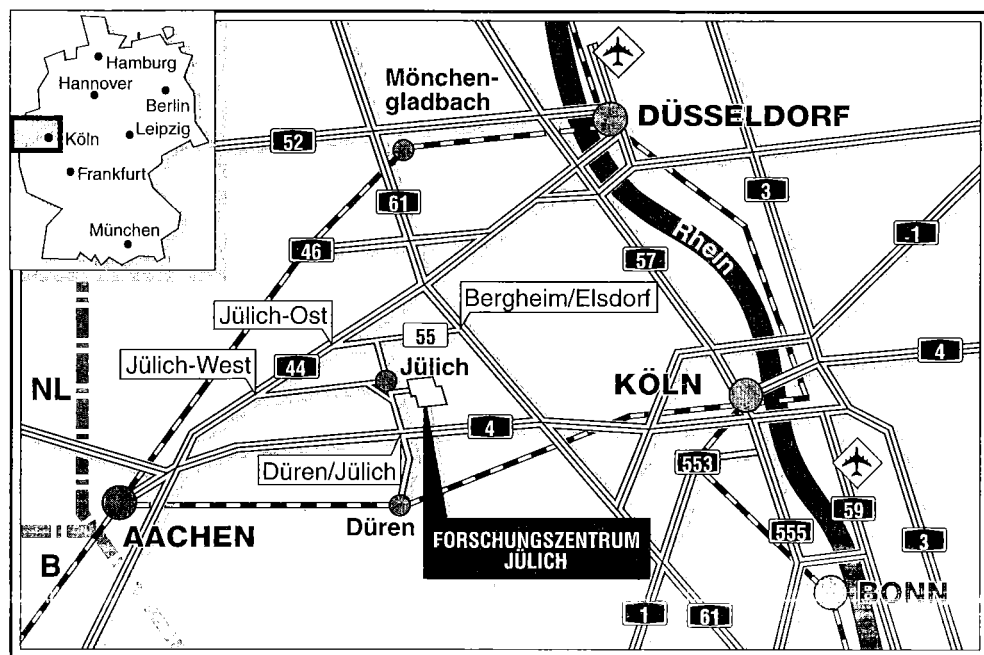


Institut für Kernphysik

**Bestimmung des totalen Wirkungs-
querschnitts der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$
bei 2.75 GeV/c Strahlimpuls am
Flugzeitspektrometer TOF**

Christoph Johannes Nake



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3313

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-3313

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

**Bestimmung des totalen Wirkungs-
querschnitts der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$
bei 2.75 GeV/c Strahlimpuls am
Flugzeitspektrometer TOF**

Christoph Johannes Nake

Inhaltsverzeichnis

1 EINLEITUNG	1
2 MOTIVATION	4
2.1 MESONAUSTAUSCH-MODELLE ZUR STRANGENESSPRODUKTION.....	5
2.2 EINORDNUNG IN VERGANGENE UND LAUFENDE EXPERIMENTE	9
<i>Das Experiment PS185 am Beschleuniger LEAR, CERN</i>	
<i>Das Saphir-Experiment am Beschleuniger ELSA, Bonn</i>	
<i>Das Disto-Experiment am SATURNE-Beschleuniger, Saclay</i>	
<i>Das COSY16-Experiment an COSY, Jülich</i>	
<i>Das Experiment COSY11 am Beschleuniger COSY, Jülich</i>	
3 EXPERIMENT.....	14
3.1 DETEKTORAUFBAU	17
<i>Das Vetosystem</i>	
<i>Das Targetsystem</i>	
<i>Das Startdetektorsystem</i>	
<i>Der Quirldetektor</i>	
3.2 DIE ERSTEN HYPERONMESSUNGEN AM TOF.....	26
<i>Verwendete Detektorkonfiguration</i>	
<i>Datennahme</i>	
<i>Trigger</i>	
<i>Strahlqualität</i>	
4 AUSWERTUNG.....	33
4.1 DIE SOFTWARE.....	33
<i>Die Programmiersprache C++</i>	
<i>Objekt-Orientierung in der Modellierung von TOF</i>	
4.2 DETEKTORKALIBRATION.....	36
<i>Quirlinterne TDC-Kalibration</i>	
<i>Absolutkalibration der Flugzeitmessung</i>	
<i>Grenzen der TDC-Kalibration</i>	
<i>ADC-Kalibration des Quirls</i>	
<i>Bestimmung des Targetabstandes</i>	
4.3 DATENVORREDUKTION	52
4.4 GEOMETRISCHE SUCHE NACH GOLDENEN Λ -EVENTS	54
4.5 MONTE-CARLO-TESTS	57
<i>Das MC-Eventsample ersteren Typs</i>	
<i>Einfluß der Cuts auf die montecarlierten Ereignisse</i>	
<i>Flugzeitanalyse</i>	
<i>„Goldene Events“: das MC-sample zweiten Typs</i>	
5 DISKUSSION DER ERGEBNISSE.....	65
5.1 „GOLDENE EVENTS“	65
5.2 TOTALER WIRKUNGSQUERSCHNITT	70
6 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....	72
7 ANHANG 1: „GOLDENE EVENTS“	73
8 ANHANG 2: ANMERKUNGEN ZUM TARGET	82
9 QUELLENVERZEICHNIS	86

1 Einleitung

Im Jahre 1924 vertrat Louis Victor de Broglie in seiner Dissertation „Recherches sur la Théorie des Quanta“ die Auffassung, daß man bewegten Teilchen impulsabhängig eine wohldefinierte Wellenlänge zuordnen kann. Nachdem zwar schon Newton und Einstein den Teilchencharakter von Licht vertraten, brachte der umgekehrte Gedanke de Broglie damals beinahe um die Anerkennung seiner Dissertation. Heute wird der „Welle-Teilchen-Dualismus“ im Physikunterricht in der Mittelstufe gelehrt.

Über die von de Broglie formulierte Wellengleichung $\lambda = h/p$ (h : Planck-Konstante; p : Teilchenimpuls) kann man einem „typischen“ Proton im Mittlerenergiebereich der Teilchenphysik mit 1GeV/c Impuls eine Wellenlänge von 1.2fm zuordnen. In Analogie zur Optik stellt sie ein Maß für die Dimensionen der Strukturen dar, die mit dem Proton als Sonde aufgelöst werden können. 1fm ist die typische Größe eines Hadrons, daher befindet man sich in der Mittlerenergiephysik im Übergangsbereich, wo einerseits die Quarkstruktur der Hadronen gerade noch sichtbar ist, andererseits das Hadron fast schon als Objekt ohne innere Struktur erscheint.

Daher sind gerade für diesen Energiebereich in der Vergangenheit und Gegenwart unterschiedliche theoretische Modelle entstanden, die entweder die eine oder die andere Sichtweise der Teilchen betonen und zu unterschiedlichen Prognosen kommen. Ihre Gültigkeit kann nur durch die Überprüfung ihrer Vorhersagen in Hochpräzisionsexperimenten erfolgen.

In den letzten Jahren sind Beschleuniger wie IUCF (Bloomington), CELSIUS (Uppsala) und COSY (Jülich) gebaut worden, die mit Hilfe der Teilchenkühlung eine exzellente Strahlqualität in Emittanz und Impulsauflösung zur Verfügung stellen. Sie sind das geeignete Werkzeug zur Modellprüfung.

COSY (Cooler Synchrotron) ist im April 1993 im Forschungszentrum Jülich in Betrieb genommen worden und liefert einen Protonenstrahl im Impulsbereich zwischen 270 und 3300 MeV/c bei einer relativen Impulsunschärfe von $\Delta p/p \approx 10^{-4}$. Dies wird durch Elektronenkühlung im unteren Energiebereich und in Zukunft mit einer stochastischen Kühlung ab 1500 MeV/c erreicht. Es lassen sich bis zu 10^{11} Protonen im Ring speichern, die mit einer Rate von bis zu 10^{10} Protonen/s extrahiert werden können [Bec95].

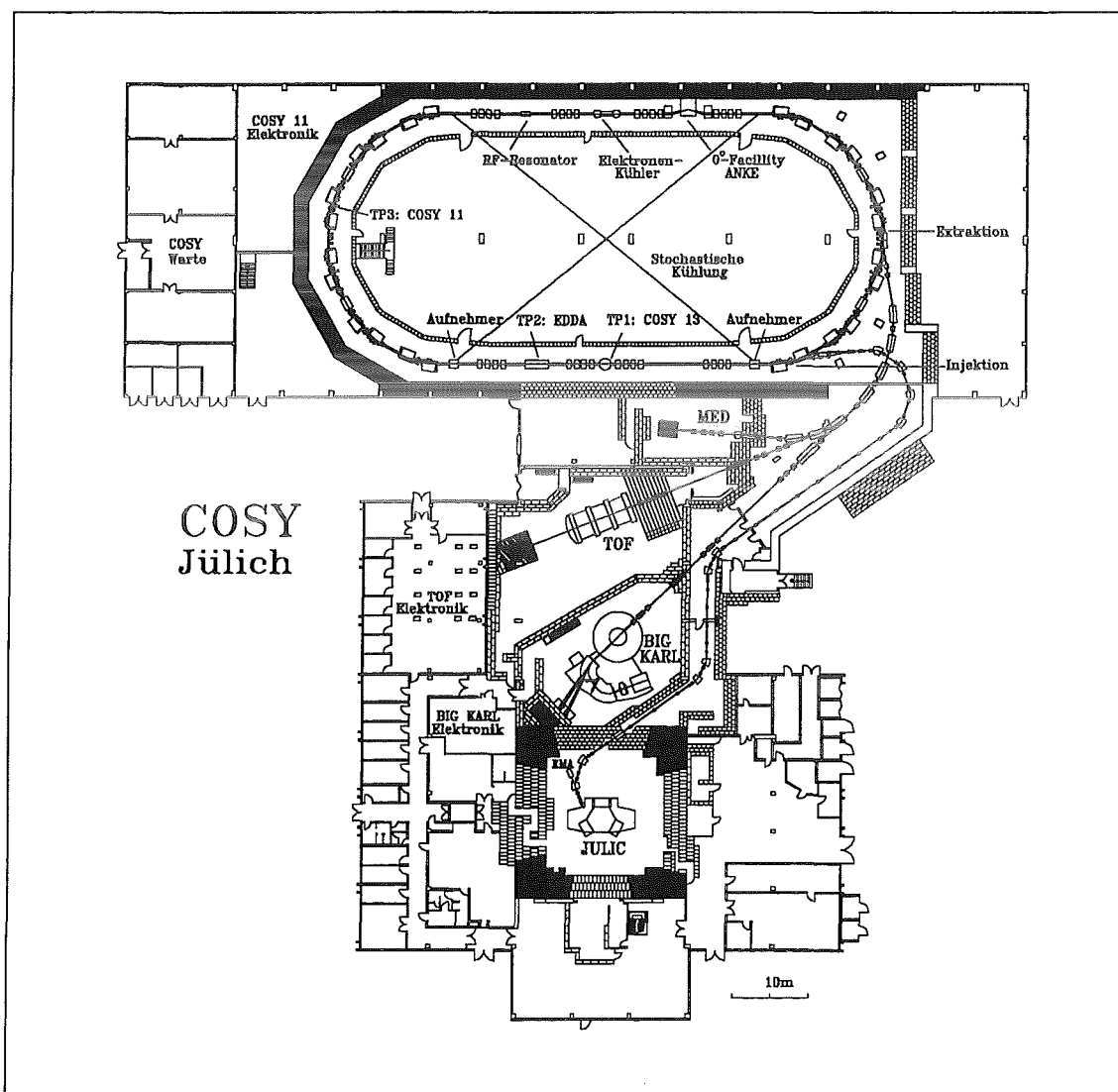


Abbildung 1.1: Die COSY-Beschleunigeranlage und die Experimentierplätze

Abbildung 1.1 gibt eine Übersicht über die Beschleunigeranlage. Um sowohl polarisierte wie auch unpolarisierte Protonen zur Verfügung stellen zu können, werden im Zyklotron JULIC H-Teilchen auf 270 MeV/c Impuls vorbeschleunigt. Bei der anschließenden

Injektion in COSY verlieren die H^- -Teilchen an einem stripping-Target beide Elektronen, sodaß die verbleibenden Protonen beschleunigt werden können. COSY besitzt sechs Experimentierplätze: EDDA, COSY11 und ANKE (ehemals 0° -Facility) sind die internen Experimente, während COSY-Med, TOF (Time Of Flight) und BIG KARL über Extraktionsbeamlines extern mit COSY verbunden sind.

Im Mai 1994 sind erste Messungen mit dem Flugzeitspektrometer TOF durchgeführt worden [Dah95]. Während bis April 1995 die Pion-Produktion bei Strahlimpulsen bis $1\text{ GeV}/c$ im Vordergrund des Experimentierprogrammes am TOF stand, konnten im April und Juni 1995 erstmals hochenergetische Protonen mit einem Impuls von $2.75\text{ GeV}/c$ zum TOF-Experiment extrahiert werden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Auswertung der bei diesem Strahlimpuls durchgeführten Produktionsmessungen $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ vom Juni 1995. Bei dieser Reaktion beruhte zum damaligen Zeitpunkt die einzige exklusive Messung des totalen Wirkungsquerschnitts im COSY-Energiebereich auf Blasenkammernmessungen aus den 60er Jahren [Lou61][Fic62]. In der jüngsten Vergangenheit gelang am Experiment COSY-11 in Jülich 2 MeV über der Produktionsschwelle die Messung eines weiteren Datenpunktes [Bal96].

In dieser Arbeit wird eine maßgeblich auf dem in Jülich gefertigten Quirldetektor basierende effiziente Reduktionsmethode vorgestellt, die potentielle Λ -Kandidaten selektiert. Damit konnten 22 Ereignisse zweifelsfrei als $pK\Lambda$ -Ereignisse identifiziert werden, mit denen eine Abschätzung des totalen Wirkungsquerschnitts gelang. Simulationsrechnungen zeigen die Auswirkungen von Cuts auf $pK\Lambda$ - und die gleichzeitig gemessenen $pK\Sigma^0$ -Ereignisse. Darüber hinaus werden die Erwartungen in bezug auf eine missing-mass-Analyse mit der gegebenen Flugzeitauflösung untersucht.

2 Motivation

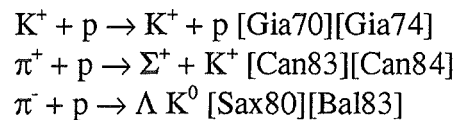
Als fundamentale Theorie der starken Wechselwirkung hat sich die Quantenchromodynamik QCD durchgesetzt. In ihr sind die der starken Wechselwirkung unterliegenden Teilchen, die Hadronen, aus Quarks aufgebaut. Die Quark-Eigenschaft, die der Theorie ihren Namen gab, ist die „Farb“-Ladung. Für Quarks sind die Grundfarben „rot“, „grün“ und „blau“, für Antiquarks die entsprechenden „Antifarben“ erlaubt. Das Farbdogma der QCD verbietet die Existenz freier, farbgeladener Teilchen. Damit kann die Struktur der Hadronen, der Baryonen mit drei Quarks und der Mesonen mit zwei Quarks erklärt werden. Die Wechselwirkung zwischen Quarks wird in Analogie zu den Photonen der Quantenelektrodynamik durch den Austausch von Bosonen, den sogenannten Gluonen beschrieben. Im Gegensatz zu den Photonen können Gluonen auch untereinander wechselwirken, woraus eine starke Impulsabhängigkeit der Kopplungskonstanten α_{QCD} resultiert: α_{QCD} nimmt mit zunehmendem Impulsübertrag ab („asymptotische Freiheit“), ein störungstheoretischer Ansatz ist hier möglich.

Bei niedrigen Impulsüberträgen, bei denen die Kopplungskonstante groß ist, müssen nicht-störungstheoretische Methoden verwendet werden, die zu sehr verschiedenen Modellen führen. Mit Erfolg sind beispielsweise Meson-Austausch-Modelle entwickelt worden, die die Hadronen als Teilchen ohne innere Struktur behandeln und die Wechselwirkung zwischen ihnen unter Berücksichtigung der Erhaltungssätze der QCD durch den Austausch von Mesonen beschreiben (erste Schritte in Richtung Meson-austausch zwischen stark wechselwirkenden Teilchen ging Yukawa im Rahmen der Kernphysik schon Mitte der 30er Jahre [Yuk35]).

Man geht heute von der Existenz von sechs verschiedenen Quarksorten aus. Während die leichtesten zwei Sorten (up, down) Protonen und Neutronen aufbauen, sind die vier anderen Sorten (strange, charm, bottom, top) künstlich (und unter Berücksichtigung des Farbdogmas) mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern produziert worden. Unter assoziierter Strangeness-Produktion wird die gleichzeitige Erzeugung eines ($s\bar{s}$)-Quarkpaares verstanden. Baryonen mit mindestens einem Strange Quark werden Hyperonen genannt. Die Hyperon-Nukleon-Wechselwirkung stellt eine Erweiterung der bislang relativ intensiv untersuchten Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung dar. Die Erweiterung theoretischer Modelle in den Bereich der SU(3) ist jedoch insofern schwierig, daß präzise Meßdaten gerade über Polarisierung und Wirkungsquerschnitte im Mittelennergiebereich kaum verfügbar sind. Die Präsentation der aktuellen Forschung zeigt, daß die Modellentwicklung nicht abgeschlossen ist und daher ein synergetischer Effekt zwischen Theorie und Experiment erwartet werden darf.

2.1 Mesonaustausch-Modelle zur Strangenessproduktion

Laget [Lag91] betrachtet in einer vereinfachten Beschreibung der assoziierten Strangeness-Produktion im Proton-Proton-Stoß den π - und K-Mesonenaustausch. Die entsprechenden Feynman-Diagramme sind in Abbildung 2.1 dargestellt. An den durch Kreise in den Diagrammen hervorgehobenen Vertices erfolgt KN-Streuung, bzw. K-Produktion in der π N-Streuung. Die Berechnung der invarianten Matrixelemente T_K und T_π beinhalten dementsprechend die offshell-Übergangsamplituden $T_{KN \rightarrow KN}$, bzw. $T_{\pi N \rightarrow KY}$ (die ausgetauschten Teilchen sind virtuelle Mesonen und somit offshell), die experimentell nicht zugänglich sind. Als Ausweg bietet sich für Laget die Verwendung von onshell-Amplituden an, die durch Reaktionen wie



experimentell bestimmt worden sind. Die Extrapolation der onshell-Amplituden in den offshell-Bereich erfolgt durch die Multiplikation mit einem Monopolformfaktor

$$F(q_{\pi,K}) = \frac{\Lambda_{\pi,K}^2 - m_{\pi,K}^2}{\Lambda_{\pi,K}^2 - q_{\pi,K}^2}$$

Λ : cutoff-Masse;

bei Pionsaustausch = 1.1 GeV

bei Kaonaustausch Fitparameter

q : Vierer-Impuls des ausgetauschten Mesons, $q^2 < 0$.

Diese willkürlich anmutende Extrapolation ist in der Theorie nicht unumstritten und einzig durch eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment begründet.

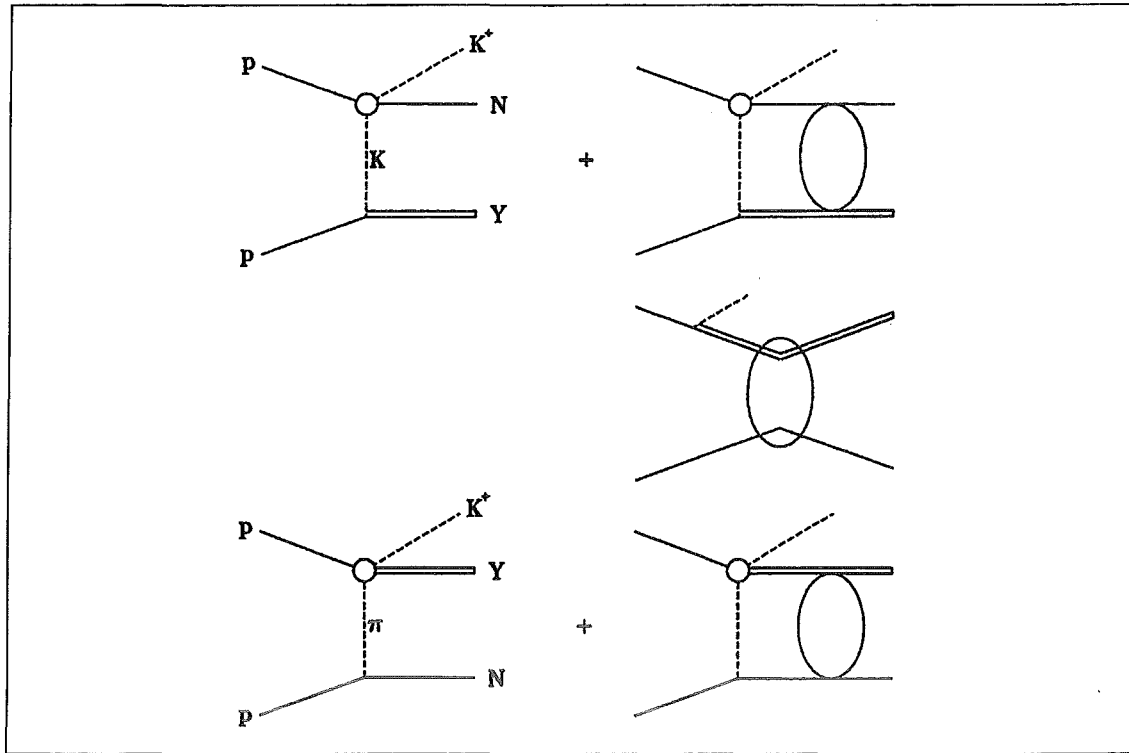


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramme der betrachteten Mesonaustauschprozesse (linke Spalte) und der Final State Interaction (rechte Spalte)

Laget erhält in diesem Formalismus eine parameterfreie Pion austauschamplitude, da neben der cutoff-Masse Λ_π die Kopplungskonstante G_π auf den in der Literatur üblichen Wert von $G_\pi/4\pi = 14.5$ fixiert worden ist:

$$T_\pi = \sqrt{\frac{E_2 + m_2}{2m_2}} \sqrt{\frac{E_3 + m_3}{2m_3}} \frac{iG_\pi C_\pi}{q_\pi^2 - m_\pi^2} T_{\pi p \rightarrow YK}(q_\pi, p_1 m'_1 \rightarrow k, p_4 m'_4) \\ \times \left(m'_3 \left| \sigma \left(\frac{p_2}{E_2 + m_2} - \frac{p_3}{E_3 + m_3} \right) \right| m'_2 \right) [F_\pi(q_\pi)]^2 - (p_1 m'_1 \leftrightarrow p_2 m'_2)$$

Vierervektoren: einlaufende Nukleonen ($E_{1,2}, p_{1,2}$)
 auslaufendes Nukleon (E_3, p_3)
 auslaufendes Hyperon (E_4, p_4)
 auslaufendes Kaon (ω, k)

Isospinfaktor $C_\pi = 1$ für die Λ - und Σ^0 -Produktion.

m_X : Masse des Teilchens X

m'_X : magnetische Quantenzahl des Teilchens X

In der Kaon-Amplitude sind dagegen die cutoff-Masse Λ_K und die Kopplungskonstante G_Y des Kaons an den Λ -, bzw. Σ -Kanal freie Parameter, die durch Anfitzen an den totalen Wirkungsquerschnitt bestimmt werden:

$$T_K = \sqrt{\frac{E_2 + m_2}{2m_2}} \sqrt{\frac{E_4 + m_Y}{2m_Y}} \frac{iG_Y C_K}{q_K^2 - m_K^2} T_{KN \rightarrow KN}(q_K, p_1 m_1' \rightarrow k, p_3 m_3')$$

$$\times \left(m_3' \left| \sigma \left(\frac{p_2}{E_2 + m_2} - \frac{p_4}{E_4 + m_Y} \right) \right| m_2' \right) [F_K(q_K)]^2 - (p_1 m_1' \leftrightarrow p_2 m_2')$$

Isospinfaktor $C_K = 1$ für die Λ - und Σ^0 -Produktion.

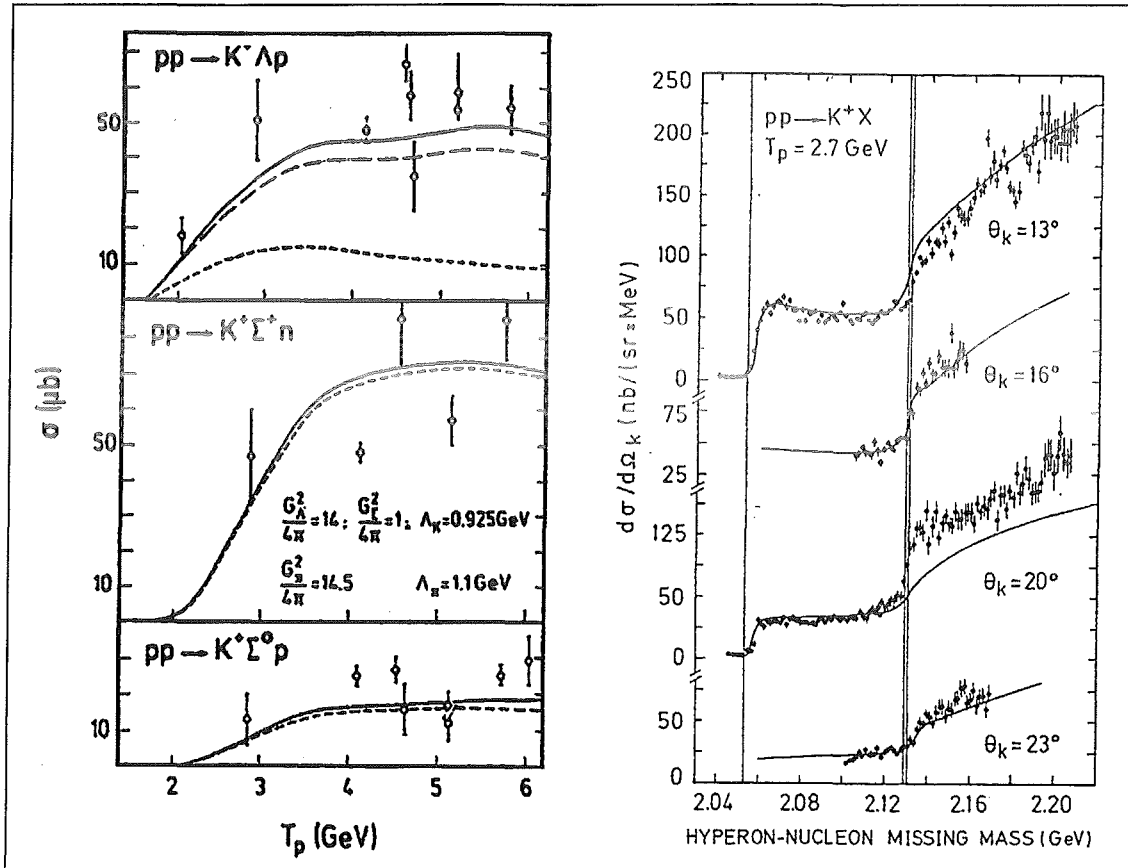


Abbildung 2.2: Totale Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $pp \rightarrow pK^+\Lambda$, $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ und $pp \rightarrow pK^+\Sigma^0$ in Abhängigkeit von der kinetischen Strahlenergie (linke Spalte); differentielle Wirkungsquerschnitte der inklusiven Messung $pp \rightarrow K^+X$ (rechte Spalte) mit Modellrechnungen von Laget

Das linke Diagramm in Abbildung 2.2 zeigt Lagets Ergebnisse zusammen mit experimentell ermittelten totalen Wirkungsquerschnitten verschiedener Strangenessproduktionsreaktionen. Es zeigt sich, daß die Σ -Produktion in $pp \rightarrow NK\Sigma$ allein durch π -Austausch

beschrieben werden kann (gestrichelte Kurven), wohingegen eine akzeptable Beschreibung der Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ π - und K-Austausch benötigt (durchgezogene Kurven). Die Betrachtung der Endzustandswechselwirkung (Abkürzung FSI: final state interaction) zwischen Nukleon und Hyperon ist insbesondere dann nicht vernachlässigbar, wenn die beiden Teilchen einen geringen Relativimpuls zueinander haben. Sie dominiert diese besonderen Bereiche des Phasenraumes und ist daher für den totalen Wirkungsquerschnitt nur direkt an der Produktionsschwelle wichtig. Laget betrachtet neben der relativistisch formulierten FSI der π - und K-Austauschgraphen (rechte Spalte in Abbildung 2.1) auch die direkte Kaon-Emission (2. Diagramm in der rechten Spalte von Abbildung 2.1), bei der die FSI dafür sorgt, das virtuelle Hyperon auf seine Massenschale zu zwingen. Ihre Bedeutung zeigt sich im Vergleich zwischen Rechnung und experimentellen Daten aus Messungen am Saturne-Beschleuniger. Das rechte Diagramm in Abbildung 2.2 stellt die missing-mass-Verteilung der YN-Systems dar, das bei der Untersuchung der Reaktion $pp \rightarrow K^+(YN)$ gewonnen wurde (nur das Kaon wurde gemessen). Der steile Anstieg des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts an der (Λp) - bzw. $(\Sigma^0 p)$ -Schwelle ist erwartungsgemäß nur unter Berücksichtigung der FSI reproduzierbar (die durchgezogene Linie enthält die FSI aller drei Feynman-Diagramme aus Abbildung 2.1).

Einen prinzipiell anderen Weg in der Reaktionsbeschreibung im Mesonaustauschbild geht eine Theoriegruppe am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich. Das Ziel ist dabei eine wohldefinierte, allein durch den Formalismus gegebene Beschreibung des offshell-Verhaltens der ausgetauschten Mesonen. Eine detaillierte Beschreibung des Modells findet sich in [Sch61][Sch74][Kot75][Kot76].

Zur Berechnung der Streumatrix S wird von der relativistischen Bethe-Salpeter-Gleichung

$$T = K + KGT$$

T: Übergangsmatrix
K: Integralkern
G: Zwei-Teilchen-Propagator

ausgegangen. Der Integralkern K ist in der Regel nicht vollständig bestimmbar, daher muß für eine konkrete Lösung eine Potentialnäherung V gefunden werden. Die vierdimensionale Integration über alle Zwischenzustände stellt ein numerisch schwieriges Problem dar. Im Modell der zeitgeordneten Störungstheorie wird deshalb durch explizite Energieintegration eine Reduktion auf drei Dimensionen erreicht (dafür wächst allerdings die Zahl der zu betrachteten Feynman-Diagramme in n -ter Ordnung mit $n!$). Die Energieintegration wird möglich, da im Gegensatz zum Feynman-Formalismus für offshell-Teilchen Energieerhaltung nicht erfüllt, wohl aber $E^2 = p^2 + m^2$ gültig ist. Aus der gesonderten Behandlung der Energie resultiert die Nicht-Kovarianz des Modells. Das Modell ist jedoch zum Feynman-Formalismus äquivalent, falls die Teilchen im Ein- und Ausgang onshell sind.

Die Berechnung der Potentialnäherung V resultiert aus der Bestimmung der Lagrange-dichte für jeden Vertex aller betrachteter Teilchenaustausch-Diagramme. Die Verwendung von Formfaktoren der Art

$$F(q) = \frac{\Lambda^2 - m^2}{\Lambda^2 + q^2}$$

Λ : cutoff-Masse;

q : Dreier-Impuls des ausgetauschten Mesons, $q^2 > 0$.

tragen hier der endlichen Ausdehnung des Nukleons Rechnung. Sie stellen die Konvergenz der Energieintegration über die beliebigen offshell-Impulse der ausgetauschten Teilchen sicher.

In diesem Modell sind neben den cutoff-Massen die Kopplungskonstanten der ausgetauschten Teilchen in den Lagrange-Dichten Fitparameter. Einmal fixierte Kopplungskonstanten werden jedoch zur Beschreibung anderer Reaktionen immer wieder herangezogen.

Das Modell ermöglicht eine vollständig getrennte Betrachtung der Kaonstreuung und der Kaonproduktion in der πN -Streuung, deren Synthese eine erste Beschreibung der Λ - und Σ -Produktion liefern würde. Zusätzlich können noch Anfangs- und Endzustands-Wechselwirkung sowie Resonanzbeiträge eingebaut werden, die im wesentlichen eine Erweiterung der Prozeßbetrachtung auf mehrere Stufen darstellen.

Die Beschreibung der zu untersuchenden Reaktion befindet sich noch in der Entwicklungsphase. Eine konsistente Beschreibung der KN -Streuung entsprechend dem Diagramm in Abbildung 2.1 ist jedoch bis zur $K\Lambda$ -Schwelle bereits gelungen [Hof95]. Aktuelle Arbeiten [Hof96] betrachten den zweiten Prozeß der Kaon-Produktion in der πN -Streuung. Eine vereinfachende phänomenologische Beschreibung mit separablen Potentialen, bei denen sowohl K^* - und Λ -Austausch als auch Wechselwirkung im Anfangszustand und explizite Resonanzbeiträge berücksichtigt worden ist, führte in Schwellennähe zu einer brauchbaren Beschreibung der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte.

Eine intensive Überprüfung der Modelle ist durch den Vergleich mit aussagekräftigeren Meßgrößen möglich. So bietet sich gerade in der Hyperonproduktion die Messung der Hyperon-Polarisation an. Laget prognostiziert Λ -Polarisationen, die sich für π - und K -Austausch vollständig unterschiedlich verhalten. Die Qualität der Modelle wird sich zeigen, wenn exakte Meßergebnisse vorliegen.

2.2 Einordnung in vergangene und laufende Experimente

Die Strangeness-Produktion in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung ist Gegenstand aktueller Forschung. Aufgrund der unterschiedlichen Produktionsdynamik wird ein tieferer Einblick in den Produktionsprozeß erwartet. Da die komplexe Erzeugung theoretisch schwer zu beschreiben ist, verlegten sich teilchenphysikalische Experimente in der Vergangenheit und Gegenwart zunächst auf die Untersuchung der

Produktion am einfachen Atomkernen wie dem Proton und dem Helium. Als reaktionsinduzierende Teilchen werden Protonen, Antiprotonen und Gammas verwendet.

Die klare Signatur des verzögerten Λ -Zerfalls bietet im Falle eines geladenen Zerfalls nach $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ allen Experimenten die Möglichkeit eines effizienten Triggers und begründet damit die experimentiertechnische Schönheit aller vorgestellten Experimente, da sich die Anzahl der geladenen Teilchen um zwei vergrößert. Das Verzweigungsverhältnis in diesen Kanal ist mit 63.9% besonders hoch und relativ genau bekannt.

Das Λ besteht aus den drei Quarks up, down und strange. Aufgrund von Symmetriebetrachtungen müssen das up und down zu Spin null koppeln, weil das Λ Isospin null besitzt. Eine Λ -Polarisation wäre also im wesentlichen auf eine Polarisation des strange quarks im Λ zurückzuführen. Der Λ -Zerfall bietet eine einzigartig einfache Möglichkeit, die Λ -Polarisation zu messen, da der schwache Zerfall paritätsverletzend ist. Die Polarisation zu messen heißt hier die Winkelverteilung der Zerfallsteilchen zu messen und erfolgt somit ganz automatisch.

Neben den experimentellen Zielrichtungen wird ein kurzer Abriß des Experimentaufbaus präsentiert. Für detailliertere Informationen sei auf die Quellenangaben verwiesen.

Das Experiment PS185 am Beschleuniger LEAR, CERN

Der Antiprotonen-Speicherring LEAR bietet eine einzigartige Möglichkeit, Antiprotonen-induzierte Reaktionen im Impulsbereich zwischen 0.1 und 2 GeV/c zu untersuchen. Im engen Zusammenhang mit der Planung dieses Speicherrings steht das Experiment PS185 [Kil81], welches auf die Untersuchung von Reaktionen nach dem Schema $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ abzielt. Tabelle 2.1 zeigt die bis zum Strahlimpuls von 2 GeV/c möglichen Reaktionen.

Reaktion	Schwellenimpuls [GeV/c]
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$	1.4354
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$	1.6531
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$	1.8175
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$	1.8531
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$	1.8711
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^-\Sigma^-$	1.8989

Tabelle 2.1: Hyperon-Reaktionen im Energiebereich bis 2 GeV/c

Im Gegensatz zu anderen Experimenten besteht bei PS185 die Möglichkeit, das Spin-Verhalten sowohl des strange als auch des antistrange quarks gleichzeitig zu untersuchen (bei dem $\bar{\Lambda}$ wird die dem geladenen Λ -Zerfall entsprechende Reaktion $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ detektiert). Die Quantenzahlen des $s\bar{s}$ -Systems sind von besonderem Interesse, lassen sie doch Rückschlüsse auf den Erzeugungsprozeß zu: wird das $s\bar{s}$ -Paar von einem Gluon ($J^\pi=1^-$) erzeugt, muß sich das $\Lambda\bar{\Lambda}$ -System in s-Welle und Spin-Triplett befinden. Wird

das $s\bar{s}$ -Paar andererseits aus dem Vakuum ($J^\pi=0^+$) heraus materialisiert, befindet sich das $\Lambda\bar{\Lambda}$ -System in p-Welle und Spin-Triplett.

Ziel des Experiments war neben der Messung von Polarisation und Spinkorrelation die Bestimmung des totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitts. Anhand seines Verlaufes sollte eine Aussage über die Endzustands-Wechselwirkung in Abhängigkeit von der Anregungsenergie möglich sein.

Im Experiment [Dut88][Sef91] wurde ein „Sandwich-Target“ eingesetzt, bei dem sich Polyäthylen-Zellen (CH_2) mit Szintillationsdetektoren zur Sicherstellung der Triggerbedingungen abwechselten. Die Spurrekonstruktion erfolgte mit Proportional- und Driftkammern, die Teilchenladung wurde mit Hilfe eines Solenoid-Magneten bestimmt. Die Auswertung des Experiments war und ist Gegenstand einer Vielzahl von Dissertationen, deren letzte [Brö95][Toh95][Sac95] sind. Diesen Arbeiten können sowohl die umfangreichen Ergebnisse als auch die Verweise auf frühere Dissertationen entnommen werden.

Das PS185-Experiment findet im Herbst 1996 seine Fortsetzung im Folgeexperiment PS185/3 [Röh95], bei dem nunmehr ein an der Universität Bonn entwickeltes polarisiertes „Frozen-Spin-Target“ [Dut94] zum Einsatz kommt.

Das Saphir-Experiment am Beschleuniger ELSA, Bonn

Der Saphir-Detektor [Sch94] ist eines der Experimente am Elektron-Stretcher-Ring ELSA in Bonn. Durch die Konversion der kinetischen Elektronenenergie in Bremsstrahlung ist hier die Möglichkeit der Messung von Photon-induzierten Reaktionen gegeben. 1992 sind Reaktionen vom Typ

$$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \text{ und } \gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$$

bei γ -Energien von der Reaktionsschwelle bis 1.47 GeV untersucht worden [Bec94]. Ähnlich wie im Fall der assoziierten Strangeness-Produktion im Proton-Proton-Stoß bestand ein Ziel des Experiments in der Auffüllung des bis dahin spärlichen Weltdatensatzes für den differentiellen Wirkungsquerschnitt beider Reaktionen, um theoretischen Modellen eine solidere experimentelle Grundlage zu liefern. Zusätzlich konnte die Λ - und erstmals die Σ^0 -Polarisation bestimmt werden: während die Λ -Polarisation bei Kaon-Streuwinkeln kleiner als 90° im CM-System negativ ist, wird sie für größere Streuwinkel positiv. Für das Σ^0 verhält es sich gerade umgekehrt.

Saphir ist ein Viel-Teilchen-Detektorsystem. Der Energie-markierte γ -Strahl („tagging“) wird durch koinzidente Energiemessung der Elektronen nach dem Bremsstrahlungsprozeß gewonnen. Das externe Experiment arbeitet mit einem 8cm langen Flüssig-Wasserstoff-Target, das in einem 0.6T starkem Magnetfeld eingebettet ist. Driftkammern ermöglichen eine Spur- und damit Impulsrekonstruktion der geladenen Teilchen (die Teilchenladung ergibt sich aus der Bahnkrümmung). Szintillatorhodoskope liefern Flugzeit- und Triggerinformationen, währenddessen elektro-magnetische Kalorimeter γ 's nachweisen. Bei der Identifikation eines Hyperonereignisses wird das Kaon und aus dem Λ -Zerfall Proton und π^- nachgewiesen.

Experimente mit höherer Statistik und Photon-induzierten Reaktionen am Neutron sind geplant.

Das Disto-Experiment am SATURNE-Beschleuniger, Saclay

Das Disto-Experiment [LNS91][Ber89][Ber95] untersucht wie das Experiment dieser Arbeit die assoziierte Strangeness-Produktion im Proton-Proton-Stoß

$$pp \rightarrow pK^+\Lambda \text{ und } pp \rightarrow pK^+\Sigma^0.$$

Dem am Saturne-Beschleuniger durchgeführten Experiment steht ein polarisierter Protonenstrahl zur Verfügung. Daher ist neben dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ die Messung der Λ -Polarisation mit ihrer Abhängigkeit von der Strahlpolarisierung Ziel des Experimentes. Die Bestimmung der Polarisation erfolgt aus der Untersuchung des selbstanalysierenden schwachen Λ -Zerfalls: ist Θ^* der Winkel zwischen der Impulsrichtung des Zerfallsprotons und der Reaktionsebenen-Normalen ($\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{out}$) im Λ -Ruhesystem, ergibt sich die Polarisation P_Λ wiederum aus der Messung der Winkelverteilung $W(\Theta^*)$ mit

$$W(\Theta^*) = 1 + \alpha P_\Lambda \cos(\Theta^*)$$

mit dem Asymmetrieparameter $\alpha = 0.642 \pm 0.013$.

Da der Teilchenstrahl ungekühlt ist, verbietet sich die Verwendung eines miniaturisierten Targets ähnlich dem im TOF-Experiment (das zylindrische Flüssig-Wasserstoff-Target hat 20mm Länge und 20mm Durchmesser; neben den den Wasserstoff einschließenden Folien mit 100µm Dicke befindet sich eine 10mm starke Klegecell-Wand (C_2H_3Cl) im Teilchenstrahl). Um aus dem Untergrund verursachenden Material eine Tugend zu machen, wird bei Disto gleichzeitig die Messung der Impulsverteilung der in quasifreier Streuung an verschiedenen Kernen erzeugten Σ^0 -Hyperonen versucht. Desweiteren bilden die Untersuchungen von Y^* -Resonanzen und der Reaktion $pp \rightarrow pp\Phi$ weitere Schwerpunkte des Experiments.

Ein Dipolmagnet mit einer Feldstärke von 1.47T und $\pm 120^\circ$, bzw. $\pm 20^\circ$ horizontalem und vertikalem Öffnungswinkel schließt das Target ein und erlaubt eine Impulsanalyse der produzierten geladenen Teilchen. Als ortsauflösende Detektoren kommen szintillierende Fibern und Vieldraht-Proportionalkammern zum Einsatz. Zur β -Bestimmung der geladenen Teilchen werden Szintillator-Hodoskope und Cerenkov-Zähler verwendet. Aufgrund des verzögerten Λ -Zerfalls verwendet auch dieses Experiment für die Eventerkennung einen auf Ladungszuwachs sensitiven Trigger.

Das Experiment-Programm ist 1996 in seiner letzten Ausbaustufe angelaufen.

Das COSY16-Experiment an COSY, Jülich

Eine weitere Möglichkeit der Strangeness-Erzeugung verläuft über die Anregung von Baryon-Resonanzen. Im geplanten COSY16-Experiment [Mor89][Mor93][Jae95] soll eine möglichen Monopol-Anregung der P_{11} -Resonanz des $N^*(1710)$ in der Reaktion

$$p + \alpha \rightarrow \alpha' N^*(1710) \rightarrow \alpha' K^+ \Lambda \rightarrow \alpha' K^+ p \pi^-$$

untersucht werden.

Bei dieser Reaktion werden die Quantenzahlen des α 's benutzt, um die $N^*(1710)$ -Resonanz selektiv anzuregen. Das Verzweigungsverhältnis in den $K\Lambda$ -Kanal ist mit 15% bei dieser Resonanz weitaus größer als bei den anderen Resonanzen in diesem Energiebereich. Das Λ eröffnet hier wiederum durch seinen geladenen Sekundärzerfall die Realisierung eines effizienten, auf Ladungszuwachs sensitiven Triggers.

Das Experiment wird am TOF-Spektrometer durchgeführt werden. Dazu werden lediglich das Target und der Startdetektorbereich modifiziert:

- als Target findet ein Flüssig-Heliumtarget Verwendung, dessen Kühlprinzip in Experimenten am Saturne-Beschleuniger entwickelt worden ist. Die Miniaturisierung der Targetdicke auf 2mm ist für Flüssig-Wasserstofftargets nach dem in Jülich entwickelten Fertigungstechniken bereits erfolgt (siehe dazu auch die Beschreibung der Targetapparatur im Abschnitt „Detektoraufbau“).
- das α' soll mit mehreren Lagen von Halbleiterdetektoren mit Dicken bis 150 μ m detektiert werden. Für die Rekonstruktion des Λ -Zerfallsvertex sind zusätzliche ortsempfindliche Detektoren wie beispielsweise Straw-Kammern oder das Erlanger Faserhodoskop in der Diskussion.
- Das Barrel- und Endkappensystem des TOF-Spektrometers (eine Beschreibung wird im Kapitel „Experiment“ gegeben) werden unverändert eingesetzt.

Obwohl der Schwerpunkt des Experimentes auf der Untersuchung der $N^*(1710)$ -Resonanz liegt, dürfen wichtige Aufschlüsse über die Strangeness-Produktionsdynamik in dieser hadronischen Umgebung erwartet werden.

Das Experiment COSY11 am Beschleuniger COSY, Jülich

Kürzlich wurde am magnetischen, internen Spektrometer COSY11 mit einem Wasserstoff-Clustertarget die Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ bei nur 2MeV Energie über der Schwelle gemessen [Bal96]. Als Resultat ergab sich ein Wirkungsquerschnitt von (8.2 ± 1.8) nbarn. Mit COSY11 ist man in der Lage, angefangen mit noch niedrigeren Energien bis etwa 5MeV über der Schwelle gute Daten zu nehmen. TOF kann mit dem 4mm LH_2 -Target den Energiebereich von dort nach oben abdecken, wobei neben allen drei Teilchenkoordinaten auch die Λ -Polarisation zugänglich wird.

3 Experiment

Neben BIG KARL ist TOF (Time Of Flight) das zweite externe Experiment zur Untersuchung von Proton-induzierten Reaktionen. Während BIG KARL aufgrund der für Magnetspektrometer typischen geringen Akzeptanz für die schwellennahe Untersuchung von Reaktionen prädestiniert ist, ist TOF in seiner Endausbaustufe ein Detektor mit großer Akzeptanz im Schwerpunktsystem bis hin zu hohen Anregungsenergien und damit die ideale Ergänzung zu BIG KARL.

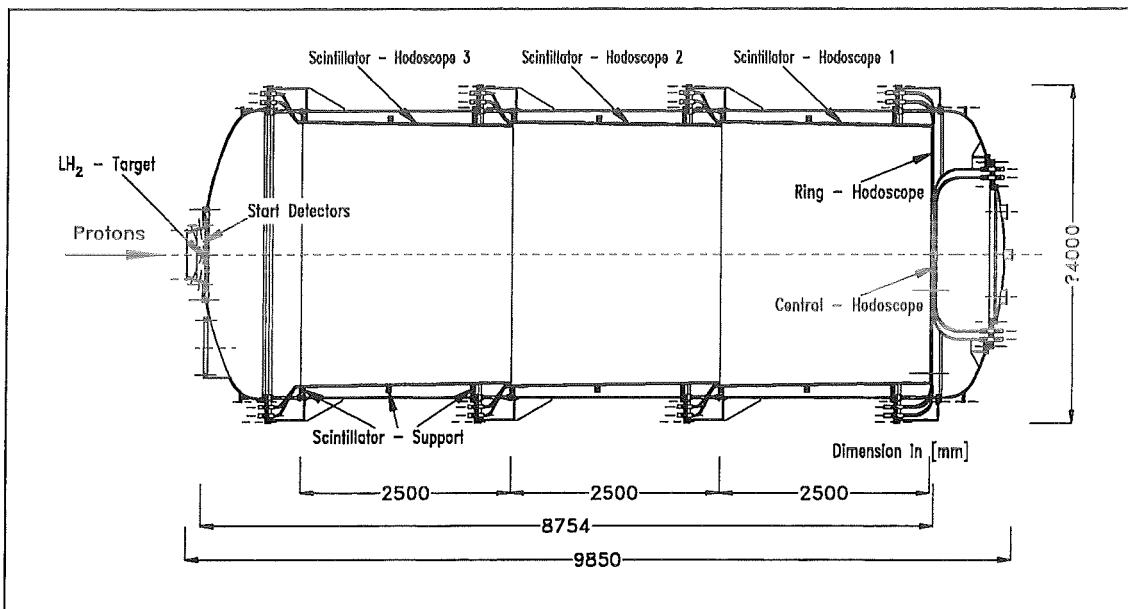


Abbildung 3.1: Der TOF-Detektor in seiner Endausbaustufe

Das Meßprinzip von TOF beruht darauf, möglichst Materie- und damit störungsfrei die Richtung und die Flugzeit, bzw. den Energieverlust von allen in einer Reaktion produzierten geladenen Teilchen zu messen. Aus der Flugzeit kann bei bekannter Flugstrecke das β des Teilchens bestimmt werden. Mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel läßt sich β alternativ aus dem Energieverlust errechnen. Zusammen mit der Richtung ist $\vec{\beta}$ des Teilchens bestimmt.

Bei zwei einfach geladenen Teilchen im Reaktionseingang (Strahlproton, Proton-, bzw. Deuteron-Target) werden zwei oder ein Vielfaches von zwei geladenen Teilchen im Ausgang erwartet. Zusätzlich können noch ein oder mehrere Neutralteilchen erzeugt worden sein.

Die Vierer-Impulserhaltung

$$P_{\text{Eingang}} = P_{\text{Strahlproton}} + P_{\text{target}} = P_{\text{ausgang}}$$

liefert ein Gleichungssystem mit vier Gleichungen, wobei P_{Eingang} bei bekanntem Strahl-impuls vollständig gegeben ist.

Bei einer Zwei-Teilchen-Reaktion reicht die geometrische Messung eines der beiden geladenen Teilchen aus, um die Reaktion kinematisch vollständig zu bestimmen, denn der Impuls des Teilchens ist hier eindeutig mit seinem Streuwinkel Θ verknüpft (diese Tatsache wird zur TDC-Kalibration des Detektors ausgenutzt).

Bei einer Drei-Teilchen-Reaktion werden zwei geladene Teilchen gemessen. Zusätzlich muß ein unbeobachtetes Neutralteilchen produziert worden sein. Die Reaktion muß jetzt unter Beachtung der Erhaltungssätze für Energie, Ladungs- und Baryonenzahl auf alle möglichen Massenkombinationen hin untersucht werden. Jede Massenhypothese liefert zusammen mit den gemessenen β -Vektoren die Vierer-Vektoren nach

$$P_i = m_i \begin{pmatrix} \sqrt{1 + (\vec{\beta}_i \gamma_i)^2} \\ \vec{\beta}_i \gamma_i \end{pmatrix}.$$

Die Umformung der Vierer-Impulserhaltung nach dem dritten unbeobachteten Teilchen liefert

$$P_3 = P_{\text{Eingang}} - P_1 - P_2$$

und deren Quadrierung das Massenquadrat des dritten Teilchens:

$$m_3^2 = (P_{\text{Eingang}} - P_1 - P_2)^2.$$

Da die Teilchenmassen gequantelt sind, kann bei ausreichender Meßauflösung nur maximal eine Hypothese eine physikalisch sinnvolle Masse für das dritte Teilchen liefern. Die Reaktion ist dann eindeutig bestimmt.

Vier-Teilchen-Reaktionen können nur dann untersucht werden, wenn alle Teilchen geladen sind. Es sind dann jedoch zusätzliche Detektorinformationen wünschenswert, um die Kombinatorik der zu untersuchenden Massenhypothesen in einem vertretbaren Rahmen zu halten.

Das Flugzeitspektrometer ist in seiner Endversion ein modular aufgebauter Tank (siehe Abbildung 3.1), der sich in eine Start- und eine Stopregion einteilen läßt.

Die Startregion ist mit dem COSY-Strahlrohr verbunden und umfaßt neben Vetodetektoren und einem Flüssig-Wasserstoff/Deuteriumtarget das Startdetektorsystem. Es existieren zwei verschiedene Startdetektorsysteme, die auf die Untersuchung unterschiedliche Reaktionen hin optimiert worden sind: das „Rossendorfer“ Detektorsystem zur Messung der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$ [Sch95] und das „Erlanger“ System, das auf die Hyperon-Messung hin entworfen worden ist und in dieser Arbeit ausführlich beschrieben wird. Die Region um das Target beinhaltet mit 10^{-6} mbar Hochvakuum und ist vom restlichen Teil des Detektors, der als Feinvakuumtank (10^{-3} mbar) ausgebildet ist, durch eine dünnwandige Folie getrennt.

Der Feinvakuumentank wird aus bis zu drei zylindrischen Tonnen („Barrel“, „Schuß“) gebildet, die in ihrer Anzahl je nach Anforderung des Experimentes variiert werden können. Dadurch läßt sich der Abstand der Endkappe des Tanks vom Target und damit die maximale Flugstrecke der Teilchen in Schritten zwischen 0.4m und 8.5m verändern. Barrel und Endkappe sind auf der Innenseite mit Szintillatorhodoskopen ausgekleidet. Für die Barrel-Hodoskope werden zwei verschiedene Wege verfolgt: die eine Version plant die Auskleidung mit 96 geraden Szintillatorelementen von 2.5m Länge, die zur Bestimmung des Teilchendurchtrittsortes an beiden Enden mit Photomultipliern ausgelesen werden. Die andere Variante sieht die Auskleidung mit drei Szintillatorlagen vor, wobei zwei der drei Lagen schraubenförmig gewunden sind (Abbildung 3.2). In dieser Version werden die Szintillatorelemente einseitig ausgelesen. Die Information über den Durchtrittsort der Teilchen ergibt sich hier aus der geometrischen Überlagerung der drei Szintillatorelemente, die das Teilchen detektiert haben. Die Endkappe ist ebenfalls mit dreilagigen hochgranulierten Szintillatorhodoskopen („Quirl-“ und „Ringdetektor“) bedeckt, die vom Target aus gesehen optisch dicht an die Barrelhodoskope anschließen. Im Hyperon-Experiment im Juni 1995 war nur das innerste Hodoskop der Endkappe verfügbar.

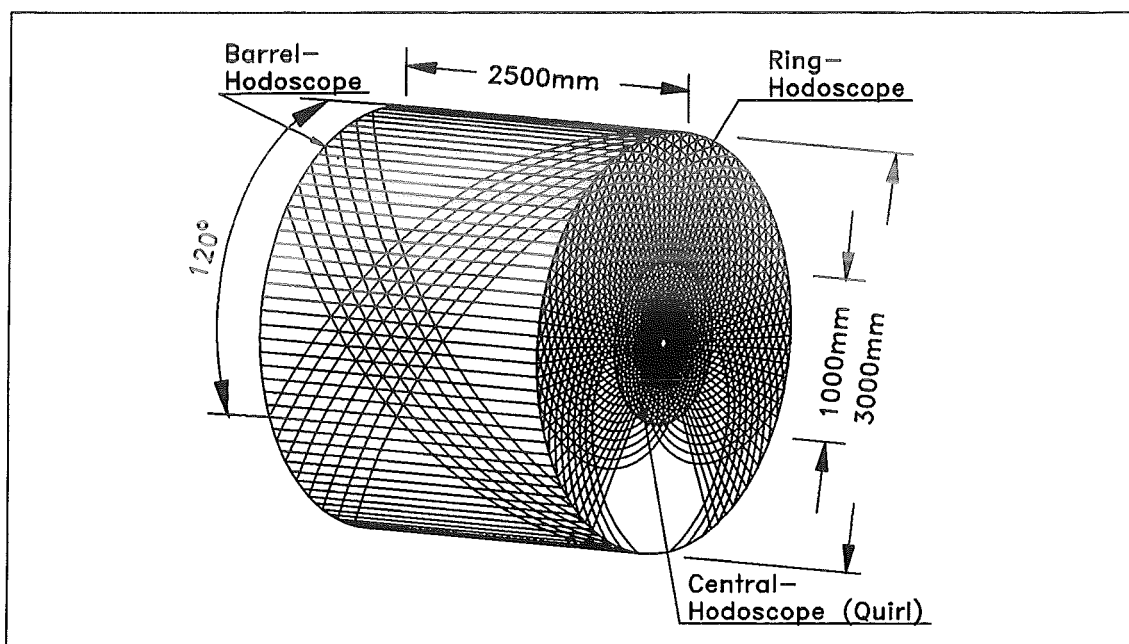


Abbildung 3.2: Das dreilagige Barrelsystem

Die Hodoskope in Barrel und Endkappe bilden zusammen die Stopregion. Sie liefern durch ihre Ortsinformation die Richtung der geladenen Teilchen, da das kleinvolumige Flüssig-Wasserstoff/Deuteriumtarget in guter Näherung als punktförmig angesehen werden kann. Zusätzlich erhält man aus der Differenz ihrer kalibrierten TDC-Werte mit den zugehörigen TDC-Werten des Startdetektorsystems die Flugzeit und damit β der geladenen Teilchen. Darüber hinaus liefern alle getroffenen Detektorelemente dE/dx -Informationen.

Der Detektor deckt in der Endversion im Laborsystem einen Raumwinkel von nahezu 2π ab. Durch den für eine fixed-target-Anordnung typischen Lorenz-boost in Vorwärtsrichtung erhält man somit eine hohe Detektorakzeptanz im CM-System.

3.1 Detektoraufbau

Im folgenden werden alle Komponenten des TOF-Spektrometers, die im Juni 1995 verfügbar waren, entlang der Primärstrahlrichtung vorgestellt.

Das Vetosystem

Obwohl die Halbwertsbreite des von COSY gelieferten Protonenstrahles am Target nur $\approx 1\text{mm}$ beträgt, ist durch die Art der Strahlführung und -fokussierung das ganze Strahlrohr mit Protonen ausgefüllt. Die Teilchendichte im Strahlrohr ist verglichen mit der im Strahlzentrum zwar gering. Da die totale Reaktionswahrscheinlichkeit im verwendeten Flüssig-Wasserstoff/Deuteriumtarget im Energiebereich von COSY knapp 1 Promille beträgt, kann Beamhalo eine Messung kleiner Wirkungsquerschnitte unmöglich machen. Die Strahlteilchen treffen bevorzugt die innersten Spitzen des Startdetektors und des Quirls. Zusätzlich können Reaktionsprodukte aus Reaktionen des Primärstrahles z.B. mit dem Massivkupfer des Targets Trigger auslösen.

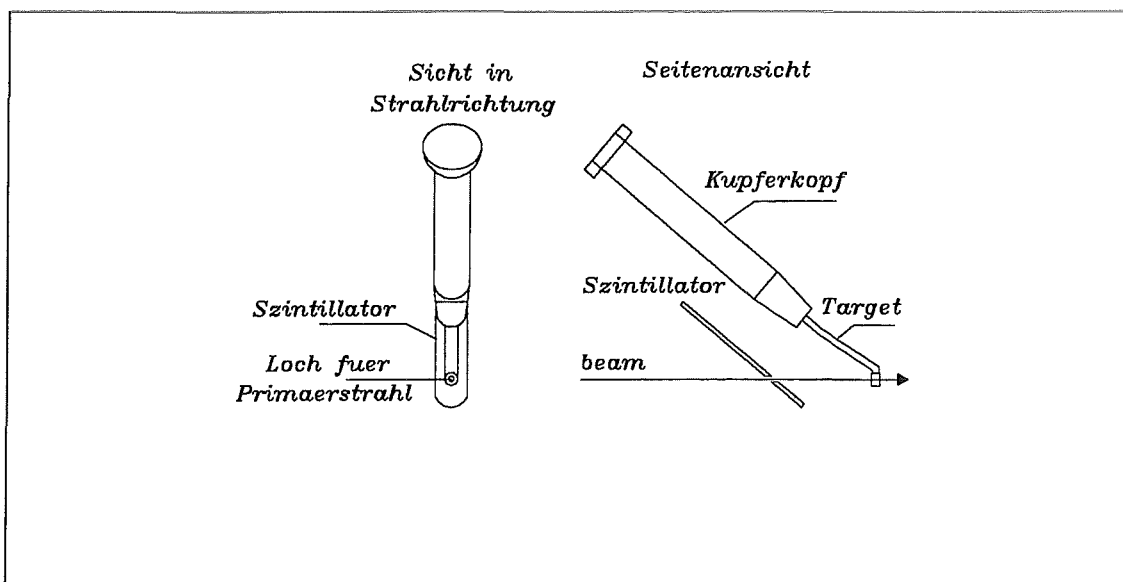


Abbildung 3.3: Der Vetodetektor in der Targetregion

Es ist ein zweistufiges Vetodetektorsystem installiert worden, um sicherzustellen, daß nur dann auf eine Reaktion getriggert wird, wenn das Primärteilchen durch das Target geflogen ist. Das System besteht aus zwei Szintillationsdetektoren, deren Geometrie so

gewählt wurde, daß sie zusammen das ganze Strahlrohr abdecken und nur eine Kreisscheibe mit 2.5mm Durchmesser freilassen, die auf die Targetmitte justiert wird. Es besteht die Möglichkeit, entweder durch eine Anti-Koinzidenz im Hardware-Trigger eine Archivierung von Reaktionen mit Vetosignal zu verhindern und damit die Totzeit der Datenaufnahme zu reduzieren oder aber die Vetodetektoren erst in der offline-Auswertung zu berücksichtigen.

Der erste Vetodetektor („Molnar-Zähler“) hat quadratische Form mit 14cm Kantenlänge und 5mm Dicke. Er befindet sich 85cm vor dem Target. Durch den Einbau in ein 160''-Vakuum-T-Stück deckt er bis auf sein Innenloch von 12mm Durchmesser das gesamte 100''-Strahlrohr ab. Dieser Detektor war als Antikoinzidenz im Hardware-Trigger integriert.

Der zweite Detektor befindet sich 5cm vor dem Target. Er besitzt rechteckige Form mit 80mm Länge, 15mm Breite und 2mm Dicke, wobei der untere Teil des Szintillators zur besseren Lichtsammlung halbkreisförmig ausgearbeitet ist (siehe Abbildung 3.3). Die Lichtauslese und Halterung erfolgt durch einen Plexiglaslichtleiter über das obere Ende des Szintillators. Um den Detektor möglichst nahe an das Target heranbringen zu können, ist er wie das Target um 40° gegen die Strahlachse geneigt. Die Bohrung für den Primärstrahl ist so angebracht, daß sich in Strahlrichtung gesehen eine kreisförmige Öffnung von 2.5mm Durchmesser ergibt. Der Detektor deckt sowohl das Targetröhrchen als auch das untere Ende des massiven Kupferkopfes ab. Er ist nicht im Hardware-Trigger integriert, sondern wird zusammen mit den anderen Detektoren zur offline-Auswertung auf Magnetband archiviert.

Das Targetsystem

Im Hyperonexperiment wird ein in Jülich entwickeltes kleines Flüssig-Wasserstoff/Deuteriumtarget [Jae92][Nak93][Jae94][Nüs95] verwendet.

Die Kombination eines Teilchenstrahles kleiner Emittanz (gekühlter Strahl) mit einem kleinvolumigen Target ist sinnvoll:

- Durch das kleine Volumen ist der Reaktionsvertex nahezu punktförmig definiert. Dies verringert die Fehler bei der kinematischen Analyse der Reaktion.
- Gerade bei der Produktion schwach zerfallender Teilchen mit Zerfallslängen im cm-Bereich ist der Aufbau von auf Ladungszuwachs sensitiver Trigger möglich, denn die Detektoren können so nahe an den Reaktionsort herangebracht werden, daß die Reaktionsprodukte erstmalig noch vor dem Sekundärzerfall detektiert werden.
- Systematische Fehler durch Sekundärreaktionen im Target und Winkelstraggling der Ejektile werden klein gehalten.

Darüber hinaus zeigt die Erfahrung, daß eine Targetexplosion nicht absolut auszuschließen ist. Ein kleinvolumiges Target verringert daher das Sicherheitsrisiko sowohl für die Benutzer als auch für die in unmittelbarer Nähe platzierten Detektoren.

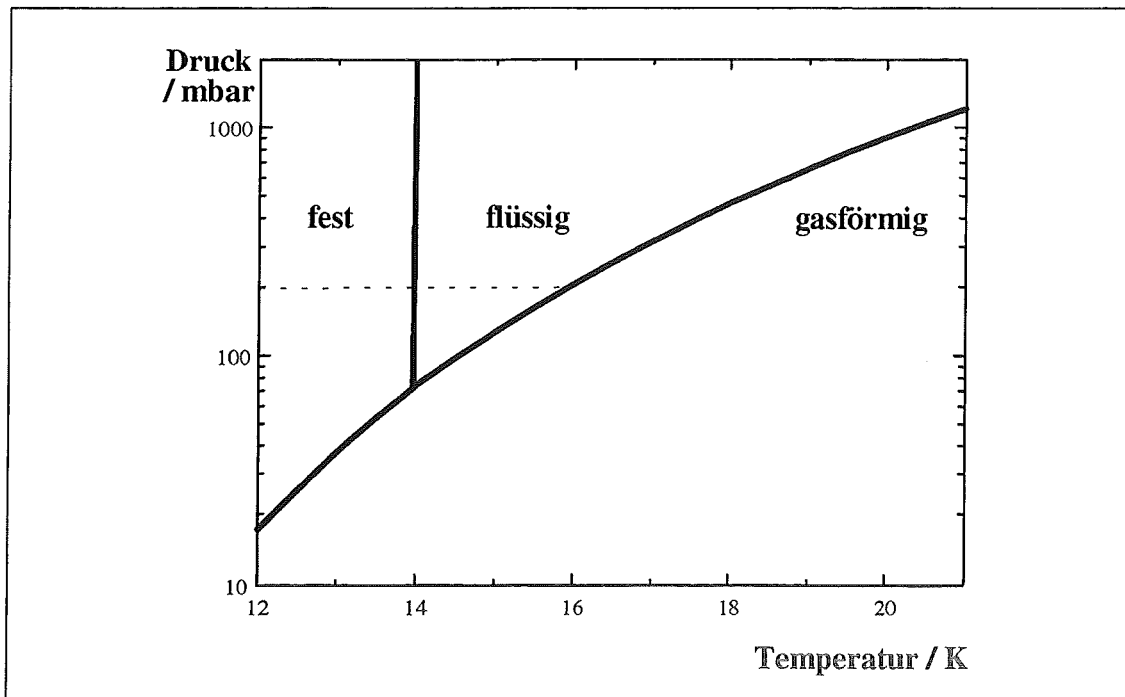


Abbildung 3.4: Phasendiagramm von H₂ [Lan71]

Die Miniaturisierung von Targets bis in den mm-Bereich hat für externe Experimente zwei Konsequenzen:

- Es können keine Gastargets verwendet werden, da die Flächendichte und damit die Reaktionsrate zu gering wäre. Das Targetgas (z. B. H₂ oder D₂) muß verflüssigt werden. Die Reaktionsrate ist proportional zur Dichte des Targetmediums, daher kann man durch eine Verflüssigung von H₂ bei 200mbar eine Vergrößerung der Reaktionsrate um einen Faktor 4000 erreichen.
- Eine Verkleinerung der Targetlänge erfordert eine Dickenverringerung des Containermaterials, das die Targetflüssigkeit einschließt, damit das Verhältnis von zu untersuchenden Reaktionen zu Untergrundreaktionen akzeptabel bleibt. Das Targetmedium wird für die Verflüssigung stark gekühlt. Folglich muß in dem Target-umgebenden Volumen Vakuum herrschen, da sonst einerseits eine Abkühlung in den für H₂ nötigen 15K-Bereich technisch nur schwer möglich wäre, andererseits das gekühlte Target wie eine Kryopumpe wirkt und die somit von außen auf das Target auffrierenden Gasschichten wiederum eine erhöhte Rate der Untergrundreaktionen zur Folge hätten. Der Druck im Target ist zu kleinen Drücken hin durch den Tripelpunktdruck des verwendeten Gases beschränkt. Darunter existiert keine flüssige Phase. Abbildung 3.4 zeigt das Phasendiagramm von H₂. Das Containermaterial muß also mindestens der minimalen Druckdifferenz von Tripelpunktdruck gegen Vakuum standhalten.

Abbildung 3.5 stellt das in der Hyperon-Strahlzeit verwendete Target dar. Der an einer Kupferstange montierte Kupferkopf kann mit einem zweistufigen Helium-Refrigeratorsystem Typ RG210 der Firma Leybold bis auf 12K abgekühlt werden. Seine keilförmige Form erklärt sich aus der Forderung nach Minimierung des Raumwinkels, der durch Massivkupfer für die Teilchendetektion verloren ist. Der Schnittpunkt der Kupfer-

kopfachse mit der Sollstrahlachse liegt im Targetmittelpunkt. Der Raumwinkelverlust ist durch die Stirnfläche des Kupferkopfes gegeben und somit minimal. Über eine dünnwandige Spiralleitung ist das Verflüssigungsvolumen im Inneren des Kupferkopfes mit dem Gasreservoir verbunden.

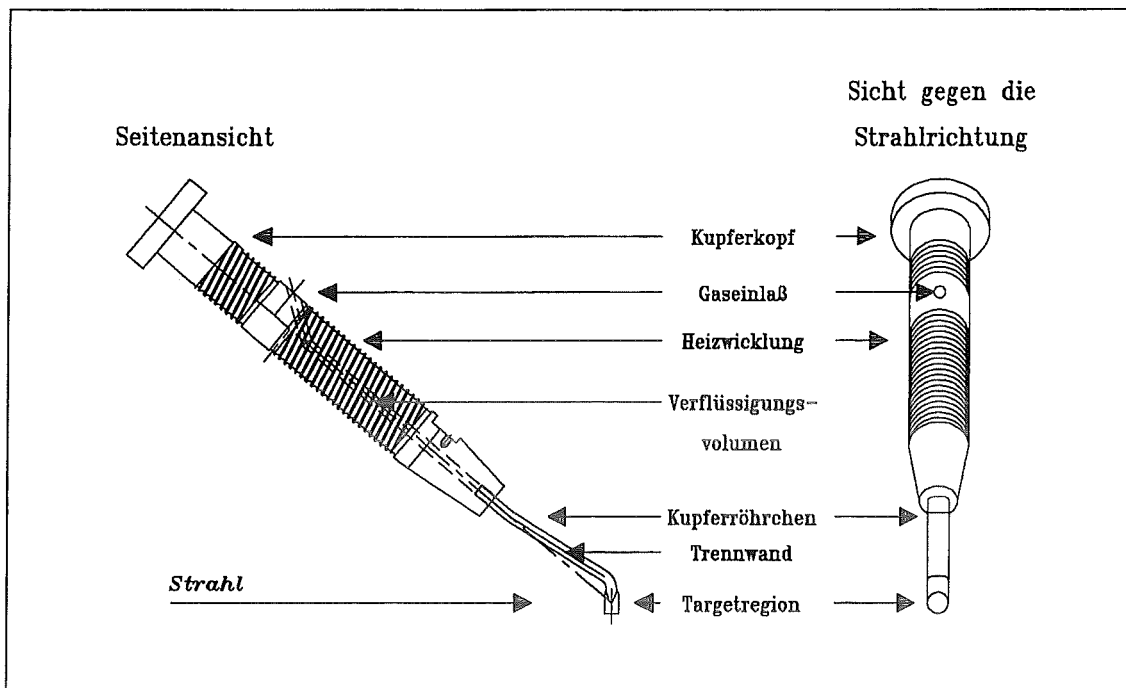


Abbildung 3.5: Das Flüssig-Wasserstoff-Target

Die eigentliche Targetzelle bildet das galvanisch gefertigte Kupferröhrchen am Ende des Kupferkopfes. Die Galvanisierungsprozedur ermöglicht den Bau dünnwandiger Röhrchen beliebiger Form. Dabei wird zuerst ein der Targetform entsprechender Kern aus niedrig schmelzendem Wood'schen Metall gegossen. Der Schmelzpunkt der Legierung ist mit 130°C so gewählt, daß der Kern einerseits noch poliert, andererseits durch Erwärmung in Silikonöl leicht herausgelöst werden kann. In einem Galvanisierbad wird über die durch Ionenstrom transprotierte Ladungsmenge die Schichtdicke des aufgetragenen Kupfers variiert. Das im Experiment eingesetzte Target besaß im Primärstrahlbereich eine Kupferschichtdicke von $60\mu\text{m}$, während zur Erhöhung der mechanischen Stabilität im Bereich des Kupferkopfes $100\mu\text{m}$ Schichtdicke gewählt worden ist. Der Wood'sche Metallkern wird nach der Galvanisierung herausgeschmolzen.

Um die Rate der Untergrundreaktionen klein zu halten, werden die Öffnungen für den Primärstrahl von der Kupferschicht befreit und mit $2\mu\text{m}$ dicken Hostaphanfolien ($\text{C}_6\text{H}_5\text{O}_2$) zugeklebt. Die Verwendung dünnster Folien wird durch eine rein mechanisch arbeitende Druckstabilisierungseinheit möglich, die den Überdruck in der Zelle relativ zum umgebenden Druck auf ca. 200mbar fixiert. Ist im Außenvolumen Hochvakuum, herrscht in der Targetzelle ein Absolutdruck von 200mbar, eine Verflüssigung von H_2 und D_2 ist somit möglich.

Die sinnvolle Forderung nach einer axialsymmetrischen Targetform mit definierter Dicke wird einerseits durch das gegenüber 200mbar Überdruck formstabile Kupferröhrchen, andererseits durch die Vermeidung von Blasenbildung in der Targetregion erfüllt. Zu diesem Zweck teilt eine dünne Aluminiumtrennwand das Kupferröhrchen im Inneren in zwei Teile. Sie ermöglicht eine starke Konvektionsströmung innerhalb des Röhrchens: frisch abgekühlte Flüssigkeit strömt aufgrund der Gravitation auf der Unterseite vom Verflüssigungsvolumen in die Targetregion, während gleichzeitig durch Wärmestrahlung aufgewärmter Wasserstoff leichter ist und daher auf der Oberseite wieder zurück zum Verflüssigungsvolumen strömt, um erneut abgekühlt zu werden. Durch die kontinuierliche Zuführung kalter Flüssigkeit in die Targetregion wird die für Flüssig-Wasserstoff/Deuteriumtargets übliche Blasenbildung vermieden.

Die dem Primärstrahl ausgesetzte Region ist ein Zylinder mit 4mm Länge und 6mm Durchmesser. Selbst bei schlechter Strahlqualität definiert das kleine Volumen zusammen mit dem Vetosystem einen nahezu punktförmigen Reaktionsvertex.

Messparameter des Targetsystems sind:

- die Temperatur; mit Hilfe einer Konstantstromquelle wird der temperaturabhängige Widerstand einer Siliziumdiode gemessen. Bei 10 μ A Meßstrom errechnet ein Computer anhand einer Kennlinie aus der für den Meßstrom benötigten Spannung die Temperatur mit einer relativen Genauigkeit von 0.1K.
- der Targetinnendruck; auf einer elastischen Membran sind Dehnungsmeßstreifen befestigt. Unter Druck wölbt sich die Membran, die Meßstreifen verändern definiert ihren Widerstand. Über eine Wheatstone-Meßbrücke bestimmt ein Absolutdruckaufnehmer (Typ P5 von HBM) den Widerstand der Streifen und somit den Druck mit einer Meßauflösung von 3mbar.

Ein Computer steuert unter Berücksichtigung dieser Parameter eine Heizung in Form einer durch einen Glasfaserschlauch isolierten Konstantendrahtwendel an, die über dem Verflüssigungsvolumen um den Kupferkopf gewunden ist. Das Target kann durch diesen Regelkreis auf eine vorwählbare Solltemperatur stabilisiert werden. In Anhang 2 sind weitere Informationen über die Hardware der Targetsteuerung aufgeführt.

Die für die Reaktionsrate wichtige Kenngröße des Targetsystems ist die Flächendichte F:

$$F = \rho \cdot l \cdot \frac{N_A}{A} = 1.8 \cdot 10^{22} \frac{\text{Protonen}}{\text{cm}^2}$$

$$\rho = 0.0755 \text{g/cm}^3 \text{ Dichte von LH}_2 \text{ bei 16K und 200mbar}$$

$$l = 4 \text{mm Targetlänge}$$

$$N_A: \text{Avogadro-Konstante}$$

$$A = 2 \text{g/mol Atomgewicht von H}_2$$

Mit einem erwarteten Wirkungsquerschnitt σ von 18 μ barn bei einem Strahlimpuls von 2.75GeV/c und einer Teilchenrate n_{beam} von 10⁵Protonen/s ergeben sich

$$N = \sigma \cdot n_{\text{beam}} \cdot F = 2 \frac{\text{events}}{\text{min}}.$$

Das Startdetektorsystem

Das Startdetektorsystem für das Hyperon-Experiment ist von der Universität Erlangen entwickelt und aufgebaut worden [Kir94][Wir95]. Ein Schwerpunkt des Detektorentwurfes lag dabei auf der Rekonstruierbarkeit geladener Teilchenspuren, was insbesondere für die Bestimmung des Λ -Zerfallsvertex wichtig ist. Ein anderer betraf die Realisierbarkeit effizienter, auf Ladungszuwachs sensitiver Trigger. Die ersten Detektor-komponenten sind daher möglichst nahe am Target plaziert.

Abbildung 3.6 zeigt schematisch den in drei Teilen gegliederten Detektor.

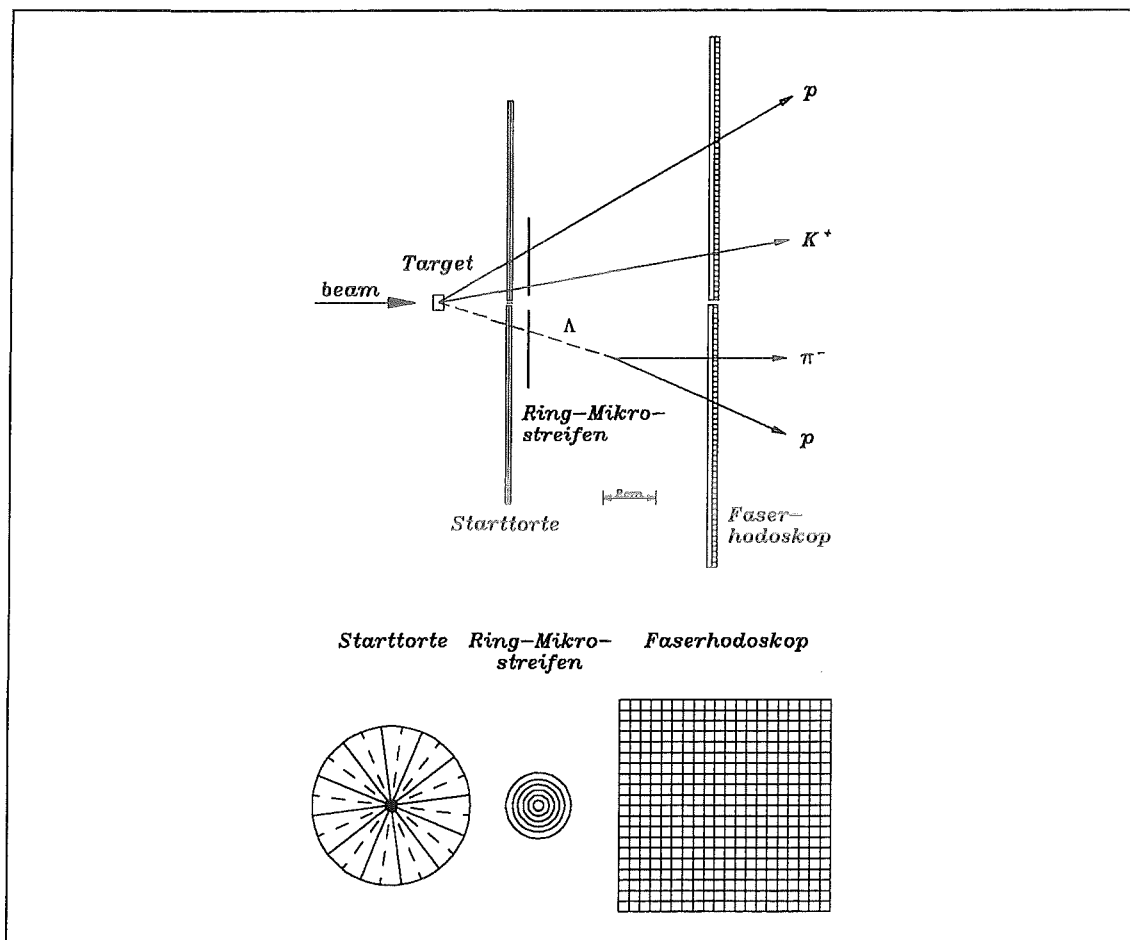


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau des Erlanger Startdetektors

- Die sogenannte „Starttorte“ befindet sich als erste Komponente in einem Sollabstand von $z = 2.5\text{cm}$ hinter dem Target. Es handelt sich hierbei um ein zweilagiges Szintillatorhodoskop, das je Lage 12-fach in Φ segmentiert ist. Durch eine Verdrehung von $\Delta\Phi = 15^\circ$ der ersten gegenüber der zweiten Lage ergibt sich durch Koinzidenzüberlagerung eine 24-fache Unterteilung und damit eine Φ -Auflösung von 15° . Die 1mm dicken kreisförmigen Scheiben besitzen für den Primärstrahl eine zentrale Bohrung mit 1mm Innenradius, der Außenradius beträgt 76mm. Dieser Detektor liefert neben Φ - und dE/dx -Informationen die „Startzeit“ von geladenen Teilchen. Zusammen mit der TDC-Information des Stopdetektors errechnet sich

durch Differenzbildung hieraus die Flugzeit und bei bekannter Flugstrecke das β der geladenen Teilchen. Darüber hinaus ergibt sich aus der geringen Targetlänge und Distanz zum Detektor bei einem Strahlimpuls von 2.75 GeV/c eine Wahrscheinlichkeit von über 75%, daß das Λ bis zum Detektor noch nicht zerfallen ist [Met94]. Im Idealfall sollte dieser Detektor also zwei geladene Teilchen (Proton und Kaon) sehen. Er bildet somit eine Komponente des ladungssensitiven Triggers.

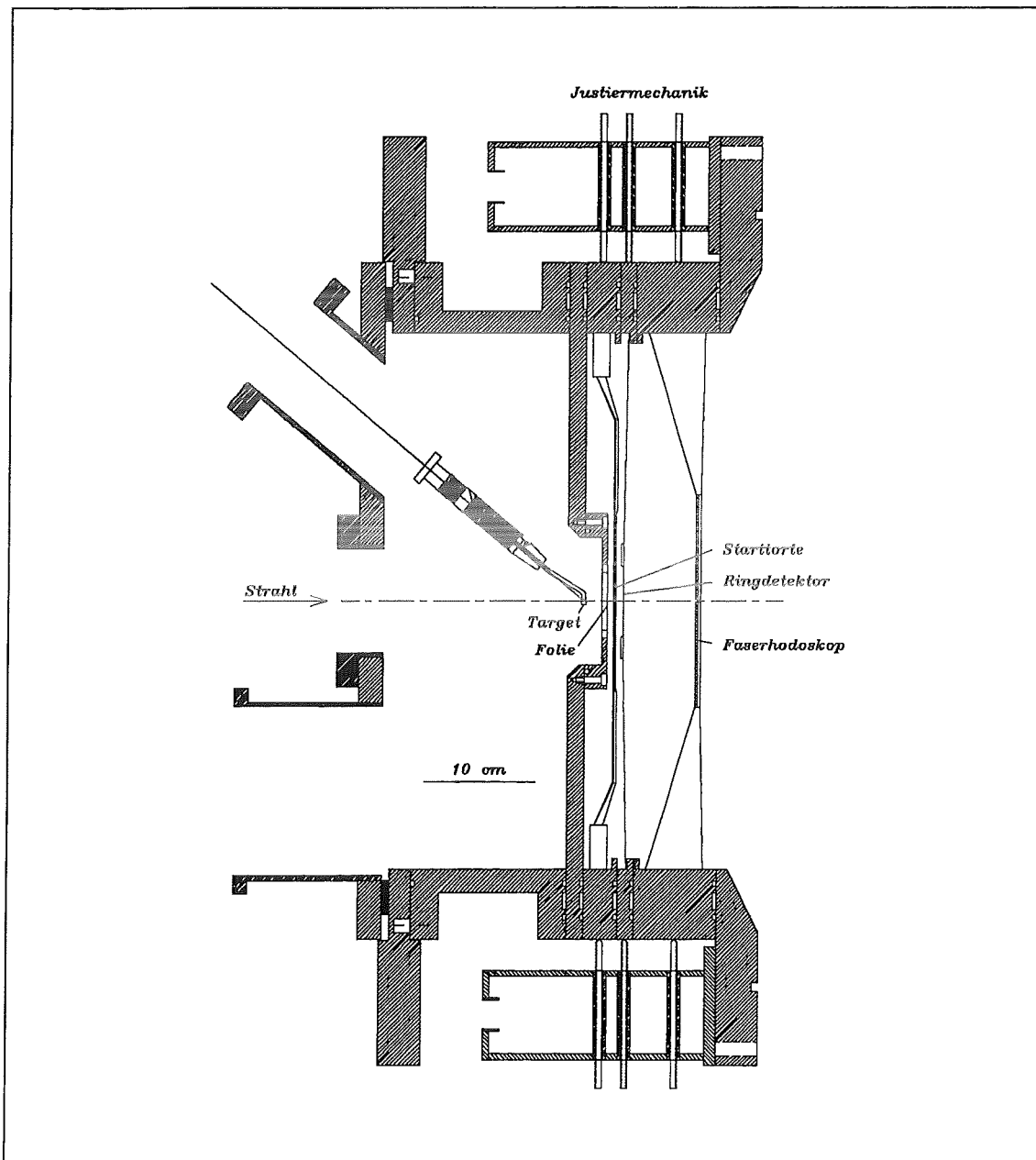


Abbildung 3.7: Target- und Startdetektorregion

- Als zweite Komponente befindet sich bei einem Sollabstand von $z = 3.2\text{ cm}$ ein Silizium-Mikrostreifendetektor (im folgenden „Ringmikrostreifenzähler“ genannt). Als

Θ -auflösende Struktur sind 100 konzentrische Ringe mit einem radialen Abstand von 280 μ m aufgebracht worden. Der 520 μ m dicke Kristall besitzt für den Primärstrahl eine zentrale Bohrung mit 1.5mm Radius. Aufgrund der sich daran anschließenden inaktiven Zone befindet sich der erste Ring bei $r = 3.1$ mm, der äußerste Ring hat einen Radius von 31mm.

Dieser Detektor ergänzt mit seiner Θ -Information die Φ -Information der Starttorte. Darüber hinaus liefert er dE/dx -Informationen über geladene Teilchen.

- Als dritte Komponente befindet sich bei $z = 10$ cm ein aus jeweils 96 szintillierenden Fasern aufgebautes zweilagiges Hodoskop („Faserhodoskop“), wobei die zwei Lagen senkrecht zueinander angeordnet sind. Die Fasern besitzen quadratischen Querschnitt mit 2mm Kantenlänge, die Gesamtlänge einer Faser ist 190mm. Für den Primärstrahl sind je Lage zwei Fasern um jeweils 1mm verkürzt, sodaß ein quadratisches Zentralloch mit 2mm Kantenlänge entsteht.

Dieser Detektor begrenzt zusammen mit der Starttorte das Volumen, in dem das Λ idealerweise zerfallen sollte. Monte-Carlo-Simulationen haben gezeigt, daß das bei 2.75Gev/c Strahlimpuls zu ca. 45% zutrifft [Met94]. Bei einem geladenen Zerfall gibt das Faserhodoskop zusammen mit dem ortsauflösenden Stopdetektor eine Information über die Richtung der Zerfallsteilchen des Λ und damit über den Λ -Zerfallsvertex.

Abbildung 3.7 stellt das Target in der Startdetektorregion dar.

Tabelle 3.1 faßt die Geometrie und die verwendeten Materialien des Startdetektors zusammen.

	Starttorte	Ringmikro- streifenzähler	Faserhodoskop
Material	NE104	Si	BCF12
Anzahl der Elemente	12 / 12	100	96 / 96
Dicke / [mm]	2×1.0	0.52	2×2.0
Massenbelegung / [g/cm ²]	0.206	0.122	0.412
Innenradius / [mm]	1	3.1	2
Außenradius / [mm]	76	31	95
z-Sollposition / [cm]	2.5	3.2	10

Tabelle 3.1: Technische Daten zum Erlanger Startdetektor

Der Quirldetektor

Der innere Teil der Endkappe wird von sogenannten Quirldetektor überdeckt (siehe Abbildung 3.8) [Dah94].

Es handelt sich dabei um ein dreilagiges Szintillator-Hodoskop, wobei in Flugrichtung der Teilchen aus gesehen die erste Lage keilförmig, die zweite und dritte Lage in Form von links-, bzw. rechtsgewundenen Archimedischen Spiralen segmentiert sind. Archimedische Spiralen werden durch die Funktion

$$r(\Phi) = \frac{r_{\max}}{\Phi_{\max}} \Phi$$

$$r_{\max} = 58\text{cm (Quirlaußendurchmesser)}$$

$$\Phi_{\max} = 180^\circ \text{ (maximaler Biegewinkel)}$$

dargestellt.

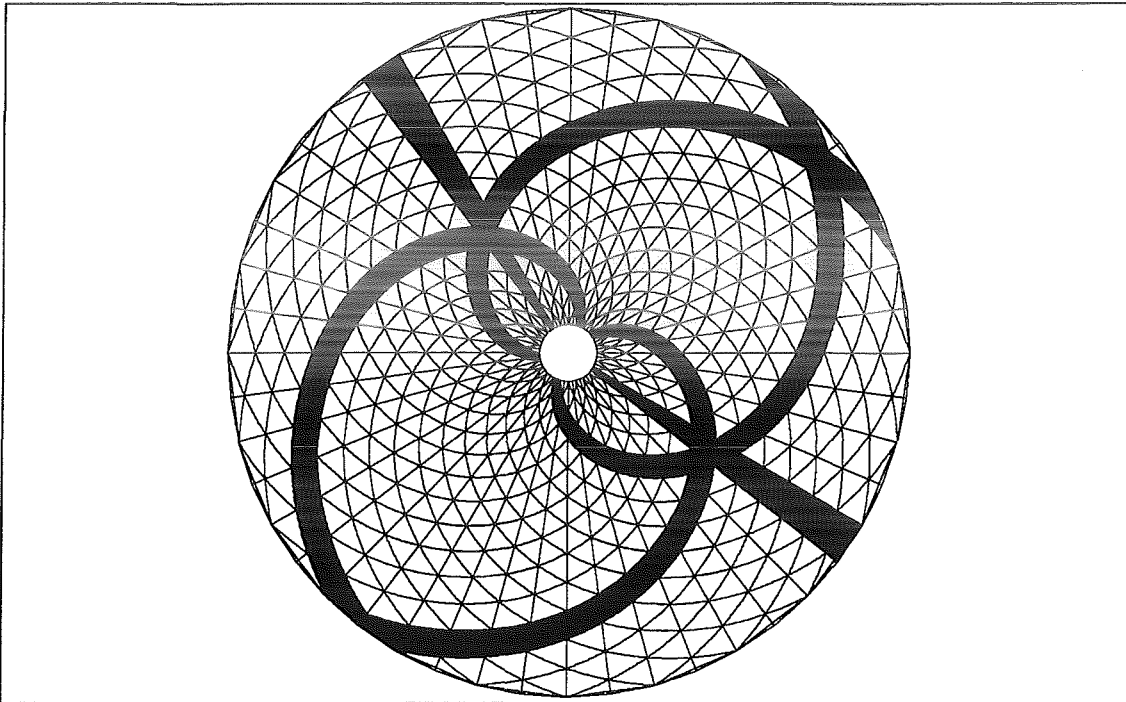


Abbildung 3.8: Der Quirldetektor

Auf diese Art erhält man einen axialsymmetrischen Detektor, bei dem jedes Detektorelement einer Lage den gleichen Raumwinkel überdeckt, was bei einer zentrischen Strahl-lage zu gleichen Totzeiteffekten in den Segmenten und damit zu einer Reduzierung systematischer Fehler führt. Die Segmente werden an ihrer Außenkante über Plexiglaslichtleiter und Photomultiplier ausgelesen. Sowohl die keilförmigen als auch die spiral-förmigen Segmente öffnen sich adiabatisch zur Lichtauslese hin. Dadurch wird eine Parallelisierung des im Szintillator entstandenen Lichtes und damit ein gutes Zeitverhal-ten des Detektors bewirkt.

Die keilförmige Lage ist 48-fach, die spiralförmigen Lagen je 24-fach segmentiert. In der Projektion der Lagen werden annähernd dreieckförmige Flächensegmente („Pixel“) gebildet, wobei zu jedem Pixel eindeutig ein Segment jeder Detektorlage gehört. Der Durchstoßort eines ionisierenden Teilchens durch den Detektor ist damit in der Genauigkeit der Pixelgröße unmittelbar aus der Nummernkombination der aktivierten Segmente ersichtlich.

Jedes detektierte Ereignis liefert darüber hinaus drei unabhängige TDC- und ADC-Informationen. Aus der TDC-Information wird zusammen mit der des Startdetektors eine β -Bestimmung des Teilchens möglich. Zusätzlich läßt sich aus dem ADC β über die Bethe-Bloch-Formel bestimmen. Bei kurzen Flugstrecken bis zu 1m sind beide Meßmethoden von vergleichbarer Qualität (siehe Abschnitt TDC/ADC-Kalibration).

Tabelle 3.2 stellt die technischen Daten des Quirldetektors zusammen.

Segmentierung	Quirldetektorlage	
	keilförmig	spiralförmig
Material	BC 404	
Dichte / [g/cm ³]	1.032	
Brechungsindex	1.58	
Dämpfungslänge /[cm]	125	
Anzahl der Elemente	48	24
Öffnungswinkel	7.5°	15°
Drehwinkel	/	180°
Dicke / [mm]	5	
Innenradius / [mm]	42	
Außenradius / [mm]	580	
z-Sollposition / [cm]	99	100/101

Tabelle 3.2: Technische Daten zum Quirldetektor

3.2 Die ersten Hyperonmessungen am TOF

Nachdem COSY für interne Experimente schon seit 1994 einen Teilchenstrahl mit Maximalenergie zur Verfügung stellt, ist im April 1995 erstmals ein Teilchenstrahl mit 2.75GeV/c Impuls extrahiert worden. Für die Hyperonmessung ist dieser Strahlimpuls gewählt worden, um einerseits über der Λ - und Σ^0 -Produktionsschwelle zu liegen und um andererseits Vergleichsmöglichkeiten mit einem anderen Experiment zu haben, da zu diesem Zeitpunkt der einzige exklusiv gemessene Datenpunkt im COSY-Energiebereich für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda$ bei diesem Strahlimpuls gemessen worden ist (eine weitere exklusive Messung 2MeV über der Produktionsschwelle gelang unlängst am Experiment COSY-11 [Bal96]).

In den Strahlzeiten im April und Juni 1995 sind identische Experimentaufbauten verwendet worden, die nachfolgend beschrieben werden.

Verwendete Detektorkonfiguration

Die modulare Bauweise des TOF-Spektrometers erlaubt die Variation des Abstandes zwischen Start- und Stopdetektor. Aus einem großen Abstand resultiert eine gute relative Flugzeit- und Winkelauflösung bei kleiner geometrischer Akzeptanz. Zusätzlich steigt bei der Hyperonmessung die Wahrscheinlichkeit, daß das Kaon und das Pion noch vor ihrer Detektion im Quirldetektor zerfallen. Im Abschnitt „Monte Carlo Tests“ wird dargestellt, daß bei dem gewählten Abstand von 1m zwischen Start- und Stopdetektor das Λ mit einer Wahrscheinlichkeit von 3.7% geladen zwischen der Starttorte und dem Hodoskop zerfällt und zusätzlich alle vier geladenen Teilchen eindeutig im Quirl detektiert werden können.

Mit einem maximalen Öffnungswinkel von 30° hat der Quirldetektor keine Akzeptanz mehr für die Detektion beider Protonen in der als Eichreaktion herangezogenen elastischen Streuung. Frühere Strahlzeiten haben jedoch gezeigt, daß die Analyse von Einspur-Ereignissen, bei denen eines von zwei Teilchen detektiert wird, möglich ist. Abbildung 3.9 stellt die im Experiment verwendete Detektorkonfiguration dar.

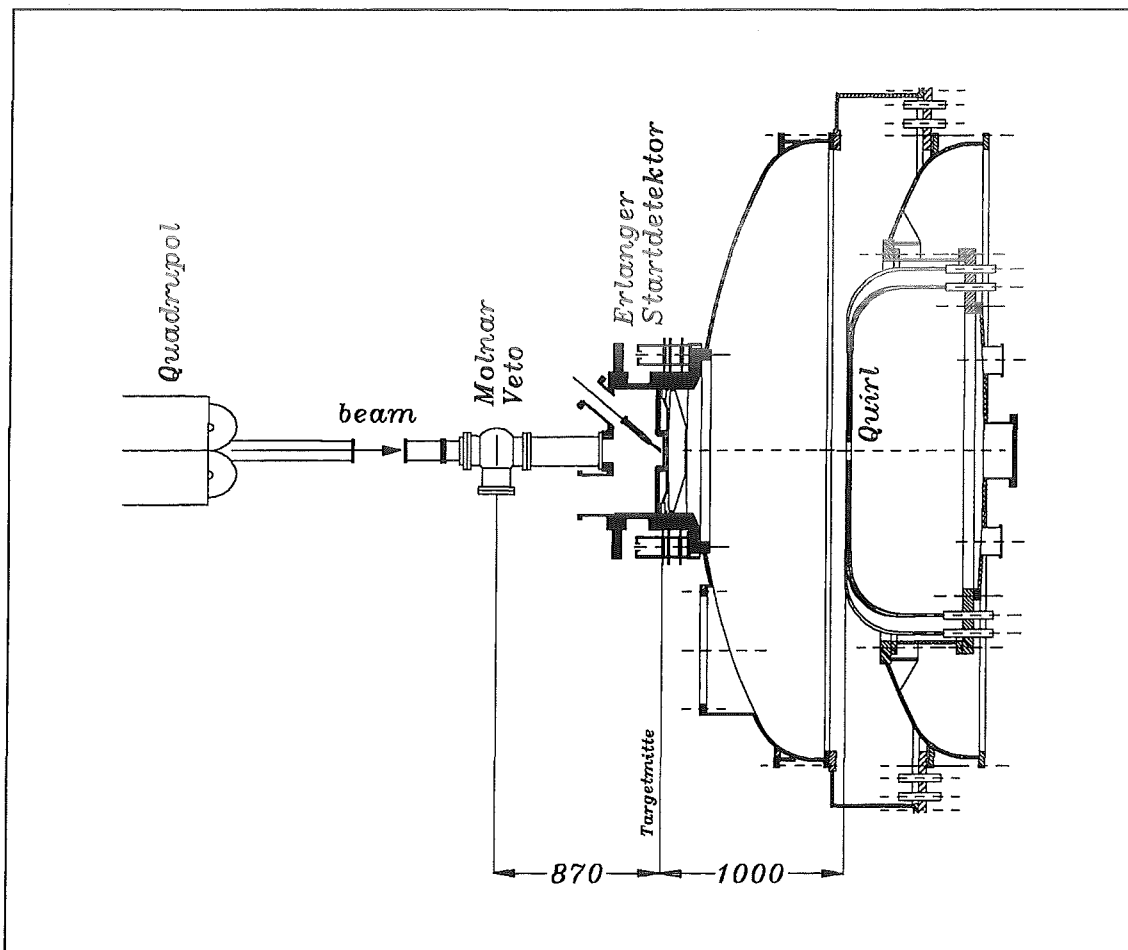


Abbildung 3.9: Das Detektorsetup der Strahlzeiten im April und Juni 1995

Als Target findet das bewährte Flüssig-Wasserstoff/Deuteriumtarget Verwendung. Die Foliendicke liegt aus Sicherheitsgründen mit $2\mu\text{m}$ über der Minimaldicke von $1.5\mu\text{m}$, da

die Verwendung mehrerer ortsempfindlicher Detektoren eine geometrische Rekonstruktion eines Events möglich erscheinen läßt und somit Untergrundreaktionen unterdrückt werden können.

Neben dem vollständigen Erlanger Startdetektorsystem ist für die Strahloptimierung und die Messung der Primärstrahlrate in einem Abstand von 1m hinter dem Quirldetektor ein weiteres Hodoskop (beam-Hodoskop) zentral zur Strahlachse installiert worden. Es besteht aus zwei Lagen mit je 16 szintillierenden Fasern in x- und y-Orientierung. Bei einer Faserndicke von 2mm ergibt sich somit eine effektive Fläche von $3.2 \cdot 3.2 \text{ cm}^2$.

Zusätzlich befanden sich in der Juni-Strahlzeit Szintillatorelemente für den Aufbau eines Energiekalorimeters [Sch95] und eines Neutronendetektors parasitär im Experimentaufbau.

Datennahme

Die Datennahme basiert auf dem an der GSI entwickelten TDAS-Softwarepaket, das von der Universität Bochum an das TOF-Experiment angepaßt worden ist [Bra91][Rin91]. Es ist auf einem VME/E6-Rechner installiert, der über einen VDB-bus sämtliche FASTBUS- und CAMAC-Module der Detektoren ausliest und auf einem EXABYTE 8500-Laufwerk archiviert. Ein kleiner Teil der Daten wird von der E6 zu einer IBM RS/6000-Workstation für die online-Kontrolle übertragen. Die Datennahme ist für die Aufnahme von ca. 1000Events/s am TOF ausgelegt worden.

Der Erlanger Startdetektor setzt sich aus 315 Detektorkanälen zusammen. Die 24 Starttortensegmente besitzen als zeitmessende Detektoren QDC- und TDC-Module, währenddessen die 99 Kanäle des Ring-Mikrostreifenzählers und die 192 Kanäle des Faserhodoskops über QDC-Module ausgelesen werden. Neben den 96 Quirlkanälen müssen für ein Event zusätzlich Veto-, strahldefinierende und parasitär messende Detektoren, insgesamt annähernd 500 Detektoren betrachtet werden, die QDC und/oder TDC-Module besitzen. Im Experiment werden FASTBUS TDC's 10C6 und QDC's 10C2 von Phillips Scientific verwendet, die 32 Kanäle mit 10bit Auflösung pro Modul besitzen. Der dynamische Bereich der TDC's beträgt 100ns, der der QDC's 256pC. Die TDC's des Erlanger Systems wurden in diesem Experiment im Gegensatz zu denen des Quirls im common-start-Modus betrieben.

Trigger

Das Ziel des Hardware-Triggers ist es, Untergrundreaktionen soweit wie möglich zu unterdrücken, ohne dabei interessante Reaktionen zu verlieren. Im folgenden wird das im TOF-Experiment verwendete Triggerkonzept dargestellt, das die in Tabelle 3.3 dargestellten Reaktionen selektiert. Die Miteinbeziehung der Σ^0 -Reaktion ist beabsichtigt. Erst in der offline-Auswertung sollte zwischen den beiden Reaktionen unterschieden werden.

Reaktion	Schwellenenergie $\sqrt{s}$ / GeV	Strahlimpuls / GeV/c
$p p \rightarrow p K^+ \Lambda$	2.548	2.339
$p p \rightarrow p K^+ \Sigma^0$	2.624	2.566

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis $\Gamma_i / \Gamma_{\text{tot}}$	Lebensdauer τ / s	Zerfallslänge $c\tau$ / cm
$\Lambda \rightarrow p \pi^-$ $n \pi^0$	63.9% 35.8%	$2.63 \cdot 10^{-10}$	7.9
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ $\pi^+ \pi^0$	63.5% 21.2%	$1.24 \cdot 10^{-8}$	372
$\pi^- \rightarrow \mu^- \nu$	100%	$2.60 \cdot 10^{-8}$	780
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$	100%	$7.4 \cdot 10^{-20}$	$2 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 3.3: Physikalische Parameter der Produktions- und Zerfallsreaktionen

Aufgrund der kleinen Targetdimensionen können Detektoren sehr nahe an den Reaktionsort herangeführt werden, sodaß sich ein sehr effizienter Trigger realisieren läßt, der auf Ladungszuwachs sensitiv ist.

Die Multiplizität M der geladenen Spuren in den verschiedenen Detektorlagen wird gemessen, indem man die Stromsummenausgänge der Diskriminatoren einer Lage verbindet. An 50Ω erhält man dadurch eine Spannung von 100mV pro aktivem Detektorsegment. In einem nachfolgenden Diskriminator kann somit schwellenabhängig die Multiplizität einer Detektorlage ermitteln werden.

Um den Einfluß von Detektorineffizienzen klein und die Elektronik überschaubar zu halten, bilden die Starttorte und der Quirldetektor allein den Hardwaretrigger. Für ein „ideales“ $pK\Lambda$ -Event, bei dem das Λ geladen zwischen Starttorte und Hodoskop zerfällt und bei dem sämtliche geladenen Teilchen in Starttorte und Quirl detektiert werden, erwartet man zwei Treffer in der Starttorte und vier Treffer im Quirl. Die Trefferzahl in den Detektoren kann durch verschiedene Effekte verändert werden.

Eine Verringerung der Trefferzahl wird bewirkt durch:

- Akzeptanzlimiten der Detektoren: die Teilchen können außen am Detektor vorbei, bzw. durch sein Primärstrahlloch fliegen. Bei 2.75GeV Strahlimpuls ergeben sich für das primäre Proton ein maximaler Streuwinkel von 25° und 40° für das K^+ . Das Proton und 99% der Pionen aus dem Λ -Zerfall haben maximale Streuwinkel von 27° , bzw. 83° . Daher ist es nur den Pionen und den Kaonen kinematisch möglich, außen am Quirl vorbeizufiegen. Für das primäre Proton entstehen die Akzeptanzverluste im wesentlichen durch die Primärstrahllöcher der Detektoren, deren minimaler Öffnungswinkel 2.4° beträgt.
- den Sekundärzerfall von Kaon und Pion: zerfallen die Teilchen vor dem Quirl, ändern sich die kinematischen Verhältnisse und somit die Grenzwinkel der Teilchen.
- Doppeltreffer: gerade bei der relativ grob granulierten Starttorte ist es möglich, daß Proton und Kaon durch dasselbe Starttortensegment fliegen und so als ein Treffer gezählt werden.

- Teilchenabstopfung in den Detektoren: die geladenen Teilchen deponieren beim Durchtritt durch die Detektoren Energie, die so groß sein kann, daß die Teilchen steckenbleiben. Zerfällt das Λ vor dem Faserhodoskop, muß das Pion mindestens 71 MeV/c Longitudinalimpuls haben, um 14 mm Szintillatormaterial durchdringen und somit die dritte Quirlage erreichen zu können. Dies verdeutlicht die Wichtigkeit des Konzeptes der „masselosen Detektoren“, denn jeder zusätzlich eingebrachter Detektor verliert trotz prinzipiellem Informationsgewinn seine Daseinsberechtigung, wenn durch seine Anwesenheit die Teilchendetektion unmöglich wird.
- Detektorineffizienzen: durch den starken Vorwärtsboost der Reaktion erhält man zwar trotz kleiner geometrischer Detektorakzeptanz eine hohe mittlere Wahrscheinlichkeit für die Teilchendetektion. Über die Detektoreffizienz rund um das Primärstrahlloch, wo das Verhältnis der Spaltbreite zwischen den Segmenten und der aktiven Segmentlänge am ungünstigsten ist und zusätzlich das Szintillatormaterial unter der mechanischen Bearbeitung gelitten haben kann, muß eher spekuliert werden.

Im Gegensatz dazu kann die Trefferzahl erhöht werden durch:

- δ -Elektronen: gerade die Multiplizität der Starttorte kann durch δ -Elektronen erhöht werden. Die reichlich zwischen Target und Quirl vorhandene Materie hat hier den ausnahmsweise positiv zu wertenden Effekt, daß δ -Elektronen für den Quirl keine Rolle spielen.
- einen schrägen Teilchendurchgang, bei dem zwei benachbarte Segmente einer Detektorlage dasselbe Teilchen detektieren.

Als Kompromißlösung wurden für den p Λ -Trigger folgende Multiplizitäten gefordert:

- $M_1 \geq 1 \wedge M_2 \geq 2$ in den beiden Lagen der Starttorte; dabei ist es egal, welche Lage eines und welche zwei Teilchen detektiert hat;
- $M \geq 3$ in mindestens zwei der drei Quirlagen.

Darüber hinaus waren sowohl der Molnar-Zähler als auch das beam-Hodoskop als Veto im Trigger integriert.

Für die mit dem Faktor $2^5 \cdot 2^8$ untersetzte elastische Eichmessung galten folgende Multiplizitäten:

- $M \geq 2$ in beiden Lagen der Starttorte;
- $M \geq 1$ in den drei Quirlagen.

Desweiteren waren Trigger für die Kalorimetermodule und den Neutronendetektor realisiert, die jedoch hier nicht weiter betrachtet werden.

Strahlqualität

Die „steerer“-Magnete in der TOF-Extraktionsbeamline erlauben das horizontale und vertikale Verfahren des Teilchenstrahles („beam-Wedeln“). Die Strahloptimierung zielt darauf ab, möglichst viele Protonen durch die zentralen Öffnungen der Vetodetektoren auf das hinter dem Quirl positionierte beam-Hodoskop zu lenken (zuvor wird durch scannen über den kleinen Vetodetektor sichergestellt, daß an ihm nicht vorbeigeschossen

wird). Beam- und Faserhodoskop helfen, den Fokus des Strahls in die Nähe des Targets zu legen.

Bei optimaler Strahleinstellung konnten etwa 62% des im beam-Hodoskop detektierten Primärstrahls durch das Loch des kleinen Vetos gefädelt werden. Das ganze Vetosystem detektierte 50% des Primärstrahls. Die Breite des Strahls betrug in einem Abstand von 2m hinter dem Target 2cm in x- und 2.4cm in y-Richtung (FWHM).

Bei einer Wiederholzeit von etwa 16s betrug die Spilldauer nur 400ms. Dieser extrem schlechte duty-cycle hatte folgende Konsequenzen:

- das beam-Hodoskop war neben der Strahljustierung für die Messung der Strahlintensität vorgesehen. Die hohe Intensität während des Spills führte zu Totzeiteffekten in der Hodoskopelektronik, sodaß die über die Strahlzeit angezeigten $5 \cdot 10^5$ und 10^6 Protonen/Spill als untere Schranke für die Luminositätsbetrachtung zu werten sind.
- pro Spill konnten etwa 110 - 150 pKA- und 20 elastische Trigger auf Band archiviert werden. Bei dieser Eventrate betrug die Totzeit der Datennahme 50%.

Die archivierte Meßzeit betrug insgesamt 92h, in denen $8.5 \cdot 10^9$ Protonen vom Beam-Hodoskop detektiert wurden. Von dieser Meßzeit müssen etwa 15h, die für die Einstellung der Elektronik und die Strahlentwicklung verwendet wurde, abgezogen werden. In der verbleibenden Zeit wurden 720000 pKA-Trigger archiviert.

4 Auswertung

4.1 Die Software

Mit dem Beginn der TOF-Experimente im Mai 1994 begann der Entwurf von Software zur Datenauswertung. Der Entwurf verlief zunächst zweigleisig und wurde einerseits in FORTRAN [Dah95] und andererseits in C++ realisiert. Durch die gegenseitig Überprüfung war eine rasche Erkennung und Beseitigung von Fehlern in der Basissoftware möglich.

Die in dieser Arbeit verwendete C++-Software stützt sich auf eine Programmbibliothek, die im wesentlichen von Dr. R. Geyer im IKP des FZ Jülich entwickelt worden ist. Die Modularität von C++ macht es einfach, gewünschte Module auszuwählen und nach eigenen Bedürfnissen abzuändern, ohne daß Änderungen am getesteten Hauptprogramm nötig wären, was insgesamt zur wiederverwertbaren und damit schnelleren und fehlerfreieren Programmierung beiträgt.

Die Programmiersprache C++

Die Programmiersprache C stellt eine moderne Hochsprache dar, die heute aufgrund ihrer Flexibilität, Effektivität und Portabilität auf fast ausnahmslos allen Computern implementiert ist. Durch die Möglichkeit einer maschinennahen Programmierung bei hoher Laufzeiteffizienz liegt ihre besondere Bedeutung in der Systemprogrammierung begründet. Durch die Einführung der grundlegenden Konzepte der objektorientierten Programmierung ist C++ aufbauend auf C entwickelt worden. Erste Arbeiten an „C mit Klassen“ von Bjarne Stroustrup bei AT&T erfolgten 1980 im Zusammenhang mit der Lösung von Simulationsaufgaben [Str82]. Ab 1983 begannen bei den Bell Telephone Laboratories die Arbeiten zu einer erweiterten Programmiersprache [Str84], der man in Anlehnung an den Inkrementierungs-Operator von C den Namen C++ gab. Zur Schaffung eines Standards wurde 1989 ein ANSI-Komitee gegründet, deren Arbeiten zur Zeit noch nicht abgeschlossen ist.

Die wichtigsten Ziele bei der Entwicklung der Sprachversion C++ sind:

- Datenabstraktion;
- objektorientierte Programmierung;
- optimale Unterstützung von Bibliotheken;
- Komposition von Programmen aus separat entwickelten Modulen;
- Portabilität von C++-Implementationen.

Bei der objektorientierten Programmierung wird eine Programmstruktur aus Objekten aufgebaut. Ein Objekt entspricht einer Variablen, die Klasse ist der benutzerdefinierte Datentyp eines Objektes. Ein Objekt besteht aus Daten und Algorithmen, mit denen die Daten bearbeitet werden. Die objektinternen Daten- und Algorithmenstrukturen ergänzen einander: die Algorithmen dienen dem Zugriff und der Verarbeitung der objektinternen Daten (data encapsulation). Objekte unterstützen die Datenabstraktion, indem interne Details nach außen hin verborgen werden (data hiding). Auf interne Daten wird nur über vereinbarte Operationen zugegriffen, sodaß unerwünschte Seiteneffekte und unzulässige Zugriffe auf Objektelemente verhindert werden. Die in einer Klasse verfügbaren Algorithmen werden über Funktionen aufgerufen (member function). Konstruktoren dienen zur Initialisierung von Datenelementen bei Objekten, mit Destruktoren wird der durch Objekte belegte Speicher wieder zurückgegeben.

Durch Vererbung (inheritance) wird eine neue Klasse von einer Basisklasse abgeleitet, wobei die abgeleitete Klasse die Eigenschaften der Basisklasse erbt und zusätzliche Eigenschaften aufweist, bzw. Eigenschaften der Basisklasse abändert. Man unterscheidet einfache und mehrfache Vererbung, bei der eine abgeleitete Klasse die Eigenschaften von mehreren Basisklassen erbt.

In C++ können verschiedene Funktionen den gleichen Funktionsnamen tragen (function overloading), sie werden nach Zahl und Datentyp der Funktionsparameter voneinander unterschieden. Die Namen von Operatoren werden überladen (operator overloading), wenn vor- oder benutzerdefinierten Operatoren unterschiedliche Operationen zugeordnet werden.

Polymorphismus liegt vor, wenn ein einziger Funktionsname für die Verarbeitung unterschiedlicher Datentypen verwendet wird, z.B. ein Funktionsname für die Sortierung von Zahlen und Buchstaben. Polymorphismus setzt eine Klassenhierarchie voraus und wird über virtuelle Funktionen realisiert.

Objekt-Orientierung in der Modellierung von TOF

Als eines der Grundbausteine von TOF (wie auch von jedem anderem teilchenphysikalischen Experiment) läßt sich das Objekt *Detector* angeben (die in C++ modellierten Objekte sind in der nachfolgenden Beschreibung der Auswertesoftware kursiv gedruckt). Ein Detektor setzt sich aus beliebig geformten *Detectorsegmenten* zusammen, denen z.B. ihr Ort im Raum und ihre Form zugeordnet ist. Als Ausprägung (abgeleitete Klasse) des Objektes *Detector* lassen sich beim TOF neben torten- und spiralförmigen Detektoren (*Torte*, *Spiralen*) solche mit Ringen (*RingUstr*) und Balken finden (*Faserhodo*). Ihre entsprechend geformten Detektorsegmente sind abgeleitete Klassen von *Detectorsegment*. Durch die beliebige Orientierung und Größe der Segmente im Raum läßt sich der Rossendorfer Startdetektor und die Erlanger Starttorten mit denselben *Torten* modellieren wie die gerade Quirlage. Die Universalität dieser Formulierung wird im Vergleich zwischen dem Rossendorfer Barrelsystem und dem Erlanger Faserhodoskop offensichtlich, die vollständig gleich zu modellieren wären, einzig die Dimension und Orientierung der Segmente sind verschieden. Der beständig wachsenden Detektorenform kann einfach durch eine neue Ableitung von *Detector* und *Detectorsegment* Rechnung getragen werden, ohne daß andere Programmstrukturen verändert werden müßten.

Ein in allen TOF-Experimenten eingesetzter Teil ist der Stopdetektor (Quirl- und Ringdetektor unterscheiden sich einzig in Segmentanzahl und Dimension), der durch

seine *Pixel* (die gesamte Pixelmenge eines Events wird in *Pixels* zusammengefaßt) sowohl Orts- als auch Zeit- und Energieverlustinformation liefert. Einem einmal berechneten *Pixel* sind eindeutig drei *Pixelelemente* (Detektorsegmente) zugeordnet, dem Objekt *Pixel* kann folglich nach seiner Berechnung anhand der Kalibrationsparameter der beteiligten Detektorsegmente und seiner geometrischen Lage im Raum korrigierte ADC- und TDC-Werte zugeordnet werden.

Das TOF-Konzept beruht auf dem *Spur*-Konzept und führt damit zum nächsten grundlegenden Objekt: ein punktförmiges Target definiert zusammen mit den *Pixeln* im Quirl eine *Spuren*-Schar geladener Teilchen (wie beim Sekundärzerfall des Λ muß die Teilchenspur nicht unbedingt aus dem Target stammen). Ausgehend von der Pixelmenge im Quirl muß an dieser Stelle bestimmt werden, welche der getroffenen Segmente anderer Detektoren der Spur zugeordnet werden kann. Einer *Spur* wird daher nicht nur ihre Richtung und die auf ihr liegenden Detektorsegmente (incl. der entsprechenden Ortsauflösung, bzw. „Trefferqualität“) zugewiesen, sondern ganz natürlich auch physikalische Kenngrößen: im Falle einer physikalisch möglichen TDC-Differenz wird zusammen mit der ermittelten Flugstrecke zwischen Start- und Stopdetektor β und unter der Annahme einer Massenhypothese der Vierervektor des Teilchens ermittelt, das die Spur verursacht hat. Die Möglichkeit des für Physiker „normalen“ Rechnens mit Dreier- und Vierervektoren (*V3D*, *vVector*) inklusive der Lösung von Problemen aus der Linearen Algebra (z.B. Matrixinversion, Schnittpunktberechnung von Gerade und Ebene) sei als Standardbeispiel für C++-Objekte hier nur am Rande erwähnt.

Nachdem die Spuren eines Ereignisses definiert worden sind, beginnt die kinematische Analyse der Reaktion. Objekte wie *Invariant*, welches nach der Definition der Teilchenmassen und ihren Richtungsvektoren sämtliche für eine Zwei-Teilchen-Reaktion relevanten kinematischen Größen zur Verfügung stellt oder *pKLambda* (Input: Richtungsvektoren von p , K , Λ , p und π ; Output: sämtliche CMS- und Labor-Vierervektoren) verschieben die Sicht auf die kinematische Analyse von der Programmierung weg zur simplen Anwendung. Der Vorteil der Modularisierung: nach dem Test der meist nur wenige kByte großen Module braucht man sich um die Fehlerfreiheit der zu errechnenden Kinematik nie wieder Gedanken zu machen.

Die Ausgabemöglichkeiten sind vielfältig: zum einen können die Daten in ASCII-Format entsprechend der Detektordefinitionstabellen auf Platte oder Magnetband geschrieben werden, zum anderen existiert eine Schnittstelle von C++ nach HBOOK, sodaß beliebige Histogramme und n-Tuple zur Weiterverarbeitung in PAW definiert und gefüllt werden können.

Ein schönes Beispiel der Datenabstraktion zeigt sich in der dritten Möglichkeit der Ausgabe, dem Eventdisplay (Beispiele dazu finden sich im Kapitel „Diskussion der Ergebnisse“ und im Anhang 1). Mit der Programmierung einer Schnittstelle zum Grafikpaket HIGZ [Hig94] ist es möglich, Punkte und Linien räumlich zu transformieren und dann entweder auf den Bildschirm oder in ein Postscript-file zu plotten. Dabei ist es gleichgültig, woher die Punkte kommen und was sie darstellen: geplottet wird also beispielsweise nicht ein tortenförmiges Segment, sondern nur eine Punktmenge, die das Objekt *Tortensegment* zur Verfügung stellt und die miteinander verbunden das entsprechende Detektorsegment darstellen. Das Problem der visuellen Darstellung wird so weg von der Graphikroutine zur Detektordefinition hin verlagert, denn das Objekt *Detektorsegment* muß z.B. für die Ermittlung eines eventuellen Treffers einer Teilchenspur seine äußeren Begrenzungen „kennen“. Dadurch ist es möglich, einerseits die anspruchsvollen Graphikroutinen übersichtlich und für zukünftige Entwicklungen offen zu halten.

Andererseits ist es einfach, für eine neu entwickelte Detektorform eine visuelle Darstellung zu erhalten.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß durch die Erstellung der Auswerte-Software in C++

- die Programmierung suggestiv und näher an der physikalischen Realität geworden ist;
- eine Modularisierung möglich wird, die das Programmieren schneller, wiederverwendbarer und daher weitaus fehlerfreier werden läßt;
- eine programmiertechnische Bewältigung des sich kontinuierlich entwickelnden Detektors samt seiner Auswertung möglich scheint;
- das Programmpacket so flexibel gehalten ist, daß es auch für andere COSY-Experimente brauchbar wäre.

4.2 Detektorkalibration

Die Detektorkalibration in Flugzeit und Energieverlust der geladenen Teilchen erfolgt mit Programmen, die unabhängig von der im weiteren Verlauf der Arbeit beschriebenen Eventsuche ist. Die Reduktionskriterien gestalten sich hier gänzlich anders.

Die Kalibration erfolgt in drei Schritten:

1. Der Quirldetektor wird in situ zeitkalibriert: tritt ein Teilchen durch die drei Lagen des Quirls, so sind nach dieser Kalibration die drei entsprechenden TDC-Werte der Quirlsegmente im Rahmen der Meßauflösung gleich.
2. Durch die Hinzunahme der Starttorten wird der TOF-Detektor in der Flugzeit absolut kalibriert: aus der TDC-Differenz zwischen Starttorten und Quirlsegmenten ergibt sich nach dieser Kalibration die Flugzeit der Teilchen in Einheiten von 100ps.
3. Anhand der per Flugzeitmessung ermittelten β -Werte wird der Quirl ADC-geeicht: die korrigierten ADC-Werte der Quirlsegmente geben künftig den Energieverlust der Teilchen in Einheiten von MeV an.

Im Juni 1995 stellte der Tofdetektor ein Flugzeitspektrometer mit Flugstrecken zwischen 100cm und 115cm je nach Flugrichtung der Teilchen dar. Neben dem Quirldetektor wurden auch die Starttorten über TDC-Module ausgelesen. In den folgenden Abschnitten wird die interne TDC-Kalibration des Quirls und die Kalibration der Starttorten relativ zum Quirl beschrieben. Aus beiden TDC-Werten läßt sich nach erfolgter Kalibration unter Einbeziehung des Flugweges das β der detektierten Teilchen berechnen.

Quirlinterne TDC-Kalibration

In Jülich ist ein Verfahren entwickelt worden [Gey95], das eine in situ Kalibration des Quirls mit Rohdaten ermöglicht.

Grundgedanke dabei ist, daß das im Szintillator erzeugte Licht beim Teilchendurchtritt in allen drei Segmenten, die durch ihre geometrische Lage zueinander das Pixel definieren, gleichzeitig erzeugt wird. Das Verfahren ist eingehend in [Dah95] beschrieben und liefert neben den offsets aller Detektorsegmente auch die radiale Korrektur der gebogenen in Hinblick auf die geraden Segmente.

Ein TDC-Wert eines Quirlsegmentes wird in zwei Stufen korrigiert:

1. Inhärente TDC-Korrektur für jedes Detektorsegment

$$\text{TDC}^* = (\text{TDC}_{\text{gemessen}} - \text{offset}) / \text{factor}$$

Sobald ein TDC-Wert eines Detektorsegmentes gelesen wird, kann, da der offset und Linearität der TDC-Skala des Segmentes bekannt ist, der TDC-Wert direkt korrigiert werden (für den Quirldetektor ist factor = 1 gesetzt worden). Alle weiteren Berechnungen erfolgen nur noch mit dem TDC^* -Wert.

2. Ortsabhängige TDC-Korrektur

Ist bei einem Event durch die Überlagerung der Segmente der einzelnen Lagen ein Pixel gefunden, wird eine ortsabhängige Korrektur nach dem Schema

$$\text{FTDC}_{\text{gerade}} = \text{TDC}^* + \text{Radialkor}1(\Theta) + \text{Lichtleitweg}(\Theta)$$

$$\text{FTDC}_{\text{gewunden}} = \text{TDC}^* + \text{Radialkor}1(\Theta) + \text{Radialkor}2(\Theta) + \text{Lichtleitweg}(\Theta)$$

durchgeführt.

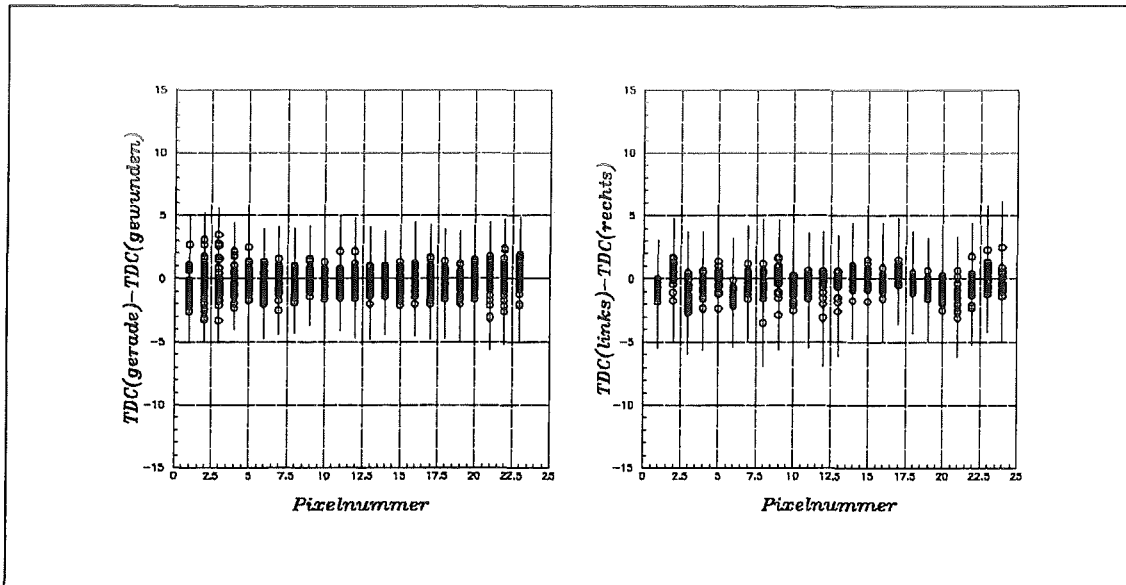


Abbildung 4.1: TDC-Verhalten der geraden und gewundenen Quirlsegmente nach der Kalibration; TDC in Einheiten von [100ps]

Mit $\text{Radialkor}1(\Theta)$ sind 24 Θ -abhängige Kalibrationsparameter bezeichnet, die für alle 96 Detektorkomponenten gelten und die erst in der Absolutkalibration der Startorten relativ zum Quirl bestimmt werden können. Zum Zeitpunkt der Quirl-internen Kalibration sind diese Parameter identisch null.

Gewundene und gerade Quirlsegmente unterscheiden sich Θ -abhängig von ihrem Lichtsammelverhalten. Radialkor2(Θ) bezeichnet 24 Kalibrationsparameter, die das Lichtsammelverhalten der gewundenen an das der geraden Segmente angleicht.

Lichtleitweg(Θ) bezieht sich auf alle Detektorsegmente gleichermaßen, da der Angleich Gewunden $\rightarrow$ Gerade bereits durch Radialkor2(Θ) stattgefunden hat.

Dem Objekt „Pixel“ ist ein FTDC-Wert zugeordnet, da durch seine Definition seine geometrische Lage und die Detektorelemente, die es bilden, bekannt sind. Gleichzeitig für ein Pixel heißt also

$$\text{FTDC}_{\text{gerade}} = \text{FTDC}_{\text{linksgewunden}} = \text{FTDC}_{\text{rechtsgewunden}}.$$

Die TDC-Kalibrationsroutine legt für jedes Pixel, das bei einem Event von einem Teilchen getroffen wird, zwei Histogramme an, in das die TDC-Differenz zwischen rechtem und linkem, bzw. zwischen geradem und dem gemittelten TDC-Wert der gewundenen Detektorelemente eingetragen wird. Aus der TDC-Differenz der gewundenen Segmente ergeben sich aufgrund der ähnlichen Lichtlaufwege deren offsets direkt. Die TDC-Differenz zwischen geraden und gewundenen Segmenten liefert die offsets der geraden Elemente und die 24 Radialkor2(Θ)-Parameter.

Die quirlinterne TDC-Kalibration wurde für sämtliche große Runs der Strahlzeit durchgeführt. Abbildung 4.1 zeigt das Verhalten der kalibrierten TDC-Werte des Quirls exemplarisch für Run1169 mit 130000 Events. Dargestellt sind die Histogramm-Schwerpunkte der kalibrierten TDC-Differenzen zwischen linken und rechten, bzw. zwischen geraden und den gemittelten TDC-Werten der gewundenen Elemente über die Pixelnummer, die eindeutig mit Θ korreliert ist. Da jedes Detektorelement wegen der zentralen Aussparung für den Primärstrahl nur 23 andere Elemente schneidet, hat jedes Element 23 Einträge in den Diagrammen. Pixel 1 ist das äußerste, Pixel 23 das innerste Quirlpixel. Das 24. Pixel ergibt sich aus Koinzidenzen zwischen Segmenten, die keinen geometrischen Überlapp haben. Die vertikalen Balken stellen Überlagerungen der Histogrammbreiten in σ dar.

Abbildung 4.2 stellt die Radialkorrektur der gebogenen in Hinblick auf die geraden Segmente dar. Aufgrund der parallelisierenden Eigenschaften der Archimedischen Spiralen tritt der Fall ein, daß Photonen von einem weiter entfernten Ort im Szintillator eher am Photomultilier ankommen als von einem näher gelegenen (Pixel 23 im Vergleich zu Pixel 17). Dieses Verhalten ist eingehend in [Dah95] dargestellt. Die Form der Radialkorrektur ist in Einklang mit anderen TOF-Experimenten [Gey95].

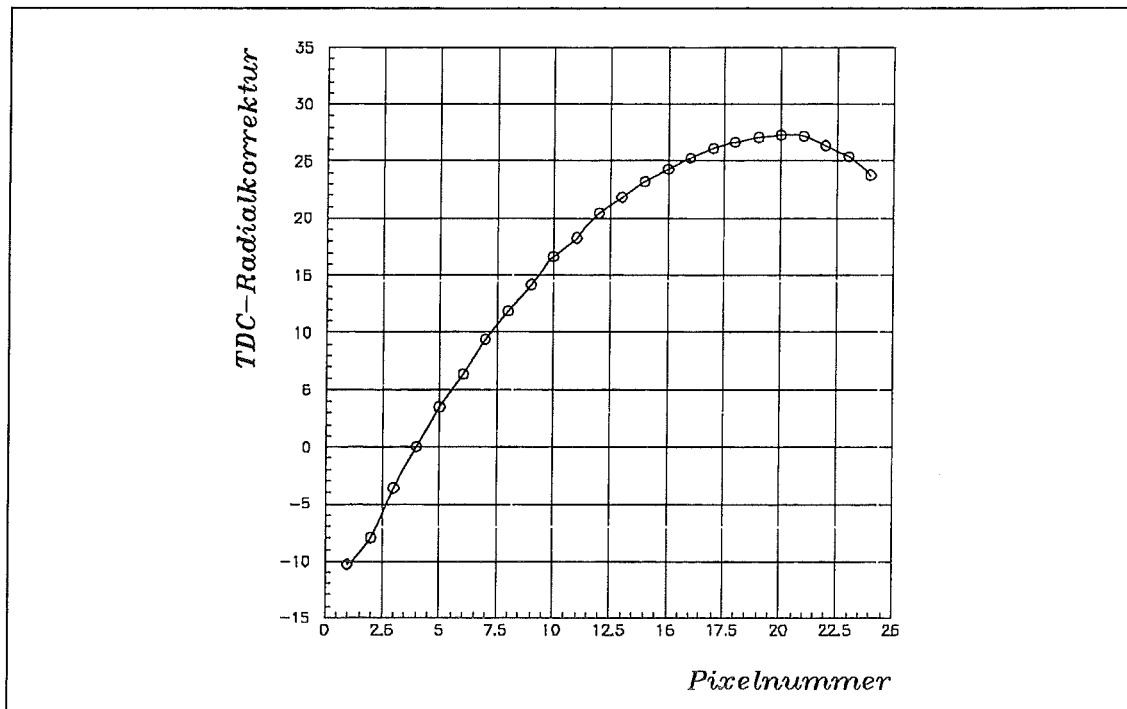


Abbildung 4.2: TDC-Radial-Korrektur der Quirls; TDC in Einheiten von [100ps]

Gegenüber anderen Detektoren mit TDC-Informationen wirkt der Quirl nach der Kalibration wie eine zeitliche „Wand“, auf die die anderen Detektoren zeitlich passend geschoben werden müssen.

Absolutkalibration der Flugzeitmessung

Nach der quirlinternen TDC-Kalibration erfolgt der zeitliche Abgleich der Starttorten in bezug auf den Quirl. Dafür wird üblicherweise eine Zwei-Teilchen-Reaktion verwendet, da hierbei durch die Messung des Streuwinkels von einem der beiden Teilchen die Reaktion kinematisch vollständig bestimmt ist. In der Juni'95-Strahlzeit ist zu diesem Zweck ein untergesetzter „elastischer Trigger“ auf Band archiviert worden, bei dem mindestens zwei Treffer in der Starttorte koinzident zu einem Treffer in jeder Quirlage gefordert worden sind.

Abbildung 4.3 zeigt die kinematischen Verhältnisse der elastischen Streuung und die Detektorakzeptanzen von Starttorte und Quirl bei 2.75 GeV/c Strahlimpuls. Der transversale Impuls der Protonen ist gegen ihren Longitudinalimpuls aufgetragen. Von den zwei Protonen kann immer nur eines im Quirl detektiert werden, wohingegen beide Protonen bis zu einem Θ -Winkel von 72° die Starttorte treffen. Die Vektoraddition der Impulse beider elastisch gestreuten Protonen muß den Strahlimpuls von 2.75 GeV/c ergeben. Exemplarisch sind in Abbildung 4.3 zwei mögliche Protonenimpulse eingetragen, wobei das eine Proton unter 30° gerade noch im Quirl detektiert werden kann.

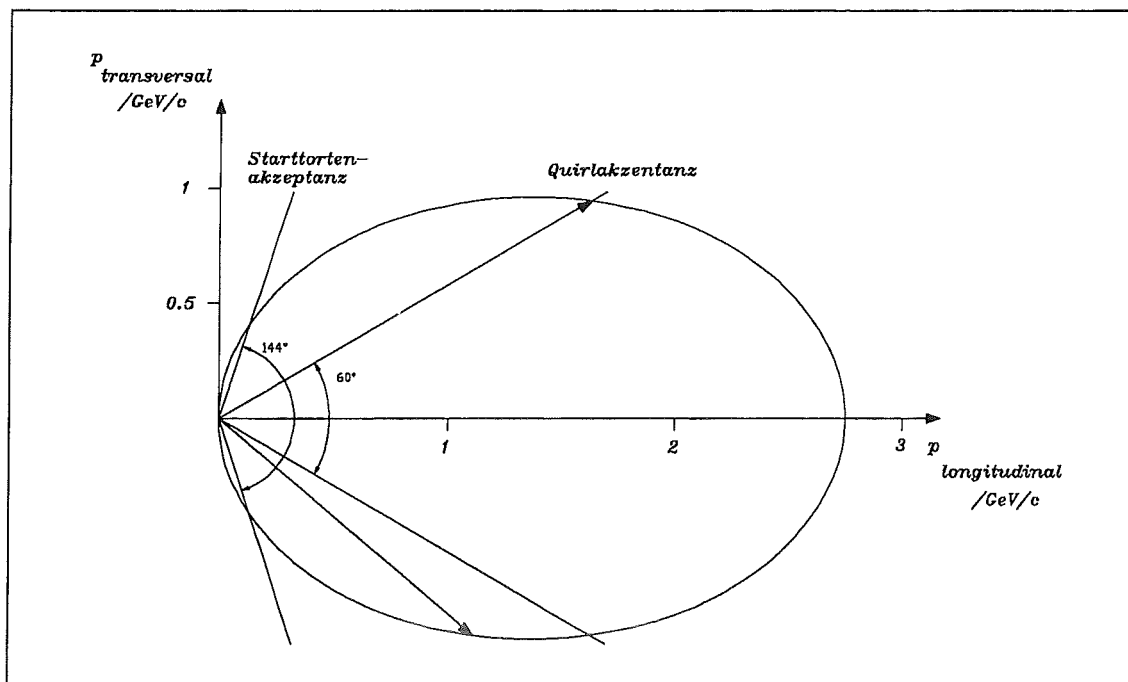


Abbildung 4.3: Kinematik der elastischen Streuung bei 2.75 GeV/c

Insgesamt sind 79000 Events der unter dem elastischen Triggerbit eingelaufenen Ereignisse untersucht worden. Vorreduktionskriterien für die elastische Streuung waren

1. $(\#(\text{gerade Quirlsegmente}) \geq 1 \wedge \#(\text{gerade Quirlsegmente}) < 3)$
2. $\#(\text{Segmente Starttortenlage 1}) = 2 \wedge \#(\text{Segmente Starttortenlage 2}) = 2$
3. $\#(\text{Spuren mit mindestens einem Starttortensegment}) = 1.$

21300 Ereignisse erfüllten diese Reduktionskriterien.

Zwei-Teilchen-Reaktionen sind koplanar mit dem Strahlimpuls. Die Forderung $\Delta\Phi = 180^\circ$ in den Starttorten stellt somit ein starkes Reduktionskriterium für elastische Streuung dar. Abbildung 4.4 stellt die Differenz der getroffenen Starttortennummern und somit $\Delta\Phi$ für die vorreduzierten Daten dar. Bei 12 Segmenten pro Tortonlage entspricht der Peak bei sechs gerade $\Delta\Phi = 180^\circ$.

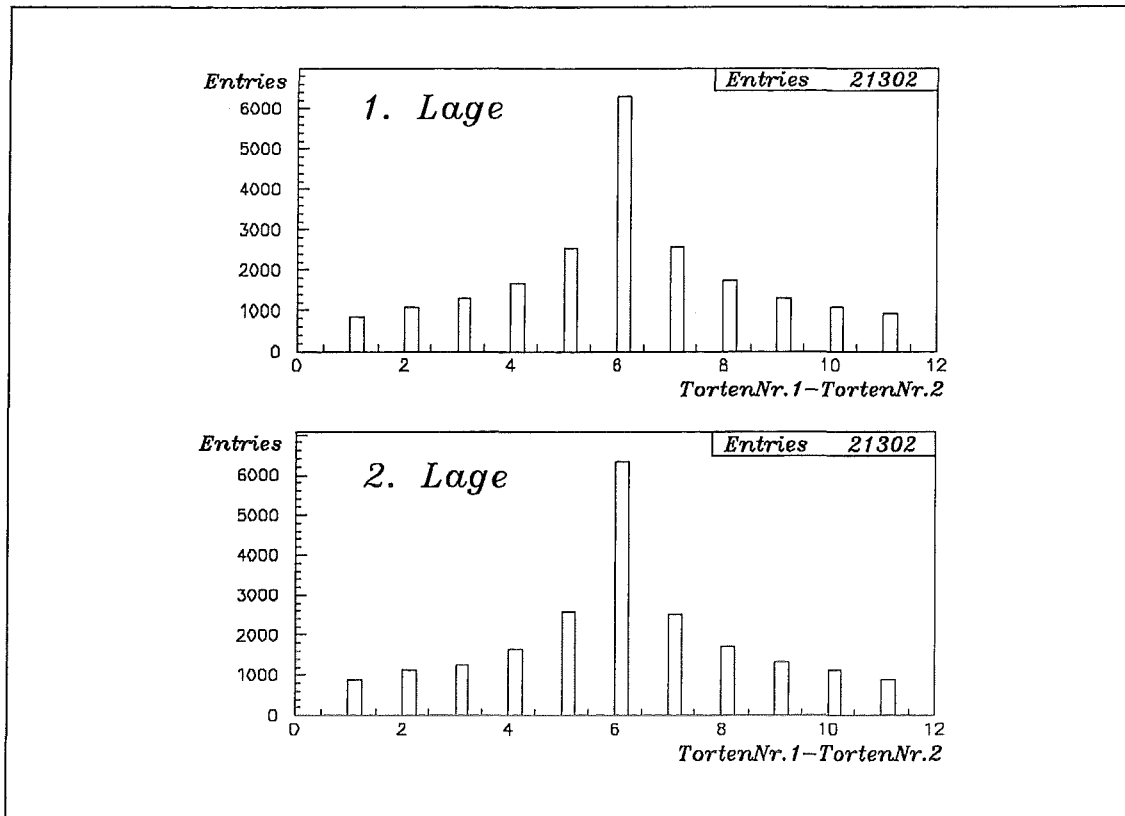


Abbildung 4.4: $\Delta\Phi$ -Verteilung der unter dem elastischen Trigger eingelaufenen Ereignisse

Es sind zwei Wege für den zeitlichen Abgleich der Starttorten in bezug auf den Quirl möglich:

1. Ähnlich wie bei der Quirl-internen Kalibration kann eine Gleichzeitigkeitsforderung für die Lichterzeugung in den hintereinanderliegenden Starttortenelementen aufgestellt werden, wenn ein Teilchen durch beide Segmente hindurchtritt. Die offsets der Starttortensegmente ergeben sich, indem man den offset eines beliebigen ersten Elementes offenläßt, entlang eines Kreises jedes Element betrachtet und die Gleichzeitigkeit für sich geometrisch überlappende Elemente erfüllt. Der offset des ersten Elementes dient dann dazu, die in sich kalibrierte Starttorte relativ zum Quirldetektor zeitlich auszurichten. Sämtliche zuvor ermittelten Starttortenoffsets müssen dann natürlich entsprechend diesem offsets korrigiert werden.

Das Problem dieser Methode besteht darin, daß sich Fehler in der Erfüllung der Gleichzeitigkeitsforderung entlang der Starttorte aufsummieren. Dadurch ist die Gleichzeitigkeit des zuletzt betrachteten Elementes gegenüber dem ersten in der Regel nicht erfüllt. Als Ausweg bietet sich an, die sich ergebene Differenz gleichmäßig auf alle sich überlappenden Segmente zu verteilen.

2. Die Starttorten werden unabhängig voneinander durch die elastische Eichreaktion auf den kalibrierten Quirl bezogen. Betrachtet werden die elastisch gestreuten Protonen, die in der Starttorte und im Quirl detektiert werden. Aus dem Streuwinkel Θ kann der Impuls p und daraus das β des Protons berechnet werden. Zusammen mit der

gemessenen Flugstrecke ergibt sich die Flugzeit, die das Proton gehabt haben muß und auf die die Flugzeitmessung kalibriert wird.

Da die Startortensegmente hier unabhängig voneinander betrachtet werden, wird eine Aufsummation von Fehlern vermieden. Desweiteren beschreitet diese Kalibrationsmöglichkeit denselben Weg der β -Bestimmung aus der gemessenen TDC-Differenz, der auch später bei der Experimentanalyse vollzogen wird. Daher wurde diese Methode zur Kalibration des Flugzeitsystems gewählt. Methode 1 dient im wesentlichen als Test für die Korrektheit der Kalibration.

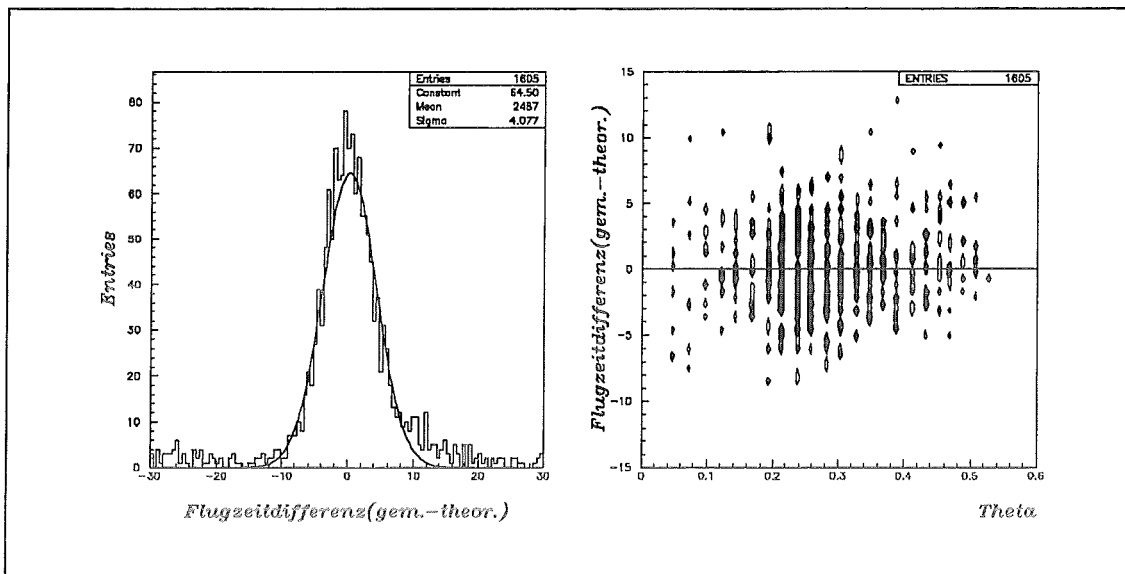


Abbildung 4.5: Flugzeitauflösung des Systems; TDC in Einheiten von [100ps]

Die TDC-Werte der Starttorte werden genauso behandelt wie für den Quirl beschrieben. Die verwendeten TDC-Module der Starttorte sind in der Auflösung gleich, allerdings wird ein Common-Startsignal im Gegensatz zum Common-Stop des Quirls verwendet:

$$\begin{aligned} \text{TDC}_{\text{Starttorte,gemessen}} &= \text{Common} - \text{Stop}_{\text{Starttorte}} \\ \text{TDC}_{\text{Quirl,gemessen}} &= \text{Start}_{\text{Quirl}} - \text{Common} \end{aligned}$$

Prinzipiell werden keine Einzel-TDC's betrachtet, da in ihnen die zeitliche Abhängigkeit des Common-Signals enthalten ist, sondern entsprechend ihrer physikalischen Bedeutung immer nur TDC-Differenzen. Um das Common-Signal aus der TDC-Differenz zu eliminieren, muß der Starttorten-TDC mit (-1) multipliziert werden. Daher wird der inhärente TDC-Korrekturfaktor „factor“ für die Starttorte auf (-1) gesetzt, woraus für die Starttorte offset-Werte um 600 resultieren.

Abbildung 4.5 zeigt das Ergebnis der TDC-Kalibration für Run1169. Cut-Bedingung für elastische Ereignisse war $\Delta\Phi=180^\circ$ in mindestens einer Starttortenlage. Im linken Diagramm ist die Differenz aus gemessener Flugzeit (TDC-Differenz Starttorte-Quirl) und theoretischer Flugzeit für elastische Ereignisse und für die gesamte Starttorte aufgetragen. Die Einheit der Abszisse ist TDC-Kanal, also 100ps. Für alle Starttorten zusammen ergibt sich somit eine Zeitauflösung σ von 400ps. Bei einer Flugzeit von ca.

4ns ergibt sich eine relative Zeitauflösung von 10%. Sie stellt sicher eine Untergrenze des Systems dar, da elastisch gestreute Protonen bei 2.75GeV/c Strahlimpuls ein β um 0.9 haben. Für niedrigeres β ist die relative Zeitauflösung entsprechend besser. Das rechte Diagramm stellt die Flugzeitdifferenz (gemessen)-(theoretisch zu erwarten) gegen den Streuwinkel Θ dar. Das radialabhängige Lichtsammelverhalten des Quirls, ausgedrückt durch die 24 Radialkorrl(Θ)-Parameter, die in der Quirl-internen TDC-Kalibration zunächst offengelassen worden waren, kann jetzt dadurch kalibriert werden, daß für jedes Θ -Bin der Schwerpunkt der Verteilung auf null geschoben wird.

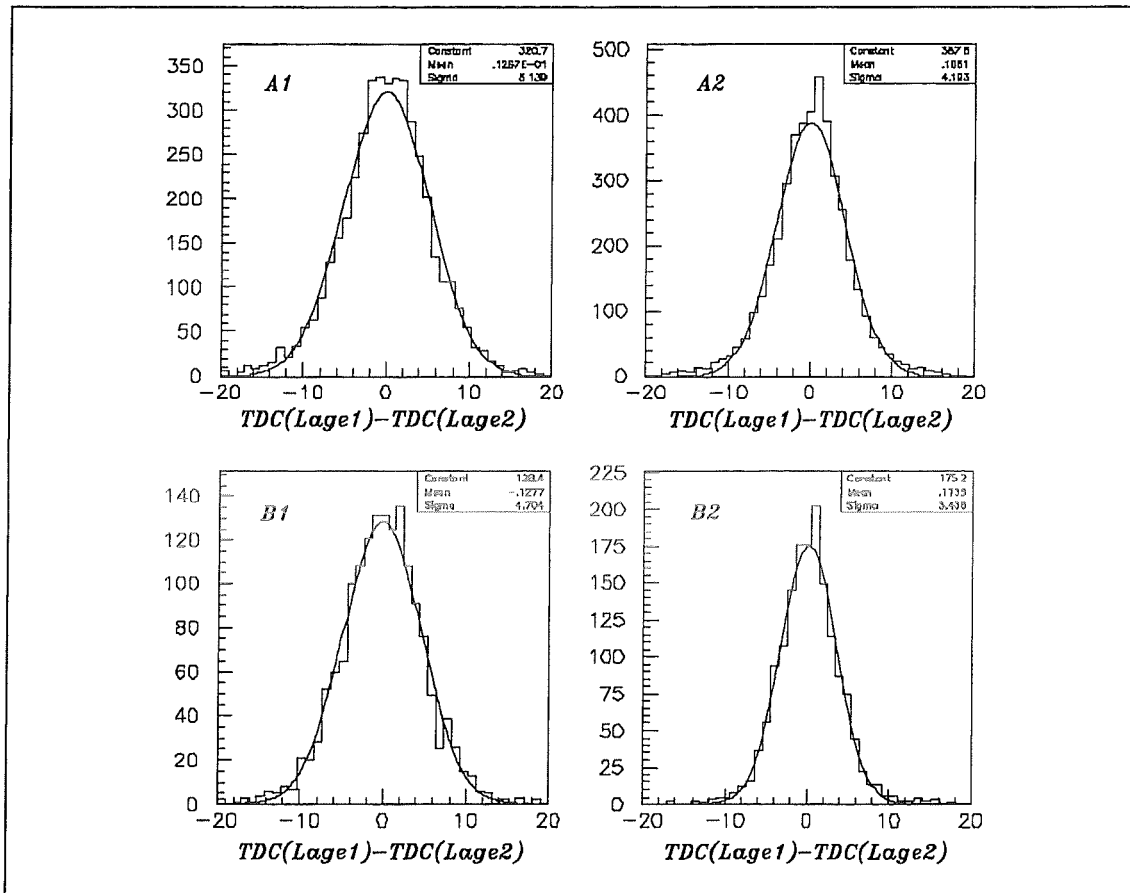


Abbildung 4.6: TDC-Differenz koinzidenter Startortensegmente (Erläuterungen im Text)

Abbildung 4.6 stellt demgegenüber die Erfüllung der Gleichzeitigkeitsforderung in den Startorten nach der ersten Methode dar. Die erste Diagrammreihe beinhaltet Daten ohne $\Delta\Phi$ -cut, die zweite mit $\Delta\Phi=180^\circ$ in mindestens einer Startorteneinlage. Die linken Diagramme beziehen sich auf Startorteneinträge, die koinzident mit dem Quirl gemessen wurden, währenddessen sich die rechten Diagramme auf das zweite in der Startorte detektierte Teilchen beziehen. Es ist auffällig, daß die Verteilung der Startortentreffer außerhalb der Quirlakzeptanz um einen TDC-Kanal, also um 100ps schmaler ist. Gründe dafür können sein:

- die Protonen außerhalb der Quirlakzeptanz sind niederenergetischer als die innerhalb der Quirlakzeptanz. Daher ist ihr Energieverlust im Szintillator höher, es werden beim Teilchendurchtritt mehr Photonen im Szintillator erzeugt (siehe Abbildung 4.7).
- die Protonen außerhalb der Quirlakzeptanz treffen die Detektorsegmente näher an der Seite der Lichtauslese. Bei 1mm Szintillatordicke kann die Qualität der Lichtleitung innerhalb des Szintillators empfindlich vom Teilchendurchtrittsort abhängen. Daher ist für die Zukunft die Einführung Θ - und ADC-abhängiger Kalibrationsparameter für die Starttorte überlegenswert.

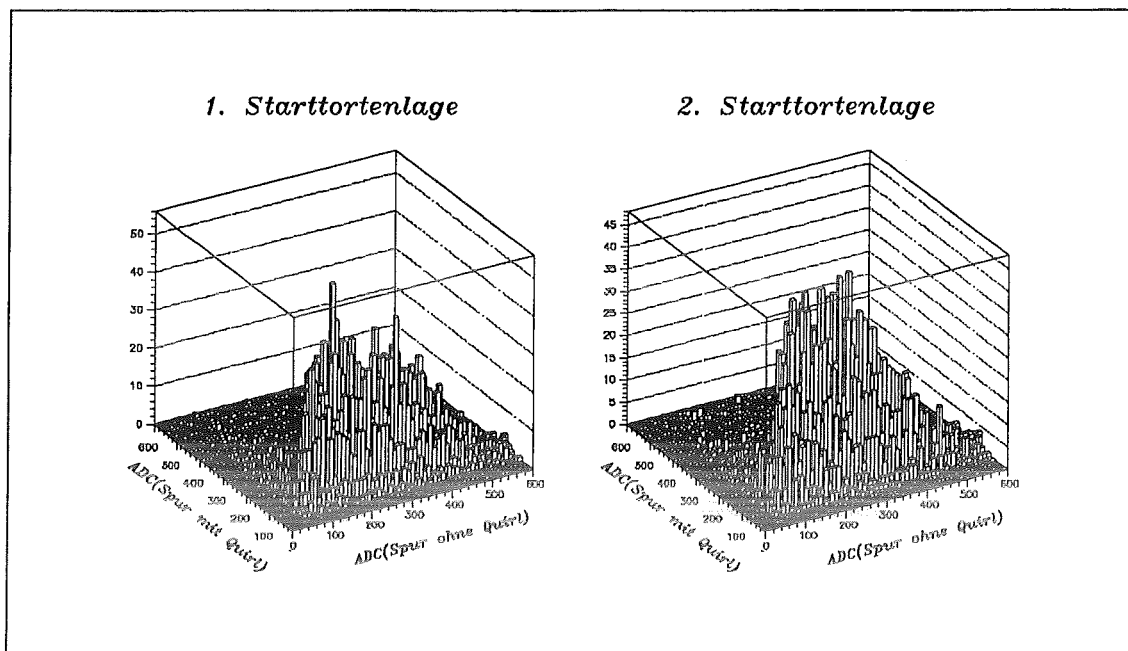


Abbildung 4.7: ADC-Korrelation beider elastisch gestreuter Protonen in der Starttorte

Insgesamt stehen beide Methoden in Einklang zueinander.

Grenzen der TDC-Kalibration

Das untersetzt aufgenommene elastische Kalibrationssample war sowohl in Hinblick auf Umfang als auch auf Qualität nur begrenzt nutzbar:

- durch die Wahl der elastischen Streuung als Kalibrationsreaktion erhält man im β -Spektrum nur Einträge um $\beta = 0.9$, also am relativistischen Ende, wo der Aussagegehalt einer Flugzeitmessung besonders fragwürdig wird. Zudem ist die elastische Streuung stark in Vorwärtsrichtung verstärkt. Daher erhält man besonders wenig Einträge unter großen Streuwinkeln. In der neuen Hyperonstrahlzeit im Juni 1996 wird daher als zusätzliche Kalibrationsreaktion $p + p \rightarrow d + \pi^+$ aufgenommen werden. Bei dieser Reaktion werden zwei Teilchen koplanar zum Strahl im Quirl detektiert. Die Deuteronen überstreichen dabei innerhalb der Quirlakzeptanz einen β -Bereich ab 0.5, wohingegen die Pionen im wesentlichen hochrelativistisch sind. Dadurch ist eine Flugzeitkalibration über einen weiten β -Bereich möglich.

- der elastische Trigger enthielt online keinen $\Delta\Phi$ -cut. Durch den offline-cut $\Delta\Phi = 180^\circ$ in mindestens einer Tortonlage schmolz der Datensatz auf 8000 Ereignisse zusammen. Für einen großen Run wie den Run1169 blieb ein Sample um 1600 Ereignisse übrig. Bei 12 Starttortensegmenten war daher eine Θ -abhängige Betrachtung der Kalibration für ein einzelnes Segment aufgrund der geringen Einträge sinnlos. Zudem zeigte sich der Datensatz stark cut-abhängig. Das linke Diagramm in Abbildung 4.8 ist das Pendant zu Abbildung 4.5 auf Seite 42, nur unter der Cut-Bedingung $\Delta\Phi = 180^\circ$ in beiden Tortonlagen. Die Breite der Verteilung ist 50ps schmäler. In der neuen Hyperonstrahlzeit läuft daher untersetzt eine Logikeinheit mit, die online einen $\Delta\Phi = (180^\circ \pm 30^\circ)$ -cut durchführen kann.

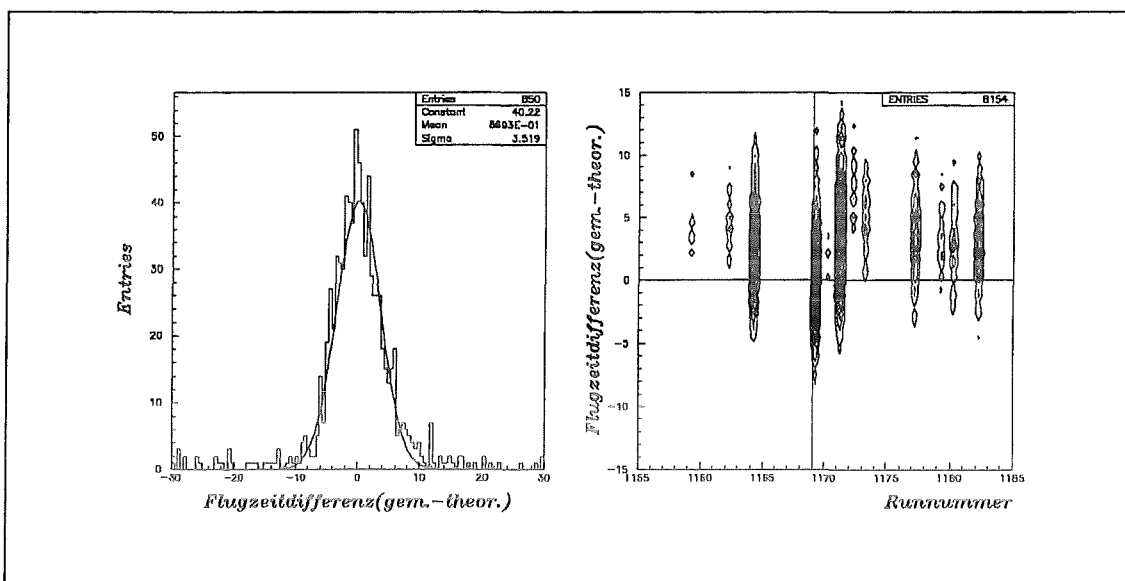


Abbildung 4.8: Flugzeitauflösung bei $\Delta\Phi=180^\circ$ in beiden Starttortonlagen (linkes Diagramm) und über die Strahlzeit hinweg (rechtes Diagramm)

Das rechte Diagramm in Abbildung 4.8 verdeutlicht, daß die Flugzeitkalibration über die gesamte Strahlzeit nicht konstant geblieben ist. Ein Grund hierfür kann eine nicht dokumentierte Veränderung der Hochspannung an den Photomultipliern sein. Die Flugzeitdifferenz (gemessen)-(theoretisch zu erwarten) ist mit den Kalibrationsparametern für den Run1169 dargestellt. Das Diagramm zeigt ferner, daß aufgrund der geringen Einträge eine Kalibration nur für fünf Runs möglich ist.

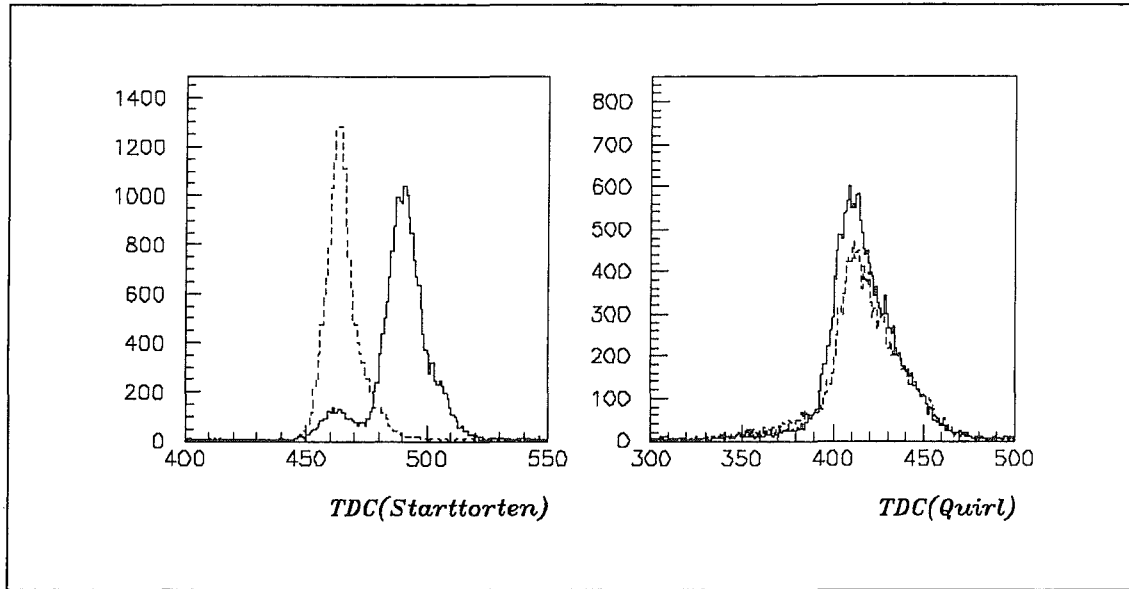


Abbildung 4.9: TDC-Werte von Starttorte (links) und Quirl (rechts) für Ereignisse aus dem elastischen (durchgezogen) und dem pKA-Trigger (gestrichelt)

Eine Anwendung der Kalibration auf unter dem pKA-Triggerbit eingelaufene Daten zeigte, daß das Common-Startsignal für die Starttorte gegenüber dem Common-Start im elastischen Trigger um etwa 27.5 TDC-Kanäle verschoben war. In Abbildung 4.9 sind daher absolute TDC-Werte dargestellt. Das Common-Stop des Quirls hingegen erschien unverändert, sodaß im pKA-sample von Run1169 nur eine einzige Spur mit β zwischen null und eins gefunden werden konnte. Dieser zusätzliche offset kann seinen Ursprung in nicht abgeglichenen Kabellängen in der Triggerverschaltung haben. Die Annahme, daß es sich um einen globalen offset handelt, der sich auf alle Starttorten gleichermaßen bezieht, ist auf der gelungenen ADC-Kalibration begründet, die eine korrekte TDC-Kalibration voraussetzt. Daher wurden alle Starttortenoffsets bei der Anwendung auf pKA-Daten um 27.5 TDC-Kanäle verschoben.

ADC-Kalibration des Quirls

Der mittlere Energieverlust eines geladenen Teilchens pro Wegstrecke wird stopping power genannt. Für schwere Teilchen mit $\beta \gg 137^{-1}$ beschreibt ihn die Bethe-Bloch-Relation [PDG]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{D \cdot Z_M \cdot \rho_M}{A_M} \left(\frac{Z_I}{\beta} \right)^2 \cdot \left(\ln \left(\frac{2 \cdot m_e \cdot \gamma^2 \cdot \beta^2 \cdot c^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z_M} \right) \cdot (1 + v),$$

$$D = 4 \cdot \pi \cdot N_A \cdot r_e^2 \cdot m_e \cdot c^2 = 0.307 \frac{\text{MeV cm}^2}{\text{g}}.$$

N_A ist die Avogadro-Konstante, m_e und r_e die Elektronenmasse und der klassische Elektronenradius, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, Z_M , A_M und ρ_M die Kernladungs-,

bzw. Massenzahl und Dichte des Targetmediums, Z_t die Kernladungszahl des Projektils, I das Ionisationspotential des Targetmediums und δ , C und v Korrekturfaktoren aufgrund von Dichteeffekten, abgeschlossenen Elektronenschalen und quantenelektrodynamischen Effekten höherer Ordnung.

Neben der TDC-Information liefert der Quirldetektor pro Pixel drei dE-Informationen. Da die Teilchenstrecke im Szintillator bekannt ist, kann über die Bethe-Bloch-Gleichung näherungsweise auf das β des Teilchens geschlossen werden. Gerade bei der Untersuchung von Reaktionen mit mehreren Pixeln im Quirl sollte diese Zusatzinformation die Zuordnung von Pixel und gemessener Flugzeit vereinfachen. Zusätzlich ergibt sich im Hyperon-Experiment die Möglichkeit, Proton und Pion aus dem Λ -Zerfall kinematisch festzulegen, da aufgrund der Eventselektion das Λ erst hinter der Starttorte zerfällt und somit die Flugzeit der beiden Sekundärteilchen nicht gemessen wird.

Aus Test- und Höhenstrahlungsmessungen [Tim93] [Dah95] war bekannt, daß die Lichtausbeute insbesondere der gebogenen Segmente über den Radius um einen Faktor zwei schwankt. Desweiteren ist das Lichtsammelverhalten nebeneinander angeordneter Pixel eines gebogenen Segmentes stark unterschiedlich. Daher wird im folgenden eine pixelweise ADC-Kalibration des Quirls vorgestellt [Gey96], die nach einer absoluten TDC-Kalibration durchgeführt werden kann.

Die Grundidee dieser Kalibrationsmethode ist der pixelweise Vergleich zwischen dem gemessenen ADC-Wert und dem Soll-Energieverlust, der über die Bethe-Bloch-Gleichung mit dem aus der Flugzeit bestimmten β errechnet wird.

Ein Pixel besteht aus einem geraden, einem links- und einem rechtsgewundenen Element. Da es unter Vernachlässigung des Primärstrahlloches und der sogenannten „Nebenpixel“ $24 \cdot 24 \cdot 2 = 1152$ Pixel gibt, werden 3456 Histogramme definiert, die pixelweise das Verhalten aller Detektorsegmente beschreiben. Als Kalibrationsinput dienen Rohdaten, deren einziger Cut auf die Vetodetektoren sicherstellt, daß es sich nicht um Strahlprotonen, sondern um Reaktionsprodukte aus dem Target handelt. Für jedes Event werden die Pixel ermittelt, denen über die Flugzeit ein β zwischen 0.2 und 0.9 zugeordnet werden kann.

Mit Hilfe der Bethe-Bloch-Gleichung und der Flugstrecke im Szintillator wird der Soll-Energieverlust in den Segmenten berechnet, die die Pixel bilden. Dabei werden folgende Näherungen gemacht:

- Korrekturfaktoren aufgrund von Dichteeffekten, abgeschlossenen Elektronenschalen und quantenelektrodynamischen Effekten höherer Ordnung werden vernachlässigt.
- die Energie eines Teilchens und damit sein Energieverlust im Szintillator ist in allen drei Detektorlagen identisch; eine Integrallösung kann daher entfallen.

Für jedes Pixel eines Events mit $\beta_{\text{tof}} \in (0.2, 0.9)$ wird der Quotient aus ADC und Soll-Energieverlust in die drei zugehörigen Histogramme eingetragen. Die Schwerpunkte der 3456 Histogramme ergeben die gesuchten 3·1152 ADC-Kalibrationsparameter.

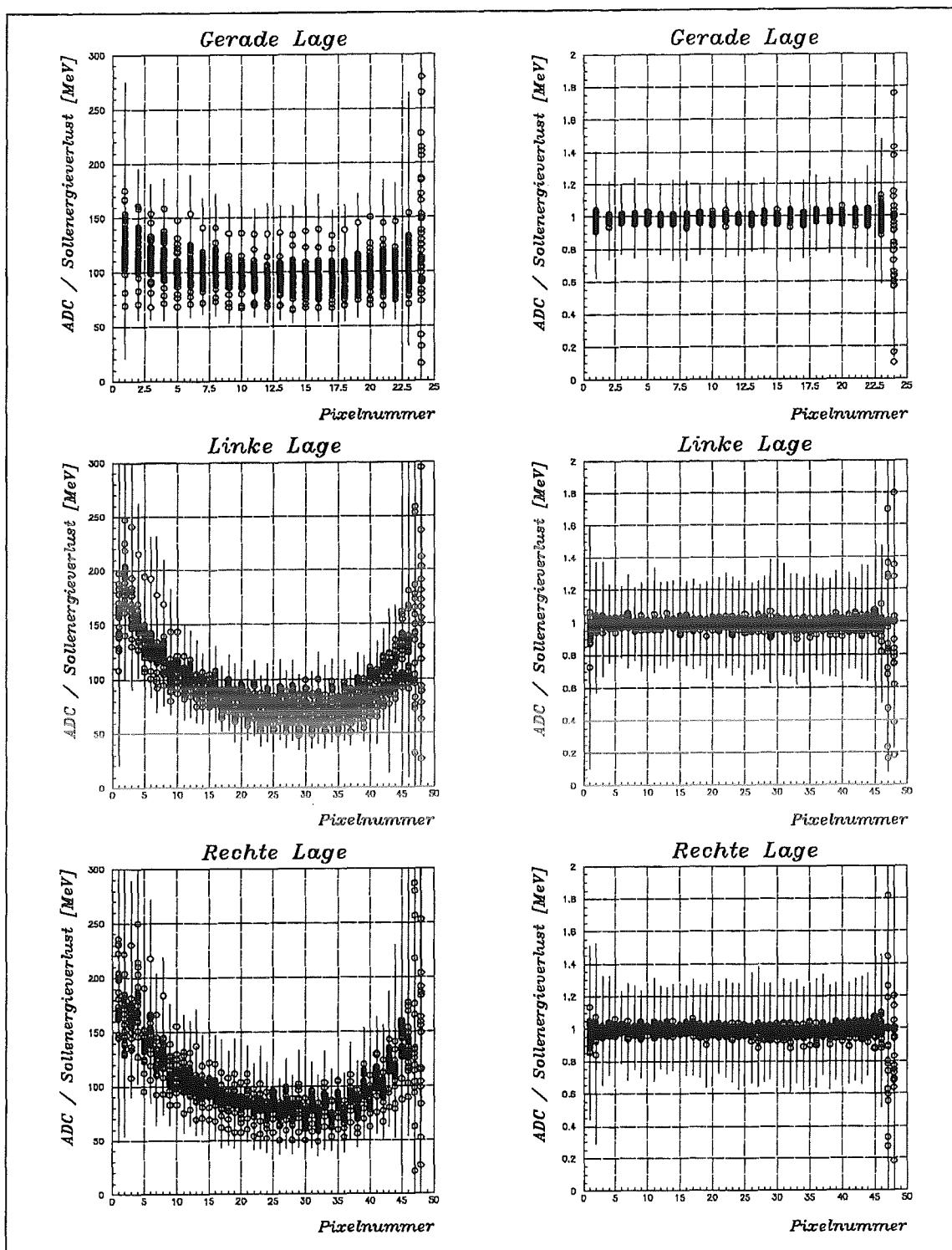


Abbildung 4.10: ADC-Verhalten des Quirls vor und nach der Kalibration

Wird künftig ein Pixel aus einer Schar von Detektorsegmenten errechnet, so wird ihm ähnlich wie bei der Flugzeitkalibration beschrieben je Detektorsegment ein korrigierter ADC-Wert nach

$$\text{FADC} = \text{ADC}_{\text{gemessen}} / \text{RadKorr}(\Theta, \Phi)$$

zugewiesen. Θ und Φ legen dabei die Lage des Pixels eindeutig fest. Weitere Korrekturparameter ähnlich derer der TDC-Kalibration (offset und factor) entfallen hier.

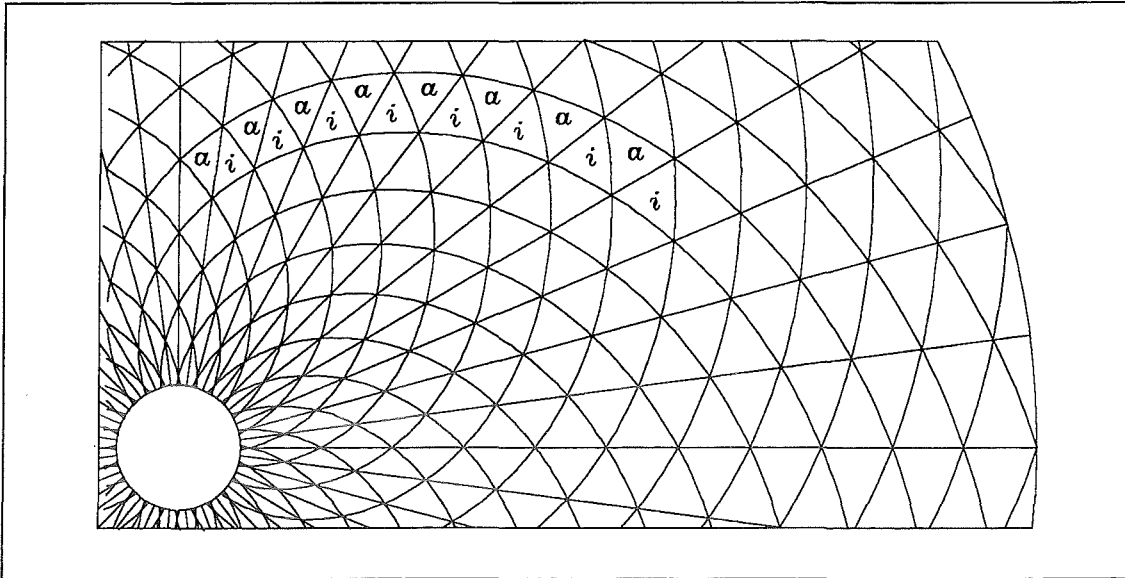


Abbildung 4.11: Innen- und außenliegende Pixel beim Quirl

Abbildung 4.10 zeigt den Verlauf der ADC-Kalibration für Run1169. Sie stellt die Histogrammschwerpunkte je Pixel für gerade und gebogene Segmente vor und nach der Kalibration dar (zu Beginn sind alle Kalibrationsparameter auf eins gesetzt). Der Pixelanzahl entsprechend hat jedes gerade Segment 24 und jedes gebogene 48 Einträge im Diagramm. Wie bei der TDC-Kalibration bezeichnet Pixel 1 das äußerste, Pixel 23 für die geraden Segmente das innerste real existierende Pixel. Für die gewundenen Segmente liegt Pixel 46 innen, alle anderen Pixel entstehen aufgrund von zufälligen Konzidenzen.

Die Variation der Lichtsammlung der gebogenen Segmente über den Radius ist schön zu erkennen. Ferner ist für die gewundenen Segmente ein alternierendes Sammlungsverhalten der Pixel zu beobachten: entlang eines Segmentes findet man Pixel mit hoher Lichtsammlung (ADC/Sollenergieverlust hoch), denen eines mit schlechterer Lichtsammlung folgt (ADC/Sollenergieverlust niedrig). Dieses sogenannte „Zick-Zack-Verhalten“ ist aus der Detektorgeometrie erklärbar (siehe Abbildung 4.11 auf Seite 49): entlang des rechtsgewundenen Segmentes liegt abwechselnd ein Pixel an der Außenkante und das nächste an der Innenkante. Für die zugehörigen linksgewundenen Segmente sind außen- und innenliegend gerade vertauscht. Das Pixel an der Außenkante hat bessere Lichtsammeleigenschaften, da das in ihm erzeugte Licht mit weniger Reflexionen in Richtung Photomultiplier gelenkt werden kann. Die Variation der Lichtsammlung über ein gerades Segment ist erwartungsgemäß kleiner, es steigt in Richtung Photomultiplier hin an.

Das rechte Diagramm in Abbildung 4.10 auf Seite 48 stellt das ADC-Verhalten nach der Kalibration dar. Der Quotient aus ADC und Sollenergieverlust ist für alle Segmente nahe

bei eins, die vertikalen Striche zeigen die Überlagerung der Histogrammbreiten in σ . Der korrigierte ADC ist also ein Maß für den Energieverlust eines Teilchens in MeV. Über die Bethe-Bloch-Gleichung kann somit die Zuordnung einer gemessenen Flugzeit zu einem Pixel überprüft werden.

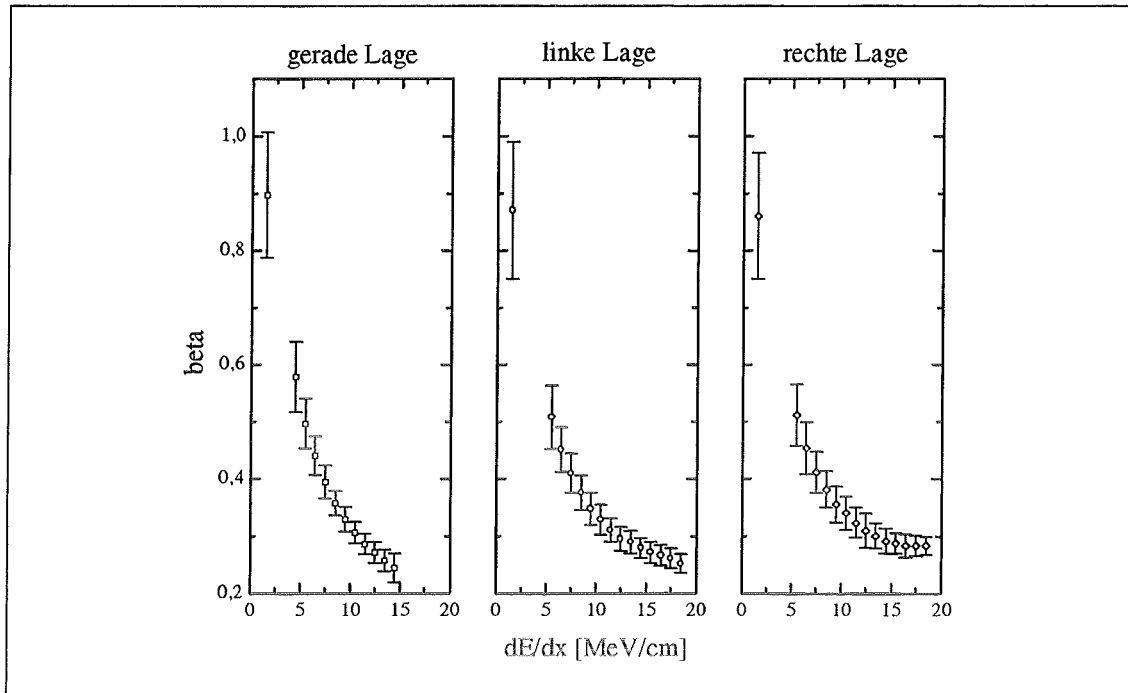


Abbildung 4.12: Zusammenhang zwischen β_{tof} und dE/dx für die drei Quirlagen

Abbildung 4.12 zeigt dE/dx gegen β_{tof} für Run1169. Qualitativ folgen die ADC's der Bethe-Bloch-Verteilung. Es wird offensichtlich, daß

- für große dE/dx -Werte die ADC's der gerade Lage unter, die der rechtsgewundenen Lage über den erwarteten Werten liegen. Da in der ADC-Kalibrationsroutine der Energieverlust in den Detektorlagen als vernachlässigbar angenommen worden ist, ist ein Ansteigen der ADC-Werte entsprechend der geometrischen Anordnung (gerade Lage)-(linke Lage)-(rechte Lage) verständlich. Desweiteren ist der überwiegende Anteil der zur Kalibration herangezogenen Teilchen minimal-ionisierend. Dieser kinematische Bereich wird in der Kalibration entsprechend seiner Häufigkeit stärker gewichtet.
- wie erwartet zu großen dE/dx -Werten die β -Auflösung ansteigt. Für die Definition eines Pixels werden in der aktuellen Version der Auswertesoftware ein Detektorsegment je Quirlage gefordert. Protonen mit $\beta \approx 0.22$ können 10mm Szintillator (entsprechend der geraden und linksgewundenen Quirlage) gerade noch durchdringen. Daher bildet dieser Wert die untere Grenze des Energieverlustspektrums. In diesem Bereich erhält man $\sigma_\beta/\beta = 6.5\%$, während sich auf der relativistischen Seite mit $\sigma_\beta/\beta = 12\%$ eine Auflösung ergibt, die mit der der Flugzeitauflösung vergleichbar ist.

Aus der ADC-Kalibration ist zu folgern, daß

- die TDC-Verschiebung des pKA-Triggers gegenüber dem elastischen Trigger auf einem konstanten offset beruht, da ansonsten eine vernünftige ADC-Kalibration nicht möglich gewesen wäre;
- eine ADC-Kalibration allein mit minimalionisierenden Teilchen, wie sie bei 2.75 GeV Strahlimpuls im elastischen sample extrahiert werden, schwerlich möglich ist.

Bestimmung des Targetabstandes

Im Rahmen der Detektorkalibration wurde zudem die Position des Targets bestimmt. Aufgrund der räumlichen Gegebenheiten am Experiment ist mit einem Bandmaß kaum die nötige Genauigkeit zu erreichen. Die Targetposition ist für die kinematische Rekonstruktion eines Ereignisses wichtig. Insbesondere der an einem Sollabstand von 3.2cm platzierte Ringmikrostreifenzähler ist auf Targetverschiebungen sensitiv: wird in 1m Targetabstand im Quirl ein Teilchentreffer detektiert, so erhält man mithilfe des Strahlensatzes eine Verschiebung der Ringsegmente gegenüber dem Pixel von 6%, wenn der Reaktionsort von der Targetmitte aus um 2mm in oder entgegen der Strahlrichtung wandert. Der Quirl selbst ist gegenüber mm-Verschiebungen unempfindlich.

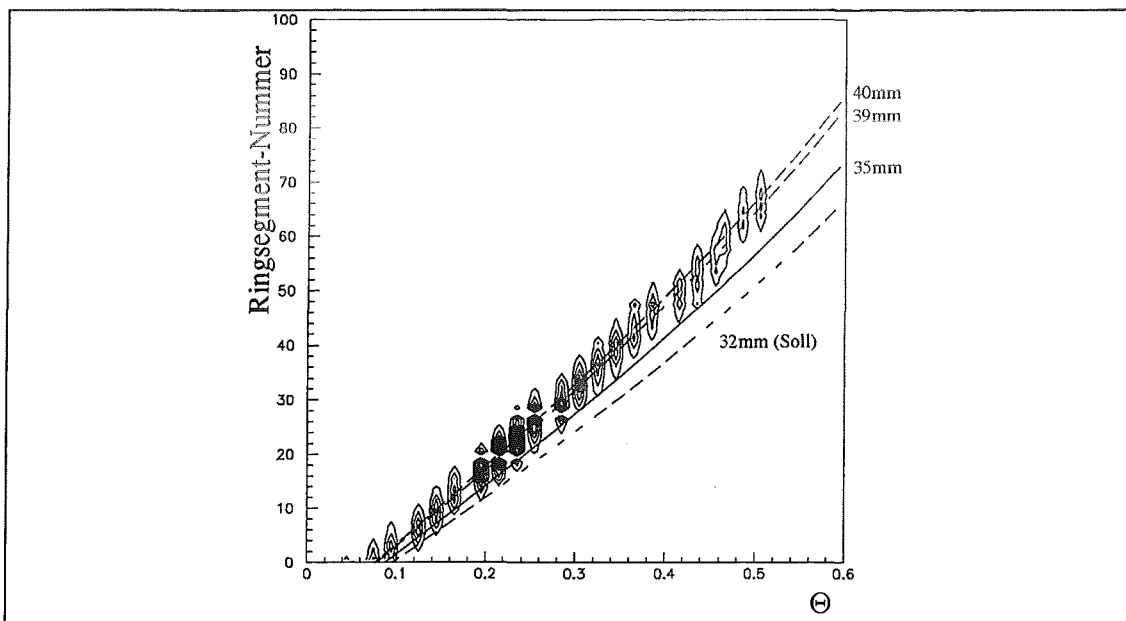


Abbildung 4.13: Zur Bestimmung des Targetabstandes

Der elastische Trigger selektiert hauptsächlich Ereignisse mit einem Teilchen im Quirl. Der Streuwinkel dieses Teilchens kann mit dem Quirl allein bestimmt werden und sollte abhängig vom Abstand Target-Ringmikrostreifenzähler eindeutig mit den gleichzeitig aktiven Ringsegmenten korreliert sein. Abbildung 4.13 stellt den gemessenen Streuwinkel gegen die Ringsegment-Nummern dar. Die Kurven geben den theoretischen Verlauf für verschiedene Targetmitte-Ring-Abstände wieder. Für $z=39\text{mm}$ Abstand wurde die beste Übereinstimmung mit den Daten gefunden. Die Verschmierung der Einträge paßt größenordnungsmäßig zur Produktionsunschärfe innerhalb des 4mm langen Targets.

Da die Ortsbestimmung des Faserhodoskops aufgrund seines Targetabstandes und der größeren Granularität nicht in ähnlicher Weise möglich ist, wurde der durch das Detektorgehäuse vorgegebene Soll-Abstand Ringmikrostreifenzähler-Faserhodoskop als gegeben angenommen und daher die Faserebenen mit gleichem Versatz auf 10.7, bzw. 10.9cm positioniert.

4.3 Datenvorreduktion

In der einen Woche der Juni-Strahlzeit 1995 sind insgesamt etwa 960.000 Ereignisse unter dem pKA-Trigger auf Band archiviert worden. Durch eine Datenvorreduktion soll die Datenmenge drastisch verkleinert werden, ohne aber dabei Λ - oder Σ -Ereignisse zu verlieren.

Am Experiment werden die Daten im binären TDAS-Format auf Magnetband geschrieben [Bra91]. Dieses Binärformat wird offline anhand der aktuellen Detektordefinitionsliste nach ASCII konvertiert. Dies hat den Vorteil, daß man sich bei Bedarf ein Event mit seinen ADC- und TDC-Werten „anschauen“ kann, was im Binärformat einer gewissen Gewöhnung bedarf. Die durch ASCII bedingte etwas größere Datenmenge stellt bei der derzeitigen Event- und Detektorkanalzahl noch kein ernstes Problem dar.

Es wurden 920.000 Ereignisse nach ASCII konvertiert, die unter dem pKA-Triggerbit eingelaufen sind und jeweils mindestens zwei Detektorsegmente pro Quirlage, bzw. ein Detektorsegment pro Startortenlage aufwiesen. Die Differenz zu den insgesamt detektierten Ereignissen erklärt sich aus der Verwendung softer ADC-cuts. Von der Experimentierzeit sind jedoch die ersten 15 Stunden, in denen Strahlentwicklung und Einstellung der Elektronik betrieben wurde, fragwürdig.

Nach dem derzeitigen Stand der Auswertung erscheint es sinnvoll, nur solche Ereignisse zu untersuchen, bei denen Proton und Kaon im Quirl detektiert werden, denn mit diesen beiden Teilchen allein kann eine Missing-Mass-Analyse für Λ - und Σ -Ereignisse durchgeführt werden. Desweiteren ist es bei vier Treffern im Quirl nicht unwahrscheinlich, daß zwei Teilchen durch dasselbe Detektorsegment fliegen. Die dritte Quirlage hat dabei eine Sonderrolle, da es kinematisch möglich ist, daß ein niederenergetisches Pion in der zweiten Lage steckenbleibt und so die dritte Quirlage nicht mehr erreicht.

Für den Quirldetektor werden daher folgende Cutbedingungen gefordert:

- 1a. $(\#(\text{gerade Segmente}) \geq 4 \wedge \#(\text{linke Segmente}) \geq 3 \wedge \#(\text{rechte Segmente}) \geq 2) \vee$
- 1b. $(\#(\text{gerade Segmente}) \geq 3 \wedge \#(\text{linke Segmente}) \geq 4 \wedge \#(\text{rechte Segmente}) \geq 2) \vee$
- 1c. $(\#(\text{gerade Segmente}) \geq 3 \wedge \#(\text{linke Segmente}) \geq 3 \wedge \#(\text{rechte Segmente}) \geq 3)$

Die Starttorte sollte eine geringere Multiplizität detektieren als der Quirl. Andererseits kann die Multiplizität aufgrund von Doppeltreffern in einem Segment, bzw. durch δ -Elektronen verfälscht werden (siehe dazu die Triggerdiskussion in der Experimentbeschreibung). Daher gelten für die Starttorte die Cutbedingungen:

- 2. $\#(\text{Segmente Lage A}) \leq 3 \wedge \#(\text{Segmente Lage B}) \leq 3$
- 3. $\#(\text{Segmente Lage A}) = 2 \vee \#(\text{Segmente Lage B}) = 2$

Starttorte und Quirl sollten zusammen mindestens zwei geladene Teilchen detektiert haben. Es sollten daher wenigstens zwei Pixel im Quirl geometrischen Überlapp mit Starttortensegmenten haben:

$$4. \#(\text{Spuren mit mindestens einer Starttorte}) \geq 2$$

Zur Reduzierung von Strahlhalo-Ereignissen ist das Vetosystem installiert worden. Beide Vetodetektoren sollten nur kleine Einträge haben:

$$5. (\text{ADC-Veto-klein}) \leq 50 \wedge (\text{TDC-Veto-klein}) = 0$$

$$6. (\text{ADC-Veto-groß}) \leq 50 \wedge (\text{TDC-Veto-groß}) = 0$$

Sowohl der Ringmikrostreifenzähler als auch das Faserhodoskop spielen in der Jülicher Auswertung als „Bitpattern“ für die „goldenen“ Events eine eher untergeordnete Rolle. Da ihre Effizienz unter der des Quirls und der Starttorte liegt, werden ihre Cutbedingungen weit gefaßt, sie sollten wenigstens zwei Teilchen detektiert haben:

$$7. \#(\text{Ringmikrostreifensegmente}) \geq 2$$

$$8. \#(\text{Faserhodoskopsegmente Lage } x) \geq 2$$

$$9. \#(\text{Faserhodoskopsegmente Lage } x) \geq 2$$

Für die erste Grobreduktion wurden zuerst die ADC-Cuts der einzelnen Detektoren mit dem elastischen Datensample bestimmt. Elastisch gestreute Protonen bei 2.75GeV/c Strahlimpuls geben als minimal ionisierende Teilchen eine Untergrenze für zu erwartende reale Detektor-ADC-Werte.

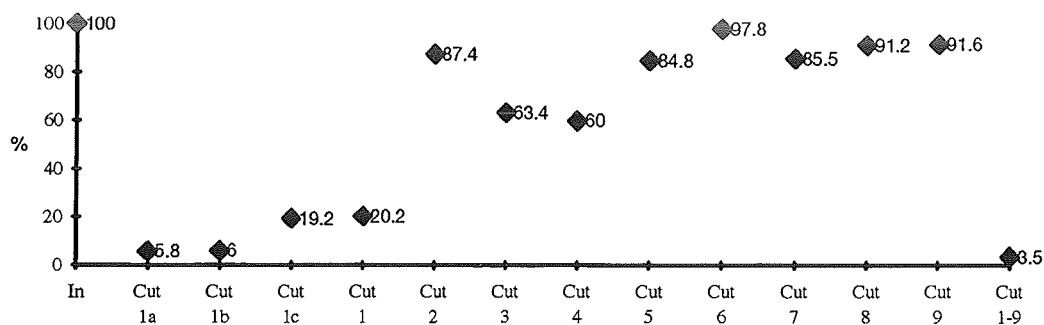


Abbildung 4.14: Einfluß der Cuts auf das Datensample

Abbildung 4.14 zeigt die Anzahl der Ereignisse in Prozent, die die einzelnen Cutbedingungen allein erfüllen. Schon Triggerbedingung 1a, bzw. 1b allein bewirken einen Reduktionsfaktor 16. Der kleine Vetodetektor, der nicht im Hardwaretrigger integriert war, verwirft 15% der Ereignisse. 2% der Ereignisse haben ein Signal des großen Vetodetektors, obwohl dieser als Veto im Hardwaretrigger verschaltet war. Insgesamt läßt sich mit dieser Datenreduktion eine Verkleinerung des Eventsamples von 920000 auf 32000 erzielen.

4.4 Geometrische Suche nach goldenen Λ -Events

Es wird eine Methode der Eventsuche vorgestellt, die potentielle Λ -Ereignisse aufgrund ihrer geometrischen Signatur hin suchen kann. Dieses in Jülich entwickelte Konzept der Datenreduktion ist speziell auf die Suche nach „goldenen“ Λ -Events abgestimmt. Unter „goldenen“ Events werden dabei solche Ereignisse verstanden, bei denen

- Proton und Kaon Signale in der Starttorte und im Quirl erzeugen;
- das Λ geladen zwischen Starttorte und Faserhodoskop zerfällt;
- Proton und Pion aus dem Sekundärzerfall im Quirl detektiert werden;
- die geladenen Teilchen im Quirl von je drei paarweise verschiedenen Detektorelementen nachgewiesen werden.

Der Schwerpunkt der Datenreduktion liegt auf dem Pixelmuster des Quirldetektors. Grundidee der Reduktion ist, daß sich aus der Messung der Proton- und Kaonrichtung und unter der Λ -Massenhypothese für ein neutral erzeugtes drittes Teilchen der Λ -Impuls zwar nicht explizit berechnen, sich jedoch eine Abhängigkeit zwischen x- und y- Λ -Impulsrichtung angeben läßt, denn in den vier Gleichungen der Viererimpulserhaltung

$$P_{\text{Eingang}} = \begin{pmatrix} E_{\text{Proton}} \\ p_{\text{Proton}} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{\text{Kaon}} \\ p_{\text{Kaon}} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{\Lambda} \\ p_{\Lambda} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \end{pmatrix}$$

sind fünf Größen unbekannt: Proton-, Kaon- und Λ -Impulsbetrag und zusätzlich die x- und y-Impulsrichtung des Λ 's. Die z-Richtung entfällt aufgrund der Normierungsbedingung der Richtungsvektoren. Die zweite Zwangsbedingung liefert der Λ -Zerfall: falls das Λ im Target produziert worden ist, muß die Λ -Impulsrichtung in der Ebene liegen, die durch das Target und die Treffer der beiden Zerfallsteilchen Proton und Pion im Quirl aufgespannt wird. Für eine kinematisch sinnvolle Lösung muß also die funktionale Abhängigkeit zwischen x- und y-Impulsrichtung, die sich für das Λ aus dem Produktionsprozeß ergibt, zusätzlich die Zerfallsebene schneiden. Es ist möglich, daß die Ebene keinmal ($\rightarrow$ Interpretation wird verworfen), einmal ($\rightarrow$ Interpretation ist eindeutig) oder zweimal geschnitten wird ($\rightarrow$ Interpretation des Events mehrdeutig).

Diese Reduktionsmethode basiert maßgeblich auf Geometrieinformationen des Quirls. Für die Identifikation der Proton- und Kaonspur wird zusätzlich die geometrische Lage der Starttorten betrachtet.

In der algorithmischen Realisierung des Problems werden aus der konstruierbaren Pixelmenge sämtliche möglichen Viererpermutationen gebildet und in folgenden Schritten untersucht:

Eingangszuordnung:

Den Pixeln werden Teilchen zugeordnet. Da sämtliche Viererpermutationen betrachtet werden, werden in der Analyse alle Pixel-Teilchenzuordnungen überprüft. Auf diese

Weise werden prompte Spuren, d.h. Spuren geladener Teilchen, die aus dem Target kommen und daher ein Signal in der Starttorte erzeugen müßten, und verzögerte Spuren ohne Startortensignal definiert.

Pixel 1 → Proton: Prompte Spur
 Pixel 2 → Kaon: Prompte Spur
 Pixel 3 → Zerfallsproton: Verzögerte Spur
 Pixel 4 → Zerfallspion: Verzögerte Spur

Eingangscuts:

Von „goldenen“ Events wird einerseits Ladungszuwachs, andererseits eine eindeutige Pixelsignatur erwartet:

- Beide Pixel der prompten Spuren müssen geometrisch überlappende Startortensegmente besitzen;
- Mindestens eine der verzögerten Spuren darf kein geometrisch passendes Startortensegment besitzen (Ladungszuwachs);
- Die vier Pixel müssen von 12 Detektorsegmenten gebildet werden (Eindeutigkeit der Signatur).

Produktionsüberprüfung:

Ausgehend von der Richtung Target - Pixel des Zerfallsprotons wird die angenommene Λ -Impulsrichtung schrittweise durch die Zerfallsebene bis zum Pixel des Zerfallspions variiert. Für jede dieser Λ -Richtungen können über die Dreier-Impulserhaltung

$$p_{\text{beam}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = p_{\text{Proton}} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} + p_{\text{Kaon}} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} + p_{\Lambda} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

die resultierenden Impulsbeträge von Proton, Kaon und Λ ausgerechnet werden, da die Impulsrichtungen von Proton und Kaon durch die Pixelzuordnung festliegt.

Mit der Λ -Massenhypothese kann über die Energieerhaltung der Fehler im Produktionsprozeß bestimmt werden:

$$\Delta E_{\text{Produktion}} = \sqrt{p_{\text{beam}}^2 + m_{\text{Proton}}^2} + m_{\text{Proton}} - \sqrt{p_{\text{Proton}}^2 + m_{\text{Proton}}^2} - \sqrt{p_{\text{Kaon}}^2 + m_{\text{Kaon}}^2} - \sqrt{p_{\Lambda}^2 + m_{\Lambda}^2}$$

Eine Λ -Richtung wird akzeptiert, wenn der Energiefehler in der Produktion $< \pm 10 \text{ MeV}$ beträgt.

Zerfallsüberprüfung:

Zur Überprüfung des Λ -Zerfalls wird angenommen, daß sich der Zerfallsvertex in Λ -Richtung auf halbem Weg zwischen Startorte und Faserhodoskop befindet ($z = 6.5\text{cm}$). Die Winkelfehler dieser Näherung sind aufgrund der Geometrie des Experimentes klein. In dieser Näherung sind die Richtungen von Zerfallsproton und -pion bekannt. Es wird ein drittes Teilchen X definiert, dessen „Flugrichtung“ senkrecht zu der des Protons und des Pions definiert wird:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_X = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_{\text{Proton}} \times \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_{\text{Pion}}$$

Der Impulsbetrag von X stellt somit ein Maß für die Akoplanarität des Λ -Zerfalls dar.

Über die Impulserhaltung

$$p_\Lambda \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = p_{\text{Proton}} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} + p_{\text{Pion}} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} + p_X \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

können die Impulsbeträge von Proton, Pion und X berechnet werden. Für eine akzeptierte Interpretation muß p_X kleiner als $1\text{MeV}/c$ sein.

Über die Energieerhaltung erhält man als unabhängige Meßgröße den Fehler im Zerfallsprozeß:

$$\Delta E_{\text{Zerfall}} = \sqrt{p_\Lambda^2 + m_\Lambda^2} - \sqrt{p_{\text{Proton}}^2 + m_{\text{Proton}}^2} - \sqrt{p_{\text{Pion}}^2 + m_{\text{Pion}}^2}$$

Für ein als „golden“ akzeptiertes Event muß $\Delta E < \pm 50\text{MeV}$ sein.

Die Datenreduktion liefert sämtliche kinematisch mögliche Interpretationen eines „goldenen“ Events unter der Annahme, daß ein Λ erzeugt worden ist. Sie berechnet näherungsweise die Vierervektoren sämtlicher Teilchen. Pro Event können mehrere Zuordnungen zwischen Pixeln und Teilchen und für eine gültige Zuordnung ein oder zwei Λ -Richtungen möglich sein. Da aber nur maximal eine Interpretation richtig sein kann, müssen weitere Meßgrößen wie Flugzeit, dE/dx oder die geometrische Rekonstruktion des Zerfallsvertex mit Hilfe des Faserhodoskops eine Interpretation bestätigen oder verwerfen.

Da die Λ -Masse explizit in die Reduktion miteingeht, werden Σ^0 -Ereignisse verworfen. Die Analyse der gesamten Juni-Strahlzeit mit der Methode der „goldenen Eventsuche“ lieferte insgesamt 155 Ereignisse, die mit der Λ -Hypothese verträglich waren. In dieser Menge befand sich erwartungsgemäß kein Ereignis aus den ersten 15 Stunden der Meßzeit. Ausgehend von den 720000 Trigger der restlichen Zeit konnte somit eine Reduktion um einen Faktor 4600 erreicht werden. Die letztendliche Reduktion der verbleibenden Daten wird im Kapitel „Diskussion der Ergebnisse“ dargestellt.

4.5 Monte-Carlo-Tests

Die Untersuchung der Reaktionen $pp \rightarrow pK\Lambda$ und $pp \rightarrow pK\Sigma^0$ am TOF-Spektrometer wurde mit dem Monte-Carlo-Paket GEANT Version 3.12 simuliert [GEA92]. Ziel der Simulation war es,

- Detektorakzeptanzen und den Einfluß von Cuts zu berechnen;
- die Möglichkeiten einer Flugzeitanalyse zu studieren;
- ein Eventsample in dem Datenformat zu erzeugen, in dem es direkt durch das Analyseprogramm ausgewertet werden kann. Ein Gesamttest des Programms wird somit möglich.

GEANT stellt zur Detektormodellierung verschieden geformte Volumina zur Verfügung. So können torten-, ring- und balkenförmige Volumina direkt, spiralförmige Volumen hingegen nicht unmittelbar definiert werden. Um dennoch ineffiziente Spaltbreiten und die Signalausgabe mehrerer nebeneinanderliegender Segmente bei schrägem Teilchendurchgang entsprechend der Wegstrecke simulieren zu können, bietet sich bei der Programmversion 3.21 die Möglichkeit, mehrere Volumina an dieselbe Stelle zu plazieren. Eine archimedische Spirale des Quirldetektors wird durch 100 Volumina des Typs „Trap“ (trapezförmige Segmente) geformt, wobei die eine Hälfte der Spiralaußenkante, die andere der Spiralinnenkante folgt. Innerhalb einer Spirale überlappen die Trapeze optisch dicht. Nach der Simulation eines Ereignisses kann so durch die entsprechende Zuordnung zu den Segmenten die richtigen Elementnummern ermittelt werden.

Die Ausgabe der Simulation erfolgt in demselben ASCII-Code, der während der Analyse aus den binär codierten Rohdaten erzeugt wird. Zusätzlich wird ein weiterer, im Experiment nicht vorhandener Detektortyp erzeugt, dem zur Kinematiküberprüfung die simulierten Vierer-Vektoren von Proton, Kaon und Λ codiert zugeordnet werden.

Mit dem Simulationsprogramm wurden zwei Typen von Ereignissen generiert:

- der erste Typ umfaßt Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$ und $pp \rightarrow pK\Sigma^0$, bei denen als einziges Kriterium ein geladener Λ -Zerfall zwischen Starttorte und Hodoskop verlangt wird. Mit diesen Ereignissen können die verwendeten Cuts der Datenvorreduktion auf ihren Einfluß und auf ihre Gleichbehandlung beider Reaktionen hin überprüft werden. Weiterhin läßt sich abschätzen, inwieweit eine Flugzeitanalyse mithilfe der beiden prompten Teilchen sinnvoll ist.
- der zweite Typ umfaßt als Untermenge vom ersten Typ nur die Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pK\Lambda$, bei denen alle vier geladenen Teilchen eindeutig im Quirl detektiert werden. Ziel ist hier die Effizienzbestimmung der gesamten Auswertekette, die zur Ermittlung des totalen Wirkungsquerschnitts notwendig ist.

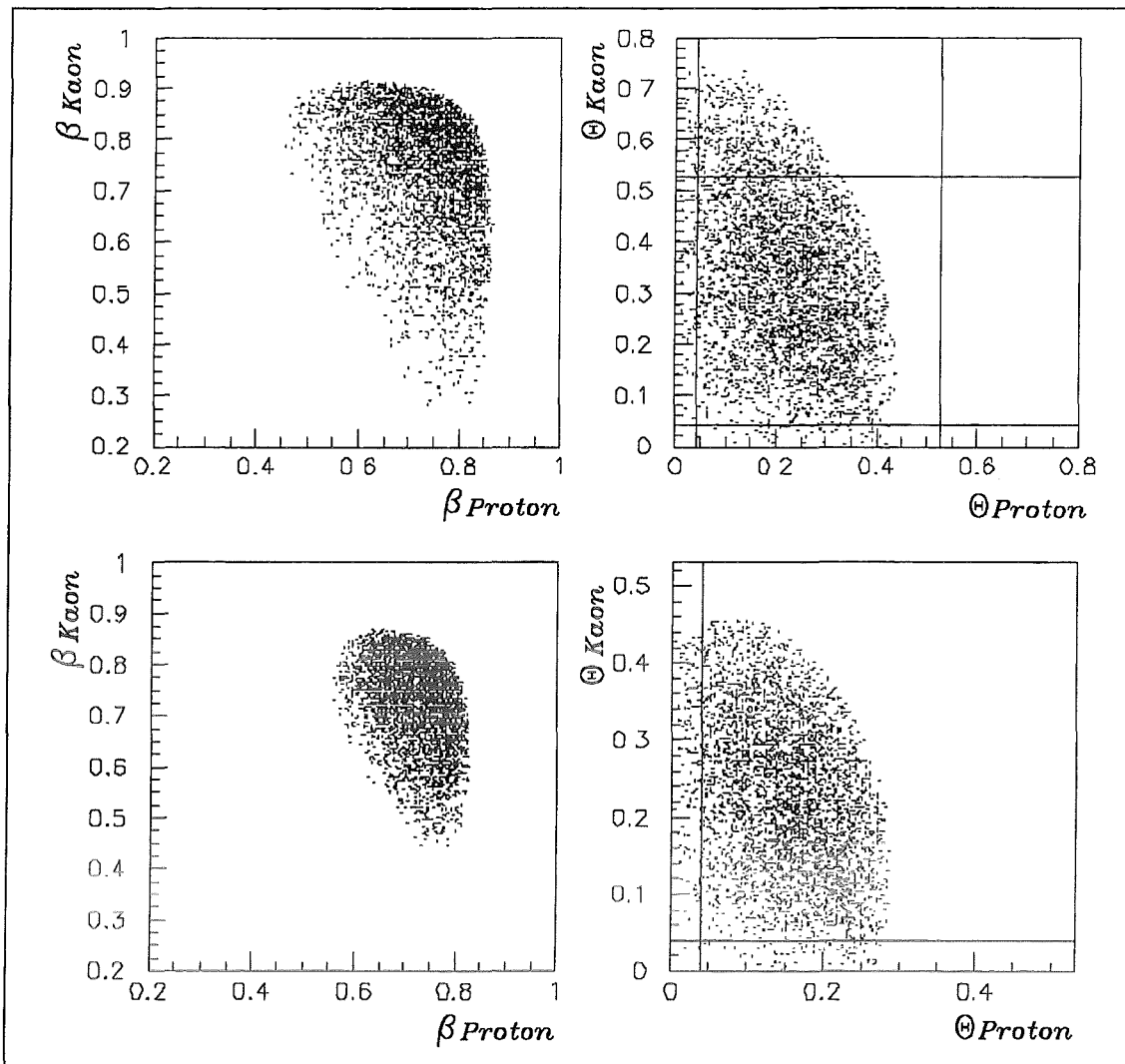


Abbildung 4.15: β - und Streuwinkelverteilung von Proton und Kaon bei 2.75GeV Strahlimpuls; erste Zeile $pp \rightarrow pK\Lambda$, zweite Zeile $pp \rightarrow pK\Sigma^0$

Das MC-Eventsample ersteren Typs

Von den 100000 simulierten Events vom Typ $pp \rightarrow pK\Lambda$ und $pp \rightarrow pK\Sigma^0$ interessieren nur die 63.9%, bei denen das Λ geladen nach $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ zerfällt. Als weitere Einschränkung sind zum derzeitigen Zeitpunkt der Auswertung nur solche Ereignisse auswertbar, bei denen sich der Λ -Zerfallsvertex zwischen Ringmikrostreifenzähler und Faserhodoskop befindet: $z_{decay} \in [3\text{cm}, 10\text{cm}]$. Insgesamt erfüllen 25.1% der Ereignisse diese beiden Bedingungen.

Dieses Ergebnis steht in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen: mit $\beta\gamma \approx 1$ und bei einer Zerfallslänge von $c\tau = 7.9\text{cm}$ zerfallen 31.6% der Λ 's vor der Starttorte, 28.2% hinter dem Faserhodoskop und 40.2% zwischen Starttorte und Hodoskop, was zusammen mit der Wahrscheinlichkeit für einen geladenen Zerfall auf eine Gesamtwahrscheinlichkeit von 25.7% führt.

Abbildung 4.15 stellt neben den β 's für Proton und Kaon deren Streuwinkel zueinander dar, wobei sich die oberen beiden Bilder auf die Λ -, die unteren beiden auf die Σ^0 -Produktion beziehen. Sowohl eine Flugzeitanalyse als auch die Suche nach „goldenen Events“ ist nur dann möglich, wenn zumindest die beiden prompten Teilchen im Quirl detektiert werden. Innerhalb der geometrischen Quirlakzeptanz (horizontale und vertikale Linien) befinden sich 20969 (im Λ -Fall), bzw. 23462 (im Σ^0 -Fall) Ereignisse.

Einfluß der Cuts auf die montecarlierten Ereignisse

Die Auswirkung der Cuts in der Datenvorreduktion auf einen reinen $pK\Lambda$ - und $pK\Sigma^0$ -Datensatz stellt Tabelle 4.1 zusammen.

Nummer	Cutbedingung	$pp \rightarrow pK\Lambda$	$pp \rightarrow pK\Sigma^0$
	Monte-Carlo-sample	100000	100000
	$\Lambda \rightarrow p\pi^- \wedge z_{\text{decay}} \in [3\text{cm}, 10\text{cm}]$	25141	25212
1a	$\#(\text{gerade Segmente}) \geq 4 \wedge$ $\#(\text{linke Segmente}) \geq 3 \wedge$ $\#(\text{rechte Segmente}) \geq 2$	9472	10303
1b	$\#(\text{gerade Segmente}) \geq 3 \wedge$ $\#(\text{linke Segmente}) \geq 4 \wedge$ $\#(\text{rechte Segmente}) \geq 2$	8807	9320
1c	$\#(\text{gerade Segmente}) \geq 3 \wedge$ $\#(\text{linke Segmente}) \geq 3 \wedge$ $\#(\text{rechte Segmente}) \geq 3$	19210	19815
1	$1a \vee 1b \vee 1c$	19426	20002
2	$\#(\text{Segmente Lage A}) \leq 3 \wedge$ $\#(\text{Segmente Lage B}) \leq 3$	25138	25201
3	$\#(\text{Segmente Lage A}) = 2 \vee$ $\#(\text{Segmente Lage B}) = 2$	23802	23138
4	$\#(\text{Spuren mit mindestens einer Starttorte}) \geq 2$	20689	21720
7	$\#(\text{Ringmikrostreifensegmente}) \geq 2$	23695	21113
8	$\#(\text{Faserhodoskopsegmente Lage x}) \geq 2$	25139	25208
9	$\#(\text{Faserhodoskopsegmente Lage y}) \geq 2$	25139	25210
10	$1 \wedge 2 \wedge 3 \wedge 4 \wedge 7 \wedge 8 \wedge 9$	17927	15742

Tabelle 4.1: Einfluß der Cutbedingungen auf $pK\Lambda$ - und $pK\Sigma^0$ -Ereignisse

Die Verluste der auf mindestens zwei geladene Teilchen (Proton und Kaon) plus ein Sekundärteilchen abgestimmten Datenvorreduktion erklärt sich neben den geometrischen Verlusten bei den prompten Teilchen aus der Wahrscheinlichkeit, daß für das Pion die Möglichkeit besteht, am Quirldetektor vorbeizufliegen. Desweiteren besteht für die Teilchen die Möglichkeit zu Doppeltreffern innerhalb eines Detektorsegmentes. Unter

Vernachlässigung kinematischer Randbedingungen ist bei vier geladenen Teilchen die Wahrscheinlichkeit für einen Doppeltreffer

in der geraden Quirlage
$$P(n=3) = \left(1 \cdot \frac{1}{48} \cdot \frac{47}{48} \cdot \frac{46}{48}\right) \cdot 6 = 12\% ;$$

in den gewundenen Quirlagen
$$P(n=3) = \left(1 \cdot \frac{1}{24} \cdot \frac{23}{24} \cdot \frac{22}{24}\right) \cdot 6 = 22\% .$$

Entsprechend erhält man bei drei geladenen Teilchen eine Doppeltrefferwahrscheinlichkeit von 6% in der geraden und 12% in den gewundenen Lagen. Bei stochastischer Unabhängigkeit erhält man durch Multiplikation der Wahrscheinlichkeiten zu 53.5% vier Treffer in allen drei Quirlagen bei vier Teilchen, bzw. zu 72.8% drei Treffer in allen drei Quirlagen bei drei Teilchen.

Bei der Σ^0 -Produktion sind die Streuwinkel der prompten Spuren kleiner. Daher treten hier zusätzliche Verluste dadurch auf, daß eines dieser Teilchen durch das Zentralloch des Mikrostreifenzählers entkommt.

Insgesamt erscheint die Datenvorreduktion für beide Reaktionstypen angemessen und nicht zu scharf.

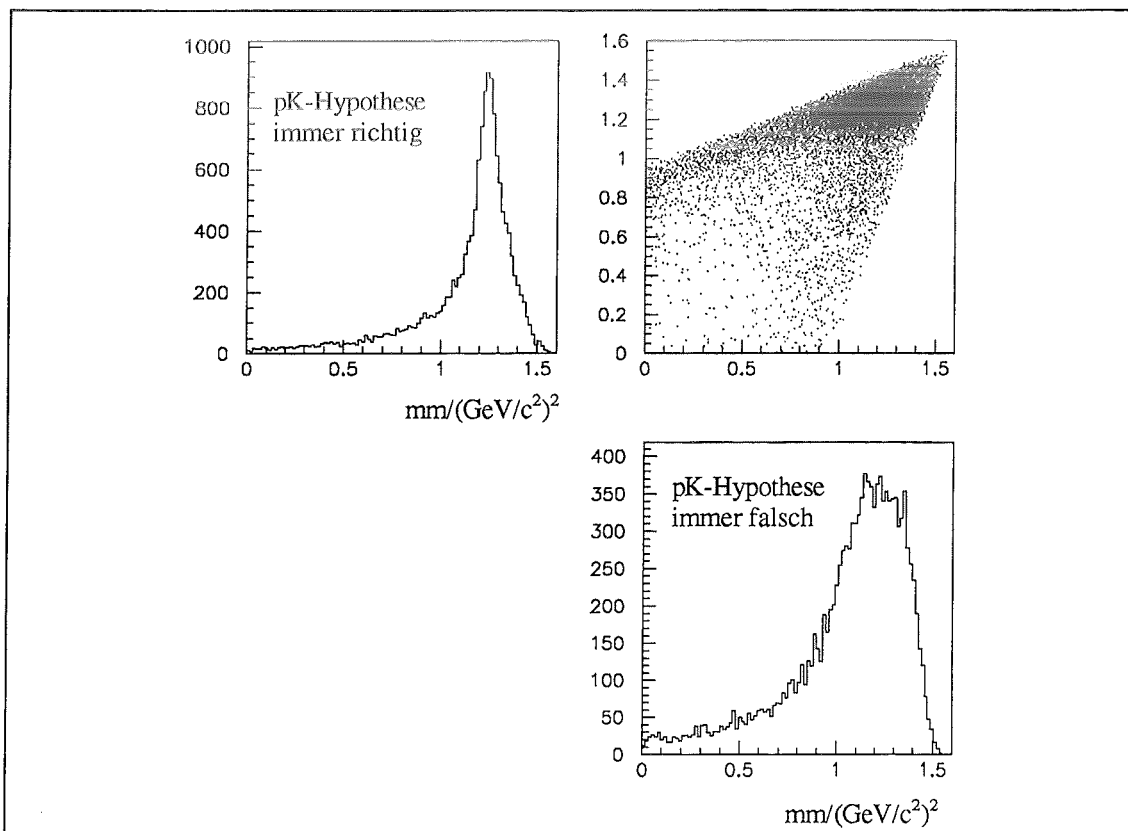


Abbildung 4.16: missing-mass Verteilungen von montecarlierten $pK\Lambda$ -Ereignissen mithilfe der Flugzeit; Ordinate: Zuordnung (pK) richtig; Abszisse: Zuordnung (pK) falsch

Flugzeitanalyse

Eine Untersuchung der Λ - und Σ^0 -Produktion mit missing-mass-Methoden ist prinzipiell mit Proton und Kaon möglich, über deren Sinn entscheidet die Meßauflösung.

In der Simulation wurden die TDC-Informationen der beiden Starttortenlagen mit $\sigma = 550\text{ps}$ gaußförmig verrauscht, um zusammen mit den TDC-Informationen des Quirls insgesamt eine Flugzeitauflösung von $\sigma = 400\text{ps}$ zu erhalten.

In der Analyse wurden die Vierer-Vektoren von Proton und Kaon mithilfe der TDC-Informationen ermittelt, wobei die Speicherung der ursprünglich im Monte Carlo gewürfelten Teilchenimpulse eine Sicherstellung der korrekten Zuordnung zwischen Teilchensorte und gemessener Teilchenspur erlaubte. In Abbildung 4.16 ist die gemessene missing-mass-Verteilung bei richtiger Zuordnung gegen die bei Vertauschung von Proton und Kaon aufgetragen. Die eindimensionalen Histogramme stellen die Projektionen auf die beiden Achsen dar.

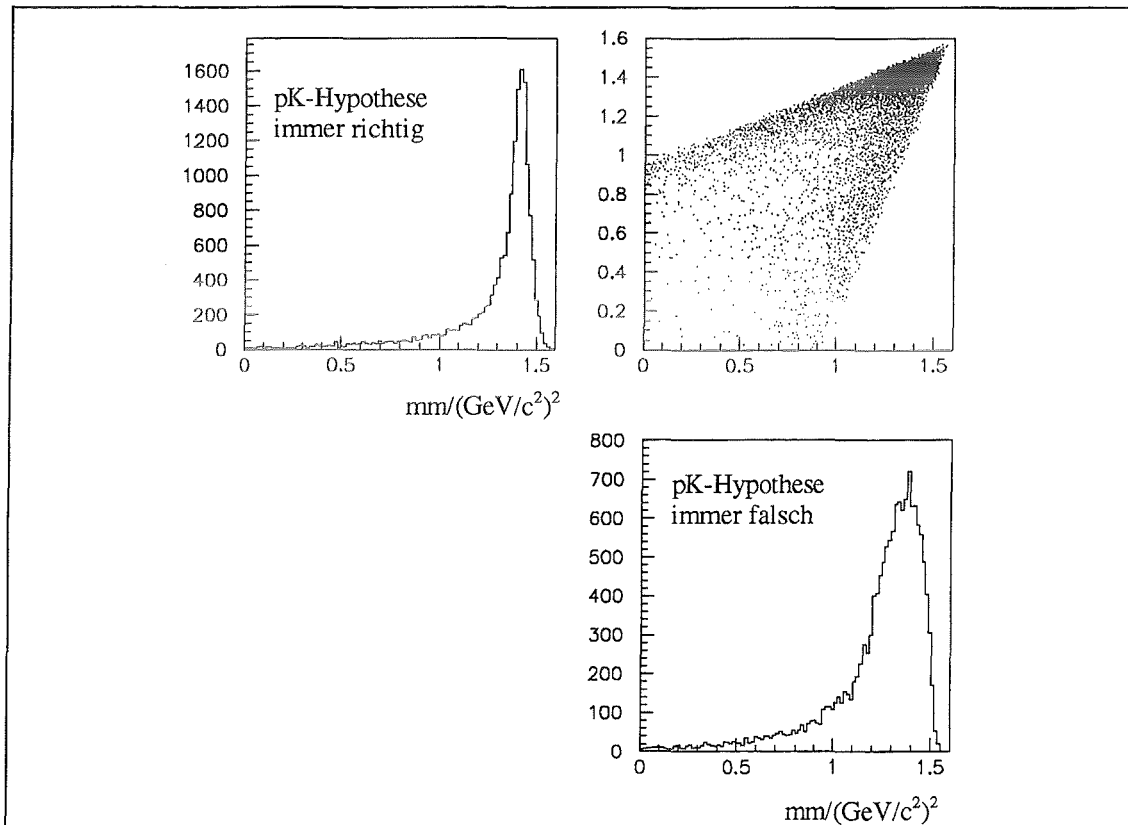


Abbildung 4.17: missing-mass Verteilungen von montecarlierten $pK\Sigma^0$ -Ereignissen mithilfe der Flugzeit; Ordinate: Zuordnung (pK) immer richtig; Abszisse: Zuordnung (pK) immer falsch

Bei 2.75 GeV Strahlimpuls ist ϵ für die Reaktion $pK\Lambda$ 139MeV und für $pK\Sigma^0$ 61MeV. Das rechte Ende der Verteilungen ist daher auf $1.57(\text{GeV}/c^2)^2$ begrenzt. Aufgrund der schlechten Flugzeitauflösung und des Phasenraumes sind die β 's von Proton und Kaon mit hoher Wahrscheinlichkeit ähnlich, sodaß bei Vertauschung die missing-mass-

Verteilung insgesamt zwar breiter wird, jedoch dennoch ein Maximum bei $m=1.24(\text{GeV}/c^2)^2$ aufweist.

Für $pK\Sigma^0$ -Ereignisse sind die missing-mass-Verteilungen bei richtiger und falscher Zuordnung aufgrund des kleineren Phasenraumvolumens noch ähnlicher. Abbildung 4.17 stellt die Simulationsergebnisse analog zu Abbildung 4.16 auf Seite 60 dar.

Daher ist bei einer Flugzeitanalyse mit zwei Teilchen ohne zusätzliche Information nicht damit zu rechnen, ein $pK\Lambda$ - oder $pK\Sigma^0$ -Ereignis kinematisch eindeutig zu bestimmen. Für eine Datenvorreduktion bietet sich jedoch die Überprüfung sämtlicher Spurpaare eines Ereignisses unter der (pK)- und (Kp)-Hypothese an: liegt keine der Kombinationen im Bereich zwischen 1 und $1.5(\text{GeV}/c^2)^2$, kann das Ereignis verworfen werden.

Für die „goldenen Events“ sollte die Flugzeitinformation „in Einklang“ mit der Λ -Hypothese stehen. Für eine Manifestation ist diese Meßgröße nicht ausreichend.

„Goldene Events“: das MC-sample zweiten Typs

Das Monte Carlo zweiten Typs, bei dem alle vier geladenen Teilchen eindeutig im Quirl detektiert werden, liefert bei 100000 generierten Ereignisse 3756 mit der geforderten Signatur. Die Abnahme der Effizienz war schon aus den Cuts der Datenvorreduktion zu erwarten (siehe Cut 1a,b). Die Forderung nach vier Treffern in drei Lagen hätten dort 6000 Ereignisse erfüllt.

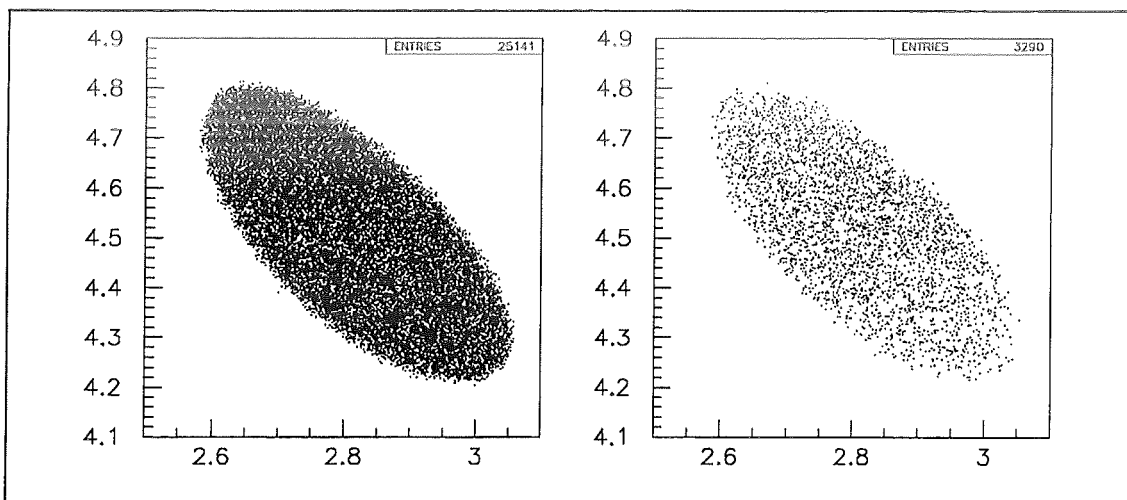


Abbildung 4.18: Dalitzplot beider Monte-Carlo-Datensätze

Desweiteren wird die Detektierung des Kaons bei dieser Simulation explizit überprüft. Das Kaon zerfällt mit einer Zerfallslänge von $c\tau = 3.7\text{m}$ vornehmlich in die Kanäle

$$\begin{aligned} K^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu & (63.5\%); \\ &\rightarrow \pi^+ \pi^0 & (21.2\%); \\ &\rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- & (5.6\%). \end{aligned}$$

Bei einer Flugstrecke von 1m ist bei $\beta\gamma \approx 1$ eine Zerfallswahrscheinlichkeit von 23.7% gegeben.

Von den 3756 simulierten Ereignissen gehen 216 in den Eingangscuts verloren. Grund hierfür ist hauptsächlich, daß ein promptes Teilchen durch das Innenloch des Ringmikrostreifenzählers fliegt (150 Ereignisse).

Die verbleibenden 3540 Ereignisse sind kinematisch untersucht worden. In 3048 Fällen wurde eine mit der Λ -Produktionshypothese verträgliche Interpretation gefunden. Der Abbildung 4.18 dargestellt Dalitzplot zeigt, daß es keine Phasenraumbereiche mit der Rekonstruktionseffizienz null gibt. Die Rekonstruktionseffizienz der „goldenen Eventsuche“ beträgt insgesamt 3%.

Aufgrund der Kombinatorik werden für die Ereignisse in der Regel mehr als eine mögliche Interpretation gefunden. Bei maximal zehn zulässigen Pixeln ergeben sich theoretisch 5040 Kombinationen für vier Teilchen. Die Analyse unterscheidet zwischen prompten und verzögerten Spuren mit Hilfe der Starttorte: beide prompte Spuren müssen geometrischen Überlapp mit der Starttorte haben, bei einer verzögerten Spur darf kein Überlapp vorliegen. Von einer Überprüfung des Überlapps der prompten Spuren mit dem Ringmikrostreifenzähler und dem Faserhodoskop wurde im Analyseprogramm abgesehen. Bei 78% der montecarlierten Ereignisse gab es zwei und mehr mögliche Lösungen.

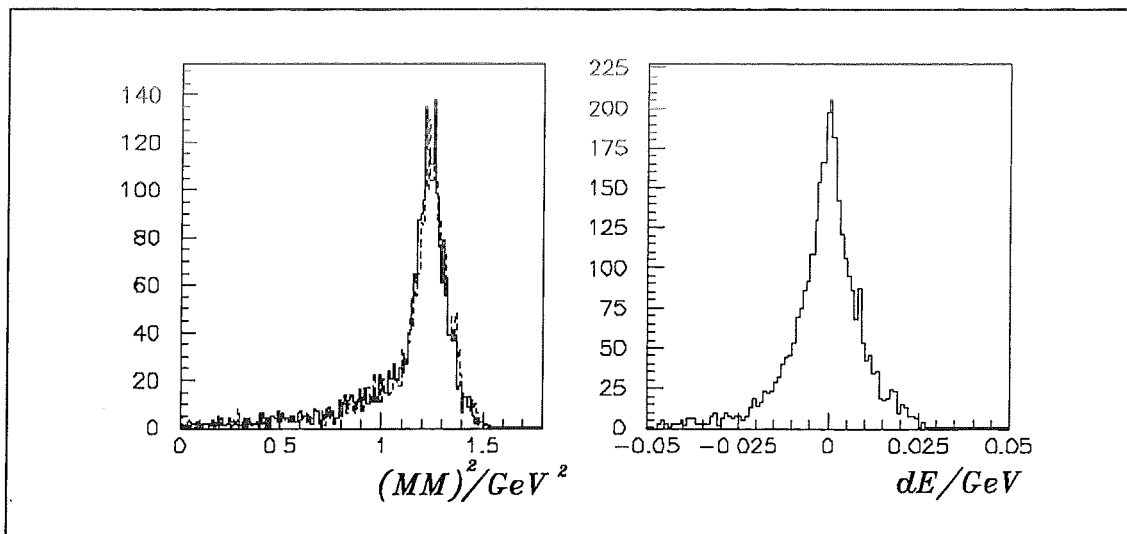


Abbildung 4.19: missing-mass-Verteilung mit Hilfe der Flugzeit für „goldenen“ Monte Carlo Ereignisse

Kann anhand der Detektorsignatur nicht entschieden werden, welche der Interpretationen die „wahrscheinlichste“ ist, sind verschiedene Auswahlkriterien denkbar, die auf unabhängigen Meßgrößen basieren:

- der Fehler in der Energiebilanz des Λ -Zerfalls sollte möglichst klein sein;
- die Grenzen der Flugzeitauflösung wurden schon oben diskutiert;

- mit dem Quirl und dem Faserhodoskop kann die Λ -Richtung explizit rekonstruiert und mit den Interpretationen verglichen werden.

Abbildung 4.19 zeigt die missing-mass-Verteilung der mithilfe der Flugzeit bestimmten Vierervektoren von Proton und Kaon, die sich aus der Auswahl der Interpretation mit minimalem Fehler in der Energiebilanz des Zerfalls ergeben. Die Verteilung besitzt eine Breite von $\text{FWHM} = 133\text{MeV}^2$. Das rechte Diagramm gibt den Bilanzfehler wieder und zeigt, daß das akzeptierte Fehlerintervall von $\pm 50\text{MeV}$ in der Analyse angemessen ist.

5 Diskussion der Ergebnisse

In den folgenden Abschnitten wird die abschließende Analyse der eindeutigen $pK\Lambda$ -Ereignisse aus der Strahlzeit im Juni '95 vorgestellt. Als Ergebnis läßt sich daraus der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion berechnen.

5.1 „Goldene Events“

Die Analyse der gesamten Juni-Strahlzeit mit der Methode der „goldenen Eventsuche“ lieferte insgesamt 155 Ereignisse, die mit der Λ -Hypothese verträglich waren. Angesichts des relativ kleinen Datensatzes wurde die weitergehende Reduktion unter Mithilfe des Eventdisplays vorgenommen.

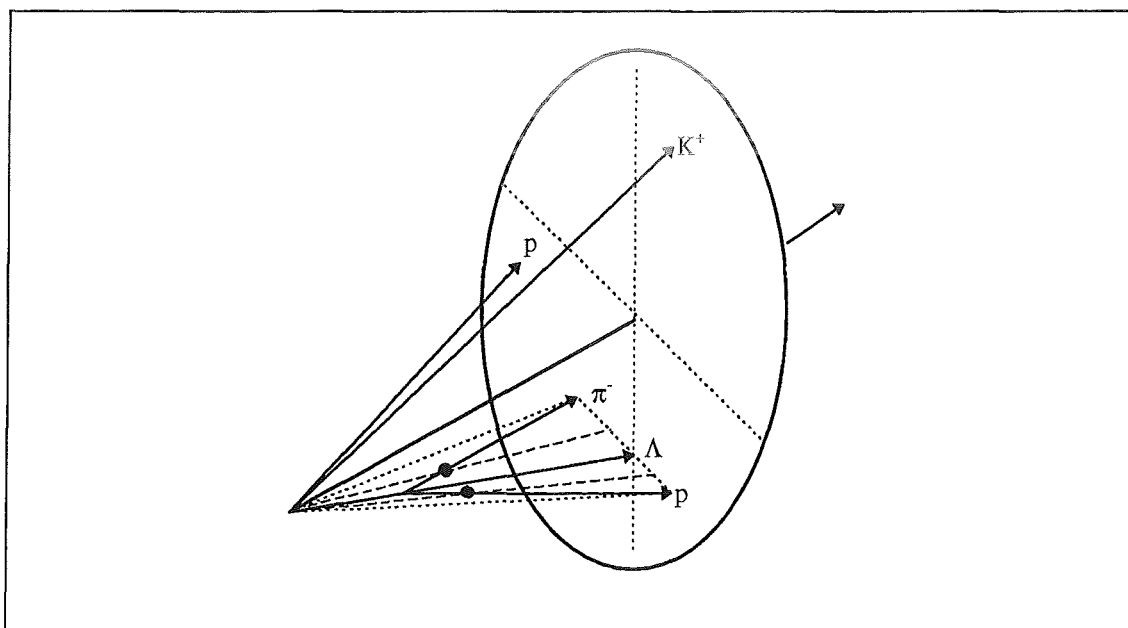


Abbildung 5.1: Punktprojektion im Eventdisplay

Das Eventdisplay stellt ein Ereignis entsprechend seines realen Ablaufs in Form einer Punktprojektion vom Targetmittelpunkt aus auf die Quirlebene dar, vergleiche Abbildung 5.1. Der Blickwinkel der Darstellung ist dabei aus historischen Gründen von hinten aus auf den Quirl. Im Gegensatz zur $(\Theta\Phi)$ -Projektion ist diese Darstellung linientreu, das heißt die Detektorsegmente behalten in dieser Darstellung ihre tatsächliche Form.

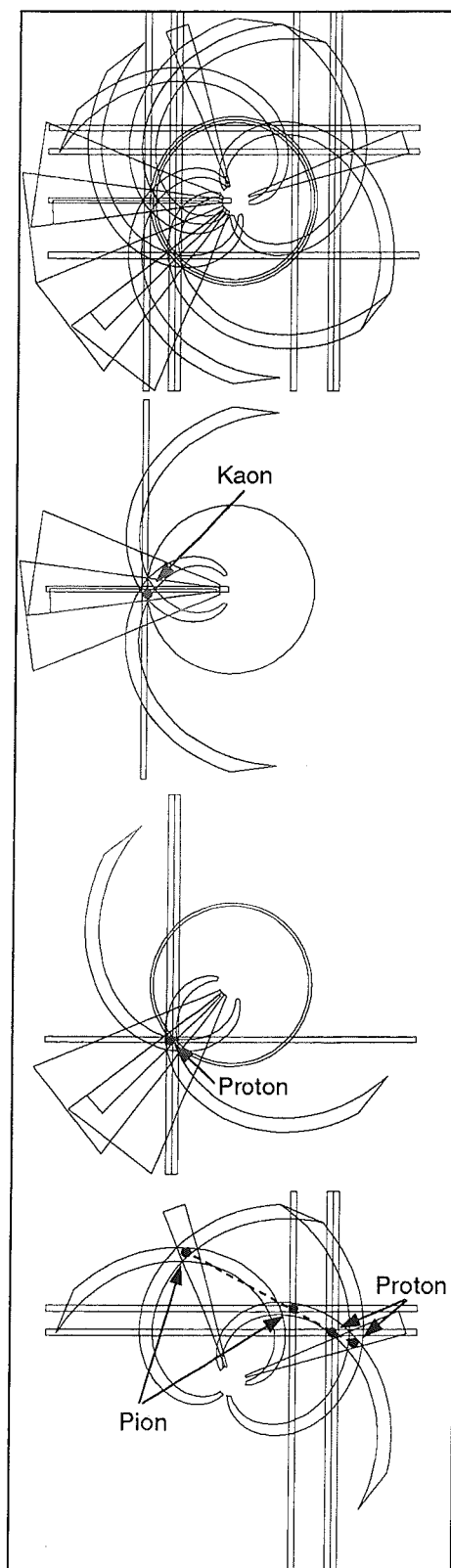


Abbildung 5.2: Zerlegung eines Monte-Carlo-Ereignisses in die Einzeltreffer

Das Display erlaubt die schnelle Klassifizierung eines Ereignisses:

- für die prompten Teilchen Proton und Kaon werden im Idealfall sämtliche getroffenen Startdetektorsegmente über das zugehörige Quirlpixel projiziert. In den meisten Fällen genügt (wie in der Reduktionsmethode geschehen) der geometrische Überlapp zwischen Startortensegment und Quirlpixel.
- die Teilchen aus dem Sekundärzerfall haben in der Projektion keinen geometrischen Überlapp mit Startdetektorsegmenten. Aufgrund der Auswahlbedingungen für „goldene Events“ darf allerdings eines der Sekundärteilchen unter einem Startortensegment zu liegen kommen.
- die Treffer von Proton und Pion im Quirl spannen zusammen mit dem Targetmittelpunkt die Zerfallsebene des Λ auf. Die Zerfallsebene reduziert sich in dieser Darstellung auf die Verbindungslinie zwischen den beiden Pixeln von Proton und Pion im Quirl. Die Treffer der beiden Sekundärteilchen im Faserhodoskop (schwarze Punkte in Abbildung 5.1) befinden sich daher in der Projektion nicht über den zugehörigen Quirlpixeln, sondern auf der Verbindungslinie zwischen ihnen. Aufgrund der großen Massendifferenz zwischen Proton und Pion folgt das Proton im wesentlichen der Λ -Richtung. Dies spiegelt sich im geringen Abstand zwischen Faserkreuz und Quirlpixel für das Proton wieder.

In Abbildung 5.2 ist die Zerlegung eines Monte Carlo Ereignisses vorgeführt. Sowohl die Startorte als auch das Faserhodoskop sind hier auf den Quirldurchmesser verkleinert. Das Bild verdeutlicht plastisch, daß man der Kombinatorik einer Vier-Teilchen-Reaktion einzig durch das Zusammenspiel aller Detektoren Herr werden kann.

Unter den verbleibenden Kandidaten befanden sich viele Reaktionen, die offensichtlich keine der gesuchten Reaktionen waren. Das war daran zu erkennen, daß

- die Auswahl der „prompten“ Teilchenspuren keine Entsprechung in der Detektorsignatur des Ringmikrostreifenzählers und des Faserhodoskops fand;
- andererseits eine als sekundär angenommene Teilchenspur mit sämtlichen Startdetektorsegmenten in Einklang optisch als „prompt“ identifiziert werden konnte;
- das Ereignis eindeutig nicht aus dem Target gekommen ist: entsprechend ihres Abstandes reagieren das Faserhodoskop und insbesondere der Ringmikrostreifenzähler im Eventdisplay empfindlich auf eine Verschiebung des Reaktionsvertex (siehe dazu auch die Bestimmung des Targetabstandes im Kapitel „Detektorkalibration“). Bei einem solchen Ereignis sind sämtliche Ring- und Fasersegmente gegenüber den Quirlpixeln drastisch verschoben. Dies verdeutlicht die Wichtigkeit eines Vetodetektors mit kleinem Innenloch: im Experiment war dadurch der Reaktionsort zumindest auf einen Zylinder mit 2.5mm Durchmesser und 4mm Länge beschnitten. Im Rahmen dieser Unsicherheit ist ansatzweise eine Segmentverschiebung des Startdetektors relativ zum Quirl auch in den „goldenen Events“ im Anhang 1 zu beobachten. Diese Bilder verdeutlichen, daß zur Bestimmung einer Teilchenrichtung der Quirl-detektor dem Faserhodoskop vorzuziehen ist, solange nur ein Punkt der Teilchenspur gemessen wird und zusätzlich das Target als „punktförmig“ angesehen wird;
- zwar eine geeignete Quirlsignatur vorlag (die Anzahl der geraden Segmente war auf vier begrenzt), es jedoch eine unphysikalisch große „Flut“ von Ring- und Hodoskop-segmenten gab, die ohne geeignete Clusterprogramme jede beliebige Zuordnung möglich und gleichzeitig unglaublich machte.

Der explizite Einbau aller Startdetektorkomponenten ist dank Objektorientierung programmtechnisch leicht zu lösen. Auf den automatisierten Ausschluß der dargestellten Fehlinterpretationen ist in der hier präsentierten Analyse dennoch bewußt verzichtet worden, da zum derzeitigen Zeitpunkt das Risiko für unerwartetes Startdetektorverhalten nicht eingeschätzt werden konnte.

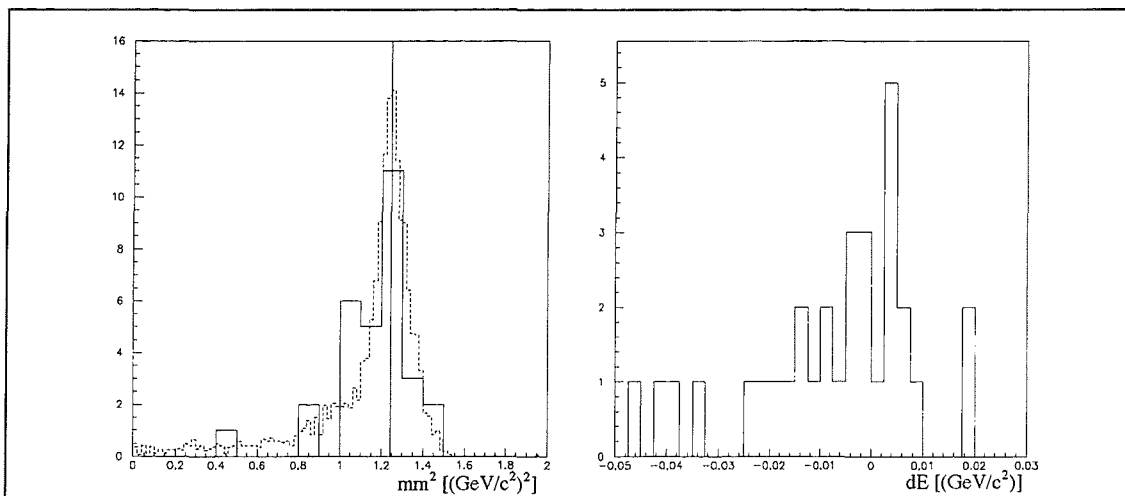


Abbildung 5.3: missing-mass-Verteilung von 30 potentiellen Λ -Kandidaten

Die Analyse des Datensatzes lieferte insgesamt 32 Ereignisse, die folgende Eigenschaften haben:

- die TDC's beider Vetos sind null; die ADC's sind kleiner als 50;
- die Λ -Kinematik für „goldene Events“ liefert mindestens eine Lösung;
- die beiden als prompt prognostizierten Teilchen Proton und Kaon haben neben dem geometrischen Überlapp mit Startortensegmenten auch Ringsegmente des Halbleiterzählers und mindestens eine Hodoskopfaser;

Das linke Diagramm in Abbildung 5.3 zeigt die missing-mass-Verteilung der 30 Ereignisse. Zwei Ereignisse mußten aufgrund unphysikalischer missing-mass-Werte jenseits der $2(\text{GeV}/c^2)^2$ verworfen werden (der Grund liegt darin, daß bei der gegebenen Flugzeitauflösung insbesondere für hochrelativistische Kaonen die Möglichkeit besteht, ihnen eine Flugzeit zuzuordnen, aus der ein $\beta > 1$ resultiert; in dem Fall wird die Viererimpulserhaltung, aus der die missing mass ermittelt wird, gegenstandslos). Die gestrichelte Kurve bezieht sich auf die flächenmäßig normierte Monte Carlo Verteilung. Im Trend folgt die gemessene Verteilung den Erwartungen, allerdings leidet sie an der insgesamt schlechten Flugzeitauflösung. In der Zeitkalibration für die Juni'96-Strahlzeit scheint sich mithilfe der $d\pi^+$ -Eichreaktion eine Auflösung abzuzeichnen, die 25% besser ist, was die Bedeutung eines geeigneten Kalibrationssamples unterstreicht. Das rechte Diagramm stellt den Fehler in der Energiebilanz beim Λ -Zerfall dar.

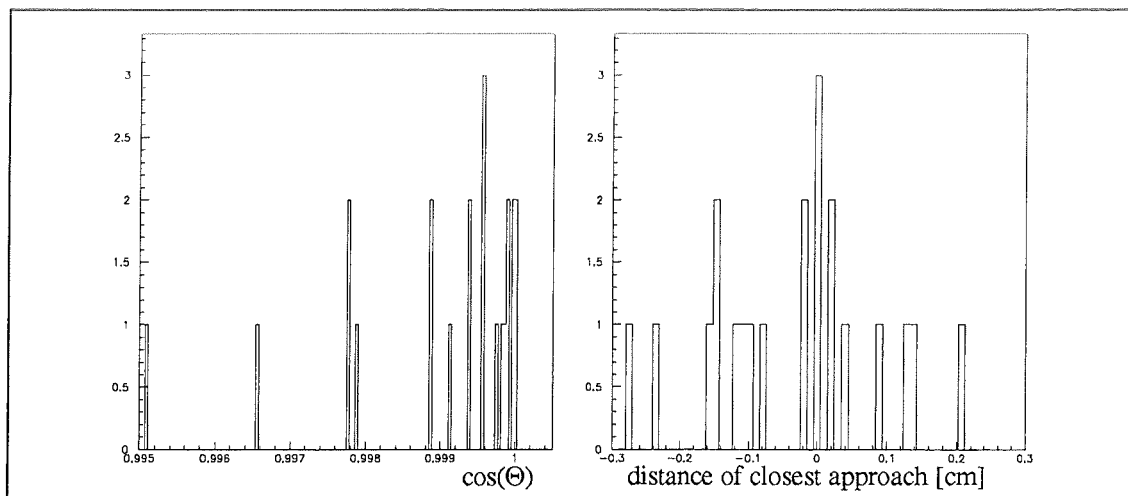


Abbildung 5.4: Winkel zwischen geometrisch vorhergesagter und gemessener Λ -Richtung (linkes Diagramm); minimaler Geradenabstand der beiden Zerfallsteilchen (rechtes Diagramm)

Da die Monte Carlo Simulationen zeigten, daß die missing-mass-Verteilung über die Flugzeit nur begrenzte Aussagekraft besitzt, wurden als Untermenge solche Ereignisse gesucht, bei denen zusätzlich

- zwei Hodoskopkreuze in der Zerfallsebene liegen.

Als Untermenge blieben 22 Ereignisse übrig, deren Eventplots mit Interpretation in Anhang 1 zusammengestellt sind. Das Faserhodoskop war in der bisherigen Analyse einzig im Cut der Datenvorreduktion verwendet worden (Anzahl der Segmente pro Lage ≥ 2). Die „goldene Eventsuche“ stützte sich nicht darauf. Eine endgültige Bestätigung der Events kann nun dadurch erfolgen, daß die Λ -Richtung explizit rekonstruiert wird. Die Quirlpixel legen zusammen mit den Hodoskopkreuzen zwei Geraden im Raum fest, deren Schnittpunkt („point of closest approach“) bei richtiger Interpretation der Λ -Zerfallsvertex ist. Die derart bestimmte Λ -Richtung kann mit der prognostizierten, die zwar aufgrund der Berechnung in der Zerfallsebene liegen, jedoch mitnichten auf den Geradenschnittpunkt zeigen muß, verglichen werden.

Bei der Suche nach Hodoskopkreuzen wurde ein akzeptierter Korridor von 3cm um die Verbindungslinie Proton-Pion in der Quirlebene gelegt. Dies entspricht in bezug auf das Faserhodoskop einem erlaubten Versatz um eine Faser, was aufgrund der Detektorgeometrie bei einer transversalen Verschiebung des Reaktionsvertex um 1mm vorkommen kann. Das linke Diagramm in Abbildung 5.4 stellt die $\cos(\Theta)$ -Verteilung der 22 Ereignisse dar, wobei Θ der Winkel zwischen der rekonstruierten und der vorausberechneten Λ -Richtung ist. Die maximale Abweichung beträgt 5.7° . Das rechte Diagramm gibt den dazugehörigen Geradenabstand („distance of closest approach“) an.

Anmerkungen zu Abbildung 5.4:

- die „goldene Eventsuche“ liefert in der Regel mehr als eine Ereignisinterpretation. Gerade die Vertauschung der beiden prompten Teilchen ist oftmals kinematisch möglich, führt aber auf zwei unterschiedliche Λ -Richtungen und unterschiedlich gut erfüllte Energiebilanzen im Λ -Zerfall. Im Vergleich mit der geometrisch rekonstruierten Λ -Richtung schneidet erwartungsgemäß immer die Interpretation besser ab, deren Fehler in der Energiebilanz des Λ -Zerfalls deutlich kleiner ist. Dennoch bleiben zwei Ereignisse übrig, bei denen aufgrund der Ortsauflösung die jeweils zwei kinematisch möglichen Λ -Richtungen mit der Messung ähnlich gut übereinstimmen (siehe Anhang1).
- die Bestimmung der höchsten Geradenannäherung ist in mancher Hinsicht diskussionswürdig:
 - bislang wurde keine Clusteroutine bei der Behandlung der Hodoskopfasern verwendet. Dies führte in der Regel zur Betrachtung von deutlich mehr als zwei Hodoskopschnittpunkten in der Zerfallsebene und zur Auswahl eines wahrscheinlichsten, wobei die Verbesserung der Ortsauflösung aufgrund der Aufteilung des Energieverlustes eines Teilchens auf mehrere Fasern vernachlässigt wurde. Die korrekte programmtechnische Umsetzung der Clusterfindung ist nicht einfach, führt doch aufgrund der groben Granularität des Faserhodoskops ein Λ -Zerfall direkt vor dem Hodoskop entweder zu Einträgen in nebeneinander liegenden Fasern oder sogar zu einem Doppeltreffer in einer Faser. Die ADC-Information der Fasern kann in diesem Fall zur Klärung: „ein oder zwei Treffer“ nur unterstützend wirken, entscheidend ist die Gesamtinformation über das Ereignis.
 - die größte Unsicherheit entsteht durch eine mögliche Verschiebung des Reaktionsvertex aus der Targetmitte. Dies drückt sich in einer Verkipfung der Zerfallsspuren aus der Zerfallsebene und damit in einem minimalen Geradenabstand aus, der deutlich ungleich null ist (zwei Geraden in einer Ebene sollten sich, solange sie nicht

parallel zueinander verlaufen, immer schneiden). Solange kein gekühlter Teilchenstrahl verfügbar ist, bleibt als einziger Ausweg die Verwendung eines Vetodetektors mit hoher Effizienz und kleiner Bohrung für den Primärstrahl. Bei ausreichend hoher Strahlintensität könnte zudem noch die Targetlänge verkleinert werden, um die Verschmierung des Reaktionsvertex in z-Richtung möglichst klein zu halten.

In den 77h Meßzeit sind 22 pK Λ -Ereignisse registriert worden. Erwartungsgemäß wurde keines dieser Ereignisse in den ersten 15h der Strahlzeit und während der insgesamt 2.5h dauernden Leertargetmessung aufgenommen.

5.2 Totaler Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt einer Reaktion berechnet sich nach

$$\sigma = \frac{N_R}{F \cdot N_{\text{beam}}}$$

aus der Anzahl der detektierten Reaktionen N_R , die in einem Target mit der Flächendichte F durch N_{beam} Strahlteilchen erzeugt worden sind. Die Zahl der Reaktionen sind durch Totzeit- und Effizienzverluste zu korrigieren.

Die Targetfenster wölben sich unter dem Zelleninnendruck. Für 1.5 μ m dicke Folien beträgt die Scheitelpunktwölbung pro Folie 0.15mm [Nak93] mit 50%Fehler. Daher wird für die Berechnung der Flächendichte des Targets eine Länge von (4.3 ± 0.15) mm angenommen. Die Flächendichte beträgt somit $(1.9 \pm 0.07 \cdot 10^{22})$ Protonen/cm².

Die Strahlteilchenzahl kann mit Hilfe des hinter dem Quirldetektor installierten beam-Hodoskops bestimmt werden. Während der Meßzeit, die dieser Analyse zugrunde liegt, wurden vom beam-Hodoskop $8.25 \cdot 10^9$ Protonen detektiert. Der Wert stellt einerseits durch begrenzte Detektoreffizienz und Totzeitverlusten in der Elektronik eine Untergrenze dar. Schwerer wiegt andererseits die geringe aktive Detektorfläche von 32.32mm², auf der der Strahl nicht perfekt zentrisch positioniert werden konnte. Eine zentrische gaußförmige Teilchenbelegung mit einer Breite von 2.4cm FWHM hätte einen zehnprozentigen Detektionsverlust zur Folge. Der realistische Fehler wird doppelt so hoch eingeschätzt, somit ist $N_{\text{beam}} = (8.25 + 1.65) 10^9$ Protonen.

Dieser Wert ist um das Verhältnis zu korrigieren, mit dem das Vetosystem koinzident Teilchen detektiert hat. Koinzidenzratenmessungen an zwei Tagen ergaben, daß 45%, bzw. 54% der vom beamhodoskop detektierten Teilchen vom Vetosystem nicht detektiert wurden. Da zum Zeitpunkt der zweiten Koinzidentmessung schon mehr als die Hälfte der analysierten Daten archiviert war, wird in guter Näherung eine Verlustrate von 50% angenommen.

Weitere Verluste ergeben sich durch die zu mehreren Zeitpunkten ermittelte Totzeit des Datennahmesystems von ca. 50%. Die Effizienz der Eventsuche wurde durch die Monte Carlo Simulation auf 3% bestimmt.

Als totaler Wirkungsquerschnitt ergibt sich somit

$$\sigma = \frac{22}{1.9 \cdot 10^{22} \cdot 8.25 \cdot 10^9 \cdot 0.5 \cdot 0.5 \cdot 0.03} \text{ cm}^2 = (18.7 \pm 6.0) \mu\text{barn},$$

wobei neben den 23% Fehler aufgrund statistischer Schwankungen und den oben angeführten Fehlergrößen noch 10% für Detektionsineffizienzen veranschlagt wurden.

Die Messung steht im Einklang zu [Lou61][Fic62], die den Wirkungsquerschnitt mit 11 Blasenkammerereignissen zu $(18 \pm 5) \mu\text{barn}$ ermittelten.

6 Zusammenfassung und Ausblick

1995 ist am TOF-Experiment erstmalig die Strangeness-Erzeugung untersucht worden. Obwohl der überwiegende Teil des Stopdetektors noch nicht verfügbar war, konnte der Beweis der Meßbarkeit der Reaktion mithilfe des Startdetektorsystems und des Quirls erbracht werden. Der aus den Daten extrahierte totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow p\bar{K}\Lambda$ steht in Einklang mit Blaskammernmessungen aus den 60er Jahren.

Im Rahmen dieser Arbeit ist eine Reduktionsmethode entwickelt worden, die speziell auf die Suche von „goldenen“ $p\bar{K}\Lambda$ -Kandidaten, bei denen alle produzierten Teilchen im Quirl detektiert werden, abzielt. Die Methode basiert im wesentlichen auf Geometrieinformationen des Quirls und vermeidet so weitestmöglich das Problem von Ambiguitäten und Effizienzverlusten. Das Resultat der Reduktionsmethode ist eine Prognose über die Vierervektoren aller erzeugten Teilchen. Die Methode ist intensiv mit simulierten Daten getestet worden und erbrachte bei der Anwendung auf die Daten der Juni'95-Strahlzeit eine Datenreduktion um einen Faktor 4600.

Monte Carlo Simulationen haben gezeigt, daß 3% aller $p\bar{K}\Lambda$ -Reaktionen mit dieser Methode gefunden werden. Darüber hinaus relativierten sie die Erwartungen einer klassischen missing-mass-Analyse mithilfe der Flugzeit. Der Grund hierfür lag in der bescheidenen Flugzeitauflösung des Gesamtsystems von 10% für minimalionisierende Teilchen. Desweiteren ist der erste Versuch einer ADC-Kalibration des Quirldetektors präsentiert worden, die auf der Flugzeitmessung aufbaut.

Ein nächster Schritt in Richtung Zukunft ist in bezug auf die Strangeness-Produktion am TOF bereits im Juni 1996 gegangen worden. Während einer dreiwöchigen Strahlzeit ist dieselbe Reaktion noch einmal untersucht worden. Durch eine wesentlich verbesserte Strahlqualität darf eine um einen Faktor 50 verbesserte Statistik erwartet werden. Erste Versuche einer Flugzeitkalibration, diesmal mithilfe der $d\pi^+$ -Eichreaktion, zeigen eine Verbesserung der Auflösung um 25%.

Aufgrund der guten Statistik ist jetzt zusätzlich die Entwicklung geeigneter software-technischer Werkzeuge für die Selektion der $p\bar{K}\Sigma^0$ -Ereignisse gegeben.

1997 ist mit dem Einbau des Ringdetektors zu rechnen. Eine erneute Messung, diesmal mit wesentlich höherer Detektorakzeptanz insbesondere für die Kaonen, ist geplant.

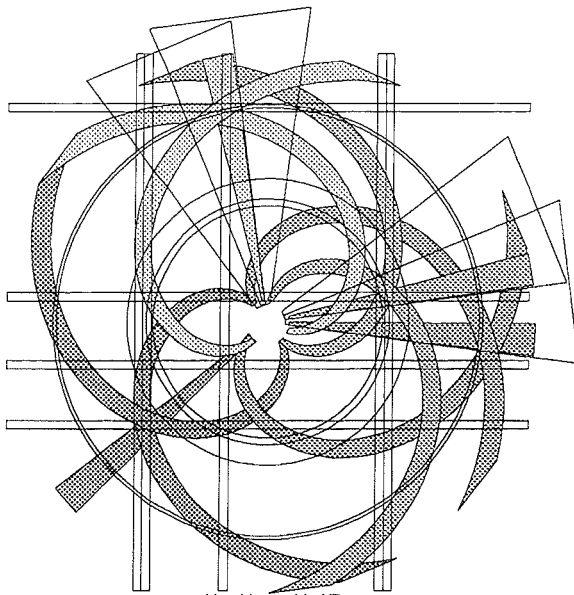
7 Anhang 1: „Goldene Events“

Aufgrund des überschaubaren Datensatzes sind die 22 selektierten Ereignisse mit ihren Interpretationen aufgeführt. Die Bilder sollen verdeutlichen, wie vielfältig die Kombinatorik einer Vier-Teilchen-Reaktion ist. Das Auge gewöhnt sich jedoch schnell an das charakteristische Aussehen einer Reaktion mit Sekundärzerfall.

Zur Erläuterung: aus Platzgründen ist auf eine Aufgliederung der Detektorkomponenten entsprechend der Teilchentreffer verzichtet worden. Dafür wird das Auge durch die Tönung der zu einem Pixel gehörenden Quirlsegmente geführt. Mit steigender Grautönung sind die Teilchen Kaon - Proton - Pion - Sekundärproton codiert. Die Orientierung fällt leichter, wenn man zudem für die prompten Teilchen auf die Startortensegmente achtet. Angesichts der Liniendichte wurde auf eine Einzeichnung der Zerfallsebene verzichtet. Die Vorstellung einer geraden Verbindung führt jedoch in der Regel schnell zu den Treffern der Sekundärteilchen im Faserhodoskop (die Überraschung, Hodoskop-Kreuze in einem „Fust“ von Detektorsegmenten zu finden, machte einen Teil des Reizes der Eventsuche aus).

In der Regel sind die Interpretationen der Ereignisse nicht eindeutig. Zwar fällt die Einteilung in prompte und verzögerte Spuren (auch unter Startortensegmenten) mithilfe der Startdetektorkomponenten leicht, andererseits war die Vertauschung der Paare untereinander oftmals kinematisch möglich. Die nebenstehenden geometrischen Ereignisinterpretationen (Angaben der Energien in $(\text{GeV}/c^2)^2$, der Impulse in GeV/c , der Längen in cm) sind gerade die, bei denen in bezug auf die prompten Teilchen die über weite Bereiche streuende Energiebilanz des Λ -Zerfalls bestmöglich erfüllt wird, beziehungsweise wo für die Sekundärteilchen anhand der Streuwinkel klar bestimmt werden konnte, was Proton und was Pion ist (die Vierervektoren von Proton und Pion aus dem Λ -Zerfall sind die in der Datenreduktion bestimmten, also für einen Λ -Zerfallsvertex bei $z=6.25\text{cm}$).

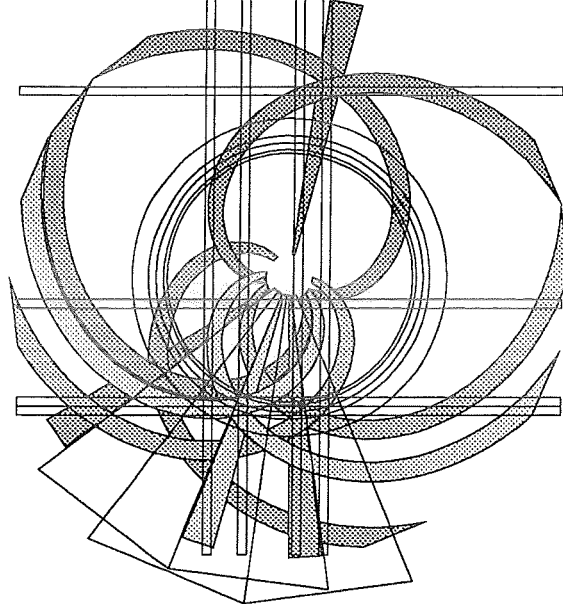
Ferner sind die vier Punkte der Zerfallsebene für die Bestimmung der Λ -Richtung angegeben (PCA: point of closest approach; DCA: distance of closest approach). $\cos(\Theta)$ bezieht sich auf den Winkel zwischen der so rekonstruierten und der durch die „goldene Eventsuche“ vorhergesagten Λ -Richtung. Sollte es mehrere Kreuzungspunkte gegeben haben, durch die man die Richtung der Sekundärteilchen hätte legen können, so wurde zum einen die Kombination gewählt, die „Mehrfachgebrauch“ einer Faser nach Möglichkeit ausschloss. Zum anderen sind die Geradenfehler nebeneinanderliegender Kreuzungspunkte beim derzeitigen Stand der Auswertung (insbesondere ohne intelligente Clusterroutinen) eher vernachlässigbar.



1159 :Run: 14889 :Event
 p: (1.42262,(0.269446, 0.0535945, 1.03345))
 K: (0.701776,(-0.0405955, 0.204143, 0.4533))
 Λ : (1.72024,(-0.228851, -0.257737, 1.26325))
 p: (1.5258,(-0.295414, -0.255379, 1.13808))
 π : (0.198955,(0.0665634, -0.00235884, 0.12517))

Fehler Zerfall: (-0.00451377,
 (-2.23517e-08, -1.72295e-08, 4.47035e-08))

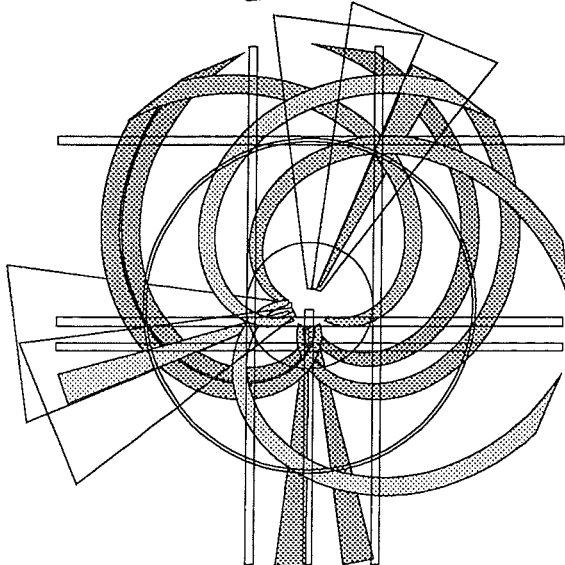
p: (-25.4398, -22.305, 100)
 π : (48.2293, -3.16999, 100)
 Schnittpunkt 1 (2.6, -1, 10.8)
 Schnittpunkt 2 (-2.8, -2.4, 10.8)
 DCA: 0.00269423
 PCA: (-1.00917, -0.827085, 3.74534)
 $\cos(\Theta)$: 0.996549



1169 :Run: 10956 :Event
 p: (1.31724,(0.0168054, -0.256955, 0.887945))
 K: (0.766385,(-0.0525039, -0.154606, 0.563028))
 Λ : (1.76147,(0.0356986, 0.411561, 1.29903))
 p: (1.52511,(0.0931743, 0.453953, 1.10943))
 π : (0.246021,(-0.0574757, -0.0423923, 0.189595))

Fehler Zerfall (-0.0096619,
 (-3.72529e-09, 1.11759e-08, 1.49012e-08))

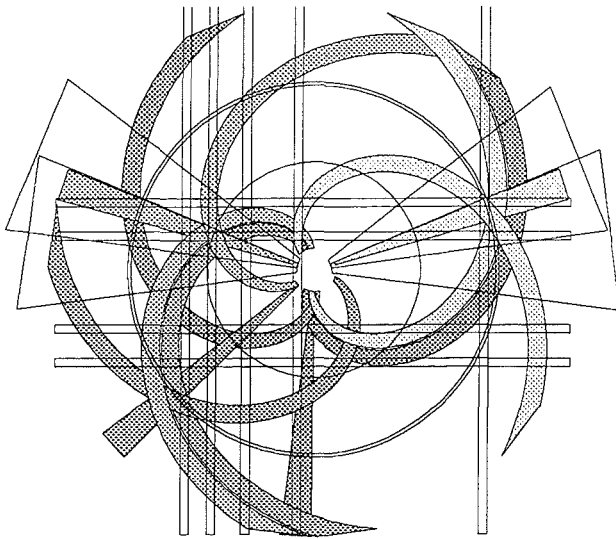
p (8.01659, 40.2936, 100)
 π (-28.1335, -18.7937, 100)
 Schnittpunkt 0 (0.8, 4.2, 10.8)
 Schnittpunkt 1 (-1.8, -0.6, 10.8)
 DCA: -0.308542
 PCA: (0.311965, 1.02917, 3.18413)
 $\cos(\Theta)$: 0.997755



1169 :Run: 44268 :Event
 p: (1.14193,(-0.0739401, -0.0250909, 0.64619))
 K: (0.62651,(0.06154, 0.12478, 0.35982))
 Λ : (2.07273,(0.0124002, -0.0996895, 1.74399))
 p: (1.78053,(0.0144758, -0.0706715, 1.51154))
 π : (0.27269,(-0.0020756, -0.029018, 0.232453))

Fehler Zerfall (0.0195084,
 (4.65661e-10, 0, -1.19209e-07))

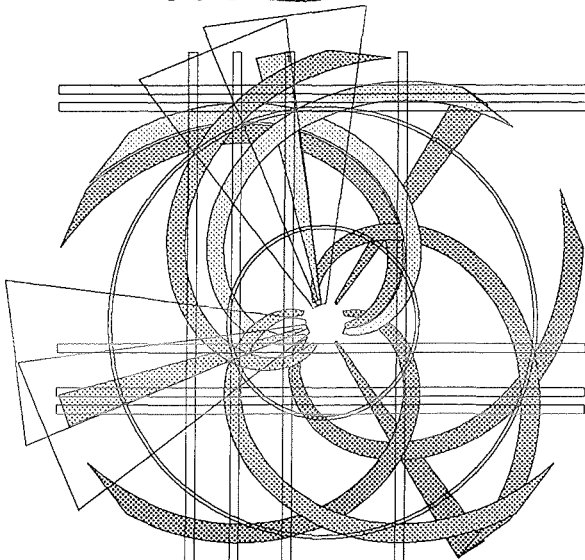
p (0.942252, -4.7406, 100)
 π (-0.791936, -12.0574, 100)
 Schnittpunkt 0 (0, -1, 10.8)
 Schnittpunkt 1 (0, -0.4, 10.8)
 DCA: -0.149957
 PCA: (-0.00627485, -0.0554874, 3.33344)
 $\cos(\Theta)$: 0.999141



1169 :Run: 52644 :Event
 p: (1.27727,(-0.192769, 0.0654542, 0.842395))
 K: (0.948953,(0.291637, 0.0989944, 0.749649))
 Λ: (1.61936,(-0.0988678, -0.164449, 1.15796))
 p: (1.27299,(-0.000890477, -0.0800111, 0.85659))
 π: (0.356413,(-0.0979773, -0.0844375, 0.301367))

Fehler Zerfall (-0.0100479,(-7.45058e-09, 0. 0))

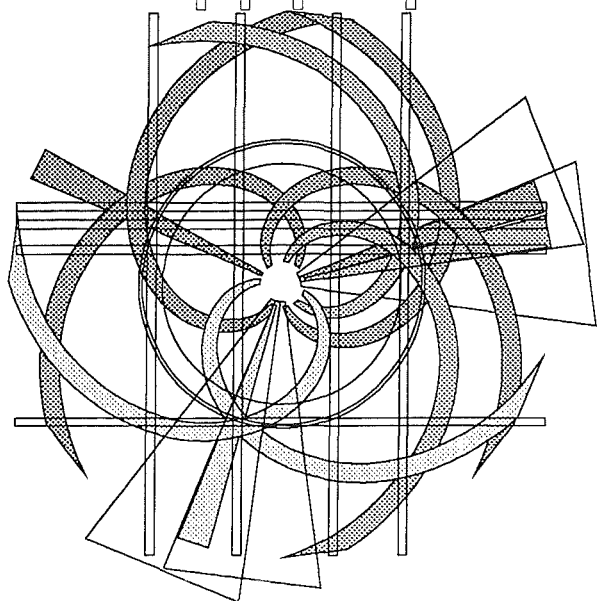
p (-0.633549, -9.64588, 100)
 π (-30.8912, -27.0846, 100)
 Schnittpunkt 1 (-0.4, -1.4, 10.8)
 Schnittpunkt 2 (-1.6, -2.2, 10.8)
 DCA: -0.0976405
 PCA: (-0.365801, -1.08869, 6.97169)
 cos(Θ): 0.999375



1169 :Run: 123167 :Event
 p: (1.27628,(-0.155516, -0.0527729, 0.849446))
 K: (0.857818,(-0.0545802, 0.274468, 0.643315))
 Λ: (1.70838,(0.210096, -0.221695, 1.25724))
 p: (1.42845,(0.179572, -0.274151, 1.02601))
 π: (0.276817,(0.0305245, 0.0524558, 0.231226))

Fehler Zerfall (0.00311691,
 (-2.23517e-08, 1.11759e-08, -4.47035e-08))

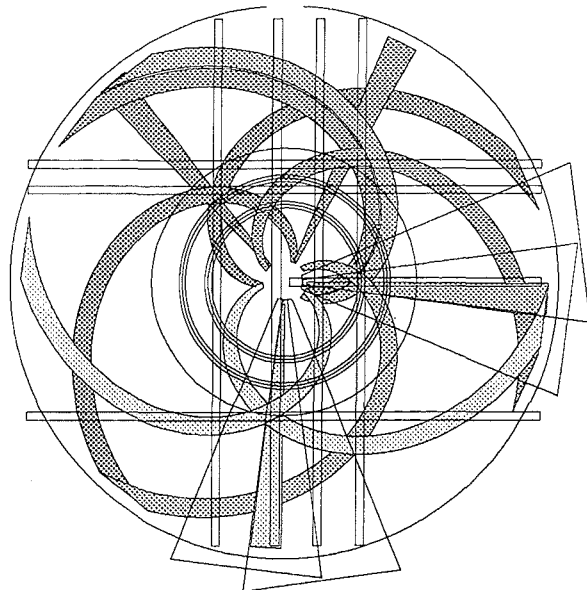
p (17.4501, -26.1247, 100)
 π (13.4269, 20.0935, 100)
 Schnittpunkt 0 (1.8, -2, 10.8)
 Schnittpunkt 1 (1.8, -1.6, 10.8)
 DCA: 0.0345954
 PCA: (1.68186, -1.79013, 10.027)
 cos(Θ): 0.999998



1171 :Run: 75434 :Event
 p: (1.45859,(0.281394, 0.0559711, 1.07927))
 K: (0.880289,(-0.0702462, -0.206851, 0.695342))
 Λ: (1.50445,(-0.211148, 0.15088, 0.975386))
 p: (1.28401,(-0.273654, 0.132173, 0.822181))
 π: (0.217274,(0.0625064, 0.0187067, 0.153205))

Fehler Zerfall (0.00315724,
 (-1.49012e-08, -3.72529e-09, 4.47035e-08))

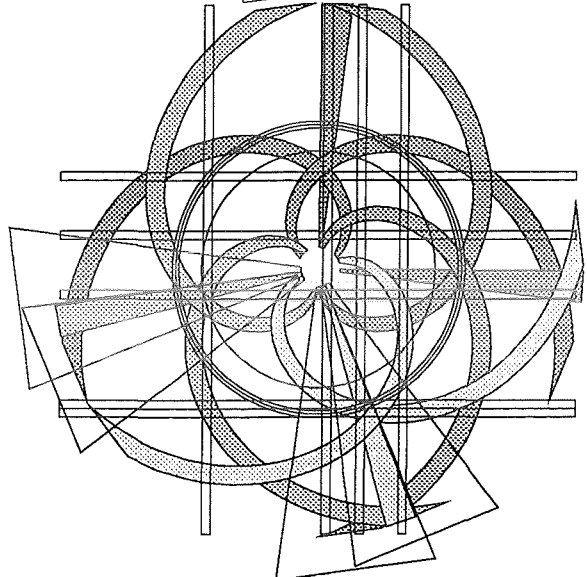
p (-32.5104, 16.0355, 100)
 π (36.6147, 12.4286, 100)
 Schnittpunkt 2 (1.2, 1.4, 10.8)
 Schnittpunkt 9 (-3, 1.6, 10.8)
 DCA: -0.0201536
 PCA: (-1.09145, 0.676611, 5.03122)
 cos(Θ): 0.999812



1172 :Run: 9638 :Event
 p: (1.19977,(0.124448, -0.00817969, 0.737243))
 K: (0.9836,(-0.01553, -0.236447, 0.81709))
 Λ: (1.65709,(-0.108918, 0.244626, 1.19567))
 p: (1.33481,(-0.151295, 0.166159, 0.922427))
 π: (0.319519,(0.0423767, 0.0784672, 0.27324))

Fehler Zerfall (0.00276077,
 (-3.72529e-09, 7.45058e-09, -8.9407e-08))

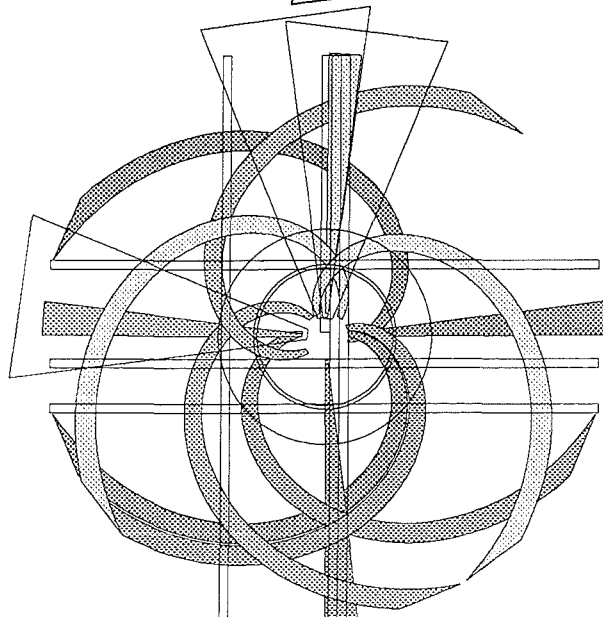
p (-15.933, 18.1705, 100)
 π (13.8962, 28.1763, 100)
 Schnittpunkt 0 (0.8, 2.8, 10.8)
 Schnittpunkt 1 (-1.6, 2.2, 10.8)
 DCA: 0.205942
 PCA: (-0.343946, 0.741673, 3.20825)
 cos(Θ): 0.999568



1172 :Run: 21062 :Event
 p: (1.16111,(-0.172349, -0.0342647, 0.661023))
 K: (0.855162,(0.0719049, -0.211928, 0.661462))
 Λ: (1.83116,(0.100444, 0.246193, 1.42752))
 p: (1.5138,(0.0120648, 0.255321, 1.16013))
 π: (0.314431,(0.0883791, -0.00912838,
 0.267382))

Fehler Zerfall (0.00292218,
 (1.49012e-08, 2.23517e-08, 0))

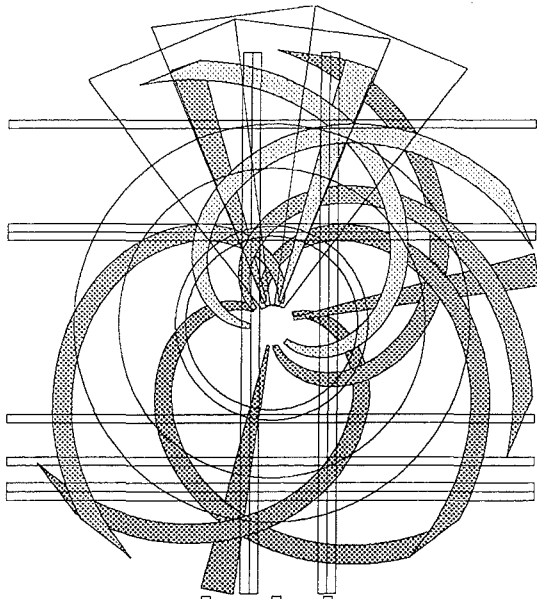
p (1.42348, 21.7034, 100)
 π (31.349, -2.06049, 100)
 Schnittpunkt 0 (2, 0.8, 10.8)
 Schnittpunkt 1 (0.2, 2.2, 10.8)
 DCA: -0.024082
 PCA: (0.129778, 0.972286, 5.14041)
 cos(Θ): 0.998883



1173 :Run: 9911 :Event
 p: (1.0788,(-0.100843, 0.00661877, 0.522724))
 K: (0.887687,(0.00692885, 0.105642,
 0.730132))
 Λ: (1.87283,(0.0939141, -0.112261, 1.49714))
 p: (1.52005,(0.0870509, 0.012012, 1.19268))
 π: (0.357308,(0.00686324, -0.124273,
 0.304465))

Fehler Zerfall (-0.00453058,
 (-1.62981e-08, 7.45058e-09, -5.96046e-08))

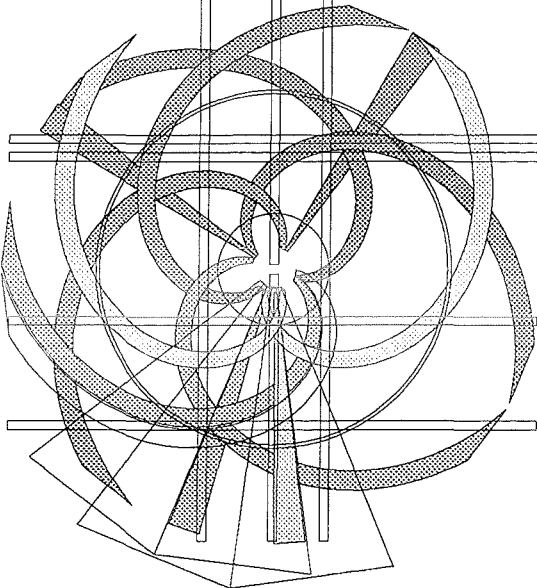
p (7.23448, 0.474159, 100)
 π (2.52349, -38.5842, 100)
 Schnittpunkt 0 (0.4, -1.6, 10.8)
 Schnittpunkt 1 (0.4, -0.6, 10.8)
 DCA: -0.122505
 PCA: (0.284415, -0.635197, 8.4957)
 cos(Θ): 0.999577



1177 :Run: 30912 :Event
 p: (1.46038,(-0.0599898, 0.176757, 1.1034))
 K: (0.746268,(0.0717687, 0.211398, 0.513215))
 Λ: (1.63707,(-0.0117789, -0.388155, 1.13338))
 p: (1.39271,(-0.085069, -0.407389, 0.941317))
 π: (0.249216,(0.0732901, 0.0192338, 0.192063))

Fehler Zerfall (-0.00485846,
 (2.98023e-08, -5.21541e-08, 8.9407e-08))

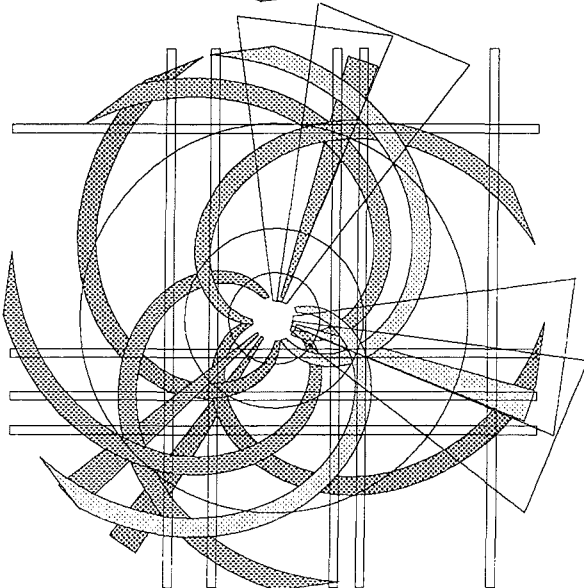
p (-8.49211, -42.663, 100)
 π (35.5535, 7.07182, 100)
 Schnittpunkt 1 (1.2, -2.2, 10.8)
 Schnittpunkt 2 (-0.4, -4, 10.8)
 DCA: 0.00447933
 PCA: (-0.0940218, -2.54735, 7.44476)
 cos(Θ): 0.999998



1177 :Run: 47135 :Event
 p: (1.39515,(-0.106407, -0.313333, 0.978054))
 K: (0.585818,(0.00246949, -0.0377586, 0.313153))
 Λ: (1.87264,(0.103938, 0.351092, 1.45879))
 p: (1.49848,(0.202329, 0.292328, 1.11297))
 π: (0.390134,(-0.0983905, 0.058764, 0.34582))

Fehler Zerfall (-0.0159799,
 (-2.23517e-08, -2.23517e-08, -2.98023e-08))

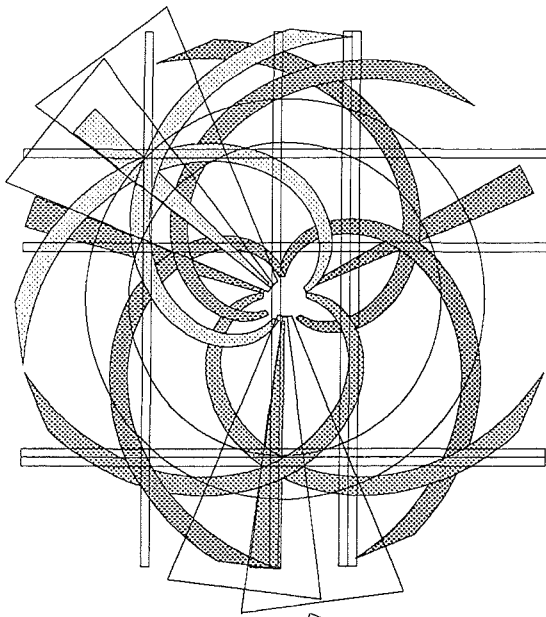
p (17.4549, 26.1215, 100)
 π (-26.1207, 17.4561, 100)
 Schnittpunkt 1 (1.2, 3, 10.8)
 Schnittpunkt 2 (0, 2.6, 10.8)
 DCA: -0.159082
 PCA: (0.739321, 2.24731, 8.20744)
 cos(Θ): 0.999367



1180 :Run 12158 :Event
 p: (1.23814,(0.0986909, 0.290699, 0.747249))
 K: (0.738098,(0.098625, -0.033498, 0.538751))
 Λ: (1.86896,(-0.197316, -0.257201, 1.464))
 p: (1.59432,(-0.133652, -0.202207, 1.266))
 π: (0.256441,(-0.063664, -0.0549938, 0.198003))

Fehler Zerfall (0.0182004,(7.45058e-09, -
 2.23517e-08, 7.45058e-08))

Proton (-10.743, -16.0738, 100)
 Pion (-30.8912, -27.0846, 100)
 Schnittpunkt 0 (-2.4, -2.6, 10.8)
 Schnittpunkt 1 (-1.4, -1.8, 10.8)
 DCA -0.234383
 PCA (-0.806916, -1.08078, 5.6512)
 cos(Θ): 0.999862



1185 :Run 17357 :Event

p: (1.29521,(-0.019943, -0.303635, 0.839419))
 K: (0.76089,(-0.165422, 0.145092, 0.535585))
 Λ: (1.78738,(0.185365, 0.158543, 1.375))
 p: (1.42082,(0.27485, 0.132061, 1.02245))
 π: (0.390484,(-0.089485, 0.026482, 0.352548))

Fehler Produktion (0.000446796,(-1.49012e-08,
 2.98023e-08, 0))

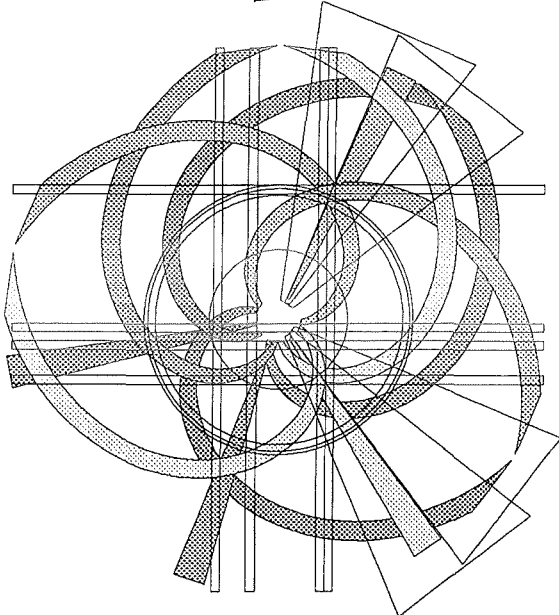
Schnittpunkt 0 (1.6, 1.2, 10.8)

Schnittpunkt 1 (1.4, 1.2, 10.8)

DCA 0.0205516

PCA (1.50003, 1.16305, 10.4375)

cos(Θ): 0.999955



1185 :Run: 20291 :Event

p: (1.12258,(0.0759275, 0.153953, 0.591925))
 K: (1.00847,(0.0700921, -0.104936, 0.870289))
 Λ: (1.71077,(-0.14602, -0.0490174, 1.28779))
 p: (1.361,(-0.140619, -0.0269358, 0.975434))
 π: (0.342871,(-0.00540102, -0.0220815,
 0.312353))

Fehler Zerfall (0.00690243,
 (-2.32831e-08, 5.58794e-09, 1.19209e-07))

p (-14.2217, -2.82741, 100)

π (-2.33132, -6.86494, 100)

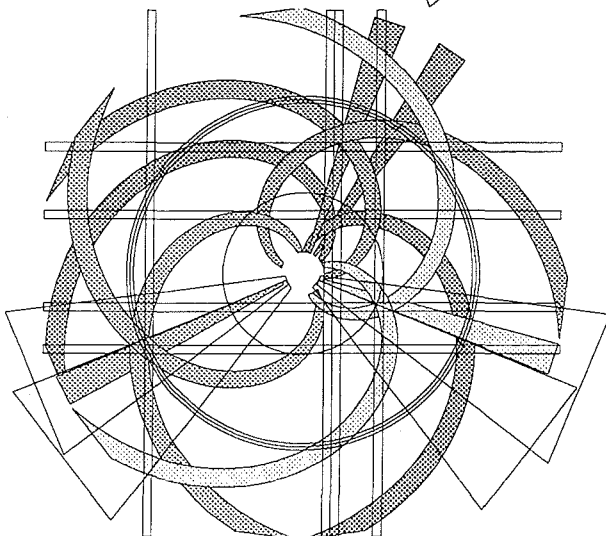
Schnittpunkt 0 (-0.6, -0.6, 10.8)

Schnittpunkt 2 (-1.4, -0.2, 10.8)

DCA: 0.130408

PCA: (-0.448303, -0.0626185, 4.03333)

cos(Θ): 0.999747



1185 :Run: 38429 :Event

p: (1.20109,(-0.242551, -0.119581, 0.69938))
 K: (0.980897,(0.152347, -0.0517448, 0.832217))
 Λ: (1.66332,(0.0902038, 0.171326, 1.2184))
 p: (1.3549,(0.064715, 0.094902, 0.970666))
 π: (0.295539,(0.0254888, 0.0764239, 0.247737))

Fehler Zerfall (0.0128835,
 (-3.72529e-09, 0, 2.98023e-08))

p (6.71343, 10.0467, 100)

π (10.0996, 29.749, 100)

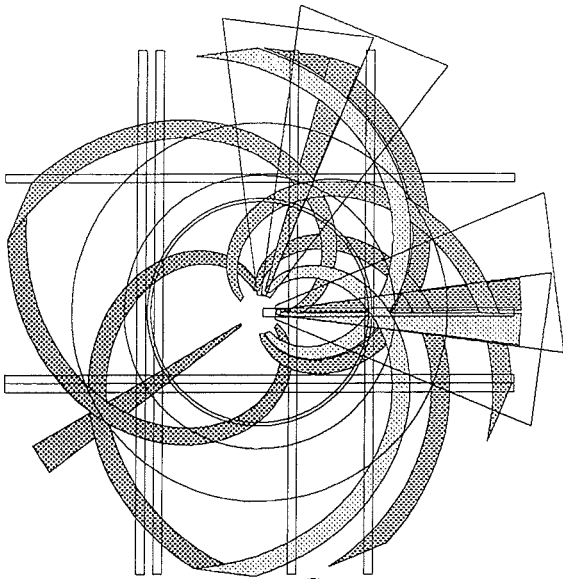
Schnittpunkt 1 (0.8, 3, 10.8)

Schnittpunkt 2 (0.6, 1.4, 10.8)

DCA: -0.080279

PCA: (0.024456, 0.648751, 2.98044)

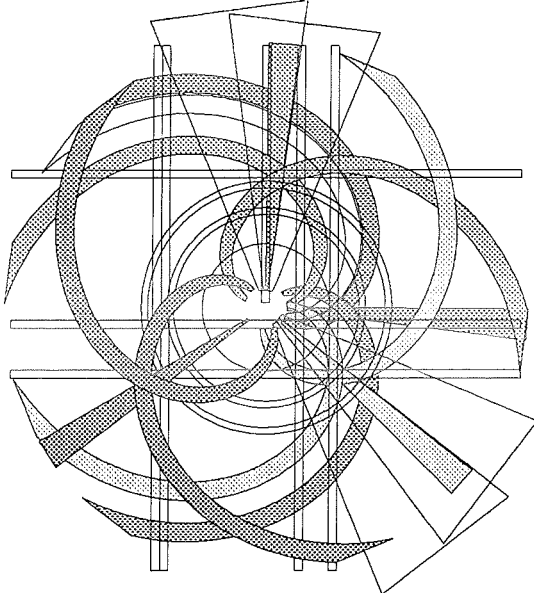
cos(Θ): 0.995102



1186 :Run 27859 :Event
 p (1.28851,(0.0790736, 0.232915, 0.848178))
 K (0.888762,(0.189464, -0.012453, 0.714255))
 -->
 L (1.66603,(-0.268538, -0.220462, 1.18757))
 p (1.42202,(-0.344862, -0.227905, 0.985347))
 pi- (0.257396,(0.0763241, 0.00744258, 0.20222))

Fehler Zerfall (-0.013382,(-7.45058e-09, -5.12227e-09, 4.47035e-08))

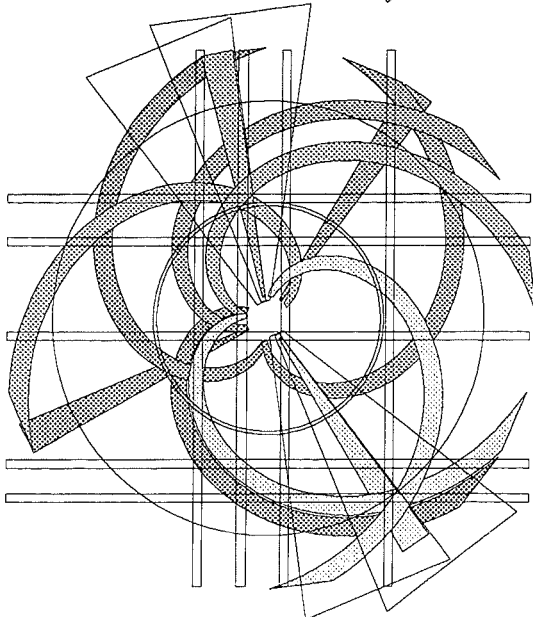
Schnittpunkt 1 (-2.4, -1.8, 10.8)
 Schnittpunkt 2 (-2.8, -1.8, 10.8)
 DCA 0.138376
 PCA (-2.61507, -1.75665, 10.3353)
 Skalar 0.999561



1186 :Run: 60753 :Event
 p: (1.32301,(0.0170025, 0.259232, 0.895824))
 K: (1.0172,(0.142094, -0.124654, 0.869067))
 Λ: (1.50283,(-0.159096, -0.134578, 0.985109))
 p: (1.22937,(-0.202847, -0.133983, 0.756238))
 π: (0.271616,(0.0437502, -0.000595115, 0.228871))

Fehler Zerfall (0.00184244, (7.45058e-09, -7.567e-09, -2.98023e-08))

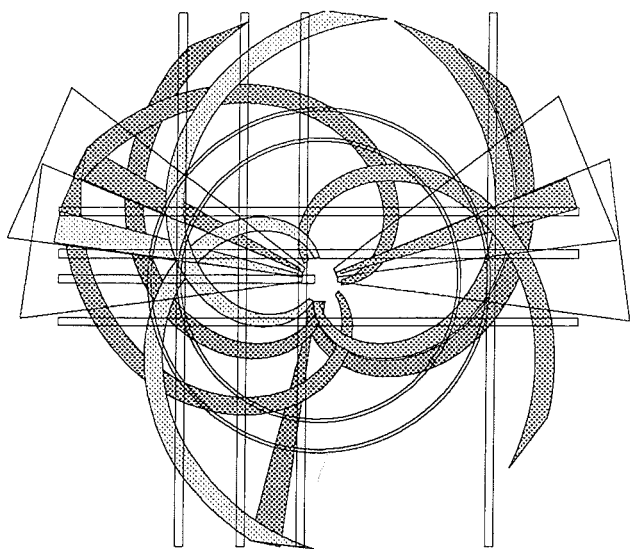
p (-26.1239, -17.4513, 100)
 π (16.8802, -1.1095, 100)
 Schnittpunkt 1 (0.8, -0.4, 10.8)
 Schnittpunkt 2 (-2.6, -1.6, 10.8)
 DCA: 0.0930876
 PCA: (-0.584311, -0.296289, 3.21628)
 cos(Θ): 0.998857



1191 :Run: 7155 :Event
 p: (1.4139,(-0.0529998, 0.266521, 1.02222))
 K: (0.873465,(0.174175, -0.260759, 0.648786))
 Λ: (1.55679,(-0.121175, -0.00576141, 1.079))
 p: (1.31442,(-0.180261, -0.091941, 0.898))
 π: (0.251311,(0.0590862, 0.0861796, 0.180997))

Fehler Zerfall (-0.00894767, (-1.11759e-08, -1.49012e-08, 5.96046e-08))

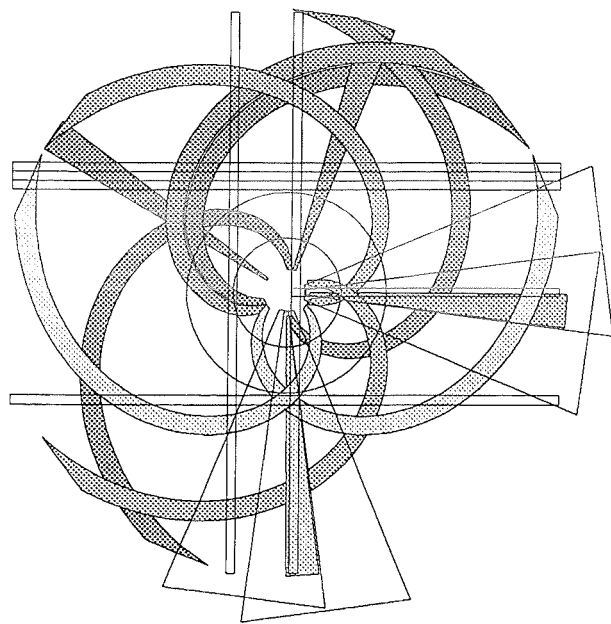
p (-19.508, -9.61771, 100)
 π (29.5391, 44.2056, 100)
 Schnittpunkt 0 (0.4, 1.8, 10.8)
 Schnittpunkt 1 (-1.6, -0.4, 10.8)
 DCA: -0.00366679
 PCA: (-0.839079, -0.00640774, 7.00297)
 cos(Θ): 0.999963



1191 :Run: 7462 :Event
 p: (1.1539,(0.241696, 0.0820421, 0.621276))
 K: (0.811458,(-0.175929, 0.0350103, 0.618547))
 Λ: (1.88236,(-0.0657671, -0.117052, 1.51018))
 p: (1.72152,(-0.0247344, -0.137859, 1.43655))
 π: (0.164369,(-0.0410327, 0.0208067, 0.0736297))

Fehler Zerfall (-0.00352816,
 (1.11759e-08, -3.72529e-09, -7.45058e-09))

p (-1.88713, -9.48067, 100)
 π (-52.0166, 25.6569, 100)
 Schnittpunkt 0 (-0.4, -1, 10.8)
 Schnittpunkt 1 (-1.8, -2.35931e-07, 10.8)
 DCA: 0.0156876
 PCA: (-0.352495, -0.748256, 8.22014)
 cos(Θ): 0.99991



1191 :Run: 13520 :Event
 Lösung 1:
 p: (1.27004,(0.0118723, -0.181528, 0.836394))
 K: (1.09044,(0.116387, -0.00764981, 0.965278))
 Λ: (1.48196,(-0.128259, 0.189178, 0.948327))
 p: (1.23597,(-0.16061, 0.101472, 0.781777))
 π: (0.236552,(0.0323507, 0.0877054, 0.166551))

Fehler Zerfall (0.00943349,(-3.72529e-09, 0, 0))

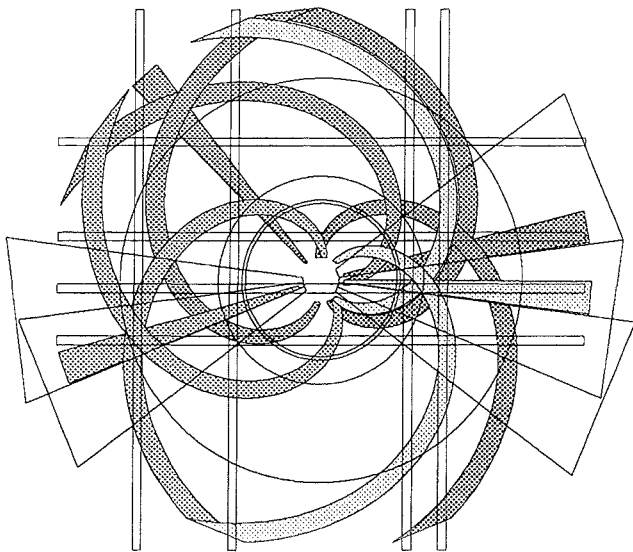
Lösung 2:
 p: (1.23996,(0.0970367, -0.00637798, 0.804795))
 K: (1.10633,(0.0137329, -0.209977, 0.967474))
 Λ: (1.50322,(-0.11077, 0.216355, 0.977731))
 p: (1.21403,(-0.154907, 0.096035, 0.748524))
 π: (0.297389,(0.0441378, 0.12032, 0.229207))

Fehler Zerfall (-0.00819707,
 (3.72529e-09, -7.45058e-09, -2.98023e-08))

p (-20.0928, 13.4278, 100)
 π (17.0917, 50.3445, 100)
 Schnittpunkt 0 (-1.2, 2.4, 10.8)
 Schnittpunkt 2 (-1.2, 2.8, 10.8)
 DCA: -0.277723
 PCA: (-1.20513, 2.44414, 10.3452)

Lösung 1:cos(Θ): 0.999213

Lösung 2:cos(Θ): 0.999896



1191 :Run; 30602 :Event

Lösung 1:

p: (1.41209,(-0.379755, -0.128866, 0.976125))

K: (0.714298,(0.109487, -0.00719634, 0.504477))

Λ: (1.71685,(0.270268, 0.136063, 1.2694))

p: (1.4696,(0.339121, 0.0625568, 1.07724))

π: (0.25797,(-0.0688532, 0.0735058, 0.19216))

Fehler Zerfall (-0.0107204,

(-7.45058e-09, -1.49012e-08, 7.45058e-08))

Loesung 2

p: (1.38435,(-0.366289, -0.124297, 0.94151))

K: (0.834825,(0.142775, -0.00938428, 0.657855))

Λ: (1.62371,(0.223513, 0.133681, 1.15063))

p: (1.3638,(0.297873, 0.0541265, 0.942297))

π: (0.27339,(-0.0743599, 0.0795543, 0.208338))

Fehler Zerfall (-0.0134794,

(-2.23517e-08, 7.45058e-09, 0))

p (30.813, 6.12891, 100)

π (-31.8659, 36.3411, 100)

Schnittpunkt 0 (2.8, 1, 10.8)

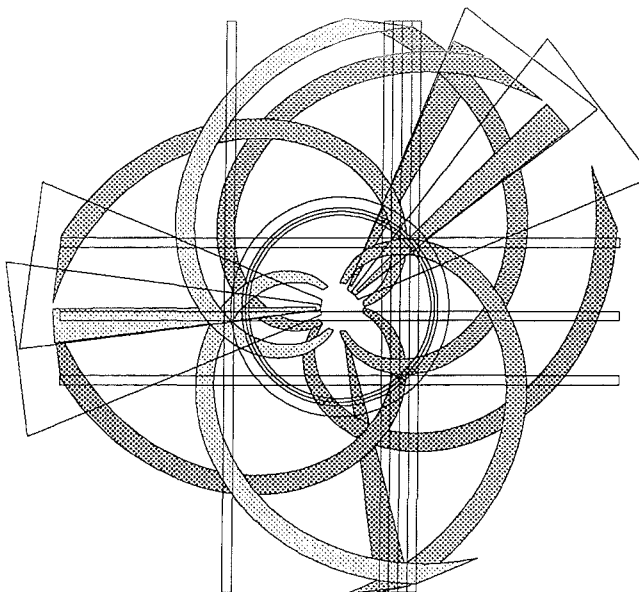
Schnittpunkt 2 (-2, 3.2, 10.8)

DCA: -0.108881

PCA: (0.472815, 0.530029, 3.47401)

Lösung 1: cos(Θ): 0.996233

Lösung 2: cos(Θ): 0.997762



1193 :Run;

p: (1.46449,(0.141012, 0.123659, 1.10869))

K: (1.00653,(-0.205609, -0.0134568, 0.852617))

Λ: (1.37222,(0.0645966, -0.110203, 0.788695))

p: (1.16129,(0.0328316, -0.177608, 0.660009))

π: (0.203941,(0.0317651, 0.0674055, 0.128686))

Fehler Zerfall (0.00699152,(7.45058e-09, 0, 0))

p (5.18239, -26.0733, 100)

π (23.5166, 47.683, 100)

Schnittpunkt 0 (1.6, 1.4, 10.8)

Schnittpunkt 3 (1.2, -0.2, 10.8)

Schnittpunkt 4 (1, -1.6, 10.8)

Schnittpunkt 0 - Schnittpunkt 4:

DCA: -0.146437

PCA: (0.753682, -0.553971, 7.06009)

cos(Θ): 0.997871

Schnittpunkt 3 - Schnittpunkt 4:

DCA: -0.145435

PCA: (0.850508, -1.11784, 9.11479)

cos(Θ): 0.999795

8 Anhang 2: Anmerkungen zum Target

Im folgenden wird ein Abriß der Targethardwaresteuerung gegeben.

Die Targetsteuerung besteht aus einer Kontrollbox in der Experimenthalle und einem Computer im Elektronikbereich. Die beiden Komponenten sind über 50m mit Flachbandkabel verbunden. Der Computer zeigt den Verlauf von Targettemperatur, Druck im Gasvolumen und Höhe des Gasvolumens über die Zeit an. Er gibt als Regelgröße eine Spannung an eine regelbare Stromquelle in der Kontrollbox aus, die mit einer Konstantendrahtwendel über dem Gasverflüssigungsvolumen verbunden ist. Somit kann das Targetsystem auf eine vorwählbare Solltemperatur gehalten wird.

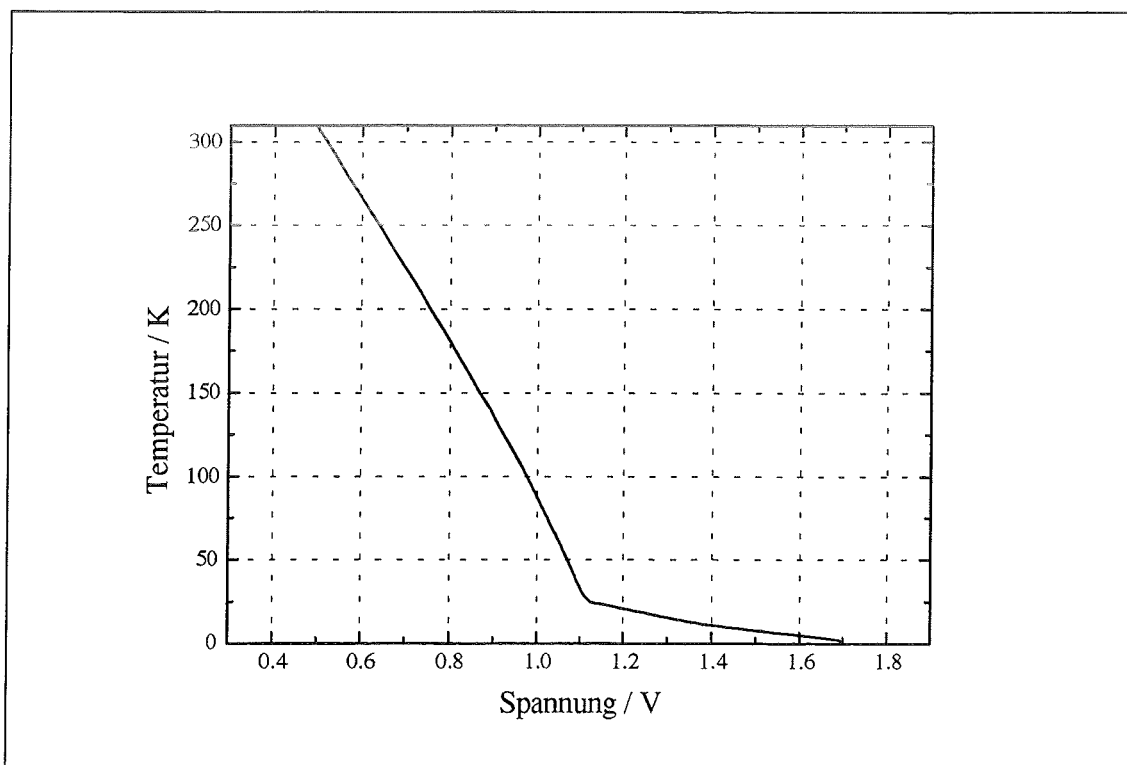


Abbildung 8.1: Eichkurve der Tieftemperaturdiode DT-470-SD-13

Meßprinzip für die Temperatur

Als Temperaturfühler fungiert eine Siliziumdiode Typ Lakeshore DT-470-SD-13 von Cryophysics GmbH, Darmstadt. Der stark temperaturabhängige Widerstand der Diode wird gemessen, indem man die Spannung ermittelt, die für einen Meßstrom von $10\mu\text{A}$

durch die Diode benötigt wird (Abbildung 8.2 stellt den Schaltplan der 10µA-Konstantstromquelle dar). Anhand einer Kalibrationskurve (siehe Abbildung 8.1) kann für diesen Diodentyp aus dem Widerstand die aktuelle Temperatur ermittelt werden.

Meßprinzip für den Druck

Seit 1996 wird am TOF-Experiment der kapazitiv arbeitende Druckaufnehmer Typ C204 von Setra eingesetzt. Dieses System ermittelt Kapazitätsänderungen, die aufgrund der Verbeulung einer elastischen Membran unter Druck verursacht werden. Das System arbeitet im Druckbereich von 1 bis 1700mbar und gibt eine druckproportionale Spannung zwischen 0 und 5V aus.

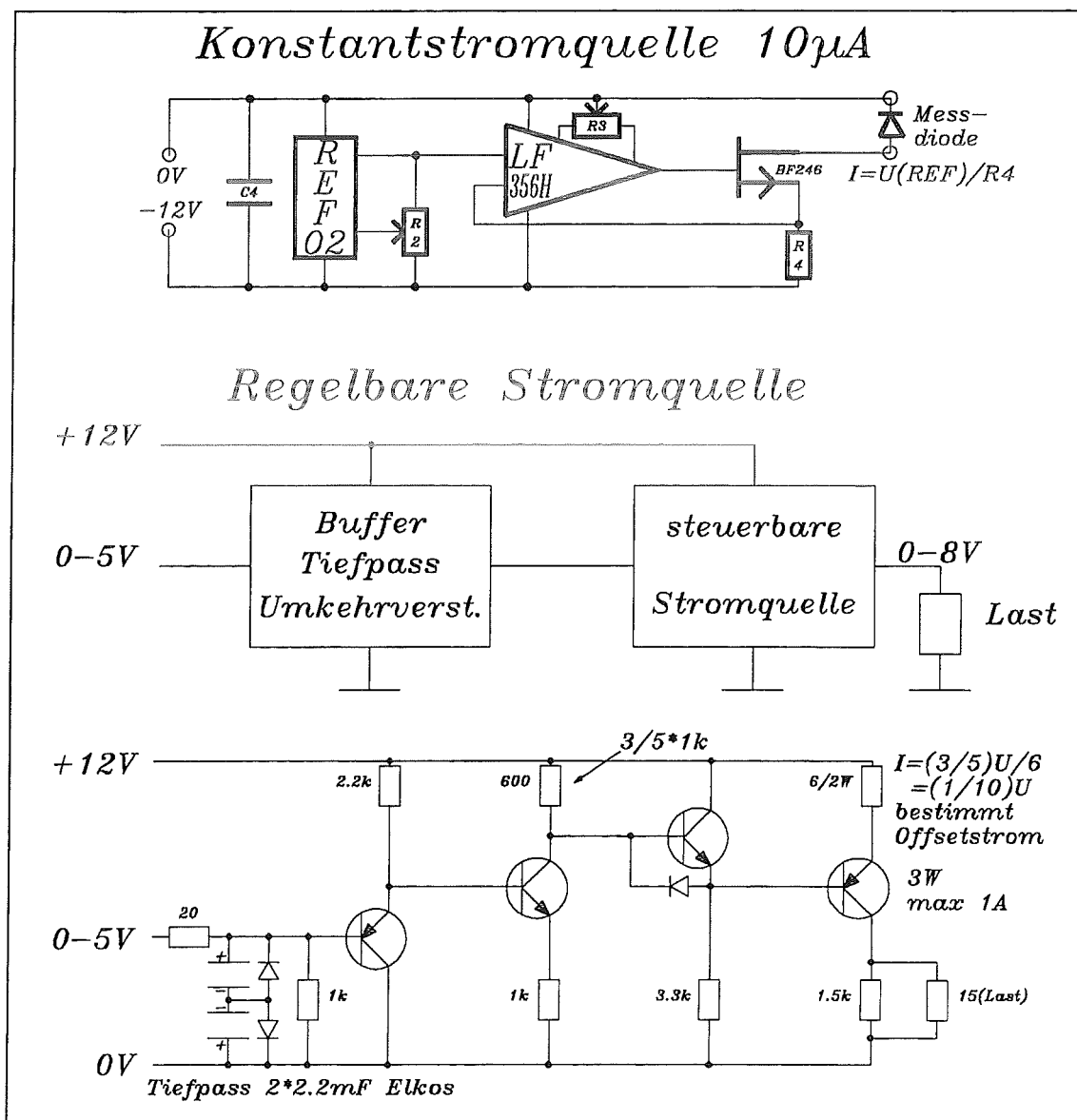


Abbildung 8.2: Schaltbilder für die Konstantstromquelle 10µA und für die regelbare Stromquelle

Meßprinzip für die Höhe des Gasreservoirs

Auf der Deckelfläche des Gasreservoirs befindet sich eine Metallstange, deren Bewegung zum einen optisch, zum anderen durch die Mechanik einer PC-Maus kontrolliert werden kann. Die Lichtschranken der Maus werden über eine Rollenmechanik von der Metallstange bewegt, sodaß über die verarbeitende Signalelektronik innerhalb der Kontrollbox der PC durch die normale serielle Schnittstelle angesprochen werden kann. Die Auflösung des Systems hängt von der Auflösung der PC-Maus ab: bislang wurden 300dpi verwendet.

Aufgrund von Signalproblemen über die 50m Verbindungskabel ist für die neue Druckstabilisierungseinheit der Einsatz eines Linear-Schiebewiderstandes geplant. Die Balghöhe ergibt sich hier aus der Widerstandsmessung durch die Verwendung eines Spannungsmeßgerätes und einer Konstantstromquelle.

Die Signalspannungsmessung

Die Meßspannungen für Temperatur, Druck und in Zukunft auch für die Höhe des Gasreservoirs werden in der Kontrollbox mit Digitalvoltmetern Typ UP413 von Conrad-Electronic ermittelt. Die Geräte besitzen bei einem Meßbereich von $\pm 2V$ einen Eingangswiderstand von $1G\Omega$. Die fünf Ziffern der ermittelten Spannung (das Vorzeichen wird nicht übertragen) werden in fünf Abschnitten BCD-codiert in logischen Pulsen über Flachbandkabel an den Computer übertragen. Ein zusätzliches strobe-Signal zeigt dabei die Gültigkeit der jeweiligen Ziffern an.

Die regelbare Stromquelle für die Targetheizung

Die Regelspannung aus dem Computer steuert eine Stromquelle in der Kontrollbox an, deren Aufbau in Abbildung 8.2 dargestellt ist. Die Stromquelle liefert 0.5A bei 5V Regelspannung und 15Ω Lastwiderstand. Neben dem remote-Betrieb kann die Quelle wahlweise auch per Hand gesteuert werden. Als Lastwiderstand wurde bislang ein in einem Glasfaserschlauch isolierter Konstantdraht verwendet.

Zusammenfassend befinden sich folgende aktive Komponenten in der Kontrollbox:

Komponente	Versorgung	Input	Output
Konstantstromquelle für die Temperaturmessung	-12V	/	10 μ A
regelbare Stromquelle für die Targetheizung	+12V	0 - 5V	0 - 600mA bei 15Ω Last
Elektronik der PC-Maus für die Reservoirhöhenmessung	über PC	/	300 dpi
2 DVM	5V	$\pm 2V$	ziffernweise BCD-code
Amperemeter			

Die PC-Meßkarte

Die Meßkarte PC1024AD von Conrad Electronic bildet die Schnittstelle zwischen der Kontrollbox und dem Computer. Die Karte besitzt 8 A/D, 8 D/A und 24 I/O-Ports, die über 34-, bzw. 26-polige Pfostenverbinder angesprochen werden können. Die Wandler besitzen 8bit Auflösung und verarbeiten Spannungen zwischen 0 und 5V. Die I/O-Ports können zu je 8bit entweder auf Eingang oder auf Ausgang geschaltet werden. Die Karteninitialisierung erfolgt durch die mitgelieferte Kartentreibersoftware (*pcinit.com* als Treiberprogramm, das mit *pcinstall.com* initialisiert werden kann).

Bislang wurde ein D/A-Wandler zur Ausgabe der Regelspannung und 10 I/O-Ports (jeweils vier bit BCD-code plus strobe-signal) zur DVM-Auslese verwendet.

Die Ansteuerung der Meßkarte erfolgt aus dem Hauptprogramm heraus:

- die Subroutine *read_ad(int channel, int data)* konvertiert den aktuell an channel anliegenden Spannungspegel als Integer-Wert nach data;
- die Subroutine *heating(int data)* gibt den der Integerzahl data entsprechenden Spannungswert an D/A-Kanal eins aus. Für die Nutzung eines anderen D/A-Kanals sei vorher die Lektüre der umfangreichen Treiberbeschreibung empfohlen;
- die Assembler-Routinen *wert()* und *wert2()* lesen die ersten 16bit der I/O-Ports aus. Aufgrund der geringen strobe-Pulslänge von weniger als 10µs können diese Routinen nicht in einer Hochsprache formuliert werden. In der aktuellen Programmversion erfolgt die Auslese durch Software polling. Kann ein übertragener Wert nicht dem Protokoll entsprechend ausgelesen werden, gibt die Routine den Wert null zurück. Neuere Überlegungen führten auf den Gedanken einer Hardware-Interruptsteuerung durch die strobe-Pulse; in diesem Fall wäre die Auslese der DVM's nahezu unabhängig von der Rechnergeschwindigkeit.

Wünschenswerte Erweiterungen des Targetsystems

1. Eine sich gerade in der Testphase befindliche Erweiterung ist eine neuartige Methode der Targetaufheizung zur Entfernung der Restgasschicht von den Folienfenstern. Diese auf SMD-Widerstände basierende Methode heizt nicht mehr wie bisher den massiven Kupferkopf, sondern nur noch das leichte galvanisierte Kupferröhrchen. Erste Tests zeigen, daß ein Zyklus von 14 auf 300K und wieder zurück in weniger als 2min möglich ist. Die Heizung wird eine regelbare Spannungsquelle mit ca. 100VDC bei 100mA benötigen.
2. Durch die Umstellung der Temperaturmessung durch den PC ist es nicht möglich, die aktuell anliegende Temperatur am Experiment abzulesen. Eine Darstellung durch ansteuerbare LED's über die I/O-Ports des Computers ist empfehlenswert.
3. Die Vakuum-Steuereinrichtung am TOF-Experiment liefert eine dem Hochvakuum entsprechende Spannung. Über einen A/D-Kanal könnte der der Spannung entsprechende Druck auf dem PC dargestellt werden.
4. Die Umrüstung der Reservoirhöhenmessung auf Linearschiebewiderstände sollte für beide Druckstabilisierungseinheiten analog dem Prinzip der Temperaturmessung realisiert werden.
5. Der Kompressor für die Kryopumpe ist an einer durch einen I/O-Port ansteuerbaren Steckdose angeschlossen. Die (durch entsprechende Sicherheitsabfragen geschützte) Implementierung im Steuerprogramm ist einfach.

9 Quellenverzeichnis

- [Alb93] Alberg et al.: Nucl. Phys. A 560, 365 (1993)
- [Bal83] Ball et al.: Nucl. Phys. B 222, 389 (1983)
- [Bal96] Balewski et al.: Λ -Hyperon Production via the $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ Reaction 2MeV above Threshold; to be published
- [Bec95] Bechstedt et al.: Operational Experience at COSY Jülich; in: DPG Spring Meeting of Nuclear Physics Sections, Köln 1995
- [Ber89] Bertini, R.: in Proc. Int. Conf. on Spin Observables of Nuclear Probes; Telluride (USA), March 14-17, 1988. Eds. Horowitz et al. (Plenum Publ. Corp., N.Y. 1989) p. 359
- [Ber95] Bertini, R.: Nucl. Phys. A 585, 265c (1995)
- [Boc94] Bockhorst et al.: Z. Phys. C 63, 37-47 (1994)
- [Bra91] Brandt, S.: Universität Bochum, Diplomarbeit 1991
- [Brö95] Bröders, R.: Spinobservable in der Strangeness-Erzeugung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$; Universität Bonn, Dissertation 1995
- [Can83] Candlin et al.: Nucl. Phys. B 226, 477 (1984)
- [Can84] Candlin et al.: Nucl. Phys. B 238, 477 (1984)
- [Dah94] Dahmen, M. et al.; A Three Layer Circular Scintillator Hodoskope; Nucl. Inst. and Meth. A 348 (1994) 97
- [Deh89] Deloff, A.: Nucl. Phys. A 505, 583 (1989)
- [Dut88] Dutty, W.: Universität Freiburg, Dissertation 1988
- [Dut94] Dutz et al.: NIM A 340, 272 (1994)
- [Fic62] Fickinger et al.: Phys. Rev. 125, 2082 (1962)
- [GEA92] GEANT; Detektorsimulationspaket, Benutzerhandbuch; 3.21 Cern Program Library, 1992
- [Gey95] Geyer, R.: Private Mitteilungen
- [Gey96] Geyer, R.: Private Mitteilungen

- [Gia70] Giacometti et al.: Nucl. Phys. B 20, 301 (1970)
- [Gia74] Giacometti et al.: Nucl. Phys. B 71, 138 (1974)
- [Hig94] HIGZ: High Level Interface to Graphics and Zebra, Users Guide; CERN Program Library Long Writeup Q120, CERN, Geneva (1994)
- [Hof95] Hoffmann et al.: Nucl. Phys. A 593, 341 (1995)
- [Hof96] Hoffmann, M.: Die Kaon-Produktion in der π -Nukleon-Streuung in einem Mesonaustauschmodell mit gekoppelten Kanälen; Universität Bonn, Dissertation 1996
- [Jae92] Jaeckle, V.: Aufbau eines Flüssig-Wasserstofftargets mit extrem dünnen Fenstern; Universität Bonn, Diplomarbeit, 1992
- [Jae94] Jaeckle et al.; A Liquid Hydrogen/Deuterium Target With Very Thin Windows; Nucl. Inst. and Meth. A 349 (1994) 15-17
- [Jae95] Jaeckle, V.: Selektive Anregung von Nukleon-Resonanzen mit Alpha-Teilchen; Universität Bonn, Dissertation 1995
- [Kil81] Kilian et al.: CERN/PSCC/81-69, PSCC P49, August 1981
- [Kir94] Kirsch, M.; Entwicklung und Aufbau eines Detektorsystems zur Messung der assoziierten Strangeness-Produktion im Proton-Proton-Stoß; Universität Erlangen, Dissertation 1994
- [Kot75] Kotthoff et al.: Nucl. Phys. A 242, 429 (1975)
- [Kot76] Kotthoff et al.: Nucl. Phys. A 264, 484 (1976)
- [Lag91] Laget, J.; Phys. Lett. B 259, 24 (1991)
- [Lan71] Landol-Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen, Bd.2: Eigenschaften der Materie in ihren Aggregatzuständen. Springer Verlag 1971
- [LNS91] LNS; E213 Proposal; DISTO Collaboration 1991
- [Lou61] Loutti et al.: Phys. Rev. 123, 1465 (1961)
- [Met94] Metzger, A.; Universität Erlangen, Diplomarbeit 1995
- [Mor89] Morsch et al.: Study of Selective Excitation of Baryon-Resonances; COSY Proposal Nr. 16
- [Mor93] Morsch et al.: Addendum 1 to COSY Proposal No. 16; April 1993
- [Nak93] Nake, C.; Optimierung eines Flüssig-Wasserstoff/Deuteriumtargets mit äußerst dünnen Folienfenstern; Universität Bonn, Diplomarbeit, 1993

- [Nüs95] Nüsser, J.: Entwicklung eines 2mm-Flüssig-Wasserstoff/Deuteriumtargets mit äußerst dünnen Folienfenstern und dessen Steuerung unter der Benutzeroberfläche MS-Windows; TU Aachen, Diplomarbeit, 1995
- [Rin91] Ringe, P.: Universität Bochum, Diplomarbeit 1994
- [Röh95] Röhrich et al.: A Measurement of Depolarization and Spin Transfer in $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$; SPSLC, P287, March 1995
- [Sac95] Sachs, K.: Universität Bonn, Dissertation 1995
- [Sax80] Saxon et al.: Nucl. Phys. B 162, 522 (1980)
- [Sch61] Schweber, S.: An Introduction to Relativistic Quantum Field Theory; Row Petersen, New York 1961
- [Sch74] Schütte, D.: Nucl. Phys. A 221, 450 (1974)
- [Sch94] Schwille et al.: Nucl. Instr. and Meth. A 344, 470 (1994)
- [Sch95] Schmidt, C.: Universität Bonn, Diplomarbeit 1995
- [Sef91] Sefzick, Th.: Universität Bonn, Dissertation 1991
- [Str82] Stroustrup, B.: Classes: An Abstract Data Type Facility for the C Language; in ACM SIGPLAN Notices Vol 17, No. 1, January 1982
- [Str84] Stroustrup, B.: Data Abstraction in C; AT&T Bell Laboratories Technical Journal Vol 63, No. 8, October 1984
- [Thi93] Thimmel, J.: Untersuchung der Lichtausbeute von Plastiksintillatoren, Universität Bonn, Diplomarbeit 1993
- [Toh95] Todenhagen, R.: Universität Freiburg, Dissertation 1995
- [Tur89] Turek et al.: Associate Strangeness Production in pp-Reactions $pp \rightarrow pK^+\Lambda$; COSY Proposal Nr. 15
- [Wir95] Wirth, S.: Erste Experimente am COSY-Flugzeitspektrometer zur Untersuchung der assoziierten Strangeness-Produktion im Proton-Proton-Stoß; Universität Erlangen, Dissertation 1995
- [Yuk35] Yukawa, H; Proc. Phys. Math. Soc. Japan 17, 48 (1935)

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1: Die COSY-Beschleunigeranlage und die Experimentierplätze	2
Abbildung 2.1: Feynman-Diagramme der betrachteten Mesonaustauschprozesse (linke Spalte) und der Final State Interaction (rechte Spalte)	6
Abbildung 2.2: Totale Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $pp \rightarrow pK^+\Lambda$, $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ und $pp \rightarrow pK^+\Sigma^0$ in Abhängigkeit von der kinetischen Strahlenergie (linke Spalte); differentielle Wirkungsquerschnitte der inklusiver Messung $pp \rightarrow K^+X$ (rechte Spalte) mit Modellrechnungen von Laget	7
Abbildung 3.1: Der TOF-Detektor in seiner Endausbaustufe	14
Abbildung 3.2: Das dreilagige Barrelsystem	16
Abbildung 3.3: Der Vetodetektor in der Targetregion	17
Abbildung 3.4: Phasendiagramm von H_2	19
Abbildung 3.5: Das Flüssig-Wasserstoff-Target	20
Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau des Erlanger Startdetektors	22
Abbildung 3.7: Target- und Startdetektorregion	23
Abbildung 3.8: Der Quirldetektor	25
Abbildung 3.9: Das Detektorsetup der Strahlzeiten im April und Juni 1995	27
Abbildung 4.1: TDC-Verhalten der geraden und gewundenen Quirlsegmente nach der Kalibration	37
Abbildung 4.2: TDC-Radial-Korrektur der Quirls	39
Abbildung 4.3: Kinematik der elastischen Streuung bei 2.75GeV/c	40
Abbildung 4.4: $\Delta\Phi$ -Verteilung der unter dem elastischen Trigger eingelaufenen Ereignisse	41
Abbildung 4.5: Flugzeitauflösung des Systems	42
Abbildung 4.6: TDC-Differenz koinzidenter Starttortensegmente	43
Abbildung 4.7: ADC-Korrelation beider elastisch gestreuter Protonen in der Starttorte	44
Abbildung 4.8: Flugzeitauflösung bei $\Delta\Phi=180^\circ$ in beiden Starttortenlagen (linkes Diagramm) und über die Strahlzeit hinweg (rechtes Diagramm)	45
Abbildung 4.9: TDC-Werte von Starttorte (links) und Quirl (rechts) für Ereignisse aus dem elastischen (durchgezogen) und dem $pK\Lambda$ -Trigger (gestrichelt)	46
Abbildung 4.10: ADC-Verhalten des Quirls vor und nach der Kalibration	48
Abbildung 4.11: Innen- und außenliegende Pixel beim Quirl	49
Abbildung 4.12: Zusammenhang zwischen β_{ref} und dE/dx für die drei Quirlslagen	50
Abbildung 4.13: Zur Bestimmung des Targetabstandes	51
Abbildung 4.14: Einfluß der Cuts auf das Datensample	53
Abbildung 4.15: β - und Streuwinkelverteilung von Proton und Kaon bei 2.75GeV Strahlimpuls; erste Zeile $pp \rightarrow pK\Lambda$, zweite Zeile $pp \rightarrow pK\Sigma^0$	58

Abbildung 4.16: missing-mass Verteilungen von montecarlierten $pK\Lambda$ -Ereignissen mithilfe der Flugzeit; Ordinate: Zuordnung (pK) richtig; Abszisse: Zuordnung (pK) falsch	60
Abbildung 4.17: missing-mass Verteilungen von montecarlierten $pK\Sigma^0$ -Ereignissen mithilfe der Flugzeit; Ordinate: Zuordnung (pK) immer richtig; Abszisse: Zuordnung (pK) immer falsch	61
Abbildung 4.18: Dalitzplot beider Monte-Carlo-Datensätze	62
Abbildung 4.19: missing-mass-Verteilung mit Hilfe der Flugzeit für „goldenen“ Monte Carlo Ereignisse	63
Abbildung 5.1: Punktprojektion im Eventdisplay	65
Abbildung 5.2: Zerlegung eines Monte-Carlo-Ereignisses in die Einzeltreffer	66
Abbildung 5.3: missing-mass-Verteilung von 30 potentiellen Λ -Kandidaten	67
Abbildung 5.4: Winkel zwischen geometrisch vorhergesagter und gemessener Λ -Richtung (linkes Diagramm); minimaler Geradenabstand der beiden Zerfallsteilchen (rechtes Diagramm)	68
Abbildung 8.1: Eichkurve der Tieftemperaturdiode DT-470-SD-13	82
Abbildung 8.2: Schaltbilder für die Konstantstromquelle $10\mu A$ und für die regelbare Stromquelle	83

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1: Hyperon-Reaktionen im Energiebereich bis $2\text{GeV}/c$	10
Tabelle 3.1: Technische Daten zum Erlanger Startdetektor	24
Tabelle 3.2: Technische Daten zum Quirldetektor	26
Tabelle 3.3: Physikalische Parameter der Produktions- und Zerfallsreaktionen	29
Tabelle 4.1: Einfluß der Cutbedingungen auf $pK\Lambda$ - und $pK\Sigma^0$ -Ereignisse	59

DANKSAGUNG

Insgesamt vier Jahre habe ich jetzt am Institut für Kernphysik zugebracht und in dieser Zeit viele Menschen getroffen. Diejenigen, die hier nicht aufgeführt sind, mögen es meiner Vergeßlichkeit zuschreiben.

Verbindlichsten Dank an

Professor Kilian für die Forschungsfreiheiten, die ich während meiner Zeit hier im Institut genoß;

Professor Schwille für die Übernahme des Korreferates;

die Ex- und Mitglieder der Tof-Gruppe im Hause; von den über 20 Mitstreitern seien stellvertretend mein Zimmergenosse Dr. Reiner Geier, dem ich physikalische, computertechnische und gastronomische Erkenntnisse verdanke, Dr. Eduard Roderburg für seine freundlich-vermittelnde Art und Amein Hassan für die Einblicke in die ägyptische Denk- und Arbeitsweise genannt;

die Tof-Kollaboration; in den vier Jahren meiner Mitgliedschaft bin ich sicher gut auf das kommende Berufsleben vorbereitet worden;

die Gem-Kollaboration, die, verglichen mit der Tof-Kollaboration, einerseits so verschieden und seltsamerweise andererseits doch so ähnlich ist;

Dr. Walter Oelert für die freundliche Aufnahme in sehr harten Zeiten und die tatkräftige Unterstützung bei der Vernichtung der vielen vielen Kaffeepakete;

das Graduiertenkolleg für meine zeitweise Finanzierung und für die Studenttage, während derer man plötzlich so ganz anders behandelt wurde;

Herrn Rolf Klein, der das Target ähnlich liebte wie ich;

die Institutswerkstatt für die technischen und menschlichen Leistungen;

die Damen und Herren meines Alters in der „Arbeitsgruppe Mittelenergiephysik“ (ohne Titel): Martin Dahmen, Sigi Förtsch, Wolfgang Garske, Klaus Grewer, Volkmar Jaeckle, Gabi Lippert, Armin Metzger, Peter Molnar, Pawel Moskal, Hermann Peternowski, Beate Razen, Klaus Scho, David Wallom, Magnus Wolke und Piotr

Zoułniatschuk für geschlagene Strahlzeit- und andere Schlachten;

die Döner- und Gyrosrunde für den Erhalt meiner Leibesfülle;

diejenigen, die still unter meinen Launen gelitten haben;

die Herren Stefan Igel und Volker Renken nebst Anhängen, die mich auch ein gutes Stück meines außerphysikalischen Lebens begleitet haben.

Jül-3313
Dezember 1996
ISSN 0944-2952