Über die Zerfalls-vertexauflösung neutraler Kaonen im CP-LEAR Experiment

Diplomarbeit
von
Guido Polivka
aus Basel

Physikalisches Institut Basel

27. Februar 1991

Thesis-1991-Polivka

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung 4

2 Symmetrien in der Teilchenphysik 7

2.1 Symmetrie-Invarianzen 7

2.1.1 Symmetrien und Erhaltungsgrößen 7

2.1.2 Verletzung der diskreten Symmetrien 8

2.2 Das System der neutralen Kaonen 9

2.3 CP-Verletzung im neutralen Kaonen-System 10

3 Das CP-LEAR Experiment 14

3.1 Bisherige Experimente zur CP-Verletzung 14

3.2 Die CP-LEAR-Anlage 14

3.3 Der CP-LEAR-Detektor 18

4 Über die Vertex-, Impuls- und Winkelauflösung 20

4.1 Daten 20

4.1.1 Die 4-3-3-Daten 20

4.1.2 Die minimal Bias-Daten 22

4.2 Vertexauflösung 23

4.2.1 Die Auflösung der primären Vertex 23

4.2.2 Die radiale Auflösung des sekundären Vertex 25

4.3 Die Impulsauflösung des neutralen Kaons 25

CERN LIBRARIES, GENEVA

CM-P00081003

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **6**

2 Symmetrien in der Teilchenphysik **7**

2.1 Symmetrie-Betrachtungen 7

2.1.1 Symmetrien und Erhaltungssätze 7

2.1.2 Verletzung der diskreten Symmetrien 8

2.2 Das System der neutralen Kaonen 9

2.3 CP-Verletzung im neutralen Kaonen-System 10

3 Das CP-LEAR Experiment **14**

3.1 Bisherige Experimente zur CP-Verletzung 14

3.2 Die CP-LEAR-Methode 14

3.3 Der CP-LEAR-Detektor 18

4 Über die Vertex-, Impuls- und Zeitauflösung **20**

4.1 Daten 20

4.1.1 Die 4-3-3-Daten 20

4.1.2 Die minimal Bias-Daten 22

4.2 Vertexauflösung 23

4.2.1 Die Auflösung des primären Vertex 23

4.2.2 Die radiale Auflösung des sekundären Vertex 25

4.3 Die Impulsauflösung des neutralen Kaons 35

CERN LIBRARIES, GENEVA

4.4 Die Auflösung der Eigenzeit des neutralen Kaons 40

5 Zusammenfassung und Ausblick 47

Abbildungsverzeichnis

2.1 Das Wu-Yang Dreieck 12

3.1 Die zeitabhängige Asymmetrie 16

3.2 Die integrale Asymmetrie 16

3.3 Einfluss der Zeitauflösung auf die zeitabhängige Asymetrie 17

3.4 Der CP-LEAR-Detektor 18

4.1 Die Auflösung am primären Vertex 24

4.2 Radiale Verteilung der sekundären Vertices in der xy-Ebene. 25

4.3 Zur Erklärung der Peaks 26

4.4 Die Vertexverteilungen mit dem Offline-Trigger 28

4.5 Fits am 'grossen' Datenset 29

4.6 Vertexverteilungen des 'K0'-Datenset 30

4.7 Fits am 'K0'-Datenset 31

4.8 Vertexverteilungen des 'Asy'-Datenset 32

4.9 Fit am 'Asy'-Datenset 32

4.10 Übersicht über die Fitresultate der sekundären Vertex 34

4.11 Die Stufe vor der Kante 35

4.12 Die Impulsverteilungen und -auflösung am primären Vertex 36

4.13 Die Impulsauflösung des neutralen Kaons 38

4.14 Die 'K0'-Daten. 39

4.15 Eigenzeitauflösung der neutralen Kaonen bei kleinen τ_0 41

4.16 Eigenzeitauflösung der neutralen Kaonen bei grossen τ_0 41

4.17 Die Eigenzeitauflösung (Übersicht) 42

4.18 Scatterplots des Datenset 'K0' 43

4.19 p_T-Histogramme aus den Scatterplots der 'K0'-Daten. 44

4.20 R_T-Histogramme aus den Scatterplots der 'K0'-Daten 44

4.21 Zeitauflösung als Funktion der Vertex- und Impulsauflösung 46

Tabellenverzeichnis

2.1 Die Isospindoubletts des Kaonsystems. 9

3.1 Radien der Drahtkammern 19

4.1 Selektionskriterien der 4-3-3-Daten. 21

4.2 Zusammenfassung der Ergebnisse des primären Vertexfits. 23

4.3 Übersicht über die radiale Auflösung des sekundären Vertex (in cm). 33

4.4 Eigenzeitauflösung für ausgewählte R_T und p_T. 45

Kapitel 1

Einleitung

Am CERN in Genf werden im Rahmen des Experimentes PS195 oder auch CP-LEAR die CP-verletzenden Parameter im neutralen Kaonensystem untersucht. Gemessen werden Interferenzen zwischen den Zerfällen von K^0 und $\bar{K}^0$. Durch Beobachtung von Asymmetrien können CP-verletzende Parameter bestimmt werden. Weiter soll das CPT-Theorem getestet werden und zum ersten Mal die T-Verletzung gemessen werden.

Das Ziel dieser Diplomarbeit bestand darin, den Fehler in der Rekonstruktion des Zerfallsvertex eines neutralen Kaons in zwei geladene Pionen zu bestimmen. Zusammen mit dessen Impulsauflösung kann dann der Fehler der Eigenzeit der neutralen Kaonen bestimmt werden. Diese Grösse ist ein wichtiger Teil des Fehlers in den Asymmetrien.

In einem ersten Teil wird eine kurze Übersicht über Symmetrien und deren Verletzung in der (Teilchen-) Physik gegeben. Speziell wird hier kurz auf das System der neutralen Kaonen und die Parametrisierung der CP-Verletzung eingegangen.
Im zweiten Teil steht das Experiment im Vordergrund, es wird die Messmethode erläutert werden, sowie einige Ziele des Experimentes und die Messapparatur vorgestellt werden.
Im dritten Teil wird zuerst auf die verwendeten Daten und deren verschiedene Selektionskriterien eingegangen. Es folgt zuerst eine Bestimmung der Fehler am primären Vertex. In einem ausführlicheren Teil wird der Fehler des sekundären Vertex für die unterschiedlich selektierten Daten untersucht. Zusammen mit zwei Abschätzungen für die Impulsauflösung des neutralen Kaons wird zum Schluss der Fehler der Eigenzeit bestimmt. Die Resultate werden jeweils diskutiert.
Es folgt eine Zusammenfassung.

Kapitel 2

Symmetrien in der Teilchenphysik

2.1 Symmetrie-Betrachtungen

2.1.1 Symmetrien und Erhaltungssätze

Eines der grundlegenden Konzepte in der Physik beruht auf der Invarianz oder Symmetrie eines physikalischen Systems unter einer bestimmten Transformation. Man kann vier Arten von Symmetrien unterscheiden:

- Die diskreten Symmetrien: Raumspiegelung P, Zeitumkehr T und Teilchen-Antiteilchen-Konjugation C.
- Die kontinuierlichen Symmetrien wie Translation, Rotation, etc.
- Die Permutations-Symmetrie: Fermi-Dirac- oder Bose-Einstein-Statistik
- Die Eich-Symmetrien, wie U(1)-Symmetrie für Ladungs-, Barionen- und Leptonenerhaltung, SU(2)-Symmetrie für Isospinerhaltung, SU(3)-Symmetrie für Farberhaltung, etc.

Unmittelbar verknüpft mit einer Symmetrie ist die Erhaltung einer bestimmten Grösse: Der Hamiltonoperator resp. die Lagrangedichte des Systems muss unter einer Symmetrie-Transformation invariant bleiben, das heisst der Hamiltonoperator und der Symmetrieoperator müssen vertauschen. Daraus folgt die Erhaltung der zu dieser Symmetrietransformation gehörenden Observablen. Anschaulich heisst das, dass die Beschreibung des physikalischen Sachverhaltes von nicht beobachtbaren Grössen in der Regel unabhängig ist. Deshalb dürfen die Bewegungsgleichungen

diese Grössen nicht enthalten oder wenn diese Grössen geändert werden, dürfen sich die zugrundeliegenden Bewegungsgleichungen nicht ändern.

So folgt zum Beispiel aus der Translations-Symmetrie die Impulserhaltung, allgemeiner folgen aus den kontinuierlichen Symmetrien unter anderem die Erhaltungssätze der klassischen Physik. Bis heute sind die kontinuierlichen sowie die Permutationssymmetrie exakt oder immer erhalten. Die Eich-Symmetrien haben eine grundlegende Bedeutung in der Beschreibung der Wechselwirkungen. Daraus sieht man schon, dass Eich-Symmetrien vom sie umgebenden Rahmen abhängen: Da man bis jetzt keine universelle Theorie entwickeln konnte, die 'Alles' beschreibt, hängen diese Symmetrien von der jeweiligen Theorie ab. In diesen Theorien ist jede Wechselwirkung mit einer bestimmten Symmetrie verbunden und damit mit einer bestimmten Transformationsgruppe und Erhaltungssätzen. Eichinvariant heisst nun, dass man eine Theorie entwickeln kann, die invariant ist unter einer Gruppe von Transformationen, wobei die Transformation von internen Koordinaten abhängt [Ken87, p.82/83].

2.1.2 Verletzung der diskreten Symmetrien

Es wurden viele Experimente durchgeführt, die diese Invarianzen untersuchten und bestätigten. So glaubte man auch bis in die Fünfziger Jahre, dass die diskreten Symmetrien exakt sind. Mit der Entdeckung der später Kaonen genannten Mesonen zeichneten sich aber Ungereimtheiten ab: Man hatte zwei Teilchen entdeckt, die τ- und θ-Mesonen, deren Massen und Lebensdauern innerhalb der Messgenauigkeit gleich waren. Das θ-Meson zerfiel allerdings in 2, das τ-Meson in 3 Pionen. Mit der Annahme, dass die Parität erhalten ist, müssen die beiden Mesonen also verschiedene Teilchen sein. 1956 publizierten Lee und Yang ihren Artikel über die Paritätsverletzung [Lee56]: Sie stellten fest, dass aus den experimentellen Daten zwar die Paritätserhaltung in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung gefolgert werden könne, die P-Invarianz in der schwachen Wechselwirkung jedoch noch nicht genügend untersucht worden sei. Das berühmte Experiment von Wu et al. [Wu57] zeigte alsbald, dass die Parität in der schwachen Wechselwirkung tatsächlich verletzt ist. Goldhaber hat 1958 [Gol58] dann mit seinem Experiment gezeigt, dass die Parität maximal verletzt ist. Ebenso wurde gezeigt, dass die C-Invarianz maximal verletzt ist. Wenn die Parität nicht erhalten sein muss, ist das τ- und θ-Meson ein- und dasselbe Teilchen, dass in 2 oder 3 Pionen zerfallen kann. Man bezeichnete dieses Teilchen als K^+. Wenn man nun die kombinierten Operatoren CP auf einen schwachen Prozess anwendet, bleibt das System invariant. Man postulierte darum, dass schwach wechselwirkende Prozesse unter CP invariant sind. Mit der Entdeckung gewisser Zerfälle der neutralen Kaonen wurde auch diese CP-Invarianz gebrochen. Dies wird in den nächsten Kapiteln dargestellt. Heute geht man im allgemeinen von CPT-Invarianz aus. Jede lokale lorentzinvariante Feldtheorie wie zum Beispiel die Theorien, die die elektroschwache oder die starke Wechselwirkung beschreiben, ist

automatisch CPT-invariant. Wenn man also CPT-Verletzung finden würde, müsste man vermutlich entweder ein grundlegend neues theoretisches Konzept aufbauen oder eine neuartige Wechselwirkung einführen.

2.2 Das System der neutralen Kaonen

Neben den beiden geladenen Kaonen, wurden auch zwei neutrale Teilchen entdeckt, die beinahe dieselbe Masse haben. Später gab man ihnen den Namen K^0 resp. $\bar{K}^0$. Mit Hilfe des Isospin-Konzeptes und der Einführung der sogennaten Strangeness S, definiert durch Gell-Mann und Nishijima,

$$S = 2\left(\frac{Q}{e} - I_3\right) - B \tag{2.1}$$

(Q/e ist die Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung, I_3 die dritte Komponente des Isospins und B die Baryonenzahl) erhält man folgende Isospindoubletts:

S	I_3	
	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
+1	K^+	K^0
-1	$\bar{K}^0$	K^-

Tabelle 2.1: Die Isospindoubletts des Kaonsystems.

Produziert werden diese Teilchen in Reaktionen wie

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0 \tag{2.2}$$
$$\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \bar{K}^0 + p \tag{2.3}$$
$$\pi^- + p \rightarrow \bar{\Lambda} + \bar{K}^0 + n + n. \tag{2.4}$$

Da die Produktion ein stark wechselwirkender Prozess ist, das heisst alle Quantenzahlen erhalten bleiben, muss ein Meson oder Baryon mit $S \neq 0$ mitentstehen. Dies nennt man 'assoziierte Produktion'. Das K^0 ist das Antiteilchen von $\bar{K}^0$ und umgekehrt. Somit sind die einzelnen Zustände $\mid K^0 >$ und $\mid \bar{K}^0 >$ *bei der Produktion* Eigenzustände der starken Wechselwirkung.

Die neutralen Kaonen können in zwei oder drei Pionen zerfallen. Da diese beiden Endzustände unterschiedliche Parität haben, muss dieser Zerfall schwach geschehen, da bei einem starken Prozess die Parität erhalten bleiben muss. Beim Zerfall wird auch die Strangeness-Quantenzahl um 1 geändert. S ist also in der schwachen Wechselwirkung keine gute Quantenzahl. Weiter kann ein K^0 durch virtuelle intermediäre

zwei oder drei Pion-Zustände in ein $\bar{K}^0$ übergehen und umgekehrt. Ein zur Zeit t=0 reiner K^0-Zustand, wird also zu einem späteren Zeitpunkt aus einer Superposition von K^0 und $\bar{K}^0$ Zuständen bestehen.

Betrachten wir nun diese neutralen Kaonen unter einer CP-Transformation:

$$\begin{aligned} CP \mid K^0 > &= k \mid \bar{K}^0 > \\ CP \mid \bar{K}^0 > &= k' \mid K^0 > . \end{aligned} \tag{2.5}$$

k und k' sind willkürliche Phasen, wählen wir k = k' = -1. $\mid K^0 >$ und $\mid \bar{K}^0 >$ sind also sicher keine Eigenzustände von CP und der schwachen Wechselwirkung. Hingegen kann man leicht überprüfen, dass die Linearkombinationen

$$\begin{aligned} \mid K_1 > &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\mid K^0 > - \mid \bar{K}^0 >\right) \\ \mid K_2 > &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\mid K^0 > + \mid \bar{K}^0 >\right) \end{aligned} \tag{2.6}$$

Eigenzustände von CP sind:

$$\begin{aligned} CP \mid K_1 > &= + \mid K_1 > \\ CP \mid K_2 > &= - \mid K_2 > \end{aligned} \tag{2.7}$$

Die K^0 und $\bar{K}^0$ unterscheiden sich durch ihre unterschiedlichen Produktionsreaktionen, die K_1 und K_2 durch unterschiedliche Zerfallsreaktionen: Eine einfache Analyse [Sch89, p.4] zeigt, dass bei CP-Erhaltung nur das K_1 in zwei Pionen zerfallen kann. Für das K_2 ist dies ein CP-verbotener Übergang.

2.3 CP-Verletzung im neutralen Kaonen-System

1964 entdeckten Christenson, Cronin, Fitch und Turlay [Chr64], dass das CP-negative K_2 mit einem Verzweigungsverhältniss von 2×10^{-3} in den CP-positiven Zustand $\pi\pi$ zerfällt. Die CP-Symmetrie ist also gebrochen, das heisst die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung K_1 und K_2 sind nicht die physikalisch beobachtbaren Teilchen. Um diese zu erhalten, werden die beiden Zustände gemischt, wobei der Mischparameter entsprechend klein sein muss:

$$\begin{aligned} \mid K_S > &= \mid K_1 > + \epsilon \mid K_2 > \\ \mid K_L > &= \mid K_2 > + \epsilon \mid K_1 > . \end{aligned} \tag{2.8}$$

ϵ ist hier ein Mass für die CP-Verletzung. Wenn man nun CPT-Invarianz fordert, beschreibt ϵ ebenso die T-Verletzung, da beide in gleichem Masse verletzt sein müssen. Man könnte weiter einen Parameter einführen, der die CPT-Verletzung beschreibt. Im Folgenden wird aber CPT-Invarianz vorausgesetzt. K_L und K_S haben

verschiedene Masse und Lebensdauer, was unmittelbar aus den unterschiedlichen Zerfallskanälen folgt.

Für Zerfälle in zwei Pionen sind folgende CP-verletzende Observablen experimentell messbar:

$$\eta_{+-} = \frac{< \pi^+\pi^- \mid H_W \mid K_L >}{< \pi^+\pi^- \mid H_W \mid K_S >} \tag{2.9}$$

$$\eta_{00} = \frac{< \pi^0\pi^0 \mid H_W \mid K_L >}{< \pi^0\pi^0 \mid H_W \mid K_S >} \tag{2.10}$$

H_W ist der Hamiltonoperator der schwachen Wechselwirkung und beschreibt unter anderem die CP-Verletzung. Die zwei Endzustände können nach verschiedenen Isospins I=0,2 aufgeteilt werden:

$$< I = 0 \mid = \sqrt{\frac{2}{3}} < \pi^+\pi^- \mid + \sqrt{\frac{1}{3}} < \pi^0\pi^0 \mid \tag{2.11}$$

$$< I = 2 \mid = \sqrt{\frac{1}{3}} < \pi^+\pi^- \mid - \sqrt{\frac{2}{3}} < \pi^0\pi^0 \mid \tag{2.12}$$

Man kann folgende 2 Parameter definieren:

$$\epsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{< I = 2 \mid H_W \mid K_2 >}{< I = 0 \mid H_W \mid K_1 >} \tag{2.13}$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{< I = 2 \mid H_W \mid K_S >}{< I = 0 \mid H_W \mid K_S >} \tag{2.14}$$

ϵ' ist ein Mass für die Zerfälle von K_2 in zwei Pionen. Dies wird auch direkte CP-Verletzung genannt. ω beschreibt die Abweichung von der empirischen ΔI=$\pm\frac{1}{2}$ Regel bei Zerfällen wie Kaon (I=$\frac{1}{2}$) in 2 Pionen (I=0) und ist sehr klein, dass heisst, es kann in guter Näherung gleich null gesetzt werden. Mit den Definitionen für η_f erhält man folgende Beziehungen:

$$\eta_{+-} = \frac{\epsilon'}{1+\omega} + \epsilon \tag{2.15}$$

$$\eta_{00} = \frac{-2\epsilon'}{1-2\omega} + \epsilon \tag{2.16}$$

Man hat also die Observablen mit den CP-verletzenden Parametern parametrisiert. η_{00} und η_{+-} sind im allgemeinen komplexe Zahlen, man kann sie also auch in der Form

$$\eta_{+-} = \mid \eta_{+-} \mid e^{i\Phi_{+-}} \tag{2.17}$$

$$\eta_{00} = \mid \eta_{00} \mid e^{i\Phi_{00}} \tag{2.18}$$

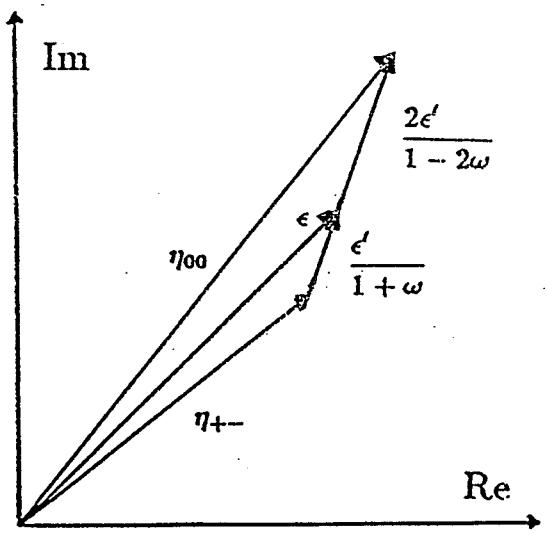


Abbildung 2.1: Das Wu-Yang Dreieck (nicht masstäblich).

schreiben. Indem man dies aufzeichnet, erhält man im Wu-Yang Dreieck die Beziehung dieser Parameter (Abb. 2.1 nach [Wu64]).

Bereits erwähnt wurde, dass ein zur Zeit t=0 reiner K^0-Zustand zu einem späteren Zeitpunkt in eine Überlagerung von K^0- und $\bar{K}^0$-Zuständen übergehen wird. In [Lee66] wird gezeigt, wie man daraus die folgenden Zerfallsraten berechnet (f sei einer der zweipionischen Endzustände, die Raten beziehen sich auf K^0 resp. $\bar{K}^0$-Zerfälle):

$$\begin{aligned} R_f(t) &= \frac{|< f \mid H_W \mid K_S >|^2}{2}(1-2Re(\epsilon))\{e^{-\gamma_S t}+ \\ &\quad +2 \mid \eta_f \mid e^{-\Gamma t}\cos(\Delta m t - \Phi_f) + \mid \eta_f \mid^2 e^{-\gamma_L t}\} \qquad (2.19) \\ \bar{R}_f(t) &= \frac{|< f \mid H_W \mid K_S >|^2}{2}(1+2Re(\epsilon))\{e^{-\gamma_S t}- \\ &\quad -2 \mid \eta_f \mid e^{-\Gamma t}\cos(\Delta m t - \Phi_f) + \mid \eta_f \mid^2 e^{-\gamma_L t}\} \qquad (2.20) \end{aligned}$$

Es ist Δm der Massenunterschied zwischen K_S und K_L, γ_S und γ_L die Zerfallsbreiten derselben und $\Gamma = \frac{\gamma_S+\gamma_L}{2}$. Man sieht, dass die Zerfallsraten nicht identisch sind, dies ermöglicht die Bildung von sogenannten Asymetrien:

$$A_f(t) = \frac{\bar{R}_f(t) - R_f(t)}{\bar{R}_f(t) + R_f(t)} \qquad (2.21)$$

Und wenn man die obigen Ausdrücke für die Raten einsetzt, erhält man:

$$A_f(t) = \frac{2Re(\epsilon) - 2 \mid \eta_f \mid e^{(\gamma_S-\Gamma)t}\cos(\Delta m t - \Phi_f)}{1+ \mid \eta_f \mid^2 e^{(\gamma_S-\gamma_L)t}} \qquad (2.22)$$

Folgendes ist der heutige experimentelle Status (nach [Par90, p.VII.92]):

$$\begin{aligned} Re(\epsilon'/\epsilon) &= (2.1 \pm 1.2) \times 10^{-3} \\ |\,\eta_{+-}\,| &= (2.268 \pm 0.023) \times 10^{-3} \\ |\,\eta_{00}\,| &= (2.253 \pm 0.024) \times 10^{-3} \\ \Phi_{+-} &= (46.0 \pm 1.2)^0 \\ \Phi_{00} &= (48.5 \pm 3.1)^0 \end{aligned}$$

Das Standardmodell liefert je nach Parametrisierung für ϵ'/ϵ einen Wert zwischen 3×10^{-4} bis 5×10^{-3} [Par90, p.VII.92].

Interessant macht die CP-Verletzung die Frage nach der Entstehung, dem Aufbau und den Gesetzen der Zusammensetzung der Materie. Beispielsweise versucht man mit Hilfe der CP-Verletzung die unterschiedliche Häufigkeit von Materie und Antimaterie im Universum zu erklären. Ausserdem sind Experimente mit Kaonen sehr gut geeignet, um Erhaltungssätze zu testen. Diese Experimente liefern im allgemeinen sehr kleine obere Schranken für eine mögliche Verletzung.

Zusammenstellungen über Symmetrien findet man in Lehrbüchern wie zum Beispiel [Per87], [Ken87] oder auch in [Mes85], über CP-Verletzung in [Jar90], [Tra90], [Ric89] und [Sch89]

Kapitel 3

Das CP-LEAR Experiment

3.1 Bisherige Experimente zur CP-Verletzung

Bisherige Methoden zur Messung der CP-Verletzung produzierten Strahlen neutraler Kaonen, indem sie hochenergetische Protonen auf ein Target treffen lassen. In diesem Strahl lässt man die kurzlebige Komponente aussterben, so dass ein reiner K_L-Strahl übrig bleibt. CP-Verletzung konnte dann durch Reaktionen wie

$$K_L \quad \rightarrow \quad \pi\pi \tag{3.1}$$

nachgewiesen werden. Der Nachteil ist, dass sich keine direkten Messungen über das Verhalten der K_S vornehmen lassen. Man kann zwar durch Regenerationsprozesse K_S-Zustände herstellen, dies bringt jedoch Probleme anderer Art mit sich. Weiter ist der apparative Aufwand ziemlich gross, da sich die ganze Messeinrichtung vom Produktionstarget bis zum Detektor über eine Länge bis zu 200 m hinzieht.
Experimente dieser Art wurden am Cern (NA31) und am Fermilab (E731) durchgeführt (Näheres dazu findet man zum Beispiel in [Tra90, p. 163-202]).

3.2 Die CP-LEAR-Methode

Im CP-LEAR-Experiment werden reine K_0- und $\bar{K}_0$-Zuständ erzeugt. Besondes geeignet sind sogenannte „goldene Ereignisse“ wie

$$\begin{aligned} p\bar{p} \quad &\rightarrow \quad K^+\pi^-\bar{K}^0 \\ p\bar{p} \quad &\rightarrow \quad K^-\pi^+K^0. \end{aligned} \tag{3.2}$$

mit einem Verzweigungsverhältniss von je 0.2%. Das neutrale Kaon wird durch die Ladungs- und Strangenessbestimmung des geladenen Pions und Kaons eindeutig identifiziert. Die Methode zur Untersuchung der CP-Verletzung ist also eine

ganz andere als in den bereits bestehenden Experimenten. Man kann insbesondere die kurzlebigen Zerfälle genauer untersuchen. Weitere Vorteile ergeben sich in der Betrachtung der Fehler: Die Akkzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit der Zerfallsprodukte von K_0 und $\bar{K}_0$ sind identisch, wodurch systematische Fehler in erster Ordnung aufgehoben werden. Zudem können die K^0 und $\bar{K}^0$-Zerfälle unabhängig normiert werden und die Interferenz von K_L und K_S kann direkt gemessen werden. Der Untergrund kann zwar diese Interferenzen verändern, aber es können keine künstlichen Interferenzen durch Untergrund erzeugt werden.

Am Beispiel des Zerfalls des neutralen Kaons in zwei Pionen soll nun das prinzipielle Vorgehen erläutert werden. Um die Asymetrien zu bilden, werden die Raten für die Zerfälle der K_0 und $\bar{K}_0$ in den Endzustand f $(\pi^+\pi^-)$ oder $(\pi^0\pi^0)$ gemessen. Die zeitabhängige Asymmetrie A_f ergibt sich wie in Gl. 2.21 erwähnt als

$$A_f = \frac{R_{\bar{K}^0\to f}(t) - R_{K^0\to f}(t)}{R_{\bar{K}^0\to f}(t) + R_{K^0\to f}(t)}. \tag{3.3}$$

Andererseits wurde der Zusammenhang mit den Paramtern in Gl. 2.22 gezeigt:

$$A_f = \frac{2Re(\epsilon) - 2 \mid \eta_f \mid e^{(\gamma_S-\Gamma)t}\cos(\Delta mt - \Phi_f)}{1+ \mid \eta_f \mid^2 e^{(\gamma_S-\gamma_L)t}} \tag{3.4}$$

In Abb. 3.1 wird diese Kurve gezeigt.

Man kann nun zum Beispiel die Zerfallsbreiten γ_S und γ_L sowie Δm vorgeben und dann eine Kurve mit den Parametern $\mid \eta_f \mid$, Φ_f und Re(ϵ) an die gemessene anpassen. Oder man kann aus dem Nulldurchgang der Kurve direkt die Phase bestimmen.

Weiter kann man eine zeitunabhängige oder integrale Asymetrie bilden:

$$I_f(t_0) = \frac{\int_0^{t_0} dtR_{(\bar{K}^0\to f)}(t) - \int_0^{t_0} dtR_{(K^0\to f)}(t)}{\int_0^{t_0} dtR_{(\bar{K}^0\to f)}(t) + \int_0^{t_0} dtR_{(K^0\to f)}(t)} \tag{3.5}$$

In Abb. 3.2 kann man diese Kurve sehen. Hier gilt nun der Zusammenhang

$$\frac{Re(\epsilon')}{Re(\epsilon)} = \frac{1}{6}\left(1 - \frac{I_{00}(t_0)}{I_{+-}(t_0)}\right). \tag{3.6}$$

Die zeitabhängige Asymetrie ist hauptsächlich auf die Bestimmung der Zerfallszeit der Kaonen und den erwähnten Untergrund empfindlich. Die integrale Asymmetrie hingegen ist auf Effizienzschwankungen abhängig von der Zerfallslänge und auf den Untergrund anderer Kanäle empfindlich. Vor allem bei der zeitabhängigen Asymmetrien ist also wesentlich, dass genaue Informationen über die Fehler der Eigenzeit und der Rate der zerfallenden Kaonen vorliegen, um die gewünschte Präzision zu erreichen. Bei der integralen Asymetrie spielt der Fehler der Eigenzeit nur im Hinblick auf die Integrationsgrenze eine Rolle.

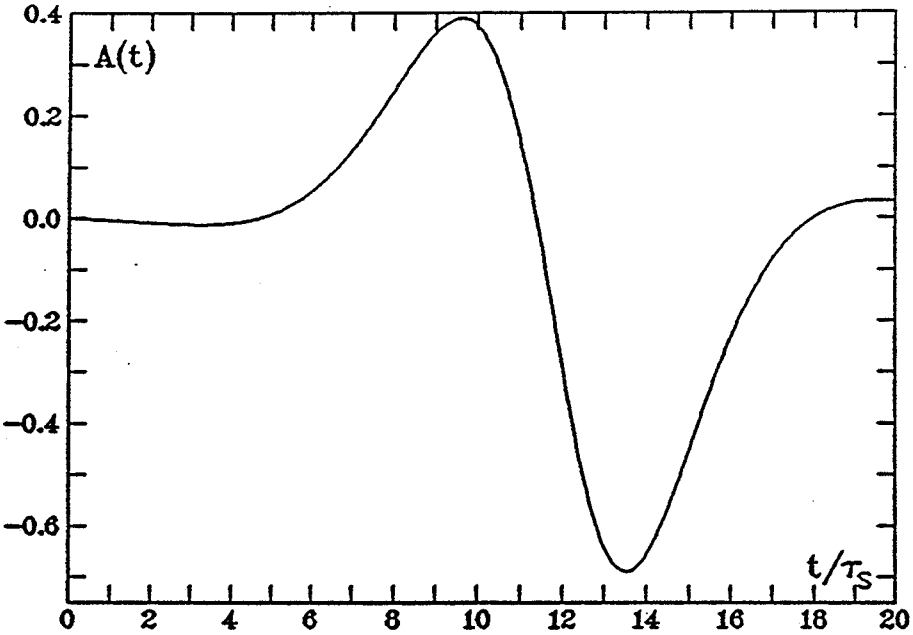


Abbildung 3.1: Die zeitabhängige Asymmetrie für den Zerfall in 2 Pionen. Die Zeitachse ist in Einheiten der Lebensdauer von K_S aufgetragen.

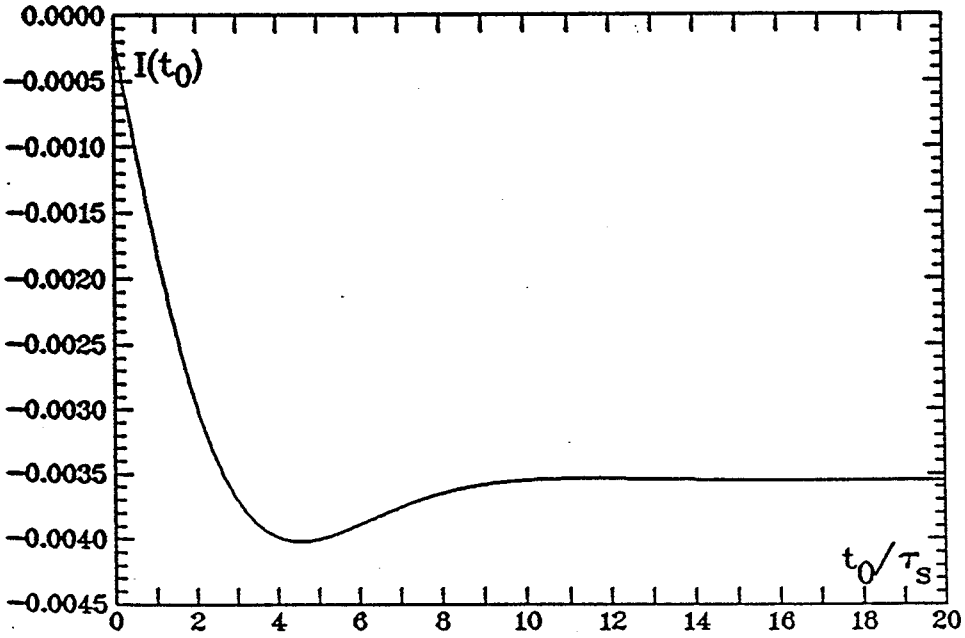


Abbildung 3.2: Die integrale Asymmetrie für den Zerfall in 2 Pionen als Funktion der oberen Integrationsgrenze t_0. Die Zeitachse ist in Einheiten der Lebensdauer von K_S aufgetragen.

Was passiert nun, wenn die Zeitauflösung des zerfallenden Kaons nicht ideal ist, sondern mit einem Fehler behaftet ist? Man kann zeigen [Ric89, p.137ff], dass die Asymmetrie gedämpft wird: Die Extrema verschieben sich, werden niedriger und der Nulldurchgang verschiebt sich und zwar wird dies mit steigendem Fehler stärker. Abb. 3.3 zeigt diese Verhalten für verschiedene Fehler.

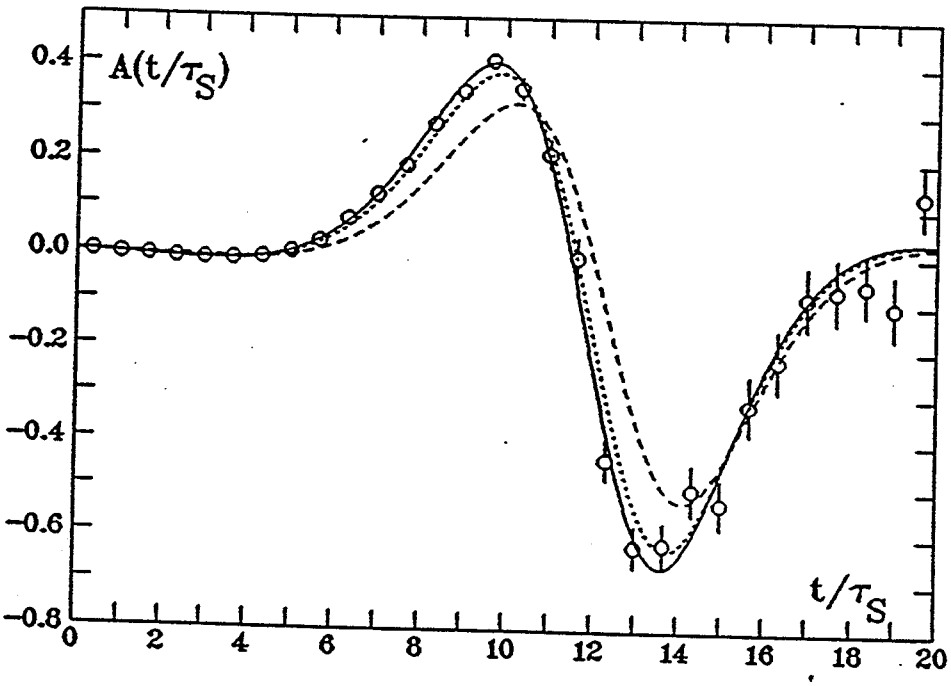


Abbildung 3.3: Einfluss der Zeitauflösung auf die zeitabhängige Asymetrie: Die Punkte sind Monte Carlo Rechnungen mit einer idealen Auflösung, die ausgezogenen Kurven sind mit einer Auflösung von 0.1 τ_S, 0.5 τ_S und 1.0 τ_S gerechnet worden.

Mit dem Experiment soll gemessen werden:

- η_{+-} und η_{00}.
- ϵ'/ϵ mit einer Präzision von 2×10^{-3}.
- Als Test der CPT-Invarianz die Phasendifferenz $\mid \Phi_{+-} - \Phi_{00} \mid$ sowie die absoluten Phasen. Diese werden aus dem Nulldurchgang der Asymetrien bestimmt. Hier ist also ganz besonders eine gute Zeitauflösung nötig.
- Die Parameter η_{+-0} und η_{000} (analog definiert wie bei den Zerfällen in zwei Pionen) zur Bestimmung der CP-Verletzung bei den kurzlebigen Zerfällen.
- Die Asymmetrie in den semileptonischen Kanälen, um die $\Delta S = \Delta Q$-Regel zu überprüfen, zu sehen, ob die T-Verletzung die CP-Verletzung kompensiert und das CPT-Theorem gilt.

3.3 Der CP-LEAR-Detektor

Der schematische Aufbau des zylinderförmigen Detektors lässt sich am besten an einem Querschnitt erklären. Dies wird in Fig. 3.4 gezeigt.

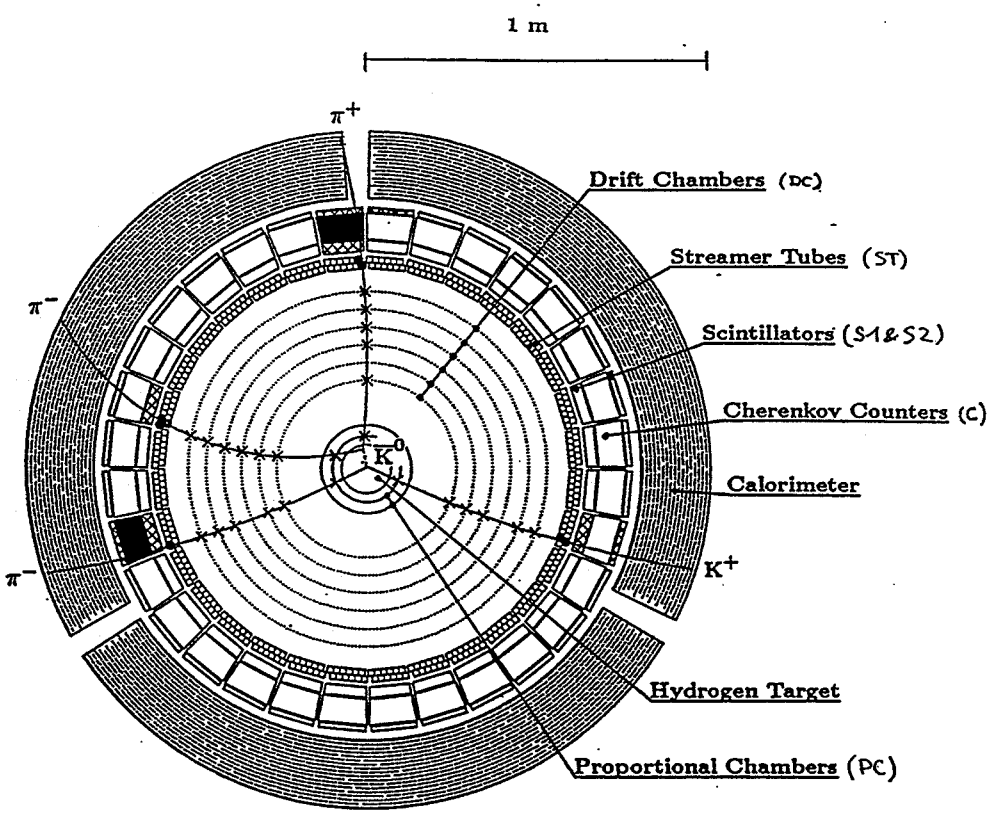


Abbildung 3.4: Querschnitt durch den CP-LEAR-Detektor mit einem goldenen Ereignis $p\bar{p} \rightarrow \pi^- K^+ \bar{K}^0 \rightarrow \pi^- K^+ \pi^+ \pi^-$.

Im Zentrum befindet sich das Target: Antiprotonen mit 200 MeV/c werden in gasförmigem Wasserstoff unter 15 Atmosphären Druck gestoppt und annihilieren. Die Zerfallsprodukte durchqueren zuerst Drahtkammern: Zwei Proportionalkammern (PC), dann sechs Driftkammern (DC) und zwei Lagen Streamertubes (ST). Die PCs und DCs sind zusätzlich mit sogenannten Strips umwickelt um neben der r-φ- auch z-Informationen über die Spur zu erhalten. Die Radien der Drahtebenen betragen:

PC1	PC2	DC1	DC2	DC3	DC4	DC5	DC6	ST1	ST2
9.5	12.7	25.5	30.6	35.7	40.7	45.8	50.9	58.2	60.0

Tabelle 3.1: Radien der Drahtkammern (in cm).

Die nächste Lage besteht aus den Detektoren zur Teilchenidentifikation (PID): Sie besteht aus Sandwiches von einem Szintilator (S1), einem Cerenkovdetektor (C) und einem weiteren Szintilator (S2). Der Cerenkovdetektor hat eine Schwelle von $\beta = 0.81$. Ein geladenes Pion liefert deshalb ein Signal in beiden Szintilatoren und im Cerenkov ($S1 \circ C \circ S2$), ein geladenes Kaon hingegen nur in den Szintilatoren ($S1 \circ \bar{C} \circ S2$).
Die ungeladenen Zerfallsprodukte werden im elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen und identifiziert.
Der Detektor befindet sich in einem Magnetfeld von 0.44T, so dass die geladenen Teilchen auf gekrümmten Bahnen laufen und man somit ihren Impuls bestimmen kann.
Um die Daten zu selektionieren wurde ein Trigger entwickelt, der auf verschiedenen Stufen Ereignisse herausfiltert. So soll die Rate der Proton-Antiproton-Annihilationen von der Grössenordnung MHz auf eine Rate von unter 10 kHz goldene Ereignisse vermindert werden.

Die mittlere Impulsauflösung $\sigma_{p_{K^0}}$ soll 5% betragen [Adl90], für die Ortsauflösung des Zerfallsvertex des neutralen Kaons erwartet man über den ganzen Drahtkammer-Bereich einige Milimeter in $r\varphi$ und zwischen 1 und 2 cm in z mit der jetzigen digitalen z-Bestimmung [Ric91].

Informationen zum Detektor und der CP-LEAR Messmethode findet man in [Adi87], [Gum88], [Ric89], [Sch89] oder [Adl90].

Kapitel 4

Über die Vertex-, Impuls- und Zeitauflösung

4.1 Daten

Für die im folgenden beschriebene Auswertung wurden Daten der 8. Run-Periode verwendet, die im Sommer 1990 stattfand. Hier werden nun kurz die verwendeten Daten und die Selektionskriterien beschrieben.

4.1.1 Die 4-3-3-Daten

Daten, die mit dem sogenannten Trigger 4-3-3 aufgezeichnet werden, müssen folgende Bedingungen erfüllen:

- Bei jedem Ereignis wurden vier geladene Teilchen detektiert, eines davon ist ein Kaon-Kandidat. Das heisst die Signatur in den PID ist $S1 \circ \bar{C} \circ S2$, p_T > 300 MeV/c und die dE/dx-Pulshöhen-Analyse in S1 bestätigt ebenfalls die Kaon-Hypothese.
- Jedes Ereignis enthält zwei getrennte Vertices, wobei für jeden Vertex die Summe der Ladung null sein muss. Der primäre Vertex soll im Target liegen und der sekundäre ausserhalb PC2.

Hiermit hat man die Grundvoraussetzung geschaffen, dass das Ereignis ein goldenes ist und am primären Vertex ein langlebiges neutrales Kaon entstanden ist. Die Daten wurden auf Bändern im Mini-DST-Format geliefert. Das heisst, die Bänder enthalten die bereits gefitteten Spuren und Impulse der Teilchen sowie sämtliche Informationen der Detektoren, welche von den betreffenden Teilchen durchquert wurden. Gesamt-

haft wurden etwa 410'000 Ereignisse verarbeitet. Ein typisches Ereignis ist in Fig. 3.4 eingezeichnet.

Diese Daten wurden weiter selektiert. Mit den angegebene Selektionskriterien werden zum einen schlechte Ereignisse verworfen, andererseits Untergrund herausgefiltert (Abkürzungen vgl. Abb. 3.4).

Schnitt auf ...	Vertex	Einlesebedingung	
Trackpattern	Prim.	$r-\varphi$-Information	PC $\neq 0$
			DC > 3
		z-Information	3 DC oder
			2 DC und 1 ST
	Sek.	$r-\varphi$-Information	PC $= 0$
			DC > 2
		z-Information	2 DC oder
			1 DC und 1 ST
Trackfit		$p_{Teilchen}$	< 1000 MeV/c
		$p_{Teilchen\ prim.\ Vertex}$	$> 0.95 p_{min}$
		$p_{Teilchen\ sek.\ Vertex}$	$> 0.75 p_{min}$
Vertexfit	Prim.	Abstand Spur-Vertex	< 5 cm
		Vertexradius	< 2 cm
		z-Komponente	< 10 cm
	Sek.	Abstand Spur-Vertex	< 20 cm
		Vertexradius	> 5 cm und < 50 cm
		z-Komponente	< 100 cm
PID	Prim.	Kaon-Kandidat	1
		S1	Signal
	Sek.	S1	Signal
	Sek.	Öffnungswinkel	$> 20^o$

Tabelle 4.1: Selektionskriterien der 4-3-3-Daten.

Die Zahlen beim Trackpattern beziehen sich auf die Anzahl der angesprochenen Kammern. p_{min} ist folgendermassen definiert: Da der Detektor sich in einem Magnetfeld befindet, laufen die Teilchen auf gekrümmten Bahnen. Damit das Teilchen S1 überhaupt erreichen kann, das heisst, der Krümmungsradius nicht zu klein ist, braucht das Teilchen einen Minimalimpuls, damit es bis zu den PID kommt. Dieser berechnet sich nach folgender Formel:

$$p_{min} = 0.3 \times BZR. \tag{4.1}$$

Dabei bedeutet B das Magnetfeld in kGauss, R der Abstand des Vertex bis zu den PID in cm und Z die Ladung. p_{min} ergibt sich dann in MeV/c. Beim Vertexfit bedeutet 'Abstand Spur-Vertex', dass der kleinst mögliche Abstand von der Spur zum

Vertex maximal den angegebenen Wert erreichen darf. Mit 'Vertexradius' wird der Abstand vom Mittelpunkt des Detektors zum Vertex bezeichnet, mit 'z-Komponente' ist die eigentliche z-Komponente der Vertexkoordinaten gemeint.

Diese Daten (im folgenden 'grosses' Set oder 'grosse' Daten genannt) wurden in sogenannte Histogramms und Ntupels abgefüllt, eine Form die es erlaubt, die Daten auf einfache Art auszuwerten, weiterzuverarbeiten und grafisch darzustellen.

Neben diesen Datensets habe ich mit zwei weiteren gearbeitet:

1. Die 'K0'-Daten: Diese wurden aus den obigen hergestellt, indem die folgenden Einlesebedingungen angewendet wurden:

$$|\tau_x - \tau_y| \leq 1.5\tau_S \tag{4.2}$$
$$|\tau_z - \tau_T| \leq 5\tau_S \tag{4.3}$$

   τ_i, i=x,y,z oder T, bezeichnet die Lebensdauer des neutralen Kaons in seinem Ruhesystem und wird aus seinem Impuls und der Flugstrecke berechnet. In Kap. 4.4 wird gezeigt, dass man dieselbe Eigenzeit erhält, wenn man nur mit einzelnen Komponenten oder einer Kombination dieser beiden Grössen rechnet. $\tau_{x,y,z}$ bezieht sich also auf eine Berechnung aus den x-(y-,z-) Komponenten, τ_T auf eine mit nur transversalen Grössen. τ_S ist die mittlere Lebensdauer von K_S. Dieser Schnitt stellt sicher, dass am primären Vertex nur die beiden geladenen Teilchen und ein K^0 oder $\bar{K}^0$ entstanden sind. Das neutrale Kaon zerfällt dann in $\pi\pi$, $\pi\pi\pi$ oder $\pi\nu l$.

2. Weiter wurde ein Datenset 'Asy' verwendet, das aus goldenen Ereignissen besteht, wie sie zur Bildung der Asymmetrien benötigt werden. Das heisst neben dem obigen Schnitt auf den primären Vertex wird sichergestellt, dass die Zerfallsprodukte aus dem sekundären Vertex genau 2 geladene Pionen sind [Pag91].

4.1.2 Die minimal Bias-Daten

Ereignisse, die mit diesem Trigger aufgezeichent werden, haben als einzige Einlesebedingung ein Signal in S1. Es handelt sich dabei hauptsächlich um pionische Annihilationskanäle (vgl. [Ric89, p.23,25,34-36]), wobei alle Spuren aus einem Punkt kommen müssen. Für diese Untersuchungen wurden Ereignisse mit vier geladenen Spuren herausgefiltert und dabei verlangt, dass die Ladungserhaltung erfüllt ist. Diese Daten werden verwendet, um die Auflösung am primären Vertex zu studieren. Bei deren Verwendung müssen noch die verschiedenen Fits durchgeführt werden, bevor man sie auswerten kann.

4.2 Vertexauflösung

Die Zerfallsstrecke eines neutralen Kaonen wird durch die Schnittpunkte der Spuren (=Vertex) der geladenen Teilchen in den Drahtkammern bestimmt. Um den Fehler dieser Strecke zu bestimmen, muss man also den Fehler des primären und des sekundären Vertex kennen. Der Fehler der Zerfallsstrecke ist dann die Wurzel aus der Summe der Fehlerquadrate der beiden Vertices.

Der Vertexfit funktioniert nach folgendem Prinzip [Blo90]: Gegeben sind die Informationen aus den in einer Zylindergeometrie angeordneten Drahtkammern. Die gefitteten Spuren der geladenen Teilchen in der transversalen Ebene, das heisst senkrecht zur z-Achse, sind Kreise, da der Detektor sich in einem Magnetfeld befindet, das in die z-Richtung zeigt. Für zwei gefittete Spuren, die zusammengehören, ist entweder der Schnittpunkt der Kreise der gesuchte Vertex oder falls sie sich nicht schneiden, liegt er in der Mitte der Verbindung der grössten Annäherung dieser Kreise.

4.2.1 Die Auflösung des primären Vertex

Die Ortsauflösung am primären Vertex wurde mit den minimal Bias-Daten bestimmt. Aus den vier Spuren kann man zwei verschiedene Paare bilden und erhält so zwei Vertices, wobei aus jedem Vertex eine positive und eine negative Ladung herauslaufen muss. Eigentlich müsste man nun anhand der χ^2 der Vertexfits eine Entscheidung treffen, welche Kombination die bessere ist. Es hat sich jedoch gezeigt, dass nur sehr geringe Unterschiede zwischen den beiden Varianten bestehen und die Verschlechterung durch 'falsche' Kombinationen einen vernachlässigbaren Einfluss auf das Resultat hat.

Um nun die Auflösung zu bestimmen, wurde die Koordinatendifferenz der beiden Vertices als Histogramm aufgetragen. Über diese Verteilung wurde eine Gausskurve gefittet. Das σ der Gausskurve gibt die Auflösung am primären Vertex. Abb. 4.1 zeigt diese Bilder, Tabelle 4.2 die Resultate.

Auflösung...	σ
in x	1.8 mm
in y	1.8 mm
in z	1.6 cm
radial	1.8 mm

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Ergebnisse des primären Vertexfits.

Die Fehler, die sich aus dem Fit für die σ ergeben, liegen in der Grössenordnung

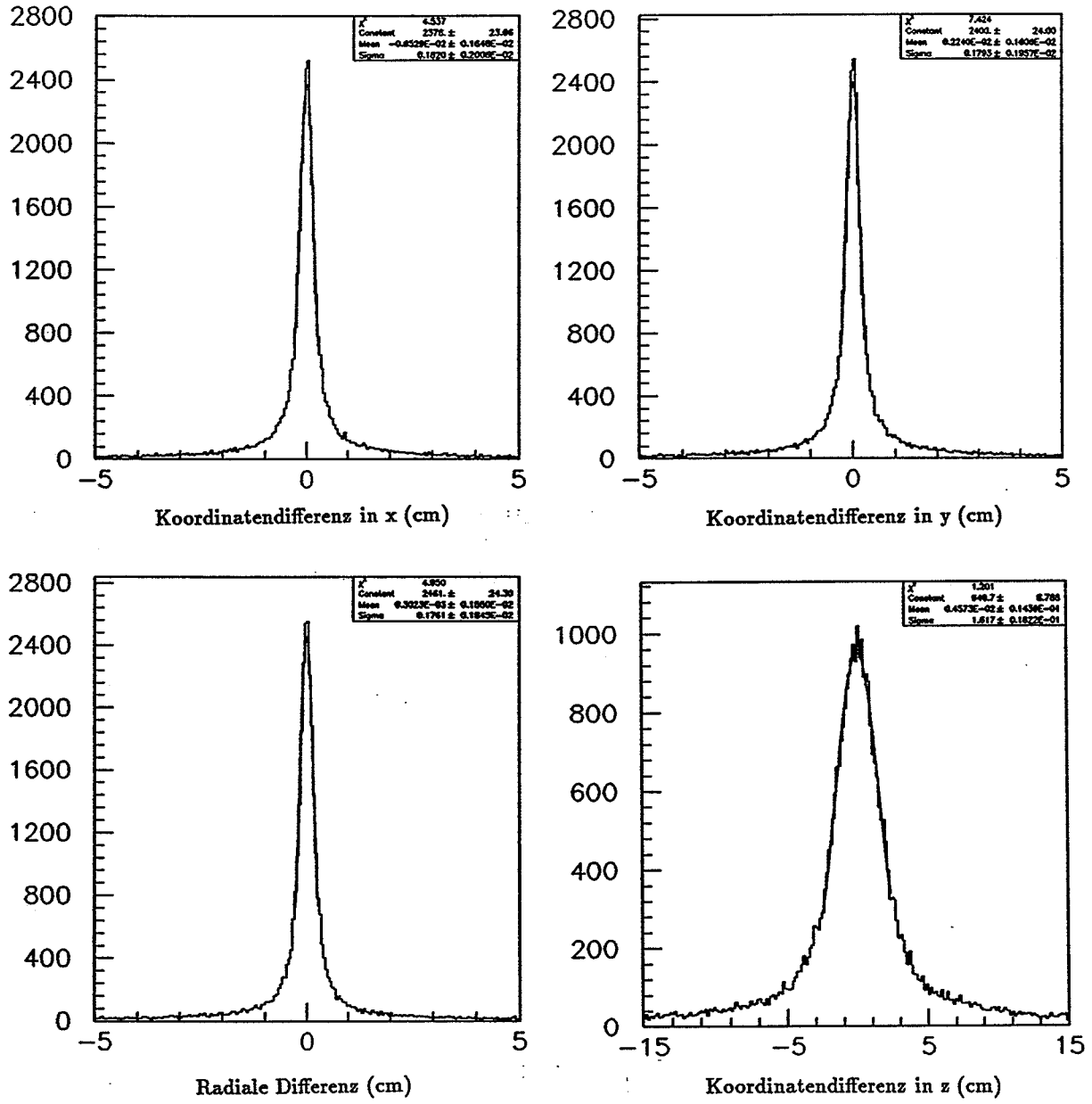


Abbildung 4.1: Die Auflösung am primären Vertex.

von 1-2%. Das χ^2 des Gaussfits ist nicht zu gross, der Einfluss des Fitintervalls gering, solange das Fitintervall nicht zu weit in die Schwänze reicht. Diese Schwänze sind ein Problem des Vertexfites und werden hier nicht behandelt. Beachten muss man, dass die x- und y-Auflösung mit einer Fehlerverteilung von φ gefaltet sind. Relevant für das weitere ist jedoch die radiale Auflösung.

Durch Einschränkung des χ^2 des Vertexfits oder des Abstands der Spuren vom Vertex, kann man die Auflösung leicht verbessern: Wenn die Schranke des $\chi^2_{Vertexfit}$ auf 10 gesetzt und der Abstand Spur-Vertex auf 2 cm limitiert wird, wird die Auflösung in x- und y-Richtung um 0.1 mm, diejenige in z-Richtung um 3 mm besser, allerdings wird auch die Anzahl der verwertbaren Ereignisse halbiert.

4.2.2 Die radiale Auflösung des sekundären Vertex

Die Auflösung des sekundären Vertex wurde mit den 4-3-3-Daten bestimmt. Mit dem 'grossen' Set ist man sicher, dass die Vertices sauber getrennt sind. Es muss betont werden, dass im folgenden nur über die radiale Auflösung in der transversalen Ebene Aussagen gemacht werden. Es wird sich zeigen (Kap. 4.4), dass dies für die Eigenzeitberechnung ausreichend ist. Die Abb. 4.2 zeigt die Verteilung der sekundären Vertices. Aufgetragen ist nur die Projektion in die xy-Ebene (senkrecht zur Zylinderlängsachse), im folgenden R_T genannt:

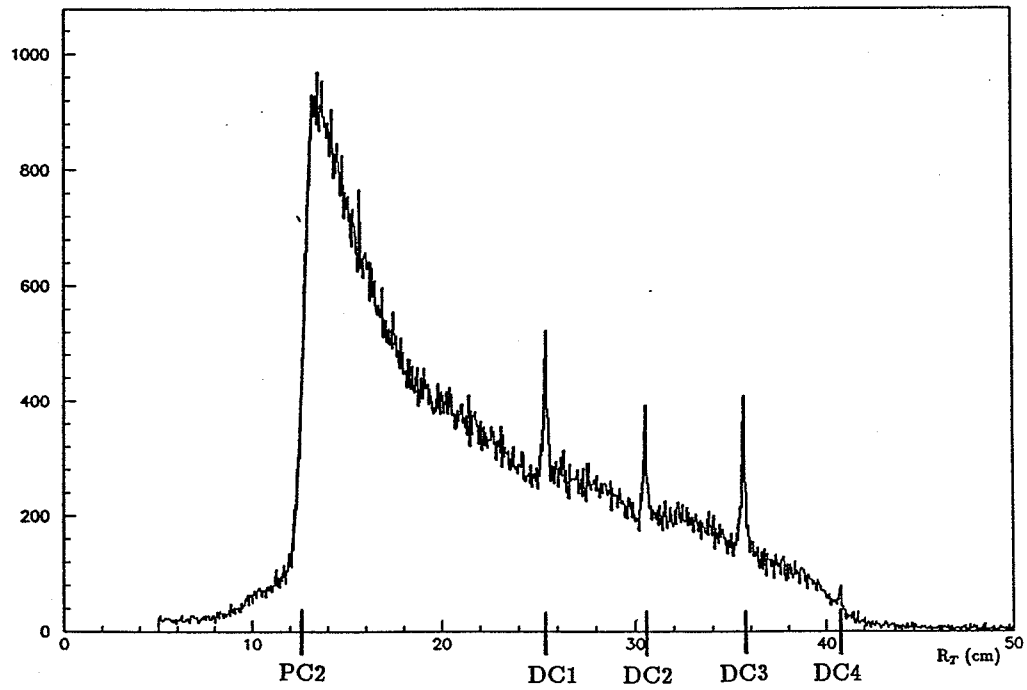


Abbildung 4.2: Radiale Verteilung der sekundären Vertices in der xy-Ebene.

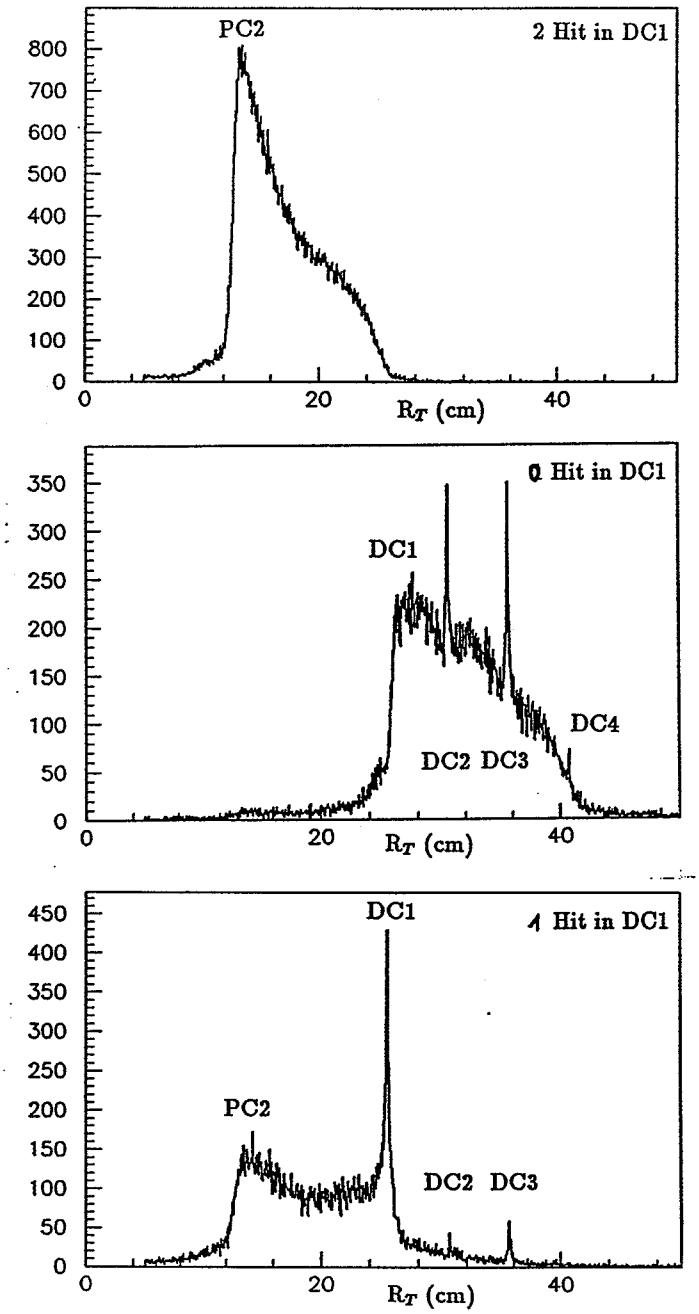


Abbildung 4.3: Zur Erklärung der Peaks: Man sieht von oben nach unten Histogramme mit den Einlesebedingungen 'Zwei Hits in DC1', 'Kein Hit in DC1' und 'Ein Hit in DC1'.

Man sieht den Schnitt bei 5 cm, danach den steilen Anstieg auf der Ebene von PC2 (12.7 cm), der aus der Triggerbedingung folgt, dann den steileren Abfall der kurzlebigen, zum Schluss den flacheren Abfall der längerlebigen neutralen Kaonen. Zwei Punkte fallen auf: Erstens stehen auf der abfallenden Flanke Peaks heraus, die genau auf den Ebenen der Drahtkammern liegen. Zweitens ist der Übergang vom Untergrund in die aufsteigende Flanke verschmiert. Auf den zweiten Punkt wird später eingegangen werden.

Die Erklärung für das erste Probleme bringt eine genauere Betrachtung des Trackrekonstruktions-Verfahrens (Abb. 4.3). In der oberen Figur ist die Bedingung gesetzt, dass in DC1 genau 2 Hits (für jede Spur einen) vorhanden sein müssen: Der Peak fehlt. In der mittleren ist die Bedingung gesetzt, dass DC1 nichts gesehen hat. Man erkennt die Flanke bei DC1 und die Peaks bei DC2, DC3 und DC4. Unter der Bedingung 'DC1 hat einen Hit' sieht man im unteren Bild unter anderem genau den Peak auf der Ebene von DC1. Man sieht zwei verschieden Ereignistypen in diesem Bild: Erstens solche, bei denen nur eine Spur ein Signal gegeben hat. Dies ergibt das Plateau. Oder zweitens ein Ereignis, bei dem das neutrale Kaon nahe bei einem Draht zerfallen ist und beide Spuren ein Signal auf denselben Draht gaben. Dies ergibt den Peak. Um die Drähte befindet sich im Abstand von 3mm (PCs) resp. 5mm (DCs) die Kammerwand. Bei einem Zerfall in der Kammer nahe eines Drahtes wird nun der Vertex auf die Drahtebene gefittet, anstatt an den 'wirklichen' Zerfallspunkt, weil die beiden Signale der Spuren als eines interpertiert werden. Auch hier sieht man wiederum Schwänze in den Verteilungen, diese Probleme können an dieser Stelle aber nicht weiterverfolgt werden.
Für das folgende ist jedoch die ansteigende Kante wichtig, so dass uns diese Peaks auf der abfallenden Flanke nicht weiter stören sollen.

Die Idee zur Bestimmung der Auflösung ist nun, dass man die Breite der ansteigende Flanke als Mass für die Vertexauflösung interpretiert. Allerdings ist bis jetzt über die Position und die Schärfe der Kante nichts bekannt. Man weiss einzig, dass die Kante zwischen der Drahtebene und der Kammerwand liegen muss, das heisst dort liegt, wo die Kammer 'blind' ist, und zweitens dass die Kante unscharf ist. Dies heisst, dass im Folgenden nur eine obere Grenze für die Vertexauflösung angegeben werden kann.

Man kann mit einer Art Off-Line-Trigger folgende Histogramme erzeugen: Ereignisse mit keinem Hit in den PCs aber einem oder zwei Hits in DC1, danach kein Hit in DC1 und den PCs aber ein oder zwei Hits in DC2 usw. Abb. 4.4 zeigt folgendes: Man sieht der Reihe nach Bilder mit den Bedingung 'Kein Hit in den PCs aber einen oder zwei Hits in DC1', 'Kein Hit in DC1 und den PCs aber einen oder zwei Hits in DC2', 'Kein Hit in DC2 und weiter innen, ein oder zwei Hits in DC3' und 'Kein Hit in DC3 und weiter innen, ein oder zwei Hits in DC4'. Wie erwartet, verschiebt sich die Kante zu höheren Radien. Die Bezeichnung bei den Bildern bezieht sich auf die davorliegende Kammer, die nichts gesehen hat.

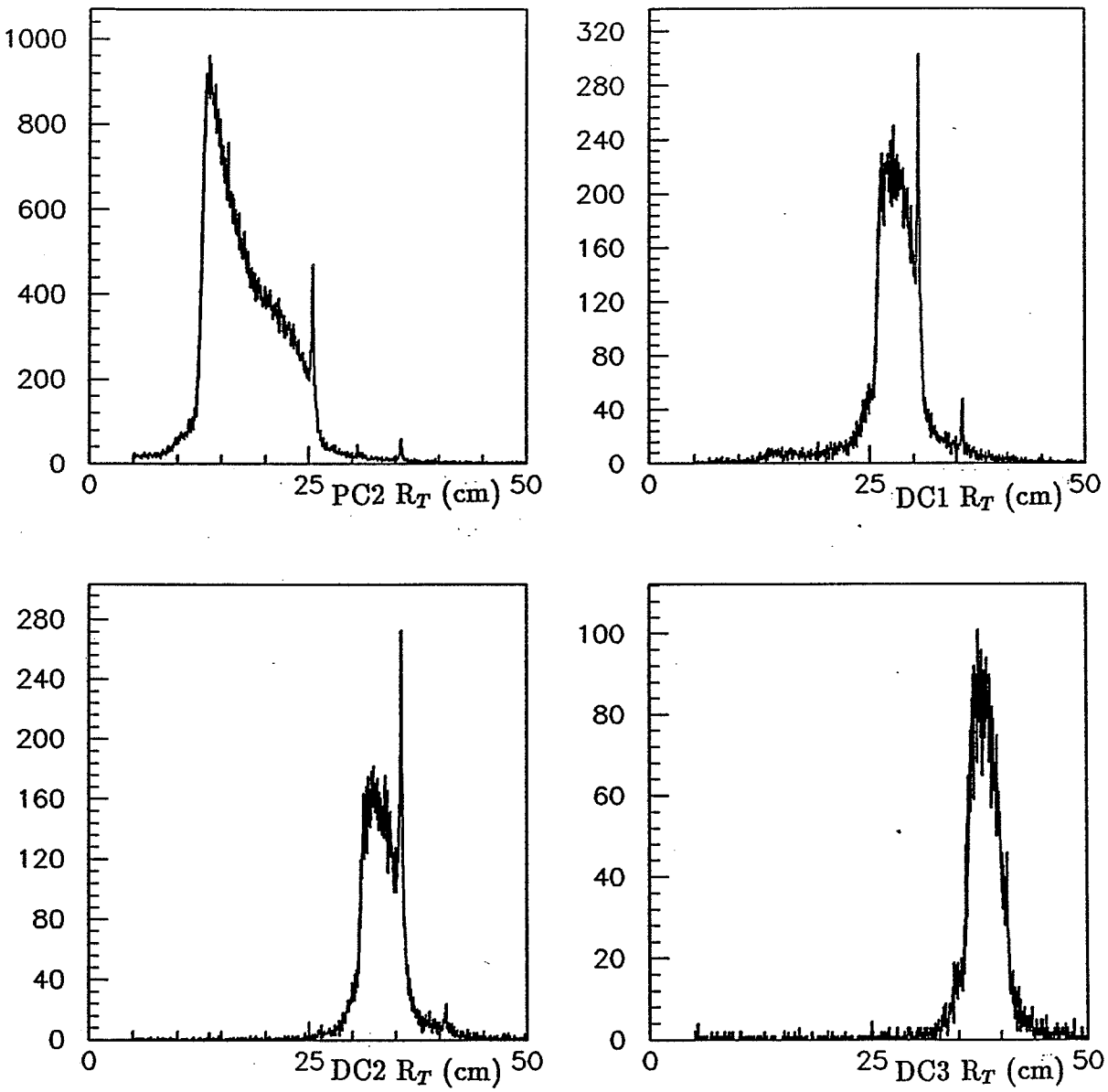


Abbildung 4.4: Die Vertexverteilungen mit den Cuts 'Kein Hit in den PCs', 'kein Hit in DC1 und weiter innen', 'kein Hit in DC2 und weiter innen', 'kein Hit in DC3 und weiter innen'.

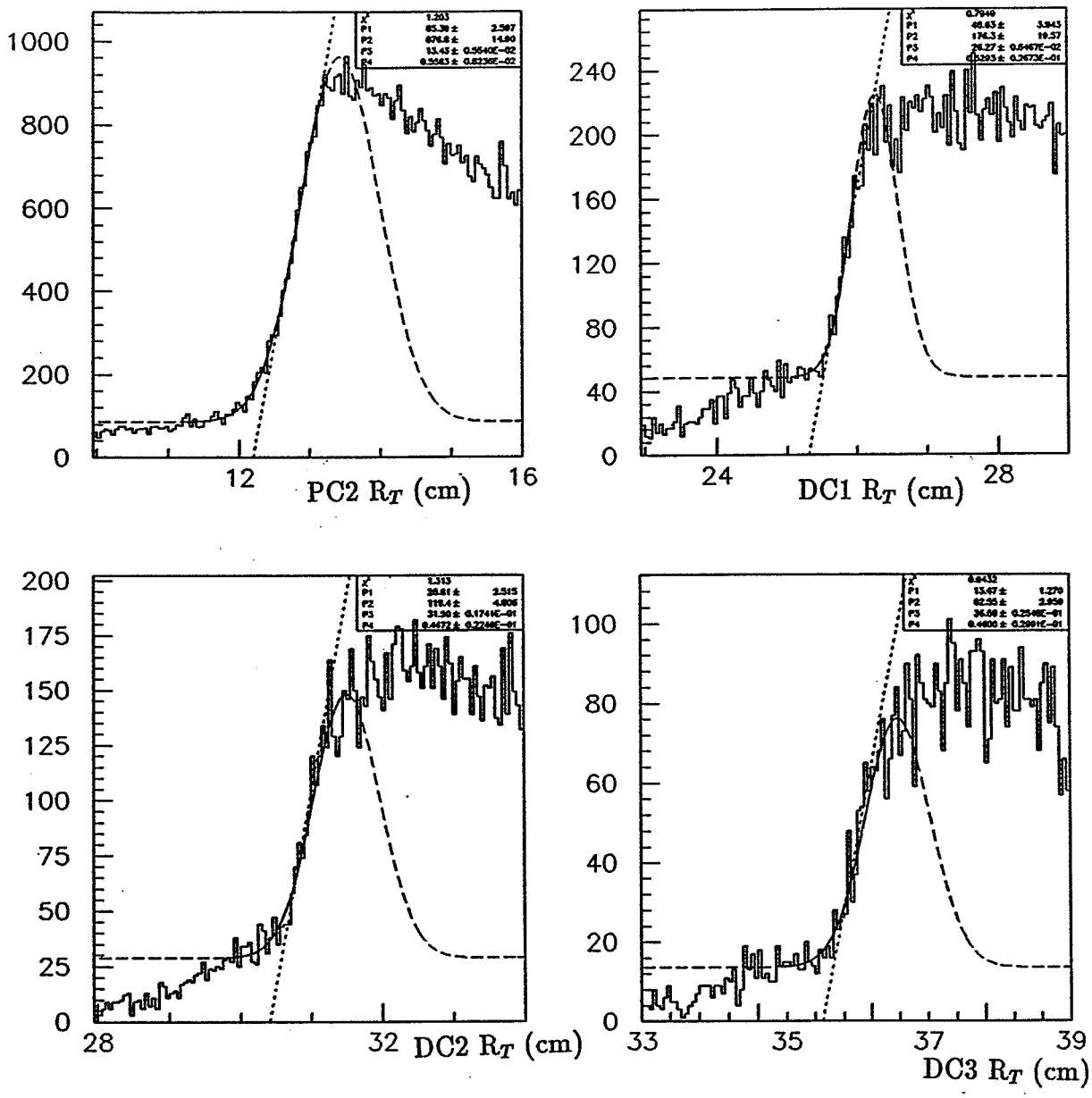


Abbildung 4.5: Fits am 'grossen' Datenset, vergrösserte Ausschnitte der Kanten, sonst gleiche Darstellung wie oben.

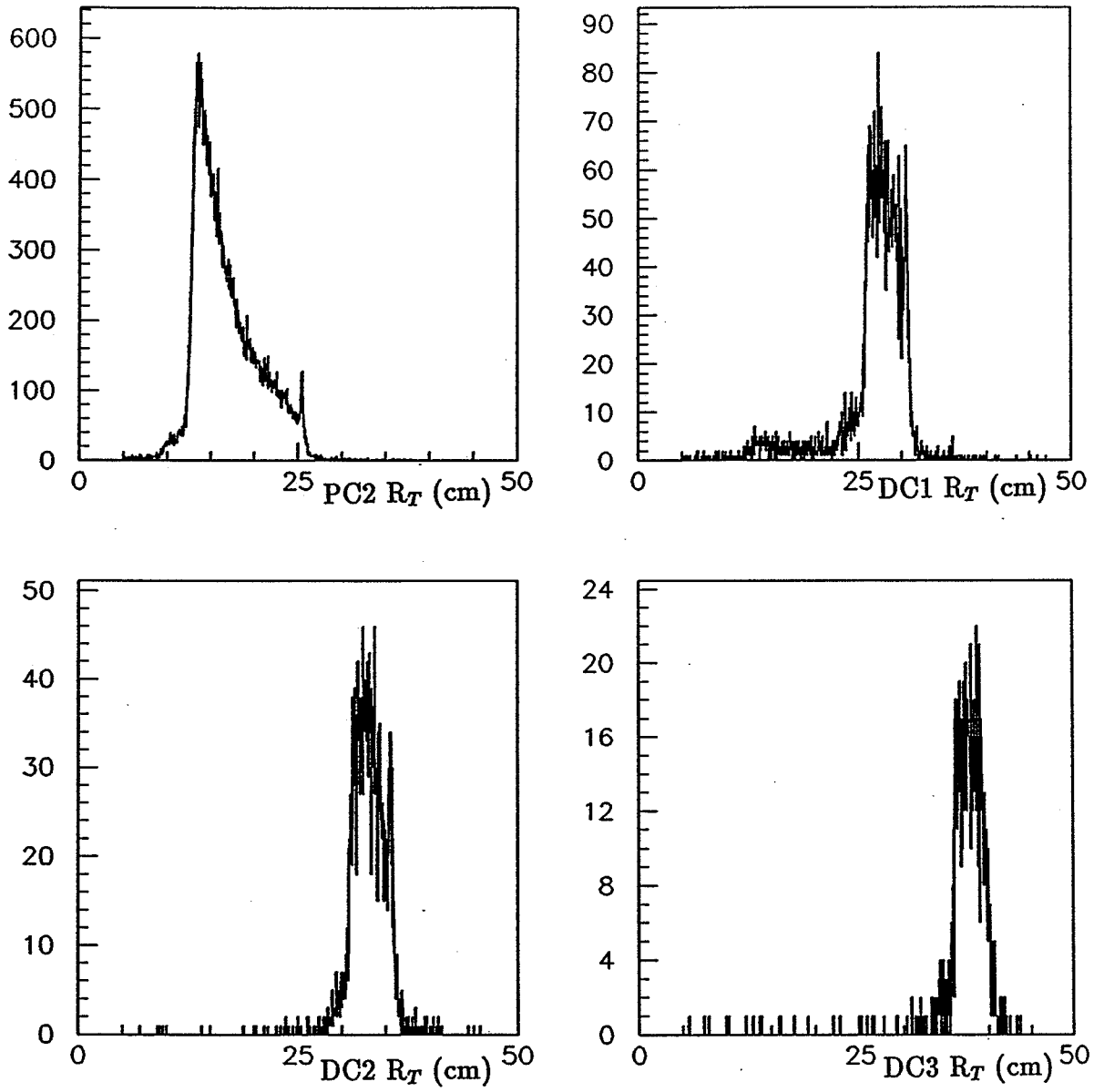


Abbildung 4.6: Das 'K0'-Datenset, Darstellungen wie oben.

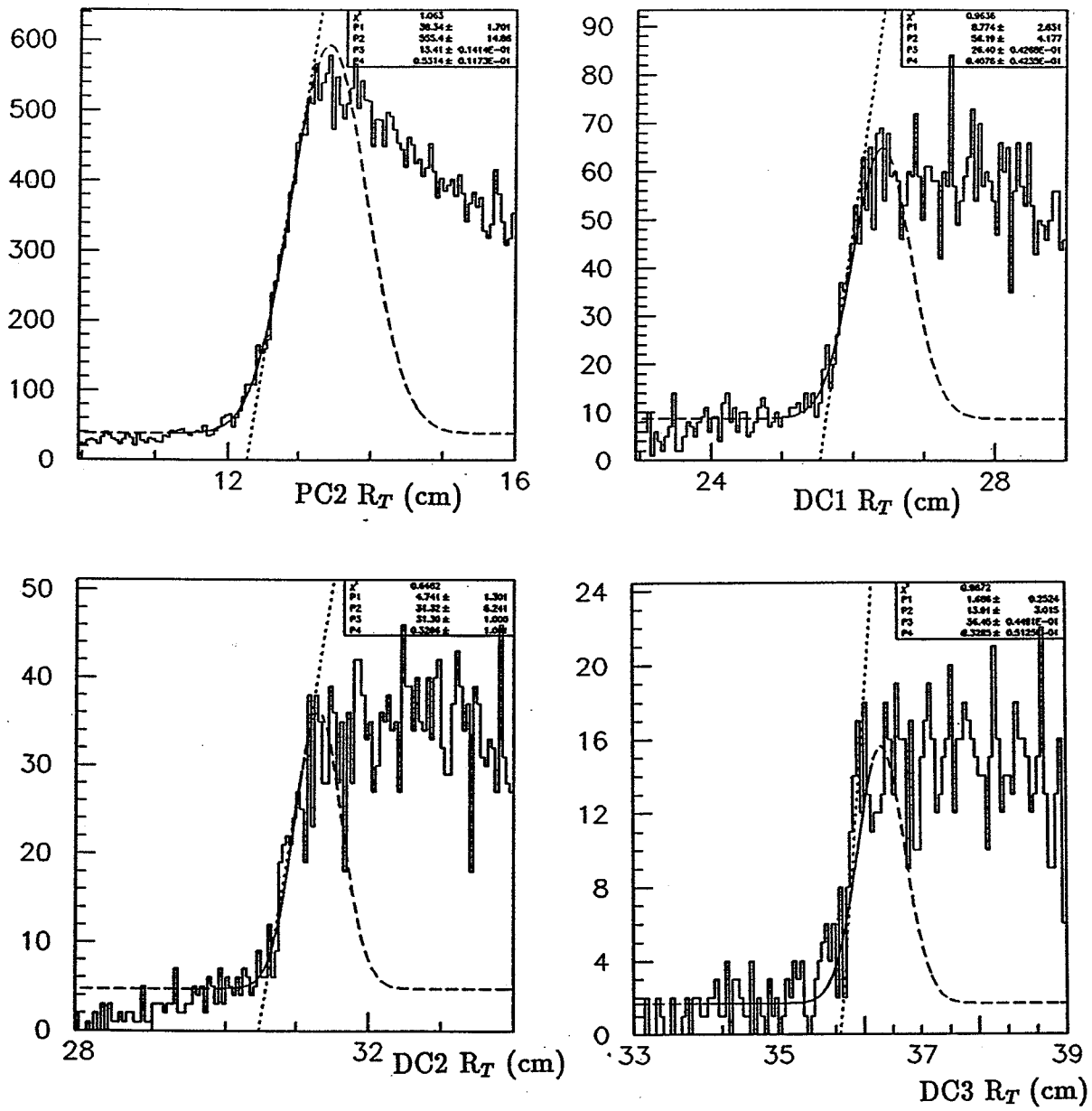


Abbildung 4.7: Fits am 'K0'-Datenset, vergrösserte Ausschnitte der Kanten, sonst gleiche Darstellungen wie oben.

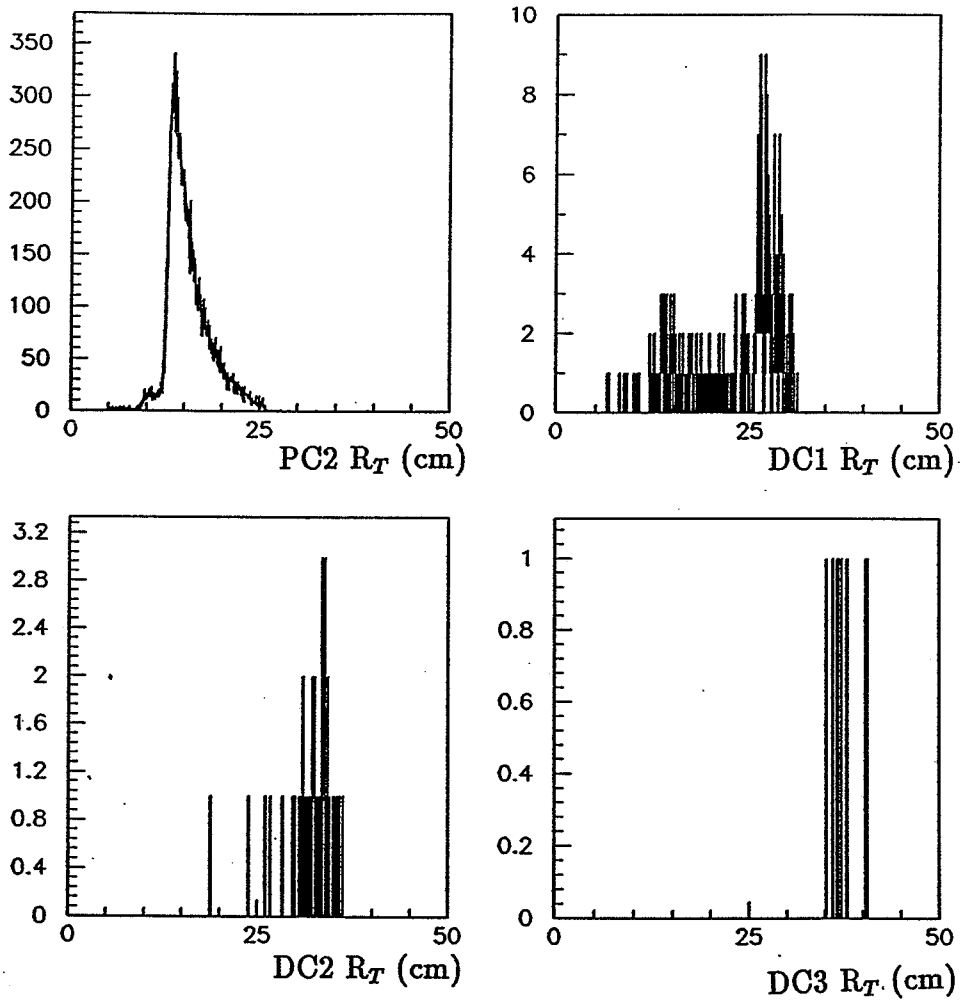


Abbildung 4.8: Das 'Asy'-Datenset, Darstellung wie oben.

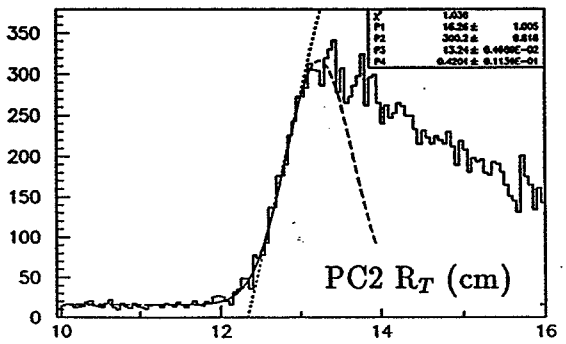


Abbildung 4.9: Fit an der Kante von PC2 aus dem 'Asy'-Datenset, vergrösserter Ausschnitt.

Abb. 4.5 zeigt nun vergrösserte Ausschnitte der Kanten. An die Kanten wurde als Modell für die Auflösung eine Gausskurve gefitte, deren σ den Fehler in der Vertexrekonstruktion repräsentieren soll. Neben dem Gaussfit wurde auch eine Gerade an die Kante gefittet, diese ist ebenfalls eingezeichnet. Eine kleine, einfache Rechnung (Gl. 4.4) zeigt den Zusammenhang vom σ_{Gauss} und der y-Komponente am Wendepunkt y_{WP}, der Steigung am Wendepunkt y'_{WP} und dem Untergrund U. Da Grössen einer Geraden darin eingehen, wird dies als σ_{Gerade} bezeichnet.

$$\sigma_{Gerade} = \frac{y_{WP} - U}{y'_{WP}} \tag{4.4}$$

Neben dem 'grossen' Datenset wurde dasselbe Prozedere auch am 'K0'- und 'Asy'-Datenset durchgeführt. Dies um zu überprüfen welchen Einfluss bestimmte Selektionskriterien auf die Auflösung haben. Die Abb. 4.6, 4.7, 4.8 und 4.9 zeigen diese Datensets und Fits, die Darstellung ist analog den Abb. 4.4 und 4.5.

Beim 'K0'-Datenset sieht man, dass die Häufigkeit der Ereignisse nach aussen stark abnimmt. Dies wirkt sich natürlich nachteilig auf den Fit aus. Bei den 'Asy'-Daten ist ein Fit an den Kanten bei den DCs gar unmöglich, weitere Daten werden benötigt.

Eine Übersicht der Resultate ist in der Grafik 4.10 eingezeichnet und in der Tabelle 4.3 dargestellt.

Datenset	Kante	σ_{Gauss}	σ_{Gerade}
'Grosses'	PC2	0.56 0.53	0.58 0.56
	DC1	0.32	0.46
	DC2	0.47	0.41
	DC3	0.46	0.41
'K0'	PC2	0.54 0.50	0.55 0.50
	DC1	0.41	0.33
	DC2	0.33	0.39
	DC3	0.33	
'Asy'	PC2	0.42 0.43	0.44 0.43

Tabelle 4.3: Übersicht über die radiale Auflösung des sekundären Vertex (in cm).

Für die Werte bei PC2 wurden einerseits Histogramme mit der Einlesebedingung 'DC1 hat einen oder zwei Hits' andererseits 'DC1 hat genau zwei Hits' verwendet. Die Werte vom Gauss- und Geradenfit entsprechen sich bei PC2. Gegen aussen ergeben sich Differenzen, dies kommt hauptsächlich von der noch zu geringen Statistik. Das σ_{Gerade} bei DC3 aus den 'K0'-Daten wurde weggelassen. Im Histogramm sieht man, dass in der Kante starke Schwankungen auftreten, so dass ein vernünftiger Fit

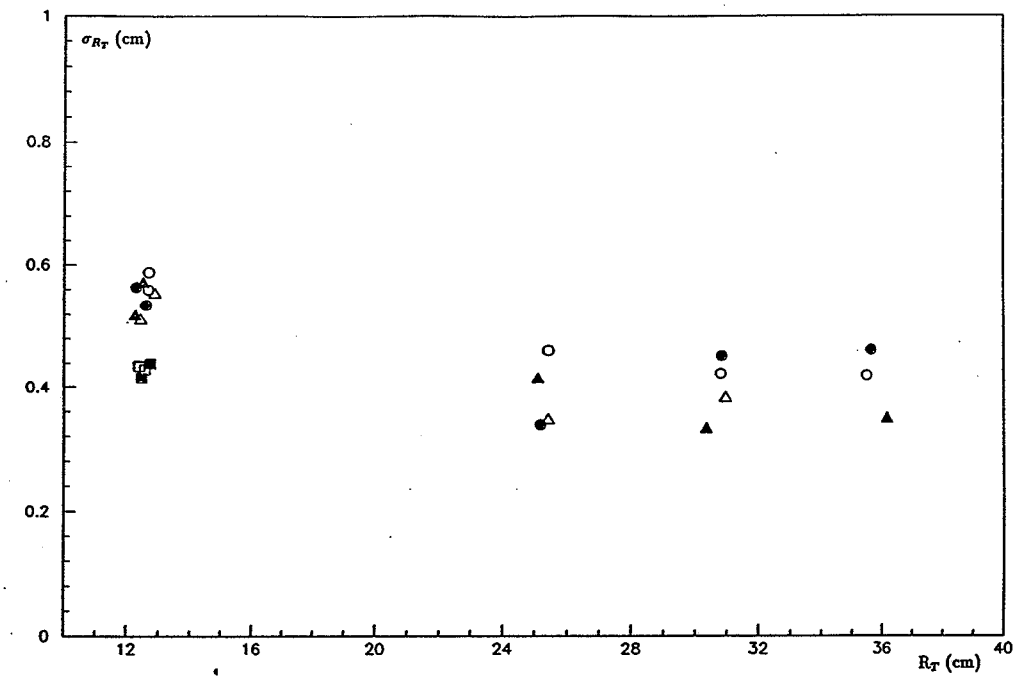


Abbildung 4.10: Übersicht über die Fitresultate der sekundären Vertex (Schwarze Marker = Gaussfit, helle Marker = Geradenfit, ○ = 'Grosses' Datenset, △ = 'K0'-Set, □ = 'Asy'-Set).

nicht möglich ist.
Der Gaussfit ist empfindlich auf die Vorgabe der Parameter, mit denen der Fit gestartet wird. Dies erklärt die kleinen Unterschiede im σ bei PC2.
Die χ^2 Werte der Fits liegen um 1 und die Fits sind ziemlich stabil, das heisst, wenn man das Fitintervall sukzessive ändert, ändern sich die gefitteten Parameter nur sehr langsam, sofern die Statistik genügend gut, dass heisst die Kante glatt ist.
Für das 'Asy'-Datenset fallen die etwas tieferen Werte bei PC2 um 4.3 mm auf, bei den 'grossen' und 'K0'-Daten erhält man etwa 5.5 mm. Der Grund muss in den sttrengeren Kriterien beim 'Asy'-Set liegen. Bei den DCs ist die Auflösung mit 3.9 mm besser. Dies hat möglicherweise folgenden Grund: Die DCs haben einen Abstand von etwa 5 cm untereinender, der Abstand von PC2 zu DC1 beträgt circa 13 cm. Wenn man nun die Spuren von DC1 auf PC2 extrapolieren muss, wird der bei DC1 vorhandene Fehler bis PC2 natürlich vergrössert.

Jetzt noch zum oben erwähnten zweiten Problem, dem Übergang Untergrund - aufsteigende Flanke: In Abb. 4.11 sieht man, dass in diesem Übergang eine Stufe enthalten ist. Diese beruht auf einer doppelten Ineffizienz der davorliegenden Kammer: Das Kaon ist zwar in der davorliegenden Kammer zerfallen, diese hat jedoch kein Signal geliefert. Man sieht im Bild sehr deutlich diese Stufe zwischen etwa 10 cm und 12 cm. PC1 hat einen Radius von 9.5 cm, PC2 12.7 cm. Dies hat zur Kon-

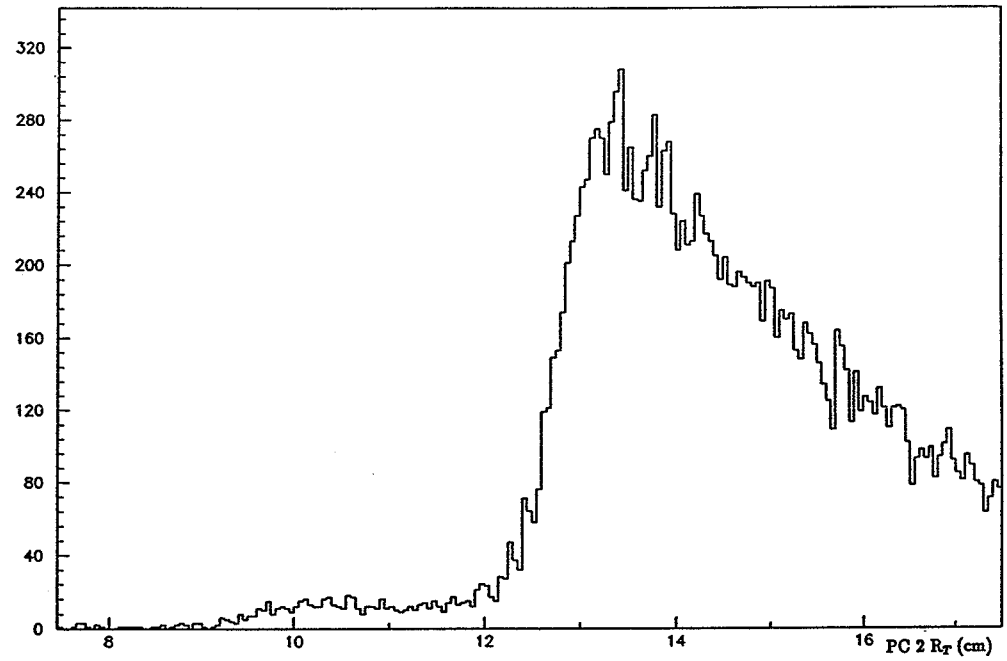


Abbildung 4.11: Die Stufe vor der Kante: Links sieht man den Untergrund, danach die Ineffizienz-Stufe und dann die aufsteigende Flanke.

sequenz, dass der Gaussfit nicht bis in den Untergrund erfolgen kann sondern nur bis zu dieser Kante.

Aus den Gausskurven in den Abb. 4.5, 4.7 und 4.9 kann man sehen, dass die Kanten tatsächlich nicht scharf sind. Die Maxima der Gausskurven liegen zu weit aussen, nämlich etwa auf der äusseren Kammerwand-Begrenzung.

4.3 Die Impulsauflösung des neutralen Kaons

Bekannt über die Impulsauflösung war bis jetzt folgendes: Für ein geladenes Teilchen aus dem primären Vertex besteht der Zusammenhang [Guy91]

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{0.045^2 + (0.00015 \times p_T)^2}. \tag{4.5}$$

Der Fehler bezieht sich nur auf den transversalen Impuls, der in MeV/c in die Formel einzusetzen ist. Figur 4.12 zeigt die Impulsverteilungen am primären Vertex, wobei Spur 1 ein geladenes Pion enthält, Spur 2 ein geladenes Kaonen. Zudem ist der Fehler des Impulses gezeigt ('K0'-Datenset).

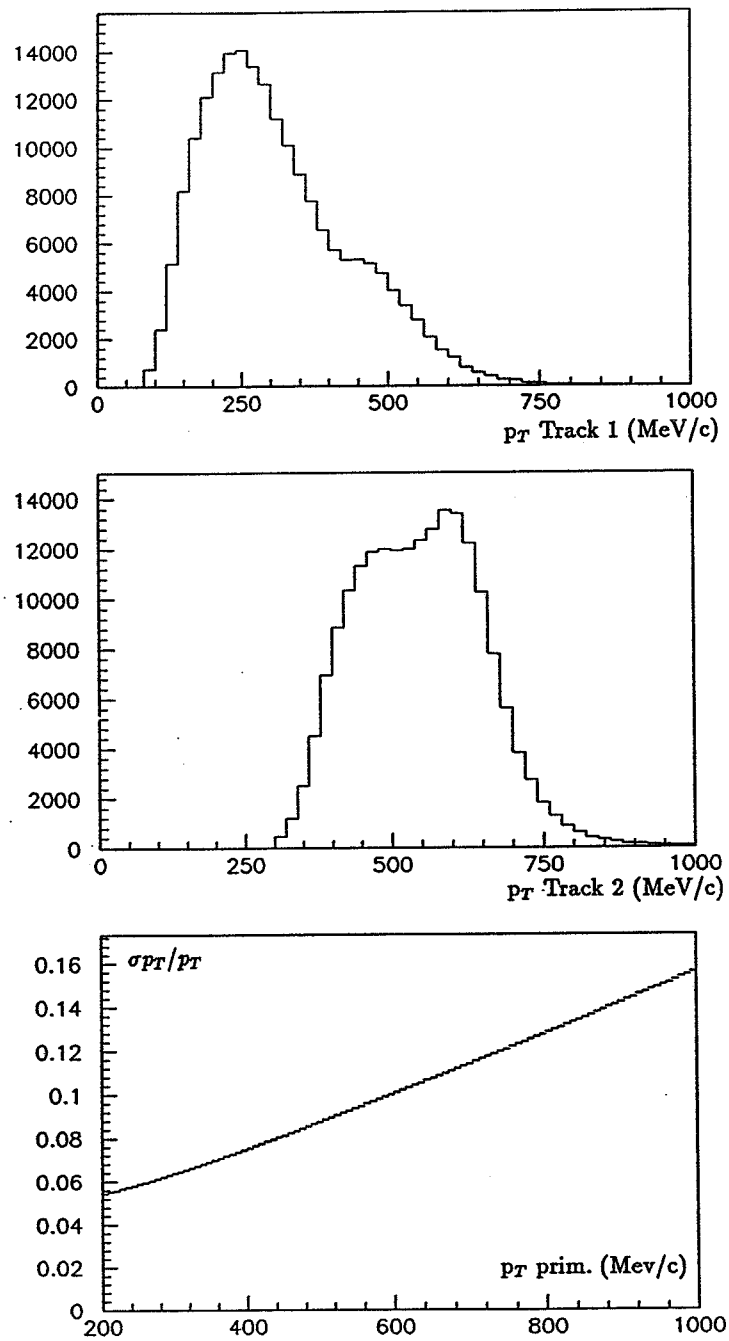


Abbildung 4.12: Die Impulsverteilungen am primären Vertex mit geladenen Pionen in Track 1 und geladenen Kaonen in Track 2. Weiter ist σ_{p_T}/p_T als Funktion von p_T dargestellt.

Der Impuls des neutralen Kaons wird aus der Summe der einzelnen Komponenten der geladenen Teilchen berechnet. Das 'K0'-Set stellt sicher, dass kein neutrales (nicht-detektiertes) Teilchen am primären Vertex entstanden ist, das die Impulsbilanz verfälschen würde. Nun ist natürlich der Fehler des Transversalimpulses des neutralen Kaons nicht unmittelbar mit dem der Transversalimpulse der primären Teilchen korreliert, sondern mit dem Fehler der einzelnen Impulskomponenten. Der Fehler ergibt sich durch gaussche Fehlerrechnung zu

$$\sigma^2_{p_{T,K}} = \frac{1}{p_{T,K}} \left[p^2_{x,K} \left(\sigma^2_{p_x,1} + \sigma^2_{p_x,2} \right) + p^2_{y,K} \left(\sigma^2_{p_y,1} + \sigma^2_{p_y,2} \right) \right]. \tag{4.6}$$

Der Index K bezieht sich auf das neutrale Kaon, 1 und 2 auf das geladene Teilchen aus dem primären Vertex. Es wurden nun zwei verschiedene Abschätzungen gemacht:

- Variante 1: Anstelle $\sigma_{p_{x,y},i}$ wurde das entsprechende $\sigma_{p_T,i}$ (i = 1,2) eingesetzt. Dies ist sicher eine Abschätzung nach oben, da $\sigma_{p_{x,y},i} \leq \sigma_{p_T,i}$ gilt, der tatsächliche Fehler ist kleiner.

- Variante 2: P_T kann nach Komponenten zerlegt werden (φ bezeichnet den Winkel zwischen der p_x-Achse und p_T):

$$p_x = p_T \cos\varphi \tag{4.7}$$
$$p_y = p_T \sin\varphi \tag{4.8}$$

  Es wird nun angenommen, dass gilt:

$$\sigma_{p_x} = \sigma p_T \cos\varphi \tag{4.9}$$
$$\sigma_{p_y} = \sigma p_T \sin\varphi \tag{4.10}$$

  Eine Beurteilung dieser Variante ist schwieriger: Für eine bessere Abschätzung müsste man auch den Fehler im Winkel berücksichtigen, was den totalen Fehler natürlich vergrössert. Dazu müsste man allerdings detaillierte Studien über die Impulsbestimmung vornehmen, was im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war.

In Abb. 4.13 sieht man $\sigma_{p_{T,K}}$ gegen $p_{T,K}$ aufgetragen und zwar für beide Varianten. Zuerst wurde für jedes Ereignis der Fehler des Impulses des neutralen Kaons berechnet. Dies ist in den beiden Scatterplots dargestellt. Ein sogenanntes 'Profile-Histogramm' aus diesen Scatterplots ergibt den Fehler abhängig vom Impuls. In diesem Profile-Histogramm sieht man, dass im 'interessanten' Bereich zwischen 400 und 800 MeV/c die Auflösung zwischen 6.5% und 8% (Variante 2) liegt, diese aber sicher besser als 12% (Variante 1) ist.

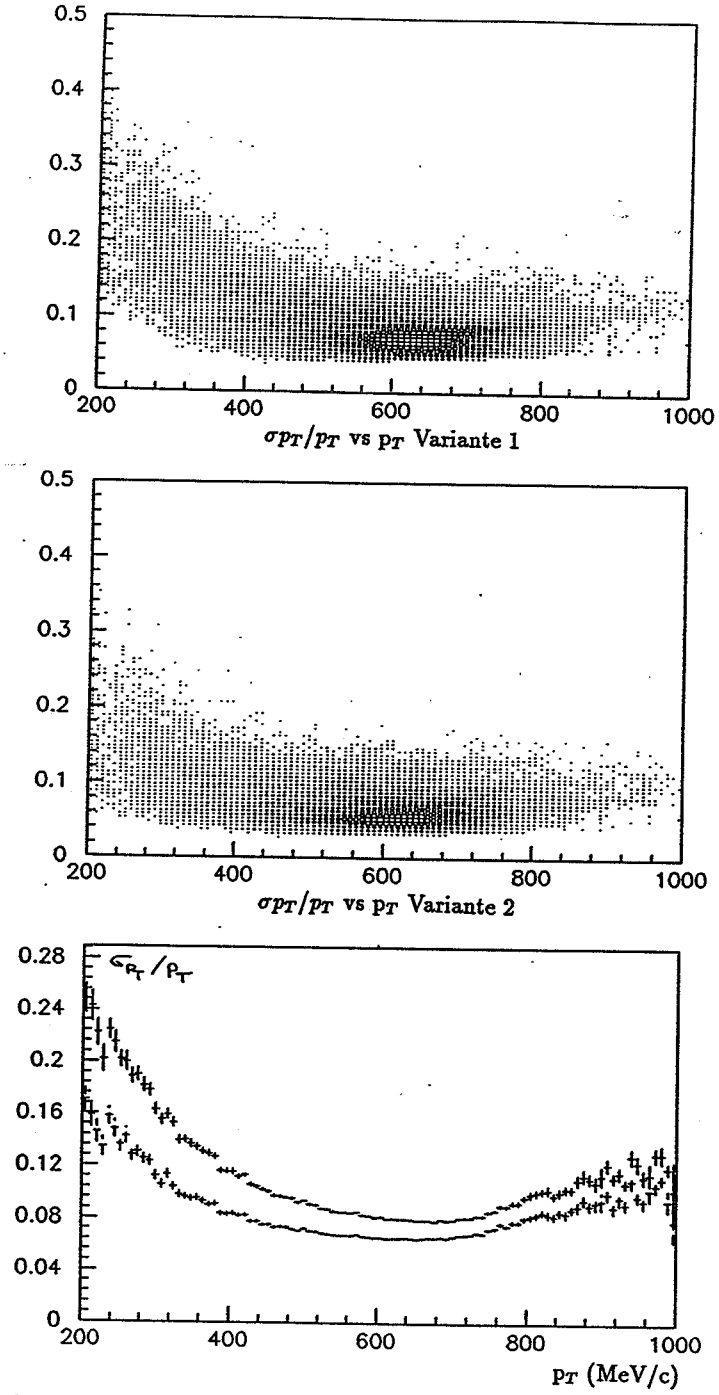


Abbildung 4.13: Die Impulsauflösung des neutralen Kaons. Zuerst sieht man Scatterplots für beide Varianten, dann die Impulsabhängigkeit des Fehlers für Variante 1 (obere Kurve), welche eine obere Grenze angibt, und Variante 2 (untere Kurve) welche unter dem tatsächlichen Wert liegt.

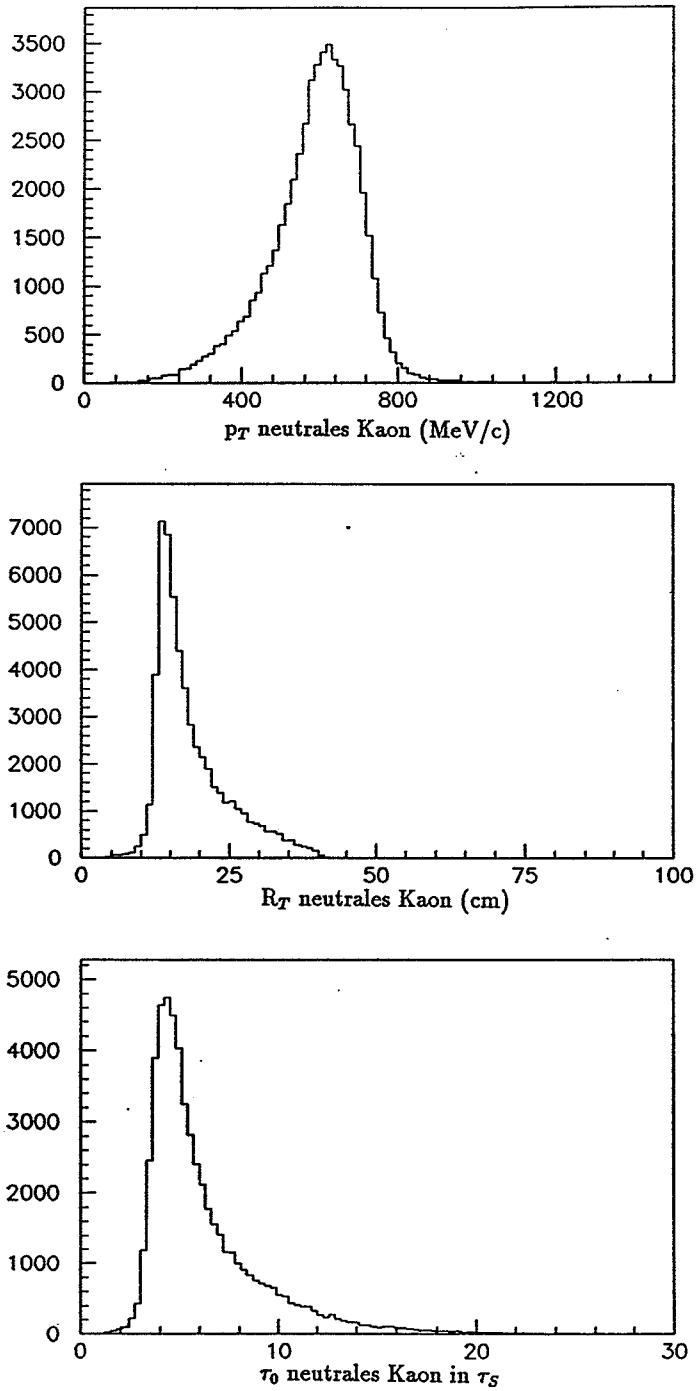


Abbildung 4.14: Die 'K0'-Daten.

4.4 Die Auflösung der Eigenzeit des neutralen Kaons

Für die Berechnung der Eigenzeit gilt der folgende Zusammenhang:

$$\tau_0 \vec{p} c = m_0 \vec{r} \tag{4.11}$$

(p : Impuls, r : Flugstrecke, τ : Lebenszeit, Grössen ohne Index beziehen sich auf das Laborsystem, der Index 0 bezeichnet das Ruhesystem.) Dieser Zusammenhang gilt als Vektorbeziehung, komponentenweise oder dem Betrage nach. Somit kann man also auch die Eigenzeit berechnen, indem man nur transversale Grössen verwendet. Und auf der anderen Seite kann man durch komponentenweise Berechnung der Eigenzeit und Vergleich testen, ob das Ereignis vernünftig ist (τ-Schnitt). Wenn ein neutrales Teilchen mitentstanden ist, wirkt sich dies unterschiedlich auf die Komponenten der geladenen Teilchen aus und man erhält für die Eigenzeiten, gerechnet mit den x-, y-, z- oder transversalen Komponenten, verschiedene Werte. Einzig wenn der Impuls des neutralen Teilchen und Kaons auf derselben Achse liegen, wirkt dieser Schnitt nicht. Die Eigenzeit aus rein transversalen Grössen ergibt sich nun zu

$$\tau_0 = \frac{r_T m_0}{p_T c} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\tau_0}{\tau_S} = \frac{r_T m_0}{p_T c \tau_S} \tag{4.12}$$

(m_0 = 497.671 MeV : Masse des neutralen Kaons, c : Lichtgeschwindigkeit, τ_S : Mittlere Lebensdauer K_S, $c\tau_S$ = 2.675 cm).

Der Fehler der Eigenzeit kann nun auch leicht bestimmt werden, wiederum nur aus den transversalen Komponenten und Fehlern (Fehlerfortpflannzung):

$$\sigma^2_{\tau_0/\tau_S} = \frac{\tau_0^2}{\tau_S^2}\left[\left(\frac{\sigma_{R_T}}{R_T}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{p_T}}{p_T}\right)^2\right] \tag{4.13}$$

Über den Impulsfehler in z ist nichts bekannt. Hingegen sind die beiden σ_T bekannt, also kann man nun für jedes Ereignis die Eigenzeit und den Fehler mit rein transversalen Grössen bestimmen. Fig. 4.14 zeigt die verwendeten Daten ('K0'-Set) und die berechnete Eigenzeitverteilung. Der Haupteil der Daten liegt um einen Transversalimpuls von 600 MeV/c, 4.5 τ_S und einer transversalen Zerfallslänge von 15 cm verteilt.

Man kann nun die Impulsauflösung Variante 1 und 2 sowie die Vertexauflösungen von 3.9 mm, 4.3 mm und 5.5 mm miteinander kombinieren und erhält folglich verschiedene Fehler für die Eigenzeit. In den Bildern in Abb. 4.15 und 4.16 sieht man den Fehler der Eigenzeit gegen die Eigenzeit aufgetragen, einmal für kleine und grosse τ_0. Bei den kleinen Eigenzeiten erkennt man, dass die hier verwendeten Impulsauflösungen einen kleineren Einfluss auf die Eigenzeitauflösung haben als die Vertexauflösung. Bei den grossen Eigenzeiten sind alle sechs möglichen Kombinationen im selben Bild eingezeichnet. Die Vertexauflösung spielt nur eine untergeordnete

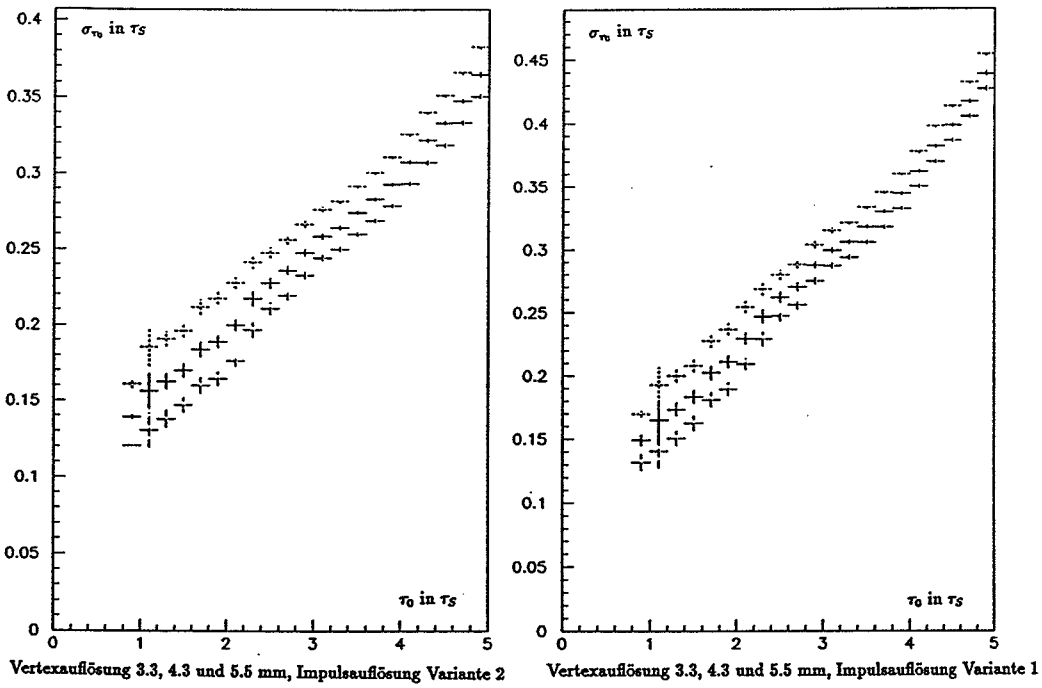


Abbildung 4.15: Eigenzeitauflösung der neutralen Kaonen bei kleinen τ_0. Für die Impulsauflösung wurde links Variante 1, rechts Variante 2 verwendet. Die Vertexauflösung beträgt von unten nach oben 3.9 mm, 4.3 mm und 5.5 mm.

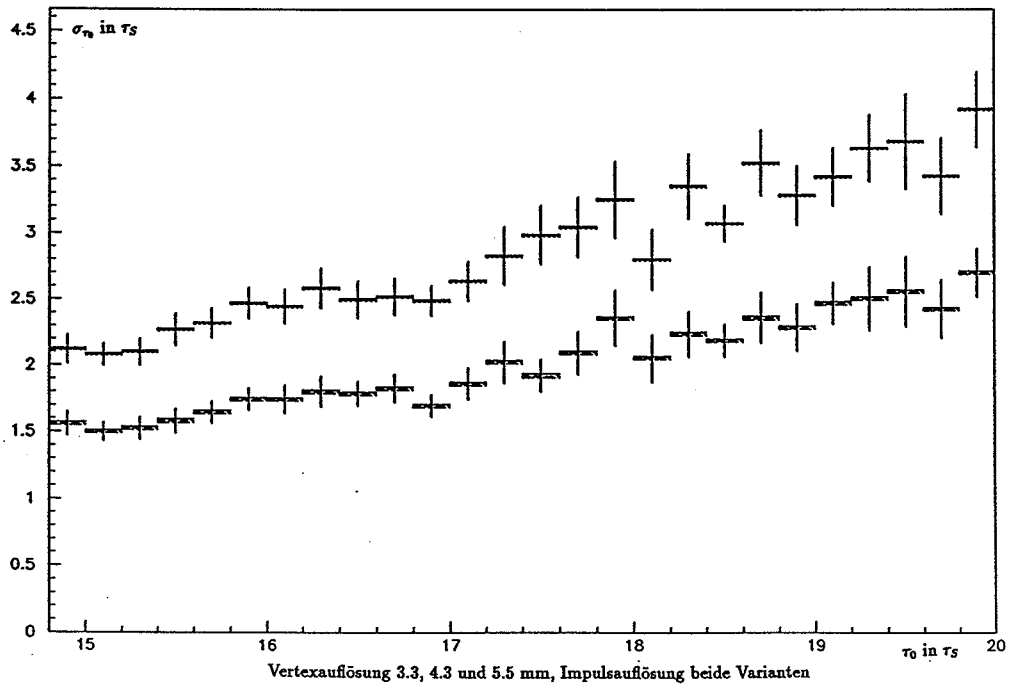


Abbildung 4.16: Eigenzeitauflösung der neutralen Kaonen bei grossen τ_0. Man sieht die Impulsauflösung Variante 1 und 2. Für beide Varianten wurden die drei Vertexauflösungen eingezeichnet, allerdings ist deren Einfluss hier klein und geht in der Impulsauflösung unter.

Rolle, dominierend ist die Impulsauflösung. Ab etwa $5\tau_S$ beträgt der Unterschied, hervorgerufen durch verschiedene Vertexauflösungen, weniger als $0.04\tau_S$.

Für die primäre Vertexauflösung wurde jeweils ein Wert von 1.8 mm verwendet.

In Figur 4.17 sieht man einen direkten Vergleich zwischen Impulsauflösung Variante 1 und einer sekundären Vertexauflösung von 5.5 mm (obere Kurve) resp. Variante 2 und 3.9 mm (untere Kurve).

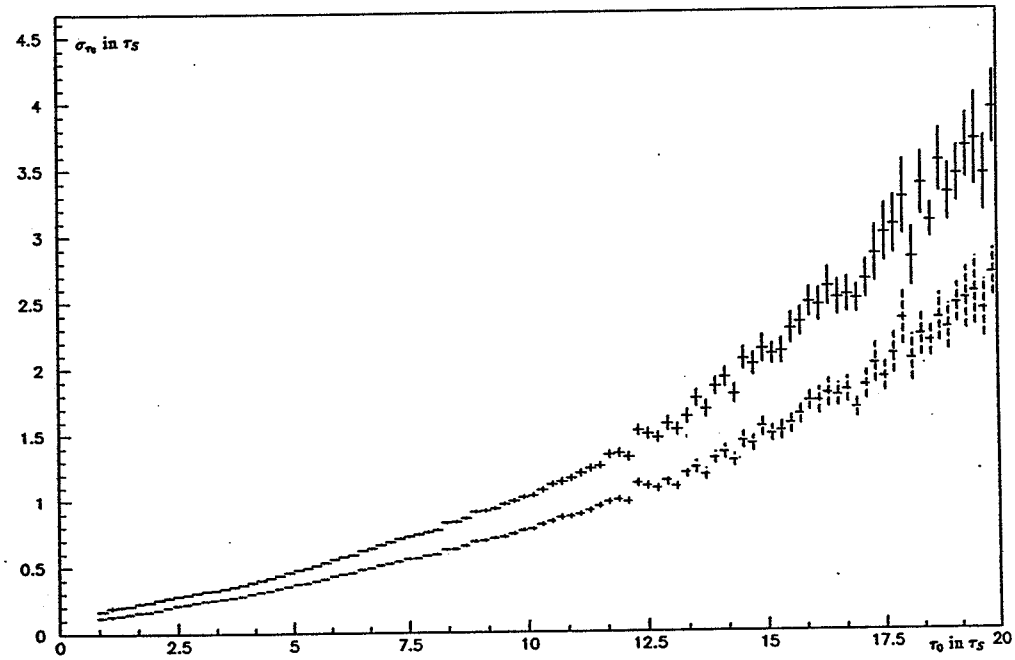
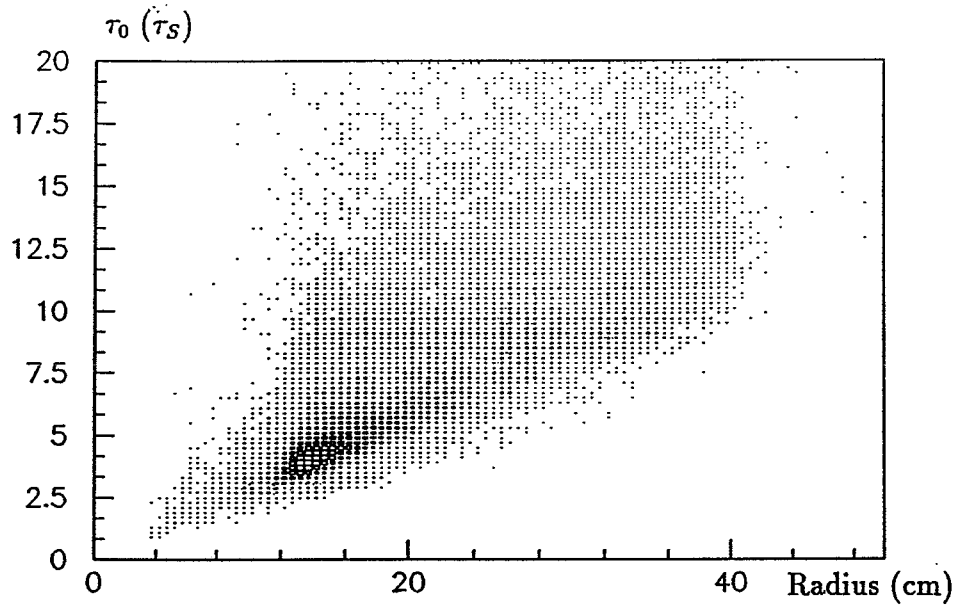


Abbildung 4.17: Die Eigenzeitauflösung. Obere Kurve: Impulsauflösung Variante 1, Vertexauflösung 5.5 mm. Untere Kurve: Impulsauflösung Variante 2, Vertexauflösung 3.9 mm.

Die Kurve steigt stetig an und der relative Fehler wird für grosse Eigenzeiten grösser. Auch dies ist natürlich nur eine obere und untere Abschätzung, der wirkliche Fehler liegt irgendwo dazwischen. Um Aussagen über die Eigenzeitauflösung abhängig vom Zerfallsradius oder dem Transversalimpuls zu geben, kann folgendes gemacht werden: Abb. 4.18 zeigt einen Scatterplot des verwendeten Datenset 'K0', aufgetragen sind R_T resp. p_T gegen die Eigenzeit des neutralen Kaons.



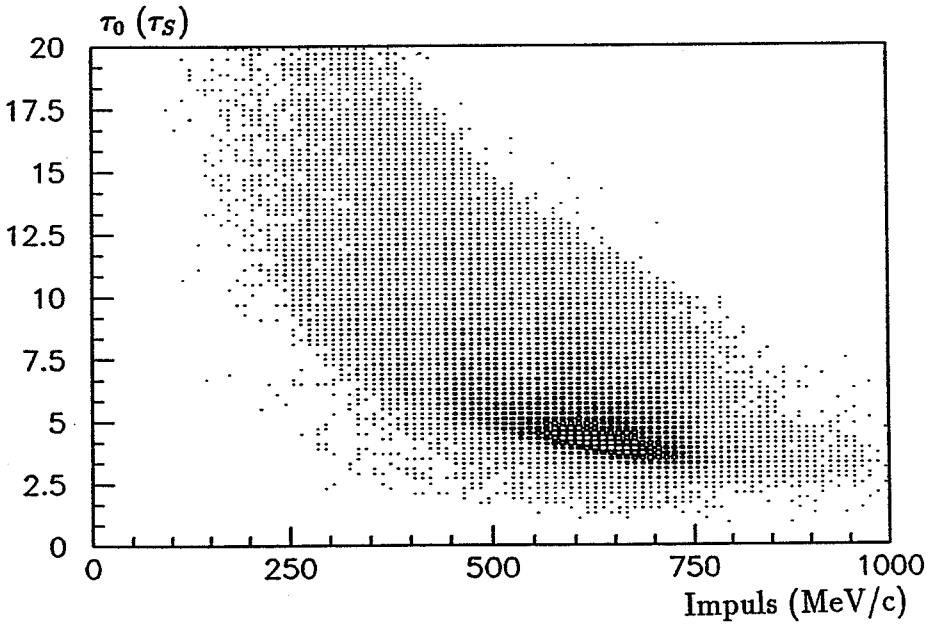


Abbildung 4.18: Scatterplots des Datensamples 'K0'. Oben ist die Eigenzeit gegen den transversalen Impuls aufgetragen, unten die Eigenzeit gegen den transversalen Radius.

Man kann nun diese Plots horizontal in vier Scheiben schneiden, und zwar bildet man die Intervalle 0 - 5 τ_S, 5 - 10 τ_S, 10 - 15 τ_S, 15 - 20 τ_S. Diese Scheiben kann man wie in den Abb. 4.19 und 4.20 gezeigt als Histogramme darstellen.

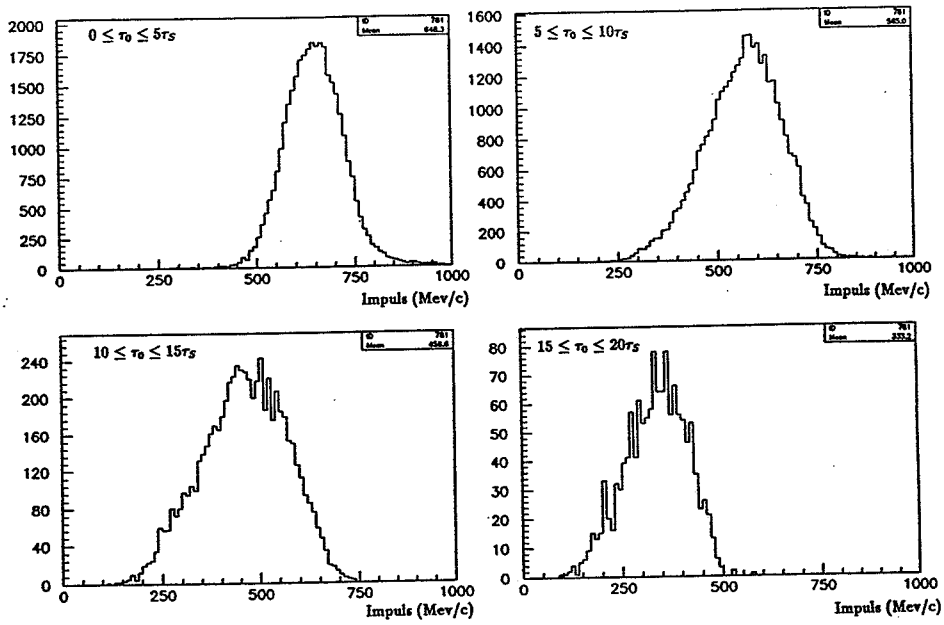


Abbildung 4.19: p_T-Histogramme aus den Scatterplots der 'K0'-Daten.

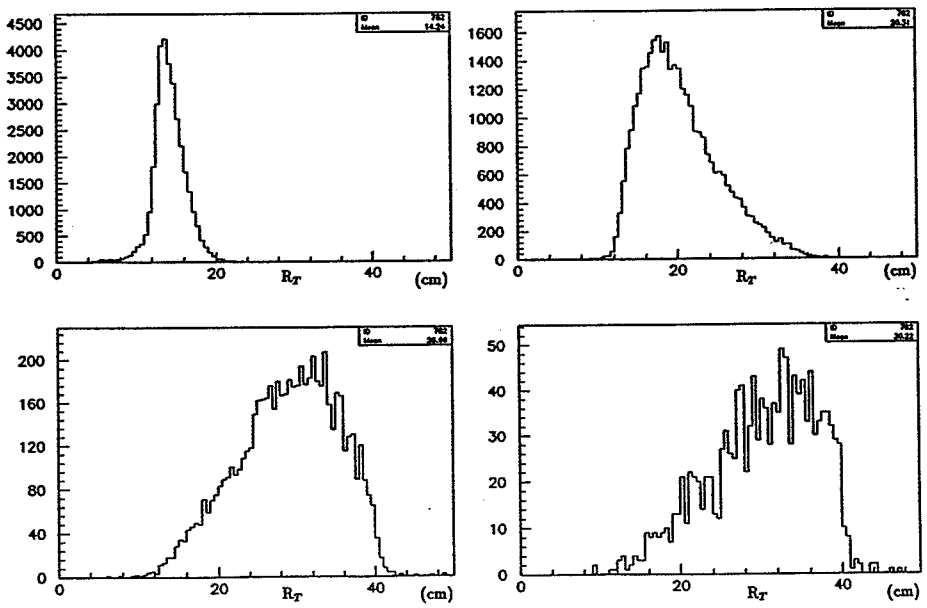


Abbildung 4.20: R_T-Histogramme aus den Scatterplots der 'K0'-Daten (Reihenfolge wie oben).

Aus den Bildern kann man den Mittelwert $< R_T >$ resp. $< p_T >$ herauslesen und daraus eine mittlere Eigenzeit $< \tau_0 >$ berechnen:

Intervall:	$0 \leq \tau_0 \leq 5$	$5 \leq \tau_0 \leq 10$	$10 \leq \tau_0 \leq 15$	$15 \leq \tau_0 \leq 20$
$< \tau_0 > / \tau_S$:	4.1	6.7	11.75	16.9
$<R_T>$ (cm):	14.24	20.31	28.96	30.22
$<p_T>$ (MeV/c):	648.3	565.0	458.6	333.2

Mit diesen Werten kann man jetzt den Fehler für die Zeitauflösung bestimmen. In den Bildern in Abb. 4.21 ist dieser Fehler in Abhängigkeit der Impuls- und Vertexauflösung dargestellt.

So ergibt sich als eine mittlere Auflösung, zum Beispiel für eine Vertexauflösung von 5mm und eine Impulsauflösung von 8%:

$<R_T>$ (cm)	$<p_T>$ (MeV/c)	$< \sigma_{\tau_0} > (\tau_S)$
14.24	648.3	0.47
20.31	565.0	0.67
28.96	458.6	0.99
30.22	333.2	1.18

Tabelle 4.4: Eigenzeitauflösung für ausgewählte R_T und p_T.

Betrachten wir nocheinmal Abb. 4.21: Folgendes kann man aus diesen Bildern herauslesen: Solange der Fehler des transversalen Impulses in der Grössenordnung von 10% liegt, ist dies der dominierende Fehler. Der Einfluss der Vertexauflösung ist sehr gering, ausser wenn man zu kurzen Zerfallszeiten geht. Dort bewirkt eine Änderung der Vertexauflösung von 6 mm auf 2 mm bei der jetzigen Impulsauflösung von etwa 8 % eine Verbesserung der Eigenzeitauflösung von circa $0.35\tau_S$ auf $0.3\tau_S$. Anders sieht es aus, wenn die Impuslauflösung verbessert wird. Dann wird die Vertexauflösung stärker ins Gewicht fallen. Dieses Verhalten sieht man in Abb. 4.21: Bei grossen Impulsfehlern ist die obere Begrenzungslinie in den Bildern beinahe parallel zur Achse σ_{R_T}, bei kleinen Impulsfehlern ist sie gekrümmt.

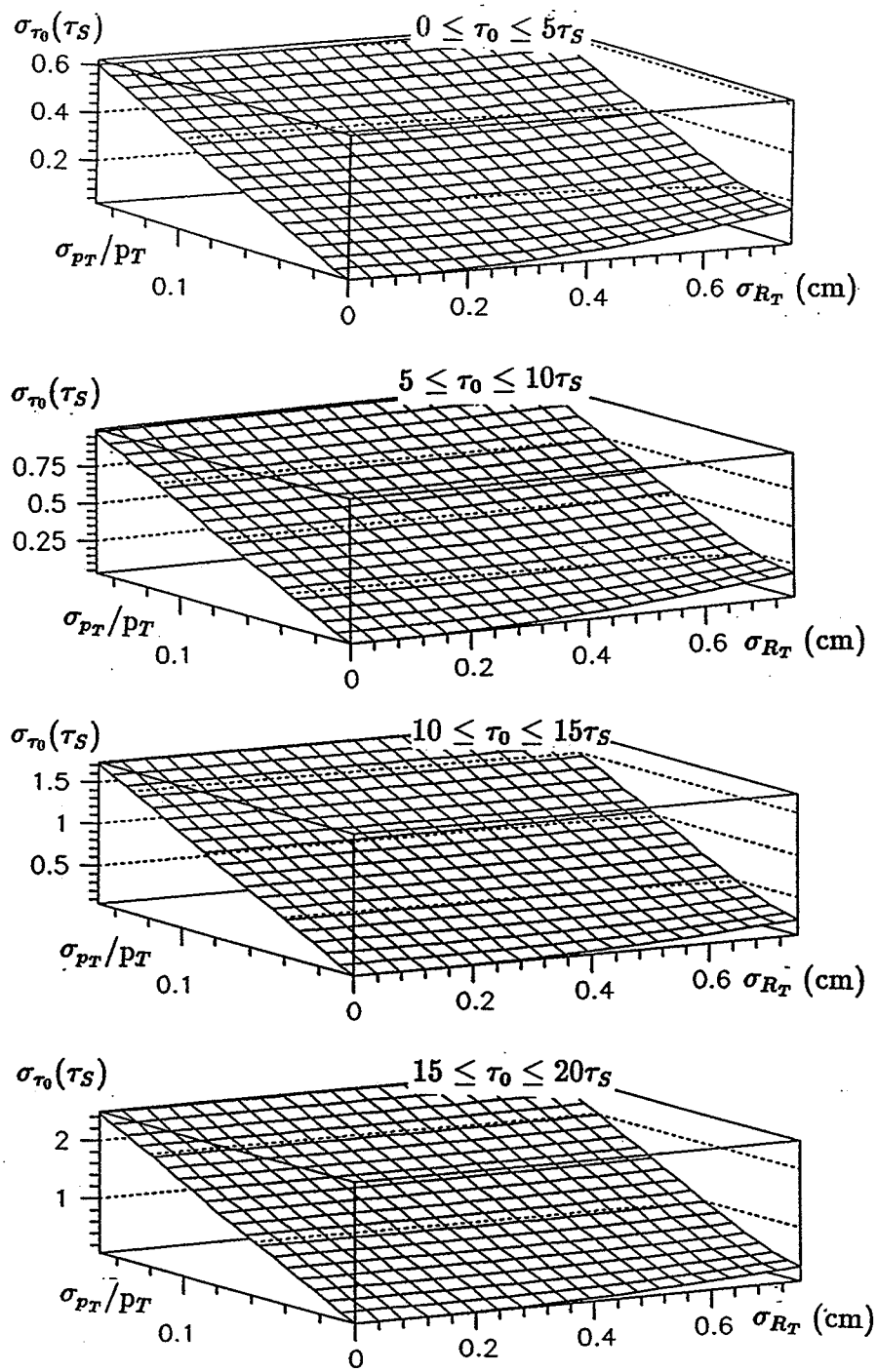


Abbildung 4.21: Zeitauflösung als Funktion der Vertex- und Impulsauflösung für veschiedene Eigenzeitintervalle.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde der Fehler des Zerfallsvertex eines neutralen Kaons bestimmt. Zusammen mit dem Impulsfehler kann daraus der Fehler der Eigenzeit abgeleitet werden.

Beim primären Vertex wird mit 1.8 mm eine gute transversale Auflösung erreicht. Der Fehler in der z-Richtung ist mit 1.6 cm erwartungsgemäss viel grösser, die Ursache liegt in einer anderen messtechnischen Methode (Strips).

Die Fehlerbetrachtungen des sekundären Vertex wurden detaillierter durchgeführt, da dies den dominierenden Fehler in der Vertexauflösung ergibt. Es soll nocheinmal betont werden, dass der hier bestimmte Fehler ein rein radialer ist. Es wurde keine Aussage über die φ- oder z-Auflösung gemacht. Diese R_T-Auflösung für ein definiertes Datenset mit goldenen Zerfällen wurde zu 4.3 mm bei den PCs bestimmt. Bei den DCs kann im Moment noch keine Aussage gemacht werden, da die Statistik nicht ausreicht. Bei den grösseren Samples ergab sich eine Auflösung von 5.5 mm bei den PCs und 3.9 mm bei den DCs. Strengere Selektionskriterien können die Auflösung also verbessern.

Aus den gegebene Informationen, der transversalen Impulsauflösung eines geladenen Teilchens aus dem primären Vertex, wurde die Auflösung des Transversalimpulses der neutralen Kaonen abgeschätzt. Da bereits der Fehler, der in die Berechnung eingeht, 6% bis 12% beträgt, wird entsprechend die Impulsauflösung des neutralen Kaons schlecht. Es wurden zwei Abschätzungen für diesen Impulsfehler vorgenommen: Man erhält eine obere Grenze und durch eine Zerlegung des Transversalimpulses in seine Komponenten einen tieferen Wert. Diese zweite Variante dürfte allerdings zu tief liegen, weil der Fehler in der Zerlegung nicht berücksicht wurde. Der Fehler liegt im interessanten Impuls-Bereich, 300 MeV/c bis 800 MeV/c, zwischen 6.5% und 10.5%. Solange die Impulsbestimmung der geladenen Teilchen nicht genauer wird, wird sich auch der Impuls-Fehler des neutralen Kaons nicht

verbessern.

Mit diesen Fehlern kann man nun die Zeitauflösung für das neutrale Kaon bestimmen. Es hat sich gezeigt, dass für die Berechnung der Eigenzeit und folglich auch für die Fehlerbestimmung, transversale Angaben genügen. Bei der gezeigten Methode ist die dominante Grösse der Fehler des Impulses. In der jetzigen Situation wird ausser für kleine Lebenszeiten und grosse Impulse des neutralen Kaons der Fehler des Impulses immer dominierend sein. Wesentlich ist also, dass die Impulsauflösung verbessert wird. Der Fehler im Bereich zwischen 0 und etwa $12.5\tau_S$ steigt von etwa $0.1\tau_S$ auf 1 bis $1.5\tau_S$, je nachdem welche Fehler hineingesteckt werden. Für Zerfallszeiten über $15\tau_S$ wird die Aussagekraft der gezeigten Fehlerkurve wegen der geringen Statistik klein.

Gelöst werden sollte das Problem der Peaks in der Vertexverteilung, da sich hier möglicherweise Schwierigkeiten bei der Bildung der Asymmetrien abzeichnen. Man kann zwar eine Einlesebedingung setzten, so dass Daten mit einem Zerfall nahe bei einem Draht nicht für die Auswertung verwendet werden. Dadurch werden aber unötig viele brauchbare Ereignisse verworfen. Eine Korrekturmöglichkeit wäre, dass man diese Kammer für den Vertexfit nicht verwendet.

Weitere Untersuchungen, die man in diese Richtung anstellen könnte, sind einerseits Monte Carlo Betrachtungen. Hier würde sich zum Beispiel das Problem bei der Zerlegung des Transversalimpulses in seine Komponenten gar nicht stellen. Weiter wurde der Impuls des neutralen Kaons bis jetzt aus dem primären Vertex berechnet. Natürlich kann man weitere Untersuchungen und Vergleiche unter Berücksichtigung des sekundären Vertex vornehmen. Die Bestimmung der z-Auflösung ist sicher noch nicht abgeschlossen, besonders für grosse Radien sind weitere Studien notwendig. Daneben gibt es auch noch die Zerfälle in zwei neutrale Pionen, wobei hier eine ganz andere Methode unter Verwendung des Kaloriemeters angewendet werden muss. Die Bedeutung solcher Studien sollte klar sein: Um die Ergebnisse wie zum Beispiel die Asymmetrien richtig zu interpretieren, sind genaue Kentnisse des Fehlers absolut notwendig.

Zum Schluss bleibt noch übrig, all jenen zu danken, die mir in irgendeiner Form bei dieser Arbeit behilflich waren: Den Herren Professoren G. Backenstoss und L. Tauscher, die mir das Arbeiten in der CP-LEAR-Gruppe in Basel ermöglicht haben, sowie natürlich der Gruppe selbst: R. Rickenbach, Ch. Felder, R. Adler und speziell Bernd Pagels, der sich meiner annnahm, mich in die ganze Problematik einführte und mir während der ganzen Arbeit jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand.

Literaturverzeichnis

[Adi87] L. Adiels et al. *Proposals.* CERN, 1985-1987. PSCC/85-6 P82 (1985); PSCC/85-30 P82 (1985); PSCC/86-34 M234 (1986); PSCC/87-14 M272 (1987).

[Adl90] R. Adler et al. Status of the CP-LEAR experiment and first results. *Nuclear Physics B*, 1990.

[Blo90] P. Bloch, J. Derre, A. Angelopoulos, and C. Guyot. CPREAD GUIDE. Feb. 1990.

[Chr64] J. H. Christenson et al. Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson. *Phys. Rev. Lett.*, 13, 1964.

[Gol58] M. Goldhaber et al. Helicity of neutrinos. *Phys. Rev.*, 109, 1958.

[Gum88] P. Gumplinger. Tests of CP and CPT invariance at LEAR. In *Rare Decay Symposium TRIUMF*, 1988.

[Guy91] D. Guyot. *Private Mitteilungen.* 1991.

[Jar90] C. Jarlskog, editor. *CP Violation*, World Scientific, 1990.

[Ken87] I. R. Kenyon. *Elementary Particle Physics.* Routledge and Kegan Paul, 1987.

[Lee56] T. D. Lee and C. N. Yang. Questions of parity conservation in weak interactions. *Phys, Rev.*, 104, 1956.

[Lee66] T. D. Lee and C. S. Wu. Weak interactions. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 16, 1966.

[Mes85] Albert Messiah. *Quantenmechanik, 2. Auflage.* Walter de Gruyter, 1985.

[Pag91] Bernd Pagels. *Private Mitteilungen.* 1991.

[Par90] Particle Data Group. Review of particle properties. *Physics Letters B*, 239, 1990.

[Per87] Donald E. Perkins. *Introduction to High Energy Physics.* Addison-Wesley Publishing Company, Inc., third edition, 1987.

[Ric89] René Rickenbach. *Die Entwicklung der Cerenkovdetektoren des CPLEAR Experiments.* Dissertation, Universität Basel, 1989.

[Ric91] René Rickenbach. *Private Mitteilungen.* 1991.

[Sch89] Andreas Schopper. *Die Entwicklung des elektromagnetischen Kalorieme-ter des CP-LEAR Experiments.* Dissertation, Universität Basel, 1989.

[Tra90] J. Tran Thanh Van, editor. *CP Violation in Particle Physics and Astro-physics*, Editions Frontières, 1990.

[Wu57] C. S. Wu et al. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105, 1957.

[Wu64] T. T. Wu and C. N. Yang. Phenomenological analysis of violation of CP-invariance in decay of k^0 and $\bar{k}^0$. *Phys. Rev. Lett.*, 13, 1964.