Zusammenfassung

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

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

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Schwellennahe Mesonenproduktion bei Cosy11 **9**

2.1 Detektor und Meßprinzip 9

2.2 Monte-Carlo Rechnungen 11

2.2.1 Dimensionierung des Detektors 11

2.2.2 Zählratenabschätzung der Untergrundkanäle 16

2.2.3 Der Zwei-Proton-Trigger 18

2.2.4 Akzeptanz der Reaktion $pp \to ppX$ im Zwei-Proton-Trigger . . 21

2.2.5 Magnetfelduntersuchungen 25

3 Jetset **29**

3.1 Konfiguration des PS202 Experiments 29

3.1.1 Der Detektor 29

3.1.2 Der Trigger 31

3.1.3 Akzeptanzen verschiedener Endzustände 33

3.2 Ereignisrekonstruktion 38

3.2.1 Die Rekonstruktionsprogramme 38

3.2.2 Spursuche geladener Teilchen 42

3.2.3 Identifizierung von γ Quanten 44

3.2.4 Viererimpulsbestimmung 45

3.2.4.1 Das $0C$-Verfahren 46

3.2.4.2 Kinematische Anpassung 47

3.3 Jetset Monte-Carlo 50

3.3.1 Multiplizität kinematischer Lösungen für Vier-Spur-Ereignisse 50

3.3.2 Invariante Massen von Subsystemen 54

3.3.3 Die Kanäle $\overline{p}p \to \overline{\Lambda}\Lambda$, $\overline{\Sigma^0}\Lambda + c.c.$, $\overline{\Sigma^0}\Sigma^0$ 60

3.3.3.1 Wirkungsquerschnitte und Akzeptanz 60

3.3.3.2 Rekonstruktion im 0C Verfahren bei verschiedenen Spurwinkelfehlern 62

3.3.3.3 MC-Test der Ereignisanpassung für $\overline{p}p \to \overline{Y}Y$ 64

3.4 Datensatzanalyse im Bereich 1,9 - 2,0 GeV/c 66

3.4.1 Statistik und Luminosität 66

3.4.2 Ergebnisse der kinematischen Rekonstruktion 68

3.4.3 Auswahlkriterien für $\overline{Y}Y$-Ereignisse 74

3.4.3.1 Das $\overline{p}$-Signal des Kalorimeters 74

3.4.3.2 Das $\frac{dE}{dx}$-Signal des SI-Zählers 76

3.4.4 Abschätzung der Wirkungsquerschnitte für $\overline{Y}Y$-Ereignisse . . 79

3.4.5 Bestimmung von Spurwinkelfehlern 81

3.5 Schlußbemerkung 86

A Der 2-Proton-Trigger bei COSY-11 **89**

B Kinematik **92**

B.1 Kinematische Anpassung am Beispiel von $\overline{p}p \to \overline{\Sigma^0}\Sigma^0$ 92

B.2 Vertexrekonstruktion 96

Kapitel 1

Einleitung

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

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

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

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

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

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

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

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

Tabelle 1.1: *Mesonennonetts von pseudoskalaren Mesonen und Vektormesonen*

[1]Die Nomenklatur der Zustände entspricht [PDG90]

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Suche nach Gluonenbällen bei Jetset

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

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

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

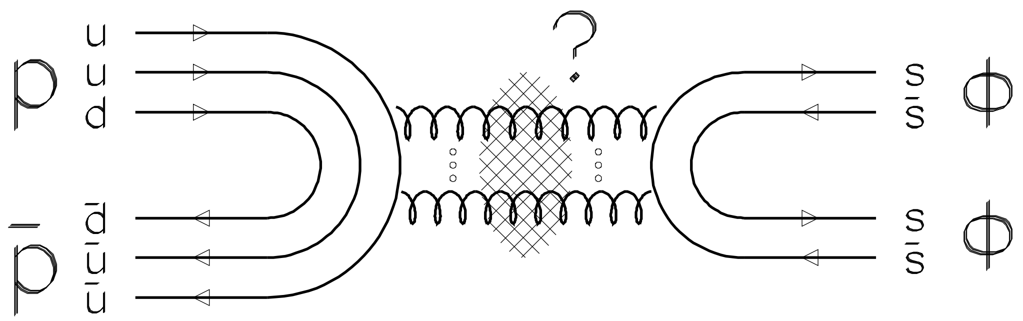

Abbildung 1.1: *Quarkliniendiagramm für den Prozess* $\overline{p}p \rightarrow \phi\phi$. Quelle: [STE93]

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

Produktion zweier ϕ-Mesonen bei $\overline{p}p$ Annihilation. Das ϕ-Meson besitzt eine Valenzquarkstruktur, die fast ausschließlich aus einem $(s\overline{s})$-Paar besteht[1].

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

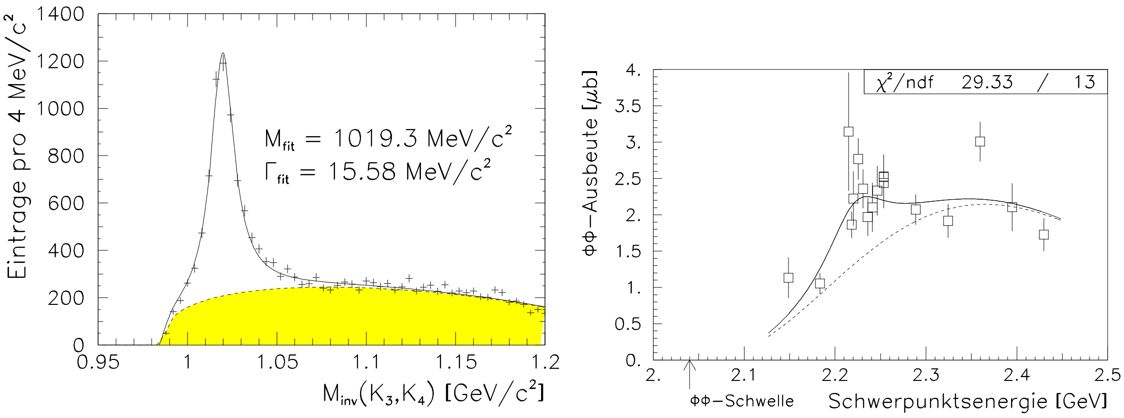

Abbildung 1.2: *Ergebnisse des PS202-Experiments: Das ϕ-Signal im invarianten Massenspektrum des KK-Systems (linkes Bild) und die Anregungsfunktion für $\overline{p}p \to \phi\phi$ im Bereich von 2,15-2,43 GeV (rechtes Bild)* Quelle: [STE93]

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

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

Hyperon-Produktion bei PS185 und PS202

Bei der Isolierung von $\phi\phi$-Ereignissen aus der beobachteten Menge von Vier-Spur-Ereignissen erweist sich der $\overline{p}p\pi^+\pi^-$-Endzustand als eine Hauptkomponente des Untergrunds. Es besteht daher ein grundsätzliches Interesse, zu prüfen, in wieweit sich Ereignisse dieses Typs einer Rekonstruktion und physikalischen Interpretation unterwerfen lassen. Folgende Prozesse, die in diesen Endzustand verzweigen, sind denkbar: $\overline{p}p \rightarrow \overline{\Delta}\Delta$, $\overline{p}N^+(1440)$, $\overline{\Lambda}\Lambda$. Wegen der großen Breiten der Baryonresonanzen von über 100 MeV/c^2 und der großen Masse der $\Delta(1232)$-Resonanz sind die beiden erstgenannten Prozesse schwierig zu analysieren. Diesen Einschränkungen unterliegt die Reaktion in ein $\overline{\Lambda}\Lambda$-Paar nicht. Die Produktion von Hyperon-Antihyperonpaaren wird mit großem Erfolg bereits im PS185-Experiment am LEAR untersucht (siehe z.B. [SEF92], [ZIO92]). Bei einer uds-Valenzquarkstruktur des Λ-Teilchens muß bei der Produktion eines $\overline{\Lambda}\Lambda$-Paares im $\overline{p}p$-System lediglich ein $\overline{u}u$-Paar vernichtet und ein $\overline{s}s$-Paar erzeugt werden, während die übrigen ud bzw. $\overline{ud}$ Quarkpaare im Nukleon nur als Spektatorteilchen agieren. Anhand dieses "einfachen" Prozesses, der durch einen Ein-Gluon-Austausch oder aber durch Austausch von K-Mesonen ($K(493), K^*(892), K^*(1430)$) beschrieben werden kann (vgl. Bild 1.3), lassen sich die Vorhersagen dieser verschiedenen Modelle gegenseitig testen. Dies gilt insbesondere für die Produktion nahe der Reaktionsschwelle, wo nur wenige Partialwellen beteiligt sein können.

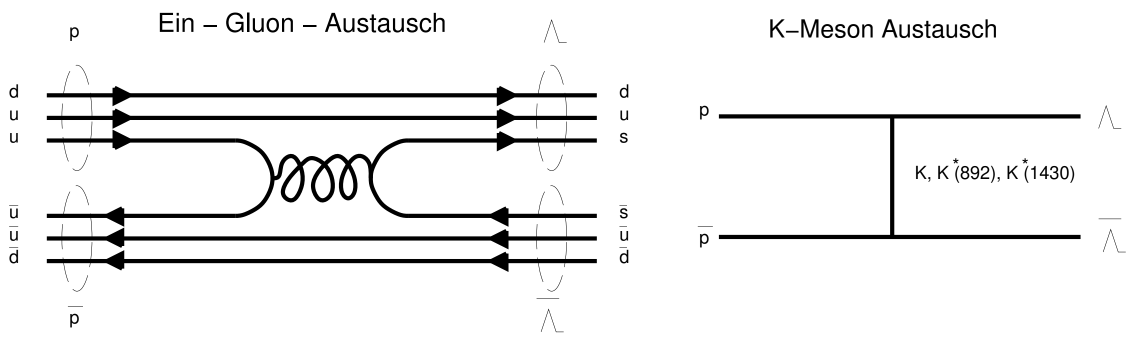

Abbildung 1.3: $\overline{\Lambda}\Lambda$-*Produktion im Ein-Gluon-Austauschbild und im* K-*Meson Austauschbild.*

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

Kapitel 2

Schwellennahe Mesonenproduktion bei Cosy11

2.1 Detektor und Meßprinzip

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

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

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

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

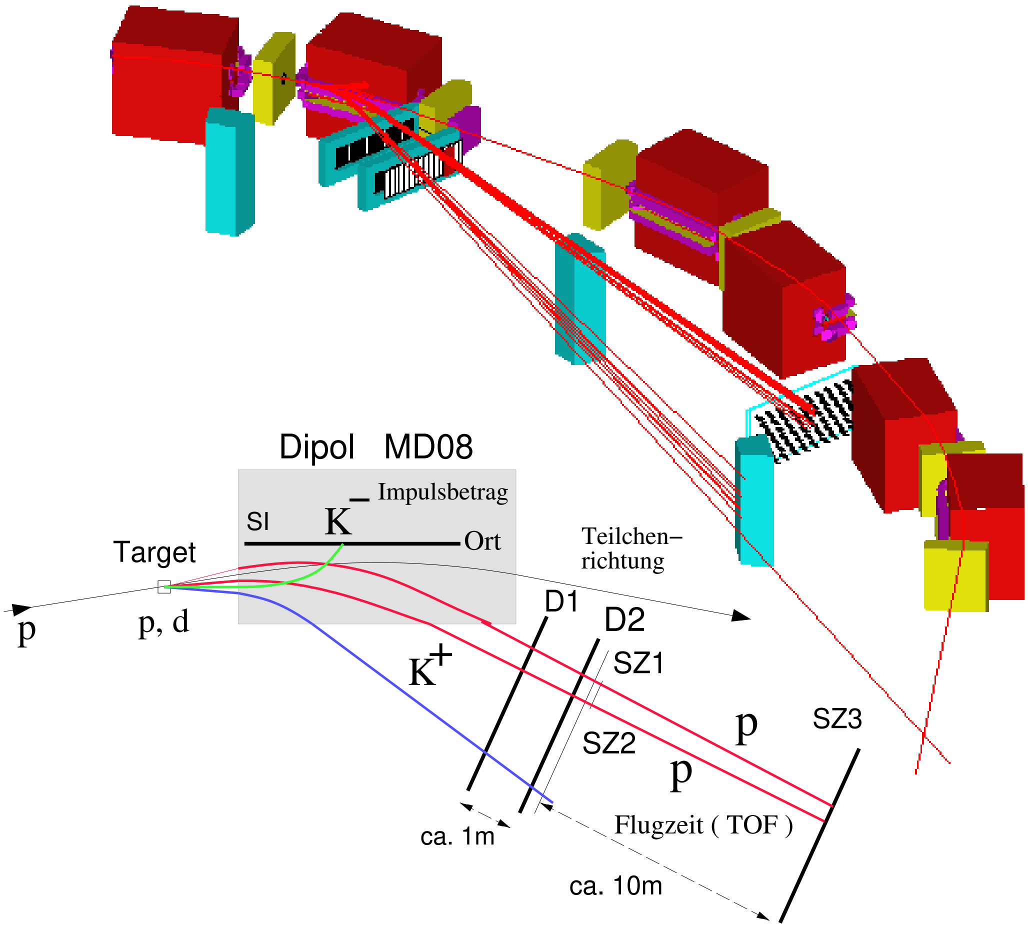

Abbildung 2.1: *Cosy11-Detektor in Vogelperspektive und Skizze zur Erläuterung des Meßprinzips.* Die dargestellten Teilchentrajektorien beziehen sich auf die Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ bei 3,304 GeV/c Strahlimpuls.

Für den Dreiteilchenkanal $pp \to ppX$ ist das System X bei Kenntnis des Viererimpulses des Eingangskanals bereits durch die Viererimpulse der Protonen im Ausgangskanal bestimmt. Die Dreierimpulse beider Protonen sind durch die Trajektorien in den Driftkammern in Verbindung mit der Messung des Impulsbetrags durch den Magneten gegeben. Durch die β-Werte der Flugzeitmessung können die beiden Teilchen als Protonen identifiziert werden. Die Messung des Dreierimpulses eines dritten, positiv geladenen Teilchens und/oder die Kenntnis des Trefferorts eines negativ geladenen Teilchens im SI-Zähler stellen zusätzliche Informationen über das System X dar.

2.2 Monte-Carlo Rechnungen

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

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

2.2.1 Dimensionierung des Detektors

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

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

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

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

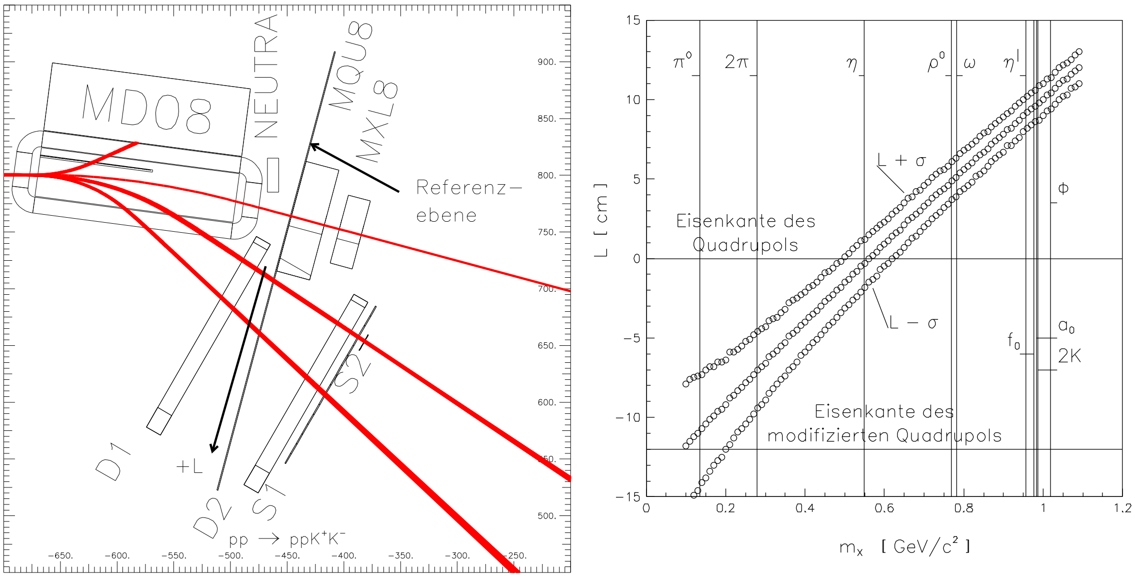

Abbildung 2.2: *Mittlerer Trefferort L der Protonen als Funktion der Mesonenmasse m_X für $pp \to ppX$ bei einem Strahlimpuls von 1 MeV/c über der Reaktionsschwelle.* σ bedeutet die Breite der Ortsverteilung.

In Bild 2.2 ist dieser Trefferort L in einer Referenzebene dargestellt, die zwischen beiden Driftkammern liegt und durch die Stirnfläche des Quadrupols *MQU08* gebildet wird. Die Koordinate L mißt entlang der Schnittgeraden dieser Referenzebene mit der Mittelebene des Dipols den Abstand von der Eisenkante des Quadrupols. Man erkennt, daß die η-Mesonenmasse die kleinste Masse von X darstellt, bei der die Protonen im Grenzfall der Schwellenkinematik noch beide die Eisenkante des Quadrupols passieren. Praktisch liegt diese Minimalmasse jedoch bei 660 MeV/c^2, da bereits 1 MeV/c oberhalb der Reaktionsschwelle eine Breite in der Ortsverteilung der Protonen entsteht, die im Bild durch $L \pm \sigma$ charakterisiert ist.

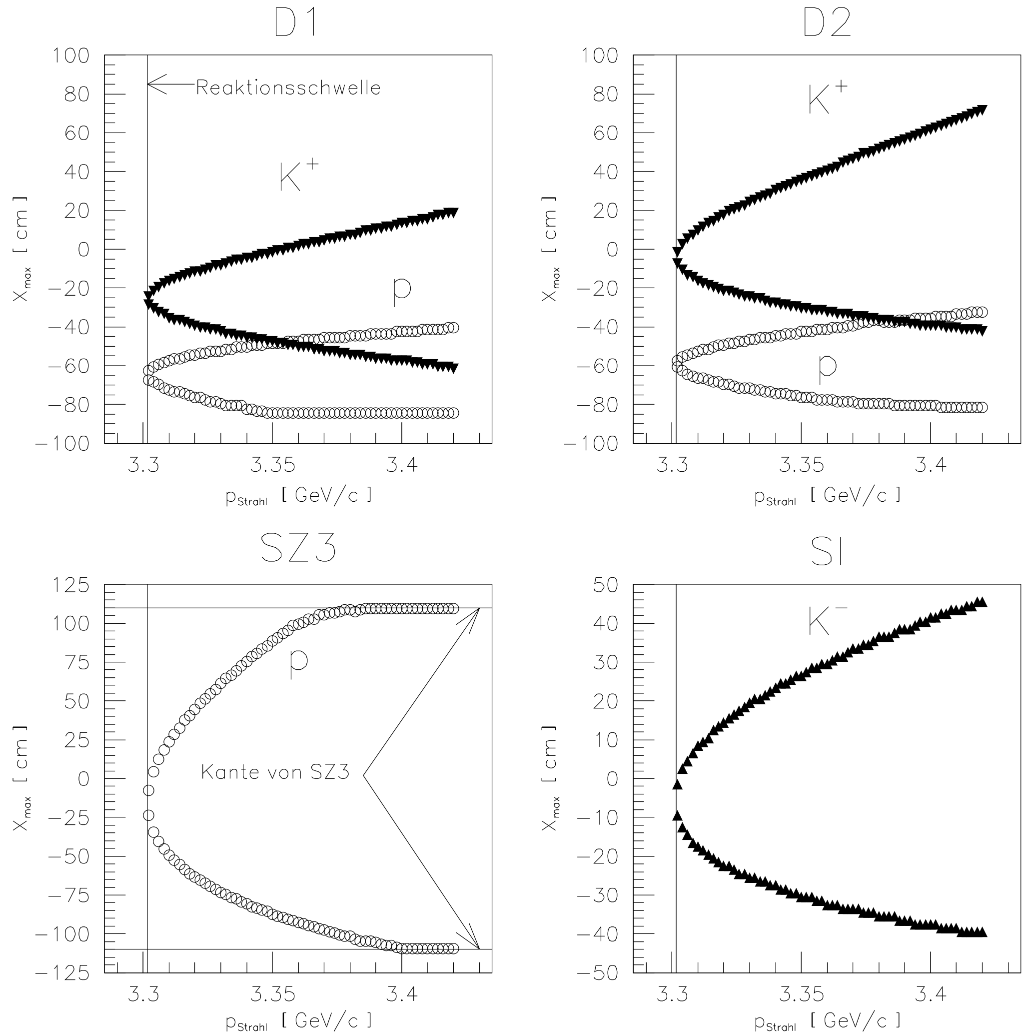

Abbildung 2.3: *Maximaler horizontaler Trefferort X_{max} für p, $K^{\pm}$ in den Detektorkomponenten D1, D2, SI und SZ3 als Funktion des Strahlimpulses.* Die betrachtete Reaktion ist $pp \to ppK^+K^-$. (Erläuterung der Koordinate X_{max} im Text)

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

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

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

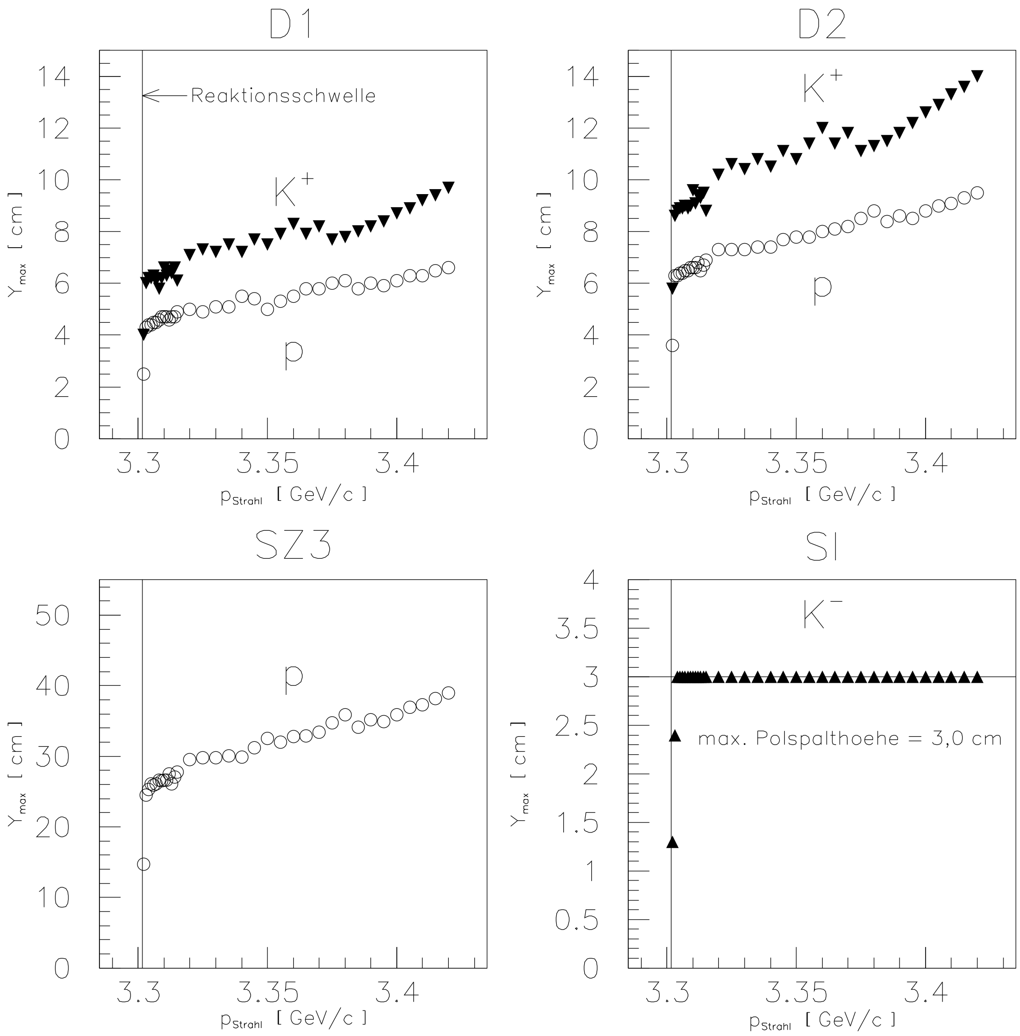

Abbildung 2.4: *Maximaler vertikaler Trefferort Y_{max} für p, $K^\pm$ in den Detektorkomponenten D1, D2, SI und SZ3 als Funktion des Strahlimpulses.* Die betrachtete Reaktion ist $pp \to ppK^+K^-$. (Erläuterung der Koordinate Y_{max} im Text)

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

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

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

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

Tabelle 2.1: *Festgelegte Dimensionen der sensitiven Flächen der Detektorkomponenten.*

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

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

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

2.2.2 Zählratenabschätzung der Untergrundkanäle

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

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

Tabelle 2.2: *Liste von Reaktionskanälen der pp-Streuung mit Wirkungsquerschnitten $\sigma \geq 10$ μbarn im Strahlimpulsintervall von 1,0 - 3,3 GeV/c.*

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

[1] $\sigma(pp \to pn\pi^+2\pi^0) = 1,8$ mbarn bei 3,990 GeV/c.

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

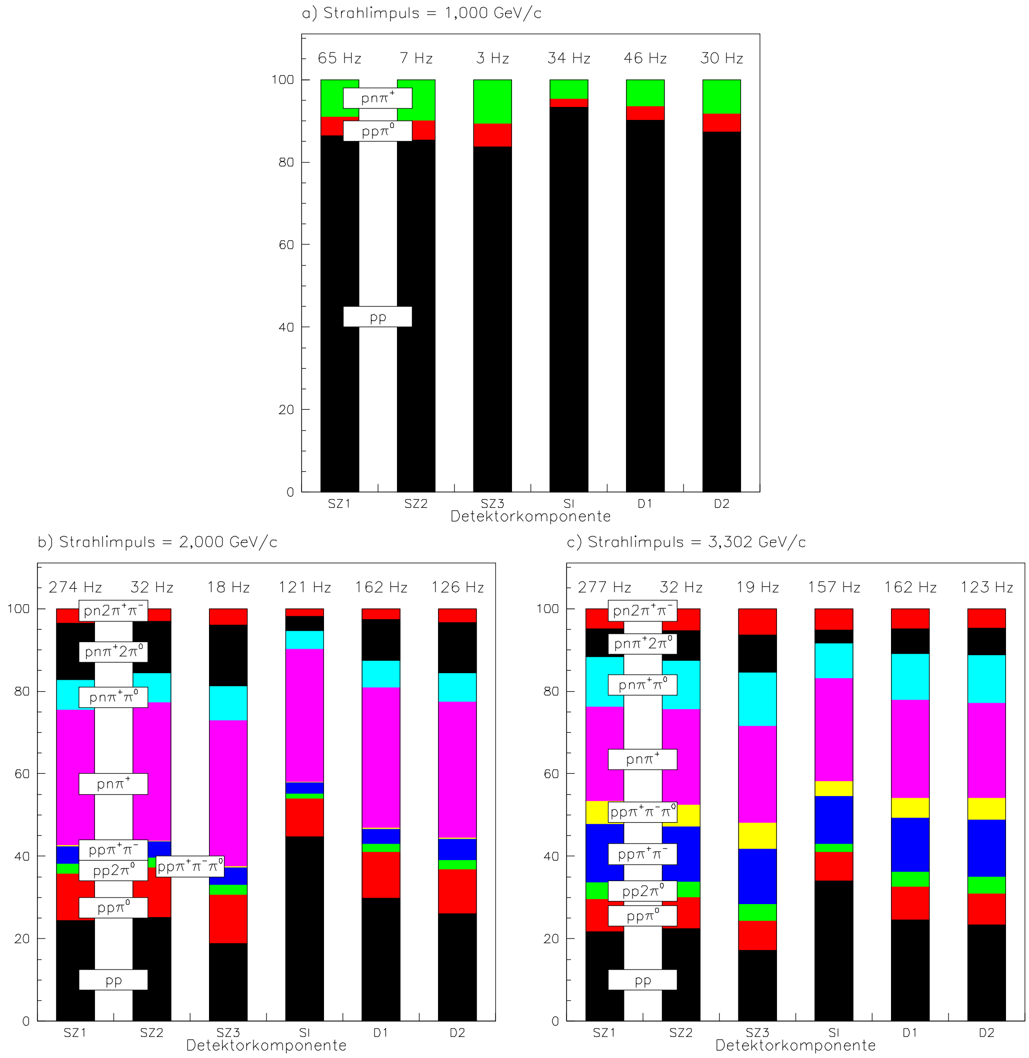

Abbildung 2.5: *Maximale Gesamtraten R bzgl. eines Detektorsegments für verschiedene Detektorkomponenten.* Der prozentuale Anteil R_i/R der Kanäle an der Gesamtrate ist durch die Höhe des schattierten Säulenabschnitts gegeben. Die Bilder (a)-(c) beziehen sich auf verschiedene Strahlimpulse.

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

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

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

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

2.2.3 Der Zwei-Proton-Trigger

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

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

Da die Zielsetzung des Experiments aus dem Studium der ppX-Reaktion in der *Nähe* der Reaktionsschwelle besteht, nutzt man die besondere kinematische Situation aus, daß alle Endzustandsteilchen im gemeinsamen Schwerpunktsystem sich fast in Ruhe befinden. Dies führt zu fast identischen Laborimpulsen beider Protonen, so daß ihre Trajektorien nahezu gleich verlaufen und ihre Trefferorte an der Position von SZ1 in einem engen Raumbereich liegen.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

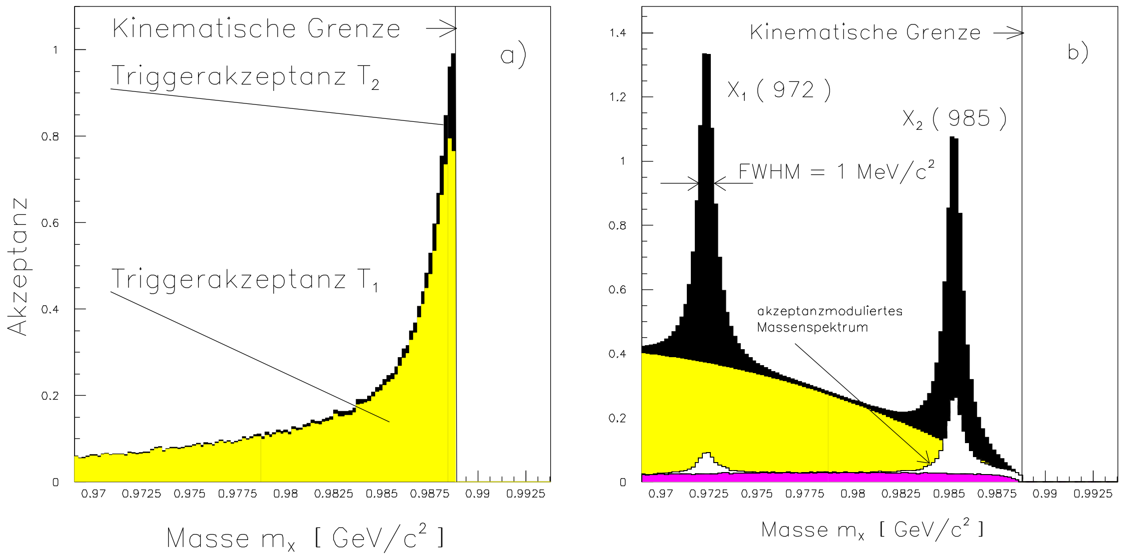

Abbildung 2.6: *(a) Akzeptanz für $pp \to ppX$ als Funktion der invarianten Masse m_X unter den Triggerbedingungen T_1 und T_2 und (b) Hypothetisches Massenspektrum mit zwei angenommenen Breit-Wigner Resonanzen mit und ohne Modulation durch T_2.* Der Verlauf eines hypothetischen Untergrunds ist ebenfalls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

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

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

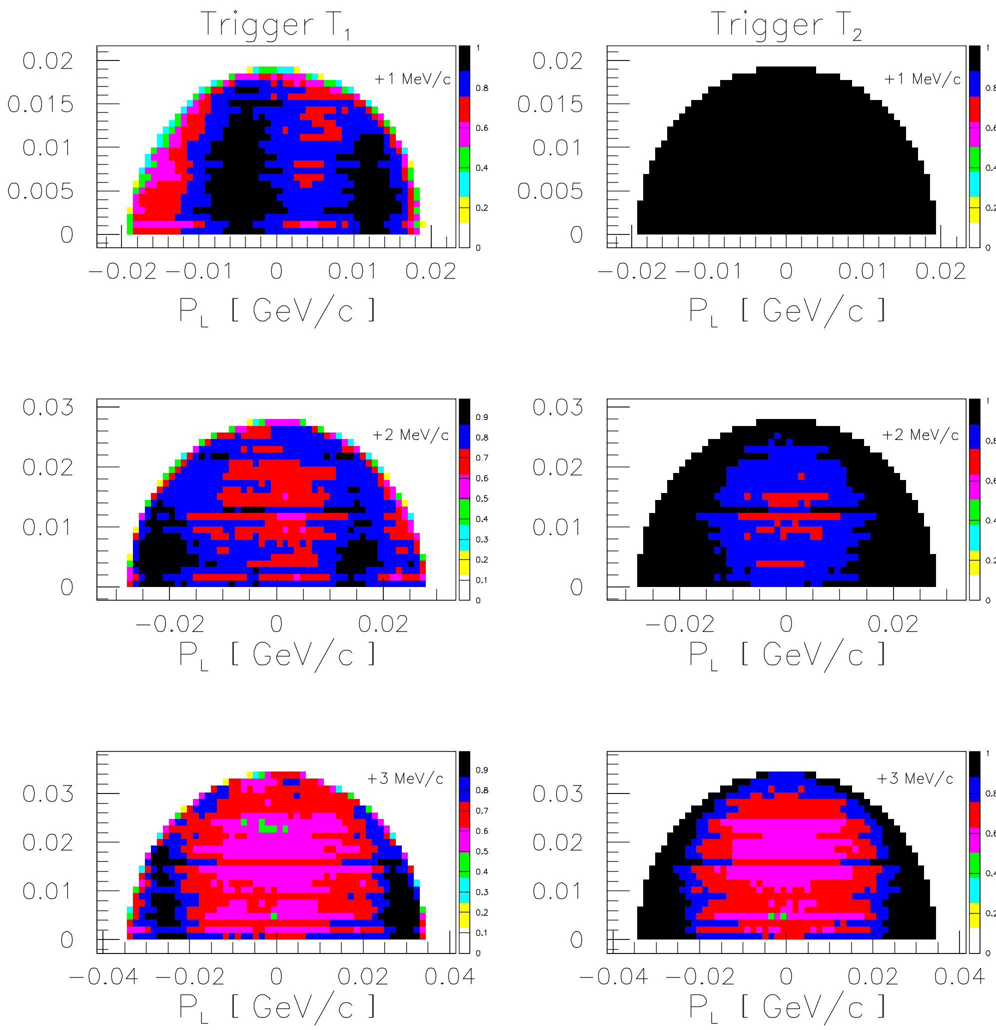

Abbildung 2.7: *Impulsakzeptanz für Meson X unter den Triggerbedingungen T_1, T_2 bei einem Strahlimpuls von +1, +2 und +3 MeV/c über der Reaktionsschwelle.* Die Koordinaten sind der Transversal- und Longitudinalimpuls von X im Schwerpunktsystem.

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

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

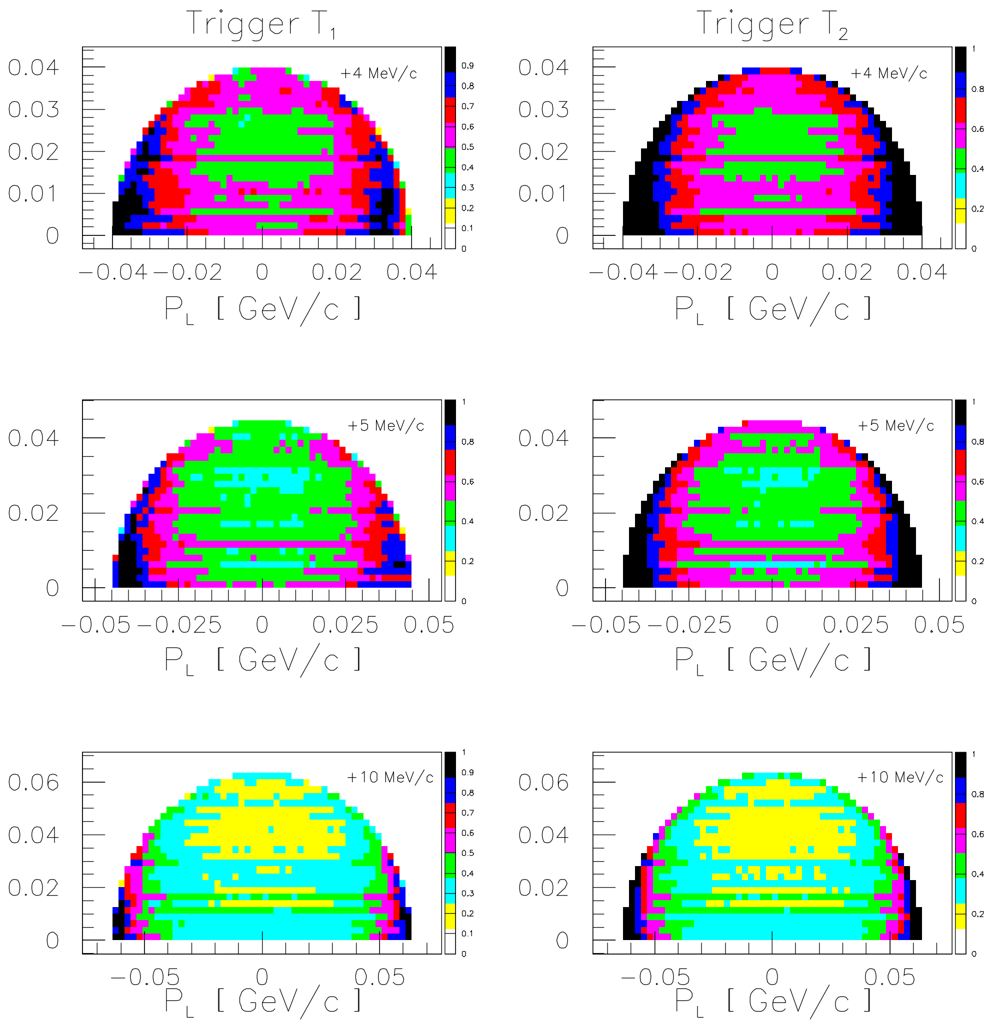

Abbildung 2.8: *Impulsakzeptanz für Meson X unter den Triggerbedingungen T_1, T_2 bei einem Strahlimpuls von +4, +5 und +10 MeV/c über der Reaktionsschwelle.* Die Koordinaten sind der Transversal- und Longitudinalimpuls von X im Schwerpunktsystem.

Der Unterschied findet seine Begründung im bei T_1 fehlenden Nachweis von Doppeltreffern in den 1,3 cm breiten Szintillatorstreifen von SZ2. In diesem Grenzfall liegen die Impulse beider Protonen so nahe beieinander, daß in 25 % aller gewürfelten Ereignisse die Protonen den gleichen Szintillatorstreifen von SZ2 passieren. Diese Ereignisse werden von der Bedingung T_1 nicht erfasst. Mit abnehmender Masse m_X gewinnen beide Protonen zunehmend Transversalimpuls, so daß die Akzeptanz für beide Triggerbedingungen abnimmt und der Unterschied zwischen beiden Bedingungen an Bedeutung verliert. In Teilbild (b) ist der Einfluss von T_2 auf die Form eines hypothetischen Massenspektrums (Untergrund + 2 fiktive, schmale Resonanzen X_1 und X_2 in Breit-Wigner-Form) dargestellt. Bei ursprünglich gleicher Intensität von X_1 und X_2 erscheint X_1 im akzeptanzmodulierten Spektrum aufgrund der geringeren Masse mit wesentlich kleinerer Intensität als X_2.

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

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

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

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

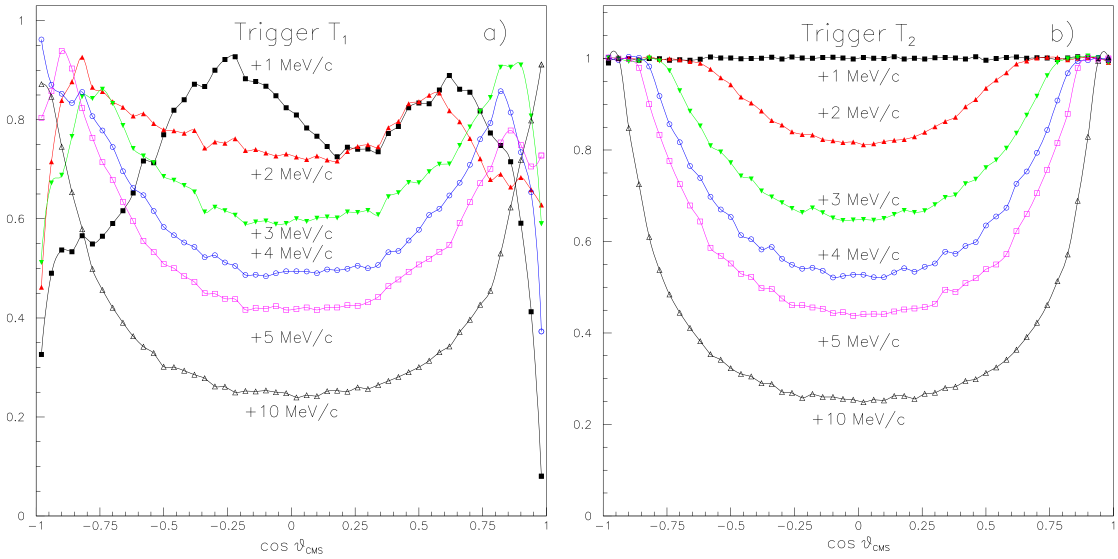

Abbildung 2.9: *(a) Akzeptanz für $pp \rightarrow ppX$ als Funktion von $\cos \vartheta_{CMS}$ unter den Triggerbedingungen T_1 (a) und T_2 (b).*

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

2.2.5 Magnetfelduntersuchungen

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

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

Streufeldbereich besitzen.

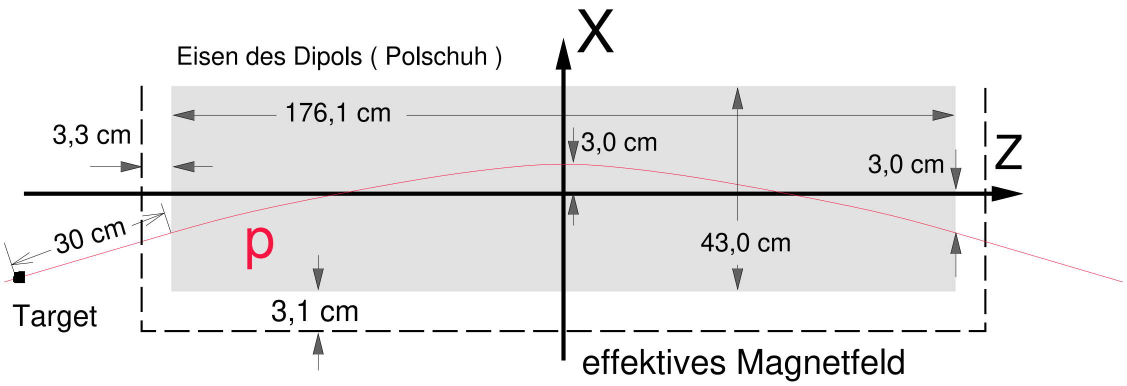

Abbildung 2.10: *Dimension und Lage des effektiven Magnetfelds bzgl. des Polschuhs.*

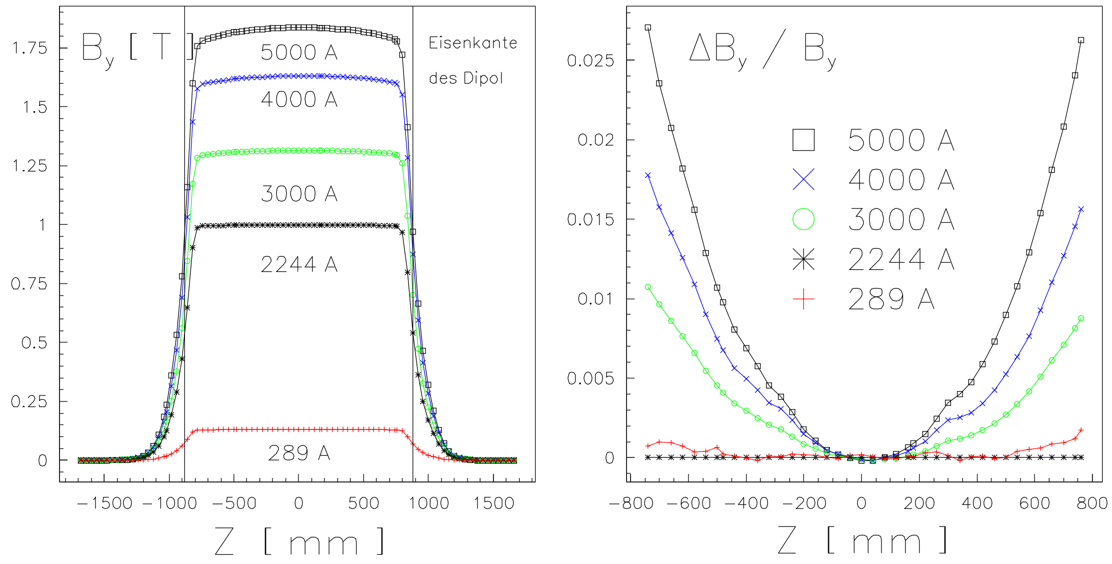

Abbildung 2.11: *(a) Hauptfeldkomponente B_y des Dipols MD01 bei verschiedenen Erregungsströmen entlang der Magnetachse Z und (b) relative Abweichung $\Delta B/B$ zwischen der auf das Maximalfeld eines Erregungsstroms skalierten Feldverteilung von 2244 A und der bei diesem Erregungsstrom tatsächlich gemessenen Feldverteilung.*

Bei effektivem Magnetfeld bewegt sich das Teilchen auf einer Kreisbahn mit maximaler Krümmung und erfährt längs der Bahn im Magnetfeld eine Ablenkung um einen Winkel $\alpha \propto \int B \cdot dl$. Bei einer realen Feldverteilung hingegen sollte aufgrund der schwächeren Krümmung der Teilchenbahn im Streufeldbereich der Austrittsort des Teilchens bzgl. der Vorderkante des Magneten bei größeren Z-Werten liegen, während der Ablenkwinkel im wesentlichen erhalten bleibt. Als Folge liegt der mittlere Trefferort beider Protonen in der Referenzebene des Quadrupols $MQU08$ bei kleineren L-Werten. Der direkte Vergleich des mittleren Trefferorts unter Berücksichtigung von realem und effektivem Magnetfeld ist in Bild 2.12 dargestellt. Die horizontale Verteilung dieses Bilds gibt die Differenz der mittleren Trefferorte zwischen effektivem und realem Feld an. Sie zeigt, daß die Protonen bei etwa 1,5 cm niedrigerem L-Wert erwartet werden, wenn man die reale Feldverteilung zugrunde legt. Messungen von ppX mit $m_X \geq 2m_\pi$ erfahren durch die Eisenkante des modifizierten Quadrupols auch hier keine Einschränkung, wenn in unmittelbarer Nähe zur Reaktionsschwelle gemessen wird.

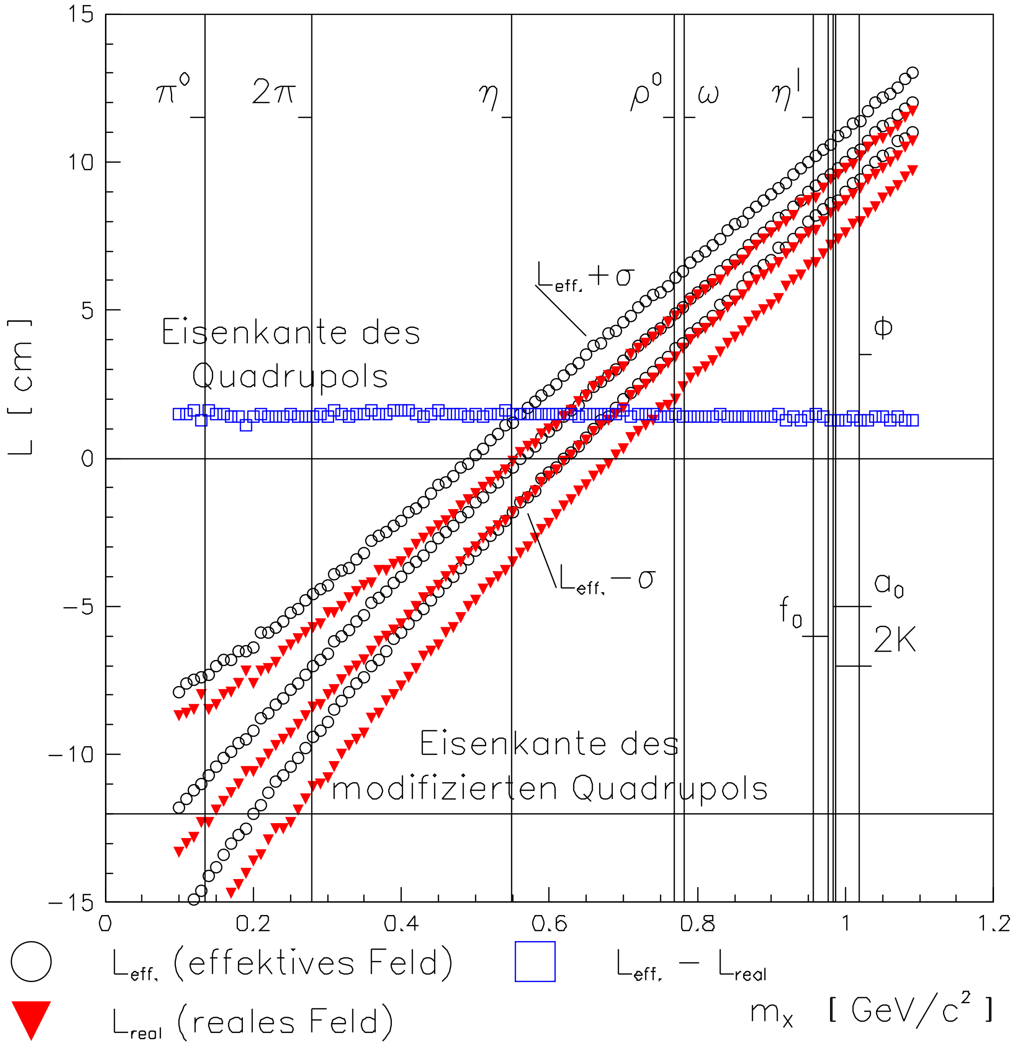

Abbildung 2.12: *Vergleich des mittleren Trefferorts L beider Protonen in der Referenzebene bei effektivem Magnetfeld und realer Feldverteilung.*

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

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