

Messung der CP-verletzenden Asymmetrie  
von  $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \pi^0$  mit dem  
NA48-Detektor

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“  
am Fachbereich Physik der  
Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

**Martin Wache**  
geboren in Limburg a.d. Lahn

D77 (Diss. Universität Mainz)  
Mainz 2007

1. Gutachter:
2. Gutachter:

Tag der Einreichung: 20.12.2007

Tag der mündlichen Prüfung: 11.02.2008

# Zusammenfassung

Bis heute ist die Frage nicht geklärt, warum bei der Entstehung des Universums Materie gegenüber der Antimaterie bevorzugt war und das heutige Materieuniversum entstanden ist. Eine Voraussetzung für die Entstehung dieser Materie-Antimaterie-Asymmetrie ist die Verletzung der Kombination von Ladungs- (C) und Punktsymmetrie (P), die CP-Verletzung. CP-Verletzung kann sich unter anderem in den Zerfällen  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  zeigen.

Die NA48/2-Kollaboration zeichnete während den Jahren 2003 und 2004 über 200 TB Daten von Zerfällen geladener Kaonen auf. In dieser Arbeit wurde die CP-verletzende Asymmetrie der Zerfälle  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  mit über 90 Millionen ausgewählten Ereignissen aus diesem Datensatz gemessen. Vorhersagen im Standardmodell der Teilchenphysik sagen hier eine CP-verletzende Asymmetrie in der Größenordnung zwischen  $10^{-6}$  und  $10^{-5}$  voraus. In Modellen außerhalb des Standardmodells kann es aber auch größere Asymmetrien geben. Das NA48/2-Experiment war darauf ausgelegt, mögliche systematische Unsicherheiten zu begrenzen. Um dies zu erreichen, wurden positive und negative Kaonen simultan an einem Target erzeugt und ihr Impuls durch ein Strahlsystem mit zwei Strahlengängen auf ca. 60 GeV/c begrenzt. Die Strahlen wurden auf wenige Millimeter genau überlagert in die Zerfallsregion geleitet. Die Strahlengänge von positiven und negativen Kaonen sowie die Polarität des Magneten des Impulsspektrometers wurden regelmäßig gewechselt. Dies erlaubte eine Symmetrisierung von Strahlführung und Detektor für positive und negative Kaonen während der Analyse. Durch ein Vierfachverhältnis der vier Datensätze mit den unterschiedlichen Konfigurationen konnte sichergestellt werden, dass alle durch Strahlführung oder Detektor erzeugten Asymmetrien sich in erster Ordnung aufheben. Um die unterschiedlichen Produktionsspektren von positiven und negativen Kaonen auszugleichen wurde in dieser Arbeit eine Ereignisgewichtung durchgeführt.

Die Analyse wurde auf mögliche systematische Unsicherheiten untersucht. Dabei zeigte sich, dass die systematischen Unsicherheiten in der Analyse deutlich kleiner als der statistische Fehler sind. Das Ergebnis der Messung des die CP-verletzende Asymmetrie beschreibenden Parameters  $A_g$  ist:

$$A_g = (1,2 \pm 1,7_{(\text{stat})} \pm 0,7_{(\text{sys})}) \cdot 10^{-4}. \quad (1)$$

Diese Messung ist fast zehnmal genauer als bisherige Messungen und stimmt innerhalb ihrer Unsicherheit mit dem Standardmodell überein. Modelle, die eine größere CP-Verletzung in diesem Zerfall vorhersagen, können ausgeschlossen werden.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>11</b>
1.1	Das Standardmodell . . . . .	11
1.2	Erhaltungssätze und Symmetrien . . . . .	12
1.3	CP-Verletzung im Standard-Modell . . . . .	13
1.4	CP-Verletzung im neutralen Kaon-System . . . . .	14
1.5	CP-Verletzung im System der geladenen Kaonen . . . . .	16
1.6	Theoretische Vorhersagen . . . . .	18
1.7	Bisherige Messungen . . . . .	19
1.8	Der Cusp-Effekt . . . . .	19
<b>2</b>	<b>Das NA48/2-Experiment</b>	<b>23</b>
2.1	Das Super-Proton-Synchrotron (SPS) . . . . .	23
2.2	Die Strahlführung . . . . .	24
2.3	Die Zerfallsregion und der Detektor . . . . .	25
2.3.1	Das Magnetspektrometer . . . . .	25
2.3.2	Das elektromagnetische Kalorimeter . . . . .	26
2.3.3	Die Hodoskope . . . . .	28
2.3.4	Die Photonen-Antizähler (AKL) . . . . .	29
2.3.5	Das hadronische Kalorimeter und die Myon-Antizähler . . . . .	30
2.4	Der Trigger . . . . .	30
2.4.1	Der Level-1 Trigger . . . . .	32
2.4.2	Der Level-2-Trigger und die Massbox . . . . .	32
2.4.3	Die Triggerbedingungen für $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ . . . . .	33
2.5	Das Datennahmesystem . . . . .	34
2.5.1	Die Online-PC-Farm . . . . .	34
2.6	Der Level-3 Trigger . . . . .	34

<b>3</b>	<b>Ereignisrekonstruktion</b>	<b>37</b>
3.1	Rekonstruktion der Rohdaten . . . . .	37
3.1.1	Rekonstruktion der Daten des elektromagnetischen Kalorimeters	37
3.1.2	Rekonstruktion der Spuren in den Driftkammern . . . . .	38
3.2	Berechnung der kinematischen Variablen . . . . .	39
3.2.1	Die neutralen Vertizes . . . . .	39
3.2.2	Die Viererimpuls-Vektoren . . . . .	39
3.2.3	Der Energieschwerpunkt . . . . .	40
3.2.4	Die Dalitz-Variable $u$ . . . . .	40
<b>4</b>	<b>Ereignisselektion und Analyse</b>	<b>43</b>
4.1	Methode der Messung . . . . .	43
4.2	Die Monte-Carlo-Simulation . . . . .	45
4.3	Die Datensätze und die Vorselektion . . . . .	46
4.4	Korrekturen der Daten . . . . .	46
4.4.1	Korrektur auf zusätzliche Magnetfelder . . . . .	47
4.4.2	Korrektur auf die Position der Driftkammern . . . . .	47
4.4.3	Korrektur auf die Daten des elektromagnetischen Kalorimeters	50
4.4.4	Impulsgewichtung . . . . .	50
4.5	Die Selektion . . . . .	52
4.5.1	Ereignistopologie . . . . .	52
4.5.2	Auswahl der Spur- und Photonenkandidaten . . . . .	53
4.5.3	Allgemeine Schnitte . . . . .	54
4.5.4	Schnitte zur Symmetrisierung der Akzeptanz . . . . .	56
4.6	Selektierte Ereignisse . . . . .	60
4.7	Bestimmung von $\Delta g$ . . . . .	62
<b>5</b>	<b>Bestimmung der systematischen Unsicherheiten</b>	<b>67</b>
5.1	Variation der Schnitte . . . . .	67
5.1.1	Akzeptanzschnitte . . . . .	67
5.2	Zufällige Aktivität . . . . .	69
5.3	Unsicherheiten durch die Impulsgewichtung . . . . .	70
5.4	Systematische Effekte durch die Anpassung . . . . .	71

5.4.1	Anzahl der Bins . . . . .	71
5.4.2	Anzahl der Ereignisse pro Bin . . . . .	71
5.4.3	Externe Fehler in der Anpassung . . . . .	71
5.5	Unsicherheiten durch die Bestimmung von $u$ . . . . .	72
5.5.1	Nichtlineare Detektorantwort bei kleinen Energien . . . . .	72
5.5.2	Falsche Paarung der Photonen . . . . .	73
5.5.3	Einflüsse der Korrektur der Schauerposition . . . . .	73
5.6	Einflüsse hadronischer Schauer auf Photonenschauer . . . . .	73
5.7	Einflüsse durch die Messung der Spuren . . . . .	76
5.7.1	Magnetische Streufelder . . . . .	76
5.7.2	Bewegung der Driftkammern . . . . .	78
5.7.3	Unsicherheiten durch Zerfall der geladenen Pionen . . . . .	78
5.7.4	Einflüsse durch überlagerte Ereignisse . . . . .	79
5.8	Systematische Unsicherheiten durch den Trigger . . . . .	82
5.8.1	Der geladene Level-1-Trigger . . . . .	82
5.8.2	Der neutrale Level-1-Trigger . . . . .	83
5.8.3	Der Level-2-Trigger . . . . .	83
5.9	Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten . . . . .	84
5.10	Alternative Methoden zur Bestimmung von $u$ . . . . .	85
<b>6</b>	<b>Ergebnis und Diskussion</b>	<b>87</b>
6.1	Ergebnis der Messung . . . . .	87
6.2	Vergleich mit dem offiziellen NA48/2-Ergebnis . . . . .	88
6.3	Alternative Entwicklung des Matrixelementes . . . . .	90
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>91</b>
<b>A</b>	<b>Abbildungen und Tabellen zur Analyse</b>	<b>93</b>
A.1	Impulsgewichtung . . . . .	93
A.2	Vierfachverhältnisse . . . . .	95
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>99</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>103</b>





# Einleitung

Eine erste Evidenz für direkte CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen wurde schon durch das Experiment NA31 entdeckt, heute ist deren Existenz durch die Experimente NA48 und KTeV bestätigt. Es gibt aber immer noch offene Fragen in der theoretischen Beschreibung der CP-Verletzung, daher könnte eine Messung der direkten CP-Verletzung im System der geladenen Kaonen viel zu deren Verständnis beitragen. Außerdem sagen verschiedene Modelle außerhalb des Standardmodells eine erhöhte CP-Verletzung vorher, die sich auch hier zeigen könnte. Deshalb hat es sich die NA48/2-Kollaboration zur Aufgabe gemacht, die CP-verletzende Asymmetrie in den Zerfällen  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  mit einer Genauigkeit von  $10^{-4}$ , und die Asymmetrie in den Zerfällen  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  mit einer Genauigkeit von  $10^{-3}$  zu bestimmen. Die CP-verletzende Asymmetrie wird über das Matrixelement definiert, das üblicherweise als Funktion der Dalitzvariablen entwickelt wird:

$$|M(u,v)|^2 \propto 1 + gu + hu^2 + kv^2 + \dots, \quad (2)$$

mit den Dalitzvariablen  $u = (s_3 - s_0)/m_\pi^2$ ,  $v = (s_1 - s_2)/m_\pi^2$ ,  $s_0 = \frac{1}{3}(s_1 + s_2 + s_3)$ ,  $s_i = (P_K - P_i)^2$ , sowie den Viererimpulsen des Kaons  $P_K$  und der Pionen  $P_i$ . Im Falle von CP-Erhaltung müssen die Parameter  $g$ ,  $h$  und  $k$  identisch für die Zerfälle der Kaonen beider Ladungen sein. Ziel dieser Arbeit ist es, die Asymmetrie der Parameter  $g^+$  (für positive Kaonen) und  $g^-$  (für negative Kaonen)

$$A_g^0 = \frac{g^+ - g^-}{g^+ + g^-}$$

im „neutralen“  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -Kanal zu messen. Ein Wert verschieden von Null würde direkte CP-Verletzung bedeuten.

Das NA48/2-Experiment war dafür ausgelegt, mögliche systematische Unsicherheiten zu begrenzen. Dazu wurden simultane  $K^+$ - und  $K^-$ -Strahlen benutzt, die am gleichen Target erzeugt wurden. Die Strahlen durchliefen teilweise separate Strahlführungen, in denen die Impulse auf 60 GeV/c mit einer Breite von ca. 5 GeV/c begrenzt wurden und wurden schließlich wieder auf wenige Millimeter genau überlagert, um Akzeptanzunterschiede so klein wie möglich zu halten. Unterschiede in der Strahlführung und im Detektor wurden kontrolliert, indem die Strahlführungen jede Woche gewechselt, sowie die Polarisation des Spektrometermagneten regelmäßig

gedreht wurde. Auf diese Weise entstehen Perioden innerhalb der Datennahme, jede Periode ist typischerweise etwa zwei Wochen lang und enthält Daten aller möglichen Kombinationen von Strahlführung, Ladung und Magnetfeld. Durch die verschiedenen Kombinationen lässt sich der Detektor symmetrisieren, wodurch sich systematische Unsicherheiten in erster Ordnung herauskürzen. Durch einen Vergleich von gleichgeladenen Kaonen mit unterschiedlichen Magnetfeldkonfigurationen kann zudem die Größe von möglichen Scheinasymmetrien durch Detektor und Strahlführung abgeschätzt werden.

Insgesamt gibt es drei unabhängige Analysen, die innerhalb der NA48/2-Kollaboration durchgeführt wurden, die vorliegende Arbeit ist eine davon. Systematische Studien wurden in der Regel von mindestens zwei Personen unabhängig voneinander und meist mit unterschiedlichen Methoden durchgeführt. Für die offizielle Analyse der NA48/2-Kollaboration wurden die Ergebnisse der einzelnen Analysen kombiniert. So ist sichergestellt, dass nicht durch Fehler im Programm oder Prinzip eines Einzelnen das Ergebnis der NA48/2-Kollaboration verfälscht werden.

In dieser Arbeit wird die Analyse im Unterschied zum veröffentlichten Ergebnis der NA48/2-Kollaboration mit Hilfe einer Ereignisgewichtung durchgeführt, die die Impulsspektren von positiven und negativen Kaonen angleicht. Die Impulsspektren von positiven und negativen Kaonen sind wegen der verschiedenen Produktionsmechanismen nicht gleich. Dies kann über Akzeptanzeffekte zu einer scheinbaren Asymmetrie von positiven und negativen Kaonen führen.

# Kapitel 1

## Theorie

### 1.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik [Per99] kann bisher alle Effekte der Teilchenphysik mit überzeugender Genauigkeit beschreiben. Im Standardmodell werden die Elementarteilchen in drei Klassen von Grundbausteinen geteilt, den *Quarks*, den *Leptonen* und den Austauscheteilchen der Wechselwirkungen. Es gibt sechs *Quarks* und sechs *Leptonen*, sie werden paarweise in Generationen zusammengefasst (siehe Tabelle 1.1). Stabil sind allerdings nur die Teilchen der 1. Generation, die schwereren Teilchen der anderen Generationen zerfallen in Teilchen der 1. Generation. Aus den Quarks sind die allgemein bekannten Elementarteilchen wie Proton und Neutron aufgebaut, es gibt aber auch eine Reihe instabiler schwerer Teilchen, wie z.B. das  $\Xi^0$ , das eine Kombination eines *up*- und zweier *strange*-Quarks ist.

Elementarteilchen interagieren untereinander über vier fundamentale Wechselwirkungen: die starke Wechselwirkung, die für den Zusammenhalt des Atomkerns und der Quarks in den Nukleonen sorgt, die schwache Wechselwirkung, die z.B. für radioaktive Zerfälle verantwortlich ist, sowie die aus der makroskopischen Welt bekannten elektromagnetischen Wechselwirkung, die z.B. Radiowellen überträgt, und der Gra-

Generation	1	2	3
Quarks	up $u$ down $d$	charm $c$ strange $s$	top $t$ bottom $b$
Leptonen	Elektron $e^-$ $e$ -Neutrino $\nu_e$	Myon $\mu^-$ $\mu$ -Neutrino $\nu_\mu$	Tauon $\tau^-$ $\tau$ -Neutrino $\nu_\tau$

**Tabelle 1.1:** Die Fermionendoublets des Standardmodells.

Wechselwirkung	Boson	Masse	Spin [ $\hbar$ ]	Reichweite
stark	Gluon	0	1	$10^{-15}$ - $10^{-16}$ m
elektromagnetisch	Photon	0	1	$\infty$
schwach	$W^+, W^-$ $Z^0$	80,3 GeV/c <sup>2</sup> 91,2 GeV/c <sup>2</sup>	1	$\ll 10^{-16}$ m
(Gravitation)	(Graviton)	0	2	$\infty$

**Tabelle 1.2:** Die vier fundamentalen Wechselwirkungen.

vation. Alle diese Wechselwirkungen können durch Austausch von Vektorbosonen beschrieben werden (siehe auch Tabelle 1.2). Bisher ist es aber noch nicht gelungen, die Gravitation zufriedenstellend in das Standardmodell zu integrieren.

## 1.2 Erhaltungssätze und Symmetrien

Das Theorem von Emmy Noether, welches Erhaltungssätze mit Symmetrien verknüpft, erklärt die große Rolle, die Symmetrien in der Teilchenphysik spielen. Die makroskopisch bekannten Erhaltungssätze lassen sich mit seiner Hilfe auf kontinuierliche Symmetrien zurückführen. So folgt die Impulserhaltung aus der Invarianz unter Translationen des Koordinatensystems und die Drehimpulserhaltung aus der Invarianz unter Rotationen. In der Teilchenphysik spielen vor allem die drei diskreten Symmetrien<sup>1</sup> C, P und T eine wichtige Rolle:

- C Ladungsumkehr: Jedes Teilchen wird durch sein Antiteilchen ersetzt.
- P Paritätstransformation: Spiegelung des Koordinatensystems an seinem Ursprung.
- T Zeitumkehr: Die Zeit läuft rückwärts ab.

Das sogenannte CPT-Theorem von Lüders und Pauli besagt, dass die Kombination CPT dieser drei diskreten Symmetrien erhalten sein muss. Es basiert auf sehr fundamentalen Annahmen und Grundlagen der Teilchenphysik. Aus ihm folgt unter anderem, dass Eigenschaften wie z.B. Masse, Lebensdauer und Beträge der Ladungen für Teilchen und Antiteilchen gleich sein müssen. Experimentelle Tests haben bisher das CPT-Theorem immer bestätigen können. Die einzelnen Symmetrien sind in der Teilchenphysik aber nicht erhalten, schon 1956 wurde von Lee und Yang postuliert, dass die schwache Wechselwirkung die Parität verletzt. Ein Jahr später konnte die P-Verletzung von Wu et al. experimentell nachgewiesen werden. Bald

---

<sup>1</sup>C steht für „charge conjugation“, P für „parity transformation“ und T für „time reversal“.

darauf wurde auch eine C-Verletzung der schwachen Wechselwirkung gefunden. Es schien jedoch zunächst so, als dass wenigstens die Kombination CP und damit auch T erhalten ist. Erst acht Jahre später fanden Christenson et al. [Chr64] auch eine Verletzung der Kombination von C und P im System der neutralen Kaonen. Diese CP-Verletzung basiert auf der Mischung von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$ , die durch Prozesse zweiter Ordnung der schwachen Wechselwirkung zustande kommt. Sie wird indirekte CP-Verletzung genannt, im Gegensatz zur direkten CP-Verletzung, die nicht durch Mischung entsteht, sondern bei der der Zerfall an sich CP verletzt. Erste Evidenz direkter CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen wurde in der Messung von  $\varepsilon'/\varepsilon$  durch NA31 [Bar93] gefunden, die dann durch genaue Messungen von NA48 [Bat02] und KTeV [Ala03] bestätigt wurden.

### 1.3 CP-Verletzung im Standard-Modell

Im Standardmodell der Teilchenphysik gibt es nur eine Größe, die für CP-Verletzung in schwachen Zerfällen verantwortlich ist: die Phase der CKM-Matrix<sup>2</sup>. Die CKM-Matrix ist eine unitäre Matrix und bildet die Masseneigenzustände  $(d, s, b)$  der down-artigen Quarks auf die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung  $(d', s', b')$  ab:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Die Betragsquadrate der einzelnen Elemente  $|V_{ij}|^2$  der CKM-Matrix stehen für die Übergangswahrscheinlichkeit eines Quarks  $q_i$  in ein Quark  $q_j$  unter Emission eines  $W$ -Bosons (mit  $i = u, c, t$  und  $j = d, s, b$ ). Die Werte der Elemente können im Prinzip alle durch Messungen schwacher Zerfälle oder durch Messung von tief-inelastischer Neutrino-Streuung bestimmt werden. Die Diagonalelemente der Matrix ( $V_{ud}, V_{cs}, V_{tb}$ ) liegen nahe bei eins, das bedeutet Übergänge innerhalb einer Quarkgeneration sind am wahrscheinlichsten, Übergänge zwischen „benachbarten“ Generationen sind unterdrückt ( $V_{cd}, V_{us}, V_{ts}, V_{cb}$ ) und zwischen nicht benachbarten Generationen stark unterdrückt ( $V_{td}, V_{ub}$ ).

Eine allgemeine unitäre  $(n \times n)$ -Matrix hat  $n^2$  Freiheitsgrade, eine unitäre  $(3 \times 3)$ -Matrix kann durch drei reelle Winkel und sechs Phasen eindeutig bestimmt werden. Wegen der Freiheit in der Wahl der Phasen der Masseneigenzustände können weitere fünf Phasen eliminiert werden, es bleiben also drei reelle Winkel und eine Phase. Diese Phase der CKM-Matrix ist verantwortlich für die CP-Verletzung in schwachen Zerfällen von Mesonen. Aus der Unitaritätsbedingung können für je zwei Zeilen oder Spalten Relationen abgeleitet werden, am interessantesten ist hier die Relation

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (1.2)$$

---

<sup>2</sup>Benannt nach Cabibbo, Kobayashi und Maskawa

Sie kann als ein Dreieck in der komplexen Ebene aufgefasst werden und wird „Unitaritätsdreieck“ genannt. Das Unitaritätsdreieck wird gerne benutzt um verschiedene Messungen der Elemente der CKM-Matrix in einer grafischen Darstellung zu vergleichen. Würden verschiedene Messungen das Unitaritätsdreieck unterschiedlich bestimmen, wäre dies ein deutlicher Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells.

Eine nichtverschwindende Fläche des Unitaritätsdreiecks ist gleichbedeutend mit einer von Null verschiedenen Phase und damit der Existenz von CP-Verletzung im Standardmodell. Da nur eine Größe im Standardmodell zur CP-Verletzung beiträgt müssen alle CP-verletzenden Effekte miteinander korreliert sein. Allerdings spielt bei vielen Zerfällen auch die starke Wechselwirkung, z.B. durch Endzustands-Wechselwirkungen eine Rolle. Deshalb ist es für viele Zerfälle schwer, genaue theoretische Berechnungen durchzuführen und mit dem Experiment zu vergleichen. Bei den derzeitigen Genauigkeiten von Experiment und Theorie wäre es im Zerfall  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  nur möglich in einem solchen Vergleich eine deutlich größere CP-Verletzung im Experiment zu finden, dies wäre ein Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells. Den theoretischen Problemen kann mit den sehr seltenen Zerfällen  $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  und  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$  aus dem Weg gegangen werden. Sie sind theoretisch gut berechenbar, leider aber schwer zu messen. Trotzdem sind zwei Experimente in Vorbereitung die diese Zerfälle messen wollen, um damit das Unitaritätsdreieck noch genauer zu bestimmen und möglicherweise neue Physik zu finden [Kir05].

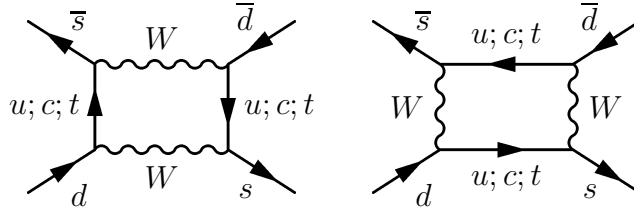
## 1.4 CP-Verletzung im neutralen Kaon-System

Das neutrale Kaon  $K^0$  und Antikaon  $\bar{K}^0$  sind keine Eigenzustände des CP-Operators, mit der üblichen Phasenkonvention  $\text{CP} |K^0\rangle = +|\bar{K}^0\rangle$  lassen sich aber die CP-Eigenzustände  $|K_1\rangle$  und  $|K_2\rangle$  definieren:

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \right) & \text{mit} & \quad \text{CP}|K_1\rangle = +|K_1\rangle \\ |K_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \right) & \text{mit} & \quad \text{CP}|K_2\rangle = -|K_2\rangle. \end{aligned}$$

Da 3-Pionzustände den CP-Eigenwert  $-1$  und 2-Pionzustände den CP-Eigenwert  $+1$  haben (unter der Annahme, dass der Bahndrehimpuls  $l = 0$  ist), zerfällt das  $K_1$  bei CP-Erhaltung nur in zwei Pionen und das  $K_2$  nur in drei Pionen. Wegen des unterschiedlichen Phasenraums bedeutet dies, dass das  $K_2$  etwa 600-mal länger lebt als das  $K_1$ .

Als Christensen et al. jedoch zeigten, dass auch das langlebige Kaon in zwei Pionen zerfällt, wurde klar, dass die beobachteten Kaonzustände nicht die CP-Eigenzustände sind. Deshalb wurde das  $K_L$  (L für englisch *long*, das langlebige Kaon) und  $K_S$



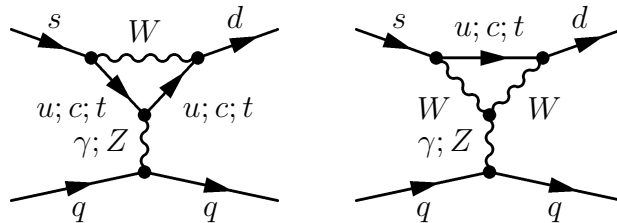
**Abbildung 1.1:** Box-Diagramme des  $\Delta S = 2$  Übergangs  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ .

(S für englisch *short*, das kurzlebige Kaon) als physikalisch beobachtete Zustände eingeführt:

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}} (|K_1\rangle + \varepsilon|K_2\rangle)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}} (\varepsilon|K_1\rangle + |K_2\rangle).$$

Das  $K_L$  besteht zum großen Teil aus dem  $K_2$ -Zustand mit kleinen Beimischungen von  $K_1$ , und umgekehrt besteht das  $K_S$  zum großen Teil aus dem  $K_1$ -Zustand mit kleinen Beimischungen von  $K_2$ . Diese kleinen Beimischungen sind für die so genannte indirekte CP-Verletzung verantwortlich, ihre Größe wird durch den Parameter  $\varepsilon$  beschrieben. Die durch die starke Wechselwirkung erzeugten  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  mischen sich zu den beobachteten  $K_L$  und  $K_S$  Zuständen durch  $\Delta S = 2$  Übergänge der schwachen Wechselwirkung, die zugehörigen Feynmann-Diagramme sind in Abbildung 1.1 dargestellt.



**Abbildung 1.2:** Elektroschwache Pinguin-Diagramme.

Neben der indirekten CP-Verletzung durch Mischung gibt es auch die direkte CP-Verletzung; im Gegensatz zur indirekten CP-Verletzung ist hier der Zerfall an sich CP-verletzend. Die direkte CP-Verletzung entsteht durch die Interferenz so genannter Pinguin-Diagramme, den elektroschwachen Pinguin-Diagrammen (Abb. 1.2) und des QCD<sup>3</sup>-Pinguin-Diagramms (Abb. 1.3). Durch Interferenz dieser beiden Amplituden ist es möglich, dass sich aus den CP-erhaltenen, starken Phasen und den CP-

<sup>3</sup>Quanten Chromodynamics, Theorie der starken Wechselwirkung

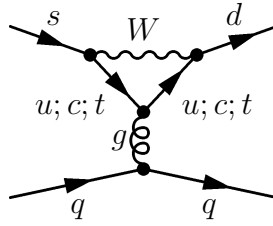


Abbildung 1.3: QCD-Pinguin Diagramm

verletzenden, schwachen Phasen der beiden Amplituden ein CP-verletzender Term im Matrixelement bildet.

Die Größe der direkten CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen wird durch den Parameter  $\varepsilon'$  beschrieben, er ist wie folgt definiert:

$$\varepsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Im} \left( \frac{A_2}{A_0} \right) e^{i\Phi}$$

mit  $\Phi = \frac{\pi}{2} + \delta_2 - \delta_0$  und den Übergangs-Amplituden  $A_0$  und  $A_2$  zu den zwei Pionen Zuständen mit Isospin  $I=0$  und  $I=2$ , sowie die starken Phasen  $\delta_0$  und  $\delta_2$ . Die starken Phasen  $\delta_0$  und  $\delta_2$  können experimentell z.B. über  $\pi\pi$ -Streuung bestimmt werden.

NA48 und KTeV bestimmten den Realteil von  $\varepsilon'/\varepsilon$  über das Doppelverhältnis

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx 1 - 6\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon). \quad (1.3)$$

Derzeit liegt der Weltmittelwert für  $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$  [PDG06] bei

$$\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (1,67 \pm 0,23) \cdot 10^{-3}. \quad (1.4)$$

## 1.5 CP-Verletzung im System der geladenen Kaonen

In dieser Arbeit wird die Größe der CP-Verletzung im System der geladenen Kaonen gemessen. Wegen der Ladungserhaltung kann hier nur direkte CP-Verletzung auftreten, diese kann sich jedoch auf unterschiedliche Weise zeigen: zum einen durch unterschiedliche partielle Zerfallsbreiten von  $K^+$  und  $K^-$

$$\Gamma(K^+ \rightarrow 3\pi) \neq \Gamma(K^- \rightarrow 3\pi), \quad (1.5)$$

und zum anderen in einer Asymmetrie im Matrixelement der Zerfälle

$$M(K^+ \rightarrow 3\pi) \neq M(K^- \rightarrow 3\pi). \quad (1.6)$$



Da die Asymmetrie in dem Matrixelement von theoretischen Physikern größer vorhergesagt wird und zudem experimentell einfacher zu bestimmen ist, wird in dieser Arbeit die Asymmetrie im Matrixelement gemessen. Eine Asymmetrie in den Matrixelementen würden bedeuten, dass positive Kaonen und negative Kaonen nicht auf die gleiche Art und Weise in drei Pionen zerfallen. Die direkte CP-Verletzung im Zerfall der geladenen Kaonen entsteht über Interferenz der gleichen Pinguin-Diagramme (Abb. 1.2 und 1.3) wie die der neutralen Kaonen, allerdings sind die Einflüsse der einzelnen Diagramme unterschiedlich stark.

Üblicherweise wird das Matrixelement als Funktion der Dalitzvariablen entwickelt:

$$|M(u,v)|^2 \propto 1 + gu + hu^2 + kv^2 \quad (1.7)$$

dabei wird die folgende Definition für die Dalitzvariablen verwendet:  $u = (s_3 - s_0)/m_{\pi^+}^2$ ,  $v = (s_2 - s_1)/m_{\pi^+}^2$  mit  $s_i = (P_K - P_{\pi_i})^2$ ,  $i = 1,2,3$  und  $s_0 = \frac{1}{3}(s_1 + s_2 + s_3)$ . Wegen der Symmetrie der gleich geladenen Pionen gibt es keinen linearen Term in  $v$ . In dieser Arbeit werden außerdem die quadratischen Terme in  $v$  vernachlässigt. Ziel der Arbeit ist es, den Parameter  $A_g$  zu messen, der den Unterschied des linearen Terms der Matrixelemente von  $K^+$  und  $K^-$  beschreibt:

$$A_g = \frac{g^+ - g^-}{g^+ + g^-} \approx \frac{\Delta g}{2g} \quad (1.8)$$

$g^+$  bzw.  $g^-$  stehen hier für den Parameter  $g$  im  $K^+$ - bzw  $K^-$ -Zerfall und es gilt  $\Delta g = g^+ - g^-$ . Ein Wert für  $A_g$  ungleich Null bedeutet CP-Verletzung.  $A_g$  kann sowohl für den „geladenen“ Zerfallskanal  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  als auch für den „neutralen“ Zerfallskanal  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  gemessen werden. Um die Parameter der beiden Kanäle unterscheiden zu können, werden üblicherweise die Indizes C (für englisch *charged*) oder  $\tau$  für den „geladenen“ Kanal und N (für englisch *neutral*) oder  $\tau'$  für den „neutralen“ Kanal benutzt. Werden in dieser Arbeit die Indizes weggelassen, dann sind die Parameter für den in dieser Arbeit behandelten „neutralen“ Kanal gemeint.

Gemessen wird  $\Delta g$  indem das Verhältnis der  $u$ -Verteilungen für  $K^+$  und  $K^-$  gebildet wird und die Funktion

$$R = N \frac{U(K^+)}{U(K^-)} \approx N \frac{1 + g^+ u + h u^2}{1 + g^- u + h u^2} = N \left( 1 + \frac{\Delta g u}{1 + g^- u + h u^2} \right) \quad (1.9)$$

an die Daten angepasst wird. In dieser Formel wird angenommen, dass  $h^+ = h^- = h$  gilt.  $N$  ist ein freier Parameter der dem Verhältnis von  $K^+$ - zu  $K^-$ -Zerfällen entspricht. Für  $g^-$  und  $h$  werden die Weltmittelwerte für den Zerfall  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  benutzt.  $g^-$  ist im Rahmen der Fehler  $g^- = g = 0,626 \pm 0,007$  und  $h = 0,052 \pm 0,008$  [PDG06].

## 1.6 Theoretische Vorhersagen

Im Vergleich zu der direkten CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen sollte die CP-Verletzung im System der geladenen Kaonen über die  $\Delta I = \frac{1}{2}$  Regel verstärkt werden: Im Fall  $K^\pm \rightarrow 3\pi$  existieren zwei unabhängige  $\Delta I = \frac{1}{2}$  Amplituden, die über Interferenz CP-Verletzung erzeugen, während im neutralen System die nicht verstärkte  $\Delta I = \frac{3}{2}$  Amplitude mit der  $\Delta I = \frac{1}{2}$  Amplitude interferiert. Deshalb kann auf eine etwa 22-fach verstärkte direkte CP-Verletzung im geladenen System gegenüber dem neutralen System gehofft werden. Allerdings sind die größten Vorhersagen trotzdem im Bereich von einigen  $10^{-4}$ .

Verschiedene Gruppen haben Vorhersagen für die Größe der CP-verletzenden Asymmetrie im geladenen und neutralen Zerfall gemacht:

- G. D'Ambrosio et al. [Amb91] haben mit Hilfe der chiralen Störungstheorie bis zur Ordnung  $p^4$  die Größe der CP-Verletzung berechnet. Es wird ein Wert für  $|\Delta g_C| \leq 4,5 \cdot 10^{-5}$  angegeben.
- G. Isidori et al. [Isi92] benutzen B-Faktoren aus der Gitter-QCD um die Matrix-Elemente der chiralen Operatoren zu berechnen. Die B-Faktoren beschreiben die Unterschiede der in den Kaonen gebundenen Quarks zu freien Quarks bei den  $\Delta S = 2$  Übergängen. Es werden Werte für die CP-verletzende Asymmetrie im Bereich von  $-0,70 \cdot 10^{-6}$  bis  $-1,60 \cdot 10^{-6}$  für  $\Delta g_C$  bei verschiedenen Werten für die Parameter angegeben.
- A. A. Belkov et al. [Bel03] vergleichen Berechnungen der Amplituden für  $K \rightarrow 2\pi$  in der Ordnung  $O(p^6)$  unter Einbeziehung der Werte für  $\varepsilon'/\varepsilon$  mit Ergebnissen von Experimenten um die B-Faktoren zu bestimmen. Mit deren Hilfe wird dann eine Vorhersage für die CP-verletzende Asymmetrie im Dalitz-Plot gemacht:  $1,6 \cdot 10^{-4} < \Delta g_C < 4,2 \cdot 10^{-4}$  und  $0,9 \cdot 10^{-4} < \Delta g_N < 2,2 \cdot 10^{-4}$  mit einer Konfidenz von 68%.
- G. Fäldt und E. Shabalin [Fae05] stellen fest, dass  $\Delta g_N$  im wesentlichen proportional zu den gleichen Termen wie  $\varepsilon'$  ist und berechnen aus der Messung von  $\varepsilon'/\varepsilon$  die Asymmetrie  $\Delta g_N$  zu  $\Delta g_N = (0,18 \pm 0,03) \cdot 10^{-5}$ .
- G. D'Ambrosio et al. [Amb00] haben die CP-verletzende Asymmetrie unter Berücksichtigung einer großen Klasse von möglichen supersymmetrischen Erweiterungen des Standard Modells untersucht. Dazu wurden einschränkende Bedingungen von  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon'/\varepsilon$  und  $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  benutzt. Die Größenordnung der Asymmetrie wird mit  $10^{-5}$  angegeben, möglich sind bei bestimmten Parameterbereich auch Asymmetrien in dem Bereich bis  $10^{-4}$ .

Vorhersagen von  $\Delta g_C$  und  $\Delta g_N$  sind in der gleichen Größenordnung, sie sind jedoch wahrscheinlich nicht gleich groß. Die Ergebnisse der Berechnungen von Belkov et al. für  $\Delta g_C$  sind im Widerspruch zu den Vorhersagen von G. Isidori et al.

## 1.7 Bisherige Messungen

Mehrere Experimente haben bereits eine Messung zur Bestimmung der CP-Verletzung im System der geladenen Kaonen durchgeführt. Bereits 1973 haben K.M. Smith et al. nach CP-verletzenden Effekten in dem Zerfall  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  gesucht [Smi75]. Benutzt wurde damals ein unseparierter 5 GeV/c Strahl, in dem K-Mesonen durch einen differentiellen Cherenkov Zähler identifiziert und der Impuls der Kaonen durch Hodoskope bestimmt wurde. Das geladene Pion wurde in zwei Funkenkammern registriert, die rekonstruierte Spur des Pions wurde dann mit der Spur des einfliegenden Kaons kombiniert um den Zerfallsvertex zu bestimmen. Die Photonen wurden in einer 2 cm dicken Blei-Platte konvertiert und die Elektronen in dem dahinterliegenden Hodoskop detektiert. Mit ca. 100000 Ereignissen wurde die Asymmetrie  $\Delta g$  zu  $\Delta g = (0,19 \pm 1,25) \cdot 10^{-2}$  bestimmt.

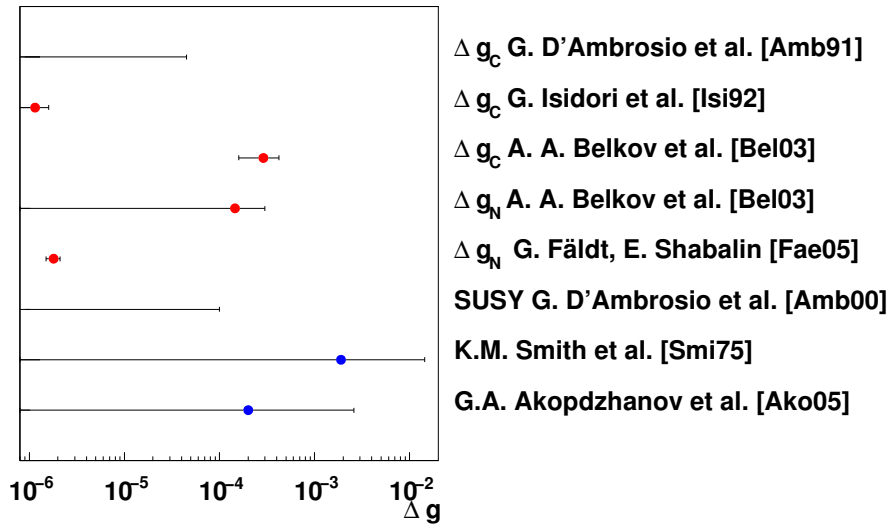
Das bisher genaueste Experiment wurde von G. A. Akopdzhanov et al. an dem IHEP-Beschleuniger in Protvino mit 35 GeV/c Kaonen durchgeführt. Es benutzte einen nicht separierten Hadronenstrahl produziert durch 70 GeV/c Protonen, die auf ein *Target*<sup>4</sup> aus Aluminium trafen. Die Kaonen wurden durch differentielle Gas-Cherenkov Zähler identifiziert. Das geladene Pion im Zerfall wurde durch drei Hodoskope detektiert, während die Photonen aus den beiden neutralen Pionen in einem elektromagnetischen Blei-Szintillator-Kalorimeter gemessen wurden. Mit ca.  $6,1 \cdot 10^5$  Ereignissen wurde  $\Delta g$  zu  $\Delta g = 0,0002 \pm 0,0024(stat.) \pm 0,0007(syst.)$  unter der Annahme  $\Delta h = \Delta k = 0$  bestimmt [Ako05]. Abbildung 1.4 zeigt einen Vergleich der theoretischen Vorhersagen mit den bisherigen Messungen von  $\Delta g$ .

## 1.8 Der Cusp-Effekt

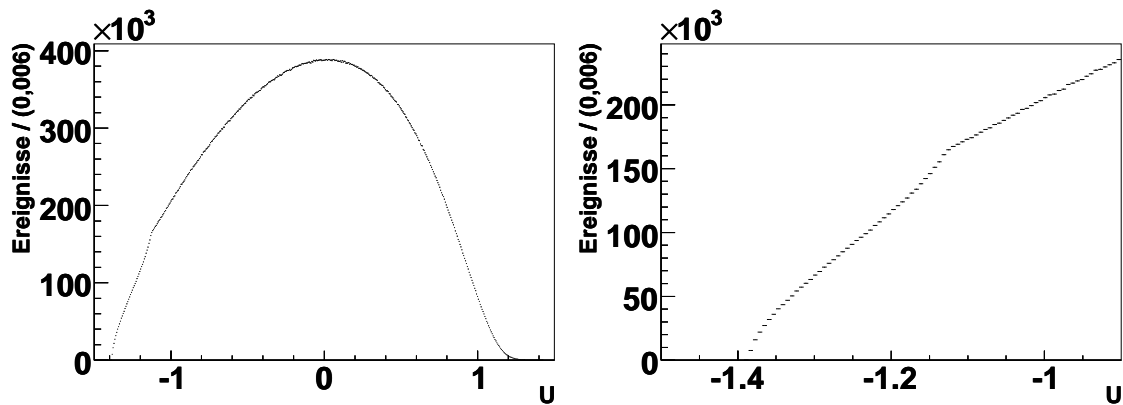
Erst vor kurzem wurde von NA48/2 entdeckt, dass die Entwicklung des Matrixelements (1.7) des Zerfalls  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  als Funktion der Dalitzvariablen nicht so genau ist wie geglaubt. Bei der Suche nach Hinweisen auf das Ponium-Atom in den NA48/2-Daten wurde eine Struktur im Matrixelement einer Größenordnung von 10% entdeckt. Gefunden wurde die Struktur in der Verteilung der invarianten  $\pi^0 \pi^0$ -Masse  $m_{\pi^0 \pi^0}^2$ , bei dem Wert  $m_{\pi^0 \pi^0}^2 = 4m_{\pi^+}^2 \approx 0,0779(GeV/c^2)^2$  mit dem PDG-Wert der Masse des geladenen Pions  $m_{\pi^+}$ . Da die Dalitzvariable  $u$  proportional zu der invarianten  $\pi^0 \pi^0$ -Masse ist (siehe Formel (3.6)), ist die gleiche Struktur auch in der  $u$ -Verteilung und zwar an der Stelle  $u \approx 1,11$  (Abb. 1.5) zu sehen.

Diese Struktur entsteht durch einen Beitrag des Zerfalls  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  zu dem Zerfall  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  durch eine Ladungsaustauschreaktion von  $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^0$  (Abb. 1.6). Theoretisch beschrieben wurde die Struktur durch N. Cabibbo [Cab04],

<sup>4</sup>engl. für Ziel, in der Hochenergiephysik übliche Bezeichnung für das vom Strahl zur Teilchenerzeugung beschossene Material



**Abbildung 1.4:** Vergleich theoretischer Vorhersagen mit bisherigen Messungen von  $\Delta g$ . Die oberen drei Werte sind die Vorhersagen für  $\Delta g_C$  des Zerfall  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ , für G. Isidori et al. [Isi92] wurde wegen der logarithmischen Darstellung der Absolutwert der Vorhersage benutzt. Dann folgen zwei Vorhersagen für  $\Delta g_N$  des Zerfalls  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  und die Vorhersage der möglichen Größenordnung der Asymmetrien im Rahmen von SUSY. Die unteren beiden Werte sind die bisher gemessenen Asymmetrien  $\Delta g_N$ .



**Abbildung 1.5:** Die Struktur durch den Cusp-Effekt in der  $u$ -Verteilung bei  $u \approx -1,11$  (Daten). Das rechte Bild zeigt eine Vergrößerung des relevanten Ausschnitts.

in dem das Matrixelement von  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  einen zusätzlichen Term bekommt:

$$M(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0) = M_0 + M_1, \quad (1.10)$$

$M_0$  entspricht im wesentlichen der traditionellen Parametrisierung (Gl. 1.7) für  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ , und  $M_1$  ist der Beitrag von dem Diagramm (1.6) durch  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ . Er kann mit Hilfe des Wertes des Matrixelements  $M_{+,thr}$  von  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  an der Schwelle und den S-Wellen Pionstretulängen  $a_0$  und  $a_2$  beschrieben werden:

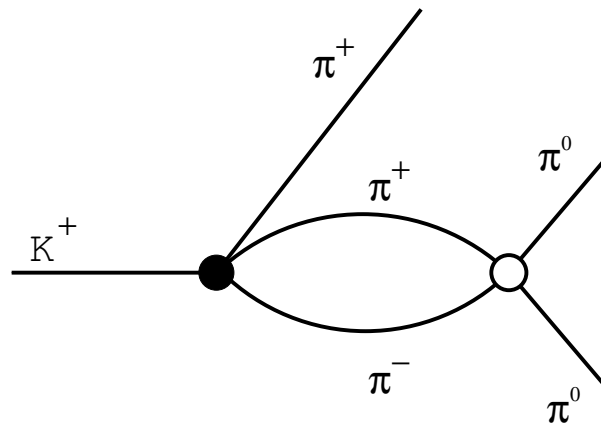
$$M_1 = \begin{cases} i\frac{2}{3}(a_0 - a_2)m_{\pi^+}M_{+,thr}\sqrt{\frac{m_{\pi^0\pi^0}^2 - 4m_{\pi^+}^2}{m_{\pi^0\pi^0}^2}} & \text{falls } m_{\pi^0\pi^0}^2 > 4m_{\pi^+}^2 \\ -\frac{2}{3}(a_0 - a_2)m_{\pi^+}M_{+,thr}\sqrt{\frac{m_{\pi^0\pi^0}^2 - 4m_{\pi^+}^2}{m_{\pi^0\pi^0}^2}} & \text{falls } m_{\pi^0\pi^0}^2 < 4m_{\pi^+}^2 \end{cases}. \quad (1.11)$$

Durch den Übergang von  $M_1$  von reell zu imaginär an der  $\pi^+\pi^-$ -Schwelle ändert sich ebenso das Quadrat des gesamten Matrixelements

$$|M|^2 = \begin{cases} M_0^2 + M_1^2 + 2M_0M_1 & \text{falls } m_{\pi^0\pi^0}^2 > 4m_{\pi^+}^2 \\ M_0^2 + (iM_1)^2 & \text{falls } m_{\pi^0\pi^0}^2 < 4m_{\pi^+}^2 \end{cases} \quad (1.12)$$

und damit die Zerfallsrate. Die Folge der destruktiven Interferenz für  $m_{\pi^0\pi^0}^2 < 4m_{\pi^+}^2$  ist die Zacke in der  $u$ -Verteilung und das offensichtliche Fehlen von Ereignissen. Da der Interferenzterm proportional zu  $(a_0 - a_2)m_{\pi^+}$  ist, lässt sich mit den NA48-Daten eine sehr gute Messung der Pionstretulängen durchführen [Bat06].

Da dieser Effekt für beide Ladungen gleichermaßen auftritt, sollte er keinen Einfluss auf die Messung von  $\Delta g$  haben. Allerdings stellt sich das Problem, dass die Entwicklung des Matrixelements in Frage gestellt wird und damit die Definition von  $\Delta g$ . In dieser Arbeit wurde jedoch weiterhin die traditionelle Entwicklung benutzt, lediglich im Abschnitt 6.3 wurde die Analyse auch mit einer alternativen Entwicklung des Matrixelements durchgeführt. Diese Parametrisierung wurde durch die Entdeckung des Cusp-Effekts motiviert und erlaubt eine einfachere Berücksichtigung des Effekts.



**Abbildung 1.6:** Der Beitrag von  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  zu  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  durch  $\pi\pi$ -Streuung.

# Kapitel 2

## Das NA48/2-Experiment

Das NA48/2-Experiment ist ein „Fixed-Target-Experiment“<sup>1</sup> und befindet sich in der „North Area“ des CERN am Super Proton Synchrotron (SPS). NA48/2 ist ein direktes Nachfolgeexperiment zu NA48, das die direkte CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen mit hoher Präzision gemessen hat. Für die Messung von  $\epsilon'/\epsilon$  wurden simultane  $K_L$ - und  $K_S$ -Strahlen benutzt, um die systematischen Unsicherheiten so klein wie möglich zu halten. Nachdem die Datennahme für die Messung der direkten CP-Verletzung im Jahr 2001 abgeschlossen war, wurde der  $K_L$ -Strahl demontiert und mit dem Nachfolgeexperiment NA48/1 im Jahr 2002 Daten zur Messung von seltenen Kaonen- und Hyperonen-Zerfälle aufgezeichnet. Danach wurde die Strahlführung umgebaut um die direkte CP-Verletzung im System der geladenen Kaonen zu suchen, sowie um seltene Zerfälle geladener Kaonen zu messen. Dabei wurden simultane  $K^+$ - und  $K^-$ -Strahlen benutzt, ebenfalls um die systematischen Unsicherheiten so klein wie möglich zu halten. Im folgenden wird das NA48/2-Experiment beschrieben wie es zur Datennahme der geladenen Kaonen benutzt wurde.

### 2.1 Das Super-Proton-Synchrotron (SPS)

Das Super-Proton-Synchrotron (SPS) ist ein ringförmiger Beschleuniger mit einem Umfang von 6,9 km. Das SPS ist ein sehr vielseitiger Beschleuniger der auch Ionen beschleunigen kann und in Zukunft als Vorbeschleuniger für den Large Hadron Collider (LHC) dienen soll. Während der NA48/2 Datennahmen erhielt es vorbebeschleunigte Protonen vom Proton Synchrotron (PS) und beschleunigt diese auf eine Energie von 400 GeV. Nachdem die einzelnen Protonenpakete zu einem kontinuierlichen Strahl geglättet wurden, werden die Protonen in einem so genannten *Burst* von etwa 4,8 s an die Experimente geleitet. Ein kompletter Zyklus, vom Füllen des

---

<sup>1</sup>englisch für Experimente festem Target, d.h. ein hochenergetischer Teilchenstrahl trifft auf ein feststehendes Material.

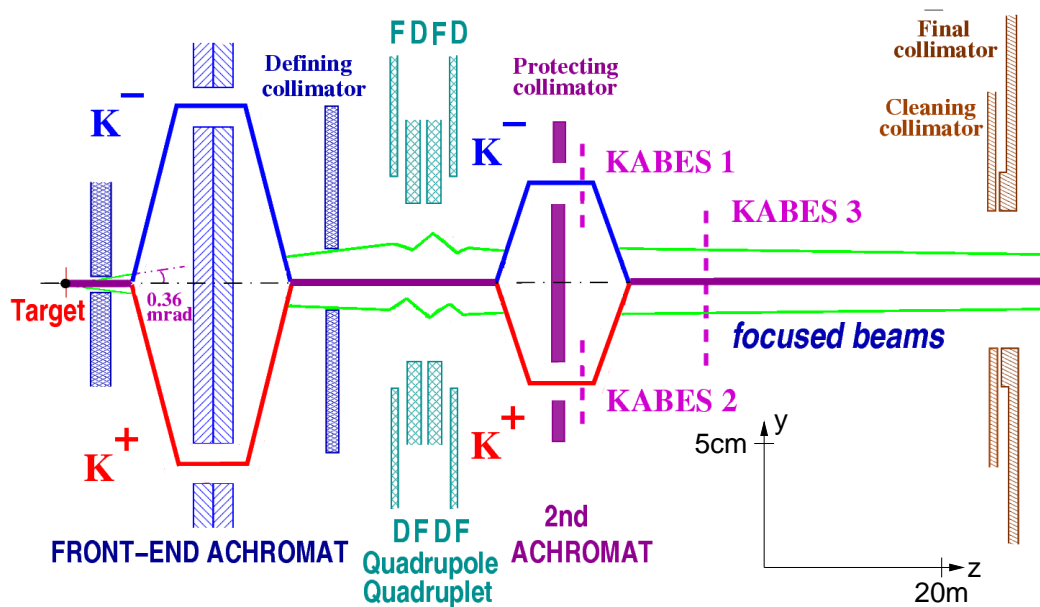


Abbildung 2.1: Die Strahlführung bei NA48/2 [Mai06].

SPS bis zum Deponieren der überzähligen Protonen im Strahl-Stopp dauert etwa 17 s.

## 2.2 Die Strahlführung

NA48/2 erhielt während den Datennahmen 2003 und 2004 Protonen mit einem Impuls von  $400 \text{ GeV}/c$  vom SPS, die auf ein Beryllium-Target gelenkt werden. Hier entstanden über die starke Wechselwirkung unter anderem geladene Kaonen und Pionen. Durch einen ersten Kollimator wurde der so produzierte Teilchenstrahl auf einen Öffnungswinkel von  $0,36 \text{ mrad}$  beschränkt und durch einen Achromaten geleitet, der den Impuls der geladenen Kaonen auf den Bereich von  $55 \text{ GeV}/c$  bis  $65 \text{ GeV}/c$  begrenzte (siehe Abb. 2.1). Danach wurde der Strahl durch einen definierenden Kollimator und fokussierende Quadrupol-Magneten geschickt, bevor er wieder durch ein Achromat in einen positiven und negativen Strahl aufgeteilt wurde. In diesem Achromat befinden sich, geschützt von einem Kollimator, die ersten beiden Stationen des KABES-Detektors<sup>2</sup>. Nachdem der positive und der negative Strahl durch Magneten wieder überlagert worden sind, durchquerten sie die dritte KABES-Station. KABES diente dazu, den Impuls der geladenen Kaonen zu bestimmen. Da KABES in dieser Analyse keinen nennenswerten Vorteil bringt und nicht benutzt wird, wird hier auf eine genauere Beschreibung verzichtet. Nach der dritten KABES-Station folgt noch ein letzter Kollimator vor der Zerfallsregion. In der Zer-

<sup>2</sup>engl: Kaon Beam Spectrometer, für Kaon-Strahl Spektrometer



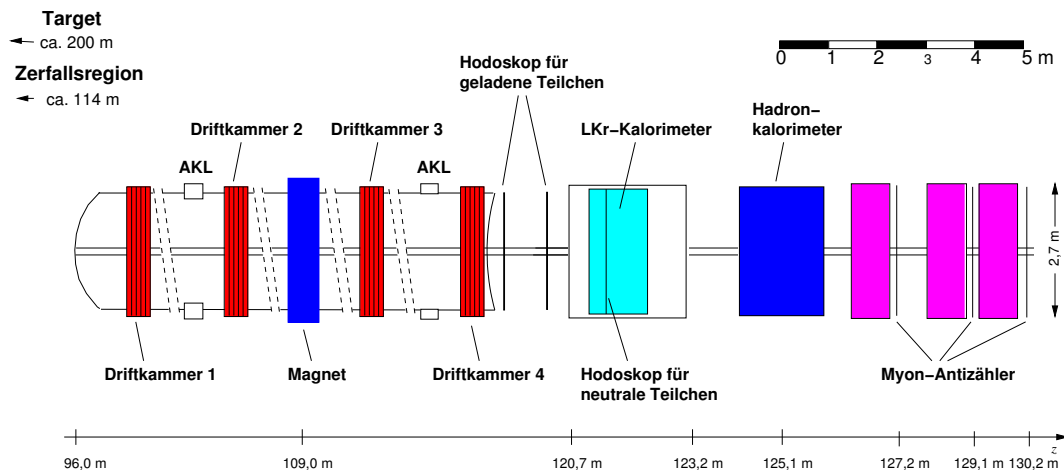


Abbildung 2.2: Der NA48/2 Detektor [Mai06].

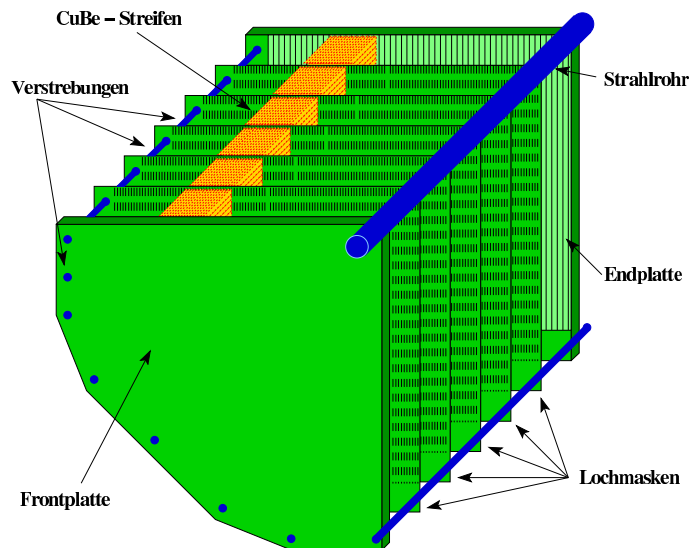
fallsregion sind die beiden Strahlen auf wenige Millimeter genau überlagert und auf die erste Driftkammer fokussiert.

## 2.3 Die Zerfallsregion und der Detektor

Nach dem letzten Kollimator traten die Kaonen in die Zerfallsregion ein, sie bestand aus einem 90 m langen evakuierten Tank mit einem Durchmesser von 2,7 m. Bei einem mittlerem Impuls von  $60 \text{ GeV}/c$  und einer Lebensdauer von  $1,24 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  zerfielen nur ungefähr 20% der Kaonen in der Zerfallsregion. Alle Teilchen des Strahls, die nicht zerfallen sind, wurden in einer Strahlröhre aus Aluminium mit 15 cm Durchmesser durch den Detektor geführt, um den Detektor nicht mit einer unnötig hohen Signalrate zu belasten. Zerfallsprodukte haben in der Regel einen ausreichenden Transversalimpuls, um den Detektor außerhalb der Strahlröhre zu treffen. Ein Helium Tank, in dem sich das Magnetspektrometer befindet, ist durch ein Kevlar-Fenster von der Zerfallsregion getrennt. Die wesentlichen Bestandteile des NA48/2-Detektors waren das Magnetspektrometer, das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter sowie das Hodoskop für geladene Teilchen und das Hodoskop für neutrale Teilchen. In den folgenden Abschnitten wird nun detailliert auf die einzelnen Detektorteile eingegangen.

### 2.3.1 Das Magnetspektrometer

Mit dem Magnetspektrometer wurden die Spuren und Impulse geladener Teilchen gemessen. Das Magnetspektrometer von NA48/2 bestand aus vier Driftkammern und einem Dipolmagneten. Zwei Driftkammern befanden sich vor dem Magneten



**Abbildung 2.3:** Schnitt durch das Flüssig-Krypton-Kalorimeter [Mai06].

und zwei hinter dem Magneten, wobei die erste Driftkammer hinter dem Magneten nicht vollständig ausgelesen wurde.

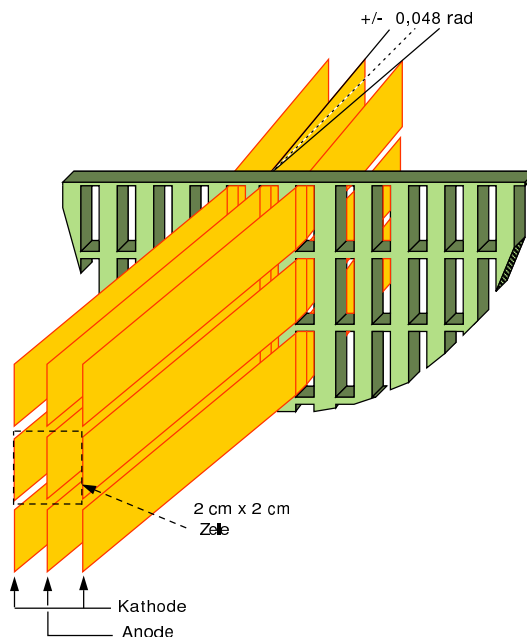
Jede Driftkammer bestand aus acht Ebenen; jeweils die Drähte von zwei Ebenen waren in die gleiche Richtung, um einen halben Zentimeter versetzt, gespannt. Die entstehenden vier Gruppen von Ebenen waren untereinander um jeweils  $45^\circ$  gedreht, so dass zwei rechtwinklige Koordinatensysteme entstanden. Dieser Aufbau diente dazu, mehrere Spuren besser unterscheiden zu können und sollte eine maximale Effizienz und Ortsauflösung gewährleisten.

Jede Ebene bestand aus 256 Signaldrähten, die aus  $20\ \mu\text{m}$  dickem mit Gold beschichtetem Wolfram bestanden. Jeder Signaldraht war von vier Potentialdrähten umgeben, die für ein geeignetes Driftfeld sorgten. Zusätzlich befanden sich zwischen den Ebenen  $22\ \mu\text{m}$  dicke Mylarfolien, die als Kathodenebenen dienten. Als Kammergas wurde ein Gasgemisch aus Argon (49,7%), Ethan (49,7%) und Wasserdampf (0,6%) verwendet [Bed95].

Die 2048 Kanäle jeder Driftkammer wurden von einem speziell hierfür entwickeltem Auslesesystem, basierend auf Zeit-Digital-Konverter-Chips (TDC-Chips), ausgelesen. Von einer Master-Karte wurden die Daten für  $200\ \mu\text{s}$  in einem Ringpuffer gespeichert, um für eine Auslese nach einer Triggerentscheidung bereitzustehen.

### 2.3.2 Das elektromagnetische Kalorimeter

Zur Messung der Energien von Photonen und Elektronen wurde ein Kalorimeter mit flüssigem Krypton als aktives Medium benutzt, daher auch der Name LKr : *Liquid Krypton Calorimeter*. Flüssiges Krypton eignet sich besonders, da es eine

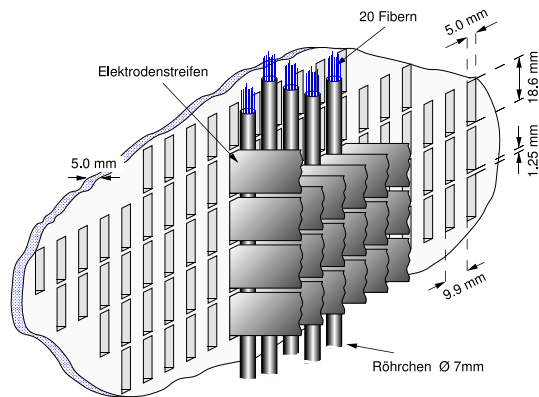


**Abbildung 2.4:** Die Zellenstruktur des LKr [Mai06].

relativ kleinen Strahlungslänge von  $X_0 = 4,76$  cm hat. Die Strahlungslänge  $X_0$  ist die Länge, nach der die Energie eines Elektrons oder Photons auf  $1/e$  gesunken ist. Da bei zu kurzen Kalorimetern Energie hinten aus dem Detektor austreten kann, ist die aktive Länge des Kalorimeters ein wichtiger Faktor für die Energieauflösung. Das LKr von NA48 war 127 cm lang, das entspricht etwa 27 Strahlungslängen von flüssigem Krypton. Nach dieser Distanz ist die Energie der Elektronen und Photonen vernachlässigbar klein.

Ein weiterer Vorteil von flüssigem Krypton ist sein kleiner Molière-Radius  $R_M = 4,7$  cm. In einem Zylinder mit einem Radius, der dem Molière-Radius entspricht, deponiert ein elektromagnetischer Schauer im Durchschnitt 90% seiner Energie. Der kleine Molière-Radius von flüssigem Krypton ermöglichte zusammen mit der transversalen Segmentierung des Kalorimeters in  $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$  große Auslesezellen eine sehr gute Ortsauflösung und Separation der Photonen. Die Auslesezellen wurden durch 1,8 cm breite Kupfer-Beryllium-Streifen begrenzt, die abwechselnd Kathode bzw. Anode darstellten. Diese Streifen verliefen in einer leichten Zickzackform in Strahlrichtung. Die Zickzackform wurde durch Streifenmasken bestimmt, die alle 21 cm die Kupfer-Beryllium-Streifen um  $\pm 48$  mrad ablenkten (Abb. 2.4). Diese Anordnung verringerte die Abhängigkeit der Energieauflösung von dem Auftreffpunkt innerhalb einer Zelle. Zusätzlich wurden die Zellen nicht genau parallel, sondern auf den wahrscheinlichsten Zerfallspunkt von  $K_S^0$ -Kaonen gerichtet. Dies sollte gewährleisten, dass die Photonen möglichst genau in Richtung der Segmentierung auftreffen und so ihre Energie auf nur wenige Zellen verteilen.

Insgesamt hatte das LKr etwa 13.000 Zellen, die einzeln über Vorverstärker mit Hilfe



**Abbildung 2.5:** Das neutrale Hodoskop integriert im LKr [Mai06].

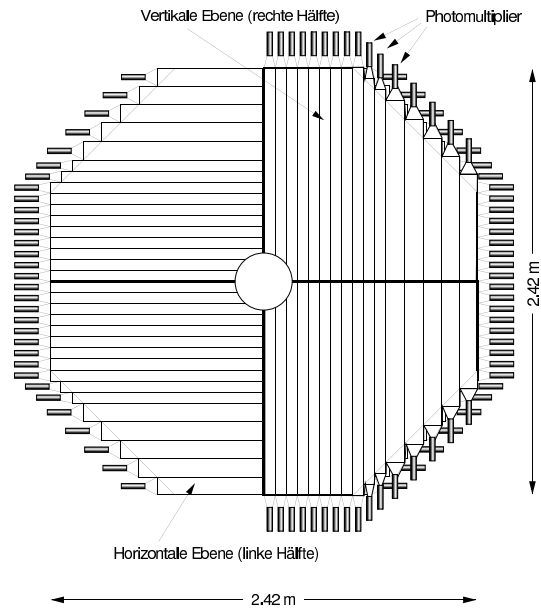
je eines mit 40 MHz getakteten Flash-ADCs<sup>3</sup> ausgelesen wurden. Die Flash-ADCs hatten eine Auflösung von 10 Bit, die durch umschaltbare vierstufige Vorverstärker um weitere 2 Bits erweitert wurde. Die digitalisierten Daten wurden in einem ebenfalls 200  $\mu$ s tiefen Ringpuffer gespeichert, um nach einer Triggerentscheidung zum Auslesen bereit zu stehen.

Die Auslese des Ringpuffers geschah über den sogenannten *Data Concentrator*, der durch eine intelligente Nullunterdrückung das Datenvolumen erheblich reduzieren konnte. Um die Datenrate auf das Doppelte erhöhen zu können, wurde seit der Datennahme 2002 das *Super-Event* benutzt. Die Idee dahinter ist einfach: die Schwachstelle in der Auslese des LKr war der *Data Concentrator*, er konnte keine höhere Datenrate verkraften. Um die Zahl der Ereignisse pro Zeiteinheit trotzdem erhöhen zu können, wurden jeweils zwei Ereignisse zusammengefasst. Dies ist möglich, da pro Ereignis jeweils 16 Zeitintervalle zur Verfügung stehen, aber immer nur 10 Zeitintervalle pro Ereignis benutzt wurden. Wird die Zahl der Zeitintervalle auf 8 reduziert, passen zwei Ereignisse in den eigentlich für ein Ereignis vorgesehenen Raum. Der *Data Concentrator* bearbeitet also in einem *Super-Event* zwei Ereignisse parallel, und damit wird die Datenrate verdoppelt. In der PC-Farm (siehe Abschnitt 2.5.1) wurden die *Super-Events* mit einer zusätzlichen Nullunterdrückung wieder in zwei normale Ereignisse aufgeteilt. Der Verlust in der Genauigkeit durch die 2 Zeitintervalle weniger pro Ereignis liegt im Promillebereich und ist für die vorliegende Analyse vernachlässigbar klein [Arc02].

### 2.3.3 Die Hodoskope

Im LKr befand sich das Hodoskop für neutrale Teilchen (Abb. 2.5), es wurde zur Zeitmessung von neutralen Ereignissen benutzt. Das Hodoskop für neutrale Teilchen

<sup>3</sup>engl: Analog Digital Converter, Analog-Digital-Wandler, verwandelt einen analogen Wert in einen digitalen Wert um.



**Abbildung 2.6:** Das Hodoskop für geladene Teilchen [Mai06].

bestand aus Bündeln von szintillierenden Fibern, die auf der zweiten Streifenmaske des LKr nach etwa 10 Strahlungslängen (etwa am Schauermaximum) befestigt waren. Insgesamt bestand das Hodoskop für neutrale Teilchen aus 504 Bündeln, die über 32 Photomultiplier ausgelesen wurden.

Das Hodoskop für geladene Teilchen (Abb. 2.6) befand sich zwischen der letzten Driftkammer und dem LKr. Mit ihm konnten die Durchflugzeiten von geladenen Teilchen auf 300 ps genau bestimmt werden. Das Hodoskop bestand aus einer vertikal und einer horizontal ausgerichteten Ebene von je 64 Plastikszintillatorstreifen. Die Breite der Streifen war mit 6,5 cm in der Nähe des Strahlrohres wegen der höheren Rate geringer als am Rande des Detektors (9,9 cm), während alle Szintillatoren die gleiche Dicke von 2 cm hatten. Um am LKr zurückgestreute Teilchen identifizieren zu können, betrug der Abstand zwischen den Ebenen 80 cm.

Die Hodoskope dienten in erster Linie dazu, eine schnelle Triggerentscheidung treffen zu können, lieferten aber auch eine genaue Zeitmessung, die zur Rekonstruktion der Spuren benutzt wurde.

### 2.3.4 Die Photonen-Antizähler (AKL)

Die Photonen-Antizähler dienten bei NA48 dazu, den Untergrund aus dem häufigen Zerfall  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  mit verlorengegangenen Photonen von dem Zerfall  $K_S \rightarrow 2\pi^0$  zu trennen. Mit Hilfe der Photonen-Antizähler konnten Photonen detektiert werden, die den Akzeptanzbereich des Detektors verlassen. Die Zähler befanden sich in sieben Ringen um das Detektorvolumen, die ersten vier Ringe bestehen aus 24, die anderen

aus 16 Szintillator-Streifen. Vor jedem Szintillator-Streifen befanden sich 35 mm Stahl, in dem die Photonen in Elektron-Positron Paare konvertieren sollen. Während den Datennahmen für diese Analyse wurde das AKL im Trigger (siehe Abschnitt 2.4) benutzt, um Photonen zu identifizieren, die die Detektorakzeptanz verlassen haben. So konnten schon auf Trigger-Stufe unvollständige Ereignisse verworfen werden.

### 2.3.5 Das hadronische Kalorimeter und die Myon-Antizähler

Das hadronische Kalorimeter (Abb. 2.7) war ein Eisen-Szintillator-Sampling Kalorimeter; mit ihm wurden die Energien der hadronischen wechselwirkenden Teilchen wie Pionen, Protonen und Neutronen gemessen. Es bestand aus zwei Modulen zu je 88 Kanälen, einem vorderen (Frontmodul) und einem hinterem (Backmodul). Jedes Modul bestand aus 24 Eisenplatten mit einer Dicke von 25 mm. Zwischen den Eisenplatten befanden sich abwechselnd horizontal und vertikal ausgerichtete Szintillatorstreifen. Jeweils die hintereinander liegenden horizontalen bzw. vertikalen Streifen eines Moduls wurden über Lichtleitergabeln zu einem Kanal zusammengefasst und von einem Photomultiplier ausgelesen.

Das vordere Modul des hadronischen Kalorimeter diente auch dazu dem Trigger einen schnellen Wert der Gesamtenergie des Ereignisses zu liefern. Leider war das Eisen des hadronischen Kalorimeter teilweise in einer nicht genau bekannten Stärke magnetisiert, so dass es und die hinter dem Kalorimeter liegenden Myon-Antizähler bei Messungen von Ladungsasymmetrien z.B. zur Identifikation von Pion-Zerfällen unbrauchbar waren.

Die Myon-Antizähler bestanden aus drei Ebenen von Szintillatorenstreifen, zwei horizontal und eine vertikal ausgerichtete Ebene. Jede Ebene befand sich hinter 80 cm massivem Eisen, um sicherzustellen, dass nur Myonen passieren konnten.

Wegen der unbekanntenen Magnetisierung des Eisens wurden weder das hadronische Kalorimeter noch die Myon-Antizähler für die Messung der Asymmetrie benutzt.

## 2.4 Der Trigger

Die Datenrate des NA48/2-Detektors war bei weitem zu hoch, als dass alle Ereignisse aufgezeichnet werden könnten. Deshalb besaß NA48/2 ein 3-stufiges Triggersystem, von dem die dritte Stufe allerdings nur ein Software-basierte Stufe war. Sie hat während den Datennahmen 2003 und 2004 Ereignisse nur markiert und nicht weggeschnitten. Abbildung 2.8 zeigt eine Übersicht über das Zusammenspiel der Teile der ersten beiden Triggerstufen von NA48/2, sie werden in den folgenden Abschnitten auch noch im Detail erläutert.

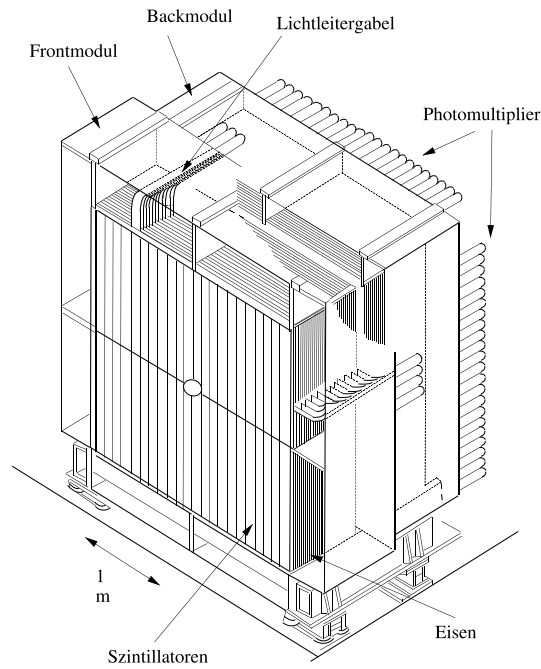


Abbildung 2.7: Das hadronische Kalorimeter [Mai06].

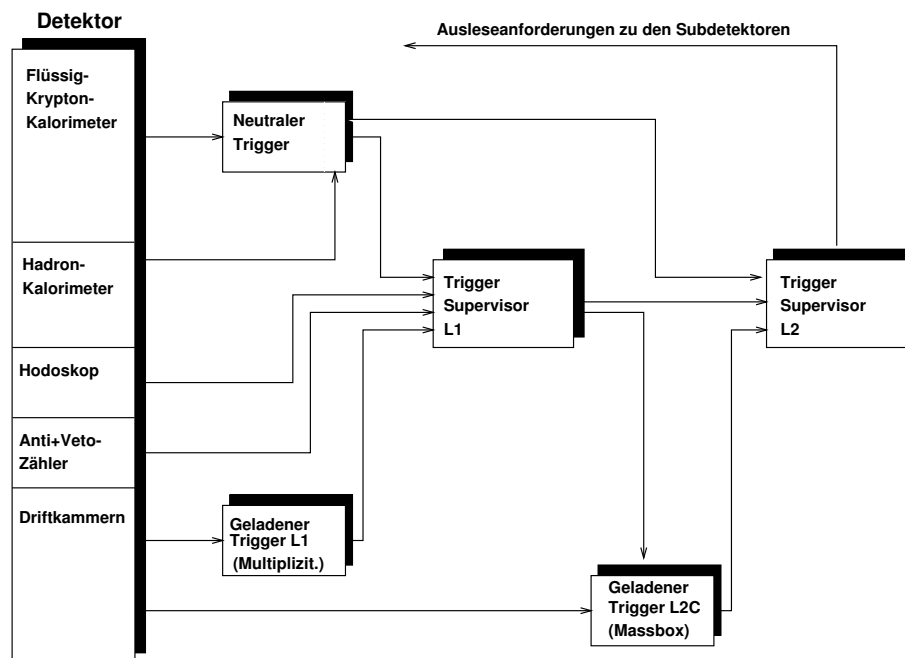


Abbildung 2.8: Übersicht über das Triggersystem von NA48/2 [Mai06].

### 2.4.1 Der Level-1 Trigger

Die Eingangsrate zum Level-1 Trigger betrug etwa 1 MHz, sie musste, um vom Level-2 Trigger verarbeitet werden zu können, auf eine Rate von etwa 170 kHz reduziert werden. Der Level-1 Trigger war in einen für die geladenen und für die neutralen Zerfälle verantwortlichen Teil getrennt und komplett in Hardware realisiert. Diese Aufteilung in zwei Teile stammt aus den Messungen von  $\varepsilon'/\varepsilon$  durch NA48.

Der „neutrale“ Teil (NUT<sup>4</sup>) basierte auf den Informationen des elektromagnetischen Kalorimeters und des hadronischen Kalorimeters. Das Lkr besaß eine schnelle projektive Auslese, die alle 25 ns analoge Signale aus je  $2 \times 8$  Zellen in der horizontalen und vertikalen Ausrichtung auslaß und die Energiesummen, sowie die ersten und zweiten Momente in beiden Projektionen ausrechnete. Zusätzlich wurde die Anzahl der Maxima (engl. *peaks*) in beiden Projektionen bestimmt. Aus diesen Informationen können dann z.B. der Energieschwerpunkt eines Ereignisses oder der Zerfallsvertex bei Annahme des Zerfalls von zwei neutralen Pionen berechnet werden.

Der „geladene“ Teil benutzte die Anzahl der getroffenen Driftkammerdrähte in den einzelnen Driftkammern, um die Anzahl der Spuren abschätzen zu können. Von dem „geladenen“ Hodoskop konnten außerdem Treffer in verschiedenen Kombinationen verlangt werden:  $Q_1$ : Treffer einem Quadrant,  $Q_2$ : mindestens zwei getroffene Quadranten oder  $Q_X$ : Treffer in zwei gegenüberliegenden Quadranten.

Die Informationen der unterschiedlichen Detektorteile wurden im *L1 Trigger Supervisor* zusammengeführt und zu drei verschiedenen Triggerbedingungen kombiniert. Diese drei Bedingungen dienten als Eingangsbedingung für den L2-Trigger.

### 2.4.2 Der Level-2-Trigger und die Massbox

Der wesentliche Teil des Level-2 Triggers war die „Massbox“, die aus mehreren Single-Board-Computern mit PowerPC Prozessoren bestand. Der Massbox standen die Treffer in der ersten beiden und der letzten Driftkammer zu Verfügung. Mit diesen Daten konnte sie eine einfache Spurrekonstruktion durchführen und setzte Bits für verschiedene Bedingungen, wie z.B. für die Anzahl von guten Vertizes oder invariante Massen.

Für Ein-Spur-Ereignisse wurde dabei eine imaginäre Kaonen Spur benutzt, die entlang des nominellen Strahls verläuft. Mit ihr wurde die Spur kombiniert, ein Zerfallsvertex entlang der Strahlrichtung berechnet und unter der Annahme, dass das Kaon 60 GeV/c Impuls besaß und die Spur von einem geladenen Pion stammte, eine scheinbare invariante Masse berechnet:

$$m_{\text{fake}}^2 = m_K^2 + m_{\pi^+}^2 - m_{\text{missing}}^2 \quad (2.1)$$

---

<sup>4</sup>engl, *neutral Trigger*: neutraler Trigger



mit dem Quadrat der fehlenden Masse  $m_{\text{missing}}^2 = (p_K - p_{\pi^\pm})^2$ , dem Impuls des Kaons  $p_K = (60 \text{ GeV}; 0; 0; 60 \text{ GeV}/c)$ , und den gemessenen Impuls des geladenen Pions  $p_{\pi^\pm}$ . Die scheinbare invariante Masse eignet sich sehr gut, um den häufigen Zweikörper-Zerfall  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$  zu unterdrücken. Sie liegt hier immer etwa bei der Masse des geladenen Kaons, da die fehlende Masse gerade die des neutralen Pions ist, während Dreikörper-Zerfälle wie  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  oder  $K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^\pm \nu$  deutlich größere fehlende Massen haben.

Der Level-2 Trigger Supervisor (TS) fügte die Informationen der Massbox mit den Informationen des Level-1 Triggers und des Neutralen Triggers zusammen und entschied über eine Auslese der einzelnen Ereignisse. Er konnte bis zu 16 verschiedene Bedingungen überprüfen, und speicherte in dem sogenannten Triggerwort, welche Bedingungen erfüllt waren. Das Triggerwort wurde zusammen mit einem Zeitstempel von dem gemeinsamen 40 MHz Taktsignal und der Ereignisnummer als Ausleseanforderung an die Elektronik der Subdetektoren geschickt. Die Ausgangsrate des Level-2 Triggers war durch die Ausleseelektronik der Subdetektoren limitiert und liegt bei etwa 10 kHz. Im Jahr 2004 wurde diese Grenze etwas verbessert, indem bei einem Teil der Drei-Spur-Ereignisse die beiden limitierenden Subdetektoren (das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter) nicht ausgelesen wurden.

### 2.4.3 Die Triggerbedingungen für $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$

Um  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  aufzeichnen zu können ohne die maximal mögliche Bandbreite mit  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ -Zerfällen oder z.B. Myon-Spuren von Pion-Zerfällen zu fluten, mussten diese Zerfälle bereits auf Trigger-Ebene sehr gut unterdrückt werden.

Die Level-1 Triggerbedingung für  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  lautete deshalb:

$$(\text{NUT}(\text{npeaksloose}) + Q_1/D_1 \cdot \text{NUT}(\text{LKrMinBias})) \cdot (Q_1 + Q_2)$$

d.h. es wurden mindestens 3 Maxima in der X- oder Y-Projektion des elektromagnetischen Kalorimeters ( $\text{NUT}(\text{npeaksloose})$ ), oder ein getroffener Quadrant im Hodoskop herunterskaliert ( $Q_1/D_1$ ) zusammen mit mindestens 10 GeV Energie im elektromagnetischen Kalorimeter ( $\text{NUT}(\text{LKrMinBias})$ ) und ein oder zwei getroffenen Quadranten im Hodoskop ( $Q_1 + Q_2$ ) gefordert.

Der Level-2 Trigger forderte zusätzlich noch eine scheinbare invariante Masse  $m_{\text{fake}} < 475 \text{ MeV}/c^2$  [Soz03].

Die  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ -Zerfälle wurden so schon vom Level-1 Trigger durch die Mindestanzahl der Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter unterdrückt. Die zusätzliche Anforderung auf die scheinbare invariante Masse des Level-2 Trigger unterdrückte die  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ -Zerfälle fast vollständig ohne die  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -Zerfälle nennenswert zu beeinträchtigen.

## 2.5 Das Datennahmesystem

In den folgenden Abschnitten wird das Datennahmesystem von NA48 beschrieben. Eine Übersicht über das System ist in Abbildung 2.9 zu sehen.

### 2.5.1 Die Online-PC-Farm

Nach der Ausleseanforderung des Level-2 Triggers wurden die Daten von der Ausleseelektronik der Subdetektoren über einen DT-16-Bus an jeweils einen PC, bzw. acht PCs für das elektromagnetische Kalorimeter, gesendet. Diese Subdetektor-PCs sammelten die Daten eines Bursts und sandten die Anzahl der Ereignisse an einen Kontroll-PC. Der Kontroll-PC kontrollierte, dass alle Subdetektoren die gleiche Anzahl von Ereignissen gesendet hatten, teilt die Liste der Ereignisse auf die einzelnen *Eventbuilder*-PCs<sup>5</sup> auf, und gibt das Signal zum Übertragen der Daten an die Eventbuilder-PCs.

Die Eventbuilder waren dafür verantwortlich, die Daten der einzelnen Subdetektoren zu vollständigen Ereignissen zusammenzubauen. Dabei wurden die Super-Events des LKr mit einer zusätzlichen Nullunterdrückung wieder in zwei einzelne Ereignisse geteilt und überprüft, ob die Teilereignisse der einzelnen Detektoren den gleichen Zeitstempel, Ereignisnummer und Triggerwort haben. So konnte Fehlverhalten einzelner Subdetektoren bereits während der Datennahme erkannt werden und schnell behoben werden. Jeder Eventbuilder-PC schrieb seinen Teil-Burst auf eine lokale Platte, von wo sie, sobald Übertragungskapazitäten frei waren, zum CERN-Rechenzentrum übertragen worden sind.

## 2.6 Der Level-3 Trigger

Das Zentrale Datenaufzeichnungssystem (CDR, engl. Central Data Recording) nahm die Teil-Bursts von der PC-Farm entgegen, speicherte diese auf Festplatten und startete, wenn alle Teil-Bursts eines Bursts angekommen sind, das Level-3 Trigger-Programm. Der Level-3 Trigger ist ein reiner Software-Trigger, der für die Datennahmen 2003 und 2004 keine Ereignisse verworfen hatte, sondern diese nur markiert und in verschiedene Datenströme, z.B. für Kalibration oder Analyse aufgeteilt hat. Dabei wurden die Daten vollständig rekonstruiert und in dem COMPACT<sup>6</sup>-Format gespeichert. Wegen des großen Datenaufkommens wurden die Daten auf Band gespeichert, und nur wenn darauf zugegriffen wird eine Kopie auf Festplatte zum schnelleren Zugriff, gemacht.

---

<sup>5</sup>engl. für Ereignisbauer

<sup>6</sup>engl. C Optimized Program for Accessing Countless Terabytes

Das C**Om**PACT-Format enthält alle Informationen eines Ereignisses und ist für Analysen wegen des großen Datenvolumens etwas unhandlich. Deshalb wird C**Om**PACT nochmals gefiltert und nur die für die Analysen relevanten Daten jedes Ereignisses im so genannten *superC**Om**PACT* gespeichert. Um weiter die Größe der Daten zu reduzieren, wird zusätzlich die Genauigkeit der Werte reduziert.

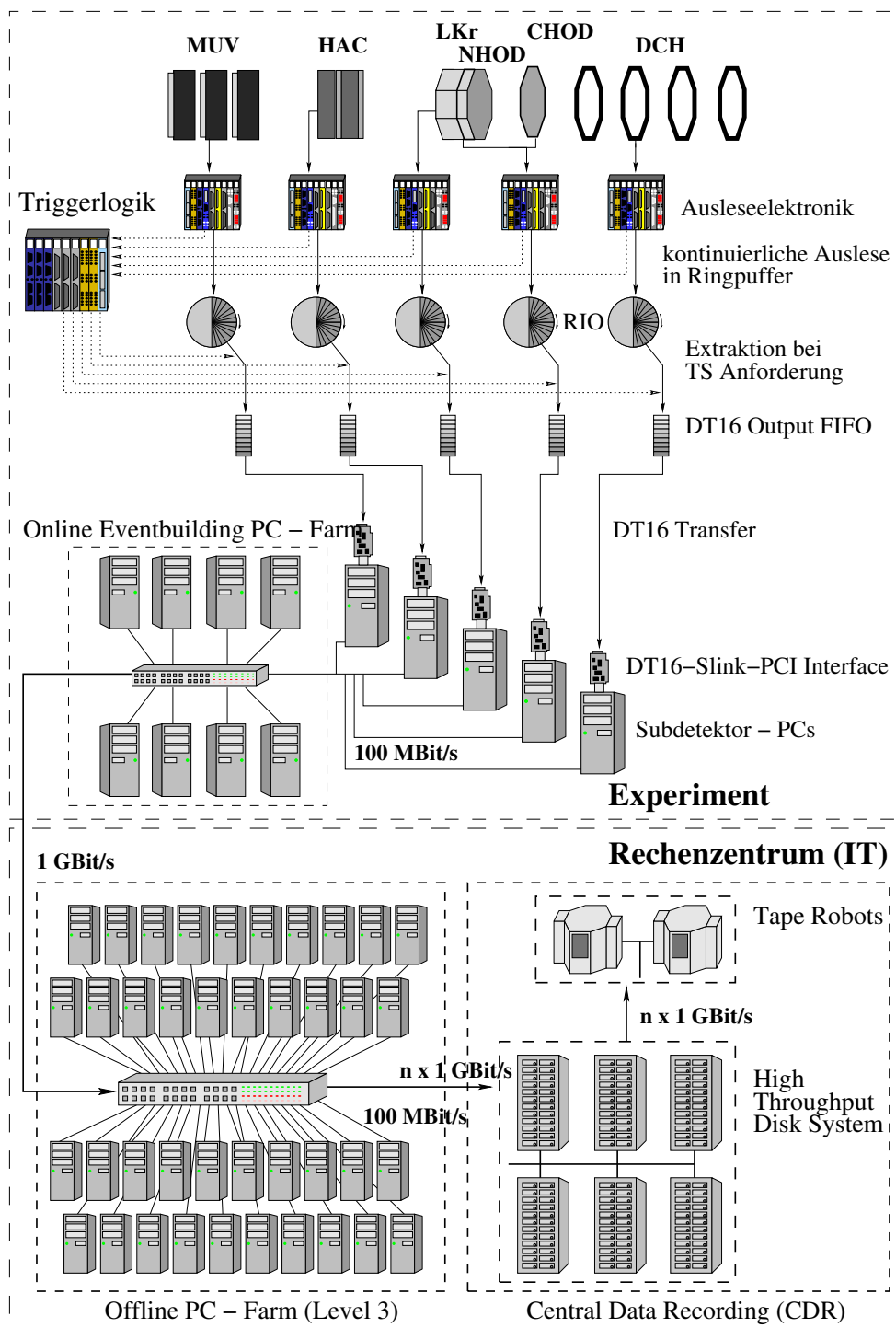


Abbildung 2.9: Übersicht über den Datenfluss von den Subdetektoren bis zum Rechenzentrum [Mai06].

# Kapitel 3

## Ereignisrekonstruktion

NA48 benutzt ein rechtshändiges Koordinatensystem, die z-Achse verläuft parallel zur Strahlachse und hat ihren Nullpunkt an der Stelle des alten  $K_S$ -Targets. Die y-Achse ist vertikal und die x-Achse horizontal ausgerichtet. In diesen Koordinaten liegt das Target an der Position  $(0; 0; -120 \text{ m})$ , der letzte Kollimator bei  $(0; 0; -20 \text{ m})$  und das elektromagnetische Kalorimeter bei  $(0; 0; 120 \text{ m})$ . Diese Wahl des Koordinatensystem stammt noch aus der Zeit der  $\varepsilon'/\varepsilon$ -Datennahme, und für die Zerfälle der geladenen Kaonen wurde dieses Koordinatensystem der Einfachheit halber übernommen.

### 3.1 Rekonstruktion der Rohdaten

In den folgenden Abschnitten wird die Rekonstruktion der Rohdaten der für diese Analyse wichtigsten Detektorteile, des elektromagnetischen Kalorimeters und der Driftkammern beschrieben.

#### 3.1.1 Rekonstruktion der Daten des elektromagnetischen Kalorimeters

Zunächst wird die Energie in den einzelnen getroffenen Zellen des elektromagnetischen Kalorimeters bestimmt. In den Rohdaten liegen die zeitliche Abfolge der Pulshöhen vor, wie sie von den Flash-ADCs digitalisiert wurden. Aus den ersten drei Pulshöhen jeder Zelle wird ein Sockelwert bestimmt, der von den folgenden Pulshöhen abgezogen wird, um das tatsächliche Signal zu extrahieren (Nullpunktkorrektur). Mit Hilfe von Kalibrationspulsen, die am Ende jedes Bursts aufgezeichnet werden, werden die Pulshöhen jeder Zelle in Energiewerte umgerechnet. Jetzt werden die Zellen zu Schauern kombiniert, dies geschieht in mehreren Schritten:

- Zuerst wird eine Liste von Zellen erstellt, die zu einem Schauer gehören können. Ein Schauer wird definiert, wenn es eine zentrale Zelle gibt, deren Energie größer ist als die Energie aller sie umgebenden Zellen und etwa doppelt so groß wie der Mittelwert der Energien der umgebenden Zellen. Wenn eine der umgebenden Zellen tot ist, werden die Zellen, welche die tote Zelle umgeben ebenfalls einbezogen.
- Eine vorläufige Position wird aus dem Energieschwerpunkt der zentralen Zelle und ihrer acht umgebenden Zellen bestimmt. Befindet sich eine tote Zelle unter diesen Zellen, werden die weiteren 16 Zellen, die die acht Zellen umgeben, mit in den Energieschwerpunkt einbezogen. Die vorläufige Energie und Trefferzeit der Zelle wird von der zentralen Zelle bestimmt.
- Es wird bestimmt, welche Zellen zu welchen Schauern beitragen. Eine Zelle trägt zu einem Schauer bei, wenn die Position des Schauers weniger als 11 cm entfernt ist und die Differenz der Trefferzeiten von Zelle und Schauer kleiner als 20 ns sind.
- Die Energien der Zellen eines Schauers werden addiert, trägt eine Zelle zu mehr als einem Schauer bei, wird die Energie mit Hilfe der Formel

$$E_i = E_{Zelle} \cdot \frac{W_i}{\sum_j W_j}$$

auf die Schauer aufgeteilt.  $W_i$  steht hier für die erwartete Energie in der Zelle von Schauer  $i$ , berechnet aus dem Abstand der Zelle zum Schauer mit Hilfe eines Energieprofils aus einer GEANT Monte-Carlo Simulation. Es werden auch die Schauerposition und Zeit neu berechnet.

Es folgen Korrekturen der Energie auf Abhängigkeiten der Schauerposition innerhalb einer Zelle in X- und Y-Richtung und auf Raumladungseffekte, die durch langsam driftende Ionen ausgelöst werden. Auch die Position der Schauer wird auf Verzerrungen durch die Zick-Zack-Struktur der Elektroden des LKrs korrigiert [Una98].

### 3.1.2 Rekonstruktion der Spuren in den Driftkammern

Zur Rekonstruktion der Spuren werden Treffer in den einzelnen Ebenen jeder Driftkammer zu Segmenten kombiniert, zunächst ohne Driftzeiten zu berücksichtigen. Dabei wird überprüft, dass die Segmente keine Steigung größer als 20 mrad haben. Aus den Segmenten der ersten beiden Driftkammern werden nun Spuren vor dem Magneten erzeugt. Sie werden mit allen Segmenten aus der letzten Driftkammer kombiniert, die innerhalb eines horizontalen Bandes um die extrapolierte Spur in der vierten Driftkammer liegen.

Erst jetzt werden die Informationen aus den Driftzeiten benutzt, um mit Hilfe eines Kalman-Filters die Spuren vollständig zu rekonstruieren. Dabei werden die Spuren korrekt durch das bekannte Magnetfeld des Spektormetermagneten simuliert und Positionen, Impuls, Durchflugzeit und Ladung des Teilchens berechnet. Sind Informationen aus der dritten Driftkammer vorhanden, werden diese zuletzt zu den Spuren hinzugefügt und die Spur erneut an die Daten angepasst [Che99].

## 3.2 Berechnung der kinematischen Variablen

### 3.2.1 Die neutralen Vertizes

Neutrale Pionen zerfallen wegen ihrer kleinen Lebensdauer von nur  $8 \cdot 10^{-17}$  s quasi instantan im NA48-Detektor in zwei Photonen. Die beiden Photonen können mit dem elektromagnetischen Kalorimeter detektiert werden. Aus deren Position und Energie kann unter Annahme eines  $\pi^0$ -Zerfalls die  $z$ -Position des Vertex berechnet werden:

$$z = \frac{d}{m_{\pi^0}} \sqrt{E_1 E_2}. \quad (3.1)$$

Diese Formel basiert im wesentlichen auf dem Quadrat der Viererimpulse der Photonen,

$$m_{\pi^0}^2 = (p_1^\mu + p_2^\mu)^2 = 2E_1 E_2 (1 - \cos \gamma) \quad (3.2)$$

wobei der Cosinus durch eine Taylorentwicklung und der Öffnungswinkel  $\gamma$  durch den Quotienten des Abstands der Photonen  $d$  und des Abstands des Vertex zum elektromagnetischen Kalorimeter  $z$  genähert wird.

In diese Formel geht der PDG-Wert der Masse den neutralen Pions  $m_{\pi^0}$  ein. Der Vertex wird durch Substraktion der  $z$ -Position des Kalorimeters auf das bei NA48 übliche Koordinatensystem verschoben.

### 3.2.2 Die Viererimpuls-Vektoren

Aus den Informationen der Driftkammern kann, unter der Hypothese einer Teilchenmasse, der Viererimpuls des Teilchens rekonstruiert werden. Die Driftkammern liefern die Steigung der Spur in X und Y Richtung  $(\frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz})$ , sowie den Gesamtimpuls  $p$  des Teilchens. Aus den Steigungen errechnet sich der Normalenvektor des Impulses, multipliziert mit dem Gesamtimpuls erhält man den Impulsvektor:

$$\vec{p} = \frac{p}{N} \begin{pmatrix} \frac{dx}{dz} \\ \frac{dy}{dz} \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad N = \sqrt{\left(\frac{dx}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dz}\right)^2 + 1} \quad (3.3)$$

Die zum Viererimpuls  $p^\mu = (E, \vec{p})$  fehlende Energie wird über die Beziehung  $E^2 = p^2 + m^2$  aus Impuls und Masse des Teilchens errechnet.

Für Photonen steht keine Information aus den Driftkammern zur Verfügung. Wenn aber der Entstehungspunkt und der Ort des Auftreffens auf dem Kalorimeter bekannt sind, kann auch hier ein Normalenvektor bestimmt werden. Zusammen mit der Photonenenergie kann analog zu den geladenen Teilchen ein Vierervektor berechnet werden. Als Entstehungspunkt der Photonen im Zerfall  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  wird die auf die gemittelte  $z$ -Position der neutralen Vertizes zurückextrapolierte  $x$ - und  $y$ -Position der geladenen Pion-Spur benutzt.

### 3.2.3 Der Energieschwerpunkt

Um den Detektor vollständig zu symmetrisieren, werden in der Analyse Energieschwerpunkte (COG<sup>1</sup>) in der ersten und vierten Driftkammer und auf dem elektromagnetischen Kalorimeter benutzt. Der Energieschwerpunkt entspricht dem Punkt, an dem sich das Kaon befinden würde, wenn es nicht zerfallen wäre. Berechnet wird der Energieschwerpunkt als ein mit der Position gewichtetes Mittel der Energien der Teilchen des Zerfalls:

$$\vec{r}_{COG} = \frac{\sum_i E_i \vec{r}_i}{\sum_i E_i} \quad (3.4)$$

mit der Energie  $E_i$  und Position  $\vec{r}_i$  des geladenen Pions bzw. der vier Photonen. Die Energie  $E$  des geladenen Pions wird aus dem Impuls berechnet, für den Energieschwerpunkt in der ersten Driftkammer wird die Position  $\vec{r}$  und Richtung aus der Messung des Pions vor dem Magneten benutzt und in der vierten Driftkammer die Position und Richtung nach dem Magneten. Für den Energieschwerpunkt auf dem elektromagnetischen Kalorimeter wird die Position und Richtung vor dem Magneten benutzt und auf das LKr extrapoliert, da der Energieschwerpunkt auf dem LKr zum Schneiden auf neutrale Teilchen benutzt wird, die das Magnetfeld nicht spüren. Für Energien der Photonen wird die Energie und Position aus der Messung des LKrs verwendet, für die Energieschwerpunkte in den Driftkammern wird die Position mit Hilfe des Vertex auf die entsprechende  $z$ -Position zurück extrapoliert.

### 3.2.4 Die Dalitz-Variable $u$

Die Dalitz-Variable  $u$  ist proportional zu der Energie des geladenen Pions im Ruhesystem des Kaons und definiert als :

$$u = \frac{s_3 - s_0}{m_\pi^2} \quad (3.5)$$

---

<sup>1</sup>engl. center of gravity



### 3.2. Berechnung der kinematischen Variablen

---

mit  $s_3 = (P_K - P_3)^2$ ,  $s_0 = \frac{1}{3}(s_1 + s_2 + s_3) = \frac{1}{3}(m_K^2 + 2m_{\pi^0}^2 + m_{\pi^+}^2)$ , dem Impuls des Kaons  $P_K$  und des geladenen Pions  $P_3$ , sowie den PDG-Werten der Massen des Kaons  $m_K$ , des neutralen Pions  $m_{\pi^0}$  und des geladenen Pions  $m_{\pi^+}$  (siehe auch Abschnitt 1.5). Zur Berechnung der Variablen  $u$  hat NA48 verschiedene Möglichkeiten:

- Die erste Möglichkeit ist,  $s_3$  nur über die Viererimpulse der neutralen Pionen zu berechnen:  $s_3 = (P_{\pi_1^0} + P_{\pi_2^0})^2 = m_{\pi^0\pi^0}^2$ . Daraus folgt für  $u$ :

$$u_1 = \frac{1}{m_{\pi^+}^2} \left( m_{\pi^0\pi^0}^2 - \frac{m_K^2}{3} \right) - \frac{1}{3} - \frac{2m_{\pi^0}}{3m_{\pi^+}} \quad (3.6)$$

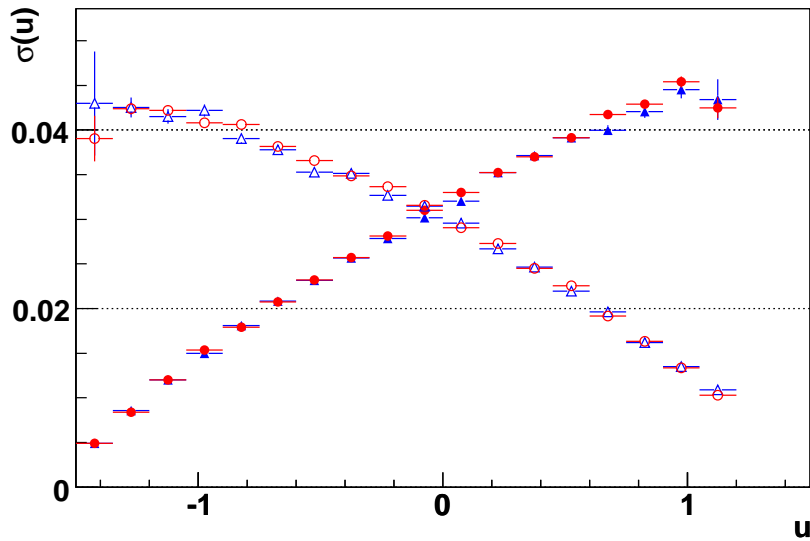
- Berechnung der Kaonimpulse als Summe der Impulse der neutralen und des geladenen Pions. Es werden die Daten der Driftkammern und des elektromagnetischen Kalorimeters benutzt. Berechnet wird  $u$  mit der Formel:

$$u_2 = 2 \frac{m_K}{m_{\pi^+}^2} \left( \frac{m_K}{3} - E_0^* \right) + \frac{2}{3} \left( 1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{m_{\pi^+}^2} \right), \quad (3.7)$$

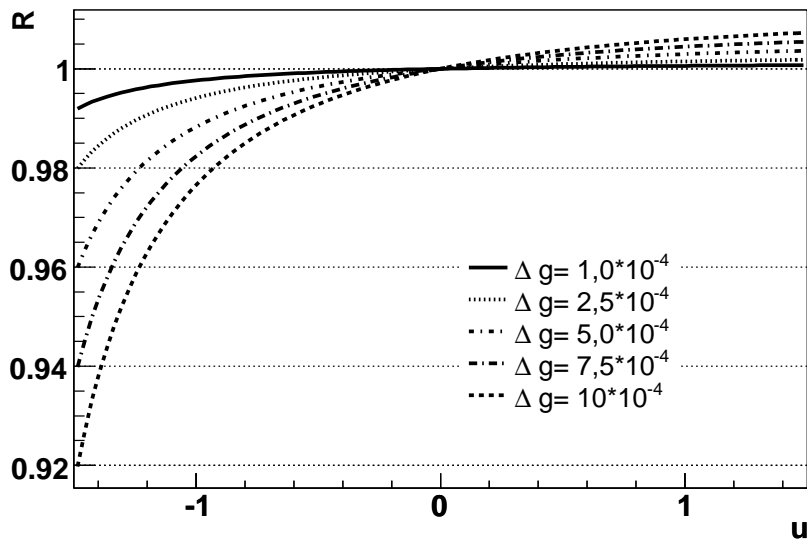
$E_0^*$  bezeichnet dabei die Energie des geladenen Pions im Ruhesystem des Kaons. Zur Transformation der Energie des geladenen Pions wird der Kaonimpuls aus der Summe der Impulse der Pionen benutzt.

- Messung des Kaonimpulses durch das KABES-Strahlspektrometer und des Impulses des geladenen Pions mit den Driftkammern. Man erhält  $u$  mit der Formel (3.7), allerdings wird die Energie des geladenen Pions mit dem im KABES gemessenen Kaonimpuls transformiert. Für diese Berechnung von  $u$  wird keine Informationen aus dem elektromagnetischen Kalorimeter benötigt.

Damit hat NA48 mit der ersten und dritten Methode zwei vollkommen unabhängige Möglichkeiten  $u$  zu bestimmen, mit komplett verschiedenen Systematiken. Allerdings hat die Berechnung mit Hilfe von  $u_1$  Vorteile: sie hat eine bessere Auflösung bei negativen Werten von  $u$  (vergleiche Abb. 3.1). Gerade hier ist die Anpassung der Funktion besonders empfindlich auf Änderungen in  $\Delta g$  (siehe Abb. 3.2). Außerdem sind die Daten des KABES-Spektrometers nicht so gut verstanden wie die Daten der anderen Detektorteile, es wäre ein weit größerer Aufwand zu betreiben, die systematischen Unsicherheiten zu verstehen. So lässt sich mit  $u_1$  eine bessere Genauigkeit erreichen und wird deshalb in dieser Analyse benutzt. Zur Überprüfung des Ergebnisses mit  $u_1$  wird die Analyse auch mit  $u_2$  durchgeführt.



**Abbildung 3.1:** Die Auflösungen der verschiedenen Methoden  $u$  zu berechnen. Die gefüllten Symbole stellen  $u_1$ , die offenen  $u_2$  dar. Rot, bzw. Kreise stehen für positive Kaonen, Blau, bzw. Dreiecke für negative Kaonen.



**Abbildung 3.2:** Der Verlauf der Funktion  $R$  (Formel 1.9) für verschiedene Werte von  $\Delta g$ , für  $g$  und  $h$  wurden die Weltmittelwerte benutzt. Deutlich zu erkennen ist, dass bei negativen Werten von  $u$  eine größere Änderung von  $R$  zu erwarten ist.

# Kapitel 4

## Ereignisselektion und Analyse

### 4.1 Methode der Messung

Die gesamte Datennahme wurde darauf ausgerichtet, die systematischen Unsicherheiten so klein wie möglich zu halten. So wurden  $K^+$ - und  $K^-$ -Daten in zwei am gleichen Target erzeugten Strahlen gleichzeitig aufgenommen. Die Strahlführung der  $K^+$ - und  $K^-$ -Strahlen wurde einmal pro Woche getauscht, die Polarität des Spektrometermagneten wurde im Jahr 2003 einmal pro Tag und während der Datennahme 2004 alle 30 Millionen Ereignisse, mindestens aber alle 4 Stunden gewechselt. Dies dient dazu, systematische Effekte durch einen nicht symmetrischen Detektor, Unterschiede in der Strahlführung und globale zeitliche Unterschiede kontrollieren und symmetrisieren zu können. Die Asymmetrien werden für jede der vier möglichen Magnetfeld-Kombinationen getrennt gemessen:

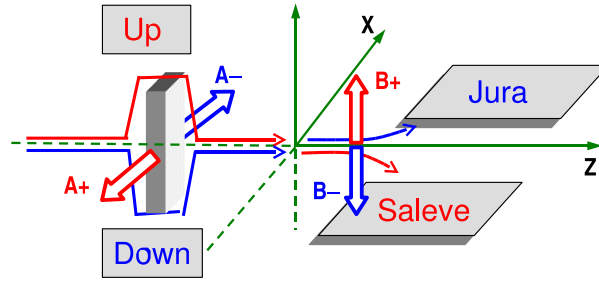
$$R_{US} = \frac{U(A+ B+ K+)}{U(A- B- K-)} \quad (4.1)$$

$$R_{UJ} = \frac{U(A+ B- K+)}{U(A- B+ K-)} \quad (4.2)$$

$$R_{DS} = \frac{U(A- B+ K+)}{U(A+ B- K-)} \quad (4.3)$$

$$R_{DJ} = \frac{U(A- B- K+)}{U(A+ B+ K-)}, \quad (4.4)$$

hier bezeichnen  $A+/A-$  die Einstellung des Achromaten ( $A+$  bedeutet  $K^+$  wurde durch die obere Strahlführung geleitet),  $B+/B-$  die Polarität des Spektrometermagneten und  $K+/K-$  die Ladung des Kaons. Die Indizes U und D stehen für engl. *up* und *down* und drücken aus, ob die Kaonen durch die obere (U) oder die untere Strahlführung (D) geleitet wurden. Die Indizes S und J stehen für den Berg Saleve und das Jura-Gebirge, die sich rechts, bzw. links des NA48-Experiments befinden, und zeigen an, in welche Richtung die Kaonen vom Spektrometermagneten abgelenkt



**Abbildung 4.1:** Illustration der vier möglichen Kombinationen der Magnetfeldpolarisationen [Mai06].

wurden (siehe auch Abb. 4.1). In jedem dieser Einzelverhältnisse durchliefen  $K^+$  und  $K^-$  die gleiche Strahlführung und trafen gleiche Teile des Detektors, Unterschiede in der Akzeptanz kürzen sich daher heraus. Die  $K^+$ - und  $K^-$ -Daten eines Einzelverhältnisses wurden aber nicht gleichzeitig, sondern in der Regel um eine Woche versetzt aufgezeichnet. Änderungen der Effizienz oder der Akzeptanz des Detektors oder der Strahlführung im Laufe der Zeit könnten daher zu einer Scheinasymmetrie führen. Deshalb werden die einzelnen Verhältnisse für das Endergebnis miteinander multipliziert, und die vierte Potenz der Entwicklung (1.9) an das Produkt angepasst.

$$R_4 = R_{US} \cdot R_{UJ} \cdot R_{DS} \cdot R_{DJ} \quad (4.5)$$

$$= \frac{U(A+ B+ K+)}{U(A- B- K-)} \frac{U(A+ B- K+)}{U(A- B+ K-)} \frac{U(A- B+ K+)}{U(A+ B- K-)} \frac{U(A- B- K+)}{U(A+ B+ K-)} \quad (4.6)$$

$$\approx N \left( 1 + \frac{\Delta g u}{1 + g u + h u^2} \right)^4 \quad (4.7)$$

In diesem Produkt stehen die positiven Kaonen und negativen Kaonen, die zur gleichen Zeit aufgezeichnet wurden, wieder im Zähler bzw. Nenner, so dass sich auch zeitliche Veränderungen im Detektor oder in der Strahlführung ebenfalls in erster Ordnung herauskürzen.

Zeitliche Variationen, deren Periode etwa gleich der jeweiligen Wechselperiode der Magnetfelder ist, oder deren Auftreten kürzer als die Wechselperiode ist, werden allerdings nicht vollständig herausgekürzt. So könnte beispielsweise eine Ineffizienz auf der einen Seite der vierten Driftkammer einen Effekt haben, wenn diese Ineffizienz gleichzeitig mit dem Tauschen der Polarisation des Spektrometernagneten auftaucht bzw. wieder verschwindet. Wegen den recht kurzen Wechselperioden ist der Einfluss von sich nicht ausgleichenden, einmalig auftretenden Ineffizienzen auf das Endergebnis jedoch klein. Unterschiede in dem Produktionsspektrum von  $K^+$  und  $K^-$  kürzen sich in diesem Verhältnis jedoch nicht heraus und können bei von dem Impuls abhängiger Akzeptanz für Unterschiede im  $u$ -Spektrum von  $K^+$  und  $K^-$  sorgen. Deshalb wird das Impulsspektrum der positiven Kaonen auf das Spektrum der negativen Kaonen umgewichtet.

Eine weitere Möglichkeit für Scheinasymmetrien durch Detektoreffekte sind Effekte zweiter Ordnung, die auftreten, wenn sich z.B. zwei zeitlich variierende, unterschiedliche Ineffizienzen gegenseitig beeinflussen. Die Größe dieser Effekte kann ebenso wie die Größe möglicher periodisch auftretender Ineffizienzen durch die Verhältnisse  $R_{SJ}$  und  $R_{UD}$ :

$$R_{SJ} = \frac{R_{US} \cdot R_{DS}}{R_{UJ} \cdot R_{DJ}} \quad (4.8)$$

$$= \frac{U(A+ B+ K+)}{U(A+ B- K+)} \frac{U(A- B+ K-)}{U(A- B- K-)} \frac{U(A- B+ K+)}{U(A- B- K+)} \frac{U(A+ B+ K-)}{U(A+ B- K-)} \quad (4.9)$$

$$R_{UD} = \frac{R_{US} \cdot R_{UJ}}{R_{DS} \cdot R_{DJ}} \quad (4.10)$$

$$= \frac{U(A+ B+ K+)}{U(A- B+ K+)} \frac{U(A+ B- K+)}{U(A- B- K+)} \frac{U(A+ B- K-)}{U(A- B- K-)} \frac{U(A+ B+ K-)}{U(A- B+ K-)} \quad (4.11)$$

kontrolliert werden. Für diese Verhältnisse werden die Spektren gleich geladener Kaonen durcheinander geteilt, so dass physikalische Asymmetrien sich herauskürzen und nur die Scheinasymmetrien durch Detektor ( $R_{SJ}$ ) bzw. Strahlführung ( $R_{UD}$ ) übrig bleiben.

Eine Periode, in der alle möglichen Kombinationen von Magnetfeldpolarisationen durchlaufen wurden, wird Supersample (von englisch *super sample* für super Datensatz, wird im folgendem auch mit SS abgekürzt) genannt. In der Regel beinhaltet ein Supersample die Daten, die während zwei aufeinander folgenden Wochen aufgezeichnet worden sind. Ein Supersample ist ein in sich abgeschlossener Datensatz und es kann als einzelnes Experiment betrachtet werden.

## 4.2 Die Monte-Carlo-Simulation

Prinzipiell ist die in dieser Arbeit verwendete Analysemethode nicht abhängig von einer guten Monte-Carlo-Simulation der Daten, da das Ergebnis allein durch den Vergleich von Daten miteinander berechnet wird. Trotzdem wurde ein großer Monte-Carlo-Datensatz zum Vergleich mit den Daten und zum besseren Verständnis möglicher systematischer Effekte generiert. Zum Generieren wurde das Standard-Monte-Carlo-Programm der NA48/2-Kollaboration `cmc003` benutzt, dessen Detektorsimulation auf GEANT [GEA] basiert und für die Simulation der Kaonstrahlen in der Strahlführung TURTLE [TUR] verwendet.

In `cmc003` wurde von der NA48/2-Kollaboration detaillierte, zeitveränderliche Strahl- und Detektorbeschreibungen integriert, so wurden z.B. die zeitlich veränderlichen Positionen der beiden Kaonstrahlen an die in den Daten gemessenen Positionen angepasst und es wurden Effizienzkarten der Driftkammern für die einzelnen Datennahmeperioden für die Simulation benutzt. Als Parameter für das Matrixelement des  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  Generators wurden die Werte  $g = 0,638$ ,  $h = 0,051$

und  $k = 0$  benutzt,  $\Delta g$  ist im Monte-Carlo also gleich 0. Diese Werte entsprechen den Weltmittelwerten im Jahr 2004, also zur Zeit, als der Monte-Carlo-Datensatz produziert wurde. Der zur Verfügung stehende Monte-Carlo-Datensatz enthält etwa zehnmal mehr Zerfälle als die Daten.

### 4.3 Die Datensätze und die Vorselektion

In dieser Arbeit werden die Daten der Jahre 2003 und 2004 des NA48/2-Experiments benutzt. Wie bereits erwähnt, sind die Daten in Supersamples unterteilt, es stehen neun Supersamples der Analyse zu Verfügung. Die Supersamples 0-3 wurden in einer etwa 50 Tage dauernden Datennahme im Jahr 2003 aufgezeichnet, wobei Supersample 1 und 2 in dieser Analyse wegen Problemen mit dem Trigger zu einem Supersample kombiniert werden. Im Jahr 2004 wurden während einer etwa 60-tägigen Datennahme die Supersamples 4-8 aufgenommen. Insgesamt wurden unter anderem etwa 110 Millionen  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  und 4 Milliarden  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  Zerfälle aufgezeichnet. Die gesamte gespeicherte Datenmenge in den beiden Jahren beträgt mehr als 200 TB.

Um die zu verarbeitende Datenmenge zu reduzieren, wird mit einer Vorselektion Ereigniskandidaten aus den aufgezeichneten Daten ausgewählt. Diese Vorselektion reduziert die Daten um einen Faktor 25 mit wenigen eindeutigen Schnitten:

- mindestens eine gute Spur in den Driftkammern
- mindestens vier gute elektromagnetische Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter mit den folgenden Bedingungen:
  - Abstand zu toten Zellen  $> 2$  cm
  - Abstand zu auf das LKr extrapolierten Spuren  $> 10$  cm
  - Abstand zum nächsten Schauer  $> 10$  cm
  - Abstand zu den Rändern des elektromagnetischen Kalorimeters  $> 5$  cm

Diese sehr einfachen lockeren Selektionskriterien wurden gewählt, um auch mit den vorselektierten Daten noch systematische Studien durchführen zu können. Der resultierende Datensatz enthält etwa 330 Millionen Ereignisse, die als Basis für diese Analyse dienen.

### 4.4 Korrekturen der Daten

Die von *superCOMPACT* bereitgestellten Informationen beinhalten noch nicht alle möglichen Korrekturen auf die Daten. Zum einen kann so von Analyse zu Analyse

entschieden werden, welche Korrekturen anzuwenden sind und welche nicht. Zum anderen können in der Rekonstruktion nur Informationen eines Detektorteils benutzt werden, die Qualität der Daten kann aber durch Korrekturen erhöht werden, die Informationen aus mehreren Detektorteilen kombinieren.

#### 4.4.1 Korrektur auf zusätzliche Magnetfelder

Die Zerfallsregion war nicht frei von magnetischen Feldern, in ihr existierten schwache inhomogene Magnetfelder. Diese hatten verschiedene Ursachen, zum Beispiel ist das Erdmagnetfeld zu nennen, aber auch die schwach magnetisierte Röhre, die die Zerfallsregion umgab. Nach dieser blauen Stahlröhre wird das Feld auch *blue field* genannt. Die Stärke des Magnetfeldes in der Zerfallsregion wurde im Detail durch die NA48/2-Kollaboration gemessen, je nach Position hatte das Magnetfeld Stärken bis etwa  $100 \mu\text{T}$  [Goy03]. Der Einfluss auf die Position der Flugbahn eines Teilchens, das mit  $20 \text{ GeV}/c$  die Zerfallsregion durchquerte, konnte am Ende etwa  $1 - 2 \text{ mm}$  betragen.

Eine Korrektur der Flugbahnen ist zum Zeitpunkt der Rekonstruktion der Flugbahnen nicht möglich, da der Startpunkt der Teilchen nicht bekannt ist. Deshalb wird zunächst der Produktionsvertex der Teilchen in der Analyse berechnet, im Falle dieser Analyse aus dem Zerfall der neutralen Pionen, und mit dieser Information wird das geladene Pion unter Berücksichtigung des gemessenen Magnetfeldes durch die Zerfallsregion zurückverfolgt. Berechnet wird ein korrigierter Vertex sowie eine korrigierte Flugrichtung des Teilchens am Vertex.

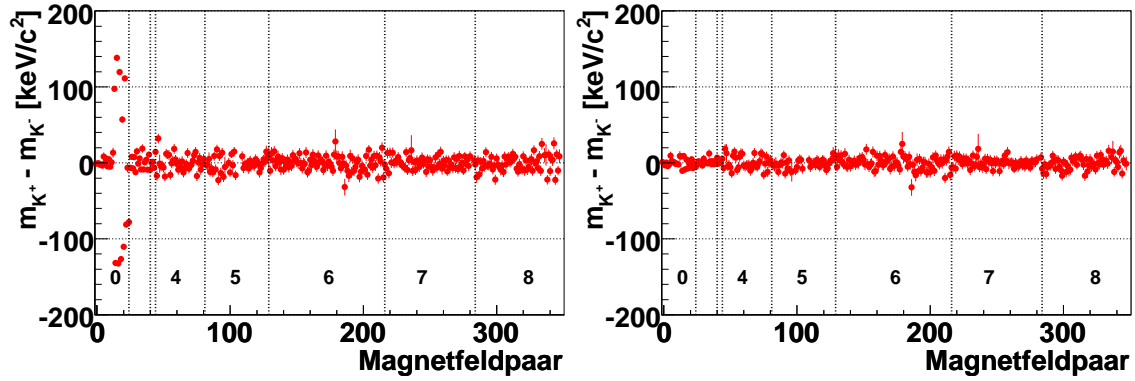
#### 4.4.2 Korrektur auf die Position der Driftkammern

Die Positionen der Driftkammern relativ zueinander und zum Rest des Detektors wurden am Anfang jeder Datennahme mit Hilfe eines Myon-Strahls bei ausgeschaltetem Spektrometermagnet bestimmt und in der Rekonstruktion berücksichtigt. Im Jahr 2003 bewegten sich die Driftkammern jedoch während der Datennahme unter anderem wegen eines Erdbebens relativ zueinander. Leider wurde dies erst später bemerkt. Der Einfluss dieser Verschiebung kann durch eine Korrektur ausgeglichen werden. Für diese Korrektur werden pro Burst die Massen der positiven und negativen Kaonen aus dem Zerfall  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  bestimmt. Aus der Differenz der Massen kann der Winkel der horizontalen Verschiebung der vierten Driftkammer relativ zu den ersten beiden Driftkammern bestimmt werden. Mit dem Verschiebungswinkel kann wiederum der Impuls der Teilchen korrigiert werden:

$$p_{corr} = p \cdot (1 + \alpha \cdot p \cdot q) \quad (4.12)$$

mit dem bis auf Proportionalitätsfaktoren für den Verschiebungswinkel stehenden Korrekturfaktor

$$\alpha = -\text{sign}(B) \frac{\overline{m}_{K^+} - \overline{m}_{K^-}}{1,7476}. \quad (4.13)$$



**Abbildung 4.2:** Die unkorrigierte (rechts) und korrigierte (links) Differenz der mittleren positiven und negativen Kaonenmasse. Auf der  $x$ -Achse sind Magnetfeldpaare eingezeichnet, d.h. positive und negative Kaonen, die gleichzeitig aufgezeichnet wurden. Im Jahr 2003 entspricht dies etwa einem Tag Datennahme, im Jahr 2004 eine etwa 4 Stunden dauernde Periode. Die vertikalen, gestrichelten Linien zeigen die einzelnen Supersamples, die Beschriftung für SS 1-2 und 3 werden wegen der besseren Übersichtlichkeit weggelassen.

$\overline{m_{K^+}}$  und  $\overline{m_{K^-}}$  stehen hier für die gemessenen gemittelten Kaonenmassen,  $\text{sign}(B)$  für die Polarisation des Spektrometermagneten. Die beobachteten Verschiebungen sind am größten im Supersample 0, sie entsprechen etwa  $\delta \approx 25 \mu\text{rad}$  und sind wahrscheinlich durch das Erdbeben entstanden. Durch einen weiteren Korrekturfaktor

$$\beta = -\frac{\overline{m_K} - m_{PDG}}{0.2 \cdot m_{PDG}} \quad (4.14)$$

und der zugehörigen Korrekturformel

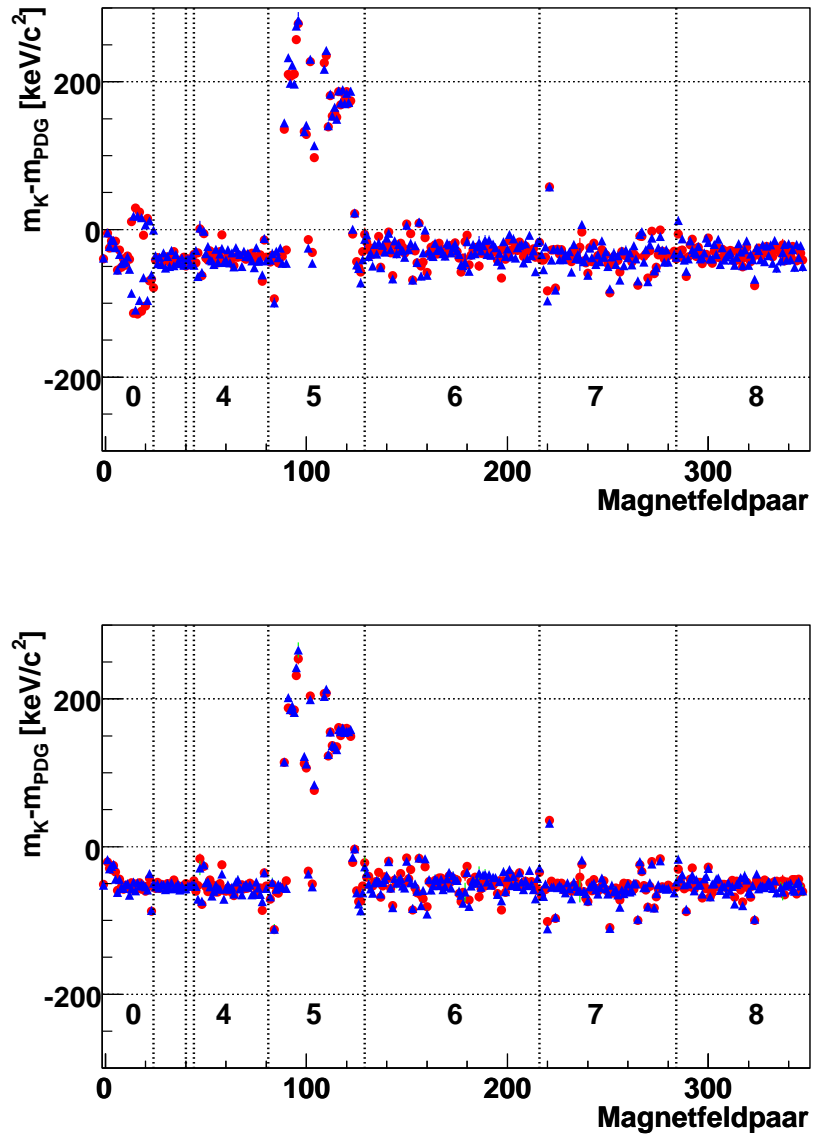
$$p_{corr} = p \cdot (1 + \beta \cdot p) \quad (4.15)$$

kann die mittlere Kaonenmasse auf den PDG-Wert korrigiert werden [DiL03].

Die für diese Analyse besonders relevante Differenz der Massen der positiven und negativen Kaonen vor und nach der Korrektur ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Deutlich zu erkennen ist die große Massendifferenz in Supersample 0, die auch der Grund für die Notwendigkeit dieser Korrektur ist. Durch die Korrektur wird diese Differenz aber vollständig ausgeglichen. Nach der Korrektur stimmen die Massen während der gesamten Datennahme auf weniger als  $20 \text{ keV}/c^2$  überein.

Die mittleren positiven und negativen Kaonenmassen vor und nach der Korrektur sind in Abb. 4.3 zu sehen. Eine größere Abweichung der Massen des positiven und des negativen Kaons von der nominellen Kaonenmasse auch nach der Korrektur ist in Supersample 5 zu beobachten, ebenso wie konstante Differenz von etwa  $50 \text{ keV}/c^2$  von





**Abbildung 4.3:** Die unkorrigierte (oben) und korrigierte (unten) mittlere Masse der positiven und negativen Kaonen. Die roten Kreise stehen für die Masse der positiven Kaonen, die blauen Dreiecke für die der negativen Kaonen.

der PDG-Masse. Dies ist in einer nicht perfekten Energiekalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters begründet und wird deshalb nicht durch die Korrektur der Impulse der geladenen Pionen korrigiert. Da dieser Effekt aber sowohl positive wie auch negative Kaonen betrifft, hat er keinen Einfluss auf die Qualität dieser Messung.

### 4.4.3 Korrektur auf die Daten des elektromagnetischen Kalorimeters

#### Korrektur der Schauerposition

Die Rekonstruktion des elektromagnetischen Kalorimeter liefert die  $x$ - und  $y$ -Position des gewichteten Mittels der Energieverteilung im Schauer. Da das Schauermaximum eines typischen Photons je nach Energie etwa 35 cm tief im elektromagnetischen Kalorimeter liegt, und die Photonen in einem der Rekonstruktion nicht bekannten Winkel auf das Kalorimeter getroffen sind, stimmt diese Position nicht mit der tatsächlichen Auftreffposition überein. Erst wenn der wahrscheinliche Zerfallsvertex und damit der Auftreffwinkel bekannt sind, kann die Position korrigiert werden. Dabei wird berücksichtigt, dass das elektromagnetische Kalorimeter von NA48/2 Auslezellen besitzt, die auf den wahrscheinlichsten Zerfallspunkt der neutralen  $K^0$ -Mesonen gerichtet sind.

#### Nichtlinearität bei kleinen Energien

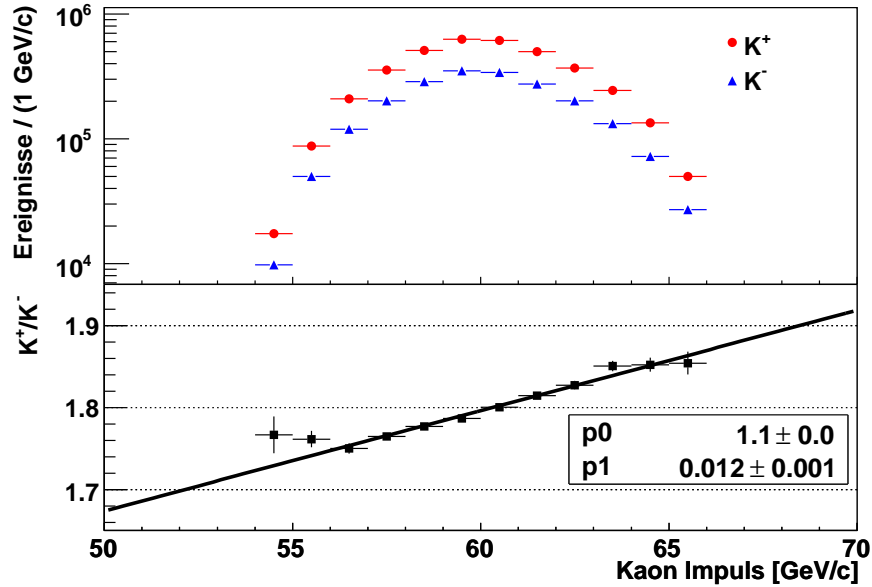
Um das elektromagnetische Kalorimeter möglichst effizient auslesen zu können, wurden nur Zellen ausgelesen, die selbst oder deren Nachbarn mehr Energie als ein bestimmter Schwellenwert angesammelt haben. Bei Schauern mit einer Energie dicht an der Schwelle kann am Rand eines Schauers ein Teil der Energie verloren gehen und so Nichtlinearitäten erzeugt werden. Zusätzlich wurde die Auflösung der Auslese des elektromagnetischen Kalorimeters durch die Superevent-Auslese verschlechtert, dies vergrößert diesen Effekt natürlich.

Es wird eine empirische Korrekturformel verwendet, um die Nichtlinearitäten in elektromagnetischen Schauern mit Energien  $< 11$  GeV zu korrigieren [Mik02]:

$$E_{\text{korr.}} = E(1,019 - 4,165 \cdot 10^{-3} \cdot E + 3,075 \cdot 10^{-4} \cdot E^2 - 7,924 \cdot 10^{-6} \cdot E^3). \quad (4.16)$$

#### 4.4.4 Impulsgewichtung

In dem zur Analyse benutzten Vierfachverhältnis kürzen sich alle Unterschiede in der Strahlführung oder im Detektor in erster Ordnung heraus, außerdem kann mit den Kontrollverhältnissen die Größe der resultierenden Scheinasymmetrien bestimmt



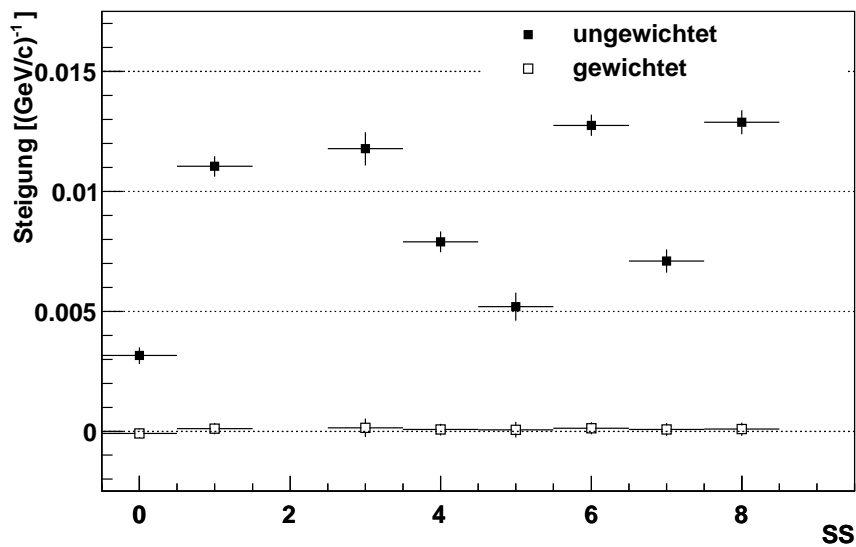
**Abbildung 4.4:** Die ungewichteten Impulsspektren von  $K^+$  und  $K^-$  von Supersample 3 im Vergleich. In der unteren Abbildung sind zur Veranschaulichung die Spektren von  $K^+$  und  $K^-$  durcheinander geteilt.

werden. Dies funktioniert jedoch leider nicht für Unterschiede in den Produktionsspektren von positiven und negativen Kaonen. Unterschiede im Produktionsspektrum kürzen sich im Verhältnis  $R_4$  (4.5) nicht heraus, da hier positive und negative Kaonen verglichen werden. Während in den Kontrollverhältnissen  $R_{S,J}$  (4.8), sowie  $R_{UD}$  (4.10) gleich geladene Kaonen miteinander verglichen werden, so dass die Produktionsspektren keinen Einfluss haben. Das bedeutet, dass wenn die Impulsspektren von positiven und negativen Kaonen nicht gleich sind, durch die impuls- und  $u$ -abhängige Akzeptanz eine Scheinasymmetrie erzeugt werden kann, die nicht in den Kontrollverhältnissen auftaucht. Wegen den vollkommen verschiedenen Produktionsmechanismen von  $K^+$  und  $K^-$  kann leider auch nicht erwartet werden, dass die Produktionsspektren gleich sind.

Beim Vergleich der Impulsspektren von positiven und negativen Kaonen eines Supersamples wird festgestellt, dass im Verhältnis der Spektren eine deutliche Steigung entsteht (siehe Abbildung 4.4). Um den Unterschied der Spektren zu korrigieren wird das Impulsspektrum von  $K^+$  und  $K^-$  für jedes Supersample nach der Selektion getrennt gemessen und mit Hilfe des Doppelverhältnisses

$$V_P = \frac{P(A+ K+) P(A- K+)}{P(A+ K-) P(A- K-)} \quad (4.17)$$

der Unterschied der Impulsspektren bestimmt. Das Doppelverhältnis ist analog zu dem Vierfachverhältnis zur Bestimmung der Asymmetrie aufgebaut, so dass Unter-



**Abbildung 4.5:** Die Steigungen des Verhältnisses (4.17) der Impulsspektren von  $K^+$  und  $K^-$  vor und nach der Gewichtung.

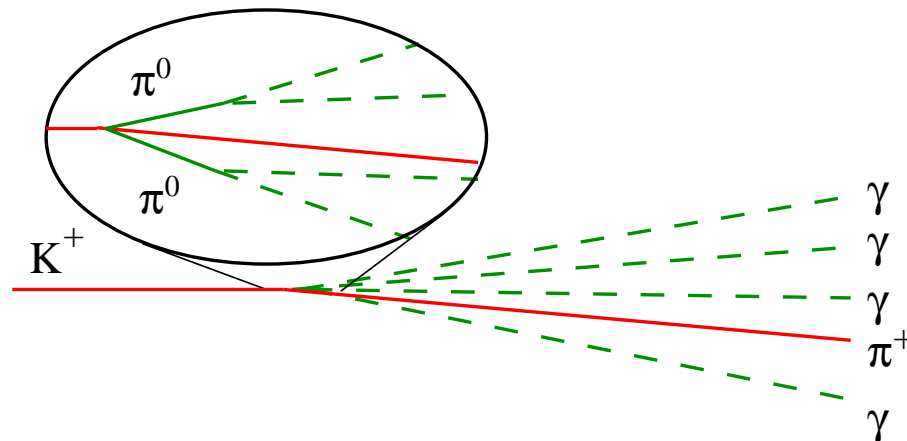
schiede in den Strahlführungen sich auch hier ausgleichen können. An die Verhältnisse der Impulsspektren werden Geraden angepasst, die Steigungen im Bereich von etwa 0,3% bis 1,2% (siehe Abbildung 4.5) zeigen. In ihrer Größenordnung entsprechen sie den Erwartungen aus dem Unterschied in dem Produktionsspektrum. Die Abweichungen von dem linearen Zusammenhang am Rand der Verteilungen sind wohl auf eine unvollständige Symmetrisierung des Achromaten zurückzuführen, wie sie durch Änderungen in der Strahlführung während eines Supersamples entstehen kann.

Mit Hilfe der Geraden wird das Impulsspektrum des positiven Kaons auf das Spektrum des negativen Kaons umgewichtet. So kann verhindert werden, dass die unterschiedlichen Impulsspektren über die Akzeptanz eine Scheinasymmetrie erzeugen. Die Histogramme, die zur Bestimmung der Gewichtungsfaktoren der einzelnen Supersamples benutzt werden, sowie eine Tabelle der resultierenden Geraden sind in Anhang A.1 zu sehen.

## 4.5 Die Selektion

### 4.5.1 Ereignistopologie

Zerfällt ein geladenes Kaon in  $\pi^\pm\pi^0\pi^0$ , zerfallen die neutralen Pionen über die elektromagnetische Wechselwirkung mit einer Lebensdauer von etwa  $10^{-16}$  s zum aller-



**Abbildung 4.6:** Topologie des Zerfalls eines geladenen Kaons in  $\pi^\pm\pi^0\pi^0$  im NA48-Detektor. Die Flugstrecken der beiden neutralen Pionen können wegen ihrer kleinen Lebensdauer nicht vom NA48-Detektor aufgelöst werden.

größten Teil in zwei Photonen. Diese kurze Lebensdauer ist für den NA48-Detektor nicht auflösbar. Deshalb wird angenommen, dass die beiden neutralen Pionen noch am Zerfallsvertex des Kaons in je zwei Photonen zerfallen (siehe Abbildung 4.6). Im elektromagnetischen Kalorimeter wurden Positionen und Energien der vier Photonen gemessen. In den Driftkammern wurden Impuls, Ladung, Position und Richtung des geladenen Pions bestimmt. Der NA48/2-Detektor registrierte also von einem  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$ -Zerfall eine geladene Spur und vier Photonen. Auch das geladene Kaon wurde vom KABES-Detektor registriert, da diese Information aber keinen Vorteil für diese Analyse bringt, wird sie nicht verwendet.

#### 4.5.2 Auswahl der Spur- und Photonenkandidaten

Zunächst werden mögliche Kandidaten für Photonen und für das geladene Pion durch eine Reihe von Kriterien definiert. Sie sollen sicherstellen, dass nur gut rekonstruierte Photonen und Pionen in der Analyse benutzt werden.

Für Photonen werden die folgenden Bedingungen gefordert:

- Die Energie des Photons muss zwischen 3 GeV und 60 GeV liegen.
- Der Abstand zu auf das LKr extrapolierten Spuren muss größer als 15 cm sein.
- Die Distanz zum Zentrum der Strahlröhre muss mehr als 13 cm betragen.
- Der Auftreffpunkt muss mindestens 5 cm vom Rand des Kalorimeter entfernt sein.

Für Kandidaten für das geladene Pion wird gefordert, dass

- der Impuls der Spur zwischen 3 GeV und 66 GeV liegt,
- die Spur die erste und vierte Driftkammer mit einem Abstand zum Zentrum der Strahlröhre zwischen 10 cm und 120 cm durchquert haben muss,
- der Abstand zum Zentrum der Strahlröhre an der Position des Hodoskops größer als 13,5 cm sein muss.

Nun werden für alle möglichen Kombinationen von zwei  $\pi^0$ -Zerfällen die  $z$ -Vertizes der beiden neutralen Pionen berechnet und die Kombination gesucht, für die der Abstand zwischen den  $z$ -Vertizes am kleinsten ist. Dabei wird schon ein erster Schnitt auf die Zeiten der einzelnen Schauer gemacht, die Differenz der Einzelzeiten zu dem Mittel darf nicht größer als 5 ns sein. Die  $\pi^0$ -Kandidaten werden darauf in einer zweiten Schleife mit allen Kandidaten für das geladene Pion kombiniert und das Pion ausgewählt, dass die beste Kaonmasse ergibt. Als Zerfallsvertex wird dabei die gemittelte  $z$ -Position der neutralen Vertizes benutzt, da die Auflösung der  $z$ -Position des Vertex der neutralen Pionen wesentlich besser ist als ein aus der Spur und der Flugrichtung des Kaons bestimmter Vertex. Als  $x$ - und  $y$ -Position des Vertex werden die Koordinaten der Spur an dieser  $z$ -Position benutzt.

### 4.5.3 Allgemeine Schnitte

Eine Reihe von Schnitten wird durchgeführt, um offensichtliche Falschmessungen von einzelnen Werten zu verwerfen und konsistente Bedingungen bei der Datennahme sicher zu stellen. Ähnliche Bedingungen werden zum Teil auch schon in der Vorselektion gefordert.

- In dem Burst dürfen die Detektorteile Driftkammer, Trigger, Hodoskop und elektromagnetisches Kalorimeter nicht als defekt markiert sein und der Burst muss als für die physikalischen Analysen geeignet gekennzeichnet sein.
- Das Bit für die Triggerbedingung der neutralen Asymmetrieanalyse muss gesetzt sein.
- Der Impuls des rekonstruierten Kaons muss im Bereich zwischen 54 GeV/ $c$  und 66 GeV/ $c$  liegen (siehe Abbildung 4.7).
- Der Abstand zwischen den Vertizes der beiden rekonstruierten neutralen Pionen muss kleiner als 5 m sein.
- Der Vertex des rekonstruierten Kaons muss im NA48-Koordinatensystem zwischen  $-16$  m und 80 m liegen (Abbildung 4.8) und der radiale Abstand des Vertex von dem Zentrum der Strahlachse kleiner als 5 cm sein.

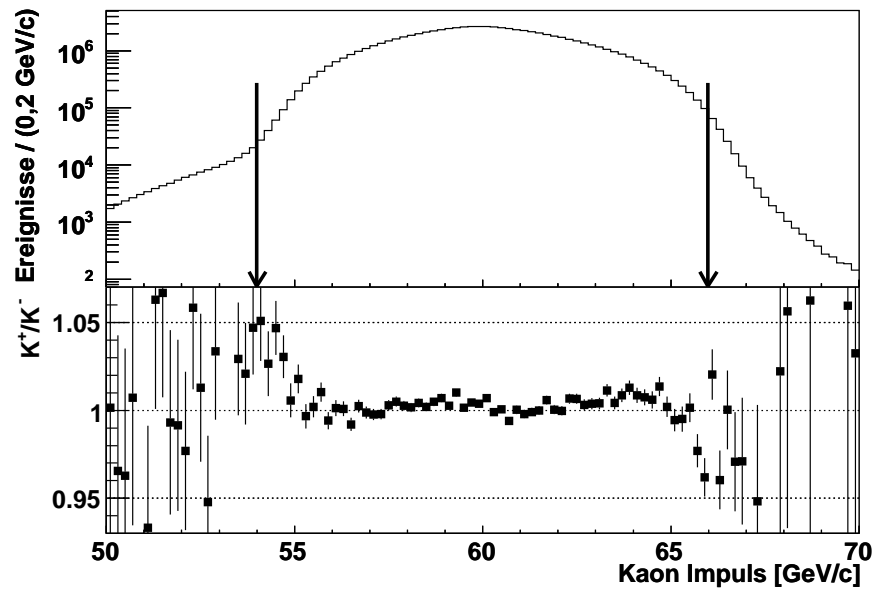


Abbildung 4.7: Die rekonstruierten Impulse der positiven und negativen Kaonen, im oberen Histogramm summiert, unten das Verhältnis  $K^+/K^-$  zum Vergleich der Spektren. Alle Selektionskriterien außer dem Schnitt auf den Impuls sind angewandt, die Pfeile zeigen die Position des Impulsschnittes.

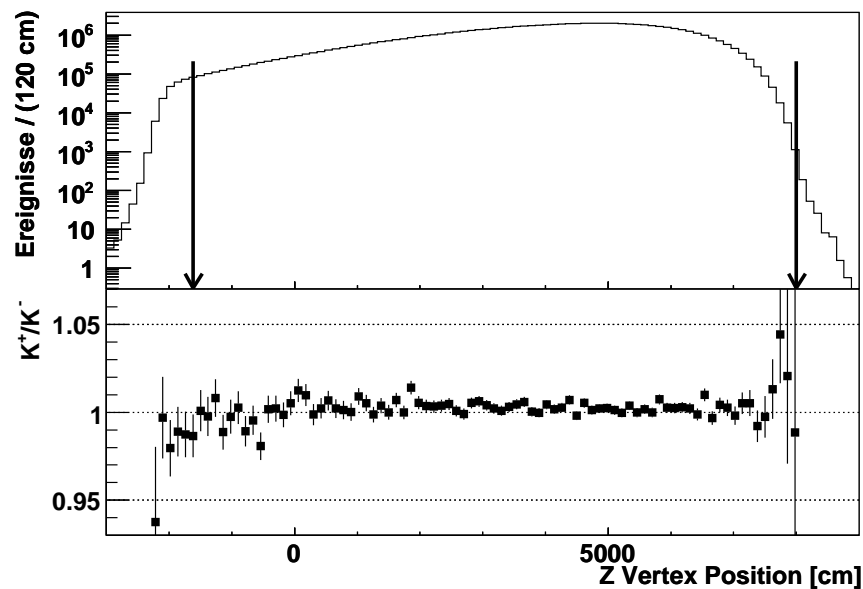
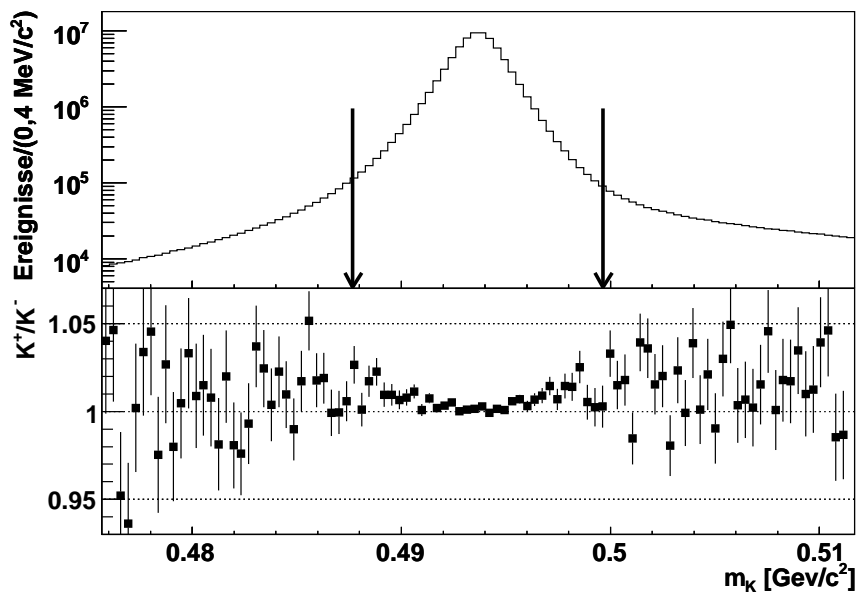


Abbildung 4.8: Die z-Position der Vertizes positiver und negativer Kaonen, im oberen Histogramm summiert, unten das Verhältnis  $K^+/K^-$  zum Vergleich der Spektren. Alle Selektionskriterien außer dem Schnitt auf den z-Vertex sind angewandt, die Pfeile zeigen die Position dieses Schnittes.



**Abbildung 4.9:** Die rekonstruierte Masse der positiven und negativen Kaonen, im oberen Histogramm summiert, unten das Verhältnis  $K^+/K^-$  zum Vergleich der Spektren. Alle Selektionskriterien außer dem Schnitt auf die Masse sind angewandt, die Pfeile zeigen die Position dieses Schnittes.

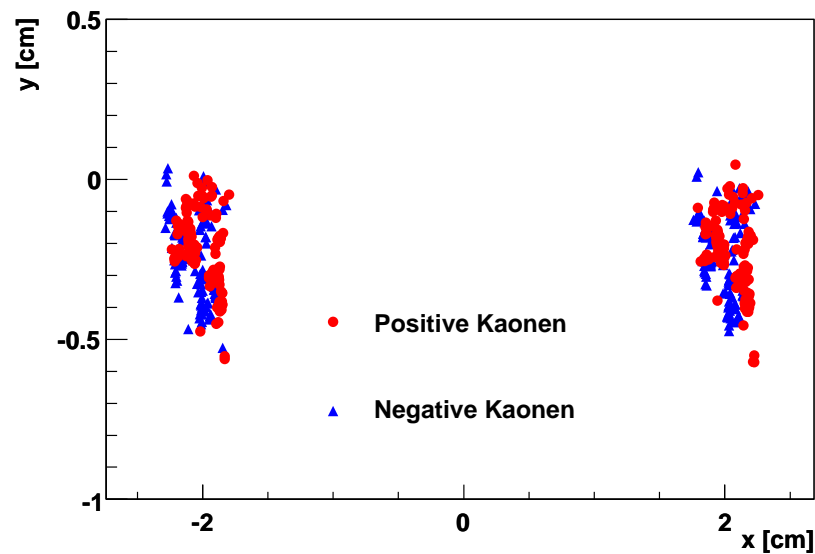
- Zur Unterdrückung von zufälligen Ereignissen werden Bedingungen an die Detektionszeit der einzelnen Teilchen gestellt. Bereits während der Photonenselektion wird gefordert, dass die einzelnen Photonen einen zeitlichen Abstand kleiner als 5 ns von der Durchschnittszeit der Photonen haben. Zusätzlich muss die Spur eine Differenz von weniger als 20 ns zur Durchschnittszeit der Photonen haben.
- Die rekonstruierte Masse muss eine kleinere Differenz zum PDG-Wert der Masse des geladenen Kaons als  $6 \text{ MeV}/c^2$  haben (siehe auch Abbildung 4.9).

#### 4.5.4 Schnitte zur Symmetrisierung der Akzeptanz

Eine wichtige Voraussetzung für kleine systematische Unsicherheiten ist eine möglichst gleiche Akzeptanz für positive und negative Kaonen. Leider ist in der Realität der Detektor nicht perfekt, und auch die beiden Strahlen verändern über die Dauer der Datennahme immer wieder ihre Position im Detektor.

Das „Wandern“ der Strahlen ist eine Folge leichter Schwankungen der Stromstärke in den Führungsmagneten, die über so eine lange Zeit nicht ausreichend stabil gehalten werden können. Auch der Strahl des SPS unterliegt Schwankungen, die die Position der Strahlen im Detektor ändern. Trotzdem waren die Zentren der Strahlen während der gesamten Datennahme auf wenige Millimeter genau überlagert. Hinter



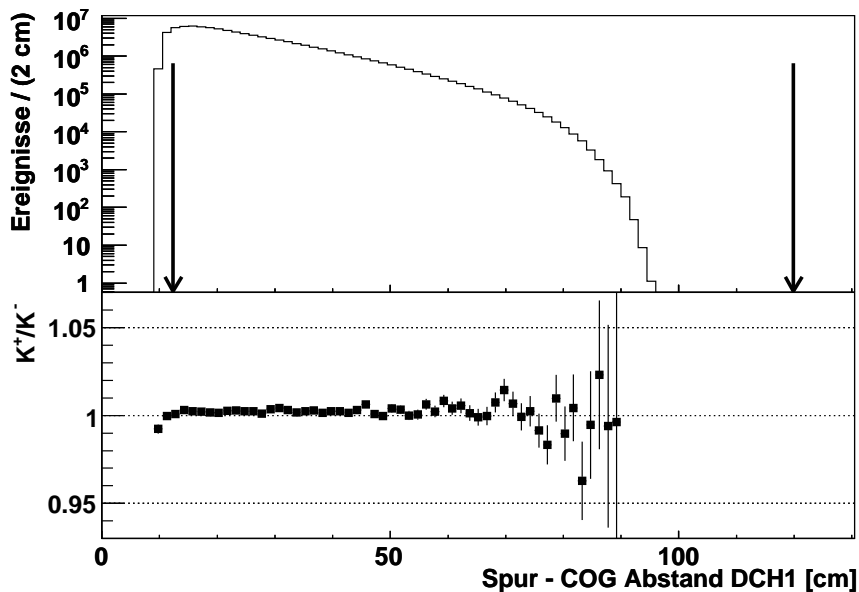


**Abbildung 4.10:** Strahlposition (COG) der vom Spektromettermagneten abgelenkten Strahlen in der vierten Driftkammer. Jeweils ein roter Punkt ( $K^+$ ) und blaues Dreieck ( $K^-$ ) gehören zu einem Magnetfeldpaar, durch umpolen des Spektromettermagneten tauschen die beiden das Strahlzentrum. Die beiden Strahlen aus den Achromaten sind überlagert, sie sind in diesem Bild nicht zu unterscheiden. Wegen der besseren Übersichtlichkeit sind die Fehlerbalken der einzelnen Punkte weggelassen.

dem Magneten wurden positive und negative Kaonen jedoch durch den Spektromettermagnet separiert und es entstanden zwei etwa 4 cm separierte Strahlzentren (siehe Abbildung 4.10).

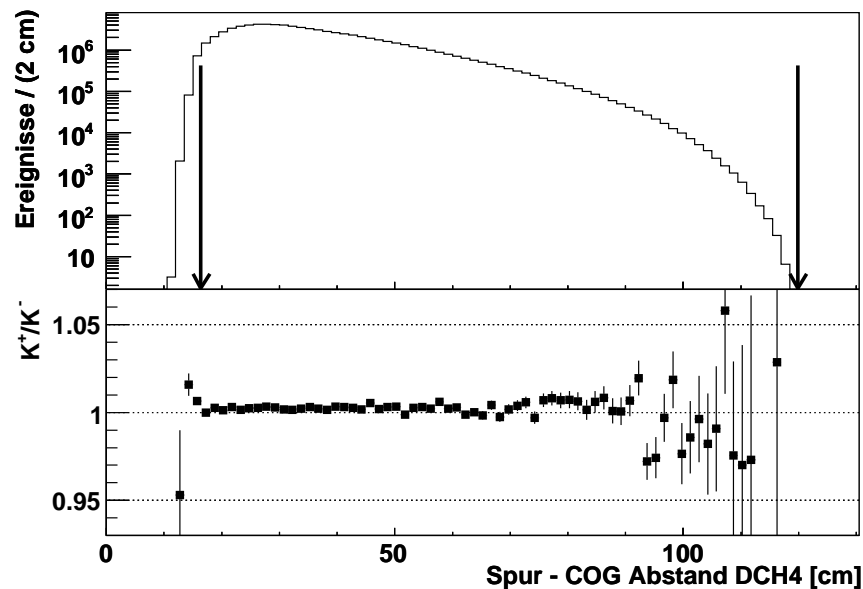
Das leichte „Wandern“ der Strahlen führt dazu, dass die Akzeptanz für die Kaonen, die den gleichen Strahlengang durchlaufen, über die Zeit nicht exakt gleich ist. Zwar heben sich solche Unterschiede bei der Bildung des Verhältnisses (4.5) in erster Ordnung auf, dies funktioniert jedoch um so besser, je kleiner die Unterschiede sind und besonders Effekte zweiter Ordnung können durch die Schnitte verkleinert werden.

Ähnliches gilt für den Spektromettermagneten, auch hier kann es kleine Schwankungen in der Feldstärke geben, die zwar gemessen und kontrolliert wurden, aber ebenfalls zu kleinen Unterschieden in der Akzeptanz führen können. Deshalb wird die mittlere Strahlposition (COG) von jedem Burst in den am stärksten die Akzeptanz bestimmenden Detektorteilen gemessen und von der mittleren Strahlposition abhängige Akzeptanzschnitte auf die durch den Detektorteil gemessenen Teilchen durchgeführt:



**Abbildung 4.11:** Abstände zwischen Spuren und mittlerer Strahlposition in der ersten Driftkammer. Im oberen Histogramm sind positive und negative Kaonen summiert, unten das Verhältnis  $K^+/K^-$ . Alle Selektionskriterien außer dem Schnitt auf den Abstand Spur-COG in der ersten Driftkammer sind angewandt, die Pfeile zeigen die Position dieses Schnittes.

- In der ersten Driftkammer wird der Abstand zwischen der mittleren Strahlposition und der geladenen Spur auf den Bereich zwischen 12,5 cm und 120 cm begrenzt. Der innere Radius wird durch die Dicke der Strahlröhre (Radius etwa 7,5 cm) und den daran befestigten Flanschen und Befestigungen der Drähte der Driftkammern bestimmt (siehe Abbildung 4.11).
- In der vierten Driftkammer wird der Abstand zwischen der durch den Magneten abgelenkten mittleren Strahlposition und der Spur auf 16,5 cm und 120 cm begrenzt. Der größere innere Radius ist nötig, da der Magnet die mittlere Position des geladenen Strahls um etwa 2 cm nach rechts bzw. links verschiebt (siehe Abbildung 4.12).
- An der Position des geladenen Hodoskops wird der Mindestabstand von der abgelenkten mittleren Strahlposition und der Spur von 15 cm gefordert.
- Auf dem elektromagnetischen Kalorimeter LKr wird auf den Abstand der Photonen zur mittleren Position des nicht abgelenkten Strahls geschnitten, da neutrale Teilchen nicht vom Magneten beeinflusst werden. Der Abstand der Photonen wird auf mindestens 15 cm von der mittleren Strahlposition und am äußeren Rand des Kalorimeters auf einen Abstand von mindestens 5 cm vom achteckigen Rand des Kalorimeters begrenzt (siehe Abbildung 4.13).

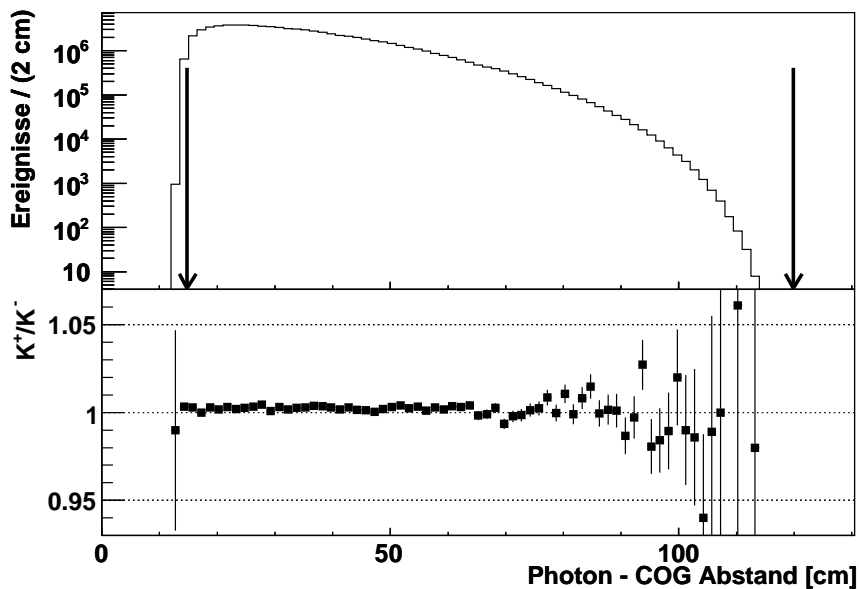


**Abbildung 4.12:** Abstände zwischen Spuren und mittlerer Strahlposition in der vierten Driftkammer. Im oberen Histogramm sind positive und negative Kaonen summiert, unten das Verhältnis  $K^+/K^-$ . Alle Selektionskriterien außer dem Schnitt auf den Abstand Spur-COG in der vierten Driftkammer sind angewandt, die Pfeile zeigen die Position dieses Schnittes.

Durch diese Kriterien soll gewährleistet werden, dass die Akzeptanz von positiven und negativen Kaonen im Laufe der Zeit so ähnlich wie möglich ist.

In Teilen von drei Datennahme-Perioden (SS 3, SS 4 und SS 6) gab es Probleme mit dem geladenen Hodoskop, es war zeitweilig jeweils ein Streifen ineffizient. Dies führte wieder zu zeitlichen Variationen der Akzeptanz und zu Unterschieden in der Akzeptanz von negativen und positiven Kaonen. Deshalb wird in den gesamten Daten der Supersamples, die diese Perioden enthalten, ein Streifen punktsymmetrisch zum ineffizienten Streifen sowie der ineffiziente Streifen vollständig weggeschnitten.

Während eines Teils der Datennahme für SS 2 lieferte der neutrale Teil des Triggers durch einen Fehler in der Elektronik eine deutlich überhöhte Triggerrate. Die Ursache des Problems war schwer zu finden, auch da es periodisch auftrat und wieder verschwand. Deshalb vergingen fast zwei Wochen, bis es lokalisiert und behoben werden konnte. Da während den Perioden mit überhöhter Triggerrate der neutrale Teil des Triggers deaktiviert wurde, wurden während Teilen von SS 2 deutlich weniger  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  Ereignisse aufgezeichnet. Dies führte zu einer schlechten Ausgewogenheit der Daten der verschiedenen Magnetfeld-Perioden. Um SS 2 nicht vollständig zu verlieren, wurde beschlossen die Daten mit Problemen im neutralen Trigger vollständig auszuschließen, und SS 1 und SS 2 zu einem Supersample zusammenzufassen.



**Abbildung 4.13:** Abstände zwischen Photonen und mittlerer Strahlposition auf dem elektromagnetischen Kalorimeter. Es wird aus jedem Ereignis jeweils der kleinste Abstand benutzt. Im oberen Histogramm sind positive und negative Kaonen summiert, unten das Verhältnis  $K^+/K^-$ . Alle Selektionskriterien außer dem Schnitt auf den Abstand Photonen-COG in der vierten Driftkammer sind angewandt, die Pfeile zeigen die Position dieses Schnittes.

In SS 4, dem erste Supersample der Datennahme des Jahres 2004, gab es Probleme mit den Hochspannungen an einigen Drähten der vierten Driftkammer. Um dennoch Daten aufzeichnen zu können, mussten die Hochspannungen reduziert werden, was in einer verkleinerten Effizienz resultiert. Leider war die Spurrekonstruktion der Massbox sehr empfindlich auf eine verschlechterte Effizienz, so dass der Level-2 Trigger während dieser Periode eine deutlich erhöhte Ineffizienz zeigte. Da der Anteil der Daten in SS 4 relativ klein ist und nicht mit Sicherheit davon ausgegangen werden kann, dass diese Ineffizienzen keinen Einfluss auf das Ergebnis haben, werden die Daten des SS 4 für diese Analyse nicht verwendet.

## 4.6 Selektierte Ereignisse

Mit der oben beschriebenen Selektion werden ca. 47 Millionen Ereignisse aus den Daten des Jahres 2003 und ca. 44 Millionen Ereignisse aus den Daten des Jahres 2004 ausgewählt. In Tabelle 4.1 sind die Ereigniszahlen nach den wichtigsten Schnitten eingetragen, die Anzahl der selektierten Ereignisse in den einzelnen Datennahmepersonen mit den unterschiedlichen Magnetfeldkonfigurationen ist in Tabelle 4.2

Nach Schnitt	Ereignisse /10 <sup>6</sup>
Vorselektion	328,15
1 geladenes Pion und 2 neutrale Pionen	184,66
Trigger-Schnitt	166,22
Ineffizienter Detektor/Perioden	122,50
Vertex-Schnitte	111,60
Massen- und Impuls-Schnitt	103,72
Zeit-Schnitte	103,67
Symmetrisierung	92,24

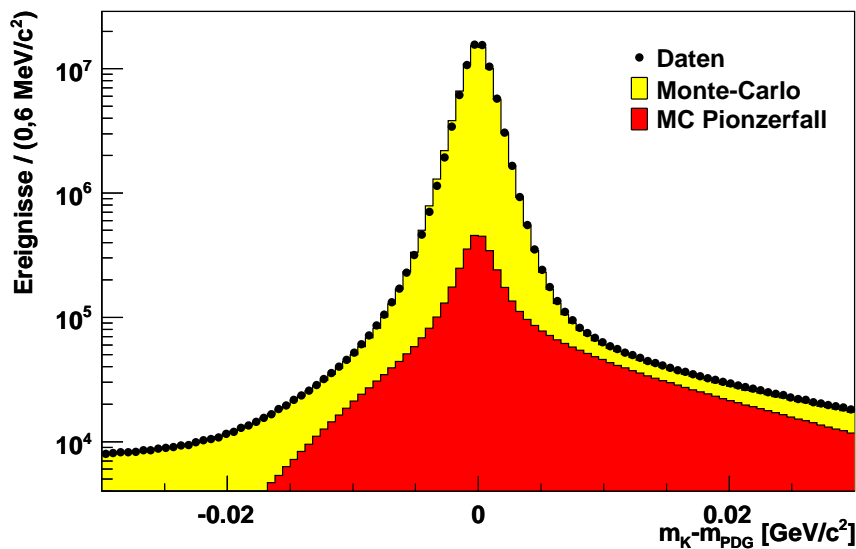
**Tabelle 4.1:** Tabelle der Ereigniszahlen nach den wichtigsten Schnitten.

SS	A+				A-				$\Sigma$ $K^+$	$\Sigma$ $K^-$
	B+		B-		B+		B-			
	$K^+$	$K^-$	$K^+$	$K^-$	$K^+$	$K^-$	$K^+$	$K^-$		
0	4,80	2,59	3,82	2,09	3,77	2,16	4,21	2,41	16,61	9,25
1-2	3,57	1,99	2,67	1,49	2,33	1,30	1,71	0,95	10,28	5,73
3	0,83	0,46	1,02	0,57	0,64	0,35	1,26	0,70	3,75	2,09
$\Sigma$ '03	9,20	5,04	7,51	4,15	6,74	3,81	7,18	4,06	30,64	17,07
5	1,24	0,68	1,28	0,71	1,37	0,76	1,30	0,73	5,19	2,89
6	2,13	1,17	2,03	1,13	2,40	1,34	2,39	1,34	8,95	4,98
7	1,73	0,96	1,73	0,96	2,12	1,18	1,97	1,10	7,55	4,20
8	1,76	0,97	1,71	0,95	1,77	0,99	1,66	0,93	6,92	3,85
$\Sigma$ '04	6,86	3,78	6,75	3,75	7,66	4,27	7,32	4,10	28,61	15,92
$\Sigma$	16,06	8,82	14,26	7,90	14,4	8,08	14,5	8,16	59,25	32,99

**Tabelle 4.2:** Tabelle der Ereigniszahlen (in Millionen), unterteilt in Ladung, Periode und Magnetfeldkonfiguration.

aufgeführt. Es ist wichtig für die Analyse, dass es keine groben Missverhältnisse in den Datensätzen mit verschiedenen Polarisierungen und Kaonenladungen gibt, da der statistische Fehler in dem Vierfachverhältnis durch den kleinsten Datensatz bestimmt wird und der Ausgleich von Akzeptanzunterschieden ansonsten nicht richtig funktioniert. Aufgrund der unterschiedlichen Produktionsrate von positiven und negativen Kaonen wurden etwa zweimal mehr positive Zerfälle als negative Zerfälle aufgezeichnet.

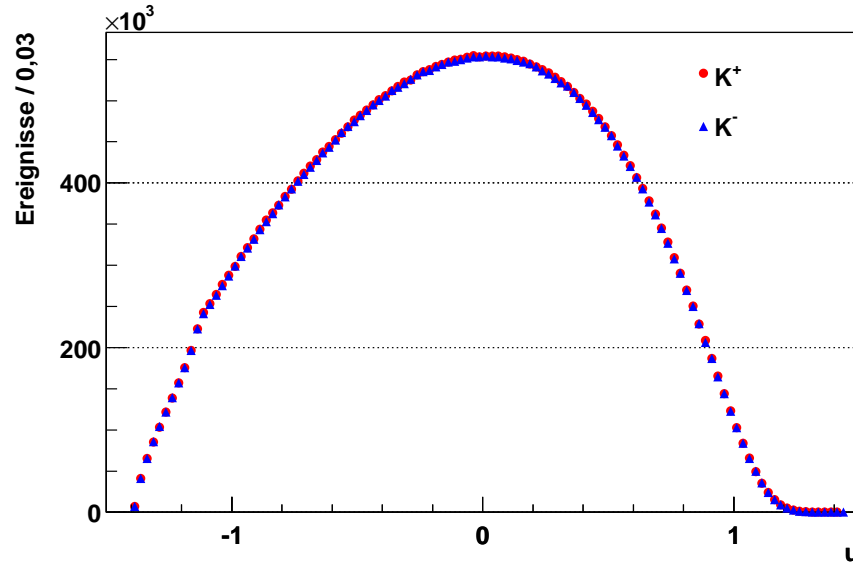
Die Verteilung der rekonstruierten Kaonmasse ist in Abbildung 4.14 im Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation zu sehen. Die Kaonen können untergrundfrei selektiert werden, lediglich der Zerfall des geladenen Pions in ein Myon sorgt für asymmetrische Schwänze der Massenverteilung.



**Abbildung 4.14:** Selektierte Ereignisse im Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation. Der Zerfall ist untergrundfrei selektiert, lediglich der Zerfall des geladenen Pions nach einem Myon erzeugt einen asymmetrischen Untergrund.

## 4.7 Bestimmung von $\Delta g$

Die  $u$ -Verteilungen von positiven und negativen Kaonen nach der Selektion über alle Supersamples summiert sind in Abbildung 4.15 zu sehen. Zur Bestimmung von  $\Delta g$  werden die  $u$ -Verteilungen der selektierten Ereignisse der verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen für jedes Supersample entsprechend der vier Verhältnisse (4.1)-(4.4) durcheinander geteilt und für das Vierfachverhältnis (4.5) miteinander multipliziert. An die resultierenden Verteilungen wird mit Hilfe von `Minuit` [MIN] die vierte Potenz der Näherung (1.9) mit dem Asymmetrieparameter  $\Delta g$  und der Normierung  $N$  als freien Parameter angepasst. Bei dieser Anpassung werden alle Ereignisse benutzt, die die Selektionskriterien erfüllen, d.h. insbesondere wird das komplette  $u$ -Spektrum ohne Grenzen angepasst. Für das Endergebnis werden die Resultate der einzelnen Supersamples gewichtet gemittelt. Die Berechnung des Vierfachverhältnisses wird für jedes Supersample separat durchgeführt, damit sich Strahl- und Detektorasymmetrien so gut wie möglich ausgleichen können. Das Vierfachverhältnis der  $u$ -Spektren sowie die Anpassungen an die Daten der einzelnen Supersamples sind in Abbildung 4.16 zu sehen. Man kann erkennen, dass die nichtlineare Funktion (1.9), die zur Anpassung benutzt wird, auf negative Werten von  $u$  deutlich empfindlicher ist (vgl. Abbildung 3.2). Die Daten bei positiven Werten von  $u$  tragen nur wenig zu dem Ergebnis bei. Die Normierung der Vierfachverhältnisse ist wegen der



**Abbildung 4.15:** Die  $u$ -Verteilungen der positiven und negativen Kaonen, hier die Daten aller Supersamples gemeinsam. Die Normierung ist wegen der Impulsgewichtung ungefähr 1.

Impulsgewichtung ungefähr 1. Da die Impulsgewichtung in einem Doppelverhältnis ohne Aufteilung in Perioden der Spektrometermagnet-Polarisation durchgeführt wird und die Größen der einzelnen Datensätze mit den verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen von Supersample zu Supersample verschieden sind, schwankt die Normierung der Vierfachverhältnisse etwas. Dies hat aber keinen Einfluss auf das Ergebnis.

Zum Vergleich der Anpassung mit den Daten ist in Abbildung 4.17 das Vierfachverhältnis aller Daten zusammen berechnet und mit dem Ergebnis aus dem Mittelwert der Anpassungen aller Supersamples dargestellt. Bei der Berechnung des Vierfachverhältnisses aller Daten funktioniert der Ausgleich von Strahl- und Detektorasymmetrien nicht vollständig, weshalb diese Abbildung nur zur Veranschaulichung des Resultats geeignet ist.

Zur Kontrolle der Scheinasymmetrien durch Detektor und Strahlführung werden auch die Kontrollverhältnisse  $R_{SJ}$  (4.8) und  $R_{UD}$  (4.10) für jedes Supersample separat berechnet. An diese Verhältnisse wird die zweite Potenz der Näherung (1.9) angepasst, allerdings werden, um Verwechslungen zu vermeiden, die Asymmetrieparameter in diesen Fällen  $\Delta_{SJ}$  bzw.  $\Delta_{UD}$  genannt.

In Tabelle 4.3 sind die Ergebnisse der Anpassungen an die Vierfachverhältnisse eingetragen. Abbildung 4.18 zeigt die Ergebnisse der Anpassungen der physikalischen Asymmetrie  $\Delta g$  sowie den Scheinasymmetrien  $\Delta_{SJ}$  bzw.  $\Delta_{UD}$  für die einzelnen Su-

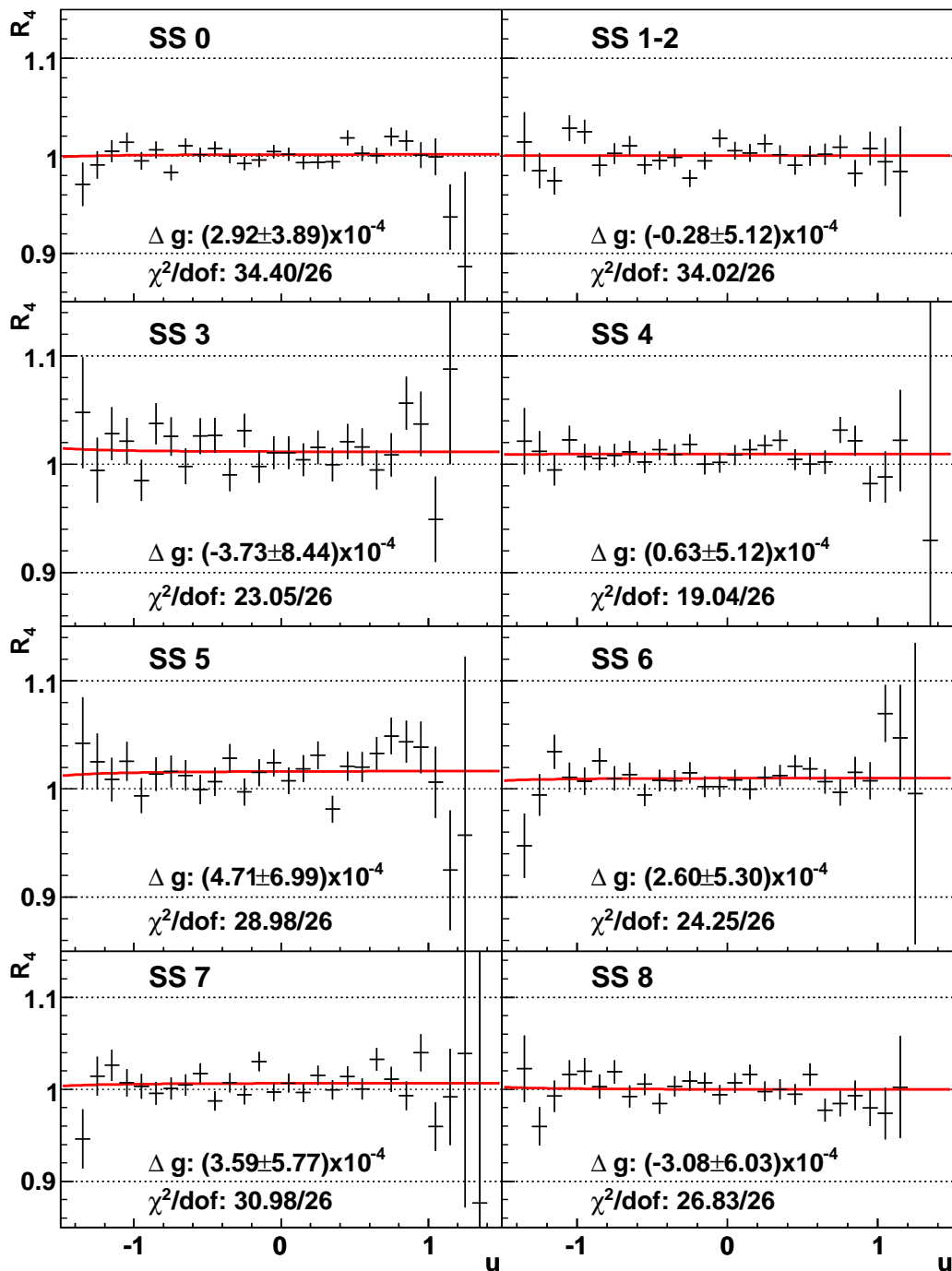
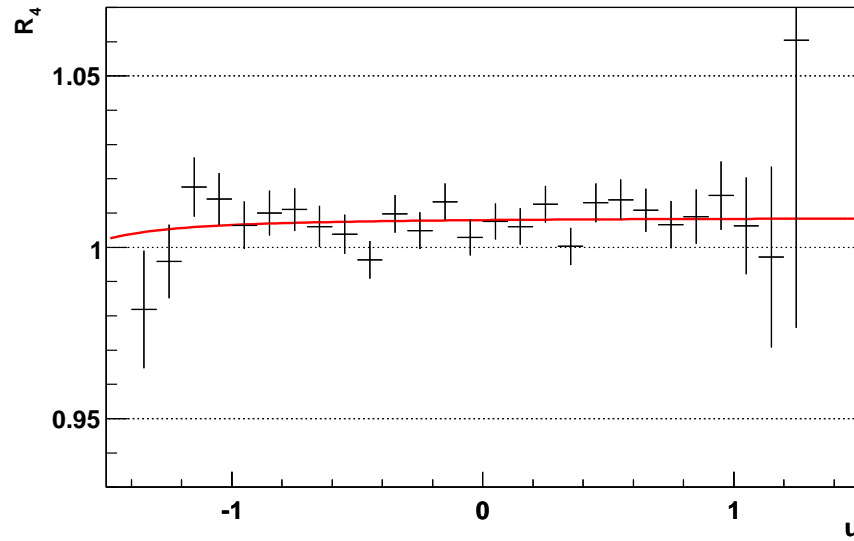


Abbildung 4.16: Die Anpassung an die Verhältnisse  $R_4$  für die einzelnen Supersamples. Zu sehen ist auch das von der Analyse wegen Problemen mit der Hochspannung in den Driftkammern von der Analyse ausgeschlossene Supersample 4.





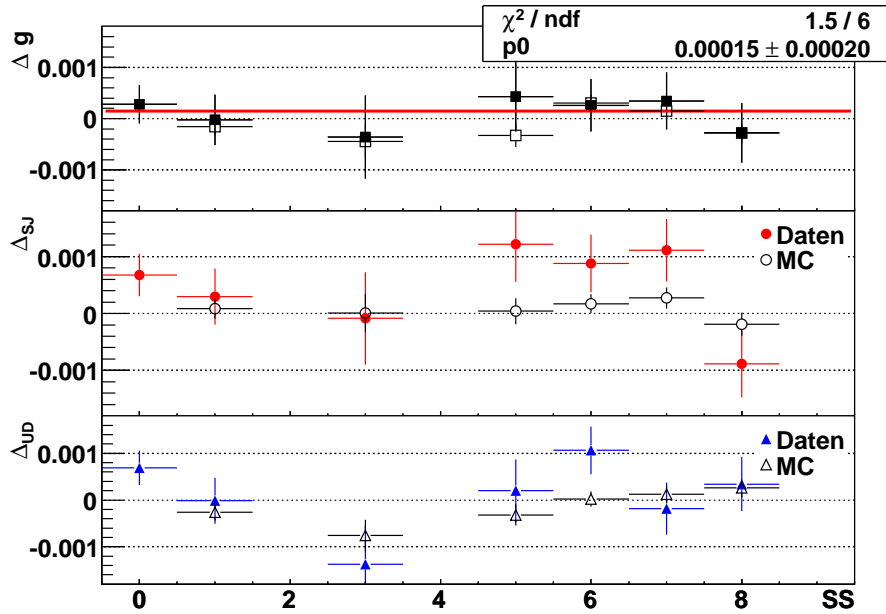
**Abbildung 4.17:** Das Verhältnis  $R_4$  aller Daten zusammen mit dem Resultat der Anpassung zum Vergleich des Ergebnisses mit den Daten.

SS	$\Delta g/10^{-4}$	$\chi^2/dof$
0	$2.92 \pm 3.89$	34.40/26
1-2	$-0.28 \pm 5.12$	34.02/26
3	$-3.73 \pm 8.44$	23.05/26
5	$4.71 \pm 6.99$	28.98/26
6	$2.56 \pm 5.30$	24.25/26
7	$3.59 \pm 5.77$	30.98/26
8	$-3.08 \pm 6.03$	26.83/26

**Tabelle 4.3:** Tabelle der Ergebnisse der Anpassung an das Vierfachverhältnis.

persamples. Man erkennt, dass die Ergebnisse für  $\Delta g$  der einzelnen Supersamples sehr stabil sind. Ebenfalls kann festgestellt werden, dass die Größenordnung der Scheinasymmetrien bereits im Bereich der Messgenauigkeit sind. Diese Scheinasymmetrien kürzen sich durch das Vierfachverhältnis noch heraus, so dass übrig bleibende Effekte zweiter Ordnung deutlich kleiner sein sollten.

In der Abbildung sind ebenfalls die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation für die Asymmetrien eingezeichnet. Durch die detaillierte, zeitveränderliche Strahl- und Detektorbeschreibung in der Monte-Carlo-Simulation werden die Scheinasymmetrien der Daten qualitativ gut von dem Monte-Carlo nachgebildet. Dies zeigt, dass der NA48-Detektor gut verstanden ist und dass die Monte-Carlo-Simulation sich für



**Abbildung 4.18:** Die Asymmetrien der einzelnen Supersamples. Die obere Abbildung zeigt das Ergebnis der Anpassung für  $\Delta g$  an das Vierfachverhältnis  $R_4$ , die unteren beiden die Ergebnisse der Anpassung von  $\Delta_{UD}$  und  $\Delta_{RS}$  an die Doppelverhältnisse  $R_{UD}$ , bzw.  $R_{RS}$ , jeweils für Daten und Monte-Carlo. Für Supersample 0 wurde kein spezielles Monte-Carlo generiert, die Daten von den zusammengefassten Supersamples 1 und 2 sind in Spalte 1 gezeigt.

Untersuchungen von systematischen Unsicherheiten in der Analyse eignet.

Die Abbildungen der Kontrollverhältnisse der einzelnen Supersamples mit den zugehörigen Anpassungen sind im Anhang A.2 zu finden.

Der Mittelwert aus den Anpassungen von  $\Delta g$  an die einzelnen Supersamples ergibt:

$$\Delta g = (1,47 \pm 2,08) \cdot 10^{-4}. \quad (4.18)$$

Daraus folgt für  $A_g$ , wenn man für  $g$  den aktuellen Weltmittelwert  $g = 0,626 \pm 0,007$  [PDG06] benutzt:

$$A_g = (1,17 \pm 1,66) \cdot 10^{-4}. \quad (4.19)$$

Dieser Wert ist im Rahmen seiner Genauigkeit in guter Übereinstimmung mit 0. Der statistische Fehler der Messung ist etwa zehnmal kleiner als die bisher genaueste Messung am IHEP-Beschleuniger.

# Kapitel 5

## Bestimmung der systematischen Unsicherheiten

Das Ergebnis dieser Analyse ist durch die Symmetrisierung des Detektors und durch die simultane Aufzeichnung von positiven und negativen Kaonen weitgehend unabhängig von systematischen Effekten. Trotzdem werden intensive Studien zu den verschiedenen möglichen Fehlerquellen getrieben.

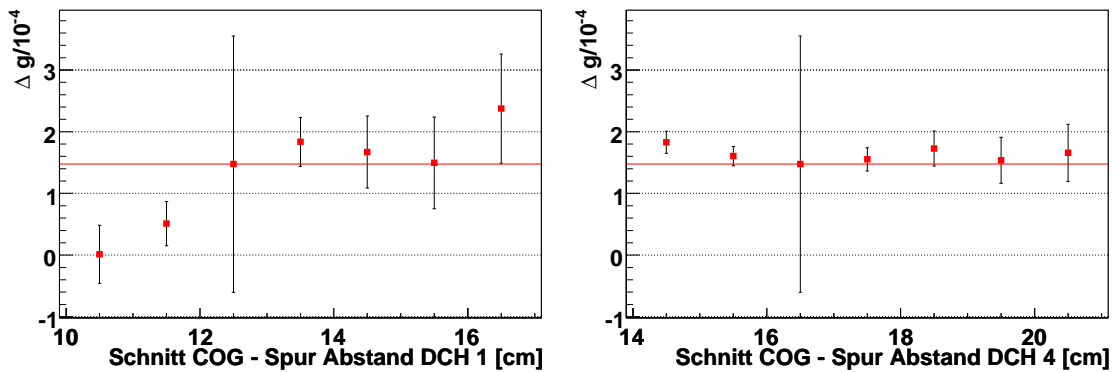
### 5.1 Variation der Schnitte

Die Selektionskriterien sollen gut rekonstruierte  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -Ereignisse von schlecht oder gar falsch rekonstruierten trennen und so eine Analyse ohne einen Bias ermöglichen. Um zu kontrollieren, dass die Kriterien richtig gewählt sind, werden die Schnitte um den nominellen Schnittpunkt herum variiert. Wenn eine Bedingung z.B. zu lose gewählt ist, verändert sich das Ergebnis bei der Änderung dieser Bedingung. Im Idealfall ändert sich das Ergebnis der Analyse bei der Variation einer Bedingung im Rahmen des unabhängigen Fehlers nicht. Der unabhängige Fehler  $\sigma_{\text{unab}}$  berechnet sich aus dem Fehler  $\sigma_{\text{std}}$  des Standard-Resultat und dem Fehler der Variation  $\sigma_{\text{var}}$  mit

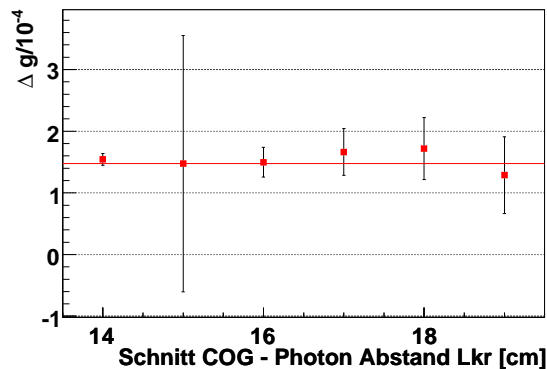
$$\sigma_{\text{unab}} = \sqrt{|\sigma_{\text{std}}^2 - \sigma_{\text{var}}^2|}. \quad (5.1)$$

#### 5.1.1 Akzeptanzschnitte

Es wird der minimale Abstand zwischen dem mittleren Strahlzentrum und der Spur des geladenen Pions in der ersten und vierten Driftkammer variiert. Die Ergebnisse dieser Variation sind in Abbildung 5.1 zu sehen. Das Ergebnis der Standard-Analyse ist mit dem statistischem Fehler der Analyse und der durchgezogenen, roten Linie



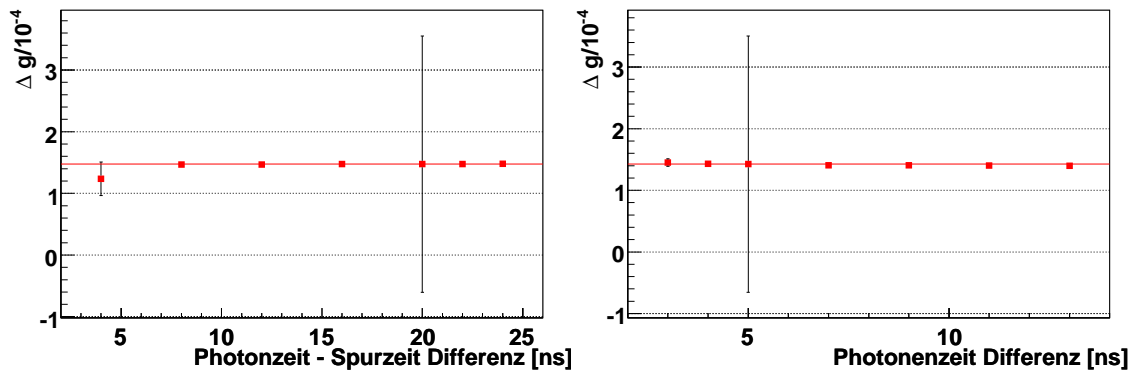
**Abbildung 5.1:** Variation der Schnitte auf den Abstand der Spur zum mittlerem Strahlzentrum in der ersten und vierten Driftkammer. Es ist zu erkennen, dass bei lockeren Schnitten (kleinere Radien) sich das Ergebnis ändert. Dies deutet darauf hin, dass das Pion bereits die weniger effizienten Randbereiche der Driftkammern durchquerte.



**Abbildung 5.2:** Variation des Schnittes auf den Abstand der Photonen zum mittlerem Strahlzentrum im elektromagnetischen Kalorimeter.

eingezeichnet. Die Ergebnisse der Variationen sind jeweils mit dem zur Standard-Analyse unabhängigen Fehler eingezeichnet. In beiden Fällen erkennt man, dass zu lockeren Schnitten (kleinere minimale Abstände) eine Variation des Ergebnisses eintritt. Dies ist zu erwarten, da hier die Pionen bereits die weniger effizienten Randbereiche der Driftkammern durchquerten, oder gar mit Befestigungen der Driftkammer oder Drähte wechselwirken konnten. Zu härteren Schnitten (größere minimale Abstände) ist keine Variation des Ergebnisses zu erkennen.

Ebenso wird die Bedingung auf den minimalen Abstand der Photonen zur Strahlachse im elektromagnetischen Kalorimeter variiert. Das Ergebnis dieser Variation ist in Abbildung 5.2 zu sehen, es wird keine Änderung des Ergebnisses beobachtet.

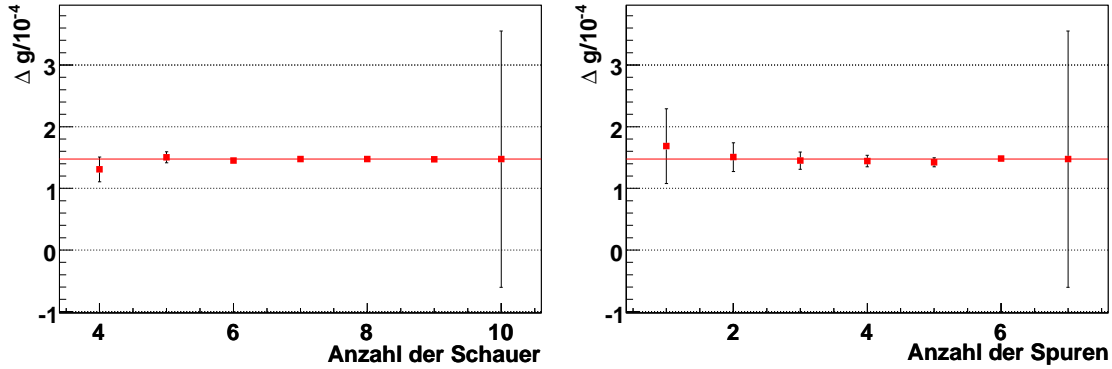


**Abbildung 5.3:** Variation der Schnitte auf die Zeitdifferenz der Photonen zu der Spur (rechts) und der Zeitdifferenz zwischen den Photonen (links). Der Punkt bei 20 ns bzw. bei 5 ns zeigt das Resultat der Standard-Analyse mit dem zugehörigen statistischen Fehler. Die anderen Fehlerbalken zeigen die Größe des zu dem Standard-Resultat unabhängigen Fehlers.

## 5.2 Zufällige Aktivität

Zur Unterdrückung von zufälligen Überlagerungen von Ereignissen, die gemeinsam ein  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -Ereignis imitieren können, werden Anforderungen an die Differenz von der gemittelten Photonzeit zur Spurzeit ( $< 20$  ns) und auf die maximale Differenz zwischen Photonzeit und gemittelter Photonzeit ( $< 5$  ns) gestellt. Um mögliche Asymmetrien durch zufällige Ereignisse zu erkennen werden diese Schnitte variiert (siehe Abbildung 5.3). Da die Selektion den zufälligen Untergrund sehr gut unterdrückt, ist keine Variation zu erkennen.

Es könnte ebenfalls Einflüsse von Teilchen geben, die bei der Wechselwirkung eines Protons zusammen mit dem Kaon am Beryllium-Target erzeugt wurden. Diese Teilchen und ihre Zerfallsprodukte würden gleichzeitig mit den Kaonen in dem Detektor ankommen, sie würden also nicht durch Zeitschnitte unterdrückt. Diese Teilchen könnten zu Fehlidentifikationen oder durch Überlagerungen zu Verfälschungen der Messungen der Zerfallsprodukte der Kaonen führen. Da positive und negative Kaonen unterschiedliche Produktionsmechanismen haben, wäre der Effekt auf positive und negative Kaonen verschieden. Deshalb werden Bedingungen auf die zusätzliche Aktivität im Detektor eingeführt und variiert. Es wird ein Schnitt auf die Anzahl der im elektromagnetischen Kalorimeter gefundenen Schauer eingeführt, ebenso wie ein Schnitt auf die zusätzlich gefundenen Spuren in den Driftkammern. Wie in Abbildung 5.4 zu erkennen ist, wird dabei keine Variation festgestellt.



**Abbildung 5.4:** Variation der Schnitte auf zusätzliche Aktivität im Detektor. Links wird die erlaubte Anzahl der im elektromagnetischen Kalorimeter gefundenen Schauer variiert, rechts die erlaubte Anzahl der Spuren. Der Punkt bei zehn Schauern bzw. bei sieben Spuren zeigt das Ergebnis der Standard-Analyse mit dem statistischen Fehler. Die anderen Fehlerbalken entsprechen den zu der Standard-Analyse unabhängigen Fehlern.

### 5.3 Unsicherheiten durch die Impulsgewichtung

Da positive und negative Kaonen durch ihre unterschiedlichen Produktionsmechanismen ein unterschiedliches Impulsspektrum haben, wird das Impulsspektrum der positiven Kaonen auf das Spektrum der negativen Kaonen umgewichtet (siehe Abschnitt 4.4.4).

Die in dieser Arbeit bestimmten und zur Gewichtung benutzten Impulsspektren können aber ebenfalls mit systematischen Fehlern behaftet sein. Dies hätte einen Einfluss auf das Ergebnis der Analyse und muss daher als systematische Unsicherheit betrachtet werden. Um die Unsicherheit zu bestimmen, wird die Analyse ohne die Impulsgewichtung durchgeführt, und die Hälfte der Differenz zu Standard-Analyse als systematische Unsicherheit benutzt. Das Ergebnis der ungewichteten Analyse ist

$$\Delta g = (2,23 \pm 2,07) \cdot 10^{-4}, \quad (5.2)$$

damit bestimmt sich die systematische Unsicherheit auf die Impulsgewichtung zu

$$\delta_{Impuls}(\Delta g) = \pm 0,38 \cdot 10^{-4}. \quad (5.3)$$

## 5.4 Systematische Effekte durch die Anpassung

### 5.4.1 Anzahl der Bins

Die Anzahl der Bins im Histogramm wurde variiert, um Migrationseffekte von Ereignissen zwischen verschiedenen Bins zu untersuchen. In der Standardanpassung werden 30 Bins für das  $u$ -Spektrum benutzt, als Variationen werden verschiedene Anzahlen von Bins zwischen 15 und 120 benutzt:

Bins	$\Delta g \cdot 10^{-4}$
15	$1,60 \pm 2,03$
20	$1,31 \pm 2,07$
24	$1,82 \pm 2,08$
30	$1,47 \pm 2,08$
40	$1,87 \pm 2,08$
60	$1,73 \pm 2,09$
120	$1,84 \pm 2,09$

Es ist eine Variation von  $1,31 \cdot 10^{-4}$  bis  $1,87 \cdot 10^{-4}$  zu beobachten. Da immer die gleichen Daten angepasst werden, ist eigentlich keine Variation zu erwarten. Eine mögliche Ursache für diesen Effekt ist die große Sensitivität der Anpassungsfunktion auf die Bereiche mit negativen  $u$  (siehe Abb. 3.2), die die Anpassung auf statistische Schwankungen in diesem Bereich besonders empfindlich macht. Es wird also davon ausgegangen, dass es sich um eine statistische Schwankung handelt, es wird aber trotzdem die Hälfte der maximalen Variation als systematische Unsicherheit angegeben:

$$\delta_{Bins}(\Delta g) = \pm 0,28 \cdot 10^{-4}. \quad (5.4)$$

### 5.4.2 Anzahl der Ereignisse pro Bin

Für die Anpassung wird eine  $\chi^2$ -Anpassung benutzt, damit diese richtig funktioniert müssen die Fehler der Bins gaußverteilt sein. Dies ist aber nur bei einer ausreichenden Anzahl von Einträgen in den einzelnen Bins der Fall. Da das gesamte  $u$ -Spektrum angepasst wird, können in den Randbereichen Bins auftreten, die nicht genügend Einträge haben. Deshalb wird zur Überprüfung auf mögliche systematische Effekte eine Anpassung durchgeführt, bei der alle Bins ausgeschlossen werden, die weniger als 30 Einträge haben. Dabei wird keine Variation im Ergebnis festgestellt.

### 5.4.3 Externe Fehler in der Anpassung

Da die Parameter  $g$  und  $h$  nur mit begrenzter Genauigkeit bekannt sind, werden die Parameter im Rahmen ihrer Unsicherheiten variiert und jeweils die Anpassung

an die Daten durchgeführt. Dies führt jedoch zu keiner nennenswerten Änderung im Resultat (siehe auch Tabelle 5.1) und so wurde kein zusätzlicher systematischer Fehler angegeben.

Variation	$\Delta g \cdot 10^{-4}$
$g, h$	$1,47 \pm 2,08$
$g + \sigma_g, h$	$1,46 \pm 2,03$
$g + \sigma_g, h$	$1,48 \pm 2,12$
$g, h + \sigma_h$	$1,47 \pm 2,13$
$g, h - \sigma_h$	$1,48 \pm 2,02$
$g + \sigma_g, h + \sigma_h$	$1,45 \pm 2,09$
$g + \sigma_g, h - \sigma_h$	$1,46 \pm 1,97$
$g - \sigma_g, h + \sigma_h$	$1,48 \pm 2,17$
$g - \sigma_g, h - \sigma_h$	$1,48 \pm 2,06$

**Tabelle 5.1:** Ergebnis der Variation der Parameter  $g$  und  $h$ , es wurden die aktuellen Weltmittelwerte mit den zugehörigen Fehler benutzt:  $g = 0,626 \pm 0,007$  und  $h = 0,052 \pm 0,008$  [PDG06].

## 5.5 Unsicherheiten durch die Bestimmung von $u$

In der Standard-Analyse wird die Variable  $u$  lediglich mit Größen berechnet, die im elektromagnetischen Kalorimeter gemessen wurden. Andere Detektorteile haben nur über die Selektion einen indirekten Einfluss auf das  $u$ -Spektrum. Daher spielt die Messung der Energie der Photonen im elektromagnetischen Kalorimeter eine große Rolle bei der Untersuchung möglicher systematischer Effekte.

### 5.5.1 Nichtlineare Detektorantwort bei kleinen Energien

Bei kleinen Schauerenergien ist die gemessene Energie im elektromagnetischen Kalorimeter z.B. wegen Zellen mit zu wenig Energie am Rand des Schauers nicht exakt. Die Folge ist eine Nichtlinearität, die in dieser Analyse mit einer empirischen Formel korrigiert (siehe Abschnitt 4.4.3) wird.

Um systematische Unsicherheiten durch die Nichtlinearität des elektromagnetischen Kalorimeters zu bestimmen wird eine alternative Korrekturformel verwendet, die versucht zusätzliche Nichtlinearitäten besser auszugleichen. Bei der Verwendung der alternativen Korrekturformel wird eine Abweichung von dem Ergebnis der Standard-Analyse von  $0,19 \cdot 10^{-4}$  beobachtet. Die Hälfte dieser Abweichung wird als systematische Unsicherheit

$$\delta_{\text{non.Lin}}(\Delta g) = \pm 0,09 \cdot 10^{-4} \quad (5.5)$$

auf die Nichtlinearität des elektromagnetischen Kalorimeters benutzt.



### 5.5.2 Falsche Paarung der Photonen

Es ist möglich, dass die beiden neutralen Pionen z.B. durch eine falsche Schauerzuordnung untereinander oder durch fälschlicherweise benutzte zusätzliche Schauern nicht korrekt rekonstruiert werden.

Mögliche systematische Effekte durch eine falsche Schauerzuordnung werden mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Dazu werden in der Analyse nur Ereignisse zugelassen, deren rekonstruierte Impulse der neutralen Pionen im Rahmen der Auflösung mit den wahren Impulsen der simulierten Pionen übereinstimmt. Aus der Differenz dieser Analyse zu dem Ergebnis der normalen Analyse des Monte-Carlo-Datensatzes ergibt sich eine Unsicherheit von:

$$\delta_{\text{pairing}}(\Delta g) = \pm 0,04 \cdot 10^{-4}. \quad (5.6)$$

### 5.5.3 Einflüsse der Korrektur der Schauerposition

Die Photonen dringen im Schnitt etwa 35 cm tief in das elektromagnetische Kalorimeter ein. Da sie nicht senkrecht auftrafen, muss die Schauerposition unter Berücksichtigung des Auftreffwinkels korrigiert werden (siehe Abschnitt 4.4.3).

Der Einfluss dieser Korrektur wird überprüft, indem die Analyse ohne die Korrektur durchgeführt wird. Bei dem Vergleich der Ergebnisse wird eine Variation gefunden, die Hälfte der Variation wird als systematischer Fehler angegeben:

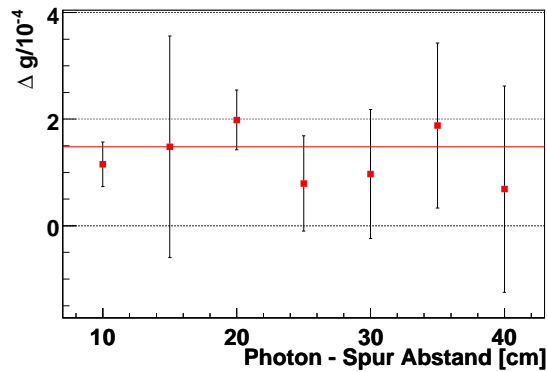
$$\delta_{\text{proj.}}(\Delta g) = \pm 0,03 \cdot 10^{-4}. \quad (5.7)$$

## 5.6 Einflüsse hadronischer Schauer auf Photonenschauer

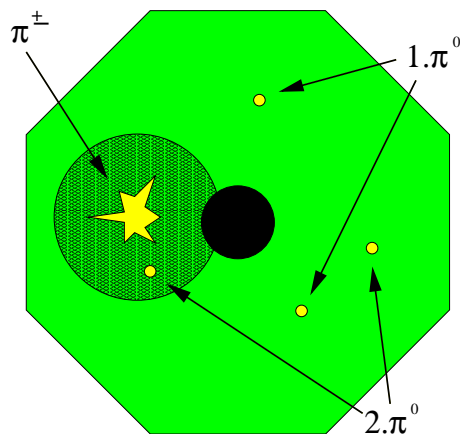
Hadronische Schauer haben wegen den bei Kernwechselwirkungen größeren transversalen Impulsen eine wesentlich größere transversale Ausbreitung als elektromagnetische Schauer. Zudem sind hadronische Schauer sehr viel inhomogener in der Energieverteilung und so kann in relativ großen Abständen vom eigentlichen Auftreffpunkt des Hadrons noch beträchtliche Energie deponiert werden.

Dies kann zur Verfälschung der gemessenen Photonenenergie führen. In der vorliegenden Arbeit wird ein relativ kleiner minimaler Abstand (15 cm) von Photonenkandidaten zu bekannten Spuren, also möglichen hadronischen Schauern gefordert.

Die Variation des Mindestabstands zwischen Photonen und extrapolierten Spuren ergibt keine statistisch signifikante Aussage, da, wenn ein größerer Abstand gefordert wird, die Anzahl der selektierten Ereignisse schnell nachlässt (siehe Abbildung 5.5). Die Variation des Ergebnisses liegt im Bereich von etwa  $1 \cdot 10^{-4}$ , allerdings liegt dies



**Abbildung 5.5:** Variation des minimalen Abstands der Photonen zu extrapolierten Spuren.

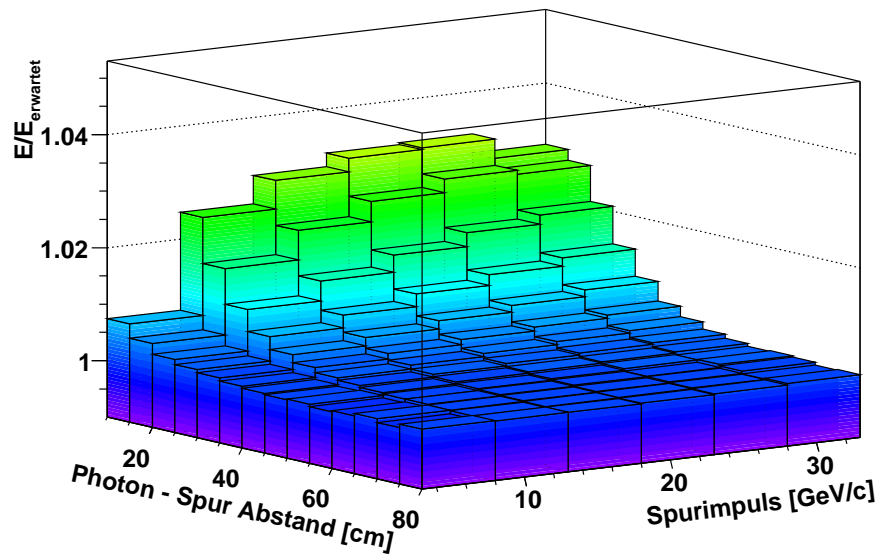


**Abbildung 5.6:** Illustration zu der Berechnung der erwarteten Energie eines Photonschauers. Der gelbe Stern symbolisiert den Auftreffpunkt des geladenen Pions, die gelben Kreise die Auftreffpunkte der Photonen. Das „nahe Photon“ befindet sich innerhalb des 45 cm Radius um den Auftreffpunkt des geladenen Pions. Die anderen Photonen sind frei von Verfälschungen durch das geladene Pion, so kann aus dem ersten neutralen Pion die  $z$ -Position des Zerfalls bestimmt werden.

im Rahmen des statistischen Fehlers dieser Variation, so dass keine Aussage über systematische Effekte getroffen werden kann.

Es wird deshalb eine genauere Methode gesucht, um mögliche systematische Unsicherheiten zu bestimmen. Dazu wird der Einfluss der Spuren auf die elektromagnetischen Schauer untersucht.

Zunächst wird in allen guten Ereignissen das Photon gesucht, das am nächsten



**Abbildung 5.7:** Das Verhältnis  $E/E_{\text{erwartet}}$  der gemessenen Photonenergie zur erwarteten in Abhängigkeit des Impulses des geladenen Pions sowie des Spurabstands, hier für  $K^+$  und  $K^-$  gemeinsam.

zu dem Auftreffpunkt des geladenen Pions liegt (dieses Photon wird nun „nahes Photon“ genannt). Dann wird überprüft, dass alle anderen Photonen einen größeren Abstand zur Spur als 45 cm haben. Ist dies nicht der Fall, so wird das Ereignis für diese Untersuchung verworfen, damit vorausgesetzt werden kann, dass die anderen Photonen frei von möglichen Verfälschungen der Energie sind. Aus dem neutralen Pion, dem nicht das nahe Photon zugeordnet wird, wird nun der z-Vertex bestimmt (siehe Abbildung 5.6). Mit Hilfe des z-Vertex, der Position des nahen Photons, sowie der Position und Energie des verbleibenden Photons kann unter Annahme eines  $\pi^0$ -Zerfalls die erwartete Energie des nahen Photons berechnet werden. Diese erwartete Energie kann nun mit der tatsächlich gemessenen Energie verglichen werden.

Mit Hilfe der erwarteten Energie wird der mittlere Korrekturfaktor  $E/E_{\text{erwartet}}$  für  $K^+$ - und  $K^-$ -Zerfälle getrennt berechnet. Dabei wird die Abhängigkeit des Korrekturfaktors von dem Impuls des geladenen Pions sowie des Abstands des Photons von dem Auftreffpunkt der Spur berücksichtigt (siehe Abbildung 5.7). Bei einem Vergleich der Korrekturfaktoren für  $K^+$  und  $K^-$  kann kein statistisch signifikanter Unterschied festgestellt werden. Um systematische Einflüsse der hadronischen Pionenschauer zu messen werden die Photonenergie vor der Selektion durch den Korrekturfaktor geteilt, der sich aus Abstand, Ladung und Impuls des nächstgelegenen geladenen Pions ergibt. Mit dieser korrigierten Photonenergie wird die Analyse wie vorher beschrieben durchgeführt. Dabei wird wieder die erwartete Energie

berechnet und die mit der korrigierten, gemessenen Energie verglichen wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.8 zu sehen, die Korrektur kann die Einflüsse der hadronischen Schauer nicht vollständig ausgleichen, aber sie verkleinert die Effekte von maximal 3% auf weniger als 1%. Der Grund für die nur unvollständige Korrektur des Effektes ist, dass sie vor der Selektion angewandt wird, so ist es möglich, dass zum Teil andere Photonen ausgewählt werden. Auch wird die Energie des Photons in dem Korrekturfaktor nicht berücksichtigt, sie zu berücksichtigen würde die Korrektur aber deutlich verkomplizieren.

Das Ergebnis der Asymmetrieanalyse mit der Korrektur beträgt:

$$\Delta g_{\text{hadron.Schauer}} = (2,12 \pm 2,21) \cdot 10^{-4}, \quad (5.8)$$

die Differenz zur Analyse ohne diese Korrektur wurde als systematische Unsicherheit benutzt und beträgt:

$$\delta_{\text{hadron.Schauer}}(\Delta g) = \pm 0,64 \cdot 10^{-4}. \quad (5.9)$$

Die Ursache dieser großen systematischen Unsicherheit konnte bisher nicht vollständig geklärt werden. Es ist auch nicht mit Sicherheit zu sagen, dass dieser Effekt statistisch signifikant ist. Berechnet man den unabhängigen Fehler des Standard-Resultat und des korrigierten Resultats, erhält man  $0,75 \cdot 10^{-4}$ . Damit wäre die Variation noch im Rahmen dieses Fehlers, allerdings wird hier eine Korrektur auf die Ereignisse angewandt, zum allergrößten Teil sollten immer noch die gleichen Ereignisse zur Analyse beitragen. Deshalb ist die Voraussetzung für die Benutzung des unabhängigen Fehlers nicht gegeben. Da auch bekannt ist, dass positiv und negative geladene Pionen besonders bei kleinen Energien kleine Unterschiede in der Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Kalorimeter haben können, wird die volle Differenz zur Standard-Analyse gewählt um diese Systematik konservativ abzuschätzen.

## 5.7 Einflüsse durch die Messung der Spuren

Die Spuren der geladenen Pionen spielen in der Standard-Analyse nur eine Rolle in der Selektion und zur Berechnung des Vertex. Daher ist der Einfluss der Spuren auf das Ergebnis der Analyse eher klein.

### 5.7.1 Magnetische Streufelder

Innerhalb der Zerfallsregion gab es zusätzliche magnetische Streufelder, die gemessen wurden, und durch die die geladenen Spuren zurück verfolgt werden (vgl. Abschnitt 4.4.1). Um den Einfluss dieser Magnetfelder zu bestimmen, wird die Analyse mit und ohne Berücksichtigung der magnetischen Streufelder durchgeführt. Die Hälfte

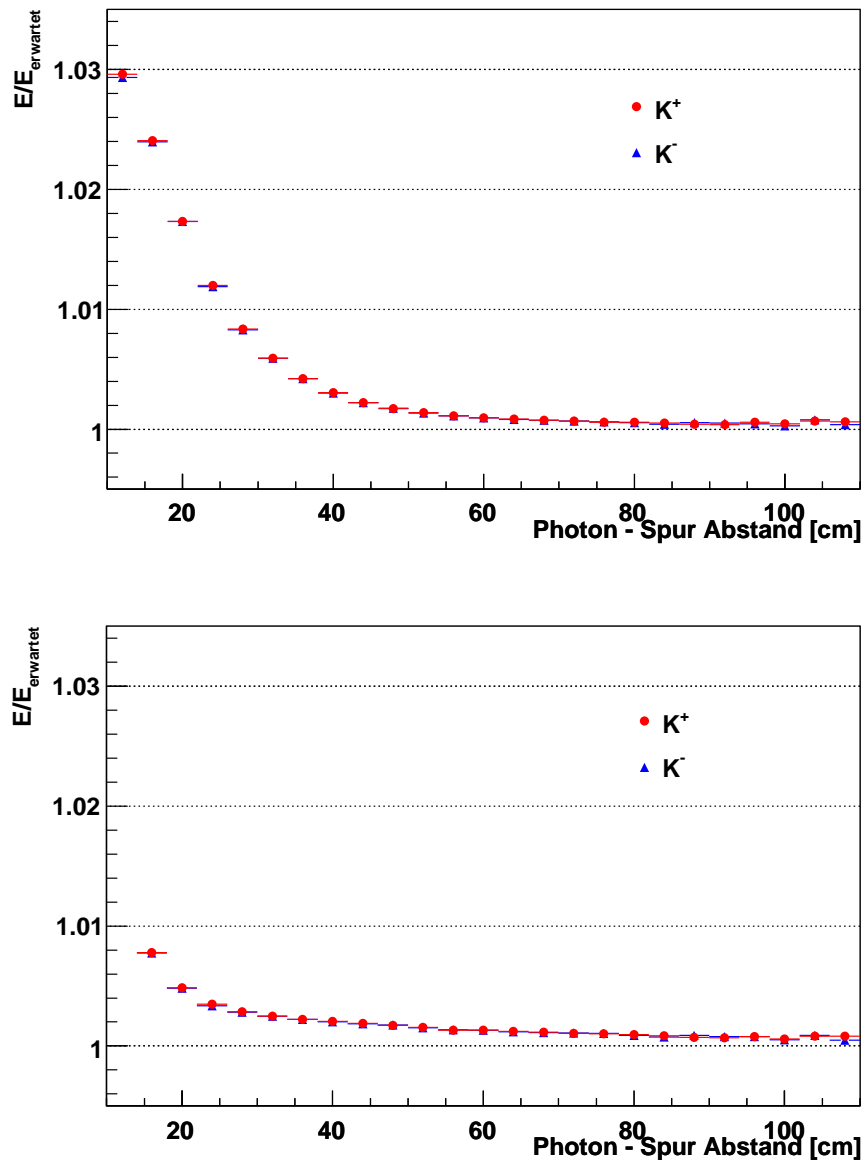


Abbildung 5.8: Das Verhältnis  $E/E_{\text{erwartet}}$  der gemessenen Photonenenergie zur erwarteten vor (oben) und nach der Korrektur (unten). Durch Energieeinträge der hadronischen Schauer wird bis zu 3% mehr Energie im Photonenschauer gemessen. Die Korrektur kann dies nicht vollständig ausgleichen, der Effekt wird jedoch wesentlich kleiner. Das Verhältnis ist für  $K^+$  und  $K^-$  nahezu identisch.

der Variation von dem Ergebnis der Standard-Analyse wird als systematischer Fehler

angegeben:

$$\delta_{\text{B-Felder}}(\Delta g) = \pm 0,05 \cdot 10^{-4}. \quad (5.10)$$

### 5.7.2 Bewegung der Driftkammern

Insbesondere während der Datennahme von Supersample 0 bewegten sich die Driftkammern relativ zueinander, durch diese Bewegung konnte der Impuls der Spuren falsch gemessen werden. In der Analyse werden deshalb die Impulse der Spuren korrigiert (vgl. Abschnitt 4.4.2). Diese Korrektur wird ebenfalls ausgeschaltet, um mögliche systematische Einflüsse dieser Korrektur zu bestimmen. Die Ergebnisse der Analyse mit ausgeschaltetem  $\alpha$ - bzw.  $\beta$ -Wert betragen:

$$\Delta g_{\text{no } \alpha} = (1,57 \pm 2,08) \cdot 10^{-4} \quad (5.11)$$

$$\Delta g_{\text{no } \beta} = (1,43 \pm 2,08) \cdot 10^{-4}. \quad (5.12)$$

Auch hier wird die Hälfte der Variation zum Ergebnis der Standard-Analyse  $\Delta g = (1,47 \pm 2,08) \cdot 10^{-4}$  als systematische Unsicherheit angegeben:

$$\delta_{\text{no } \alpha}(\Delta g) = \pm 0,05 \cdot 10^{-4} \quad (5.13)$$

$$\delta_{\text{no } \beta}(\Delta g) = \pm 0,02 \cdot 10^{-4}. \quad (5.14)$$

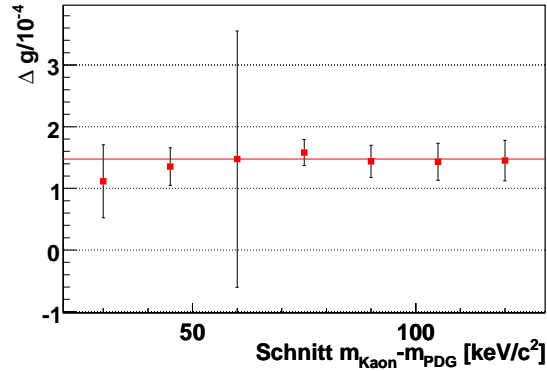
Der Einfluss dieser Korrektur auf das Endergebnis ist relativ klein, was daran liegt, dass sie ihren wesentlichen Einfluss lediglich in Supersample 0 hat. Ihr Einfluss ist also schon rein aus statistischen Gründen klein.

### 5.7.3 Unsicherheiten durch Zerfall der geladenen Pionen

Der Zerfall der Pionen in Myonen ist nicht von der Ladung des Pions abhängig, und sollte deshalb auch keinen direkten Einfluss auf die Messung der Asymmetrie haben. Trotzdem wird nach einer möglichen von Pionzerfällen verursachten Systematik gesucht.

Zuerst wird der Schnitt auf die Kaonmasse variiert. Da der Zerfall des Pions für die asymmetrischen Schwänze in der Massenverteilung verantwortlich ist, würde ein Einfluss des Pionzerfalls sich hier zeigen. Im Rahmen dieser Variation (siehe Abbildung 5.9) wird kein Einfluss gefunden, leider ist die statistische Aussagekraft dieser Variation klein.

In den Daten ist die zuverlässige Identifizierung von Zerfällen der geladenen Pionen in Myonen schwierig. Es existierten zwar die Anti-Myon-Zähler, allerdings befanden diese sich hinter dem hadronischen Kalorimeter, dessen Eisen eine unbekannte Magnetisierung trug. Bei einer Verwendung der Anti-Myon-Zähler zur Identifikation der Pionzerfälle könnte daher auch eine Scheinasymmetrie entstehen, die in der normalen Analyse nicht existiert und so eine falsche Systematik erscheinen lässt.



**Abbildung 5.9:** Variation des Schnittes auf die Differenz zur nominellen Kaonmasse. Der Punkt bei 60 keV zeigt das Resultat der Standard-Analyse mit dem zugehörigen statistischen Fehler. Die anderen Fehlerbalken zeigen die Größe des zu dem Standard-Resultat unabhängigen Fehlers.

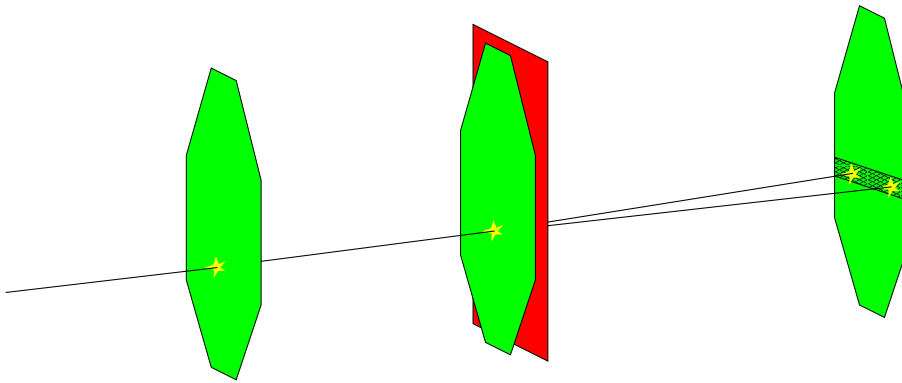
Da das Monte-Carlo die Daten sehr gut beschreibt, und der Pionzerfall einfach simuliert werden kann, wird die Monte-Carlo-Simulation benutzt, um eine Unsicherheit durch den Pionzerfall anzugeben. Dafür wird die Analyse mit dem Monte-Carlo-Datensatz durchgeführt, ohne Ereignisse mit Pionzerfällen zu zulassen. Das Ergebnis der Analyse mit und ohne Pionzerfällen wird verglichen, dabei wird eine statistisch signifikante Variation festgestellt. Aus der Differenz der Ergebnisse wird die systematische Unsicherheit durch den Zerfall des geladenen Pions in ein Myon zu

$$\delta_{\pi \rightarrow \mu}(\Delta g) = \pm 0,19 \cdot 10^{-4} \quad (5.15)$$

bestimmt. Diese Unsicherheit wird übernommen um einen konservativen Fehler anzugeben. Die Entstehung des Einfluss ist nicht vollkommen klar, der Zerfall der Pionen ist wie gesagt nicht ladungsabhängig. Zu vermuten ist, dass wegen den unterschiedlichen Impulsspektren der positiven und negativen Kaonen die Akzeptanz für Zerfälle der geladenen Pionen unterschiedlich ist.

#### 5.7.4 Einflüsse durch überlagerte Ereignisse

Die Rekonstruktion von Spuren ist nicht immer eindeutig, insbesondere wenn der Spurteil vor dem Magneten mit dem Segment nach dem Magneten verbunden werden muss. Da die Ladung und der Impuls der Teilchen nicht bekannt sind - sie sollen ja bestimmt werden - muss wegen der Ablenkung im Spektrometermagneten in einem horizontalen Streifen um die extrapolierte Auftreffhöhe der Spur in der vierten Driftkammer nach Treffern gesucht werden. Sind in diesem Streifen mehrere Treffer, muss entschieden werden, welcher der Treffer der richtige ist (siehe Abbildung 5.10).



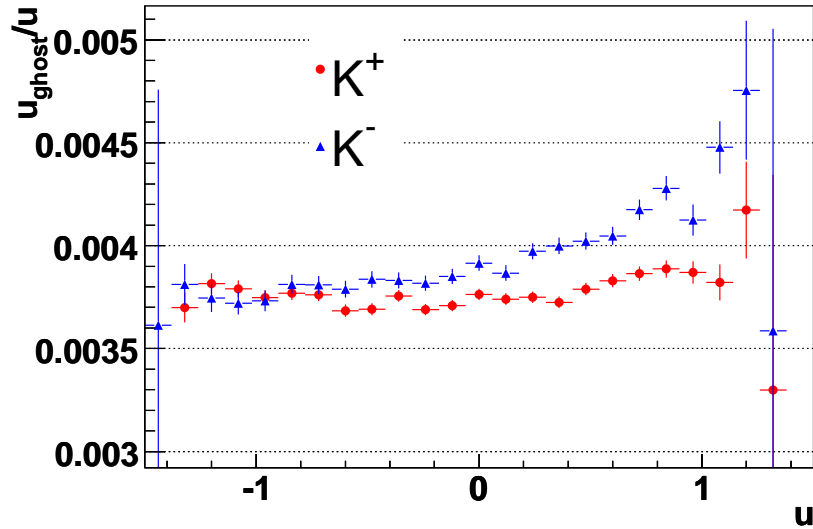
**Abbildung 5.10:** Illustration einer mehrdeutigen Spur mit einen zusätzlichen Treffer in der vierten Driftkammer. Die gelben Treffer in den Driftkammern können zu zwei Spuren mit unterschiedlichen Ladungen und Impulsen rekonstruiert werden, allerdings ist nur eine Möglichkeit die richtige.

Die Rekonstruktion überlässt diese Entscheidung der Analyse und speicherte alle möglichen Spuren, die bestimmte Mindestanforderungen erfüllen. Die zusätzlichen Spuren werden Geister-Spuren genannt. Der Analyse stehen verschiedene Qualitätsmerkmale wie z.B. das  $\chi^2$  der Anpassung in der Rekonstruktion, Anzahl der Spurpunkte und Differenz der extrapolierten y-Position zu dem tatsächlichen Spurpunkt zur Verfügung, um zu entscheiden, welche Spur die richtige ist. In dieser Analyse werden zuerst härtere Qualitätsmerkmale an die Spuren gestellt (Anzahl der Spurpunkte) und dann die Spur als die richtige Spur ausgewählt, die mit den neutralen Pionen die beste Kaonmasse ergibt.

Geisterspuren können durch Pionen im Strahl entstehen, diese haben, wegen der von den Kaonen unterschiedlichen Produktionsspektren, nicht das gleiche Verhältnis von positiven zu negativen Teilchen wie die Kaonen. Daher beeinflussen die Pionen im Strahl positive und negative Kaonen unterschiedlich stark.

Um eventuelle systematische Effekte zu entdecken, werden die selektierten Ereignisse dieser Analyse auf nicht eindeutige Spuren untersucht. Dabei werden ca. 102000 Ereignisse gefunden, die zwei Spuren besitzen, mit denen das Ereignis jeweils alle Selektionskriterien erfüllt, wenn eine der beiden Spuren selektiert wird. In Abbildung 5.11 werden die  $u$ -Verteilungen von Ereignissen mit wissentlich schlechten Spuren mit den  $u$ -Verteilung der Standard-Analyse verglichen. Man erkennt deutlich, dass die Steigungen für positive und negative Kaonen nicht gleich sind. Man muss also mit einem möglichen Einfluss auf die Analyse rechnen. Die nichteindeutigen Ereignisse lassen sich in zwei Gruppen unterteilen, die bei denen beide Spuren gleiche Ladung haben, und die bei denen die Spuren ungleiche Ladungen haben. Selektiert man nun die schlechteren Spuren und führte die Analyse für gleich geladene und ungleich





**Abbildung 5.11:** Verhältnis  $u_{\text{Geister}}/u$  der  $u$ -Verteilung bei Benutzung Geisterspuren durch die  $u$ -Verteilung aller guten Ereignisse für positive und negative Kaonen. Zu erkennen ist die unterschiedliche Steigung der Verhältnisse positiver und negativer Kaonen.

geladene Geisterspuren getrennt durch, erhält man für  $\Delta g$ :

$$\Delta g_{\text{Geist,gleich}} = (213 \pm 103) \cdot 10^{-4} \quad (5.16)$$

$$\Delta g_{\text{Geist,ungleich}} = (344 \pm 54) \cdot 10^{-4}. \quad (5.17)$$

Wie zu vermuten ist, ist die Asymmetrie für gleich geladene Geisterspuren deutlich kleiner als die für ungleich geladene Geisterspuren. Da  $u$  nur aus Daten des elektromagnetischen Kalorimeters berechnet wurde, ist der Haupteinfluss der Spur ihre Ladung und der mit ihr rekonstruierte Vertex.

Um den maximalen Einfluss dieses Effektes zu bestimmen, kann als obere Grenze für eine systematische Unsicherheit die mit den schlechten Spuren gemessene Asymmetrie, multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit, die falsche Spur zu selektieren, benutzt werden. Da es sich als nicht einfach herausgestellt hat, diese Wahrscheinlichkeit zu messen, wird statt dessen die Wahrscheinlichkeit benutzt, überhaupt eine zweite Spur zu haben, die alle Selektionskriterien erfüllt. Dabei geht man davon aus, dass die Wahrscheinlichkeit die richtige Spur nicht zu registrieren sehr klein ist. Dies ist aber eine berechnete Annahme: aus [Una02] ist die durchschnittliche Effizienz der Driftkammern mit 99,98% bekannt.

Man erhält so eine obere Grenze auf die Unsicherheit durch Geisterspuren:

$$\delta_{\text{Geist,gleich}}(\Delta g) = \pm 0,13 \cdot 10^{-4} \quad (5.18)$$

$$\delta_{\text{Geist,ungleich}}(\Delta g) = \pm 0,17 \cdot 10^{-4} \quad (5.19)$$

mit der Wahrscheinlichkeit für zwei gleich geladene Spuren  $P_{\text{gleich}} = 0,00063$  und für ungleich geladene Spuren  $P_{\text{ungleich}} = 0,00050$ .

Um diese Grenze zu überprüfen und möglicherweise zu verbessern, wird eine weitere Untersuchung durchgeführt. Dazu werden die nicht eindeutigen Spuren untersucht und nur die für die Analyse zugelassen, deren Steigung in der  $y$ -Richtung vor und nach dem Magneten sich am wenigsten unterscheidet. Auf diese Weise lassen sich die Geisterspuren mit einem zusätzlichen Kriterium unterdrücken, so dass Einflüsse von Geisterspuren auf die Standard-Analyse entdeckt werden können. Als Ergebnis der Analyse mit Geisterspuren-Unterdrückung erhält man für  $\Delta g$ :

$$\Delta g_{\text{supp.}} = (1,51 \pm 2,08) \cdot 10^{-4}, \quad (5.20)$$

durch das zusätzliche Selektionskriterium werden etwa 0,3% weniger Ereignisse selektiert.

Da das Ergebnis dieser Untersuchung einen deutlich kleineren Effekt zeigt, als die obere Grenze der vorherigen Untersuchung, wird die Differenz dieser Untersuchung zum Standard-Resultat als systematische Unsicherheit angegeben:

$$\delta_{\text{Geist}}(\Delta g) = \pm 0,04 \cdot 10^{-4}. \quad (5.21)$$

## 5.8 Systematische Unsicherheiten durch den Trigger

Während dieser Arbeit werden keine Studien zu möglichen Effekten des Triggers auf das Ergebnis gemacht. Es wurden bereits durch andere Mitglieder der NA48/2-Kollaboration eingehende Studien zu diesem Thema betrieben, deren Ergebnisse hier übernommen werden. Das Hauptproblem bei diesen Studien ist, dass der Datensatz der zur Kontrolle der Ineffizienzen des  $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\pi^0$ -Triggers gedacht war, deutlich kleiner ist als der Datensatz, der zur Analyse benutzt wird. Daher ist die Genauigkeit der Studien zur Messung der Ineffizienzen des Triggers statistisch limitiert, und nur durch sehr gutes Verständnis der Ineffizienzen können mit Hilfe von Monte-Carlo-Studien realistische systematische Unsicherheiten bestimmt werden.

### 5.8.1 Der geladene Level-1-Trigger

Von dem geladenen Level-1-Trigger wurde für  $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\pi^0$  die  $Q_1$ -Bedingung gefordert, d.h. ein getroffener Quadrant im Hodoskop für geladene Teilchen (siehe Abschnitt 2.4.3). Um Ineffizienzen des Hodoskops zu bestimmen, wurden alle Ereignisse aus verschiedenen Kontrolldatensätzen benutzt, die eine Spur besitzen, aber durch einen Kontrolltrigger aufgezeichnet wurden, der nur Energie im elektromagnetischen Kalorimeter fordert. Die Gesamtineffizienz des Hodoskops beträgt

durchschnittlich etwa 0,7%, ausgenommen die Perioden, in denen einzelne Streifen vollständig ineffizient waren. In diesen Perioden werden aber wie in Abschnitt 4.5.4 beschrieben die betroffenen Teile des Hodoskops von der Analyse ausgeschlossen. Es wurden für jede Datennahmeperiode eigene Effizienzkarten erstellt und mit diesen Karten die selektierten Ereignisse gewichtet. Dabei wurde eine Variation von

$$\delta_{\text{gel. L1-Trigger}}(\Delta g) = \pm 0,1 \cdot 10^{-4} \quad (5.22)$$

beobachtet. Die Effizienzkarten wurden zur Überprüfung nochmals mit dem Monte-Carlo-Datensatz benutzt, auch hier hat man ein ähnliches Ergebnis erhalten [Bal06].

### 5.8.2 Der neutrale Level-1-Trigger

Der neutrale Level-1-Trigger forderte mindestens drei Maxima in  $x$ - oder  $y$ -Projektion des elektromagnetischen Kalorimeters. Die Ineffizienz des Triggers betrug am Anfang der Datennahme 2003 etwa 0,7%, nach dem Austausch eines Triggermoduls stieg sie auf 3%. Dieser Wert blieb auch am Anfang der Datennahme 2004, bis durch eine Änderung der Triggerbedingung die Ineffizienz auf 0,03% sank. Der Anstieg der Ineffizienz nach der Reparatur des Triggermoduls ist auf eine Verschiebung der internen Zeiten zwischen den einzelnen Modulen zurückzuführen. Dementsprechend wurde die Untersuchung in zwei Teilen durchgeführt. In einem Teil wurde nach möglichen systematischen Effekten durch die Probleme mit den internen Zeiten gesucht und im anderen Teil nach systematischen Effekten durch geometrische Ineffizienzen.

Die durch die Verschiebung der internen Zeiten ineffizienten Ereignisse sollten vollkommen ladungssymmetrisch sein. Um dies zu überprüfen, wurden die Daten in zwei Teile geteilt, ein Teil mit den effizienten Ereignissen und ein Teil mit den ineffizienten Ereignissen. Bei der Durchführung der Analyse der beiden Teile wurde kein signifikanter Unterschied in den Asymmetrien entdeckt.

Für die geometrisch ineffizienten Ereignisse wurde analog zu den Studien der Ineffizienz des geladenen Level-1-Triggers Karten der Ineffizienzen erstellt und die Ereignisse gewichtet. Um mögliche Effekte zu verstärken, wurde die Ineffizienz dabei um einen Faktor drei vergrößert. Diese Studien wurden mit Daten und Monte-Carlo durchgeführt, es wurde kein Effekt gefunden. Als obere Grenze für eine systematische Unsicherheit wurde deshalb

$$\delta_{\text{neut. L1-Trigger}}(\Delta g) = \pm 0,1 \cdot 10^{-4}. \quad (5.23)$$

angegeben [Lam07].

### 5.8.3 Der Level-2-Trigger

Im Wesentlichen bestand der Level-2-Trigger aus der Massbox, die einen Vertex aus der Spur mit dem Strahl bildet und eine fehlende invariante Masse berechnete

(siehe Abschnitt 2.4.2). Die Effizienz der Massbox wurde mit Hilfe der Daten eines Kontroll-Triggers überprüft, von dem jedes 100. Ereignis aufgezeichnet wurde. Dieser Trigger bildet genau die Level-1-Triggerbedingung ab, die notwendig ist um eine Level-2-Trigger-Entscheidung anzufordern. So kann die Effizienz des Level-2-Triggers einfach bestimmt werden, jedoch reicht auch hier die Statistik nicht aus, um eine aussagekräftige systematische Unsicherheit zu bestimmen. Die typische Ineffizienz des Level-2-Triggers beträgt zwischen 4% bis 6%.

Deshalb wurden die Quellen der Ineffizienzen gesucht. Bei dem größten Teil der ineffizienten Ereignisse konnte die Massbox die Spur nicht rekonstruieren. Wegen der kurzen Zeit, die für die Rekonstruktion der Spuren zu Verfügung stand, war die Rekonstruktion deutlich einfacher als die für die Analyse benutzte und deshalb deutlich empfindlicher auf ineffiziente Drähte in den Spurkammern. Analog zum Vorgehen bei dem Level-1-Trigger wurden auch hier Effizienzkarten bestimmt und mit Hilfe von Monte-Carlo simuliert. Zusätzliche Effekte können auch hier durch Differenzen der internen Zeiten verschiedener Detektorteile entstehen, oder durch Bufferüberläufe Treffer in den Driftkammern für die Massbox verloren gehen [Bal06].

All diese Effekte ergeben zusammen einen systematischen Fehler von:

$$\delta_{\text{L2-Trigger}}(\Delta g) = \pm 0,3 \cdot 10^{-4}. \quad (5.24)$$

## 5.9 Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten

Die einzelnen systematischen Unsicherheiten ist in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Die größte systematische Unsicherheit wird während den gründlichen Studien bei der Messung der Photonen im elektromagnetischen Kalorimeter gefunden. Dies ist auch zu erwarten, da die für die Asymmetrie wesentliche Messung der Variablen  $u$  lediglich von Werten des elektromagnetischen Kalorimeters abhängt. Der größte einzelne systematische Fehler entsteht durch mögliche Einflüsse hadronischer Schauer auf die photonischen Schauer. Es konnte leider nicht mit letzter Sicherheit geklärt werden, ob dieser Effekt tatsächlich einen so großen Einfluss hat, da die Studien statistisch nicht eindeutig sind, daher wird dieser Einfluss eher konservativ abgeschätzt.

Es kann gezeigt werden, dass diese Analyse sehr stabil gegen alle untersuchten Effekte ist, die gesamte systematische Unsicherheit ist mit  $0,9 \cdot 10^{-4}$  kleiner als die Hälfte des statistischen Fehlers. Die meisten der systematischen Effekte werden dabei eher konservativ abgeschätzt, auch weil mit der gegebenen Datenmenge es nicht einfach ist, die Unsicherheiten genauer zu messen. Es ist davon auszugehen, dass mit einer größeren Datenmenge die Unsicherheiten noch genauer zu messen wären, und damit noch kleiner werden würden.

Variation	$\delta(\Delta g) \cdot 10^{-4}$
Impulsgeichtung	$\pm 0,38$
Anpassung	$\pm 0,28$
Nichtlinearität des el. Kalorimeters	$\pm 0,09$
Photonzuordnung	$\pm 0,04$
Schauerposition	$\pm 0,03$
Überlagerung hadronischer Schauer	$\pm 0,64$
Summe Unsicherheiten der Photonen	$\pm 0,65$
Magnetische Streufelder	$\pm 0,05$
Verschiebung der Driftkammern	$\pm 0,05$
$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$	$\pm 0,19$
Nichteindeutigkeit von Spuren	$\pm 0,04$
Summe Unsicherheiten der Spuren	$\pm 0,20$
gel. L1-Trigger	$\pm 0,10$
neut. L1-Trigger	$\pm 0,10$
L2-Trigger	$\pm 0,30$
Summe Unsicherheiten des Triggers	$\pm 0,33$
Summe	$\pm 0,89$

**Tabelle 5.2:** Tabelle der systematischen Unsicherheiten.

## 5.10 Alternative Methoden zur Bestimmung von $u$

Wie in Abschnitt 3.2.4 diskutiert wird, hat NA48/2 mehrere Möglichkeiten  $u$  zu berechnen. Dies wird benutzt um das Ergebnis der Analyse zu überprüfen, indem die Analyse ebenfalls mit  $u_2$  durchgeführt wird. Für die Bestimmung von  $u_2$  werden zusätzlich zu den Informationen des elektromagnetischen Kalorimeters die Informationen über die Spur aus den Driftkammern benutzt. Das Ergebnis der Analyse mit  $u_2$  ist:

$$\Delta g_{u_2} = (1,71 \pm 2,06) \cdot 10^{-4}. \quad (5.25)$$

Das Ergebnis der Messung mit  $u_2$  stimmt im Rahmen der bekannten systematischen Fehler gut mit dem Standard-Resultat überein. Interessanterweise ist der statistische Fehler dieser Messung etwas kleiner als in der Standard-Analyse, dieser Unterschied ist jedoch nicht signifikant. Da aber zur Bestimmung von  $u_2$  mehrere Detektor-komponenten beitragen, ist zu erwarten, dass der systematische Fehler bei dieser Messung wieder etwas größer wäre.



# Kapitel 6

## Ergebnis und Diskussion

### 6.1 Ergebnis der Messung

Die in Abschnitt 4.7 beschriebene Anpassung an die Daten zusammen mit den im vorherigen Kapitel beschriebenen Untersuchungen zu systematischen Unsicherheiten ergibt das Ergebnis dieser Arbeit:

$$\Delta g = (1,5 \pm 2,1_{(\text{stat})} \pm 0,9_{(\text{sys})}) \cdot 10^{-4}. \quad (6.1)$$

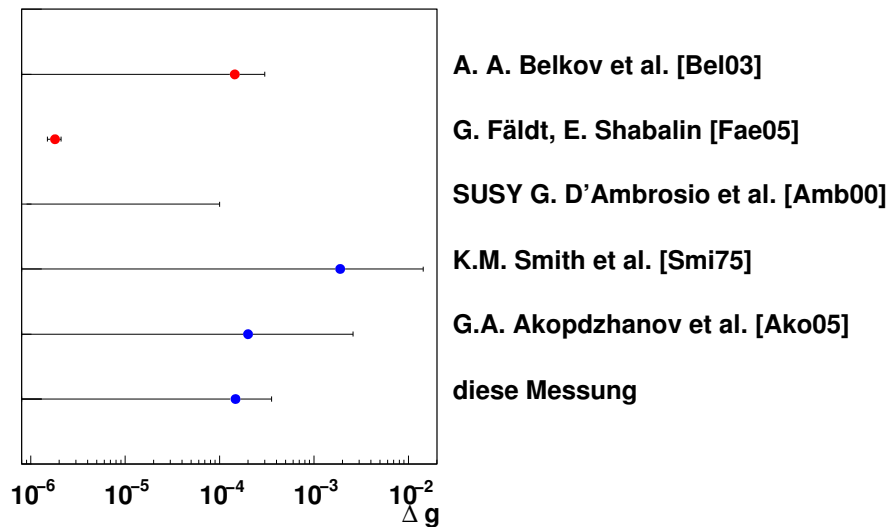
Mit Hilfe des Wertes für  $g = 0,626 \pm 0,007$  [PDG06] und Formel (1.8) lässt sich daraus der Wert für den Asymmetrieparameter  $A_g$  berechnen:

$$A_g = (1,2 \pm 1,7_{(\text{stat})} \pm 0,7_{(\text{sys})}) \cdot 10^{-4}. \quad (6.2)$$

Diese Messung der CP-verletzenden Asymmetrie ist trotz der ca. 90 Millionen Ereignisse durch den statistischen Fehler in ihrer Genauigkeit limitiert. Möglich ist dies, da systematische Fehler schon bei ihrer Entstehung konsequent unterdrückt wurden. Die vorherige Messung kann um fast eine Größenordnung in ihrer Genauigkeit verbessert werden (siehe Abbildung 6.1).

Das Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Standardmodells. Neue Physik, die die CP-Verletzung im System der geladenen Kaonen gegenüber der CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen stark erhöht, scheint in der Natur nicht realisiert zu sein. Endgültig könnte diese Frage aber erst geklärt werden, wenn ein signifikant von Null verschiedener Wert für die CP-Verletzung gemessen würde. Dies wird aber wohl in absehbarer Zeit nicht passieren.

Das NA48/2-Experiment ist beendet, es wird keine weiteren Daten zur CP-Verletzung im System der geladenen Kaonen von der NA48/2-Kollaboration geben. Auch andere Experimente zur CP-Verletzung im System der geladenen Kaonen sind derzeit nicht in Aussicht. Vom theoretischen Standpunkt aus wäre es sicherlich nicht uninteressant direkte CP-Verletzung in den Kanälen  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  und  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$



**Abbildung 6.1:** Vergleich von theoretischen Vorhersagen für die Größe von  $\Delta g$  mit experimentellen Werten. Die oberen drei Werte sind theoretische Berechnungen, unten drei Messungen.

weiter gleichzeitig zu untersuchen. Würde die CP-Verletzung in diesen beiden Kanälen gemessen, könnten daraus Rückschlüsse auf die relative Stärke der Beiträge von elektromagnetischen Pinguin-Diagrammen und QCD-Pinguin-Diagrammen gezogen werden [Fae05].

Aber experimentell ist es leider nicht einfach die Messungen in ihrer Genauigkeit in der nötigen Größenordnung zu verbessern. Die Messungen von NA48/2 sind zwar statistisch limitiert, und bei entsprechend mehr Daten würde sich sicher auch die systematischen Unsicherheiten noch verkleinern lassen, allerdings ist es derzeit kaum realistisch, dass ein Experiment die nötige Datenmenge sammeln kann. Damit wird das NA48/2-Ergebnis wohl auf längere Zeit die präziseste Messung der CP-Verletzung im System der geladenen Kaonen bleiben.

## 6.2 Vergleich mit dem offiziellen NA48/2-Ergebnis

Diese Arbeit wurde im Rahmen der offiziellen Analyse der NA48/2-Kollaboration zur CP-verletzenden Asymmetrie in den Zerfällen  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  durchgeführt. Es gab zwei weitere Analysen innerhalb der NA48/2-Kollaboration zu diesem Thema, die gemeinsam mit dem Resultat dieser Analyse zu dem offiziellen NA48/2-Resultat [Bat07] geführt haben. In dieser Arbeit werden im Gegensatz zur offiziellen Analyse die Impulsspektren der positiven und negativen Kaonen über eine Gewichtung



aneinander angeglichen. Durch die unterschiedlichen Produktionsmechanismen von positiven und negativen Kaonen haben die Produktionsspektren unterschiedliche Steigungen bei den von der Strahlführung selektierten 60 GeV/c. Daher wird auch bei exakt gleicher Strahlführung von positiven und negativen Kaonen das von ca. 55 GeV/c bis ca. 65 GeV/c reichende Spektrum von positiven und negativen Kaonen nicht gleich sein. Die offizielle Analyse wurde aus diesem Grunde zuerst in Bins der Energie durchgeführt. Dabei wurde aber festgestellt, dass sich schlecht rekonstruierte Kaonen, die sich am Rande der  $u$ -Verteilung sammeln, im Verhältnis zu den guten Ereignissen ein besonders großes Gewicht in der Anpassung bekommen. Daher wurde auf eine Aufteilung in der Kaonenergie verzichtet, und nur eine Unsicherheit auf den Unterschied der Produktionsspektren angegeben. Bei der in dieser Analyse benutzte Methode, in der die Impulsspektren umgewichtet werden, besteht die Gefahr durch schlecht rekonstruierte Kaonen die Anpassung zu verfälschen nicht in dem Maße, da immer noch alle Ereignisse gemeinsam angepasst werden.

Die Selektionskriterien der offiziellen Analyse und dieser Analyse stimmen fast genau überein, bei den Untersuchungen zu systematischen Fehlern ist diese Arbeit etwas konservativer. Dies ist darin begründet, dass an der offiziellen Analyse mehrere Leute beteiligt waren, und so konnten die einzelnen Studien intensiver durchgeführt werden. Viele Studien zu systematischen Unsicherheiten dieser Arbeit sind auch in die offizielle Analyse eingeflossen.

Das Ergebnis der offiziellen Analyse im Kanal  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  ist

$$A_g^N = (1,8 \pm 1,7_{(\text{stat})} \pm 0,6_{(\text{sys})}) \cdot 10^{-4}. \quad (6.3)$$

Der Unterschied im Resultat ist im Wesentlichen auf die Impulsgewichtung zurückzuführen.

Die NA48/2-Kollaboration hat ebenfalls die CP-verletzende Asymmetrie im Kanal  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  untersucht. Es wurden 3,11 Milliarden Ereignisse selektiert, die Anpassung an die Daten wurde analog zu dem neutralen Kanal durchgeführt. Das Ergebnis dieser Analyse ist

$$A_g^C = (-1,5 \pm 1,5_{(\text{stat})} \pm 0,9_{(\text{trig})} \pm 1,3_{(\text{sys})}) \cdot 10^{-4}, \quad (6.4)$$

die Unsicherheit des Triggers ist eine durch die Größe des Kontroll-Datensatzes limitierte Unsicherheit. Damit ist auch der Fehler dieses Ergebnisses statistisch dominiert. Durch das etwas größere Verzweigungsverhältnis und die bessere Akzeptanz ist die Zahl der Ereignisse in diesem Kanal wesentlich größer. Trotzdem ist das Ergebnis in der Genauigkeit vergleichbar mit dem des neutralen Kanals. Der Grund hierfür ist die im geladenen Kanal deutlich kleineren Parametern  $g$  ( $g_C = -0,216 \pm 0,003$  [PDG06]) im Gegensatz zu dem Parameter  $g_N = 0,626 \pm 0,007$  im neutralen Kanal. Durch den größeren Parameter  $g$  und der Benutzung einer nichtlinearen Anpassung erhöht sich die Sensitivität auf Unterschiede zwischen den Ladungen.

### 6.3 Alternative Entwicklung des Matrixelementes

Die in dieser Arbeit benutzte Entwicklung des Matrixelementes ist nicht die einzige Möglichkeit das Matrixelement darzustellen. In diesem Abschnitt wird eine alternative Entwicklung des Matrixelementes benutzt, die durch die Entdeckung des Cusp-Effekts inspiriert wurde (siehe Abschnitt 1.8). Im Unterschied zur traditionellen Entwicklung wird hier die Zerfallsamplitude entwickelt:

$$|M^{\text{CUSP}}(u,v)|^2 \propto \left(1 + \frac{1}{2}g' u + \frac{1}{2}h' u^2 + \frac{1}{2}k' v^2 + \dots\right)^2. \quad (6.5)$$

Mit  $g' = g$ ,  $h' = h - g^2/4$   $k' = k$  entspricht sie den führenden Termen der traditionellen Entwicklung [Cab05].

Benutzt man diese Entwicklung um ein zu  $R$  (1.9) analoges Verhältnis zu bilden, erhält man:

$$R^{\text{CUSP}} = \left(\frac{1 + \frac{1}{2}g'^+ u + \frac{1}{2}h' u^2}{1 + \frac{1}{2}g'^- u + \frac{1}{2}h' u^2}\right)^2 \quad (6.6)$$

$$= \left(1 + \frac{\frac{1}{2}\Delta g' u}{1 + \frac{1}{2}g'^- u + \frac{1}{2}h' u^2}\right)^2. \quad (6.7)$$

Die vierte Potenz dieses Verhältnisses wird ebenfalls an das Vierfachverhältnis der Daten angepasst. Dabei wird  $\Delta g' = g'^+ - g'^-$  zu

$$\Delta g' = (2,26 \pm 3,09) \cdot 10^{-4} \quad (6.8)$$

bestimmt. Vergleicht man dieses Resultat mit dem Resultat der Standard-Analyse, erkennt man, dass sowohl der Wert als auch der Fehler des Resultats sich vergrößert haben. Dies liegt daran, dass in dieser Entwicklung noch höhere Terme in  $u$  vorkommen, die Aussage über das Vorhandensein von CP-Verletzung hat sich aber nicht geändert.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Die NA48/2-Kollaboration zeichnete während den Jahren 2003 und 2004 über 200 TB Daten von Zerfällen geladener Kaonen auf. In der vorliegenden Arbeit wurde die CP-verletzende Asymmetrie der Zerfälle  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  mit über 90 Millionen selektierter Zerfällen aus diesem Datensatz gemessen. Das NA48/2-Experiment war darauf ausgelegt, möglichst kleine systematische Unsicherheiten zu ermöglichen. Um dies zu erreichen, wurden positive und negative Kaonen simultan an einem Target erzeugt, durch ein Strahlensystem mit zwei Strahlengängen mit einem Impuls von ca. 60 GeV/c selektiert und danach auf wenige Millimeter genau überlagert in die Zerfallsregion geschossen. Die Strahlengänge von positiven und negativen Kaonen wurde einmal pro Woche gewechselt, der Magnet des Impulsspektrometers wurde im Jahre 2003 mindestens einmal pro Tag, und im Jahre 2004 etwa alle 4 Stunden umgepolt. Dies erlaubte eine Symmetrisierung von positiven und negativen Kaonen in der Strahlführung und im Detektor während der Analyse. Die Daten wurden in sieben Perioden, den sogenannten Supersamples, analysiert. Jedes Supersample enthält alle mögliche Kombinationen von Magnetfeldpolarisation und ist somit in sich abgeschlossen. Durch ein Vierfachverhältnis der Daten eines Supersamples konnte sichergestellt werden, dass alle durch Strahlführung oder Detektor erzeugten Asymmetrien sich in erster Ordnung aufheben. Um die unterschiedlichen Produktionsspektren von positiven und negativen Kaonen auszugleichen wurde eine Ereignisgewichtung durchgeführt.

Es wurden intensive Studien zu verschiedenen Arten von möglichen systematischen Unsicherheiten durchgeführt. Dabei konnte gezeigt werden, dass die systematischen Unsicherheiten in der Analyse weit kleiner als ihr statistischer Fehler ist. Das Ergebnis der Analyse ist

$$\Delta g = (1,5 \pm 2,1_{(\text{stat})} \pm 0,9_{(\text{sys})}) \cdot 10^{-4}, \quad (7.1)$$

oder als Asymmetrieparameter  $A_g$  ausgedrückt:

$$A_g = (1,2 \pm 1,7_{(\text{stat})} \pm 0,7_{(\text{sys})}) \cdot 10^{-4}. \quad (7.2)$$

Damit ist diese Messung im Einklang mit den Vorhersagen zu der CP-Verletzung im System der geladenen Kaonen im Standardmodell.

# Anhang A

## Abbildungen und Tabellen zur Analyse

### A.1 Impulsgewichtung

Supersample	Achsenabschnitt $b$	Steigung $m[(\text{GeV}/c)^{-1}]$
0	$1,60 \pm 0,02$	$0,0032 \pm 0,0003$
1-2	$1,13 \pm 0,02$	$0,0110 \pm 0,0004$
3	$1,08 \pm 0,04$	$0,0118 \pm 0,0007$
4	$1,32 \pm 0,02$	$0,0079 \pm 0,0004$
5	$1,48 \pm 0,03$	$0,0051 \pm 0,0006$
6	$1,03 \pm 0,02$	$0,0128 \pm 0,0004$
7	$1,36 \pm 0,03$	$0,0071 \pm 0,0005$
8	$1,02 \pm 0,03$	$0,0129 \pm 0,0005$

**Tabelle A.1:** Die Parameter aus der Anpassung der Geraden an die Verhältnisse der Impulsspektren 4.17. Es wurde eine Gerade der Form  $b + m \cdot x$  an die Doppelverhältnisse der Impulse angepasst. Die Werte dieser Geraden wurden benutzt, um die unterschiedlichen Produktionsspektren der Kaonen durch Gewichtung auszugleichen.

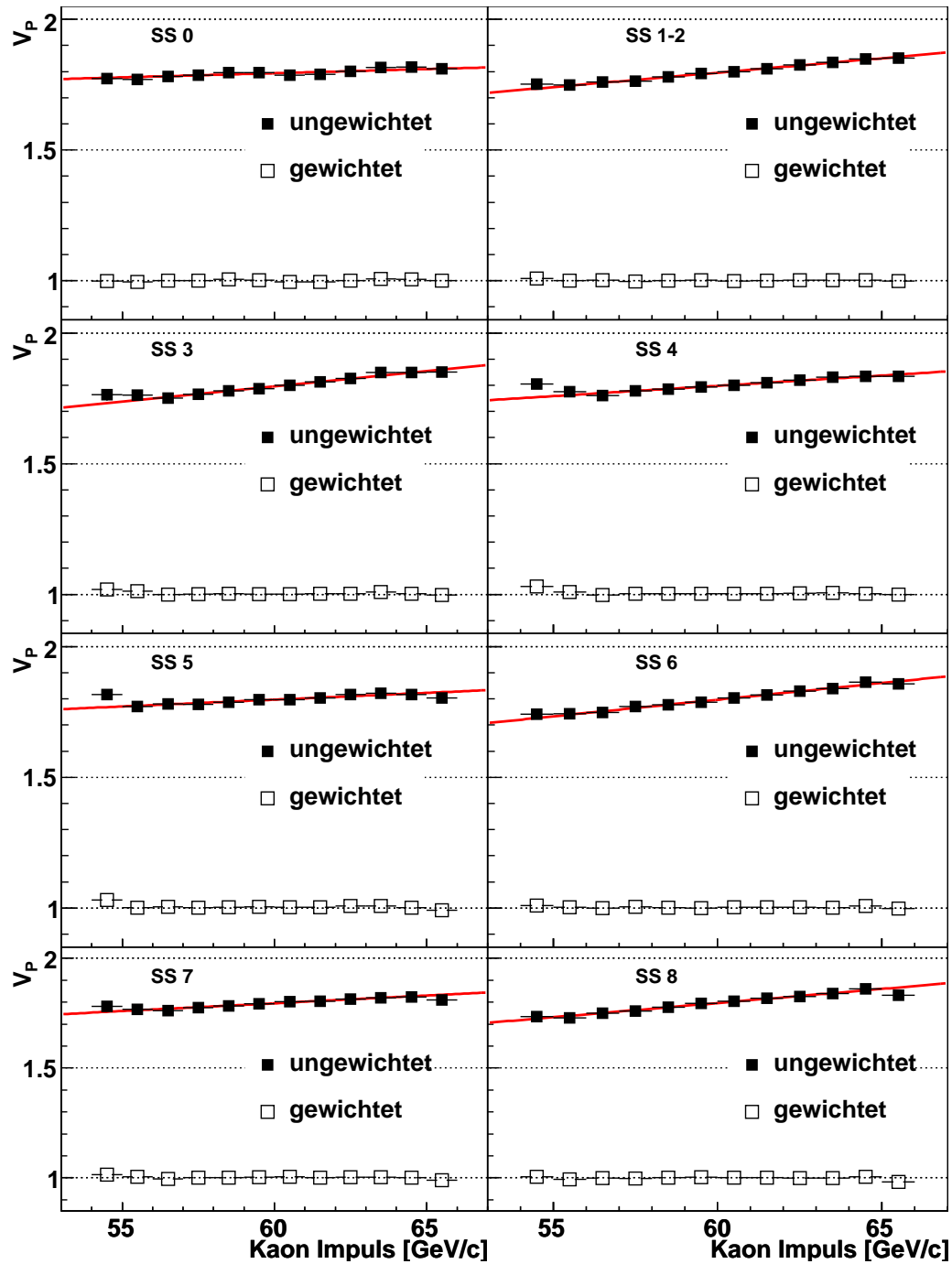


Abbildung A.1: Die Steigungen des Verhältnisses der Impulsspektren von  $K^+$  und  $K^-$  vor und nach der Ungewichtung.

## A.2 Vierfachverhältnisse

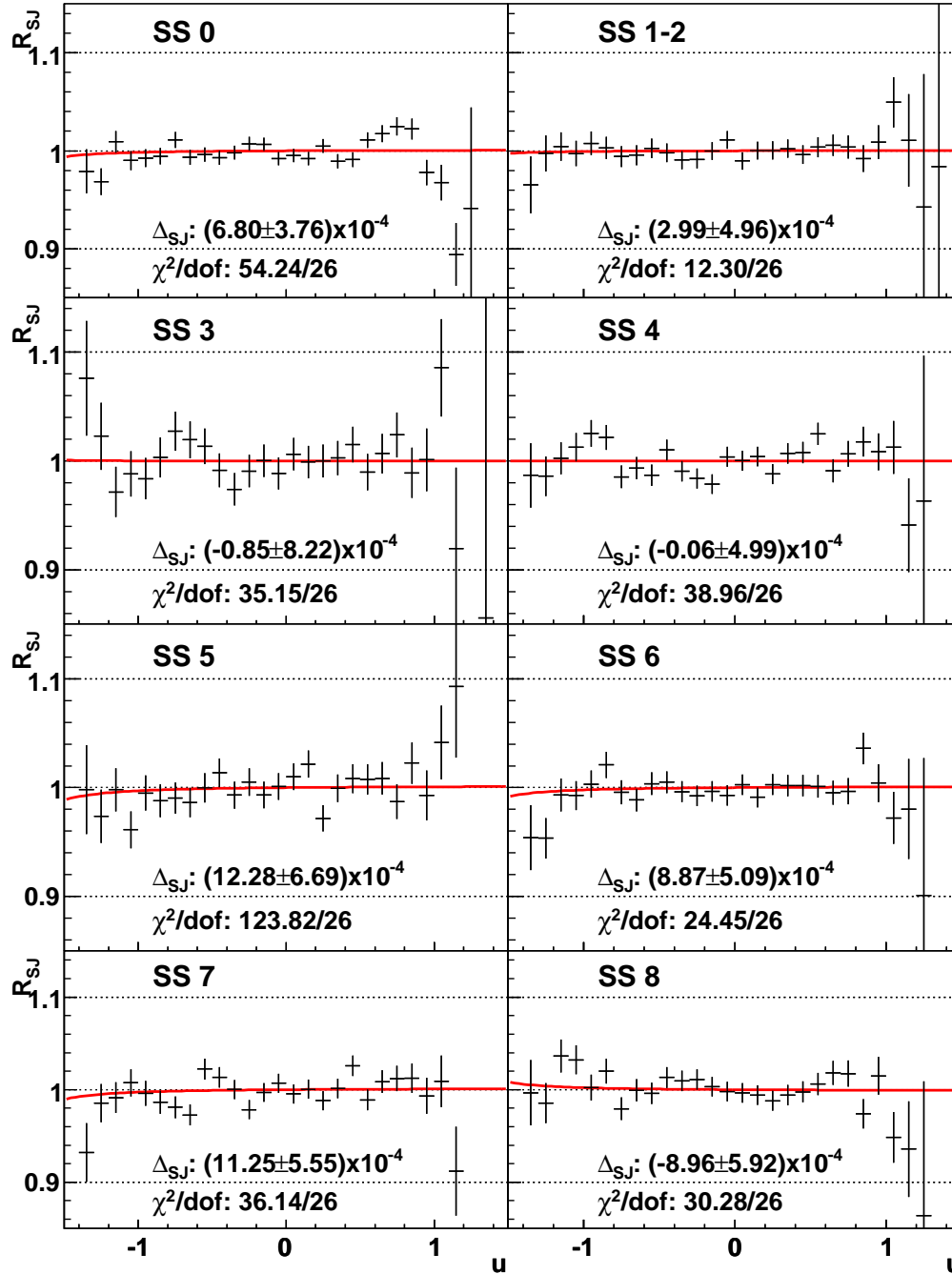


Abbildung A.2: Die Anpassung an die Verhältnisse  $R_{SJ}$  für die einzelnen Super-samples. Die Verhältnisse wurden auf 1 normiert.

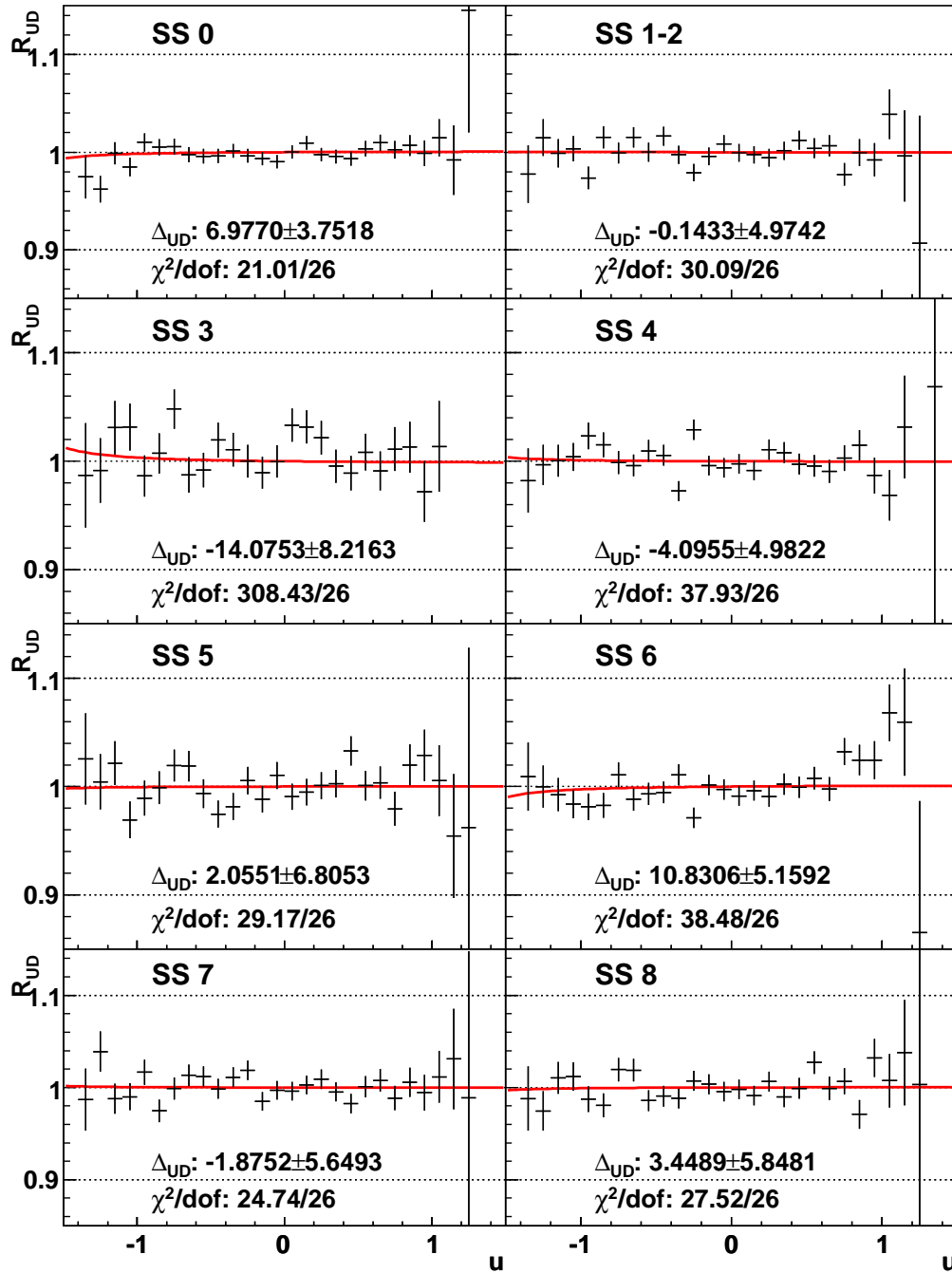


Abbildung A.3: Die Anpassung an die Verhältnisse  $R_{UD}$  für die einzelnen Super-samples. Die Verhältnisse wurden auf 1 normiert.



# Literaturverzeichnis

- [Ako05] G. A. Akopdzhanov et al., „Measurements of the Dalitz plot parameters for  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ “, JETP Lett. **82** (2005) 675.
- [Ala03] A. Alavi-Harati et al., „Measurements of direct CP violation, CPT symmetry and other parameters in the neutral kaon system“, Phys. Rev. D **67** (2003) 012005.
- [Amb91] G. D’Ambrosio et al., „How large can direct CP violation in  $K^\pm \rightarrow 3\pi$  be from chiral perturbation theory?“, Phys. Lett. B **273** (1991) 497.
- [Amb00] G. D’Ambrosio et al., „Direct CP violation in  $K \rightarrow 3\pi$  decays induced by SUSY chromomagnetic penguins“, Phys. Lett. B **480** (2000) 164.
- [Arc02] R. Arcidiacono, „The performance of the LKR SuperEvent read-out during 2002 data taking“, NA48-Note 2002-21, 2002.
- [Bal06] S. Balev, „Neutral asymmetry for 2004 systematic studies“, Vortrag im NA48/2-Kollaborationsmeeting am 17.05.2006.
- [Bar93] G. Barr et al., „A New measurement of direct CP violation in the neutral kaon system“, Phys. Lett. B **317** (1993) 233.
- [Bat02] J. R. Batley et al., „A precision measurement of direct CP violation in the decay of neutral kaons into two pions“, Phys. Lett. B **544** (2002) 97.
- [Bat06] J.R. Batley et al., „Observation of a cusp-like structure in the  $\pi^0\pi^0$  invariant mass distribution from  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  decay and determination of the  $\pi\pi$  scattering lengths“, Phys. Lett. B **93** (2006) 173.
- [Bat07] J. R. Batley et al., „Search for direct CP violating charge asymmetries in  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  and  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  decays“, Eur. Phys. J. C **52** (2007) 875.
- [Bed95] D. Bederede et al., „High Resolution Drift Chambers for the NA48 Experiment at CERN“, Nucl. Instrum. Meth. A **367** (1995) 88.
- [Bel03] A. A. Belkov et al., „What we have learned from direct CP violation studies in kaon decays“, Czech.J.Phys. **55** (2004) B193.

- [Cab04] N. Cabibbo, „Determination of the  $a_0 - a_2$  Pion Scattering Length from  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$  Decays“, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 121801.
- [Cab05] N. Cabibbo, G. Isidori, „Pion-pion scattering and the  $K \rightarrow 3\pi$  decay amplitudes“, JHEP **0503** (2005) 021.
- [Car90] R. Carosi et al., „A Measure of the Phases of the CP-violating Amplitudes in  $K^0 \rightarrow 2\pi$  Decays and a test of CPT invariance“, Phys. Lett. B **237**(1990) 303.
- [Che99] J.B. Cheze, „NA48 drift chamber reconstruction program - fast version, user's guide“, NA48-Note, August 1999.
- [Chr64] J.H. Christenson et al., „Evidence For The 2 Pi Decay Of The  $K(2)0$  Meson“, Phys. Ref. Lett. **13** (1964) 138.
- [DiL03] L. DiLella, „Alignment and correction to momenta“, Vortrag im NA48/2-Kollaborationsmeeting am 20.08.2003.
- [Fae05] G. Fäldt, E. Shabalin, „CP violation in  $K^\pm \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^\pm$  decay“, Phys. Lett. B **635** (2006) 295.
- [GEA] Application Software Group, „GEANT, detector description and simulation tool“, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN 1994.
- [Goy03] S. Goy Lopez, „B field in the blue tube“, Vortrag im NA48/2-Kollaborationsmeeting am 2.04.2003.
- [Isi92] G. Isidori et al., „CP-violation in  $K^\pm \rightarrow 3\pi$  decays and lattice QCD B-factors“, Nucl. Phys. B **381** (1992) 497.
- [Kir05] D.Kikby et al., „CP Violation in Meson Decays“, J.Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33** (2006) 146.
- [Lam07] G. Lamanna, „NTPEAK inefficiency and L1 trigger systematics“, Vortrag im NA48/2-Kollaborationsmeeting am 18.04.2007.
- [Mai06] Mainzer NA48 Gruppe, /afs/physik.uni-mainz.de/home/na48sw/ (2006).
- [Mik02] I. Mikulec, „Performance of Lkr with doubled DC threshold“, Vortrag im NA48/2-Kollaborationsmeeting am 2.07.2002.
- [MIN] Application Software Group, MINUIT, „Function Minimization and Error Analysis“, CN Division long writeup D506, CERN 1994.
- [PDG06] „Review of Particle Physics“, J.Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33** (2006).
- [Per99] D. H. Perkins, „Introduction to high energy physics“, Cambridge University Press (1999).

- [Smi75] K. M. Smith et al., „A Search for CP-Violating Effects in the Decays  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ “, Nucl. Phys. B **91**, 45.
- [Soz03] M. Sozzi et al., „Triggers for NA48/2“, NA48-Note 2003-5, 2003.
- [TUR] D. C. Carey. „TURTLE (Trace Unlimited Rays Through Lumped Elements): A computer program for simulation charged particle beam transport systems“, FERMILAB-NAL-064, 1971.
- [Una98] G. Unal, „Reconstruction program for the LKr“, NA48-Note 1998-1, 1998.
- [Una02] G. Unal, „DCH performance in 2001“, Vortrag im NA48/2-Kollaborationsmeeting am 16.06.2002.



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Box-Diagramme des $\Delta S = 2$ Übergangs $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ .	15
1.2	Elektroschwache Pinguin-Diagramme.	15
1.3	QCD-Pinguin Diagramm	16
1.4	Vergleich theoretischer Vorhersagen mit bisherigen Messungen von $\Delta g$	20
1.5	Die Struktur durch den Cusp-Effekt in der $u$ -Verteilung	20
1.6	Der Beitrag von $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ zu $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ durch $\pi\pi$ -Streuung	22
2.1	Die Strahlführung bei NA48/2	24
2.2	Der NA48/2 Detektor	25
2.3	Schnitt durch das Flüssig-Krypton-Kalorimeter	26
2.4	Die Zellenstruktur des LKr	27
2.5	Das neutrale Hodoskop integriert im LKr	28
2.6	Das Hodoskop für geladene Teilchen	29
2.7	Das hadronische Kalorimeter	31
2.8	Übersicht über das Triggersystem von NA48/2	31
2.9	Übersicht über den Datenfluss von den Subdetektoren bis zum Rechenzentrum	36
3.1	Die Auflösungen der verschiedenen Methoden $u$ zu berechnen	42
3.2	Der Verlauf der Funktion $R$ für verschiedene Werte von $\Delta g$	42
4.1	Illustration der vier möglichen Kombinationen der Magnetfeldpolarisationen	44
4.2	Die unkorrigierte und korrigierte Differenz der mittleren positiven und negativen Kaonenmasse	48
4.3	Die unkorrigierte (oben) und korrigierte (unten) mittlere Masse der positiven und negativen Kaonen	49

4.4	Die ungewichteten Impulsspektren von $K^+$ und $K^-$ von Supersample 3 im Vergleich . . . . .	51
4.5	Die Steigungen des Verhältnisses (4.17) der Impulsspektren von $K^+$ und $K^-$ vor und nach der Gewichtung. . . . .	52
4.6	Topologie des Zerfalls eines geladenen Kaons in $\pi^\pm\pi^0\pi^0$ im NA48-Detektor. Die Flugstrecken der beiden neutralen Pionen können wegen ihrer kleinen Lebensdauer nicht vom NA48-Detektor aufgelöst werden. . . . .	53
4.7	Die rekonstruierten Impulse der positiven und negativen Kaonen . . . . .	55
4.8	Die $z$ -Position der Vertizes positiver und negativer Kaonen . . . . .	55
4.9	Die rekonstruierte Masse der positiven und negativen Kaonen . . . . .	56
4.10	Strahlposition (COG) der vom Spektrometermagneten abgelenkten Strahlen in der vierten Driftkammer . . . . .	57
4.11	Abstände zwischen Spuren und mittlerer Strahlposition in der ersten Driftkammer . . . . .	58
4.12	Abstände zwischen Spuren und mittlerer Strahlposition in der vierten Driftkammer . . . . .	59
4.13	Abstände zwischen Photonen und mittlerer Strahlposition auf dem elektromagnetischen Kalorimeter . . . . .	60
4.14	Selektierte Ereignisse im Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation . . . . .	62
4.15	Die $u$ -Verteilungen der positiven und negativen Kaonen . . . . .	63
4.16	Die Anpassung an die Verhältnisse $R_4$ für die einzelnen Supersamples . . . . .	64
4.17	Das Verhältnis $R_4$ aller Daten zusammen mit dem Resultat der Anpassung zum Vergleich des Ergebnisses mit den Daten. . . . .	65
4.18	Die Asymmetrien der einzelnen Supersamples . . . . .	66
5.1	Variation der Schnitte auf den Abstand der Spur zum mittlerem Strahlzentrum in der ersten und vierten Driftkammer . . . . .	68
5.2	Variation des Schnittes auf den Abstand der Photonen zum mittlerem Strahlzentrum im elektromagnetischen Kalorimeter . . . . .	68
5.3	Variation der Schnitte auf die Zeitdifferenz der Photonen zu der Spur und der Zeitdifferenz zwischen den Photonen. . . . .	69
5.4	Variation der Schnitte auf zusätzliche Aktivität im Detektor. . . . .	70
5.5	Variation des minimalen Abstands der Photonen zu extrapolierten Spuren . . . . .	74
5.6	Illustration zu der Berechnung der erwarteten Energie eines Photonschauers . . . . .	74

---

5.7	Das Verhältnis $E/E_{\text{erwartet}}$ der gemessenen Photonenergie zur erwarteten in Abhängigkeit des Impulses des geladenen Pions sowie des Spurabstands . . . . .	75
5.8	Das Verhältnis $E/E_{\text{erwartet}}$ der gemessenen Photonenergie zur erwarteten vor und nach der Korrektur . . . . .	77
5.9	Variation des Schnittes auf die Differenz zur nominellen Kaonmasse .	79
5.10	Illustration einer mehrdeutigen Spur durch einen zusätzlichen Treffer in der vierten Driftkammer . . . . .	80
5.11	Verhältnis $u_{\text{Geister}}/u$ der $u$ -Verteilung bei Benutzung Geisterspuren zu der $u$ -Verteilung der guten Spuren für positive und negative Kaonen .	81
6.1	Vergleich von theoretischen Vorhersagen für die Größe von $\Delta g$ mit experimentellen Werten . . . . .	88
A.1	Die Steigungen des Verhältnisses der Impulsspektren von $K^+$ und $K^-$ vor und nach der Umgewichtung. . . . .	94
A.2	Die Anpassung an die Verhältnisse $R_{SJ}$ für die einzelnen Supersamples	95
A.3	Die Anpassung an die Verhältnisse $R_{UD}$ für die einzelnen Supersamples	96





# Tabellenverzeichnis

1.1	Die Fermionendoublets des Standardmodells. . . . .	11
1.2	Die vier fundamentalen Wechselwirkungen. . . . .	12
4.1	Tabelle der Ereigniszahlen nach den wichtigsten Schnitten. . . . .	61
4.2	Tabelle der Ereigniszahlen (in Millionen), unterteilt in Ladung, Periode und Magnetfeldkonfiguration . . . . .	61
4.3	Tabelle der Ergebnisse der Anpassung an das Vierfachverhältnis. . . . .	65
5.1	Ergebnis der Variation der Parameter $g$ und $h$ . . . . .	72
5.2	Tabelle der systematischen Unsicherheiten. . . . .	85
A.1	Die Parameter aus der Anpassung der Geraden an die Verhältnisse der Impulsspektren . . . . .	93