun an der ermittelten Menge von Superclustern. Es wird versucht, zu jedem Supercluster eine Kombination von zwei 2d-Spuren zu finden, die innerhalb einer maximalen Toleranz von 10 Grad die geringste Winkelabweichung zu der durch das Supercluster vorgegebenen Raumrichtung besitzt. Die Reihenfolge der betrachteten Supercluster richtet sich nach ihrem Koinzidenzgrad. In der Reihenfolge abnehmenden Koinzidenzgrades werden zuerst alle Supercluster, denen ein Tonnenspurstück mit zugeordnet werden konnte, berücksichtigt, da Tonnenspurstücke aufgrund der Targetnähe den besten Hinweis auf Teilchen geben, die der Wechselwirkungsregion entstammen. Hiernach werden in derselben Reihenfolge alle Supercluster ohne zugeordnetes Tonnenspurstück verwendet.

Besitzt man nach der Betrachtung aller Supercluster noch nicht die benötigte Zahl von 3d-Spuren in der Endkappe, so orientiert man sich in einem dritten Schritt an der Menge der keinem Supercluster zugeordneten Tonnenspurstücke. Als letzten Schritt betrachtet man die Möglichkeit, daß noch genau eine geforderte Endkappenspur fehlt, die durch genau ein Paar von übrig gebliebenen 2d-Projektionen dargestellt wird.

Das Zuordnungsverfahren wird eingestellt, sobald nach einem der vier Schritte die erforderliche Zahl von Endkappenspuren bestimmt werden konnte. Die Anzahl der benötigten Schritte wird als Qualitätsmerkmal des Ereignisses vermerkt. Von jeder gefundenen 3d-Spur wird verlangt, daß ihr bzgl. des Azimutwinkels genau ein getroffener Strahlrohrszintillator zugeordnet werden kann.

Das gewählte Verfahren der Spuruordnung besitzt den Vorteil, daß es unabhängig von einer Mindestzahl von Treffern in den zusätzlichen Detektoreinheiten ist. Von jeder möglichen 3d-Spur werden Treffer in den Einheiten SC und PS verlangt, jedoch nicht in den Einheiten CA, CE oder SB. Dies stellt gewissermaßen ein Kompromiss zwischen einer notwendigen Minimalinformation und der möglicherweise aufgrund von Akzeptanz und Effizienz fehlenden Information eines Ereignisses dar.

3.2.3 Identifizierung von γ Quanten

Die Identifizierung neutraler Teilchen beschränkt sich auf den Nachweis von γ -Quanten mittels des elektromagnetischen Schauerkalorimeters CA in der Endkappe und des γ -Veto-Zählers BV in der Tonne. Als *neutrale* Treffer eines 4K-Ereignisses werden alle diejenigen Blockcluster eingestuft, die einen Gesamtenergieinhalt von mindestens 30 MeV besitzen und deren Winkelabstand zum nächstgelegenen Pixelcluster des SC-Zählers mindestens 10 Grad beträgt. Der Winkelabstand wird zwischen den Richtungen gemessen, die vom Wechselwirkungspunkt aus zu den Schwerpunkten der entsprechenden Treffercluster weisen. Der Schwerpunkt eines CA-Clusters wird dabei durch Mittelung der Energieinhalte aller Mitglieder des Clusters durch die Beziehung

$$\vec{r}_S = \frac{\sum_i E_i^{0.6} \vec{r}_i}{\sum_i E_i^{0.6}} \quad (3.2)$$

bestimmt, wobei $\vec{r}_i$ den geometrischen Schwerpunkt eines einzelnen Blocks darstellt. Die 24 parallel zur Strahlrichtung angeordneten Blöcke des BV-Zählers gestatten bei einseitiger Lichtauslese keine Rekonstruktion des Trefferorts. Die fehlende Z-Information gewinnt man erst durch die beidseitige Lichtauslese aus dem Verhältnis der Signalhöhen. Eine Bestimmung der Z-Koordinate mit einer Auflösung von 7,0 cm ist erreichbar [HUG92]. Die Dicke der BV-Blöcke ist zu gering, um stets den gesamten Schauer zu beinhalten. Bevor die Energieinhalte als Maß für die γ -Energie genommen werden können, muß eine Leckkorrektur erfolgen [HAR92]. Die Aufrüstung des BV-Zählers auf beidseitige Lichtauslese geschah im Sommer '91. Neutrale Treffer des BV-Zählers können daher erst für Datensätze ab dem Jahr '92 vollständig rekonstruiert werden. Aus diesem Grund beschränkt sich die vorliegende Arbeit auf die Verwendung des CA-Zählers zur Bestimmung der γ -Viererimpulse.

Bei mindestens zwei neutralen Treffern des CA-Zählers kann die Hypothese $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ untersucht werden. Die invariante Masse eines Paares von γ -Quanten ist dabei durch

$$m_{\gamma\gamma} = 2E^{(1)}E^{(2)} \left(1 - \frac{\vec{r}_S^{(1)} \vec{r}_S^{(2)}}{|\vec{r}_S^{(1)}| |\vec{r}_S^{(2)}|} \right) \quad (3.3)$$

gegeben. Die Forderung $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$ hat eine Ausgleichsrechnung mit einer Zwangsbedingung zur Folge. Man wendet auch hier die Methode der Lagrangschen Multiplikatoren an und betrachtet Ereignisse mit $\chi^2 \leq 10$ als Kandidaten mit einem π^0 als Endzustandsteilchen. Der angepasste π^0 -Viererimpuls wird dann bei der Bestimmung der Kinematik des Gesamtereignisses berücksichtigt.

3.2.4 Viererimpulsbestimmung

Die kinematische Rekonstruktion eines Ereignisses besteht in der Angabe der Viererimpulse aller beteiligten Teilchen des Eingangs- und Ausgangskanals unter Berücksichtigung der Gültigkeit der Viererimpulserhaltung. Der Viererimpuls des Eingangskanals ist durch die als hinreichend bekannt angenommenen Impulse von Strahlantiproton und ruhendem Targetproton gegeben. Der Ausgangskanal wird von vier geladenen Teilchen zuzüglich eventuell vorhandener neutraler Teilchen gebildet, so daß mindestens 16 Viererimpulskomponenten angegeben werden müssen.

Die minimale Anforderung an ein Vierspurereignis ist, daß die Einheitsrichtungen aller geladenen Teilchen gemessen werden. In dieser Situation fehlen jedoch neben den acht gemessenen Spurparametern noch mindestens acht weitere kinematische Variablen.

Geht man von der Hypothese aus, daß keine neutralen Endzustandsteilchen vorhanden sind, so kann man durch Annahme der Massen der vier geladenen Endzustandsteilchen und durch Forderung der Viererimpulserhaltung die fehlenden acht kinematischen Variablen berechnen. Diese Rekonstruktionsmethode wird als das 0C-Verfahren bezeichnet, da sie in trivialer Weise der Forderung nach Viererimpulserhaltung genügt und die kinematischen Variablen keinerlei Zwangsbedingungen unterliegen. Dieses Verfahren wird im nächsten Abschnitt erläutert. Da man bei diesem Verfahren die Spurrichtungen als einzige Meßgrößen investiert, erhält man i.a. zwei mögliche Lösungen für die Viererimpulse der Ausgangsteilchen. Bei Fehlen von weiterer Meßinformation kann man sich nicht zugunsten einer Lösung entscheiden. Vielmehr müssen beide Lösungen gleichberechtigt weiter betrachtet werden.

Sind im Ausgangskanal neben den vier geladenen Teilchen noch neutrale Teilchen vorhanden, so wird das 0C-Verfahren überhaupt erst anwendbar, wenn es gelingt, den Viererimpuls dieses neutralen Systems mit Hilfe des Kalorimeters zu bestimmen. Das neutrale System besteht in der Praxis aus ein oder zwei γ -Quanten, wobei das $\gamma\gamma$ -System aus einem π^0 Zerfall stammen kann; denn nur unter der Hypothese,

daß die *neutralen* Treffer im Kalorimeter durch γ Quanten hervorgerufen wurden, repräsentiert der Energieinhalt eines Kalorimeterclusters die γ -Energie. Die Flugrichtung des Quants wird durch nur zwei Raumpunkte, den angenommenen Wechselwirkungspunkt und den mit den Energieinhalten der getroffenen Kalorimeterblöcke gewichteten mittleren Trefferort, bestimmt. Das OC-Verfahren ist nun mit dem um den Viererimpuls des neutralen Systems korrigierten Eingangsimpuls anwendbar.

Eine qualitativ völlig andere Situation liegt vor, wenn weitere Beziehungen zwischen den kinematischen Variablen gelten sollen. Dann wird das durch die Viererimpulserhaltung dargestellte Gleichungssystem überbestimmt und die Viererimpulskomponenten der beteiligten Teilchen lassen sich unter Berücksichtigung aller zur Verfügung stehender Information nur mit Hilfe einer Ausgleichsrechnung konsistent beschreiben. Bei PS202 ist zusätzliche Information sowohl durch eine β -Messung von geladenen Vorwärtsspuren mittels des $\frac{dE}{dx}$ -Zählers gegeben, als auch durch weitere Massenhypothesen, sobald man Anlass zu der Vermutung bekommt, daß Subsysteme der Endzustandsteilchen aus dem Zerfall langlebiger Teilchen wie etwa dem Λ oder π^0 entstanden sind. Jede Forderung einer scharfen invarianten Masse eines Subsystems stellt dann eine weitere Zwangsbedingung dar, denen die kinematischen Variablen der mit dem Detektor beobachteten Endzustandsteilchen genügen müssen.

Da es keine universellen Ausgleichsrechnungen für überbestimmte Gleichungssysteme gibt und da das Hauptgewicht dieser Arbeit auf der Rekonstruktion von YY -Ereignissen liegt, ist im Abschnitt *Kinematische Anpassung* eine derartige Ausgleichsrechnung näher erläutert.

3.2.4.1 Das OC-Verfahren

Bezeichnet man mit $(\vec{p}^{(0)}, E^{(0)})$ den Viererimpuls des Eingangskanals und mit $p^{(i)}$ und $\vec{e}^{(i)}$ den Impulsbetrag und die Einheitsrichtung der vier Teilchen des Ausgangskanals, so lautet die Dreierimpulsbilanz

$$\begin{pmatrix} e_x^{(1)} & e_x^{(2)} & e_x^{(3)} \\ e_y^{(1)} & e_y^{(2)} & e_y^{(3)} \\ e_z^{(1)} & e_z^{(2)} & e_z^{(3)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p^{(1)} \\ p^{(2)} \\ p^{(3)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_x^{(0)} - p^{(4)} e_x^{(4)} \\ p_y^{(0)} - p^{(4)} e_y^{(4)} \\ p_z^{(0)} - p^{(4)} e_z^{(4)} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Die Impulsbeträge der ersten drei Teilchen lassen sich als lineare Funktionen des Impulsbetrags des vierten Teilchens schreiben.

$$p^{(i)} = \alpha_i p^{(4)} + \beta_i \quad i = 1, \dots, 3 \quad (3.5)$$

Die Koeffizienten α_i , β_i sind durch die Beziehungen $A\vec{\alpha} = -\vec{e}^{(4)}$ und $A\vec{\beta} = \vec{p}^{(0)}$ festgelegt und ergeben sich formal zu

$$\begin{aligned} \alpha_i &= -c\vec{e}^{(4)} \left(\vec{e}^{(j)} \times \vec{e}^{(k)} \right) & \beta_i &= c\vec{p}^{(0)} \left(\vec{e}^{(j)} \times \vec{e}^{(k)} \right) \\ \alpha_4 &= 1 & \beta_4 &= 0 \\ c &= \frac{1}{\vec{e}^{(1)} (\vec{e}^{(2)} \times \vec{e}^{(3)})} \\ (i, j, k) &\in (1, 2, 3) \text{ und zyklisch vertauscht} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Mit der Ergänzung $\alpha_4 = 1$ und $\beta_4 = 0$ lautet die Differenz in der Energiebilanz $f(p^{(4)})$

$$f(p^{(4)}) = E_0 - \sum_{i=1}^4 \sqrt{m_i^2 + (\alpha_i p^{(4)} + \beta_i)^2} = 0 \quad (3.7)$$

$$f''(p^{(4)}) = - \sum_{i=1}^4 \frac{(m_i \alpha_i)^2}{\sqrt{m_i^2 + (\alpha_i p^{(4)} + \beta_i)^2}^3} \quad (3.8)$$

Die Funktion f besitzt wegen 3.8 einheitliches Krümmungsverhalten. Daher können bis zu zwei Lösungen für $p^{(4)}$ existieren, die sich als Nullstellen der Funktion f numerisch ermitteln lassen. Aus der Forderung $p^{(i)} \geq 0 \forall_{i=1}^4$ sind Lösungen für $p^{(4)}$ nur im Intervall $[p_{min}, p_{max}]$ zu suchen, wobei die Intervallgrenzen durch $p_{min} = \max_{i=1}^3 (-\beta_i/\alpha_i)$ und $p_{max} = \min_{i=1}^3 (-\beta_i/\alpha_i)$ gegeben sind. Die Anzahl der Lösungen bestimmt sich aus dem Vorzeichen von f, f' an diesen Intervallgrenzen, sofern überhaupt ein endliches Intervall gegeben ist.

3.2.4.2 Kinematische Anpassung

Eine kinematische Anpassung wird benötigt für die Beschreibung von Ereignissen des Typs

$$\text{a) } \bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^- \quad (2C)$$

$$\text{b) } \bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c. \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-\gamma \quad (3C)$$

$$\text{c) } \bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0 \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-\gamma\gamma \quad (4C)$$

Die Forderung scharfer Subsystemsmassen führt zur Überbestimmtheit des Gleichungssystems der Viererimpulserhaltung, denn es soll

$$\begin{aligned} m(p - \pi) &= m_{\Lambda} = 1,115 \text{ GeV}/c^2 \\ m(p - \pi - \gamma) &= m_{\Sigma^0} = 1,192 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

gelten, da die beobachteten Endzustände durch den Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ ($BR = 99\%$) und $\Lambda \rightarrow p \pi$ ($BR = 64\%$) zustande kommen. Die Hypothesen a)-c) sind daher zwei-, drei- bzw. vierfach überbestimmt.

Das Problem der kinematischen Anpassung besteht in der Angabe des *besten* Satzes von Viererimpulskomponenten, die einerseits den Forderungen von Viererimpulserhaltung und scharfen Subsystemmassen genügen und andererseits in Bezug auf die Meßfehler die geringste Abweichung zu den Meßresultaten aufweisen.

Den *besten* Satz von Viererimpulskomponenten erhält man durch Bestimmung des globalen Minimums der Größe

$$\chi^2 = (x_1 - x_1^m, \dots, x_n - x_n^m) E_{n \times n}^{-1} \begin{pmatrix} x_1 - x_1^m \\ \vdots \\ x_n - x_n^m \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

unter den genannten Nebenbedingungen. Hierbei bedeuten $\vec{x}^m$ der Vektor der gemessenen Variablen, $\vec{x}$ der zu variierende Meßwertvektor und E^{-1} die inverse Fehlermatrix des Meßvektors $\vec{x}^m$. Die Berücksichtigung der Zwangsbedingungen erfolgt durch Anwendung des Verfahrens der *Lagrangischen Multiplikatoren*. Das oben genannte Problem ist danach äquivalent zur Minimierung der Größe

$$S = \chi^2(\vec{x}) + \sum_{i=1}^k \lambda_i C_i(\vec{x}) \quad (3.10)$$

wobei die k Zwangsbedingungen in Form von Gleichungen C_j geschrieben werden. Die Größe S ist zwar frei von Zwangsbedingungen, jedoch müssen nun die $n + k$ Variablen x_i und λ_j variiert werden. Im globalen Minimum gilt $C_j(\vec{x}^b) = 0$ und $S(\vec{x}^b) = \chi^2(\vec{x}^b)$.

Obwohl die Mathematik die Existenz des globalen Minimums garantiert - als stetige Funktion besitzt S auf kompakter Menge stets ein globales Minimum -, ist die praktische Bestimmung des Minimums mittels eines Rechners kein triviales Problem und hängt entscheidend von einer geschickten Wahl des Vektors $\vec{x}$ von zu variierenden Größen sowie einem Startwert $\vec{x}_0$ ab.

Denn wählt man für den Meßwertvektor $\vec{x}$ den tatsächlichen Vektor von Meßgrößen, so sind die Zwangsbedingungen C_j i.a. nicht-lineare Gleichungen in diesen Koordinaten. Wählt man im Falle der Spurparameter sogar die den Driftzeiten

getroffener Straweinheiten entsprechenden TDC-Werte, so stellen die Gleichungen C_j noch nicht einmal analytische Ausdrücke dar. Der Vorteil ist hingegen, daß die inverse Fehlermatrix in diesen Koordinaten aufgrund unkorrelierter Fehler Diagonalgestalt besitzt. Die komplementäre Situation hierzu ist, als Koordinatenvektor direkt die zu bestimmenden Viererimpulskomponenten zu verwenden. Für diese Koordinatenwahl spricht, daß die Zwangsbedingungen maximal einfache Gestalt annehmen, da die Viererimpulserhaltung als lineare Zwangsbedingung erscheint und die Gleichungen, die scharfe invariante Massen der Endzustandsteilchen und der Subsysteme von Endzustandsteilchen verlangen, lediglich quadratischer Natur sind. Jedoch besitzt die zu spezifizierende Fehlermatrix jetzt keine Diagonalgestalt mehr. Sie läßt sich aber mittels einfacher Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der gemessenen Variablen ableiten.

Aufgrund der modularen Struktur des Auswerteprogramms bietet sich die Wahl von Viererimpulskomponenten als zu variierenden Koordinatenvektor an. Die aus dem OC-Verfahren gewonnenen kinematischen Lösungen liefern die Startwerte der kinematischen Anpassung.

Zur vollständigen Beschreibung von Ereignissen des Typs (a)-(c) gehört noch die Angabe der Zerfallsvertizes. Diese sind der Produktionsort (*primärer Vertex*) sowie die Zerfallsorte der beiden Λ -Teilchen. Das Σ^0 zerfällt praktisch am primären Vertex. Während bei der kinematischen Anpassung nur die Richtungen der Teilchen variiert werden, verändert eine Vertexanpassung zusätzlich noch die absolute Lage der Spuren im Detektor. Die aus der Forderung scharfer Subsystemmassen resultierenden Zwangsbedingungen enthalten über die Viererimpulse implizit die Teilchenrichtungen. Für die korrekte Beschreibung der Ereignisse ist daher eine globale Ausgleichsrechnung zur Bestimmung der besten Kinematik *und* Topologie in einem einzigen Schritt erforderlich.

Das Anpassungsproblem wird in zwei getrennte Schritte zerlegt, indem zunächst in einer ersten Ausgleichsrechnung die *beste* Kinematik des Ereignistyps bestimmt wird und dann in einer zweiten Ausgleichsrechnung bei fixierter Kinematik die Zerfallsorte der Teilchen festgelegt werden. Der mathematische Formalismus ist für beide Schritte im Anhang dargestellt.

Diese an sich nicht zulässige Zerlegung des Problems in zwei einzelne Schritte besitzt gegenüber der globalen Anpassung aller Parameter den Vorteil, daß die Natur der Zwangsbedingungen einfacher und die Zahl zu bestimmender Parameter pro Schritt geringer ist. Im ersten Schritt sind lediglich einige der Zwangsbedingungen quadratische Gleichungen. Der zweite Schritt läßt sich in ein lineares Problem umformulieren. Die Möglichkeit, die Vertexanpassung in einer linearen Ausgleichsrechnung zu bestimmen, ist der einzige Grund für die unkonventionelle Wahl der Reihenfolge beider Schritte. Für jedes Anpassungsergebnis erhält man daher ein Paar (χ_K^2, χ_V^2) von χ^2 -Werten, die beide bei der Auswahl des besten Anpassungser-

gebnisses berücksichtigt werden müssen.

3.3 Monte-Carlo Analyse ausgewählter Reaktionskanäle

Die folgenden Ergebnisse basieren auf Monte-Carlo Rechnungen, die bei Benutzung des *kleinen* Monte-Carlo Programms *MRMC* gewonnen werden. Die Generierung der Impulsverteilung der Endzustandsteilchen entspricht der Phasenraumverteilung, sofern nichts anderes ausdrücklich erwähnt wird. Man erhält einen Überblick über die zu erwartende Vielfachheit von kinematischen Lösungen rekonstruierbarer Vier-Spur-Ereignisse und die Form von Spektren invarianter Massen von Zwei- bzw. Drei-Teilchen-Subsystemen. Im Vordergrund stehen dabei die Rekonstruierbarkeit und die Akzeptanzfunktionen für Reaktionen in ein Hyperonpaar. Entsprechend der analysierten Datensätze oberhalb von 1,9 GeV/c Strahlimpuls beschränken sich die MC-Rechnungen auf dieses Impulsintervall. Die Ergebnisse einer einzelnen MC-Rechnung mit *Exotic MC* bzgl. des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Kanals werden später zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz verwendet.

3.3.1 Multiplizität kinematischer Lösungen für Vier-Spur-Ereignisse

Die kinematische Rekonstruktion verschiedener Kanäle in der durch den 4K-Trigger vorgegebenen Akzeptanz wird unter der Annahme untersucht, daß es sich stets um ein Ereignis mit genau vier geladenen Teilchen handelt. Somit dienen die gewürfelten Kanäle lediglich als Lieferant für vier räumliche Spuren, auf die dann stets das OC-Verfahren angewandt werden kann. Von besonderem Interesse ist dabei der Vergleich von Kanälen mit genau vier geladenen Teilchen zu denjenigen Kanälen, die ein solches Ereignis in der beschränkten Detektorakzeptanz vortäuschen.

Das OC-Verfahren zwingt zur Annahme der Teilchenmassen. Für eine gewählte Rekonstruktionshypothese können die Massen i.a. mehrfach den vier Spuren zugeordnet werden. Jede dieser Massenhypothesen kann im OC-Verfahren 0-2 Lösungen liefern. Daher ist zunächst die mittlere Zahl μ_K von kinematischen Lösungen von Interesse, die man erhält, wenn man einen Kanal unter der richtigen Rekonstruktionshypothese analysiert. Die Zahl μ_K kann als mittlere Lösungsmultiplizität aufgefasst werden.

Gibt es zu genau N Massenhypothesen des Kanals $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ Lösungen, so variiert die Zahl M kinematischer Lösungen zwischen N und $2N$. In Tabelle 3.2 ist daher

zunächst die relative Häufigkeit $R(N)$ angegeben, mit der N von sechs möglichen Massenhypothesen eine Lösung (einfach oder doppelt) liefern. Da sie sich auf die Gesamtzahl von Ereignissen mit einer kinematischen Lösung für diesen Kanal bezieht, gilt $\sum_N R(N) = 100\%$. Ferner sei $R_M(N)$ die auf $R(N)$ normierte Häufigkeit, mit der diese N Massenhypothesen genau M kinematische Lösungen beisteuern. Daraus resultiert für jedes N eine mittlere Zahl $\mu(N) = \sum_{M=N}^{2N} M R_M(N)$ von kinematischen Lösungen. Die mittlere Lösungsmultiplizität ist dann durch $\mu_K = \sum_N R(N) \mu(N)$ gegeben.

MC-Parameter						
MC-Kanal:	$\bar{p}p\pi^+\pi^- (K^+K^-\pi^+\pi^-)$					
p_{Strahl} :	1,9 GeV/c					
generierte Ereignisse:	$10^6 (2 \times 10^7)$					
akzeptierte Ereignisse:	116129 (137090)					
N	1	2	3	4	5	6
$R(N) [\%]$	82,97 (1,93)	16,89 (3,96)	0,14 (9,47)	0,00 (10,55)	0,00 (26,84)	0,00 (47,25)
$M = 1$	18,65 (31,85)					
2	81,35 (68,15)	7,18 (31,71)				
3		56,90 (43,71)	0,00 (28,17)			
4		35,92 (24,59)	26,54 (29,98)	0,00 (18,41)		
5			62,96 (34,45)	0,00 (32,66)	0,00 (18,84)	
$R_M(N) [\%]$ 6			10,49 (7,40)	0,00 (27,92)	0,00 (39,56)	0,00 (17,18)
7				0,00 (17,23)	0,00 (25,25)	0,00 (17,95)
8				0,00 (3,78)	0,00 (9,26)	0,00 (22,06)
9					0,00 (6,53)	0,00 (28,24)
10					0,00 (0,55)	0,00 (8,23)
11						0,00 (6,19)
12						0,00 (0,15)
$\mu(N)$	1,81 (1,68)	3,29 (2,93)	4,84 (4,21)	0,00 (5,55)	0,00 (6,47)	0,00 (8,12)
Gesamtmultiplizität: $\mu_K = 2,07 (6,70)$						

Tabelle 3.2: Mittlere Lösungsmultiplizität μ_K des MC-Kanals $\bar{p}p\pi^+\pi^- (K^+K^-\pi^+\pi^-)$ unter der gleichlautenden Rekonstruktionshypothese

Die analoge Betrachtung für die Kanäle $K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-$, $4K$ und 4π führt zu den in Tabelle 3.3 dargestellten Resultaten. Ein Vergleich der Gesamtmultiplizitäten μ_K

zeigt, daß unter den rekonstruierbaren Vier-Spur-Ereignissen der Kanal $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ mit $\mu_K = 2,07$ eine geringe kombinatorische Vielfalt von Lösungen aufweist. Aufgrund der stark unterschiedlichen Massen von p und π gibt es meist nur zu einer von sechs möglichen Massenhypothesen eine Lösung. Bei den aus den Teilchen K und π bestehenden Endzuständen ergeben sich aufgrund des nicht so großen Massenunterschieds zu mehreren Massenhypothesen Lösungen.

MC-Parameter						
MC-Kanal:	$K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-$				$4K$	4π
p_{Strahl} :	1,9 GeV/c					
generierte Ereignisse:	2×10^7				5×10^5	2×10^7
akzeptierte Ereignisse:	14463				115100	1572
N	1	2	3	4	1	1
$R(N)$ [%]	7,58	26,14	25,86	40,43	100,00	100,00
$M = 1$	39,42				0,97	73,16
2	60,58	48,65			99,03	26,84
3		36,46	42,72			
$R_M(N)$ [%]	4	14,89	40,32	62,90		
5			11,87	23,55		
6			5,08	10,13		
7				2,10		
8				1,32		
$\mu(N)$	1,61	2,66	3,79	4,55	1,99	1,27
μ_K	3,64				1,99	1,27

Tabelle 3.3: Mittlere Lösungsmultiplizität μ_K der MC-Kanäle $(K\pi)2\pi, 4K, 4\pi$ unter der jeweils gleichlautenden Rekonstruktionshypothese

Diese Betrachtung läßt sich auf Kanäle erweitern, welche nicht genau vier geladene Endzustandsteilchen besitzen, die aber dennoch einen solchen Ereignistyp vortäuschen können und daher fälschlicherweise unter den möglichen Rekonstruktionshypothesen Lösungen liefern. Die Tabelle 3.4 stellt die Gesamtmultiplizitäten μ_K für die Gesamtheit der möglichen Rekonstruktionshypothesen und für verschiedene, gewürfelte Kanäle dar. Der Kanal *RANDOM* ist ein fiktiver MC-Kanal, bei dem für jedes gewürfelte Ereignis vier zufällig gewählte Ruhemassen aus dem Intervall $[0, \sqrt{S}/4]$ zugrunde liegen. Dieses Beispiel zeigt, daß auch Konstellationen von vier Raumpuren, die keinem physikalischen Endzustand entsprechen, Lösungen besitzen können.

Es ergibt sich, daß mit Ausnahme der jeweils richtigen Rekonstruktionshypothese die Zahl μ_K insbesondere für die rein pionischen Kanäle keinen großen Schwankungen unterliegt. Diese Aussage gilt nicht für die Hypothese $2K2\pi$ mit Multiplizitäten

¹z.B. erzeugt durch die Reaktionskette $\bar{p}p \rightarrow K^*(892)K_S \rightarrow (K\pi)(\pi^+\pi^-)$.

zwischen 1,76 und 6,70. Dieser Sachverhalt kann anhand eines einfachen Mengenbilds dargestellt werden. In Bild 3.8 stellen die Mengen A und B zwei Phasenräume dar, die in der gegebenen Detektorakzeptanz D im Bereich DAB überlappen. Stellt A eine der möglichen Hypothesen dar, so rekonstruieren sich (bei fehlerloser Messung der Spurrichtungen) für A als gewürfelten Kanal alle Ereignisse des Bereichs DA , während für B als gewürfelten Kanal nur Ereignisse des Überlappbereichs DAB in Frage kommen. Falls $DA \subset DAB$ ist, rekonstruieren sich alle Ereignisse von B unter der Hypothese A mit etwa dergleichen Multiplizität μ_K , da gleiche Phasenraumbereiche der Rekonstruktion unterworfen werden. Ist jedoch $DAB \subset DA$ eine echte Teilmenge von DA , so beschränkt man die Rekonstruktion von Ereignissen unter A auf einen noch kleineren Bereich von A , als er durch die Detektorakzeptanz ohnehin schon beschränkt ist. Jede Einschränkung von Phasenräumen aber führt i.a. zu einer Auswahl von Ereignissen, die bzgl. dieser Auswahl eine spezielle mittlere Lösungsmultiplizität besitzen.

MC-Kanal	Rekonstruktionshypothese				
	$\bar{p}p\pi^+\pi^-$	$2K2\pi$	$4K$	4π	$(K\pi)2\pi$
$\bar{p}p\pi^+\pi^-$	2,07	1,76	1,83	1,00	1,61
$K^+K^-\pi^+\pi^-$	1,33	6,70	1,98	1,00	2,28
$4K$	1,47	2,21	1,99	1,00	1,53
4π	1,13	5,74	2,00	1,27	3,90
$(K\pi)\pi^+\pi^-$	1,22	4,76	2,00	1,00	2,00
$4\pi\pi^0$	1,49	4,39	1,92	1,06	2,37
$4\pi2\pi^0$	1,54	3,97	1,90	1,06	2,10
$4\pi3\pi^0$	1,58	3,86	1,90	1,06	1,97
6π	1,60	3,93	1,91	1,04	2,08
$6\pi\pi^0$	1,53	3,85	1,90	1,10	2,00
$2K2\pi\pi^0$	1,55	4,52	1,93	1,03	2,00
<i>RANDOM</i>	1,53	4,51	1,96	1,00	1,83

Tabelle 3.4: Mittlere Lösungsmultiplizitäten μ_K für die Rekonstruktion verschiedener MC-Kanäle unter den verschiedenen Rekonstruktionshypothesen

Der Kanal 4π besitzt verschwindende Akzeptanz, d.h. $D4\pi \approx \emptyset$. Der akzeptierte 4π Phasenraum ist bereits so beschränkt, daß die darin enthaltenen Ereignisse fast keinen Spielraum für die mittlere Multiplizität lassen. Somit führt eine weitere Beschränkung auf den Überlapp $D4\pi B$ mit anderen Phasenraumkanälen B auch nicht mehr zu wesentlich anderen Multiplizitäten.

Die Phasenräume von $A = 4K$ und $A = \bar{p}p\pi^+\pi^-$ sind aufgrund der größeren Massen kleiner als diejenigen für rein pionische Endzustände B . Daher gilt hier im wesentlichen, daß der akzeptierte Bereich DA zum großen Teil vom Phasenraum B überdeckt wird, d.h. $DA \approx DAB$, welches gleiche Multiplizitäten für A und B zur Folge hat.

Für $A = 2K2\pi$ entsteht die Situation, daß der Bereich $D2K2\pi B$ für verschiedene Phasenräume B einen jeweils anderen Bereich von $D2K2\pi$ darstellt. Als Ergebnis erhält man unterschiedliche Werte μ_K .

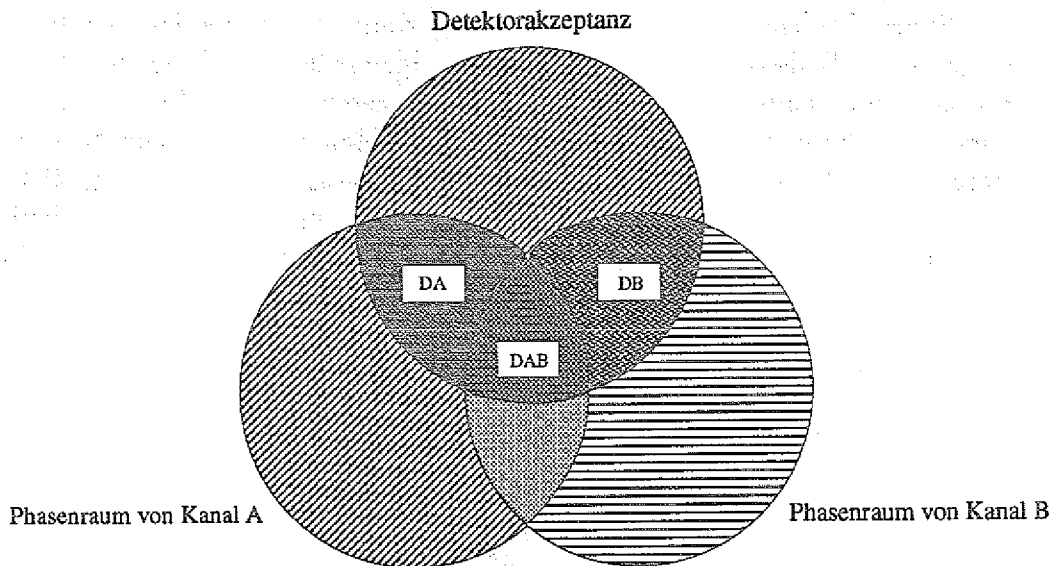


Abbildung 3.8: Phasenraumbeziehungen verschiedener Endzustände bei gegebener Detektorakzeptanz

Die angegebenen Multiplizitäten beziehen sich auf in phasenraumverteilung gewürfelte Kanäle. Da jede Resonanz, die in den betrachteten Endzustand verzweigt, eine weitere Einschränkung des nicht resonanten Phasenraums darstellt, wird die gleiche Rechnung i.a. zu anderen Lösungsmultiplizitäten führen. Dies gilt generell für jede Modifizierung der Phasenräume.

3.3.2 Invariante Massen von Subsystemen

Die Darstellung invarianter Massen von Zwei-Teilchen-Subsystemen beruht auf den Viererimpulskomponenten einer kinematischen Lösung. Die Zahl der Einträge pro Ereignis wird daher maßgeblich von der mittleren Lösungsmultiplizität μ_K beeinflusst. Hinzu kommt die kombinatorische Vielfachheit μ_L aufgrund fehlender Kenntnis der Teilchenladung. Die Tabelle 3.5 fasst die Gesamtmultiplizitäten für Zwei-Teilchen-Subsysteme rekonstruierbarer Endzustände zusammen.

Die Abbildungen 3.9-3.12 zeigen nun die Form der Spektren invarianter Massen von Zwei-Teilchen-Subsystemen unter den Rekonstruktionshypothesen $\bar{p}p\pi^+\pi^-$, $2K2\pi$, $4K$ und 4π . Da die gewürfelten MC-Kanäle alle unterschiedliche Akzeptanz im 4K-Trigger besitzen, sind die Spektren für einen besseren Vergleich ihrer Form

alle auf den Flächeninhalt 1 normiert. Die gestrichelte Linie gibt das Spektrum wieder, welches man bei einer fehlerlosen Messung des der jeweiligen Rekonstruktionshypothese entsprechenden Kanals erhalten würde. Unter einer fehlerlosen Messung versteht man die Bestimmung der Viererimpulse aller Teilchen bei verschwindenden Meßfehlern und 100% Detektorakzeptanz für den betrachteten Kanal. Die Lösungsmultiplizität μ_K aus Tabelle 3.4 dient der Charakterisierung der Spektren.

Kanal	Subsystem	μ_K	μ_L	$\mu_{tot} = \mu_K \times \mu_L$
$\bar{p}p\pi^+\pi^-$	$p - \pi$	2,07	2	4,14
$4K$	$K - K$	1,99	3	5,97
$K^+K^-\pi^+\pi^-$	$K - \pi$	6,70	2	13,40
$K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-$	$K - \pi$	3,64	3	10,92
4π	$\pi - \pi$	1,27	3	3,81

Tabelle 3.5: Gesamtmultiplizitäten invarianter Massen von Zwei-Teilchen-Subsystemen für rekonstruierbare Endzustände

Offensichtlich wird die Form der Spektren nicht nur durch die beschränkte Detektorakzeptanz sondern auch durch die der Rekonstruktion von Vier-Spur-Ereignissen anhaftende Kombinatorik bestimmt (vgl. 3.10 a)-l). Die der $2K2\pi$ -Rekonstruktionshypothese unterworfenen Ereignisse gehören jeweils dem in der Bildüberschrift genannten Reaktionskanal an. Die Menge der gezeigten Spektren lassen sich bzgl. ihres Verlaufs in drei Gruppen zusammenfassen. In der ersten Gruppe (Bild a, d) dominiert die mittlere Struktur bei ca. $1,1 \text{ GeV}/c^2$. Die zweite Gruppe (Bild e, f, g, h, i, k, l) zeichnet sich durch die Existenz von drei Strukturen im unteren, mittleren und oberen Bereich des Massenspektrums aus, während bei der letzten Gruppe (Bild b, c, j) die mittlere Struktur fehlt. Die Spektren der drei Gruppen besitzen dabei mittlere Lösungsmultiplizitäten aus dem Bereich 1-2 (Gruppe 1), 3-4,5 (Gruppe 2) und 4,5-7 (Gruppe 3).

Die geringe Akzeptanz des 4π Phasenraums läßt dem Spektrum mittlerer Lösungsmultiplizitäten, welche im Bereich 1-1,3 liegen, keinen großen Spielraum. Dies führt zur Bildung einer vorgetäuschten, scharfen Resonanz im $m_{\pi\pi}$ Massenspektrum bei etwa $600 \text{ MeV}/c^2$. Die Tatsache, daß alle betrachteten MC-Kanäle in der Rekonstruktion als $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ -Ereignis zur gleichen Form des $m_{p\pi}$ -Spektrums führen, welche dann noch eine Überhöhung im Λ -Massenbereich von $1,115 \text{ GeV}/c^2$ zeigt, erschwert die Identifizierung dieses Ereignistyps. Die Unterscheidbarkeit zu anderen Kanälen kann offensichtlich nur durch weitere Information, also beispielsweise der Kalorimeterinformation, herbeigeführt werden. Eine besondere Gefahr für die Rekonstruktion von $4K$ -Ereignissen stellt offensichtlich der Kanal $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ dar. Dessen Ereignisse tendieren zur Ausbildung einer relativ scharfen Struktur im ϕ -Massenbereich von $1,019 \text{ GeV}/c^2$. Deshalb muß diesem Kanal bei hohen Strahlimpulsen, wo er eine nicht verschwindende Akzeptanz besitzt, besonderes Augenmerk bei der Isolierung von $\phi\phi$ -Ereignissen geschenkt werden.

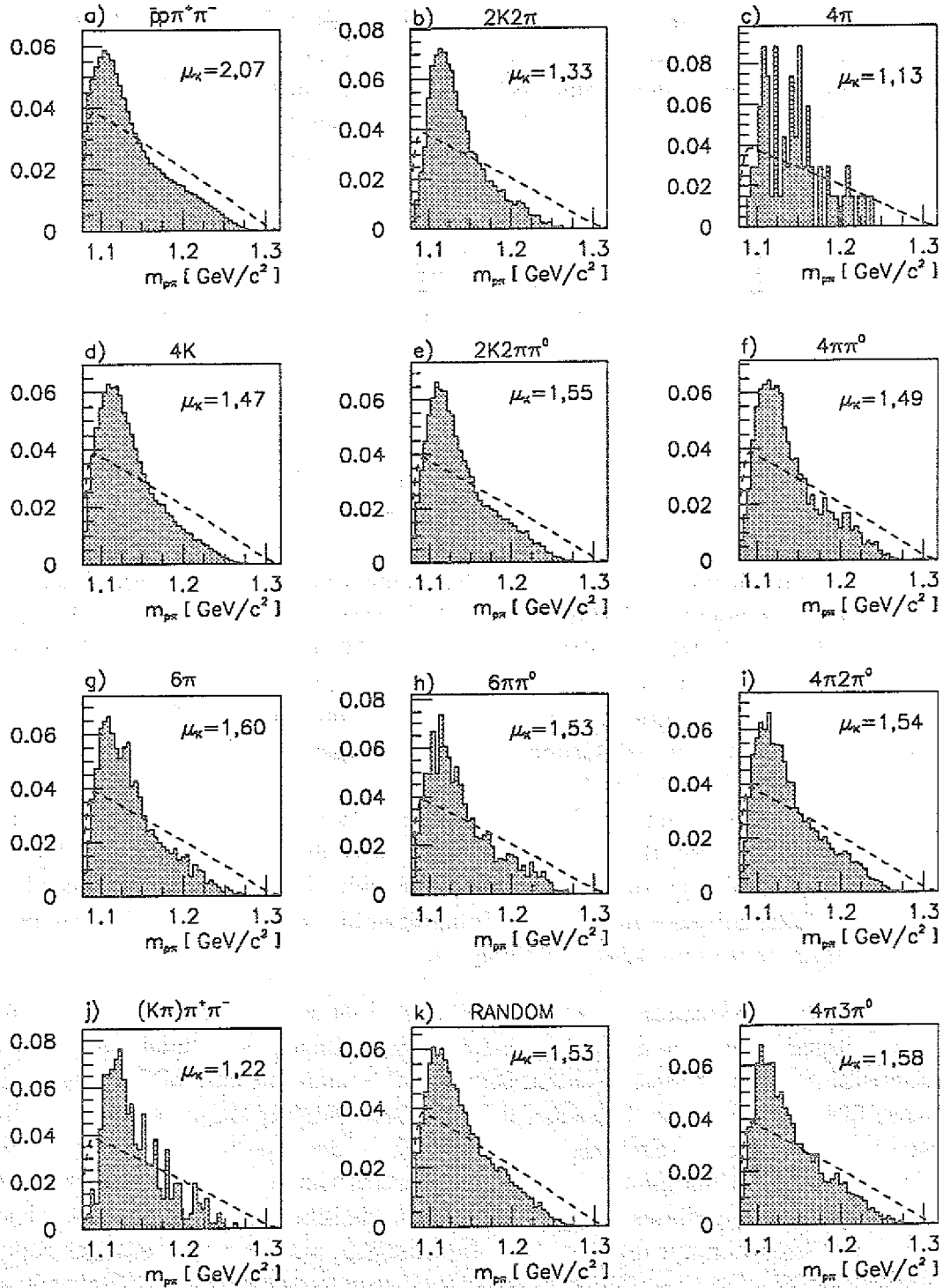


Abbildung 3.9: Subsystemmassen $m_{p\pi}$ in der Rekonstruktion als $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ -Ereignis für verschieden gewürfelte Endzustände (Bildtitel). Die Spektren sind auf 1 normiert.

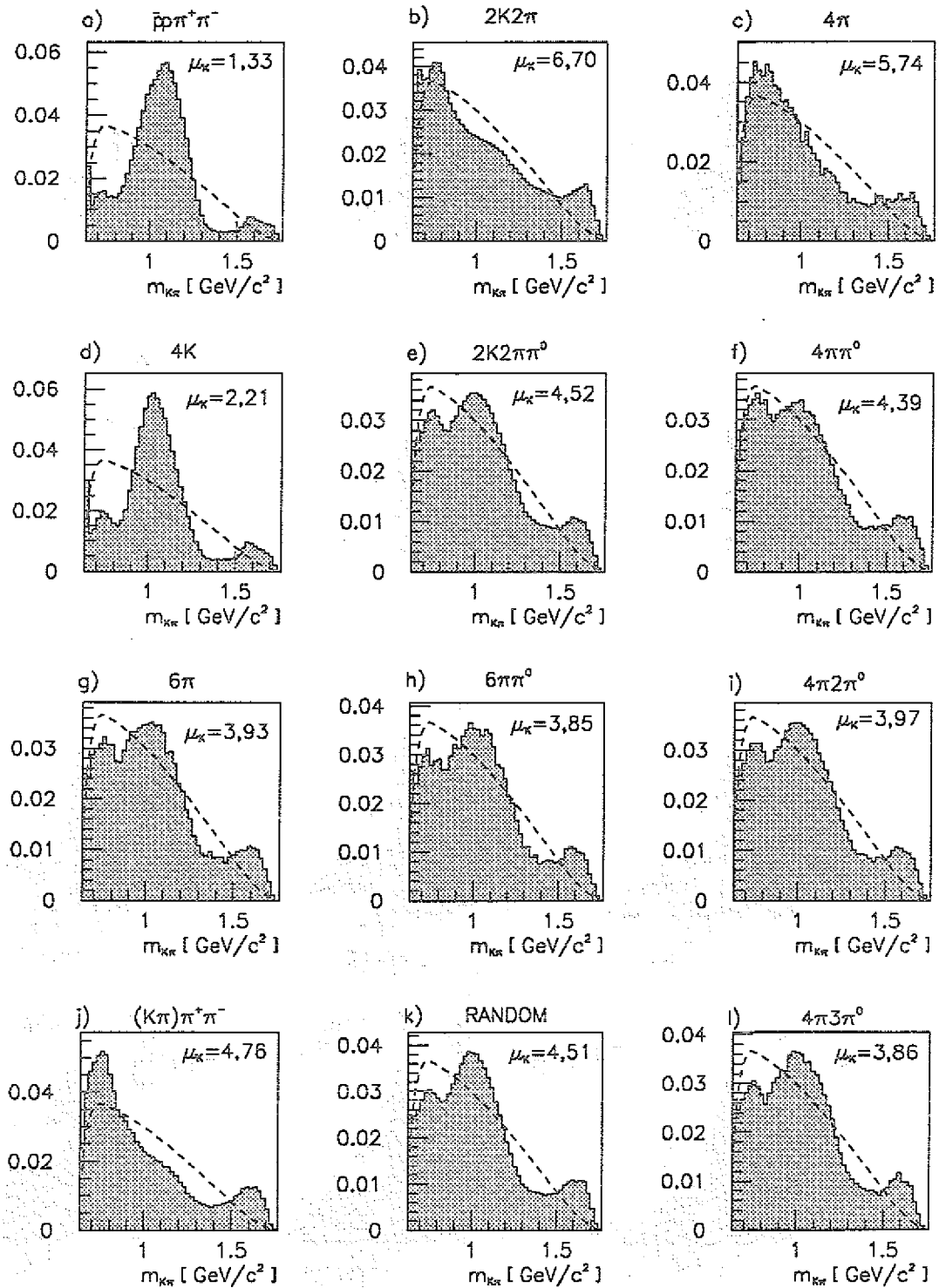


Abbildung 3.10: Subsystemmassen $m_{K\pi}$ in der Rekonstruktion als $K^+K^-\pi^+\pi^-$ -Ereignis für verschieden gewürfelte Endzustände (Bildtitel). Die Spektren sind auf 1 normiert.

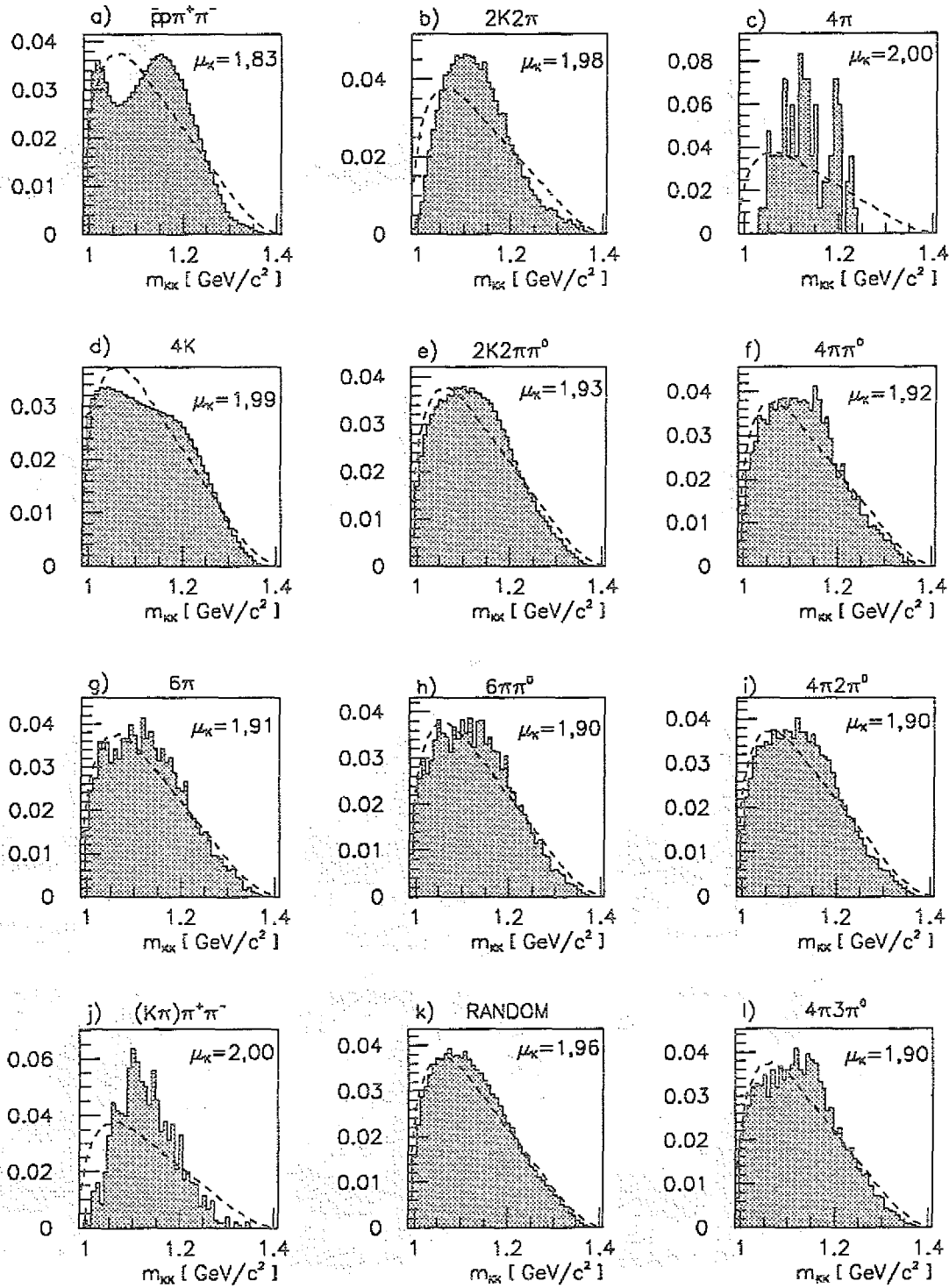


Abbildung 3.11: Subsystemmassen m_{KK} in der Rekonstruktion als 4K-Ereignis für verschieden gewürfelte Endzustände (Bildtitel). Die Spektren sind auf 1 normiert.

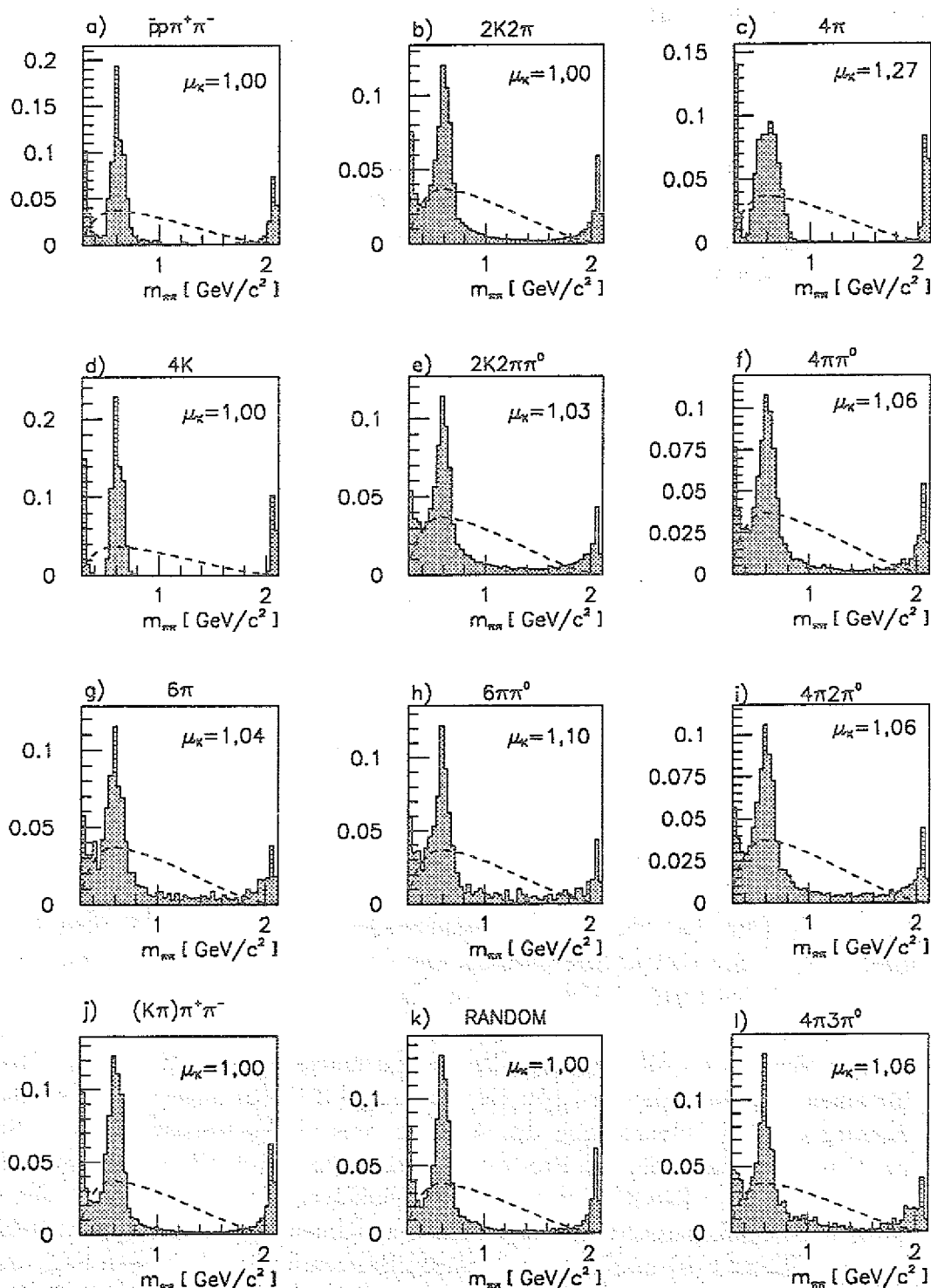


Abbildung 3.12: Subsystemmassen $m_{\pi\pi}$ in der Rekonstruktion als 4π -Ereignis für verschieden gewürfelte Endzustände (Bildtitel). Die Spektren sind auf 1 normiert.

3.3.3 Die Kanäle $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda, \bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c., \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$

3.3.3.1 Wirkungsquerschnitte und Akzeptanz

Für die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda, \bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c.$ existieren bereits Daten im Strahlimpulsintervall von der Reaktionsschwelle ab bis 2,0 GeV/c. In Bild 3.13 (a) ist der totale Wirkungsquerschnitt σ als Funktion des Strahlimpulses dargestellt. Die genannten Kanäle besitzen Wirkungsquerschnitte in der Größenordnung von 90 μbarn bzw. 50 μbarn im Bereich 1,9 - 2,0 GeV/c, bzgl. dessen im nächsten Abschnitt eine Datenanalyse erfolgt.

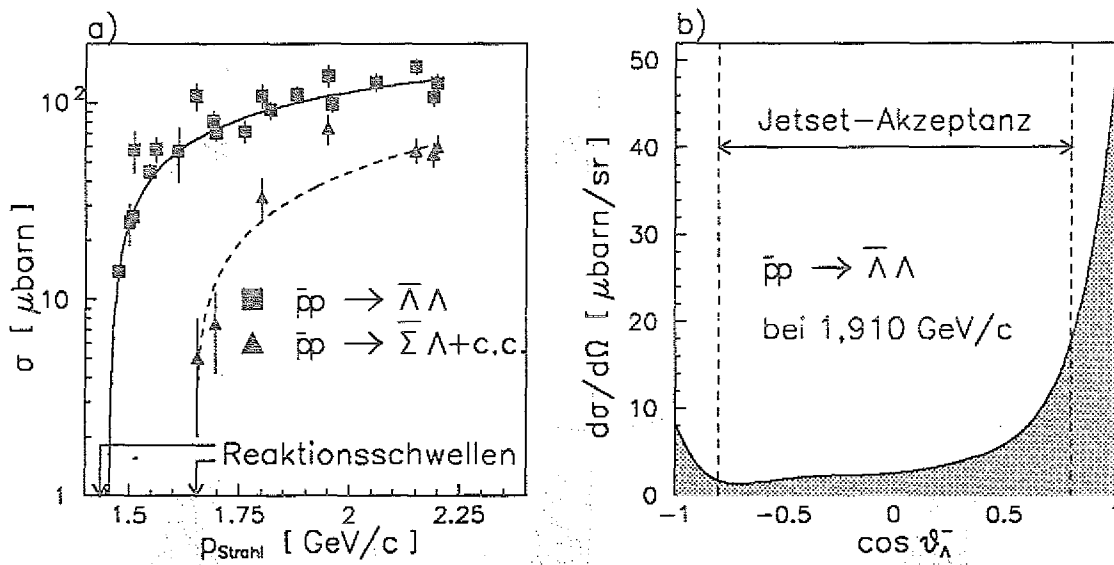


Abbildung 3.13: (a) Totale Wirkungsquerschnitte für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda, \bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c.$ im Bereich 1,4 - 2,2 GeV/c Strahlimpuls und (b) differentieller Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ bei 1,910 GeV/c Strahlimpuls.

Der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist für die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion für einen Strahlimpuls von 1,910 GeV/c in Bild 3.13 (b) angegeben [SEF92]. Der Anstieg der Winkelverteilung des Antihyperons zu Vorwärtswinkeln im Schwerpunktsystem scheint für die Produktion eines Hyperon-Antihyperonpaares charakteristisch. Die in [BAR90] angegebenen Winkelverteilungen beider Kanäle in der Nähe ihrer Reaktionsschwelle zeigen einen ähnlichen Verlauf. Die gestrichelten Linien in Bild 3.13 (b) markieren denjenigen Bereich, innerhalb dessen bzgl. der 4K-Triggerbedingungen von PS202 eine nicht verschwindende Akzeptanz für Reaktionen in ein $\bar{Y}Y$ -Paar gegeben ist ($|\cos \vartheta_{\bar{Y}}| \leq 0,8$). Ein erheblicher Teil der Ereignisse wird nicht von der 4K-Triggerbedingung erfasst, da aufgrund der Dimensionierung der PS-Szintillatoren eine Vorwärtsakzeptanz für geladene Reaktionsprodukte erst für Laborwinkel $\vartheta \geq 15^\circ$ gegeben ist.

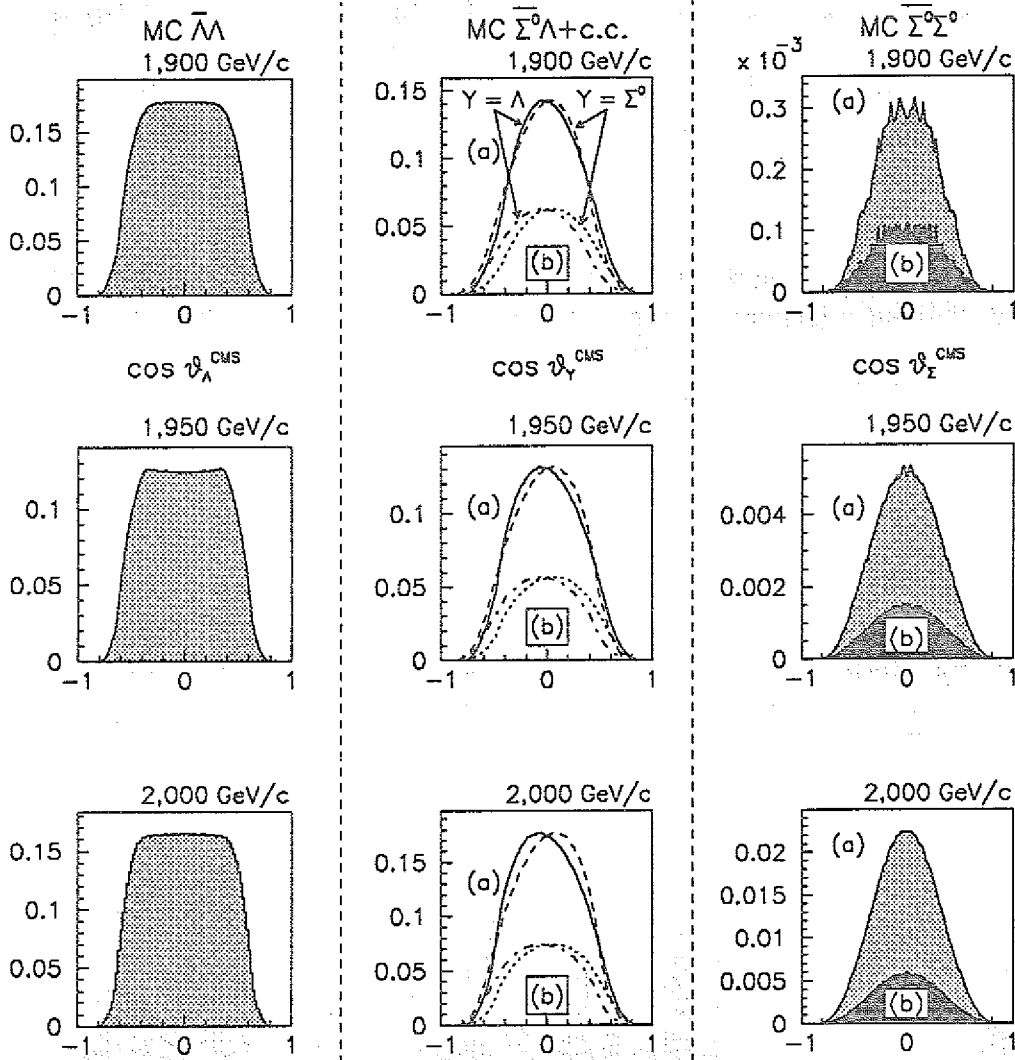


Abbildung 3.14: Akzeptanz der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ als Funktion des Polarwinkels ϑ im Schwerpunktsystem. Die Funktionen (a) beziehen sich auf die entsprechend dem Strahlimpuls gewählten 4K-Triggerbedingung, während die Funktionen (b) die Akzeptanz für den zusätzlichen Nachweis von γ -Quanten darstellen.

Unter Berücksichtigung der Verzweungsverhältnisse von $BR(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma) = 1,00$ und $BR(\Lambda \rightarrow p\pi) = 0,641$ und der Geometrie des Detektors (d.h. die Nachweiseffizienz aller Detektorkomponenten, die bei der Bildung des 4K-Triggersignals Verwendung finden, sei 100 %) folgt als Ergebnis des "kleinen" MC-Programms *MRMC* der genaue Verlauf der Akzeptanz als Funktion des Polarwinkels im Schwerpunktsystem (vgl. Bild 3.14). Den drei angegebenen Strahlimpulsen entsprechen in Übereinstimmung mit der experimentellen Durchführung drei unterschiedliche 4K-Triggerbedingungen. Während der Absolutwert der Akzeptanz dadurch beeinflusst wird, bleibt die Form des Akzeptanzverlaufs im wesentlichen erhalten.

Die Akzeptanzverläufe (a) beziehen sich unmittelbar auf die jeweils gültige $4K$ -Bedingung. Fordert man zusätzlich, daß die γ -Quanten der Endzustände bei Reaktionen mit einem Σ^0 sämtlich in der geometrischen Akzeptanz des Kalorimeters liegen (die spezifische Nachweiswahrscheinlichkeit des Kalorimeters wird zu 100 % angenommen), so reduziert sich die Akzeptanz auf den mit (b) gekennzeichneten Verlauf.

Speziell für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c.$ ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Zerfälle beider Hyperonen verschiedene Akzeptanzen für Σ^0 und Λ . Da der Vorwärtisanstieg des differentiellen Wirkungsquerschnitts sich auf das Antihyperon bezieht, ergibt sich für diesen Kanal der effektive Akzeptanzverlauf als 50 %ige Mischung aus dem Verlauf der beiden dargestellten Kurven.

3.3.3.2 Rekonstruktion im OC Verfahren bei verschiedenen Spurwinkelfehlern

Die Form und Breite der im OC-Verfahren rekonstruierten Strukturen in den Spektren invarianter Massen von $m_{p\pi}$ bzw. $m_{p\pi\gamma}$ wird unmittelbar durch die Größe der Spurwinkelfehler σ_θ bestimmt. Diese Spektren sind für die Spurwinkelfehler $\sigma_\theta = 0.5^\circ, 1.0^\circ, 3.0^\circ$ in den Bildern 3.15-3.17 dargestellt. Die Tabelle 3.6 fasst die Breiten FWHM der Strukturen für Spurwinkelfehler aus dem Intervall $[0.5, 5.0]$ zusammen.

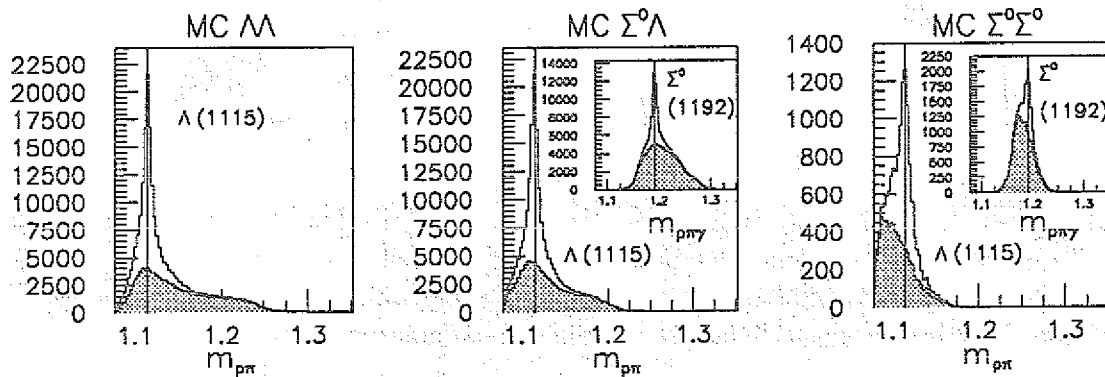


Abbildung 3.15: Subsystemmassen $p\pi$ bzw. $p\pi\gamma$ (kleines Bild) für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Lambda$ für einen Spurwinkelfehler $\sigma_\theta = 0,5^\circ$ bei 2,0 GeV/c Strahlimpuls.

Der schattiert dargestellte Anteil eines Massenspektrums stellt jeweils den kombinatorischen Untergrund aufgrund fehlender Kenntnis der Teilchenladung dar. Er beträgt 50% in den $m_{p\pi}$ -Spektren und 75% in den $m_{p\pi\gamma}$ -Spektren und zeigt einen keineswegs flachen Verlauf. Zudem liegt dieser Untergrund vorzugsweise im Λ bzw. Σ^0 Massenbereich. Bei dem Kanal $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ häuft sich dieser Untergrund bei Massen

leicht unterhalb von m_Λ bzw. m_{Σ^0} . Durch den Anteil von 75% am Gesamtspektrum bestimmt dieser Untergrund im wesentlichen die Lage der Anhäufung.

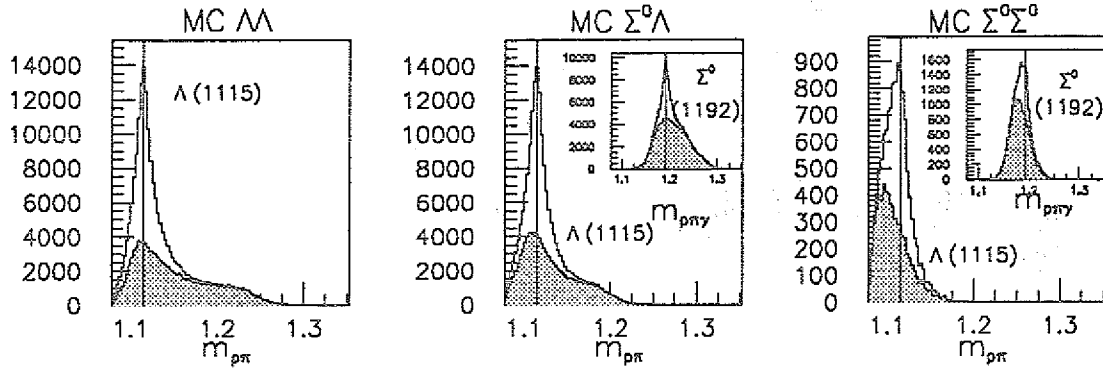


Abbildung 3.16: Subsystemmassen $p\pi$ bzw. $p\pi\gamma$ (kleines Bild) für $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ für einen Spurwinkelfehler $\sigma_\vartheta = 1,0^\circ$ bei 2,0 GeV/c Strahlimpuls.

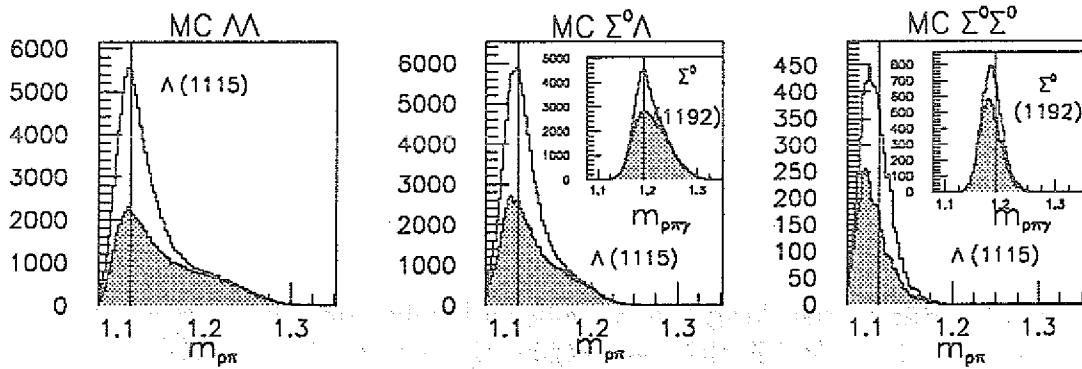


Abbildung 3.17: Subsystemmassen $p\pi$ bzw. $p\pi\gamma$ (kleines Bild) für $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ für einen Spurwinkelfehler $\sigma_\vartheta = 3,0^\circ$ bei 2,0 GeV/c Strahlimpuls.

Nur bei einem Spurwinkelfehler von $0,5^\circ$ verrät die geringe Breite des Anteils richtiger Teilchenkombinationen die Existenz von Hyperonen im Endzustand. Speziell für den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ stellt man fest, daß die Form des $m_{p\pi}$ Spektrums für Fehler $\sigma_\vartheta \geq 3,0^\circ$ der Spektrumsform verschiedener Endzustände, die eine kinematische Lösung für die Massenhypothese $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ besitzen, gleicht (vgl. Bild 3.9). Sofern also die Spurwinkelfehler nicht im Bereich von $0,5^\circ$ liegen, kann man aus dem beobachteten Massenspektrum $m_{p\pi}$ nicht eindeutig auf die Existenz von Λ -Teilchen im Endzustand schließen.

Die in Tabelle 3.6 angegebenen Breiten FWHM beziehen sich direkt auf die Breite der beobachteten Struktur (keine Parametrisierung und Anpassung der Verteilung). Sie besitzen einen Fehler von $\pm 3,0$ MeV/c². Die Überhöhung des kombinatorischen Untergrunds im Λ - bzw. Σ^0 Massenbereich geht insbesondere bei großen Winkelfehlern in die Bestimmung der Breite FWHM ein. Bei dem Kanal $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$

beziehen sich die in Klammern angegebenen Breiten auf diejenige Struktur, die man erhält, wenn man stets nur die richtigen Teilchenkombinationen betrachtet. Der Unterschied von ca. $10 \text{ MeV}/c^2$ zur Breite der Gesamtstruktur zeigt, daß selbst bei kleinen Spurwinkelfehlern der kombinatorische Untergrund das Σ^0 -Teilchen im Endzustand als breites Signal erscheinen läßt.

	$\bar{\Lambda}\Lambda$	$\bar{\Sigma}^0\Lambda$		$\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$	
σ_θ [Grad]	FWHM (Λ) [MeV/c ²]	FWHM (Λ) [MeV/c ²]	FWHM (Σ^0) [MeV/c ²]	FWHM (Λ) [MeV/c ²]	FWHM (Σ^0) [MeV/c ²]
0,5	14	14	19	25 (14)	33 (14)
1,0	25	22	36	36 (25)	38 (22)
2,0	38	36	52	36 (33)	41 (28)
3,0	44	41	61	38 (38)	41 (30)
4,0	52	47	63	38 (38)	44 (30)
5,0	58	50	63	38 (38)	41 (30)

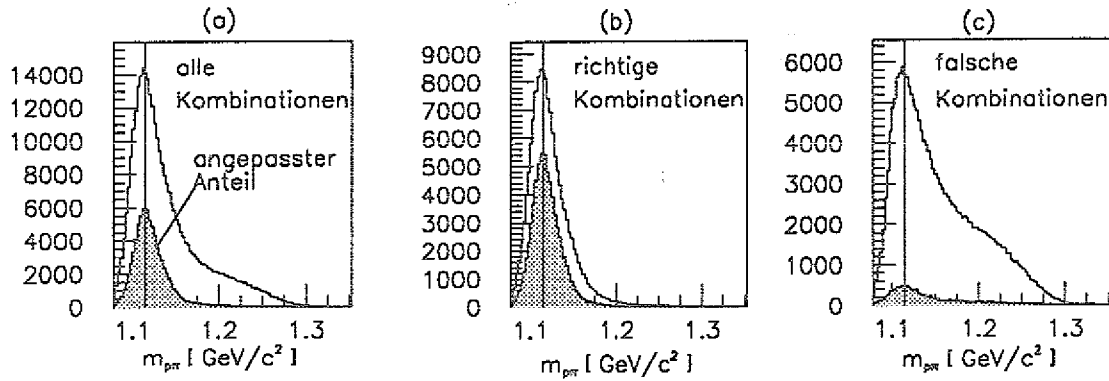
Tabelle 3.6: Breiten FWHM rekonstruierter Hyperonmassen für $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ bei Strahlimpulsen von 1,900 - 2,000 GeV/c in Abhängigkeit verschiedener Spurwinkelfehler σ_θ .

3.3.3.3 MC-Test der Ereignisanpassung für $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$

Eine Überprüfung der Ausgleichsrechnungen für die Anpassung der Ereignistypen $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ mittels MC-Rechnungen ergibt, daß das gewählte Verfahren zu konsistenten und quantitativ richtigen Resultaten führt und somit seine Berechtigung als ersten Schritt einer gegenüber dem OC-Verfahren besseren Beschreibung der Ereignisse besitzt.

Bild 3.18 zeigt für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ jeweils die Gesamtverteilung aller im OC-Verfahren rekonstruierten Subsystemmassen von $p - \pi$ sowie denjenigen Anteil der Gesamtverteilung, der in der Ausgleichsrechnung erfolgreich angepasst wurde. Aus Vergleichsgründen sind stets die nicht-angepassten Subsystemmassen eingetragen. Die (nur in der MC-Rechnung mögliche) Aufspaltung in richtige bzw. falsche Subsystemkombinationen (Bild b,c) belegt, daß in der Ausgleichsrechnung überwiegend die korrekte Subsystemkombination als bestes Anpassungsergebnis ermittelt wird. Es verbleibt jedoch ein kleiner Anteil von Fehlidentifikationen. Ferner werden nicht alle richtigen Subsystemkombinationen erfolgreich angepasst. Der Grund liegt in der Natur der kinematischen Anpassung als iterativem Prozeß. Er wird nach einer Maximalzahl tolerierbarer Iterationen als "erfolglos" abgebrochen. Die Tabelle 3.7 quantifiziert diese Aussagen, indem in Abhängigkeit verschiedener Spurwinkelfehler sowohl die Konvergenzhäufigkeit (= Zahl erfolgreicher Anpassungen / Zahl aller gestarteten Ereignisanpassungen) als auch der Anteil richtig angepasster Er-

eignisse in der Menge aller erfolgreich angepassten Ereignisse ermittelt wird. Für Spurwinkelfehler bis zu $\sigma_\vartheta = 2,0^\circ$ liegen beide Verhältnisse im Bereich von 90%.



Abbildungung 3.18: MC $\bar{\Lambda}\Lambda$ bei 2,000 GeV/c und $\sigma_\vartheta = 3,0^\circ$: Rekonstruierte Subsystemmassen $m_{p\pi}$. Die Gesamtverteilung (a) ist Summe der richtigen (b) und falschen (c) Subsystemkombinationen. Der vom Fit gewählte Anteil ist jeweils schattiert dargestellt.

Da im Zusammenhang mit den Ausgleichsrechnungen auch die Bestimmung aller Zerfallsvertizes durchgeführt wird, seien in Bild 3.19 die in der Anpassung rekonstruierten Λ -Lebensdauern betrachtet. Die Lebensdauern beziehen sich auf das Λ -Eigensystem.

	MC $\bar{\Lambda}\Lambda$		MC $\bar{\Sigma}^0\Lambda$		MC $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$	
σ_ϑ [Grad]	K [%]	R [%]	K [%]	R [%]	K [%]	R [%]
0,5	97,4	98,2	98,8	94,6	99,4	98,4
1,0	96,3	96,8	98,2	92,7	99,1	96,3
2,0	93,0	92,2	96,7	84,8	98,4	91,9
3,0	88,9	86,9	94,5	75,8	95,7	85,9
4,0	84,7	81,2	91,8	66,7	93,5	70,3
5,0	80,5	74,9	89,8	58,3	89,5	61,5

Tabelle 3.7: Effizienz kinematischer Anpassungsroutinen bei verschiedenen Spurwinkelfehlern σ_ϑ . K bedeutet die Konvergenzhäufigkeit, R ist der Anteil richtig identifizierter Ereignisse. Die jeweils 200K MC-Ereignisse sind bei einem Strahlimpuls von 2,0 GeV/c gewürfelt.

Das Problem bei der Bestimmung der Λ -Lebensdauer besteht in der Modulation der Verteilungen durch die Detektorakzeptanz sowie der Anpassungseffizienz der Ausgleichsroutinen. Beide Effekte sind in der inversen Akzeptanzfunktion $1/A$ berücksichtigt. Mit ihrer Hilfe gewinnt man aus dem rekonstruierten Spektrum U das akzeptanzkorrigierte Spektrum K . Die Akzeptanz ist für kurze Lebensdauern am größten, da beide Λ -Teilchen innerhalb des Strahlrohrs in geladene Zerfallsprodukte

zerfallen müssen, um in der Akzeptanz des 4K-Triggers zu liegen. Eine akzeptable Bestimmung der Lebensdauern ist nur bei einer Geradenanpassung des korrigierten Spektrums möglich. Die in der MC-Rechnung ermittelten Werte sind in Bild 3.19 (a)-(c) mit angegeben und sind mit dem der Rechnung zugrundeliegenden Literaturwert von $c\tau = 7,89$ cm [PDG90] zu vergleichen.

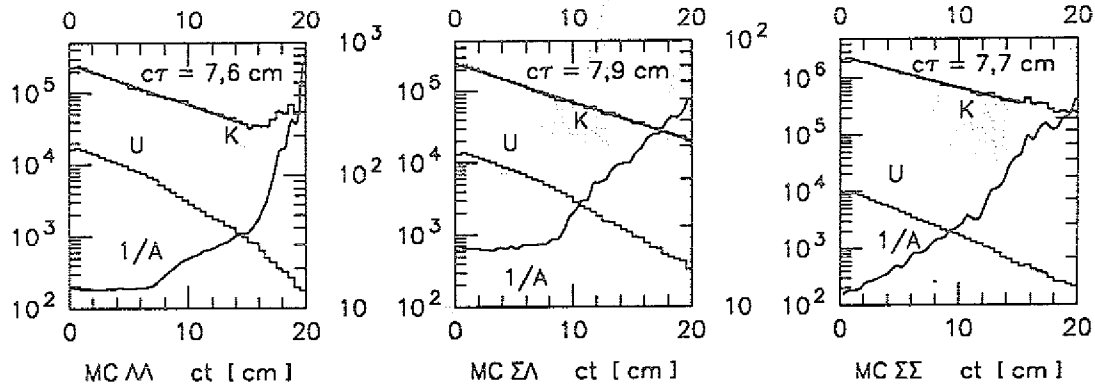


Abbildung 3.19: Λ -Lebensdauer für $MC \bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ bei $2,000$ GeV/c und $\sigma_\theta = 1,0^\circ$. (U) und (K) bedeuten die unkorrigierte bzw. akzeptanzkorrigierte Verteilung der Lebensdauern, ($1/A$) ist die inverse Akzeptanzfunktion (rechte Ordinate). Der $c\tau$ -Wert folgt aus einer Geradenanpassung an (K).

3.4 Datensatzanalyse im Bereich 1,9 - 2,0 GeV/c

3.4.1 Statistik und Luminosität

Entsprechend der höchsten Akzeptanz für den Endzustand $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ sowie für die Reaktionen in ein Anthyperon-Hyperon Paar liegen der folgenden Analyse die Datensätze der drei höchsten, gemessenen Strahlimpulse zugrunde. Die Tabelle 3.8 gibt über die gewählten RUN-Nummern, die globalen Strahlzeitparameter sowie die erzielten integrierten Luminositäten Aufschluß.

Die integrierten Luminositäten stehen für jeden einzelnen RUN zur Verfügung [KLR92]. Die angegebene integrierte Luminosität ist somit eine Summe über die integrierten Luminositäten aller ausgewählten RUN-Nummern. Es werden nur diejenigen RUNs einer Strahlzeit berücksichtigt, bei denen es sich nicht um Testläufe handelt, die ferner der angegebenen 4K-Bedingung genügen und deren Zahl aufgezeichneter 4K-Trigger mit der integrierten Luminosität des RUNs kompatibel ist. Die ursprünglich doppelt vorhandenen RUN-Nummern 725-732 der Strahlzeit Juni '91 sind in die RUN-Nummern 735-742 umbenannt worden. Die sich in der Čerenkov-

Bedingung unterscheidenden 4K-Triggerbedingungen verschiedener Strahlzeiten liegen den entsprechenden MC-Rechnungen zugrunde.

Strahlzeit	Strahlimpuls GeV/c	RUN- Nummern	Čerenkov-Bed. des 4K-Triggers	int. Lu- minosität nb^{-1}
Juli '91	1,900	665-742 \\ {666, 672 – 674, 678, 686}	$AC \leq 2 \wedge BC \leq 1$	24,10 ($\pm 0,65\%$)
Juni '92	1,950	2675-2778 \\ {2752, 2730 – 2735}	$FC \leq 1 \wedge BC \leq 1$	11,79 (n.g.)
April '91	2,000	514-654 \\ {522, 524, 544, 547, 551-554, 561, 569, 570, 614, 645}	$AC \leq 2$	26,81 ($\pm 5,66\%$)

Tabelle 3.8: Strahlzeitparameter gewählter Datensätze.

Strahlimpuls GeV/c	Gesamtzahl Ereignisse	4K- Ereignisse	0γ	1γ	2γ	π^0
1,900	8.375.642	5.207.757	471.541	155.084	69.615	22.441
1,950	8.636.083	6.507.387	813.089	271.296	106.537	29.423
2,000	11.148.262	4.272.871	220.170	69.612	34.735	10.947

Strahlimpuls GeV/c	$\bar{\Lambda}\Lambda$	$\bar{\Sigma}^0\Lambda$ +c.c.	$\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$
1,900	26.378	2.420	0
1,950	34.259	3.413	0
2,000	21.281	2.455	1

Tabelle 3.9: Statistik der ausgewählten Datensätze und Zahl von $\bar{Y}Y$ -Kandidaten nach der kinematischen Anpassung.

Die Tabelle 3.9 gibt bzgl. o.g. Strahlzeiten einen Überblick über die Gesamtzahl aller aufgezeichneten Ereignisse, von denen die 4K-Ereignisse eine Untermenge bilden. Die Einträge 0γ , 1γ , 2γ und π^0 geben an, wieviele 4K-Ereignisse schließlich der Menge aller Massenhypothesen des 0C-Verfahrens unterworfen werden, wobei der Eingangsimpuls um den Viererimpuls nachgewiesener neutraler Teilchen korrigiert wird. Diese Zahlen charakterisieren somit die Häufigkeit, mit der ein Ereignis des 4K-Triggers die Auswahlkriterien der Funktion *LFASTC* genügt und die Spuzuordnung zu vier 3d-Spuren übersteht. Kinematische Lösungen zu einer gewählten

Massenhypothese erhält man bzgl. dieser Ereigniszahlen aufgrund von Meßwertfehlern und u.U. falsch gewählter Massenhypothese nur zu einem Bruchteil. Für die Rekonstruktionshypothesen $\bar{\Lambda}\Lambda$, $\bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c.$ und $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$, die auf die Ereignismengen 0γ , 1γ und 2γ angewandt werden, ist die Zahl von Ereignissen angegeben, die das entsprechende kinematische Anpassungsverfahren erfolgreich passieren. Diese Ereignisse besitzen jetzt eine eindeutige kinematische Lösung.

3.4.2 Ergebnisse der kinematischen Rekonstruktion

Die Darstellung der Spektren invarianter Massen von Subsystemen der Endzustandsteilchen beschränkt sich auf den Datensatz bei 2,000 GeV/c Strahlimpuls, da die analogen Spektren der beiden übrigen Datensätze mit Ausnahme der Ereignismenge zur Rekonstruktionshypothese $\bar{p}p\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ den gleichen Verlauf zeigen. Letztgenannte Ereignismenge besitzt infolge größter Akzeptanz bei 2,000 GeV/c dort die beste Statistik, so daß hier eine Gegenüberstellung der Lösungen aller drei Ereignismengen $\bar{p}p\pi^+\pi^-$, $\bar{p}p\pi^+\pi^-\gamma$ und $\bar{p}p\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ am sinnvollsten ist. In Anspielung auf die gesuchten Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ werden diese Ereignismengen in der Folge abkürzend als LL -, SL - und SS - Ereignismenge bezeichnet.

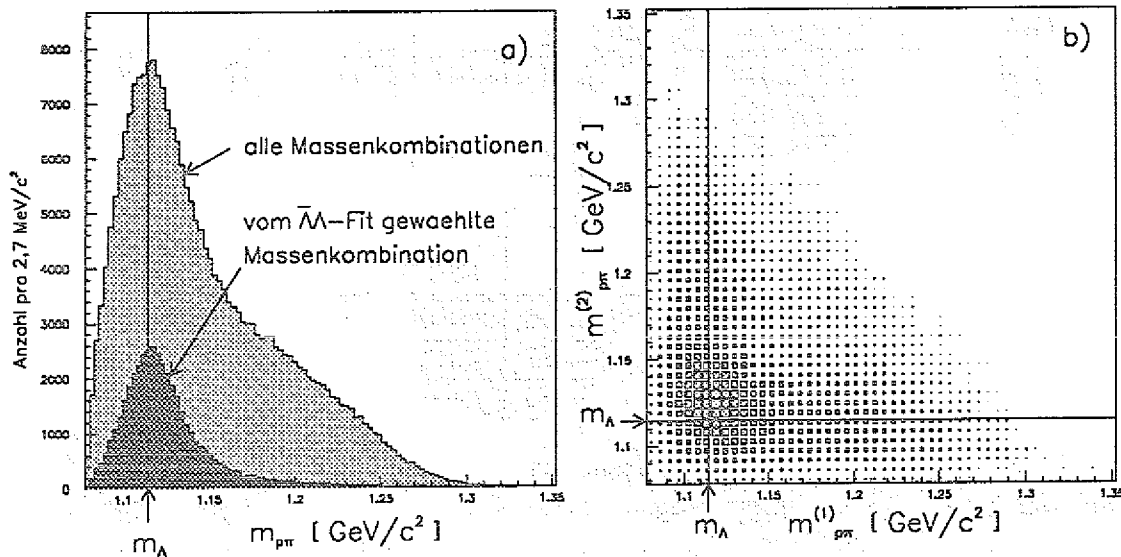


Abbildung 3.20: Spektrum der invarianten Masse $m_{p\pi}$ in Projektion (a) und in der Goldhaberdarstellung (b) für Ereignisse mit kinematischer Lösung zur Massenhypothese $\bar{p}p\pi^+\pi^-$. Der vom $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Fit angepasste Anteil ist in Bild (a) ebenfalls eingetragen (2,000 GeV/c Datensatz).

Die Spektren bzgl. dieser drei Ereignismengen sind in den Abbildungen 3.20-3.22 sowohl in Projektion als auch in der Goldhaber-Darstellung angegeben. Es sei

daran erinnert, daß nach Anwendung des OC-Verfahrens jedes Ereignis i.a. mehr als eine kinematische Lösung besitzt und daß die anschließende Paarung der Endzustandsteilchen zu jeweils zwei Subsystemen aufgrund der fehlenden Ladungskennntnis auf mehr als eine Weise möglich ist. Die Gleichberechtigung aller möglichen Kombinationen eines Ereignisses führt zu mehrfachen Einträgen pro Ereignis. Die hell schattierten Spektren sowie die Goldhaberdarstellungen berücksichtigen die volle Kombinatorik. Zur besseren Orientierung sind die Massen von Λ - und Σ^0 mit Linien markiert.

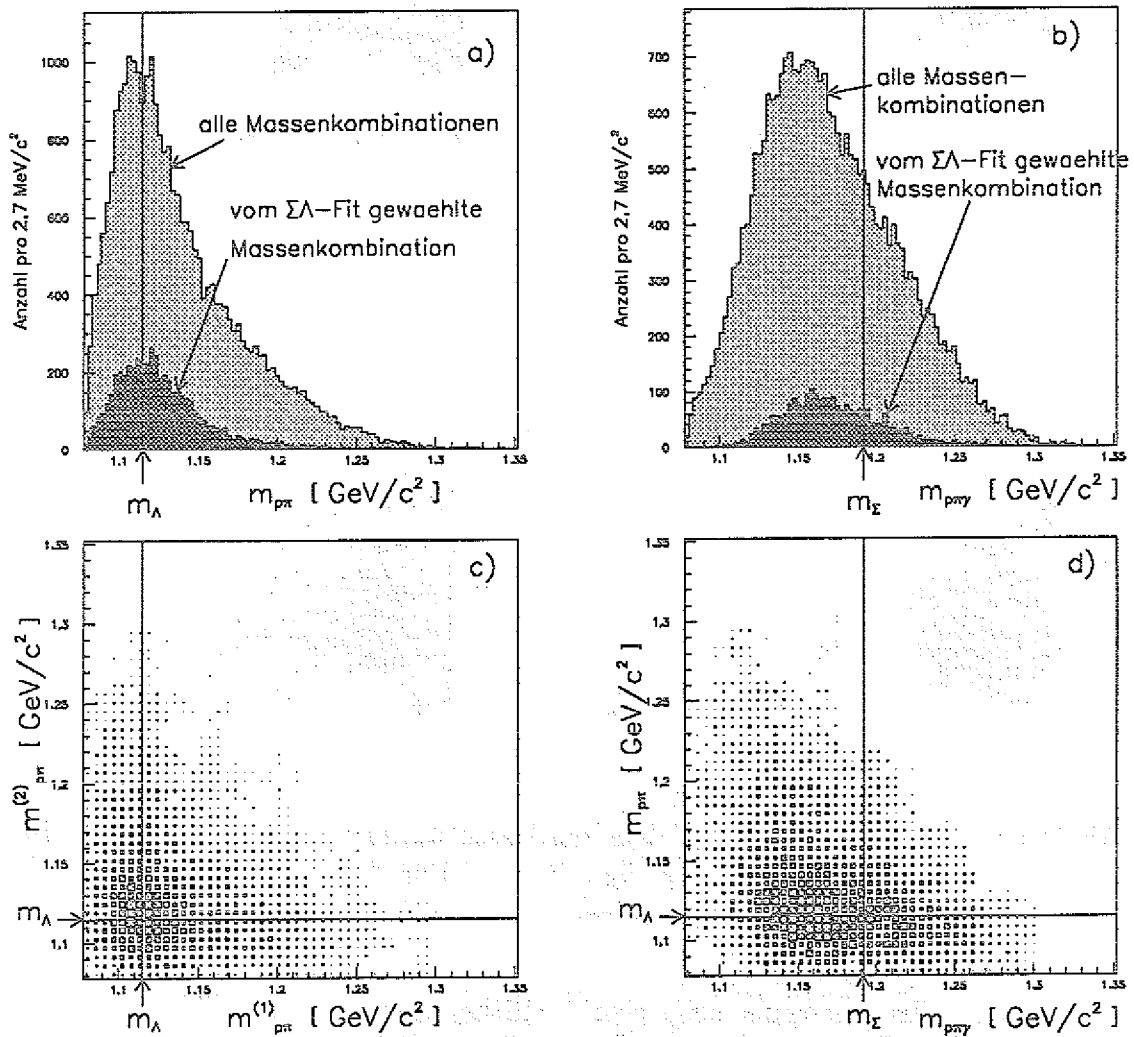


Abbildung 3.21: Spektrum der invarianten Masse $m_{p\pi}$ und $m_{p\pi\gamma}$ in Projektion (Bild a,b) und in der Goldhaberdarstellung (Bild c,d) für Ereignisse mit kinematischer Lösung zur Massenhypothese $\bar{p}p\pi^+\pi^-\gamma$. Der vom $\Sigma\Lambda$ -Fit angepasste Anteil ist in Bild a,b) ebenfalls eingetragen (2,000 GeV/c Datensatz).

Die Goldhaberdarstellungen der LL -, SL - und SS -Ereignismengen zeigen fol-

gende Charakteristika:

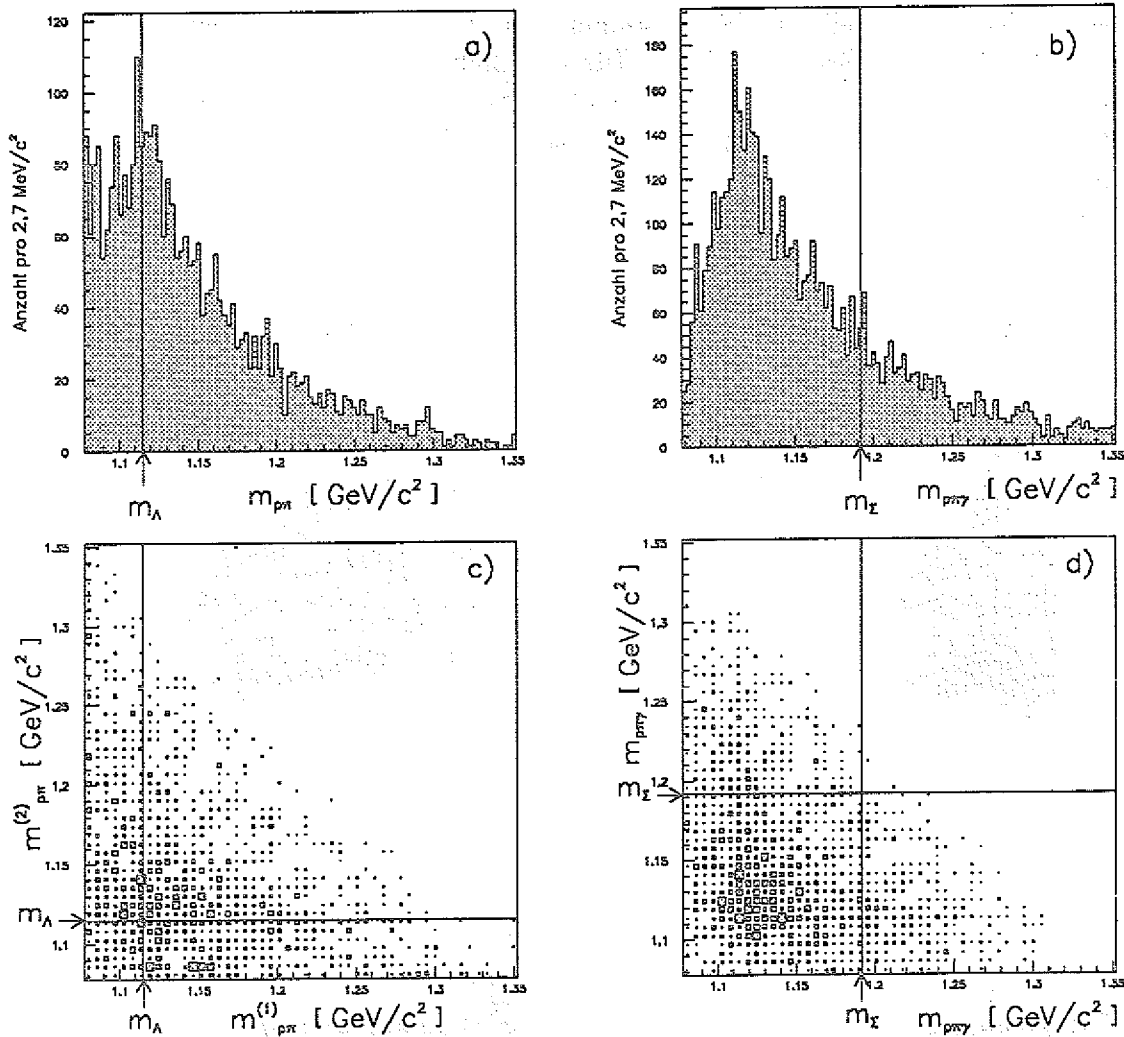


Abbildung 3.22: Spektrum der invarianten Masse $m_{p\pi}$ und $m_{p\pi\gamma}$ in Projektion (Bild a,b) und in der Goldhaberdarstellung (Bild c,d) für Ereignisse mit kinematischer Lösung zur Massenhypothese $\bar{p}p\pi^+\pi^-\gamma\gamma$. (2,000 GeV/c Datensatz)

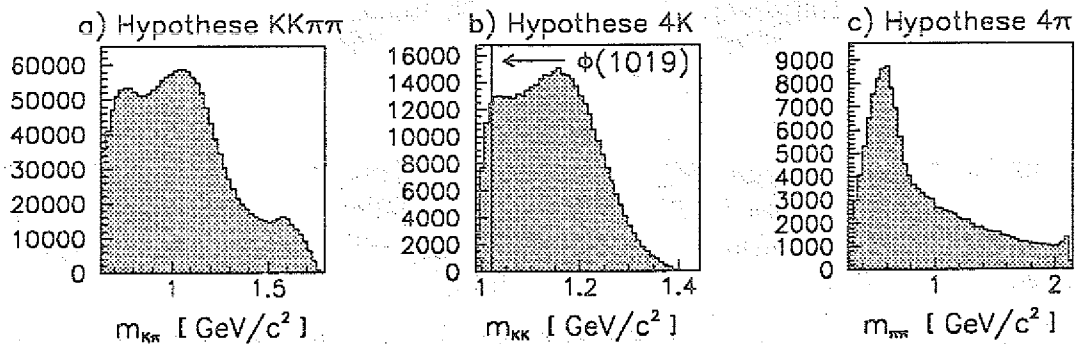
- Die LL -Ereignismenge zeigt eine deutliche Überhöhung für Subsystempaare, die beide einer Λ -Masse entsprechen (Bild 3.20 b).
- Die SL -Ereignismenge zeigt ebenfalls eine deutliche Überhöhung für die Subsystempaare $p - \pi$ im Bereich der Λ -Masse (Bild 3.21 c), während die Darstellung der Subsysteme $p - \pi$ und $p - \pi - \gamma$ dergleichen Ereignismenge eine scharfe Konzentration von Ereignissen entlang $m_{p\pi} = m_\Lambda$ ergibt (Bild 3.21 d). Das Maximum dieser Anhäufung liegt allerdings bzgl. $m_{p\pi\gamma}$ ca. 40 MeV/c² unterhalb von m_{Σ^0} .

- Die SS -Ereignismenge zeigt in der $(m_{p\pi}^{(2)}, m_{p\pi}^{(1)})$ -Darstellung eine schwache Anhäufung im Kreuzungspunkt beider Λ -Massen (Bild 3.22 c), während in der $(m_{p\pi\gamma}^{(2)}, m_{p\pi\gamma}^{(1)})$ -Darstellung im Bereich zweier Σ^0 -Massen keine Anhäufung zu beobachten ist (Bild 3.22 c).

Generell gilt für die gezeigten Verteilungen, daß im Bereich der Hyperon-Massen zwar Anhäufungen zu beobachten sind, deren Breite allerdings keinen zweifelsfreien Schluss auf die Existenz von Hyperonen zuläßt. Nach den Ausführungen von Abschnitt 3.3.2 führt eine Vielzahl von möglichen Endzuständen in der Rekonstruktion als $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ -Ereignis zu einem annähernd gleichen Verlauf im $m_{p\pi}$ -Massenspektrum (vgl. Abbildung 3.9).

Schließlich besagt der Abschnitt 3.3.3.2, daß selbst für eine reine $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignismenge bei Spurwinkelfehlern von mehr als 1° kein scharfes Hyperonsignal mehr zu erwarten ist. Tatsächlich gilt sogar, daß sich die Form des $m_{p\pi}$ -Massenspektrums für größere Spurwinkelfehler immer mehr derjenigen Form eines Massenspektrums angleicht, die sich für die Rekonstruktion anderer Endzustände als $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ -Ereignis ergibt (vgl. Abbildung 3.9 und Abbildung 3.15-3.17).

In Bezug auf die Kanäle $\bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c$ und $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ besagt dergleiche Abschnitt, daß der kombinatorische Untergrund im $m_{p\pi\gamma}$ -Spektrum das Σ^0 -Signal als breite Verteilung in Erscheinung treten läßt. Das Verhältnis von richtiger zu falscher Subsystemkombination für eine kinematische Lösung beträgt hier 1 : 3, weshalb die Gesamtverteilung selbst für reine SL und SS -Ereignismengen einen Untergrundanteil von 75 % enthält. Daher bedeutet die beobachtete, breite Verteilung des $m_{p\pi\gamma}$ -Massenspektrums in Bild 3.21 d) nicht notwendigerweise das Fehlen von $\bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c$ -Ereignissen in der SL -Ereignismenge.



Abbildungung 3.23: Invariante Massen von Zwei-Teilchen-Subsystemen für Ereignisse, die im OC-Verfahren kinematische Lösungen zu den Massenhypothesen $KK\pi\pi$, $4K$ und 4π besitzen. (2,000 GeV/c Datensatz)

Für die nach der Gewinnung von kinematischen Lösungen des OC-Verfahrens

nicht weiter betrachteten Endzustände mit genau vier geladenen Teilchen sind in Abbildung 3.23 die Spektren der invarianten Massen von Zwei-Teilchen-Subsystemen angegeben. Ein Vergleich mit den MC-Ergebnissen der Abbildungen 3.10-3.12 zeigt, daß das $m_{K\pi}$ -Spektrum der $2K2\pi$ -Massenhypothese nicht mit derjenigen Form übereinstimmt, die man für eine phasenraumverteilte $2K2\pi$ -Ereignismenge erwarten würde. Eine wesentlich bessere Übereinstimmung ergibt sich für die phasenraumverteilten Endzustände $2K2\pi^0$, $4\pi2\pi^0$ und $4\pi3\pi^0$ in der Rekonstruktion als $2K2\pi$ -Ereignis. Die Abschätzung der Anteile verschiedener Endzustände an Ereignismenge des $4K$ -Triggers legt die Vermutung nahe, daß gerade diese drei Endzustände einen insgesamt erheblichen Anteil der $4K$ -Ereignisse darstellen, der gleichzeitig den tatsächlichen $2K2\pi$ -Anteil übersteigt.

Die unter der $4K$ -Hypothese rekonstruierten Ereignisse (Bild 3.23 b) ergeben im m_{KK} -Massenspektrum eine Anhäufung im Bereich der ϕ -Masse. Dieses Spektrum bildet den Ausgangspunkt für die Isolierung von $\phi\phi$ -Ereignissen, auf die sich die Hauptanstrengungen der Jetset-Kollaboration beziehen. Wesentlich detailliertere Ergebnisse findet der Leser in [STE93]. Allerdings sei an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen, daß gerade der Endzustand $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ ebenfalls zu einer Anhäufung von Ereignissen im ϕ -Massenbereich tendiert (vgl. Bild 3.11 a) und somit gerade bei hohen Strahlimpulsen einen ernstzunehmenden Untergrundkandidaten für die $4K$ -Analyse darstellt.

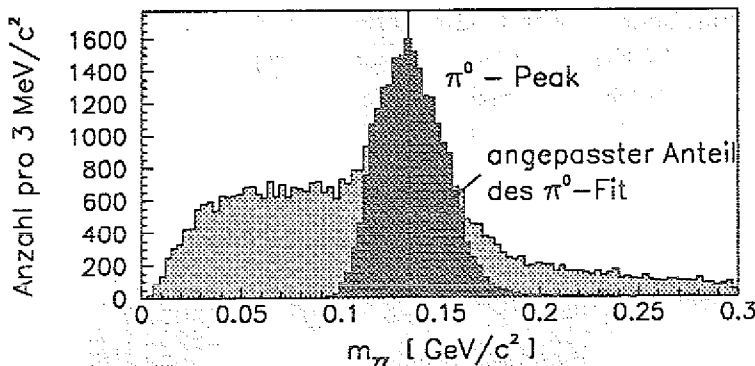
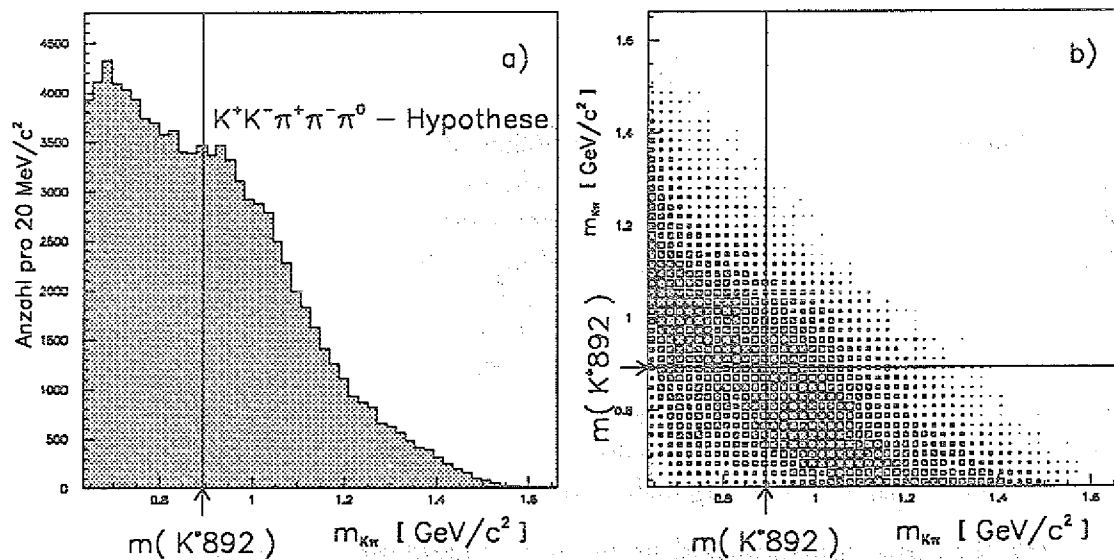


Abbildung 3.24: Spektrum der invarianten Masse $m_{\gamma\gamma}$ für Ereignisse mit genau zwei "neutralen" Treffern im Kalorimeter. Der π^0 -Peak ist trotz der Breite von $\text{FWHM}=33 \text{ MeV}/c^2$ deutlich über dem Untergrund erkennbar. (2,000 GeV/c Datensatz)

Schließlich zeigt das $m_{\pi\pi}$ -Spektrum der 4π -Hypothese eine deutliche Anhäufung im Bereich $m_{\pi\pi} \approx 600 \text{ MeV}/c^2$. Diegleiche Anhäufung ergibt sich für jeden beliebigen Endzustand (vgl. Abbildung 3.12 a-1) und ist Folge der marginalen Akzeptanz des 4π -Kanals im $4K$ -Trigger. Die zur Rekonstruktion gelangenden Ereignisse stammen in der Überzahl aus einem kleinen Teil des 4π -Phasenraums, die stets Beiträge im $600 \text{ MeV}/c^2$ -Massenbereich liefern.

Außer den Endzuständen mit genau vier geladenen Teilchen lassen sich noch diejenigen Endzustände rekonstruieren, bei denen die zusätzlich vorhandenen neutralen Teilchen vom Kalorimeter vollständig nachgewiesen werden. Unter der Annahme, daß die als neutral klassifizierten Treffer des Kalorimeters von γ -Quanten verursacht werden, erhält man für Ereignisse mit genau zwei neutralen Treffern aus den Viererimpulsen beider γ -Quanten das invariante Massenspektrum $m_{\gamma\gamma}$, welches in Abbildung 3.24 ein klares, wenn auch breites ($\text{FWHM} \approx 33 \text{ MeV}/c^2$) π^0 -Signal zeigt. Der Untergrund dieses Spektrums ergibt sich beispielsweise durch Reaktionen mit mehr als einem π^0 im Endzustand, wobei nur eines der beiden γ -Quanten des π^0 -Zerfalls das Kalorimeter erreicht, während das zweite Quant in den Tonnenbereich des Detektors gelangt.



Abbildungung 3.25: Spektrum der invarianten Masse $m_{K\pi}$ in Projektion (a) und in der Goldhaberdarstellung (b) für Ereignisse mit kinematischer Lösung zur Massenhypothese $2K2\pi^0$. (2,000 GeV/c Datensatz)

Der in einer kinematischen Anpassung gewonnene π^0 -Viererimpuls läßt sich im OC-Verfahren berücksichtigen. Als Beispiel einer Rekonstruktion mit einem π^0 im Endzustand sind in Abbildung 3.25 Ereignisse zur Rekonstruktionshypothese $2K2\pi^0$ dargestellt. Für das Spektrum $m_{K\pi}$ geladener Kaonen und Pionen ergibt sich eine breite Anhäufung im Bereich der $K^*(892)$ -Masse. Man muß allerdings beachten, daß in Analogie zur $2K2\pi$ -Rekonstruktion diesem Kanal ebenfalls eine hohe Kombinatorik zukommt, die eine genaue Analyse dieses Endzustands zumindest erschwert.

3.4.3 Auswahlkriterien für $\bar{Y}Y$ -Ereignisse

Die in der kinematischen Anpassung ermittelten Kandidatenmengen von $\bar{Y}Y$ -Ereignissen lassen sich unter Ausnutzung zusätzlicher Detektorinformation weiter einschränken. Diese Information besteht aus den Signalen des Kalorimeters und des Siliziumzählers für geladene Teilchen der betrachteten Endzustände. Sie findet in der kinematischen Anpassung keine Berücksichtigung, da die zusätzliche Detektorinformation zu Auswahlkriterien führt, die in der Anpassung als Zwangsbedingungen in Form von Ungleichungen hätten beachtet werden müssen, welche in dem gewählten Anpassungsverfahren nicht mit einbezogen werden können. Die Ergebnisse der beiden nächsten Abschnitte motivieren die Formulierung zweier Auswahlkriterien.

3.4.3.1 Das $\bar{p}$ -Signal des Kalorimeters

Unter den nachgewiesenen Endzustandsteilchen der $\bar{Y}Y$ -Reaktionen befindet sich ein Antiproton, welches vollständig in der Akzeptanz des Kalorimeters liegt. Bei einem elektromagnetischen Schauerkalorimeter erwartet man bei einem durch ein Antiproton verursachten Treffer die Ausbildung eines energiereichen γ -Schauers aufgrund der Antiprotonvernichtung mit einem Kernproton des Bleis. Die Dimension der Kalorimeterblöcke ist allerdings zu klein, um stets den gesamten Schauer zu beinhalten. Daher entspricht die deponierte Energie nicht der Gesamtenergie des Antiprotons. Die deponierte Energie eines $\bar{p}$ -Treffers liegt jedoch i.a. höher als das Energiesignal, welches aus Treffern der übrigen Hadronen p , K und π , die in den Massenhypothesen Verwendung finden, resultiert.

Diese Aussagen finden ihre Bestätigung in Abbildung 3.26, in der für die beiden mit Protonenmassen belegten Spuren der $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ -Ereignismenge des 2,000 GeV/c Datensatzes die jeweils im Kalorimeter deponierte Energie angegeben ist. In den Projektionen der 2d-Verteilungen (Bild c) erkennt man einen deutlichen Beitrag mit Energien $E_{Kalo.} \geq 0,65$ GeV, während er für die mit Pionenmassen belegten Spuren im wesentlichen fehlt (Bild d). In der Gegenüberstellung der deponierten Energien beider Protonspuren (Bild a) erkennt man außerdem, daß ein hohes Energiesignal nur bei einer der beiden Spuren vorhanden ist, da nur eins der beiden Teilchen das Antiproton sein kann.

Der Darstellung von Abbildung 3.26 liegt die $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ -Ereignismenge zugrunde, da nur bei Ereignissen mit kinematischer Lösung zu dieser Massenhypothese die Verhältnisse so deutlich in Erscheinung treten. Bei den 2d-Verteilungen ist die Maximalzahl von Einträgen pro Rastereinheit auf 50 begrenzt, um die Ausläufer der Verteilungen für Protonen und Pionen in ihrer Intensität miteinander vergleichen zu können. Die Konzentration von Ereignissen im Energiebereich $E_{Kalo.} \leq 0,65$ GeV erscheint bei dieser Darstellung für Rastereinheiten mit mehr als 50 Ereignissen

einheitlich flach. Für die $\bar{Y}Y$ -Ereigniskandidaten, die im Falle von $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Kandidaten eine Untermenge der gezeigten Ereignismenge darstellen, gelten die Verhältnisse in gleicher Weise. Dies sei ohne Bildbeweis mitgeteilt.

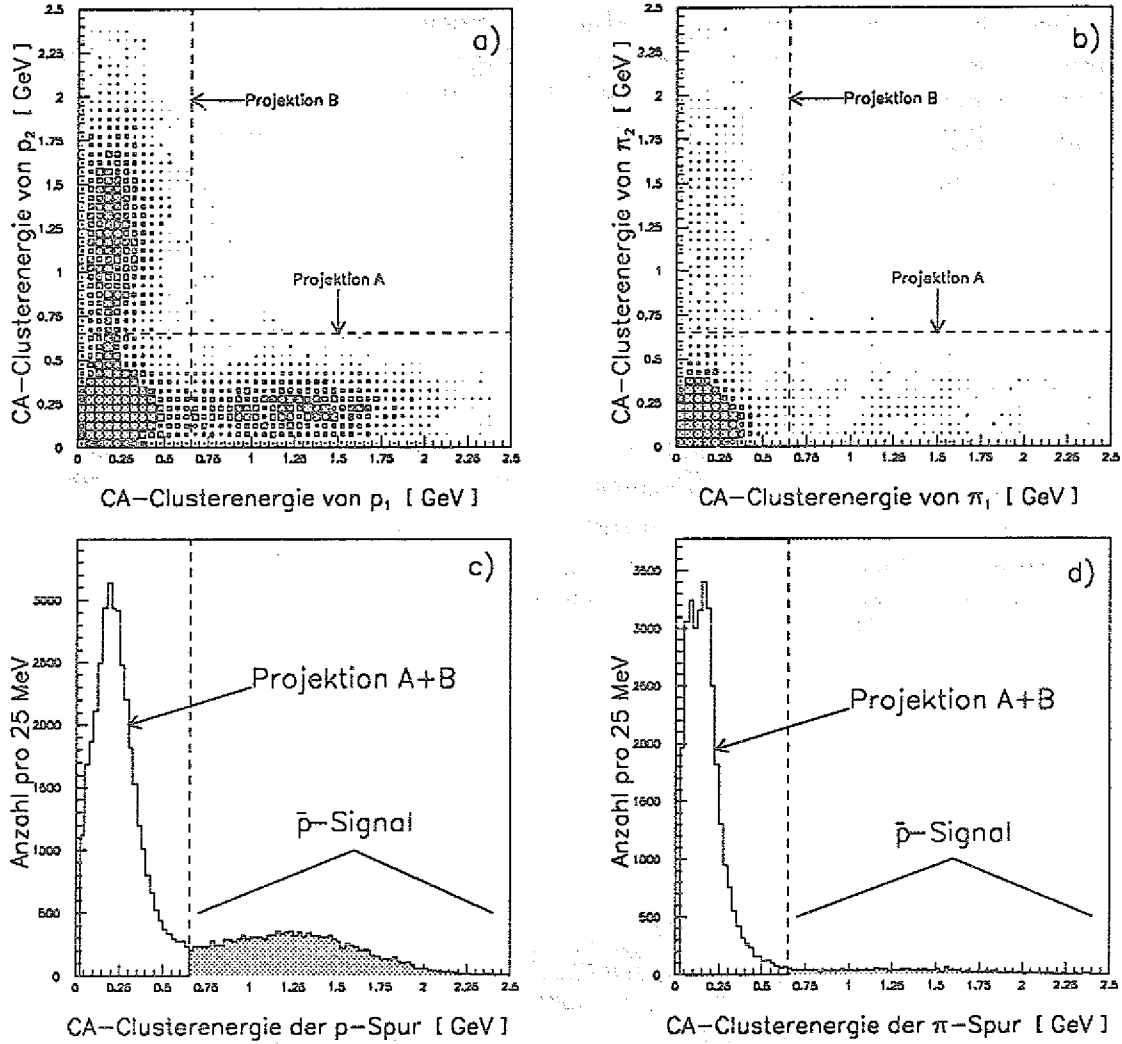


Abbildung 3.26: Energiespektrum des einer Spur der $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ Ereignismenge zugeordneten Clusters des Kalorimeters. Die Projektionen in c) und d) sind Summe der in Bild a) und b) gekennzeichneten Projektionen. Die Bilder a) und c) beziehen sich auf Spuren, denen eine Proton-Masse zugeordnet wird, während die Spuren in Bild b) und d) mit einer Pion-Masse versehen sind (2,000 GeV/c Datensatz).

Als erstes, über die kinematische Anpassung hinausgehendes Auswahlkriterium formuliert man daher den *CA-Cut* als

$$\text{CA - Cut : } (E(p_1) \geq 0,65 \vee E(p_2) \geq 0,65) \quad (3.11)$$

$$\wedge (E(\pi_1) \leq 0,65 \quad \wedge \quad E(\pi_2) \leq 0,65) \quad \text{Einheit GeV}$$

$$\wedge = \text{logisches UND} \quad \vee = \text{logisches ODER}$$

Dieses Kriterium verlangt nur für eine der beiden Protonspuren ein hohes Energiesignal, während alle übrigen Spuren kein Signal zu besitzen brauchen. Daher wirkt sich die intrinsische Nachweiswahrscheinlichkeit des Kalorimeters für Treffer geladener Teilchen bei diesem Schnitt nur einfach aus. Dies ist von Vorteil, da letztlich jeder Schnitt aufgrund der endlichen Nachweiswahrscheinlichkeit der in ihm verwendeten Detektorkomponenten auch immer einen gewissen Verlust der gesuchten Ereignisse mit sich bringt.

3.4.3.2 Das $\frac{dE}{dx}$ -Signal des SI-Zählers

Die vier Lagen des Siliziumzählers in der Vorwärtsskappe des Detektors liefern für jede Vorwärtsspur bis zu vier Messungen des Energieverlustes. Während die Bethe-Bloch-Formel den mittleren Energieverlust eines geladenen Teilchens in Abhängigkeit seiner Geschwindigkeit β angibt, liegt der wahrscheinlichste Energieverlust für dieses Teilchen aufgrund der asymmetrischen Landau-Verteilung bei einem etwas niedrigerem $\frac{dE}{dx}$ -Wert. Es hat sich gezeigt, daß für $n \geq 2$ $\frac{dE}{dx}$ -Messungen der Mittelwert der $n-1$ niedrigsten $\frac{dE}{dx}$ -Messungen eines Teilchens einen Schätzwert des wahrscheinlichsten Energieverlustes darstellt.

Aus Testmessungen des SI-Zählers [BUZ89] ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen dem wahrscheinlichsten Energieverlust und dem β -Wert geladener Teilchen,

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_w = \frac{69,41 \text{ keV}}{\beta^2} - 6,09 \text{ keV} \quad (3.12)$$

welcher sich in Einheiten von ADC-Kanälen umrechnen läßt.

Für die dem CA-Cut unterworfenen Mengen von angepassten $\bar{\Lambda}\Lambda$ und $\bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c.$ Ereignissen sind in Abbildung 3.27 und 3.28 die gemessenen $\frac{dE}{dx}$ -Werte in Einheiten von ADC-Kanälen als Funktion des angepassten Laborimpulses sowohl für Protonen (Bild a) als auch für Pionen (Bild b) dargestellt. Die eingetragene Linie gibt dabei den erwarteten, wahrscheinlichsten Energieverlust für beide Teilchen an.

Bei beiden Ereignismengen stellt man fest, daß das $\frac{dE}{dx}$ -Signal der Protonen dem erwarteten Verlauf entspricht, während die Signale für Pionen in zwei getrennten Anhäufungen oberhalb und unterhalb von $p_\pi = 100 \text{ MeV}/c$ auftreten. Nur diejenigen Ereignisse mit $p_\pi \geq 100 \text{ MeV}/c$ entsprechen dem erwarteten $\frac{dE}{dx}$ -Signal, während für die Anhäufung mit $p_\pi \leq 100 \text{ MeV}/c$ ein wesentlich höherer Energieverlust zu

erwarten wäre. Tatsächlich hingegen zeigt diese Ereignismenge jedoch ein Energieverlustspektrum, welches mit der Ereignismenge bei höheren Pionimpulsen identisch ist und im wesentlichen einen Wert von 20 ADC-Kanälen nicht übersteigt.

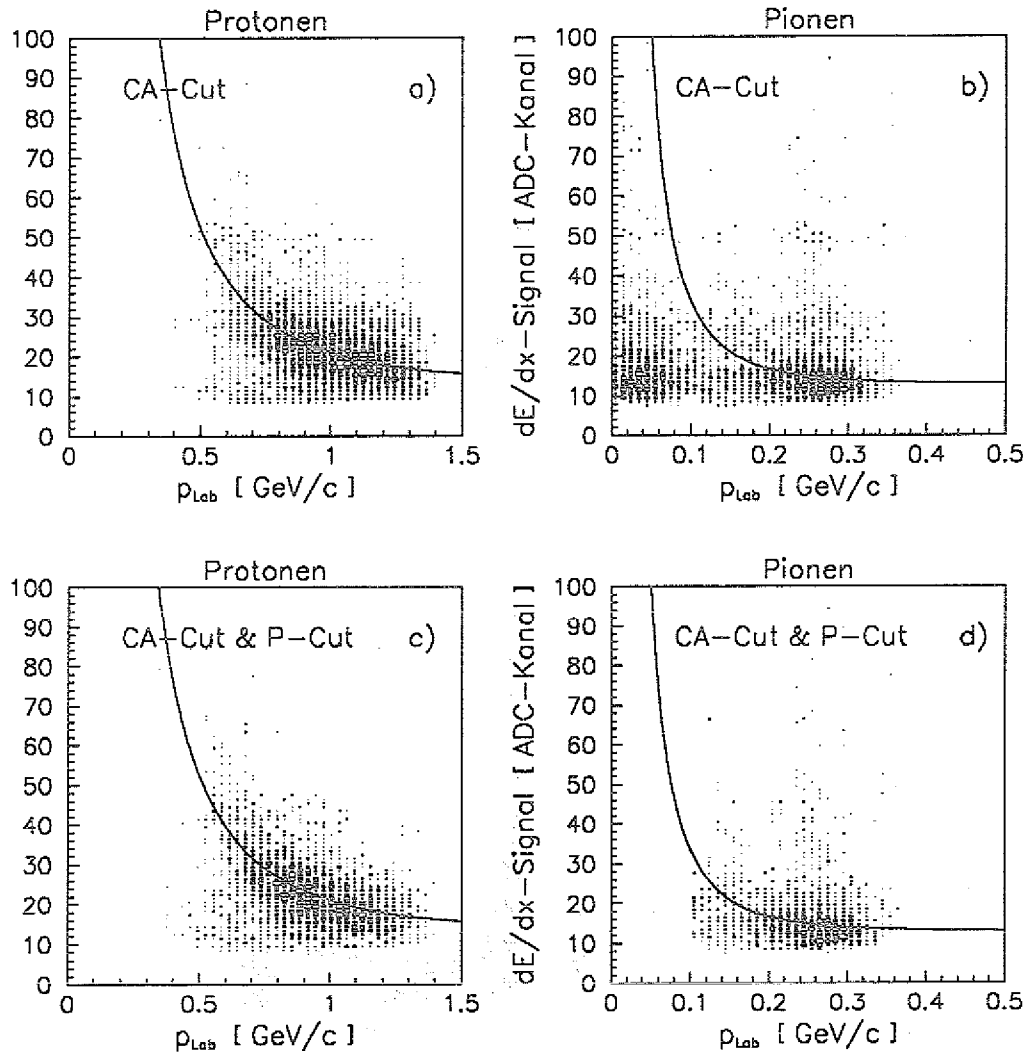


Abbildung 3.27: Gemessener Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ für Protonen und Pionen im SI-Zähler als Funktion des angepassten Impulsbetrags im Laborsystem für die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Kandidatenmenge, die dem CA-Cut (Bild a,b) und zusätzlich dem P-Cut (Bild c,d) unterliegt. Die Linie markiert den Verlauf des wahrscheinlichsten Energieverlusts.

Das Fehlen von Pionen mit höheren Energieverlusten legt die Vermutung nahe, daß die Materialeinflüsse des Detektors keine Pionen zulassen, welche einen geringeren Impuls als 100 MeV/c besitzen. Eine Berechnung der Coulomb-Vielfachstreuung für 100 MeV/c Pionen unter Berücksichtigung der Materie vom Targetpunkt aus bis zum SI-Zähler im relevanten Winkelbereich von $15^\circ - 45^\circ$ ergibt, daß derartige Pionen einen Energieverlust erleiden, der einem Impulsverlust von 15 MeV/c entspricht

(d.h. ein um 15 % geringerer Pionimpuls am Nachweisort im Verhältnis zum Impulsbetrag am Entstehungsort). Der mittlere Streuwinkel beträgt dabei $\vartheta_{rms} = 100$ mrad [MFL91].

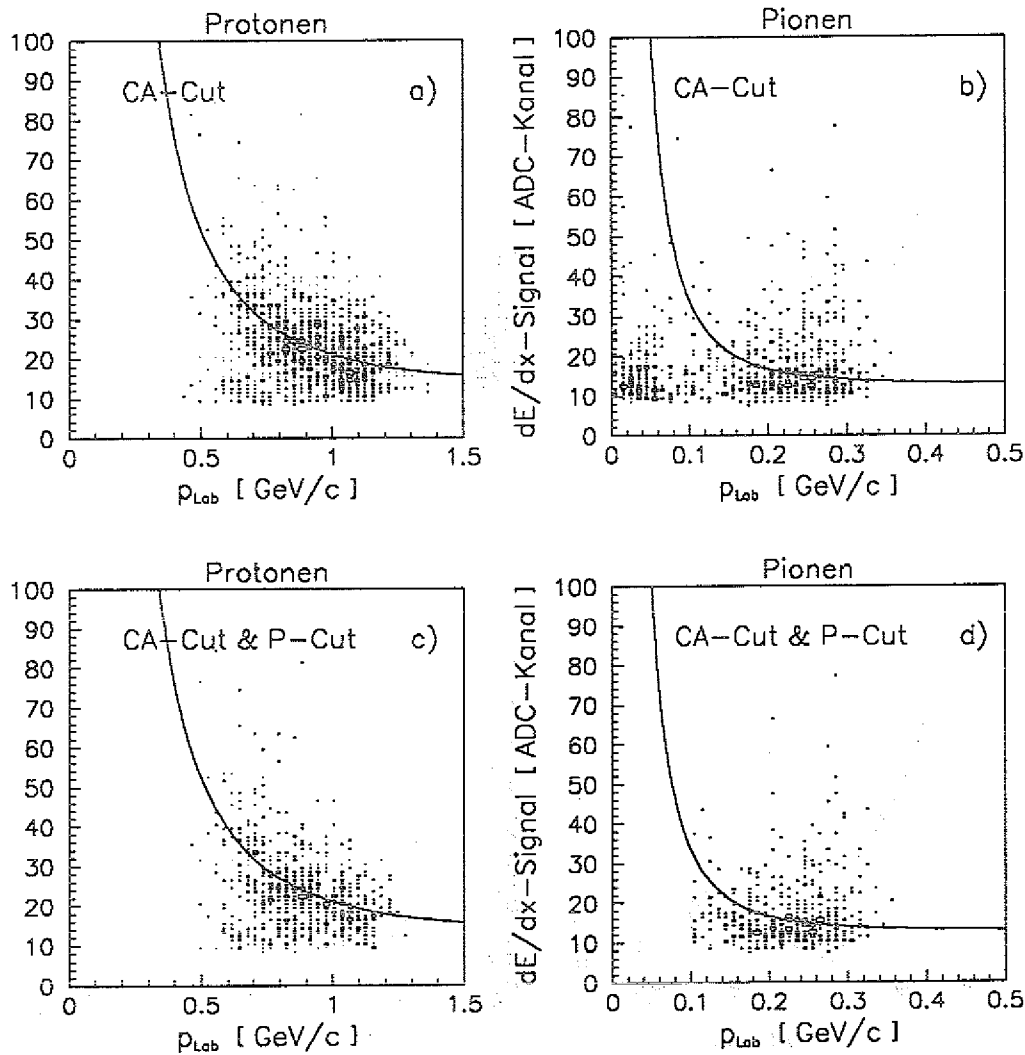


Abbildung 3.28: Gemessener Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ für Protonen und Pionen im SI-Zähler als Funktion des angepassten Impulsbetrags im Laborsystem für die $\bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c.$ -Kandidatenmenge, die dem CA-Cut (Bild a,b) und zusätzlich dem P-Cut (Bild c,d) unterliegt. Die Linie markiert den Verlauf des wahrscheinlichsten Energieverlusts.

Dieser extrem hohe Winkelfehler liegt der kinematischen Anpassung nicht zugrunde, da die aus der Spuranpassung gewonnenen Winkelfehler verwendet werden, welche im Bereich von $1,5^\circ$ wesentlich kleinere Winkelfehler darstellen. Die kinematische Anpassung kann daher aufgrund unterschätzter Meßwertfehler für Pionen mit weniger als 100 MeV/c keine zuverlässigen Ergebnisse liefern.

Das weitere Auswahlkriterium, welches im folgenden als *P-Cut* bezeichnet wird, besteht daher in der Beschränkung der Ereignismengen auf solche, für die die rekonstruierten Impulsbeträge beider Pionen mehr als 100 MeV/c betragen.

$$P - \text{Cut} : \quad p(\pi_1) \geq 0,100 \text{ MeV/c} \quad \vee \quad p(\pi_2) \geq 0,100 \text{ MeV/c} \quad (3.13)$$

Die Anwendung des P-Cuts bezieht sich auf den angepassten Impulsbetrag der Pionen. Er ist daher für alle angepassten Ereignisse durchführbar und hängt in keiner Weise von der Existenz einer $\frac{dE}{dx}$ -Messung der Pionspur ab. Nach Anwendung dieses Schnitts verbleibt eine Ereignismenge, die mit dem beobachteten $\frac{dE}{dx}$ -Signal von Teilchen mit einer Energieverlustmessung voll kompatibel ist (vgl. Bild 3.27, 3.28 c und d). Für die übrigen Teilchen, denen lediglich aufgrund von Akzeptanzlücken im SI-Zähler kein entsprechendes Signal zukommt, sollte dieselbe Eigenschaft gelten.

3.4.4 Abschätzung der Wirkungsquerschnitte für $\bar{Y}Y$ -Ereignisse

Die Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ erfolgt nach der Beziehung

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y) = \frac{N_{\bar{Y}Y}}{\epsilon_{\bar{Y}Y} L_{\text{int.}}} \quad (3.14)$$

Hierbei bedeuten $N_{\bar{Y}Y}$ die Zahl gefundener $\bar{Y}Y$ -Ereignisse, welche für alle drei Strahlzeiten in Tabelle 3.10 angegeben sind. Die gesamte, integrierte Luminosität $L_{\text{int.}}$ einer Strahlzeit ergibt sich als Summe der integrierten Luminositäten einzelner Rohdatensätze, welche in der Auswertung berücksichtigt werden. Sie sind bereits in Tabelle 3.8 aufgeführt und werden aus dem Studium der elastische Streuung bestimmt.

Die totale Rekonstruktionseffizienz $\epsilon_{\bar{Y}Y}$ für $\bar{Y}Y$ -Ereignisse, welche das Verhältnis der Zahl von rekonstruierten zu erzeugten Ereignissen des entsprechenden Ereignistyps angibt, muß in einer MC-Rechnung bestimmt werden. Sie wird in ein Produkt aus dem Bruchteil ϵ_{4K} der im 4K-Trigger akzeptierten Ereignisse sowie dem Bruchteil ϵ_X der nach dem Rekonstruktionsschritt $X = \text{Fit}, CA, P$ aus der 4K-Menge verbleibenden Ereignisse zerlegt.

$$\epsilon_{\bar{Y}Y} = \epsilon_{4K} \cdot \epsilon_X \quad (3.15)$$

Der Grund für eine derartige Zerlegung besteht darin, daß der Anteil ϵ_{4K} aus dem kleinen MC-Programm *MRMC* mit Simulationläufen von hoher Statistik (20000 K erzeugte Ereignisse) ermittelt werden kann. Aus rechentechnischen Gründen ist eine Simulation derartig vieler Ereignisse mit dem GEANT-Programm kaum durchführbar. Die hohe Zahl generierter Ereignisse führt zu einer präzisen Darstellung der Akzeptanzfunktion $A(\cos \vartheta)$ des 4K-Triggers als Funktion des Polarwinkels des Anti-Hyperons im Schwerpunktsystem der Reaktion.

		1,900 GeV/c	1,950 GeV/c	2,000 GeV/c
$\bar{\Lambda}\Lambda$	N_{Fit}	26.378	34.259	21.281
	N_{CA}	7.523	6.207	7.453
	N_{P}	3.497	2.943	3.480
$\bar{\Sigma}^0\Lambda + \text{c.c.}$	N_{Fit}	2.420	3.413	2.455
	N_{CA}	910	821	1.089
	N_{P}	464	402	534
$\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$	N_{Fit}	0	0	1
	N_{CA}	0	0	0
	N_{P}	0	0	0

Tabelle 3.10: Anzahl von $\bar{Y}Y$ -Ereigniskandidaten aller drei Strahlzeiten nach Anwendung der kinematischen Anpassung (N_{Fit}), des darauf folgenden CA-Cuts (N_{CA}) und der zusätzlichen Einschränkung des P-Cuts (N_{P}).

		1,900 GeV/c	1,950 GeV/c	2,000 GeV/c
MC- $\bar{\Lambda}\Lambda$	$\epsilon_{4K} [\%]$	4,71	3,34	4,54
MC- $\bar{\Sigma}^0\Lambda + \text{c.c.}$	$\epsilon_{4K} [\%]$	2,63	2,60	3,55
	$\epsilon_{4K}^{\gamma\gamma} [\%]$	1,20	1,17	1,56
MC- $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$	$\epsilon_{4K} [\%]$	$5,1 \times 10^{-3}$	$9,3 \times 10^{-2}$	$3,8 \times 10^{-1}$
	$\epsilon_{4K}^{\gamma\gamma} [\%]$	$1,9 \times 10^{-3}$	$2,8 \times 10^{-2}$	$1,0 \times 10^{-1}$

Tabelle 3.11: 4K-Triggereffizienz ϵ_{4K} für $\bar{Y}Y$ -Reaktionen unter Annahme einer Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts, wie er für die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion von PS185 gemessen wurde.

Unter Verwendung des aus dem PS185-Experiment bekannten Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts ermittelt man den Anteil ϵ_{4K} zu

$$\epsilon_{4K} = \frac{2\pi}{\sigma_{\text{tot}}} \int_{-1}^1 A(\cos \vartheta) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos \vartheta) d(\cos \vartheta) \quad (3.16)$$

Mit der Annahme, daß der für die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion bei 1,910 GeV/c von PS185

gemessene Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die übrigen $\bar{Y}Y$ -Reaktionen bei den hier betrachteten Strahlimpulsen identisch ist, erhält man für alle $\bar{Y}Y$ -Reaktionen entsprechend ihrer Akzeptanzfunktion $A(\cos\vartheta)$ (vgl. Abbildung 3.14) einen Wert für ϵ_{4K} (vgl. Tabelle 3.11).

Für Reaktionskanäle mit einem Σ^0 bedeutet ϵ_{4K}^γ bzw. $\epsilon_{4K}^{\gamma\gamma}$ die 4K-Triggereffizienz mit zusätzlichem Nachweis der vorhandenen γ -Quanten im Kalorimeter.

Die Effizienzen ϵ_X stehen für eine GEANT-Simulation der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion bei 1,900 GeV/c zur Verfügung. Sie lauten

$$\epsilon_{\text{Fit}} = 9,8\% \quad \epsilon_{\text{CA}} = 5,3\% \quad \epsilon_P = 3,5\% \quad (3.17)$$

Damit erhält man nach Gleichung 3.14 eine Angabe der absoluten Wirkungsquerschnitte von

$$\begin{aligned} \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda) &= 88 \mu\text{barn} \pm 2\mu\text{barn} \quad (\text{stat.}) \\ \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c.) &= 46 \mu\text{barn} \pm 2\mu\text{barn} \quad (\text{stat.}) \end{aligned}$$

bei einem Strahlimpuls von 1,900 GeV/c. Der Wirkungsquerschnitt für die $\bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c.$ -Reaktion basiert dabei auf der Annahme, daß die Rekonstruktionseffizienz ϵ_P derjenigen der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion entspricht, wobei der erforderliche Nachweis des γ -Quants mit in ϵ_{4K}^γ berücksichtigt ist. Bei den angegebenen Fehlern handelt es sich nur um statistische Fehler. Die ermittelten Wirkungsquerschnitte stehen im Einklang mit Ergebnissen des Experiments PS185 [SEF92], [ZIO92].

3.4.5 Bestimmung von Spurwinkelfehlern

Eine Quelle systematischer Fehler bei der Bestimmung der Spurwinkel besteht in der räumlichen Verdrehung der Detektorkomponenten des Spurzählers bzgl. des durch die Strahlrichtung definierten Koordinatensystems. Letzteres wird als Referenzkoordinatensystem für die Beschreibung der Spurwinkel und schließlich der daraus bestimmten Viererimpulse benutzt. Da die Lage des Referenzkoordinatensystems zunächst nicht hinreichend genau bekannt ist, läßt sich nur die relative Verdrehung von Tonnen- und Endkappenspurzähler zueinander bestimmen. Etwa die Hälfte aller im 4K-Trigger vorhandenen Ereignisse besitzen die Multiplizität 3 – 1 in den Strahlrohrszintillatoren, so daß eine der vier Spuren vollständig im Tonnenbereich liegt. Bei Kenntnis der Koordinatentransformation zwischen beiden Spurzählern

kann man durch Transformation der Tonnenspur in das Bezugssystem des Endkappenzählers eine konsistente Beschreibung aller vier Spuren untereinander erzielen. In einem zweiten Schritt könnte dann die mittlere Lage des Eingangsimpulses bzgl. des Endkappenzählers aus der Rekonstruktion der elastischen Streuung gewonnen werden.

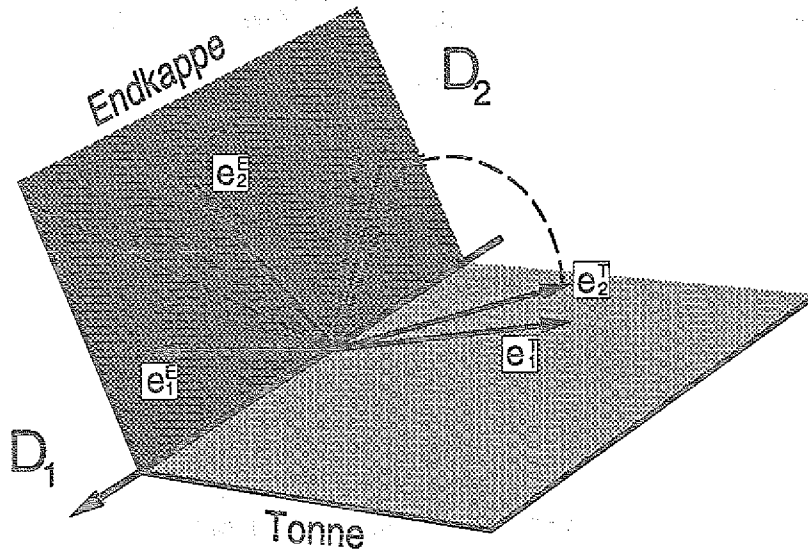


Abbildung 3.29: Beste Koordinatentransformation $D = D_2 D_1$ vom Tonnenspurzähler in den Endkappenspurzähler

Andererseits gibt die zwischen Tonnen- und Endkappenzähler befindliche Materie Anlaß zu Vielfach-Coulombstreuung, die zu zufälligen Winkelfehlern führt. Die Frage, welche der genannten Fehlerquellen dominiert, läßt sich folgendermaßen beantworten. Man betrachte die Menge aller derjenigen Ereignisse, bei denen wenigstens zwei der Vorwärtsspuren (d.h. ihr Polarwinkel liegt im Bereich $15^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$) auch einen Spurschweif im Tonnendetektor hinterlassen haben. Somit besitzt man für zwei physikalische Spuren ihre Darstellung in Form von Einheitsvektoren sowohl im Tonnen- wie Endkappenspurzähler. Die beste Koordinatentransformation ist dann als Produkt zweier räumlicher Drehungen $D = D_2 D_1$ definiert. Hierbei stellt D_1 eine Drehung um die Schnittgerade der beiden Ebenen E^T und E^E dar, die durch das Einheitsvektorpaar e_1^T, e_2^T und e_1^E, e_2^E in der jeweiligen Darstellung definiert sind. Die Drehung D_2 um die Normale der Ebene E^E bewirkt, daß die Winkelhalbierenden der Einheitsvektorpaare zusammenfallen. Bild 3.29 veranschaulicht die Drehungen D_1 und D_2 .

Die Produkttransformation D ist selbst wieder eine räumliche Drehung. Als 3-parametrische orthogonale Transformation besitzt sie bei vorgegebenem Einheitsvektor $\vec{u}$ als Drehachse und Drehwinkel α die allgemeine Form:

$$D_{\vec{u}, \alpha} = \begin{pmatrix} 1 - (1 - u_x^2)\phi & u_x u_y \phi - u_z \sin \alpha & u_x u_z \phi + u_y \sin \alpha \\ u_x u_y \phi + u_z \sin \alpha & 1 - (1 - u_y^2)\phi & u_y u_z \phi - u_x \sin \alpha \\ u_x u_z \phi - u_y \sin \alpha & u_y u_z \phi + u_x \sin \alpha & 1 - (1 - u_z^2)\phi \end{pmatrix}$$

$$\phi = 1 - \cos \alpha$$

Drehwinkel und Drehachse kann man unmittelbar aus den Matrixelementen herleiten. Die beste Transformation D wird für jedes Einzelereignis bestimmt und durch Drehachse und -winkel charakterisiert. Bei Dominanz einer systematischen Verdrehung beider Spurdetektorkomponenten gegenüber zufälligen Winkelfehlern erwartet man im statistischen Mittel eine Anhäufung der Verteilungen der Komponenten von $\vec{u}$ um eine Vorzugsdrehrichtung $\vec{u}_0$. Bei umgekehrter Dominanz sollten sie gleichverteilt sein.

Diese Verhältnisse lassen sich in einer Testrechnung studieren. Man generiert zwei Zufallseinheitsvektoren im Raum, welches dem Endkappenspurpaar entsprechen soll. Man simuliert einen zufälligen Fehler, indem man um die vorgegebenen Raumrichtungen jeweils einen weiteren Einheitsvektor würfelt, dessen Winkelabweichung einer Gaußverteilung mit Varianz σ_ϑ entspricht. Dieses neue Einheitsvektorkonstrukt entspricht den Tonnenspurstücken in Koordinaten des Endkappenzählers. Hierauf wendet man eine Drehung D_0 an, um den Effekt einer systematischen Verdrehung zu berücksichtigen.

Die Abb. 3.30 zeigt die Verteilungen der rekonstruierten Drehachse für die Fälle

- a) $\vec{d} = (0.0, -0.6, 0.8)$ $\alpha = 4.0$ Grad, $\sigma_\vartheta = 0.4$ Grad
(systematischer Fehler dominiert)
- b) $\vec{d} = (0.0, -0.6, 0.8)$ $\alpha = 0.4$ Grad, $\sigma_\vartheta = 4.0$ Grad
(zufälliger Fehler dominiert)
- c) $\vec{d} = (0.0, -0.6, 0.8)$ $\alpha = 0.4$ Grad, $\sigma_\vartheta = 4.0$ Grad
(zufälliger Fehler dominiert)

Es werden nur Ereignisse rekonstruiert, deren gewürfelte Endkappenspuren der Bedingung $15^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ \wedge |\varphi| \leq 10^\circ \wedge |\varphi - 180^\circ| \leq 10^\circ$ genügen. Die Beschränkung im Polarwinkel entspricht der Vorwärtsakzeptanz des Spurdetektors, während die Beschränkung im Azimutwinkel das Akzeptanzloch beschreibt, das entsteht, wenn die horizontalen Einschübe des Tonnenspurdetektors bei der Auswertung unberücksichtigt bleiben.

Der Vergleich der ersten beiden Fälle bestätigt unsere Erwartungshaltung. Ferner erkennt man im Fall b), daß die zwar nicht dominierende, aber doch vorhandene

systematische Verdrehung eine Asymmetrie in den Verteilungen für u_y und u_z bewirkt. Da die rekonstruierte Drehachse $\vec{d}$ die Rücktransformation der ursprünglichen Drehung um $\vec{d}_0$ beschreibt, korrespondiert die Asymmetrie der Verteilungen in Bezug auf das Vorzeichen gerade dem Vektor $-\vec{d}_0$. Wegen $u_x^{(0)} = 0$ gestaltet sich die rekonstruierte Verteilung von u_x symmetrisch. Immerhin läßt sich anhand der Asymmetrie der Verteilungen noch ein Trend eines systematischen Fehlers erkennen, der aber quantitativ keine Rolle spielt.

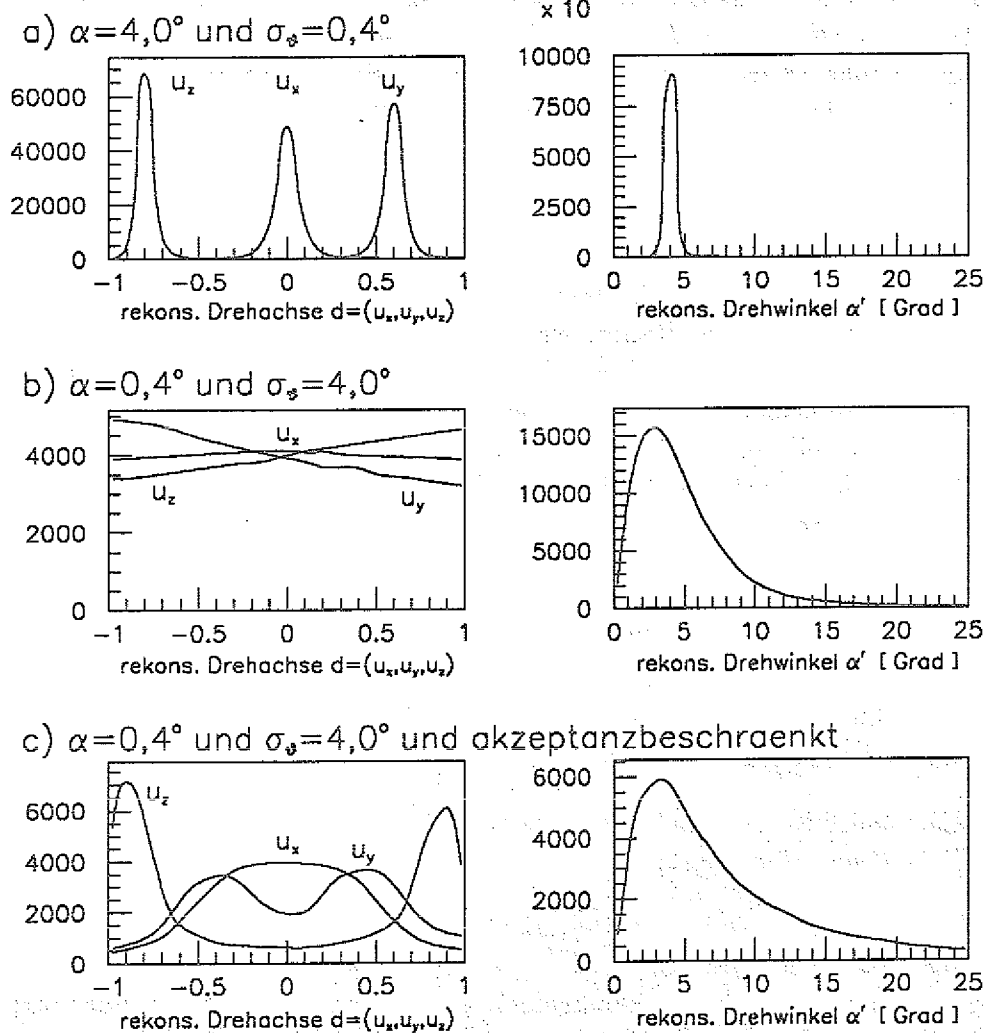


Abbildung 3.30: Verteilung der Komponenten der rekonstruierten Drehachse als Ergebnis einer Testrechnung

Beschränkt man die Ereignismenge, mit der die Testrechnung durchgeführt wird, auf Spuren, die in der Detektorakzeptanz liegen, so werden die rekonstruierten Verteilungen kräftig moduliert. Der Einbruch in der u_x -Verteilung ist mit der Beschränkung des Polarwinkels verknüpft, während die mittlere Vertiefung der u_y -

Verteilung durch die Beschränkung des Azimutwinkels entsteht. Als Charakteristikum einer Dominanz des zufälligen Fehlers bleibt die Tatsache, daß die Komponenten der rekonstruierten Drehachse sich im ganzen Intervall $[-1, +1]$ eintragen. Die Strukturen in diesen Verteilungen sind ein reiner Akzeptanzeffekt und nicht mit etwa vorhandener Dominanz eines systematischen Fehlers zu verwechseln. Die rekonstruierte Drehachse wäre dann im übrigen doppeldeutig.

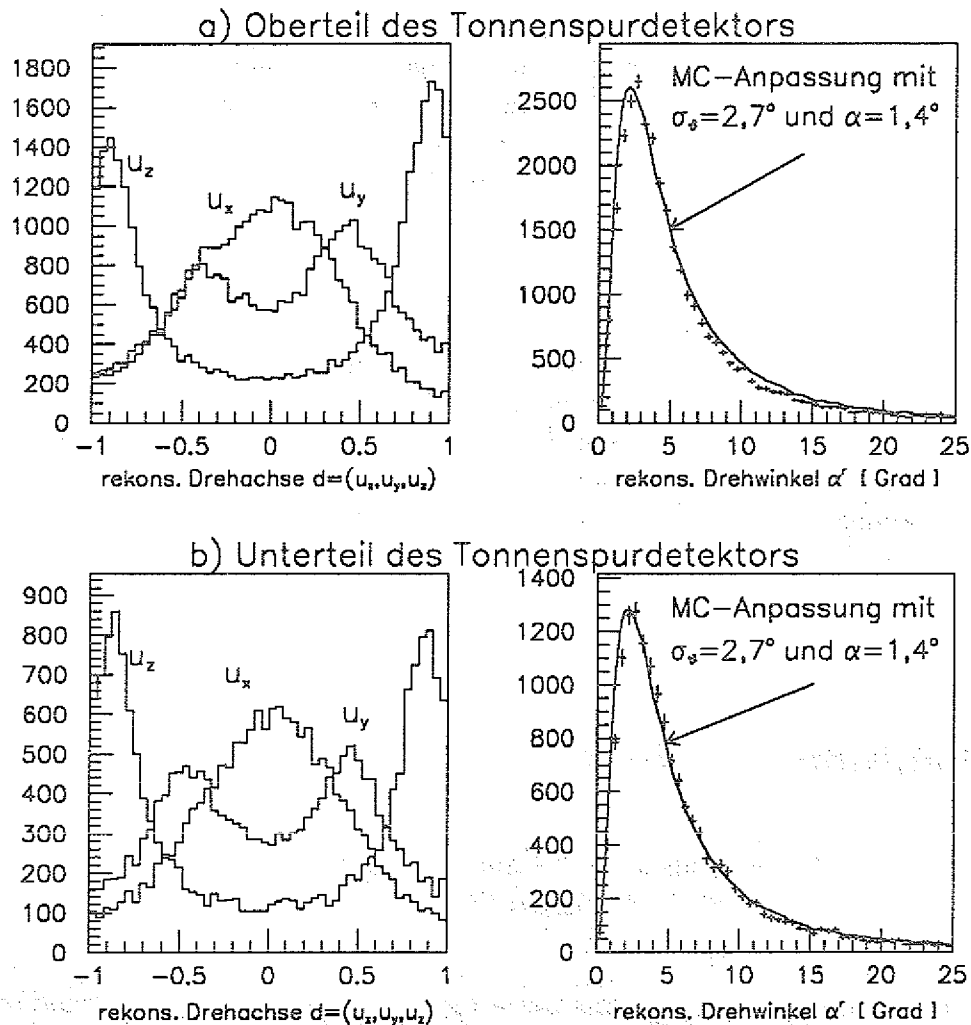


Abbildung 3.31: Verteilung der Komponenten der rekonstruierten Drehachse als Ergebnis der Analyse des 1,9 GeV/c Datensatzes

Die Analyse des Datensatzes bei 1,9 GeV/c Strahlimpuls vom Juli 1991 zeigt nun, daß die Spurwinkelfehler vorwiegend zufälliger Natur sind. Die Verteilungen von $\vec{d}$ sind in Abb. 3.31 wiedergegeben und entsprechen qualitativ den Verteilungen des Falls c) der Testrechnung.

Die Rekonstruktion wird für die mechanisch getrennten Bauteile von Ober- und Unterhälfte des Tonnenspurdetektors getrennt durchgeführt, indem Spurpaare des Tonnenspurdetektors jeweils mit positiver bzw. negativer Y-Komponente getrennt betrachtet werden. Der Vergleich der Verteilungen der rekonstruierten Drehachse in Bild 3.31 a) und b) läßt für beide Detektorhälften keine wesentlichen Unterschiede erkennen. Eine starke Asymmetrie ist ebenfalls nicht festzustellen. Die durchgezogene Linie in den Verteilungen des rekonstruierten Drehwinkels folgt aus einer MC-Rechnung mit den Parametern $\vec{d}_0 = (0.0, -0.4, -0.9)$, $\alpha = 1.4^\circ$ und $\sigma_\delta = 2.7^\circ$. Dies legt den Schluß nahe, daß die durch Vielfachstreuung verursachten Winkelfehler, die hier gemittelt über den Polarwinkelbereich von 15° - 45° und über alle Impulsbeträge der Endzustandsteilchen in Erscheinung treten, mit einem mittleren Werte von $\sigma_\delta = 2.7^\circ$ dominieren. Dies ist als eine Untergrenze für den Einfluss der Vielfachstreuung zu betrachten, da die Vielfachstreuung, die auf dem Weg vom Targetpunkt zum Tonnenspurdetektor durch das Strahlrohr und die Strahlrohrszintillatoren verursacht wird, in der vorliegenden Analyse nicht mit berücksichtigt werden konnte.

Es sei erwähnt, daß die aus der Spuranpassung gewonnenen Winkelfehler, die sich aus der Berücksichtigung der Fehler der Driftzeiten ergeben, etwa in der Größenordnung von 0.5° liegen und daher gegenüber der Vielfachstreuung vernachlässigbar sind. Die Spuren werden daher an der Stelle, wo sie gemessen werden, präzise bestimmt. Jedoch hat ihre Richtung aufgrund der vorher vorhandenen Vielfachstreuung weitaus weniger mit der am Targetpunkt vorgelegenen Richtung gemeinsam, als es der aus der Spuranpassung resultierende Fehler vorzugeben scheint. Von dem ermittelten Winkelfehler sind alle Ereignisse betroffen, da die räumlichen Spuren fast immer aus den Treffern im Endkappenzähler rekonstruiert werden.

3.5 Schlußbemerkung

Sowohl die MC-Rechnungen als auch die Analyse echter Daten im Strahlimpulsintervall 1,9 - 2,0 GeV/c führen zu folgenden Ergebnissen.

- Die Bestimmung der Akzeptanz sowie die Abschätzung der Zählratenanteile von Endzuständen, die aufgrund ihrer Ladungsmultiplizität eine ausreichend hohe Wahrscheinlichkeit besitzen, die 4K-Triggerbedingung des Jetset-Experiments zu erfüllen, führt zu der Erkenntnis, daß der $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ -Endzustand mit einer Akzeptanz von ca. 10 % oberhalb von 1,5 GeV/c sowie einem relativen Zählratenanteil von ca. 50 % bei Strahlimpulsen im Bereich von 2 GeV/c einen für eine Datenanalyse ausreichend hohen Anteil an der 4K-Ereignismenge besitzt. Bei hohen Strahlimpulsen wird die Akzeptanz dieses Endzustands lediglich vom 4K-Endzustand übertroffen, für dessen Isolierung der Jetset Detektor konstruiert ist. Sowohl die Akzeptanz als auch der Zählratenanteil der übrigen,

aus genau vier geladenen Teilchen bestehenden Endzustände liegt mindestens eine Größenordnung tiefer.

- Die Bestimmung der Impulsbeträge der vier geladenen Endzustandsteilchen unter Verwendung der Richtung ihrer Trajektorien allein führt i.a. zu zwei möglichen kinematischen Lösungen. Da bei diesem Verfahren den Trajektorien außerdem Massen zugeordnet werden müssen, erhält man für ein einzelnes $4K$ -Ereignis i.a. eine Vielzahl von kinematischen Lösungen zu verschiedenen Massenhypothesen. Die Erfüllung der Viererimpulsbilanz zu einer gewählten Massenhypothese stellt nur ein notwendiges, aber kein hinreichendes Kriterium für die Identifizierung des Ereignisses dar. Dies folgt aus der Tatsache, daß jeder Endzustand A , der bzgl. der Verteilung der Raumrichtungen seiner Teilchen einen Überlapp mit einem zweiten Endzustand B besitzt, auch stets unter der Rekonstruktionshypothese B kinematische Lösungen besitzt. Daher ist eine Ereignisidentifizierung bei Verwendung der Richtung gemessener Teilchentrajektorien allein nicht möglich.
- Die Form der Spektren invarianter Massen von Zwei-Teilchen-Subsystemen für Ereignisse, die kinematische Lösungen zur Vier-Spur-Hypothese besitzen, läßt sich durch eine mittlere Lösungsmultiplizität charakterisieren. Damit wird die Form dieser Spektren außer durch die Detektorakzeptanz im wesentlichen von der Kombinatorik bestimmt. Diese wiederum ist ein Produkt der Kombinatorik, die sich aufgrund der Vielfachheit kinematischer Lösungen ergibt, sowie der Kombinatorik, die aufgrund fehlender Ladungskenntnis bei der Paarung von Teilchen entsteht. Der Endzustand $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ weist unter den möglichen Vier-Spur-Hypothesen mit den geringsten Grad von Kombinatorik auf.
- Die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, $\bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c.$ und $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ münden aufgrund der Zerfälle $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ und $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ in die Endzustände $\bar{p}p\pi^+\pi^-$, $\bar{p}p\pi^+\pi^-\gamma$ und $\bar{p}p\pi^+\pi^-\gamma\gamma$. Die scharfen Massen von Λ und Σ^0 zwingen bei der kinematischen Rekonstruktion zu einer Ausgleichsrechnung, die im Ergebnis einen einzigen Satz von Viererimpulskomponenten für die Endzustandsteilchen liefert. Daher besitzen Ereignisse, die diesen Rekonstruktionshypothesen genügen, fortan eine eindeutige kinematische Darstellung.
- Die MC-Untersuchung des Einflusses verschieden großer, zufälliger Spurwinkelfehler auf die Form der Spektren invarianter Massen von rekonstruierten $\bar{Y}Y$ -Ereignissen ergibt, daß für Fehler der Größe $\sigma_\theta = 3.0^\circ$ kein deutliches Hyperonsignal im Massenspektrum zu erwarten ist. Eine untere Abschätzung dieses Fehlers, die auf einer Analyse echter Daten basiert, liefert einen Wert von $\sigma_\theta = 2.7^\circ$. Die Form der im OC-Verfahren rekonstruierten Spektren von $m_{p\pi}$ und $m_{p\pi\gamma}$ der Ereignismengen $\bar{p}p\pi^+\pi^-$, $\bar{p}p\pi^+\pi^-\gamma$ und $\bar{p}p\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ erlauben daher keinen eindeutigen Rückschluß auf die Existenz bzw. das Fehlen von $\bar{Y}Y$ -Ereignissen in diesen Ereignismengen.

- Da der Anpassung von $\bar{Y}Y$ -Ereignissen lediglich die Spurparameter sowie die Forderung scharfer Subsystemmassen zugrunde liegen, verbleibt in der Menge angepasster $\bar{Y}Y$ -Ereignisse ein nicht näher bekannter Anteil von Untergrundereignissen. Die Forderung eines hohen Energiesignals als Folge der $\bar{p}$ -Annihilation im Kalorimeter unterdrückt den von anderen Endzuständen hervorgerufenen Untergrund zugunsten des $\bar{p}p\pi^+\pi^-$ -Anteils. Die Betrachtung des Spektrums angepasster Pionenimpulse im Vergleich zur vorhandenen $\frac{dE}{dx}$ -Information des SI-Zählers zwingt zum Verwerfen von Ereignissen mit Pionenimpulsen kleiner als 100 MeV/c. Diese Ereignisse werden im übrigen durch die erwartete Coulomb-Vielfachstreuung von bis zu 100 mrad von der Anpassung nicht richtig beschrieben. Die nach Anwendung dieser Schnitte verbleibende Zahl von $\bar{\Lambda}\Lambda$ - und $\bar{\Sigma}^0\Lambda + c.c.$ -Ereigniskandidaten entspricht unter Beachtung der totalen Rekonstruktionseffizienz der angewandten Analyseschritte und der integrierten Luminosität totalen Wirkungsquerschnitten von 88 μbarn und 46 μbarn bei 1,9 GeV/c Strahlimpuls. Sie stimmen mit den Ergebnissen des PS185-Experiments überein.
- Legt man für die $\bar{\Sigma}^0\Lambda$ -Reaktion die gleiche Rekonstruktionseffizienz ϵ_X zugrunde, die für die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion aus einer Exotic MC-Rechnung bei 1,9 GeV/c gewonnen wird, und verwendet man ferner die Triggerakzeptanz $\epsilon_{4K}^{(\gamma\gamma)}$ bei 2,0 GeV/c, so ist mit der daraus resultierenden totalen Rekonstruktionseffizienz sowie der integrierten Luminosität des 2,0 GeV/c Datensatzes von April '91 pro 1 μbarn des totalen Wirkungsquerschnitts im Mittel ein einziges, rekonstruiertes Ereignis zu erwarten. Die Analyse des Datensatzes bei 2,0 GeV/c von August '93, für welchen eine höhere Luminosität erreicht wurde, steht noch aus.

Anhang A

Der 2-Proton-Trigger bei COSY-11

Die Tabellen A.1-A.3 geben die Akzeptanz der betrachteten Endzustände unter den Triggerbedingungen T_1 und T_2 bzgl. dreier Referenzimpulse des p -Strahls an. Die Bedingungen $B_1 - B_8$ stellen eine disjunkte Zerlegung der drei Teilbedingungen A , B und C dar. Die Definition der Teilbedingungen lautet (vgl. Gleichung 2.2):

Endzustand	pp	$pp\pi^0$	$pn\pi^+$
B_1 [%]	0,003	0,030	0,034
B_2 [%]	0,000	0,006	0,007
B_3 [%]	0,000	0,001	0,000
B_4 [%]	0,000	0,000	0,000
B_5 [%]	0,000	0,001	0,000
B_6 [%]	0,000	0,000	0,000
B_7 [%]	0,000	0,000	0,000
B_8 [%]	99,99	99,96	99,96
T_1 [%]	0,003	0,037	0,041
T_2 [%]	0,003	0,038	0,041
WQ [mb]	20,7	0,20	0,72
R_1 [Hz]	0,62	0,07	0,30
R_2 [Hz]	0,62	0,07	0,30

Tabelle A.1: Akzeptanz und Zählrate für verschiedene Kanäle unter den Triggerbedingungen T_1 und T_2 bei 1,000 GeV/c Strahlimpuls.

Endzustand	$pn\pi^+$	$pn\pi^+\pi^0$	$pn\pi^+2\pi^0$	$pn2\pi^+\pi^-$
B_1 [%]	0,022	0,065	0,143	0,274
B_2 [%]	0,002	0,005	0,030	0,027
B_3 [%]	0,000	0,000	0,000	0,000
B_4 [%]	0,000	0,000	0,000	0,000
B_5 [%]	0,000	0,001	0,002	0,003
B_6 [%]	0,001	0,001	0,001	0,003
B_7 [%]	0,000	0,000	0,000	0,000
B_8 [%]	99,97	99,93	99,82	99,69
T_1 [%]	0,025	0,072	0,176	0,307
T_2 [%]	0,025	0,072	0,176	0,307
WQ [mb]	17,22	2,37	1,80	0,41
R_1 [Hz]	4,31	1,71	3,24	1,26
R_2 [Hz]	4,31	1,71	3,24	1,26

Endzustand	pp	$pp\pi^0$	$pp2\pi^0$	$pp\pi^+\pi^-$	$pp\pi^+\pi^-\pi^0$
B_1 [%]	0,003	0,047	0,084	0,220	0,519
B_2 [%]	0,000	0,006	0,017	0,030	0,084
B_3 [%]	0,000	0,000	0,002	0,001	0,005
B_4 [%]	0,000	0,000	0,001	0,000	0,001
B_5 [%]	0,000	0,001	0,005	0,010	0,053
B_6 [%]	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
B_7 [%]	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
B_8 [%]	99,99	99,95	99,89	99,74	99,34
T_1 [%]	0,002	0,054	0,107	0,260	0,657
T_2 [%]	0,002	0,054	0,109	0,261	0,662
WQ [mb]	22,2	3,98	0,41	0,66	0,02
R_1 [Hz]	0,44	2,15	0,44	1,72	0,13
R_2 [Hz]	0,44	2,15	0,45	1,72	0,13

Tabelle A.2: Akzeptanz und Zählrate für verschiedene Kanäle unter den Triggerbedingungen T_1 und T_2 bei 2,000 GeV/c Strahlimpuls.

$$A = \mu_{SZ1} \geq 2 \wedge \mu_{SZ3} \geq 1$$

$$B_1 = A \wedge \neg(B \vee C)$$

$$B_2 = B \wedge \neg(A \vee C)$$

$$B_3 = C \wedge \neg(A \vee B)$$

$$B = \mu_{SZ2} \geq 2 \wedge \mu_{SZ3} \geq 1$$

$$B_4 = A \wedge B \wedge \neg C$$

$$B_5 = A \wedge B \wedge \neg C$$

$$B_6 = B \wedge C \wedge \neg A$$

$$C = \mu_{SZ2}^D \geq 1 \wedge \mu_{SZ3} \geq 1$$

$$B_7 = A \wedge B \wedge C$$

$$B_8 = \neg(A \vee B \vee C)$$

Endzustand	$pn\pi^+$	$pn\pi^+\pi^0$	$pn\pi^+2\pi^0$	$pn2\pi^+\pi^-$
B_1 [%]	0,021	0,079	0,108	0,247
B_2 [%]	0,006	0,010	0,010	0,024
B_3 [%]	0,000	0,000	0,000	0,000
B_4 [%]	0,000	0,000	0,000	0,000
B_5 [%]	0,000	0,001	0,001	0,003
B_6 [%]	0,000	0,001	0,000	0,001
B_7 [%]	0,000	0,000	0,000	0,000
B_8 [%]	99,97	99,91	99,88	99,72
T_1 [%]	0,027	0,091	0,119	0,275
T_2 [%]	0,027	0,091	0,119	0,275
WQ [mb]	11,44	4,07	1,80	1,15
R_1 [Hz]	3,09	3,70	2,16	3,22
R_2 [Hz]	3,09	3,70	2,16	3,22

Endzustand	pp	$pp\pi^0$	$pp2\pi^0$	$pp\pi^+\pi^-$	$pp\pi^+\pi^-\pi^0$
B_1 [%]	0,002	0,051	0,114	0,262	0,401
B_2 [%]	0,000	0,004	0,014	0,016	0,037
B_3 [%]	0,000	0,000	0,001	0,000	0,005
B_4 [%]	0,000	0,000	0,000	0,000	0,001
B_5 [%]	0,000	0,002	0,001	0,004	0,019
B_6 [%]	0,000	0,001	0,000	0,001	0,000
B_7 [%]	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
B_8 [%]	99,99	99,94	99,87	99,72	99,54
T_1 [%]	0,002	0,582	0,129	0,283	0,458
T_2 [%]	0,002	0,582	0,130	0,283	0,463
WQ [mb]	17,0	2,90	0,92	2,67	0,74
R_1 [Hz]	0,34	1,68	1,01	7,48	3,40
R_2 [Hz]	0,34	1,68	1,01	7,48	3,40

Tabelle A.3: Akzeptanz und Zählrate für verschiedene Kanäle unter den Triggerbedingungen T_1 und T_2 bei 3,302 GeV/c Strahlimpuls.

Danach unterscheiden sich die Triggerbedingungen $T_1 = A \vee B$ und $T_2 = A \vee B \vee C$ genau in der Teilbedingung B_3 . Eine Akzeptanz von Null in den folgenden Tabellen bedeutet, daß von 10^5 gewürfelten Ereignissen kein einziges Ereignis das entsprechende Kriterium erfüllt.

Anhang B

Kinematik

B.1 Kinematische Anpassung am Beispiel von $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Sigma^0$

Es sei der mathematische Formalismus für den Test der Reaktionshypothese c) von Abschnitt 3.2.4.2 beschrieben.

$$\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Sigma}^0 \Sigma^0 \longrightarrow (\bar{\Lambda} \gamma)(\Lambda \gamma) \longrightarrow (\bar{p} \pi^+ \gamma)(p \pi^- \gamma)$$

Die verfügbare Detektorinformation, die in der folgenden kinematischen Anpassung berücksichtigt wird, besteht aus den vier Steigungswinkelpaaren $(\vartheta_{zx}, \vartheta_{zy})$ von in der ZX- und ZY-Projektion dargestellten 3d-Spuren geladener Teilchen sowie den Viererimpulskomponenten der γ -Quanten. Die zugehörigen Fehlermatrizen $E_{\vartheta_i}^{(2 \times 2)}$ und $E_{\gamma_j}^{(4 \times 4)}$ sind ebenfalls bekannt.

Da keine Teilchenidentifizierung geladener Teilchen erfolgt, müssen alle sechs möglichen Massenhypothesen für Massenzuordnung der vier geladenen Teilchen in Betracht gezogen werden. Sie lauten

Massen- hypothese	Teilchennummer					
	m_1	m_2	m_3	m_4	m_5	m_6
a)	m_p	m_p	m_π	m_π	m_γ	m_γ
b)	m_p	m_π	m_p	m_π	m_γ	m_γ
c)	m_p	m_π	m_π	m_p	m_γ	m_γ
d)	m_π	m_π	m_p	m_p	m_γ	m_γ
e)	m_π	m_p	m_π	m_p	m_γ	m_γ
f)	m_π	m_p	m_p	m_π	m_γ	m_γ

Die weitere Diskussion bezieht sich auf die Massenzuordnung der Hypothese a). Aufgrund der Unbestimmtheit der Teilchenladung bestehen nun folgende vier Möglichkeiten der Subsystembildung von $p - \pi - \gamma$

s1)	m_1	m_3	m_5
s2)	m_1	m_4	m_5
s3)	m_1	m_3	m_6
s4)	m_1	m_4	m_6

Das zweite 3-Teilchen-Subsystem ist damit eindeutig festgelegt. Die Anwendung der oben genannten Reaktionshypothese bedeutet nun, für die invariante Masse beider 3-Teilchen-Subsysteme m_{Σ^0} und für die invariante Masse der beiden geladenen Teilchen eines Subsystems die Λ -Masse m_Λ zu fordern. Im folgenden wird auf die im Fall s1) getroffene Paarbildung Bezug genommen.

Es gilt, das globale Minimum der Größe S von Gleichung 3.10 zu bestimmen. Die Lösungsmethode wird in [LYO85] beschrieben und besteht in der Linearisierung der Zwangsbedingungen und iterativem Lösen des daraus resultierenden linearen Gleichungssystems.

Mit dem zu variierenden "Meßwertvektor", der die Viererimpulskomponenten aller sechs Endzustandsteilchen beinhaltet, lauten die Gleichungen der Zwangsbedingungen

$$\begin{aligned}
 C_1 &= \sum_{i=1}^6 p_x^{(i)} - p_x^{(0)} \\
 C_2 &= \sum_{i=1}^6 p_y^{(i)} - p_y^{(0)} \\
 C_3 &= \sum_{i=1}^6 p_z^{(i)} - p_z^{(0)} \\
 C_4 &= \sum_{i=1}^6 E^{(i)} - E^{(0)} \\
 C_{4+i} &= E^{(i)^2} - p_x^{(i)^2} - p_y^{(i)^2} - p_z^{(i)^2} - m^{(i)^2} \quad i = 1, \dots, 6 \\
 C_{11} &= \left(\sum_{i=1}^3 E^{(2i-1)} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^3 p_x^{(2i-1)} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^3 p_y^{(2i-1)} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^3 p_z^{(2i-1)} \right)^2 - m_{\Sigma^0}^2 \\
 C_{12} &= \left(\sum_{i=1}^2 E^{(2i-1)} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^2 p_x^{(2i-1)} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^2 p_y^{(2i-1)} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^2 p_z^{(2i-1)} \right)^2 - m_\Lambda^2
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

$$\begin{aligned}
C_{13} &= \left(\sum_{i=1}^3 E^{(2i)} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^3 p_x^{(2i)} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^3 p_y^{(2i)} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^3 p_z^{(2i)} \right)^2 - m_{\Sigma^0}^2 \\
C_{14} &= \left(\sum_{i=1}^2 E^{(2i)} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^2 p_x^{(2i)} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^2 p_y^{(2i)} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^2 p_z^{(2i)} \right)^2 - m_{\Lambda}^2
\end{aligned}$$

Außer den Zwangsbedingungen wird noch die Fehlermatrix $E_{\vec{x}}$ benötigt. Diese besitzt die allgemeine Gestalt

$$E_{\vec{x}}^{(24 \times 24)} = \begin{pmatrix} E_g^{(16 \times 16)} & & \\ & E_{\gamma_1}^{(4 \times 4)} & \\ & & E_{\gamma_2}^{(4 \times 4)} \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

Hierbei wird die Fehlermatrix E_g der Impulskomponenten der geladenen Teilchen durch Fehlerfortpflanzung aus den Matrizen E_{ϑ_i} gewonnen. Den Übergang von Spurwinkeln zu Viererimpulskomponenten vollzieht sich über den Umweg der Berechnung von Einheitsvektoren $\vec{e}_i$.

$$\begin{aligned}
T_1 : (\vartheta_{zx}^{(i)}, \vartheta_{zy}^{(i)}) &\rightarrow \vec{e}^{(i)} \\
e_x^{(i)} &= \frac{\tan \vartheta_{zx}^{(i)}}{\sqrt{1 + \tan^2 \vartheta_{zx}^{(i)} + \tan^2 \vartheta_{zy}^{(i)}}} \\
e_y^{(i)} &= \frac{\tan \vartheta_{zy}^{(i)}}{\sqrt{1 + \tan^2 \vartheta_{zx}^{(i)} + \tan^2 \vartheta_{zy}^{(i)}}} \\
e_z^{(i)} &= \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2 \vartheta_{zx}^{(i)} + \tan^2 \vartheta_{zy}^{(i)}}}
\end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

$$T_2 : \vec{e}^{(i)} \rightarrow (p_x^{(i)}, p_y^{(i)}, p_z^{(i)}, E^{(i)})$$

Die Transformation T_2 entspricht dem OC-Verfahren. Aufgrund der impliziten Definition der Impulsbeträge lassen sich die Transformationsgleichungen nicht explizit angeben. Dennoch ist eine Berechnung der für die Fehlerfortpflanzung benötigten Transformationsmatrizen möglich. Es gilt

$$E_g = T_2^T T_1^T E_{\vartheta} T_1 T_2$$

$$E_{\vartheta} = \begin{pmatrix} E_{\vartheta_1}^{(2 \times 2)} & & & \\ & E_{\vartheta_2}^{(2 \times 2)} & & \\ & & E_{\vartheta_3}^{(2 \times 2)} & \\ & & & E_{\vartheta_4}^{(2 \times 2)} \end{pmatrix}^{(8 \times 8)} \quad (\text{B.4})$$

$$T_1 = \begin{pmatrix} t_1^{(2 \times 3)} & & & \\ & t_2^{(2 \times 3)} & & \\ & & t_3^{(2 \times 3)} & \\ & & & t_4^{(2 \times 3)} \end{pmatrix}^{(8 \times 12)}$$

$$t_i = c_i \begin{pmatrix} \frac{1}{\cos^2 \vartheta_{zx}^{(i)} \cos^2 \vartheta_{zy}^{(i)}} & -\frac{\tan \vartheta_{zx}^{(i)} \tan \vartheta_{zy}^{(i)}}{\cos^2 \vartheta_{zx}^{(i)}} & -\frac{\tan \vartheta_{zx}^{(i)}}{\cos^2 \vartheta_{zx}^{(i)}} \\ -\frac{\tan \vartheta_{zx}^{(i)} \tan \vartheta_{zy}^{(i)}}{\cos^2 \vartheta_{zy}^{(i)}} & \frac{1}{\cos^2 \vartheta_{zx}^{(i)} \cos^2 \vartheta_{zy}^{(i)}} & -\frac{\tan \vartheta_{zy}^{(i)}}{\cos^2 \vartheta_{zy}^{(i)}} \end{pmatrix}^{(2 \times 3)} \quad (B.5)$$

$$c_i = 1/\sqrt{1 + \tan^2 \vartheta_{zx}^{(i)} + \tan^2 \vartheta_{zy}^{(i)}}$$

$$T_2 = (t_{il}^{(3 \times 4)})^{(12 \times 16)}$$

$$t_{il} = (\vec{\nabla}^{(i)} p_x^{(l)}, \vec{\nabla}^{(i)} p_y^{(l)}, \vec{\nabla}^{(i)} p_z^{(l)}, \vec{\nabla}^{(i)} E^{(l)})^{(3 \times 4)} i, l = 1, \dots, 4 \quad (B.6)$$

$$\vec{\nabla}^{(i)} = \begin{pmatrix} \partial/\partial e_x^{(i)} \\ \partial/\partial e_y^{(i)} \\ \partial/\partial e_z^{(i)} \end{pmatrix}$$

Die partiellen Ableitungen der Viererimpulskomponenten nach den Koordinaten der Einheitsvektoren lauten

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}^{(i)} p_\mu^{(l)} &= \vec{\nabla}^{(i)} (p^{(l)} e_\mu^{(l)}) \\ &= e_\mu^{(l)} \vec{\nabla}^{(i)} p^{(l)} + p^{(l)} \vec{\nabla}^{(i)} e_\mu^{(l)} \\ &= e_\mu^{(l)} \vec{\nabla}^{(i)} (\alpha_l p^{(4)} + \beta_l) + (\alpha_l p^{(4)} + \beta_l) \delta_{i,l} (\delta_{x,\mu}, \delta_{y,\mu}, \delta_{z,\mu}) \\ &= e_\mu^{(l)} (p^{(4)} \vec{\nabla}^{(i)} \alpha_l + \alpha_l \vec{\nabla}^{(i)} p^{(4)} + \vec{\nabla}^{(i)} \beta_l) + (\alpha_l p^{(4)} + \beta_l) \delta_{i,l} (\delta_{x,\mu}, \delta_{y,\mu}, \delta_{z,\mu}) \\ \vec{\nabla}^{(i)} E^{(l)} &= \frac{1}{\sqrt{m^{(l)2} + (\alpha_l p^{(4)} + \beta_l)^2}} (p^{(4)} \vec{\nabla}^{(i)} \alpha_l + \alpha_l \vec{\nabla}^{(i)} p^{(4)} + \vec{\nabla}^{(i)} \beta_l) \\ \vec{\nabla}^{(i)} \alpha_l &= c^2 \left\{ -\frac{1}{c} \epsilon_{ils} \vec{e}^{(4)} \times \vec{e}^{(s)} + [\vec{e}^{(4)} (\vec{e}^{(m)} \times \vec{e}^{(n)})] \vec{e}^{(j)} \times \vec{e}^{(k)} \right\} \\ \vec{\nabla}^{(i)} \beta_l &= c^2 \left\{ -\frac{1}{c} \epsilon_{ils} \vec{p}^{(0)} \times \vec{e}^{(s)} - [\vec{p}^{(0)} (\vec{e}^{(m)} \times \vec{e}^{(n)})] \vec{e}^{(j)} \times \vec{e}^{(k)} \right\} \\ \vec{\nabla}^{(4)} \alpha_l &= -c \vec{e}^{(m)} \times \vec{e}^{(n)} \\ \vec{\nabla}^{(4)} \beta_l &= 0 \end{aligned} \quad (B.7)$$

$(i, j, k), (l, m, n), (i, l, s) \in (1, 2, 3)$ und zyklisch vertauscht

Aus 3.7 und 3.6 folgt speziell

$$\vec{\nabla}^{(i)} p^{(4)} = - \frac{\sum_{j=1}^4 \frac{p^{(j)}}{E^{(j)}} (p^{(4)} \vec{\nabla}^{(i)} \alpha_j + \vec{\nabla}^{(i)} \beta_j)}{\sum_{j=1}^4 \alpha_j \frac{p^{(j)}}{E^{(j)}}} \quad (\text{B.8})$$

B.2 Vertexrekonstruktion für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Sigma^0, \bar{\Sigma}^0 \Lambda + c.c., \bar{\Lambda} \Lambda$ bei fixierter Kinematik

Die Rekonstruktion von Endzuständen, die aus dem Λ -Zerfall entstehen, ist erst dann abgeschlossen, wenn außer dem aus der kinematischen Anpassung gewonnenen besten Satz von Viererimpulskomponenten auch der primäre Wechselwirkungsort $\vec{r}_0$ sowie die Zerfallsvertizes $\vec{r}_i$ der Λ -Teilchen angegeben werden. Der Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ findet praktisch noch am primären Wechselwirkungsort statt, so daß alle drei Hyperonenendzustände durch die Angabe der drei genannten Vertizes in ihrer Topologie beschrieben werden können.

Die kinematische Anpassung habe die Impulse aller Teilchen bereits fixiert und die Spurpaare (1,2) und (3,4) als beste Kombination von aus dem Λ -Zerfall stammenden $p - \pi$ -Paaren ermittelt. Die Aufgabe der Vertexbestimmung besteht nun darin, die beiden Spurpaare so im Detektor zu positionieren, daß sie die geringste Abweichung zur tatsächlich beobachteten Lage der Spuren besitzen. Die kinematische Anpassung hatte bisher ja nur die räumliche Orientierung, nicht aber die absolute Position von Spuren bestimmt.

Charakterisiert man die Vertizes durch die Koordinaten des primären Wechselwirkungsorts $\vec{r}_0$ und die Zerfallslängen l_i der beiden Λ -Teilchen, so gilt

$$\vec{r}_1 = \vec{r}_0 + l_1 \vec{e}_{\Lambda_1} \quad \vec{r}_2 = \vec{r}_0 + l_2 \vec{e}_{\Lambda_2} \quad (\text{B.9})$$

Es seien die Spuren geladener Teilchen in der zx - und zy -Projektion in der Form

$$\begin{aligned} b_x^{(i)} &= x^{(i)} - m_x^{(i)} z^{(i)} \\ b_y^{(i)} &= y^{(i)} - m_y^{(i)} z^{(i)} \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

dargestellt. Mit der Notation $\vec{b} = (b_x^{(i)}, b_y^{(i)})$ muß nun die Größe

$$\chi^2(\vec{b}) = (\vec{b} - \vec{b}_g)^T E_g^{-1} (\vec{b} - \vec{b}_g) \quad (\text{B.11})$$

unter der Nebenbedingung von Gleichung B.1 minimiert werden. Die Nebenbedingungen sind automatisch erfüllt, wenn man für die zu bestimmenden Achsenabschnitte nur noch die Form

$$b_x^{(i)} = x_0 - m_x^{(i)} z_0 + l_k (e_{\Lambda_k}^x - m_x^{(i)} e_{\Lambda_k}^z) \quad (\text{B.12})$$

$$b_y^{(i)} = x_0 - m_y^{(i)} z_0 + l_k (e_{\Lambda_k}^y - m_y^{(i)} e_{\Lambda_k}^z) \quad (\text{B.13})$$

$$i = 1, \dots, 4 \quad k = \begin{cases} 1 & \text{für } i = 1, 2 \\ 2 & \text{für } i = 3, 4 \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

zulässt. Damit ist χ^2 lediglich eine Funktion der fünf Parameter x_0, y_0, z_0, l_1, l_2 und die notwendige Bedingung für ein lokales Extremum

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial P_i} = 0 \quad (\text{B.15})$$

stellt ein lineares Gleichungssystem dar, dessen Lösung man ohne Iterationen sofort erhält.

Literaturverzeichnis

- [AMP86] K.L.Au, D.Morgan, M.R.Pennington: Phys. Lett. **B167** (229), 1986
- [AMP87] K.L.Au, D.Morgan, M.R.Pennington: Phys. Rev. **D35** (1633), 1987
- [BAR90] P.D.Barnes et al.: Measurement of the reaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ at 1,695 GeV/c, Physics Letters **B246**, 1990
- [BUZ88] A.Buzzo et al.: A silicon pad dE/dx detector for PS202, Jetset-Note 88-23, CERN Genf 1988
- [BUZ89] A.Buzzo et al.: Test Results of the Silicon dE/dx Detectors, Jetset-Note 89-43, CERN Genf 1989
- [CEH84] CERN-HERA-84-01, Compilation of Cross Sections, Vol. 3 1984
- [CLO93] F.E.Close, N.Isgur, S.Kumano: Nucl. Phys. **B389**, 1993
- [FUK92] R.Fukuhisa, T.Kishida, T.K.Komatsubara, F.Sai, S.Sakamoto, T.Tsuboyama, S.S.Yamamoto: $\bar{p} + p \rightarrow K^+ + K^- + \pi^+ + \pi^-$ reaction in the momentum range 400-670 MeV/c, Phys. Rev. **D46**, 1992
- [GEA92] F.Carminati & Koautoren: GEANT3.15 - Detektorsimulationspaket, Benutzerhandbuch, CERN Genf 1992
- [GRA74] G.Grayer et al.: Nucl. Phys. **B75** (189), 1974
- [HAR92] P.Harris: A Simulation of the Barrel Gamma Detector, Jetset-Note 92-, CERN Genf 1992
- [HUG92] S.Hughes: persönliche Mitteilung
- [JAF76] R.J.Jaffe: Phys. Rev. **D15** (267), 1977
- [JET92] Jetset-Kollaboration: The $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ reaction near threshold, CERN/SPSLC 92-42, CERN Genf 1992
- [KLR92] K.Röhrich: Pixel Luminosity, Internal Jetset-Note 92-32, CERN Genf 1992

- [LYO85] L. Lyons: Statistics for nuclear and particle physicists, Cambridge University Press, Cambridge 1985
- [MEY93] H.O.Meyer: From $NN \rightarrow NN\pi$ to Pion Production in Nuclei, Int. Conf. on Meson-Nucleus Interaction, Cracow, 14-19 May 1993
- [MFL91] M.Ferro-Luzzi: Estimate of the Multiple-Scattering Effect of the Jetset Vacuum Pipe, Jetset Internal Note 91-3, CERN Genf 1991
- [MoP91] D.Morgan, M.R.Pennington: Phys. Lett. **B258** (444), 1991
- [MRO91] M. Rook: Aufbau und Inbetriebnahme einer Dipolfeldmeßmaschine zur Streufeldvermessung von COSY-Dipolen, Jül-2407, Jülich 1990
- [OEL88] W.Oelert: Cosy Proposal No. 11, IKP KFA-Jülich, 1988
- [OHL90] S.Ohlsson: Track fitting in the straw chambers, Jetset-Note 90-22, CERN Genf 1990
- [PAW89] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni, P. Zanarini: PAW - Physics Analysis Workstation V1.07, Benutzerhandbuch, CERN Genf
- [PDG90] Particle Data Group: Review of Particle Properties, Physics Letters **B239**, CERN Genf 1990
- [PEN90] M.R.Pennington: In Search of Hadrons beyond the Quark Model, to be published in the Proceedings of the Oxford Conference in honour of Prof. R.H.Dalitz, July 1990, ed. I.J.R.Aitchison et al., World Scientific
- [REI91] P.Reimer: The Jetset Data Acquisition System, in the Proceedings of the Workshop on Meson Production, Interaction and Decay by A.Magiera, W.Oelert, E.Grosse, World Scientific, Cracow, Poland 1991
- [SEF92] Th. Sefzick: Lambda - Anti-Lambda - Erzeugung im Bereich der Sigma-Schwelle (Dissertation), Jül-2584, Jülich 1992
- [STE93] O. Steinkamp: Messung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ am Experiment Jetset, Dissertation
- [WEI90] J.Weinstein, N.Isgur: $K\bar{K}$ molecules, Phys. Rev. **D41** (2236), 1990
- [WOL93] M. Wolke: Ein großflächiger Szintillationsdetektor mit Matrix-Auslese für Experimente an COSY, Jül-2852, Jülich 1993
- [ZIO92] M.Ziółkowski: Dynamik der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Reaktion 170.5 MeV über der Produktionsschwelle (Dissertation), Jül-2703, Jülich 1992

Diese Arbeit wurde im Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich angefertigt.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. K. Kilian für die Übernahme des Referates und sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit. Mein besonderer Dank gebührt Herrn Dr. W. Oelert für die Themenstellung und fortwährende Unterstützung dieser Arbeit. Bei beiden Herren möchte ich mich insbesondere für ihre Bemühungen bedanken, die es mir ermöglichten, einen Teil dieser Arbeit am Europäischen Forschungszentrum CERN durchzuführen.

Herrn Prof. Dr. R. Maschuw danke ich für die Übernahme des Korreferates.

Ferner möchte ich auch meinen Dank den Mitarbeitern des Instituts IKP1 sowie den Mitgliedern der Jetset-Kollaboration und COSY11-Kollaboration aussprechen, die mit ihrer Bereitschaft zur Diskussion und tatkräftigen Unterstützung mit zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ein spezielles Dankeschön gebührt Herrn Dr. R.T. Jones für die schnelle Bereitstellung von GEANT-Monte-Carlos für das Jetset Experiment.

Für den fruchtbaren Gedankenaustausch bedanke ich mich bei den Herren Dr. D. Grzonka, V. Jaeckle, Dr. K. Röhrich, Dr. Th. Sefzick, Dr. O. Steinkamp.

1. The first part of the paper is devoted to the study of the properties of the function $f(x)$ defined by the equation

2. The second part of the paper is devoted to the study of the properties of the function $f(x)$ defined by the equation

3. The third part of the paper is devoted to the study of the properties of the function $f(x)$ defined by the equation

4. The fourth part of the paper is devoted to the study of the properties of the function $f(x)$ defined by the equation

5.

Juli-2022

Juni 1994

ISSN 0944-2952