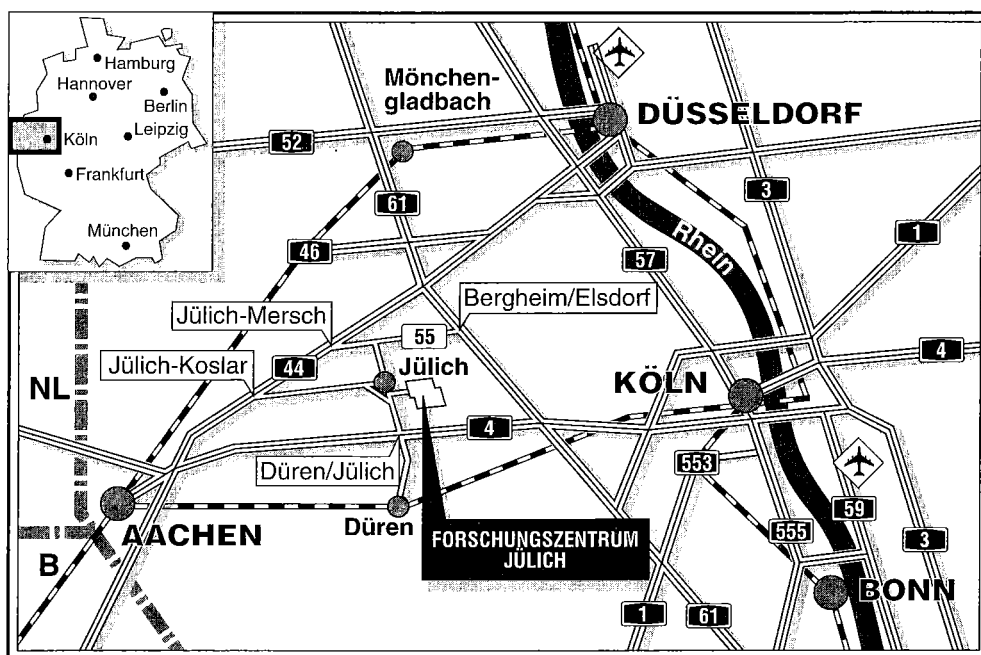


Institut für Kernphysik

**Strangeness-erzeugung in der
 $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ - und $\bar{\Sigma}^0\Lambda$ -Produktion
bei hohen LEAR-Energien**

Kirsten Sachs



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3201

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-3201

D5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833 556-70 kfa d

Strangeness-erzeugung in der $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ - und $\bar{\Sigma}^0\Lambda$ -Produktion bei hohen LEAR-Energien

Kirsten Sachs

Jede noch nicht verwirklichte Idee gleicht einer Utopie. Wenn man sich vorstellen würde, daß nichts möglich ist, außer dem, was schon existiert, würde man nie etwas zustande bringen.

Simone de Beauvoir

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	3
2	Theorie	5
2.1	Modelle	5
2.1.1	Quark-Gluon-Modell	5
2.1.2	Meson-Austausch-Modell	7
2.1.3	Lambda-Zerfall	8
2.2	Observable der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc.$	9
3	Experiment	13
3.1	Der Speicherring LEAR	13
3.2	Der Detektor	13
3.3	Trigger	18
3.4	Datenaufnahme	18
4	Ereignis-Rekonstruktion	19
4.1	Zweidimensionale Spurrekonstruktion	20
4.2	Dreidimensionale Spurrekonstruktion	21
4.3	Vertex-Rekonstruktion	26
4.4	Missing-Mass Analyse	27
4.5	Kinematische Anpassung	30
4.6	Ladungsidentifikation	30

5 Akzeptanz	33
5.1 Rekonstruktion und Geometrie	33
5.2 Driftkammer	33
5.3 Unterschied zur alten Rekonstruktion	37
5.4 PASS2	40
5.5 Trigger	41
6 Selektion	43
6.1 Reduktion durch kinematische Anpassung	43
6.2 Reduktion durch Missing-Mass	45
6.3 Unterscheidung zwischen $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ und $\bar{\Sigma}^0\Lambda$	47
7 Ergebnisse	51
7.1 Totaler Wirkungsquerschnitt	51
7.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt	54
7.3 Vergleich mit Missing-Mass-Verteilungen	56
7.4 Spinabhängige Observable	58
8 Zusammenfassung und Ausblick	63
A Missing-Mass-Verteilungen	65
B Spinabhängige Observable	69
C Ergebnis-Tabellen	77

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

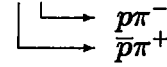
Von den vier fundamentalen Wechselwirkungen sind die elektromagnetische und schwache Kraft mit ihrer Vereinigung in der Glashow-Salam-Weinberg Theorie [GSW] wohl am besten verstanden. Auch für die Gravitation besteht in der allgemeinen Relativitätstheorie [EINST] eine experimentell sehr gut bestätigte Beschreibung. Die quantenmechanische Darstellung ist allerdings noch nicht vollständig. Das Problem der starken Kraft besteht darin, daß die Quantenchromodynamik (QCD) die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen beschreibt, die selbst nicht als freie Teilchen beobachtbar sind.

Für drei der oben angesprochenen Wechselwirkungen nimmt die Kraft mit dem Abstand ab. In der QCD ist die Anziehungskraft bei Abständen größer als 1 fm jedoch konstant [NAC86]. Der Grund dafür ist, daß Gluonen farblich nicht neutral sind, und deswegen aneinander koppeln können. So kommt es zur Ausbildung einer dünnen Flußröhre zwischen zwei sich voneinander entfernenden (Anti-) Quarks, deren Energieinhalt proportional zum Abstand zunimmt. Die Energie dieses Feldes ist dann ausreichend, neue $q\bar{q}$ -Paare aus dem Vakuum zu produzieren. Letztlich entstehen farbneutrale Hadronen.

Bei hohen Energien verhalten sich Quarks innerhalb der Hadronen quasi frei. In diesem Bereich des *asymptotic freedom* sind Störungsrechnungen der QCD möglich. Sie kann daher zur Bestimmung von Wechselwirkungen benutzt werden. Für niedrige Energien sind Einflüsse der Quarks vernachlässigbar und Wechselwirkungen zwischen Hadronen können mit dem Austausch von Mesonen beschrieben werden. Die Existenz des π -Mesons wurde auf diese Weise als Vermittler der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung vorhergesagt [YUK35].

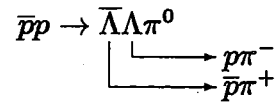
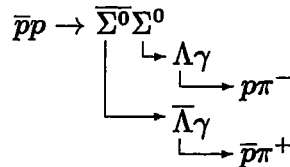
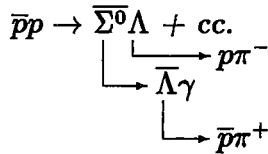
Welche Beschreibung jedoch im Bereich der Mittelenergie-Physik adäquat ist, muß experimentell bestimmt werden. Um diese Frage zu entscheiden, ist es wichtig, Prozesse zwischen Hadronen zu finden, bei denen möglichst wenige Quarks direkt be-

teilt sind, eine Berechnung innerhalb der jeweiligen Modelle also möglich ist. Die vom Experiment PS185 hauptsächlich gemessene Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ ist von dieser Art.



Das Lambda-Antilambda-Paar wird dabei mit einem Antiprotonstrahl an einem Fixtarget aus Polyethylen erzeugt. Es zeigt sich, daß beide Beschreibungsmöglichkeiten die Verteilungen für Wirkungsquerschnitt, Polarisation und Spinkorrelation relativ gut erklären können [HAM91], so daß weitere Ansatzpunkte nötig sind. Das können entweder andere Observable, wie zum Beispiel die Depolarisation [PS185/3], oder andere Reaktionen sein.

In dem vom LEAR zur Verfügung gestellten Energiebereich bis 2 GeV/c Antiprotonimpuls, entsprechend 2.43 GeV Schwerpunkts-Energie, sind auch die folgenden Kanäle zugänglich:



Nahe den Reaktions-Schwellen von 1.653 GeV/c ($\bar{\Lambda}\Sigma^0$), 1.818 GeV/c ($\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$) und 1.871 GeV/c ($\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$) Strahlimpuls liegen kaum Daten der jeweiligen Reaktionen vor. Für $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ gibt es nur drei Meßpunkte unterhalb von 2 GeV/c Strahlimpuls, der erste Wert für $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ liegt bei 2.15 GeV/c [OH73]. Der Kanal $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ wurde dort nicht untersucht. Diese Messungen wurden bis zum Jahr 1972 mit einer Blaskammer durchgeführt, und es konnte nur der totale Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Die einzigen neueren Messungen für den Kanal $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ in diesem Energiebereich stammen von PS185 [OHL90],[TAY95].

In der hier vorgelegten Arbeit wurden die bei einem Strahlimpuls von 1.949 und 1.992 GeV/c aufgenommenen Daten für die drei oben aufgeführten Kanäle ausgewertet. Diese Untersuchung profitiert ganz erheblich von einer in der Offline-Analyse verbesserten Spur-Auflösung. Grundlage dafür war eine neue Eichung verbunden mit einer modifizierten Spurfindung in der Driftkammer. Zusätzlich wurde eine verbesserte Routine zur dreidimensionalen Spurfindung, dem sogenannten 'Matching' eingeführt. Damit konnte die Auflösung verbessert und kombinatorischer Untergrund erheblich reduziert werden.

Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ werden der Wirkungsquerschnitt sowie Polarisation und Spinkorrelation ermittelt. Signaturen der Kanäle $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ und $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ sind in den Missing-Mass-Verteilungen zu beobachten, eine Separation ist durch den hohen Untergrundanteil aus Reaktionen am Kohlenstoffkern im Polyethylen-Target jedoch nicht möglich.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Modelle

Für die Beschreibung der Hyperon Produktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ stehen zwei verschiedene Modellgruppen zur Verfügung. Im Bild des einfachen additiven Quarkmodells werden die Baryonen als Drei-Quark-System beschrieben und die Wechselwirkung über Gluonen vermittelt. Das Gluon wird dabei im sogenannten s -Kanal ausgetauscht, das heißt es trägt Energie und Quantenzahlen des bei der Reaktion beteiligten Systems ($u\bar{u}$ bzw. $s\bar{s}$). Die alternative Beschreibung ist der Austausch von Mesonen über den t -Kanal. Das Meson trägt lediglich die übertragenen Quantenzahlen und Impulse. Die 'Initial- und Final-State-Interaction' (ISI, FSI) müssen in jedem Fall betrachtet werden und beeinflussen die Reaktion so nahe der Reaktionsschwelle ganz beträchtlich.

2.1.1 Quark-Gluon-Modell

Abbildung 2.1 zeigt die acht $\text{Spin}=\frac{1}{2}$ Baryonen mit den Quantenzahlen charm, bottom und top=0. Die Klassifizierung anhand der dritten Komponente des Isospins und der Hyperladung sowie der Quark-Inhalt sind angegeben.

Für das System (u,d,s) mit $I_3=0$ und $Y=0$ gibt es zwei Möglichkeiten. Ein Teilchen ist Teil des Isospin=1 Triplets (Σ^+, Σ^0 und Σ^-). Das Λ ist ein Isospin Singlet, das heißt die Spins (J) des u - und d -Quarks koppeln zu einem $J=0$ Zustand. Der Spin des Lambda ist daher identisch mit dem Spin des s -Quarks. Bei den Sigmas koppeln die beiden Quarks der ersten Familie jedoch zu $J=1$ und der Gesamtspin kann nur als Summe aller Komponenten angegeben werden.

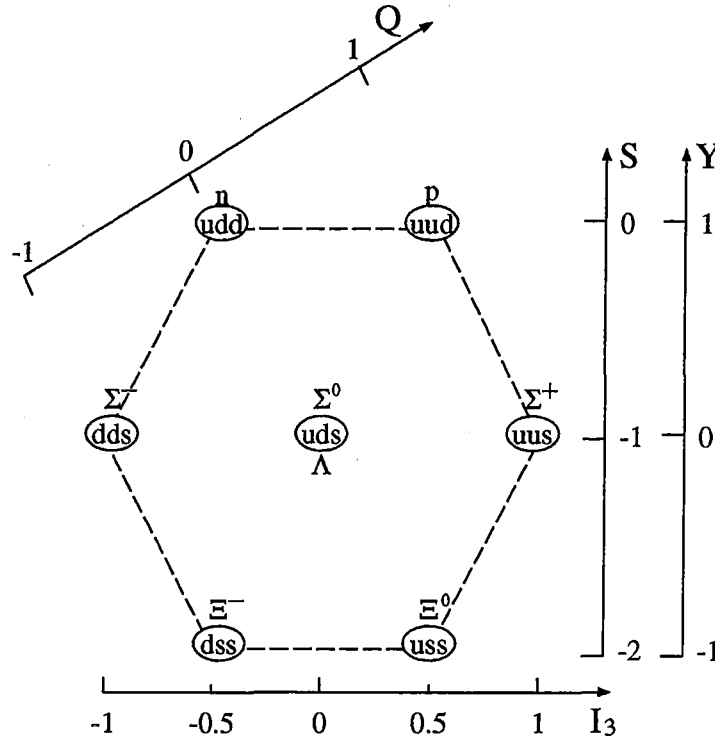


Abbildung 2.1: Baryonen Oktet [ISG78] in Abhängigkeit von
Dritter Komponente des Isospins I_3 , Strangeness S ,
Hyperladung $Y = S+B$ mit der Baryonenzahl $B=1$
und der Ladung $Q/e = Y/2 + I_3$.

Für das Quarklinien-Diagramm der Hyperon-Produktion (Abbildung 2.3) ist nur der Graph niedrigster Ordnung dargestellt, der Austausch eines Gluons (One-Boson-Exchange OBE). Dieser Anteil dominiert die Wechselwirkung gegenüber dem Austausch von mehreren Gluonen [GEN84]. Das $s\bar{s}$ -Paar muß bei diesem Ansatz die Quantenzahlen des Gluons übernehmen, wird also im 3S_1 -Zustand produziert.

Dem gegenüber steht die 'Vakuum-Pair-Creation' (VPC), wobei das $s\bar{s}$ -Paar im 3P_0 -Zustand erzeugt wird [FUR87]. In beiden Modellen befinden sich die entstandenen Quarks in einem Triplett-Zustand, die Spins des s - und $\bar{s}$ -Quarks sind also parallel zu einander. Da der Spin des Lambda ausschließlich vom Spin des s -Quark bestimmt wird, müssen die bei der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ erzeugten Lambdas ebenfalls als Triplett entstehen. Dies führt zu einer Singlet Fraction=0.

Abbildung 2.2 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt sowohl für das 3S_1 - als auch für das 3P_0 -Modell. ISI und FSI wurden hier in einer Näherung gerechnet. Die aus einer Born Näherung mit ebenen Wellen erhaltenen Störungen gehen als effektive Kopplungskonstante ein.

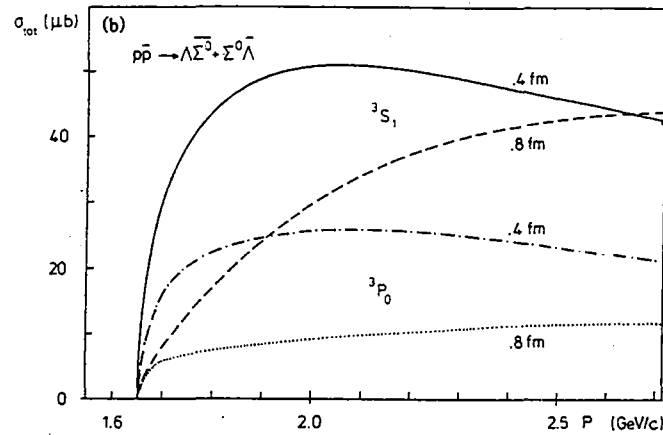


Abbildung 2.2: Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ nach [BUR88]. Gluon-Austausch und 'Vakuum Creation' wurden mit zwei verschiedenen effektiven Baryonradien berechnet.

2.1.2 Meson-Austausch-Modell

Im Meson-Austausch-Modell kann man sich bei der assoziierten Strangeness-Produktion auf den Austausch von K-Mesonen beschränken. Die Modelle unterscheiden sich durch die Anzahl der verschiedenen K-Mesonen.

[TAB85] bezieht $K(494,0^-)$, $K^*(890,1^-)$ und $K^{**}(1430,2^+)$ in die Rechnungen mit ein. Diese Mesonen unterscheiden sich in der Masse und damit in der Reichweite. Außerdem übertragen sie unterschiedlichen Spin und Parität J^P . Nur durch die destruktive Interferenz von K^* und K^{**} ist die Beschreibung der bei Rückwärts-Winkeln flach auslaufenden Winkelverteilung möglich. ISI und FSI werden hier allerdings nur mit einem einfachen Modell angenähert.

[KOH88] benutzen dagegen ein realistisches optisches Modell zur Beschreibung von ISI und FSI. Die Wechselwirkung wird vom K-Meson-Austausch dominiert, K^* spielen nur eine untergeordnete Rolle bei den Rechnungen für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$. Die Kopplung des K-Mesons an das Sigma ist jedoch schwächer als an das Lambda. Aus Experimenten mit KN-Streuung [DAL82] erhält man

$$\frac{g_{KN\Sigma^0}^2}{g_{KN\Lambda}^2} < \frac{1}{20} \quad (2.1)$$

SU(3)-Rechnungen [HOL89] ergeben

$$\frac{g_{KN\Sigma^0}^2}{g_{KN\Lambda}^2} = \left(\frac{0.759}{-3.944} \right)^2 = \frac{1}{27} \quad (2.2)$$

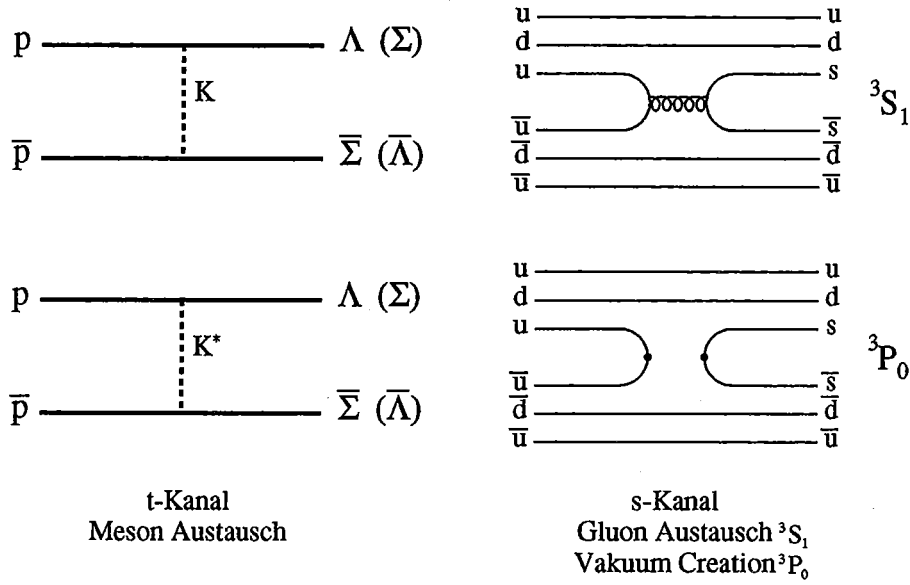


Abbildung 2.3: Hyperon Produktion im Meson-Austausch und im Quark-Gluon-Modell für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$.

Die Kopplung des K^* ist dagegen etwa gleich groß $\left(\begin{smallmatrix} -0.917 \\ -1.588 \end{smallmatrix}\right)$ und hat das gleiche Vorzeichen für beide Teilchen. Einflüsse des K^* spielen daher für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ eine größere Rolle.

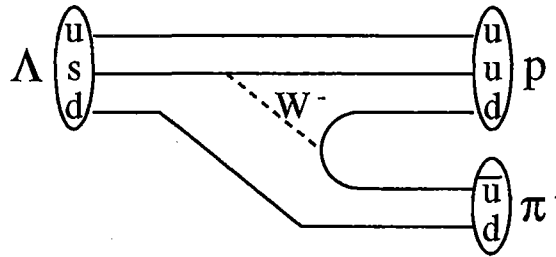
Dies zeigt sich auch bei den Rechnungen von [HAI93]. K und K^* interferieren bei der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ im Tensor-Teil der Wechselwirkung additiv und im zentralen Teil destruktiv. Dieses Verhältnis kehrt sich für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ um. So ergibt sich für die erste Reaktion eine Dominanz des Tensor-Teils, der nur auf ein Spin=1 System wirkt, da er einen 'Spin-Flip' verursacht. Das führt zu einer Singlet Fraction=0. Für die Produktion von $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ tragen jedoch beide Teile bei und führen zu einer winkel- und energieabhängigen Singlet Fraction. ISI und FSI werden im Rahmen eines 'coupled channel' Algorithmus genau mitgerechnet.

2.1.3 Lambda-Zerfall

Abbildung 2.4 zeigt den Zerfall des $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ im Quarklinien-Diagramm. Der Austausch von W -Bosonen bewirkt Übergänge innerhalb eines Dubletts. Um den Übergang $s \rightarrow u$ beschreiben zu können, müssen die W -Bosonen an die Mischung

$$d' = \cos\theta_c d + \sin\theta_c s \quad (2.3)$$

koppeln und nicht an die Massen-Eigenzustände d und s . $\sin\theta_c$ ist der Cabbibo-Winkel [CAB63], oder genauer das Matrixelement $|V_{us}|$ der Kobayashi-Maskawa-

Abbildung 2.4: Schwacher Zerfall des $\Lambda \rightarrow p \pi^-$

Matrix [KOB73].

$$|V_{us}| = 0.2205 \pm 0.0018 \quad [PDG94] \quad (2.4)$$

Die Parität ist in der schwachen Wechselwirkung nicht erhalten. Dadurch ist die Winkelverteilung der Zerfallsprotonen vom Lambda-Spin abhängig [DUR64] und kann zur Bestimmung der Lambda-Polarisation benutzt werden. Der Zerfall ist selbstanalysierend, ein Doppelstreuxperiment ist nicht nötig.

2.2 Observable der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc.$

Wirkungsquerschnitt

Die grundlegenden Informationen einer Reaktion sind der totale Wirkungsquerschnitt σ (Ereignisrate) und der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (Winkelverteilung der produzierten Teilchen). Da sowohl der Strahl als auch das Target nicht polarisiert sind, ist die Reaktion in ϕ symmetrisch und die Integration über den Polarwinkel kann einfach ausgeführt werden. Der Wirkungsquerschnitt ist nur vom Azimutwinkel θ abhängig.

$$\sigma = \int_{4\pi} \frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} d\Omega = \frac{N}{\mathcal{L}} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{\partial N}{\partial\Omega} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{\partial N}{\partial \cos\theta} \quad (2.6)$$

Dabei ist N die Anzahl der (in einem Winkelbereich) erzeugten Teilchen und $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität:

$$\mathcal{L} = F_{\bar{p}} * N_p = \frac{N_{\bar{p}}}{Q} * \rho_p * Q * L \quad (2.7)$$

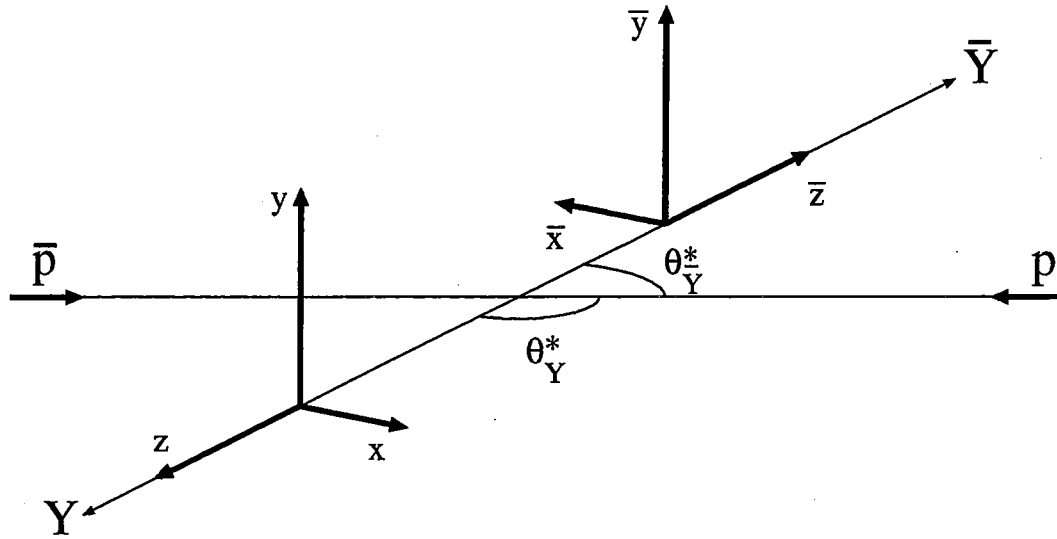


Abbildung 2.5: Definition des Koordinatensystems
für die Hyperonproduktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$

mit: F über die Strahlzeit integrierter Fluß der Antiprotonen
 $N_{p(\bar{p})}$ Anzahl der (Anti-) Protonen
 Q effektiver Querschnitt
 L Targetlänge
 ρ Dichte der Protonen im Target = $7.88 \cdot 10^{22} \frac{1}{\text{cm}^3}$

Polarisation

Zur Bestimmung spinabhängiger Größen, wie der Polarisation, wird die Paritätsverletzung im Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ausgenutzt. Für die Winkelverteilung I des Protons gilt [DUR64]:

$$I(\vec{q}) = 1 + \alpha \vec{P}_\Lambda \cdot \vec{q} \quad (2.8)$$

Dabei ist $\vec{q}$ der Richtungsvektor des Protons und $\vec{P}_\Lambda$ die Lambda-Polarisation. Die Polarisation $\vec{P}$ ist allgemein als normierter Mittelwert des Spins $\vec{J}$ im Eigensystem eines Teilchens definiert:

$$\vec{P} = \frac{\langle \vec{J} \rangle}{|J|} \quad (2.9)$$

Das Lambda wird durch starke Wechselwirkung produziert, daher ist der Erzeugungsprozess paritäts-invariant. In dem in Abbildung 2.5 gezeigten Koordinatensystem kann nur die y-Komponente der Polarisation von Null verschieden sein. Gleichung 2.8 reduziert sich auf:

$$I = 1 + \alpha P_\Lambda \cos \theta_y \quad (2.10)$$

Wobei $\cos \theta_y$ die y -Komponente des Richtungsvektors des Protons im Schwerpunktsystem des Lambda ist. Eine Abhängigkeit der Polarisation vom Produktionswinkel θ_Λ überträgt sich entsprechend auf die Winkelverteilung des Protons, sie ist in den Formeln jedoch nicht explizit angegeben. Der Wert für den Asymmetrie-Parameter beträgt [PDG94]:

$$\alpha = -\bar{\alpha} = 0.642 \pm 0.013 \quad (2.11)$$

Unterschiede zwischen den Parametern für Λ und $\bar{\Lambda}$ durch eventuelle CP-Verletzung sind bisher nicht beobachtet worden. Als Mittelwert aus [PS185] ergibt sich:

$$\frac{\alpha + \bar{\alpha}}{\alpha - \bar{\alpha}} = 0.004 \pm 0.014 \quad (2.12)$$

Durch einen Unterschied möglicherweise entstehende systematische Abweichungen sind wesentlich kleiner, als der statistische Fehler in dieser Arbeit. Sie wurden daher vernachlässigt.

Bestimmt wird die Polarisation des Lambda mit dem ‘method-of-weighted-sums’-Verfahren [BES79]. Es ergibt sich:

$$P_\Lambda = \frac{1}{\alpha} \frac{\int I(\cos \theta_y) \cdot \cos \theta_y d\Omega_p}{\int I(\cos \theta_y) \cdot \cos^2 \theta_y d\Omega_p} = \frac{1}{\alpha} \frac{\sum \cos \theta_y}{\sum \cos^2 \theta_y} \quad (2.13)$$

Mit dem Fehler:

$$\sigma(P) = \frac{1}{\alpha} \frac{1}{\sqrt{\sum \cos^2 \theta_y}} \quad (2.14)$$

Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, daß das Ergebnis unabhängig von der Akzeptanz A ist, solange folgende Periodizität im Polarwinkel gilt: $A(\phi) = A(\phi + \pi)$. Jede Detektorkomponente genügt dieser Bedingung. Die Akzeptanz ändert sich nicht, wenn man den Detektor ‘auf den Kopf’ stellt.

Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ ist durch den zusätzlichen Zerfall $\Sigma \rightarrow \Lambda\gamma$ ausgezeichnet. Auch die Polarisation des Sigma ist durch den asymmetrischen Zerfall des Lambda nachweisbar, die Winkelverteilung wird jedoch durch die Emission des Photons verschmiert. Für die mittlere Winkelverteilung des Protons muß über den Richtungsvektor $\vec{u}$ des Photons integriert werden. Man erhält [GAT58]:

$$\begin{aligned} I &= 1 + \alpha \vec{P}_\Lambda \cdot \vec{q} \\ &= 1 - \alpha [(\vec{P}_{\Sigma^0} \vec{u})(\vec{u} \vec{q})]_{Av} \\ &= 1 - \frac{\alpha}{3} \vec{P}_{\Sigma^0} \cdot \vec{q} \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$P_{\Sigma^0} = -\frac{3}{\alpha} \frac{\sum \cos \theta_y}{\sum \cos^2 \theta_y} \quad (2.16)$$

Spinkorrelation

Betrachtet man Hyperon und Antihyperon eines Ereignisses, zeigt sich, daß deren Polarisation und damit die Richtungen der Zerfallsprotonen korreliert sind. Gleichungen 2.8 und 2.15 müssen erweitert werden zu [DUR64]:

$$I_{\bar{\Lambda}\Sigma^0} = 1 - \alpha \vec{P}_{\bar{\Lambda}} \vec{q}_{\bar{\Lambda}} - \frac{\alpha}{3} \vec{P}_{\Sigma^0} \vec{q}_{\Sigma^0} + \frac{\alpha^2}{3} \vec{q}_{\bar{\Lambda}} C \vec{q}_{\Sigma^0} \quad (2.17)$$

$$I_{\bar{\Sigma}^0\Lambda} = 1 + \alpha \vec{P}_{\Lambda} \vec{q}_{\Lambda} + \frac{\alpha}{3} \vec{P}_{\Sigma^0} \vec{q}_{\Sigma^0} + \frac{\alpha^2}{3} \vec{q}_{\Sigma^0} C \vec{q}_{\Lambda} \quad (2.18)$$

C ist die Matrix der Spinkorrelationskoeffizienten $C = (C_{ij})$ und $\vec{q}_{\Lambda(\Sigma^0)}$ ist der Richtungsvektor des aus dem Lambda- (Sigma-) Zerfall stammenden Protons. Da die Erzeugung der Hyperonen paritätserhaltend und invariant gegenüber Ladungskonjugation erfolgt, gelten für die Elemente folgende Bedingungen:

$$C_{xy} = C_{yx} = C_{yz} = C_{zy} = 0 \quad (2.19)$$

$$C_{ij} = C_{ji} \quad (2.20)$$

Zur experimentellen Bestimmung wird das 'method-of-moments'-Verfahren [ATH74] benutzt:

$$\begin{aligned} C_{ij} &= \frac{9 \cdot 3}{\alpha^2} \iint I(\vec{q}_{\Lambda}, \vec{q}_{\Sigma^0}) \cdot \cos \theta_{i_{\Lambda}} \cos \theta_{j_{\Sigma^0}} d\Omega_{p_{\Lambda}} d\Omega_{p_{\Sigma^0}} \\ &= \frac{9 \cdot 3}{\alpha^2} \frac{1}{N} \sum_{\nu=1}^N (\cos \theta_{i_{\Lambda}} \cos \theta_{j_{\Sigma^0}}) \end{aligned} \quad (2.21)$$

Für den statistischen Fehler ergibt sich:

$$\sigma(C_{ij}) = \frac{3}{\alpha^2} \sqrt{\frac{9 - (\frac{\alpha^2}{3} C_{ij})^2}{N}} \approx \frac{9}{\alpha^2 \sqrt{N}} \quad (2.22)$$

Singlet Fraction

Die Singlet Fraction SF beschreibt direkt die Spinkopplung der beiden Hyperonen. Sie wird aus den Diagonalelementen der Spinkorrelationsmatrix gebildet:

$$SF = \frac{1}{4} (1 - \langle \vec{J}_{\Lambda} \cdot \vec{J}_{\Sigma^0} \rangle) = \frac{1}{4} (1 + C_{xx} - C_{yy} + C_{zz}) \quad (2.23)$$

Für bestimmte Zustände ergeben sich folgende Werte der Singlet Fraction:

reiner Triplett-Zustand	$(\uparrow\uparrow)$	:	0
reiner Singulett-Zustand	$(\uparrow\downarrow)$	:	1
unkorrelierter Zustand		:	0.25

Kapitel 3

Experiment

3.1 Der Speicherring LEAR

Bild 3.1 zeigt den Antiproton-Komplex des CERN, dessen Bestandteil der Low Energy Antiproton Ring (LEAR) ist. Zur Erzeugung der Antiprotonen werden im LINear ACcelerator LINAC II vorbeschleunigte Protonen in das Proton Synchrotron (PS) eingespeist und dort auf einen Impuls von 26 GeV/c weiter beschleunigt. Dieser Strahl wird auf ein Target gelenkt und erzeugt unter anderem Antiprotonen ($\bar{p}$) mit einem breiten Energiespektrum.

Antiprotonen mit einem Impuls von 3.5 GeV/c werden spektroskopisch ausgefiltert und im Antiproton Accumulator (AA) zwischengespeichert. Zur Verwendung im LEAR bestimmte $\bar{p}$ werden in das PS zurückgeleitet und auf etwa 600 MeV/c abgebremst. Sie werden dann als Bündel in den LEAR gefüllt, wo das Paket auf Sollimpuls beschleunigt, zu einem kontinuierlichen Strahl aufgeweitet und gekühlt wird. Über einen Zeitraum von bis zu mehreren Stunden können $\bar{p}$ gleichmäßig extrahiert und zu den externen Experimenten gelenkt werden [LEF89].

3.2 Der Detektor

Zur Bestimmung der kinematischen Größen einer Reaktion ist eine möglichst genaue Kenntnis der Spuren der beteiligten Teilchen wichtig. Das Kernstück des in Abbildung 3.2 gezeigten Detektors ist daher ein Trackingsystem aus einer Driftkammer (DC) mit 6 und 7 Ebenen in zwei senkrecht aufeinander stehenden Orientierungen (x, y) und um 45° versetzt eine MultiWireProportionalChamber (MWPC) mit je 5 Ebenen in zwei ebenfalls aufeinander senkrecht stehenden Orientierungen (u, v).

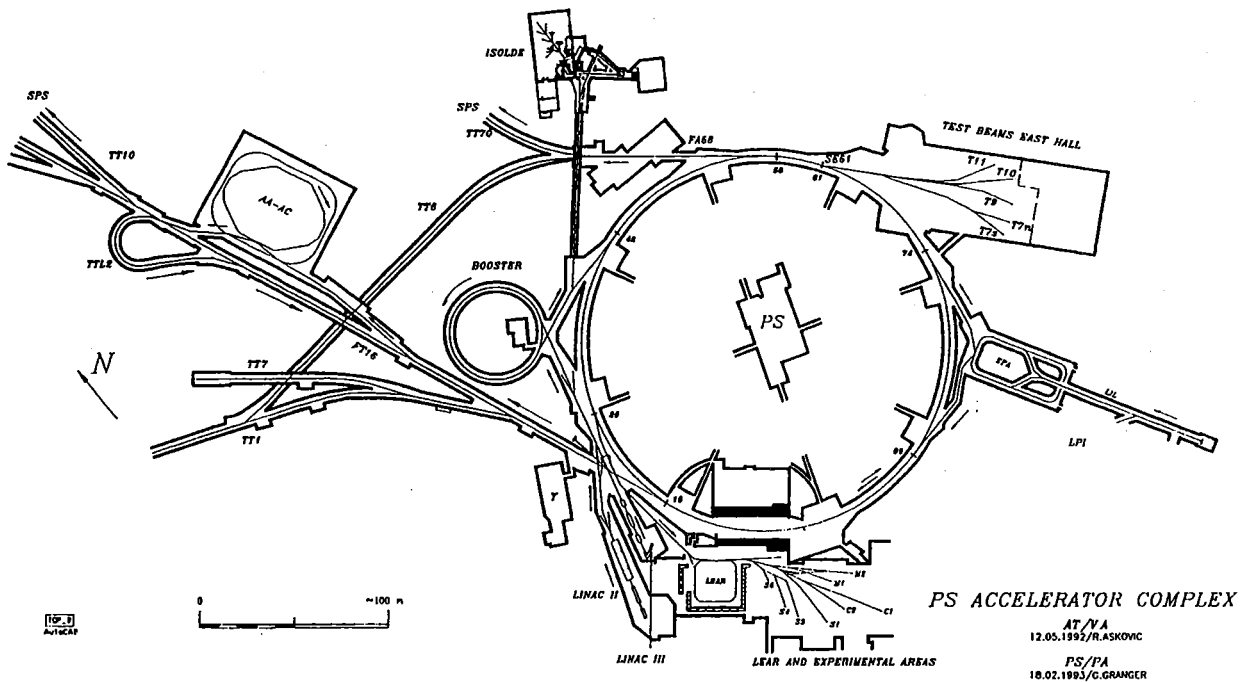


Abbildung 3.1: Der Antiproton-Komplex des CERN

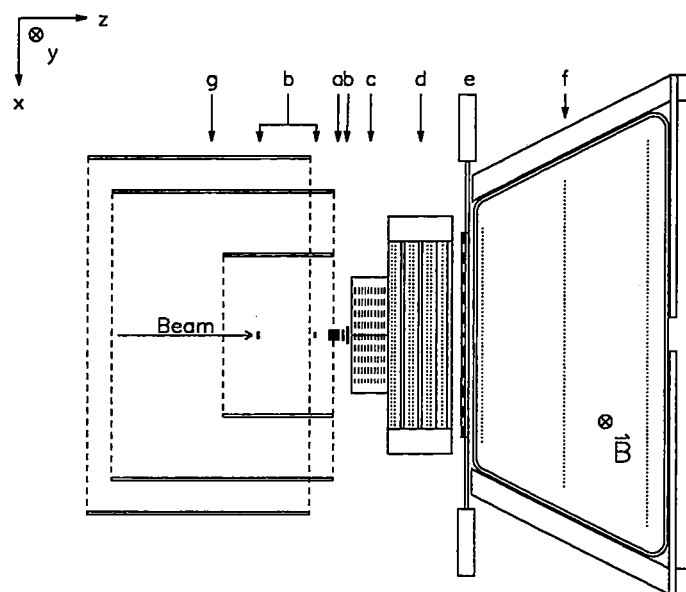


Abbildung 3.2: Gesamtansicht des Detektors

- | | |
|----------------------------------|--------------------|
| a: Target | b: μ -Streifen |
| c: Vieldraht-Proportional-Kammer | d: Driftkammer |
| e: Hodoskop | f: Magnetkammern |
| g: Streamer Tubes | |

Spuren geladener Teilchen können damit sehr gut nachgewiesen werden. In beiden Kammern sind die Drähte in der Mitte galvanisch verdickt, um Signale durch primäre Strahlantiprotonen zu unterdrücken. In dieser 'dead spot' genannten Region können auch Spuren der gesuchten Teilchen nicht nachgewiesen werden.

Diese Kammern bedecken für die Zerfallsprotonen den gesamten kinematisch erlaubten Bereich entsprechend 4π im Schwerpunktssystem (Center of Mass System = CMS). Da die Reaktion an einem Fixtarget nach vorne 'geboostet' ist, genügt im Laborsystem ein überdeckter Winkel von 45° . Lediglich für Zerfallspionen mit beliebig großen Winkeln besteht eine eingeschränkte Akzeptanz.

Zur Spurrekonstruktion in Targetnähe wurden 8 Ebenen von Silizium-Mikro-Streifen eingesetzt. Davon liegen zwei Paare aus je einer u- und v-Orientierung in Abständen von 7 und 24 cm vor dem Target. Diese vier Ebenen dienen der Strahldefinition. Weitere 4 Ebenen zwischen Target und MWPC dienen bei der Analyse der Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+, \bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ als Vertexdetektor.

Die Limited Streamer Tubes sollen für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}_S^0 K_S^0$ den rückwärtigen Winkelbereich abdecken. Sie können zweidimensional ausgelesen werden. Information der einen Richtung erhält man über die Drähte. Die auf der Kathode deponierte Ladung wird auf eine Induktionslage übertragen, die in der anderen Richtung segmentiert ist. Sie wurden in dieser Arbeit nicht ausgewertet.

Neutrale Teilchen können im PS185-Detektor nicht nachgewiesen werden. Um die Spur der Lambdas zu rekonstruieren, ist daher eine genaue Kenntnis des Produktionsortes nötig. Das Target sollte möglichst klein sein, um den Ort gut zu definieren. Damit trotzdem eine hohe Luminosität erreicht werden kann, wird ein sogenanntes Sandwich-Target benutzt. Es besteht aus 2 (bei früheren Strahlzeiten 5) mit Szintillatoren (S3/i) getrennten Targetzellen. Weitere Szintillatoren (S2/i) umschließen die Targetzellen nach außen. Als Targetmaterial wird Polyethylen (PE) benutzt. Für Untergrundstudien wurden einige Daten mit aus Graphit bestehenden Targetzellen aufgenommen.

Die Target-Szintillatoren werden, wie auch das hinter der Driftkammer befindliche Hodoskop, für den Trigger genutzt. Die Szintillatorstreifen des Hodoskopes werden beidseitig ausgelesen. Lediglich in der Mitte befinden sich zwei kurze, einseitig ausgelesenen Streifen, so daß ein 1 cm^2 großes Loch bleibt. Ungestreute Strahlantiprotonen verursachen daher kein Signal.

Die letzte Detektorkomponente bildet die Magnetkammer. In einem Magnetfeld in y-Richtung befinden sich 3 Drahtkammerebenen, die baugleich mit der schon erwähnten Driftkammer sind. Die Ausdehnung nimmt strahlabwärts zu, um auch für im Magnetfeld abgelenkte Baryonen volle Akzeptanz zu ermöglichen.

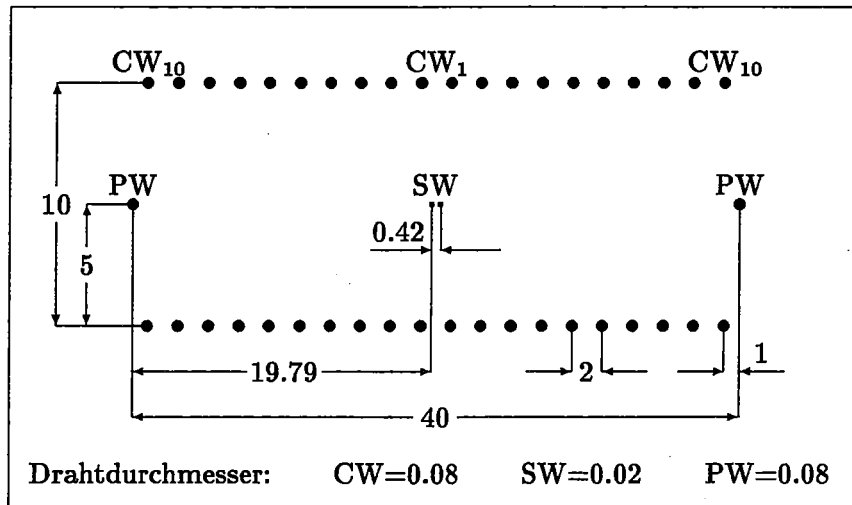


Abbildung 3.3: Driftkammer Zelle. Maße in mm.

SW: Signaldraht, PW: Potentialdraht,
CW: Kathodendraht

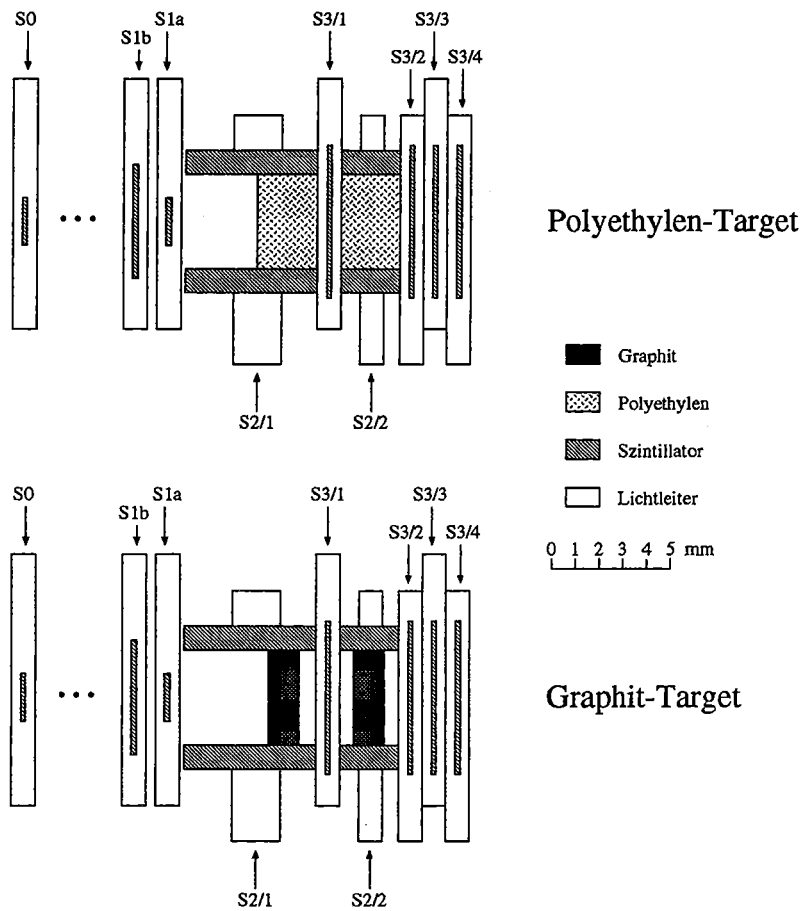


Abbildung 3.4: Target

Komponente	Parameter	Wert
Target	Durchmesser Länge (PE) Länge (Graphit) z-Position	4 mm 2 * 2.5 mm 2 * 1.25 mm -4.4 cm, -4.0 cm
μ -Streifen	Je eine Ebene in u-, v-Orientierung bei: z-Position, Anzahl und Breite der Streifen	-28 cm, 20, 0.2 mm -11 cm, 24, 0.1 mm -2.9 cm, 78, 0.1 mm -2.2 cm, 70, 0.2 mm
MWPC	Ortsempfindlich in u-, v-Orientierung Fläche Anzahl der Drähte pro Ebene Durchmesser der Drähte Abstand der Drähte Kathode Anzahl der Ebenen Abstand der Ebenen z-Position	20.3 * 20.3 cm ² 160 20 μ m 1.27 mm = 1/20 inch 12 μ m Aluminiumfolie u : 5 , v : 5 1 cm 1.0 cm bis 10.0 cm
DC	Ortsempfindlich in x-, y-Orientierung Fläche Anzahl der Zellen pro Ebene Größe der Zellen Anzahl der Ebenen Abstand der Ebenen Driftgeschwindigkeit z-Position	56 * 56 cm ² 14 4 * 1 cm ² x : 7 , y : 6 1.0 cm – 1.7 cm 5.05 cm/ μ s 12.0 cm bis 28.8 cm
Hodoskop	Ortsempfindlich in x-, y-Orientierung Fläche Anzahl der Ebenen Anzahl beidseitig ausgelesener Streifen Länge, Breite, Dicke Anzahl einseitig ausgelesener Streifen Länge, Breite, Dicke z-Position	62 * 62 cm ² 2 10 62 * 3.0 * 0.4 cm ³ 2 30.5 * 1.0 * 0.4 cm ³ 34.1 / 34.6 cm
Magnet- kammern	Ortsempfindlich in x-Orientierung Anzahl der Ebenen Breite Anzahl der Zellen z-Position Magnetfeld	3 64 / 92 / 116 cm 16 / 23 / 29 40.5 / 65.0 / 89.6 cm 0.1136 Tesla

Tabelle 3.1: Technische Daten der Detektorkomponenten

Die technischen Daten der einzelnen Detektorkomponenten sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

3.3 Trigger

Der totale Wirkungsquerschnitt für die 'Strangeness' erzeugenden Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ und $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ beträgt ca. $85\mu\text{b}$ bzw. $40\mu\text{b}$ bei einem Strahlimpuls von fast $2\text{GeV}/c$. Die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion am Target ist also sehr klein ($3.4 \cdot 10^{-4}$ bzw. $1.6 \cdot 10^{-4}\%$). Um solche Ereignisse auszuwählen, wird ein sogenannter 'neutraler' Trigger eingesetzt. Es wird verlangt, daß ein Antiproton das Target erreicht und dort zu neutralen Teilchen reagiert. Die neutralen Teilchen müssen dann im Detektorvolumen zerfallen, und die geladenen Zerfallsprodukte verursachen im Hodoskop Signale.

Damit ein Trigger in einer der beiden Targetzellen akzeptiert wird, muß das Ereignis folgende Bedingungen für die Targetszintillatoren S (siehe Abbildung 3.4) und die beiden Hodoskopebenen H erfüllen:

	Zelle	$(S_{1a} \wedge S_{1b})$	$S_{2/1}$	$S_{3/1}$	$S_{2/2}$	$S_{3/2}$	H_x	H_y
Neutrales Ereignis	1	T	F	F			T	T
	2	T	F	T	F	F	T	T
Strahl-Ereignis	1	T	F					
	2	T	F	T	F			

Die Szintillatoren $S_{3/3}$ und $S_{3/4}$ werden nur für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ und $\bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ im Trigger benutzt. Strahl-Ereignisse werden nicht auf Band geschrieben, sondern nur für Kalibrationszwecke gezählt.

3.4 Datenaufnahme

Die Datenaufnahme ist mit CAMAC-Modulen realisiert. Zusätzlich werden einige Detektorkomponenten über FASTBUS-Module ausgelesen. Die Online-Datenverarbeitung geschieht auf einer μVAX . Die Datenübertragung vom CAMAC zur μVAX wird von einem 'micro programmable branch driver' (MBD11) gesteuert. Im 'shared memory'-Bereich der μVAX werden die Daten zwischengespeichert, bevor sie blockweise auf Magnetbänder geschrieben werden. Außerdem werden Histogramme erstellt, Scaler-Daten verwaltet und einzelne Ereignisse dargestellt. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [HAM89].

Kapitel 4

Ereignis-Rekonstruktion

Signale, die von den verschiedenen Detektorkomponenten gemessen wurden, sind in der Regel nicht direkt physikalisch interpretierbar. In diesem Kapitel werden die Schritte, die zur Rekonstruktion und damit zur Interpretation eines Ereignisses führen, beschrieben.

Nach der Dekodierung wird zuerst nach einfachen Strukturen, nämlich Spuren geladener Teilchen in jeder Drahtkammerorientierung, gesucht. Diese Spuren repräsentieren jedoch nur zweidimensionale Projektionen einer Teilchenspur. Jede Kombination aus Projektionen in zwei unabhängigen Orientierungen kann eine dreidimensionale Spur beschreiben. Doch erst mit drei oder mehr übereinstimmenden Orientierungen (im Folgenden 'Matching' genannt) ist es möglich, zwischen realen Teilchenspuren und kombinatorischem Untergrund zu unterscheiden.

Im nächsten Schritt wird versucht, diese Teilchenspuren paarweise zu Vertices zu kombinieren. Dies entspricht der Signatur des Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Jeweils zwei dieser Vertices (V-Paar) entsprechen einem Ereignisvorschlag, einer vollständigen Rekonstruktion der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda x$.

Die Unterscheidung der verschiedenen Ereignistypen ist mit einer Missing-Mass-Analyse prinzipiell möglich. Dabei wird für jeden Vertex die invariante Masse des Restsystems bestimmt. Die dritte wichtige Größe ist die Missing-Mass beider Vertices. Jede der vier in Frage kommenden Hyperon-Reaktionen hat eine klare Signatur für diese Massen. Lediglich die Unterscheidung zwischen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ ist sehr schwierig.

Mit einer Anpassung der kinematischen Größen eines Reaktionstyps an das selektierte Ereignis werden die Spuren und damit die physikalischen Observablen optimiert. Die Unterscheidung zwischen Teilchen und Antiteilchen wird erst im letzten Schritt, der Ladungsbestimmung, getroffen.

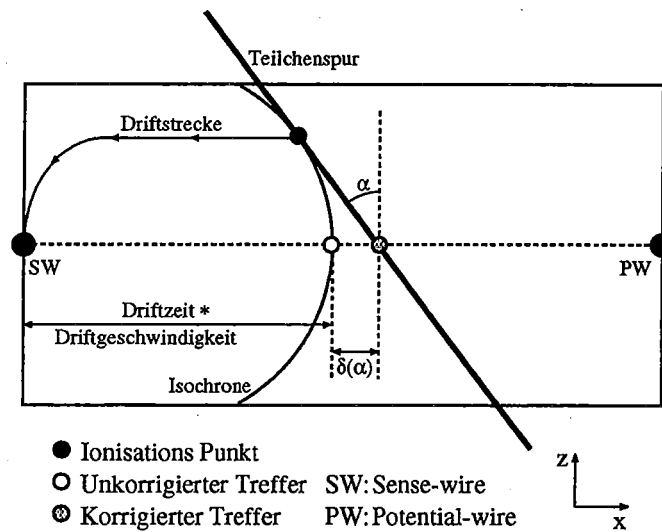


Abbildung 4.1: Treffer-Rekonstruktion für neue und alte Eichung

4.1 Zweidimensionale Spurrekonstruktion

Für die Spursuche sowohl in der MWPC als auch in der Driftkammer werden zwei Punkte in äußeren Ebenen durch einen Korridor verbunden. Treffer innerhalb dieses Korridors werden als zur Spur gehörig betrachtet. Für eine Spur werden mindestens drei Treffer verlangt. Jeder Treffer kann höchstens einmal benutzt werden. Diese Bedingung wird im sogenannten PASS2-Algorithmus aufgehoben, falls sich die Kinematik des gesuchten Reaktionstyps nicht an das Ereignis anpassen läßt. Dieses Verfahren wurde hier nur zur Kontrolle benutzt.

Unterschiede zwischen den beiden Kammertypen ergeben sich lediglich aus der Rekonstruktion der Ortskoordinaten eines Treffers. Wird bei der MWPC die Drahtposition, über ein Cluster gemittelt, als Trefferkoordinate angenommen, muß für die Driftkammer die Position in Abhängigkeit des Spurwinkels und der Driftzeit gefunden werden.

In der bisherigen Rekonstruktion wurde dabei ein Treffer in der Driftkammer so korrigiert, daß die z -Koordinate der Drahtposition entsprach (siehe Abbildung 4.1). Die x - (y)-Koordinate wurde aus dem Produkt von Driftzeit und Driftgeschwindigkeit plus einer winkelabhängigen Korrektur $\delta(\alpha)$ berechnet. So konnte nur ein Treffer pro Ebene ausgewertet werden. Durch eine neu entwickelte Kalibration der Driftkammer [BRÖ95] wird die Trefferposition über eine Tangente, deren Winkel dem der Spur entspricht, an die Isochrone des TDC-Wertes bestimmt (siehe Bild 4.1). Damit ergibt sich ein Koordinatenpaar in der x - z (y - z) Ebene am dem Signaldraht nächstliegenden Ionisationspunkt. Hat eine Spur in zwei benachbarten Zellen ein Signal ausgelöst, können jetzt beide Treffer gleichberechtigt ausgewertet werden.

Für diese Arbeit wurde das Rekonstruktionsprogramm entsprechend erweitert. Die oben beschriebenen beiden Eichungen wurden mit Daten aus dem Jahr 1988 verglichen, da für diese die alte Eichung vorlag. Es ergeben sich folgende Ergebnisse (siehe Abbildung 4.2).

- Die Anzahl der gefundenen Spuren ändert sich kaum.
Die Winkelverteilung aller gefundenen und die Verteilung der für 'Matchings' benutzten Spuren ist bis auf lokale Effekte unabhängig von der Spursuchroutine. Die Unterschiede sind kleiner als 3%. Die Struktur der Verteilungen entsteht durch die verminderte Akzeptanz der Driftkammer in der Nähe der Signaldrähte (siehe Kapitel 5.2).
- Es werden bis zu 10% mehr Treffer pro Spur gefunden.
Da mit der neuen Routine mehrere Treffer pro Ebene ausgewertet werden können, erhöht sich die mittlere Anzahl der Treffer pro Spur. Der Effekt verschwindet für Spuren mit einem Winkel kleiner als 6 Grad, da diese in der Regel nur eine Zelle pro Ebene treffen.
- Der mittlere Abstand ($\sqrt{\langle \delta^2 \rangle}$) zwischen einem Treffer und der dazugehörigen Spur verringert sich um bis zu 15%. Die Auflösung ist im Gegensatz zur alten Eichung in x- und y-Orientierung identisch.

Insgesamt werden die mit dem neuen Verfahren gefundenen Spuren besser definiert.

4.2 Dreidimensionale Spurrekonstruktion

Die Drähte einer Orientierung, die zu einem Teilchen gehören, liegen im wesentlichen in einer Ebene, die von der Drahtrichtung und der Teilchenspur aufgespannt wird. Abbildung 4.3 zeigt die von einem Teilchen getroffenen Drähte, die vier Ebenen bilden. Jede Schnittgerade zweier Ebenen definiert eine dreidimensionale Spur vollständig. Die beiden Drahtkammern bilden also zwei unabhängige Mengen von Teilchenspurkandidaten.¹

Mit nur zwei verschiedenen Orientierungen kann bei mehr als einem Teilchen nicht entschieden werden, welche Spuren zu einer 3-dimensionalen Spur kombiniert werden müssen. Die Unterscheidung zwischen kombinatorischem Untergrund und einer Teilchenspur kann nur im Vergleich der beiden Kammerpakete von Proportional- und Driftkammer, also von mindestens 3 unabhängigen Orientierungen getroffen werden.

¹In diesem Abschnitt werden 2-dimensionale Spurprojektionen einfach als Spur bezeichnet, während mit Teilchen oder Teilchenspur 3-dimensionale Spuren gemeint sind.

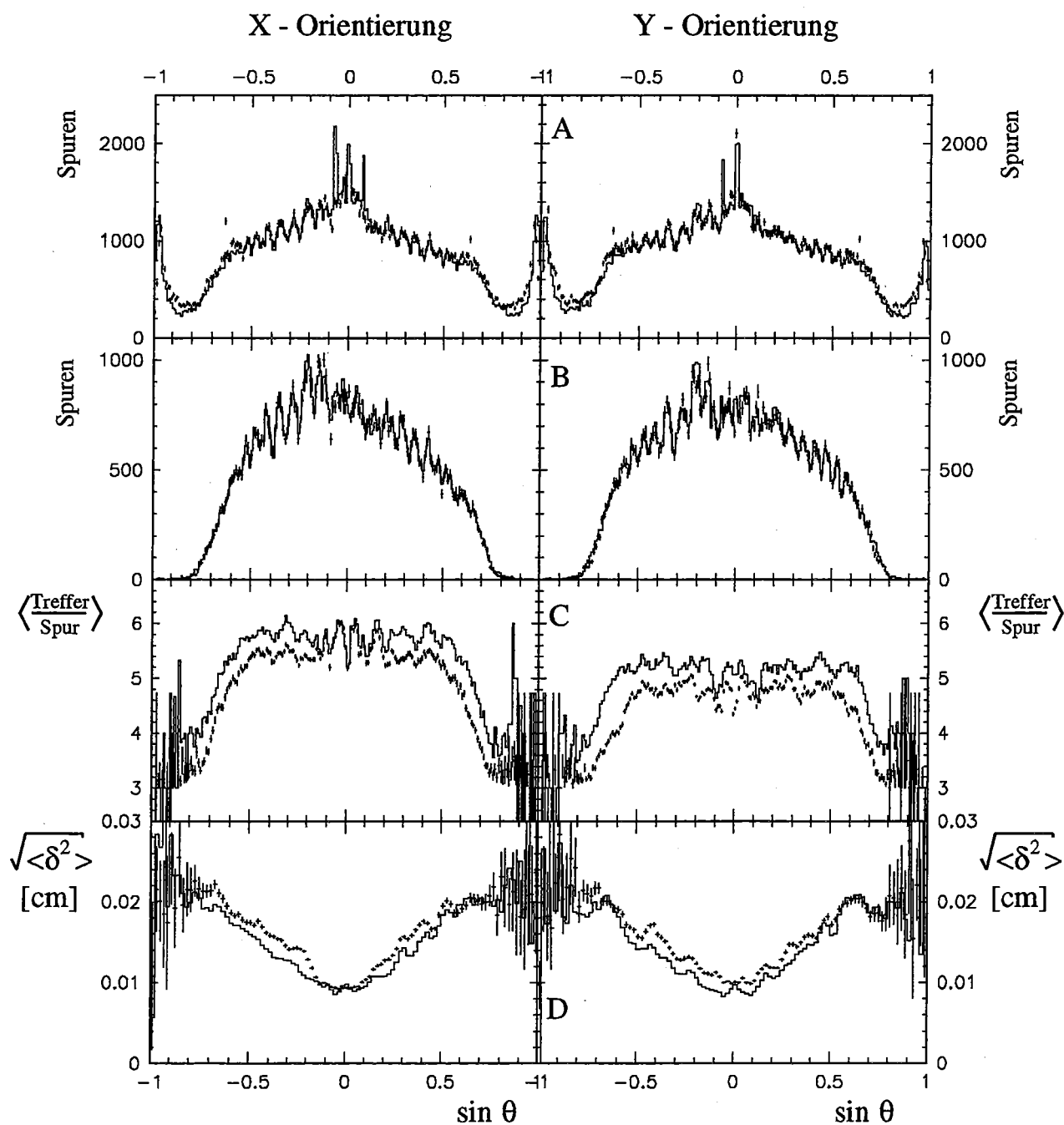


Abbildung 4.2: Vergleich der neuen und alten Driftkammer-Eichung

Histogramm: neu; Fehlerkreuze: alt

A: Winkelverteilung für alle gefundenen Spuren

B: Winkelverteilung für matchende Spuren

C: Mittlere Anzahl der Treffer pro Spur

D: Mittlerer Abstand eines Treffers zu seiner Spur

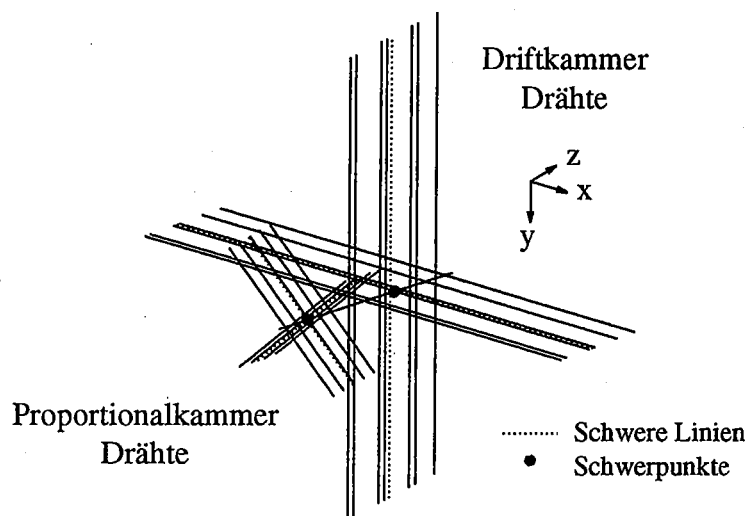


Abbildung 4.3: Matching Prinzip:

dargestellt sind die getroffenen Drähte der Drahtkammern, sowie die in der DC bzw. PC rekonstruierten Spuren mit Schwerpunkt(-slinien)

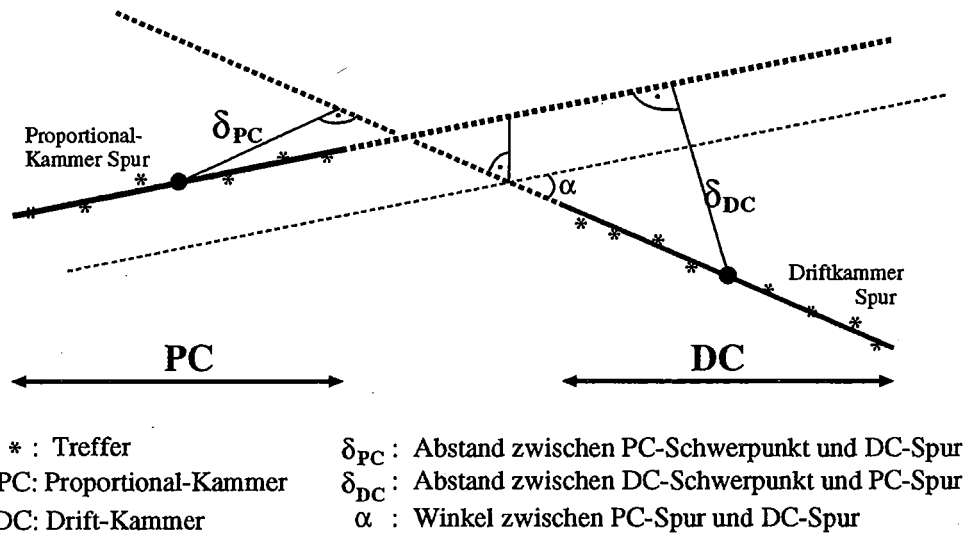
In der Menge der Spurkandidaten beider Kammern finden sich einige, die dieselbe Teilchenspur repräsentieren, also innerhalb der Fehler gleich sind. Doch auch bei vier verschiedenen Orientierungen ist die Zuordnung nicht immer eindeutig.

Für die meisten geladenen Teilchen wird in jeder der vier Drahtkammerorientierungen eine Spur nachgewiesen. Ausnahmen bilden, neben Ineffizienz, Spuren von Lambdas, die erst nach der ersten Hälfte der Proportionalkammer zerfallen. Diese Teilchen erzeugen in weniger als drei Ebenen einer Orientierung der Proportionalkammer Signale. Sie können in dieser daher nicht als Spur rekonstruiert werden.

In der Regel kann man jedoch davon ausgehen, daß in jeder Orientierung eine Spur existiert. Es sollte also zu jeder Spur einer Orientierung in jeder der anderen Orientierungen eine Spur desselben Teilchens geben. Diese vier Spuren eines realen Teilchens passen besser zueinander, als zu einer beliebigen anderen Kombination.

Teilchenhypothesen, also Kombinationen von Spuren der Proportional- und der Driftkammer, werden entsprechend der Qualität des 'Matchings' bewertet. Dazu errechnet man für jede Kombination eine skalare Größe. Es wurden hier nur geometrische Beziehungen verwendet (siehe Abbildung 4.4), eine andere Möglichkeit wäre z. B. das χ^2 einer Spuranpassung.

Für jede einzelne Spur, die in verschiedenen Kombinationen vertreten ist, wird die beste Möglichkeit gesucht. Eine Kombination, die aus vier Spuren besteht, entspricht einem echten Teilchen, wenn sie für jede dieser 4 Spuren die beste Möglichkeit dar-

Abbildung 4.4: Prinzipskizze zur Berechnung des Bewertungskriteriums Q

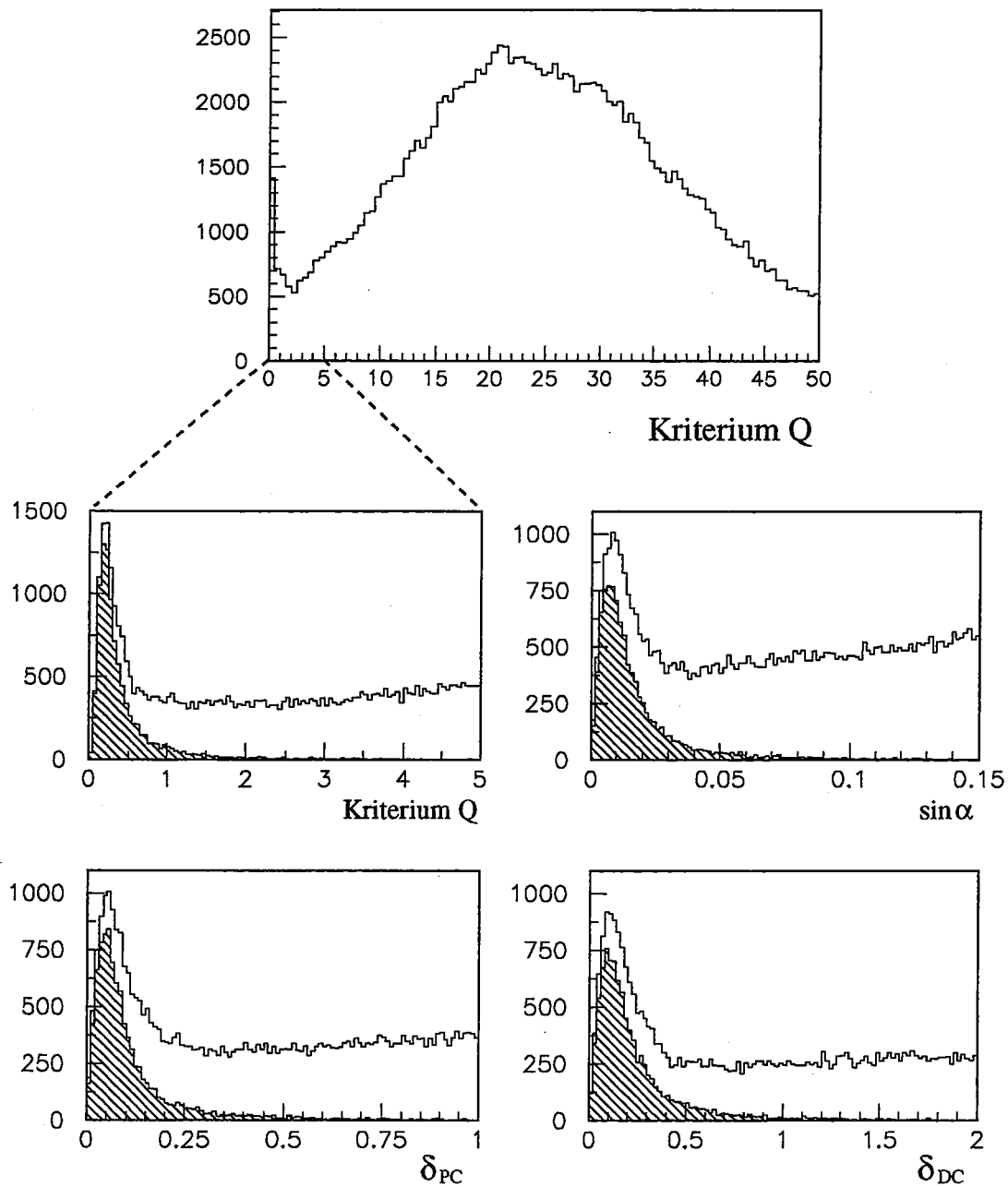
Q ist die gewichtete quadratische Summe der drei Größen α , δ_{DC} und δ_{PC} . $Q = \sqrt{w_\alpha \sin^2 \alpha + w_{PC} \delta_{PC}^2 + w_{DC} \delta_{DC}^2}$

stellt, also in sich konsistent ist. Bei falschen Kombinationen haben die Spuren unterschiedliche Favoriten.

Da PS185 vier unabhängige Orientierungen zum Spurnachweis hat, ist die Anzahl der Spuren, für die eine gegebene Kombination die bestmögliche Alternative ist, ein hervorragendes Kriterium für reale Teilchenspuren. Daß eine Kombination von zwei Spuren favorisiert wird, kann Zufall sein. Die Forderung, daß diese Kombination für zwei weitere Spuren optimal ist, unterdrückt kombinatorischen Untergrund sehr stark (siehe Abbildung 4.5). Durch die flach auslaufende Verteilung wird ein numerischer Schnitt fast überflüssig. Systematische Fehler durch einen mehr oder weniger willkürlichen Wert werden so vermieden.

Bei Kombinationen, die von drei Spuren favorisiert werden, handelt es sich meistens um Teilchen, die in einer Orientierung mit einem anderen Teilchen fast übereinstimmen. Da beide Teilchen dieselben Kammerzellen dieser Orientierung treffen, wird nur eine Spur aus den Treffern beider Teilchen rekonstruiert. Diese Spur wird für diese Auswertung nur einer Kombination zugeordnet. Die andere besteht dann aus drei Spuren.

Nach diesem Prinzip wurde eine neue Routine für die dreidimensionale Spurfindung entwickelt. Unter allen Spuren, die von dieser neuen Routine keinem Teilchen zugeordnet werden können, wird auf herkömmliche Weise nach weiteren Teilchenspuren gesucht. So werden ca. 0.6% der voll bestimmten und 33% der Dreier-Kombinationen im zweiten Schritt gefunden.

Abbildung 4.5: Bewertungs-Kriterium Q

Das obere Bild zeigt einen Überblick über alle möglichen Kombinationen.

Die unteren Bilder zeigen den Ausschnitt, in dem Kombinationen von realen Teilchen liegen. Schraffiert dargestellt ist die Verteilung der Kombinationen, die das Konsistenzkriterium erfüllen. Diese werden für $Q < 4$ als Teilchenspuren akzeptiert.

Da die alte Routine Spuren für Dreier-Kombinationen auch doppelt benutzt hat, wurde die Anzahl der dreidimensionalen Spuren um 9% verringert. Gleichzeitig hat sich der Anteil der voll rekonstruierten Kombinationen von 45% auf 80% erhöht. Dies führt zu einer besseren Bestimmung der Teilchenspuren und einer drastischen Reduktion der kombinatorischen Multiplizität der Ereignisse. Ohne wesentlichen Akzeptanzverlust für die gesuchten Reaktionen konnte die Anzahl der Kandidaten für Vertexkombinationen um einen Faktor 5.6 gesenkt werden (siehe Kapitel 5.3).

Für sehr spät zerfallende Lambdas können in der Proportionalkammer keine Spuren rekonstruiert werden. Für die in der Driftkammer nachgewiesenen Spuren besteht, nur auf Grund der Spurrekonstruktion, keine Möglichkeit zwischen realen Teilchen und zufälligen Kombinationen zu unterscheiden. Ähnliches gilt für Pionen, die unter großen Winkeln in der Proportionalkammer entstehen und nicht in die Driftkammer gelangen. Daher müssen alle Spuren, die bisher nicht für 'Matchings' benutzt wurden, paarweise miteinander kombiniert werden. Jede Spur einer Kammerorientierung wird mit jeder Spur der anderen Orientierung derselben Kammer zu Teilchenhypothesen kombiniert.

4.3 Vertex-Rekonstruktion

Die Signatur für einen verzögerten Zerfall, wie der des Lambda, besteht aus einem Vertex zweier geladener Spuren. Das zerfallende neutrale Teilchen ist für den Detektor nicht sichtbar. Die beiden geladenen Spuren beginnen also in einem Punkt und formen ein 'V'.

Damit zwei dreidimensionale Spuren zu einem Vertex kombiniert werden können, müssen sie folgende Bedingungen erfüllen:

1. Der minimale Abstand muß kleiner als 7mm sein.
Der Mittelpunkt der beiden Fußpunkte des Abstandsvektors wird als Vertexpunkt angenommen.
2. Der Vertexpunkt muß im für den Λ -Zerfall möglichen Volumen liegen.
3. Die beiden Teilchen dürfen keine gemeinsame Spur haben.
4. Eines der beiden Teilchen (Proton) muß die Driftkammer durchquert und das Hodoskop getroffen haben.
5. Das Target muß in der von den Zerfallsteilchen aufgespannten Ebene liegen.

6. Für jedes Teilchen dürfen maximal 3 Treffer auf der falschen Seite des Vertexpunktes liegen.
7. Zwischen dem Vertexpunkt und dem ersten Treffer eines Teilchens dürfen maximal 4 Kammerebenen liegen.
8. Die Akzeptanz muß für jede Orientierung größer als 0.45 sein. Dabei wird berücksichtigt, daß Pionen im Rahmen der Proportionalkammer gestoppt werden können und dann nicht mehr in die Driftkammer gelangen.

Es werden auch Treffer berücksichtigt, die nicht für zweidimensionale Spuren benutzt wurden. In allen Ebenen, in denen für eine Teilchenspur kein Spurtreffer erkannt wurde, wird geprüft, ob ein Treffer in einem relativ großen Korridor nachzuweisen ist. Durchquert ein Teilchen eine Ebene an einer nicht effizienten Stelle (z.B. am 'dead spot' oder zwischen den Doppelsignaldrähten), wird dies nicht als fehlender Treffer gewertet. Erst dadurch wurden die letzten beiden Bedingungen sinnvoll. Die Bedingung 7 setzt eine schwache Grenze, weil die Ungenauigkeit der z-Position eines Vertex relativ groß ist. Da das Σ^0 eine sehr kurze Lebensdauer hat ($7.4 \cdot 10^{-20}$ s entsprechend $c\tau = 2.22 \cdot 10^{-11}$ m) gilt Punkt 5 auch für sekundäre Lambdas aus dem Sigma-Zerfall.

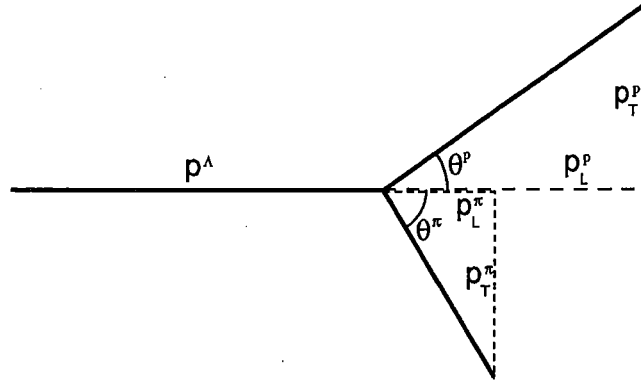
Jeweils zwei dieser Vertices werden, soweit sie keine gleichen Spuren enthalten, zu V-Paaren kombiniert. Betrachtet man die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, muß die von den Lambdas aufgespannte Ebene (Produktions-Ebene) die Strahl-Richtung enthalten. Diese Bedingung gilt jedoch nicht für Reaktionen mit einem unbeobachteten Teilchen. So wird zum Beispiel bei $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ das Photon nicht gemessen. Ereignisvorschläge können jetzt nur noch über kinematische Argumente, wie Missing-Mass, verworfen werden.

4.4 Missing-Mass Analyse

Zur Unterscheidung verschiedener Reaktionskanäle hat sich die Betrachtung der invarianten Masse von Subsystemen bewährt. In einem Dalitz-Plot [DAL53], lassen sich Elternteilchen oder Resonanzen von Zerfallsprodukten gut erkennen. Die in die Verteilung eingehenden Teilchenimpulse werden von vielen Experimenten über die Bahnkrümmung in einem Magnetfeld bestimmt. Für PS185 wurde der Formalismus etwas geändert [SEF92]. Die Impulse der Teilchen werden nicht direkt gemessen, sondern über die Annahmen der Massen berechnet.

Für jedes Zerfalls-V liegen die geladenen Spuren in einer Ebene (Zerfalls-Ebene), die auch die Spur des Lambda enthält. Als Lambda-Produktionspunkt wird der Punkt

in der Zerfallsebene angenommen, der dem Mittelpunkt der von der Triggerlogik ausgewählten Targetzelle am nächsten liegt. Es ergibt sich folgendes Bild:



Die Transversal-Impulse von Pion und Proton (p_T^p, p_T^π) müssen entgegengesetzt gleich sein, während die Summe der Longitudinal-Impulse (p_L^p, p_L^π) den Impuls des Lambda (p^Λ) ergibt. Die Energieerhaltung kann ebenfalls ausgenutzt werden, wenn die Massen der drei beteiligten Teilchen (Λ, p, π) vorausgesetzt werden. Damit ist der Vierer-Impuls $\mathcal{P} = (\vec{p}, E)$ des Lambda über das folgende Gleichungssystem berechenbar, wobei als Meßwerte lediglich die beiden Spurwinkel θ^π und θ^p eingehen.

$$\begin{aligned} 0 &= p_T^p - p_T^\pi & \tan \theta^i &= p_T^i / p_L^i \quad ; i = p, \pi \\ p^\Lambda &= p_L^p + p_L^\pi & E^i &= \sqrt{p_L^{i2} + p_T^{i2} + m^{i2}} \\ E^\Lambda &= E^p + E^\pi & E^\Lambda &= \sqrt{p^\Lambda{}^2 + m^\Lambda{}^2} \end{aligned}$$

Die Vierervektoren des Eingangskanals sind über die Massen von Projektil und Target sowie Strahlimpuls bekannt. Daher kann man für jeden der beiden Vertices das invariante Massenquadrat des Restsystems Λx ($\bar{\Lambda} x$) berechnen. Diese beiden Größen werden im weiteren als *MissingMass1* (*MissingMass2*) bezeichnet. Eine Unterscheidung der Baryonenzahl ist hier noch nicht möglich.

Das Massenquadrat des hypothetischen unbeobachteten Teilchens x kann ebenfalls berechnet werden und wird *RestMissingMass* genannt. Für falsche Reaktionshypothesen oder durch Messungenauigkeit bedingt, können diese Massenquadrate negative Werte annehmen.

$$\begin{aligned} \text{MissingMass1} &= (\mathcal{P}_{\text{Strahl}} + \mathcal{P}_{\text{Target}} - \mathcal{P}_{\Lambda_2})^2 \\ \text{MissingMass2} &= (\mathcal{P}_{\text{Strahl}} + \mathcal{P}_{\text{Target}} - \mathcal{P}_{\Lambda_1})^2 \\ \text{RestMissingMass} &= (\mathcal{P}_{\text{Strahl}} + \mathcal{P}_{\text{Target}} - \mathcal{P}_{\Lambda_1} - \mathcal{P}_{\Lambda_2})^2 \end{aligned}$$

Die erwartete Signatur der drei Größen zeigt Abbildung 4.7. Die Wertepaare für die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ und $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ liegen in der $\text{RestMissingMass} = 0$ Ebene. Ereignisse des Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ finden sich bei $\text{RestMissingMass} = m_\pi^2$. Abbildung 4.6

zeigt die entsprechende Verteilung für gemessene Ereignisse bei einem Strahlimpuls von 1992 MeV/c. Signaturen der Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ und $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ sind deutlich zu erkennen. Monte Carlo Verteilungen der einzelnen Reaktionskanäle sind in Anhang A dargestellt.

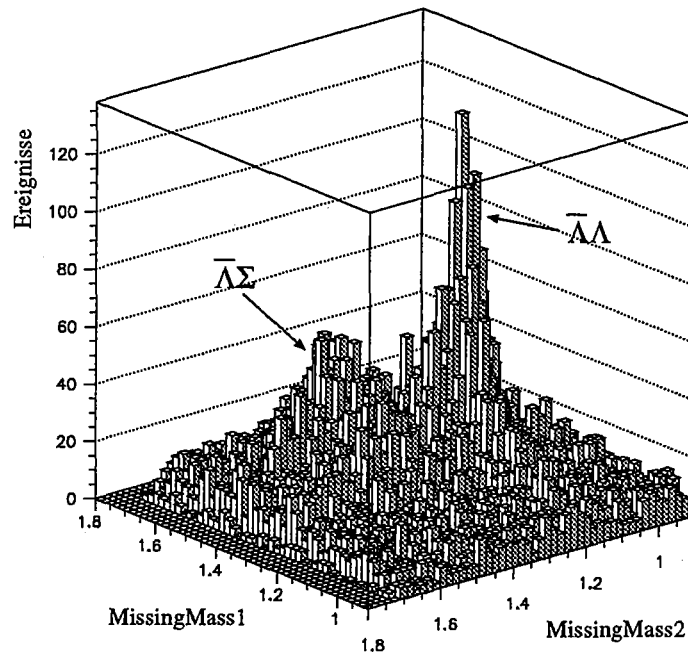


Abbildung 4.6: Missing-Mass-Verteilung für Daten bei 1992 MeV/c Strahlimpuls

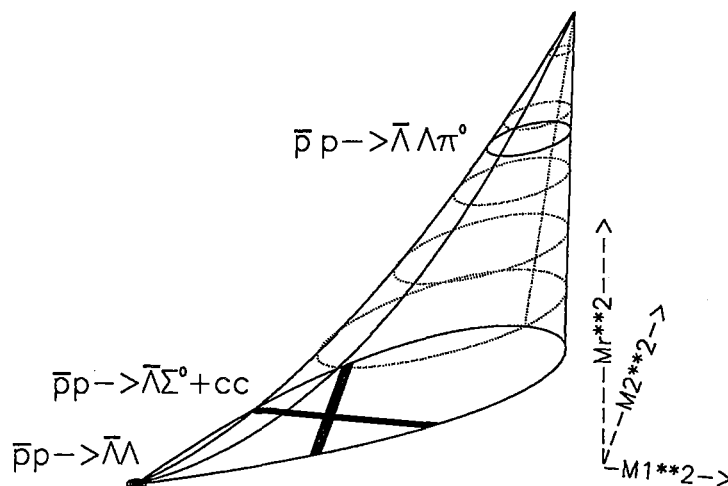


Abbildung 4.7: Missing-Mass Raum

4.5 Kinematische Anpassung

Durch den Nachweis der vier geladenen Spuren und der Kenntnis von Targetposition und Strahlimpuls erhält man insgesamt 18 unabhängige Meßgrößen. Diese Parameter sind in folgender Tabelle zusammengefaßt.

Parameter		Freiheitsgrade	$\bar{\Lambda}\Lambda$	$\bar{\Lambda}\Sigma^0$	$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$	$\Sigma^0\Sigma^0$
1. Lambda:	Richtung	2				
	Impuls	1	*	*	•	
	Zerfallslänge	1				
	Richtung des Protons	2				
2. Lambda:	Richtung	2	*			
	Impuls	1	*	*	•	
	Zerfallslänge	1				
	Richtung des Protons	2				
Eingang:	Reaktionspunkt	3				
	Strahlimpuls	1				
	Strahlrichtung	2				

Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ ($\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$) sind jedoch nur 14 (16) Parameter voneinander unabhängig. Eine Anpassung der Ereigniskinematik an die beobachteten Spuren ist daher möglich und notwendig, um die Spurparameter optimal zu bestimmen. Für die Fitroutine entfallen die mit * gekennzeichneten Größen durch kinematische Zwangsbedingungen. Bei der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ gibt es 17 unabhängige Parameter, die Impulse der beiden Lambdas (•) sind korreliert, denn die daraus berechnete *RestMissingMass* muß die Pion-Masse ergeben. Nur die Masse eines Lambda-Pion-Systems ist noch frei und wird als Parameter in der Fitroutine benutzt [SEF92]. Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ hat 18 freie Parameter. Es werden alle Meßgrößen zur Bestimmung der Ereigniskinematik benötigt. Eine Anpassung ist nicht möglich.

Die Anpassung wird mit Hilfe der E04JBF-Routine der NAGLIB (Numerical Algorithm Group LIBrary) durchgeführt. Diese benutzt einen Quasi-Newton-Algorithmus zur Minimierung. Die Spuren werden aus den Fitparametern berechnet und mit den gemessenen Signalen verglichen. Das χ^2 wird aus den Abweichungen der beobachteten Treffern zu den theoretischen Spuren bestimmt.

4.6 Ladungsidentifikation

Die Unterscheidung zwischen Teilchen und Antiteilchen kann nur über die Bestimmung der Ladung getroffen werden. Hinter dem Hodoskop befinden sich daher drei

Driftkammerebenen in einem Magnetfeld. Geladene Teilchen werden senkrecht zu Flugrichtung und Magnetfeld abgelenkt. Die Richtung der Bahnkrümmung gibt Auskunft über die Ladung des Teilchens.

Abbildung 4.8 zeigt die Bahn eines Teilchens durch die Magnetkammer. Eine Hilfsgerade verbindet die Treffer in den äußeren Ebenen. Der Abstand des mittleren Treffers von dieser Hilfsgeraden wird Sagitta S genannt, bestimmt die Krümmungsrichtung und ist ein Maß für das Ladungsvorzeichen.

$$S = x_1 + (x_3 - x_1) \frac{d_{12}}{d_{13}} - x_2$$

Da durch die kinematische Anpassung bereits vor der Ladungsbestimmung festgelegt wurde, welche Spur von welchem Teilchen stammt, muß im Prinzip nur die Ladung eines Teilchens bestimmt werden, um das ganze Ereignis festzulegen.

Die Größe der Magnetkammern wurde so gewählt, daß sie von Zerfallsprotonen auf jeden Fall durchquert werden müssen. Auch ein Teil der Pionen erreicht die Kammern. Durch die Messung mehrerer Ladungen kann es zu Widersprüchen innerhalb eines Ereignisses kommen, denn die Zusammenhänge der Ladungen der Teilchen sind genau festgelegt (siehe folgende Tabelle). Es werden dann nur die widerspruchsfreien Ladungen zur Identifikation benutzt [ZIO92].

Produktvorzeichen $\text{Sign}(Q_i * Q_j)$
der Ladungen zweier Teilchen.

+ : gleiche Ladung

- : unterschiedliche Ladung

	π_1	p_1	π_2	p_2
π_1		-	-	+
p_1	-		+	-
π_2	-	+		-
p_2	+	-	-	

Für die Ladungsbestimmung eines Ereignisses werden die Einzelsagitten der vier Spuren zur Doppelsagittadifferenz DSD zusammengefaßt.

$$DSD = S(p_1) - S(\pi_1) - S(p_2) + S(\pi_2) \quad (4.1)$$

Sagitten, die nicht bestimmt werden konnten oder zu Widersprüchen führen, werden nicht beachtet und gleich 0 gesetzt.

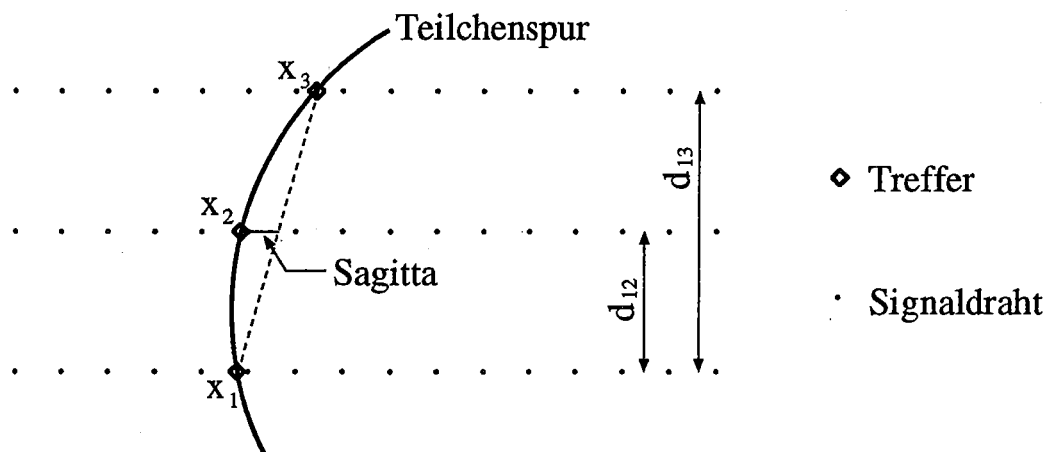


Abbildung 4.8: Skizze zur Sagitta-Bestimmung

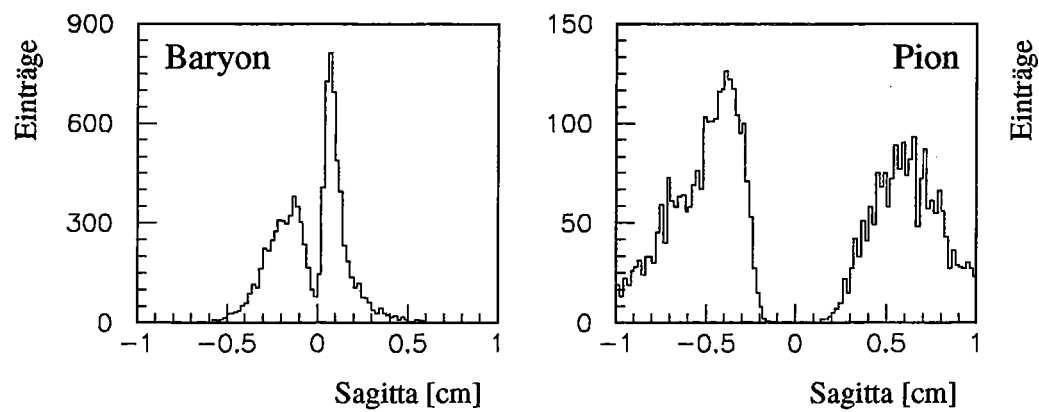


Abbildung 4.9: Einzelsagitten für (Anti-)Protonen und Pionen

Kapitel 5

Akzeptanz

5.1 Rekonstruktion und Geometrie

Einflüsse der begrenzten Detektorgeometrie und der in der Rekonstruktion verwendeten Selektions-Schnitte werden mit Monte Carlo Ereignissen simuliert. Die Spuren der Teilchen werden entsprechend der Kinematik des untersuchten Reaktionskanals mit dem FOWL-Programmpaket aus der CERN-Bibliothek generiert. Die Winkelverteilungen sowohl für die Produktion der Primärteilchen als auch beim Zerfall werden im jeweiligen Center of Mass System (CMS) isotrop angenommen. Einflüsse des Reaktionsmechanismus oder der Polarisierung gehen nicht ein.

Für die so erzeugten Spuren werden im Detektor Treffer simuliert. Auflösung und Akzeptanz der einzelnen Komponenten werden dabei berücksichtigt. Man erhält realistische Meßwerte, die mit dem Rekonstruktionsprogramm ausgewertet werden können. Neben den rekonstruierten Spuren ist auch das ursprünglich perfekte Ereignis bekannt.

Die Akzeptanz (das Verhältnis von rekonstruierten zu generierten Ereignissen) und die Auflösung des Detektors für abgeleitete Größen (z.B. Missing-Mass) können so untersucht werden. Auch die Fehlinterpretation eines Reaktionskanals wird mit Monte Carlo Daten untersucht (Kapitel 6.4).

5.2 Driftkammer

Die Akzeptanz der Driftkammer wurde nur mit solchen Spuren bestimmt, die eindeutigen dreidimensionalen Spuren zugeordnet werden können. So können Spuren,

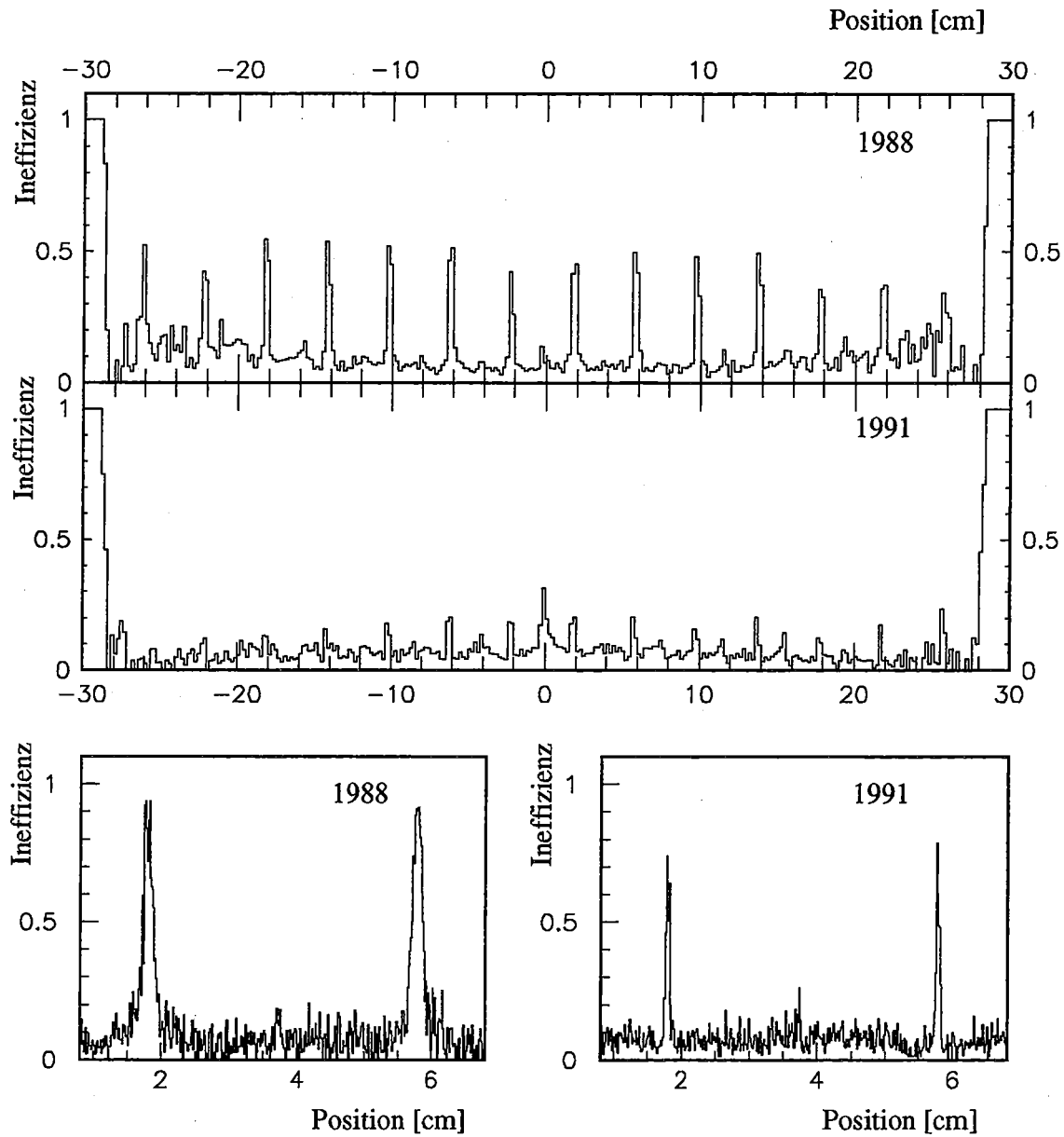


Abbildung 5.1: Ineffizienz am Beispiel der 9. Driftkammer-Ebene
Vergleich für die Daten der Jahre 1988 und 1991

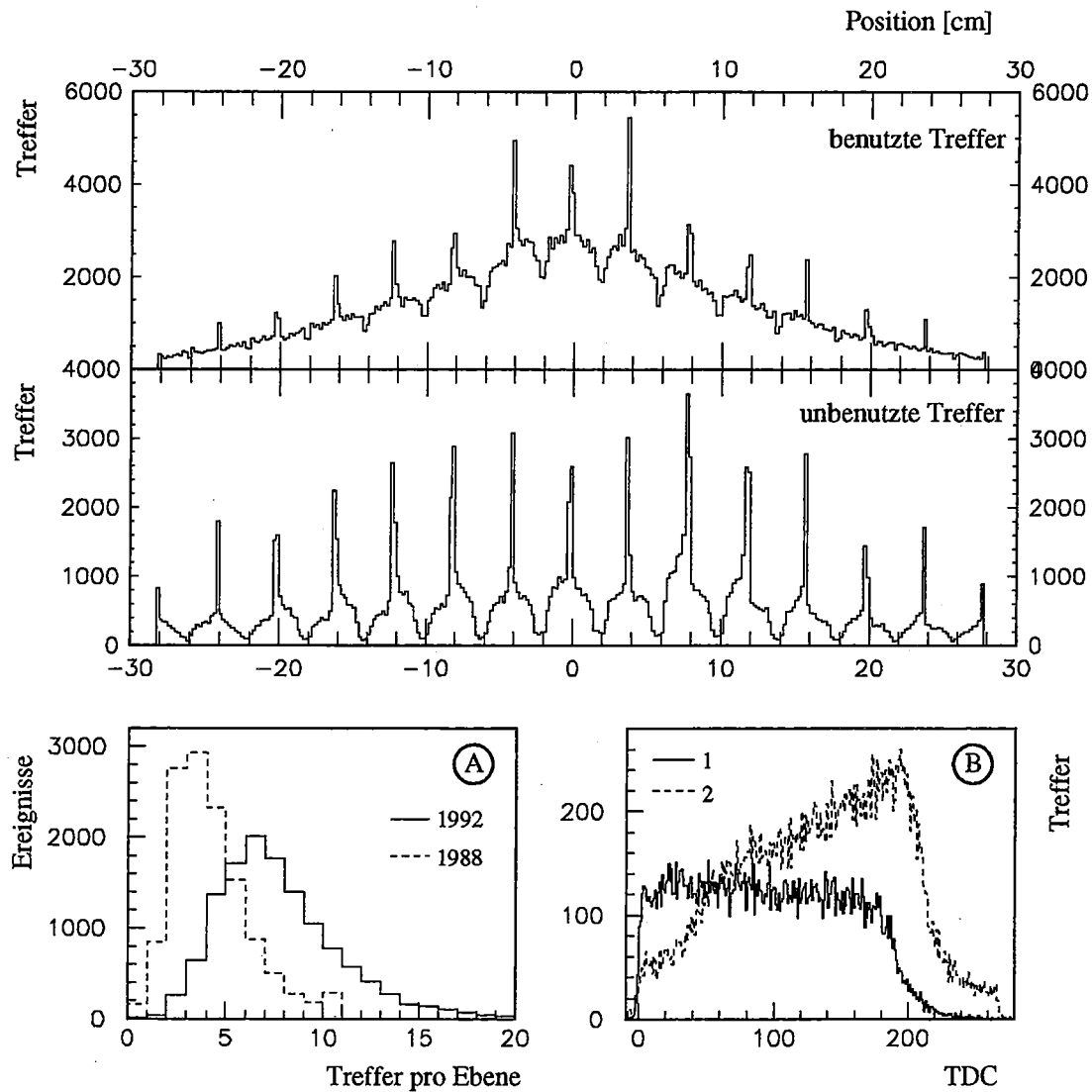


Abbildung 5.2: Beispiel der 9. Driftkammer-Ebene

Ortsverteilung benutzter und unbenutzter Treffer (oben)

A: Anzahl von Treffern pro Ebene beider Jahre

B: TDC-Verteilung benutzter (1) und unbenutzter (2) Treffer

die aus Zufallstreffern gebildet werden, weitgehend ausgeschlossen und die Ansprechwahrscheinlichkeit der Driftkammer-Ebenen für reale Teilchen bestimmt werden. Der maximale Spurwinkel wird dadurch eingeschränkt.

Betrachtet man die Ortskoordinaten dieser Spuren für Driftkammer-Ebenen, in denen kein passender Treffer gefunden wurde, ergeben sich die in Abbildung 5.1 gezeigten Verteilungen. Im Vergleich mit 1988 aufgenommenen Daten fällt vor allem der Unterschied an den Signaldrähten auf. 1988 geht die Akzeptanz fast auf 0 zurück. Dagegen ist bei den für diese Arbeit verwendeten Daten der nicht effiziente Bereich wesentlich kleiner. Im übrigen Bereich der Zelle verhalten sich beide Verteilungen etwa gleich.

Diese Unterschiede zeigen sich auch in der Anzahl der pro Ebene gefundenen Treffer. Wurden 1988 im Mittel 4.2 Treffer pro Ebene nachgewiesen, stieg diese Zahl 1991 auf 7.7. Dabei zeigen Treffer, die Spuren zugeordnet werden konnten, andere Eigenschaften als solche, die zu keiner Spur passen (siehe Abbildung 5.2).

Die Verteilung der TDC-Kanäle für Spur-Treffer bildet im wesentlichen eine Gleichverteilung. Für Rest-Treffer sind TDC-Werte kleiner als 40 relativ selten. Die Isochronen dieser kurzen Driftzeiten erreichen die Kathodenebene nicht [BRÖ95]. Dagegen sind große Zeiten relativ häufig. Man kann daher vermuten, daß Störungen, die diese Signale verursachen, im wesentlichen an der Kathodenebene hervorgerufen werden.

Dieser Effekt wird noch deutlicher, betrachtet man die der Driftzeit entsprechenden Koordinaten in der Kammer-Ebene. Für Rest-Treffer dominiert die Position der Potential-Drähte. Die Verteilung für Spur-Treffer ist dagegen flach, entsprechend der Häufigkeit der Spuren. Weniger Treffer gibt es an den Signaldrähten durch die schon angesprochene Ineffizienz. Eine Häufung an den Potentialdrähten tritt ebenfalls auf. Wahrscheinlich werden Treffer hier falsch zugeordnet. Durch die hohe Anzahl von Treffern werden viele Spuren rekonstruiert, die zu keinem Teilchen gehören. Diese führen zu einer hohen Anzahl falscher Vertices und V-Paare.

Die Ineffizienz in der Nähe der Signaldrähte liegt zum Teil daran, daß sich bei einer Ionisation nahe der Drähte nicht genug Generationen der Ionisationslawine ausbilden können. Die auf dem Draht deponierte Ladung ist also nicht hoch genug, ein Signal zu erzeugen. Zum anderen enthält jede Zelle Doppel-Signaldrähte, um zwischen den beiden Zellhälften unterscheiden zu können. Passiert ein Teilchen die Zelle im 0.42 mm breiten Bereich zwischen den Drähten, kann kein Signal erzeugt werden.

5.3 Unterschied zur alten Rekonstruktion

Für diese Arbeit wurde ein großer Teil des Rekonstruktions-Algorithmus erneuert. Angefangen bei der zweidimensionalen Spursuche über die dreidimensionale Spurfundung bis zur Vertexrekonstruktion sind viele Änderungen eingeführt worden.

Um Akzeptanzunterschiede zu untersuchen, wurden außer den echten Daten auch Monte Carlo Simulationen mit verschiedenen Programmen analysiert. Die wichtigsten Größen bei dieser Untersuchung sind die Missing-Mass-Verteilungen über die die Selektion der unterschiedlichen Reaktionskanäle geschieht.

Für die meisten Ereignisse gibt es mehr als eine Möglichkeit, ein Vertexpaar zu bilden, und damit auch verschiedene Missing-Mass Werte. Um jedoch die Akzeptanz der Auswertung zu beurteilen, darf für jedes Ereignis nur ein V-Paar betrachtet werden. Für diese Auswahl gibt es mehrere Kriterien:

1. Die *MissingMass1* oder *MissingMass2* sollte möglichst nahe bei m_{Λ}^2 oder $m_{\Sigma^0}^2$ liegen.
2. Die *RestMissingMass* sollte möglichst nahe bei $0\text{GeV}^2/c^4$ liegen, für $\text{MissingMass1} > 1.54\text{GeV}^2/c^4$ und $\text{MissingMass2} > 1.54\text{GeV}^2/c^4$ sollte sie möglichst groß sein.

Der Vorteil der ersten Selektion besteht darin, für die gesuchten Kanäle auf jeden Fall das 'richtige' V-Paar auszuwählen. Durch die Angabe der verlangten Massen kann aber auch gleichmäßig verteilter Untergrund in dieser Gegend angereichert werden. Dies soll durch das zweite Auswahlverfahren vermieden werden. Dabei wird allgemein $\bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ ausgewählt, ohne Bezug auf die exakten Hyperonmassen. Im für $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ und $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ wichtigen Bereich werden V-Paare mit großer *RestMissingMass* bevorzugt, da die *RestMissingMass* für diese Kanäle größer als $0\text{GeV}^2/c^4$ sein sollte.

Abbildung 5.3 zeigt auf der linken Seite die Verteilung der *MissingMass1* für alle gefundenen V-Paare. Schattiert dargestellt sind die nach dem zweiten Auswahlverfahren verbliebenen Einträge. Diese Verteilungen sind auf der rechten Seite nochmals für beide Vertices bei gleicher Skalierung dargestellt. Da beide Werte statistisch unabhängig sind, ist es sinnvoll, sie im selben Histogramm darzustellen.

Die unteren Verteilungen wurden mit der alten Rekonstruktions-Routine erzeugt. Lediglich die neue Driftkammer-Eichung und zweidimensionale Spurfundung wurden verwendet. Auffällig ist vor allem die hohe Anzahl von Vertexpaaren pro Ereignis. In der Verteilung aller gefundenen V-Paare sind 10.2 mal mehr Einträge als in der Reduzierten. Dies konnte durch das neue 'Matching' und die Vertexrekonstruktion auf 3.9 verringert werden (mittlere Histogramme). Im letzten Schritt wurde verlangt,

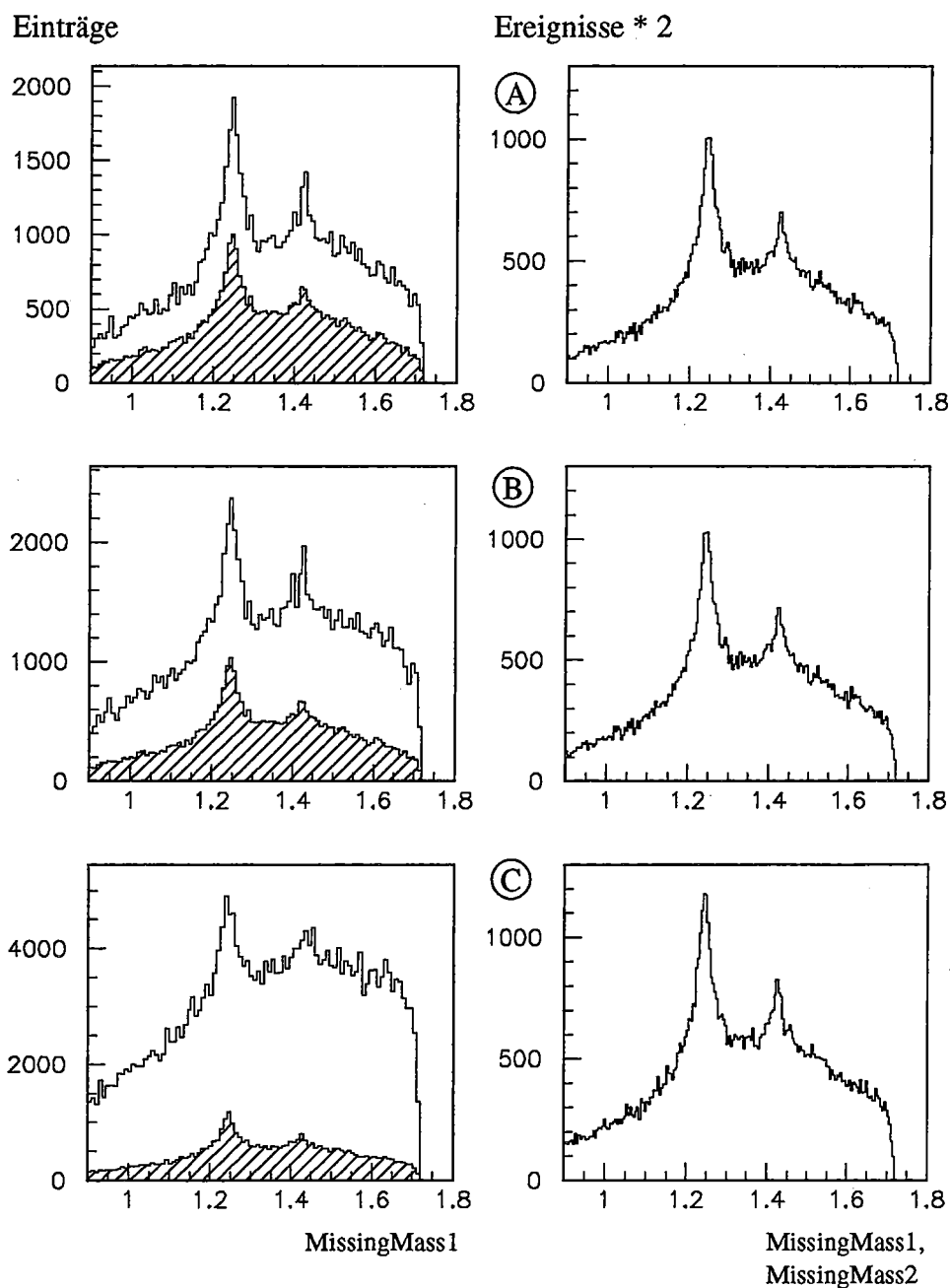


Abbildung 5.3: Missing-Mass-Verteilungen für verschiedene Auswerte-Routinen

A: Neue Konstruktion

B: Neue Konstruktion, zusätzliche Spuren sind möglich

C: Alte Konstruktion

links: alle gefundenen V-Paare

schraffiert: ein V-Paar pro Ereignis

rechts: ein V-Paar pro Ereignis

daß keine zusätzliche voll rekonstruierte Spur eines fünften Teilchens gefunden wurde. Die mittlere Anzahl der Vertexpaare liegt jetzt bei 2.5 (obere Abbildungen). Außerdem wurde die Gesamtzahl der Ereignisse reduziert. Die Anzahl der zu untersuchenden Vertexpaare konnte so um einen Faktor 5.6 verringert werden. Die allgemein hohe Anzahl von gefundenen V-Paaren pro Ereignis liegt zum Teil an der hohen Trefferanzahl in der Driftkammer. Dadurch werden viele zusätzliche Spuren rekonstruiert, die nicht von einem der vier gesuchten Teilchen verursacht wurden.

Um Unterschiede der Verteilungen besser beurteilen zu können, zeigt Abbildung 5.4 die Differenzen der reduzierten Verteilungen. Zwischen A und B ist kein signifikanter Unterschied zu erkennen. Die Differenz C-A zeigt jedoch ein Signal bei der Masse des Lambda, es werden etwa 400 gute $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse von der neuen Routine verworfen, die mit der Alten gefunden wurden. Das sind etwa 2.5% aller gefundenen Ereignisse. Der Unterschied für $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ ist schwer abzuschätzen. Der Akzeptanzunterschied für Monte Carlo Daten der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ liegt bei absolut 0.6% (51.8 - 51.2%) entsprechend 190 Ereignissen, ist also kleiner.

Die Reduktion von zehn V-Paaren pro Ereignis auf eins bei der alten Rekonstruktion ist sehr willkürlich. Das erschwert die Unterscheidung zwischen Untergrund und guten Ereignissen. Um systematische Fehler durch diese Willkür zu vermeiden, ist eine Reduktion der Vertexpaare pro Ereignis im Laufe der Rekonstruktion sehr wichtig. Dies geschieht mit der neuen Rekonstruktion. Nur über die Verteilungen der Missing-Mass kann entschieden werden, zu welchem Reaktionstyp ein Ereignis gehört. Bei vielen Vertexpaaren ist das Ereignis in der Regel nicht mehr eindeutig zuzuordnen. Eine klare Selektion ist dann nicht möglich. Erst die verbesserte Ereignis-Rekonstruktion hat, insbesondere bei der schlechten Qualität der

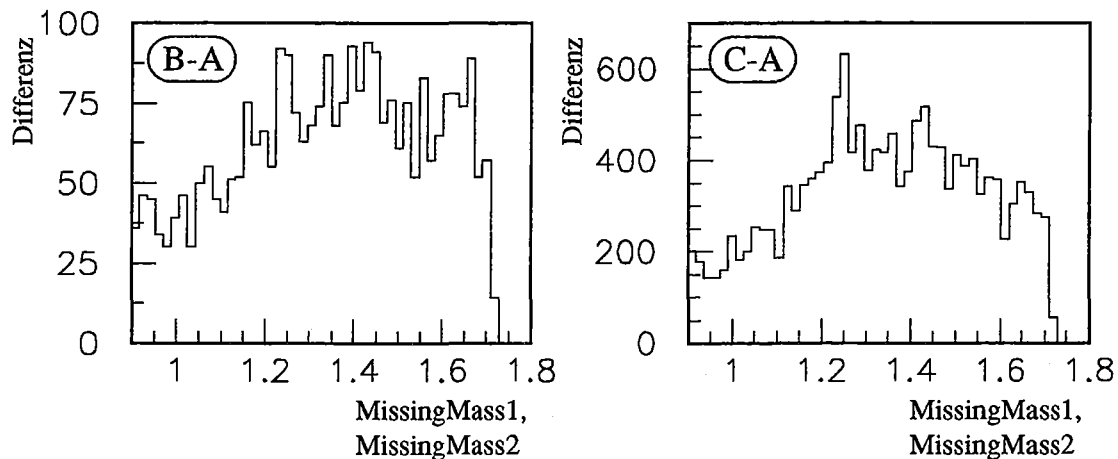


Abbildung 5.4: Differenzen von Missing-Mass-Verteilungen (vergl. Abbildung 5.3)
Zwei Einträge pro Ereignis

Driftkammerdaten, eine ausreichende Unterdrückung des Untergrundes erlaubt.

5.4 PASS2

In der bisher diskutierten Auswertung wurden Drahtkammertreffer maximal einer Spur zugeordnet. Im Gegensatz dazu wurde bei früheren Arbeiten der PASS2 Algorithmus verwendet, wenn das Ereignis so nicht an die gesuchte Ereigniskinematik anzupassen war. Jeder Treffer konnte dann zu beliebig vielen Spuren gehören. Die Anzahl der Spuren und damit auch der Vertices und V-Paare wird dadurch bei den vorliegenden Daten für 95% der Ereignisse bis an den Rand des für die Auswerterroutine möglichen (240 V-Paare) erhöht. Dies ist vor allem auf die hohe Anzahl von Signalen in der Driftkammer zurückzuführen.

Abbildung 5.5 zeigt die Missing-Mass-Verteilung für Ereignisse, die erst mit PASS2 als $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ oder $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ erkannt wurden. Es sind alle V-Paare pro Ereignis eingetragen. Auffällig ist die starke Korrelation einiger Einträge. Durch die hohe Multiplizität kann ein Vertex mit vielen anderen kombiniert werden. Die Missing-Mass dieses ersten Vertex ändert sich nicht und wird paarweise mit mehreren anderen Werten eingetragen.

Die Qualität der Daten läßt keine Unterscheidung der einzelnen Reaktionskanäle zu. Da weder ein Signal der Λ - noch der Σ^0 -Masse zu beobachten ist, wurden diese Ereignisse nicht für die Analyse verwendet.

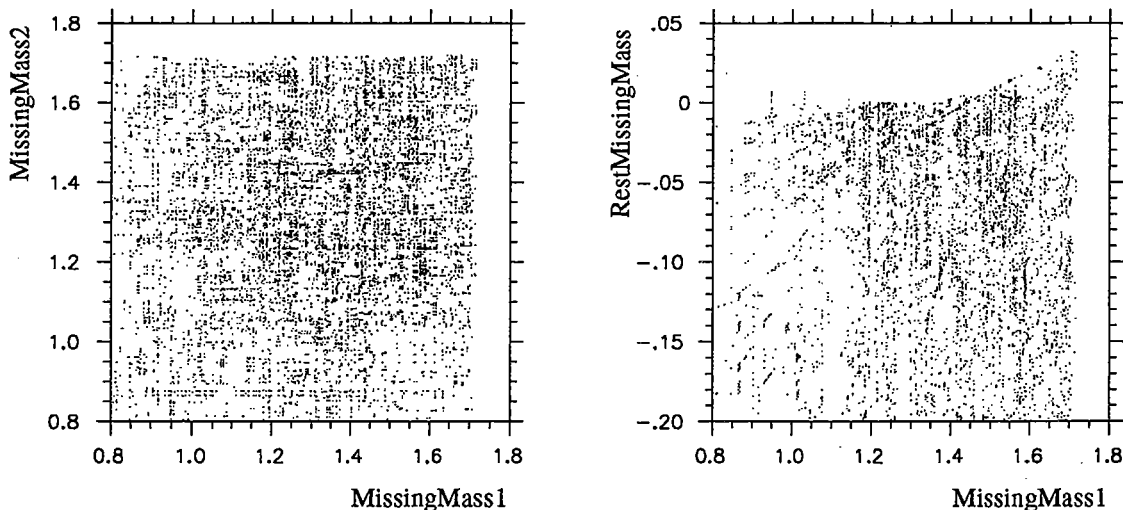


Abbildung 5.5: Missing-Mass-Verteilungen für PASS2-Ereignisse

5.5 Trigger

Verzweigungsverhältnis

Sowohl die Auswertung als auch der Trigger sind auf den Zerfall des Lambda in die geladenen Teilchen Proton und π^- angewiesen. Daher geht das Verzweigungsverhältnis $\frac{\Lambda \rightarrow p\pi^-}{\Lambda \rightarrow X} = 0.639$ in die Triggerakzeptanz ein. Für ein Ereignis $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda x$ ergibt sich damit eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 40.8%.

Flußkorrektur

Betrachtet man die Zählraten des Strahl-Triggers für beide Zellen, stellt man fest, daß weniger Antiprotonen die zweite Zelle erreichen als die erste. Dies liegt zum einen am totalen Wirkungsquerschnitt von 90 mb bei einem Strahlimpuls von 2 GeV/c entsprechend einer Reaktionswahrscheinlichkeit in beiden Targetzellen von 0.35%. Zum anderen kann die Rate durch Fehljustage Strahl – Target verändert werden.

Im Mittel ergeben sich folgende Verluste für die zweite Targetzelle:

$p_{\bar{p}}$ [MeV/c]	1949	1992
Polyethylen	3.2%	3.5%
Graphit	3.1%	3.4%

Delta-Elektronen

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch Materie werden langsame Elektronen (δ -e) aus dem Material geschlagen. Dringt ein Antiproton in das Target ein, können einige der erzeugten δ -e die das Target umgebenden Szintillatoren erreichen und ein Signal auslösen.

Für das Polyethylen-Target ergibt sich dadurch eine Fehlzusammenordnungswahrscheinlichkeit von 2.9% und eine Veto-Wahrscheinlichkeit von 2.2% [BRÖ95]. Da das Graphit-Target dünner ist und den Platz zwischen den S3-Szintillatoren nicht vollständig ausfüllt, kann es hier nicht zu Zellenfehlsortierungen kommen. Jedes Elektron, das die Zelle verläßt, hat genug Energie, um die zweite Zelle zu durchqueren und ein Veto-Signal auszulösen.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Antiproton beim Durchqueren einer Targetzelle ein δ -Elektron auslöst, das ein Veto verursacht, liegt bei 4.3%. Reagiert das Antiproton jedoch in dieser Zelle, darf nur die entsprechende Wegstrecke betrachtet werden. Die Wahrscheinlichkeit liegt dann im Mittel bei 1.3%. Für die zweite Zelle ergibt sich zusammen eine Korrektur von 5.6%.

Kapitel 6

Selektion

Die an einem Polyethylen-Target erzeugten Reaktionen beinhalten neben $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda x$ auch Reaktionen am Kohlenstoffkern $\bar{p}^{12}\text{C} \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda^{11}\text{B}x$. Ziel der Selektion ist es daher, Untergrundreaktionen soweit wie möglich zu unterdrücken, ohne die Akzeptanz für den Kanal $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ zu stark zu reduzieren.

Ein Teil der Daten wurden an einem reinen Graphit-Target erzeugt. Eine Monte Carlo Simulation wäre hierfür trotz großen Aufwandes zu ungenau, außerdem entfallen durch die Messung systematische Fehler: Der Nachweis der Reaktionen im Detektor und die Offline-Analyse sind identisch mit Daten an Polyethylen(PE).

Außer den Hyperonen zeigt auch das K_S^0 den für Strangeness tragende Teilchen typischen verzögerten Zerfall. Durch die wesentlich kleinere Masse, wird ein großer Teil dieser Teilchen jedoch im Laborsystem rückwärts gestreut und kann von den Drahtkammern nicht nachgewiesen werden. Dazu kommen größere Zerfallswinkel durch die völlig anderen Massenverhältnisse. Als Untergrundanteil sind diese Kanäle vernachlässigbar [TOD95].

Für die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist der Untergrund nicht kritisch, da er mit den vorliegenden Daten bestimmt und subtrahiert werden kann. Aussagen über Polarisation und Spinkorrelationen werden vom Untergrund allerdings stark beeinflusst.

6.1 Reduktion durch kinematische Anpassung

Der erste Schritt der Untergrund-Reduktion ist eine Ereignisanpassung an die Kinematik des gesuchten Reaktionstyps. Die Bestimmung der vier geladenen Zerfallsprodukte führt zu einer zweifachen Überbestimmung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 \rightarrow$

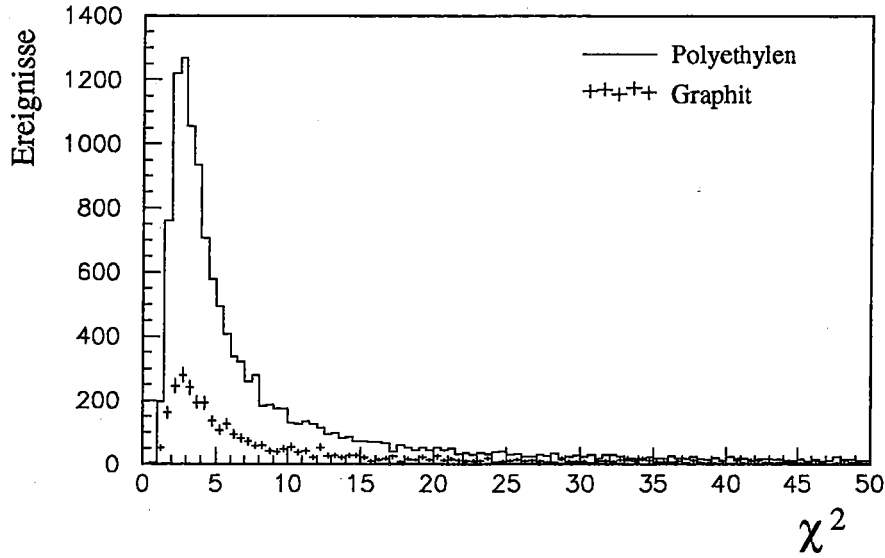


Abbildung 6.1: χ^2 -Verteilung für Daten am Graphit- und am Polyethylen-Target bei einem Strahlimpuls von 1.992 GeV/c. Die Graphit-Verteilung wurde entsprechend der Luminosität skaliert.

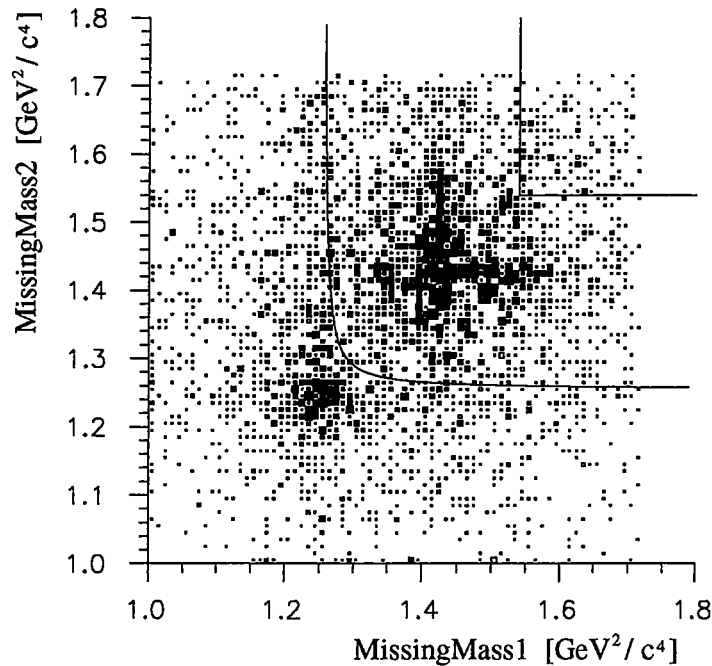


Abbildung 6.2: Missing-Mass-Verteilung nach dem Fit für einen Strahlimpuls von 1.992 GeV/c. Verteilung für das Polyethylen-Target abzüglich Graphit-Anteil. Eingezeichnet sind die Schnitte zur Reduktion der Kanäle $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0, \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$. Leere Quadrate markieren negative Werte.

$p\pi^-\bar{p}\pi^+\gamma$. Die *RestMissingMass* wird gleich 0 verlangt und die invariante Masse eines Lambda-Gamma-Systems muß der Sigma-Masse entsprechen. Ereignisse, die diesen beiden Zwangsbedingungen nicht genügen, werden durch den Fit verworfen. Gleichzeitig werden die Spurparameter optimal bestimmt.

Der verbleibende Kohlenstoffuntergrund wird entsprechend der integrierten Luminosität $\mathcal{L} = N_{\bar{p}} \cdot N_C \cdot (1 - \tau)$ berechnet. Die Totzeit τ der Datenaufnahme wird berücksichtigt. Das Verhältnis der Luminositäten beträgt für den Strahlimpuls von 1.949 (1.992) GeV/c $\frac{430}{105} = 4.10$ ($\frac{443}{219} = 2.02$).

$p_{\bar{p}}$	$N_{\bar{p}} * 10^{10}$	$1 - \tau$	$\mathcal{L}[\mu b^{-1}]$	$N[10^{22}/cm^2]$	Target
1949	4.515	48.3%	861.4	$N_p=3.95$	PE
			429.6	$N_C=1.97$	
	0.723	66.8%	104.8	$N_C=2.18$	Graphit
1992	3.426	65.7%	887.7	$N_p=3.95$	PE
			442.7	$N_C=1.97$	
	1.585	63.6 %	219.1	$N_C=2.18$	Graphit

Abbildung 6.1 zeigt die χ^2 -Verteilung der Daten des Polyethylen- und des Graphit-Targets. Eine klare Unterdrückung des Kohlenstoff-Anteils ist nicht möglich. Die Bedingung $\chi^2 < 20$ führt zu einer Reduktion von 40.9% auf 27.3% ($p_{\bar{p}} = 1.992$ GeV/c).

6.2 Reduktion durch Missing-Mass

In Abbildung 6.2 ist die Missing-Mass-Verteilung der nach dem Fit verbleibenden Ereignisse dargestellt. Der Anteil der Kohlenstoff-Reaktionen wurde bereits abgezogen. Die Akzeptanz ist nach der Anpassung für den Reaktionskanal $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ wesentlich geringer als für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$. Trotzdem ist ein klares Signal bei der Lambda-Masse zu beobachten. Eine weitere Reduktion ist also notwendig.

In Abbildung 6.3 sieht man, daß Ereignisse des Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ leicht mit $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ verwechselt werden, wenn eines der beiden Lambdas im Laborsystem sehr schnell ist, da es im CMS nach vorne gestreut wird. In diesem Fall ist die Auflösung besonders schlecht. Aus Monte Carlo Simulationen erkennt man, daß diese Ereignisse die Kreuzstruktur der Missing-Mass-Verteilung verursachen (siehe auch Anhang A). Mit dem gewählten Schnitt können auch diese Ereignisse wirkungsvoll unterdrückt werden (siehe Abbildung 6.2).

Der Anteil an $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ bzw. $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ ist durch den geringen totalen Wirkungsquerschnitt praktisch vernachlässigbar. Der skizzierte Schnitt ist aber auch gegen Reaktionen

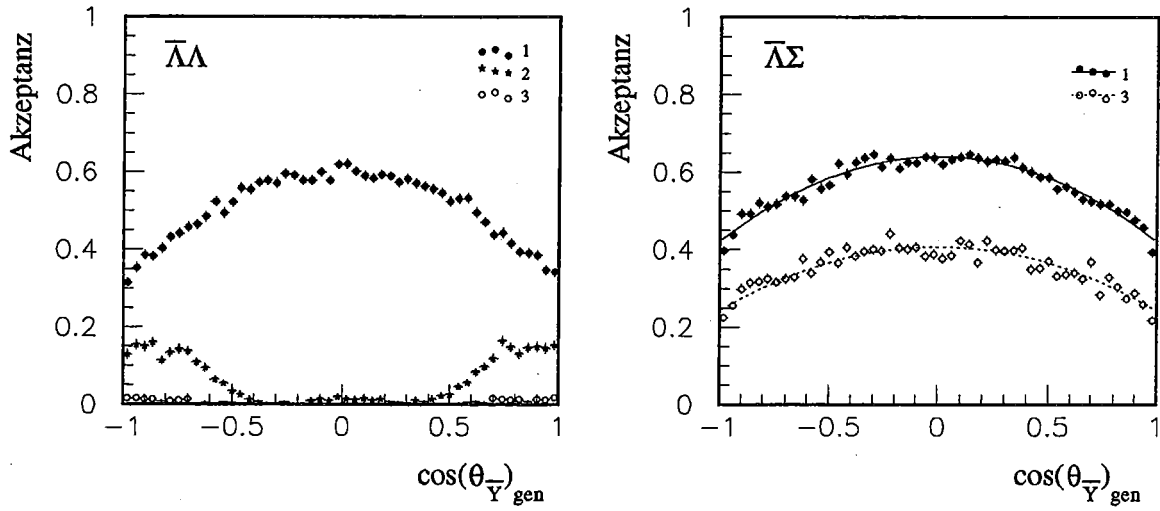


Abbildung 6.3: Akzeptanz für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ (links) und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ (rechts) bei einem Strahlimpuls von 1.992 GeV/c für die $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Selektion.

- (1): Rekonstruktion eines V-Paares
- (2): Anpassung mit $\chi^2 < 20$
- (3): Missing-Mass-Schnitte

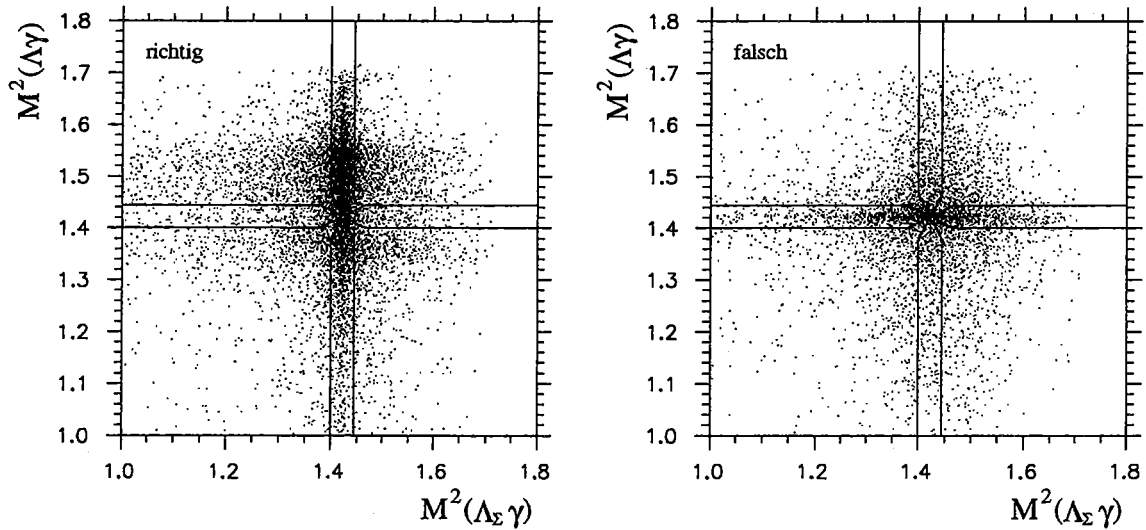


Abbildung 6.4: Missing-Mass-Verteilung für richtig und falsch rekonstruierte Monte Carlo Ereignisse. In dem eingezeichneten Bereich wird nach den Missing-Mass-Werten entschieden, welches Lambda aus dem Sigma-Zerfall stammt und welches primär ist.

am Kohlenstoff wirksam. Der verbleibende Anteil an Untergrund aus Kohlenstoff-Reaktionen liegt bei 27.5 (28.7)% für einen Strahlimpuls von 1.949 (1.992) GeV/c.

6.3 Unterscheidung zwischen $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ und $\bar{\Sigma}^0\Lambda$

Die Entscheidung welches der beobachteten Lambdas primär ist und welches aus dem Sigma-Zerfall stammt, kann über eine Anpassung erfolgen. Es werden beide Möglichkeiten gefittet und die Kombination mit dem kleinsten χ^2 ausgewählt. 30.5% der Monte Carlo Ereignisse werden auf diese Weise falsch zugeordnet. In Abbildung 6.4 ist zu sehen, daß die Missing-Mass für falsch identifizierte Ereignisse durchaus die richtige Signatur zeigt. Die Missing-Mass des primären Lambdas, das fälschlicherweise als Zerfalls-Lambda identifiziert wurde, zeigt eine Häufung bei der Sigma-Masse.

Daher wird für Ereignisse, bei denen die Missing-Mass eine klare Entscheidung erlaubt, nur eine Möglichkeit zum Fit zugelassen. Die Wahrscheinlichkeit für eine Fehlidentifikation liegt danach bei 26.4%. Die Winkelabhängigkeit von Fehlidentifikationen zeigt Abbildung 6.5. Das Verhältnis von falsch zu richtig rekonstruierten Ereignissen liegt zwischen 0.8 und 0.15 und ist abhängig vom Winkel des primären Lambda. Durch die Vertauschung bleibt das Vorzeichen des Antihyperonwinkels unbeeinflusst. Lediglich die Auflösung der fehlidentifizierten Ereignisse ist schlechter, da eine falsche Kinematik angenommen wird (siehe Abbildung 6.6).

Auffällig ist die schlechte Auflösung beim maximalen Laborwinkel des primären Lambda, entsprechend $\cos(\theta_{\Lambda(\Lambda)}) = -0.50$. Die Bestimmung des CMS-Winkels ist beim maximalen Laborwinkel sehr schwierig. Zum einen zieht eine kleine Variation des Laborwinkels eine große Änderung des CMS-Winkels nach sich, da die Laborspur hier tangential an der Kinematik-Ellipse anliegt. Zum anderen schneidet die Laborspur die Ellipse zweimal. Die Unterscheidung zwischen diesen beiden Schnittpunkten ist hier besonders schwierig.

Die Vertauschung der Kanäle ist winkelabhängig. Es wird nicht dieselbe Anzahl von Ereignissen von $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ nach $\bar{\Sigma}^0\Lambda$ getauscht, wie andersherum. Dadurch wird die Winkelverteilung der einzelnen Kanäle verzerrt, nicht jedoch die Summe beider Verteilungen. Es kann vorausgesetzt werden, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt von $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ und $\bar{\Sigma}^0\Lambda$ gleich sind, da die Produktion über starke Wechselwirkung und damit C-invariant erfolgt. Auf eine Korrektur wurde daher verzichtet und der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Summe beider Reaktionen bestimmt.

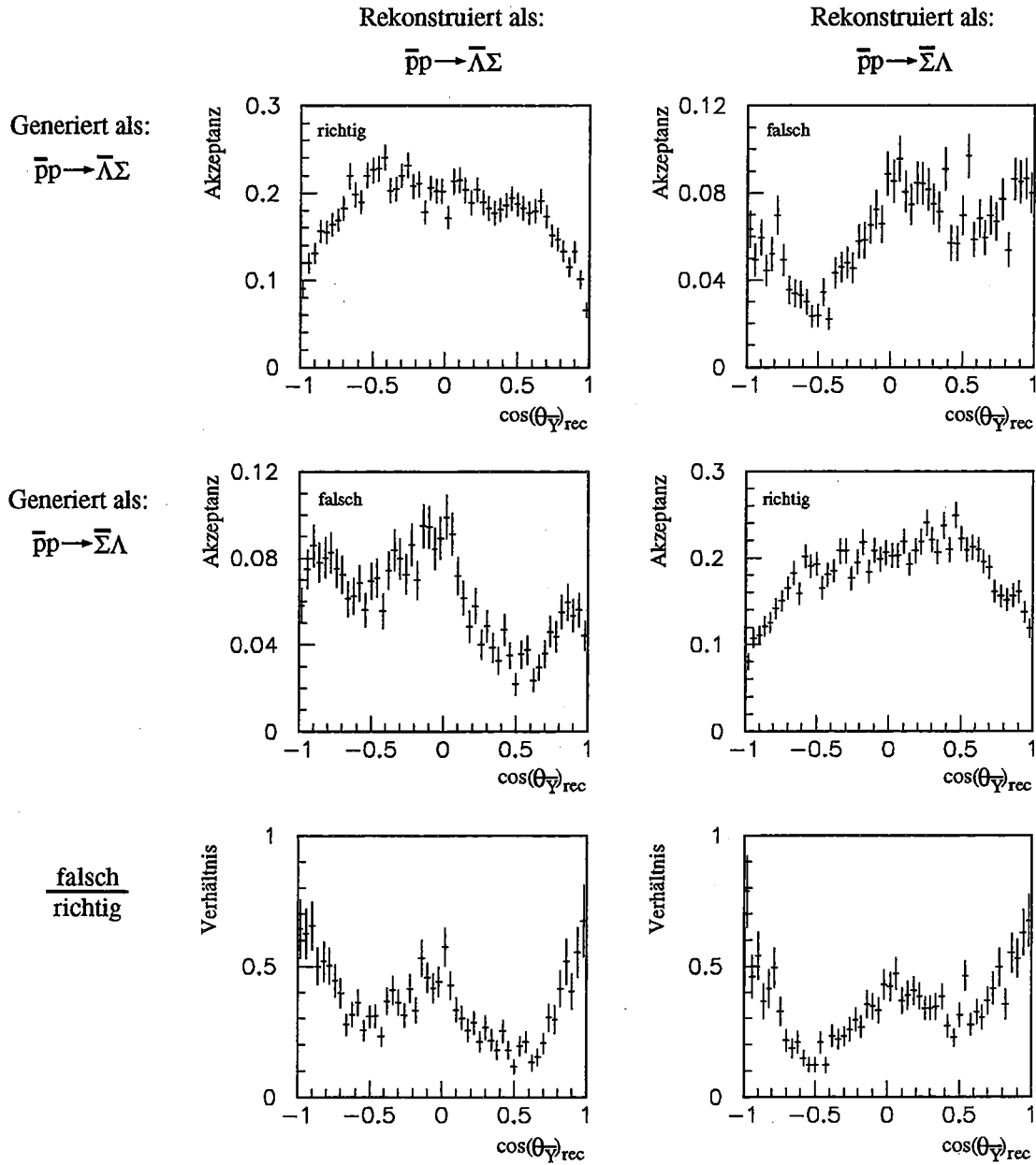


Abbildung 6.5: Winkel-Verteilung für falsch und richtig rekonstruierte Monte Carlo Ereignisse und deren Verhältnis.

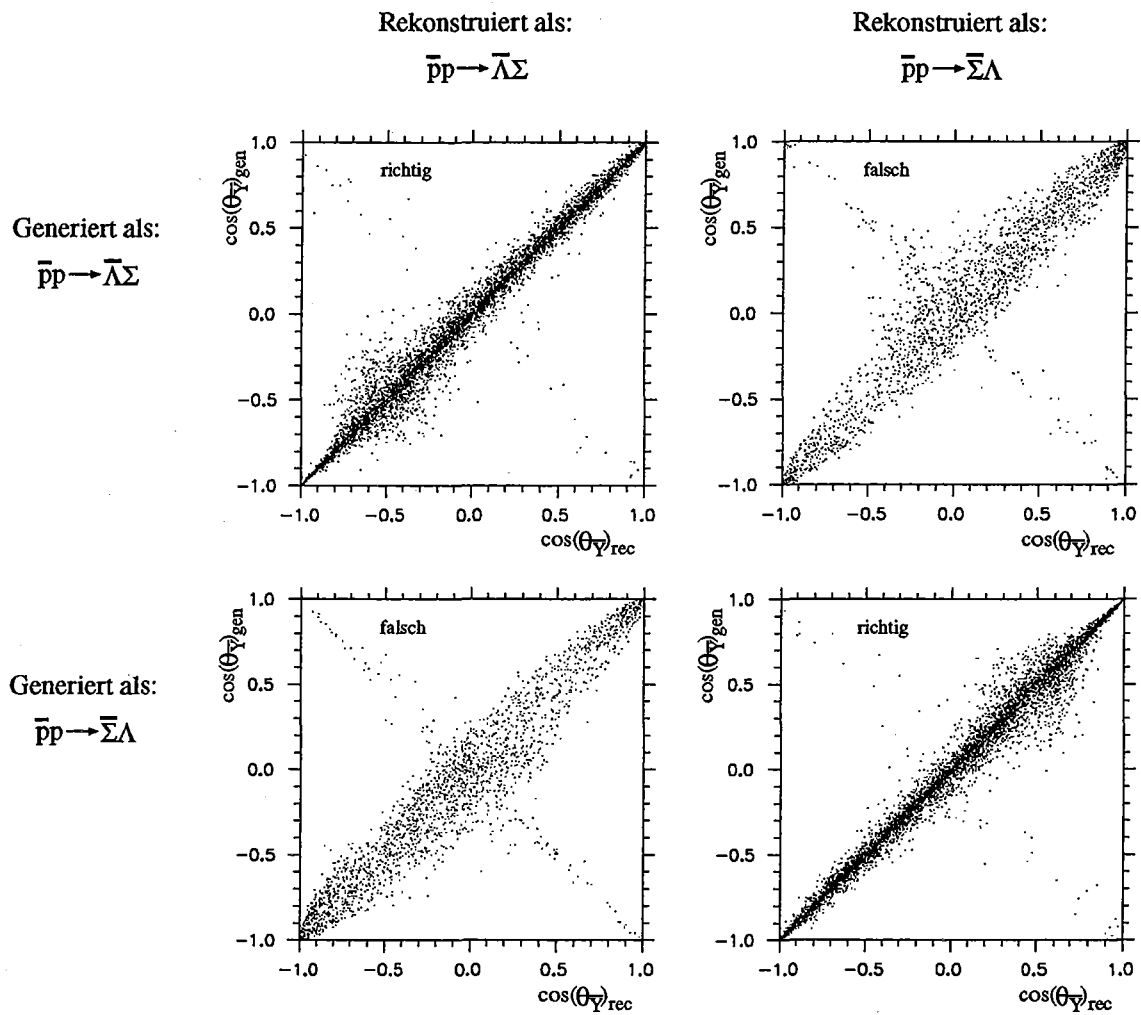


Abbildung 6.6: Winkel-Auflösung für falsch und richtig rekonstruierte Monte Carlo Ereignisse.

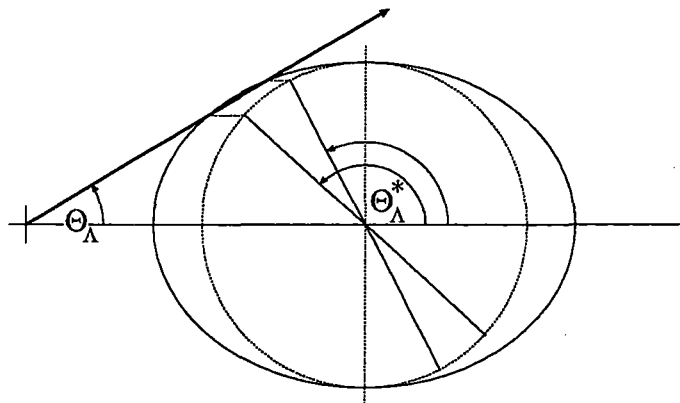


Abbildung 6.7: Skizze zur Transformation des Labor- und CMS-Spurwinkels.

Kapitel 7

Ergebnisse

7.1 Totaler Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ ergibt sich aus der Anzahl der nach der Selektion verbleibenden Ereignisse. Akzeptanz und Untergrund durch Reaktionen am Graphit-Target und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ werden berücksichtigt. Die Berechnung erfolgt jedoch ohne Ladungsbestimmung, da die im Magnetprogramm auftretenden Verluste von der Monte Carlo Simulation nicht ausreichend gut wiedergegeben werden. Dies ist möglich, da die Akzeptanz winkelsymmetrisch (siehe Abbildung 6.3).

Die folgende Tabelle enthält die Anzahl der gemessenen Ereignisse. Daneben sind die akzeptanzkorrigierten Ereigniszahlen angegeben. Diese enthalten neben der Monte Carlo Akzeptanz die Einflüsse durch δ -Elektronen und der Flußkorrektur. Die Werte für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ wurden anhand des von [BRÖ95] bestimmten Wirkungsquerschnittes ermittelt. Die Zahlen für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ ergeben sich aus den Daten für Polyethylen abzüglich Graphit und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$.

Strahlimpuls	1.949 GeV/c		1.992 GeV/c	
	beobachtete Ereignisse	korrigierte Ereignisse	beobachtete Ereignisse	korrigierte Ereignisse
Polyethylen	5972	21309.9	6489	22781.6
Graphit	1677	6144.4	1863	6617.6
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$	171	603.7	177	618.6
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$	4124	14561.8	4448	15545.4

Für die beiden Datenmengen beträgt die

integrierte Luminosität		861.4	887.7	μb^{-1}
nomineller Strahlimpuls	$p_{\bar{p}}$	1.949	1.992	GeV/c
effektiver Strahlimpuls	$\langle p_{\bar{p}} \rangle$	1.9476	1.9906	GeV/c
Überschußenergie	ϵ	103.7	118.6	MeV

Zwischen dem LEAR-Vakuum und dem Target liegen Austrittsfenster, μ -Streifen und Szintillatoren. In diesen Elementen und der dazwischenliegenden Luft verlieren die Antiprotonen Energie. Daher ist der effektive Strahlimpuls kleiner als der Einschußimpuls des Strahls.

Unter Berücksichtigung des Verzweungsverhältnisses für den Zerfall des Lambda in geladene Teilchen von 0.408 ± 0.006 für beide Vertices ergeben sich folgende totale Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$:

$41.4 \pm 1.1 \mu b$	$p_{\bar{p}} = 1.9476 \text{ GeV/c}$
$42.9 \pm 1.1 \mu b$	$p_{\bar{p}} = 1.9906 \text{ GeV/c}$

Die angegebenen Fehler sind dabei nur statistisch einschließlich des Fehlers auf das Verzweungsverhältnis. Der systematische Fehler ist vor allem durch den Schnitt in der Missing-Mass bedingt und beträgt 8%.

Diese Werte sind in übereinstimmung mit dem OBE-Modell, liegen für das 3P_0 -Modell jedoch etwas zu hoch [BUR88] (vergleiche Abbildung 2.2). Auch das Meson-Austausch-Modell liefert Werte unter $30 \mu b$ [HAI93].

Abbildung 7.1 zeigt die für den totalen Wirkungsquerschnitt vorliegenden Daten. Man erkennt, daß die hier bestimmten Werte deutlich unter denen des Blasenkammerexperimentes liegen. Ein ähnlicher Effekt, wenn auch nicht so ausgeprägt, wird für $\bar{\Lambda}\Lambda$ beobachtet. Alle von PS185 gemessenen Wirkungsquerschnitte sind kleiner als die der Blasenkammerexperimente.

Will man den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ mit der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ vergleichen, muß der Phasenraum berücksichtigt werden. Die Daten sind also bei derselben Überschußenergie ϵ zu vergleichen. Die Überschußenergie entspricht der Summe der kinetischen Energien aller Teilchen im CMS:

$$\epsilon = \sqrt{s} - m_{Y_1} - m_{Y_2} = \sqrt{2m_p * (E_b + m_p)} - m_{Y_1} - m_{Y_2}$$

Dies gilt für ein Fixtarget-Experiment $\bar{p}p \rightarrow Y_1 Y_2$ mit Strahlenergie E_b . s ist eine der Mandelstam Variablen, das invariante Massenquadrat des Gesamtsystems.

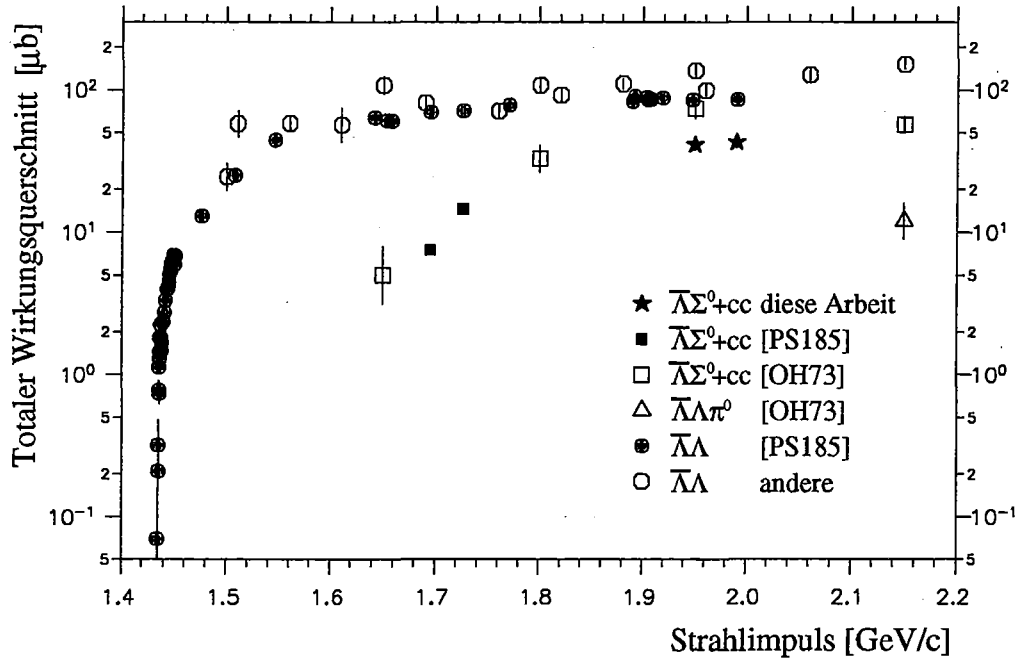


Abbildung 7.1: Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ und $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$.

Es liegen folgende Ergebnisse für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ vor:

ϵ	$\langle p_{\bar{p}} \rangle$	$\sigma_{\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda}$	
102.6 MeV	1.726 GeV/c	$74.4 \pm 2.7 \mu b$	[TAY95]
118.1 MeV	1.770 GeV/c	$78.3 \pm 5.5 \mu b$	[TOD95]

Daraus ergibt sich ein Verhältnis von:

$$\frac{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0)}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda)} = \frac{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc)/2}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda)} = \begin{cases} 0.278 \pm 0.026 & \epsilon = 103 \text{ MeV} \\ 0.274 \pm 0.030 & \epsilon = 118 \text{ MeV} \end{cases}$$

Diese Werte sind vergleichbar mit dem bisher gefundenen Verhältnis von 0.29 bei Überschußenergien von 15 MeV [OHL90] und 26 MeV [TAY95]. Auch die Übereinstimmung mit theoretischen Modellen ist sehr gut. Aus Meson-Austauschrechnungen [KOH88] ergibt sich ein Verhältnis von:

$$\frac{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0)}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda)} = 0.5 * \frac{m_{\Sigma^0}}{m_{\Lambda} + m_{\Sigma^0}} * \frac{p_{\Sigma^0}}{p_{\Lambda}} = 0.2583 * \frac{p_{\Sigma^0}}{p_{\Lambda}} \quad (7.1)$$

Dabei ist p der CMS-Impuls des Hyperons. Es ergibt sich ein Verhältnis von 0.2639 (0.2632) für eine Überschußenergie von 103 (118) MeV.

7.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Für die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes müssen die im Magnetprogramm auftretenden Fehler korrigiert werden. Das sind zum einen Ereignisse, die in den Magnetkammern nicht rekonstruiert werden konnten. Dieser Effekt läßt sich in Abhängigkeit vom Absolutbetrag des Winkels korrigieren.

Zum anderen kann die Ladung falsch bestimmt werden, und das Ereignis wird dem ladungskonjugierten Ereigniskanal zugeschrieben. Außerdem ändert sich das Vorzeichen des Produktionswinkels, da zum Beispiel das Lambda als Antilambda erkannt wird. Indem versucht wurde, Widersprüche in der Ladungszuordnung eines Ereignisses soweit wie möglich zu korrigieren, wurde die Fehlerrate zwar reduziert, kann aber nicht völlig unterdrückt werden. Die Korrektur ist bei nur zwei Spuren in den Magnetkammern nicht möglich. Auch bei höheren Multiplizitäten treten trotz Fehlern nicht immer Widersprüche auf.

Eine weitere Fehlerquelle ist die Anpassung an den falschen Ereignistyp, also die Vertauschung von Lambda und Sigma. Auch dieser Effekt führt zu einem Übersprechen zwischen den beiden Kanälen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ und $\bar{\Sigma}^0\Lambda$. Das Vorzeichen des Antihyperonwinkels ändert sich jedoch nicht. Daraus erklärt sich der Unterschied in der Winkelverteilung der beiden Reaktionen in Abbildung 7.2. Der Effekt hebt sich auf, wenn man die Summe beider Kanäle betrachtet.

In dieser Arbeit wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt nur für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ bestimmt. Da die Hyperonen über starke Wechselwirkung produziert werden, kann man aus C-Invarianz folgern, daß die Wirkungsquerschnitte der beiden Einzelreaktionen gleich sein müssen. Abbildung 7.2 zeigt die Verteilungen für Daten am Polyethylen- und am Graphit-Target sowie deren Differenz. Die Graphit-Verteilung wurde dabei entsprechend der Luminosität skaliert.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wurde mit Legendre-Polynomen angepaßt. Die Parameter finden sich in Anhang C. Zum Vergleich sind in Abbildung 7.2 die Legendre-Fits der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ bei der entsprechenden Überschußenergie dargestellt. Deren Kurven wurden entsprechend des totalen Wirkungsquerschnitts skaliert.

Obwohl die in die Meson-Austausch-Modelle eingehenden Kopplungen für $KN\Sigma$ und $KN\Lambda$ sehr unterschiedlich sind, ist die Übereinstimmung sehr gut, ausgenommen den Bereich bei $\cos\theta = -1$. Eine mögliche Erklärung für den Rückwärtsanstieg wäre die Fehlinterpretation von $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignissen. Dazu müßte diese Verwechslung für Winkel um 0° und 180° besonders häufig auftreten. Abbildung 6.3 zeigt jedoch, daß die Akzeptanz dieser Auswertung für $\bar{\Lambda}\Lambda$ auch in diesem Bereich so gering ist, daß ein Rückwärtsanstieg nur bei gleichzeitiger Fehlbestimmung des Winkels möglich

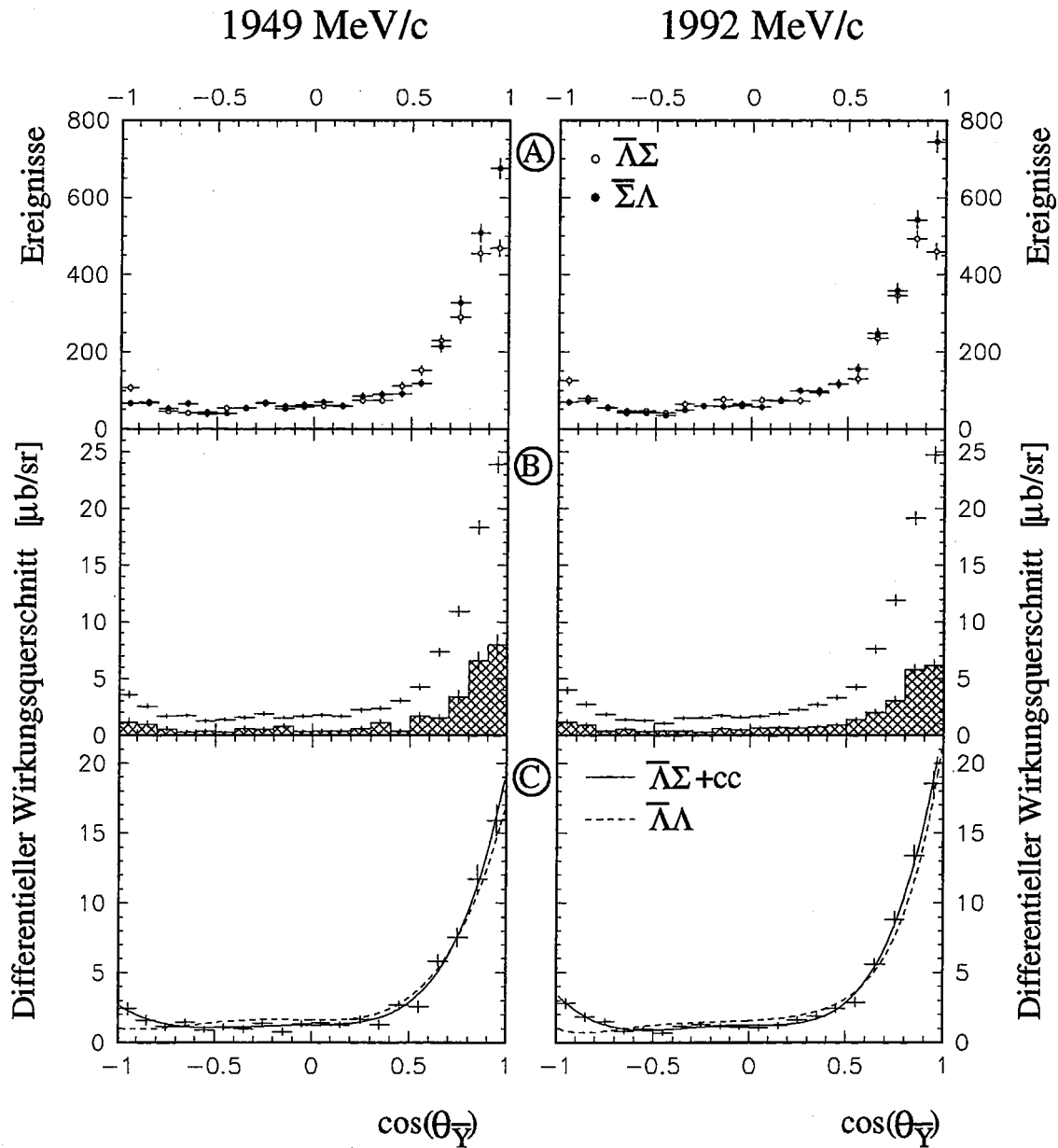


Abbildung 7.2: A: Winkelverteilung für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Lambda$ unkorrigiert.
 B: Differenzieller Wirkungsquerschnitt der als $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ oder $\bar{\Sigma}^0\Lambda$ gefitteten Ereignisse am Polyethylen- (Fehlerkreuze) und am Graphit-Target (schraffiert).
 C: Differenzieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$. Die Kurven entsprechen dem Legendre-Fit der Daten bzw. der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ bei der entsprechenden Überschußenergie [TAY95],[TOD95]

ist.

Ein Grund für die Übereinstimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ bei gleicher Überschußenergie könnte die Dominanz der 'Initial- und Final-State-Interaction' (ISI, FSI) sein. Diese Prozesse, die nichts mit der Austauschreaktion zu tun haben, können den Wirkungsquerschnitt stark beeinflussen.

7.3 Vergleich mit Missing-Mass-Verteilungen

Die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts sollte auch über die Missing-Mass-Verteilung möglich sein. Für jede Reaktion besitzt diese Verteilung eine charakteristische Form. Das am Polyethylen-Target aufgenommene Spektrum sollte sich als Summe der Monte Carlo Daten zuzüglich Untergrund darstellen lassen. Die Untergrund-Verteilung aus Reaktionen am Kohlenstoffkern läßt sich aus Ereignissen am Graphit-Target bestimmen.

Paßt man Monte Carlo Verteilungen der Kanäle $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$, $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ und $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ und die Graphit-Verteilung an das am Polyethylen-Target gewonnene Spektrum an, ergibt sich Abbildung 7.3. Zur Kontrolle wurden die Verteilungen der *RestMissingMass* betrachtet. Diese sind statistisch unabhängig von den angefitzten Verteilungen. Die Übereinstimmung ist sowohl für den dargestellten Teil als auch für die übrige Verteilung sehr gut. Aus den Skalierungsparametern ergeben sich die in Tabelle 7.1 aufgeführten Wirkungsquerschnitte.

Da die hier benutzten Ereignisse noch keinem Ereigniskanal eindeutig zugeordnet wurden und keine kinematische Anpassung erfolgt ist, können die Produktionswinkel nur schlecht bestimmt werden. Die Akzeptanzkorrektur erfolgt daher über eine mit dem gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt σ bestimmten mittleren Akzeptanz $\langle A \rangle$. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ stammt aus [BRÖ95].

$$\langle A \rangle = \frac{\int_{-1}^1 \sigma(\theta) A(\theta) d \cos \theta}{\int_{-1}^1 \sigma(\theta) d \cos \theta} \quad (7.2)$$

In Tabelle 7.1 wurde für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ und $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ nur die Summe beider Kanäle angegeben, da die Verteilungen zu ähnlich sind und eine Unterscheidung kaum möglich ist. Man sieht, daß der Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ und $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ viel zu klein ist. Außerdem ist der angenommene Anteil an Untergrund um einen Faktor 1.89

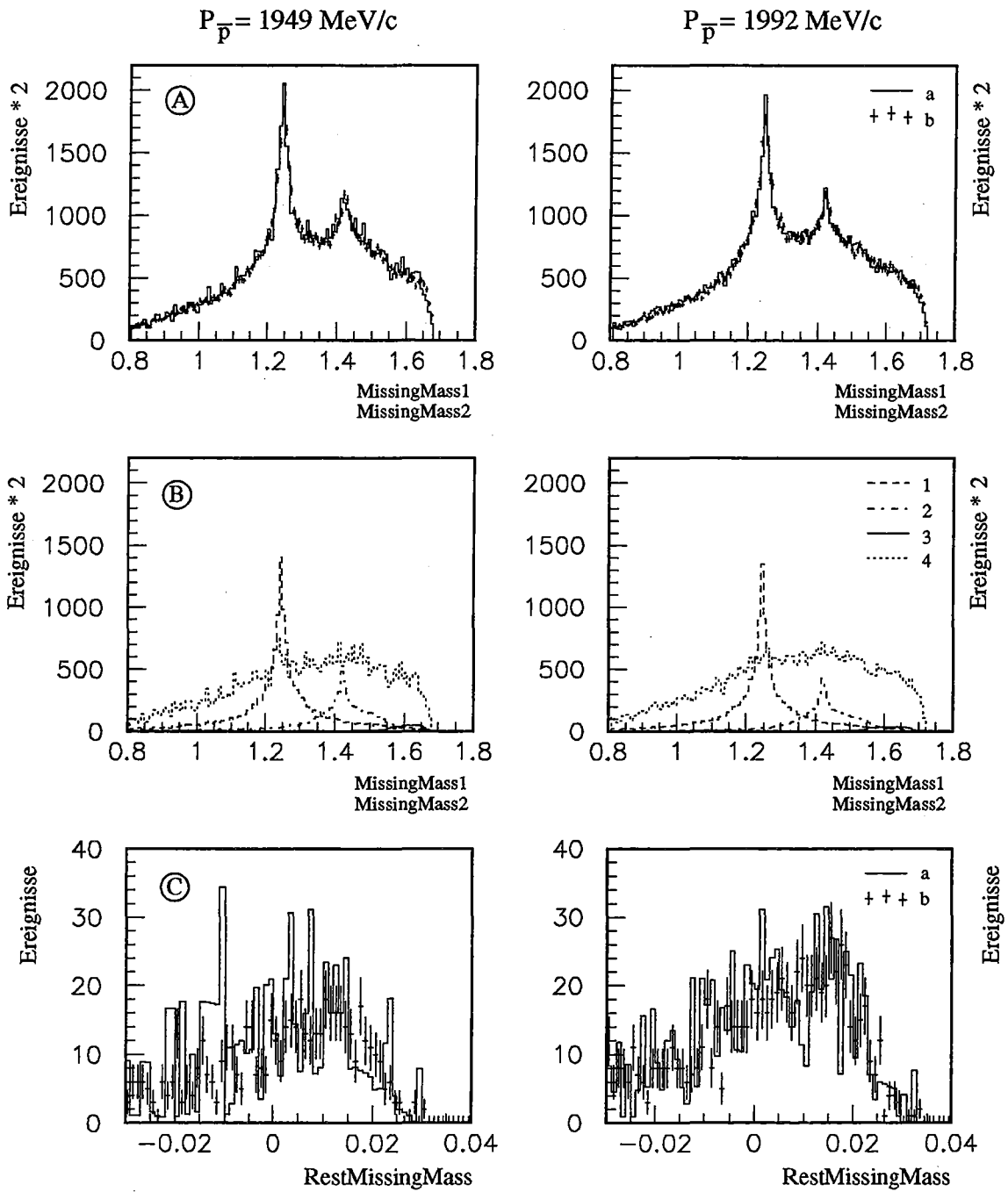


Abbildung 7.3: Anpassung der Missing-Mass-Verteilung mit Monte Carlo Verteilungen der einzelnen Reaktionstypen sowie Kohlenstoffuntergrund für beide Strahlimpulse.

A: Daten(b) und Fit(a)

B: Anteile der Monte Carlo Verteilungen

$\bar{\Lambda}\Lambda(1)$, $\bar{\Lambda}\Sigma^0+cc(2)$, $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0 + \bar{\Lambda}\Lambda\pi(3)$, Graphit(4)

C: Kontrolle der *RestMissingMass*

Summe der Monte Carlo Verteilungen und Graphit(a), Daten(b)

$P_{\bar{p}}$	$\bar{\Lambda}\Lambda$	$\bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$	$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0 + \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$	Graphit
Anzahl der beobachteten Ereignisse				
1949	9028 ± 406	3924 ± 391	538 ± 207	30527 ± 1093
1992	8361 ± 300	3378 ± 301	523 ± 182	35777 ± 881
Wirkungsquerschnitt [μb]				
1949	59.0 ± 4.0	22.0 ± 3.3	2.7 ± 1.5	
1992	53.7 ± 2.9	18.2 ± 2.5	2.5 ± 1.3	

Tabelle 7.1: Totaler Wirkungsquerschnitt aus der Missing-Mass-Verteilung.

Es ist nur der statistische Fehler angegeben.

(1.949 GeV/c) und 1.82 (1.992 GeV/c) höher als vom Luminositätsverhältnis erwartet. Es ist anzunehmen, daß in der gemessenen Verteilung noch weitere Reaktionskanäle eine Rolle spielen und zum Untergrund beitragen. Außerdem scheint dieses Verfahren sehr empfindlich auf die Form der Missing-Mass-Verteilung zu reagieren. Die Übereinstimmung zwischen realen und Monte Carlo Daten ist dafür nicht gut genug.

7.4 Spinabhängige Observable

Bei der Bestimmung der spinabhängigen Observablen ist der Untergrundanteil von fast 30% aus Reaktionen am Kohlenstoff zu beachten. Leider ist der statistische Fehler der Daten am Graphit-Target so groß, daß eine Bestimmung der Untergrund-Polarisations-Verteilung nicht möglich ist (siehe Anhang B).

Problematisch ist die Bestimmung der Sigma-Spinrichtung. Durch die Zerfallsreihe $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma \rightarrow p\pi^-\gamma$ ist die Asymmetrie der Proton-Winkelverteilung in Abhängigkeit von der Sigma-Polarisation nicht so stark ausgeprägt wie beim Lambda. Der Fehler ist daher wesentlich größer.

Polarisation

Neben dem Untergrund stört auch das Übersprechen zwischen den Kanälen $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ und $\bar{\Sigma}^0\Lambda$ die Bestimmung der Polarisation. Da die Asymmetrie der Protonrichtung für das Lambda dreimal stärker ausgeprägt ist als für das Sigma, ist die Sigma-Polarisation davon besonders betroffen. Eine Korrektur ist kaum möglich, zumal die Polarisations-Verteilung der jeweiligen Untergrundreaktion bekannt sein müßte. Die Akzeptanz spielt keine Rolle, da die Bestimmung mit dem 'methods-of-weighted-sums'-Verfahren weitgehend akzeptanzunabhängig ist.

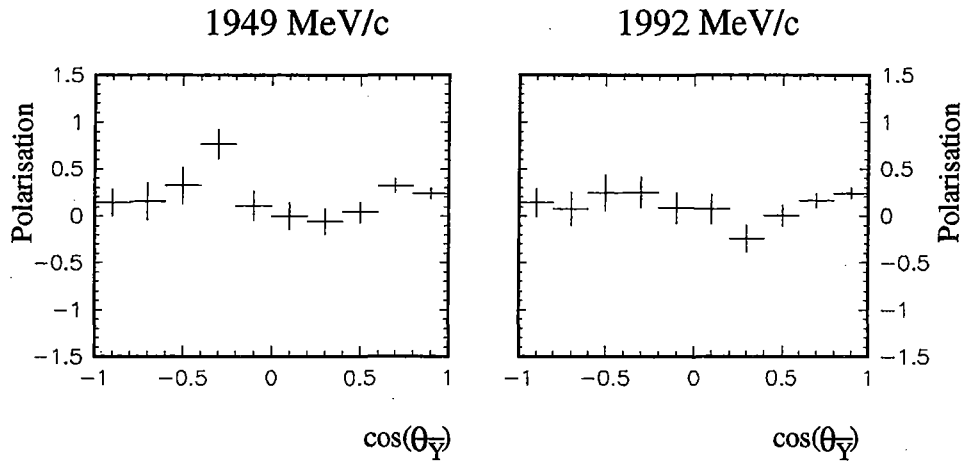


Abbildung 7.4: Mittlere Polarisierung des Lambda und Antilambda.

Aus der Erhaltung der Invarianz der Hyperonproduktion gegenüber Ladungskonjugation folgt, daß die Lambda-Polarisation der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Lambda$ gleich der Antilambda-Polarisation für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ beim entsprechenden Antihyperonwinkel sein muß. Abbildung 7.4 zeigt die gemittelte Polarisierung des Lambda über beide Kanäle. Die Statistik wird durch die Mittelung erhöht, aber es bleibt fraglich, ob eine Interpretation der Daten unter Berücksichtigung der Fehler sinnvoll ist. Man kann sagen, daß die Polarisierung deutlich kleiner als 1 ist und um 0 schwankt. Eine Aussage über die genaue Winkelverteilung ist aber nicht möglich.

Spinkorrelation

Die Vertauschung der beiden Reaktionskanäle spielt bei der Bestimmung von Spinkorrelation und Singlet Fraction keine Rolle. Der statistische Fehler ist jedoch so groß, daß keine signifikante Aussage getroffen werden kann. Der hohe Untergrundanteil verzerrt die Verteilungen außerdem. Auf eine Korrektur der Akzeptanz wurde daher verzichtet, zumal die Anzahl der Freiheitsgrade höher ist als für $\bar{\Lambda}\Lambda$. Durch den zusätzlichen Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ sind die Winkel der Lambdas nicht mehr korreliert, und die Akzeptanz ist von zwei weiteren Parametern abhängig.

Teilweise läßt sich die Akzeptanz durch Ausnutzen der C- und P-Erhaltung in der Hyperonproduktion ausgleichen. Durch abwechselnde Transformation des Original-Ereignisses erhält man drei weitere gleichberechtigte Ereignisse [ZIO92]. Das Zerfalls-Antiproton wird normalerweise im Koordinatensystem des Antihyperons ($\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$)

beschrieben. Dies ist identisch mit dem System des Hyperons bei umgedrehten x - und z -Achsen $(-x, y, -z)$ (vergleiche Abbildung 2.5). Entsprechendes gilt für das Proton aus dem Lambda-Zerfall.

Die Ladungskonjugation C bewirkt die Vertauschung von Teilchen und Antiteilchen, wobei alle Richtungsvektoren erhalten bleiben. Die Paritätsumkehr bewirkt dagegen eine Punktspiegelung des Koordinatensystems, ohne die Teilchen zu ändern.

		(Anti)Proton beschrieben im	
Kanal		Koordinaten System 1	Koordinaten System 2
Original	$\bar{\Sigma}$	$\bar{\Lambda}$	$\bar{p} = (\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) = (-x, y, -z)$
	Λ	Σ	$p = (x, y, z) = (-\bar{x}, \bar{y}, -\bar{z})$
	$\downarrow C$		
	Σ	Λ	$p = (\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) = (-x, y, -z)$
	$\bar{\Lambda}$	$\bar{\Sigma}$	$\bar{p} = (x, y, z) = (-\bar{x}, \bar{y}, -\bar{z})$
	$\downarrow P$		
	Σ	Λ	$p = (-\bar{x}, -\bar{y}, -\bar{z}) = (x, -y, z)$
	$\bar{\Lambda}$	$\bar{\Sigma}$	$\bar{p} = (-x, -y, -z) = (\bar{x}, -\bar{y}, \bar{z})$
	$\downarrow C$		
	$\bar{\Sigma}$	$\bar{\Lambda}$	$\bar{p} = (-\bar{x}, -\bar{y}, -\bar{z}) = (x, -y, z)$
	Λ	Σ	$p = (-x, -y, -z) = (\bar{x}, -\bar{y}, \bar{z})$

$(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ sind die Richtungsvektoren des Antihyperon-Koordinatensystems

(x, y, z) sind die Richtungsvektoren des Hyperon-Koordinatensystems

Für die in Anhang B dargestellten Spinkorrelationen wurde diese C - und P -Invarianz der starken Wechselwirkung ausgenutzt. Für jedes gemessene Ereignis müssen die entsprechend gespiegelten Ereignisse genauso häufig erscheinen. Trägt man diese Ereignisse ebenfalls in die Histogramme ein, werden die in Gleichung 2.19 und 2.20 gestellten Bedingungen exakt erfüllt.

Singlet Fraction

Auch für die Singlet Fraction gelten die beschriebenen Schwierigkeiten der Untergrundbehandlung. Der statistische Fehler ist nicht so groß wie für die Spinkorrelationen, doch auch hier ist kaum eine signifikante Aussage möglich. Im Mittel über den gesamten Winkelbereich ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{array}{ll} 0.31 \pm 0.26 & p_{\bar{p}} = 1.949 \text{ GeV}/c \\ 0.54 \pm 0.25 & p_{\bar{p}} = 1.992 \text{ GeV}/c \end{array}$$

Damit sind die Werte innerhalb von 2.6σ mit beiden physikalischen Grenzen 0 und 1 verträglich. Aussagen, insbesondere über die Winkelabhängigkeit, sind kaum

möglich. Sowohl Quark-Gluon- als auch Meson-Austausch-Modelle sagen eine Singlet Fraction größer als 0 voraus. Die genaue Verteilung ist vom Strahlimpuls abhängig, und Rechnungen liegen für diesen Energiebereich nicht vor.

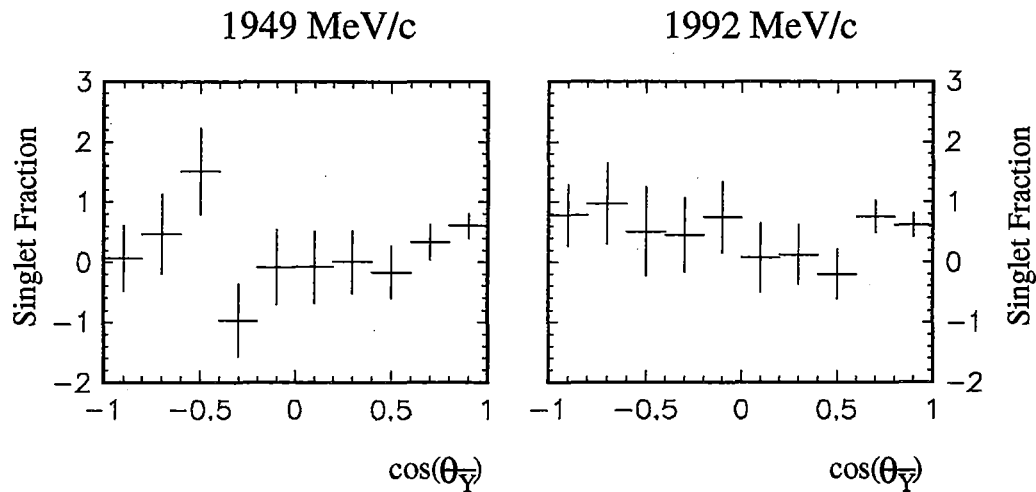


Abbildung 7.5: Singlet Fraction für beide Strahlimpulse.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ bei Strahlimpulsen von 1.949 und 1.992 GeV/c untersucht. Diese Messung ergänzt die für diesen Kanal vorliegende Datenmenge. Neben Blasenkammer-Ergebnissen [OH73] gab es bisher nur zwei weitere Messungen bei 1.770 [OHL90] und 1.726 GeV/c [TAY95] in der Nähe der Reaktions-Schwelle.

Der hier bestimmte Wirkungsquerschnitt und das Verhältnis zur Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ stimmen mit den bisherigen Ergebnissen von PS185 und der Theorie gut überein. Der von [OH73] gemessene Wirkungsquerschnitt liegt allerdings höher. Ein Effekt, der, wenn auch nicht so stark, ebenfalls beim Kanal $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ beobachtet wurde. Die Daten der Blasenkammer-Experimente liegen durchgehend über denen von PS185.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt zeigt einen deutlichen Rückwärtsanstieg. Diesen zeigen auch die Daten für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ [BRÖ95], ist aber nicht bei allen Energien zu beobachten. Es bleibt daher fraglich, ob es sich hier um ein Problem der Datenauswertung handelt oder um einen physikalischen Effekt. Die meisten theoretischen Modelle können einen Rückwärtsanstieg erklären und haben Probleme bei der Beschreibung einer flach auslaufenden Verteilung. Erstaunlicherweise ist die Winkelverteilung fast identisch mit der von $\bar{\Lambda}\Lambda$ bei gleicher Überschußenergie, obwohl die Austauschwechselwirkung für K- und K-Mesonen unterschiedlich ist. Die ISI und FSI spielen bei diesen Reaktionen eine wichtige Rolle und beeinflussen den differentiellen Wirkungsquerschnitt. Dies mag zu einer ähnlichen Verteilung führen.*

Spinabhängige Observable wie Polarisation und Spinkorrelation sind bei dem Kanal $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ schlecht zu messen, da die Asymmetrie in der Winkelverteilung der Zerfalls-Protonen des Sigma nicht so stark ausgeprägt ist wie beim Lambda-Zerfall. Durch die Zerfallskette $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma \rightarrow p\pi^-$ wird die Verteilung der Protonen verschmiert, und die Korrelation mit der Polarisation sinkt um einen Faktor 3. Eine

entsprechend höhere Statistik ist nötig, um signifikante Aussagen über die Spin-Verteilungen zu machen. Die hier gemessenen Werte liegen im physikalisch sinnvollen Bereich, lassen aber keine Bestimmung der Winkelverteilungen zu.

Die Selektion des Kanals $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ sowie die Unterscheidung zwischen Lambda und Sigma wurde zum großen Teil über die Missing-Mass-Verteilungen entschieden. Hierbei war die Reduktion der Multiplizität innerhalb eines Ereignisses von entscheidender Bedeutung. Grundlage dafür waren eine neue Driftkammereichung [BRÖ95], eine neue dreidimensionale Spurfinding und eine verbesserte Vertex-Rekonstruktion. Insbesondere das hier entwickelte 'Matching'-Verfahren, das als Bedingung die Konsistenz einer Spur-Kombination ausnutzt, konnte den kombinatorischen Untergrund drastisch reduzieren.

Um weitere Verbesserungen zum Beispiel in der Auflösung der Missing-Mass zu erreichen, kann die Information der strahldefinierenden μ -Streifen ausgenutzt werden. Im Rahmen dieser Arbeit konnte nur ein Test durchgeführt werden, der die Qualität der Daten jedoch nicht verbesserte. Als Produktionspunkt der Lambdas wurde dabei der Schnittpunkt des von den μ -Streifen definierten Strahls mit der Zerfallsebene des jeweiligen Lambdas angenommen. Die Information über die getroffene Targetzelle wurde nicht verwendet. Dies, sowie die Korrelation mit dem zweiten Vertex (die beiden Hyperonen müssen am selben Punkt erzeugt worden sein) kann nur im Rahmen einer Anpassungsrechnung eingehen. Diese Entwicklung hätte den vorgegebenen Zeitrahmen dieser Arbeit gesprengt.

Abschließend kann gesagt werden, daß die in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ meßbaren Informationen eine gute Ergänzung zu den qualitativ hervorragenden Daten des Kanals $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ sind. Insbesondere durch die unterschiedliche Interferenz zwischen K - und K^* -Mesonen bei den beiden Reaktionen helfen diese Daten bei der Differenzierung zwischen den unterschiedlichen Modellen. Um in der Qualität mit $\bar{\Lambda}\Lambda$ vergleichbare Daten zu erhalten, ist jedoch eine höhere Statistik und eine genaue Studie des Untergrundes nötig.

Anhang A

Missing-Mass-Verteilungen

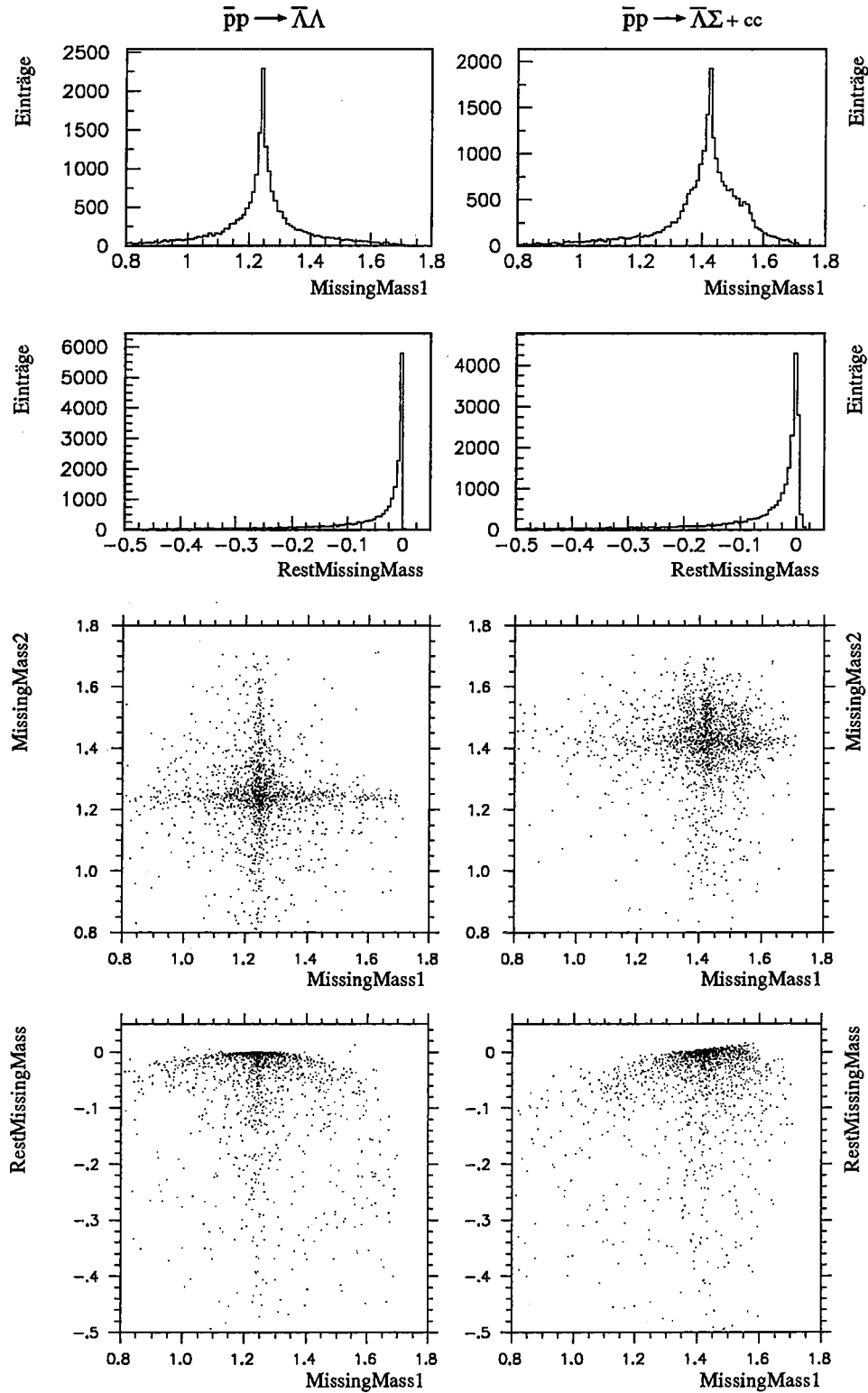
Jede der vier Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$, $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ und $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ besitzt eine charakteristische Verteilung der drei Missing-Mass Variablen. In den Abbildungen A.1 und A.2 sind diese Verteilungen für Monte Carlo Ereignisse mit einem Strahlimpuls von 1.992 GeV/c dargestellt.

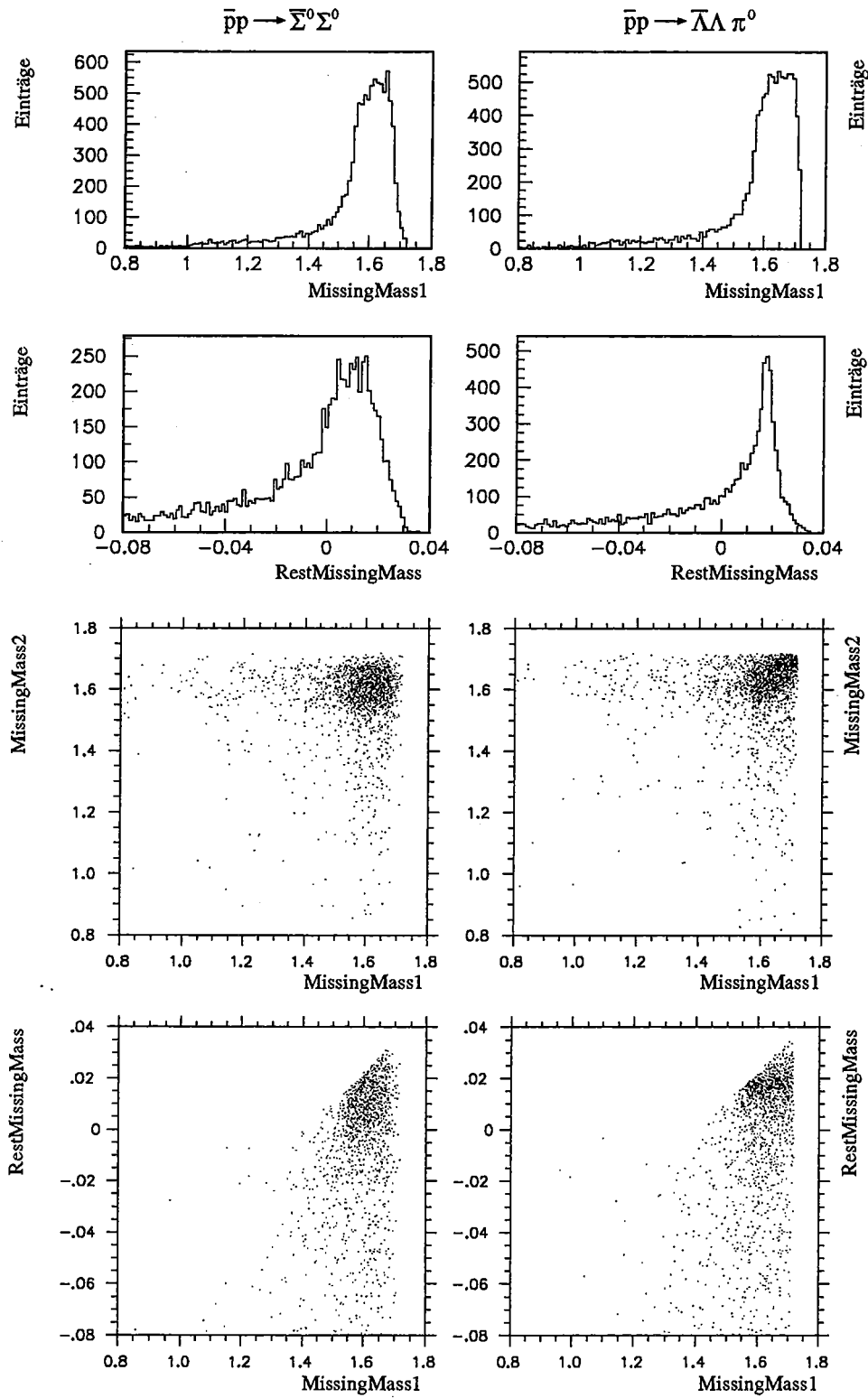
Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ müßten die Werte zu einem Punkt bei $(MissingMass1, MissingMass2, RestMissingMass) = (m_\Lambda^2, m_\Lambda^2, 0)$ führen. In Monte Carlo Simulationen sieht man, daß sich die Kreuzstruktur aus der schlechten Auflösung für schnelle Lambdas ergibt. Diese laufen im CMS nach vorne. Das zweite Lambda wird entgegengesetzt, also nach hinten gestreut. Es ist im Laborsystem langsamer, mit einer guten Auflösung. Die beiden Vertices sind also korreliert. Es können nie zwei schnelle Lambdas mit entsprechend schlechter Auflösung in einem Ereignis auftreten.

Die auffällige Kreuzstruktur der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda_\Sigma\gamma + cc$ Reaktionen ist dagegen physikalisch bedingt. Die für das primäre Lambda berechnete Missing Mass ergibt die Masse des $(\Lambda_\Sigma\gamma)$ -Systems, also $m_{\Sigma^0}^2$. Die andere Kombination $(\Lambda\gamma)$ ist unkorreliert und bedeckt den gesamten für $RestMissingMass = 0$ erlaubten Bereich. Die wie beim Kanal $\bar{\Lambda}\Lambda$ auftretende schlechte Auflösung schneller Lambdas, führt hier zu einer allgemeinen Verschmierung der Signatur.

Für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ ergibt sich eine Ebene bei $RestMissingMass = m_\pi^2$ während der Bereich für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\bar{\gamma}\gamma$ ein Volumen füllt. $\bar{\gamma}$ bezeichnet das aus dem $\bar{\Sigma}^0$ -Zerfall stammende Photon. Die $RestMissingMass = m(\bar{\gamma}\gamma)$ ist stets größer als 0. Der Bereich für $MissingMass1$ und $MissingMass2$ ist abhängig vom Strahlimpuls. Eine Unterscheidung beider Kanäle ist prinzipiell durch die $RestMissingMass$ möglich.

Abbildung A.3 zeigt die Verteilungen der Meßdaten am Graphit- und am Polyethylen-Target. Man sieht, daß sowohl Graphit-, als auch Polyethylen-Daten eine Häufung für $RestMissingMass = 0$ zeigen. Die Signale für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ und $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ Reaktionen fehlen jedoch bei Ereignissen am Graphit.

Abbildung A.1: Missing-Mass-Verteilungen für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + c\bar{c}$

Abbildung A.2: Missing-Mass-Verteilungen für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Sigma^0$ und $\bar{\Lambda} \Lambda \pi^0$

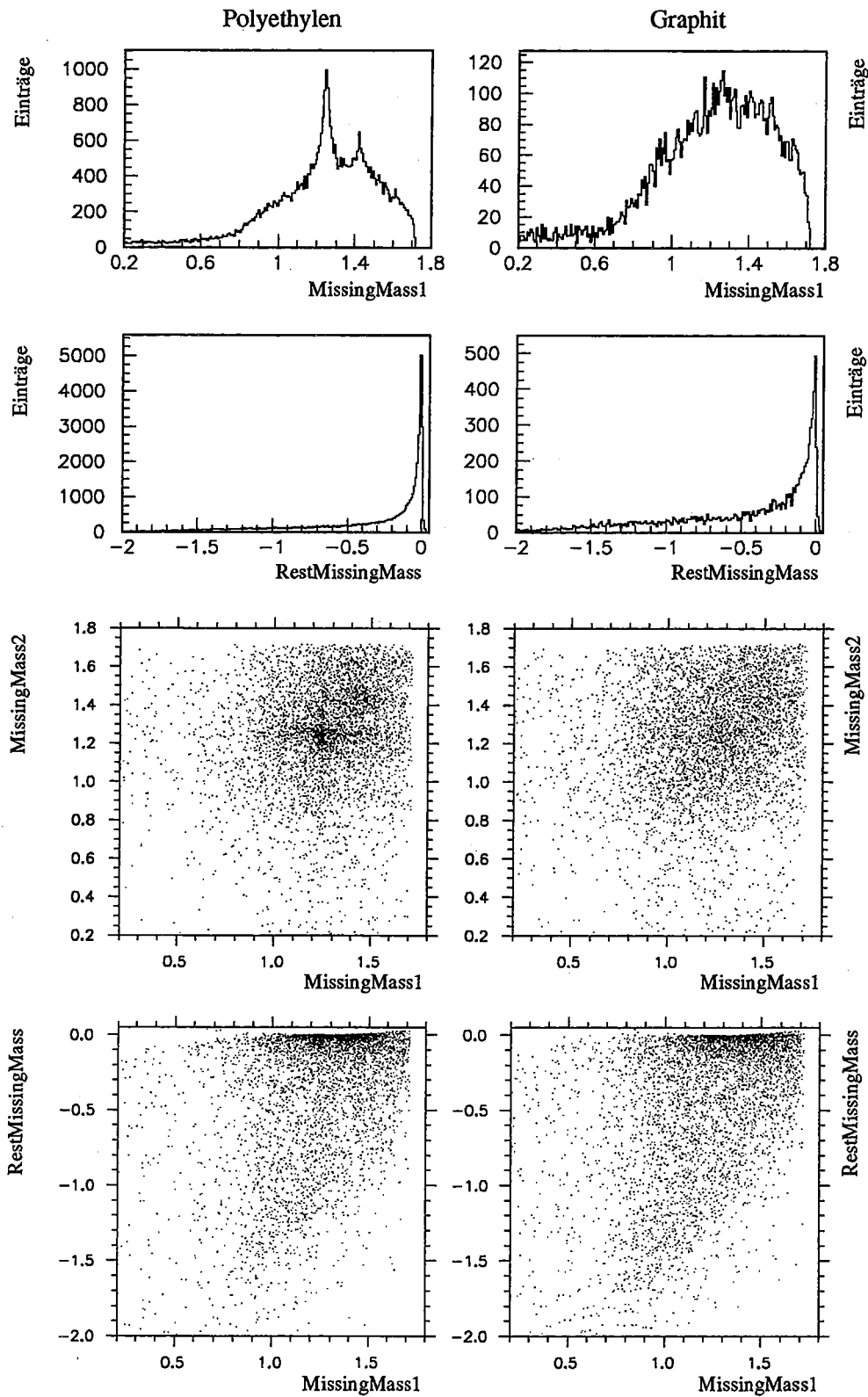


Abbildung A.3: Missing-Mass-Verteilungen für Experimentelle Daten

Anhang B

Spinabhängige Observable

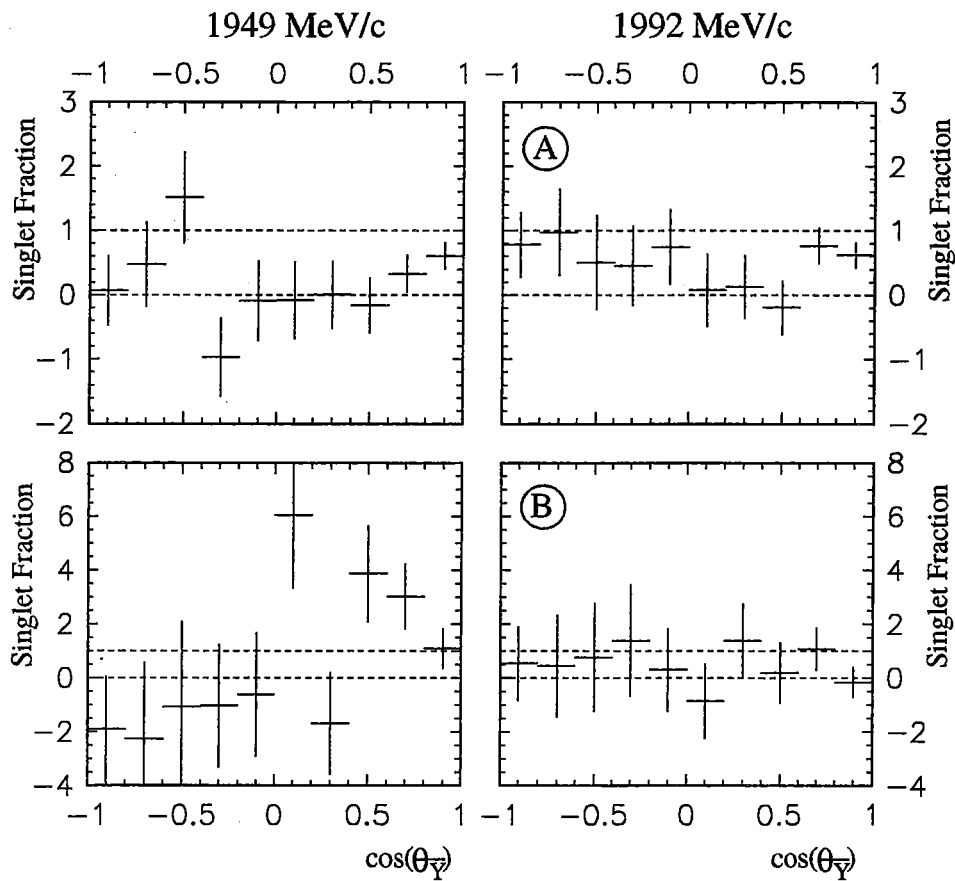


Abbildung B.1: Singlet Fraction von Daten am Polyethylen- (A) und am Graphit-Target (B) für beide Strahlimpulse. Die gestrichelten Linien markieren den physikalisch möglichen Bereich.

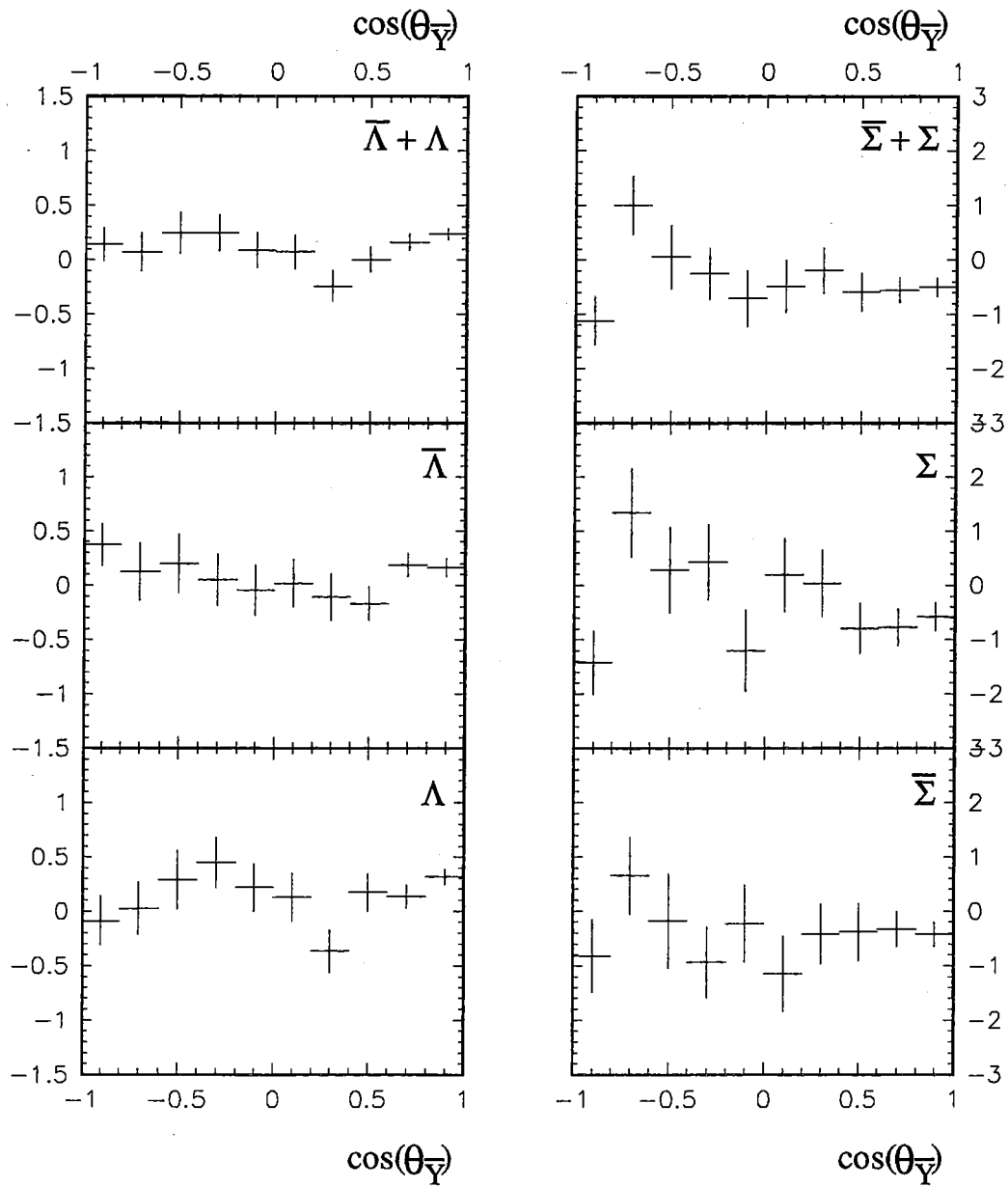


Abbildung B.2: Polarisation für den Strahlimpuls 1.949 GeV/c am Polyethylen

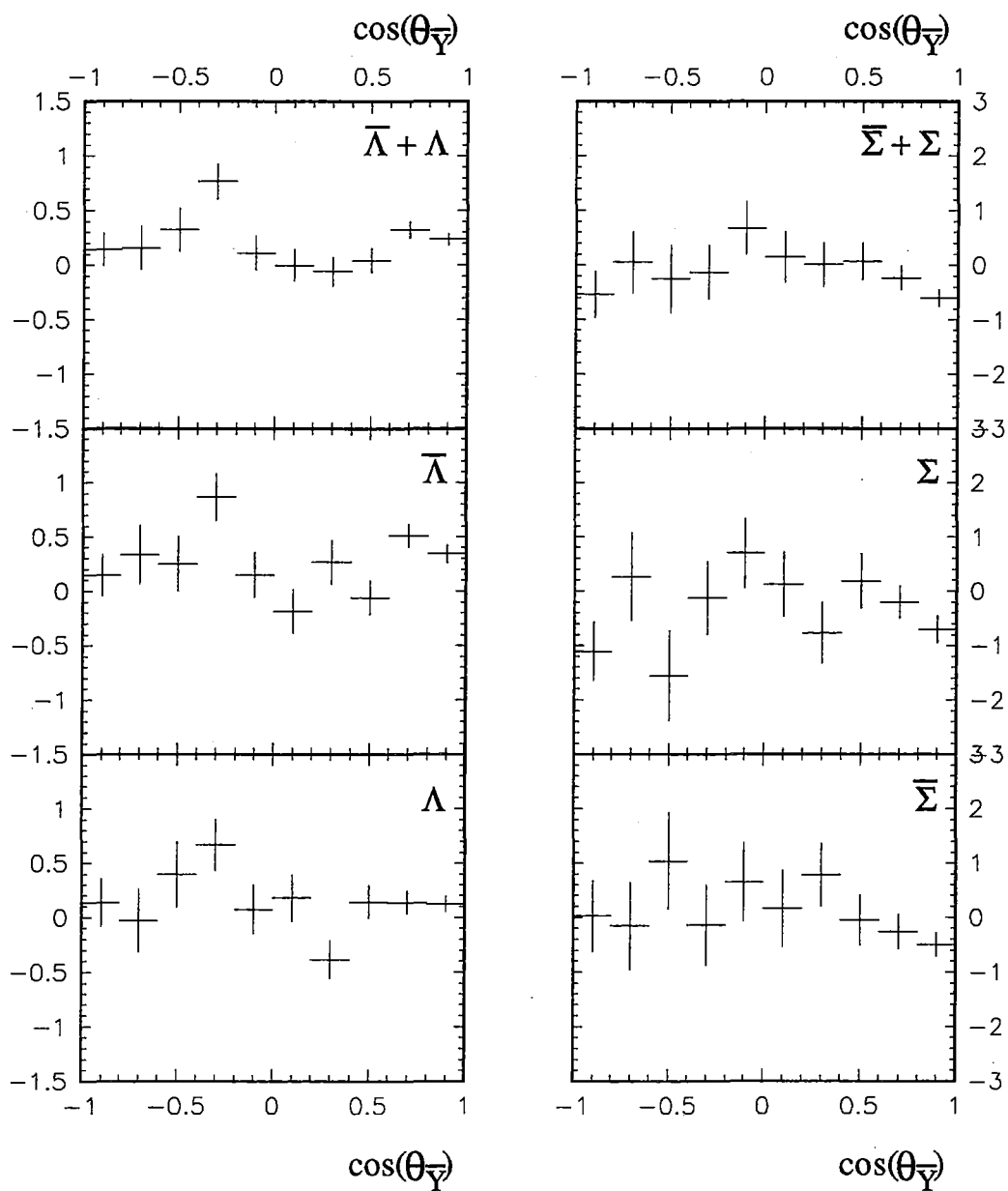


Abbildung B.3: Polarisation für den Strahlimpuls 1.992 GeV/c am Polyethylen

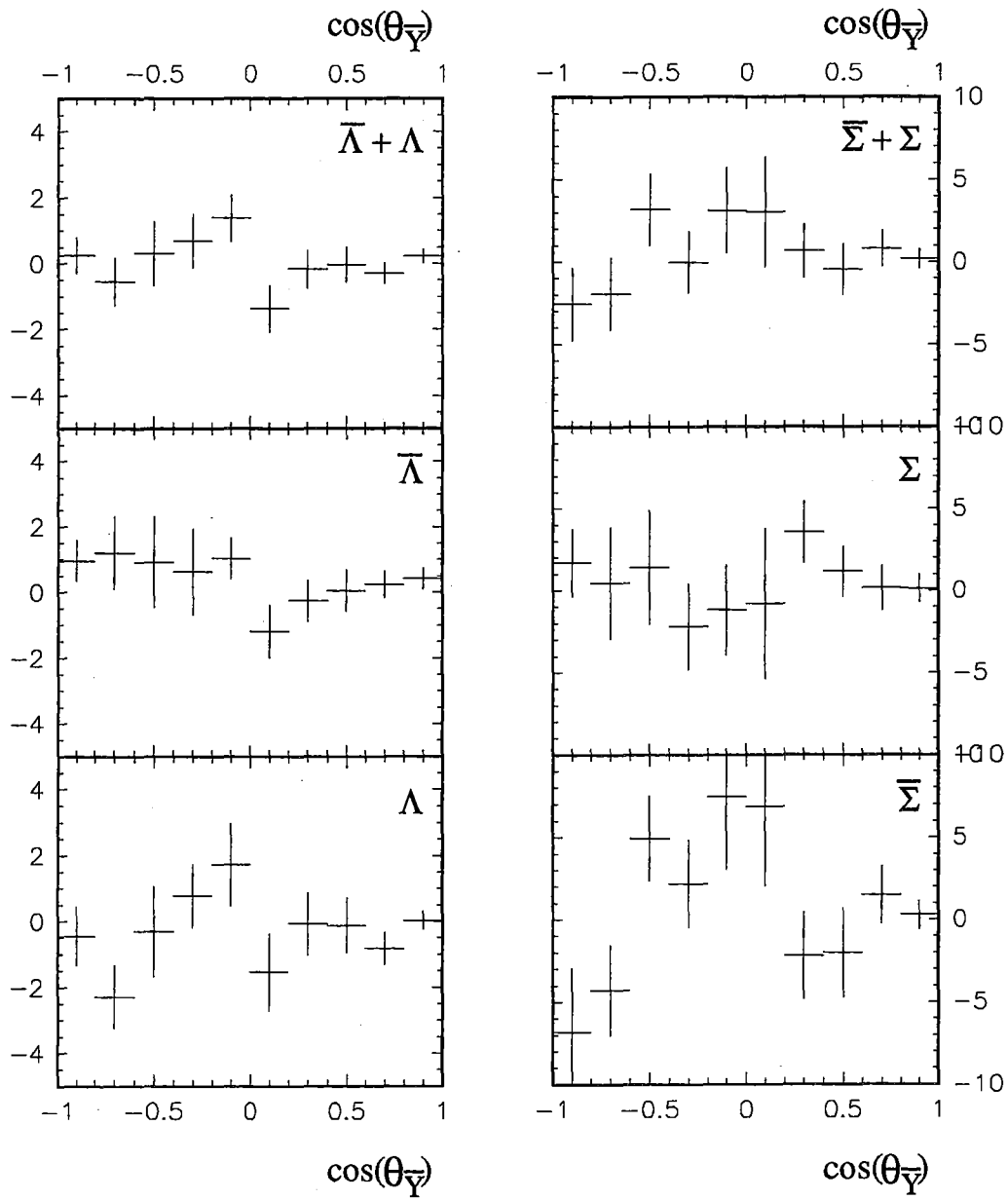


Abbildung B.4: Polarisation für den Strahlimpuls 1.949 GeV/c am Graphit

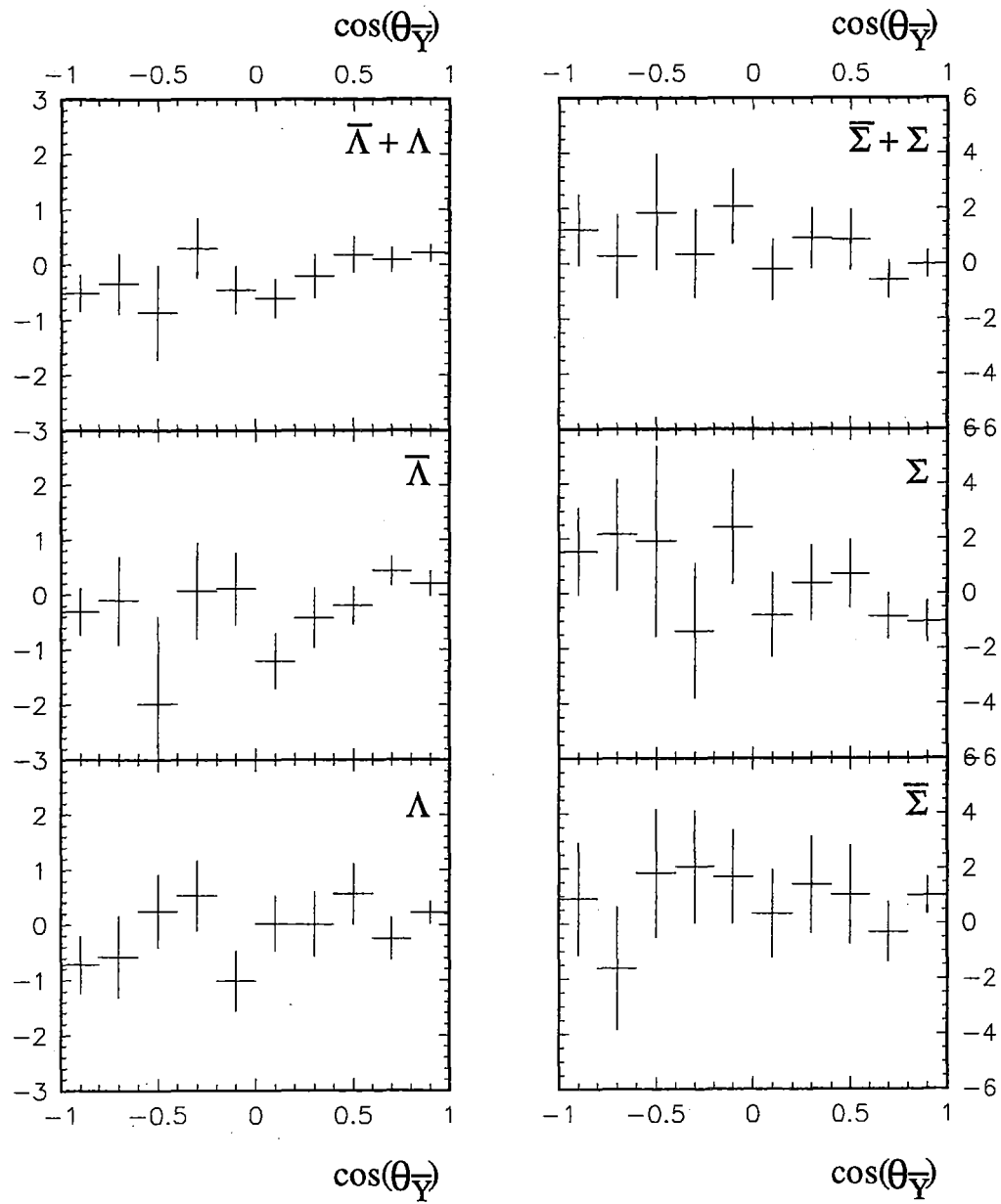


Abbildung B.5: Polarisation für den Strahlimpuls 1.992 GeV/c am Graphit

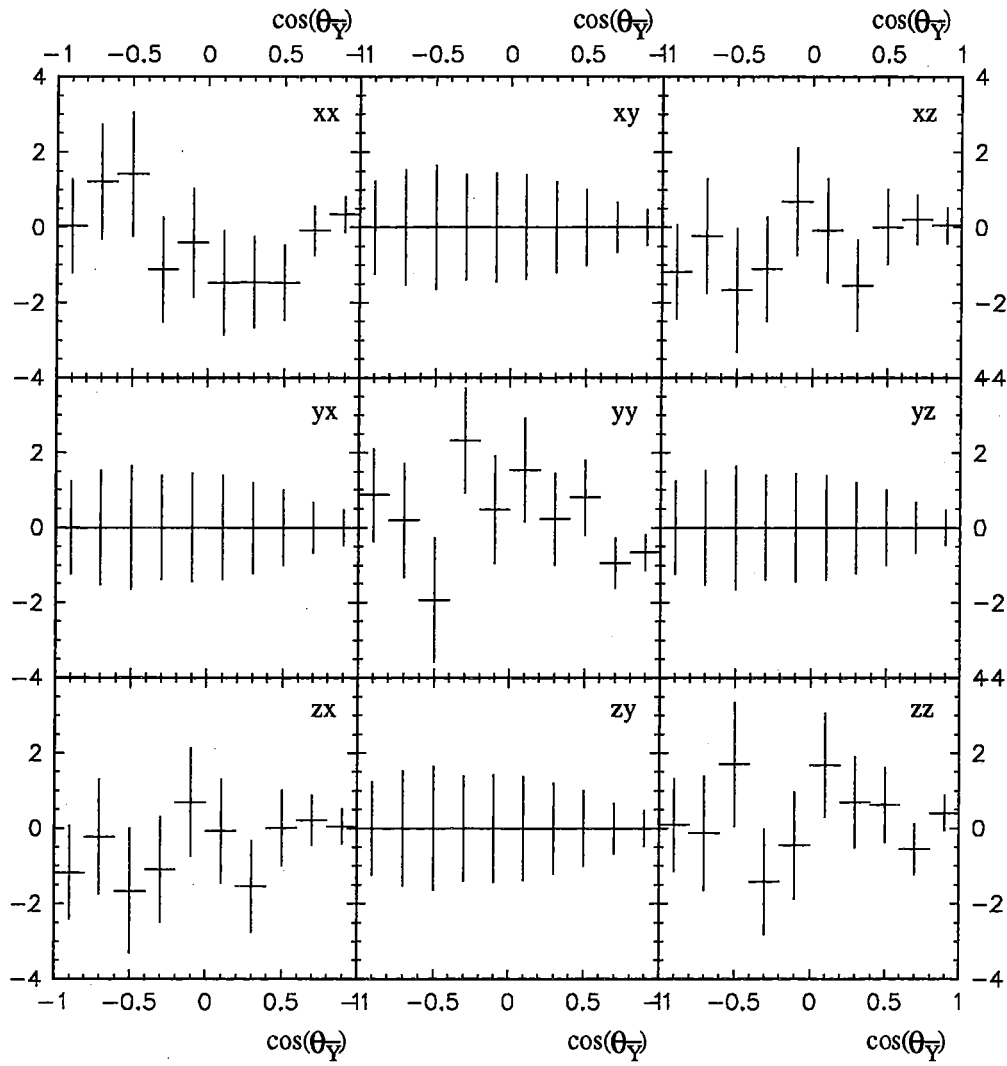


Abbildung B.6: Spinkorrelation für den Strahlimpuls 1.949 GeV/c

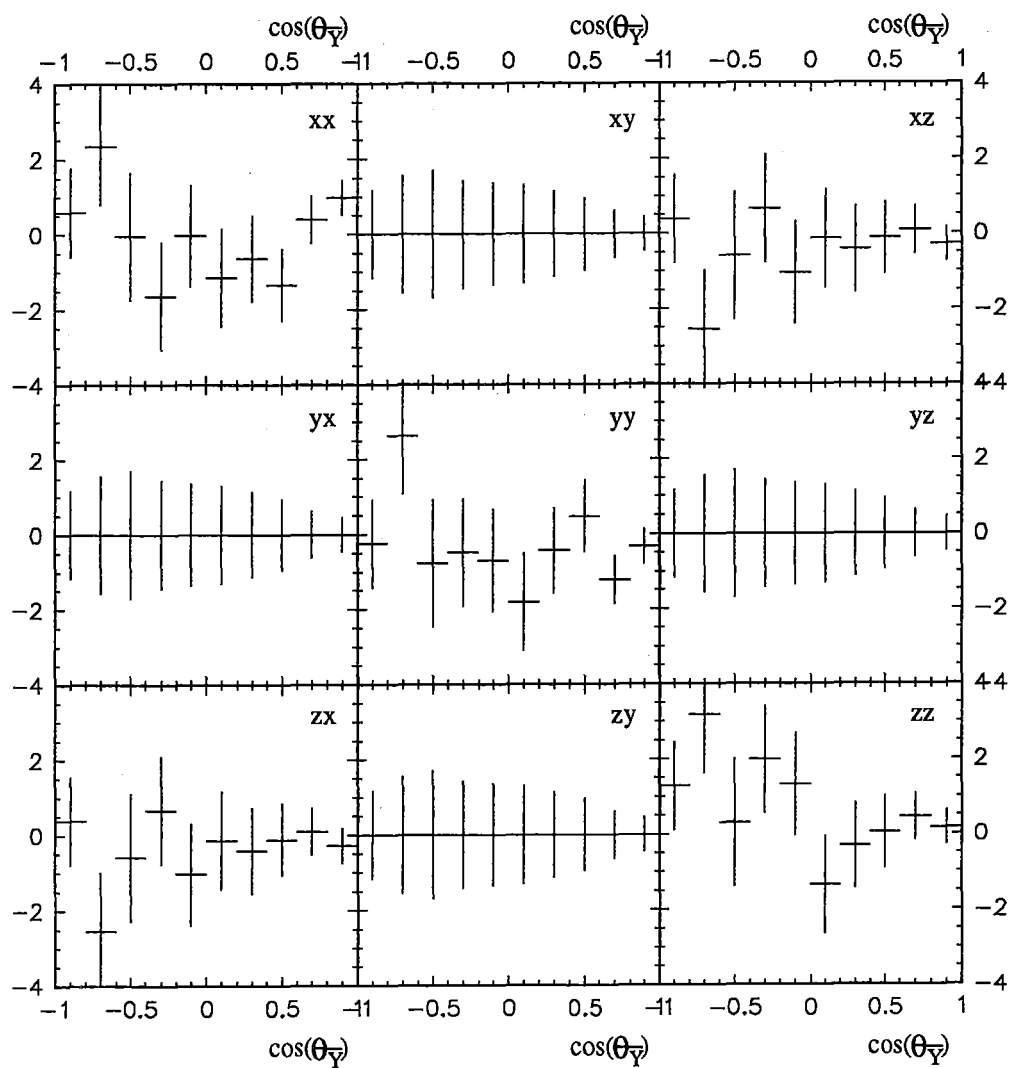


Abbildung B.7: Spinkorrelation für den Strahlimpuls 1.992 GeV/c

Anhang C

Ergebnis-Tabellen

$\cos \theta_Y$	1.949 GeV/c	1.992 GeV/c
-.90	.06 $\pm$.54	.78 $\pm$.51
-.70	.47 $\pm$.66	.97 $\pm$.68
-.50	1.51 $\pm$.72	.51 $\pm$.74
-.30	-.97 $\pm$.61	.45 $\pm$.62
-.10	-.09 $\pm$.62	.75 $\pm$.59
.10	-.08 $\pm$.60	.07 $\pm$.57
.30	.01 $\pm$.53	.12 $\pm$.49
.50	-.16 $\pm$.44	-.19 $\pm$.42
.70	.33 $\pm$.29	.77 $\pm$.27
.90	.60 $\pm$.21	.62 $\pm$.20

Tabelle C.1: Singlet Fraction

$p_{\bar{p}} =$	1.949 GeV/c	1.992 GeV/c
$\cos \theta_{\bar{Y}}$	$\partial\sigma/\partial\Omega [\mu\text{b/sr}]$	$\partial\sigma/\partial\Omega [\mu\text{b/sr}]$
-0.95	2.42 ± 0.44	2.81 ± 0.37
-0.85	1.60 ± 0.37	1.85 ± 0.30
-0.75	1.15 ± 0.28	1.48 ± 0.22
-0.65	1.45 ± 0.23	0.82 ± 0.20
-0.55	0.92 ± 0.22	0.98 ± 0.17
-0.45	1.12 ± 0.20	0.70 ± 0.17
-0.35	0.97 ± 0.26	1.18 ± 0.18
-0.25	1.40 ± 0.25	1.30 ± 0.17
-0.15	0.78 ± 0.27	1.17 ± 0.20
-0.05	1.34 ± 0.21	1.12 ± 0.19
0.05	1.42 ± 0.23	1.08 ± 0.20
0.15	1.28 ± 0.22	1.23 ± 0.22
0.25	1.67 ± 0.27	1.63 ± 0.22
0.35	1.29 ± 0.33	1.88 ± 0.25
0.45	2.71 ± 0.27	2.42 ± 0.28
0.55	2.56 ± 0.44	2.89 ± 0.33
0.65	5.83 ± 0.49	5.58 ± 0.44
0.75	7.53 ± 0.69	8.84 ± 0.57
0.85	11.74 ± 0.97	13.39 ± 0.77
0.95	15.91 ± 1.13	18.56 ± 0.89

Tabelle C.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt

Ordnung χ^2	1 20.63	2 8.37	3 4.34	4 1.27	5 1.29	6 1.38
a_0	1.881	2.732	3.009	3.279	3.287	3.286
$\delta(a_0)$	0.069	0.089	0.095	0.102	0.102	0.102
a_1/a_0	0.850	1.062	1.377	1.412	1.427	1.426
$\delta(a_1/a_0)$	0.086	0.072	0.087	0.085	0.087	0.087
a_2/a_0		1.225	1.429	1.701	1.721	1.716
$\delta(a_2/a_0)$		0.090	0.094	0.107	0.110	0.112
a_3/a_0			0.727	0.969	1.026	1.018
$\delta(a_3/a_0)$			0.088	0.094	0.110	0.113
a_4/a_0				0.609	0.650	0.630
$\delta(a_4/a_0)$				0.088	0.097	0.121
a_5/a_0					0.100	0.085
$\delta(a_5/a_0)$					0.097	0.110
a_6/a_0						-0.031
$\delta(a_6/a_0)$						0.108

Tabelle C.3: Fitkoeffizienten der Legendre-Polynome für den
differentiellen Wirkungsquerschnitt bei 1.949 GeV/c

Ordnung χ^2	1 41.93	2 17.28	3 9.40	4 1.03	5 0.95	6 1.02
a_0	1.917	2.930	3.210	3.531	3.540	3.540
$\delta(a_0)$	0.058	0.075	0.078	0.083	0.083	0.083
a_1/a_0	0.961	1.134	1.475	1.493	1.508	1.507
$\delta(a_1/a_0)$	0.072	0.057	0.068	0.065	0.066	0.066
a_2/a_0		1.324	1.566	1.888	1.904	1.902
$\delta(a_2/a_0)$		0.070	0.074	0.083	0.084	0.086
a_3/a_0			0.782	1.056	1.119	1.117
$\delta(a_3/a_0)$			0.068	0.071	0.084	0.086
a_4/a_0				0.770	0.816	0.808
$\delta(a_4/a_0)$				0.069	0.076	0.093
a_5/a_0					0.108	0.103
$\delta(a_5/a_0)$					0.074	0.083
a_6/a_0						-0.012
$\delta(a_6/a_0)$						0.082

Tabelle C.4: Fitkoeffizienten der Legendre-Polynome für den
differentiellen Wirkungsquerschnitt bei 1.992 GeV/c

$\cos \theta_Y$	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\Lambda + \bar{\Lambda}$
-.90	.38±.19	-.09±.23	.14±.15
-.70	.12±.26	.02±.24	.07±.18
-.50	.20±.27	.29±.27	.24±.19
-.30	.05±.24	.45±.23	.25±.17
-.10	-.05±.23	.22±.22	.09±.16
.10	.02±.22	.13±.22	.07±.16
.30	-.11±.22	-.37±.19	-.24±.14
.50	-.17±.16	.17±.17	.00±.12
.70	.19±.11	.14±.11	.16±.08
.90	.16±.08	.32±.07	.24±.06
	$\bar{\Sigma}^0$	Σ^0	$\Sigma^0 + \bar{\Sigma}^0$
-.90	-.82±.67	-1.42±.58	-1.12±.44
-.70	.66±.71	1.34±.83	1.00±.54
-.50	-.17±.87	.28±.79	.05±.59
-.30	-.94±.65	.43±.70	-.25±.48
-.10	-.22±.71	-1.20±.76	-.71±.52
.10	-1.15±.69	.19±.68	-.48±.48
.30	-.42±.55	.03±.62	-.19±.42
.50	-.38±.53	-.79±.47	-.58±.35
.70	-.33±.33	-.77±.34	-.55±.24
.90	-.43±.22	-.58±.26	-.50±.17

Tabelle C.5: Y-Polarisation bei einem Strahlimpuls von 1.949 GeV/c

$\cos \theta_Y$	C_{xx}	C_{yy}	C_{zz}	C_{xy}
-.90	.04±1.25	.88±1.25	.09±1.25	-1.18±1.25
-.70	1.22±1.53	.20±1.53	-.12±1.53	-.23±1.53
-.50	1.42±1.66	-1.94±1.66	1.71±1.66	-1.66±1.66
-.30	-1.12±1.40	2.33±1.40	-1.42±1.40	-1.10±1.40
-.10	-.40±1.44	.49±1.44	-.46±1.44	.69±1.44
.10	-1.47±1.39	1.55±1.39	1.68±1.39	-.08±1.39
.30	-1.45±1.22	.22±1.22	.70±1.22	-1.54±1.22
.50	-1.46±1.01	.81±1.01	.62±1.01	.01±1.01
.70	-.08±.67	-.95±.67	-.56±.67	.21±.67
.90	.35±.48	-.66±.48	.40±.48	.05±.48

Tabelle C.6: Spinkorrelation bei einem Strahlimpuls von 1.949 GeV/c

$\cos \theta_Y$	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\Lambda + \bar{\Lambda}$
-.90	.15±.19	.14±.22	.14±.14
-.70	.34±.27	-.03±.29	.15±.20
-.50	.25±.25	.40±.30	.33±.20
-.30	.87±.22	.67±.24	.77±.16
-.10	.15±.21	.07±.22	.11±.15
.10	-.18±.20	.18±.21	.00±.15
.30	.27±.20	-.38±.17	-.06±.13
.50	-.06±.16	.14±.15	.04±.11
.70	.51±.11	.14±.10	.32±.07
.90	.35±.08	.13±.07	.24±.05
	$\bar{\Sigma}^0$	Σ^0	$\Sigma^0 + \bar{\Sigma}^0$
-.90	.03±.66	-1.11±.54	-.54±.43
-.70	-.15±.80	.26±.81	.06±.57
-.50	1.04±.89	-1.55±.84	-.26±.61
-.30	-.14±.73	-.12±.67	-.13±.50
-.10	.65±.72	.70±.64	.68±.48
.10	.17±.71	.13±.59	.15±.46
.30	.78±.57	-.77±.57	.01±.40
.50	-.05±.47	.19±.51	.07±.34
.70	-.27±.32	-.20±.31	-.23±.22
.90	-.50±.21	-.70±.25	-.60±.16

Tabelle C.7: Y-Polarisation bei einem Strahlimpuls von 1.992 GeV/c

$\cos \theta_Y$	C_{xx}	C_{yy}	C_{zz}	C_{xy}
-.90	.59±1.18	-.24±1.18	1.28±1.18	.39±1.18
-.70	2.34±1.56	2.63±1.56	3.17±1.56	-2.54±1.56
-.50	-.05±1.71	-.77±1.71	.31±1.71	-.59±1.71
-.30	-1.65±1.44	-.48±1.44	1.98±1.44	.66±1.44
-.10	-.03±1.36	-.69±1.36	1.32±1.36	-1.04±1.36
.10	-1.15±1.31	-1.81±1.31	-1.36±1.31	-.13±1.31
.30	-.64±1.14	-.44±1.14	-.31±1.14	-.42±1.14
.50	-1.34±.96	.48±.96	.04±.96	-.12±.96
.70	.40±.63	-1.22±.63	.45±.63	.10±.63
.90	.98±.46	-.33±.46	.18±.46	-.28±.46

Tabelle C.8: Spinkorrelation bei einem Strahlimpuls von 1.992 GeV/c

Danksagung

Die Forschung in der Mittelenenergiephysik ist nur innerhalb einer größeren Gruppe möglich. Daher gilt mein Dank

- *Herrn Prof. Kilian, der diese Arbeit ermöglichte, mir die Freiheit ließ, eigene Ideen einzubringen und diese mit ihm zu diskutieren.*
- *Den Kollegen des Experimentes PS185 für den Betrieb des Detektors, die Datennahme und die Grundlagen der Datenauswertung, auf denen ich bei dieser Arbeit aufbauen konnte.*
- *Den Mitarbeitern im Institut für Kernphysik darunter Stephan Brauksiepe, Martin Dahmen, Rainer Geyer, Dieter Grzonka, Volker Renken, Eduard Roderburg, Georg Schepers, Rüdiger Stratmann und Magnus Wolke für die gute und enge Zusammenarbeit.*
- *Thomas Sefzick, der mich in die Geheimnisse der Auswerteroutine eingeweiht hat und jederzeit bereit war, bei der Lösung von Problemen zu helfen.*
- *Ralf Bröders, auf dessen reduzierte Daten ich zurückgegriffen habe, für seine Studien zur neuen Driftkammereichung, seine Mitarbeit bei deren Implementierung und seine diplomatischen Fähigkeiten.*
- *Last but not least danke ich Walter Oelert für seinen Rat und die Aufnahme in die 'Antiwasserstoff'-Gruppe. Ich habe dadurch viel über Planung, Aufbau und Auswirkungen eines Experimentes lernen können.*
- *Allen, die diese Arbeit bis hierher gelesen haben.*

Literaturverzeichnis

- [ATH74] Atherton et al. Nucl. Phys. B69 (1974), 1
- [BES79] D. Besset, Nucl. Instr. and Meth. 166 (1979), 515
- [BRÖ95] R. Bröders, Dissertation, Universität Bonn (1995)
- [BUR88] M. Burkardt, M. Dilling, Phys. Rev. C37 (1988), 1362
- [CAB63] N. Cabbibo, Phys. Rev. Lett. (1963), 531
- [DAL53] R.H. Dalitz, Phil. Mag. 44 (1953), 1068
- [DAL82] R.H. Dalitz et al. Proc. Int. Conf. on Hypernuclear and Kaon Physics, Heidelberg (1982), MPI H-1982-V20
- [DUR64] L. Durand, J. Sandweiss, Phys. Rev B135 (1964), 540
- [EINST] A. Einstein, Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie, 22. Auflage, Wiesbaden, Vieweg (1972)
- [FUR87] S. Furui, A. Faessler, Nucl. Phys. A468 (1987), 669
- [GAT58] R. Gatto, Phys. Rev. 109 (1958), 610
- [GEN84] H. Genz, S. Tatur, Phys. Rev. D30 (1984), 669
- [GSW] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961), 579
A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Hrsg. N. Svatholm
(Almquist und Wiskell, Stockholm 1968)
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967), 1264
- [HAI93] J. Haidenbauer et al., Nucl. Phys. A562 (1993), 317
- [HAM89] N. Hamann, Nucl. Instr. and Meth. A281 (1989), 379
- [HAM91] N. Hamann, Habilitationsschrift, Universität Freiburg (1991)

- [HOL89] B. Holzenkamp, K. Holinde, J. Speth, Nucl. Phys. A500 (1989), 485
- [ISG78] N. Isgur, G. Karl, Phys. Rev. D18 (1978), 4187
- [KOB73] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973), 652
- [KOH88] M. Kohno, W. Weise, Nucl Phys A479 (1988), 433c
- [LEF89] P. Lefèvre, Proc. Int. School on Physics with Low-Energy Antiprotons, Erice 1987, Plenum Press, New York (1989)
P. Lefèvre, Proc. Int. School on Physics with Low-Energy Antiprotons, Erice 1988, Plenum Press, New York (1990)
- [NAC86] O. Nachtmann, Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik, Vieweg (1986)
- [OH73] B.J. Oh et al., Nucl. Phys. B51 (1973), 57
- [OHL90] S. Ohlsson, Dissertation, University of Uppsala, (1990)
- [PDG94] Particle Data Group, Phys. Rev. D50 (1994), 1173
- [PS185] W. Dutty, Dissertation, Universität Freiburg (1988)
H. Fischer, Dissertation, Universität Freiburg (1992)
R.v.Frankenberg, Dissertation, Universität Erlangen (1987)
R.-A. Kraft, Dissertation, Universität Erlangen (1994)
C.J. Maher, Dissertation, Carnegie-Mellon University Pittsburg (1986)
G. Sehl, Dissertation, Universität Bonn, Jül-Spez-535 (1989)
F. Stinzing, Dissertation, Universität Erlangen (1991)
[BRÖ95], [SEF92], [TAY95], [TOD95], [ZIO92]
- [PS185/3] Proposal PS185-3, CERN/SPSLC/95-13/P287 (1995)
- [SEF92] T. Sefzick, Dissertation, Universität Bonn, Jül-2584 (1992)
- [TAB85] F. Tabakin, R.A. Eisenstein, Phys. Rev. C31, (1985), 1857
- [TAY95] R. Tayloe, Dissertation, University of Illinois, (1995)
- [TOD95] R. Todenhausen, Dissertation, Universität Freiburg, (1995)
- [YUK35] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan 17, (1935), 48
- [ZIO92] M. Ziolkowski, Dissertation, Universität Bonn, Jül-2703 (1992)

Jül-3201

März 1996

ISSN 0944-2952