

Diss. ETH Nr. 11969

und Bericht des Instituts für Teilchenphysik der ETH Zürich

# Erste Messung einer Teilchen-Antiteilchen-Asymmetrie in den Zerfällen neutraler Kaonen nach $\pi^0\pi^0$

ABHANDLUNG

zur Erlangung des Titels

DOKTOR DER NATURWISSENSCHAFTEN

der

EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE ZÜRICH

vorgelegt von

OLAF BEHNKE

Dipl. Phys. (Universität Hamburg)

geboren am 6.2.1964

in Hamburg, Deutschland

Angenommen auf Antrag von:

Prof. Dr. H.-J. Gerber, Referent

Prof. Dr. L. Tauscher, Korreferent

Dr. B. Pagels, Korreferent

1996

## Zusammenfassung

Mit Daten des CP-LEAR Experimentes am CERN wurde CP-Verletzung als eine zeitabhängige Raten-Asymmetrie zwischen den Zerfällen  $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  und  $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  beobachtet, wobei die neutralen Kaonen mit bestimmter und individuell identifizierter Strangeness in den Reaktionen  $\bar{p}p \rightarrow K^0 K^- \pi^+$  oder  $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \pi^-$  erzeugt wurden. Eine spezielle Technik für die Datenanalyse wurde entwickelt. Die erhaltenen Werte für die CP-Verletzungsparameter  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  von

$$\phi_{00} = 41.9^\circ \pm 5.6_{\text{stat.}}^\circ \pm 2.0_{\text{syst.}}^\circ$$

und

$$|\eta_{00}| = (2.53 \pm 0.32_{\text{stat.}} \pm 0.23_{\text{syst.}}) \times 10^{-3}$$

sind in Einklang mit früheren Messungen von CP-Verletzung.

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081059

CERN LIBRARIES, GENEVA

## Abstract

With data of the CP-LEAR experiment at CERN, CP-violation has been observed as a time-dependent rate asymmetry between the decays  $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  and  $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , where the neutral kaons are produced with definite and individually known strangeness in the reactions  $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \pi^-$  or  $\bar{p}p \rightarrow K^0 K^- \pi^+$ . A special technique for the data analysis has been developed. The obtained results for the CP-violation parameters  $\phi_{00}$  and  $|\eta_{00}|$  of

$$\phi_{00} = 41.9^\circ \pm 5.6^\circ_{\text{stat.}} \pm 2.0^\circ_{\text{syst.}}$$

and

$$|\eta_{00}| = (2.53 \pm 0.32_{\text{stat.}} \pm 0.23_{\text{syst.}}) \times 10^{-3}$$

are in agreement with those of previous measurements of CP-violation.

# Inhaltsverzeichnis

|          |                                                                                                            |           |
|----------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einführung</b>                                                                                          | <b>6</b>  |
| <b>2</b> | <b>Theorie - Die Phänomenologie neutraler Kaonen</b>                                                       | <b>9</b>  |
| 2.1      | Einführung in das neutrale Kaonsystem . . . . .                                                            | 9         |
| 2.2      | Formale Beschreibung der zeitlichen Entwicklung neutraler Kaonen . . . . .                                 | 11        |
| 2.2.1    | Anwendung der diskreten Symmetrien CP und T auf $K^0$ , $\bar{K}^0$ und<br>spezielle Endzustände . . . . . | 13        |
| 2.2.2    | CP-Verletzung . . . . .                                                                                    | 15        |
| 2.2.3    | Schrödingergleichung . . . . .                                                                             | 15        |
| 2.2.4    | Eigenvektoren und -Werte . . . . .                                                                         | 17        |
| 2.2.5    | Die Symmetrien des effektiven Hamiltonoperators . . . . .                                                  | 18        |
| 2.2.6    | CP-Verletzung durch T- oder durch CPT-Verletzung . . . . .                                                 | 18        |
| 2.3      | CP-Verletzung für Zerfälle in zweipionische Endzustände . . . . .                                          | 20        |
| 2.3.1    | CP-Symmetrie . . . . .                                                                                     | 20        |
| 2.3.2    | Zerfallsamplituden . . . . .                                                                               | 21        |
| 2.3.3    | Observablen . . . . .                                                                                      | 21        |
| 2.3.4    | Zerfallsraten . . . . .                                                                                    | 23        |
| 2.4      | Modelle für CP(T)-Verletzung . . . . .                                                                     | 25        |
| 2.4.1    | CP-Verletzung im Standardmodell . . . . .                                                                  | 25        |
| 2.4.2    | Die superschwache Wechselwirkung und CP-Verletzung . . . . .                                               | 27        |
| 2.5      | Wechselwirkung neutraler Kaonen mit Materie . . . . .                                                      | 28        |
| <b>3</b> | <b>Das CP-LEAR Experiment</b>                                                                              | <b>30</b> |
| 3.1      | Methode und Anforderungen . . . . .                                                                        | 30        |
| 3.2      | $\bar{p}$ -Strahl des LEAR am CERN . . . . .                                                               | 33        |
| 3.3      | Der CP-LEAR Detektor . . . . .                                                                             | 33        |
| 3.3.1    | Der grundlegende Aufbau . . . . .                                                                          | 33        |
| 3.3.2    | Der Strahlmonitor und das $H_2$ Target . . . . .                                                           | 36        |
| 3.3.3    | Die Spurdetektoren . . . . .                                                                               | 38        |
| 3.3.4    | Detektoren zur Identifizierung geladener Teilchen . . . . .                                                | 40        |
| 3.3.5    | Das Kalorimeter . . . . .                                                                                  | 41        |
| 3.4      | Der Trigger . . . . .                                                                                      | 46        |
| 3.5      | Das System der Datenaufnahme . . . . .                                                                     | 48        |
| 3.6      | Vorverarbeitung und Filterung der Daten . . . . .                                                          | 48        |
| 3.7      | Die Monte Carlo Simulation . . . . .                                                                       | 49        |

|                                                                                                           |            |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>4 Die Datenanalyse</b>                                                                                 | <b>50</b>  |
| 4.1 Die Methode der Rekonstruktion des neutralen Zerfalls $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . . . . .          | 50         |
| 4.1.1 Variablen der Rekonstruktion . . . . .                                                              | 53         |
| 4.1.2 Vollständige Ereignis-Rekonstruktion durch einen 6c-Fit . . . . .                                   | 54         |
| 4.2 Einfluss einer endlichen Lebensdauerauflösung auf die Messung der Asymmetrie $A_{00}(\tau)$ . . . . . | 56         |
| 4.3 Spezielle Werkzeuge zur Kontrolle der Lebensdauerauflösung . . . . .                                  | 60         |
| 4.3.1 Paarung der Photonen . . . . .                                                                      | 60         |
| 4.3.2 Berechnung eines Fehlers der Zerfallszeit . . . . .                                                 | 66         |
| 4.3.3 Bestimmung des Zerfallsortes der neutralen Kaonen durch die Schauerwinkel . . . . .                 | 72         |
| 4.3.4 Zusammenfassung der drei Werkzeuge . . . . .                                                        | 73         |
| 4.4 Selektion der Daten . . . . .                                                                         | 74         |
| 4.4.1 Triggerschnitte . . . . .                                                                           | 74         |
| 4.4.2 Vorverarbeitung und Filterung der Daten . . . . .                                                   | 74         |
| 4.4.3 Teilchenselektion . . . . .                                                                         | 75         |
| 4.4.4 Abbildungen und Schnitte . . . . .                                                                  | 75         |
| 4.4.5 Spezielle Schnitte auf die geladenen Spuren . . . . .                                               | 76         |
| 4.4.6 Vollständige Ereignis-Rekonstruktion . . . . .                                                      | 83         |
| 4.5 Statistik . . . . .                                                                                   | 93         |
| 4.6 Erste Resultate . . . . .                                                                             | 94         |
| <b>5 Resultate</b>                                                                                        | <b>96</b>  |
| 5.1 Methode der Bestimmung von Parametern aus den Daten . . . . .                                         | 96         |
| 5.2 Anpassung der Lebensdauerverteilung . . . . .                                                         | 96         |
| 5.3 Anpassung der Aymmetrie . . . . .                                                                     | 100        |
| 5.3.1 Vorläufige Anpassungsergebnisse . . . . .                                                           | 104        |
| 5.4 Endgültige Anpassungen . . . . .                                                                      | 104        |
| 5.5 Systematik . . . . .                                                                                  | 107        |
| 5.5.1 Lebensdauerauflösung . . . . .                                                                      | 109        |
| 5.5.2 Untergründe . . . . .                                                                               | 112        |
| 5.5.3 Identifizierungsakzeptanzen für $K^0$ und $\bar{K}^0$ . . . . .                                     | 112        |
| 5.5.4 Die Akzeptanz für den Zerfall des neutralen Kaons . . . . .                                         | 118        |
| 5.5.5 Regeneration . . . . .                                                                              | 119        |
| 5.5.6 Werte für $\Delta m$ und $\tau_S$ . . . . .                                                         | 119        |
| 5.5.7 Zusammenfassung der Systematik . . . . .                                                            | 119        |
| <b>6 Zusammenfassung</b>                                                                                  | <b>121</b> |
| <b>A Spezielle Anwendung der Maximum Likelihood Methode zur Messung der Asymmetrie zweier Raten</b>       | <b>123</b> |
| <b>B Eichung der Kovarianzen der Schauerwinkel</b>                                                        | <b>126</b> |
| B.1 Einführung . . . . .                                                                                  | 126        |
| B.2 Definition der Schauerwinkel . . . . .                                                                | 127        |
| B.3 Bestimmung der Schauerwinkel . . . . .                                                                | 127        |
| B.4 Datenselektion . . . . .                                                                              | 127        |
| B.5 Die Auflösungen der Schauerwinkel . . . . .                                                           | 128        |

|                                          |            |
|------------------------------------------|------------|
| B.6 Eichung der Kovarianzen . . . . .    | 129        |
| B.7 Tests der Güte der Eichung . . . . . | 132        |
| <b>Literaturverzeichnis</b>              | <b>138</b> |
| <b>Danksagung</b>                        | <b>142</b> |
| <b>Lebenslauf</b>                        | <b>143</b> |

# Kapitel 1

## Einführung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Verletzung von CP-Symmetrie in der Natur. Als Untersuchungsobjekt dienen uns dabei die neutralen Kaonen. Schon vor mehr als 30 Jahren konnte für diese Teilchen CP-Verletzung [1] in den Zerfällen des langlebigen  $K_L^0$  in den Endzustand  $\pi^+\pi^-$  entdeckt werden. Auch heute noch geben die neutralen Kaonen Anlass zu intensiven Forschungen, unter anderem deshalb, weil sie bislang die einzigen Teilchen sind, mit denen CP-Verletzung beobachtet werden konnte. Um das Interesse an CP-Verletzung würdigen zu können, müssen wir etwas auf die fundamentale Rolle von Symmetrien und ihrer Brechung für den Aufbau der Natur eingehen.

Für den Physiker ist eine Symmetrie etwas, das eine vereinfachte Beschreibung eines Vorganges oder eines Objektes erlaubt. Diese Vereinfachung resultiert aus dem Wegfall von Grössen, welche wegen der Symmetrie nicht beobachtbar sind. Als illustrierendes Beispiel diene uns hier ein einfacher Kreis. Wenn wir von der Position im Raum absehen, ist zur Kennzeichnung des Kreises lediglich eine Grösse nötig, nämlich sein Radius. Erst wenn wir den Kreis an einer Stelle markieren, und seine Rotationssymmetrie dadurch explizit zerstören, erhöhen wir die Anzahl der zu beschreibenden Grössen durch den nun sichtbaren Drehwinkel. Die Rotationssymmetrie gehört zu der Klasse der kontinuierlichen Symmetrien, für die 1918 Nöther [2] zeigte, dass jeweils eine erhaltene Grösse assoziiert ist. Im Falle der Rotationssymmetrie ist dies ein Drehimpuls.

Von nun an wollen wir uns auf die drei sogenannten diskreten Symmetrien C, P und T beschränken. Dabei bezeichnet T die Anwendung von Zeitumkehr  $t \rightarrow -t$ , entsprechend repräsentiert P die Raumspiegelung  $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$  und C die Ladungskonjugation  $q \rightarrow -q$ . Der Gegensatz zu den kontinuierlichen Symmetrien besteht darin, dass diskrete Symmetrieoperationen nicht aus einer unendlichen Anzahl von infinitesimalen Translationen oder Rotationen gebildet werden können. Für Wechselwirkungen sind diese Symmetrien erhalten, wenn die umgekehrten, bzw. gespiegelten oder konjugierten Prozesse mit der gleichen Häufigkeit auftreten dürfen wie die ursprünglichen.

In Zusammenhang mit den diskreten Symmetrien steht für die modernen Quantenfeldtheorien an oberster Stelle das 1954 aufgestellte CPT-Theorem [3], nach dem die in beliebiger Reihenfolge zusammengesetzte Operation von C, P und T erhalten ist. Bis zu etwa dieser Zeit glaubte man, dass für alle bekannten Wechselwirkungen auch jede einzelne dieser Symmetrien respektiert wird. Seit 1957 wissen wir allerdings, dass die schwache Wechselwirkung C und P jeweils maximal verletzt [4, 5]. Dieses konnte ein Jahr später in der sogenannten  $V - A$  Theorie [6] der schwachen Wechselwirkung etabliert werden. Sieben Jahre später wurde bei den neutralen Kaonen ein kleiner aber unübersehbarer CP verletzender Effekt entdeckt. Seit dem Jahre 1973 ist diese CP-Verletzung

erklärbar im Standardmodell [7] mit drei Quarkfamilien [8]. Trotz des durchschlagenden Erfolges dieses Modells, das gegenwärtig mit den weitaus meisten Beobachtungen in der Teilchenphysik übereinstimmt, sind weitere Untersuchungen notwendig. Zum einen lassen die bisherigen experimentellen Ergebnisse bezüglich der CP-Verletzung genügend Spielraum für eine Vielzahl von Theorien und Modellen, die mit ihnen übereinstimmen. Zum anderen liegt dies an dem Glauben daran, dass das Standardmodell nur ein Schritt auf dem Weg zu einer endgültigen Theorie sein kann.

Das CP-LEAR Experiment [9] am CERN führt gegenwärtig eine einzigartige systematische Studie von CP-Verletzungen im neutralen Kaonsystem durch. Das Thema dieser Arbeit ist ein Teil des umfangreichen Messrepertoires. Konkret handelt es sich um eine spezielle Messung, bei der neutrale Kaonen mit definitiver und für jedes Ereignis eindeutig bekannter Strangeness produziert und danach beobachtet werden, wie sie in zwei *neutrale* Pionen zerfallen. Da CP nicht erhalten ist, unterscheiden sich die zeitlichen Entwicklungen des Auftretens der neutralen Pionen für  $\bar{K}^0$ - und  $K^0$ - Eltern. Die dazugehörige eigenzeitabhängige Raten-Asymmetrie

$$A_{00}(\tau) \equiv \frac{R(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)(\tau) - R(K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)(\tau)}{R(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)(\tau) + R(K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)(\tau)}, \quad (1.1)$$

welche Werte bis zu einer Grösse von 0.5 annimmt, ist zum ersten Mal beobachtet worden. Da  $R(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)(\tau)$  und  $R(K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)(\tau)$  CP konjugierte Prozesse darstellen, ist jeder Unterschied zwischen den beiden Raten ein Zeichen von CP-Verletzung, unabhängig von phänomenologischen Beschreibungen.

Klassische Interferenz-Experimente, welche zur Messung von CP-Verletzung für den neutralen Zerfallskanal in der Vergangenheit unternommen wurden [10], unterscheiden sich von diesem Experiment dadurch, dass sie mit neutralen Kaonen durchgeführt wurden, deren Strangeness zur Zeit  $\tau = 0$  nicht individuell bestimmt werden konnte. In dem CP-LEAR Experiment werden die neutralen Kaonen in den Annihilationen  $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \pi^-$  und  $\bar{p}p \rightarrow K^0 K^- \pi^+$  erzeugt. Aus der Strangenesserhaltung in dem Annihilationsprozess schliesst man, ob das neutrale Kaon als  $\bar{K}^0$  oder  $K^0$  erzeugt wurde, je nach dem Vorzeichen der Ladung des gleichzeitig produzierten geladenen Kaons.

Um  $A_{00}(\tau)$  messen zu können ist eine hinreichende Präzision für die Messung des Zerfallspunktes der neutralen Kaonen erforderlich. Aufgrund der steil abfallenden Zerfallszeit-Verteilung kann schon ein kleiner Anteil von frühen Kaonzerfällen mit schlecht rekonstruierter Zerfallsposition fälschlicherweise zu der wichtigeren späteren Zerfallszeitregion beitragen und so die Asymmetriemessung stören. Da die Teilchen an dem Kaonzerfallspunkt alle unsichtbar sind, bestimmen wir die Zerfallsposition durch eine volle Rekonstruktion der neutralen Teilchenkaskade  $\bar{K}^0(K^0) \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ . Reguläre Methoden von geometrischen und kinematischen  $\chi^2$ -Anpassungen mit Nebenbedingungen sind bei einer nennenswerten Anzahl von Ereignissen nicht in der Lage, diese mit der erforderlichen Zerfallszeit-Präzision zu rekonstruieren. Dies liegt zum einen an der Nichtlinearität der Nebenbedingungen und zum anderen an der Tatsache, dass bestimmte kinematische Konfigurationen inhärent zu wenig mathematische Information beinhalten. Ein zentrales Thema dieser Arbeit ist die Entwicklung einer Technik, mit deren Hilfe wir für jedes Ereignis entscheiden, ob dieses eine genügend genaue und eindeutige Rekonstruktion des Zerfallspunktes erlaubt und so in der endgültigen Datenmenge verbleiben darf. Nach Anwendung dieser Technik und weiteren umfangreichen Selektionen beobachten wir die CP

verletzende Ratenasymmetrie und extrahieren die Parameter  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$ . Die CP-LEAR Asymmetriemethode und die speziell angewandten Schritte zur Selektion und Rekonstruktion resultieren in einem Wert von  $\phi_{00}$  mit konkurrenzfähig kleinem systematischen Fehler. Dies liegt unter anderem daran, dass die Asymmetriemessung insensitiv auf die  $\bar{K}^0$  und  $K^0$  gemeinsamen Zerfallszeitakzeptanzen ist, da diese sich weitgehend wegekürzen.

Bevor wir die eigentliche Messung näher beschreiben, beginnen wir diese Arbeit mit einer Einführung in die Phänomenologie der neutralen Kaonen und danach mit der Erläuterung von Konzept und Aufbau des CP-LEAR Experimentes.

Zuvor wollen wir es jedoch nicht unterlassen, auf die direkt mit dieser Arbeit in Zusammenhang stehenden Veröffentlichungen hinzuweisen. Zum einen knüpft diese Arbeit an die Dissertation von B. Pagels [11] an, mit der vor allem die grundlegende Rekonstruktionsmethode des Zerfalls der neutralen Kaonen in  $\pi^0\pi^0$  bei CP-LEAR verwirklicht wurde. Zum anderen sind Teile dieser Arbeit in [12] veröffentlicht worden. Eine kompakte Beschreibung von Rekonstruktion und speziellen Analysetechniken ist ferner in [13] zu finden.

# Kapitel 2

## Theorie - Die Phänomenologie neutraler Kaonen

### 2.1 Einführung in das neutrale Kaonsystem

Zur Einführung in die Physik der neutralen Kaonen betrachten wir die recht ungewöhnliche Lebensgeschichte dieser Teilchen. Wesentliche Punkte sind dazu in Tabelle 2.1 notiert und sollen im folgenden erläutert werden:

**Erzeugung:** Die neutralen Kaonen werden durch die *starke* Wechselwirkung in zwei Zuständen, als  $K^0$  oder als das Antiteilchen davon, das  $\bar{K}^0$  erzeugt. Diese in ihren Grundzuständen pseudoskalaren Mesonen ( $J^P = 0^-$ ) mit einer Masse von annähernd  $500 \text{ MeV}^1$  gehören zusammen mit den geladenen Kaonen zu den leichtesten in der Natur beobachteten Teilchen mit der Eigenschaft der sogenannten Strangeness (Seltsamkeit). Als Quantenzahl kann man diese Eigenschaft so formulieren, dass es sich um Eigenzustände des Seltsamkeitsoperators mit Eigenwerten  $+1$  bzw.  $-1$  handelt. In der starken Wechselwirkung ist die Seltsamkeit erhalten und so wird bei den in Tabelle 2.1 für die Erzeugung beispielhaft angegebenen Antiproton-Proton Annihilations-Reaktionen neben den neutralen Kaonen jeweils ein geladenes Kaon erzeugt mit entgegengesetzter Seltsamkeit. Als Konsequenz ist die Seltsamkeit des neutralen Kaons zu seiner Erzeugungszeit eine eindeutige Messgrösse. Im Quarkmodell [16] wird die Eigenschaft der Seltsamkeit mit dem Strange-Quark assoziiert, wobei man die Zuordnung trifft  $S = -1(+1)$  für das  $s(\bar{s})$  Quark. In diesem Modell fasst man  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  als  $d\bar{s}$  bzw.  $\bar{d}s$  Quark-Antiquark Bindungszustände auf.

**Zerfall:** Nach der Erzeugung bestimmt die seltsamkeitsverletzende *schwache* Kraft die weitere Entwicklung. Dieses führt letztendlich zu den  $\Delta S = \pm 1$  Zerfällen in die in Tabelle 2.1 angegebenen Kanäle. Sowohl  $K^0$  als auch  $\bar{K}^0$  können dabei in die gleichen zwei- oder dreipionischen Endzustände übergehen, während für die semileptonischen Kanäle aus der  $\Delta S = \Delta Q$  Regel folgt, dass  $K^0$  ( $\bar{K}^0$ ) nur in  $\pi^- l^+ \nu$  ( $\pi^+ l^- \bar{\nu}$ ) zerfallen darf.

**Zeitentwicklung:** Ein ursprünglich erzeugtes  $K^0$  kann zum einen während seiner Lebenszeit als  $K^0$  verbleiben. Über die von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  aus gemeinsam erreichbaren Zustände

---

<sup>1</sup>Wir benutzen im weiteren natürliche Einheiten, d.h. wir setzen  $c = 1$  und  $\hbar = 1$ .

|                          | Erzeugung                                                                                        | Zeitentwicklung                                                                                                                                                                                                                                    | Zerfall                                                                                                                                                                                                                                  |
|--------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Zustände                 | $K^0, \bar{K}^0$                                                                                 | $K_S^0, K_L^0$                                                                                                                                                                                                                                     | Kanäle:<br>$\pi\pi$ ( $CP=+1$ )<br>$\pi\pi\pi$ ( $CP=-1,+1$ )<br>$\pi l\nu$                                                                                                                                                              |
| Relevante Wechselwirkung | Starke                                                                                           | Schwache und Starke                                                                                                                                                                                                                                | Schwache und Starke                                                                                                                                                                                                                      |
| Prozesse                 | Beispiele:<br>$\bar{p}p \rightarrow K^0 K^- \pi^+$<br>$\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \pi^-$ | Propagation: $\left. \begin{array}{l} K^0 \rightarrow K^0 \\ \bar{K}^0 \rightarrow \bar{K}^0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} K_S^0 \rightarrow K_S^0 \\ K_L^0 \rightarrow K_L^0 \end{array}$<br>Oszillation: $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ | Dominant:<br>$K_S^0 \rightarrow \pi\pi$<br>$K_L^0 \rightarrow \pi\pi\pi$<br>$K_L^0 \rightarrow \pi l\nu$<br>CP-verletzend:<br>$K_L^0 \rightarrow \pi\pi$<br>$K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \nu$<br>$K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \bar{\nu}$ |
| Seltsamkeit              | Eigenwerte:<br>$S = +1$ für $K^0, K^+$<br>$S = -1$ für $\bar{K}^0, K^-$                          | Übergänge:<br>$\Delta S = 0, \pm 2$                                                                                                                                                                                                                | Übergänge:<br>$\Delta S = \pm 1$                                                                                                                                                                                                         |

Tabelle 2.1: Wesentliche Charakteristiken der neutralen Kaonen nach den drei Stationen Erzeugung, Zeitentwicklung und Zerfall geordnet, Erläuterungen im Text.

(wie z.B. den pionischen Endzuständen) eröffnet sich zum anderen die erstaunliche Möglichkeit, dass sich das  $K^0$  in ein  $\bar{K}^0$  umwandelt (und umgekehrt). Bei diesen Übergängen ergeben sich Oszillationen der Seltsamkeit, denn diese ändert sich um den Wert  $\pm 2$ , d.h. sie wechselt ihr Vorzeichen. Damit sind  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  nach der Erzeugung nicht mehr die physikalischen Teilchen, sondern es bilden sich zwei andere Zustände heraus mit wohldefinierter mittlerer Masse und mittlerer Zerfallszeit, aber unbestimmter Seltsamkeit. Tatsächlich beobachtet man einen als  $K_S^0$  bezeichneten kurzlebigen Zustand, welcher dominant in zweipionische Endzustände gerader CP-Parität zerfällt und das langlebige  $K_L^0$ , das vor allem in dreipionische Endzustände ungerader CP-Parität und in semileptonische Kanäle undefinierter CP-Parität übergeht. Die unterschiedlichen Lebensdauern erklärt man aus den verfügbaren Phasenräumen für die jeweiligen Zerfallszustände.

Zunächst hielt man  $K_S^0$  und  $K_L^0$  für Eigenzustände des CP-Operators mit gerader bzw. ungerader CP-Parität. Umso überraschter war man, als man 1964 entdeckte [1], dass auch das  $K_L^0$  zu einem kleinen Bruchteil in zweipionische Endzustände gerader CP-Parität zerfällt. Da das  $K_L^0$  sowohl in Zustände ungerader als auch gerader CP-Parität zerfällt,

muss somit CP verletzt sein. Als weitere Manifestation von CP-Verletzung im neutralen Kaonsystem stellte man 1967 fest [17], dass das  $K_L^0$  mit verschiedener Häufigkeit in  $\pi^+ l^- \nu$  und in  $\pi^- l^- \bar{\nu}$  zerfällt. Eine Auflistung der wichtigsten experimentell gemessenen Eigenschaften der neutralen Kaonen mit den aktuellen Werten aus [14] ist in Tabelle 2.2 zu finden.

Als Literatur sei dem Leser z.B. das Buch von Nachtmann [15] empfohlen, wo auch die äusserst spannende historische Entwicklung dargestellt wird.

## 2.2 Formale Beschreibung der zeitlichen Entwicklung neutraler Kaonen

Die begonnene Diskussion der zeitlichen Entwicklung der neutralen Kaonen soll nun auf eine formale Weise fortgesetzt werden. Dazu beginnen wir mit den nachfolgenden drei Punkten eine quantenmechanische Beschreibung der Situation aufzubauen:

1. Zum Zeitpunkt  $\tau = 0$  der Erzeugung wird die Wellenfunktion  $\Psi(0)$  des neutralen Kaons durch einen reinen  $K^0$  oder  $\bar{K}^0$  Zustand beschrieben:

$$\Psi(0) = |i\rangle, \quad |i\rangle = |K^0\rangle, |\bar{K}^0\rangle \quad (2.1)$$

2. Zu positiven Zeiten wechseln wir die Darstellung von der Erzeugungsbasis  $K^0, \bar{K}^0$  zu der Basis der intermediären Zustände  $K_S^0, K_L^0$ . Diese Zustände sind Eigenvektoren des später in Abschnitt 2.2.3 erläuterten effektiven Hamiltonoperators, welcher die zeitliche Entwicklung der neutralen Kaon-Komponente der Wellenfunktion beschreibt.  $\lambda_S$  und  $\lambda_L$  sind die dazugehörigen komplexen Eigenwerte, aus deren Real- und Imaginärteilen die Massen bzw. Zerfallsbreiten von  $K_S^0$  und  $K_L^0$  gebildet werden. Die Zeitentwicklung der Wellenfunktion ergibt sich zu:

$$\Psi(\tau) = e^{-i\lambda_S \tau} |K_S^0\rangle \langle \widetilde{K}_S^0 | \Psi(0) \rangle + e^{-i\lambda_L \tau} |K_L^0\rangle \langle \widetilde{K}_L^0 | \Psi(0) \rangle \quad (2.2)$$

Hierbei sind  $\langle \widetilde{K}_S^0 |$  und  $\langle \widetilde{K}_L^0 |$  spezielle zu  $|K_S^0\rangle$  und  $|K_L^0\rangle$  'adjungierte' Zustände (Genauere Diskussion folgt in Abschnitt 2.2.4).

3. Nach ihrer Erzeugung als Anfangszustand  $i$  treten die neutralen Kaonen erst wieder in Erscheinung durch die beobachtbaren Zerfallsraten  $R_i^f(\tau)$  in die verschiedenen Endzustände  $f$ :

$$R_i^f(\tau) = |\langle f | T | \Psi(\tau) \rangle|^2 \propto \left| e^{-i\lambda_S \tau} + e^{-i\lambda_L \tau} \cdot \kappa_i^f \right|^2 \quad (2.3)$$

Anhand des unterschiedlichen zeitlichen Auftretens ist es möglich die Zerfälle des  $K_S^0$  und des  $K_L^0$  auseinanderzuhalten. Falls für beide Zustände die Zerfallsamplituden ungleich null sind, kommt es zu einer durch den beobachtbaren Parameter  $\kappa_i^f$  charakterisierten Interferenz, wobei man findet:

$$\kappa_i^f = \omega_i \cdot \eta_f \quad (2.4)$$

Hierbei beschreibt

$$\omega_i = \frac{\langle \widetilde{K}_L^0 | \Psi(0) \rangle}{\langle \widetilde{K}_S^0 | \Psi(0) \rangle} \quad (2.5)$$

|                            |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                 |
|----------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Massen                     | $m_{K^0}$<br>$\Delta m = m_L - m_S$                                                                                                                                                                                                                                                                                                            | $(497.672 \pm 0.031) \text{ MeV}$<br>$(0.5304 \pm 0.0014) \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$<br>$= (3.491 \pm 0.009) \times 10^{-12} \text{ MeV}$                                                                                                                                                                                                                                                  |
| Lebensdauern               | $\tau_S$<br>$\tau_L$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           | $(0.8927 \pm 0.0009) \times 10^{-10} \text{ s}$<br>$(5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8} \text{ s}$                                                                                                                                                                                                                                                                                                   |
| $K_S^0$ -Zerfallsmoden     | $\pi^+\pi^-$<br>$\pi^0\pi^0$<br>$\pi^+\pi^-\gamma$<br>$\pi^+\pi^-\pi^0$<br>$3\pi^0$<br>$\pi^\pm e^\mp \nu$<br>$\pi^\pm \mu^\mp \nu$<br>$\gamma\gamma$                                                                                                                                                                                          | $(68.61 \pm 0.28)\%$<br>$(31.39 \pm 0.28)\%$<br>$(1.78 \pm 0.05) \times 10^{-3}$<br>$(3.9^{+5.5}_{-1.9}) \times 10^{-7}$<br>$< 3.7 \times 10^{-5}$<br>$(6.70 \pm 0.07) \times 10^{-4}$<br>$(4.69 \pm 0.06) \times 10^{-4}$<br>$(2.4 \pm 0.9) \times 10^{-6}$                                                                                                                                    |
| $K_L^0$ -Zerfallsmoden     | $\pi^+\pi^-$<br>$\pi^0\pi^0$<br>$\pi^+\pi^-\gamma$<br>$\pi^+\pi^-\pi^0$<br>$3\pi^0$<br>$\pi^\pm e^\mp \nu$<br>$\pi^\pm \mu^\mp \nu$<br>$\gamma\gamma$                                                                                                                                                                                          | $(2.067 \pm 0.035) \times 10^{-3}$<br>$(9.36 \pm 0.20) \times 10^{-4}$<br>$(4.61 \pm 0.14) \times 10^{-5}$<br>$(12.56 \pm 0.20)\%$<br>$(21.12 \pm 0.27)\%$<br>$(38.78 \pm 0.27)\%$<br>$(27.17 \pm 0.25)\%$<br>$(5.92 \pm 0.15) \times 10^{-4}$                                                                                                                                                  |
| CP(T)-Verletzungsparameter | $ \eta_{+-} $<br>$ \eta_{00} $<br>$\epsilon'/\epsilon$<br>$\phi_{+-}$<br>$\phi_{00}$<br>$\phi_{00} - \phi_{+-}$<br>$ \eta_{+-\gamma} $<br>$\phi_{+-\gamma}$<br>$\text{Im}(\eta_{+-0})$<br>$\text{Im}(\eta_{000})$<br>$\text{Re}(\epsilon_T)$<br>$\text{Re}(x)$<br>$\text{Im}(x)$<br>$\text{Re}(\epsilon_{CPT})$<br>$\text{Im}(\epsilon_{CPT})$ | $(2.285 \pm 0.019) \times 10^{-3}$<br>$(2.275 \pm 0.019) \times 10^{-3}$<br>$(1.5 \pm 0.8) \times 10^{-3}$<br>$(43.7 \pm 0.6)^\circ$<br>$(43.5 \pm 1.0)^\circ$<br>$(-0.2 \pm 0.8)^\circ$<br>$(2.35 \pm 0.07) \times 10^{-3}$<br>$(44 \pm 1)^\circ$<br>$-0.015 \pm 0.030$<br>$< 0.1$<br>$(0.327 \pm 0.012)\%$<br>$0.006 \pm 0.018$<br>$-0.003 \pm 0.026$<br>$0.018 \pm 0.020$<br>$0.02 \pm 0.04$ |
| Weitere Parameter          | $\phi_{SW} = \tan^{-1} \left[ \frac{2\Delta m}{1/\tau_S - 1/\tau_L} \right]$<br>$ \omega $<br>$\delta_2 - \delta_0 + \frac{\pi}{2}$                                                                                                                                                                                                            | $(43.49 \pm 0.08)^\circ$<br>$0.0044 \pm 0.013$<br>$(48 \pm 4)^\circ$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            |

Tabelle 2.2: Observablen im neutralen Kaonsystem und ihre gemessenen Werte aus [14].

die Präparation des Anfangszustandes und der in der neutralen Kaonliteratur sehr gebräuchliche Parameter  $\eta_f$  die Interferenz von  $K_L^0$  und  $K_S^0$  in den Endzustand  $f$ :

$$\eta_f = \frac{\langle f | \mathcal{T} | K_L^0 \rangle}{\langle f | \mathcal{T} | K_S^0 \rangle} = \frac{1 + \frac{\langle f | T | \bar{K}^0 \rangle \langle \bar{K}^0 | K_L^0 \rangle}{\langle f | T | K^0 \rangle \langle K^0 | K_L^0 \rangle} \frac{\langle K^0 | K_L^0 \rangle}{\langle K^0 | K_S^0 \rangle}}{1 + \frac{\langle f | T | \bar{K}^0 \rangle \langle \bar{K}^0 | K_S^0 \rangle}{\langle f | T | K^0 \rangle \langle K^0 | K_S^0 \rangle}} \quad (2.6)$$

Für die Darstellung von  $\eta_f$  wechselt man im allgemeinen wie in (2.6) von der  $K_S^0, K_L^0$ -zurück in die  $K^0, \bar{K}^0$ -Basis. Damit ist  $\kappa_i^f$  zuletzt nur eine Funktion von der Transformationsmatrix zwischen den beiden Basen und den Zerfallsamplituden von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$ .

### 2.2.1 Anwendung der diskreten Symmetrien CP und T auf $K^0, \bar{K}^0$ und spezielle Endzustände

Wir wollen in diesem Abschnitt eine Brücke bauen von der zuletzt erläuterten Zeitentwicklung der neutralen Kaonen zu der Erhaltung bzw. Verletzung von diskreten Symmetrien. Dazu betrachten wir zunächst das Verhalten der Zustände  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  unter der Anwendung von CP und T. Danach diskutieren wir das entsprechende Verhalten für spezielle Endzustände, bei denen es sich um CP-Eigenzustände handelt. Zu diesen gehören auch die uns besonders interessierenden  $\pi^0\pi^0$ -Zustände.

$K^0, \bar{K}^0$ : Die Anwendung von CP und T ist eng mit den frei wählbaren Phasen der Zustände verknüpft, die wir für  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  wie in Abb. 2.1 illustriert mit  $\chi_{K^0}$  bzw.  $\chi_{\bar{K}^0}$  bezeichnen wollen<sup>2</sup>.

Für den CP-Operator stellen wir fest, dass dieser  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  ineinander umwandelt, d.h. allgemein:

$$CP |K^0\rangle = e^{i\phi_{CP}} |\bar{K}^0\rangle \quad (2.7)$$

$$CP |\bar{K}^0\rangle = e^{-i\phi_{CP}} |K^0\rangle \quad (2.8)$$

Bei  $\phi_{CP}$  handelt es dabei um eine nichtobservable, frei wählbare Phase. Für den T Operator bemerken wir als erstes, dass die Anwendung dieses antilinearen und antiunitären Operators zur Komplexkonjugation eines Zustandes führt, also  $T|\psi\rangle = |\psi\rangle^*$ . Wir können nun allgemein definieren:

$$T |K^0\rangle = e^{i\theta_T} |K^0\rangle \quad (2.9)$$

$$T |\bar{K}^0\rangle = e^{i\bar{\theta}_T} |\bar{K}^0\rangle \quad (2.10)$$

Da  $(CPT)^2 = 1$  (woraus  $[CP, T] = 0$  folgt) lernen wir, dass der CP-Operator die Phase eines Vektors nicht ändern darf und können schliesslich die Phase  $\bar{\theta}_T$  im Formalismus eliminieren:

$$\bar{\theta}_T = -(2\phi_{CP} + \theta_T) \quad (2.11)$$

Schliesslich ergibt sich folgende Assoziation zwischen den eingeführten Phasen (s. Abb. 2.1):

$$\begin{aligned} \theta_T &= 2\chi_{K^0} \\ \phi_{CP} &= \chi_{K^0} - \chi_{\bar{K}^0} \end{aligned}$$

(2.12)

<sup>2</sup>Wir meinen hiermit die Phasen der Wellenfunktion zur Zeit  $\tau = 0$  am Ort  $\vec{x} = 0$ .

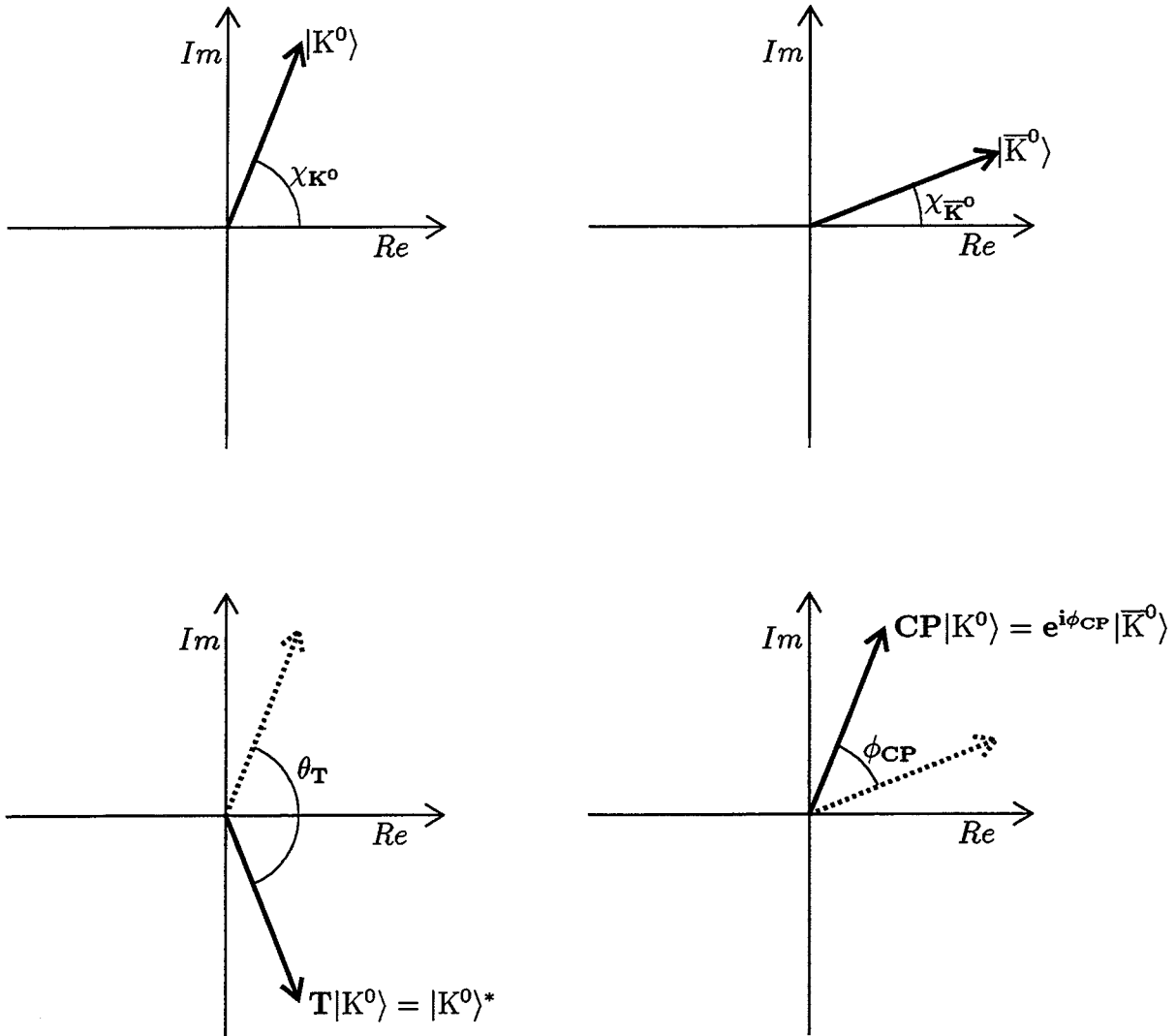


Abbildung 2.1: Die Zustände  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  als Vektoren in der komplexen Ebene (oben) und die Anwendung von T und CP auf  $K^0$  (unten).

Mit anderen Worten ist  $\theta_T$  mit der Phase von  $K^0$  verbunden und  $\phi_{CP}$  mit der Phasendifferenz von  $\bar{K}^0$  und  $K^0$ .

**Spezielle Endzustände:** Für spezielle Endzustände  $f_{CP}$ , welche Eigenzustände des CP-Operators sind, gilt:

$$CP|f_{CP}\rangle = \pm 1 \cdot |f_{CP}\rangle \quad (2.13)$$

Für den T-Operator können wir definieren

$$T|f_{CP}\rangle = e^{i\omega_T}|f_{CP}\rangle, \quad (2.14)$$

wobei die eingeführte Phase  $\omega_T$  genau wie bei den neutralen Kaonen mit der Phase des Zustandes  $f_{CP}$  verknüpft ist. Eine ausführlichere Diskussion der Beziehungen zwischen

den Phasen sowohl der neutralen Kaonen als auch der Endzustände zu den Symmetrieparametern CP, T und CPT ist in [18] zu finden.

**Phasenkonvention:** Für diese Dissertation wollen wir von nun an zur Vereinfachung folgende Konvention einführen:

$$\boxed{\text{Wir wählen alle Zustände zur Zeit } \tau = 0 \text{ am Ort } \vec{x} = 0 \text{ reell.}} \quad (2.15)$$

Damit ergeben sich  $\phi_{CP}$ ,  $\theta_T$  und  $\omega_T$  zu Null.

### 2.2.2 CP-Verletzung

Mit Gl. (2.7) und (2.13) erkennt man, dass die Zerfälle von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  in die gleichen CP-Eigenzustände zueinander CP-konjugierte Prozesse sind. Diese Aussage lässt sich übertragen auf die entsprechenden Zerfallsraten erzeugter  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  (2.3). Als eine notwendige Voraussetzung für einen CP-Verletzung anzeigenden Unterschied zwischen beiden Zerfallsraten findet man, dass der Parameter  $\eta_f$  (2.6) einen von Null verschiedenen endlichen Wert annehmen muss.

In den folgenden Abschnitten versuchen wir nun schrittweise den dargelegten Formalismus so weit zu vertiefen, dass es uns letztendlich möglich wird die in Abschnitt 2.2 eingeführten Größen wie  $\lambda_S$ ,  $\lambda_L$ ,  $\omega_i$  oder  $\eta_f$  durch aus fundamentalen Wechselwirkungen berechenbaren Größen auszudrücken. Wir folgen dabei im wesentlichen dem Formalismus von Enz und Lewis [19], bzw. dem von Nakada [20].

### 2.2.3 Schrödingergleichung

Wir betrachten die allgemeinste Wellenfunktion, welche die zeitliche Entwicklung nach der Erzeugung eines neutralen Kaons beschreibt:

$$|\Psi(\tau)\rangle = a(\tau)|K^0\rangle + b(\tau)|\bar{K}^0\rangle + \sum_f c_f(\tau)|f\rangle \quad (2.16)$$

Wenn zum Beispiel zum Zeitpunkt  $\tau = 0$  ein  $K^0$  erzeugt wurde, so ist  $a(0) = 1$  und  $b(0) = c(0) = 0$ . Durch die Übergänge von  $K^0$  zu  $\bar{K}^0$  wird dann  $|b(\tau)|$  zu kleinen Zeiten anwachsen. Durch die Zerfälle wächst  $|c(\tau)|$  mit der Zeit an, was schliesslich dazu führt, dass die  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Anteile aussterben, d.h.,  $|a(\tau)|$  und  $|b(\tau)|$  gegen Null gehen. Die Wellenfunktion erfüllt die Schrödingergleichung:

$$i \frac{\partial}{\partial \tau} |\Psi(\tau)\rangle = (H_0 + H_W) |\Psi(\tau)\rangle \quad (2.17)$$

Dabei bezeichnet  $H_0$  ( $H_W$ ) den Hamiltonoperator der starken und elektromagnetischen (schwachen) Wechselwirkung. Die Kleinheit von  $H_W$  gegenüber  $H_0$  legt es nun nahe Störungsrechnung in  $H_W$  zu betreiben. Durch Entwicklung bis zur zweiten Ordnung findet man für die unzerfallenen Komponenten der Wellenfunktion eine vereinfachte Schrödingergleichung

$$i \frac{\partial}{\partial \tau} \begin{pmatrix} a(\tau) \\ b(\tau) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(\tau) \\ b(\tau) \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

mit einem effektiven Hamiltonoperator

$$H_{ij} = M_{ij} - \frac{i}{2}\Gamma_{ij} \quad (2.19)$$

Dieser Operator besteht aus einem hermiteschen Massen-Anteil  $M_{ij}$  und einem antihermiteschen Zerfalls-Anteil  $\frac{i}{2}\Gamma_{ij}$ . Letzterer bewirkt das Verschwinden der Norm der unzerfallenen Komponente mit der Zeit durch den Übergang in die Endzustände.

$H_{ij}$  nimmt in der Wigner-Weisskopf Darstellung [21] folgende Gestalt an:

$$\begin{aligned} M_{11} &= m_0 + \langle K^0 | H_W | K^0 \rangle + \sum_f \mathcal{P} \frac{\langle K^0 | H_W | f \rangle \langle f | H_W | K^0 \rangle}{m_0 - E_f} \\ M_{22} &= m_0 + \langle \bar{K}^0 | H_W | \bar{K}^0 \rangle + \sum_f \mathcal{P} \frac{\langle \bar{K}^0 | H_W | f \rangle \langle f | H_W | \bar{K}^0 \rangle}{m_0 - E_f} \\ M_{12} &= \langle K^0 | H_W | \bar{K}^0 \rangle + \sum_f \mathcal{P} \frac{\langle K^0 | H_W | f \rangle \langle f | H_W | \bar{K}^0 \rangle}{m_0 - E_f} \\ M_{21} &= M_{12}^* \\ \Gamma_{11} &= 2\pi \sum_f \langle K^0 | H_W | f \rangle \langle f | H_W | K^0 \rangle \delta(m_0 - E_f) \\ \Gamma_{22} &= 2\pi \sum_f \langle \bar{K}^0 | H_W | f \rangle \langle f | H_W | \bar{K}^0 \rangle \delta(m_0 - E_f) \\ \Gamma_{12} &= 2\pi \sum_f \langle K^0 | H_W | f \rangle \langle f | H_W | \bar{K}^0 \rangle \delta(m_0 - E_f) \\ \Gamma_{21} &= \Gamma_{12}^* \end{aligned} \quad (2.20)$$

Das Zeichen  $\mathcal{P}$  steht dabei für den sogenannten Cauchyschen Hauptwert. Es können nun unmittelbar folgende Feststellungen bezüglich  $H_{ij}$  gemacht werden:

- Man sieht, dass bei Abwesenheit der schwachen Wechselwirkung  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  vollständig entkoppeln und die Zerfallsmatrix  $\Gamma$  verschwindet. In diesem Fall wären  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  stabile Teilchen, die sich in der Zeit separat entwickelten. Aus der Erhaltung von CPT in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung folgt, dass beide Teilchen die gleiche Masse  $m_0$  hätten, die sich ergäbe aus  $H_0 | K^0 \rangle = m_0 | K^0 \rangle$ .
- Die zu  $m_0$  zusätzlichen Terme der Massenmatrix  $M_{ij}$  repräsentieren  $\Delta S = 0$ - (Diagonalelemente) und  $\Delta S = \pm 2$ -Übergänge (Nebendiagonalelemente). Die Terme erster Ordnung in  $H_W$  stellen dabei direkte Übergänge dar, jene zweiter Ordnung solche über intermediäre virtuelle Zwischenzustände.
- Die Zerfallsmatrix  $\Gamma_{ij}$  repräsentiert  $\Delta S = \pm 1$  Übergänge in reelle Endzustände  $f$ .

## 2.2.4 Eigenvektoren und -Werte

Die Eigenvektoren von  $H$  bezeichnen wir als  $|K_S^0\rangle$  und  $|K_L^0\rangle$ , die dazugehörigen Eigenwerte als  $\lambda_S$  und  $\lambda_L$ . Genau wie  $H$  setzen sich die Eigenwerte aus einem Massen- und einem Zerfallsanteil zusammen:

$$\lambda_S = m_S - \frac{i}{2}\Gamma_S \quad \text{und} \quad \lambda_L = m_L - \frac{i}{2}\Gamma_L \quad (2.21)$$

Man bestimmt die Eigenwerte direkt durch das Lösen der Säkulargleichung  $\det(H - \lambda) = 0$ . Für jede beliebige  $2 \times 2$  Matrix wie  $H$  ergibt sich dann für die Eigenwerte und Eigenvektoren:

$$\lambda_{S,L} = \frac{H_{11} + H_{22}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{H_{11} - H_{22}}{2}\right)^2 + H_{12}H_{21}} \quad (2.22)$$

$$|K_{S,L}^0\rangle \propto |K^0\rangle + \left\{ \frac{H_{22} - H_{11}}{2H_{12}} \pm \sqrt{\left(\frac{H_{11} - H_{22}}{2H_{12}}\right)^2 + \frac{H_{21}}{H_{12}}} \right\} |\bar{K}^0\rangle \quad (2.23)$$

Das Einführen der Größen

$$\alpha = \sqrt{\frac{H_{21}}{H_{12}}}, \quad \varepsilon_{CPT} = \frac{H_{22} - H_{11}}{4\sqrt{H_{12}H_{21}}}, \quad \rho = 2\varepsilon_{CPT} + \sqrt{1 + 4\varepsilon_{CPT}^2} \quad (2.24)$$

ermöglicht folgende deutlich kompaktere Darstellung:

$$\begin{aligned} \lambda_S &= H_{11} + \alpha\rho H_{12} \\ \lambda_L &= H_{11} - \alpha\rho^{-1}H_{12} \\ |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + \alpha\rho|\bar{K}^0\rangle) \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - \alpha\rho^{-1}|\bar{K}^0\rangle) \end{aligned} \quad (2.25)$$

**Orthogonale Vektoren:** Bemerkenswert ist, dass  $K_S^0$  und  $K_L^0$  im allgemeinen nicht orthogonal zueinander stehen:

$$\langle K_S^0 | K_L^0 \rangle = \frac{1}{2}(1 - |\alpha|^2 \frac{\rho^*}{\rho}) \quad (2.26)$$

Wenn wir die Eigenvektoren als  $|K_S^0\rangle = V|K^0\rangle$ , bzw.  $|K_L^0\rangle = V|\bar{K}^0\rangle$  darstellen, ist  $V$  die Basistransformationsmatrix und wir finden:

$$V(\alpha, \rho) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \alpha\rho & -\alpha\rho^{-1} \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Als Adjungierte Vektoren zu  $|K_S^0\rangle$ ,  $|K_L^0\rangle$  definiert man nun  $\langle \widetilde{K}_S^0| = \langle K^0|V^{-1}$ , bzw.  $\langle \widetilde{K}_L^0| = \langle \bar{K}^0|V^{-1}$  und findet explizit:

$$\begin{aligned} \langle \widetilde{K}_S^0| &= (\langle K^0|\alpha\rho^{-1} + \langle \bar{K}^0|) \frac{\sqrt{2}}{\alpha\rho + \alpha\rho^{-1}} \\ \langle \widetilde{K}_L^0| &= (\langle K^0|\alpha\rho - \langle \bar{K}^0|) \frac{\sqrt{2}}{\alpha\rho + \alpha\rho^{-1}} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Offensichtlich gelten dann folgende Orthogonalitätsbedingungen:

$$\langle \widetilde{K}_L^0 | K_L^0 \rangle = \langle \widetilde{K}_S^0 | K_S^0 \rangle = 1, \quad \langle \widetilde{K}_L^0 | K_S^0 \rangle = \langle \widetilde{K}_S^0 | K_L^0 \rangle = 0 \quad (2.29)$$

Die Nützlichkeit dieser Konstruktion ergibt sich daraus, dass nun eine vollständige Expansion eingeführt werden kann:

$$1 = |K_S^0\rangle\langle\widetilde{K}_S^0| + |K_L^0\rangle\langle\widetilde{K}_L^0| \quad (2.30)$$

Die in diesem Abschnitt erzielten Ergebnisse können wir nun in die Gl. (2.1-2.6) einsetzen, um die zeitliche Entwicklung der neutralen Kaonen zu spezifizieren. Für die in den beobachtbaren Interferenzparameter  $\kappa_i^f$  eingehenden zwei Elemente  $\omega_i$  und  $\eta_f$  finden wir:

|                                                                                                                                                                                                                                                                                            |        |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------|
| $\begin{aligned} \omega_{K^0} &= \rho^2 & \text{und } \omega_{\bar{K}^0} &= -1 \\ \eta_f &= \frac{1 - \beta_f \alpha \rho^{-1}}{1 + \beta_f \alpha \rho} & \text{mit } \beta_f &= \frac{\langle f   \mathcal{T}   \bar{K}^0 \rangle}{\langle f   \mathcal{T}   K^0 \rangle} \end{aligned}$ | (2.31) |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------|

## 2.2.5 Die Symmetrien des effektiven Hamiltonoperators

Für die weiteren Untersuchungen sind die einschränkenden Bedingungen für die einzelnen Elemente von  $H_{ij}$  wichtig, welche sich aus der Annahme der Erhaltung von CP, T oder CPT in der schwachen Wechselwirkung folgern lassen. Die Erhaltung lässt sich jeweils als Bedingung  $O^{-1} H_W O = H_W$  formulieren, wobei  $O$  für einen der drei erwähnten Operatoren steht und durch Einsetzen dieser Bedingung in die Definition (2.20) von  $H$  gelangen wir schliesslich zu folgenden Schlussfolgerungen:

|                                                                                                                               |        |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------|
| $CPT$ – Invarianz : $\Rightarrow H_{11} = H_{22} \Rightarrow \rho = 1$                                                        | (2.32) |
| $T$ – Invarianz : $\Rightarrow H_{12} = H_{21} \Rightarrow \alpha = 1$                                                        |        |
| $CP$ – Invarianz : $\Rightarrow H_{12} = H_{21} \Rightarrow \alpha = 1$<br>$\Rightarrow H_{11} = H_{22} \Rightarrow \rho = 1$ |        |

Wir erkennen daraus, dass Erhaltung von CP auch Erhaltung von T und CPT impliziert, während bei Erhaltung von T (CPT) immer noch CP und CPT (T) beide verletzt sein können. Im Falle der Erhaltung von CP finden wir weiter, dass  $K_S^0$  und  $K_L^0$  Eigenzustände des CP-Operators mit positiver bzw. negativer CP-Parität sind. Ferner sind in diesem Fall sowohl  $M_{12}$  als auch  $\Gamma_{12}$  reell, wobei aus der leichteren Masse und grösseren Zerfallsbreite des  $K_S^0$  gegenüber dem  $K_L^0$  folgt, dass  $M_{12}$  ( $\Gamma_{12}$ ) negatives (positives) Vorzeichen besitzt.

## 2.2.6 CP-Verletzung durch T- oder durch CPT-Verletzung

CP Verletzung durch T Verletzung in  $H$  ergibt sich in der Konvention (2.15) durch Imaginärteile von  $M_{12}$  und (oder)  $\Gamma_{12}$ . Zur Parametrisierung benutzen wir die Phase  $\varphi_{\Gamma_{12}} := \text{Arg}(\Gamma_{12})$  sowie die beobachtbare, weil konventionsunabhängige Phasendifferenz

$$\Delta\varphi_{12} := \text{Arg}(M_{12}) + \pi - \varphi_{\Gamma_{12}} \quad (2.33)$$

(s. Abb. 2.2). Damit finden wir für den Parameter  $\alpha$  (2.24), welcher im Falle von CP-Erhaltung gleich eins ist, folgendes Resultat:

$$\alpha = \left( \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} \right)^{\frac{1}{2}} \approx (1 - 2\varepsilon_T) e^{-i\varphi_{\Gamma_{12}}} \quad (2.34)$$

mit

$$\varepsilon_T = \frac{-i|M_{12}|\Delta\varphi_{12}}{\lambda_S - \lambda_L} \quad (2.35)$$

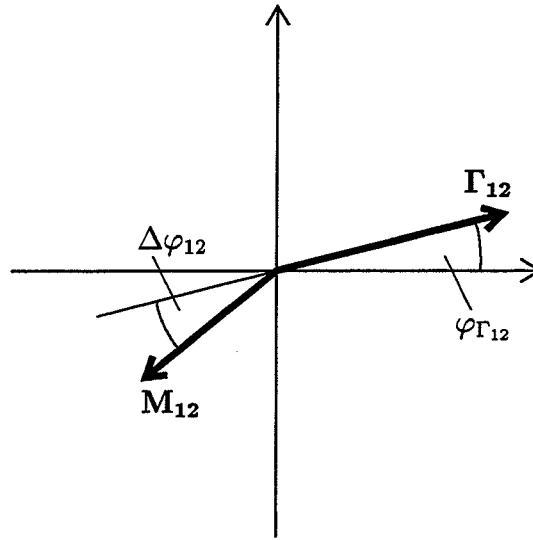


Abbildung 2.2: CP-Verletzung durch T-Verletzung in  $H$  ergibt sich in der Konvention (2.15) durch Imaginärteile von  $M_{12}$  und (oder)  $\Gamma_{12}$ . Zur Parametrisierung benutzen wir die Phase  $\varphi_{\Gamma_{12}} := \text{Arg}(\Gamma_{12})$  und die beobachtbare, weil konventionsunabhängige Phasendifferenz  $\Delta\varphi_{12} := \text{Arg}(M_{12}) + \pi - \varphi_{\Gamma_{12}}$ .

Die Phase von  $\varepsilon_T$  ist gegeben durch:

$$\text{Arg}(\varepsilon_T) = \arctan\left(\frac{2\Delta m}{\Delta\Gamma}\right) \quad (2.36)$$

wobei

$$\Delta m = m_L - m_S \quad \text{und} \quad \Delta\Gamma = \Gamma_S - \Gamma_L \quad (2.37)$$

Diese in der Literatur auch als  $\phi_{SW}$  (superschwache) bezeichnete Phase ist durch Massen und Zerfallsbreiten von  $K_S^0$  und  $K_L^0$  bestimmt und damit unabhängig von CP-Verletzung. Ihr gegenwärtiger experimenteller Wert ergibt sich zu  $\phi_{SW} = 43.49 \pm 0.08$  (aus [14]).

Für CP Verletzung durch CPT Verletzung in  $H$  wollen wir die einschränkende Annahme machen, dass CPT in den Zerfallsamplituden erhalten ist, d.h.  $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$ . Dabei

folgen wir einem Argument [22], welches besagt, dass eine Verletzung von CPT durch eine neuartige Wechselwirkung verursacht werden sollte, die sich zunächst in der Massenmatrix durch Übergänge in erster Ordnung gegenüber der zweiten Ordnung der schwachen Wechselwirkung bemerkbar machen kann. In der Zerfallsmatrix müssen dagegen schwache und neuartige Kräfte in der gleichen Ordnung auftreten und damit wären letztere vernachlässigbar. Dann finden wir:

$$\varepsilon_{CPT} = \frac{H_{22} - H_{11}}{2\sqrt{H_{12}H_{21}}} = \frac{M_{22} - M_{11}}{\lambda_S - \lambda_L} \quad (2.38)$$

Durch Vergleich von Gl. (2.38) mit Gl. (2.35) finden wir, dass die Phase von  $\varepsilon_{CPT}$  im Vergleich zu  $\varepsilon_T$  um  $90^\circ$  verschoben ist.

## 2.3 CP-Verletzung für Zerfälle in zweipionische Endzustände

Die zweipionischen Endzustände  $\pi^+\pi^-$  und  $\pi^0\pi^0$  sind die am häufigsten beobachteten Zerfallsteilchen erzeugter neutraler Kaonen, denn in mehr als 99% aller Fälle zerfällt das kurzlebige  $K_S^0$  in diese Kanäle (s. Tabelle 2.2). Direkt nach dem Zerfall des neutralen Kaons werden die Endzustände allerdings durch starke Wechselwirkung als Isospineigenzustände ausgebildet, sodass wir die zweipionische Wellenfunktion allgemein schreiben können als:

$$\Psi = \varphi(Raum)\phi(Isospin) \quad (2.39)$$

Da die neutralen Kaonen spinlos sind, befindet sich das Zweipionensystem in einem Zustand mit Bahndrehimpuls  $L = 0$ , d.h. positiver Symmetrie unter der Anwendung der Raumspiegelung. Aus der Bosesymmetrie der Wellenfunktion folgt damit, dass auch der Gesamtsospin  $I$  nur gerade Werte annehmen kann. Mit Hilfe der Clebsch-Gordan Koeffizienten finden wir dann schliesslich folgende Entwicklung der Ladungseigenzustände nach den Isospineigenzuständen:

$$\begin{aligned} |\pi^+\pi^- \rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}}|2\pi(I=0)\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|2\pi(I=2)\rangle \\ |\pi^0\pi^0 \rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}}|2\pi(I=0)\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|2\pi(I=2)\rangle \end{aligned} \quad (2.40)$$

Dass die Entwicklungskoeffizienten reell sind, ergibt sich wie in [18] erläutert aus der Konvention, für die Zustände  $\pi^+$ ,  $\pi^0$  und  $\pi^-$  die gleichen Phasen zu wählen.

### 2.3.1 CP-Symmetrie

Die Anwendung des CP-Operators auf ein Zweipionensystem bewirkt Raum- und Isospin-spiegelung und ist damit identisch mit dem Austausch der Teilchen in der Wellenfunktion (2.39). Aus der Bosesymmetrie folgt nun für jeden beliebigen zweipionischen Endzustand gerade CP-Parität:

$$CP|\pi\pi\rangle = +1|\pi\pi\rangle \quad (2.41)$$

### 2.3.2 Zerfallsamplituden

Wie in [23] beschrieben, kann man unter der gegebenen Phasenkonvention (2.15) folgenden allgemeinen Ansatz für die Zerfallsamplituden von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  in die zweipionischen Isospineigenzustände aufstellen:

$$\begin{aligned} A_{K \rightarrow I} &= (A_I + B_I) \cdot e^{i\delta_I} \\ A_{\bar{K} \rightarrow I} &= (A_I^* - B_I^*) \cdot e^{i\delta_I} \end{aligned} \quad I = 0, 2 \quad (2.42)$$

Dabei stellen die Grössen  $\delta_I$  Phasen dar, welche aus der Streuung der beiden Pionen aneinander durch starke Wechselwirkung resultieren. Das folgende Schema verdeutlicht die Symmetrieeigenschaften der einzelnen Amplituden:

|           | CPT | CP | T |
|-----------|-----|----|---|
| $Re(A_I)$ | ✓   | ✓  | ✓ |
| $Im(A_I)$ | ✓   | —  | — |
| $Re(B_I)$ | —   | —  | ✓ |
| $Im(B_I)$ | —   | ✓  | — |

(2.43)

Dabei bedeutet ein Häkchen (Querstrich), dass die Amplitude die jeweilige Symmetrie respektiert (verletzt). Wenn wir wiederum annehmen, dass CPT in den Zerfallsamplituden erhalten ist, d.h.  $B_I = 0$ , finden wir für das Verhältnis  $\beta_I$  (s. Gl. 2.31) der  $\bar{K}^0$ - und  $K^0$ -Zerfallsamplituden:

$$\beta_I = e^{-2i\theta_I} \quad \text{mit} \quad \theta_I = \text{Arg}(A_I). \quad (2.44)$$

### 2.3.3 Observablen

Nun sind wir in der Lage den CP-verletzenden Parameter  $\eta_I$  (Definition entsprechend Gl. (2.6)) näher zu spezifizieren. Mit den Gl. (2.31), (2.44), (2.34) und (2.24) findet man:

$$\boxed{\eta_I \approx \varepsilon_T + \varepsilon_{CPT} + i(\theta_I + \frac{1}{2}\varphi_{\Gamma_{12}})} \quad (2.45)$$

Dabei wurde die Annahme gemacht, dass  $(\theta_I + \varphi_{\Gamma_{12}}) \ll 1$ .

Dieses Ergebnis können wir benutzen für die entsprechenden Parameter  $\eta_{+-}$  und  $\eta_{00}$  der im Labor beobachtbaren zweipionischen Endzustände. Mit Hilfe der Gl. (2.40) können wir diese wie folgt zerlegen:

$$\boxed{\begin{aligned} \eta_{+-} &= \frac{\eta_0 + \sqrt{\frac{1}{2}}\eta_2\omega}{1 + \sqrt{\frac{1}{2}}\omega} \approx \eta_0 + \epsilon' \\ \eta_{00} &= \frac{\eta_0 - \sqrt{2}\eta_2\omega}{1 - \sqrt{2}\omega} \approx \eta_0 - 2\epsilon' \end{aligned}} \quad (2.46)$$

Dabei wurden zwei weitere Variablen eingeführt:

$$\begin{aligned}\omega &= \frac{\langle I=2|T|K_S^0 \rangle}{\langle I=0|T|K_S^0 \rangle} \approx \frac{A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \\ \epsilon' &\equiv \frac{(\eta_2 - \eta_0)\omega}{\sqrt{2}} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Im} \left( \frac{A_2}{A_0} \right) e^{i(\frac{\pi}{2} + \delta_2 - \delta_0)}\end{aligned}\quad (2.47)$$

Der Parameter  $\omega$  kennzeichnet das Verhältnis der Zerfallsamplituden von  $K_S^0$  in die Isospin  $I=2$  und  $I=0$  Zustände. Der Betrag von  $\omega$  ist klein (s. Tabelle 2.2), da wegen der  $\Delta I = 1/2$  Regel die Zerfälle in die Isospineigenzustände  $I=2$  stark unterdrückt sind.

Die als direkte CP-Verletzung bezeichnete Observable  $\epsilon'$  ist ein Mass für den Unterschied zwischen den CP-verletzenden Anteilen in den Zerfallsamplituden von  $K^0$  in die Isospin  $I=2$  und  $I=0$  Zustände. Die Phase von  $\epsilon'$  wird bestimmt durch die Differenz  $\delta_2 - \delta_0$  der starken Streuphasen, wozu noch  $90^\circ$  hinzu addiert werden müssen. Aus den experimentell gemessenen Streuphasen [24] ergibt sich  $\arg(\epsilon') = 48^\circ \pm 4^\circ$ , sodass  $\epsilon'$  annähernd parallel zu  $\epsilon_T$  ist.

In Abb. 2.3 sind in dem sogenannten Wu-Yang Diagramm die aus Gl. (2.46) und (2.45) erhaltenen Beziehungen der Observablen  $\eta_{+-}$  und  $\eta_{00}$  zu den eingeführten CP- und CPT-verletzenden Parametern in der komplexen Ebene dargestellt. Dabei wurde noch folgende Ersetzung gemacht:

$$\Delta\varphi = \theta_0 + \frac{1}{2}\varphi_{\Gamma_{12}} \quad (2.48)$$

Die Grössenverhältnisse und Phasen in Abb. 2.3 entsprechen nicht den gemessenen Werten, sondern sind manipuliert, um die Effekte der einzelnen Parameter zu verdeutlichen. Die experimentellen Ergebnisse für  $\eta_{+-}$  und  $\eta_{00}$  (s. Tabelle 2.2) liegen sehr dicht beieinander, sodass auf jeden Fall  $\epsilon'$  sehr klein gegenüber  $\eta_{+-}$  sein muss. Ferner sind die gemessenen Phasen  $\phi_{+-}$  und  $\phi_{00}$  in guter Übereinstimmung mit der Phase  $\phi_{SW}$ , sodass alles auf eine CP-Verletzung durch den Parameter  $\epsilon_T$  hindeutet, d.h. durch T-Verletzung im effektiven Hamiltonoperator  $H$  (2.20).

Für die Messung einer CPT-Verletzung in  $\eta_{+-}$  und  $\eta_{00}$  durch  $\epsilon_{CPT}$  ist zunächst eine Überprüfung der Grössenordnung von  $\Delta\varphi$  ratsam. Wenn wir für den Moment annehmen, dass die neutralen Kaonen nur in die zweipionischen Isospin  $I=0$  Zustände zerfallen, finden wir mit (2.20):

$$\Gamma_{12} \sim A_0^* \bar{A}_0 \quad (2.49)$$

Damit wäre  $\Delta\varphi = 0$ . Wir bemerken nun, dass ein  $\Delta\varphi$  ungleich Null nur durch eine Phasendifferenz zwischen den Zerfallsamplituden für die Isospin  $I=0$  und den *anderen* Endzuständen erzeugt werden kann. Die neuesten zum Teil vorläufigen CP-LEAR Messungen [25] der dreipionischen und semileptonischen Zerfälle erlauben aber unter Zuhilfenahme weiterer Annahmen [26]  $\Delta\varphi$  deutlich kleiner abzuschätzen als der gegenwärtige Messfehler für  $\phi_{+-}$ . Die Differenz zwischen  $\phi_{+-}$  und  $\phi_{SW}$  kann damit, wie in [26] gezeigt wird, in eine Massendifferenz von  $\bar{K}^0$  und  $K^0$  umgerechnet werden mit dem Ergebnis

$$\frac{M_{\bar{K}^0} - M_{K^0}}{M_{K^0}} < 7.2 \cdot 10^{-19}. \quad (2.50)$$

Dies stellt den weltweit präzisesten indirekten Test der CPT Symmetrie dar. Generell behauptet die grosse Sensitivität für Tests der diskreten Symmetrien im neutralen Kaonsystem

auf der extrem kleinen Massendifferenz zwischen  $K_S^0$  und  $K_L^0$ , welche bei Verletzungsparametern wie  $\varepsilon_T$  (2.35) und  $\varepsilon_{CPT}$  (2.38) jeweils im Nenner steht. Anders gesagt treten die Verletzungseffekte deshalb so deutlich hervor, weil sie mit der zweiten Ordnung der schwachen Wechselwirkung verglichen werden.

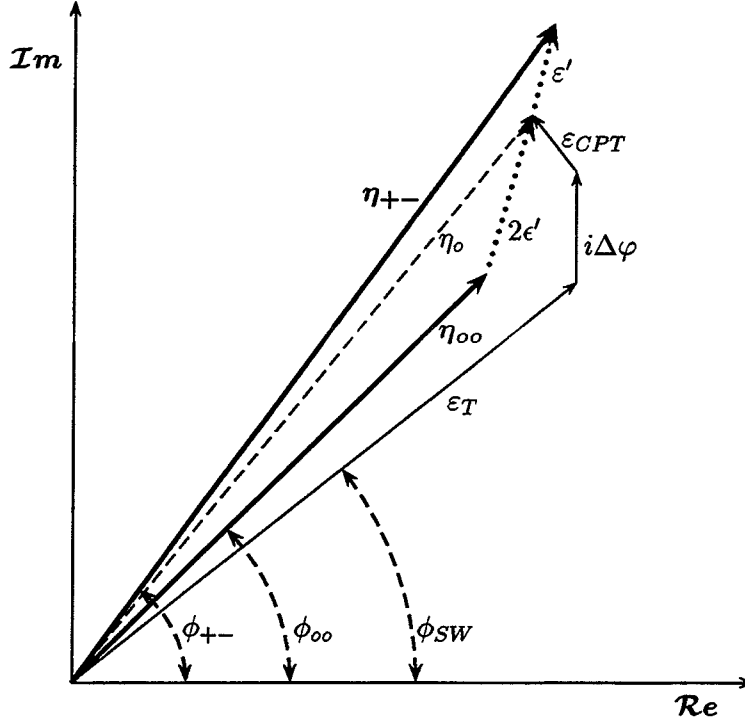


Abbildung 2.3: Wu-Yang Diagramm, das die Abhängigkeiten der Messgrößen  $\eta_{+-}$  und  $\eta_{00}$  von den verschiedenen CP-verletzenden Parametern in der komplexen Ebene zeigt (nicht masstabsgerecht).

### 2.3.4 Zerfallsraten

Zum Schluss wollen wir nun die zeitabhängigen Raten von zur Zeit  $\tau = 0$  erzeugten  $K^0$  bzw.  $\bar{K}^0$  Zustände in den Endzustand  $\pi^0\pi^0$  angeben. Mit den Gl. (2.1-2.6), (2.28) und (2.31) erhalten wir:

$$\begin{aligned}
 R_{00}(\tau) &= \frac{1}{2}\Gamma_{S \rightarrow 00} \left[ \{1 - 4\text{Re}(\varepsilon_{CPT})\} e^{-\Gamma_S \tau} \right. \\
 &\quad + |\eta_{00}|^2 e^{-\Gamma_L \tau} \\
 &\quad \left. + 2|\eta_{00}| e^{-\bar{\Gamma} \tau} \cos(\Delta m \tau - \phi_{00}) \right] \\
 \bar{R}_{00}(\tau) &= \frac{1}{2}\Gamma_{S \rightarrow 00} \left[ \{1 + 4\text{Re}(\varepsilon_T)\} e^{-\Gamma_S \tau} \right. \\
 &\quad + |\eta_{00}|^2 e^{-\Gamma_L \tau} \\
 &\quad \left. - 2|\eta_{00}| e^{-\bar{\Gamma} \tau} \cos(\Delta m \tau - \phi_{00}) \right]
 \end{aligned} \tag{2.51}$$

Hierbei bezeichnet  $\Gamma_{S \rightarrow 00}$  die  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  Zerfallsbreite und ferner ist  $\bar{\Gamma} = (\Gamma_S + \Gamma_L)/2$ . Es wurden in Gl. (2.51) bestimmte Terme in CP-verletzenden Parametern von zweiter und höheren Ordnungen vernachlässigt. Abbildung 2.4 zeigt die beiden Raten, wobei für alle dort auftretenden Parameter die Werte aus Tabelle 2.2 genommen wurden. Die Unterschiede zwischen  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  resultieren vor allem aus den verschiedenen Vorzeichen für den  $K_S^0$ - $K_L^0$  Interferenz-Term. Eine ideale Grösse zur Isolierung dieses Termes ist durch die in Abb. 2.5 dargestellte Asymmetrie beider Raten gegeben:

$$A_{00}(\tau) = \frac{\bar{R}_{00}(\tau) - R_{00}(\tau)}{\bar{R}_{00}(\tau) + R_{00}(\tau)} = 2\text{Re}(\varepsilon_T + \varepsilon_{CPT}) - \frac{2|\eta_{00}|e^{-\bar{\Gamma}\tau} \cos(\Delta m \tau - \phi_{00})}{e^{-\Gamma_S \tau} + |\eta_{00}|^2 e^{-\Gamma_L \tau}} \quad (2.52)$$

Die zufälligen Umstände, dass  $\Delta m \approx \Gamma_S/2$ ,  $\tau_L \gg \tau_S$  und der kleine Wert von  $|\eta_{00}|$  (s. Tabelle 2.2) bewirken, dass die Interferenz im Intervall  $[5, 20]\tau_S$  hervorragend beobachtet werden kann. So nimmt die Asymmetrie in diesem Bereich maximale Werte in der Größenordnung von 0.5 an.

Für die spätere Messung von  $\eta_{00}$  ist wichtig, dass der Betrag  $|\eta_{00}|$  sensitiv auf die maximalen Amplituden der Asymmetrie ist, während die Phase  $\phi_{00}$  vor allem aus den Nulldurchgängen zu bestimmen ist. Die Asymmetriebildung erweist sich ferner messtechnisch als günstig, da sich die gemeinsamen Akzeptanzen von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  bei der Rekonstruktion des Zerfalls in  $\pi^0 \pi^0$  herauskürzen.

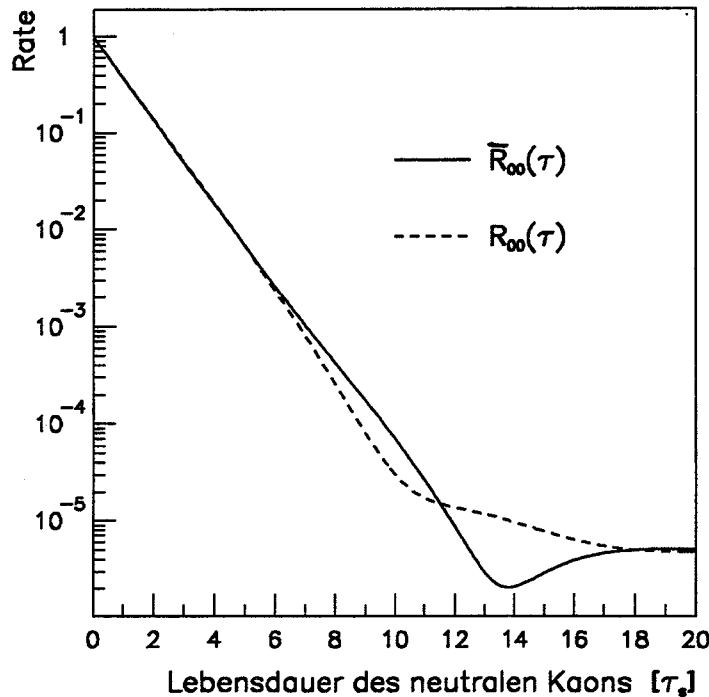


Abbildung 2.4: Zerfallsraten  $R_{00}(\tau)$  und  $\bar{R}_{00}(\tau)$

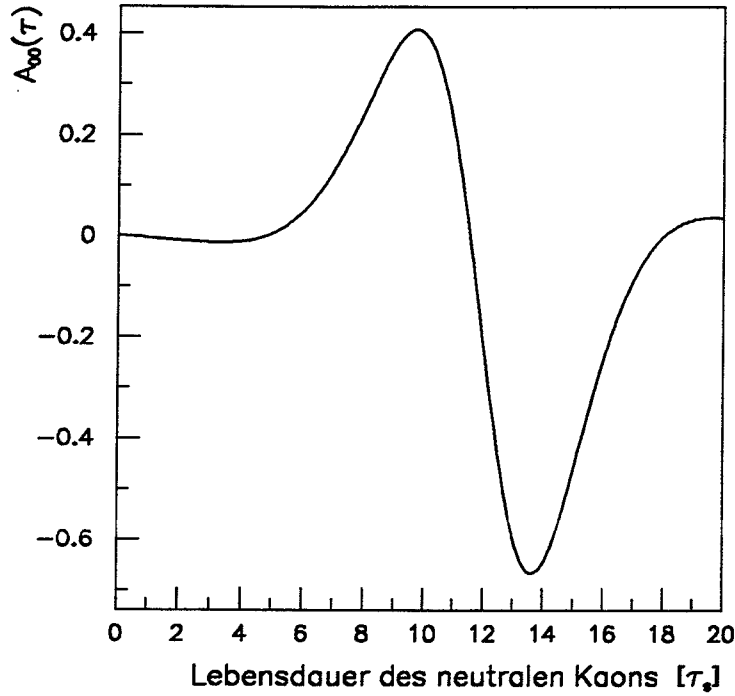


Abbildung 2.5: Asymmetrie  $A_{00}(\tau)$

## 2.4 Modelle für CP(T)-Verletzung

Aus der fast unüberschaubar grossen Anzahl von Modellen mit denen CP-Verletzung etabliert werden kann, wollen wir lediglich zwei näher betrachten, nämlich das Standardmodell [7] und das Modell der superschwachen Wechselwirkung [27]. Das erstere hat dabei besondere Bedeutung, da es zum gegenwärtigen Zeitpunkt sehr erfolgreich die beobachteten Phänomene im Bereich der Elementarteilchen und ihren Reaktionen beschreibt. Die superschwache Wechselwirkung folgt dagegen einem adhoc Ansatz von Wolfenstein, der 1964 eine neue Wechselwirkung einführte, um die gerade beobachtete CP-Verletzung im neutralen Kaonsystem zu erklären.

Für eine generelle Übersicht über Modelle und Theorien im Zusammenhang mit CP-Verletzung sei auf [28] verwiesen.

### 2.4.1 CP-Verletzung im Standardmodell

Im Standardmodell sind die  $\Delta S = \pm 1$  Zerfälle und  $\Delta S = \pm 2$  Oszillationen der neutralen Kaonen ein Teil der Prozesse der schwachen Wechselwirkung, die durch folgende Lagrangedichte vermittelt werden:

$$\mathcal{L}_{Int} = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu \bar{U}_{Li} \gamma^\mu V_{ij} D_{Lj} + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^* \bar{D}_{Li} V_{ij}^* \gamma^\mu U_{Lj} \quad (2.53)$$

Generell verursacht diese Dichte mit einer durch  $g$  charakterisierten Kopplungsstärke Umwandlungen von linkshändigen up-type Quarks  $U_{Li}$  in linkshändige down-types Quarks  $D_{Lj}$  unter Emittierung eines geladenen W-Bosons.  $V_{ij}$  ist dabei die unitäre Mischungsmatrix, welche angibt, mit welcher relativen Stärke sich Quarks der Familie  $i$  in solche

der Familie  $j$  umwandeln. Die CP-transformierte Lagrangedichte ergibt sich zu:

$$CP \mathcal{L}_{Int} = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^* \bar{D}_{L_i} \gamma^\mu V_{ij} U_{L_j} + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^* \bar{D}_{L_i} V_{ij}^* \gamma^\mu D_{L_j} \quad (2.54)$$

Durch Vergleich von (2.54) mit (2.53) stellt man fest, dass die Forderung von CP-Invarianz der Lagrangedichte auf

$$V^* = V \quad (2.55)$$

führt, d.h.  $V$  ist reell. Im Falle von drei Quarkfamilien ist  $V$  die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix, deren Observablen durch drei reelle Winkel  $\theta_i$ ,  $i = 1, 2, 3$  und eine Phase  $\delta$  gegeben sind, so dass durch letztere CP Verletzung etabliert werden kann. Eine der möglichen Standarddarstellungen ist gegeben durch:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 c_2 & s_1 c_2 & s_2 e^{-i\delta} \\ -s_1 c_3 - c_1 s_3 s_2 e^{i\delta} & c_1 c_3 - s_1 s_3 s_2 e^{i\delta} & s_3 c_2 \\ s_1 s_3 - c_1 c_3 s_2 e^{i\delta} & -c_1 s_3 - s_1 c_3 s_2 e^{i\delta} & c_3 c_2 \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

Dabei sind:

$$c_i = \cos(\theta_i), \quad s_i = \sin(\theta_i) \quad \text{mit} \quad 0 \leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2}, \quad 0 \leq \delta \leq 2\pi \quad (2.57)$$

Tatsächlich findet man [29], dass sämtliche CP-verletzende Observablen in diesem Modell proportional zu folgender Grösse sind:

$$J \equiv Im[V_{ud} V_{cs}^* V_{ub}^* V_{cb}] = c_1 c_2 c_3 s_1^2 s_2 s_3 \sin \delta \quad (2.58)$$

Aus den experimentellen Ergebnissen [14] folgt, dass alle drei Mischungswinkel  $\theta_i$  klein sind. Wir finden dann mit (2.56), dass CP-Verletzung in der ersten Näherung nur in den Elementen  $V_{ub}$  und  $V_{td}$  zum Tragen kommt.

Für die neutralen Kaonen betrachten wir in Abb. 2.6 Boxdiagramme, welche im Standardmodell beitragen zu den Nebendiagonalelementen des effektiven Hamiltonoperators (2.20). Das linke Diagramm trägt zu  $M_{12}$  bei und ist im allgemeinen komplex wegen  $V_{td}$ , so dass der Parameter  $\varepsilon_T$  (2.35) einen von Null verschiedenen Wert annimmt. Das rechte Diagramm trägt zu  $\Gamma_{21}$  bei. Da bei den Zerfallszuständen der neutralen Kaonen nur die leichten  $u$ - und  $d$ -Quarks vorkommen können, bleibt  $\Gamma_{21}$  reell.

Das Standardmodell sagt auch eine direkte CP-Verletzung vorher, welche aus einer Interferenz zwischen den zu den zweipionischen Zerfällen der neutralen Kaonen beitragenden Baum- und Pinguindiagrammen herrührt (Abb. 2.7). Dabei ist wiederum entscheidend, dass zu den Pinguindiagrammen komplexe Kopplungen beitragen können.

Die Berechnung von Observablen wie  $M_{12}$ ,  $\Gamma_{12}$  und  $\varepsilon'$  stösst zum heutigen Zeitpunkt nach wie vor auf Schwierigkeiten aufgrund den Einflüssen der starken Wechselwirkung. Diese können wir separieren in zum einen nach verschiedenen Ordnungen  $\alpha_s$  störungstheoretisch behandelbare, den Austausch harter Gluonen beschreibende Korrekturen der Feynmangraphen in Abb. 2.6 und Abb. 2.7. Danach müssen noch die langreichweitigen Effekte der Hadronisation der Quarks zu Mesonen durch Austausch weicher Gluonen berücksichtigt werden. Diese stellen ein konzeptionelles Problem für die Theorie dar, insbesondere weil die Anwendung von Störungstheorie versagt.

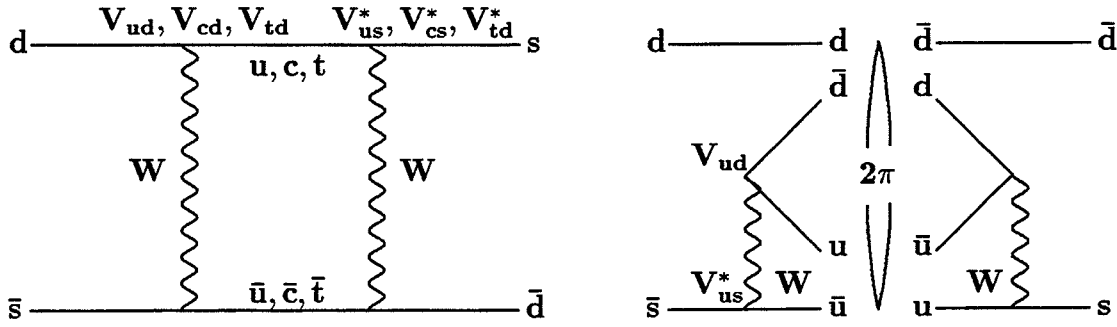


Abbildung 2.6: Boxdiagramme des Standardmodells: Das Diagramm *links* trägt zu  $M_{12}$  bei und damit zu den  $K^0$ - $\bar{K}^0$ -Oszillationen. Das *rechte* Diagramm gibt einen Beitrag zu  $\Gamma_{12}$  und damit zu den  $K^0(\bar{K}^0)$ -Zerfällen.

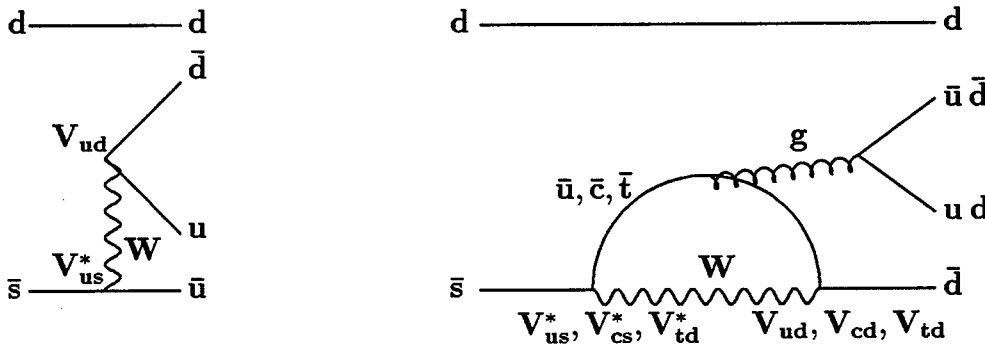


Abbildung 2.7: Diagramme, welche im Standardmodell zu den  $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  Zerfällen beitragen.

## 2.4.2 Die superschwache Wechselwirkung und CP-Verletzung

Im Standardmodell sind  $K^0$ - $\bar{K}^0$ -Oszillationen nur durch Austausch zweier W-Bosonen möglich, d.h. durch Übergänge zweiter Ordnung (s. Abb. 2.6). Die superschwache Wechselwirkung ist dagegen ein Ansatz für eine neue Kraft, welche diese Oszillation durch einen Übergang erster Ordnung bewirkt (s. Abb. 2.8).

Das Austauschteilchen dieser Wechselwirkung ist ein hypothetisches schweres neutrales Teilchen H, welches den direkten Übergang  $s \rightarrow d$  vermittelt.

Im Moment wollen wir annehmen, dass aus dem Standardmodell keine CP-Verletzung resultiert, d.h.  $V_{CKM}$  reell ist. Bei Einführung einer komplexen Kopplungskonstanten für die superschwache Wechselwirkung wird auch  $M_{12}$  komplex.  $\Gamma_{12}$  bleibt dagegen reell, da nur die reellen Zerfallsamplituden der normalen schwachen Wechselwirkung beitragen. Damit entsteht CP-Verletzung in diesem Modell im Parameter  $\varepsilon_T$ . Bei der  $K^0$ - $\bar{K}^0$ -Oszillation kann die superschwache Kraft wirksam werden, weil sie gegen die schwache Wechselwirkung zweiter Ordnung antritt. Bei Zerfällen kämpft die superschwache Kraft dagegen gegen Prozesse erster Ordnung der schwachen Wechselwirkung an und ist da-

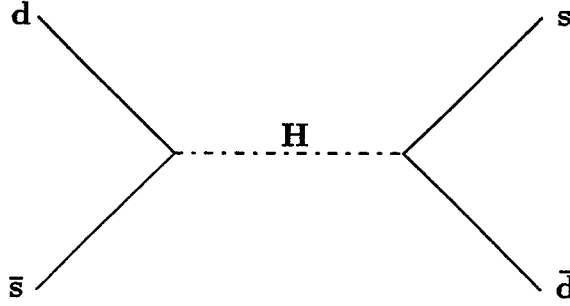


Abbildung 2.8: Beitrag zu  $M_{12}$  durch die superschwache Wechselwirkung, welche den direkten Übergang eines  $K^0$  in  $\bar{K}^0$  durch das Austauscheteilchen H bewirkt.

mit vernachlässigbar, so dass in diesem Modell keine direkte CP-Verletzung auftritt, d.h.  $\epsilon' = 0$ .

## 2.5 Wechselwirkung neutraler Kaonen mit Materie

Die bisherigen Betrachtungen der neutralen Kaonen im Vakuum sollen durch den Fall ergänzt werden, dass sich diese Teilchen durch Materie bewegen. Dieses ist wichtig, weil die in dieser Arbeit behandelten neutralen Kaonen Material des im nächsten Kapitel beschriebenen CP-LEAR Detektors durchqueren. Bei dem Durchgang durch ein Medium erleidet eine ebene Kaonwelle Streuvorgänge, wobei man zwei Mechanismen unterscheidet:

- **Diffraktive oder inkohärente Streuung:** Hiermit bezeichnet man die Streuung neutraler Kaonen an einzelnen Nukleonen des Mediums unter endlichen Streuwinkeln relativ zur ursprünglichen Strahlrichtung.
- **Kohärente Streuung:** Die ganze Kaonwelle erleidet eine simultane Streuung an allen Nukleonen in Vorwärtsrichtung, d.h. unter dem Streuwinkel Null.

Im weiteren wollen wir uns auf die kohärente Streuung beschränken. Zweckmässigerweise betrachten wir die Vorgänge zunächst in der  $K^0$ - $\bar{K}^0$ -Basis, da es sich um starke und damit seltsamkeitserhaltende Wechselwirkungen handelt. Wie in [30] erläutert, wird man dann näherungsweise auf folgende Modifikation des Hamiltonoperators (2.19) geführt:

$$H^{Medium} = H - \frac{2\pi}{m_{K^0}} \begin{pmatrix} f(0) & 0 \\ 0 & \bar{f}(0) \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

Dabei bezeichnen  $f(0)$  und  $\bar{f}(0)$  die komplexen Streuamplituden von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  in Vorwärtsrichtung und  $N$  steht für die Dichte der Nukleonen des Mediums. Der sogenannte Regenerationsparameter

$$\rho = \frac{\pi N}{m_{K^0}} (\bar{f}(0) - f(0)) \frac{1}{\lambda_L - \lambda_S} \quad (2.60)$$

spielt damit formal gesehen in  $H^{Medium}$  die gleiche Rolle wie der CPT-Verletzungsparameter  $\varepsilon_{CPT}$  (2.38) in  $H$  (2.19). Die Eigenvektoren von  $H^{Medium}$  können wir in niedrigster Ordnung dieses Parameters wie folgt ausdrücken:

$$|K_S^0{}^{Medium}\rangle = |K_S^0\rangle - \rho|K_L^0\rangle \quad (2.61)$$

$$|K_L^0{}^{Medium}\rangle = |K_L^0\rangle + \rho|K_S^0\rangle \quad (2.62)$$

Diese Darstellung der Eigenvektoren erklärt, warum man die betrachteten Streuungen auch als Regeneration bezeichnet. Die unterschiedlichen Amplituden  $f(0)$  und  $\bar{f}(0)$  führen nämlich dazu, dass bei weit fortgeschrittenen neutralen Kaonen, welche nur noch eine  $K_L^0$ -Komponente besitzen, sich bei Durchgang durch Materie wieder ein gewisser Anteil an  $K_S^0$  regeneriert.

Eine Übersicht über die Regeneration der neutralen Kaonen ist in dem Artikel von Kleinknecht [31] zu finden.

# Kapitel 3

## Das CP-LEAR Experiment

### 3.1 Methode und Anforderungen

Das CP-LEAR Experiment [9] unternimmt eine gegenwärtig einzigartige systematische Studie von CP, T und CPT Verletzungen im neutralen Kaonsystem. Die besondere *Methode* besteht als erstes darin, reine  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Zustände zu erzeugen und zu identifizieren. Im zweiten Schritt werden die Zerfälle dieser Teilchen in alle möglichen Endzustände aufgezeichnet und aus den Unterschieden zwischen den zeitabhängigen  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Zerfallsraten Asymmetrien gebildet. Wie im Theoriekapitel für die zweipionischen Endkanäle gezeigt wurde, erlauben solche Asymmetrien eine ideale Isolierung von symmetriebrechenden Parametern. Die von CP-LEAR studierten Endzustände, die dazugehörigen zu extrahierenden Parameter, die bereits veröffentlichten Messergebnisse und die mit der Gesamtdatenmenge der Runperioden von 1991-1995 erzielten statistischen Messfehler sind in Tabelle (3.1) eingetragen.

Für die Realisierung der Methode nutzt man den intensiven Antiproton-Strahl des Speicherringes LEAR am CERN zur symmetrischen und zeitlich miteinander konkurrierenden Produktion von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  in den folgenden in Ruhe stattfindenden Annihilationsreaktionen:



Für jedes einzelnes Ereignis kann wegen der Erhaltung der Seltsamkeit in diesen Reaktionen die Seltsamkeit des neutralen Kaons eindeutig bestimmt werden durch Messung des Ladungsvorzeichens des gleichzeitig produzierten geladenen Kaons, d.h. über folgende Assoziation:

$$K^+ \leftrightarrow \bar{K}^0 \quad \text{und} \quad K^- \leftrightarrow K^0 \quad (3.2)$$

Im Gegensatz dazu ist bei anderen Experimenten die Seltsamkeit des neutralen Kaons für ein einzelnes Ereignis zur Zeit der Erzeugung unbekannt. Für CP-LEAR ist weiterhin bemerkenswert, dass der Impuls des neutralen Kaons über die Impulserhaltung aus den beiden gleichzeitig produzierten geladenen Teilchen bestimmt werden kann.

Aus der von CP-LEAR gewählten Methode ergeben sich folgende grundlegende *Anforderungen* an das Experiment und den Detektor:

- Die gewünschten Erzeugungsprozesse (3.1) (im folgenden auch häufiger als 'goldene' Reaktionen bezeichnet) treten nur in ungefähr jeweils 0.2% aller Reaktionen auf, in

| Endzu-<br>stand     | Para-<br>meter                                                               | Veröffentlichtes<br>Ergebnis                                                                                                                           | Endgültiger<br>Fehler (stat.)                                                                                         |
|---------------------|------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $\pi^+\pi^-$        | $\Phi_{+-}$<br>$ \eta_{+-} $                                                 | $42.7^0 \pm 1.1^0$<br>$(2.312 \pm 0.052) \times 10^{-3}$<br>Phys. Lett. B 363(1995) 243-248                                                            | $0.5^0$<br>$0.025 \times 10^{-3}$                                                                                     |
| $\pi^0\pi^0$        | $\Phi_{00}$<br>$ \eta_{00} $                                                 | $50.1^0 \pm 7.3^0$<br>$(2.49 \pm 0.40) \times 10^{-3}$<br>Z. Phys. C 70, 211-217 (1996)                                                                | $5.6^0$<br>$0.32 \times 10^{-3}$                                                                                      |
| $\pi^+\pi^-\pi^0$   | $Re(\eta_{+-0})$<br>$Im(\eta_{+-0})$<br>$Re(\lambda)$                        | $(6 \pm 13) \times 10^{-3}$<br>$(-2 \pm 18) \times 10^{-3}$<br>$0.036 \pm 0.010$<br>Phys. Lett. B 370(1996) 167-173<br>Phys. Lett. B 374(1996) 313-318 | $8 \times 10^{-3}$<br>$10 \times 10^{-3}$<br>$0.007$                                                                  |
| $\pi^0\pi^0\pi^0$   | $Im(\eta_{000})$                                                             |                                                                                                                                                        | $\leq 0.1$                                                                                                            |
| $\pi^\pm e^\mp \nu$ | $\Delta m$<br>$Re(x)$<br>$Im(x)$<br>$Re(\epsilon_T)$<br>$Re(\epsilon_{CPT})$ | $(527.4 \pm 2.9) \times 10^7 \hbar/s$<br>Phys. Lett. B 363(1995) 237-242                                                                               | $1.8 \times 10^7 \hbar/s$<br>$8 \times 10^{-3}$<br>$2 \times 10^{-3}$<br>$0.3 \times 10^{-3}$<br>$0.3 \times 10^{-3}$ |

Tabelle 3.1: Das CP-LEAR Messprogramm

denen ein Antiproton und ein Proton in Ruhe annihilieren (s. Tabelle 3.2). Daraus folgt zum einen, dass eine sehr **hohe  $\bar{p}$ -Rate** notwendig ist, um eine genügend gro-  
se Zahl gewünschter Ereignisse zu sammeln. Zum anderen ist ein **sehr schnelles  
effizientes elektronisches Auslösesystem (Trigger)** nötig, welches die Signa-  
lereignisse aus der riesigen Menge von meist nutzlosen Reaktionen herausfiltert.

- Die häufigsten Antiprotonannihilationen sind solche, bei denen mehrere Pionen er-  
zeugt werden, aber keine Kaonen (s. Tabelle (3.2)). Zur Unterdrückung dieses  
Untergrundes ist daher eine **schnelle und sehr gute Separation von gelade-  
nen Kaonen und Pionen** notwendig.
- Zur Messung der Zerfälle der neutralen Kaonen in die verschiedenen Endzustände (s.  
Tabelle 3.1) ist die **Detektierung und Identifizierung von geladenen Pionen,  
Elektronen und Photonen** nötig. Die neutralen Pionen können dann über ihren  
Zerfall in zwei Photonen nachgewiesen werden.

| Art              | Kanal                              | Verzweigungsverhältnis (%) |
|------------------|------------------------------------|----------------------------|
| Pionisch         | $2\pi^+2\pi^- + n\pi^0 (n \geq 0)$ | 47.2                       |
|                  | $\pi^+\pi^- + n\pi^0 (n \geq 1)$   | 42                         |
|                  | $3\pi^+3\pi^- + n\pi^0 (n \geq 0)$ | 2.3                        |
|                  | $\pi^+\pi^-$                       | 0.4                        |
|                  | $n\pi^0 (n \geq 3)$                | 3.9                        |
| Kaonisch         | $K^+K^-$                           | 0.13                       |
|                  | $K^+K^- + n\pi^0 (n \geq 1)$       | 0.3                        |
|                  | $K^+K^- + \pi^+\pi^-\pi^0$         | 0.8                        |
| Golden           | $K^+\pi^-\bar{K}^0$                | 0.2                        |
|                  | $K^-\pi^+K^0$                      | 0.2                        |
| Golden + $\pi^0$ | $K^+\pi^-\bar{K}^0\pi^0$           | 0.2                        |
|                  | $K^-\pi^+K^0\pi^0$                 | 0.2                        |

Tabelle 3.2: Übersicht der wichtigsten Kanäle, welche aus  $\bar{p}p$ -Annihilationen erzeugt werden, die in Ruhe unter 16 Atmosphären Druck ablaufen (aus [31]).

- Da die Annihilationsreaktionen (3.1) im Labor in Ruhe stattfinden, sind die beobachtbaren Teilchen  $K^\pm\pi^\mp$  der Annihilation und die Teilchen des neutralen Kaonzerfalls räumlich isotrop verteilt. Der Detektor sollte daher einen möglichst **grossen Raumwinkel** abdecken, um Akzeptanzverluste zu vermeiden.
- Der Detektor sollte eine Rekonstruktion der Zerfälle der neutralen Kaonen bis zu mindestens einer Lebensdauer von  $20 \tau_S$  erlauben, um den wesentlichen Teil der  $K_S^0$ - $K_L^0$ -Interferenz verfolgen zu können. Die neutralen Kaonen werden mit einem mittleren (maximalen) Impuls von 500 (750) MeV erzeugt. Bei ihrem mittleren Impuls legen sie in der Flugzeit von einer Lebensdauer  $\tau_S$  des kurzlebigen Zustandes  $K_S^0$  eine Flugstrecke von etwa 2.7 cm zurück. Es ergibt sich, dass der Detektor in der Lage sein sollte, Zerfälle der neutralen Kaonen bis zu einer Flugstrecke von 50 cm nachzuweisen. Hieraus folgert man, dass die **Länge des Detektors grösser als 50 cm** sein sollte, da zum Nachweis der Zerfallsteilchen weiterer Platz benötigt wird.
- Um die zeitabhängigen Zerfallsratenasymmetrien vernünftig beobachten zu können, bedarf es einer Auflösung der Zerfallszeit (Flugstrecke) der neutralen Kaonen, welche nicht wesentlich schlechter als  $1 \tau_S$  (2-3 cm) sein sollte. Dies erfordert eine **hohe Granularität** des Detektors zur präzisen Messung des Produktions- und Zerfallsortes. Der Impuls des neutralen Kaons kann mittels Impulserhaltung über die geladenen Teilchen der Annihilationsreaktion bestimmt werden:

$$\vec{P}_{K^0} = -\vec{P}_{K^-} - \vec{P}_{\pi^+} \quad (3.3)$$

Ein Magnetfeld ist erforderlich, welches die Messung der Impulse geladener Teilchen über die Krümmung ihrer Bahn ermöglicht.

- Die Identifizierung der Seltsamkeit des neutralen Kaons über das Ladungsvorzeichen des gleichzeitig produzierten geladenen Kaons macht ebenfalls ein Magnetfeld zur Messung der Krümmung des geladenen Teilchens nötig.
- Regenerationseffekte stören die Messung der Ratenasymmetrien. Die **Dichte des Detektormaterials** über den Zerfallsbereich der neutralen Kaonen sollte **minimiert** werden.

Im folgenden wollen wir uns mit der Realisierung des Experimentes beschäftigen, wobei wir mit der Antiprotonenversorgung beginnen wollen.

## 3.2 $\bar{p}$ -Strahl des LEAR am CERN

Die von CP-LEAR benutzten Antiprotonen werden von dem Low Energy Antiproton Ring (LEAR) am CERN zur Verfügung gestellt. LEAR bezieht die Antiprotonen aus dem Antiproton-Akkumulator-Ring (AA), welcher die durch Beschuss eines Kupfer-Targets mit Protonen erzeugten  $\bar{p}$  abbremst und sammelt. Durch eine Injektion werden bis zu  $10^{10}$   $\bar{p}$  aus dem AA in LEAR eingeführt mit Impulsen von 0.1 – 1.9 GeV. Dort werden sie auf kleinere Impulse abgebremst, je nach den Anforderungen der verschiedenen an LEAR angegliederten Experimente. Ferner werden sie sowohl durch stochastische Kühlung als auch durch Elektronen-Kühlung beruhigt, so dass die Impulse verschiedener Antiprotonen um weniger als 0.1% voneinander abweichen.

Ein kontinuierlicher Fluss von  $10^5$  bis  $10^6$  Antiprotonen pro Sekunde mit einem Impuls von 200 MeV wird durch ein Führungssystem zum CP-LEAR Detektor geleitet, wo der Strahl mit einem Durchmesser von weniger als 2 mm auf ein gasförmiges Wasserstofftarget trifft und annihiliert. Bei Betrieb mit maximaler Intensität muss LEAR nach ungefähr einer Stunde mit einer neuen  $\bar{p}$ -Injektion versorgt werden.

## 3.3 Der CP-LEAR Detektor

### 3.3.1 Der grundlegende Aufbau

Der CP-LEAR Detektor wurde zur Erfüllung der in Abschnitt (3.1) beschriebenen Anforderungen konzipiert. Bei dem in den Abbildungen 3.1 und 3.2 dargestellten Detektor handelt es sich um einen **kompakten  $4\pi$  Detektor mit zylindrischer Grundform**.

Das kartesische rechtshändige CP-LEAR Koordinatensystem hat seinen Ursprung im Zentrum des Detektors, die z-Achse zeigt in Richtung des Antiprotonstrahles, die x-Achse ist parallel zur Horizontalen und die y-Achse zeigt vertikal nach oben. Die Ebene, die durch die x- und y-Achse aufgespannt wird, bezeichnet man als transversale Detektorebene. Statt kartesischer Koordinaten (x,y,z) benutzt man auch häufig Zylinderkoordinaten (r, $\varphi$ ,z).

Der ganze Detektor wird von aussen umschlossen von einem 3.6 m langen **solenoidalen Magneten** mit 2 m Durchmesser, welcher ein 0.44 T Feld entlang der z-Achse erzeugt.

Im Zentrum des Detektors befindet sich ein mit Wasserstoffgas unter 16 Atmosphären Druck gefülltes **Target**, in dem die Antiprotonen aus LEAR stoppen und annihilieren.

# CPLEAR Detector

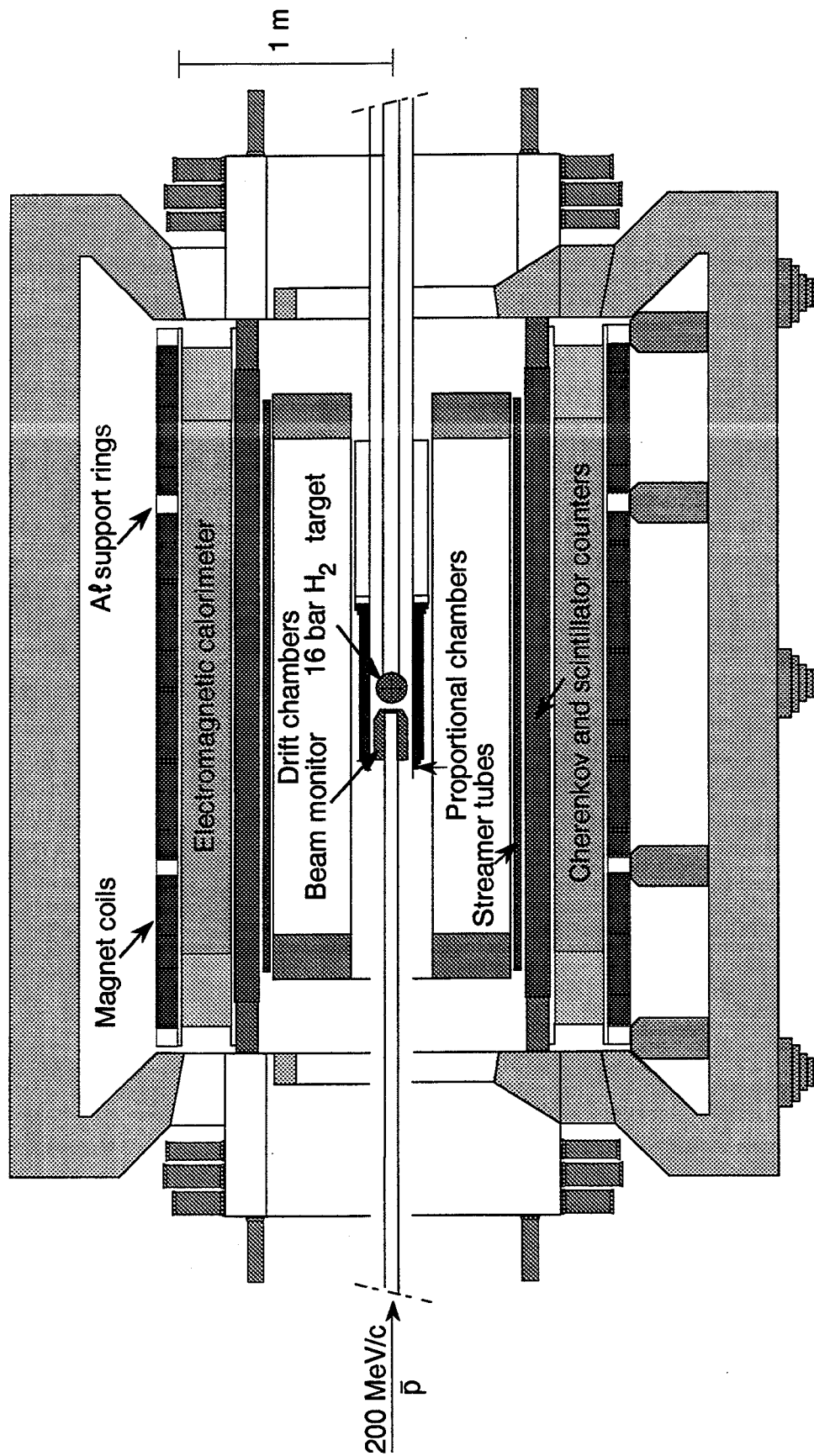


Abbildung 3.1: Längsschnitt des CP-LEAR Detektors

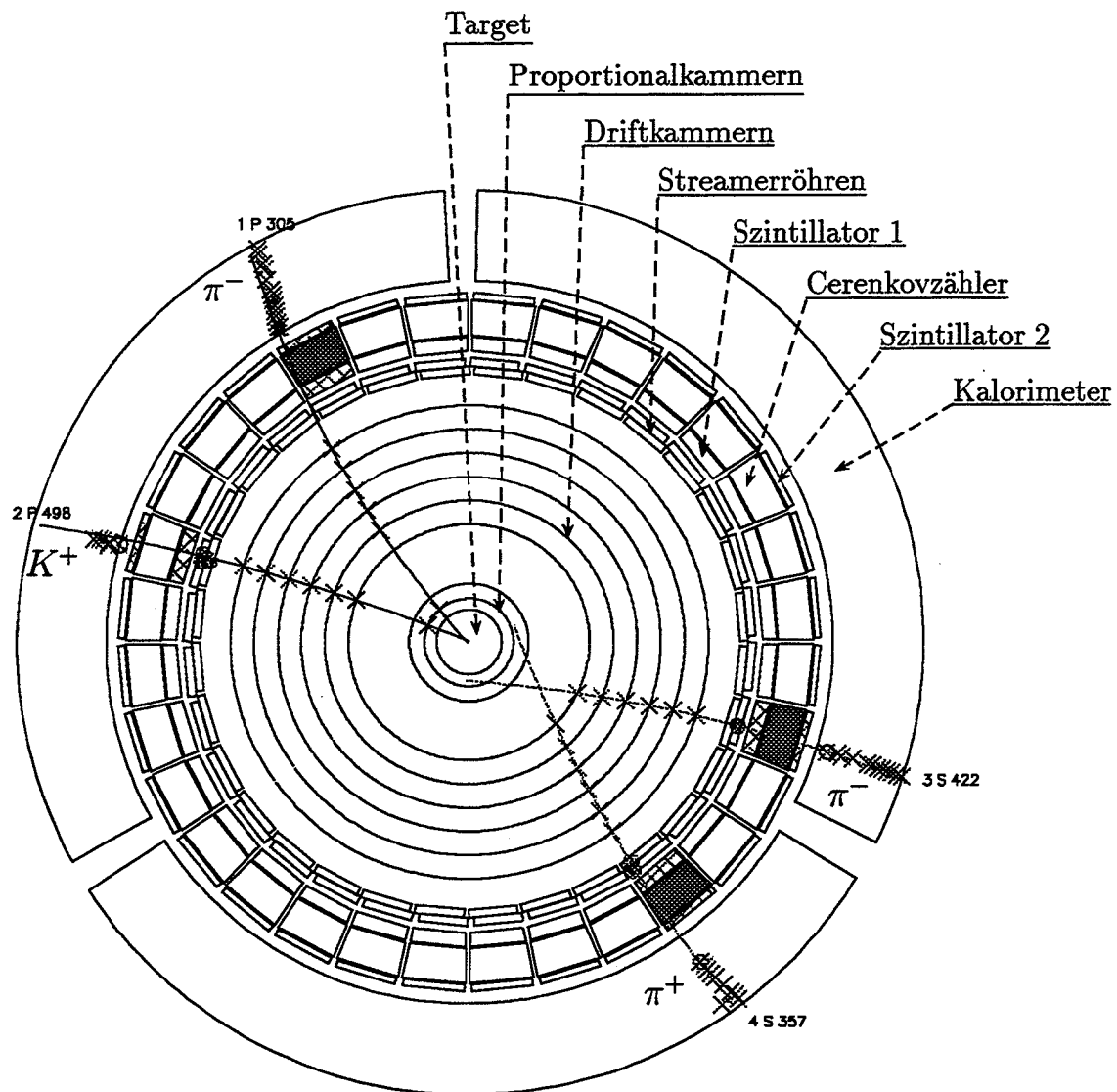


Abbildung 3.2: Querschnitt des CP-LEAR Detektors

Durch den hohen Druck und wegen den kleinen Impulsen der eintreffenden Antiprotonen kann die Grösse der Annihilationsregion auf wenige cm beschränkt werden.

Zwischen Target und Magneten sind in konzentrischen Kreisen um die Strahlachse die aktiven Detektorkomponenten angeordnet:

- Das innerste System ist eine Serie von **Spurdetektoren**, bestehend aus zwei Lagen **Proportionalkammern**, sechs **Driftkammern** und zwei Lagen **Streamerröhren**. Mit diesem System werden für geladene Teilchen Trajektorien, Vertices und über die Krümmung im Magnetfeld Impulse und Ladungsvorzeichen rekonstruiert.
- Die Spurdetektoren sind von aussen umschlossen durch ein als **PID** bezeichnetes System von Teilchen-Identifizierungs-Detektoren. Es handelt sich dabei um einen **Schwellen-Čerenkov-Zähler**, von innen und aussen eingerahmt durch jeweils einen **Plastikszintillator**. Der Čerenkov-Zähler arbeitet mit flüssigem Freon.

Dieses Material wurde wegen seines Brechungsindex gewählt, der bei Zimmertemperatur gerade so gross ist, dass geladene Kaonen aus der Annihilationsreaktion (3.1) im gesamten kinematisch zugänglichen Impulsbereich kein Licht abstrahlen. Geladene Pionen strahlen dagegen in diesem Medium Čerenkovlicht oberhalb eines Impulses von 280 MeV ab, so dass eine effektive Trennung von geladenen Kaonen und Pionen ab einem Mindestimpuls von 300 MeV möglich wird. Für eine verbesserte Teilchenidentifizierung geladener Spuren werden spezifischer Energieverlust  $dE/dx$  und Flugzeit im inneren Szintillator S1 gemessen.

- Der Detektor wird nach aussen abgeschlossen durch ein elektromagnetisches Kalorimeter, welches hauptsächlich Photonen aus  $\pi^0$  Zerfällen nachweisen soll. Das Design des Kalorimeters ist in erster Linie durch die erforderliche Präzision für die Bestimmung des neutralen Zerfallsvertex in den Zerfällen  $K^0(\bar{K}^0) \rightarrow \pi^0\pi^0$  mit anschliessendem Zerfall der zwei  $\pi^0$  in jeweils zwei Photonen diktiert. Wie am Ende des Abschnitts (4.1.2) erläutert wird, hängt die erreichbare Präzision unter den gegebenen Bedingungen hauptsächlich von der Auflösung der Auftreffpunkte der Photonen im Kalorimeter ab und weniger von der Energieauflösung. Dies ist der Grund dafür, dass man sich zum Bau eines 18 lagigen **Blei-Gas-Sampling Kalorimeter** entschlossen hat mit sehr hoher Granularität, sehr guten Akzeptanzeigenschaften und moderaten Auflösungen für Photonenergien und -richtungen.

In Tabelle (3.3) sind wesentliche Informationen über den Detektoraufbau eingetragen. Im folgenden wird auf die einzelnen Komponenten des Detektors etwas näher eingegangen. Eine umfassende Beschreibung des Detektors findet man in [33].

### 3.3.2 Der Strahlmonitor und das $H_2$ Target

Im letzten Teil der Führung der Antiprotonen von LEAR zum CP-LEAR Detektor wird der Strahl durch zwei horizontale und zwei vertikale Dipolmagnete gefolgt von einem Quadrupoldublett auf das Target des CP-LEAR Detektors fokussiert. In Abb. 3.3 sehen wir dieses Target und das letzte Stück des Antiproton-Strahlrohrs, an dessen Ende sich ein Monitorsystem befindet. Dieses System besteht aus drei Komponenten:

1. Ein Strahlmonitor aus zwei orthogonalen MWPC's zur Messung der horizontalen und vertikalen Zentrierung des Strahlprofils. Dieses erlaubt eine korrekte Einstellung der Zentrierung mit 0.5 mm Präzision.
2. Ein 2 mm dicker Be-Degrader zur variablen Abbremsung der Antiprotonen. Durch Drehen des Degraders kann dessen effektive Dicke in Strahlrichtung um 60  $\mu\text{m}$  variiert werden. Die Antiprotonen können dadurch verschieden stark abgebremst werden (im Mittel auf 80 MeV Impuls), so dass ihre Stoppverteilung im Target entlang der Strahlrichtung kontrolliert wird.
3. Ein scheibenförmiger Strahlszintillator aus Plastik (12 mm Durchmesser, 2 mm Dicke) in 1 cm Abstand vom Targetfenster signalisiert das Eintreffen eines Antiprotons in das Target.

Die Antiprotonen treten in das Target durch ein Fenster (13 mm Durchmesser, 140  $\mu\text{m}$  Dicke) aus Mylarfolie ein. Im Target verlieren die Antiprotonen den Grossteil ihrer

| Target                                                                                        |                                                                                                                                                |                               |                             |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------|-----------------------------|
| Geometrie                                                                                     | Hohlkugel                                                                                                                                      |                               |                             |
| Radius                                                                                        | 7 cm                                                                                                                                           |                               |                             |
| Füllstoff                                                                                     | Wasserstoffgas                                                                                                                                 |                               |                             |
| Druck                                                                                         | 16 atm                                                                                                                                         |                               |                             |
| Target Wand                                                                                   | 0.6 mm Kevlar                                                                                                                                  |                               |                             |
| Spurdetektoren                                                                                |                                                                                                                                                |                               |                             |
|                                                                                               | PC                                                                                                                                             | DC                            | ST                          |
| Radius Region (cm)                                                                            | 9.5-12.7                                                                                                                                       | 25.5-50.9                     | 58.2-60.0                   |
| Länge (cm)                                                                                    | 70.0                                                                                                                                           | 233.6                         | 250.0                       |
| $r\phi$ Auflösung                                                                             | 350 $\mu$ m                                                                                                                                    | 300 $\mu$ m                   | 8 mm                        |
| z Auflösung                                                                                   | 3 mm                                                                                                                                           | 1 mm                          | 1.4 cm                      |
| Effizienz pro Kammer                                                                          | 98 %                                                                                                                                           | 95-97%                        | 86 %                        |
| Strahlungslängen                                                                              | $2.3 \times 10^{-3}$                                                                                                                           | $4.2 \times 10^{-3}$          |                             |
| Insgesamt erzielte Impulsauflösung $\sigma_{p_t}/p_t = 5\% \oplus 10\% \cdot p_t(\text{GeV})$ |                                                                                                                                                |                               |                             |
| Teilchen-Identifizierungseinheit (PID)                                                        |                                                                                                                                                |                               |                             |
|                                                                                               | Szintillator S1                                                                                                                                | Čerenkov                      | Szintillator S2             |
| Messgrößen                                                                                    | dE/dX, TOF                                                                                                                                     | Geschwindigkeit               | dE/dX                       |
| Radius Region (cm)                                                                            | 62-65                                                                                                                                          | 65-73                         | 73-74.5                     |
| Länge (cm)                                                                                    | 310                                                                                                                                            | 310                           | 310                         |
| Material                                                                                      | BC408                                                                                                                                          | $C_6F_{14}$ , PPO             | NE102A                      |
| Čerenkov Licht -                                                                              |                                                                                                                                                | $\pi^\pm \geq 280$            |                             |
| Schwelle (MeV)                                                                                |                                                                                                                                                | $K^\pm \geq 750$              |                             |
| TOF Auflösung                                                                                 | 0.3 ns                                                                                                                                         |                               |                             |
| Insgesamt erreichte $\pi^\pm/K^\pm$ Unterdrückung $\geq 10^{-3}$ im Bereich 400 - 750 MeV     |                                                                                                                                                |                               |                             |
| Kalorimeter                                                                                   |                                                                                                                                                |                               |                             |
| Radius Region (cm)                                                                            | 77-99                                                                                                                                          |                               |                             |
| Länge (cm)                                                                                    | 264                                                                                                                                            |                               |                             |
| Strahlungslängen                                                                              | 6.2                                                                                                                                            |                               |                             |
| Ebenen-Aufbau                                                                                 | Pb Konverter                                                                                                                                   | Röhren                        | Streifen ( $\pm 30^\circ$ ) |
|                                                                                               | 1.5 mm dick                                                                                                                                    | $4.5 \times 4.0 \text{ mm}^2$ | 5.3 mm Breite               |
| Photon-Auflösungen:                                                                           | Konversions-Punkt $\simeq 4.5 \text{ mm}$<br>Energie $\sigma(E)/E = 13\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$<br>Richtung $\simeq 250 \text{ mrad}$ (100 MeV) |                               |                             |
| Photon-Effizienz                                                                              | 95% ( $\geq 150 \text{ MeV}$ ), 50% (bei 50 MeV)                                                                                               |                               |                             |

Tabelle 3.3: Eigenschaften des CPLEAR Detektors

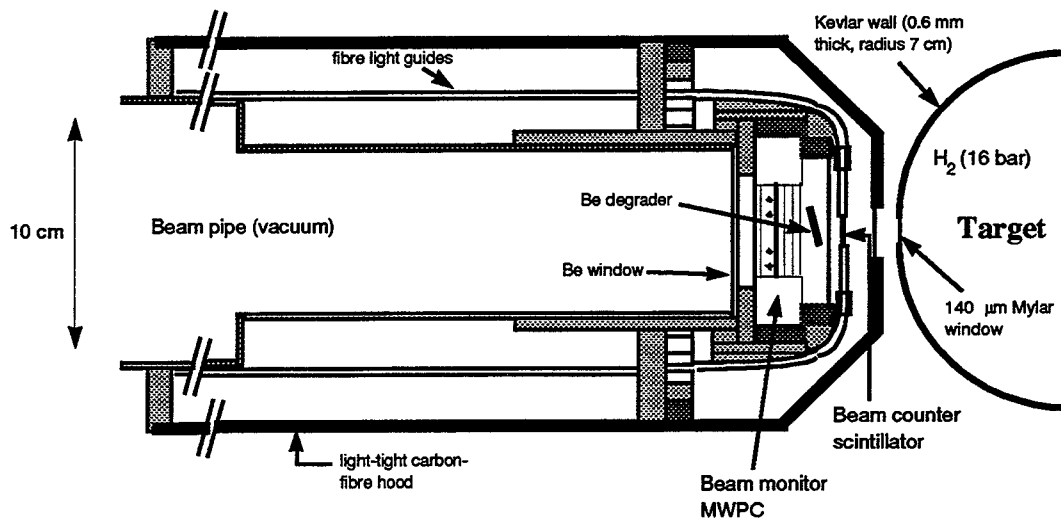


Abbildung 3.3: Das Target und der Strahlmonitor

kinetischen Energie durch Ionisationsstöße. Unmittelbar vor der Annihilation bildet sich ein gebundener Zustand  $\bar{p}p$  aus, welcher sich in Ruhe im Target befindet. Die Ionisationsstöße bewirken eine Streuung der Stoppverteilung um das Zentrum des Targets herum von  $\sigma_z \approx 6$  cm in der Strahlrichtung und  $\sigma_t \approx 1.1$  cm senkrecht dazu.

### 3.3.3 Die Spurdetektoren

**Proportionalkammern PC1, PC2:** Die Proportionalkammern PC1 und PC2 bilden die beiden innersten Elemente des Systems von Spurdetektoren. Abbildung 3.4 zeigt einen Querschnitt durch eine solche Kammer.

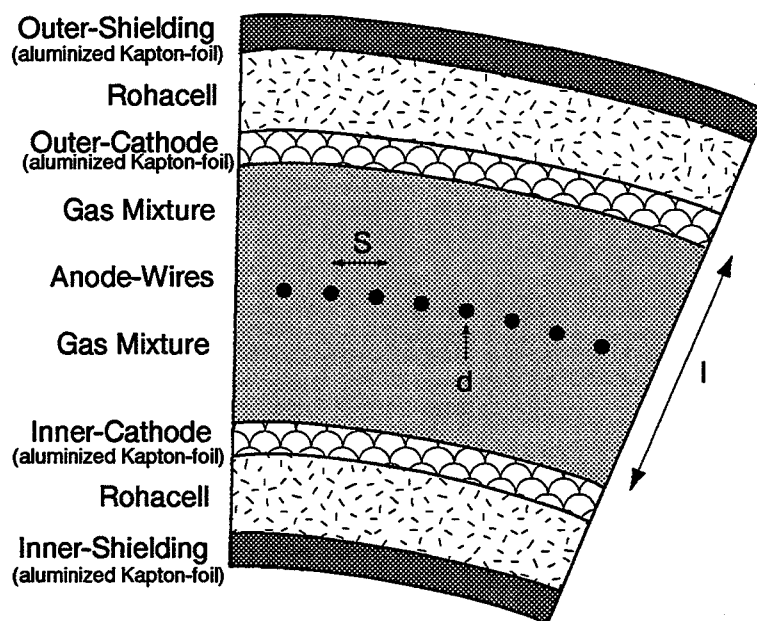


Abbildung 3.4: Querschnitt durch eine Proportionalkammer

Die Signale bei Durchgang eines ionisierenden Teilchens werden auf den zentralen 15  $\mu\text{m}$  dicken Anodendrähten jeweils im Abstand von 1 mm aufgezeichnet. Von den Anoden jeweils 3 mm entfernt befinden sich die Ebenen der äusseren und inneren Kathoden, welche aus helixförmigen Streifen im Abstand von 2.22 mm bestehen. Insgesamt umfassen beide Kammern 1344 Anoden- und 1143 Kathodenkanäle, letztere werden allerdings nicht ausgelesen. Die Kammern werden mit einer Gasmischung aus 79.5% Argon, 20% Isobutan und 0.5% Freon bei einer Hochspannung von 2700 V betrieben.

**Die Driftkammern DC1-DC6:** Nach aussen an die PC's gliedern sich radial äquidistant verteilt sechs Driftkammern an, welche das Hauptelement der Spurmessung darstellen. Abbildung 3.5 zeigt uns das Schema einer solchen Kammer und ferner einen Querschnitt durch die Driftzellen. Die spezielle Technik von zwei Signaldrähten, welche

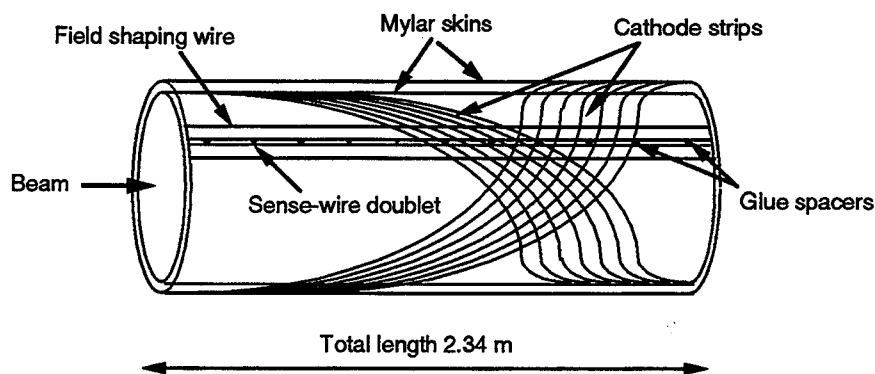


Abbildung 3.5: Schema einer Driftkammer (oben) und Querschnitt durch die Driftzellen (unten)

aufgrund ihrer elektrostatischen Abstossung alle 20 cm entlang der Drahrichtung durch Klebstoff fixiert werden müssen, löst das Links-Rechts-Ambiguitäten Problem. Zusam-

men mit dem kleinen Querschnitt der Driftzelle von nur einem Quadratzentimeter erlaubt dies eine sehr schnelle für den Trigger ausnutzbare Signalverarbeitung.

Die Kammern werden mit einem Gasgemisch von 50% Ethan und 50% Argon betrieben bei einer Hochspannung von 2500 V.

**Streamer-Röhren:** Zwei Lagen von jeweils 192 Streamer-Röhren bilden den äusseren Abschluss des Spurdetektorsystems (s. Abb. 3.6). Jede Röhre hat einen quadratischen

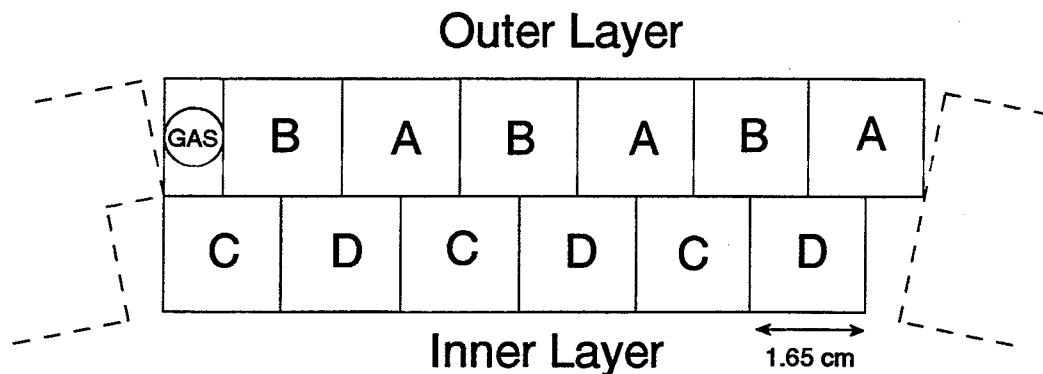


Abbildung 3.6: Querschnitt durch das Streamer Röhren System

Querschnitt ( $1.65 \text{ cm} \times 1.65 \text{ cm}$ ). Im Zentrum befindet sich ein  $80 \mu\text{m}$  Wolfram Anoden-Draht umgeben von einem Gasgemisch aus 50% Isobutan, 46% Argon, 4% Methylal und 0.008% Freon. Die äusseren Kathoden-Wände bestehen aus 0.5 mm extrudiertem Aluminium. Bei einer Spannung von 4000 V arbeitet die Röhre im 'Streamermode', das heisst bei Durchgang eines geladenen Teilchens kommt es zu einer kurzfristigen Funkenentladung auf dem Anodendraht. Die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen der resultierenden Spannungsimpulse an den beiden Enden der Drähte benutzt man zur schnellen Berechnung der Z-Komponente der Spurposition.

### 3.3.4 Detektoren zur Identifizierung geladener Teilchen

Das Teilchenidentifizierungssystem, kurz PID genannt, besteht aus 32 azimuthal getrennten Szintillator-Čerenkov-Szintillator-Sandwiches, welche die Spurdetektoren zylindrisch umschliessen. Der trapezförmige Querschnitt einer einzelnen 12.4 cm dicken Einheit ist in Abb. 3.7 gezeigt. Die Signale aller drei Komponenten werden in Lichtleitern durch spezielle Endkappenöffnungen zu Photomultipliern an beiden Enden des Detektors ausserhalb des Magnetfeldes geführt. Es folgt eine Beschreibung der einzelnen Komponenten:

**Čerenkov-Zähler:** Die Čerenkov-Zähler besitzen 2 mm dicke Wände aus PMMA und sind mit dem flüssigen Radiator  $C_6F_{14}$  (Freon) gefüllt. Zur höheren Lichtausbeute ist zusätzlich etwas Wellenlängenschieber PPO (2,5-Diphenyl-Oxazol) in der Radiatorflüssigkeit aufgelöst. Der Freon-Brechungsindex von 1.26 im sichtbaren Spektrum entspricht einer Schwelle für die Geschwindigkeit eines durchgehenden geladenen Teilchens von  $\beta = 0.79$  zur Ausstrahlung von Čerenkovlicht. Durch Energieverluste im Radiator erhöht sich

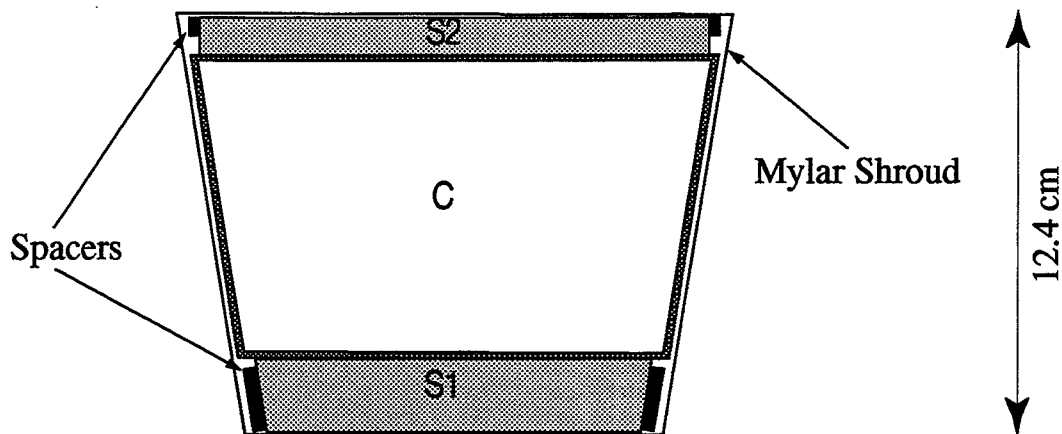


Abbildung 3.7: Querschnitt durch einen PID-Sektor

diese Schwelle auf 0.81. Diese Bedingungen sind fast ideal, denn die maximale Geschwindigkeit geladener Kaonen für goldene Ereignisse beträgt  $\beta = 0.84$  und liegt damit nur unwesentlich höher. Geladene Pionen erzeugen dagegen schon bei Impulsen von 300 MeV ( $\beta = 0.91$ ) bei Durchgang durch die Mitte des Čerenkov-Zählers ( $z=0$ ) ungefähr zwei Photoelektronen pro Photomultiplier. Diese Anzahl steigt zu höheren Impulsen und bei Durchgang weiter zu den Enden des Zählers hin drastisch an.

**Szintillatoren S1 und S2:** Bei dem inneren (äusseren) Szintillator S1 (S2) handelt es sich um Plastiksintillatoren mit einer Dicke von 3 cm (1.5 cm). Beide zusammen werden als Trigger-Hodoskop eingesetzt, mit dem festgestellt werden soll, ob ein geladenes Teilchen ohne grössere Streuung die gesamte Teilchenidentifizierungseinheit durchquert hat, d.h. insbesondere den Čerenkov-Zähler. Damit soll vermieden werden, dass z.B. Pionen, welche durch starke Wechselwirkung im Čerenkov-Zähler gestoppt werden und kein Licht ausstrahlen, fälschlicherweise als Kaonen identifiziert werden.

Der innere Szintillator S1 wird sowohl zur Messung von  $dE/dx$  als auch der Flugzeit geladener Teilchen verwendet. Die  $dE/dx$ -Information erlaubt wie in Abb. 3.8 zu erkennen eine  $3\sigma$  ( $2\sigma$ ) Trennung von geladenen Kaonen und Pionen unterhalb 350 MeV (550 MeV).

### 3.3.5 Das Kalorimeter

Das hochgranulare Blei-Gas-Sampling Kalorimeter bildet den äusseren Abschluss der aktiven Detektorkomponenten. Es ist azimuthal in drei Sektoren zu jeweils  $120^\circ$  eingeteilt und in radialer Richtung über eine Strecke von 22 cm in 18 sich in ihrer Struktur wiederholenden Ebenen. Jede einzelne Ebene (s. Abb. 3.9) besteht aus einer von zwei 300  $\mu\text{m}$  starken Aluminiumfolien eingeschlossenen 1.5 mm dicken Bleikonverterplatte gefolgt von einem Samplingsystem. Letzteres besteht aus zahlreichen parallel zur Detektorachse angeordneten Ministreamer-Röhren, auf denen beidseitig Kathodenstreifen aufliegen. Die Röhren haben einen Querschnitt von  $4.5 \times 4 \text{ mm}^2$  und werden von 40  $\mu\text{m}$  dicken Anodendrähten durchzogen. Jeweils acht Röhren bilden eine gasdichte Kammer. Die Streifen bestehen aus 5.6 mm breiten Kupferbahnen in 1 mm Abstand voneinander und

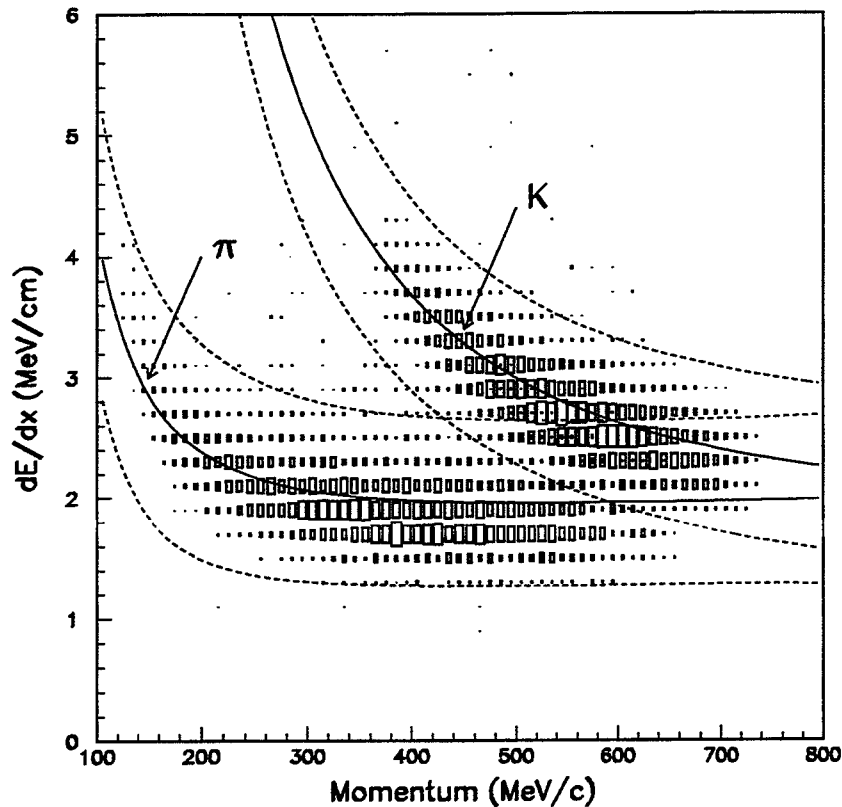


Abbildung 3.8: Spezifischer Energieverlust für Kaonen und Pionen in Si

sind relativ zu den Drähten der Röhren um  $+30^\circ$  (u-Streifen) bzw. um  $-30^\circ$  (v-Streifen) verdreht. Die Kammern werden mit einer Gasmischung von 55%  $\text{CO}_2$  und 45% Pentan betrieben. Bei einer Hochspannung von 3000 V arbeiten sie im 'Streamermode', so dass sich ihre Auslese zu einem einzigen digitalen Signal vereinfacht, welches einen Treffer anzeigt. Insgesamt sind ca. 17000 Draht- und 44000 Streifenkanäle zu verarbeiten. Die Massenbelegung des Kalorimeters in radialer Richtung entspricht 6.2 Strahlungslängen. Das Kalorimeter deckt einen Raumwinkel von 75% ab.

**Die Eigenschaften des Kalorimeters:** An dieser Stelle sollen lediglich die Ergebnisse für die Messung von Photonen im Kalorimeter vorgestellt werden. Eine wesentlich ausführlichere Beschreibung des Kalorimeters inklusive der erzielten Resultate für geladene Spuren findet man in [40].

Ein Photon wird im Kalorimeter durch seine Schauerentwicklung beobachtet. Die Energie des Photons wird dabei aufgebraucht durch Erzeugung einer Kaskade von Elektron-Positronpaaren und Bremsstrahlungsphotonen. Im CP-LEAR Kalorimeter erzeugen die geladenen Teilchen Signale in den Röhren und Streifen und so wird eine stichprobenartige Information über den Schauer erzielt. Die einzelnen Treffer werden von einem Muster-Erkennungsprogramm als ein zusammenhängender einzelner Schauer identifiziert, der das ursprüngliche Photon repräsentiert. Die geometrische Anordnung mit Drähten und den um  $\pm 30^\circ$  verdrehten Streifen ermöglicht die vollständige dreidimensionale Rekonstruktion.

Für die Identifizierung eines Schauers verlangt man eine minimale Anzahl von drei

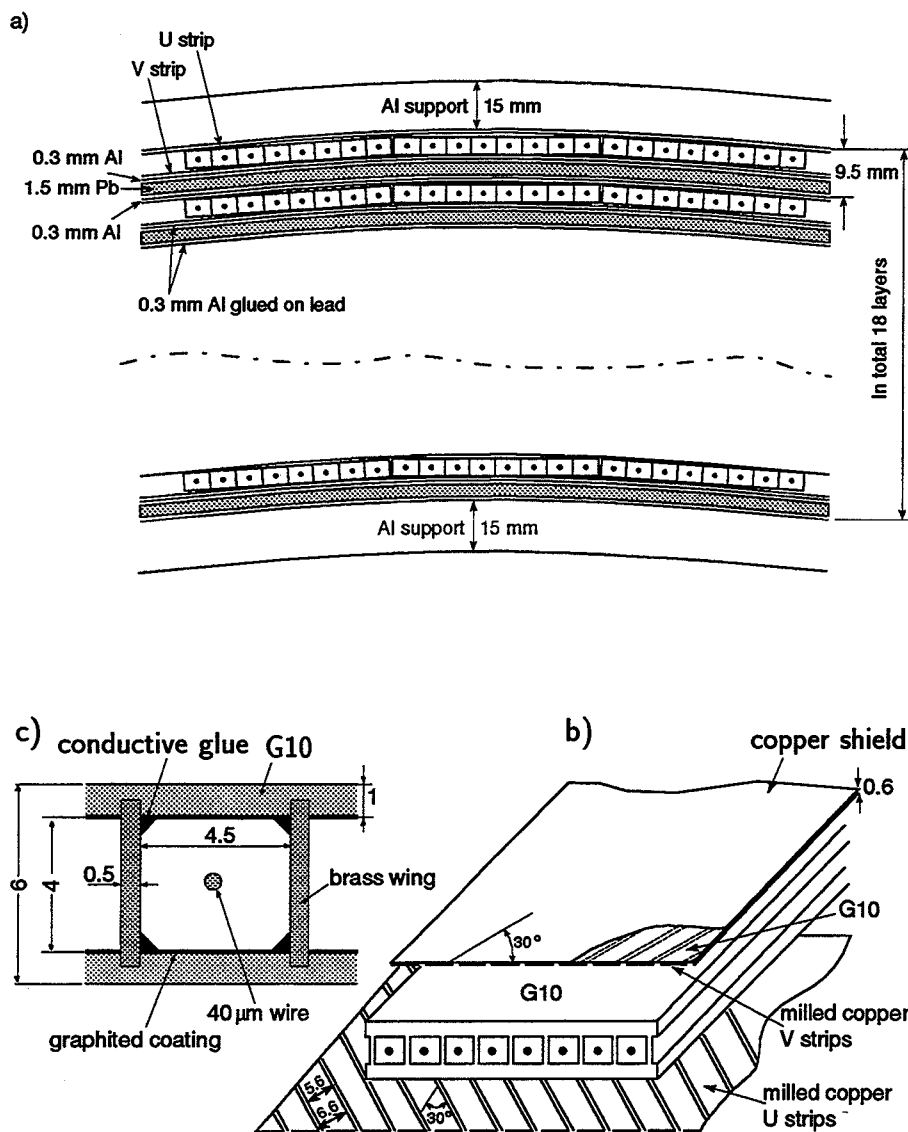


Abbildung 3.9: a) Querschnitt durch das Kalorimeter. b) Kammer-Layout mit 8 'high-gain' Röhren. Die Streifenplatten oberhalb (V) und unterhalb (U) der Kammern sind auch dargestellt. c) Querschnitt einer einzelnen Röhre. (Alle Dimensionen sind in mm, ausser falls anders gekennzeichnet)

Drahttreffern in mindestens zwei verschiedenen Ebenen. Für die Streifen verlangt man jeweils mindestens zwei Treffer in verschiedenen Ebenen. Als Konversionspunkt oder *Schauerfuss* eines Photons im Kalorimeter definiert man den Schwerpunkt der Treffer in der ersten Trefferebene.

Da auch geladene Spuren, wie z.B.  $\pi^+$  im Kalorimeter Schauer erzeugen, braucht man ein Unterscheidungskriterium für Photonen und geladene Teilchen. Als Photonen (oder *neutrale Schauer*) werden Schauer mit einem Schauerfuss akzeptiert, der mindestens 25 cm entfernt ist von allen geladenen Teilchen, deren Spur jeweils in das Kalorimeter extrapoliert wurde.

Als herausragende Eigenschaft des Kalorimeters können aufgrund der Kleinheit der

Drahtkammern und Streifen die PhotonschauerföÙe mit einer Auflösung von etwa 5 mm bestimmt werden.

Abbildung (3.10) zeigt die Photon-Nachweiseffizienz des Kalorimeters als Funktion der Photonenergie. Man erkennt einen fast linearen Anstieg von null bis 150 MeV und darüber

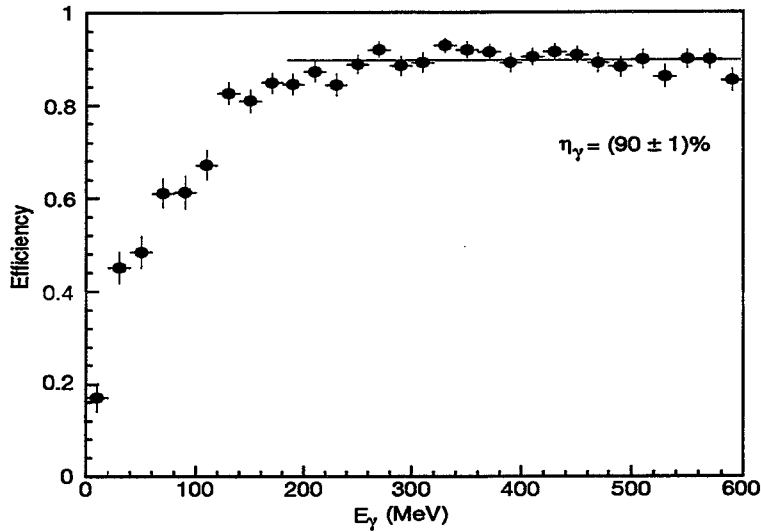


Abbildung 3.10: Photonakzeptanz im Kalorimeter

ein stabiles Plateau von 90% Effizienz. Die Ineffizienz bei kleinen Energien rührt zum Teil daher, dass Photonen durch Konversion in den massiven PID-Detektoren verloren gehen. 5% Ineffizienz ist auf die mechanische Unterstützungsstruktur des Kalorimeters zurückzuführen, d.h. auf die nichtaktiven Bereiche zwischen den drei Sektoren.

In Abb. 3.11 sind die Verteilungen der Drahttreffer für Photonen mit bekannten Energien aus den Bereichen  $(70 \pm 10)$  MeV bzw.  $(370 \pm 10)$  MeV dargestellt. Die Breiten dieser Verteilungen sind ein Mass für die Genauigkeit, mit der aus der Anzahl der Treffer die Photonenergie bestimmt werden kann. Die Eichkurven zur Messung der Photonenergie zeigen uns Abb. 3.12. Es handelt sich um die Kurven, welche die mittlere Anzahl der getroffenen Drähte in Abhängigkeit von der Energie des Photons und für verschiedene Konversionsebenen angeben. Zu höheren Ebenen nimmt die Anzahl der Treffer nur noch schwach mit der Photonenergie zu, weil nur noch der Anfang der Schauerentwicklung im Kalorimeter verfolgt werden kann. In derselben Abb. 3.12 ist die erzielte reduzierte Energie-Auflösung für drei verschiedene Photonkonversionsebenen dargestellt. Sie beträgt im Mittel ungefähr  $\sigma(E)/E \sqrt{E(\text{GeV})} \approx 13\%$ .

Die Schauer-Richtungsauflösungen wurden im Rahmen dieser These gemessen und sind ausführlich in Anhang (B) diskutiert. Sie betragen für die beiden in Abb. B.1 definierten Winkel  $\phi$  und  $\theta$  für Photonen mit einer bei CP-LEAR typischen Energie von 160 MeV etwa  $11^\circ$  bzw.  $16^\circ$ .

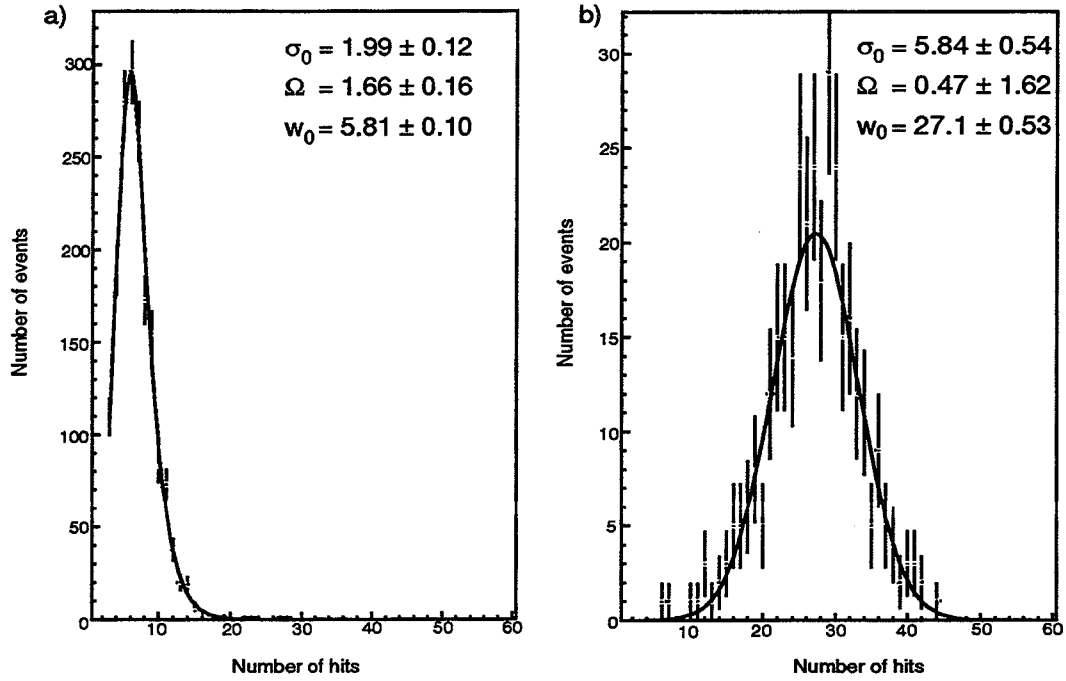


Abbildung 3.11: Drahttreffer-Multiplizität für Photonen der Energie  $(70 \pm 10)$  MeV (links) und  $(370 \pm 10)$  MeV (rechts)

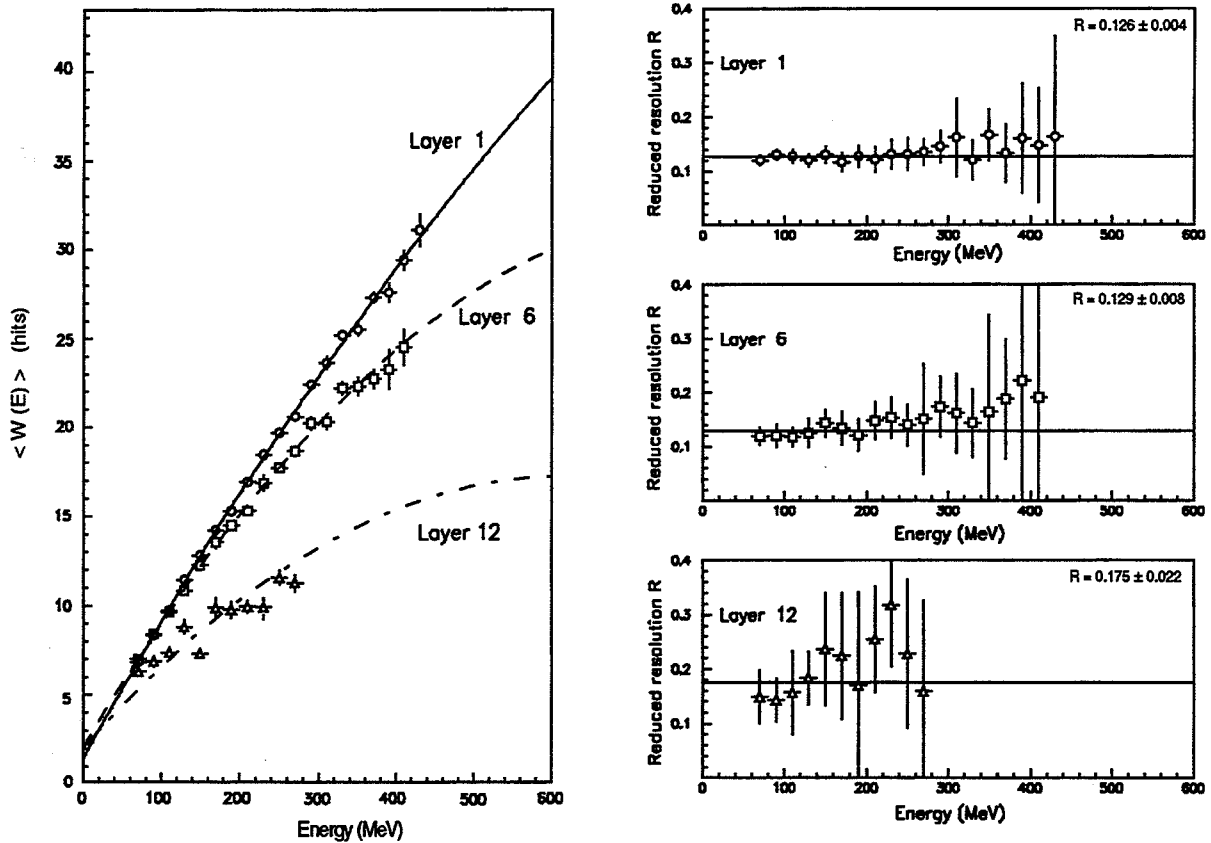


Abbildung 3.12: Eichkurven für die Photonenergie als Funktion der durchschnittlichen Anzahl von Drahttreffern für drei verschiedene Photonkonversionsebenen (links). Reduzierte Photon-Energieauflösung im Kalorimeter (rechts).

### 3.4 Der Trigger

Das elektronische Auslösesystem (Trigger) hat die Aufgabe, aus den rund eine Million Antiprotonen, welche pro Sekunde auf das Target treffen und annihilieren, die rund  $4 \times 10^3$  goldenen Ereignisse möglichst effizient zu selektieren. Das Grundprinzip des installierten Systems besteht darin, in mehreren unterschiedlich zeitaufwendigen Schritten zu überprüfen, ob ein Ereignis die speziellen Eigenschaften eines gewünschten Ereignisses erfüllt oder nicht. Nach jedem einzelnen Schritt kann ein Ereignis verworfen werden und der Trigger zurückgestellt werden. Gerade die ersten Überprüfungen müssen besonders schnell ablaufen, gilt es doch hier darum, eine grosse Menge unnützer Reaktionen zu verwerfen ohne den Trigger für die guten Ereignisse zu blockieren.

Der realisierte mehrstufige Trigger besteht neben einem Kontrollsystem aus festverdrahteten und teilweise programmierbaren Prozessoren, die sequentiell oder parallel die Daten einzelner Subdetektoren bearbeiten.

Im folgenden werden die verschiedenen Schritte der Triggerentscheidung diskutiert, eine schematische Übersicht ist in Abb. 3.13 dargestellt:

- Frühe Trigger-Entscheidungen (Early Decision Logic): Dieser erste Prozess wird durch das Signalisieren eines Antiprotons im Strahlszintillator gestartet. Die PID-Informationen werden benutzt um festzustellen, ob mindestens ein Kaonkandidat vorhanden ist. Als Signatur dafür gilt, dass in einem der 32 PID-Sektoren eine als  $s\bar{c}s$  bezeichnete Koinzidenz auftritt, d.h. dass Licht in den beiden Szintillatoren und kein Licht im Čerenkov-Zähler gemessen wurde. Weiterhin müssen mindestens zwei geladene Spuren vorhanden sein, zu deren Identifizierung lediglich ein Treffer in S1 verlangt wird.
- Transversaler Impulsschnitt ( $p_T$  cut): Anhand der Treffer in den Driftkammern DC1 und DC6 wird überprüft ob, die Spur eines  $s\bar{c}s$ -Kaonkandidaten soweit gekrümmt ist, dass das Teilchen einen transversalen Impuls von mindestens 270 MeV aufweist. Dadurch sollen langsame Pionen unterdrückt werden, welche kein Licht im Čerenkov-Zähler ausstrahlen.
- Die mittleren Triggerentscheidungen (Intermediate Decision Logic): Bei diesem Schritt soll eine bestimmte Anzahl von Spuren gefunden werden (typischerweise 2 oder 4). Dazu wird überprüft, ob genügend Treffer in den Spurendetektoren vorhanden sind, um die Spurrekonstruktion zu gewährleisten. Nach dieser Stufe kann man die Ereignisse nach der Anzahl der Spuren, der Anzahl der Kaonkandidaten und der Anzahl der primären Spuren einteilen. Primäre Spuren sind solche mit Treffern in den PC's. Geladene Teilchen, die direkt bei der Annihilation erzeugt wurden, sollten im allgemeinen als primäre Spuren in Erscheinung treten.
- Die Spurverfolgung und -parametrisierung (Track Follower und -Parametrisation): Hier werden die Spuren Kammer für Kammer von S1 bis PC1, d.h. von aussen nach innen zurückverfolgt und mit der  $z$ -Information aus den Streamer-Röhren kombiniert. Für jede Spur wird dann durch eine schnelle Berechnung die Trajektorie parametrisiert und damit die vollständige Kinematik erhalten.
- Kinematik (Kinematics): Für primäre  $\pi^\pm K^\mp$ -Kandidatenpaare werden zusammengesetzte kinematische Grössen wie fehlende Masse oder Summe der Impulse berechnet. Auf letztere Grösse kann z.B. ein Schnitt von mindestens 700 MeV durchgeführt

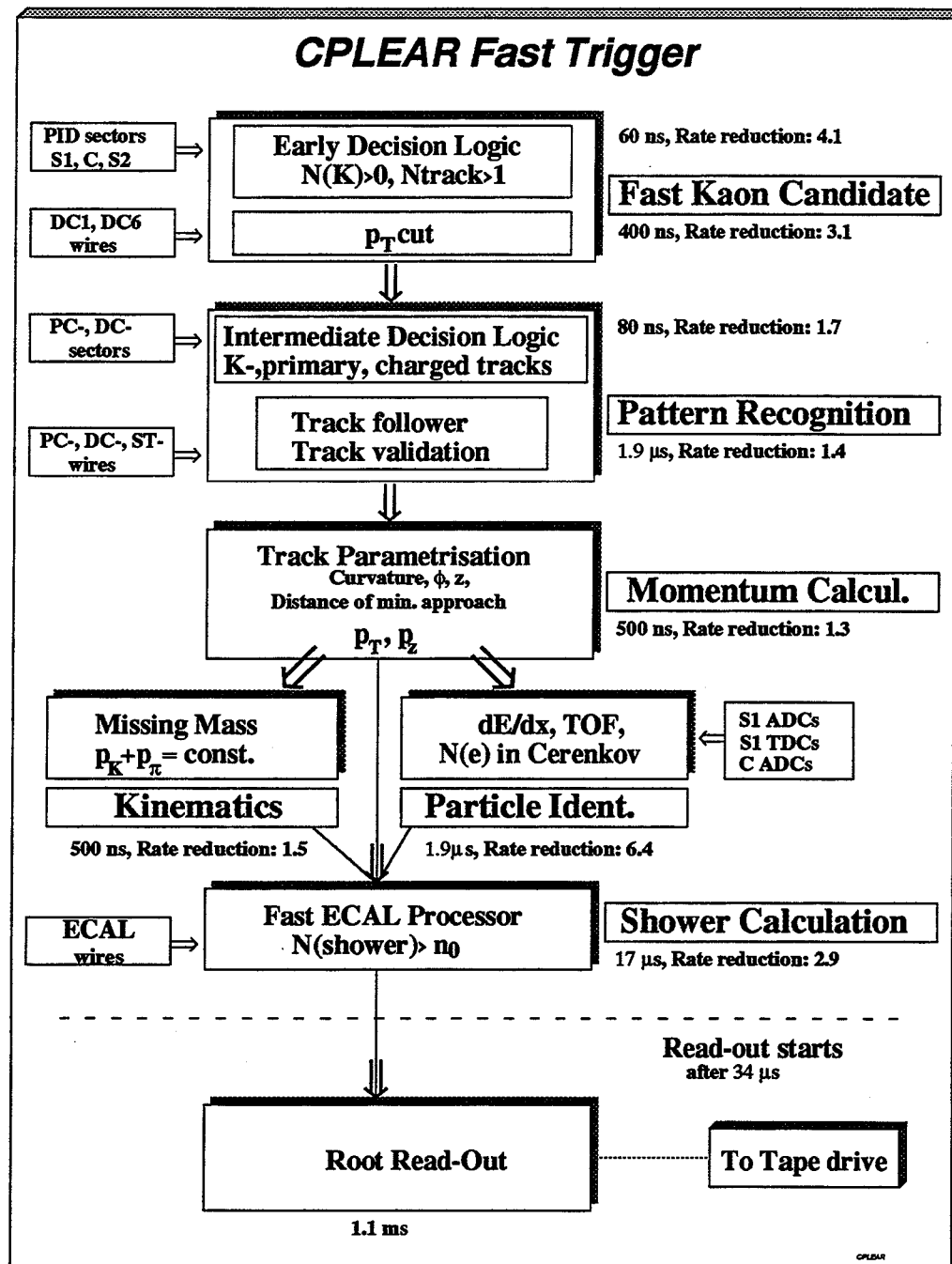


Abbildung 3.13: Logik und Datenflussdiagramm des CP-LEAR Trigger Systems

werden, welcher einen signifikanten Anteil unerwünschter Annihilationsreaktionen unterdrückt.

- **Kaon-Pion-Identifizierung (Particle Ident.):** Mit Hilfe der nun verfügbaren kinematischen Information kann eine genauere Teilchenidentifizierung der primären Kaon- und Pionkandidaten durchgeführt werden. Dazu werden die gemessenen Werte für die Anzahl von Photoelektronen im Čerenkov-Zähler sowie für den Energieverlust und die Flugzeitdifferenz in S1 mit den aus der Kinematik erwarteten verglichen.

- Schauererkennung (Fast ECAL Processor): Ein spezieller Prozessor führt aus den Drahttreffern im Kalorimeter eine schnelle Rekonstruktion von Schauern durch, deren Anzahl der Trigger-Kontrolle mitgeteilt wird.

Die einzelnen Stufen des Triggers zeigen die verschiedenen Möglichkeiten auf, mit denen Ereignisse klassifiziert werden können. Die tatsächlichen Triggerentscheidungen können allerdings bei jedem Schritt völlig variabel gewählt werden. An bestimmten Stellen sind zur Selektion einzelner Zerfallskanäle gezielte Schritte möglich. Für die Zerfälle neutraler Kaonen in geladene Teilchen wie  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^+\pi^-\pi^0$  und  $\pi^\pm l^\mp \nu$  verlangt man vier identifizierte geladene Spuren, wovon mindestens zwei primäre sein müssen. Für die neutralen Endzustände  $\pi^0\pi^0$  und  $\pi^0\pi^0\pi^0$  verlangt man dagegen zwei geladene primäre Spuren und mindestens fünf beobachtete Schauer aus der Schauererkennungs-Triggerstufe. Es ist möglich den Trigger für beide Sorten von Zerfallskanälen gleichzeitig zu öffnen.

Zu bestimmten Zwecken werden auch völlig andere Triggerbedingungen benutzt. So gibt es zum Beispiel die Bedingung, dass Ereignisse akzeptiert werden, welche lediglich auf der Ebene der frühen Entscheidungen mindestens eine geladene Spur durch einen Treffer in S1 aufweisen. Solche als *Minimum Bias* bezeichneten Ereignisse, die überwiegend aus pionischen Annihilationen bestehen, werden zur Detektorkalibration benutzt oder auch um das Spektrum der Annihilationskanäle genauer zu untersuchen.

### 3.5 Das System der Datenaufnahme

Für die Datenaufnahme wurde bei CP-LEAR ein auf VME basierendes System entwickelt, das von Mikroprozessoren, sogenannten Valets kontrolliert wird. Eine Beschreibung der Hardware findet sich in [34]. Für jeden einzelnen Subdetektor werden die digitalisierten Daten von der Frontend Elektronik zu einem eigenen Valet geleitet, dem sogenannten RRO (Root Read Out). Die Informationen werden dann von einem gesonderten Valet, dem Eventbuilder zu einem gesamten Ereignis gebündelt und schliesslich zu zwei IBM Tape Drives transferiert, wo sie auf Magnetband aufgezeichnet werden. Jedes Ereignis benötigt im Mittel etwa 2.3 kbyte Speicherplatz. Die Valetstruktur erlaubt getrennte Überwachung und Ansteuerung der einzelnen Subdetektoren. Die Benutzer-Schnittstelle für die Datenaufnahme besteht aus mehreren VAX-Computern.

### 3.6 Vorverarbeitung und Filterung der Daten

Die auf Magnetband aufgezeichneten Daten enthalten für jedes getriggerte Ereignis kodierte Informationen über die einzelnen angesprochenen Detektorkanäle wie zum Beispiel Driftkammerdrähte. In der Weiterverarbeitung werden diese Informationen in die uns interessierenden physikalischen Grössen wie Impulse der Teilchen umgewandelt. Diese Produktion wird mit dem CPREAD Software Paket [35] durchgeführt. Dabei werden die Daten zunächst dekodiert, dann eine Mustererkennung durchgeführt und schliesslich Spuren und Vertices angepasst. Ferner werden Schauer im Kalorimeter rekonstruiert. In einer zweiten Stufe werden die Daten gefiltert nach den verschiedenen Zerfällen der neutralen Kaonen. Die resultierenden Magnetbänder stehen den verschiedenen Analysegruppen für die weitere Auswertung zur Verfügung. Die hier beschriebenen Vorgänge nahmen für

die Runperioden der Jahre 1991-1995 jeweils mehrere Monate pro Jahr in Anspruch und wurden an den verschiedenen bei CP-LEAR beteiligten Instituten durchgeführt.

### 3.7 Die Monte Carlo Simulation

Ein so komplexes Experiment wie CP-LEAR benötigt für die Auswertung der aufgezeichneten Daten eine Simulation des Experimentes. Die Simulation dient zum einen dem genauen Verständnis der Detektoreigenschaften, d.h. von Größen wie den erzielten Impuls- und Energieauflösungen oder Akzeptanzen. Zum anderen soll das in den realen Daten aufgezeichnete Spektrum von Reaktionen wie z.B. den verschiedenen Annihilationen (s. Tabelle 3.2) möglichst vollständig wiedergegeben werden. Dieser zweite Punkt ist insbesondere wichtig, um Erkenntnisse über den Anteil von Signal und Untergrund in den Daten und mögliche Separationsmerkmale zwischen beiden zu erlangen.

Es wird eine Monte Carlo Simulation namens CPGEANT [36] verwendet, bei der es sich um eine auf CP-LEAR abgestimmte Version des CERN Programmpaketes GEANT3 [37] handelt. Im ersten Schritt werden  $\bar{p}p$ -Annihilationen generiert, wobei alle bekannten Kanäle inklusive intermediären Resonanzen verfügbar sind. Für den Fall der Erzeugung eines neutralen Kaons kann dann der Zerfallskanal gewählt werden. Sowohl Annihilationen als auch Zerfälle werden nach den jeweils verfügbaren kinematischen Phasenräumen generiert. Im zweiten Schritt werden die erzeugten Teilchen durch einen 'imaginären' Detektor geschickt, wobei die Wechselwirkungen mit den verschiedenen Komponenten simuliert werden. Die Simulation des Triggers wird durch ein spezielles Paket [38] ausgeführt und jedes Ereignis durchläuft die gleichen Schnitte wie ein reales. Genauso werden für akzeptierte Ereignisse die erhaltenen Messwerte des Detektors wie echte behandelt und der in Abschnitt (3.6) beschriebenen weiteren Vorverarbeitung und Filterung unterworfen. Die Monte Carlo Daten liegen zum Schluss in dem gleichen Format vor wie die echten, enthalten aber zusätzlich die Informationen über die wahren Werte von allen möglichen Größen, wie z.B. den Impulsen der Teilchen.

# Kapitel 4

## Die Datenanalyse

Das Ziel dieser Arbeit ist die Beobachtung der lebensdauerabhängigen Asymmetrie zwischen den Zerfallsraten von erzeugten  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  in den Endzustand  $\pi^0\pi^0$ . In diesem Kapitel beschreiben wir die dazu notwendigen Schritte der Datenanalyse.

Wir erläutern zunächst die vollständige Rekonstruktion der Ereignisse über die neutrale Teilchenkaskade  $\bar{K}^0(K^0) \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$  unter Ausnutzung von geometrischen und kinematischen Beziehungen. Danach beschäftigen wir uns mit den Auswirkungen der zunächst erzielten Auflösung für die Lebensdauer der neutralen Kaonen auf die beobachtbare Ratenasymmetrie. Es ergibt sich die Notwendigkeit, die Auflösung zu verbessern. Als spezielle Methode der Datenanalyse führen wir drei Werkzeuge ein, mit denen wir für jedes Ereignis die Lebensdauerauflösung überprüfen und gegebenenfalls das Ereignis verwerfen. Nach diesen Kernpunkten der Analyse führen wir mit den aufgenommenen Daten die komplette Ereignisselektion durch. Neben den erwähnten Werkzeugen besteht diese Selektion aus weiteren Verfahren und Schnitten, mit denen zum einen eine genügende Präzision der Rekonstruktion der Ereignisse gewährleistet werden soll und zum anderen eine möglichst untergrundfreie Datenmenge.

### 4.1 Die Methode der Rekonstruktion des neutralen Zerfalls $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$

Zur Illustration der Rekonstruktion sehen wir in Abb. 4.1 wie sich ein gewünschtes Ereignis der Art  $\bar{p}p \rightarrow K^-\pi^+K^0$  mit anschliessendem Zerfall  $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$  durch Treffer in den Kammern des CP-LEAR Detektors bemerkbar macht (in der transversalen Projektion). Darunter ist das geometrische Resultat der vollständigen Rekonstruktion dieses Ereignisses abgebildet. Eine Hauptaufgabe ist es, die Zerfallszeit  $\tau$  des neutralen Kaons zu bestimmen, welche für die Messung der Asymmetrie  $A_{00}(\tau)$  aus den Zerfallsraten erzeugter  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  in den Endzustand  $\pi^0\pi^0$  benötigt wird. Diese im Ruhesystem des Teilchens definierte Zeit ergibt sich zu:

$$\frac{\tau}{\tau_S} = \frac{\lambda}{2.675} \cdot \frac{m_{K^0}}{p_{K^0}} \quad (4.1)$$

Die Grösse  $\lambda$  ist dabei die zwischen dem Produktions- und Zerfallsort des neutralen Kaons zurückgelegte Flugstrecke (in cm), bei  $p_{K^0}$  und  $m_{K^0}$  handelt es sich um Impuls bzw.

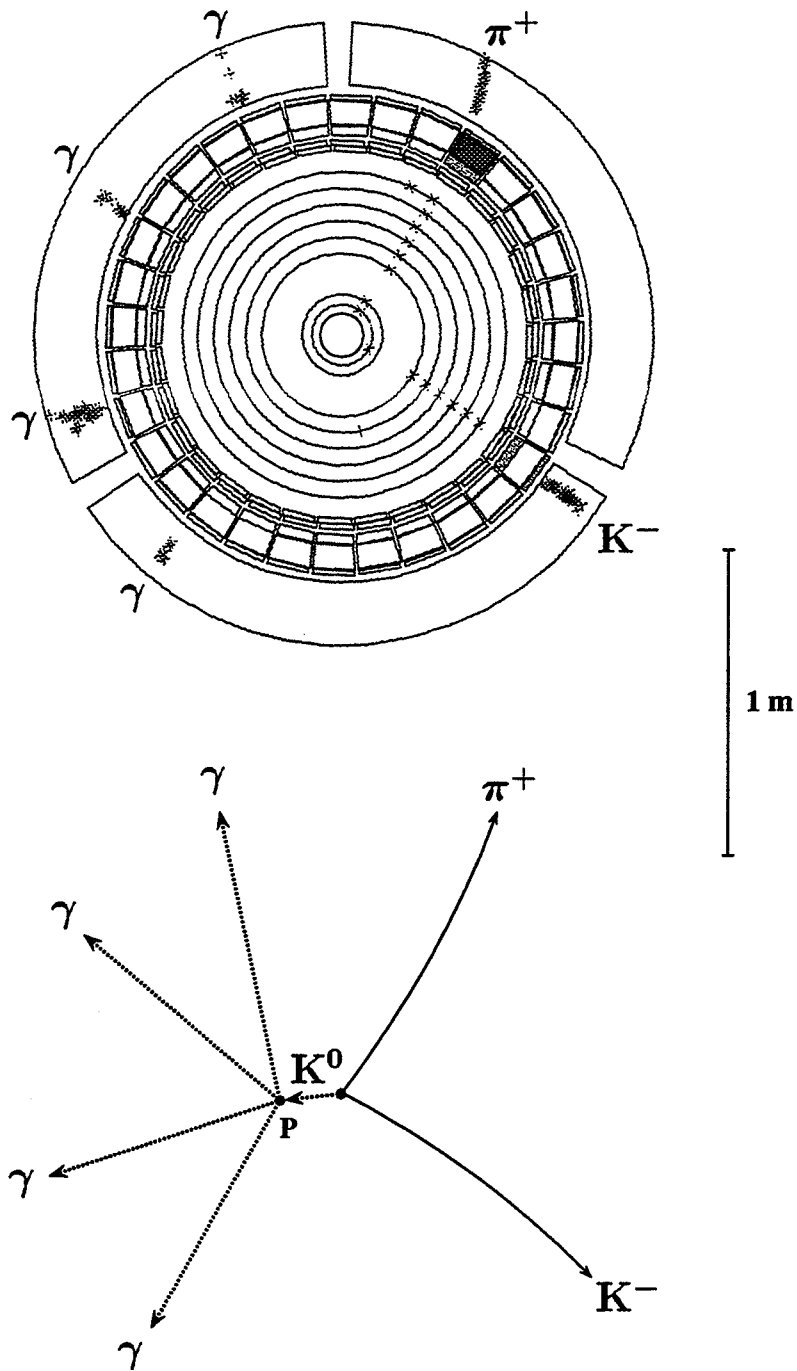


Abbildung 4.1: Querschnitt des CP-LEAR Detektors der zeigt, wie sich ein gewünschtes Ereignis der Art  $\bar{p}p \rightarrow K^- \pi^+ K^0$  mit anschliessendem Zerfall  $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$  als Treffer in den Kammern des CP-LEAR Detektors bemerkbar macht. Darunter ist das geometrische Resultat der vollständigen Rekonstruktion des Ereignisses gezeigt.

Masse des neutralen Kaons (in MeV), während  $\tau_S$  die Zerfallszeit des  $K_S^0$  bezeichnet. Ein neutrales Kaon mit einer Lebensdauer von  $1\tau_S$  fliegt bei einem Impuls von 498 MeV also gerade 2.675 cm weit.

Die Rekonstruktion wird entscheidend erschwert durch die Tatsache, dass alle Teilchen der Zerfallskaskade  $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$  neutral sind. Denn dadurch bleibt wie in Abb. 4.1 erkennbar der Zerfallsort des neutralen Kaons im Detektor unsichtbar, d.h. es finden sich keinerlei Detektorinformationen an diesem Ort. Erst die Schauerbildung der Photonen im Kalorimeter ausserhalb des Zerfallsvolumens der neutralen Kaonen erzeugt die Information, welche neben der Messung des  $K^0$ -Produktionsortes und -Flugrichtung benötigt wird. Die folgenden Punkte fassen die wesentlichen Bedingungen für die Rekonstruktion zusammen:

- Aus den geladenen Spuren ergeben sich folgende Informationen: Aus dem Schnittpunkt der Trajektorien von  $K^-$  und  $\pi^+$  bestimmt man den Produktionsort des neutralen Kaons mit einer Auflösung von wenigen mm. Der Impuls des neutralen Kaons und damit auch seine Flugrichtung wird aus  $\vec{p}_{K^0} = -\vec{p}_{K^-} - \vec{p}_{\pi^+}$  mit einer Auflösung von etwa 5% determiniert.
- Nach dem Zerfall des neutralen Kaons in zwei  $\pi^0$  zerfallen die neutralen Pionen so schnell, dass ihr Zerfallsort im Detektor praktisch mit dem des neutralen Kaons zusammenfällt. Dabei zerfallen sie mit einem Verzweigungsverhältnis von 99% in zwei Photonen, so dass die angestrebte Rekonstruktion über diese Zerfälle statistisch extrem favorisiert ist. In [42] wird eine alternative Analyse beschrieben, bei der die Zerfälle  $\bar{K}^0(K^0) \rightarrow \pi^0\pi^0$  inklusive rekonstruiert werden über  $e^+e^-$ -Paare aus  $\pi^0$ -Dalitzzerfällen oder aus Photonkonversionen.
- Der durchschnittliche Impuls des neutralen Kaons von 600 MeV setzt sich in eine mittlere Energie der Photonen von 160 MeV um, wobei das niederenergetischste der vier Photonen meistens nicht mehr als 60 MeV Energie erhält. Bei der mittleren Energie werden pro Schauer im Durchschnitt etwa 12 Treffer in den Drahtkammern des CP-LEAR Kalorimeters beobachtet (s. Abb. 3.12) so dass Energie- und Richtungsauflösungen nur vergleichsweise moderat sein können. Daraus ergibt sich, dass eine direkte Bestimmung des Zerfallsortes des neutralen Kaons aus den gemessenen Schauerrichtungen eine nur sehr mässige Auflösung erbringen kann (s. Abschnitt 4.3.3).

Der für die Rekonstruktion des Ereignisses eingeschlagene Weg ist es, eine geometrische und kinematische Anpassung durchzuführen, welche auf der Forderung nach der Einhaltung folgender physikalischer Bedingungen beruht:

1. Die Energie und der Impuls des neutralen Kaons, die bei der Erzeugung aus der geladenen Seite gemessen wurden, sind erhalten und gehen bei dem Zerfall auf die vier Photonen über.
2. Die aus den Viererimpulsen des  $\bar{p}p$ - und des  $K^\pm\pi^\mp$ -Paares am Annihilationsvertex berechnete fehlende Masse muss der  $K^0$ -Masse entsprechen.
3. Die invariante Masse von zwei Photonen muss der  $\pi^0$ -Masse entsprechen, wenn diese Photonen aus demselben  $\pi^0$ -Zerfall entstammen.

Als Ergebnis der Anpassung liegt die vollständige Kinematik und Geometrie des Ereignisses vor. Im folgenden wollen wir die Methode näher beschreiben.

### 4.1.1 Variablen der Rekonstruktion

Zahlreiche kinematische und geometrische Grössen, die für die weitere Beschreibung des Rekonstruktionsproblems eine Rolle spielen, sind in Tabelle (4.1) definiert. Alle dort erscheinenden Teilchenmassen können als bekannt vorausgesetzt werden, die genauen Werte werden aus [14] genommen. Unter den Variablen befinden sich folgende Detektor-Messgrössen, welche die Grundlage der Rekonstruktion darstellen:

- Annihilationsvertex
- Impulse der geladenen Teilchen
- Energien, Schauerfüsse und -richtungen der Photonen im Kalorimeter.

Offensichtlich sind diese Variablen selbst schon rekonstruierte Grössen, welche aus den Primärinformationen im Detektor, wie z.B. Treffern in den Spurenkammern, gewonnen wurden.

| Variable                                     | Bedeutung                       |
|----------------------------------------------|---------------------------------|
| <u>Massen-Grössen:</u>                       |                                 |
| $m_p$                                        | p-Masse                         |
| $m_K$                                        | $K^+(K^-)$ -Masse               |
| $m_\pi$                                      | $\pi^+(\pi^-)$ -Masse           |
| $m_{K^0}$                                    | $K^0(\bar{K}^0)$ -Masse         |
| $m_{\pi^0}$                                  | $\pi^0$ -Masse                  |
| <u>Energien-Impulse:</u>                     |                                 |
| $(E_K, \vec{p}_K)$                           | $K^+(K^-)$ -Vierer-Impuls       |
| $(E_\pi, \vec{p}_\pi)$                       | $\pi^+(\pi^-)$ -Vierer-Impuls   |
| $(E_{K^0}, \vec{p}_{K^0})$                   | $K^0(\bar{K}^0)$ -Vierer-Impuls |
| $(E_i, \vec{p}_i), i = 1, \dots, 4$          | Photon-Vierer-Impulse           |
| <u>Geometrische Grössen:</u>                 |                                 |
| $\vec{v}_i = \vec{p}_i/E_i, i = 1, \dots, 4$ | Photon-Richtungen               |
| $\vec{d}$                                    | Annihilationsvertex             |
| $\vec{d}$                                    | $K_S^0(K_L^0)$ -Zerfallsvertex  |
| $\lambda$                                    | $K_S^0(K_L^0)$ -Zerfallslänge   |
| $\vec{x}_i, i = 1, \dots, 4$                 | Photon-Schauerfüsse             |
| $\Phi_i, \Theta_i, i = 1, \dots, 4$          | Photon-Schauerrichtungen        |

Tabelle 4.1: Variablen der Rekonstruktion

### 4.1.2 Vollständige Ereignis-Rekonstruktion durch einen 6c-Fit

Jedes Ereignis wird mit Hilfe einer kinematischen und geometrischen Anpassung [11, 43] vollständig rekonstruiert. Dabei wird eine Funktion

$$\chi^2(\vec{m}, \tau, \vec{\lambda}) = (\vec{m} - \vec{m}^0)^T G_{m^0}^{-1} (\vec{m} - \vec{m}^0) + \vec{\lambda} \cdot \vec{f}(\vec{m}, \tau)$$

minimiert bezüglich  $\vec{m}$ ,  $\tau$  und  $\vec{\lambda}$  durch die Bedingungen

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \vec{m}} = 0, \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial \tau} = 0, \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial \vec{\lambda}} = 0.$$

Die benutzten Variablen haben folgende Bedeutung:

- Der Vektor  $\vec{m}^0$  hat 21 Komponenten und repräsentiert alle in Abschnitt 4.1.1 aufgezählten Detektor-Messgrößen bis auf die Schauerrichtungen der Photonen, welche nicht benutzt werden.
- $G_{m^0}$  stellt die Kovarianz-Matrix von  $\vec{m}^0$  dar.
- Die Komponenten des Vektors  $\vec{\lambda}$  sind Lagrange Multiplikatoren, welche garantieren, dass die Lösungen für  $\vec{m}$  und  $\tau$  den Nebenbedingungs-Gleichungen  $\vec{f}(\vec{m}, \tau) = 0$  genügen.
- $\tau$  repräsentiert die Zerfallszeit des neutralen Kaons und ist die einzige Unbekannte in dieser Anpassung.

Als wichtigste Resultate gibt die Anpassung ein Ergebnis für die Zerfallszeit  $\tau$  sowie verbesserte Werte für die Messgrößen  $\vec{m}$ .

Die Komponenten der Vektorgleichung  $\vec{f}(\vec{m}, \tau) = 0$  repräsentieren sieben kinematische Nebenbedingungen:

$$f_1 = 2m_p - E_K - E_\pi - \sum_{i=1}^4 E_i \quad (4.2)$$

$$f_{2-4} = \vec{p}_K + \vec{p}_\pi + \sum_{i=1}^4 E_i \vec{v}_i \quad (4.3)$$

$$f_5 = \frac{1}{m_{K^0}} \left( m_{K^0}^2 - (2m_p - E_K - E_\pi)^2 + (\vec{p}_K + \vec{p}_\pi)^2 \right) \quad (4.4)$$

$$f_6 = \frac{1}{m_{\pi^0}} \left( \frac{1}{2} m_{\pi^0}^2 - E_1 E_2 (1 - \vec{v}_1 \cdot \vec{v}_2) \right) \quad (4.5)$$

$$f_7 = \frac{1}{m_{\pi^0}} \left( \frac{1}{2} m_{\pi^0}^2 - E_3 E_4 (1 - \vec{v}_3 \cdot \vec{v}_4) \right) \quad (4.6)$$

Die Nebenbedingungen verlangen Energie- und Impulserhaltung ( $f_1$ - $f_4$ ), die Gleichheit der fehlenden Masse am primären Vertex mit der  $K^0$  Masse ( $f_5$ ) und dass die Massen der beiden  $\gamma\gamma$ -Paare der  $\pi^0$ -Masse entsprechen ( $f_6$ - $f_7$ ). Im Englischen bezeichnet man eine solche Anpassung mit 7 Nebenbedingungen und einer Unbekannten verkürzt als 6c-Fit, eine Bezeichnung, die wir im folgenden übernehmen wollen. Die vier Einheitsvektoren  $\vec{v}_i$  beinhalten implizit alle geometrischen Nebenbedingungen. Sie beschreiben

die Photon-Flugrichtungen, die mit der Flugrichtung des neutralen Kaons genau an dem Punkt zusammentreffen müssen, wo das Kaon und die beiden  $\pi^0$  zerfallen:

$$\vec{v}_i = \frac{\vec{x}_i - \vec{a} + \tau \frac{(\vec{p}_K + \vec{p}_\pi)}{m_{K^0}}}{|\vec{x}_i - \vec{a} + \tau \frac{(\vec{p}_K + \vec{p}_\pi)}{m_{K^0}}|}, \quad i = 1 - 4. \quad (4.7)$$

Eine wichtige Aufgabe des 6c-Fits besteht in der Identifizierung der Photonpaare, welche den beiden  $\pi^0$ -Zerfällen zugeordnet werden können. Dies geschieht durch das Berechnen des  $\chi^2$ -Minimums ( $\chi^2_{\min}$ ) für jede der drei möglichen Paarungen. Wir wählen die Paarung, die zu dem kleinsten Wert von  $\chi^2_{\min}$  führt.

Es ist möglich, die Photonenergien im Formalismus der Nebenbedingungs-Gleichungen (4.2)-(4.6) zu eliminieren. Dazu werden die linearen Gleichungen  $f_1 - f_4$  nach den Photonenergien aufgelöst:

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \\ E_4 \end{pmatrix} = V^{-1} \begin{pmatrix} 2m_p - E_K - E_\pi \\ -(p_{K,1} + p_{\pi,1}) \\ -(p_{K,2} + p_{\pi,2}) \\ -(p_{K,3} + p_{\pi,3}) \end{pmatrix}. \quad (4.8)$$

Dabei ist  $V^{-1}$  das Inverse der Matrix

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ \vec{v}_1 & \vec{v}_2 & \vec{v}_3 & \vec{v}_4 \end{pmatrix}. \quad (4.9)$$

Nach dem Einsetzen der Ausdrücke (4.8) für  $E_i$ ,  $i = 1 - 4$ , in die Gleichungen  $f_6$  und  $f_7$  reduziert sich die totale Anzahl der Nebenbedingungs-Gleichungen auf drei. Im Kontext des 6c-Fits machen wir nun Gebrauch von diesen vereinfachten Gleichungen um einen geeigneten Startwert für die unbekannte Zerfallszeit  $\tau$  zu finden:

**1c-Fit:** Als *erstes* werden die Impulse der beiden geladenen Spuren unter Berücksichtigung ihrer Kovarianzmatrix solange variiert, bis die Massenbedingung  $f_5$  exakt erfüllt ist. Durch die Anwendung dieser als 1c-Fit bezeichneten Anpassung verbessert sich die Impulsauflösung der geladenen Spuren bereits erheblich und damit die Vorhersage für den fehlenden  $K^0$ -Impuls.

**Zerfallslängen-Variationsmethode:** Als *zweites* bestimmt man entlang der 1c-Fit- $K^0$ -Flugrichtung Zerfallspunkt bzw. -zeit des neutralen Kaons. Dazu wird die Zerfallszeit in dem Intervall  $[-20, 50] \tau_S$  solange variiert, bis die quadratische Summe der beiden Gleichungen  $f_6$  und  $f_7$  einen minimalen Wert annimmt. In dieser Prozedur sind  $f_6$  und  $f_7$  Funktionen des gemessenen Annihilationsvertexes, des 1c-Fit- $K^0$ -Impulses bzw. -Energie und der Photon-Schauerfüsse im Kalorimeter.

Als Konsequenz der in den letzten beiden Absätzen behandelten vereinfachten Rekonstruktionsmethode ergibt sich, dass die vom 6c-Fit erzielte Präzision für die Zerfallszeit  $\tau$  vor allem von den Auflösungen der Impulse der geladenen Spuren und der Photon-Schauerfüsse im Kalorimeter abhängt. Die Messungen der Photonenergien erhöhen diese Präzision nur wenig, aber sie sind wie in [11] gezeigt wurde nützlich, um die richtige Paarung der Photonen zu bestimmen.

## 4.2 Einfluss einer endlichen Lebensdauerauflösung auf die Messung der Asymmetrie $A_{00}(\tau)$

An dieser Stelle soll erörtert werden, inwieweit die mit der beschriebenen Rekonstruktionsmethode (6c-Fit) erzielte Auflösung für die Zerfallszeit eines neutralen Kaons die Messung der Asymmetrie  $A_{00}(\tau)$  und der daraus zu extrahierenden Parameter  $\phi_{00}$  bzw.  $|\eta_{00}|$  beeinflusst. Diese Auflösung ist in Abb. 4.2 a) gezeigt, links in linearer und rechts in logarithmischer Darstellung. Im weiteren wollen wir diese Auflösung als *reguläre* bezeichnen. Sie wurde mittels einer Monte Carlo Simulation des Experimentes gewonnen, deren Einzelheiten im Abschnitt 3.7 erläutert wurden.

In Abb. 4.2 b) sehen wir, wie sich die Auflösung verbessert nach der Einführung spezieller Methoden, welche im nächsten Abschnitt beschrieben werden. Diese Auflösung entspricht der endgültig erzielten und wird im folgenden nur noch kurz als *finale* bezeichnet.

Zur Gegenüberstellung zeigen wir ferner in Abb. 4.2 c) eine *gaussische* Auflösung, deren Breite mit  $1 \tau_S$  so gewählt wurde, dass sie gerade dem RMS (Root Mean Square)-Wert der *finalen* entspricht.

Es lässt sich feststellen, dass für beide experimentell gefundenen Auflösungen die zentralen Auflösungen schmäler sind als bei der Gaussfunktion, wie es sich durch die FWHM (Full Width at Half Maximum)-Werte ausdrückt. Während die Gaussfunktion aber bei höheren Zeitdifferenzen rasch abklingt, sind in der *regulären* Kurve etliche Ereignisse mit grossen Abweichungen vom Mittelwert zu beobachten, die insgesamt zu dem hohen RMS-Wert führen, während die *finale* Kurve eine Mittelstellung einnimmt.

**Beobachtbare Zerfallsraten:** Der Einfluss der betrachteten Auflösungen auf die Summe der beobachtbaren Zerfallsraten von erzeugten  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  in den Endzustand  $\pi^0\pi^0$  ist in Abb. 4.3 sichtbar. Die gestrichelte Linie bildet jeweils die theoretischen Zerfallsraten ab, die aus der exponentiellen  $K_S^0$ -Zerfallskurve und einem kleinen zeitlich praktisch konstanten  $K_L^0$ -Anteil bestehen (s. Gl. (2.51)). Die durchgezogenen Kurven zeigen die mit der jeweiligen Auflösung beobachtbaren Raten. Mathematisch ergibt sich für eine beliebige theoretische Rate  $R_{theo}(\tau)$  die beobachtbare Rate  $R_{obs}(\tau)$  aus einer Faltung mit der Auflösungsfunktion  $G_{res}(\tau)$ :

$$R_{obs}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau' R_{theo}(\tau') G_{res}(\tau - \tau') \quad (4.10)$$

Als Ergebnis erkennen wir, dass die Auflösungen in allen drei Abb. 4.3 a), b) und c) zu einem wesentlichen 'Abschmelzen' der Spitze der exponentiellen Zerfallsverteilung bei  $0 \tau_S$  führen. Die dort verlorengegangenen Ereignisse finden sich bei zu positiven oder negativen hin verschobenen Zeiten wieder.

Bei der *regulären* Kurve macht sich bemerkbar, dass die Auflösungsfunktion in Abb. 4.2 bei höheren Zeiten langsamer gegen Null geht als die exponentiellen theoretischen Raten. Dies führt dazu, dass bei Zeiten oberhalb von  $4 \tau_S$  die Mehrzahl der dort beobachteten Ereignisse von solchen mit wahrer Zerfallszeit um  $0 \tau_S$  gebildet wird. Für die *finale* Auflösung tritt dieser Effekt erst in der Region oberhalb von  $10 \tau_S$  ein.

Für die *gaussische* Auflösung ist das Faltungsintegral lösbar und z.B. in [45] angegeben. Bei Zeiten die grösser sind als die Breite der Gaussfunktion nähert sich die beobachtete Rate wieder einer Exponentialfunktion mit Zerfallszeit  $\tau_S$  an.

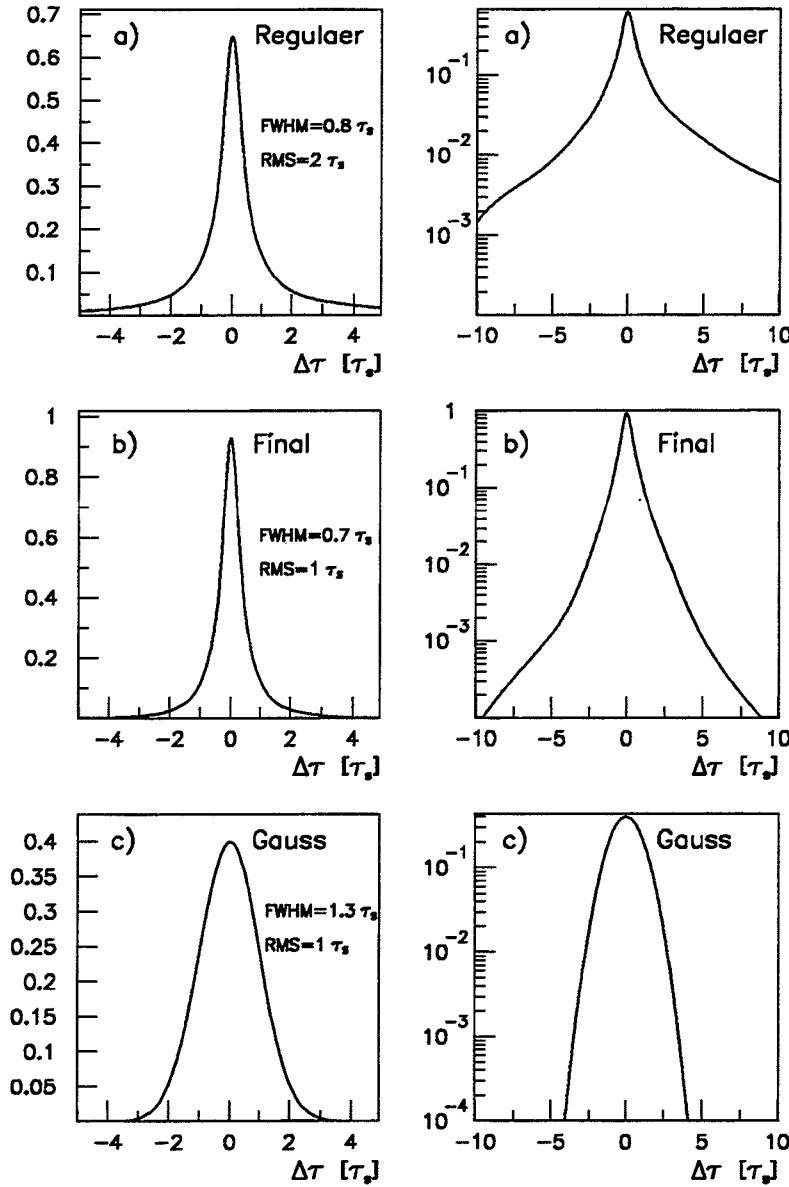


Abbildung 4.2: Drei verschiedene Zerfallszeitauflösungen im linearen (links) und logarithmischen (rechts) Masstab. Die *reguläre* Auflösung a) ist das Resultat des 6c-Fits, während die *finale* b) erreicht wurde unter Anwendung weiterer Kriterien, die im nächsten Abschnitt besprochen werden. Zum Vergleich ist ferner eine *gaussische* Auflösung c) dargestellt, die so gewählt wurde, dass sie den gleichen RMS-Wert hat wie die *finale*. In der linken Spalte sind jeweils zusätzlich die FWHM- und RMS-Werte der Auflösungen eingetragen.

**Beobachtbare Asymmetrie:** Abbildung (4.4) zeigt uns, wie die Auflösungen sich schliesslich jeweils auf die beobachtbare Asymmetrie  $A_{00}(\tau)$  auswirken. Diese Asymmetrie ergibt sich in Analogie zu Gl. (2.52), nur dass die theoretischen Raten durch die beobachtbaren zu ersetzen sind. Die gestrichelte Kurve stellt wie in Abb. 2.5 die Asymmetrie der theoretischen Raten dar. Für die *reguläre* Auflösung ergibt sich das ernüchternde Resultat,

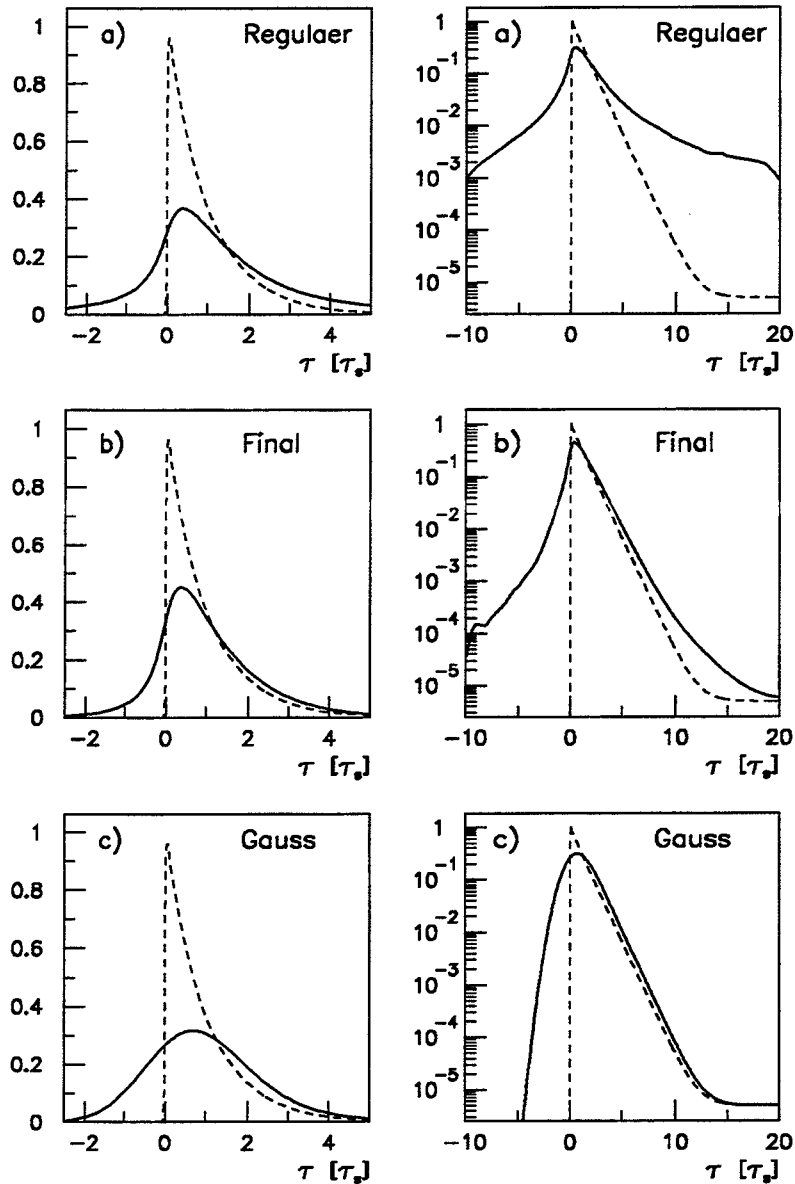


Abbildung 4.3: Summe der beobachtbaren Zerfallsraten von erzeugten  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  in den Endzustand  $\pi^0\pi^0$  als Funktion der drei in Abb. 4.2 dargestellten Zerfallszeit-Auflösungen im linearen (links) und logarithmischen (rechts) Masstab. Die gestrichelte Linie zeigt jeweils zum Vergleich die Zerfallsrate, die man bei einer perfekten Auflösung beobachten würde.

dass die beobachtbare Asymmetrie praktisch ausgelöscht ist. Dieses ist durch den oben genannten Effekt zu verstehen, dass im Bereich der maximalen theoretischen Asymmetrie oberhalb von  $4 \tau_s$  praktisch nur Ereignisse mit wahrer Zeit bei  $0 \tau_s$  beitragen, deren Asymmetrie nur sehr wenig ausgeprägt ist. Daraus lernt man, dass eine Unterdrückung von Ausläufern in der Auflösung dringend notwendig ist. Die im nächsten Abschnitt vorgestellten Methoden verfolgen genau dieses Ziel und erreichen es auch. So ist die mit der *finalen* Auflösung erzielte sichtbare Asymmetrie sehr viel ausgeprägter und erlaubt eine

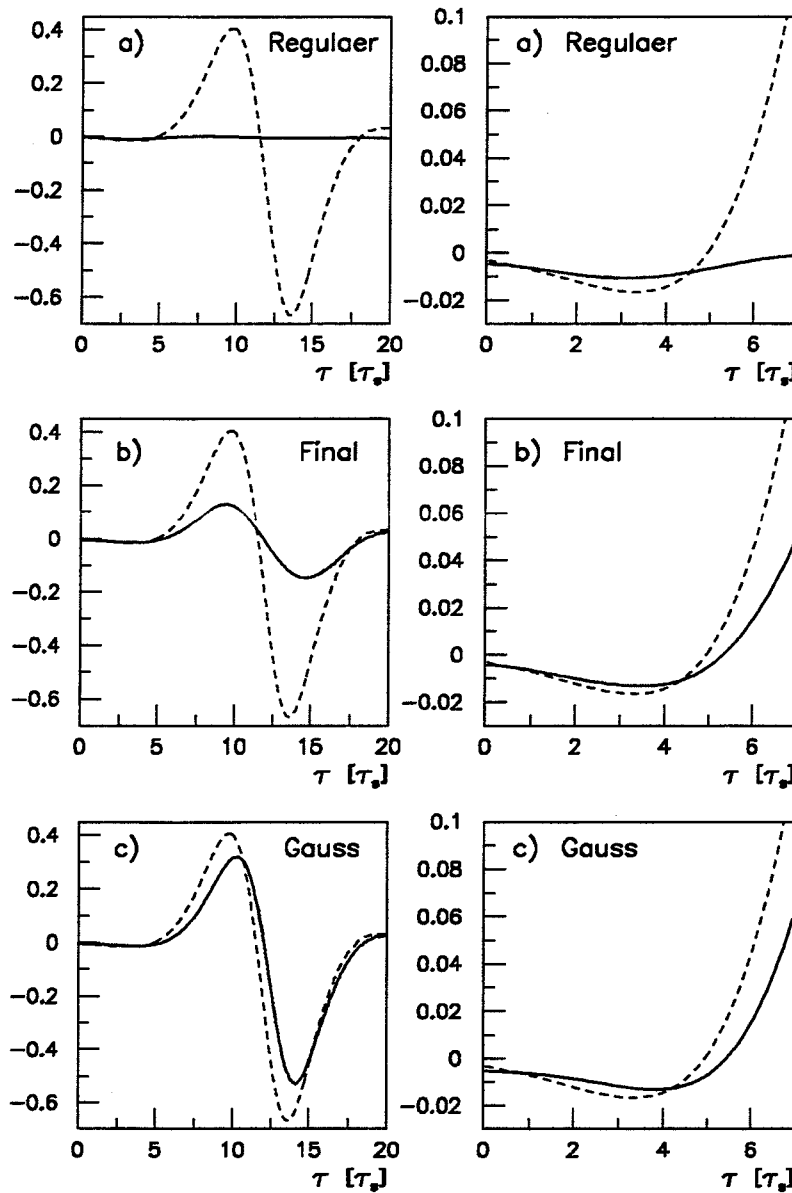


Abbildung 4.4: Beobachtbare Asymmetrie  $A_{00}(\tau)$  als Funktion der drei in Abb. 4.2 dargestellten Zerfallszeitauflösungen, links und rechts in zwei verschiedenen Lebensdauerbereichen. Die gestrichelte Kure zeigt jeweils zum Vergleich die Asymmetrie, die man bei einer perfekten Auflösung beobachten würde.

vernünftige Bestimmung der Asymmetrieparameter  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$ . Mit der *gaussischen* Auflösung ist die Asymmetrie noch ausgeprägter, was auf das zügige Verschwinden der Auflösung bei hohen Zeiten zurückzuführen ist.

Generell ist zu beobachten, dass die Effekte der Auflösung darin bestehen, die sichtbare Amplitude der Asymmetrie zu dämpfen und ferner das Maximum zu späteren Zeiten hin zu verschieben. Der zweite Effekt ist bei der *gaussischen* Auflösung stärker ausgeprägt als bei der *finalen*, worin sich deren schmalere zentrale Auflösung widerspiegelt.

**Messung von  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$ :** Mit einer Simulationsrechnung wurde der Frage nachgegangen, inwieweit sich bei einer Bestimmung von  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  aus der beobachtbaren Asymmetrie die Fehler pro aufgezeichnetes Ereignis vergrössern, wenn man von Daten mit perfekter Auflösung zu solchen mit den betrachteten Auflösungen übergeht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 eingetragen. Es zeigt sich, dass sich bei der *regulären* Methode die statistische Signifikanz für die beiden Parameter inakzeptabel verschlechtert.

| Auflösung | $\sigma_{\phi_{00}}$ relativ zu Daten<br>mit perfekter Auflösung | $\sigma_{ \eta_{00} }$ relativ zu Daten<br>mit perfekter Auflösung |
|-----------|------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------|
| Regulär   | 360%                                                             | 420%                                                               |
| Final     | 160%                                                             | 140%                                                               |
| Gaussisch | 140%                                                             | 130%                                                               |

Tabelle 4.2: Vergrösserung der Fehler auf die Parameter  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  unter dem Einfluss verschiedener Lebensdauerauflösungen.

### 4.3 Spezielle Werkzeuge zur Kontrolle der Lebensdauerauflösung

In diesem Abschnitt erörtern wir die nötigen Schritte, um von der inakzeptablen *regulären* zur brauchbaren *finalen* Lebensdauerauflösung zu gelangen (s. Abb. 4.2). Dazu führen wir drei Werkzeuge ein, mit deren Hilfe wir für jedes einzelne Ereignis überprüfen können, ob die 6c-Fit-Rekonstruktion eine genügend präzise Bestimmung der Zerfallszeit des neutralen Kaons erlaubt.

#### 4.3.1 Paarung der Photonen

Wie schon in Kapitel 4.1.2 diskutiert, ist es eine der Aufgaben des 6c-Fits für die beiden  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  Zerfälle aus den vier im Kalorimeter beobachteten Photonen die richtigen zwei Paare auszuwählen. Das folgenden Schema verdeutlicht die drei möglichen Zuordnungen, wobei die Photonen vorher willkürlich numeriert wurden:

|                                                                                                                                                                                                                                                                      |        |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------|
| Paarung 1: $\pi^0 \rightarrow \gamma_1\gamma_2$ $\pi^0 \rightarrow \gamma_3\gamma_4$<br>Paarung 2: $\pi^0 \rightarrow \gamma_1\gamma_3$ $\pi^0 \rightarrow \gamma_2\gamma_4$<br>Paarung 3: $\pi^0 \rightarrow \gamma_1\gamma_4$ $\pi^0 \rightarrow \gamma_2\gamma_3$ | (4.11) |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------|

Als angewandtes Kriterium wird die Paarung mit der grössten Wahrscheinlichkeit, d.h. mit dem kleinsten  $\chi^2$  des 6c-Fits genommen. Zur Illustration der Fähigkeit dieser Methode zeigt uns Abb. 4.5 links die Wahrscheinlichkeits-Verteilung des 6c-Fits bei Anwendung

auf die richtige Paarung und auf diejenige der beiden falschen Paarungen mit der grösseren Wahrscheinlichkeit. Es handelt dabei wie auch im folgenden um Ereignisse, die einer

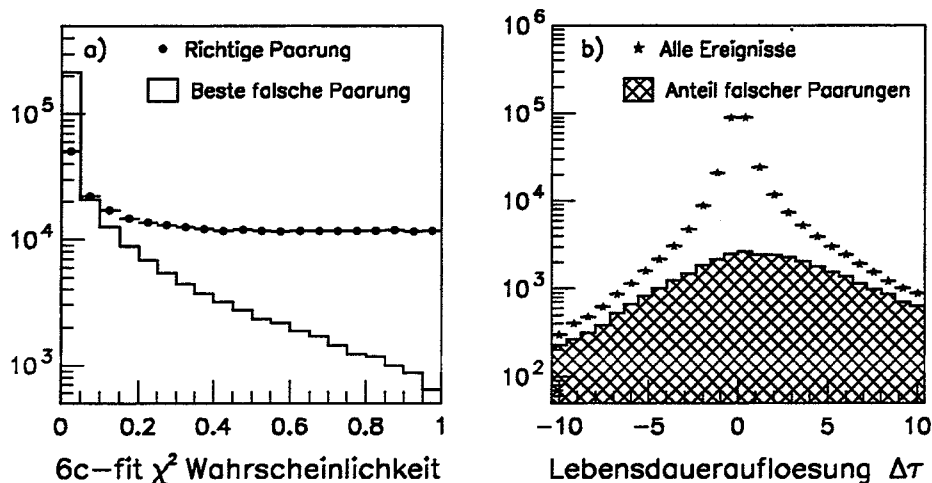


Abbildung 4.5: a)  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit des 6c-Fits bei Anwendung auf die richtige Paarung und auf diejenige der beiden falschen Paarungen mit dem kleineren  $\chi^2$ . b) Lebensdauerauflösung des 6c-Fits, wobei für jedes Ereignis diejenige der drei Paarungen mit dem kleinsten  $\chi^2$  genommen wurde. Getrennt dargestellt ist der 12% Anteil von Ereignissen, bei denen dabei eine falsche Paarung gewählt wurde.

Monte Carlo Simulation der gewünschten Reaktion und ihrer Rekonstruktion entstammen. Man erkennt, dass die Wahrscheinlichkeits-Verteilung für die falschen Paarungen deutlich mehr bei Werten von Null konzentriert ist. Für etwa 88% der Ereignisse wird durch das angewandte Kriterium die richtige Paarung gewählt, die restlichen 12% stellen nun ein ernsthaftes Problem dar. Die Anwendung der  $\pi^0$ -Massenbedingungen im 6c-Fit auf die falschen Photonpaare führt nämlich zu einer sehr schlecht bestimmten Lebensdauer der neutralen Kaonen. Dies wird aus Abb. 4.5 rechts deutlich, wo die Lebensdauerauflösung aller Ereignisse dargestellt ist und ferner der darin enthaltene Anteil von falschen Paarungen. Man erkennt, dass die Ausläufer der Auflösung bei sehr grossen positiven Zeiten mehrheitlich von den falschen Paarungen verursacht werden.

Zur Unterdrückung solcher Ereignisse wurden die Phasenraumverteilungen auf der Zerfallsseite des neutralen Kaons untersucht. Als besonders nützlich erwiesen sich die als Ergebnisse der 6c-Fit-Rekonstruktion vorliegenden invarianten Massen aller möglichen sechs  $\gamma\gamma$ -Paare. Für die zwei vom 6c-Fit ausgewählten Paare ist diese Masse natürlich auf die  $\pi^0$ -Masse fixiert. Weiterhin muss folgende kinematische Bedingung erfüllt sein:

$$m_{K^0}^2 = (P_1 + P_2 + P_3 + P_4)^2 = \sum_{i \geq j}^4 M_{ij}^2 \quad (4.12)$$

Die  $P_i$  stehen dabei für die 6c-Fit rekonstruierten Vierer-Impulse der Photonen und die  $M_{ij}$  für die invarianten Massen der  $\gamma\gamma$ -Paare. Von nun an wollen wir ohne Beschränkung der Allgemeinheit annehmen, dass der 6c-Fit Paarung 1 im Schema (4.11) ausgewählt

hat. Es gilt dann:

$$M_{13}^2 + M_{24}^2 + M_{14}^2 + M_{23}^2 = m_{K^0}^2 - 2m_{\pi^0}^2 \quad (4.13)$$

Insgesamt bleiben also drei Freiheitsgrade übrig. In Abb. 4.6 sind die beobachteten Massen  $M_{13}$  und  $M_{24}$  der Photonpaare gegenübergestellt, welche die Paarung 2 repräsentieren. Abbildung 4.6 (1) und 4.6 (2) zeigen getrennt die Fälle, dass der 6c-Fit mit Paarung

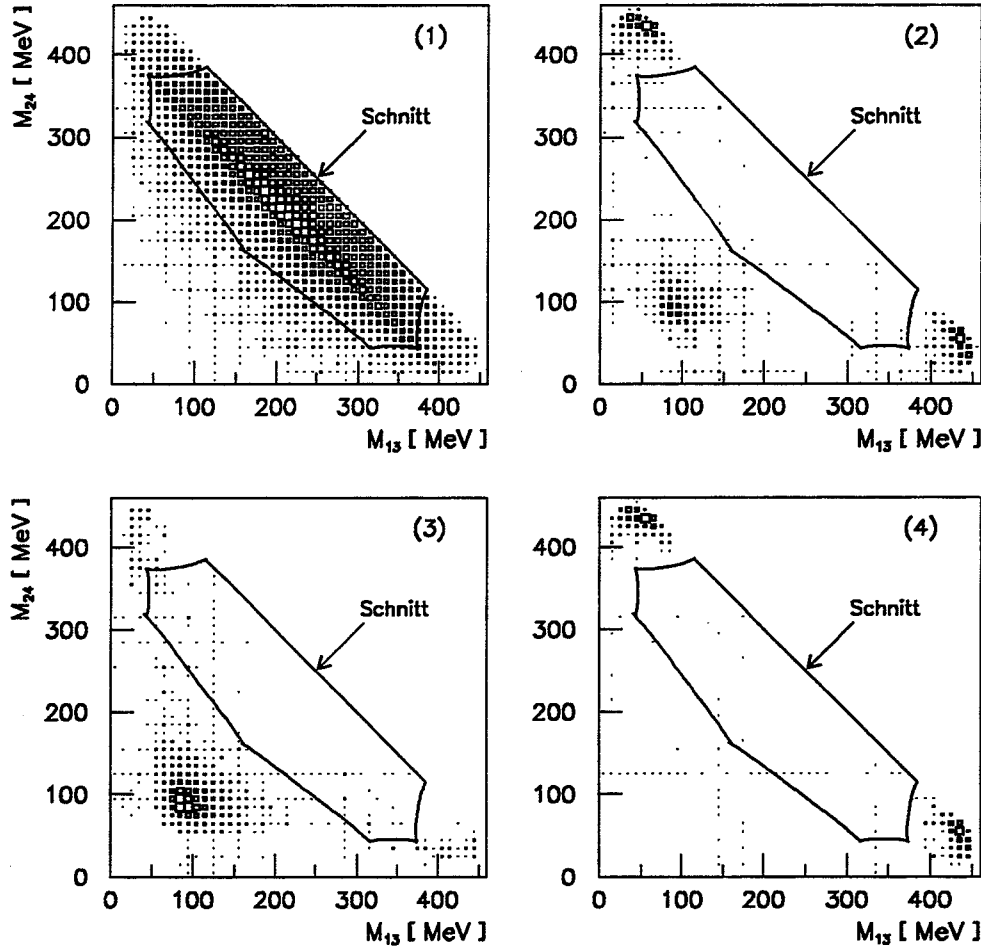


Abbildung 4.6: Gegenüberstellung der vom 6c-Fit rekonstruierten invarianten Massen zweier  $\gamma\gamma$  Paare, welche zu einer vom 6c-Fit nicht ausgewählten Paarung gehören (weitere Erläuterungen im Text).

1 die richtige bzw. die falsche Paarung gewählt hat. Wir erkennen, dass bei richtiger Wahl die Ereignisse ein zentrales Band ausfüllen und bei falscher an den Rändern des Phasenraumes angehäuft sind. Abbildung 4.6 (3) und 4.6 (4) trennen die Ereignisse mit falscher Wahl danach auf, ob Paarung 2 die eigentlich richtige Paarung bzw. die andere falsche gewesen wäre. Im ersten Fall ist eine korrelierte Anhäufung bei dem Wertepaar (100 MeV, 100 MeV) zu beobachten, im anderen Fall bei (450 MeV, 50 MeV) oder (50 MeV, 450 MeV).

Um einen optimalen Schnitt zu finden, wurde zunächst versucht die drei Freiheitsgrade auf eine die vier Photonpaare gleichrangig behandelnde Art und Weise zu definieren. Dazu

wurde eine *Principal Component Analysis* [46] auf die Massen  $m_{kl}$  angewandt, aus deren Ergebnis die drei folgende Variablen als die am *meisten signifikanten* identifiziert wurden:

$$\begin{aligned} x_1 &= M_{13} - M_{24} + M_{14} - M_{23} \\ x_2 &= M_{24} - M_{13} + M_{14} - M_{23} \\ x_3 &= M_{13} + M_{24} - M_{14} - M_{23} \end{aligned} \quad (4.14)$$

In Abb. 4.7 ist die Verteilung dieser drei Grössen zu sehen, welche vorher noch auf einen Wertebereich  $[-1, 1]$  normiert wurden. Für die richtig gewählten Paarungen beobachtet man eine kompakte zentrale Verteilung und für die falschen Paarungen eine Anhäufung zu den Eckpunkten.

Zur optimalen Unterdrückung der Ereignisse mit falsch gewählten Paarungen wurde schliesslich mit Monte Carlo Ereignissen ein neuronales Netz trainiert [47]. Die Topologie dieses Netzes ist durch eine Eingabeebene (3 nodes), eine versteckte Ebene (3 nodes) und eine Ausgabeebene (1 node) gekennzeichnet. Als Eingabe verwendet es die drei Grössen  $\max(|x_1|, |x_2|)$ ,  $\min(|x_1|, |x_2|)$  und  $|x_3|$ . In Abb. 4.8 ist die Ausgabe dieses neuronalen Netzes gezeigt. Durch einen Schnitt auf den Ausgabewert von mindestens 0.5 verwerfen

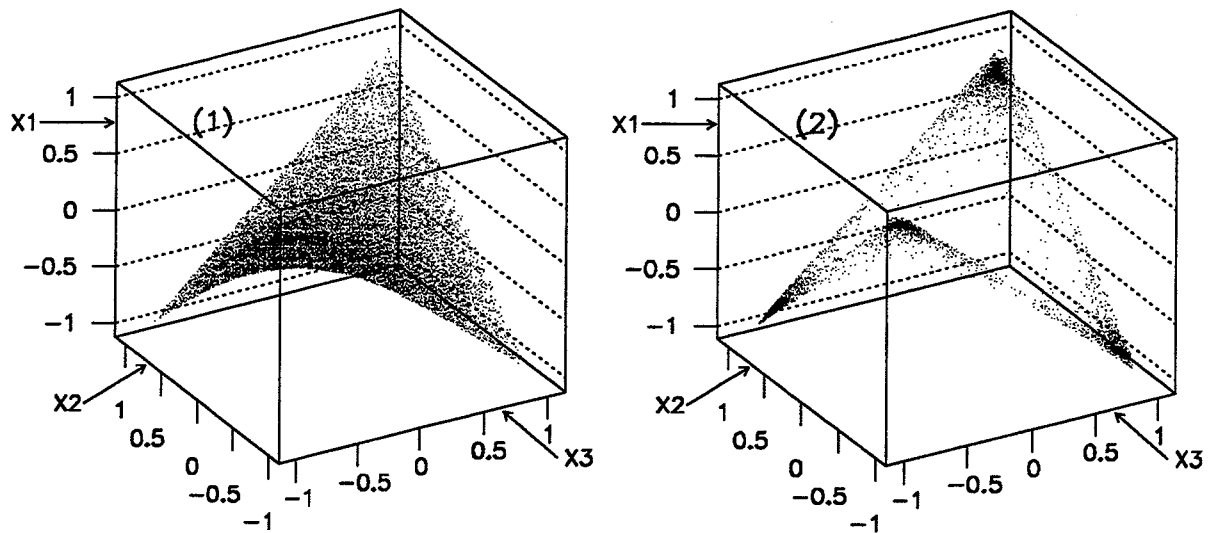


Abbildung 4.7: Verteilung der im Text beschriebenen Phasenraumgrössen  $x_1, x_2$  und  $x_3$  für den Fall, dass vom 6c-Fit die richtige (1) bzw. falsche (2) Paarung gewählt wurde.

wir mehr als 98% der Ereignisse mit falsch gewählten Paarungen aber nur etwa 25% derjenigen mit den richtigen Paarungen. In Abb. 4.6 umschliesst die durchgezogene Linie den durch diesen Schnitt maximal erlaubten Wertebereich der  $\gamma\gamma$ -Massen.

In Abb. 4.9 b) sehen wir, wie sich durch diesen Schnitt die 6c-Fit-Lebensdauerauflösung im Vergleich zur *regulären* in Abb. 4.9 a) erheblich verbessert und in Abb. 4.10 die resultierende signifikante Verstärkung der beobachtbaren Asymmetrie.

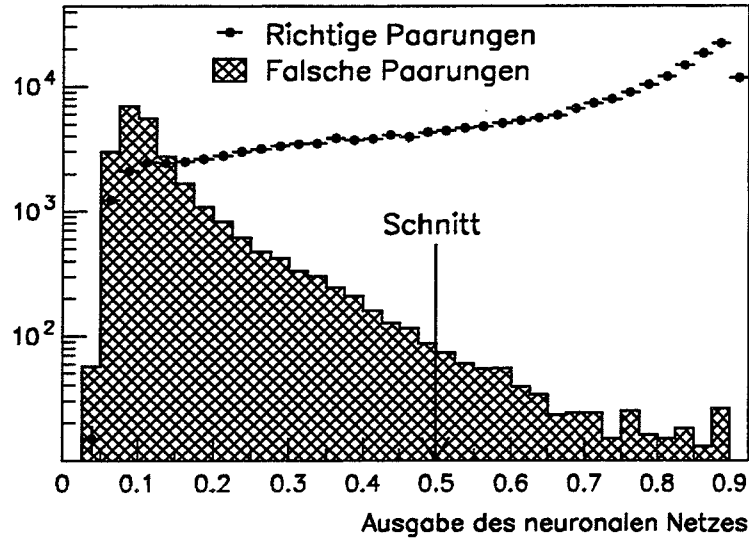


Abbildung 4.8: Ausgabe des neuronalen Netzes für Ereignisse bei denen vom 6c-Fit die richtige (schwarze Punkte) oder die falsche Paarung (schraffiert) gewählt wurde. Der eingezeichnete Pfeil markiert den gewählten Schnitt, nach dem alle Ereignisse mit einer Ausgabe von weniger als 0.5 verworfen werden.

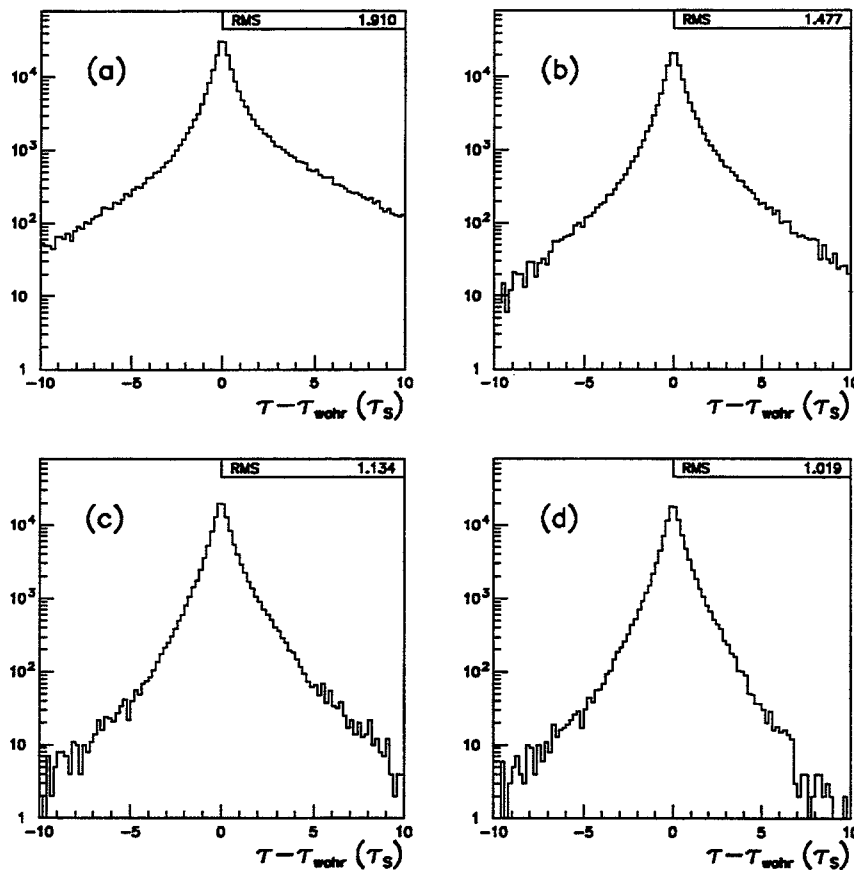


Abbildung 4.9: Monte Carlo  $K^0(\bar{K}^0)$ -Lebensdauerauflösung nach (a) dem 6c-Fit (*reguläre* Auflösung) und der konsekutiven Anwendung von Schnitten auf (b) das neuronale Netz, (c) die Abtastmethode und (d) die Schauerrichtungen (*finale* Auflösung).

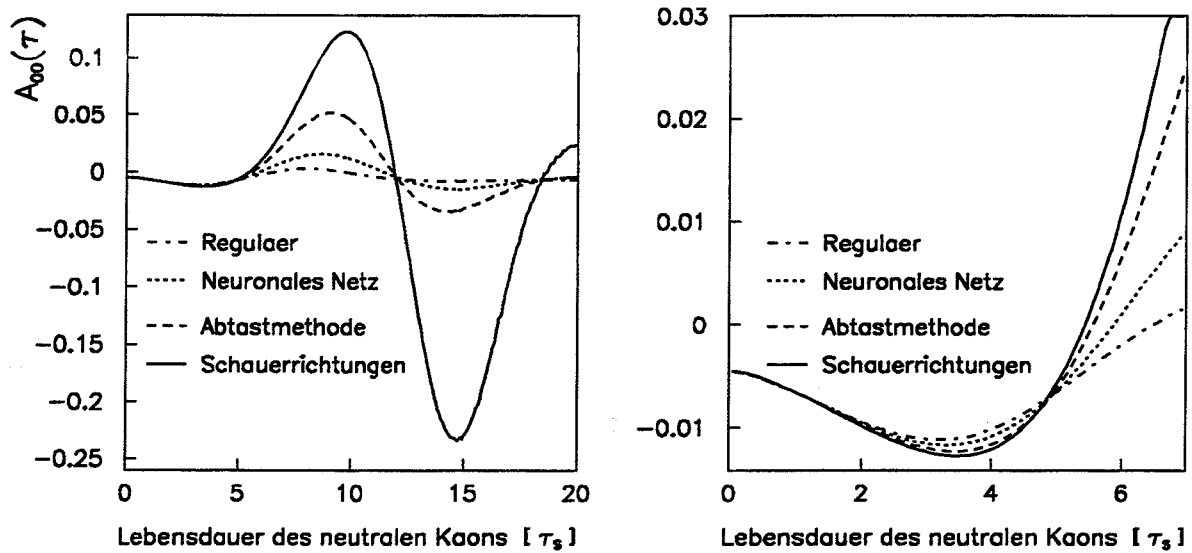


Abbildung 4.10: Beobachtbare Asymmetrie  $A_{00}(\tau)$  unter Benutzung der Monte Carlo  $K^0(\bar{K}^0)$ -Lebensdauerauflösung nach dem 6c-Fit (*regulär*) und nach der konsekutiven Anwendung der drei Werkzeuge, d.h. den Schnitten auf das neuronale Netz, die Abtastmethode und auf die Schauerrichtungen. Die Bilder links und rechts unterscheiden sich nur durch die Betrachtung verschiedener Lebensdauerintervalle.

### 4.3.2 Berechnung eines Fehlers der Zerfallszeit

Die nach dem Schnitt auf die Ausgabe des neuronalen Netzes übrig bleibenden Ereignisse wurden daraufhin untersucht, ob diejenigen mit schlechter Auflösung besondere Merkmale aufzeigen. Dabei stellte sich heraus, dass zum einen grosse Fehler in der gemessenen Richtung des  $K^0$  zu einer schlechten Rekonstruktion führen. Zum anderen wird die Güte der Rekonstruktion entscheidend durch die aus sechs Winkeln bestehende Zerfallskinematik des neutralen Kaons bestimmt. Es handelt sich dabei um zwei Winkel, welche den Zerfall des  $K^0$  in  $\pi^0\pi^0$  kennzeichnen und jeweils zwei für die Zerfälle der  $\pi^0$  in  $\gamma\gamma$ .

**Spielmodell:** Um die geschilderten Effekte zu analysieren, wurde ein Spielmodell entworfen, d.h. eine Simulation eines stark vereinfachten Experimentes. In diesem Modell nehmen wir an, dass wir für das neutrale Kaon den Produktionsort und den Absolutbetrag des Impulses sowie für die Photonen die Schauerfüsse im Kalorimeter mit perfekter Präzision kennen. Die Richtung des neutralen Kaons sei mit einer gewissen Auflösung gemessen, die Photonenergien dagegen völlig unbekannt.

Die Rekonstruktion des Ereignisses beruht unter diesen Bedingungen auf dem Lösen der beiden Massenbedingungen  $f_6$  und  $f_7$  (s. Gl. (4.5), (4.6)) bei gleichzeitiger Ersetzung der Photonenergien durch Gl. (4.8). Die drei Variablen dieses Problems sind die Richtung und Zerfallszeit (-länge) des neutralen Kaons oder anders ausgedrückt der Zerfallsort im Detektor. Bei genauerer Betrachtung stellt man fest, dass durch das Ersetzen der Photonenergien eine grosse Nichtlinearität der Lösungsgleichungen  $f_6$  und  $f_7$  bezüglich der Zerfallszeit  $\tau$  eingeführt wird.

In dem Fall, dass wir die Kenntnis der Richtung des  $K^0$  völlig aufgeben, ist das Rekonstruktionsproblem offensichtlich einfach unterbestimmt, da wir drei Unbekannte und nur zwei Gleichungen haben. Es ergibt sich also eine eindimensionale Lösungsmenge als Schnittlinie der Lösungsflächen der beiden Gleichungen. Für ein durchschnittliches und deshalb als 'Normal' bezeichnetes simuliertes Ereignis mit einem neutralen Kaon von 1  $\tau_S$  Lebensdauer und einem Impuls von 600 MeV ist diese Schnittlinie in Abb. 4.11 gezeigt. Links oben (1) sehen wir eine dreidimensionale Darstellung. Die x-y Werte der Punkte der Lösungsmenge kennzeichnen dabei die Projektion der  $K^0$ -Richtung auf eine zur ursprünglich gemessenen Richtung senkrechte Ebene. Der Punkt (0,0) in dieser Ebene markiert also die ursprüngliche Richtung und die Punkte auf dem Kreis mit Radius eins Richtungsänderungen von  $90^\circ$ . Die dritte Dimension zeigt die Differenz der für jeden Lösungspunkt gefundenen Zerfallslänge (in Metern) zu der wahren Länge. Rechts oben (2) ist die Projektion auf die x-y Ebene gezeigt. Zur eindeutigen Erkennung der dreidimensionalen Gestalt der Kurve sind sowohl in (1) als auch in (2) die vier Punkte a, b, c und d markiert.

Wir bemerken zunächst als erstes Resultat, dass die Lösungsmenge eine geschlossene Kurve bildet. Es ist ferner zu sehen, dass die Menge einen weiten Bereich in der x-y Ebene umfasst, bis hin zu Werten von 0.4, was einer Änderung der Richtung des neutralen Kaons von etwa 24 Grad entspricht. Die Zerfallslänge variiert dabei um mehr als 40 cm (!).

Unter Berücksichtigung der gemessenen  $K^0$ -Richtung wird man nun im allgemeinen einen möglichst dicht zum Ursprung der x-y Ebene liegenden Punkt der Linie als Lösung auswählen. Andererseits können wir mit Hilfe der Kovarianzmatrix  $G$  dieser Richtung für jeden in der x-y Ebene durch  $\vec{x}$  bezeichneten Linienpunkt eine Wahrscheinlichkeitsdichte

# Ereignis 'Normal'

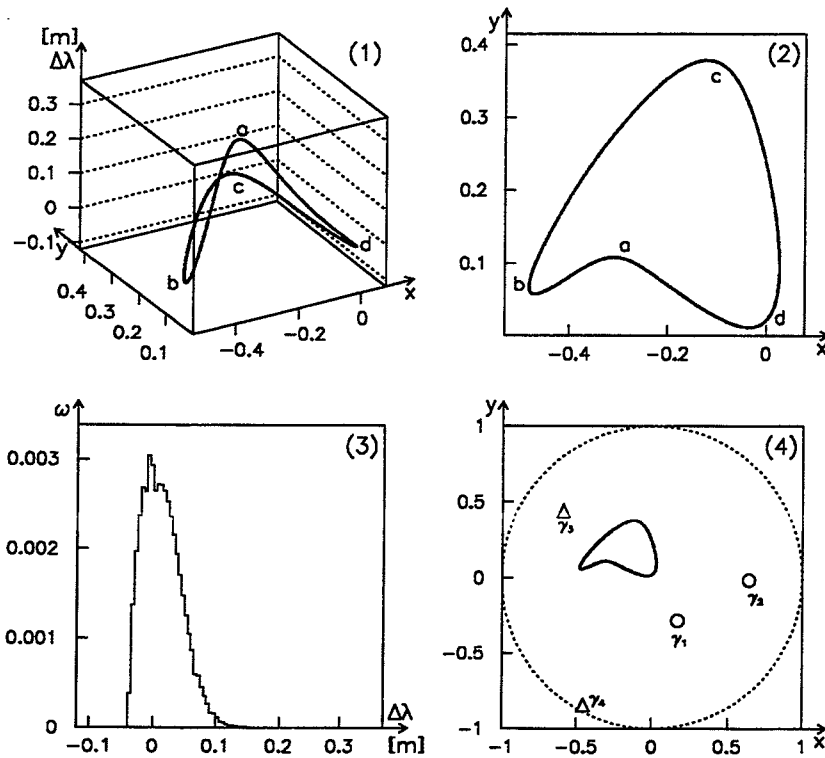


Abbildung 4.11: Lösungskurve der beiden  $\pi^0$  Massenbedingungen  $f_6$  und  $f_7$  (s. Gl. (4.5), (4.6)) für ein einzelnes simuliertes Ereignis (Weitere Erklärungen im Text).

$\omega$  angeben, das wahre Ereignis zu repräsentieren:

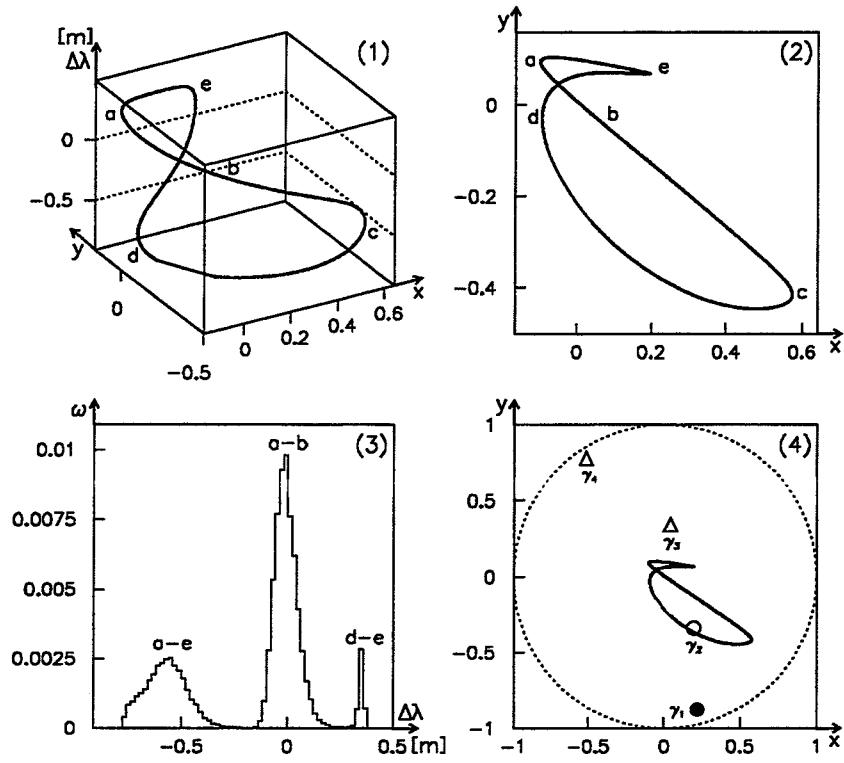
$$\omega \propto e^{-\vec{x}^T G^{-1} \vec{x}} \quad (4.15)$$

In Abb. 4.11 ist links unten (3) diese für das Ereignis gefundene Wahrscheinlichkeitsdichte aufgetragen gegenüber der Zerfallslängendifferenz. Das Maximum der Wahrscheinlichkeitsdichte liegt hier in der Nähe des Nullpunktes, was bedeutet, dass das Ereignis mit einer fast richtigen Zerfallslänge rekonstruiert werden kann.

Abbildung 4.11 rechts unten (4) zeigt die geschlossene Kurve in der x-y Ebene und dazu sind die Projektionen der vier wahren Photonrichtungen im Laborsystem auf diese Ebene eingezeichnet. Der Verlauf der Kurve ist eine eindeutige Funktion dieser vier Richtungen, die sich ihrerseits aus den Zerfallswinkeln des neutralen Kaons und der Pionen ergeben. Die beiden durch die Kreise (Dreiecke) gekennzeichneten Photonen gehören zum gleichen  $\pi^0$ -Zerfall. Zur eindeutigen Richtungserkennung der Photonen markieren wir ein positives (negatives) Skalarprodukt von Photon- mit der neutralen Kaonrichtung durch ein offenes (geschlossenes) Symbol. Bei dem betrachteten Ereignis haben also alle vier Photonen eine Impulskomponente in Vorwärtsrichtung des  $K^0$ .

In Abb. 4.12 betrachten wir die Lösungskurven für zwei weitere Ereignisse, die sich von dem ersten betrachteten Ereignis nur durch die generierten Zerfallswinkel unterscheiden. Bei dem als 'Schlecht' bezeichneten Ereignis tritt das Problem auf, dass in der Nähe der gemessenen  $K^0$ -Richtung gleich drei Abschnitte der Lösungsmenge liegen, die alle durch eine kleine Richtungsänderung zu erreichen sind und bei denen die gefundenen Zerfallslängen sehr verschieden sind. Dies wird durch die Wahrscheinlichkeitsdichte links

Ereignis 'Schlecht'



Ereignis 'Gut'

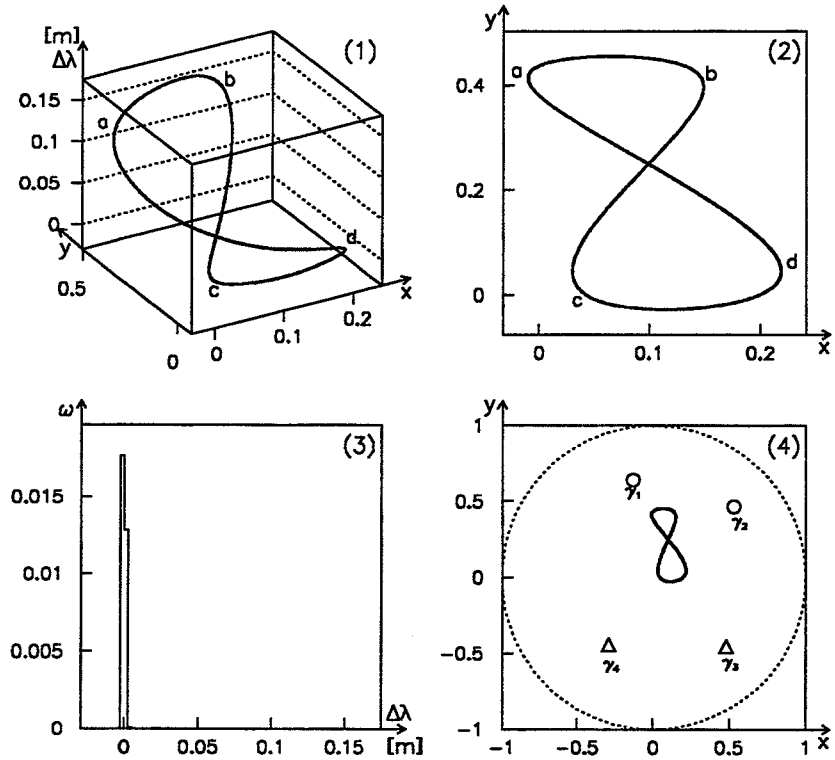


Abbildung 4.12: Vergleiche Bildunterschrift zu Abb. 4.11.

unten (3) weiter verdeutlicht. Der 6c-Fit wird nun eines der drei lokalen Maxima der Verteilung auswählen und damit ist die Wahrscheinlichkeit gross, dass die Zerfallslänge völlig falsch rekonstruiert wird. Man findet also Ereignisse, die eine Mehrdeutigkeit bei der Rekonstruktion aufweisen und deshalb verworfen werden sollten.

Bei dem in Abb. 4.12 als 'Gut' bezeichneten Ereignis stellen wir fest, dass auch der umgekehrte Fall eintreten kann, dass die Zerfallslänge sehr genau bestimmt werden kann. Dieses manifestiert sich in der extrem scharfen Wahrscheinlichkeitsdichte links unten (3), welche einzig an der richtigen Stelle ein Maximum hat.

Es bleibt die Frage, warum die in den Abb. 4.11 und Abb. 4.12 jeweils rechts unten (4) durch die Verteilung der Photonrichtungen charakterisierte Zerfallskinetik des neutralen Kaons zu solch unterschiedlichen Qualitäten in der Rekonstruktion führt. Durch die Betrachtung vieler Ereignisse findet man, dass es ungünstig ist, wenn alle Photonrichtungen in einer Ebene liegen, d.h. wie bei dem schlechten Ereignis entlang einer Linie in der x-y Projektion. Eine Erklärung könnte die sein, dass sich in diesem Fall die Anzahl der Impulserhaltungs-Nebenbedingungen  $f_2 - f_4$  (Gl. (4.3)) effektiv um eine erniedrigt, da die Information in der zu der Photonebene senkrechten Richtung nutzlos wird.

Das hier vorgestellte Spielmodell hat uns zu einem tieferen Einblick in die grundlegenden Wesenszüge des in dieser Arbeit verfolgten Rekonstruktionsansatzes geführt. Wir kehren nun zurück zu den vollständigen Bedingungen der Rekonstruktion.

**Die Abtastmethode** Wir wollen nun ein Rezept angeben, mit dem wir Ereignisse wie das in Abb. 4.12 als 'Schlecht' bezeichnete verwerfen können. Unser Ziel ist dabei für jedes Ereignis wie in Abb. 4.11 und Abb. 4.12 eine Wahrscheinlichkeitsdichte als Funktion der Lebensdauer zu finden, jedoch unter möglichst vollständiger Berücksichtigung der Kovarianzen aller Messwerte. Die Form dieser Verteilung wird dann ausschlaggebend dafür sein, ob wir ein Ereignis behalten oder verwerfen. Die im folgenden beschriebene Methode ist eine angenäherte, mathematisch nicht rigorose Prozedur, um eine  $\chi^2$ -Verteilung als Funktion der Zerfallszeit zu bestimmen.

Die nach der Eliminierung der Photonenergien durch Gl. (4.8) von den sieben Nebenbedingungsgleichungen  $f_1 - f_7$ , Gl. (4.2)-(4.6), übrig bleibenden drei Gleichungen  $f_5$ ,  $f_6$  and  $f_7$  werden benutzt, um eine als 3c-Fit bezeichnete Anpassung zu formulieren, bei dem die Zerfallszeit auf einen beliebigen Wert fixiert werden kann. Für jedes Ereignis wird diese Anpassung wiederholt ausgeführt für verschiedene (hypothetische) Zerfallszeiten zwischen  $-20 \tau_S$  und  $50 \tau_S$ . Für jede Zerfallszeit gibt der 3c-Fit einen Wert für das  $\chi_{3c}^2(\tau)$  zurück und ferner Vorhersagen für die Photonenergien  $E_i^{3c}(\tau)$  und für die Schauerrichtungen  $\Phi_i^{3c}(\tau)$  und  $\Theta_i^{3c}(\tau)$ . Diese Resultate werden benutzt, um zerfallszeitabhängige Wahrscheinlichkeitsdichten zu berechnen:

$$\begin{aligned} w_{3c}(\tau) &\sim \exp\left(-\frac{1}{2}\chi_{3c}^2(\tau)\right) \\ w_E(\tau) &\sim \prod_{i=1}^4 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{E_i^{3c}(\tau) - E_i^0}{\sigma_{E_i}}\right)^2\right) \\ w_\Phi(\tau) &\sim \prod_{i=1}^4 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\Phi_i^{3c}(\tau) - \Phi_i^0}{\sigma_{\Phi_i}}\right)^2\right) \\ w_\Theta(\tau) &\sim \prod_{i=1}^4 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\Theta_i^{3c}(\tau) - \Theta_i^0}{\sigma_{\Theta_i}}\right)^2\right) \end{aligned}$$

$E_i^0$ ,  $\Phi_i^0$  und  $\Theta_i^0$  bezeichnen die gemessenen Photonenergien und Schauerrichtungen. Die vier Wahrscheinlichkeitsdichten werden kombiniert, um eine normalisierte Dichte

$$w(\tau) = \mathcal{N} w_{3c}(\tau) w_E(\tau) w_\Phi(\tau) w_\Theta(\tau)$$

mit

$$\mathcal{N}^{-1} = \int w_{3c}(\tau) w_E(\tau) w_\Phi(\tau) w_\Theta(\tau) d\tau$$

zu erhalten.

Die Wahrscheinlichkeit, dass die durch  $\tau$  charakterisierte kinematische Konfiguration die Messwerte des Ereignisses repräsentiert, wird ausgedrückt durch  $w(\tau) d\tau$ .

Die Wahrscheinlichkeitsdichte  $w(\tau)$  ist in Abb. 4.13 für vier Monte Carlo Ereignisse dargestellt. Die Kurven der Abb. 4.13 (a) und Abb. 4.13 (b) favorisieren einen kleinen Bereich von  $\tau$ -Werten und führen daher zu einer präzisen Bestimmung der Zerfallszeit, während die Kurven von Abb. 4.13 (c) und Abb. 4.13 (d) einen weiten Bereich von  $\tau$ -Werten erlauben und so die Zerfallszeit weitgehend unbestimmt lassen. Die Beispiele demonstrieren noch einmal die Existenz von Ereignissen mit mehr als einem lokalen Maximum in der  $w(\tau)$ -Funktion. Diese Ereignisse sind nicht notwendigerweise welche mit schlechter Zerfallszeitauflösung, wie das Beispiel Abb. 4.13 (b) illustriert, wo die beiden  $w(\tau)$ -Maxima dichter zusammen sind. Man erkennt weiterhin aus Abb. 4.13 (d), dass die Form der  $w(\tau)$ -Funktion sehr asymmetrisch sein kann, was die Nichtlinearität der Nebenbedingungsgleichungen aufzeigt. Diese Beobachtungen zeigen das Bedürfnis nach einer zuverlässigen Berechnung des Fehlers der Zerfallszeit auf. Als ein quantitatives Mass für die Auflösung benutzen wir

$$\sigma_\tau^2 = \int w(\tau) (\tau - \bar{\tau})^2 d\tau \quad ,$$

wobei

$$\bar{\tau} = \int w(\tau) \tau d\tau.$$

Im Falle der Existenz zweier  $w(\tau)$ -Maxima misst der Fehler  $\sigma_\tau$  nicht nur den  $\tau$ -Abstand der beiden Maxima, sondern auch ihre relative Wahrscheinlichkeit. Wenn nämlich eines der beiden  $w(\tau)$ -Maxima eine sehr viel grössere Wahrscheinlichkeit hat als das andere, ist das grössere Maximum gewöhnlich mit der richtigen Zerfallszeit verknüpft. So berücksichtigt man mit  $\sigma_\tau$ , dass der 6c-Fit in den weitaus meisten dieser Fälle die richtige Zerfallszeitlösung wählt.

Wir behalten von nun an nur noch Ereignisse mit  $\sigma_\tau < 1.0 \tau_S$ . Abbildung 4.9 zeigt die erhebliche Verbesserung der Lebensdauerauflösung nach diesem Schnitt und Abb. 4.10 den Effekt auf die beobachtbare Asymmetrie. Als unvermeidlicher Nachteil müssen wir durch diesen Schnitt etwa 30% aller Ereignisse verwerfen.

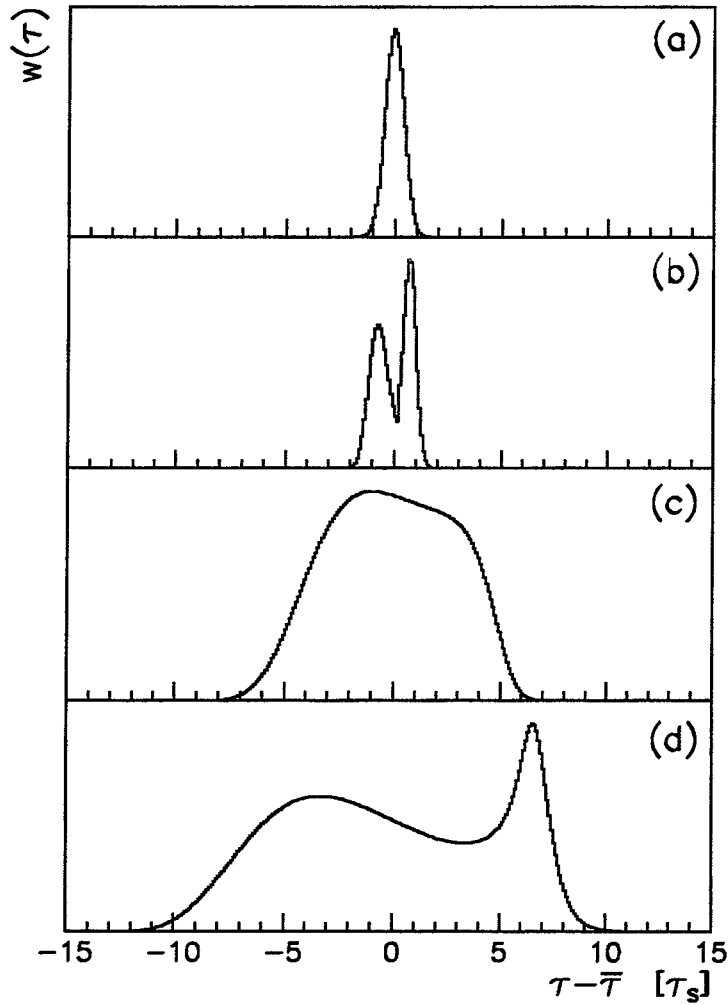


Abbildung 4.13: Wahrscheinlichkeitsdichte  $w(\tau)$  für vier simulierte Ereignisse:  $w(\tau)d\tau$  ist die Wahrscheinlichkeit, dass die Detektormesswerte ein Ereignis repräsentieren, dessen Zerfallszeit innerhalb von  $\tau$  und  $\tau + d\tau$  liegt. Ereignisse vom Typ (a) und (b) favorisieren einen kleinen Bereich von  $\tau$ -Werten und werden zugelassen. Ereignisse vom Typ (c) und (d) erlauben einen weiten Bereich von  $\tau$ -Werten und werden verworfen.

### 4.3.3 Bestimmung des Zerfallsortes der neutralen Kaonen durch die Schauerwinkel

Wir wollen nun mit den gemessenen Schauerrichtungen der vier Photonen im Kalorimeter eine völlig unabhängige Rekonstruktion des Zerfallsortes der neutralen Kaonen durchführen. Man könnte meinen, dass es präziser gewesen wäre, diese Richtungen direkt zum 6c-Fit oder zu dem im letzten Abschnitt besprochenen 3c-Fit hinzuzunehmen. Wir tun dies aber nicht, zum einen weil dieser Ansatz zu Anpassungen mit acht zusätzlichen Messwerten und Nebenbedingungen führen würde mit einem extrem gesteigerten Bedarf an Rechenzeit für jedes von Millionen zu bearbeitenden Ereignissen. Zum anderen sind die Auflösungen der Schauerrichtungen so mässig, dass ihr Einfluss für eine Verbesserung der zentralen Lebensdauerauflösung der neutralen Kaonen nur gering ist.

In dem nun vorgestellten Verfahren benutzen wir neben den Schauerrichtungen die Photon-Schauerfüsse im Kalorimeter sowie den  $K^0$ -Produktionsort und die  $K^0$ -Flugrichtung des 1c-Fits. Dann suchen wir entlang der  $K^0$ -Fluglinie den Punkt, von dem die Richtungen zu den Photon-Schauerfüssen im Kalorimeter am besten mit den gemessenen Schauerrichtungen übereinstimmen, d.h. folgende Grösse minimal wird:

$$\chi_{Winkel}^2(\lambda) = \sum_{i=1}^4 \left( \frac{\Theta_0^i - \Theta^i(\lambda)}{\sigma_{\Theta}^i} \right)^2 + \sum_{i=1}^4 \left( \frac{\Phi_0^i - \Phi^i(\lambda)}{\sigma_{\Phi}^i} \right)^2 \quad (4.16)$$

Dabei sind  $\Theta_0^i$  und  $\Phi_0^i$  die gemessenen Schauerwinkel und  $\sigma_{\Theta}^i$  bzw.  $\sigma_{\Phi}^i$  ihre Fehler.  $\Theta^i(\lambda)$  und  $\Phi^i(\lambda)$  bezeichnen die berechneten Winkel zu der  $K^0$ -Zerfallslänge  $\lambda$ . Die Zerfallszeit ergibt sich aus  $\lambda$  und dem absoluten  $K^0$ -Impuls des 1c-Fits.

Abbildung 4.14 a) zeigt uns die mit dieser Methode erzielte Zerfallszeitauflösung. Bei einem RMS-Wert von fast  $4 \tau_S$  (entsprechend einer Auflösung der Zerfallslänge von ungefähr 12 cm) ist diese im Vergleich zum 6c-Fit um einen Faktor vier schlechter. Dennoch ist in der speziellen Situation diese Rekonstruktionsmethode nützlich. Wie bereits oben erwähnt führen die Ausläufer in der Auflösung des 6c-Fits zusammen mit dem exponentiellen Abfall der  $K_S^0$ -Rate zu einem unerwünschten Auftreten von falsch rekonstruierten  $K_S^0$ -Ereignissen im  $K_S^0$ - $K_L^0$  Interferenzbereich (oberhalb  $5 \tau_S$ ). Die Rekonstruktion mit den Schauerwinkeln kann als Überprüfung der vom 6c-Fit gefundenen Lebensdauer dienen und damit diese Kontamination unterdrücken. Dazu benutzen wir die durch diese Methode gefundene Lebensdauer  $\tau^{Winkel}$  und den dazugehörigen aus dem  $\chi^2 + 1$  Kriterium berechneten Fehler  $\sigma_{\tau}^{Winkel}$  und bilden folgende Grösse:

$$p^{Winkel} = \frac{\tau^{6c} - \tau^{Winkel}}{\sigma_{\tau}^{Winkel}} \quad (4.17)$$

Dabei bezeichnet  $\tau^{6c}$  die vom 6c-Fit gefundene Lebensdauer. Wenn die Lebensdauer eines Ereignisses vom 6c-Fit schlecht bestimmt wurde und dabei zu einer späteren Zeit verschoben wird, ist  $p^{Winkel}$  im Mittel grösser als Null. Abbildung 4.14 b) illustriert diese Tatsache durch einen Vergleich von simulierten  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  und  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  Ereignissen, wobei nur Ereignisse mit einer rekonstruierten 6c-Fit-Lebensdauer oberhalb  $8 \tau_S$  betrachtet werden. In dieser Region ist die  $K_S^0$ -Datenmenge dominiert durch Ereignisse mit einer schlecht rekonstruierten 6c-Fit-Lebensdauer. Wir sehen, dass wie erwartet die  $K_S^0$ -Ereignisse deutlich zu positiven Werten von  $p^{Winkel}$  tendieren im Gegensatz zu den  $K_L^0$ -Ereignissen. Wir führen schliesslich einen Schnitt durch von  $p^{Winkel} \leq 1$ . Abbildung 4.9 zeigt die daraus

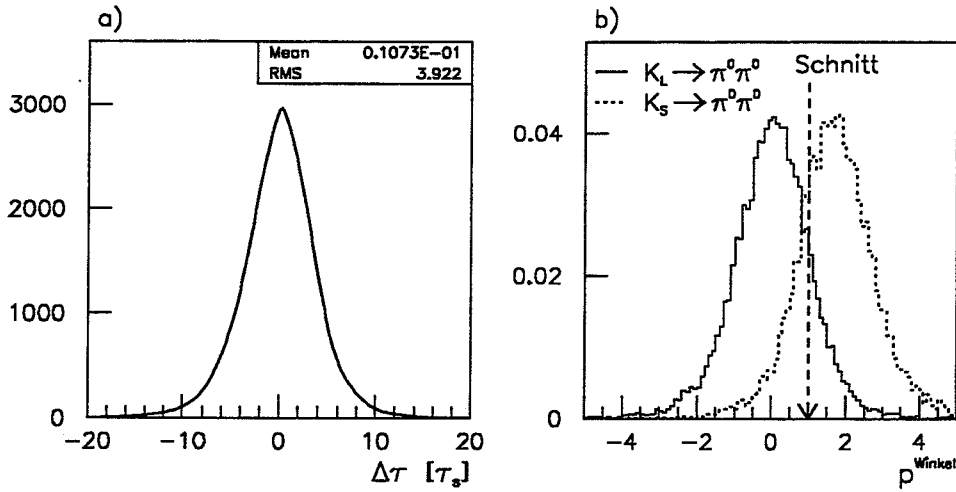


Abbildung 4.14: a) Die Lebensdauerauflösung der neutralen Kaonen für die Rekonstruktion der Zerfallszeit durch die Schauerwinkel. b) Verteilung der Grösse  $p^{Winkel}$  (s. Gl. (4.17)) und Erklärungen im Text) für simulierte  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  und  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  Ereignisse, wobei nur Ereignisse mit 6c-Fit rekonstruierter Zerfallszeit oberhalb von  $8 \tau_S$  zugelassen werden. Ferner eingezeichnet ist der Schnitt, nach dem Ereignisse mit  $p^{Winkel} > 1$  verworfen werden.

resultierende Verbesserung in der Lebensdauerauflösung und Abb. 4.10 illustriert den Effekt auf die beobachtbare Asymmetrie. Insgesamt werden durch diesen Schnitt etwa 13% aller Ereignisse verworfen.

#### 4.3.4 Zusammenfassung der drei Werkzeuge

Durch die Anwendung der erläuterten drei Werkzeuge haben wir all die Ereignisse aussortiert, welche unter den gegebenen Bedingungen eine genügend präzise Rekonstruktion der neutralen Kaon-Lebensdauer nicht zulassen. Dadurch haben wir einen grossen Fortschritt erzielt in Hinblick auf die Lebensdauerauflösung (s. Abb. 4.9) und letztlich auf die beobachtbare Asymmetrie (s. Abb. 4.10). Auf der anderen Seite haben wir durch die notwendigen Schnitte etwa 55% aller Ereignisse verloren. Dies zeigt die grundsätzliche Schwäche der von CP-LEAR eingeschlagenen Rekonstruktionsmethode in Verbindung mit den erzielten Detektorauflösungen. Abhilfe könnte vor allem durch ein Kalorimeter mit erheblich besseren Auflösungen für Energien und Richtungen der Photonen geschaffen werden. Dadurch könnte man insbesondere verhindern, dass manche Ereignisse mit einer z.B. um mehr als  $5 \tau_S$  falschen Lebensdauer rekonstruiert werden.

## 4.4 Selektion der Daten

In den vergangenen zwei Abschnitten haben wir mit der grundlegenden Rekonstruktionsmethode und speziellen Werkzeugen die Kernpunkte der Datenanalyse eingeführt. Wir gehen nun einen Schritt weiter und besprechen den vollständigen Ablauf der auf die Daten angewandten Selektionen und Schnitte.

### 4.4.1 Triggerschnitte

Es seien hier noch einmal einige der wichtigsten in Abschnitt 3.4 erwähnten Triggerschnitte rekapituliert. Für die neutralen Zerfallskanäle werden genau zwei geladene primäre Spuren verlangt und mindestens fünf Schauer im Kalorimeter. Mindestens eine der geladenen Spuren erfüllt das  $s\bar{c}s$ -Kriterium (Kaonkandidat) bei einem transversalen Impuls von grösser als 270 MeV. Ferner wird die Konsistenz der für beide Spuren gemessenen  $dE/dx$ - und Flugzeitwerte mit der  $K^\pm\pi^\mp$ -Ereignishypothese verlangt.

### 4.4.2 Vorverarbeitung und Filterung der Daten

Im Verlaufe der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Vorverarbeitung und Filterung der Daten werden speziell für die neutralen Zerfälle folgende Schritte durchgeführt:

- **Spurrekonstruktion:** Es wird eine Mustererkennung durchgeführt, welche aus den Treffern in den Spurkammern genau zwei primäre Spuren entgegengesetzter Ladung identifiziert. Für jede Spur ist mindestens eine Z-Information in DC6 oder in den Streamerröhren vorhanden.
- **Spuranpassungen:** Beide Spuren werden durch Helizes angepasst und somit ihre Impulse bestimmt. Für die Anpassungen verlangt man ein akzeptables  $\chi^2$ .
- **Annihilationsvertex-Rekonstruktion:** Mit den beiden Spuren kann man einen Vertex bilden, der in einem in Z-Richtung ausgerichteten Zylinder mit 2 cm Radius und 20 cm Länge um das Detektorzentrum enthalten ist. Jede Spur passiert diesen Vertex mit einem Abstand von höchstens 10 cm.
- **Fehlende Masse:** Mit den beiden Spuren wird eine als 1c-Fit bezeichnete Anpassung durchgeführt (s. auch Abschnitt 4.1.2), bei dem die fehlende Masse am Annihilationsvertex auf die  $K^0$ -Masse fixiert wird. Die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit dieser Anpassung muss grösser als 1% sein.
- **Teilchenidentifizierung:** Es gibt mindestens einen Kaonkandidaten mit einer  $s\bar{c}s$ -Signatur in einem einzelnen PID-Sektor, einem Gesamtimpuls von mehr als 300 MeV und einem gemessenen  $dE/dx$  Wert, welcher weniger als vier Standardabweichungen von der Kaonhypothese entfernt ist.
- **6c-Fit:** Speziell für den Zerfall in  $\pi^0\pi^0$  wird die in Abschnitt 4.1.2 besprochene und als 6c-Fit bezeichnete Anpassung durchgeführt, bei der die Ereignisse vollständig rekonstruiert werden. Es werden nur Ereignisse zugelassen mit einer  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit des 6c-Fits grösser als 1%.

### 4.4.3 Teilchenselektion

Wir wollen nun für die detektierten Teilchen strengere Selektionen einführen, welche zur Beobachtung der gewünschten Reaktionskette  $\bar{p}p \rightarrow K^- \pi^+ K^0$  mit anschließendem Zerfall  $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$  hilfreich sind.

Als erstes sollen nur Ereignisse zugelassen werden, bei denen die Multiplizitäten und Identitäten der beobachteten Teilchen *exakt* mit den erwarteten übereinstimmen:

- Von den zwei geladenen Spuren ist genau eine ein Kaonkandidat (*s $\bar{c}$ s*-Signatur).
- Es werden im Kalorimeter genau vier neutrale Schauer beobachtet. Als neutraler Schauer wird jeder rekonstruierte Schauer aufgefasst, dessen Konversionspunkt mindestens 25 cm (50 cm) entfernt ist von dem geladenen Pion (Kaon), dessen Spur in das Kalorimeter extrapoliert wurde. Der im Vergleich zu Abschnitt 3.3.5 geforderte grössere Mindestabstand zum Kaon beruht auf den in [42] beschriebenen Erfahrungen, nach denen man durch einen solchen Schnitt vor allem unerwünschte Schauer unterdrückt, welche durch sekundäre Wechselwirkungen des Kaons verursacht werden.

Für jedes einzelne Teilchen werden nun weitere Anforderungen an die Selektion gestellt. Dies sind zum einen Schnitte, die eine gute Ereignis-Rekonstruktionsqualität gewährleisten sollen:

- Für beide geladenen Spuren verlangt man jeweils mindestens vier Treffer in den Proportional- oder Driftkammerdrähten bzw. zwei Treffer in den Driftkammer-Streifen.
- Für jeden neutralen Schauer müssen so viele Streifen angesprochen haben, dass man die Z-Koordinate des Schauerfusses rekonstruieren kann. Zur einwandfreien Rekonstruktion der Schauer verlangt man, dass es zwischen zwei Schauern keinen Überlapp durch gemeinsame Treffer in den Drahtkammern geben darf.

Zum anderen sollen die selektierten Ereignisse auf den für die Reaktion (3.1) relevanten geometrischen und kinematischen Phasenraum eingeschränkt werden:

- Der Impuls des geladenen Kaons liegt im Bereich 400 MeV bis 800 MeV und für das geladene Pion zwischen 75 MeV und 550 MeV. Der hohe Mindestimpuls des geladenen Kaons minimiert die Anzahl von Pionen, welche in den PID's grössere Energieverluste erleiden und das *s $\bar{c}$ s*-Kriterium erfüllen.
- Der aus den beiden geladenen Spuren bestimmte Annihilationsvertex liegt in einem in Z-Richtung ausgerichteten Zylinder mit 2.5 cm Radius und 12 cm Länge um das Detektorzentrum herum. Es wird so gewährleistet, dass die Annihilationsreaktion im Wasserstoffbereich des Targets stattgefunden hat und nicht etwa in den Targetwänden oder in dessen Eintrittsfenster.

### 4.4.4 Abbildungen und Schnitte

Wir führen nun konsekutiv weitere Selektionen durch und werden dabei jeweils bestimmte Verteilungen in den Daten betrachten. Zur klaren Übersicht kann der Leser zu jeder Abbildung in Tabelle 4.3 nachschauen, welche Schnitte dabei schon durchgeführt wurden.

| Auswerteniveau                              | Abbildungen                  |
|---------------------------------------------|------------------------------|
| Teilchenselektion                           | 4.15, 4.16, 4.17, 4.18, 4.19 |
| $K^+\pi^-$ -Pid-Schnitte ( $dE/dx$ , TOF)   | 4.20                         |
| 1c-Fit: $\chi^2$ Wahrscheinlichkeit $> 0.1$ | 4.21, 4.22                   |
| 6c-Fit: $\chi^2$ Wahrscheinlichkeit $> 0.1$ | 4.23                         |
| $t_{6c} \in [-10, 20]\tau_S$                | 4.24                         |
| Neuronales Netz                             | 4.25                         |
| Abtastmethode                               | 4.26                         |
| Schauerwinkel: $p^{Winkel} < 1$             | 4.27, 5.1 und folgende       |

Tabelle 4.3: Abbildungen und die dazugehörigen Schnitte: Die linke Spalte beschreibt das Auswerteniveau durch Angabe der jeweils zusätzlich eingeführten Selektion (Erläuterungen der Selektionsschritte im Text dieser Arbeit). Die rechte Spalte gibt die Abbildungen an, die auf dem jeweiligen Niveau der Auswertung erzeugt wurden.

#### 4.4.5 Spezielle Schnitte auf die geladenen Spuren

Für die geladenen Spuren kann man Schnitte durchführen, welche speziell die Produktionsreaktion der neutralen Kaonen (3.1) anreichern. Als Untergrundkanäle konkurrieren dabei mit der goldenen Produktion die in Tabelle 4.4 aufgelisteten Annihilationsreaktionen. Für die verschiedenen Kanäle verwenden wir von nun an die in Tabelle 4.4 definierten Bezeichnungen. Die folgende erste Methode ist speziell geeignet, die als Pionisch und

| Bezeichnung      | Kanal                            |
|------------------|----------------------------------|
| Golden           | $K^\pm\pi^\mp\bar{K}^0$          |
| Pionisch         | $\pi^+\pi^- + n\pi^0 (n \geq 1)$ |
| Kaonisch         | $K^+K^- + n\pi^0 (n \geq 1)$     |
| Golden + $\pi^0$ | $K^\pm\pi^\mp\bar{K}^0\pi^0$     |

Tabelle 4.4: Die nach der primären Selektion der Teilchen beitragenden  $\bar{p}p$ -Annihilationsreaktionen und ihre Bezeichnungen

Kaonisch bezeichneten Annihilationen zu unterdrücken, bei denen jeweils ein geladenes Teilchen fehlidentifiziert wurde.

#### 4.4.5.1 Spezifischer Energieverlust $dE/dx$ und Flugzeitmessung TOF

Die im inneren Szintillator S1 durchgeführte Messung sowohl des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  als auch der Flugzeit TOF ermöglicht für die geladenen Spuren eine zu dem  $s\bar{c}s$ -Kriterium zusätzliche Identifizierung von Kaonen und Pionen.

**$dE/dx$ -Messung:** Abbildung 4.15 zeigt uns links das nach allen bisherigen Selektionen beobachtete  $dE/dx$ -Spektrum in den Daten für den Kaonkandidaten gegenüber seinem Impuls und rechts das entsprechende für den Pionkandidaten. Ferner sind jeweils die

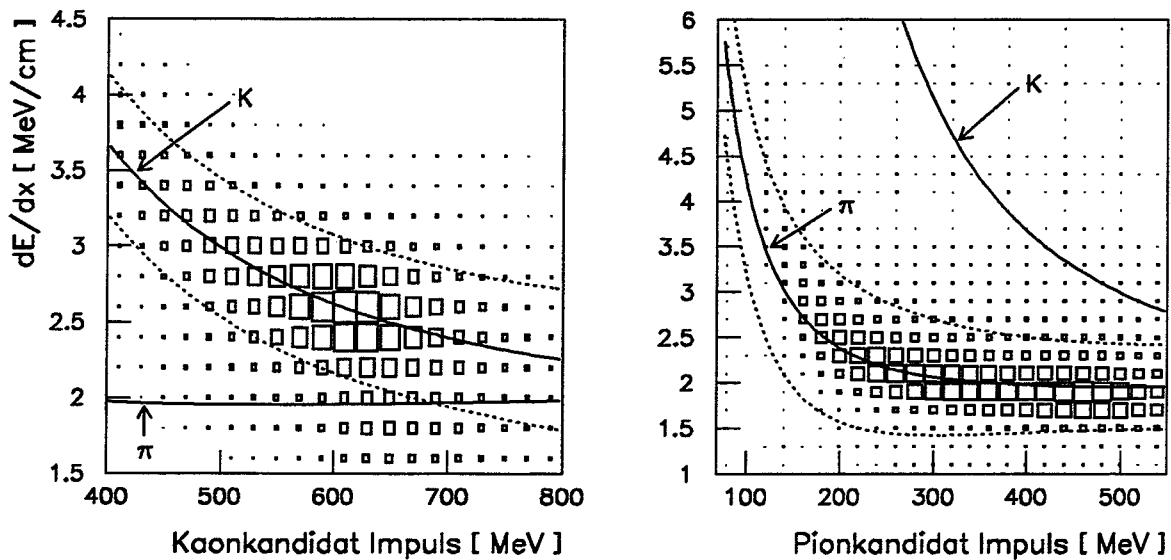


Abbildung 4.15: Gemessener Energieverlust  $dE/dx$  im Szintillator S1 des Kaonkandidaten (links) und des Pionkandidaten (rechts) in Abhängigkeit ihrer Impulse. Es sind die aus der Bethe-Bloch-Formel erwarteten Mittelwerte für Kaonen und Pionen eingezeichnet sowie für die jeweilige Signalthypothese Bänder, welche etwa 95% der gewünschten Ereignisse enthalten.

aus der Bethe-Bloch Formel (s. z.B. [14]) bestimmten Erwartungswerte für die Kaon- bzw. Pion-Hypothese eingezeichnet. Für die jeweilige Signalthypothese schliessen zwei im Abstand von  $\pm 2$  Standardabweichungen zum Erwartungswert entfernte Linien etwa 95% des Signals ein. Für den Kaonkandidaten erkennen wir als erstes, dass der Hauptanteil der Ereignisse in diesem Signalband liegt. Erst ab 600 MeV Impuls ist dann eine Anhäufung im Bereich der Pionhypothese zu beobachten. Die Verteilung wird allerdings dadurch verfälscht, dass schon bei der Vorverarbeitung alle Kaonkandidaten verworfen wurden, die mehr als vier Standardabweichungen von dem Kaonerwartungswert entfernt liegen. Dies beeinflusst insbesondere den Teil der Verteilung zu Kaonimpulsen unterhalb von 500 MeV, wo ein solcher Schnitt den pionischen Untergrund bereits effektiv unterdrückt.

Für den Pionkandidaten beobachten wir ein deutliches Pionsignal aber keine kaonische Verunreinigung.

**Flugzeitmessung TOF:** Für beide geladenen Spuren misst man die jeweilige Flugzeit TOF zwischen dem Zeitpunkt der Erzeugung bei der Annihilationsreaktion und dem Durchgang durch den Szintillator S1. Leider ist der Zeitpunkt der Annihilationsreaktion nur sehr ungenau bekannt. Man rechnet ihn aus dem Durchgang der Antiprotonen durch den Strahlszintillator aus. Die mit 100 ps Auflösung präzise Messung im Szintillator wird durch die 2 ns grosse zeitliche Streuung des im Mittel 4 ns andauernden Abbremsens der Antiprotonen im Target zunichte gemacht.

Um dieses Problem zu umgehen, betrachten wir nur die Differenz der in S1 gemessenen Eintreffzeiten beider Spuren. Mit dieser Differenz kann man zwar nicht die Identität jeder einzelnen Spur bestimmen, wohl aber die Gesamthypothese für beide Teilchen überprüfen. Konkret berechnet man aus Flugstrecken, Impulsen und Teilchenmassen die erwartete Zeitdifferenz unter der Annahme, dass die Spuren ein Kaon-Pion, Pion-Pion oder ein Kaon-Kaon Paar darstellen und vergleicht das Ergebnis dann mit der gemessenen. Abbildung 4.16 zeigt den in unserer Datenmenge beobachteten Unterschied  $\Delta$  TOF zwischen der erwarteten und der beobachteten Zeitdifferenz. In der Abb. 4.16 ist da-

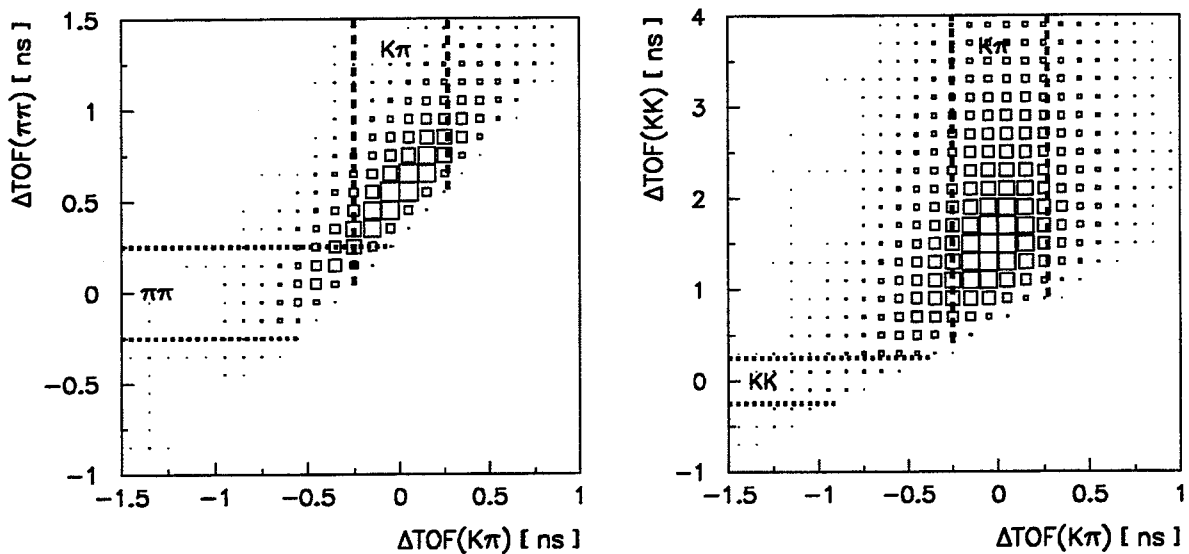


Abbildung 4.16: Abweichungen  $\Delta$  TOF zwischen der in S1 gemessenen Flugzeitdifferenz der beiden geladenen Spuren zu der erwarteten Differenz, die sich aus der Messung der Flugstrecken, der Impulse und den Werten der Massen unter der Annahme bestimmter Teilchenhypothesen ergibt. Das linke Bild stellt die Pion-Pion- der Kaon-Pion-Hypothese gegenüber, das rechte Bild die Kaon-Kaon- der Kaon-Pion-Hypothese.

bei links die Signal- gegen die Pion-Pion- und rechts gegen die Kaon-Kaon-Hypothese dargestellt. Für die verschiedenen Hypothesen schliessen  $\pm 250$  ps breite (entsprechend der mittleren Auflösung von  $\Delta$  TOF) Bänder jeweils 68% des zu erwartenden Signals ein. Man erkennt, dass offensichtlich der Hauptanteil der Daten übereinstimmt mit der

Signal-Hypothese. Es ist jedoch wie schon in der  $dE/dx$ -Verteilung eine kleine pionische Anhäufung zu beobachten, während ein kaonischer Beitrag nicht offensichtlich ist.

Sowohl für die  $dE/dx$ - als auch für Flugzeitmessungen gilt, dass die Fähigkeit zur Separation von Kaonen und Pionen generell zu höheren Impulsen der Teilchen abnimmt, da sich die Teilchen der Lichtgeschwindigkeit annähern und so ununterscheidbar werden. Für die Kaonidentifizierung wird dies durch die zu höheren Impulsen ansteigende Effizienz des  $s\bar{s}$ -Kriteriums zumindest teilweise wettgemacht.

#### 4.4.5.2 Methode zur Bestimmung und Unterdrückung des pionischen Untergrundes

Wir erläutern nun eine Methode, mit der wir den pionischen Untergrundanteil in den Daten bestimmen und danach diesen Kanal optimal unterdrücken können. Dazu werden an die beobachtete  $dE/dx$ -Verteilung des Kaonkandidaten mit einem *Maximum Likelihood Fit* pionische und kaonische Referenzspektren an die Daten angepasst. Folgende Schritte werden durchgeführt:

- Die  $dE/dx$ -Verteilungen für Kaonen und Pionen hängen offensichtlich stark von dem Impuls des Teilchens ab, so dass eine Aufspaltung in zehn jeweils 40 MeV breite Bereiche des Kaonimpulses vollzogen wurde.
- Die zum Anpassen benötigten Referenzspektren für Kaonen und Pionen produziert man aus extrem untergrundfrei selektierbaren Ereignissen  $\bar{p}p \rightarrow K^- \pi^+ K^0$  mit anschließendem Zerfall  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .
- Sowohl für die Referenz-Kaonen als auch die -Pionen wendet man die gleichen Schnitte an wie für die zu untersuchenden Daten. Dies bedeutet, dass der vier Standardabweichungs-Schnitt um die Kaonhypothese angewandt wird und dass das  $s\bar{s}$ -Kriterium erfüllt sein muss.

Abbildung 4.17 zeigt uns die Daten und Anpassungsergebnisse für zwei ausgewählte Impulsintervalle. Wir erkennen, dass die angepassten Kurven, welche jeweils aus der Summe des kaonischen und pionischen Beitrages bestehen, die Datenverteilungen gut beschreiben. Anhand der separat gezeigten pionischen Beiträge sehen wir, dass diese klein sind im Vergleich zum kaonischen Signal. In Abb. 4.18 sehen wir links und rechts die aus den Anpassungen gewonnenen Signal- bzw. Untergrund- $dE/dx$ -Verteilungen jeweils aufgetragen gegenüber den zehn Impulsintervallen. Wir können nun in der  $dE/dx$ -Impulsebene alle die Bereiche ausschliessen, bei denen der pionische Anteil einen bestimmten willkürlich gewählten Wert überschreitet. Dadurch finden wir zu der in Abb. 4.18 eingezeichneten Schnittlinie, bei der vor allem Kaonkandidaten mit  $dE/dx$ -Werten (Impulsen) von  $< 2.25$  MeV/cm ( $> 720$  MeV) verworfen werden.

#### 4.4.5.3 Studie des kaonischen Untergrundes

Durch spezielle Schnitte kann man die in den Daten vorhandenen geringen Anteile von kaonischen Annihilationen sichtbar machen. So findet man z.B. ein kaonisches Band in dem  $dE/dx$ -Signal des Pionkandidaten, wenn man verlangt, dass die Flugzeitdifferenz in Einklang mit der Kaon-Kaon-Hypothese ist.

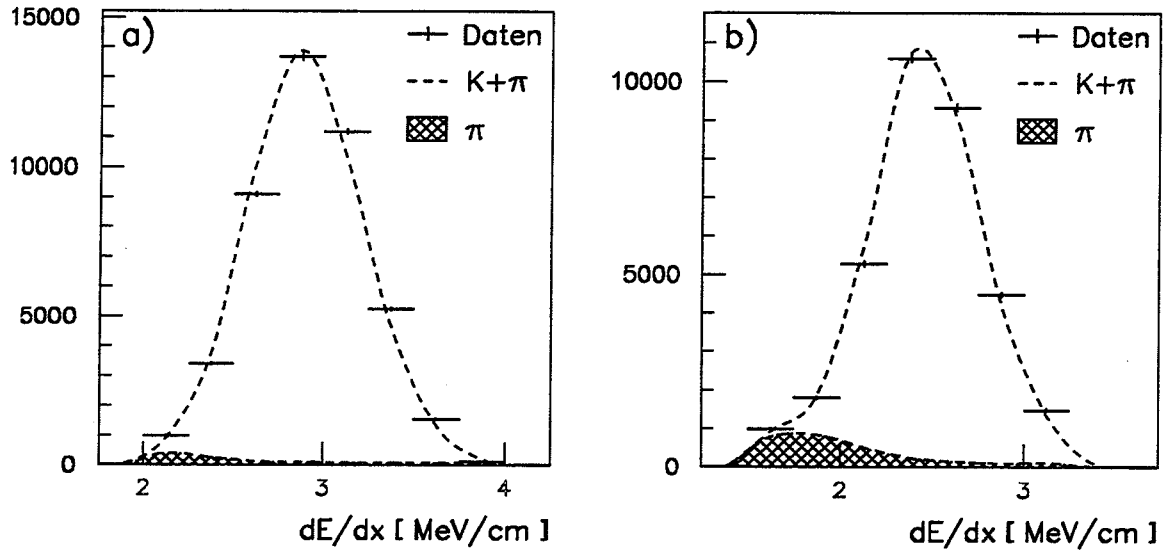


Abbildung 4.17: Das gemessene  $dE/dx$  Spektrum des Kaonkandidaten in zwei ausgewählten Impulsbereichen a)  $p_K \subset (480, 520)$  MeV und b)  $p_K \subset (600, 640)$  MeV. Die glatten Kurven sind jeweils das Resultat einer Anpassungsprozedur, bei welcher der kaonische und der pionische Anteil in der Datenkurve bestimmt wurde. Der pionische Anteil ist separat als schattierte Fläche dargestellt.

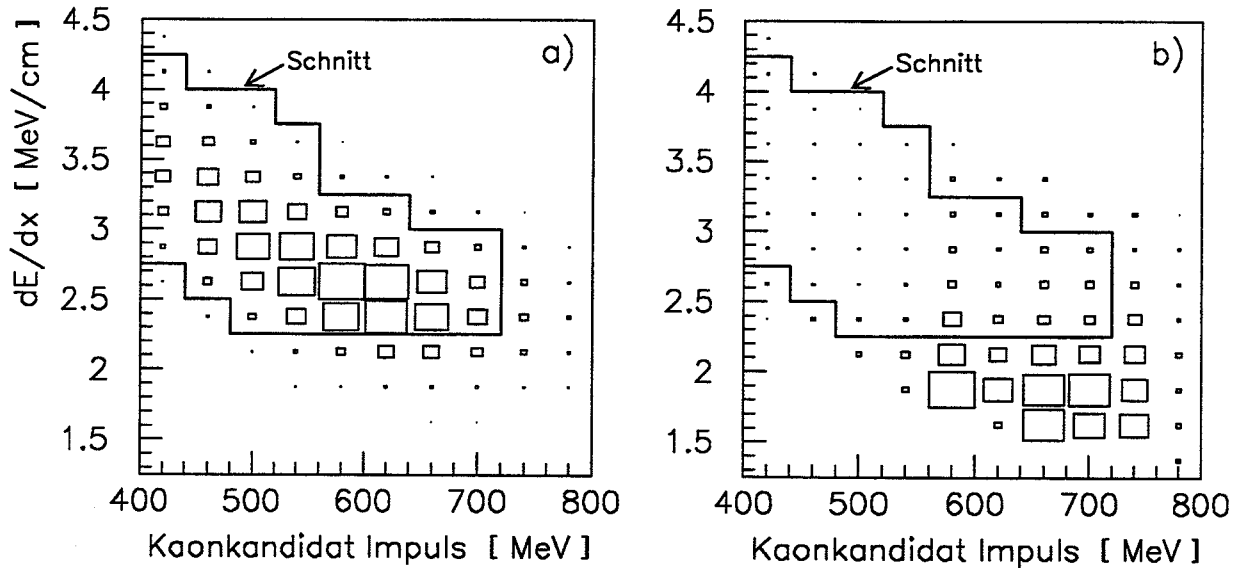


Abbildung 4.18:  $dE/dx$  Anpassungsergebnisse in den zehn Impulsbereichen des Kaonkandidaten: Das linke Bild a) zeigt die kaonischen Beiträge der Anpassungskurven und das rechte Bild b) die pionischen Beiträge. Die Größen der Kästchen links und rechts sind voneinander unabhängig normiert und spiegeln damit nicht das tatsächliche Verhältnis zwischen der Anzahl von Kaonen und Pionen wieder. Alle Ereignisse ausserhalb der eingezeichneten Schnittlinie werden verworfen.

Da es sich als schwierig erweist, die kaonischen Annihilationen in den echten Daten genau zu messen, benutzen wir stattdessen eine Monte Carlo Simulation dieses Untergrundes, um weitere Informationen zu erlangen. Abbildung 4.19 zeigt uns die Ergebnisse der  $dE/dx$ - bzw. Flugzeitmessungen für diese Simulation. Für das  $dE/dx$ -Signal des

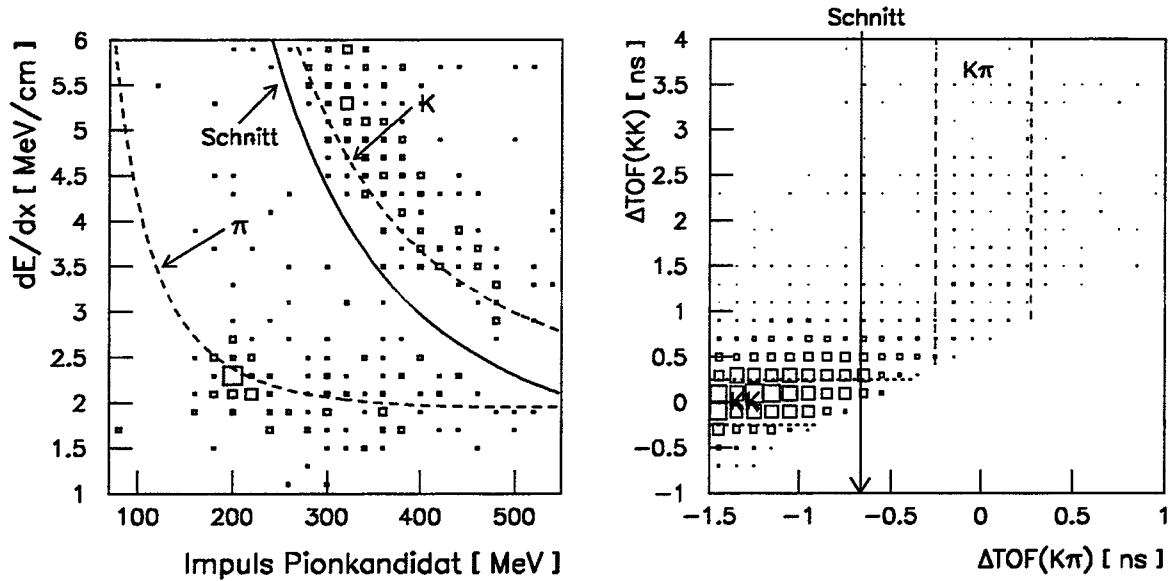


Abbildung 4.19: Monte Carlo Simulation des kaonischen Untergrundes: Das linke Bild zeigt den im Szintillator S1 gemessenen Energieverlust  $dE/dx$  des Pionkandidaten in Abhängigkeit des Impulses. Die gestrichelten Linien zeigen die aus der Bethe-Bloch-Formel berechneten Mittelwerte für Kaonen und Pionen. Der angewandte Schnitt besteht darin, die oberhalb der durchgezogen gezeichneten Linie liegenden Ereignisse zu verwerfen. Die verbleibenden Ereignisse im Pionband stammen aus Zerfällen  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$  oder  $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \bar{\nu}$ , bei denen das Pion oder das Myon im Szintillator gemessen wurden. Das rechte Bild zeigt die Abweichung  $\Delta$  TOF zwischen der in S1 gemessenen Flugzeitdifferenz der beiden geladenen Spuren zu der erwarteten Differenz unter der Annahme eines Kaon-Pion- oder Kaon-Kaonpaares. Alle Ereignisse links von der eingezeichneten Schnittlinie werden verworfen

Pionkandidaten ist zum einen wie erwartet das Kaonband besiedelt. Diese Ereignisse verwerfen wir dadurch, dass wir alle in Abb. 4.19 oberhalb der eingezeichneten Schnittlinie wegschneiden. Zum anderen finden sich aber auch in der Region des Pionbandes einige Einträge, welche von Zerfällen des geladenen Kaons im Detektor in die Endzustände  $\pi^\pm \pi^0$  und  $\mu^\pm \bar{\nu}$  verursacht werden, so dass im Szintillator ein Pion oder Myon beobachtet wird. Für die Flugzeitmessungen finden wir in Abb. 4.19 wie erwartet eine Übereinstimmung der Ereignisse mit der Kaon-Kaon-Hypothese. Wir verwerfen alle Ereignisse mit  $\Delta$  TOF( $K\pi$ )  $< -0.65$  und unterdrücken damit diesen Untergrund sehr stark.

#### 4.4.5.4 Wirkung der $dE/dx$ - und $TOF$ -Schnitte

Wir benutzen von nun an Tabelle 4.6 auf S. 93, um die Unterdrückungsfaktoren für Signal- und Untergrundanteile durch bestimmte Schnitte anzugeben. Wie dort ersichtlich, werden durch die in den letzten zwei Abschnitten auf  $dE/dx$  und  $TOF$  eingeführten Schnitte etwa 95% der pionischen und kaonischen Untergrundanteile unterdrückt aber lediglich 30% der goldenen Annihilationen.

#### 4.4.5.5 Die fehlende Masse am primären Vertex

Wir wollen nun eine zweite Methode besprechen, die auf die Selektion der geladenen Spuren Einfluss nimmt, und die es vor allem erlaubt, den in Tabelle 4.4 als Golden+ $\pi^0$  bezeichneten Untergrund zu unterdrücken. Abb. 4.20 zeigt uns dazu das in den Daten erhaltene Spektrum der als fehlenden Masse bezeichneten Grösse  $(P_{K^0})^2 = (P_{\bar{p}p} - P_{K^-} - P_{\pi^+})^2$ . Alle drei rechts des Gleichheitszeichens stehenden Viererimpulse sind bekannt, wobei als wirkliche Messgrößen lediglich die Dreier-Impulse des geladenen Kaons und Pions auftreten. Für die goldenen Ereignisse erwartet man eine Signalspitze bei  $m_{K^0}^2 \approx 0.25 \text{ GeV}^2$ , deren Breite durch die Impulsauflösung der Spuren bestimmt wird. Wir erkennen ein solches Signal in den Daten mit einer RMS-Breite von etwa  $0.1 \text{ GeV}^2$ . In Abb. 4.20 sind ferner Abschätzungen für die verschiedenen Beiträge von Signal und Untergründe dargestellt. Diese Abschätzungen wurden mit folgendem in der Zukunft noch öfters angewandten Verfahren erhalten:

1. Die Beiträge der pionischen Annihilationen (3) wurden aus den in Abschnitt 4.4.5.2 vorgestellten Anpassungen an die  $dE/dx$ -Verteilungen gewonnen.
2. Die relativen Anteile und die Formen des Signals sowie der anderen Untergründe wurden aus einer vollen Monte Carlo Simulation erhalten, bei der die Verzweigungsverhältnisse aus [32] benützt wurden.
3. Schliesslich wurden unter Fixierung des pionischen Untergrundes die anderen Anteile zusammen so an die Daten annormiert, dass die Gesamtzahl der Ereignisse in den Daten genau erreicht wird.

(4.18)

Als Ergebnis erkennen wir, dass die Daten und die Gesamtkurve der Abschätzungen gut miteinander übereinstimmen. Die nichtgoldenen Annihilationen sind dabei eher flach verteilt oder wachsen sogar zu den Rändern hin an. Für den als Golden+ $\pi^0$  bezeichneten Untergrund entspricht die fehlende Masse gerade derjenigen des bei der Annihilation erzeugten  $K^0\pi^0$ -Systems und ist damit eindeutig zu höheren Werten verschoben. Eine andere Art die Massenbedingung für das neutrale Kaon auszunutzen ist die in Abschnitt 4.1.2 beschriebene als 1c-Fit bezeichnete Anpassung, bei der die Gleichheit von fehlender und  $K^0$ -Masse verlangt wird. Grosse Abweichungen zwischen der ursprünglichen fehlenden und der  $K^0$ -Masse machen sich durch eine niedrige  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit dieser Anpassung bemerkbar. Von nun an verlangen wir als Schnitt, dass die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit des 1c-Fits mindestens 10% beträgt. In Tabelle 4.6 ist für die verschiedenen Kanäle der durch diesen Schnitt verworfene Anteil eingetragen.

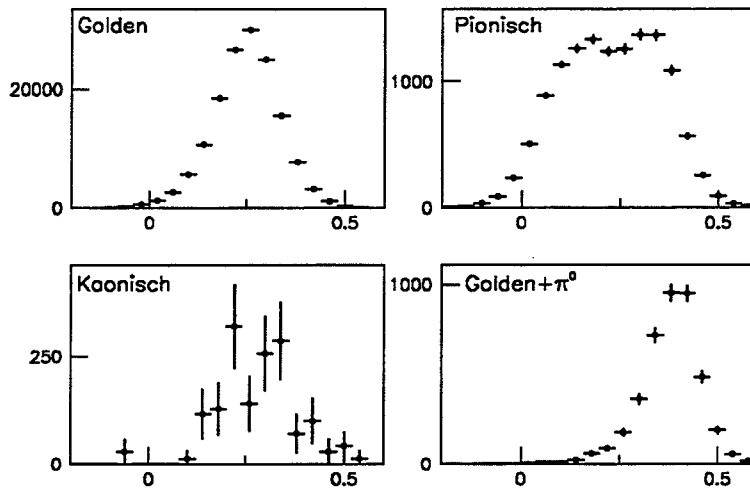
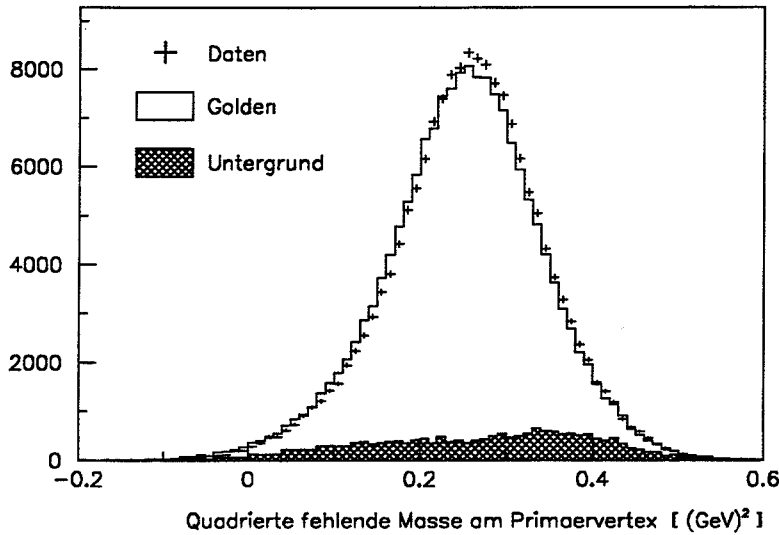


Abbildung 4.20: Verteilung der quadrierten fehlenden Masse  $(P_{\bar{p}p} - P_{K^-} - P_{\pi^+})^2$  am primären Vertex. Das obere Bild zeigt uns die Verteilung dieser Grösse in einer Testmenge der echten Daten und dazu eine nach dem in (4.18) beschriebenen Verfahren erzeugte Abschätzung bestehend aus goldenen Annihilationen und Untergrund. Die unteren Bilder zeigen für die Abschätzung getrennt die goldenen Beiträge sowie die der verschiedenen Untergrundquellen. Die Bezeichnungen der einzelnen Kanäle sind in Tabelle 4.4 erläutert.

#### 4.4.6 Vollständige Ereignis-Rekonstruktion

Die im letzten Abschnitt eingeführten Schnitte auf der geladenen Seite sorgen für eine weitgehend untergrundfreie Selektion der Produktion von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  in den gewünschten Annihilationsreaktionen. Nun ist es an der Zeit, auch den gewünschten Zerfall der neutralen Kaonen in zwei  $\pi^0$  zu rekonstruieren und mögliche Untergrundquellen zu beseitigen. Dazu wird die sekundäre Seite, d.h. die vier selektierten Photonen im Kalorimeter, benötigt. Die dann angewandte Methode ist die in Abschnitt 4.1.2 beschriebene vollständige Rekonstruktion eines Ereignisses durch einen 6c-Fit. Diese Anpassung kann

als Test gegen alle Untergrundquellen effektiv eingesetzt werden, welche nicht mit der Hypothese  $\bar{p}p \rightarrow K^- K^0 \pi^+$  und anschliessendem Zerfall  $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$  übereinstimmen. Neben den bisher schon erwähnten Untergrundquellen treten nun noch diejenigen auf, bei denen das neutrale Kaon wie gewünscht produziert wurde, es dann aber in einen anderen Endkanal zerfallen ist. Der einzig relevante Prozess ist dabei der Zerfall  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma\gamma\gamma$ . Damit dieser Kanal fälschlicherweise selektiert werden kann, müssen zwei Photonen undetektiert geblieben sein. Dieses passiert dann, wenn Photonen in vom Kalorimeter nicht abgedeckte Richtungen abgestrahlt werden oder ihre Energien zu klein sind. Letzterer Fall tritt bei dem betrachteten Kanal häufiger ein, da sich sechs Photonen die verfügbare Energie des neutralen Kaons aufteilen müssen.

Wir wollen nun noch in die Diskussion des Untergrundes zwei Quellen hinzunehmen, die eigentlich aus den gewünschten Zerfällen der neutralen Kaonen entstammen, bei denen die Rekonstruktion aber so schlecht ist, dass die Ereignisse völlig unbrauchbar werden. Es handelt sich zum einen um die schon in Abschnitt 4.3.1 erwähnten Ereignisse, bei denen der 6c-Fit eine falsche Zuordnung der Photonen zu den  $\pi^0$ 's gewählt hat. Zum anderen gibt es Ereignisse, bei denen eines der vier Photonen aus den  $\pi^0$ -Zerfällen undetektiert geblieben ist. Stattdessen wird ein anderer aus einer sekundären Wechselwirkung der geladenen Spuren entstehender und im Kalorimeter gemessener Schauer fälschlicherweise als Photon selektiert. Eine genauere Studie solcher Schauer, die im CP-LEAR Detektor gemessen wurden, findet sich in [42]. Dort wurde festgestellt, dass die von uns benutzte Monte Carlo Simulation die Ereignisse mit solchen Schauern gut beschreibt.

In Tabelle 4.5 sind noch einmal die in diesem Abschnitt diskutierten Signal- und Untergrundquellen aus den Zerfällen der erzeugten neutralen Kaonen aufgelistet und mit jeweils einer Bezeichnung versehen, welche im weiteren verwendet wird.

| Bezeichnung                    | Zerfallskanal                                             | Bemerkung                                                                                                                                                                                 |
|--------------------------------|-----------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Signal                         | $K^0 \longrightarrow \pi^0 \pi^0 \longrightarrow 4\gamma$ |                                                                                                                                                                                           |
| Falsche $\gamma\gamma$ Paare   | $K^0 \longrightarrow \pi^0 \pi^0 \longrightarrow 4\gamma$ | Falsche Zuordnung der Photonen zu den Zerfällen der neutralen Pionen.                                                                                                                     |
| Falsche $\gamma$               | $K^0 \longrightarrow \pi^0 \pi^0 \longrightarrow 4\gamma$ | Mindestens eines der vier Photonen wird nicht detektiert und stattdessen ein anderer aus einer sekundären Wechselwirkung der geladenen Spuren entstammende Schauer als Photon selektiert. |
| $K_L^0 \longrightarrow 3\pi^0$ | $K_L^0 \longrightarrow 3\pi^0$                            | Einzigster relevanter Untergrund aus einem anderen Zerfallskanal des neutralen Kaons.                                                                                                     |

Tabelle 4.5: In unserer Datenmenge auftretende Zerfallskanäle der erzeugten neutralen Kaonen.

**Anwendung des 5c-Fits** Bevor wir den 6c-Fit anwenden, wollen wir eine andere Anpassung besprechen, welche zur Unterscheidung von Signal und Untergrund besonders gut geeignet ist. Dazu geben wir die  $K^0$ -Massenbedingung  $f_5$  (s. Gl. (4.4)) im 6c-Fit auf und gelangen dann zu einem 5c-Fit. Der 5c-Fit besitzt damit als zusätzlichen Freiheitsgrad die im Abschnitt 4.4.5.5 diskutierte fehlende Masse. Diese Masse spielt jedoch eine weitaus grössere Rolle als zuvor, da sie wegen der geforderten Energie- und Impulserhaltung der  $\pi^0\pi^0$ - und schliesslich der 4-Photonmasse gleicht und daher ebenso ein Signal für die Produktion wie für den Zerfall der neutralen Kaonen darstellt.

Abb. 4.21 zeigt uns die Verteilung der 5c-Fit rekonstruierten 4-Photonmasse in den echten Daten. Unterlegt sind ferner die Abschätzungen von Signal und Untergrund in dieser Verteilung, wobei auf das Verfahren (4.18) zurückgegriffen wurde. Es lässt sich feststellen, dass die Abschätzung gut mit den Daten übereinstimmt. Die Daten werden dominiert von einer klaren Signalspitze bei der nominellen Masse des neutralen Kaons von 497.6 MeV mit einer RMS-Breite von etwa 20 MeV. Diese Auflösung ist damit um etwa einen Faktor 16 besser als die für die fehlende Masse aus der geladenen Seite allein (s. Abb. 4.20). Der Untergrund zeigt im Vergleich zum Signal eine deutlich schwächer ausgeprägte Anhäufung im Bereich der  $K^0$ -Masse.

**Anwendung des 6c-Fits** Nun kommen wir zur Anwendung des Standardwerkzeuges dieser Analyse, dem 6c-Fit, mit dem wir für jedes Ereignis die Lebensdauer des neutralen Kaons rekonstruieren. Für die Untersuchung von Signal und Untergrund betrachten wir jedoch zunächst die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeits-Verteilung des 6c-Fits in Abb. 4.22.

Die Verteilung in den Daten zeigt eine Anhäufung zu Werten bei Null und mündet oberhalb von 0.4 annähernd in eine Konstante. Die Abschätzung zeigt prinzipiell zwar eine ähnliche Form, jedoch fällt die Spitze bei kleinen Werten deutlich schwächer aus. Über den Vergleich der Form des Signals und der Untergründe lässt dies darauf schliessen, dass der Anteil des Untergrundes in den echten Daten höher ist als in der Abschätzung. Es lässt sich jedoch im einzelnen nicht ausmachen, welche Untergrundquellen dafür verantwortlich sind, da alle mehr oder weniger die gleiche Form in dieser Variablen aufzeigen. Dass auch das Signal eine (allerdings weit weniger ausgeprägte) Spitze bei Null zeigt und nicht wie naiv erwartet eine flache Verteilung, ist wie in [11] dargelegt ein Resultat der unzureichenden Beschreibung der Kovarianzen bzw. der nicht gaussischen Fehler der einzelnen Messwerte im 6c-Fit. Es wird schliesslich ein Schnitt von mindestens 10% auf die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit eingeführt, durch den wir wie aus Abb. 4.22 oder Tabelle 4.6 zu erschliessen einen bedeutenden Anteil des Untergrundes unterdrücken.

**Die  $(K^0 + \bar{K}^0)$ -Lebensdauer-Verteilung** Abbildung 4.23 zeigt die nach allen bisherigen Schnitten aus der Anwendung des 6c-Fits gewonnene Lebensdauer-Verteilung der neutralen Kaonen. Als weiteren 'Schnitt' führen wir dabei gleich eine Beschränkung auf das für unsere späteren Messungen relevante Intervall  $[-10, 20]\tau_S$  ein und verwerfen dadurch einen kleinen Teil aller Ereignisse, bei denen es sich praktisch ausschliesslich um Untergrund handelt (s. Tabelle 4.6).

Die Daten zeigen in Einklang mit der Abschätzung die Form der exponentiellen Zerfallsverteilung des  $K_S^0$ , 'verschmiert' durch eine Lebensdauerauflösung in der gleichen Grössenordnung wie die Lebensdauer  $\tau_S$  und ferner durch einen nicht unerheblichen vergleichsweise flacher verteilten Untergrund unterlegt. Im Vergleich zwischen Daten und Abschätzung erkennen wir jedoch einen höheren Untergrundanteil in den Daten, was sich

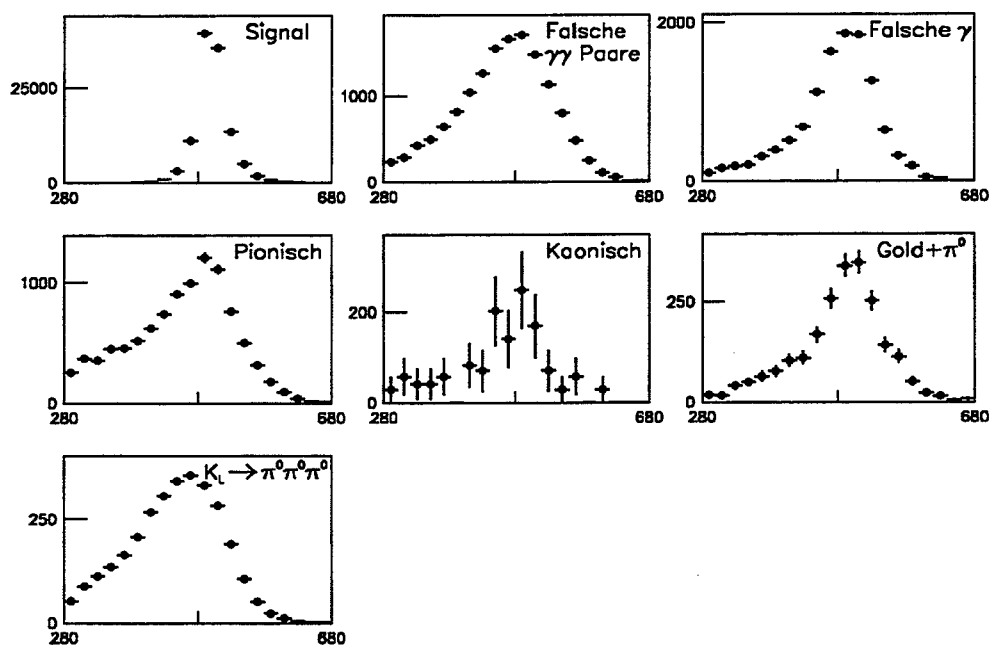
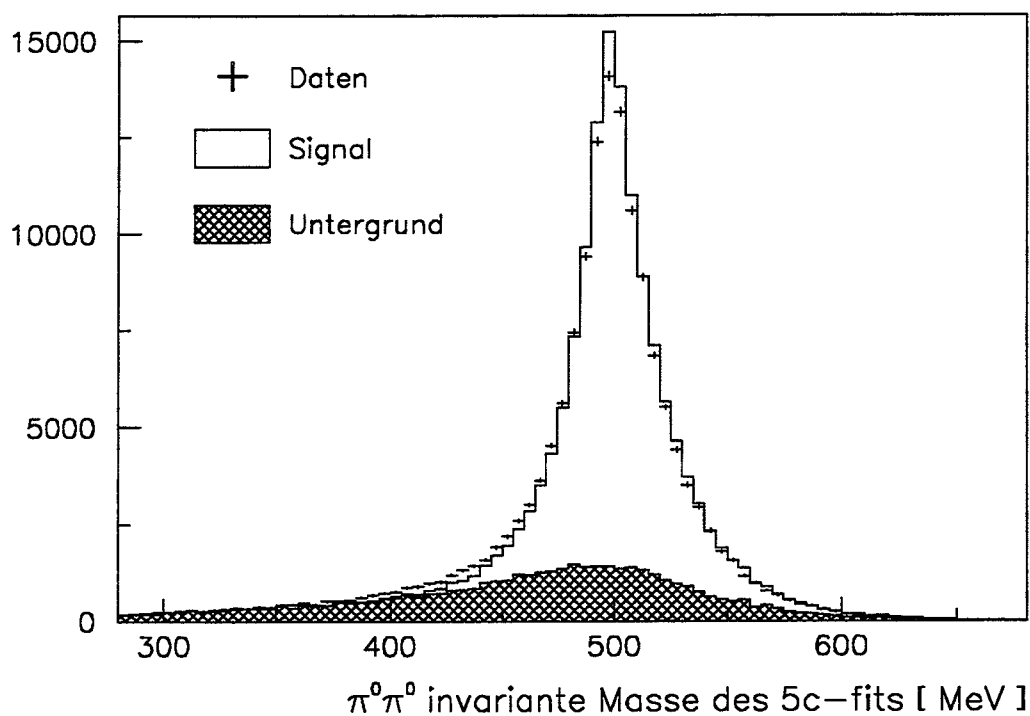


Abbildung 4.21: Invariante 4-Photon-Masse des 5c-Fits. Das obere Bild zeigt uns die Verteilung dieser Variable für eine Testmenge der echten Daten und dazu eine nach dem in (4.18) beschriebenen Verfahren erzeugte Abschätzung dieser Kurve bestehend aus Signal- und Untergrundanteil. Die unteren Bilder zeigen für die Abschätzung getrennt die Beiträge des Signals und der einzelnen Untergrundquellen. Die Bezeichnungen der einzelnen Kanäle sind in den Tabellen 4.4 und 4.5 erläutert.

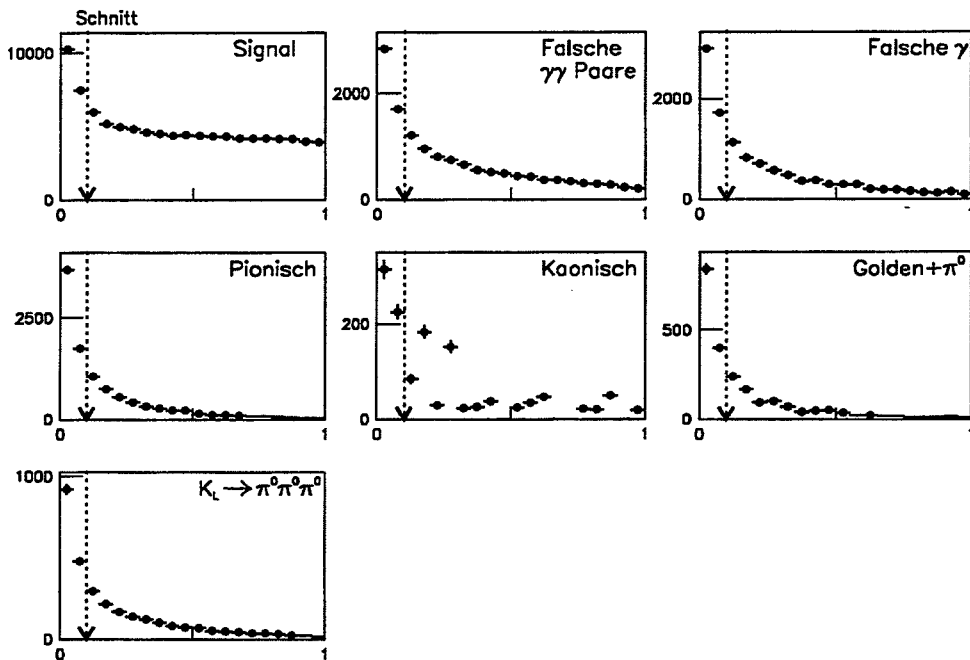
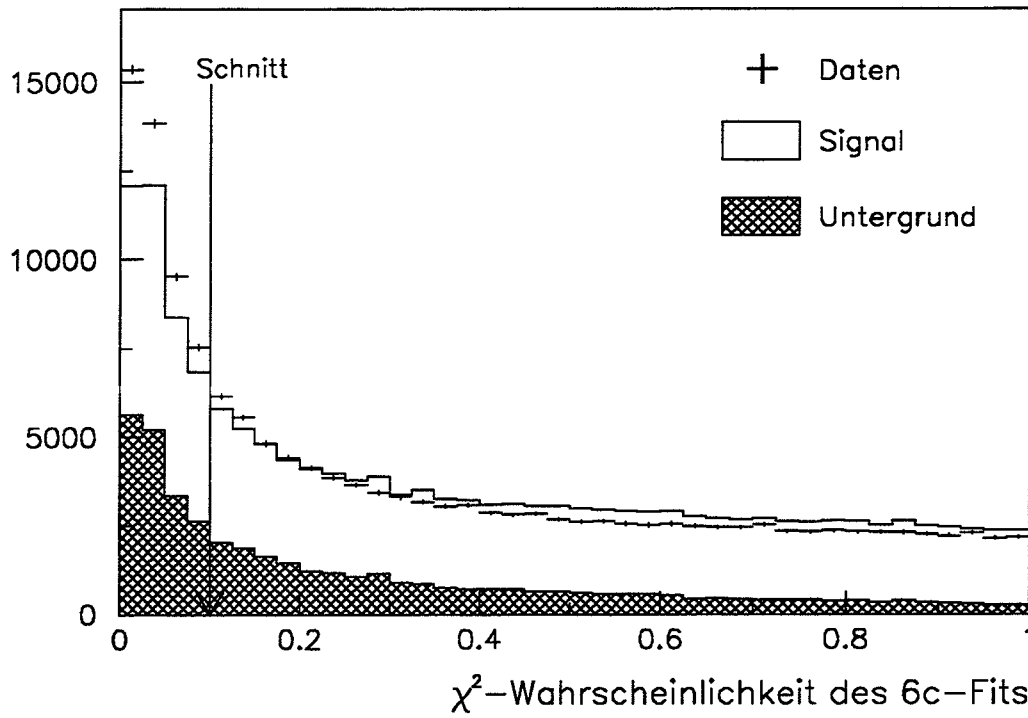


Abbildung 4.22: Verteilung der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit des 6c-Fits. Ferner eingezeichnet ist der angewandte Schnitt, nach dem alle Ereignisse mit Werten dieser Variable von weniger als 0.1 verworfen werden. Vergleiche auch mit der Unterschrift zu Abb. 4.21.

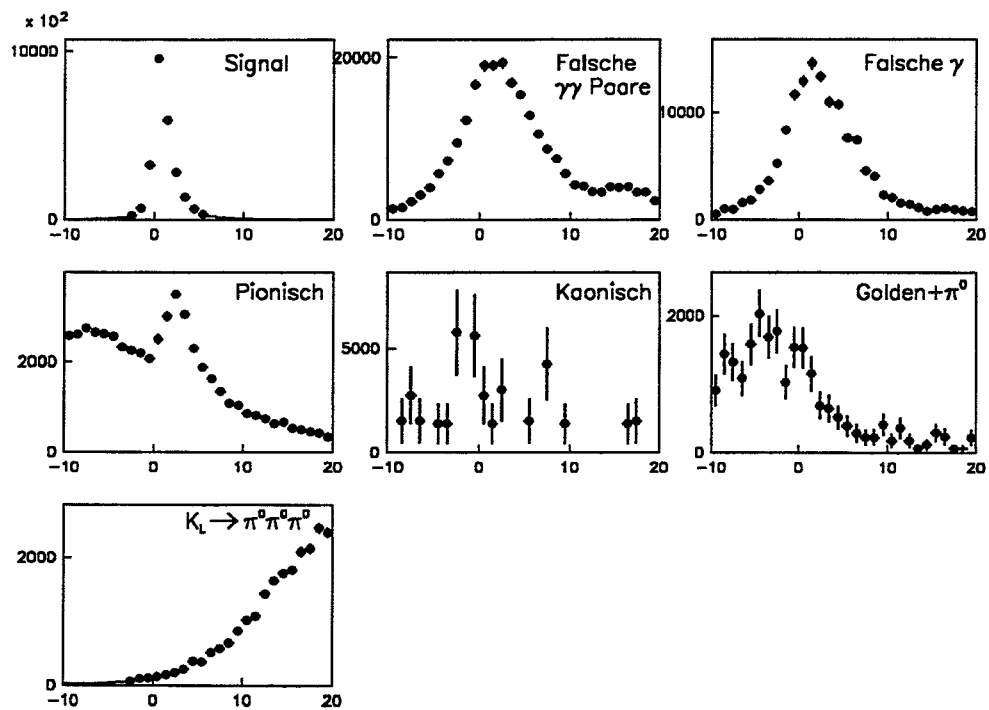
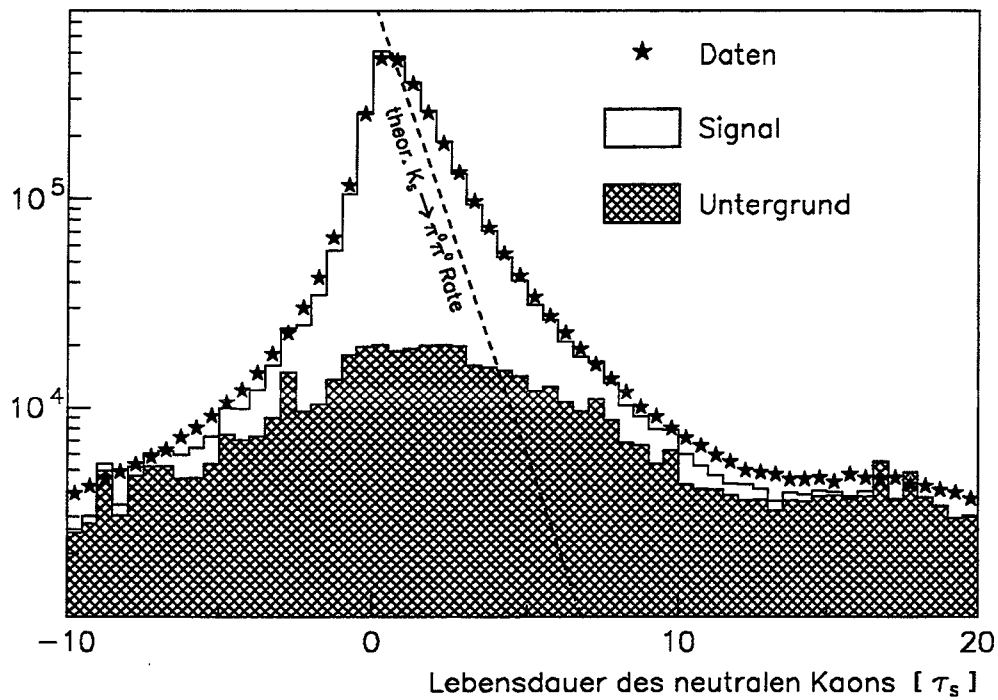


Abbildung 4.23: Die  $(K^0 + \bar{K}^0) \rightarrow \pi^0 \pi^0$  Lebensdauerdistribution des 6c-Fits. Das obere grosse Bild ist im logarithmischen Masstab, die unteren kleinen im linearen aufgetragen. Vergleiche auch mit der Unterschrift zu Abb. 4.21.

insbesondere in den Unterschieden bei Lebensdauern oberhalb von  $10 \tau_S$  und im negativen Zeitbereich bemerkbar macht.

Für die einzelnen Untergrundquellen stellen wir ausgeprägte Unterschiede in der beobachteten Lebensdauerform fest. So entsprechen die Ereignisse vom Typ Falsche  $\gamma\gamma$  Paare und Falsche  $\gamma$  annähernd Gaußskurven mit Mittelwert  $1 \tau_S$  und RMS-Breite  $3 \tau_S$ , die zu höheren Zeiten durch flache Ausläufer abgelöst werden. Den gaussischen Anteil kann man als Effekt der 'Verschmierung' der exponentiellen  $K_S^0$ -Zerfallskurve durch eine im Vergleich zur Zerfallszeit  $\tau_S$  sehr viel breiteren gaussischen Lebensdauerauflösung auffassen. Der pionische Untergrund zeigt eine Anhäufung bei  $3 \tau_S$ , welche durch den Beitrag des Kanals  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  verursacht wird. Ansonsten steigt dieser Untergrund zu negativen Zeiten hin an. Der kaonische Untergrund ist relativ flach verteilt. Der als Golden+ $\pi^0$  bezeichnete Untergrund ist bei negativen Zeiten konzentriert. Der Untergrund  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$  ist der einzige Kanal überhaupt, der zu Zeiten oberhalb  $10 \tau_S$  ansteigt.

#### 4.4.6.1 Die Anwendung der drei Werkzeuge

Wir kommen nun zu der Anwendung der in Abschnitt 4.3 eingeführten drei Werkzeuge, welche zur Gewährleistung einer hinreichenden Präzision für die Rekonstruktion der Lebensdauer der neutralen Kaonen entwickelt wurden.

Als erstes zeigt uns Abb. 4.24 die Verteilung der Ausgabe des *neuronalen Netzes*, welches zur Unterdrückung der Falschen  $\gamma\gamma$  Paare trainiert worden war. Man erkennt an den Formen der einzelnen abgeschätzten Kanäle, dass sich diese Grösse ganz allgemein zur Unterdrückung jeglichen Untergrundes hervorragend eignet. Die echten Daten zeigen bei Werten um 0.1 eine etwas ausgeprägtere Spitze als die Abschätzung, was erneut auf eine Unterschätzung des Untergrundes schliessen lässt. Der eingeführte Schnitt von 0.5 bewirkt eine grosse Reduktion aller Untergründe (s. auch Tabelle 4.6).

Nach der Anwendung dieses Werkzeuges zeigt uns Abb. 4.25 die Verteilung des für jeden einzelnen Ereignisses aus der *Abtastmethode* berechneten Fehlers  $\sigma_\tau$  für die rekonstruierte Zerfallszeit. Es handelt sich hier speziell um Ereignisse, deren Lebensdauer vom 6c-Fit oberhalb  $6 \tau_S$  rekonstruiert wurde. In diesem Bereich werden die Daten dominiert von schlecht rekonstruierten in der Lebensdauer zu grossen Werten verschobenen  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  Ereignissen und von Untergrundquellen. Die ersteren an dieser Stelle unerwünschten Signalereignisse sind nun dadurch aussortierbar, dass sie häufig einen grossen Wert für  $\sigma_\tau$  aufweisen. Der durchgeführte Schnitt auf diese Variable von maximal 1.0 verwirft diese Ereignisse, führt aber zu keiner Unterdrückung von Untergrundkanälen (s. auch Tabelle 4.6). Zum Vergleich ist in der Abb. 4.25 noch die Form dieser Variable für simulierte Ereignisse  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  eingezeichnet. Bei diesem Signalkanal stimmt die rekonstruierte Lebensdauer oberhalb von  $6 \tau_S$  im Mittel mit der wahren Lebensdauer überein und solche Ereignisse sollten möglichst wenig verworfen werden.

Nach Anwendung dieses Schnittes zeigt uns Abb. 4.26 die Verteilung der mit Hilfe der Schauerwinkel berechneten Grösse  $p^{Winkel}$  (s. Gl. (4.17)) für Ereignisse, deren Lebensdauer vom 6c-Fit wiederum oberhalb  $6 \tau_S$  rekonstruiert wurde. Diese Variable schneidet generell auf Ereignisse, die vom 6c-Fit zu einer höheren Lebensdauer als ihrer wahren rekonstruiert wurden und unterdrückt damit in diesem Lebensdauerbereich praktisch alle Quellen bis auf die erwünschten Signalereignisse  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  (s. auch Tabelle 4.6).

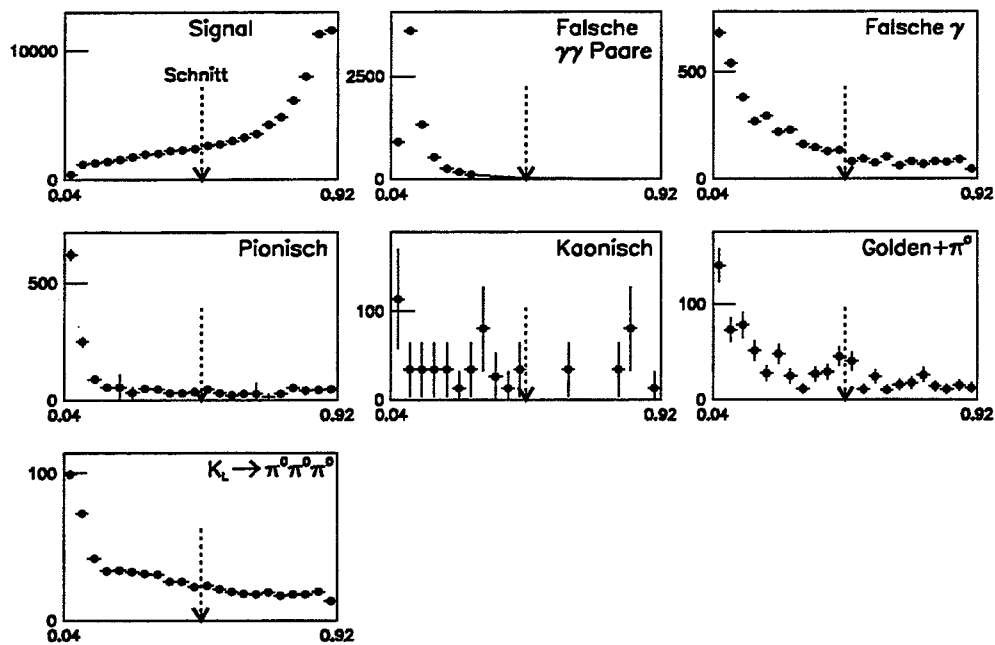
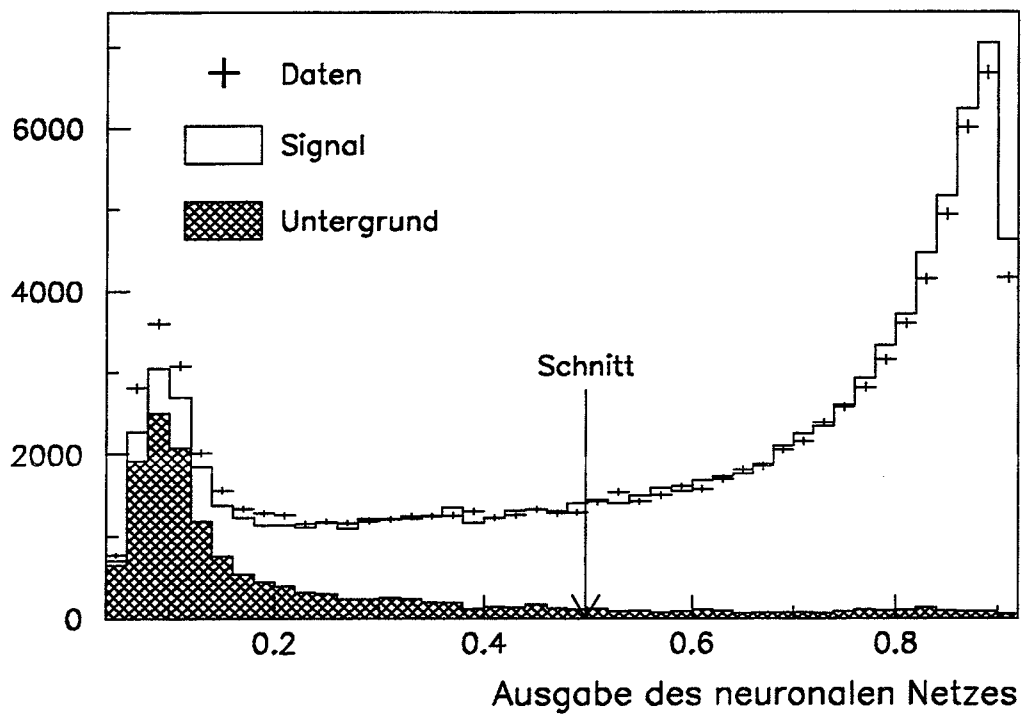


Abbildung 4.24: Verteilung der Ausgabe des in Abschnitt (4.3.1) erläuterten neuronalen Netzes. Ferner eingezeichnet der Schnitt, nach dem alle Ereignisse mit Werten dieser Variable von weniger als 0.5 verworfen werden. Vergleiche auch mit der Unterschrift zu Abb. 4.21.

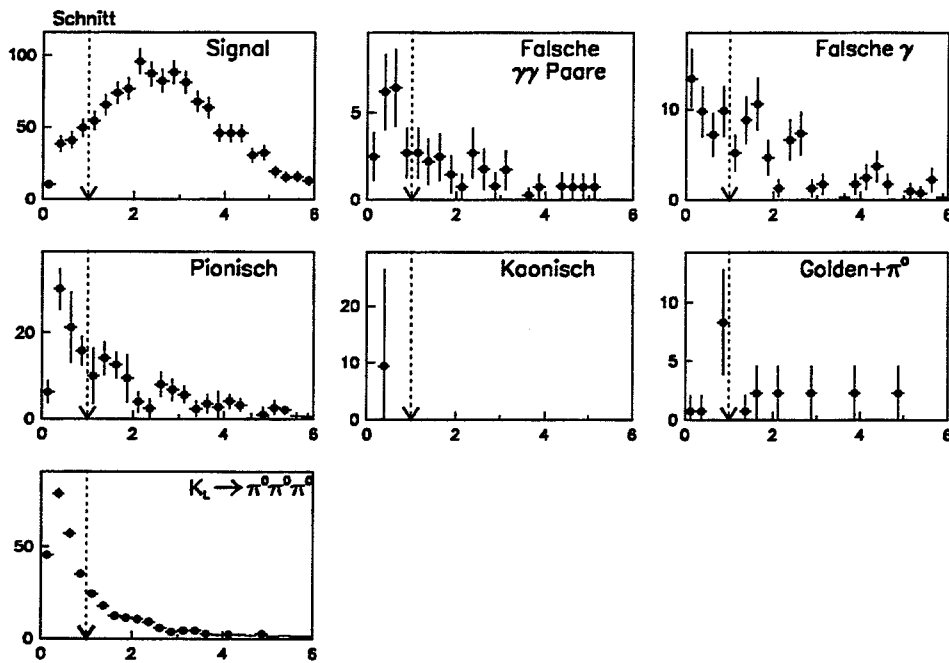
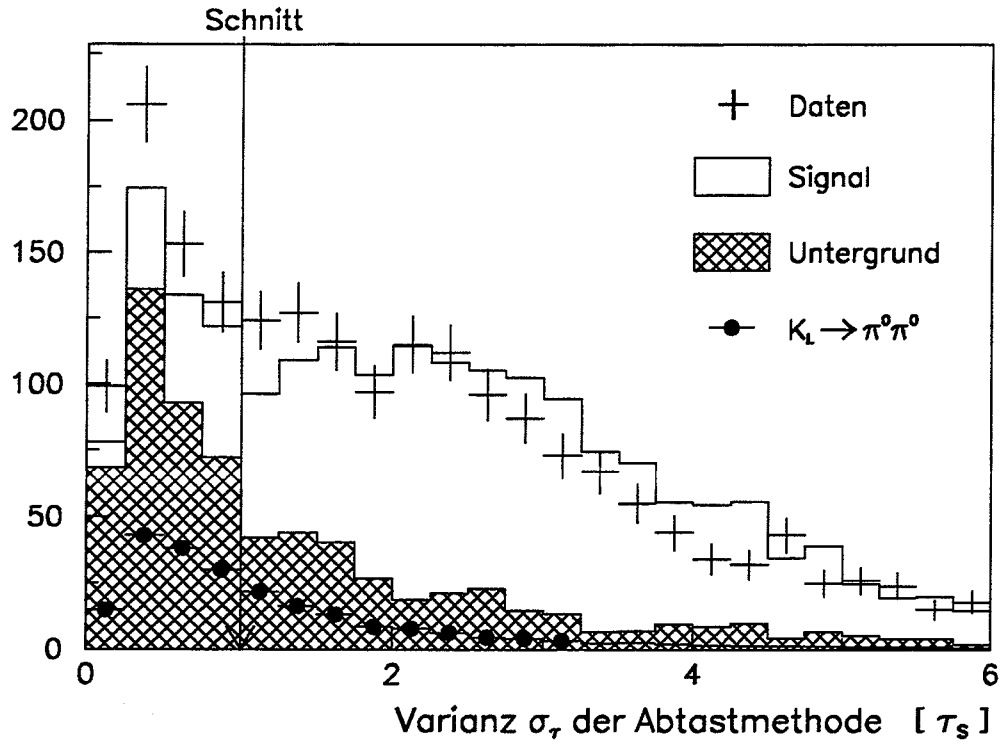


Abbildung 4.25: Verteilung der Varianz  $\sigma_\tau$  aus der in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Abtastmethode für Ereignisse, deren 6c-Fit Zerfallszeit oberhalb  $6\tau_S$  liegt. Ferner eingezeichnet ist der Schnitt, nach dem alle Ereignisse mit Werten dieser Variable von mehr als  $1\tau_S$  verworfen werden. Vergleiche auch mit der Unterschrift zu Abb. 4.21 und weitere Erklärungen im Text.

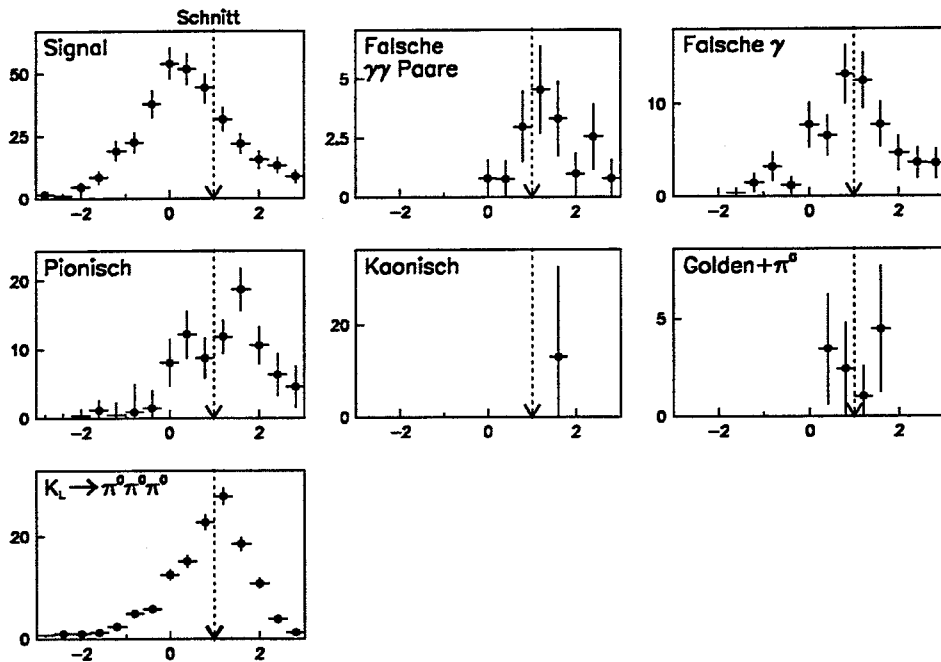
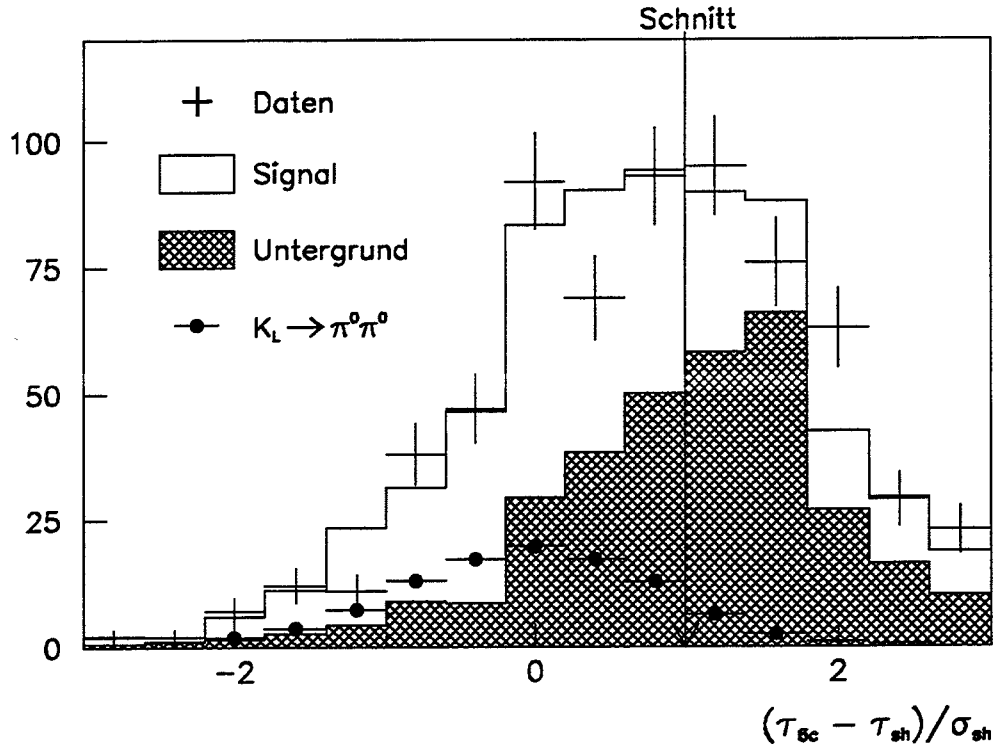


Abbildung 4.26: Verteilung der in Abschnitt 4.3.3 besprochenen Grösse  $p^{Winkel}$  (Definition s. Gl. (4.17)) für Ereignisse, deren 6c-Fit Zerfallszeit oberhalb  $6 \tau_S$  liegt. Ferner eingezeichnet ist der Schnitt, nach dem alle Ereignisse mit Werten dieser Variable von grösser als eins verworfen werden. Vergleiche auch mit der Unterschrift zu Abb. 4.21 und weitere Erklärungen im Text.

## 4.5 Statistik

Wir sind nun am Ende der von uns durchgeführten Selektionsschritte angelangt. Alle in den letzten Abschnitten eingeführten Schnitte zeigen enorme Auswirkungen auf die Daten sowohl auf die Anzahl der Ereignisse als auch auf die Zusammensetzung aus Signal und Untergrund. In Tabelle 4.6 sind dazu statistische Angaben zusammengetragen, deren Bedeutung in der dazugehörigen Unterschrift erläutert werden.

| Auswerteniveau                 | Daten<br>[10 <sup>6</sup> ] | Golden                             |                                 |                        |                                 | Pio-<br>nisch | Kao-<br>nisch | Golden<br>+ $\pi^0$ |
|--------------------------------|-----------------------------|------------------------------------|---------------------------------|------------------------|---------------------------------|---------------|---------------|---------------------|
| Teilchen-Selektion             | 16.67                       | -                                  |                                 |                        |                                 | -             | -             | -                   |
| $dE/dx$ und $TOF$              | 9.62                        | 32.0%                              |                                 |                        |                                 | 95.5%         | 93.5%         | 22.3%               |
| 1c-Fit: $\chi^2$ Wahrsch.> 0.1 | 8.67                        | 6.0%                               |                                 |                        |                                 | 22.5%         | 12.5%         | 45.2%               |
| Relative Anteile               | 100%                        | 91.2%                              |                                 |                        |                                 | 6.5%          | 0.9%          | 1.4%                |
|                                |                             | Signal<br>$K^0 \rightarrow 2\pi^0$ | Falsche<br>$\gamma\gamma$ Paare | Falsche<br>$\gamma$ 's | $K_L^0$<br>$\rightarrow 3\pi^0$ |               |               |                     |
| 6c-Fit: $\chi^2$ Wahrsch.> 0.1 | 6.15                        | 15.1%                              | 29.5%                           | 38.9%                  | 43.3%                           | 52.2%         | 37.5%         | 53.9%               |
| $t_{6c} \in [-10, 20]\tau_S$   | 5.80                        | 0.3%                               | 12.0%                           | 7.4%                   | 54.4%                           | 28.0%         | 11.4%         | 22.2%               |
| Neuronales Netz                | 3.40                        | 27.6%                              | 99.6%                           | 86.1%                  | 74.8%                           | 85.5%         | 74.2%         | 78.1%               |
| Abtastmethode                  | 2.45                        | 30.2%                              | 40.6%                           | 27.8%                  | 29.4%                           | 35.5%         | 12.5%         | 18.6%               |
| Schauerwinkel                  | 2.00                        | 13.1%                              | 82.9%                           | 26.9%                  | 65.4%                           | 44.8%         | 100%          | 17.7%               |
| Relative Anteile               | 100%                        | 97.9%                              | 0.01%                           | 1.1%                   | 0.12%                           | 0.64%         | 0%            | 0.26%               |

Tabelle 4.6: Statistik der Daten: Die linke Spalte kennzeichnet das Niveau der Auswertung durch Angabe der jeweils eingeführten Selektion (Erläuterung der Selektionen im Text dieser Arbeit). Die zweite Spalte gibt die Anzahl der Ereignisse nach der jeweiligen Selektion an. Es handelt sich dabei um die volle bei CP-LEAR verfügbare Datenmenge der Runperioden von 1991 bis 1995. Die weiteren Spalten kennzeichnen jeweils bestimmte Kanäle der durchgeführten Abschätzung von Signal und Untergrund in den Daten. Die Bedeutungen der einzelnen Kanäle sind in den Tabellen 4.4 und 4.5 erläutert. Für jeden Kanal ist angegeben, um wieviel Prozent sich bei den Selektionsschritten die Statistik reduziert. Für zwei ausgewählte Niveaus der Auswertung sind ferner die aus den Abschätzungen erhaltenen relativen Anteile der einzelnen Kanäle angegeben.

| Kanal                               | Beitrag in [%] im Intervall |                   |                   |
|-------------------------------------|-----------------------------|-------------------|-------------------|
|                                     | $[-10,20] \tau_S$           | $[0,20] \tau_S$   | $[3,8] \tau_S$    |
| Falsche $\gamma\gamma$ Paare        | $0.010 \pm 0.004$           | $0.012 \pm 0.005$ | $0.040 \pm 0.028$ |
| Falsche Photonen                    | $1.096 \pm 0.040$           | $0.681 \pm 0.035$ | $2.818 \pm 0.236$ |
| Pionisch                            | $0.638 \pm 0.011$           | $0.511 \pm 0.020$ | $2.057 \pm 0.203$ |
| Golden+ $\pi^0$                     | $0.257 \pm 0.034$           | $0.065 \pm 0.017$ | $0.235 \pm 0.125$ |
| $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ | $0.119 \pm 0.005$           | $0.137 \pm 0.005$ | $0.245 \pm 0.025$ |

Tabelle 4.7: Untergrundbeiträge in der kompletten Datenmenge für drei verschiedene Lebensdauerbereiche. Die angegebenen Fehler sind rein statistisch.

## 4.6 Erste Resultate

Nach Anwendung aller Selektionen und Schnitte auf die volle bei CP-LEAR verfügbare Datenmenge der Runperioden von 1991 bis 1995 verbleiben wir mit einer Anzahl von etwa zwei Millionen Ereignissen. Mit dieser kompletten Menge bilden wir nun erste Resultate und betrachten dazu in Abb. 4.27 die  $(K^0 + \bar{K}^0)$ -Lebensdauerverteilung. Neben den echten Daten sehen wir eine nach dem in (4.18) beschriebenen und schon mehrfach angewandten Verfahren erhaltene Abschätzung der Gesamtkurve bestehend aus Signal und Untergrund. Im Vergleich zu der ersten gezeigten Lebensdauerverteilung in Abb. 4.23 sind durch die Anwendung der drei speziellen Werkzeuge klare Fortschritte zu verzeichnen:

- Die Anteile des Untergrundes sind zu einem grossen Teil unterdrückt.
- Die Datenkurve folgt viel enger einer theoretischen  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  Rate, ein klares Zeichen für die Verbesserung der Lebensdauerauflösung.
- Die Übereinstimmung zwischen Daten und Abschätzung ist erheblich besser geworden. Der positive Lebensdauerbereich wird bis zu Zeiten von etwa  $15 \tau_S$  sehr gut beschrieben, erst zu noch grösseren Zeiten ist ein Überschuss in den Daten zu erkennen. Obwohl die prinzipielle Form bei negativen Zeiten übereinstimmt, ist hier in den Daten ein beständiger Überschuss gegenüber der Abschätzung zu beobachten.

Insgesamt erkennen wir, dass im Lebensdauerbereich von  $-3 \tau_S$  bis  $10 \tau_S$  das Signal dominierend ist. Oberhalb von  $10 \tau_S$  setzt sich schliesslich der Untergrund  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$  durch und unterhalb von  $-3 \tau_S$  die als Falsche  $\gamma$ , Pionisch und Golden+ $\pi^0$  bezeichneten Quellen. Die Anteile der einzelnen Untergründe in verschiedenen Lebensdauerbereichen sind in Tabelle 4.7 eingetragen. Insgesamt erreicht der gesamte Untergrund über den Bereich von  $-10 \tau_S$  bis  $20 \tau_S$  ein Niveau von etwa 2%. Im für die spätere Asymmetriemessung besonders wichtigen Bereich zwischen  $3 \tau_S$  und  $8 \tau_S$  erreicht kein Untergrund mehr als 3%.

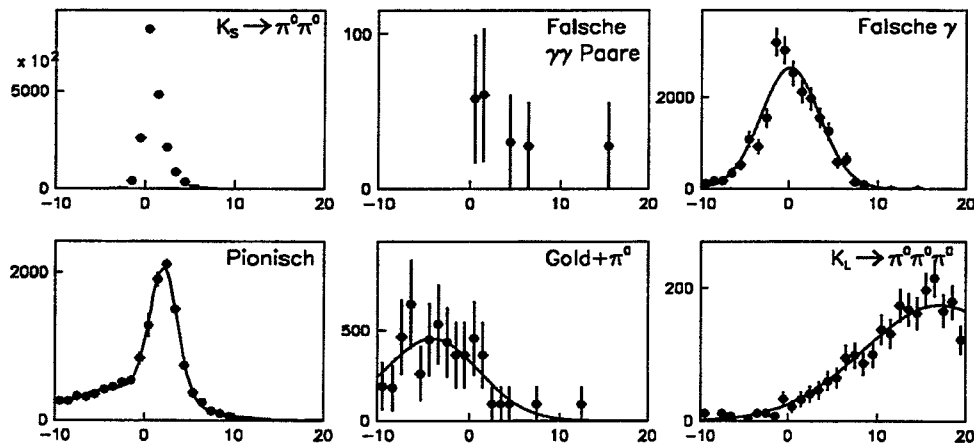
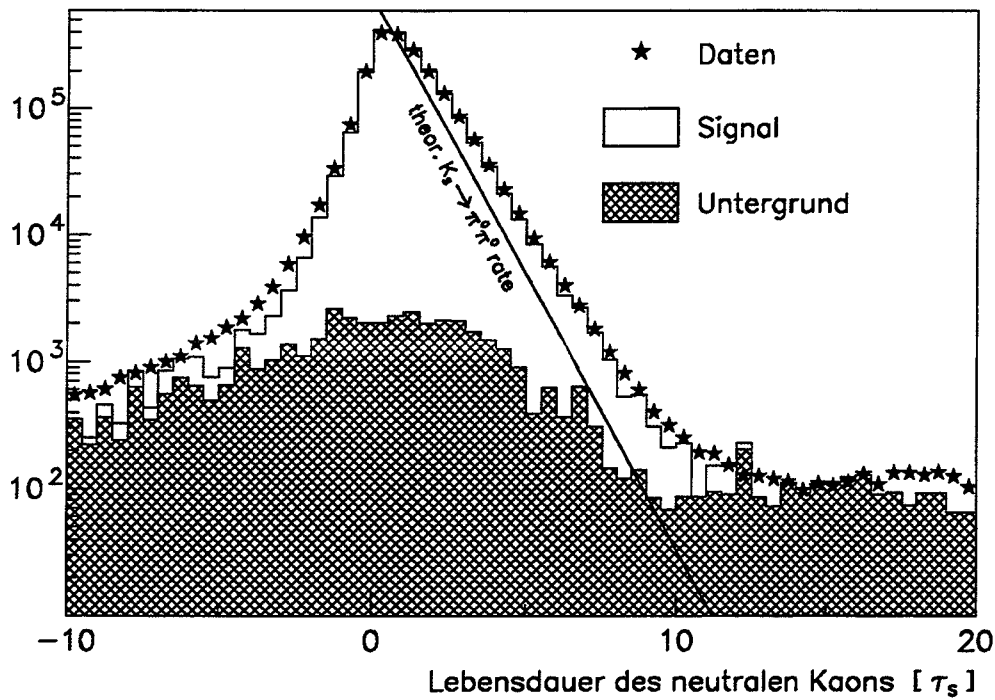


Abbildung 4.27:  $(K^0 + \bar{K}^0) \rightarrow \pi^0 \pi^0$  Lebensdauerdistribution des 6c-Fits nach Anwendung der vollständigen Datenselektion auf die komplette bei CP-LEAR verfügbare Datenmenge. Für die Untergrundquellen sind zum Teil Parametrisierungen dargestellt, welche aus Anpassungen an die beobachteten Verteilungen mit einer oder (im Falle des pionischen Untergrundes) zweier Gaussfunktionen erhalten wurden. Vergleiche auch mit der Unterschrift zu Abb. 4.21.

# Kapitel 5

## Resultate

### 5.1 Methode der Bestimmung von Parametern aus den Daten

Wir gehen nun dazu über, aus den beobachteten Zerfallsraten für erzeugte  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  die uns interessierenden physikalischen Grössen zu bestimmen, d.h. insbesondere den CP-verletzenden Parameter  $\eta_{00}$  aus der Asymmetrie beider Raten. Eine speziell entwickelte, in Anhang A besprochene Anpassungsmethode, verhilft uns dabei zu einer optimalen Schätzung für  $\eta_{00}$ . In der konkreten Anwendung führen wir zunächst eine Anpassung an die beobachtete  $(K^0 + \bar{K}^0)$ -Lebensdauerverteilung durch, bei der wir vor allem Auskünfte über Detektoreffekte und Untergrundanteile in den Daten erlangen. Diese Informationen benutzen wir dann zur Verbesserung der Ratenfunktionen, die in die anschliessende Anpassung der Asymmetrie eingehen.

### 5.2 Anpassung der Lebensdauerverteilung

Abb. 5.1 zeigt die beobachtete  $(K^0 + \bar{K}^0)$ -Lebensdauerverteilung in den echten Daten (vergleiche Abb. 4.27). Die durchgezogene Kurve stellt eine daran angepasste Ratenfunktion dar. Zur Konstruktion dieser Funktion nehmen wir die mit  $e^{-\tau/\tau_S}$  angenäherten theoretischen Raten, gewichten diese zunächst mit der zerfallszeitabhängigen Akzeptanzfunktion  $G_{Akz}$  und falten sie dann mit der Lebensdauerauflösungsfunktion  $G_{Aufl}$ . Dazu addieren wir Funktionen  $U_i(\tau)$ , welche die verschiedenen Untergrundanteile beschreiben, und erhalten schliesslich folgende Form:

$$(R + \bar{R})(\tau) \propto \int_0^\infty d\tau' e^{-\frac{\tau'}{\tau_S}} G_{Aufl}\left(\frac{\tau - \tau'}{a}\right) G_{Akz}(\tau') + \sum_i U_i(\tau) \quad (5.1)$$

Dabei wurde noch in dem Argument der Auflösungsfunktion ein Skalierungsfaktor  $a$  eingebaut, so dass wir die Breite dieser Funktion variieren können. Die einzelnen beitragenden Funktionen erhalten wir wie folgt:

- Die in Abb. 4.2 dargestellte als 'Final' bezeichnete Lebensdauerauflösung wurde aus derselben Monte Carlo Simulation von  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  Ereignissen gewonnen,

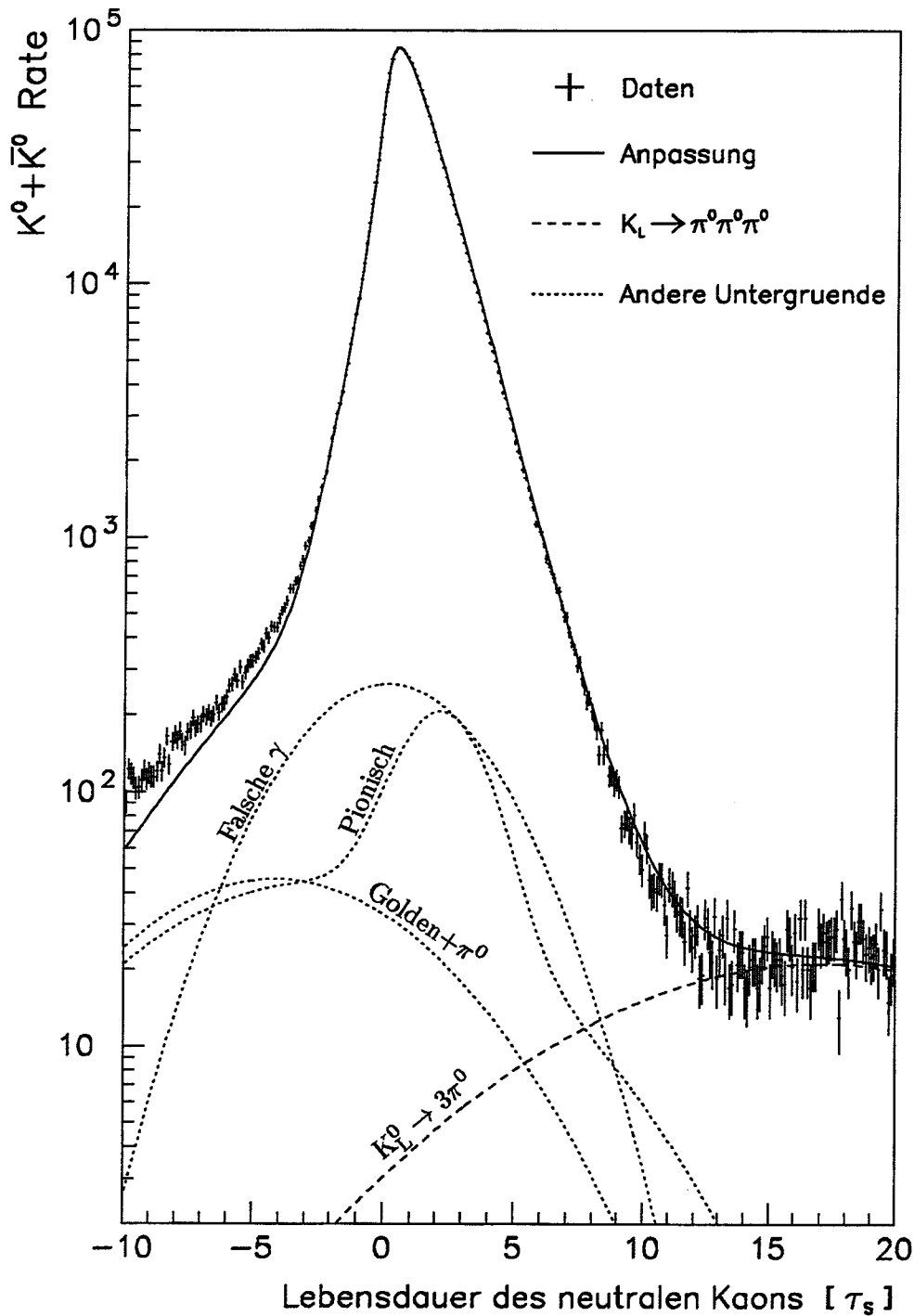


Abbildung 5.1: Beobachtete  $(K^0 + \bar{K}^0) \rightarrow \pi^0 \pi^0$  Lebensdauerverteilung. Die durchgezogene Linie stellt eine daran angepasste Kurve dar, bei der eine Exponentialfunktion  $e^{-\tau/\tau_S}$  zunächst mit der Zerfallsakzeptanz gewichtet und anschliessend mit der Lebensdauerauflösung gefaltet wurde. Die Anpassung enthält ferner die Anteile verschiedener Untergrundquellen, die getrennt abgebildet sind als gepunktete oder gestrichelte Linien (weitere Erläuterungen im Text).

die in dem vergangenen Kapitel benutzt wurde, um den Signalanteil in den Daten abzuschätzen. Diese Auflösung enthält die geringen Anteile des als falsche  $\gamma\gamma$  Paare bezeichneten Untergrundes.

- Die in Abb. 5.2 abgebildete Form der lebensdauerabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit wurde aus der Monte Carlo Simulation des Kanals  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  gewonnen. Zu Zeiten oberhalb von  $10 \tau_S$  sinkt diese Akzeptanz stetig ab aufgrund der geome-

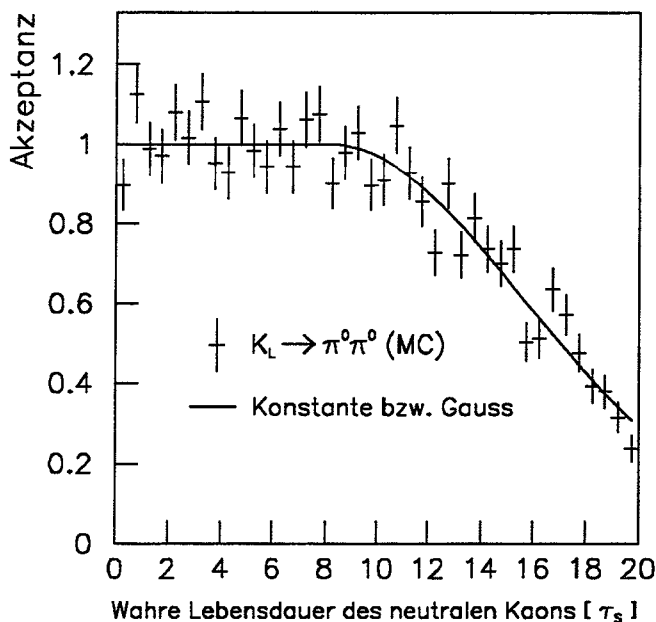


Abbildung 5.2: Lebensdauerabhängigkeit der Akzeptanz für die Rekonstruktion des Zerfalls  $(K^0 + \bar{K}^0) \rightarrow \pi^0\pi^0$

trischen Eigenschaften des Detektors, insbesondere seiner endlichen Ausdehnung. So wird bei Zerfällen zu hohen Lebensdauern die Wahrscheinlichkeit immer kleiner, dass alle vier Photonen auf den aktiven Teil des Kalorimeters treffen und dort rekonstruiert werden können. Für  $G_{Akz}$  benutzen wir die in Abb. 5.2 ebenfalls dargestellte Parametrisierung der Akzeptanzkurve. Dabei handelt es sich um eine konstante Funktion, welche oberhalb von  $8 \tau_S$  durch eine Gaußfunktion abgelöst wird.

- Für die Untergrundfunktionen  $U_i$  nehmen wir die in Abb. 4.27 dargestellten Parametrisierungen der Abschätzungen. Es handelt sich jeweils um Gaußfunktionen und im Falle des pionischen Untergrundes um eine Summe aus zwei Gaußfunktionen.

Als freie Parameter der Anpassung wollen wir die Zerfallszeit  $\tau_S$  und den Skalierungsfaktor  $a$  der Auflösungsfunktion bestimmen. Ferner erlauben wir eine Variation des Anteiles des oberhalb von  $10 \tau_S$  dominierenden  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$  Untergrundes. Für alle anderen Untergrundquellen und auch die Akzeptanz wäre es dagegen weitaus schwieriger, aus der beobachteten Verteilung der Lebensdauer neue Ergebnisse zu bestimmen, da es jeweils an einer eindeutig zuzuordnenden Signatur fehlt.

Die Ergebnisse der simultanen Anpassung aller drei Parameter sind in Tabelle 5.2 eingetragen, während Abb. 5.1 den daraus erhaltenen Kurvenverlauf zeigt. Wir stellen

| Anpassungs-Parameter                                                                  | Ergebnis            | Korrelationsmatrix $\rho$ |       |       |
|---------------------------------------------------------------------------------------|---------------------|---------------------------|-------|-------|
|                                                                                       |                     | 1.                        | 2.    | 3.    |
| 1. $K_S^0$ -Lebensdauer geteilt durch den Weltmittelwert aus [14]                     | $0.9811 \pm 0.0010$ | 1                         | -0.39 | -0.03 |
| 2. Lebensdauerauflösung<br>Skalierungsfaktor $a$                                      | $1.1437 \pm 0.0017$ |                           | 1     | -0.04 |
| 3. Anteil $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$<br>geteilt durch Monte Carlo Vorhersage | $1.23 \pm 0.03$     |                           |       | 1     |

(5.2)

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Anpassung an die beobachtete  $(K^0 + \bar{K}^0) \rightarrow \pi^0\pi^0$  Lebensdauer-  
verteilung (s. Abb. 5.1).

fest, dass die  $K_S^0$ -Lebensdauer zu etwa 2% kleiner bestimmt wurde als der Weltmittelwert  $\tau_S = (0.8927 \pm 0.0012) \times 10^{-10}$  s aus [14]. Die Lebensdauerauflösung ergibt sich zu etwa 14% breiter als die ursprüngliche der Monte Carlo Simulation. Der Anteil des  $K_L^0$ -Untergrundes ist um etwa 20% höher im Vergleich zu der ursprünglichen Monte Carlo Abschätzung (s. Tabelle 4.7). Aus der Abb. 5.1 lässt sich feststellen, dass die angepasste Ratenfunktion die Daten über das Lebensdauerintervall  $[-3, 15]\tau_S$  vernünftig beschreibt, einen Bereich in dem die Anzahl der Ereignisse immerhin um fast vier Größenordnungen variiert. Unterhalb von  $-3 \tau_S$  ist ein Überschuss in den echten Daten vorhanden, der entweder auf falsche Untergrundbeschreibung oder falsche Form der verwendeten Auflösung hinweist. Der Überschuss oberhalb von  $15 \tau_S$  ist vermutlich auf eine inkorrekte Beschreibung der Form des  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ -Untergrundes zurückzuführen. Die Anpassungsergebnisse und weitere Studien belegen, dass eine Präzisionsmessung von  $\tau_S$  durch systematische Unsicherheiten erschwert wird, welche vor allem auf die Unkenntnis der exakten Lebensdauerauflösung zurückzuführen sind. Dies ist bedauerlich, da der statistische Fehler unserer Messung besser ist als der des Weltmittelwertes. Im folgenden wollen wir nun  $\tau_S$  auf den Weltmittelwert fixieren. Damit ergibt sich ein Wert für den Skalierungsfaktor  $a$  von 1.1313 und ein unverändertes Ergebnis für den Anteil des  $K_L^0$ -Untergrundes.

### 5.3 Anpassung der Asymmetrie

Wir kommen nun zu dem Hauptziel dieser Analyse, der Bestimmung von  $\eta_{00}$  aus der Asymmetrie  $A_{00}(\tau)$ . Die aus den *beobachteten* Raten gebildete Asymmetrie

$$A_{00}(\tau) = \frac{\overline{R}(\tau) - R(\tau)}{\overline{R}(\tau) + R(\tau)} \quad (5.3)$$

ist in Abb. 5.3 gezeigt. Als erstes wollen wir festhalten, dass man deutlich die Oszillation der CP-verletzenden  $K_S^0$ - $K_L^0$  Interferenz erkennt.

In Abb. 5.3 ist ferner eine angepasste Asymmetriefunktion gezeigt, die aus Ratenfunktionen für  $K^0$  und  $\overline{K}^0$  gebildet wurde. Für diese Funktionen nehmen wir zunächst die theoretischen aus Gl. (2.51) und führen damit die in dem letzten Abschnitt besprochenen für  $K^0$  und  $\overline{K}^0$  symmetrischen Korrekturen von Lebensdauerauflösung und Akzeptanz durch. Für die Lebensdauerauflösung benutzen wir dabei die aus der Anpassung der  $(K^0 + \overline{K}^0)$ -Lebensdauer gefundene skalierte Monte Carlo Auflösung. Für die Messung von Parametern aus der Asymmetrie der beobachteten Raten ist es nun ganz wichtig, dass die beschreibenden Ratenfunktionen alle *asymmetrischen* Effekte dieser Raten enthalten. Neben den erwünschten CP-verletzenden Unterschieden des Signals von  $K^0$  und  $\overline{K}^0$  nach  $\pi^0\pi^0$  (s. Gl. (2.52) und Abb. 2.5) gibt es für die beobachtbaren Raten noch drei weitere asymmetrische Effekte, die wir berücksichtigen müssen:

**Unterschiedliche Identifizierungsakzeptanzen für  $\overline{K}^0$  und  $K^0$ :** Von den etwa zwei Millionen Ereignissen der kompletten Datenmenge werden 54% als  $\overline{K}^0$ - und nur 46% als  $K^0$ -Ereignisse beobachtet. Dieser signifikante Unterschied rührt daher, dass  $K^0$  und  $\overline{K}^0$  in den Erzeugungsreaktionen Gl. (3.1) zwar mit der gleichen Häufigkeit produziert werden, aber die Akzeptanz für die Identifizierung dieser beiden Reaktionen verschieden ist. Um letzteres zu verstehen, bemerken wir, dass der CP-LEAR Detektor keine Anteile von Antimaterie besitzt und damit nicht symmetrisch ist bezüglich Ladungskonjugation. In den Erzeugungsreaktionen Gl. (3.1) führt die unterschiedliche Wechselwirkung des  $K^-\pi^+$ -Paares mit dem Detektormaterial gegenüber dem  $K^+\pi^-$ -Paar schliesslich dazu, dass letztere Kombination mit höherer Wahrscheinlichkeit identifiziert wird.

Wir wollen nun die Grösse  $\xi$  einführen, welche als das Verhältnis der Akzeptanzen von  $\overline{K}^0$  und  $K^0$  bei ihrer Erzeugung definiert ist. Da die Wechselwirkungen von den Impulsen der Teilchen abhängen, kann  $\xi$  mit den kinematischen Variablen der beiden geladenen Teilchen variieren. Andererseits ist für eine fixierte kinematische Konfiguration  $\xi$  unabhängig von der Zerfallszeit des neutralen Kaons, denn  $K^0$  und  $\overline{K}^0$  zerfallen in den gleichen Endzustand ( $4\gamma$ ). Daher kann jede Datenmenge eines fixierten  $K^0$  ( $\overline{K}^0$ )-Impulses durch einen einzigen Wert für  $\xi$  charakterisiert werden, der sich durch Mittelung über den beitragenden Phasenraum der geladenen Teilchen ergibt.

Wir bemerken, dass durch Addieren von zwei Datenmengen mit verschiedenen Impulsen des neutralen Kaons eine Lebensdauerabhängigkeit von  $\xi$  eingeführt werden kann. Dies tritt dann ein, wenn sich zum einen  $\xi$  mit dem  $K^0$  ( $\overline{K}^0$ )-Impuls verändert und zum anderen die relative Häufigkeit der Impulse mit der Zerfallszeit des neutralen Kaons variiert. Tatsächlich ändert sich das Impulsspektrum über die Lebensdauer, da z.B. für höhere Impulse die Zerfallszeit-Akzeptanz schneller absinkt aufgrund der endlichen Ausdehnung des Detektors. Um diesen Effekt möglichst zu vermeiden, teilen wir später (s.

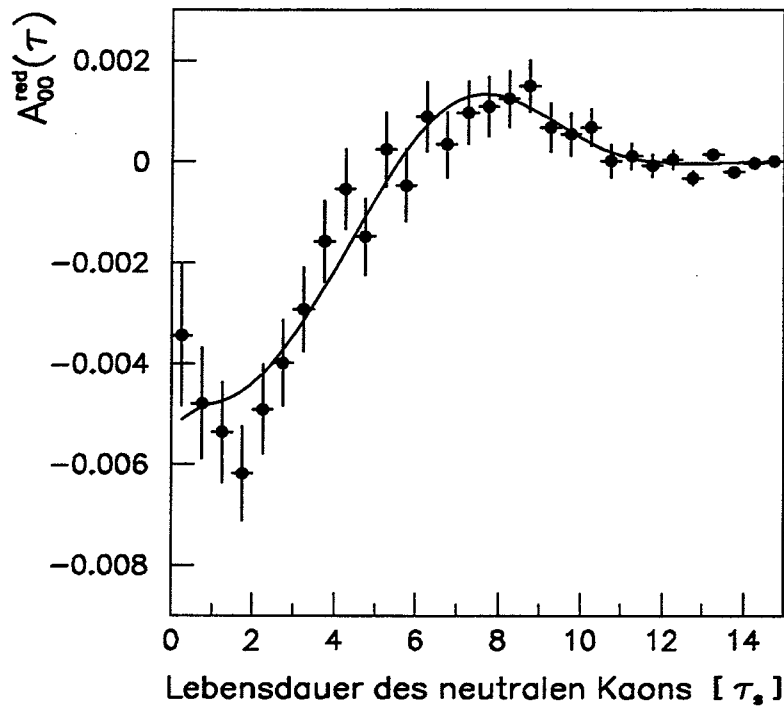
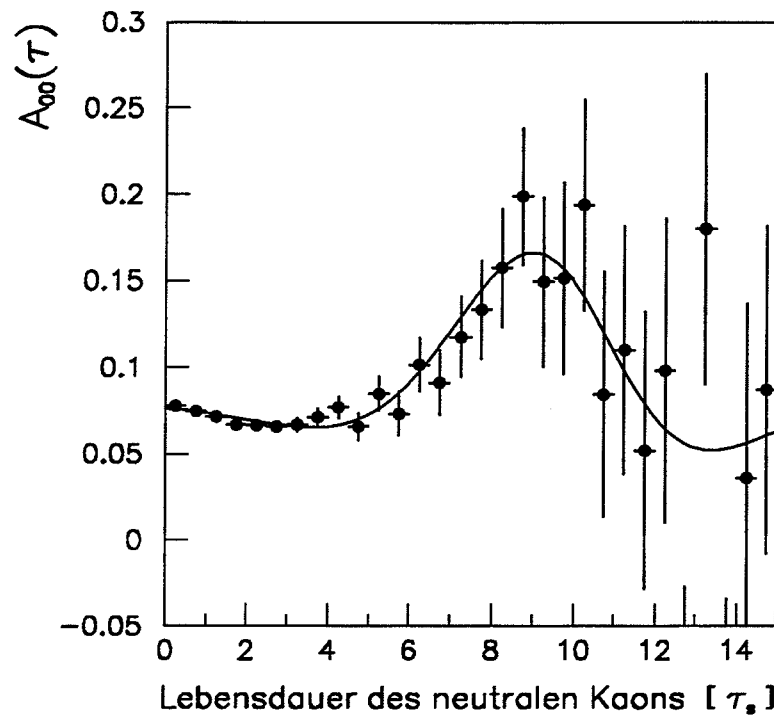


Abbildung 5.3: Das obere Bild zeigt als Histogramm mit den Fehlerbalken die gemessene Asymmetrie  $A_{00}(\tau)$  und als durchgezogene Linie eine daran angepasste Funktion. Das untere Bild enthält die gleiche Information, betont aber durch eine spezielle Transformation der Daten- und Anpassungswerte den CP-verletzenden Effekt bei kleinen Zeiten (weitere Erläuterungen im Text).

Abschnitt 5.4) die Datenmenge so in Unterbereiche des  $K^0$  ( $\bar{K}^0$ ) Impulses ein, dass der Einfluss von variierendem  $\xi$  und sich ändernder Zerfallszeit-Akzeptanz innerhalb eines Unterbereichs vernachlässigbar werden.

Zum Schluss wollen wir festhalten, dass ein zeitlich konstantes  $\xi$  in Verbindung mit dem Wert von  $2\text{Re}(\varepsilon_T + \varepsilon_{CPT})$  aus der theoretischen Asymmetrie Gl. (2.52) zu einer Verschiebung der Asymmetrie weg von dem Wert Null von ungefähr  $(\alpha - 1)/2$  führt, wobei

$$\alpha = \xi[1 + 4\text{Re}(\varepsilon_T + \varepsilon_{CPT})]. \quad (5.4)$$

**Regeneration:** Ein weiterer in Abschnitt 2.5 geschilderter und als Regeneration bezeichneter asymmetrischer Effekt besteht darin, dass  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  bei Durchgang durch ein Medium mit der dortigen Materie verschieden wechselwirken. Für den CP-LEAR Detektor wurde in [49] der resultierende Einfluss auf die Zerfallsraten von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  in spezifische Endzustände berechnet. In Ermangelung experimenteller Ergebnisse für den Impulsbereich des CP-LEAR Experimentes ( $< 800$  MeV) wurden dabei für die  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Vorwärtstreuamplituden die von Eberhard und Uchiyama kalkulierten Werte [50] benutzt.

Für den Zerfall in  $\pi^0\pi^0$  findet man dann als Funktion der Lebensdauer die in Abb. 5.4 dargestellten Funktionen, mit denen die theoretischen Raten (s. Gl. (2.51)) zu korrigieren sind. Dabei wurde noch eine Mittelung über das beobachtete Impulsspektrum des neu-

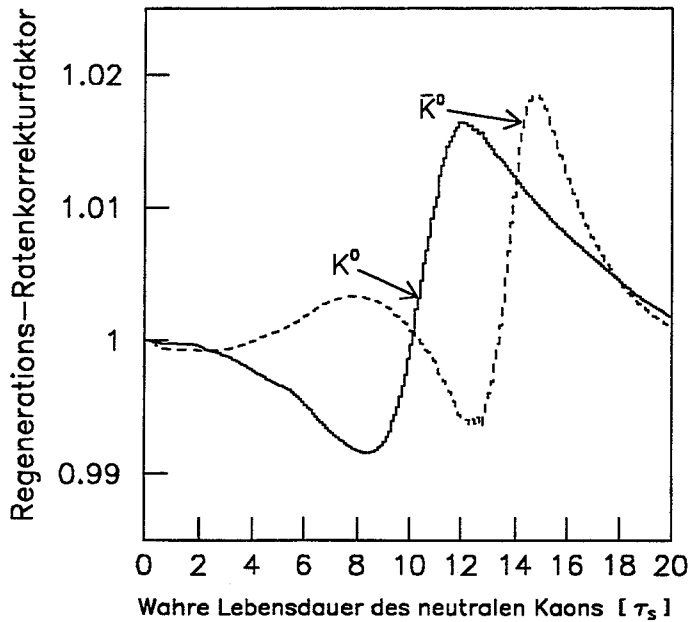


Abbildung 5.4: Korrekturfaktoren für die theoretischen Zerfallsraten von erzeugten  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  in den Endzustand  $\pi^0\pi^0$  aufgrund der kohärenten Regeneration im CP-LEAR Detektor.

tralen Kaons durchgeführt, denn die Regeneration ist ein impulsabhängiger Prozess und ferner hängen die bei einer bestimmten Zerfallszeit des neutralen Kaons vor dem Zerfall

im Detektor durchquerten Materielagen von der Kinematik ab.

Für die Mittelung wurde wegen der Symmetrie des CP-LEAR Detektors eine Aufteilung der Daten in Bereiche der Variablen  $P(K^0)$  und  $|P_Z(K^0)/P(K^0)|$  vorgenommen. Diese Größen stehen für den Gesamtimpuls des neutralen Kaons bzw. für den normierten Absolutbetrag der Z-Komponente. Entsprechend der vorkommenden Werte dieser Variablen teilen wir in  $8 \times 8$  jeweils  $50 \text{ MeV} \times 0.125$  breite Gebiete ein mit Werten zwischen 360 MeV und 760 MeV bzw. zwischen Null und Eins. Für jedes Gebiet werden die zeitabhängigen Regenerationskorrekturen separat ausgerechnet. Zum Schluss werden die verschiedenen resultierenden Funktionen mit der über alle Zerfallszeiten ausgezählten  $(K^0 + \bar{K}^0)$ -Statistik des jeweiligen Gebietes gewichtet und führen so zu den in Abb. 5.4 dargestellten Korrekturfunktionen.

**Untergründe** Bei den bisherigen Betrachtungen wurden die relativen Untergrundanteile immer als gleich für erzeugte  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  angenommen. Für den Kanal  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$  sollte diese Annahme stimmen, denn der Unterschied zum Signal besteht lediglich in dem Zerfall des neutralen Kaons in einen anderen Endzustand ( $6\gamma$ ), welcher praktisch symmetrisch ist in  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  sowohl in der Zerfallshäufigkeit als auch in der Detektierung. Dasselbe wollen wir für den als golden+ $\pi^0$  bezeichneten Untergrund annehmen, denn das zusätzliche neutrale Pion am Annihilationsvertex verhält sich symmetrisch für  $K^0$  und  $\bar{K}^0$ . Für die mit Falsche  $\gamma$ , Pionisch und Kaonisch bezeichneten Quellen ist es aber aufgrund der speziellen Mechanismen, die zur fälschlichen Detektierung als Signal führen, möglich, dass sich die Anteile für  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  unterscheiden. Dagegen sollten für alle Untergründe die Lebensdauerformen für  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  gleich sein. Alle diese Hypothesen konnten durch für  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  separat (nach dem in (4.18) beschriebenen Verfahren) durchgeführte Abschätzungen bestätigt werden, deren Ergebnisse in Abb. 5.9 auf S. 114 graphisch dargestellt sind. In Tabelle 5.2 sind die erhaltenen Identifizierungsakzeptanzparameter  $\alpha$  relativ zum Signalkanal eingetragen. Für die weitere Verwendung nehmen wir für die verschiedenen Untergrundquellen die in der letzten Spalte angegebenen Werte. Für die Formen bleiben wir bei den in Abb. 4.27 dargestellten Parametrisierungen der gemeinsamen Abschätzung von  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Ereignissen. Für die Summe der Anteile jedes Untergrundes nehmen wir bis auf den Kanal  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$  ebenfalls die Ergebnisse der Abschätzung. Für diesen speziellen Kanal benutzen wir dagegen das Ergebnis aus der  $(K^0 + \bar{K}^0)$ -Lebensdaueranpassung.

| Kanal                                 | Gemessene $\alpha$ geteilt durch $\alpha$ des Signales | Im weiteren verwendete $\alpha$ geteilt durch $\alpha$ des Signales |
|---------------------------------------|--------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------|
| Falsche $\gamma$                      | $0.88 \pm 0.06$                                        | 0.88                                                                |
| Pionisch                              | $0.84 \pm 0.03$                                        | 0.84                                                                |
| Golden+ $\pi^0$                       | $1.04 \pm 0.28$                                        | 1.0                                                                 |
| $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ | $1.14 \pm 0.09$                                        | 1.0                                                                 |

Tabelle 5.2: Für die einzelnen Untergrundquellen gemessene und im weiteren verwendete Identifizierungsakzeptanzparameter  $\alpha$  relativ zum Signalkanal.

### 5.3.1 Vorläufige Anpassungsergebnisse

Mit den kompletten Ratenfunktionen wurde die in Anhang A in Gl. (A.11) erläuterte Likelihood-Funktion aufgestellt und durch Maximierung derselben die Asymmetrie über das Lebensdauerintervall  $[-10, 20]\tau_S$  angepasst. Diese Anpassung ist in Abb. 5.3 über das eingeschränkte Intervall  $[0, 15]\tau_S$  dargestellt und beschreibt die beobachtete Asymmetrie offenbar sehr gut. Als Ergebnis erhalten wir folgende Werte:

$$\begin{array}{lcl} \phi_{00} & = & 43.2^\circ \pm 5.7^\circ \\ |\eta_{00}| & = & (2.52 \pm 0.33) \times 10^{-3} \end{array} \quad (5.5)$$

Als einzige weitere freie Variable wurde der Parameter  $\alpha$  mitbestimmt zu  $\alpha = 1.187 \pm 0.001$ . Die Werte für die  $K_L^0$ - $K_S^0$ -Massendifferenz und die  $K_S^0$ - und  $K_L^0$ -Lebensdauern wurden dagegen fixiert auf die aktuellen Weltmittelwerte  $\Delta m = 530.4 \times 10^7 \hbar s^{-1}$ ,  $\tau_S = 89.27$  ps und  $\tau_L = 51.7$  ns aus [14].

Wir halten fest, dass die gefundenen Werte für  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  in sehr guter Übereinstimmung mit früheren Messungen [14] sind. Im folgenden Schema sind die Korrelationskoeffizienten der Parameter der Anpassung eingetragen:

| Korrelationskoeffizienten $\rho$ |             |               |          |
|----------------------------------|-------------|---------------|----------|
|                                  | $\phi_{00}$ | $ \eta_{00} $ | $\alpha$ |
| $\phi_{00}$                      | 1           | 0.01          | -0.01    |
| $ \eta_{00} $                    |             | 1             | 0.79     |
| $\alpha$                         |             |               | 1        |

(5.6)

Wir erkennen, dass die Korrelation zwischen  $|\eta_{00}|$  und  $\phi_{00}$  verschwindend klein ist. Dies liegt daran, dass  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  im wesentlichen aus Daten zu verschiedenen Zeiten bestimmt werden, nämlich dort wo die  $K_S^0$ - $K_L^0$ - Interferenz klein oder maximal ist, d.h.  $\cos(\Delta m \tau - \phi_{00}) \approx 0$  für  $\phi_{00}$  bzw.  $\cos(\Delta m \tau - \phi_{00}) \approx \pm 1$  für  $|\eta_{00}|$ . Der Parameter  $\alpha$ , welcher das Verhältnis der Anzahl von  $\bar{K}^0$ - zu  $K^0$ -Ereignissen kennzeichnet, wird vor allem aus den vielen Ereignissen bei sehr kleinen Lebensdauern bestimmt und ist damit stark an den ersten Ausschlag der Interferenz und so letztendlich an  $|\eta_{00}|$  gekoppelt.

Eine andere Art die Asymmetrie zu präsentieren, ist die 'reduzierte Asymmetrie', bei welcher der oszillierende Anteil isoliert wird. Dafür wird die Asymmetrie transformiert durch

$$A_{00}^{red}(\tau) = \left( A_{00}(\tau) - \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} e^{\frac{1}{2}(1/\tau_L - 1/\tau_S)\tau} \right). \quad (5.7)$$

Die reduzierte Asymmetrie ist in Abb. 5.3 unten gezeigt. Die durchgezogene Kurve zeigt die Anpassungskurve an die Asymmetrie  $A_{00}(\tau)$ , auf welche man die gleiche Transformation angewendet hat.

## 5.4 Endgültige Anpassungen

Wir wollen nun unsere endgültigen Ergebnisse für  $\eta_{00}$  erstellen. Im letzten Abschnitt wurde die mögliche Gefahr erläutert, dass bei der Mittelung über alle Impulse eine Lebensdauerabhängigkeit des Verhältnisses  $\xi$  (oder  $\alpha$ ) der  $\bar{K}^0$ - zu  $K^0$ -Identifizierungsakzeptanzen erzeugt werden kann. Im nächsten Abschnitt werden wir diesem Problem näher nachgehen und die resultierenden systematischen Fehler auf  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  besprechen. Es stellt

sich heraus, dass diese Fehler drastisch zu reduzieren sind, wenn man nun wie wir die Datenmenge in vier Bereiche des neutralen Kaon-Impulses aufteilt (s. Tabelle 5.3) und eine simultane Anpassung der separat gebildeten Asymmetrien durchführt.

| Aufteilung                                | 1.                                                                      | 2.                               | 3.                               | 4.                  |
|-------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|---------------------|
| $P(K^0)$                                  | $< 490 \text{ MeV}$                                                     | $\subset [490, 580] \text{ MeV}$ | $\subset [580, 670] \text{ MeV}$ | $> 670 \text{ MeV}$ |
| Untergründe                               | Abschätzung der Beiträge in [%] im Intervall $[-10, 20]\tau_S$          |                                  |                                  |                     |
| Falsche Photonen                          | $1.65 \pm 0.18$                                                         | $1.52 \pm 0.12$                  | $1.08 \pm 0.06$                  | $0.81 \pm 0.06$     |
| Pionisch                                  | $0.93 \pm 0.04$                                                         | $1.21 \pm 0.03$                  | $0.63 \pm 0.01$                  | $0.35 \pm 0.02$     |
| Golden+ $\pi^0$                           | $0.18 \pm 0.10$                                                         | $0.12 \pm 0.12$                  | $0.06 \pm 0.06$                  | $0.13 \pm 0.04$     |
| $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$     | $0.15 \pm 0.02$                                                         | $0.13 \pm 0.01$                  | $0.13 \pm 0.01$                  | $0.10 \pm 0.01$     |
| Parameter                                 | Anpassungen der Lebensdauervertelungen                                  |                                  |                                  |                     |
| Skalierungsfaktor $a$                     | $1.1474 \pm 0.0040$                                                     | $1.1430 \pm 0.0040$              | $1.1106 \pm 0.0023$              | $1.1124 \pm 0.0028$ |
| $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ [%] | $0.213 \pm 0.017$                                                       | $0.153 \pm 0.094$                | $0.148 \pm 0.005$                | $0.098 \pm 0.005$   |
| Parameter                                 | Anpassung der Asymmetrien                                               |                                  |                                  |                     |
| $\phi_{00}$                               | $41.9^\circ \pm 5.6^\circ$                                              |                                  |                                  |                     |
| $ \eta_{00} $                             | $(2.53 \pm 0.32) \times 10^{-3}$                                        |                                  |                                  |                     |
| $\alpha_i$                                | $1.1840 \pm 0.0057$                                                     | $1.1954 \pm 0.0051$              | $1.757 \pm 0.0034$               | $1.1710 \pm 0.0037$ |
| Untergründe                               | Verwendete Parameter $\alpha$ relativ zum jeweiligen Signal- $\alpha_i$ |                                  |                                  |                     |
| Falsche Photonen                          | 0.947                                                                   | 0.717                            | 0.868                            | 0.897               |
| Pionisch                                  | 0.897                                                                   | 0.861                            | 0.829                            | 0.778               |
| Golden+ $\pi^0$                           | 1.0                                                                     | 1.0                              | 1.0                              | 1.0                 |
| $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$     | 1.0                                                                     | 1.0                              | 1.0                              | 1.0                 |

Tabelle 5.3: Resultate der Aufspaltung des Experimentes in vier Bereiche des neutralen Kaon Impulses.

Für jede separate Datenmenge führen wir zunächst die gleichen Schritte durch wie im letzten Abschnitt für die Gesamtmenge. Als erstes werden nach dem Verfahren (4.18) die Untergrundanteile abgeschätzt. Die sich ergebenden Gesamtbeiträge in der  $(K^0 + \bar{K}^0)$ -Verteilung im Lebensdauerintervall  $[-10, 20]\tau_S$  sind in Tabelle 5.3 eingetragen. Im zweiten

Schritt führen wir Anpassungen an die beobachteten  $(\bar{K}^0 + K^0)$ -Lebensdauerverteilungen durch. Für jede Datenmenge benutzen wir dazu mit Monte Carlo Simulationen erzeugte Lebensdauerauflösungen und Akzeptanzfunktionen, welche wir hier nicht zeigen. Als Parameter der Anpassung bestimmen wir die Skalierungsfaktoren  $a$  der jeweiligen Lebensdauerauflösungen und ferner die Anteile des Untergrundes  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ . Die Lebensdauer  $\tau_S$  wird auf den Weltmittelwert fixiert. Abbildung 5.5 zeigt die beobachteten Lebensdauerverteilungen und ihre Anpassungen. Wir beobachten, dass die Daten und Anpassungen im allgemeinen gut miteinander übereinstimmen, nur bei negativen Zeiten und Zeiten oberhalb  $10 \tau_S$  kommt es zu grösseren Abweichungen. In Tabelle 5.3 sind die Ergebnisse der angepassten Parameter eingetragen. Wir stellen fest, dass die Skalierungsfaktoren der Lebensdauerauflösungen etwa zwischen Werten von 1.11 und 1.15 schwanken und die Anteile des  $K_L^0$ -Untergrundes zwischen einem und zwei Promille.

Diese Werte benutzen wir dann in den separaten Ratenfunktionen, mit denen wir im letzten Schritt die vier Asymmetrien simultan anpassen. Für jeden der vier Bereiche bestimmen wir dazu noch Regenerationskorrekturen für die theoretischen  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Zerfallsraten, welche wir hier nicht zeigen.

Die beobachteten Asymmetrien und ihre Anpassungskurven sind in Abb. 5.6 in ihrer reduzierten Form dargestellt. Zunächst bemerken wir, dass in allen vier Bereichen die CP-verletzende Oszillation klar erkennbar ist. Ferner stimmen die Daten und Anpassungskurven gut miteinander überein.

Freie Parameter der simultanen Anpassung sind neben  $\eta_{00}$  die vier jeweiligen  $\bar{K}^0/K^0$  Verhältnisse  $\alpha_i$ . Die gefundenen Werte sind in Tabelle 5.3 eingetragen. Weiterhin sind in Tabelle 5.3 die verwendeten Verhältnisse  $\alpha$  der  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Identifizierungsakzeptanzen für die verschiedenen Untergrundquellen relativ zum Signal angegeben.

Das erzielte Resultat für  $\eta_{00}$  weicht im Verhältnis zum statistischen Fehler nur wenig von dem zuerst erhaltenen in Gl. (5.5) ab. In (5.8) ist schliesslich die vollständige Korrelationsmatrix der Anpassungsparameter eingetragen.

| Korrelationskoeffizienten $\rho$ |             |               |            |            |            |            |
|----------------------------------|-------------|---------------|------------|------------|------------|------------|
|                                  | $\phi_{00}$ | $ \eta_{00} $ | $\alpha_1$ | $\alpha_2$ | $\alpha_3$ | $\alpha_4$ |
| $\phi_{00}$                      | 1           | -0.03         | -0.02      | -0.02      | -0.03      | -0.03      |
| $ \eta_{00} $                    |             | 1             | 0.39       | 0.43       | 0.65       | 0.59       |
| $\alpha_1$                       |             |               | 1          | 0.17       | 0.25       | 0.23       |
| $\alpha_2$                       |             |               |            | 1          | 0.28       | 0.25       |
| $\alpha_3$                       |             |               |            |            | 1          | 0.38       |
| $\alpha_4$                       |             |               |            |            |            | 1          |

(5.8)

Wie schon in (5.6) finden wir, dass die Korrelation zwischen  $\phi_{00}$  und allen anderen Parametern klein ist, während die Werte für  $|\eta_{00}|$  und den  $\alpha_i$  mehr oder weniger deutlich voneinander abhängen.

Zum Schluss wollen wir als unser Hauptergebnis die endgültigen Werte für  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  noch einmal separat notieren:

|                                                                                          |       |
|------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| $\phi_{00} = 41.9^\circ \pm 5.6^\circ$<br>$ \eta_{00}  = (2.53 \pm 0.32) \times 10^{-3}$ | (5.9) |
|------------------------------------------------------------------------------------------|-------|

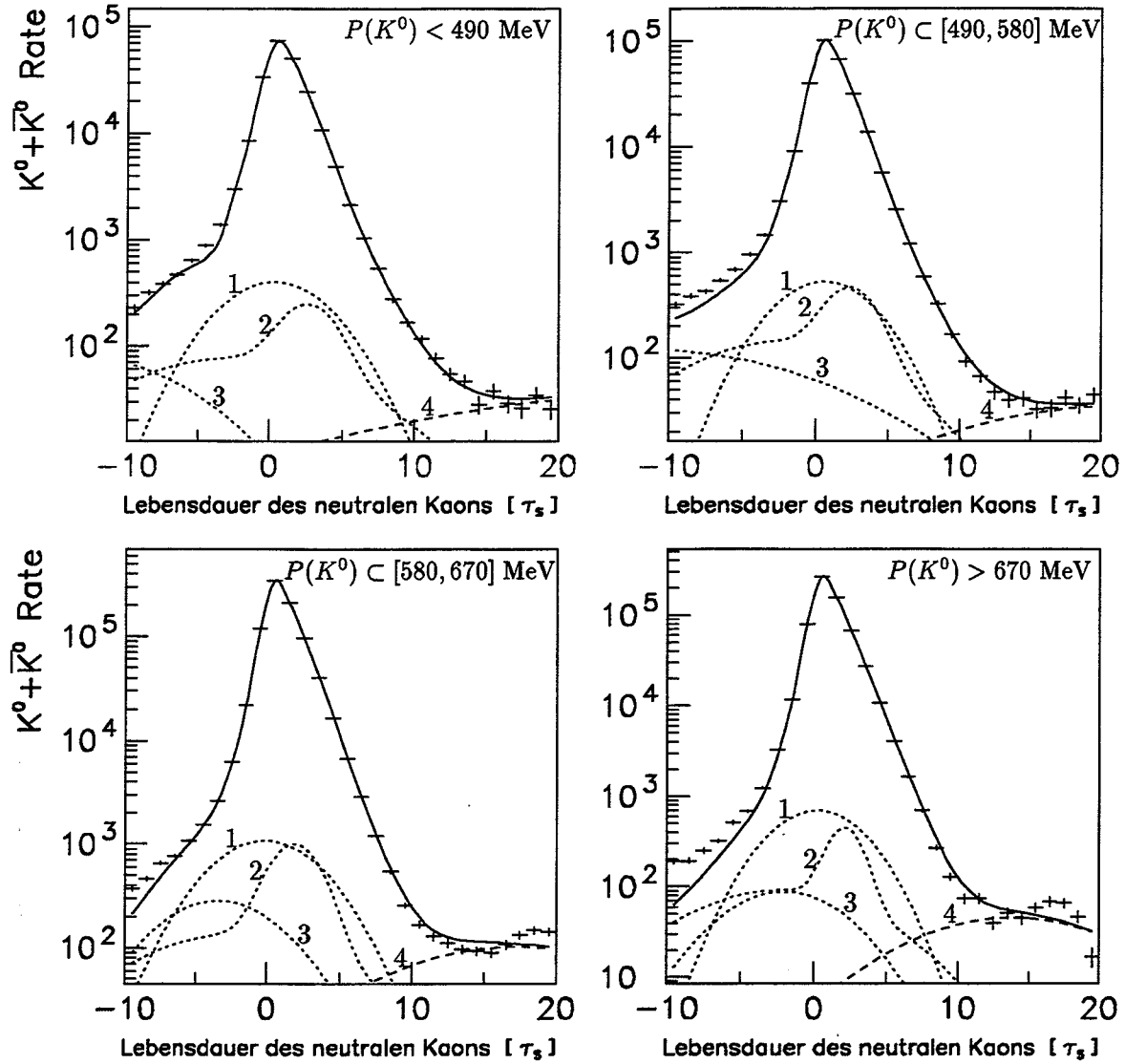


Abbildung 5.5: Beobachtete  $(K^0 + \bar{K}^0) \rightarrow \pi^0 \pi^0$  Lebensdauerverteilungen (Histogramme mit Fehlerbalken) in vier verschiedenen Bereichen des neutralen Kaon Impulses und Anpassungen (durchgezogene Linien). Die Zahlen 1-4 kennzeichnen jeweils für die Anpassungen die Beiträge bestimmter Untergrundkanäle: 1-Falsche  $\gamma$ , 2-Pionisch, 3-Golden+ $\pi^0$  und 4- $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ .

## 5.5 Systematik

Für die systematischen Fehler der Messung von  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  wurden die Unsicherheiten in folgenden Größen betrachtet:

- Die Auflösung für die Lebensdauer der neutralen Kaonen
- Untergründe

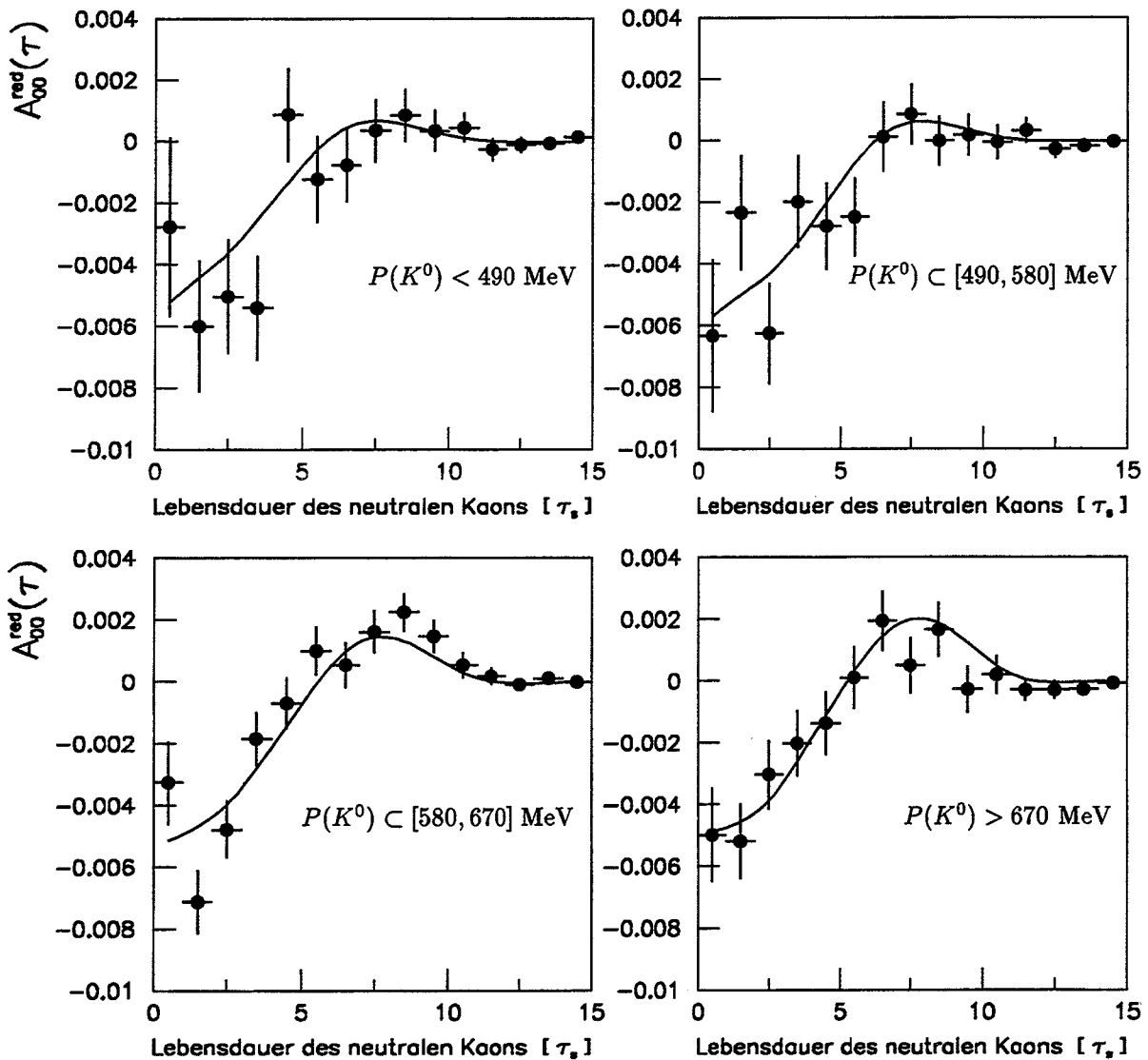


Abbildung 5.6: Beobachtete reduzierte Asymmetrien  $A_{00}^{\text{red}}(\tau)$  (Histogramme mit Fehlerbalken) in vier verschiedenen Bereichen des neutralen Kaon Impulses und simultane Anpassungen (durchgezogene Linien).

- Die unterschiedliche Akzeptanz für die Identifizierung von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  in den Produktionsreaktionen (3.1)
- Akzeptanz für den Zerfall des neutralen Kaons
- Regeneration
- Werte für  $\Delta m$  und  $\tau_S$

Wir wollen nun diese Effekte der Reihe nach erörtern.

### 5.5.1 Lebensdauerauflösung

Die Auflösung für die Zerfallszeit der neutralen Kaonen spielt für die korrekte Beschreibung der beobachteten ( $K^0 + \bar{K}^0$ )-Lebensdauercurve (s. Abb. 5.1) eine zentrale Rolle. Dies liegt daran, dass wir in einer relativ untergrundfreien Datenmenge eine exponentielle Zerfallsverteilung über ein mehrfaches der Zeitskala  $\tau_S$  verfolgen wollen und ferner die Breite der Auflösung ebenso von der Grösse dieser Skala ist. Als Forderung ergibt sich, dass die verwendete Funktion die tatsächliche Auflösung über einen mehrere Grössenordnungen umfassenden Bereich korrekt nachbilden muss. Die bisher benutzte Auflösungsfunktion aus der Monte Carlo Simulation erfüllt diese Aufgabe wie man in Abb. 5.1 erkennt zufriedenstellend. Zur Bestimmung eines systematischen Fehlers auf  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  wollen wir nun diese Funktion durch die drei im folgenden beschriebenen Verfahren variieren:

**Skalieren der Monte Carlo Auflösung** Bei der in Abschnitt 5.2 beschriebenen Anpassungsmethode an die Daten wurde die Form der Monte Carlo Verteilung fixiert und die Breite durch den Skalierungsparameter  $a$  (s. Gl. (5.1)) neu angepasst. Eine Variation dieser Breite innerhalb des statistischen Anpassungsfehlers (s. 5.2) führt zu vernachlässigbaren Effekten auf  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$ . Ein extrem konservatives Verfahren bestünde dagegen darin, den Skalierungsfaktor so weit zu vergrössern oder zu verringern, dass die resultierende Zerfallskurve bis auf einen zentralen Bereich um Null herum immer ober- bzw. unterhalb der echten Daten liegt. Dieser Effekt tritt bei Variationen der Breite von etwa  $\pm 10\%$  ein. Die Anpassungsergebnisse für  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  schwanken dabei um  $\pm 1.2^\circ$  bzw. um  $0.29 \times 10^{-3}$ , was als konservative Obergrenzen der Fehler aufzufassen ist.

**Spezielle Parametrisierungen** Um zu einer Beschreibung unabhängig von der Monte Carlo Simulation zu gelangen, wurden Versuche mit verschiedenartigsten Auflösungsfunktionen durchgeführt, deren Parameter direkt aus der Anpassung der Ratenfunktion (5.1) an die beobachtete ( $K^0 + \bar{K}^0$ )-Lebensdauerverteilung (s. Abb. 5.1) bestimmt wurden. Es stellte sich heraus, dass die Benutzung von einer Gauss- oder der Summe mehrerer Gaussfunktionen (bis zu einer Anzahl von mindestens vier) zu keiner überzeugenden Beschreibung der Lebensdauerverteilung führt. Als geeignet erwies sich schliesslich folgende Funktion:

$$G_{Aufl}(\tau) \propto \exp \left[ -\frac{\tau^2}{2\sigma^2 \cdot (1 + \Omega|\tau|^\beta)} \right] \quad (5.10)$$

In einem Bereich um den Nullpunkt herum stellt dies näherungsweise eine Gaussfunktion mit der Breite  $\sigma$  dar. Für grosse positive und negative Zeiten ist das Zeitverhalten des Exponenten der Funktion dagegen durch  $|\tau|^{2-\beta}$  charakterisiert. Der Parameter  $\Omega$  bestimmt schliesslich den Ort des Überganges zwischen beiden Bereichen. In dem linken Teil der Abb. 5.7 sehen wir das Ergebnis einer Anpassung an die beobachtete ( $K^0 + \bar{K}^0$ )-Lebensdauerverteilung, bei der diese Funktion als Auflösung benutzt wurde und ihre Parameter bestimmt wurden zu  $\sigma = 0.2377 \pm 0.0023$ ,  $\Omega = 3.60 \pm 0.08$  und  $\beta = 1.355 \pm 0.005$ . Die mit diesen Werten gefundene Auflösungsfunktion ist in Abb. 5.8 als 'Spezielle Funktion' dargestellt. Anschliessend wurde damit die Asymmetrie  $A_{00}(\tau)$  angepasst und die Werte für  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  unterscheiden sich von dem zentralen Ergebnis (s. (5.5)) um  $+0.5^\circ$  bzw. um  $-0.16 \times 10^{-3}$ .

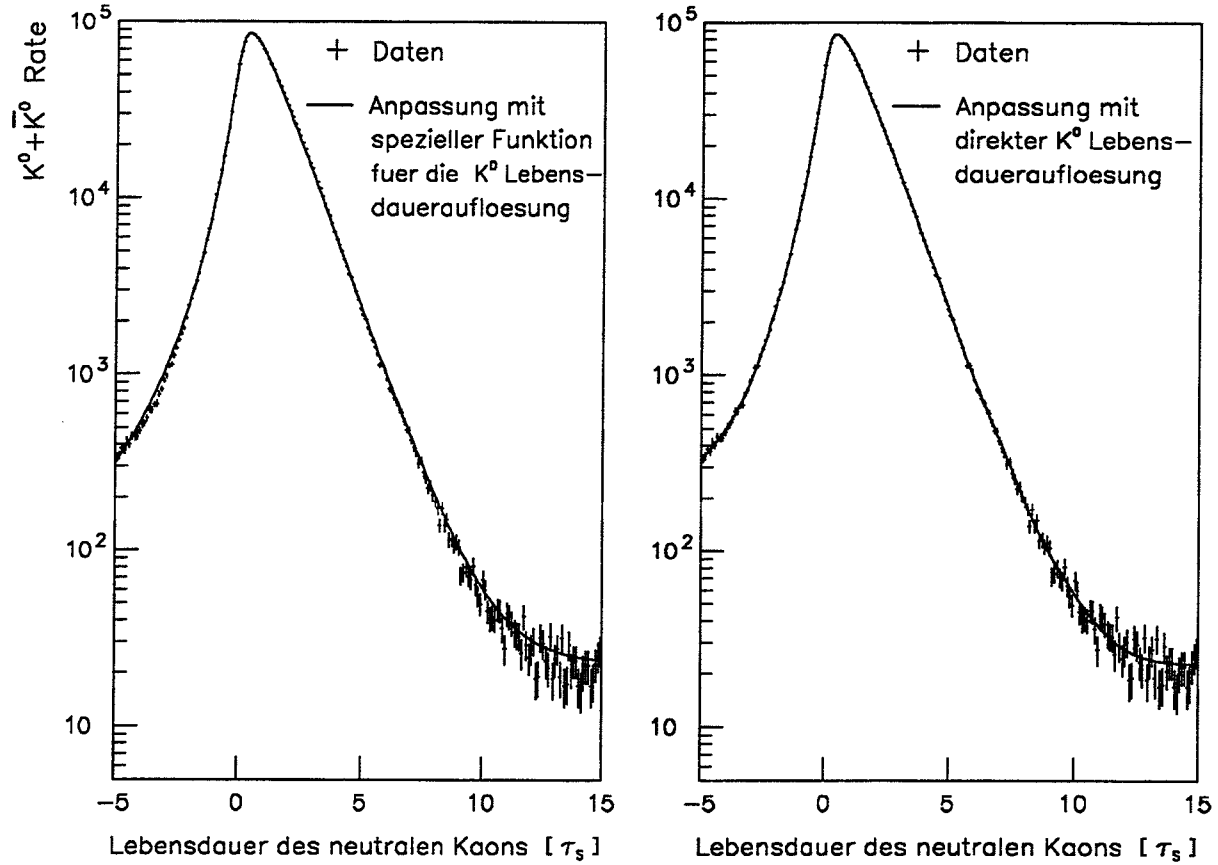


Abbildung 5.7:  $(K^0 + \bar{K}^0) \rightarrow \pi^0 \pi^0$  Lebensdauerverteilung angepasst durch spezielle Auflösungen.

**Bestimmung der Auflösung direkt aus den Daten** Für den Fall einer 'klassischen' theoretischen Zerfallsrate  $R_{th}(\tau) \propto \Theta(\tau)e^{-\tau}$  ermöglicht die Unstetigkeit der Funktion bei  $\tau = 0$  in Verbindung mit dem exponentiellen Verhalten ein direktes Bestimmen der Auflösungsfunktion  $G_{Aufl}(\tau)$  aus folgender Funktion  $R_{obs}(\tau)$ , welche die beobachtbaren Raten beschreibt:

$$R_{obs}(\tau) = \int_0^\infty d\tau' e^{-\tau'} G_{Aufl}(\tau - \tau') \quad (5.11)$$

Wie man durch partielle Integration zeigen kann, gilt in diesem Fall nämlich

$$G_{Aufl}(\tau) \propto \frac{dR_{obs}(\tau)}{d\tau} + R_{obs}(\tau). \quad (5.12)$$

Um dieses Verfahren auf die Summe der beobachteten Zerfallsraten von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  (s. Abb. 5.1) anwenden zu können, führen wir folgende Schritte durch:

1. Wir ziehen von den beobachteten Raten zunächst den abgeschätzten gesamten Untergrundanteil in Abb. 5.1 ab.
2. Ein grundsätzliches Problem für die Anwendung dieser Methode sind die statistischen Fluktuationen der echten Daten. Mit einem sogenannten 'multiquadratic smoothing' [48] werden die nach dem ersten Schritt erhaltenen Raten zu einer differenzierbaren Funktion geglättet.

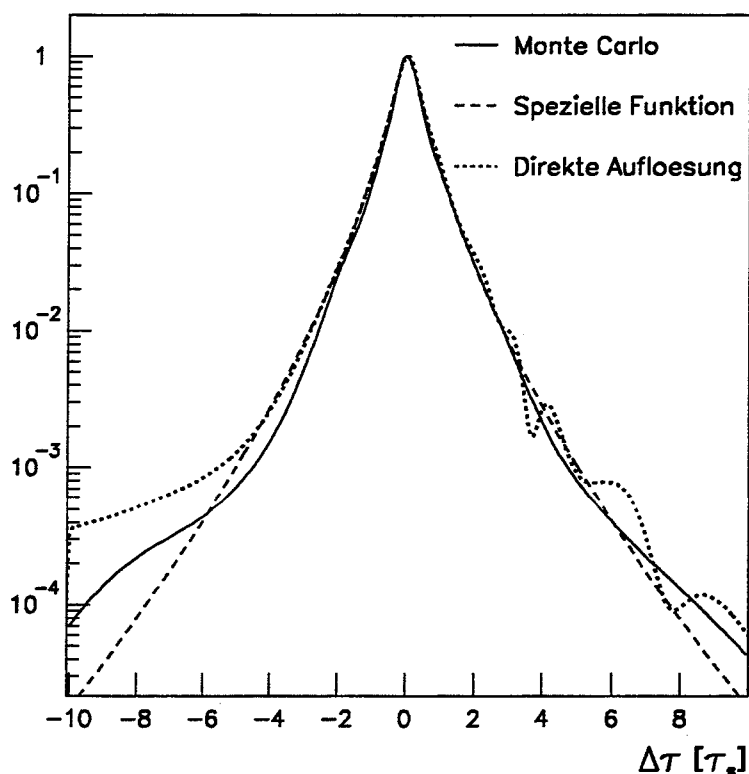


Abbildung 5.8: Die Lebensdauerauflösung der neutralen Kaonen erzeugt mit verschiedenen Methoden.

3. Die nach dem zweiten Schritt erhaltenen Raten werden durch die Akzeptanzkurve (s. Abb. 5.2) geteilt.
4. Mit den nach den ersten drei Schritten korrigierten Raten wurde die Auflösung nach Gl. (5.12) bestimmt.

Als Ergebnis dieser Prozedur finden wir die in Abb. 5.8 als 'Direkte Auflösung' bezeichnete Auflösung. Die beobachtbaren Welligkeiten im positiven Zeitbereich sind eine Folge der beschriebenen Glättungsprozedur der Daten. Abbildung 5.7 zeigt uns die mit dieser Auflösung erhaltene 'Anpassung' der  $(K^0 + \bar{K}^0)$ -Lebensdauerverteilung, die fast perfekte Übereinstimmung ist eine logische Konsequenz des Verfahrens. Anschliessend wurde unter Benutzung dieser Auflösung die Asymmetrie  $A_{00}(\tau)$  angepasst und die Werte für  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  unterscheiden sich von dem zentralen Ergebnis (s. (5.5)) um  $-0.1^0$  bzw. um  $-0.11 \times 10^{-3}$ .

**Zusammenfassung der drei Verfahren** In Abb. 5.8 sind die nach den drei angewandten Verfahren erhaltenen Auflösungen gegenübergestellt. Die Abweichungen zwischen den drei Kurven sind ein ungefähres Mass für die Unsicherheit der Form der Auflösung. Wir fassen daher die maximalen Differenzen zwischen den Anpassungswerten von  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  als die resultierenden systematischen Fehler auf. Sie betragen  $0.6^0$  für  $\phi_{00}$  bzw.  $0.16 \times 10^{-3}$  für  $|\eta_{00}|$ .

**Abhängigkeit der Auflösung von der wahren Zerfallszeit** Eine mögliche Abhängigkeit der Auflösung von der wahren Zerfallszeit des neutralen Kaons wurde mit der Monte Carlo Simulation untersucht. Es wurde dabei festgestellt, dass die Auflösung im relevanten Lebensdauerintervall  $[0, 10]\tau_S$  in guter Näherung konstant ist. Die im Rahmen der statistischen Fehler möglichen Effekte führen zu vernachlässigbaren Fehlern auf  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$ .

### 5.5.2 Untergründe

Für die einzelnen Untergründe sind Unsicherheiten in der absoluten Anzahl, dem Verhältnis von  $\bar{K}^0$ - zu  $K^0$ -Ereignissen und in der Form der Lebensdauerverteilung zu berücksichtigen. Die im folgenden beschriebenen Variationen führen zu den in Tabelle 5.4 und Tabelle 5.5 eingetragenen systematischen Fehlern auf  $\phi_{00}$  bzw.  $|\eta_{00}|$ .

**Anzahl der Untergrundereignisse:** Unsicherheiten in der Anzahl lassen sich am besten aus Verteilungen abschätzen, in denen sich Signal und Untergrund markant voneinander unterscheiden. Dazu eignen sich insbesondere die Verteilungen der fehlenden Masse (Abb. 4.20), der  $\pi^0\pi^0$ -Masse (Abb. 4.21), der 6c-Fit  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit (Abb. 4.22), der Ausgabe des neuronalen Netzes (Abb. 4.24) und der  $(K^0 + \bar{K}^0)$ -Lebensdauer (Abb. 4.23) und (Abb. 4.27). Aus dem Grade der Übereinstimmung zwischen den echten Daten und der jeweils durchgeführten Abschätzung schliessen wir, dass die Untergrundanteile um höchstens 50% falsch bestimmt sein können. Dabei ist es wegen der Formähnlichkeit der Untergründe in vielen Verteilungen schwierig, die Unsicherheit für die einzelnen Kanäle separat abzuschätzen. Wir führen daher für jeden Kanal eine 50% Variation des Anteiles durch.

**Verhältnis  $\bar{K}^0$  zu  $K^0$ :** Wir erlauben für die einzelnen Untergründe 5% Variationen der relativen Anzahl von  $\bar{K}^0$ - zu  $K^0$ -Ereignissen im Vergleich zu den Werten in Tabelle 5.2. Die Grösse dieser Variation ist motiviert zum einen durch die Größenordnung der statistischen Fehler der gemessenen  $\alpha$ -Werte in Tabelle 5.2. Zum anderen sind in dem Lebensdauerintervall  $[-10, 20]\tau_S$  zu keiner Zeit grössere Abweichungen als 5% zwischen den beobachteten Verhältnissen von  $\bar{K}^0$ - zu  $K^0$ -Ereignissen und den aus den Anpassungen der Lebensdauer und Asymmetrie (s. Abb. 5.1 und Abb. 5.3) kalkulierten festzustellen.

**Lebensdauerform:** Die Lebensdauerformen wurden im Vergleich zu den in Abb. 4.27 dargestellten parametrisierten Formen für die Summe von  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Ereignissen variiert. Zum einen wurden die Formen ausprobiert, die man entweder für  $K^0$ - oder für  $\bar{K}^0$ -Ereignisse erhält (s. Abb. 5.9), zum anderen wurden sowohl die rohen unparametrisierten als auch die durch Ein- bzw. Zwei-Gaussfunktionen angepassten Formen benutzt.

### 5.5.3 Identifizierungsakzeptanzen für $K^0$ und $\bar{K}^0$

Eine weitere systematische Fehlerquelle ist die in Abschnitt (5.3) erläuterte mögliche Variation des Verhältnisses  $\alpha$  der Identifizierungsakzeptanzen von  $\bar{K}^0$  und  $K^0$  mit der Lebensdauer des neutralen Kaons. Zur Erzeugung eines solchen Effektes war zum einen

| Systematische Fehler auf $\phi_{00}$ durch Untergründe (in $^{\circ}$ ) |                          |                                                |                                |                |
|-------------------------------------------------------------------------|--------------------------|------------------------------------------------|--------------------------------|----------------|
| Kanal                                                                   | 50% Variation der Anzahl | 5% Variation des Verhältnisses $\bar{K}^0/K^0$ | Verschiedene Lebensdauerformen | Totaler Fehler |
| Falsche $\gamma$                                                        | 1.1                      | 0.8                                            | 0.4                            | 1.4            |
| Pionisch                                                                | 0.8                      | 0.6                                            | 0.4                            | 1.1            |
| Golden+ $\pi^0$                                                         | 0.05                     | 0.12                                           | 0.10                           | 0.16           |
| $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$                                     | 0.04                     | 0.25                                           | 0.05                           | 0.26           |

Tabelle 5.4: Systematische Fehler auf  $\phi_{00}$  durch verschiedene Untergrundquellen

| Systematische Fehler auf $ \eta_{00} $ durch Untergründe (in Einheiten von $[10^{-3}]$ ) |                          |                                                |                                |                |
|------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------|------------------------------------------------|--------------------------------|----------------|
| Kanal                                                                                    | 50% Variation der Anzahl | 5% Variation des Verhältnisses $\bar{K}^0/K^0$ | Verschiedene Lebensdauerformen | Totaler Fehler |
| Falsche $\gamma$                                                                         | 0.10                     | 0.04                                           | 0.07                           | 0.13           |
| Pionisch                                                                                 | 0.06                     | 0.025                                          | 0.03                           | 0.07           |
| Golden+ $\pi^0$                                                                          | 0.02                     | 0.02                                           | 0.04                           | 0.05           |
| $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$                                                      | 0.04                     | 0.04                                           | 0.02                           | 0.06           |

Tabelle 5.5: Systematische Fehler auf  $|\eta_{00}|$  durch verschiedene Untergrundquellen

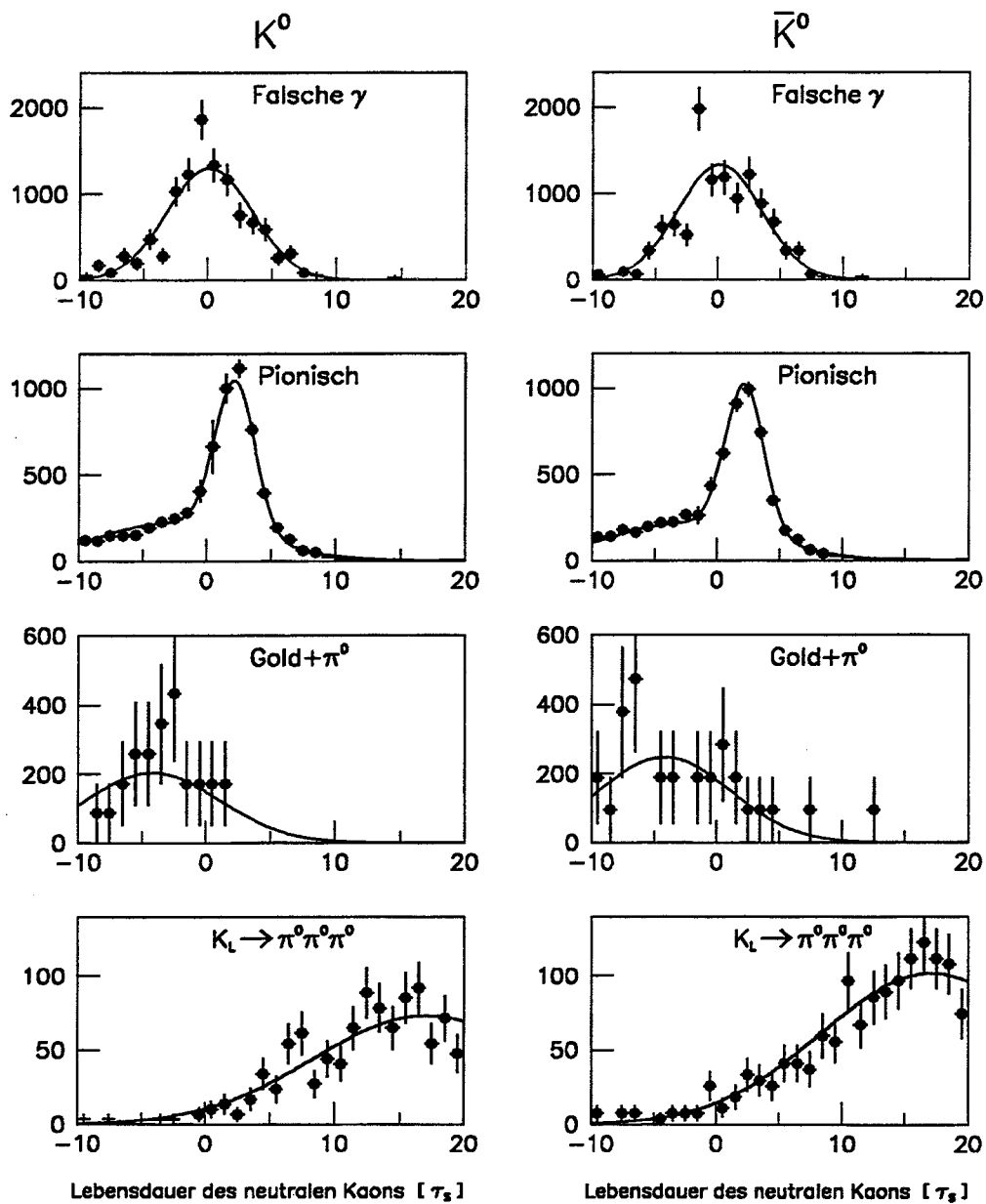


Abbildung 5.9: Untergrundbeiträge getrennt gezeigt für die  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Datenmengen. Die durchgezogenen Kurven stellen jeweils Anpassungen aus einer oder zwei Gaussfunktionen dar.

eine Änderung von  $\alpha$  mit der Kinematik des neutralen Kaons notwendig. Abb. 5.10 zeigt uns dazu die Verteilung der 6c-Fit rekonstruierten Impulse des neutralen Kaons getrennt

für  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Ereignisse und ferner das Verhältnis beider zueinander. Es wurden hier

### Neutrales Kaon

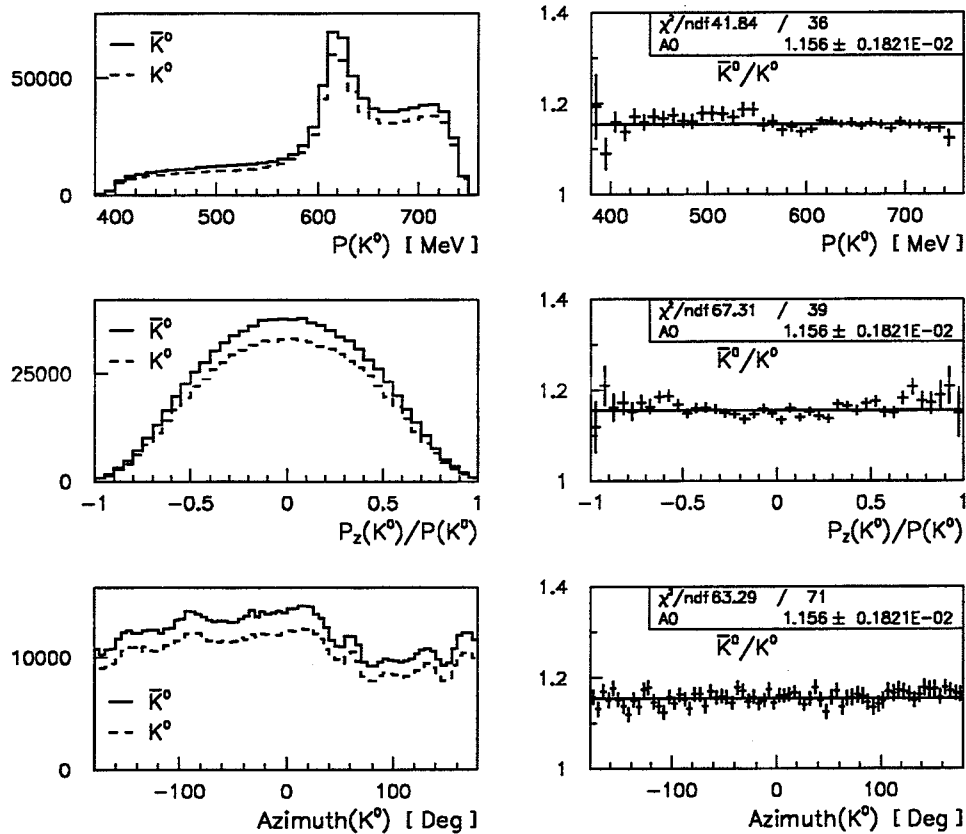


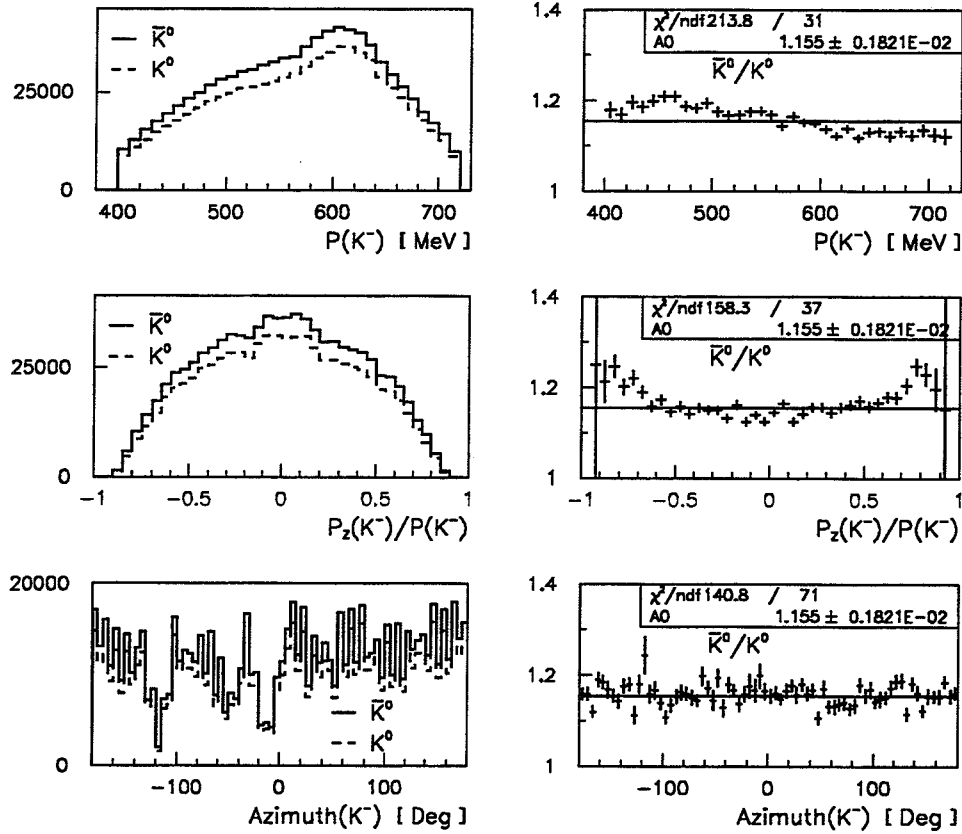
Abbildung 5.10: Impulsverteilung des neutralen Kaons. Das obere Bild zeigt das Spektrum des (6c-Fit rekonstruierten) Gesamtimpulses, das mittlere dasjenige für die normierte z-Komponente und das untere die azimuthale Richtungshäufigkeit. Links zeigen die durchgezogenen (gestrichelten) Linien die Verteilungen für erzeugte  $\bar{K}^0$  ( $K^0$ ) und rechts die Verhältnisse beider zueinander.

nur Daten ausgewählt mit rekonstruierter Lebensdauer im Intervall  $[0, 5]\tau_S$ , wo der CP-verletzende Effekt eine sehr kleine Amplitude aufzeigt. Wir erkennen, dass das Verhältnis von  $\bar{K}^0$  zu  $K^0$  für alle drei betrachteten Freiheitsgrade des Impulses sehr gut durch eine Konstante angenähert werden kann.

In Abb. 5.11 sind die entsprechenden Phasenraumverteilungen für den Impuls des geladenen Kaons bzw. Pions gezeigt. Hier erkennen wir, dass sowohl in den Gesamtimpulsen als auch in den Z-Komponenten sehr wohl Variationen des Verhältnisses von  $\bar{K}^0$ - zu  $K^0$ -Ereignissen auftreten. Für den Impuls des neutralen Kaons mitteln sich diese Effekte aber bei der Phasenraumintegration über die geladenen Teilchen weitgehend heraus.

Zur Erzeugung einer Lebensdauerabhängigkeit für  $\alpha$  war als zweite Ursache eine Variation des Impulsspektrums des neutralen Kaons mit der Zerfallszeit nötig. Abbildung 5.12 zeigt dazu die normalisierte Verteilung des Gesamtimpulses für zwei verschiedene Lebensdauerbereiche. Wir sehen, dass zu späteren Lebensdauern der relative Anteil von kleineren

### Geladenes Kaon



### Geladenes Pion

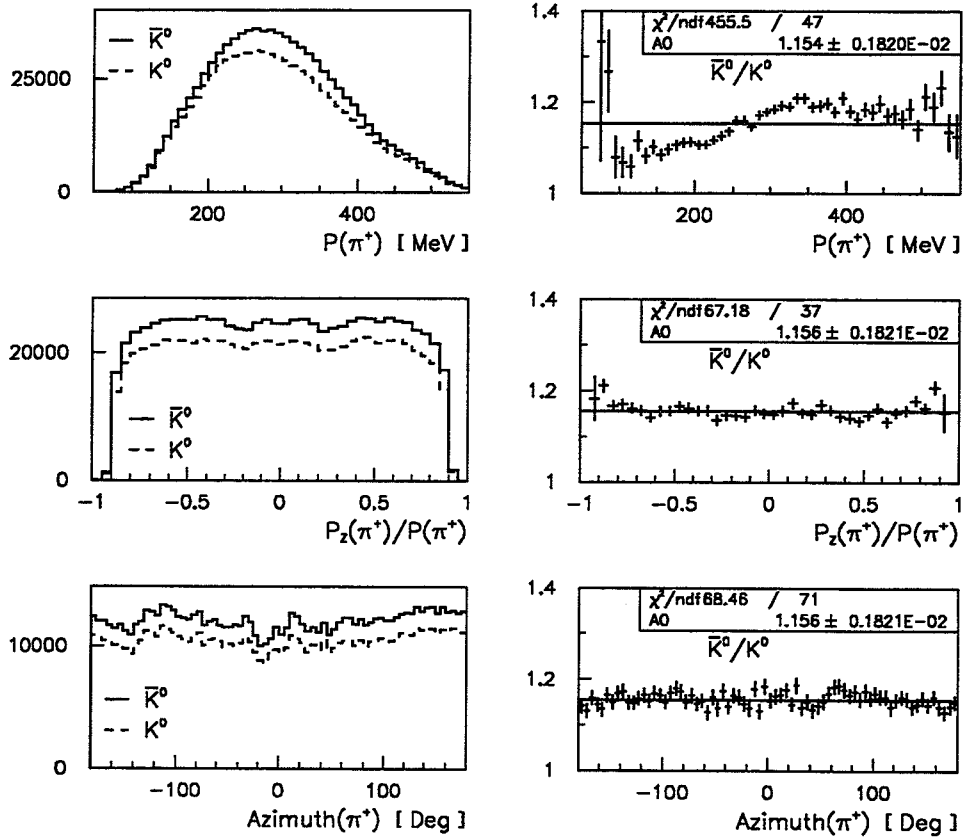


Abbildung 5.11: Impulsverteilungen für das geladene Kaon (oben) und für das geladene Pion (unten). Vergleiche auch mit der Unterschrift zu Abb. 5.10.

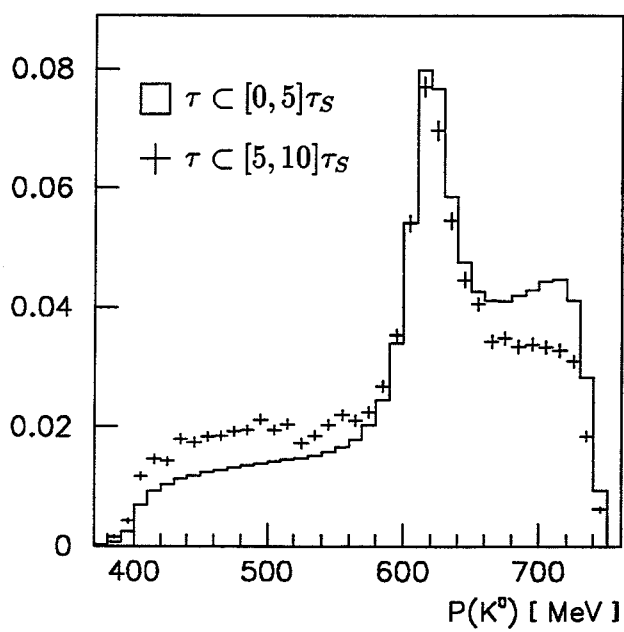


Abbildung 5.12: Normalisiertes  $(K^0 + \bar{K}^0)$ -Impulsspektrum für zwei verschiedene Bereiche der 6c-Fit rekonstruierten Lebensdauer.

Impulsen deutlich zunimmt. Dies ergibt sich zum einen daraus, dass die Akzeptanz für höhere Impulse aufgrund der längeren Flugstrecke und der endlichen Ausdehnung des Detektors schneller abfällt. Zum anderen verbessert sich zu höheren Impulsen die Lebensdauerauflösung, so dass bei grossen Zeiten weniger falsch rekonstruierte  $K_S^0$ -Ereignisse zu beobachten sind. Für die beiden anderen in Abb. 5.10 gezeigten Freiheitsgrade des neutralen Kaonimpulses findet man dagegen, dass die Verteilungen weitgehend unabhängig von der Lebensdauer sind.

Um die Bedeutung der beschriebenen Effekte auf die Messung von  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  zu erkennen, wurde eine spezielle Simulation der gewünschten Ereignisse durchgeführt mit Akzeptanzen, Lebensdauerauflösung und Impulsverteilung der Monte Carlo Simulation sowie den Werten für die CP-verletzenden Parameter aus [14]. Bei der Generierung der Ereignisse wurde die Grösse  $\alpha$  in linearer Abhängigkeit des Impulses parametrisiert mit  $\alpha = 1 + b \cdot \hat{P}_{K^0}$ . Hierbei bezeichnet  $\hat{P}_{K^0}$  einen auf Werte zwischen Null und Eins normierten neutralen Kaon Impuls und  $b$  einen Steigungsparameter. Für die simulierten Daten wurde anschliessend die Asymmetrie angepasst und dabei  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  bestimmt. Bei der Anpassung wurde allerdings die Impulsvariation von  $\alpha$  nicht berücksichtigt, sondern  $\alpha$  als globale Konstante determiniert. Als Ergebnis wurde festgestellt, dass bei einem realistisch erscheinenden Wert für  $b$  von 5% systematische Abweichungen auf  $\phi_{00}$  ( $|\eta_{00}|$ ) von  $2.0^0$  ( $0.01 \times 10^{-3}$ ) verursacht werden. Diese systematischen Fehler sind drastisch zu verringern, wenn man wie in Abschnitt 5.4 durchgeführt die Daten in Bereiche des  $K^0$ -Impulses aufteilt und eine Simultanpassung der separaten Asymmetrien mit getrennten  $\alpha$ -Parametern durchführt. Bei der vollzogenen Aufspaltung in vier Bereiche sollten die systematischen Fehler um mindestens einen Faktor vier geringer werden, da sich die Steigungsparameter  $b$  in jeder separaten Datenmenge entsprechend verkleinern. Da auch der zweite Effekt, die Variation des  $K^0$ -Impulsspektrums mit der Lebensdauer in jeder der vier Datenmengen kleiner wird, könnte man insgesamt sogar einen maximalen Faktor 16 für die Fehlerunterdrückung erwarten<sup>1</sup>.

Mit der beschriebenen Simulation konnte schliesslich festgestellt werden, dass sich die Fehler bei der Aufspaltung in vier Asymmetrien um mindestens einen Faktor 8 reduzieren.

Bei einer äquivalenten Simulation bezüglich der zwei anderen Freiheitsgrade des neutralen Kaon Impulses konnte lediglich für die Variable  $|P_Z(K^0)/P(K^0)|$  ein schwacher systematischer Effekt ausgemacht werden. Nimmt man an, dass für diese Variable der entsprechend definierte Steigungsparameter  $b$  ebenfalls 5% beträgt, so ergeben sich systematische Fehler von  $0.15^0$  für  $\phi_{00}$  und  $0.01 \times 10^{-3}$  für  $|\eta_{00}|$ .

Durch quadratische Addition aller beschriebenen Effekte erhalten wir schliesslich Gesamtfehler von  $0.29^0$  und  $0.01 \times 10^{-3}$  für  $\phi_{00}$  bzw.  $|\eta_{00}|$ .

### 5.5.4 Die Akzeptanz für den Zerfall des neutralen Kaons

Die gemessenen Werte für  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  ändern sich nur sehr wenig bei einer Variation der in Abb. 5.2 dargestellten lebensdauerabhängigen Zerfallsakzeptanz. Dies liegt an der weitgehenden Eliminierung der Akzeptanz bei der Asymmetriebildung der Raten. Sogar

<sup>1</sup>Es ist bemerkenswert, dass dieser zweite Gewinnfaktor in der Analyse anderer Zerfallskanäle bei CP-LEAR bisher nicht realisiert wurde (siehe z. B. [51]). Man teilte die Daten dort zwar auch in Impulsbereiche auf und bestimmte getrennte  $\alpha$ -Parameter, auf die man die Ereignisse korrigierte, aber zum Schluss wurden die Daten für die Asymmetriebildung immer zu einer einzigen Menge vereinigt.

die Benutzung einer zeitlich konstanten Funktion führt nur zu Änderungen von  $0.2^\circ$  für  $\phi_{00}$  und  $0.01 \times 10^{-3}$  für  $|\eta_{00}|$ , deren Hälfte wir als die systematischen Fehler auffassen.

### 5.5.5 Regeneration

Wie in [51] beschrieben, besteht auf die benutzten Regenerations-Streuamplituden eine gegenwärtige Unsicherheit von etwa 10% in den Absolutbeträgen und  $10^\circ$  in den Phasen. Daraus resultieren systematische Fehler von  $0.4^\circ$  und  $0.01 \times 10^{-3}$  auf  $\phi_{00}$  bzw.  $|\eta_{00}|$ .

### 5.5.6 Werte für $\Delta m$ und $\tau_S$

Die Abhängigkeiten der Grössen  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  von  $\Delta m$  (in Einheiten von  $10^7 \hbar \text{ s}^{-1}$ ) und von  $\tau_S$  (in Einheiten von ps) sind gegeben durch:

$$\phi_{00} = [41.9 + 0.24 \cdot (\Delta m - 530.4) + 0.40 \cdot (\tau_S - 89.27)]^\circ \quad (5.13)$$

$$|\eta_{00}| = [2.53 + 0.015 \cdot (\Delta m - 530.4) + 0.001 \cdot (\tau_S - 89.27)] \times 10^{-3} \quad (5.14)$$

Bei einer Variation der benutzten Werte von  $\Delta m$  und  $\tau_S$  von jeweils einer Standardabweichung des Weltmittelwertes (s. Tabelle 2.2) ergeben sich systematische Fehler von  $0.34^\circ$  ( $0.0028 \times 10^{-3}$ ) bzw.  $0.036^\circ$  ( $0.00135 \times 10^{-3}$ ) für  $\phi_{00}$  ( $|\eta_{00}|$ ).

### 5.5.7 Zusammenfassung der Systematik

Die systematischen Fehler der Messung von  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$  sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst. In der als 'Total' bezeichneten Zeile erhalten wir die Gesamtfehler, welche sich aus der quadratischen Addition aller Beiträge in den darüberliegenden Zeilen ergeben. Die Fehler aus den Unsicherheiten in  $\Delta m$  und  $\tau_S$  notieren wir separat, da diese als externe Fehlerquellen angesehen werden können.

Die grössten internen Unsicherheiten dieser Messung bestehen für  $\phi_{00}$  in den als Falsche  $\gamma$  und Pionisch bezeichneten Untergrundquellen. Dies liegt daran, dass beide Kanäle in dem für die Bestimmung von  $\phi_{00}$  ausschlaggebenden Lebensdauerintervall [3, 8]  $\tau_S$  signifikant beitragen (s. Abb. 5.1). Schon relativ kleine Anteile dieser Untergründe weit unterhalb 10% können sich durch ihre andersartige oder fehlende  $\bar{K}^0$ - $K^0$ -Asymmetrie der gewünschten Asymmetrie störend überlagern. Hierbei muss man sich insbesondere die Kleinheit der Signalasymmetrie vergegenwärtigen, deren beobachtete Amplitude nirgends 15% übersteigt.

Insgesamt stellen wir fest, dass der totale systematische Fehler auf  $\phi_{00}$  klein ist im Vergleich zum statistischen (s. Gl. (5.9)).

Der grösste systematische Fehler auf  $|\eta_{00}|$  wird durch die Unsicherheit in der Lebensdauerauflösung verursacht. Hier kommt zum Tragen, dass die erzielte Auflösung so breit ist, dass es zu einer erheblichen Dämpfung der maximal beobachtbaren Asymmetrie kommt. Da die Amplitude dieser Asymmetrie andererseits mit  $|\eta_{00}|$  skaliert, erhalten wir eine starke Kopplung zwischen dem Messwert von  $|\eta_{00}|$  und der benutzten Auflösung.

Insgesamt ist der totale systematische Fehler von  $|\eta_{00}|$  annähernd vergleichbar mit dem statistischen (s. Gl. (5.9)).

| Ursache                                       | $\Delta\phi_{00}$         | $\Delta \eta_{00}  [10^{-3}]$ |
|-----------------------------------------------|---------------------------|-------------------------------|
| $\bar{K}^0(K^0)$ Zerfallszeit Auflösung       | $0.6^0$                   | 0.16                          |
| <u>Untergründe</u>                            |                           |                               |
| Falsche $\gamma$                              | $1.4^0$                   | 0.13                          |
| Pionisch                                      | $1.1^0$                   | 0.07                          |
| Golden+ $\pi^0$                               | $0.16^0$                  | 0.05                          |
| $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$                    | $0.26^0$                  | 0.06                          |
| $\bar{K}^0(K^0)$ Identifizierungs-Akzeptanzen | $0.29^0$                  | 0.01                          |
| Zerfalls-Akzeptanz                            | $0.1^0$                   | 0.005                         |
| Kohärente Regeneration                        | $0.4^0$                   | 0.01                          |
| <b>Total</b>                                  | <b><math>2.0^0</math></b> | <b>0.23</b>                   |
| $\Delta m$ [14]                               | $0.34^0$                  | 0.0028                        |
| $\tau_S$ [14]                                 | $0.036^0$                 | 0.0014                        |

Tabelle 5.6: Zusammenfassung der systematischen Fehler auf  $\phi_{00}$  und  $|\eta_{00}|$ . Der gesamte interne systematische Fehler ist in der Zeile 'Total' als quadratische Summe der Beiträge in den darüberliegenden Zeilen zusammengefasst. Die Fehler aus den externen Quellen  $\Delta m$  und  $\tau_S$  sind separat angegeben.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung

Mit Daten, die von dem CP-LEAR Detektor am CERN aufgezeichnet wurden, konnte eine einzigartige Messung durchgeführt werden. Zum ersten Mal wurde CP-Verletzung in einem Experiment beobachtet, in dem neutrale Kaonen zu ihrer Erzeugungszeit als  $K^0$  oder  $\bar{K}^0$  identifiziert werden und anschliessend in zwei neutrale Pionen zerfallen. Die gemessene Teilchen-Antiteilchen-Asymmetrie zwischen den Zerfallsraten von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  ist ein Zeichen von CP-Verletzung unabhängig von phänomenologischen Beschreibungen.

Der von CP-LEAR eingeschlagene Weg, bei dem die neutralen Kaonen über die in Ruhe stattfindenden Annihilationen  $\bar{p}p \rightarrow K^- K^0 \pi^+$  oder  $\bar{p}p \rightarrow K^+ \bar{K}^0 \pi^-$  erzeugt werden, führte zu sehr speziellen Bedingungen für die Rekonstruktion. Zum einen ist die Kinematik des neutralen Kaons als fehlender Impuls aus den beiden bei der Annihilation erzeugten geladenen Teilchen bestimmt. Zum anderen erhalten die neutralen Kaonen vergleichsweise kleine Impulse im Bereich von 200-750 MeV. Für die interessanten Lebensdauern von einigen  $\tau_S$  führt dies zu typischen Flugstrecken im Bereich von wenigen Zentimetern. Für den neutralen Zerfall, bei dem alle Teilchen am Zerfallsort unsichtbar sind, stellt dies eine ernsthafte Herausforderung an die Präzision der Rekonstruktion dar.

In dieser Arbeit beschrieben wir die Messung des Zerfallspunktes des neutralen Kaons über die vollständige Rekonstruktion der neutralen Teilchenkaskade  $\bar{K}^0(K^0) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ . Zur Realisierung dieser Methode wurde von CP-LEAR ein 18 lagiges Blei-Gas-Sampling-Kalorimeter gebaut. Die Präzision der angewandten geometrischen und kinematischen Anpassungsprozedur für die Zerfallszeit des neutralen Kaons wird entscheidend durch die Auflösung der Impulse der geladenen Teilchen und der Schauerfüsse der Photonen im Kalorimeter beeinflusst. Das CP-LEAR Kalorimeter entspricht letzterer Anforderung, in dem es eine Bestimmung der Schauerfüsse mit etwa 0.5 cm Genauigkeit erlaubt. Insgesamt wird eine Auflösung des neutralen Zerfallspunktes von etwa 2 cm entsprechend einer Zerfallszeitauflösung von ungefähr  $0.7 \tau_S$  erreicht.

Zu Beginn der Datenanalyse ergab sich das Problem, dass die Kombination eines kleinen Anteiles von extrem schlecht rekonstruierten  $K_S^0$ -Ereignissen und der exponentiell abfallenden  $K_S^0$ -Zerfallskurve zu einer inakzeptablen Störung der Ratenasymmetrie im späteren  $K_S^0$ - $K_L^0$  Interferenzbereich führt. Durch die Entwicklung und Anwendung dreier spezieller Analysewerkzeuge konnten diese Ereignisse verworfen werden. Als erstes wurde ein neuronales Netz implementiert, welches anhand der beobachteten Photontopologie Ereignisse aussortiert, bei denen die Anpassung eine falsche Paarung der vier Photonen zu den zwei neutralen Pionen gewählt hat. Als zweites wurde für jedes Ereignis eine globale Wahrscheinlichkeitsdichte für die Zerfallszeit des neutralen Kaons bestimmt, so

dass man Mittelwert und Standardabweichung berechnen kann. Ereignisse mit einer Standardabweichung von grösser als  $1 \tau_S$  wurden verworfen. Als letztes wurde eine Anpassung des neutralen Zerfallspunktes mit Hilfe der gemessenen Schauerrichtungen durchgeführt und zur Überprüfung der 'normalen' Rekonstruktion verwendet. Nach Anwendung dieser Werkzeuge konnte die Ratenasymmetrie zum ersten Mal beobachtet werden.

Nach Analyse der vollen bei CP-LEAR verfügbaren Datenmenge der Runperioden von 1991 bis 1995 verbleiben nach allen Schnitten und Selektionen etwa zwei Millionen Ereignisse im Lebensdauerbereich  $[-10, 20]\tau_s$ . Der Untergrundanteil in diesen Daten beträgt lediglich rund 2%. Aus der beobachteten Ratenasymmetrie wurden die Phase  $\phi_{00}$  und der Betrag  $|\eta_{00}|$  des CP-Verletzungsparameters  $\eta_{00}$  bestimmt zu

$$\phi_{00} = 41.9^\circ \pm 5.6_{\text{stat.}}^\circ \pm 2.0_{\text{syst.}}^\circ \quad (6.1)$$

und

$$|\eta_{00}| = [2.53 \pm 0.32_{\text{stat.}} \pm 0.23_{\text{syst.}}] \times 10^{-3} \quad (6.2)$$

Das erzielte Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den bisherigen Messungen von CP-Verletzung im neutralen Zerfallskanal [14, 52], allerdings sind die Fehler nicht konkurrenzfähig. Dies ist letztendlich auf die Schwierigkeiten zurückzuführen, die vier relativ isotrop verteilten Photonen mit ihren niedrigen Energien zu messen. So beträgt z.B. die geometrische und die Gesamtakzeptanz des Kalorimeters für alle vier Photonen zusammen lediglich 40% bzw. 8%.

Die systematischen Fehler spiegeln zum Teil die gegenwärtige Unsicherheit in der Monte Carlo Simulation des Experimentes wieder. Bei Verbesserung dieser Simulation könnte der Grenzwert des systematischen Fehlers für  $\phi_{00}$  letztendlich durch die Unsicherheiten in der Regeneration und den benutzten Wert für  $\Delta m$  gegeben sein und damit deutlich unterhalb  $0.5^\circ$  liegen. Eine Verkleinerung des systematischen Fehlers auf  $|\eta_{00}|$  wäre allerdings nur durch eine genaue Kenntnis der Lebensdauerauflösung der neutralen Kaonen zu erreichen.

Die hier vorgestellte Messung kann verglichen werden mit einer bei CP-LEAR komplementär durchgeführten [42], bei der die Zerfälle  $\bar{K}^0(K^0) \rightarrow \pi^0\pi^0$  rekonstruiert wurden über  $e^+e^-$ -Paare aus  $\pi^0$ -Dalitzzerfällen oder aus Photonkonversionen. Diese Messung zeichnet sich durch eine deutlich bessere Lebensdauerauflösung, eine wesentlich kleinere Statistik und ein höheres Untergrundniveau aus. Insgesamt ist der dabei erzielte Messfehler auf  $\phi_{00}$  etwa doppelt so gross wie der in Gl. (6.1) angegebene.

## Anhang A

# Spezielle Anwendung der Maximum Likelihood Methode zur Messung der Asymmetrie zweier Raten

Wir entwickeln hier eine Anwendung der Maximum Likelihood Methode speziell für unseren Fall, dass zwei getrennte Zerfallsraten beobachtet werden und die interessierenden Parameter aus den Unterschieden zwischen beiden Raten zu bestimmen sind. Das vorgestellte Konzept vereint die Vorzüge der CP-LEAR Asymmetriemethode mit denen des ungebinnten *Maximum Likelihood Fits*. Letzteres steht im Gegensatz zu bisherigen bei CP-LEAR durchgeführten *Least-Square-Fits* (oder  $\chi^2$ -Fits) von Ratenasymmetrien, welche im Prinzip bei kleiner Ereignisstatistik zu verfälschten Ergebnissen führen können.

Wir beginnen zunächst mit der Rekapitulation des Grundrezeptes der Maximum Likelihood Methode für unsere Situation. Dazu führen wir eine Likelihoodfunktion  $\omega$  ein, bei der über jedes einzelne gemessene  $K^0(\bar{K}^0)$ -Ereignis mit dem Index  $i$  ( $j$ ) summiert wird:

$$\omega = \sum_i \ln(R(\tau_i)) + \sum_j \ln(\bar{R}(\tau_j)) \quad (\text{A.1})$$

Die Grössen  $R(\tau)$  und  $\bar{R}(\tau)$  bezeichnen hier die Funktionen, welche wir zur vollständigen Beschreibung der beobachteten Ratendichten für  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Ereignisse zur rekonstruierten Zerfallszeit  $\tau$  verwenden. Das Ziel der der Maximum Likelihood Methode ist anschaulich gesprochen, eine möglich gute Übereinstimmung der Form der verwendeten Ratenfunktionen mit der Häufigkeit der beobachteten Ereignisse zu finden. Dazu werden die freigelassenen und zu bestimmenden Parameter der Ratenfunktionen gleichzeitig variiert, solange bis die Likelihoodfunktion einen maximalen Wert annimmt, also

$$\omega = \text{Max}. \quad (\text{A.2})$$

Für die korrekte Anwendung dieser Methode ist es wichtig, dass die gesamte Ratenfunktion über das bei der Maximierung berücksichtigte Lebensdauerintervall  $[\tau_0, \tau_1]$ , normiert ist, d.h.

$$\int_{\tau_0}^{\tau_1} d\tau (R(\tau) + \bar{R}(\tau)) = 1. \quad (\text{A.3})$$

Der Hauptteil der uns interessierenden Information sei nun in der Asymmetrie

$$A = \frac{\bar{R} - R}{R + \bar{R}} \quad (\text{A.4})$$

zu finden. Um dies zu berücksichtigen, schreiben wir die beiden Ratenfunktionen wie folgt um:

$$R = (R + \bar{R}) \cdot \frac{R}{R + \bar{R}} = (R + \bar{R}) \cdot \left( \frac{1 - A}{2} \right) \quad (\text{A.5})$$

$$\bar{R} = (R + \bar{R}) \cdot \frac{\bar{R}}{R + \bar{R}} = (R + \bar{R}) \cdot \left( \frac{1 + A}{2} \right) \quad (\text{A.6})$$

Wir haben die zwei ursprünglichen Raten damit faktorisiert in durch die Summe bzw. die Asymmetrie beider Raten ausgedrückte Anteile. Benutzen wir diese Darstellung in der Likelihood-Funktion (A.1), so finden wir

$$\omega = \omega_S + \omega_A \quad (\text{A.7})$$

wobei

$$\omega_S = \sum_{i,j} \ln(R + \bar{R}) \quad (\text{A.8})$$

und

$$\omega_A = \sum_i \ln \left( \frac{1 - A}{2} \right) + \sum_j \ln \left( \frac{1 + A}{2} \right) \quad (\text{A.9})$$

Die Anwendung der CP-LEAR Asymmetriemethode besteht nun darin, zur Bestimmung der wichtigsten physikalischen Parameter nur  $\omega_A$  zu maximieren und  $\omega_S$  nicht zu berücksichtigen. Die Motivation für dieses Vorgehen liegt in der Vermeidung von systematischen Fehlern für die zu bestimmenden Parameter. Der für die Maximierung von  $\omega_A$  notwendige Aufwand in der Beschreibung der Raten vereinfacht sich nämlich erheblich, da alle für  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  gemeinsamen und faktorisierbaren Effekte wie z.B. bestimmte Detektorakzeptanzen einfach herausfallen. Man erkennt dies auch daran, dass wenn wir die Raten nur durch die in  $\omega_A$  eingehenden asymmetrischen Teile beschreiben, die Normierungsbedingung (A.3) automatisch erfüllt ist. Im Gegensatz dazu ist für die Summe beider Raten diese Bedingung eng mit der Kenntnis der Detektorakzeptanzen verbunden.

Tatsächlich kann man jedoch auch die Information aus der Summe der beiden Raten ausnutzen. Dazu führt man zunächst eine separate Anpassung der  $(K^0 + \bar{K}^0)$ -Raten durch, d.h. eine Maximierung von  $\omega_S$ , bei der alle für  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  gemeinsamen Effekte bestimmt werden können. Diese Informationen wird dann benutzt zur Verbesserung der Ratenfunktionen, die in die anschließende Anpassung der Asymmetrie, d.h. der Maximierung von  $\omega_A$  eingehen. Speziell für unsere Arbeit ist dies von Nutzen, da sich viele der gemeinsamen Effekte der  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Raten nicht vollständig bei der Asymmetriebildung herauskürzen, da sie wie z.B. Untergrundbeiträge nicht faktorisierbar sind.

Die Maximierung von  $\omega_S$  und  $\omega_A$  ist leicht für den in der Praxis durchgeführten Fall zu verallgemeinern, dass die Daten in kleine Zeitintervalle von z.B. der Breite  $0.1 \tau_S$  eingeteilt werden (gebinnter Fall). In diesem Fall maximiert man

$$\omega_S = \sum_{i' \text{ les bin}} (N + \bar{N}) \cdot \ln(R + \bar{R}) \quad (\text{A.10})$$

und

$$\omega_A := \sum_{i' \text{tes bin}} \left[ N \cdot \ln \left( \frac{1-A}{2} \right) + \bar{N} \cdot \ln \left( \frac{1+A}{2} \right) \right] \quad (\text{A.11})$$

Hierbei sind  $N$  und  $\bar{N}$  die jeweils im  $i$ 'ten Zeitintervall beobachteten Anzahlen von  $K^0$ - bzw.  $\bar{K}^0$ -Ereignissen.

Zum Schluss wollen wir darauf hinweisen, dass ein äquivalentes Verfahren von Barlow und Hinde [53] entwickelt wurde.

# Anhang B

## Eichung der Kovarianzen der Schauerwinkel

### B.1 Einführung

Die im Kalorimeter gemessenen Schauerwinkel  $\Phi$  und  $\Theta$  (Definition s. Abb. B.1 und Abschnitt B.2) der Photonen spielen für die in dieser Dissertation geschilderte Rekonstruktion des Zerfallsvertex  $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$  eine spezielle Rolle. Für die Werkzeuge

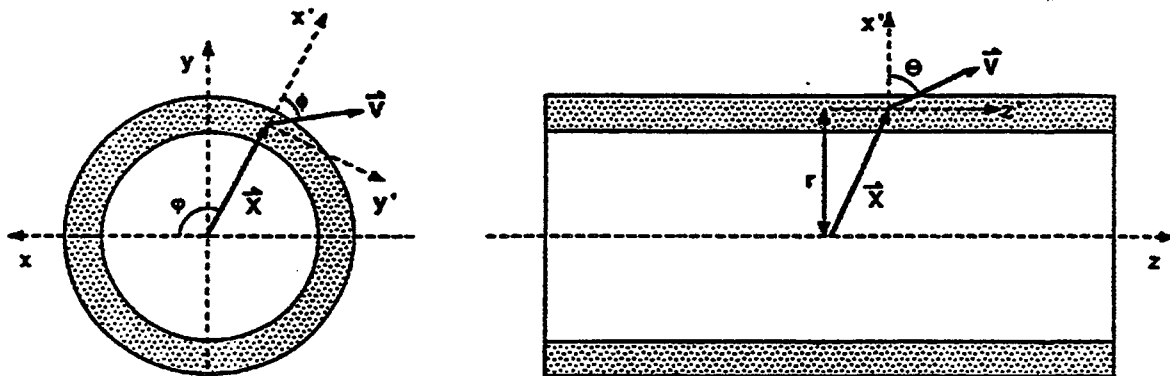


Abbildung B.1: Geometrische Definitionen der Schauerwinkel  $\Phi$  und  $\Theta$

in Abschnitt 4.3.2 und Abschnitt 4.3.3 werden sowohl die gemessenen Werte als auch die Kovarianzen dieser Winkel benötigt. Da die Kovarianzen bisher nicht verfügbar gewesen sind, wollen wir diese nun bestimmen.

Der weitere Aufbau dieses Kapitels gliedert sich wie folgt: Zunächst erläutern wir die genaue Definition der Schauerwinkel. Dann rekapitulieren wir die von C. Felder [41] entwickelte Methode, mit der aus den beobachteten Treffern in den Drähten und Streifen des Kalorimeters die Schauerwinkel bestimmt werden. Danach beschreiben wir die Selektion der für die Kalibration benutzten Ereignisse  $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+ \pi^0$  mit anschließendem

Zerfall  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Mit Hilfe einer als 3c-Fit bezeichneten Anpassung ist es für diese Ereignisse möglich, die wahren Schauerwinkel der beiden Photonen mit vernachlässigbarer Unschärfe zu bestimmen. Als erstes Ergebnis beobachten wir dann die Auflösungen der Schauerwinkel als Funktion der Photonenergien. Danach führen wir die eigentliche Eichung durch, bei der wir die Kovarianzen der Schauerwinkel als Funktion all derjenigen Parameter bestimmen, welche die Auflösungen entscheidend beeinflussen. Konkret handelt es sich dabei um die von C. Felder definierten Fehler aus der Anpassungsprozedur der Schauerwinkel sowie um die Anzahl der Drahttreffer und die Konversionsebene des Schauers. Zum Schluss untersuchen wir mit mehreren Tests die Güte der Eichung.

## B.2 Definition der Schauerwinkel

Für die Definition der Schauerwinkel benutzt man wie in Abb. B.1 zu sehen ein lokales kartesisches Koordinatensystem  $x', y', z'$  mit Ursprung im gemessenen Schauerfuss des Photons. Die Achsen sind gerade so gewählt, dass sich die 18 Lagen des Kalorimeters durch ihre  $x'$  Koordinaten unterscheiden, die Treffer in den zu  $z'$  parallelen Drahtkammern durch ihre  $y'$  Koordinaten und die Streifensignale durch ihre  $y'$  und  $z'$  Koordinaten. Der Winkel  $\Phi$  ( $\Theta$ ) ist definiert als der relative Winkel eines Schauers in der  $x' - y'$  ( $x' - z'$ ) Ebene zur  $x'$  Achse.

## B.3 Bestimmung der Schauerwinkel

Wir fassen an dieser Stelle das von C. Felder [41] entworfene Verfahren zur Bestimmung der Schauerwinkel zusammen. Für die Bestimmung von  $\Phi$  berechnet man zunächst für jede Kalorimeterlage mit mindestens einem dem Photon zugehörigen Drahttreffer durch Mittelwertbildung aller Drahttreffer einen Schauerschwerpunkt  $\langle y' \rangle$ . Dann bestimmt man  $\Phi$  durch Anpassen einer Geraden an die beobachtete  $\langle y' \rangle(x')$ -Verteilung.

Für  $\Theta$  geht man analog vor, nur dass man zunächst aus den Schauerschwerpunkten der Drähte und Streifen Schwerpunkte  $\langle z' \rangle$  berechnet für jede Kalorimeterlage mit hinreichend vielen Treffern.

Neben den Werten für  $\Phi$  und  $\Theta$  bekommt man als Ergebnis der Anpassungsprozeduren Fehler für die Winkel, welche wir im weiteren mit  $\Sigma \Phi$  bzw.  $\Sigma \Theta$  benennen wollen.

## B.4 Datenselektion

Für unsere Kalibration benutzen wir Ereignisse der Art  $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+ \pi^0$  mit anschliessendem Zerfall  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Diese Daten wurden schon von G. Polivka [39] für die Eichung der Photonenergien verwendet. Wir fassen nun die wesentlichen Punkte der Selektion zusammen:

- Es werden Daten der Runperioden P17-P18 aus dem Jahre 1991 verwendet. Speziell selektiert werden Ereignisse mit zwei entgegengesetzt geladenen primären Spuren und zwei neutralen Schauern.

- Für mindestens eine der Spuren verlangt man die Erfüllung des  $s\bar{s}$ -Kriteriums (Kaonkandidat) und mit Hilfe der  $dE/dX$ - und Flugzeitmessungen in S1 werden schliesslich exakt zwei geladene Kaonen selektiert.
- Es wird ein 1c-Fit durchgeführt, welcher die Gleichheit von fehlender und  $\pi^0$ -Masse am Annihilationsvertex verlangt. Alle Ereignisse mit einer  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit des 1c-Fits von weniger als 10% werden verworfen.
- Als letzter Schritt wird ein 3c-Fit unternommen, bei dem zusätzlich Energie- und Impulserhaltung für den Zerfall des  $\pi^0$  in die zwei Photonen gefordert wird. In dieser Anpassung werden die gemessenen Schauerfüsse der beiden Photonen fixiert, während die Photonenergien die einzigen Unbekannten sind. Es werden nur Ereignisse zugelassen, bei denen der 3c-Fit konvergiert hat.

Nach diesen Selektionsschritten erhalten wir eine praktisch untergrundfreie Datenmenge von ca.  $10^5$  Ereignissen und damit die doppelte Anzahl von Photonen. In Abb. B.2 ist das in dieser Menge beobachtete Spektrum der Schauerwinkel  $\Phi$  und  $\Theta$  zu sehen. Die oberen zwei Teilbilder zeigen dabei die vom 3c-Fit rekonstruierten Winkel, die unteren die im Kalorimeter gemessenen. Der 3c-Fit findet nur extrem kleine Winkel  $\Phi$  im Bereich von  $\pm 20$  mrad. Dies ist zum einen daraus zu erklären, dass die Photonen aus dem Targetbereich im Zentrum des Detektors emittiert werden, wo die Annihilationsreaktion stattfindet. Die Photonen treffen dann in der transversalen Ebene des Detektors praktisch immer senkrecht auf die Kalorimeterlagen. Zum anderen resultieren die kleinen Winkel aus der sehr guten Auflösung des 3c-Fits für die Photonrichtungen. Die im Kalorimeter gemessenen Werte für  $\Phi$  sind wesentlich breiter verteilt und die beobachtete Verteilung kann man in guter Näherung mit der Auflösung dieses Winkels identifizieren. Für  $\Theta$  ist dagegen von vornherein ein weitaus grösserer Bereich von 3c-Fit Winkeln erlaubt. Die Grenzen bei Werten von  $\pm 1$  rad ergeben sich daraus, dass nur Ereignisse zugelassen wurden, bei denen die Z-Komponenten der Schauerfüsse beider Photonen weniger als 122 cm vom Detektorzentrum entfernt sind.

## B.5 Die Auflösungen der Schauerwinkel

Abbildung B.3 zeigt die in unserer Datenmenge beobachteten Auflösungen der Schauerwinkel für drei verschiedene Bereiche von (3c-Fit bestimmten) Photonenergien. Die Auflösungen  $\Delta\Phi$  und  $\Delta\Theta$  sind dabei definiert als die jeweiligen Differenzen zwischen den 3c-Fit- und den gemessenen Winkeln. Es handelt sich um die *erste* Messung der Winkelauflösungen für das CP-LEAR Kalorimeter. Die RMS-Werte dieser Auflösungen sind in Abb. B.4 als Funktion der Photonenergie dargestellt. Sie stimmen sehr gut mit den Ergebnissen von C. Felder [41] überein, welche für den Prototyp des CP-LEAR Kalorimeters erhalten wurden. Der Verlauf dieser Kurve entspricht in sehr guter Näherung dem erwarteten  $1/\sqrt{E_\gamma}$  Verhalten. Für die in dieser Dissertation untersuchten Zerfälle  $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$  ergeben sich für Photonen mit der Durchschnittsenergie von 160 MeV Auflösungen von etwa  $11^\circ$  und  $16^\circ$  für  $\Phi$  bzw.  $\Theta$ .

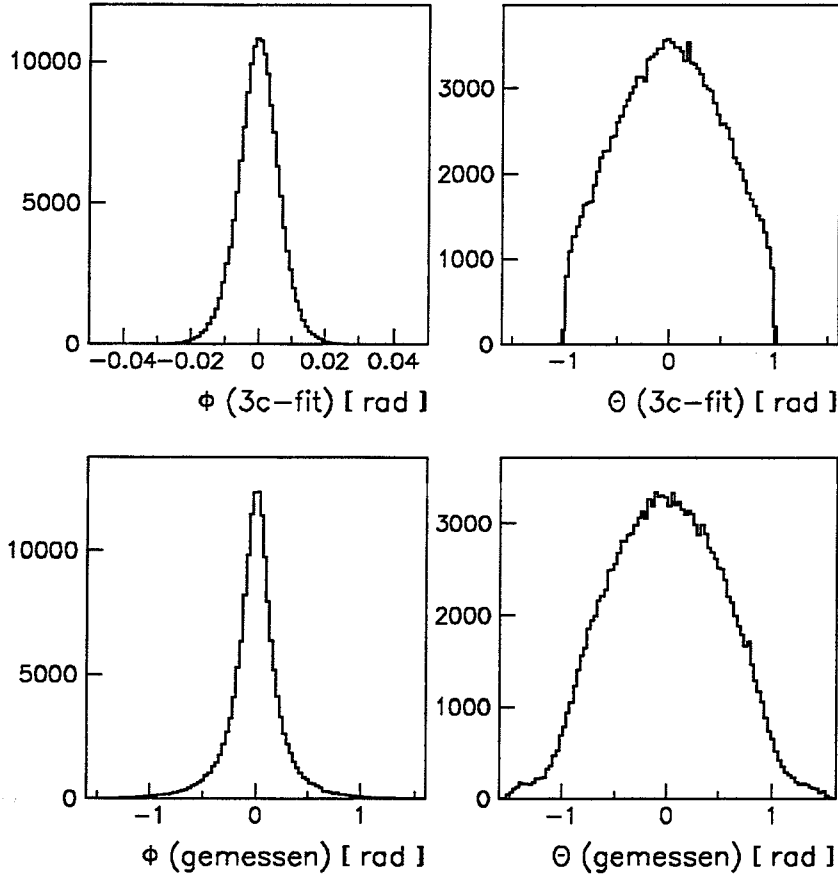


Abbildung B.2: Beobachtete Verteilung der Schauerwinkel  $\Phi$  und  $\Theta$  der beiden Photonen aus der untersuchten Datenmenge von Ereignissen  $\bar{p}p \rightarrow K^-K^+\pi^0$  mit anschliessendem Zerfall  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . Die oberen Bilder kennzeichnen die vom 3c-Fit bestimmten, die unteren die im Kalorimeter gemessenen Winkel. Man beachte die unterschiedlichen Wertebereiche für  $\Phi$  oben und unten.

## B.6 Eichung der Kovarianzen

Wir kommen nun zu der Eichung der Kovarianzen  $\sigma_\Phi$  und  $\sigma_\Theta$  der Schauerwinkel. Als Definition für diese Grössen nehmen wir die RMS-Werte der beobachteten Auflösungen für  $\Phi$  und  $\Theta$ . Naiv könnte man erwarten, dass die Kovarianzen identisch sind mit den Anpassungsfehlern  $\Sigma\Phi$  und  $\Sigma\Theta$ . Tatsächlich können die wahren Kovarianzen in guter Näherung durch Funktionen  $\sigma_\Phi = a_0 + a_1 \cdot \Sigma\Phi$  (und entsprechend für  $\Theta$ ) beschrieben werden. Den konstanten Term  $a_0$  interpretieren wir als Coulomb-Streuung von Elektronen oder Positronen unter grossen Winkeln in einer frühen Phase der Schauerentwicklung. Weiterhin stellt sich heraus, dass die Konstanten  $a_0$  und  $a_1$  abhängen von der Anzahl der Drahttreffer und der Konversionsebene des Schauers. Aus diesen Grössen bestimmt man auch die Energie der Photonen, es ist aber nicht ausreichend, die Eichkonstanten  $a_0$  und  $a_1$  allein als Funktion der Energie zu parametrisieren.

In Abb. B.5 ist das Spektrum der Grössen  $\Sigma\Phi$  und  $\Sigma\Theta$  in unserer Datenmenge dargestellt für Photonen mit verschiedenen Anzahlen von Drahttreffern (w-hits). Die Spitzen

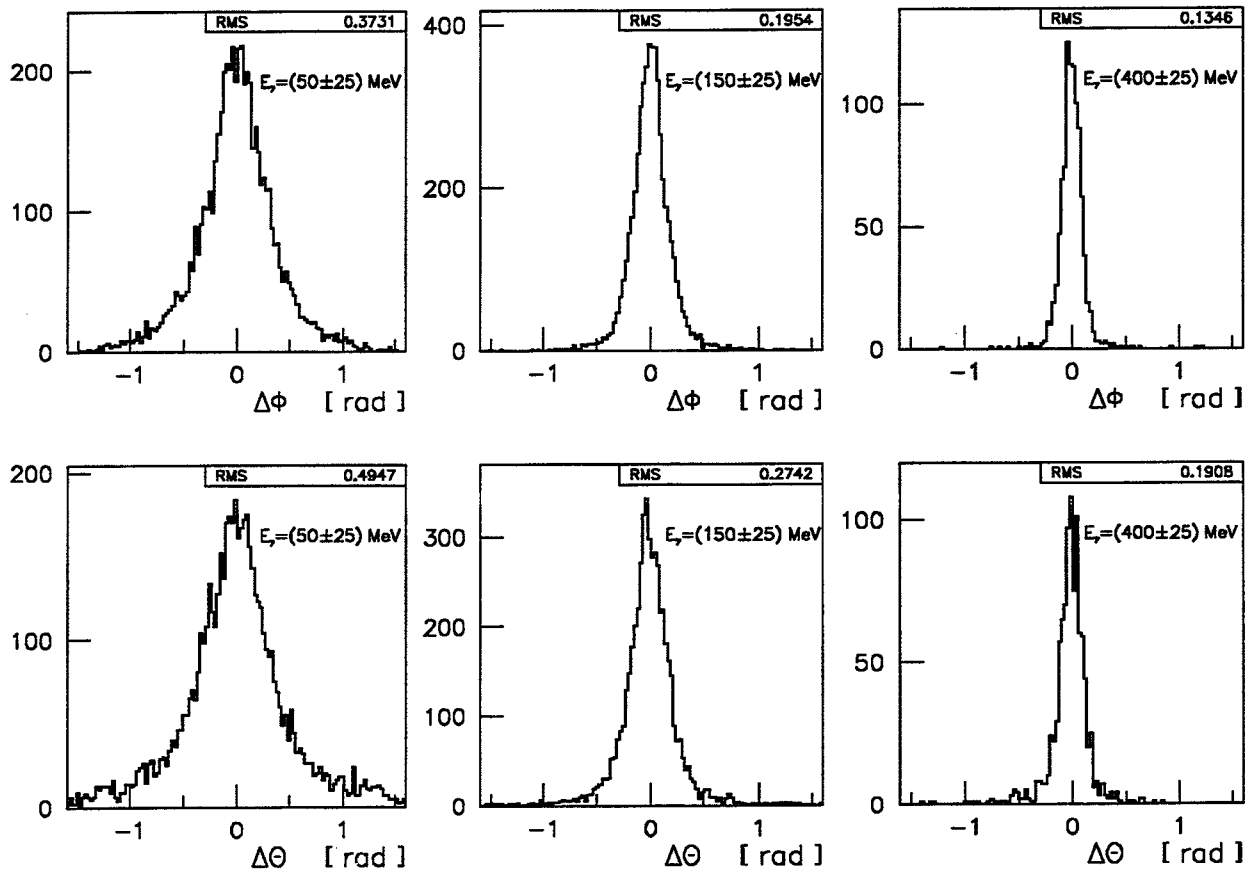


Abbildung B.3: Auflösungen der gemessenen Schauerwinkel  $\Phi$  (oben) und  $\Theta$  (unten) für verschiedene Bereiche von Photonenergien.

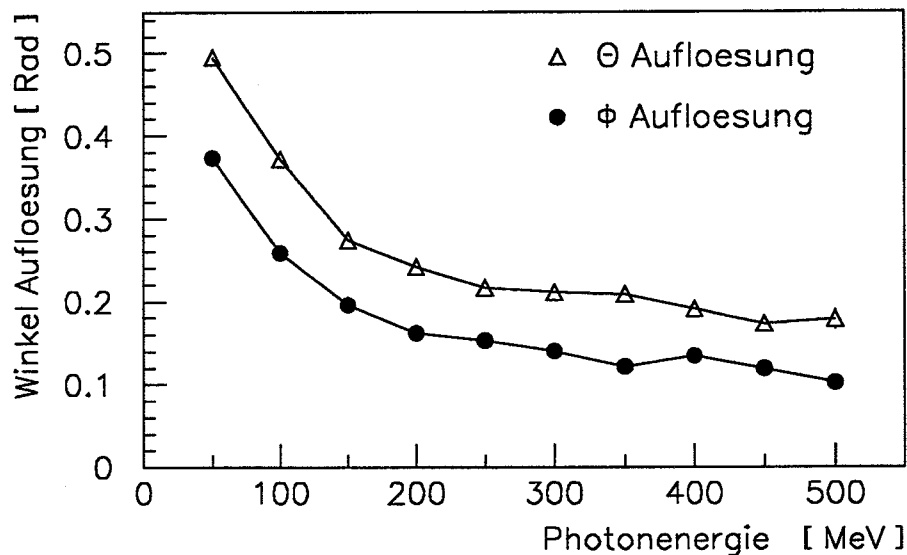


Abbildung B.4: RMS-Auflösungen der Schauerwinkel  $\Phi$  (schwarze Punkte) und  $\Theta$  (offene Dreiecke) als Funktion der Photonenergie.

bei bestimmten Werten sind eine Folge der diskreten Werte für die Trefferkoordinaten, und insbesondere bei Schauern mit wenigen Treffern können nur relativ wenig verschiedene Treffermuster auftreten.

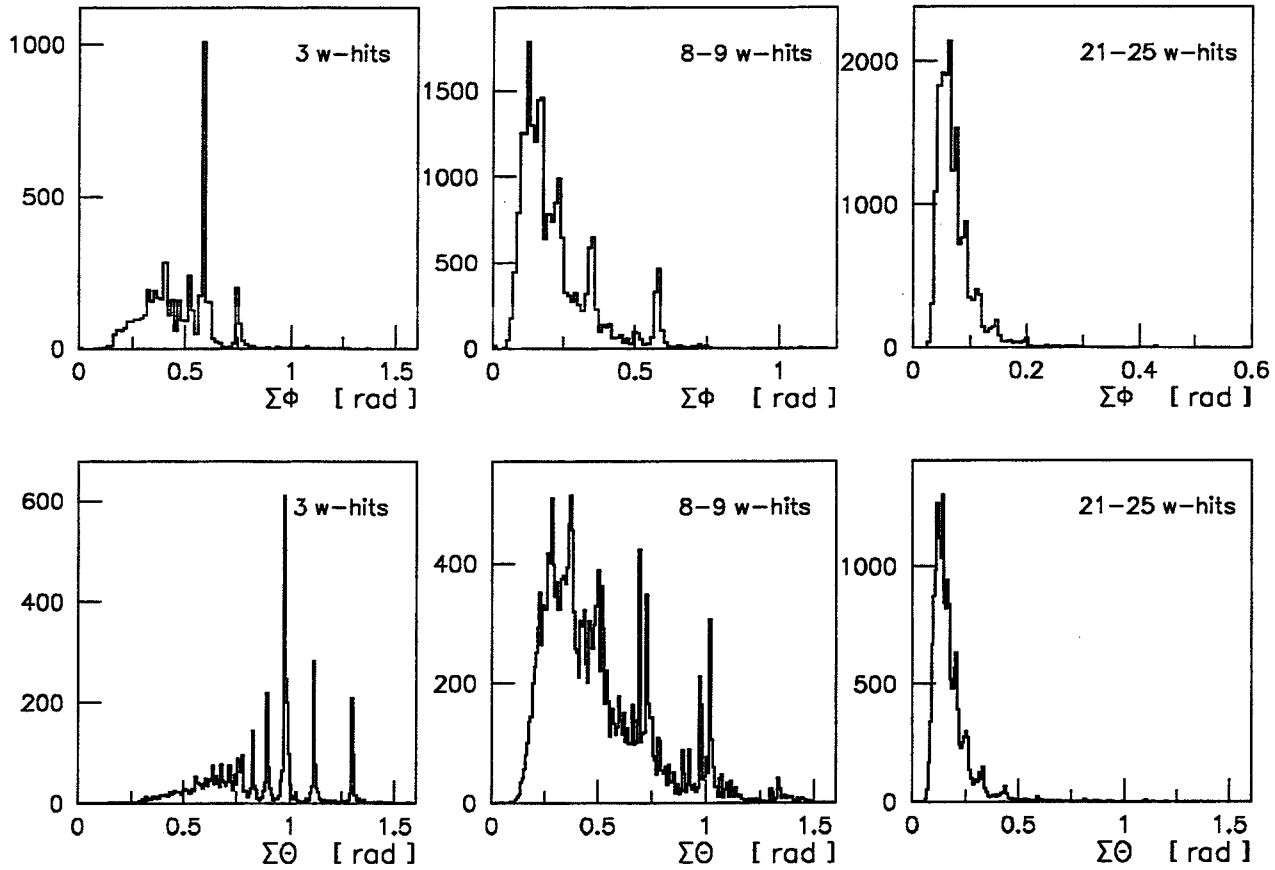


Abbildung B.5: Verteilung der Anpassungsfehler  $\Sigma\Phi$  (oben) und  $\Sigma\Theta$  (unten) für Photonen mit verschiedenen Anzahlen von Drahttreffern (w-hits).

Abbildung B.6 zeigt uns die Abhängigkeit von  $\sigma_\Phi$  und  $\sigma_\Theta$  von  $\Sigma\Phi$  und  $\Sigma\Theta$  für Photonen mit verschiedenen Anzahlen von Drahttreffern. Dabei wurden nur Photonen mit Schauerfüßen in den ersten drei Kalorimeterlagen betrachtet.

In Abb. B.7 ist diese Abhängigkeit umgekehrt für vier verschiedene Bereiche von Konversionsebenen dargestellt, während die Anzahl der Photon-Drahttreffer auf 10 oder 11 fixiert wurde. Die als 'Pids' bezeichneten Konversionsebenen kennzeichnen dabei Photonen, bei denen ein Signal in mindestens einer der drei Komponenten S1, Čerenkov und S2 desjenigen Pid-Sektors beobachtet wurde, welcher vor dem rekonstruierten Photon-Schauerfuss liegt.

Die als Ergebnisse der linearen Anpassungen erhaltenen Parameter  $a_0$  und  $a_1$  sind in Abb. B.8 und Abb. B.9 dargestellt als Funktion der Anzahl der Drahttreffer und für vier verschiedene Bereiche der Konversionsebenen. Wir erkennen deutlich, dass zu grösseren Anzahlen von Drahttreffern die konstanten Terme  $a_0$  immer kleiner werden, während die Terme  $a_1$  anwachsen. Für höhere Konversionsebenen nehmen die Werte für  $a_0$  ab,

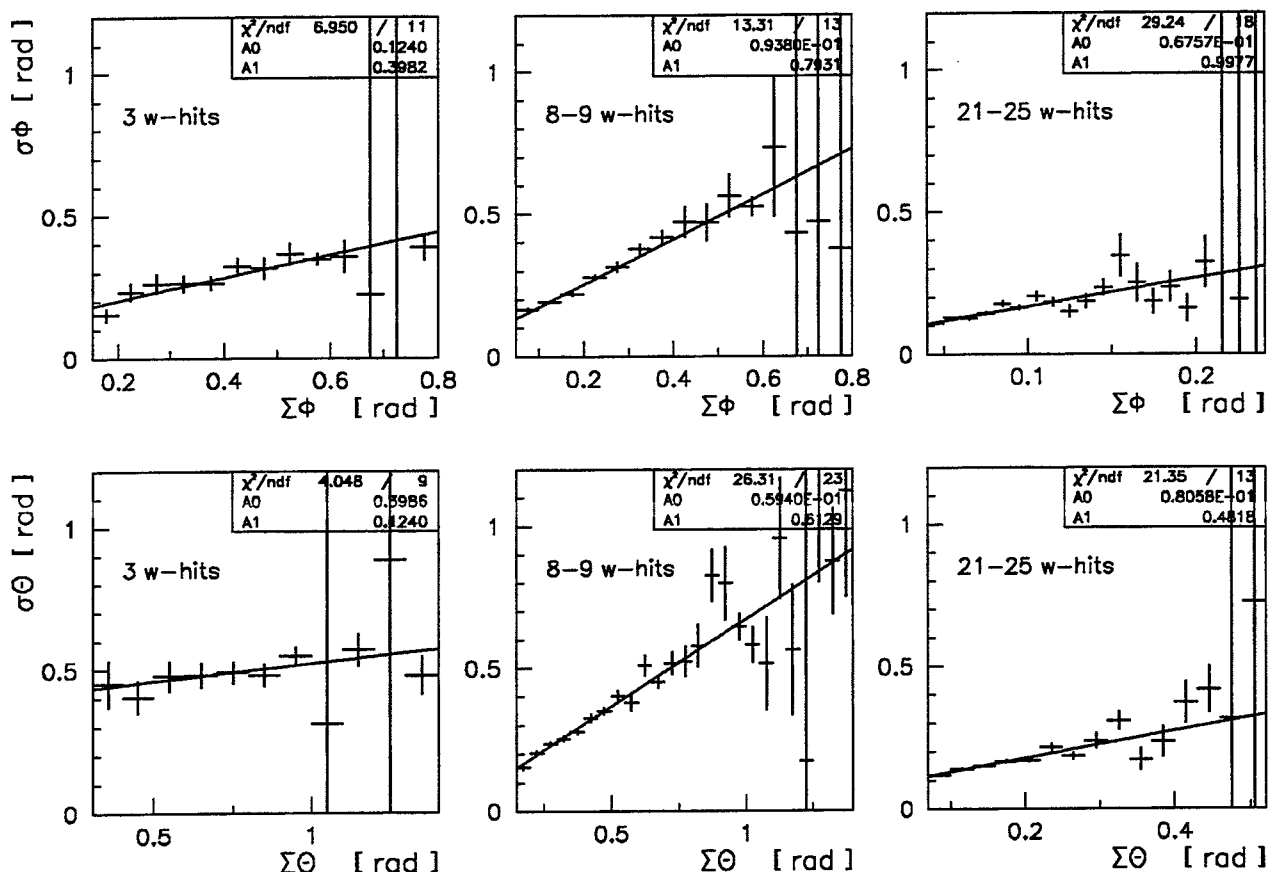


Abbildung B.6: Kovarianzen  $\sigma_\Phi$  (oben) und  $\sigma_\Theta$  (unten) der Schauwinkel als Funktion der Anpassungsfehler  $\Sigma\Phi$  und  $\Sigma\Theta$  für verschiedene Anzahlen von Drahtkammertreffern (w-hits). Es wurden nur Photonen selektiert mit Schauersfüssen in den ersten drei Ebenen des Kalorimeters. Ferner dargestellt sind an die Verteilungen angepasste Eichgeraden  $\sigma_\Phi = a_0 + a_1 \cdot \Sigma\Phi$  bzw.  $\sigma_\Theta = a_0 + a_1 \cdot \Sigma\Theta$ .

während die Werte für  $a_1$  etwa konstant bleiben.

**Endgültige Implementierung der Eichung** In Abb. B.8 und Abb. B.9 sind als durchgezogene Kurven angepasste Funktionen dargestellt, welche aus der Summe einer Exponential- und einer konstanten Funktion gebildet wurden. Da diese Funktionen die Kurvenläufe zwar meistens aber nicht immer sehr gut wiedergeben, wurden für die endgültig implementierte Eichung dann doch die direkten Ergebnisse für  $a_0$  und  $a_1$  in den Abb. B.8 und Abb. B.9 benutzt.

## B.7 Tests der Güte der Eichung

Nach Durchführung der Eichung soll nun die Konsistenz des Verfahrens überprüft werden. Als erstes betrachten wir dazu in Abb. B.10 die sogenannten 'Pulls', bei denen man für jedes Ereignis die Auflösungen der Winkel durch die Kovarianzen teilt. Anhand der

annähernd gaussischen Verteilungen mit RMS-Werten dicht bei eins erkennen wir die Güte der Eichung. Im rechten Teilbild der Abb. B.10 sind die 'Pulls' von  $\Phi$  und  $\Theta$  gegeneinander aufgetragen. Die eingezeichneten Linien stellen dabei Höhenlinien dar, d.h. Linien mit der gleichen Häufigkeit von Ereignissen. Wir erkennen aus der annähernden Kreisförmigkeit dieser Linien um den Nullpunkt, dass die Verteilungen für  $\Phi$  und  $\Theta$  unkorreliert sind. Damit ist bewiesen, dass die Nebendiagonalelemente der Kovarianzmatrix von  $\Phi$  und  $\Theta$  verschwinden.

Als weitere Tests der Eichung tragen wir in Abb. B.11 die RMS-Werte der 'Pulls' gegenüber den Kovarianzen, der Anzahl der Drahttreffer und den Konversionsebenen auf. Bei den Konversionsebenen kennzeichnen die negativen Werte -2,-1 und 0 PID-Konversionen in S1, Cerenkovzähler und S2. Insgesamt erkennen wir, dass die RMS-Werte der 'Pulls' um weniger als 15% von eins abweichen. Es wurden weitere Tests durchgeführt, bei denen die 'Pulls' gegenüber den bei der Eichung nicht berücksichtigten Grössen gebildet wurden. Überprüft wurden z.B. die wahren  $\Theta$ -Werte, die Anzahl der Streifentreffer und die Schauerlängen (Anzahl der Kalorimeterlagen mit Signalen). Dabei kam heraus, dass die RMS-Werte der 'Pulls' für den grössten Teil der beobachtbaren Phasenräume weniger als 20% von eins abweichen. Wir betrachten die Eichung damit als abgeschlossen.

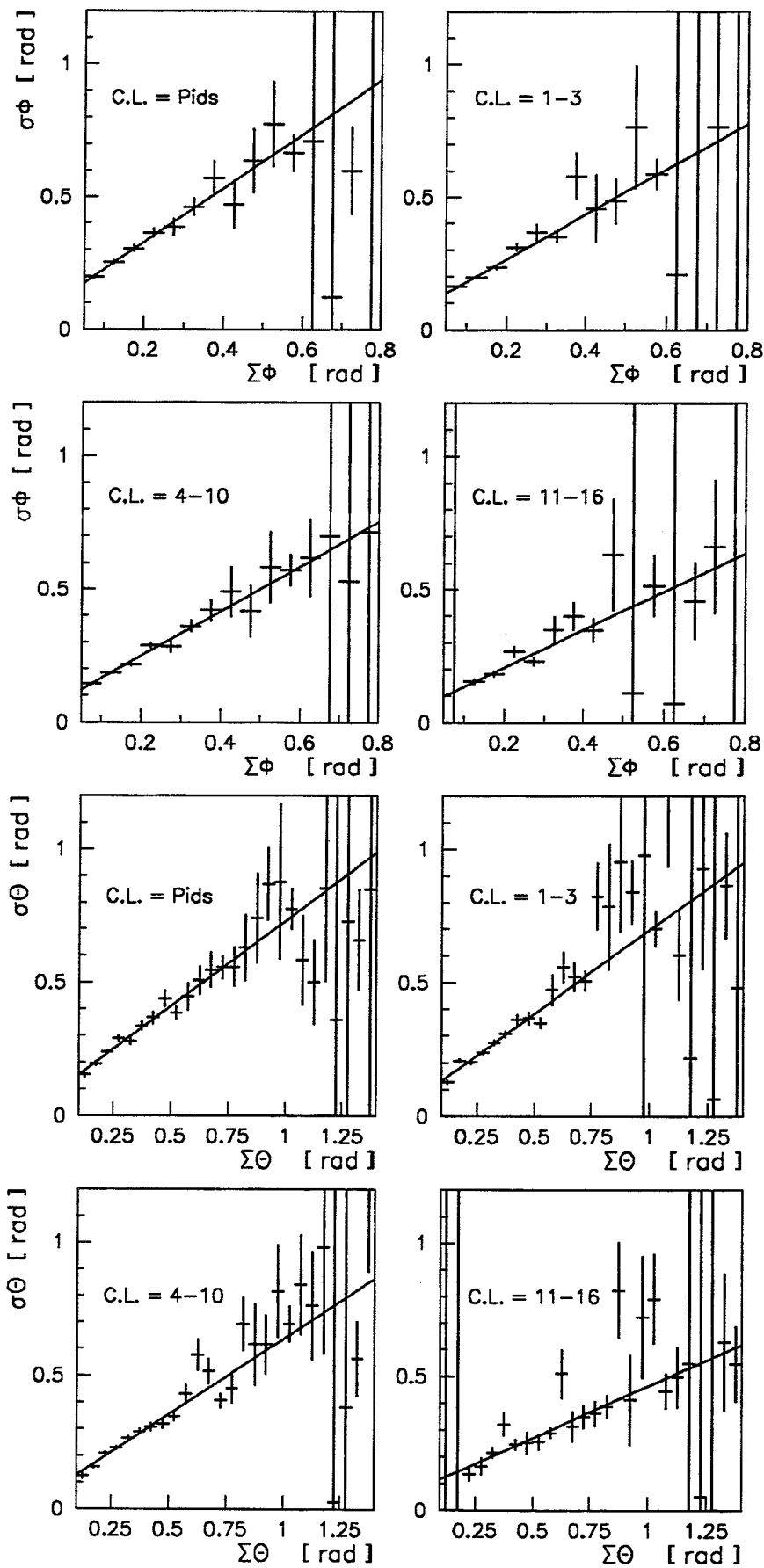


Abbildung B.7: Kovarianzen  $\sigma_\Phi$  (obere vier Bilder) und  $\sigma_\Theta$  (untere vier Bilder) als Funktion der Anpassungsfehler  $\Sigma\Phi$  und  $\Sigma\Theta$  für Photonen aus vier verschiedenen Bereichen von Konversionsebenen (C.L.). Es wurden nur Photonen selektiert mit 10 oder 11 Drahtkammertreffern. Ferner dargestellt sind angepasste Eichgeraden  $\sigma_\Phi = a_0 + a_1 \cdot \Sigma\Phi$  bzw.  $\sigma_\Theta = a_0 + a_1 \cdot \Sigma\Theta$ .

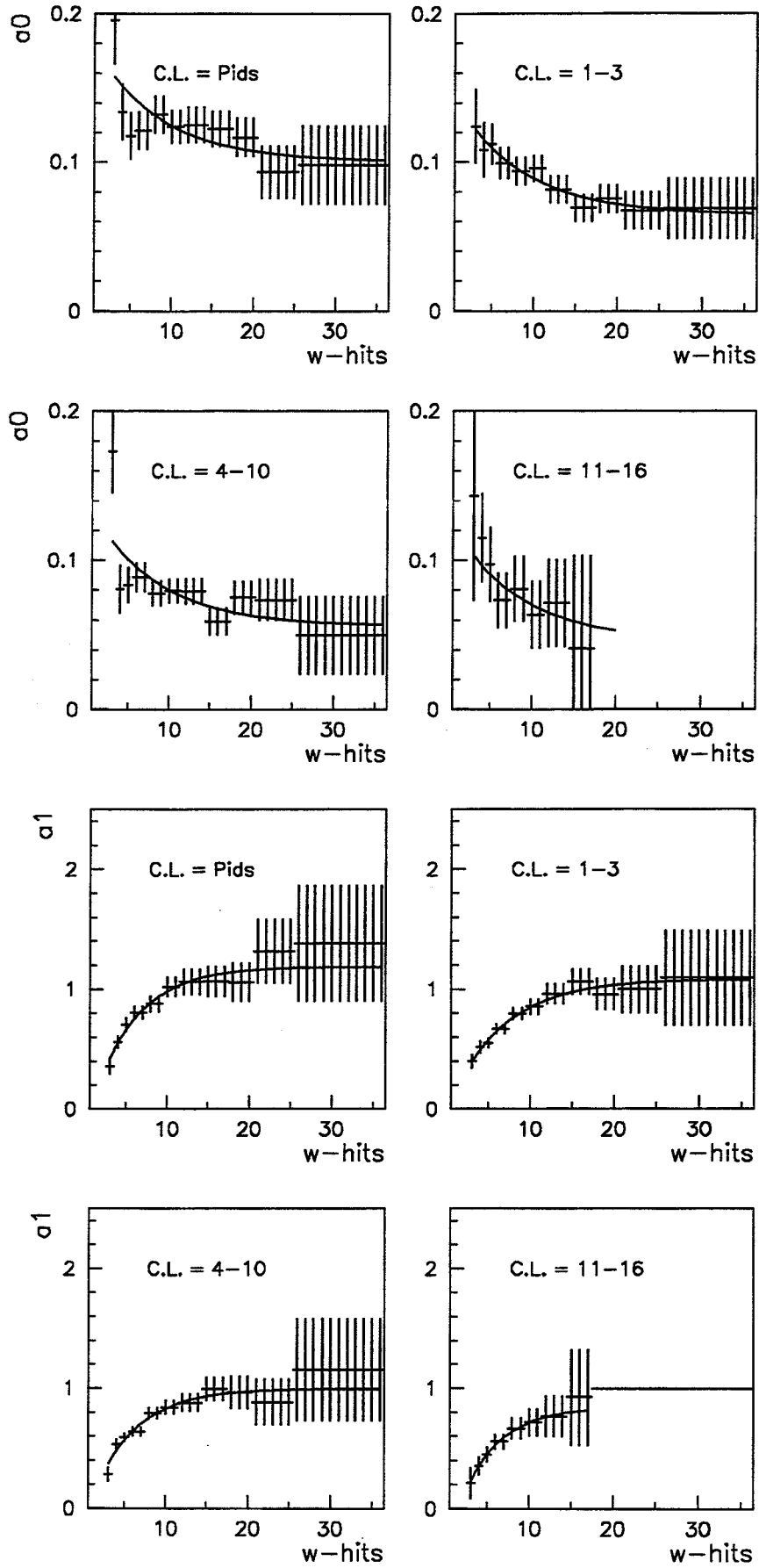


Abbildung B.8: Eichparameter  $a_0$  (obere vier Bilder) und  $a_1$  (untere vier Bilder) für  $\sigma_\Phi$  als Funktion der Anzahl der Drahtkammertreffer (w-hits) und der Konversionsebene (C.L.) eines Photons.

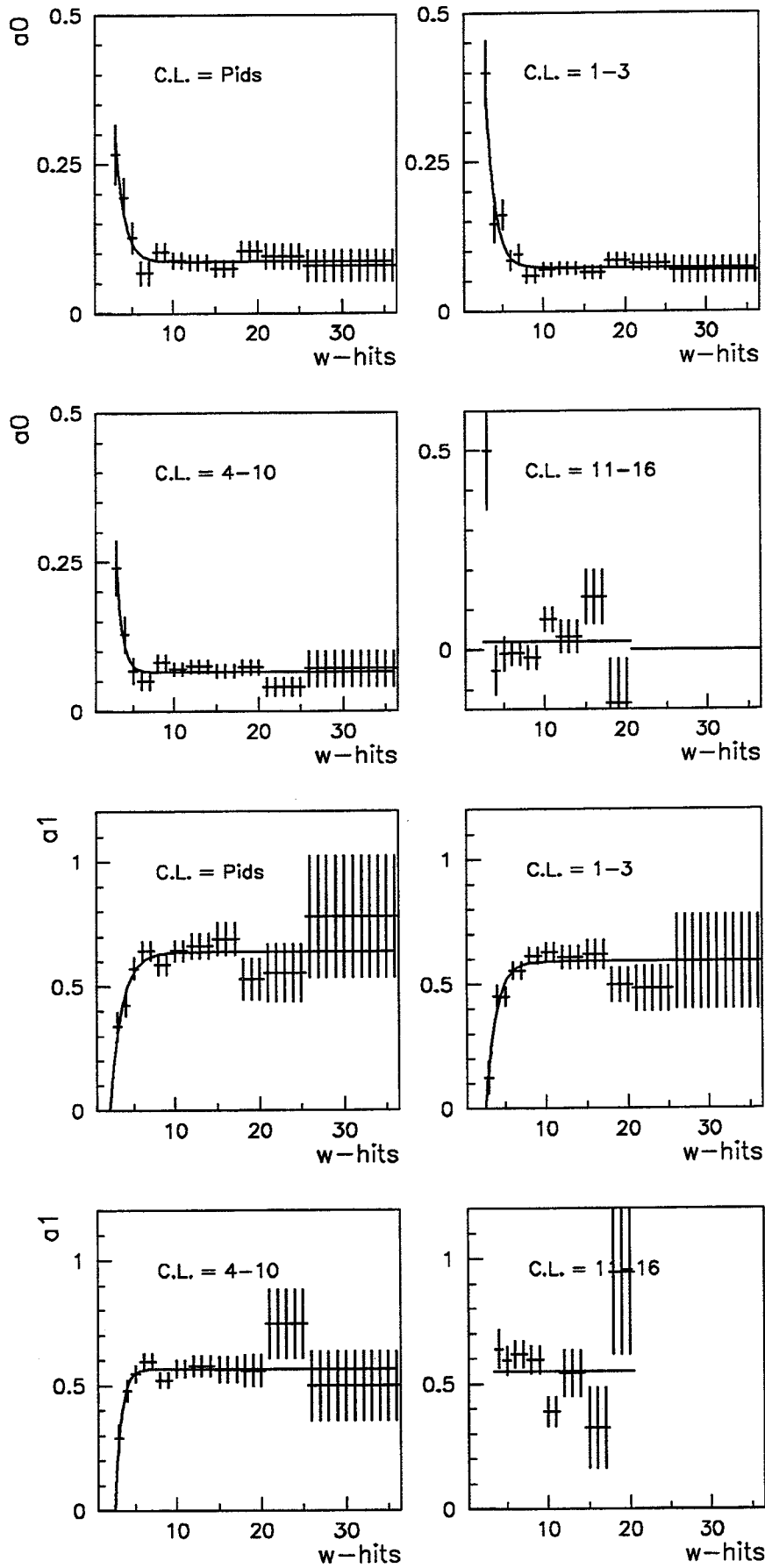


Abbildung B.9: Eichparameter  $a_0$  (obere vier Bilder) und  $a_1$  (untere vier Bilder) für  $\sigma_\Theta$  als Funktion der Anzahl der Drahtkammertreffer (w-hits) und der Konversionsebene (C.L.) eines Photons.

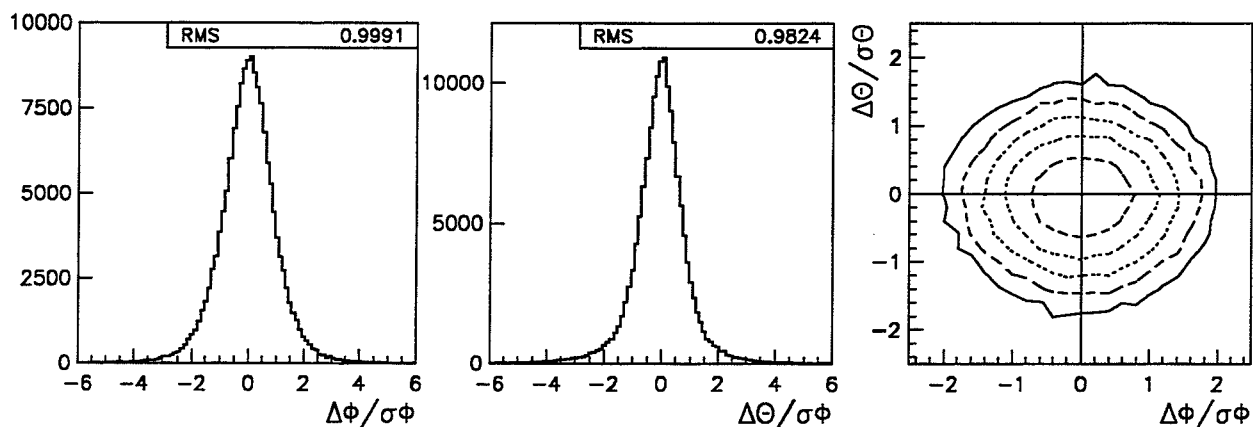


Abbildung B.10: Verteilungen der 'Pulls'  $\Delta\Phi/\sigma_\Phi$  (links) und  $\Delta\Theta/\sigma_\Theta$  (mitte) nach der Kalibrierung. Rechts sind in einer 'Höhenlinien-Darstellung' die Häufigkeitsverteilungen der beiden 'Pulls' gegenübergestellt.

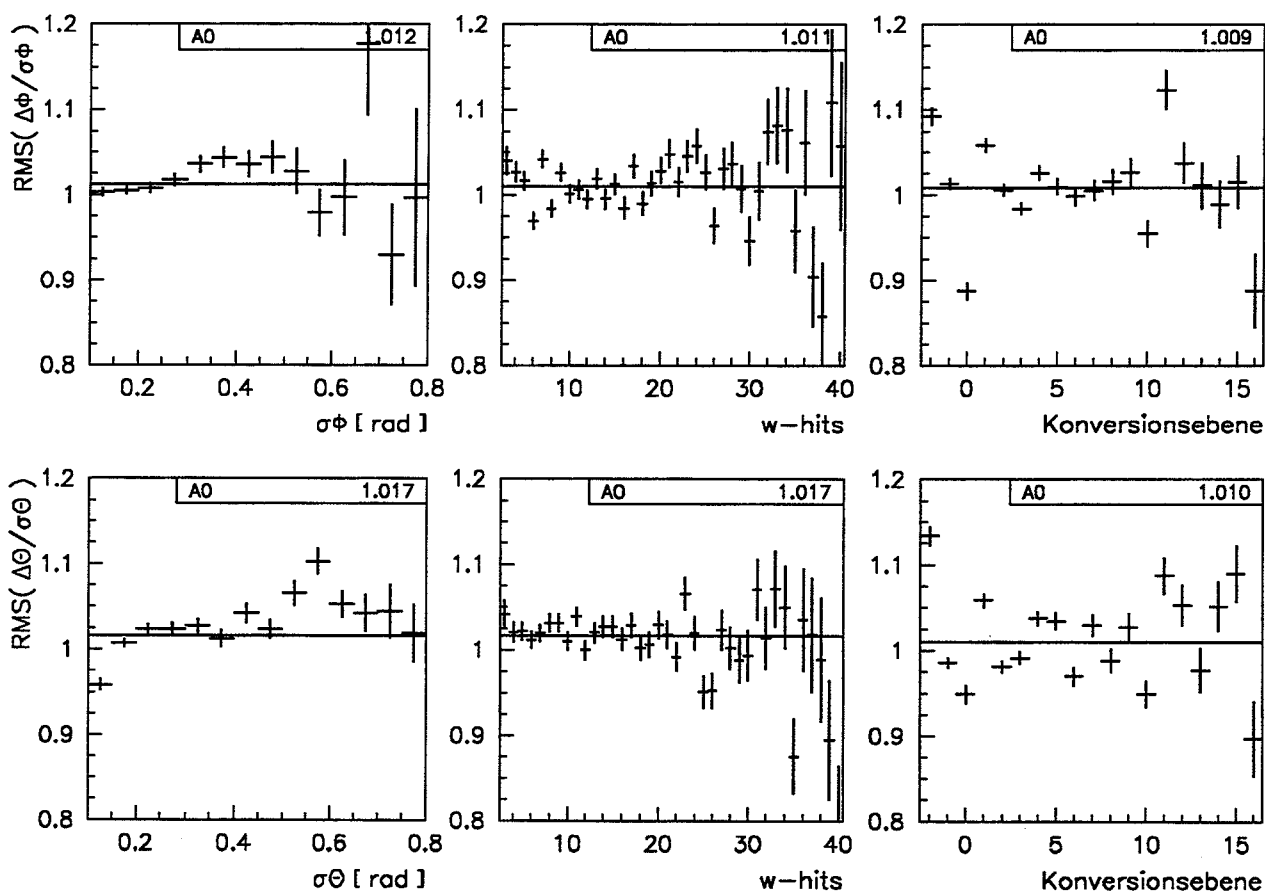


Abbildung B.11: RMS-Werte der 'Pulls'  $\Delta\Phi/\sigma_\Phi$  und  $\Delta\Theta/\sigma_\Theta$  als Funktion der Kovarianzen (links), der Anzahl der Drahttreffer (mitte) und der Konversionsebene (rechts).

# Literaturverzeichnis

- [1] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 138
- [2] E. Noether, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, 171 (1918)
- [3] G. Lüders, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Matfys. Medd. 28 (1954) 5 und  
Ann. Phys. (N.Y.) 2 (1957) 1;  
W. Pauli, *Niels Bohr and the Development of Physics*,  
Hrsg. W. Pauli, Oxford, Pergamon (1955) 30;  
R. Jost, Helv. Phys. Acta 31 (1958) 263
- [4] T.D. Lee, C.N. Yang, Phys. Rev. 104 (1956) 254
- [5] C.S. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957) 1413;  
R.L. Garwin, L.M. Lederman, M. Weinrich, Phys. Rev. 105 (1957) 1415;  
J.I. Friedman, V.L. Telegdi, Phys. Rev. 105 (1957) 1681
- [6] R.P. Feynman, und M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109 (1958) 193 und 111 (1958) 362;  
E.C.G. Sushardan, und R.E. Marshak, *Proc. Padua Conf. on Mesons and Recently  
Discovered Particles*, 14 (1957);  
W.R. Theis, Z. Phys. 150 (1958) 590
- [7] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264;  
A. Salam in *Elementary Particle theory*, Hrsg. N. Svarholm, Almquist und Wiksells,  
Stockholm, (1969) 367;  
S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285
- [8] M. Kobayashi, K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973)
- [9] E. Gabathuler, P. Pavlopoulos in *Proc. Workshop on Physics at LEAR*, Erice (1982),  
Hrsg. U. Gastaldi, R. Klapisch, New York, Plenum (1982);  
L. Adiels et al., CERN/PSCC/85-6 P82 (1985);  
L. Adiels et al., CERN/PSCC/86-34 M263 (1986)
- [10] Für Übersichten schaue z.B. in K. Kleinknecht, Ann. Rev. Nucl. Sc. 26 (1976) 1;  
J. Steinberger, *CP Violation in Particle Physics and Astrophysics*, Proceedings,  
J. Tran Thanh Van (Hrsg.), S. 55. Gif-sur-Yvette: Editions Frontières 1990
- [11] B. Pagels, *Messung und Rekonstruktion des Zerfalls  $K_S^0(K_L^0) \rightarrow \pi^0\pi^0$  durch das CP-  
LEAR Experiment*, Doktorarbeit, Univ. Basel (1992)
- [12] R. Adler et al., *First Observation of a Particle-Antiparticle Asymmetry in the Decay  
of Neutral Kaons into  $\pi^0\pi^0$* , Z. Phys. C 70 (1996) 211

- [13] B. Pagels, O. Behnke and H.-J. Gerber, *Reconstruction of a Particle Decay containing intermediate Decays of invisible Neutrals*, ETHZ-IPP Internal Report RP 95-04
- [14] Particle Data Group, Phys. Rev. D56 (1996)
- [15] O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Vieweg, Braunschweig (1986)
- [16] M. Gell-Mann, und Y. Neeman, *The Eightfold Way*, W.A. Benjamin Inc., New York und Amsterdam 1964;  
Y. Neeman, Nucl. Phys. 26 (1961) 222;  
M. Gell-Mann, *The Eightfold Way: A Theory of Strong Interaction Symmetry*, California Institute of Technology Synchrotron Laboratory Report CTSL-20 (1961)
- [17] S. Bennet et al., Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 993;  
D. Dorfan et al., Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 987
- [18] O. Behnke, *Some comments on the use of phase conventions in the neutral kaon system*, CP-LEAR Note, in Vorbereitung
- [19] C.P. Enz, R.R. Lewis, Helv. Phys. Acta 38 (1965) 860
- [20] T. Nakada, *Review on CP Violation*, AIP Conf. Proc. no 302 (1993);  
T. Nakada, *Theorie und Experimente zum Test von diskreten Symmetrien (C, CP, CPT)*, Vorlesung an der ETH Zürich WS94/95
- [21] V. Weisskopf, E. Wigner, Z. Phys. 63 (1930) 54 und Z. Phys. 65 (1930) 18
- [22] T. Nakada, Private Mitteilung
- [23] V.V. Barmin et al., Phys. Lett. B128 (1983) 129
- [24] H.T. Cheng, Phys. Lett. B315 (1993) 170
- [25] R. Legac, *Study of CP, T and CPT symmetries in the neutral kaon system at CPLEAR*, im 'Workshop on K physics', Orsay, France, May 30-June 4, 1996
- [26] T. Ruf, *Status of CP and CPT violation in the neutral kaon system*, in der '16th international conf. on physics in collision', Mexico City, June 19-21, 1996
- [27] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 562;  
L. Wolfenstein, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) 137
- [28] *CP violation*, Hrsg. C. Jarlskog, World Scientific, Singapore 1989
- [29] C. Jarlskog, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1039;  
C. Jarlskog, Z. Phys. C 29 (1985) 491
- [30] P.K. Kabir, *The CP Puzzle*, Academic Press, London und New York, (1968)
- [31] Für eine Übersicht der  $K^0$ -Regeneration schaue in:  
K. Kleinknecht, Fortschritte der Physik 21 (1973) 57

- [32] L. Tauscher, F. Montanet, *Event generation and its usage inside CPGEANT*, CPLEAR Offline note CP/SW/009 (1988)
- [33] R. Adler et al., *The CP-LEAR detector at CERN*, CERN-PPE/96-27 (1996), Nucl. Instrum. Methods A 379 (1996) 76-100
- [34] C. Witzig, Doktorarbeit, ETH Zürich, 1990
- [35] P. Bloch, J. Derre, A. Angelopoulos, C. Guyot, *CPREAD Guide*, CPLEAR Internal Note (1991)
- [36] P. Gumplinger *CPGEANT user guide*, CPLEAR offline note (1989); CP Offline Group, *CPGEANT User Manual*, CPLEAR note (1993)
- [37] R. Brun et al., *GEANT user guide*, CERN DD/EE/84-1 (1986)
- [38] A. Ealet et al., *NHPLIB user guide*, CPLEAR offline note (1991)
- [39] G. Polivka, *Energy Calibration of the Calorimeter*, CPLEAR Internal Note (1993)
- [40] CP-LEAR Calorimeter Group, *The CP-LEAR Calorimeter*, CERN-PPE/96-191 (1996)
- [41] C. Felder, *Erste Resultate zum Zerfall  $K_S, K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  des CPLEAR-Experiments*, Doktorarbeit, Univ. Basel (1993)
- [42] M. Wolter, *A Study of the Decays of Neutral Kaons into  $2\pi^0$  and  $3\pi^0$  using the CPLEAR Detector at CERN*, Doktorarbeit, ETH-Zürich (1996)
- [43] V. Blobel in *Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation*, Hrsg. R.K. Bock et al., European Physical Society (1984)
- [44] B. Pagels, *Neutral Vertex Reconstruction Package VXNFIT - User Manual*, CPLEAR Internal Note (1993)
- [45] S. Brandt, *Datenanalyse*, BI Wissenschaftsverlage, Mannheim 1992
- [46] Schaue z.B. in den Artikel von H. Wind in der gleichen Publikation wie [43]
- [47] B. Pagels, private Mitteilung
- [48] CERN, *Hbook routine hquad*, Hbook Reference Manual S. 133, CERN Program Library Long Writeups Y250
- [49] W.Fetscher, P.Kokkas, P.Pavlopoulos, Th.Ruf, Th.Schietinger, *Regeneration of arbitrary coherent neutral kaon states: a new method for measuring the  $K^0 - \bar{K}^0$  forward scattering amplitude*, Z. Phys. C 72 (1996) 543
- [50] P.H. Eberhard, F. Uchiyama, Nucl. Instrum. and Methods, Phys. Res. A350 (1994) 144
- [51] R. Adler et al., *Measurement of the CP Violation Parameter  $\eta_{+-}$  using tagged  $K^0$  and  $\bar{K}^0$* , Phys. Lett. B363 (1995) 243

- [52] R. Carosi et al., Phys. Lett. B237 (1990) 303;  
L.K. Gibbons et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1199;  
B. Schwingenheuer et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 4376;  
J.H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1209
- [53] R. Barlow, P. Hinde, Comput. Phys. Commun. 56 (1990) 328

# Danksagung

An aller erster Stelle möchte ich mich bei Prof. Hans-Jürg Gerber herzlich bedanken für die Vergabe und sehr gewissenhafte Unterstützung dieser Arbeit.

Mein allergrösster Dank gilt Dr. Bernd Pagels, mit dem ich die grosse Freude hatte, die in dieser Arbeit vorgestellte Messung zusammen zu realisieren.

Ich möchte mich bei Dr. Marion Schäfer ebenso wie bei Dr. Marcin Wolter, *Le Marchand de fruits*, bedanken für ihre Freundschaft und Hilfsbereitschaft.

Ein weiterer Dank gilt den Mitgliedern der 'Neutral final states' Gruppe, den Doktoren Philippe Bloch, Thomas Ruf und Andreas Schopper für viele anregende Diskussionen.

Ein genereller Dank an das CP-LEAR Experiment und insbesondere Spokesman Noulis Pavlopoulos für die freundliche Aufnahme bei dem Experiment.

Dr. Maria Fidecaro danke ich für ihr unschätzbare Beitragen zu einer freundlichen Atmosphäre bei CP-LEAR und ihren unermüdlichen Einsatz für uns alle.

Danke an Dr. Tatsuya Nakada für die lehrreichen Übungen, die ich zu zwei seiner Vorlesungen abhalten durfte.

Bei Prof. Ludwig Tauscher bedanke ich mich ebenso wie bei Dr. Peter Weber für die Korrekturen an meiner Arbeit.

Danke schön an Rosa Bächli und Martha Sekolec für das Abnehmen eines grossen Teils an bürokratischen Pflichten.

Ich mich speziell bedanken bei Nathalie Grüb, Sylvie Soulie, Daniel Guyon, Michael Dröge, Dr. Guido Polivka, Thomas Schietinger, Angela Benelli, Dr. Emmet Cawley, Alan Haselden und Rob Krüger, da sie mir alle zu einer angenehmen Doktorandenzeit am CERN verholfen haben.

*Extra!!!! Extra!!!! Extra!!!!*

Bei Dr. Rene Rickenbach bedanke ich mich für seine unermüdlichen (allerdings zumeist erfolglosen) Anstrengungen, mir das Biertrinken beibringen zu wollen.

Danke an den Jura, insbesondere den Skilift bei Crozet (640-1650 m), den Reculet (1717.4 m), Coulomby de Gex (1688 m) und zahlreichen anderen Wipfeln, die mir einzigartige Naturerlebnisse verschafft haben und mit denen ich meine sportliche Fitness auf angenehmste Weise aufrechterhalten konnte.

*Zum Schluss...*

Danke an Angela Rohde für die vielen lieben Mails.

Danke an Dr. Thorsten Oest für viele schöne gemeinsame Abende.

Danke an meine Eltern für die nie endende Unterstützung.

Danke an meine Geschwister Cornelia und Ulrich, da sie bedankt sein wollten und auch sonst.

|              |                                                                                                                                                                                                                                                                                                              |
|--------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Name         | Olaf Behnke                                                                                                                                                                                                                                                                                                  |
| Geburtsdatum | 6. Februar 1964                                                                                                                                                                                                                                                                                              |
| Geburtsort   | Hamburg                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |
| Eltern       | Uwe Behnke<br>Renate Behnke, geb. Puplicks                                                                                                                                                                                                                                                                   |
| Geschwister  | Ulrich Behnke<br>Cornelia Behnke                                                                                                                                                                                                                                                                             |
| Schulzeit    | 1970 - 1974 Grundschule Schluchtweg, Hamburg<br>1974 - 1983 Albert Schweitzer Gymnasium, Hamburg<br>Juni 1983 Allgemeine Hochschulreife                                                                                                                                                                      |
| Wehrdienst   | Juli 1983 - Juli 1985<br>Marine-Zeitsoldat auf 2 Jahre<br>Verwendungsreihe 22 Funkaufklärung<br>Unteroffizier seit Oktober 1984                                                                                                                                                                              |
| Studium      | Fachrichtung Physik mit den Nebenfächern Informatik und Mathematik<br>an der Universität Hamburg<br>WS 1985/86 - SS 1992<br>August 1992 Diplom in Physik<br>Titel der Diplom-Arbeit:<br>Inklusive $\phi$ -Produktion in Zerfällen von B-Mesonen<br>(Messung bei dem Experiment ARGUS am DESY)                |
| Promotion    | November 1992 bis Dezember 1996 in<br>der Gruppe von Prof. Dr. H.-J. Gerber<br>(Inst. für Teilchenphysik der ETH Zürich)<br>bei dem Experiment CP-LEAR am CERN<br>Titel der Doktorarbeit:<br>Erste Beobachtung einer Teilchen-Antiteilchen Asymmetrie<br>in den Zerfällen neutraler Kaonen nach $\pi^0\pi^0$ |

