

Analyse des Zerfalls

$$\mathbf{K_L^0} \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$$

mit dem NA48-Detektor

Dissertation

zur Erlangung des Grades

„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik der

Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Isabell-Alissandra Pellmann

geboren in Bochum

Mainz 2001

1. Gutachter: Prof. Dr. K. Kleinknecht
2. Gutachter: Prof. Dr. K. Arends

Tag der Einreichung: 04.05.2001
Tag der mündlichen Prüfung: 01.06.2001

*Eine Theorie hat nur die Alternativen,
falsch oder richtig zu sein.*

*Ein Modell hat eine dritte Möglichkeit:
es kann richtig sein, aber irrelevant.*

nach Manfred Eigen

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Theorie	5
2.1	Das Standardmodell	5
2.2	Erhaltungssätze und Symmetrien	7
2.3	Das System der neutralen Kaonen	8
2.4	Die chirale Störungstheorie	10
2.5	Der Zerfall $K \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$	12
2.5.1	Der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$	13
2.5.2	Der Zerfall $K_S \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$	16
2.6	Der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	18
3	Das NA48-Experiment	21
3.1	Das Super-Proton-Synchrotron (SPS)	22
3.2	Die Strahlführung	22
3.3	Die Zerfallsregion	24
3.4	Das Flüssig-Krypton-Kalorimeter	26
3.4.1	Das Hodoskop für neutrale Teilchen	29
3.5	Das Tagging-System	30
3.6	Die Antizähler	31

3.6.1	Die Photon-Antizähler	31
3.6.2	Der K_S -Antizähler	33
3.7	Das Magnetspektrometer	33
3.8	Das Hodoskop für geladene Teilchen	34
3.9	Das Hadron-Kalorimeter	35
3.10	Die Myon-Antizähler	37
3.11	Der Strahlmonitor	37
4	Trigger und Datenerfassungssysteme	39
4.1	Das Trigger-System	39
4.1.1	Der Level 1-Trigger	40
4.1.2	Der Level 2-Trigger	42
4.2	Die Auslese der Subdetektoren	44
4.3	Die PC-Farm	45
4.4	Der Level 3-Filter	47
5	Rekonstruktion	51
5.1	Rekonstruktion der Kalorimeterdaten	51
5.2	Rekonstruktion der Spektrometerdaten	53
5.3	Berechnung kinematischer Größen	53
5.3.1	Energiesumme	54
5.3.2	Energieschwerpunkt	54
5.3.3	Vertex	54
5.3.4	Kaon-Lebensdauer	54
5.3.5	Invariante Masse	55
5.3.6	$\chi^2_{2\pi^0}$ für $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Zerfälle	55
5.3.7	Photonenergie im Kaonruhesystem	55
5.3.8	Transversalimpuls eines Photons	57

6	Monte-Carlo-Simulation	59
6.1	Simulation der Kaonen	60
6.2	Simulation der Zerfälle	60
6.3	Generator	61
6.3.1	Simulation des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$	61
6.3.2	Simulation der Untergrundzerfälle	62
6.4	Simulationsparameter	62
6.5	Vergleich der Monte-Carlo-Simulation mit Daten	63
7	Ereignisauswahl	67
7.1	Vorselektion durch den Level 3-Filter	67
7.2	Gemeinsame Selektionskriterien für Signal- und Normierungskanal	68
7.2.1	Schnitte zur Verwerfung fehlerhafter Daten	69
7.2.2	Schnitte zur Ereignisselektion	69
7.2.3	Untergrundunterdrückung	72
7.3	$K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ -Ereignisauswahl	82
7.4	Selektion der Ereignisse für den Fit	86
7.5	Akzeptanz	87
7.6	Untergrundabschätzung	89
7.7	Das $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ -Signal	92
7.8	Das $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Signal	93
8	Auswertung und Ergebnis	95
8.1	Maximum-Likelihood-Fit	95
8.1.1	Erweiterte Likelihood-Funktion	95
8.1.2	Erweiterter Maximum-Likelihood-Fit in zwei Dimensionen	96

8.1.3	Durchführung des Fits	98
8.1.4	Ergebnis des Fits	98
8.1.5	Untersuchungen auf systematische Fehler	99
8.1.6	Bestimmung des theoretischen Fehlers	105
8.1.7	Größe der CP-erhaltenden Amplitude zu $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	108
8.2	Verzweigungsverhältnis	108
8.2.1	Untersuchungen auf systematische Fehler	109
8.2.2	Zusammenfassung der systematischen Fehler auf das Verzweigungsverhältnis	113
8.3	Untersuchung der Ereignisse im unteren Diphotonmassen- bereich	113
9	Zusammenfassung und Ausblick	117
A	Die Kalibration des Hadronkalorimeters bei NA48	121
B	Herleitung der effektiven Spilllänge	123
	Literaturverzeichnis	125
	Abbildungsverzeichnis	132
	Tabellenverzeichnis	135
	Danksagung	135
	Lebenslauf	137

Abstract

The $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ decay rate has been determined and the Lorentz invariant variables – the invariant mass $m_{\gamma\gamma}$ of the two initial photons and their energy difference in the Kaon rest frame y – have been compared to the theoretical predictions. Chiral perturbation theory has been tested up to the order of $\mathcal{O}(p^6)$ using this information. Furthermore, predictions of the size of the CP conserving amplitude of the very rare decay $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ – in addition to direct and indirect CP violating amplitudes – are made.

This analysis is based on data taken by the NA48 experiment at CERN during 1998 and 1999. The sample contains about 2.6×10^{10} K_L decays. 2512 $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ candidates with a background of 122 ± 18 events have been selected. As normalization channel, the decay $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ has been chosen with 428 338 selected events. From the acceptances, calculated from Monte Carlo simulations, the following branching ratio has been obtained:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) = (1.34 \pm 0.03_{(stat)} \pm 0.02_{(sys)} \pm 0.03_{(norm)}) \times 10^{-6} .$$

The effective vector coupling parameter a_V describing the contribution of vector meson dominance in the theoretical calculation of the decay $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ has been measured to be:

$$a_V = -0.45 \pm 0.02_{(stat)} \pm 0.03_{(theo)} .$$

Theory predicts a $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ branching ratio of $(1.19 \pm 0.04) \times 10^{-6}$ for this a_V , 2.7 standard deviations from the measured value.

For small di-photon masses a model independent upper limit is given, where the acceptance is calculated assuming a phase-space distribution in the Monte Carlo:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma, m_{\gamma\gamma} < 110 \text{ MeV}/c^2, y < 0, 25) < 4, 36 \times 10^{-9} \quad (90\% \text{ CL}) .$$

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Die Erforschung der Materie bis in ihre kleinsten Grundbausteine beschäftigt die Menschheit schon seit dem Altertum. Dabei hat sich in den letzten 100 Jahren die Vorstellung von der Materie so schnell entwickelt wie nie zuvor.

Auch die Experimente, die von Wissenschaftlern zur Untersuchung der Materie und deren Wechselwirkungen konzipiert wurden, haben sich stark verändert: Während die großen Entdeckungen zu Beginn des 20. Jahrhunderts noch von einzelnen Wissenschaftlern in vergleichsweise kleinen Laboratorien gemacht wurden, sind heute an einem einzigen Experiment in der Elementarteilchenphysik große Kollaborationen mit vielen Wissenschaftlern aus verschiedenen Ländern beteiligt. Viele Versuche finden an riesigen Beschleunigern statt, die bis zu mehreren Kilometern lang sind. Hier fallen große Datenmengen an, die mit Hilfe moderner Computer aufgenommen und gespeichert werden. Sie werden von Wissenschaftlern in Zusammenarbeit ausgewertet. Dies ist erst durch die weltweite Vernetzung der Computer möglich geworden, denn so können auch Wissenschaftler in verschiedenen Ländern sehr schnell Ergebnisse austauschen und diskutieren. Tatsächlich ist das „World Wide Web“ von Physikern am Europäischen Zentrum für Teilchenphysik (CERN) zu eben diesem Zweck entwickelt worden. Für die Zukunft sind neue aufwendige Experimente geplant, die immer neue Erkenntnisse über den Aufbau der Materie bringen werden.

Bis Mitte der 30er Jahre waren nur Protonen und Neutronen als kleinste Teilchen im Atomkern, sowie Elektronen und Photonen bekannt. Dann begann man mit Untersuchungen der Höhenstrahlung und fand neue Teilchen wie Positronen, Myonen und Pionen. In den 40er Jahren wurden dann einige

„seltsame“ Teilchen gefunden, die sich später als Teilchen mit einem oder mehreren „strange“-Quarks herausstellten. In den 60er Jahren begann man mit dem Bau von großen Teilchenbeschleunigern und erzeugte bis heute hunderte von neuen instabilen Teilchen, die stark wechselwirken und Hadronen genannt werden.

Aus dem scheinbaren Chaos der vielen verschiedenen Teilchen lässt sich eine einfache Ordnung ableiten, denn die Hadronen setzen sich aus noch kleineren Bestandteilen zusammen, bei denen bislang keine innere Struktur gefunden wurde. Diese elementaren Teilchen heißen Quarks und haben einen halbzahlgigen Spin. Ihre Ladung beträgt entweder $-1/3$ oder $2/3$ der Elementarladung.

Eine weitere Gruppe elementarer Teilchen sind die Leptonen, zu denen das Elektron gehört. Sie haben ganzzahlige Ladungen und ebenfalls einen halbzahlgigen Spin. Zu jedem Lepton und Quark gibt es das entsprechende Antiteilchen, welches die entgegengesetzte Ladung trägt.

Aus den Quarks (q) können sich zwei verschiedene Arten von Hadronen bilden: die Baryonen, die sich aus drei Quarks (qqq) zusammensetzen, und die Mesonen, die eine Quark-Antiquark-Struktur ($q\bar{q}$) besitzen. Letztere gehören aufgrund ihres ganzzahligen Spins zu der Gruppe der Bosonen, während die Baryonen – wie auch ihre Antiteilchen – zur Gruppe der Fermionen gezählt werden.

Es ist nicht möglich, einzelne Quarks isoliert zu betrachten, da sie von der starken Kraft zusammengehalten werden, die mit wachsender Entfernung zunimmt. Diese Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben, die erst teilweise durch Experimente belegt wurde. Die QCD ist für hohe Energien relativ gut verstanden und durch Experimente überprüft, während der Bereich niedriger Energien, der durch die chirale Störungstheorie beschrieben wird, noch weiterer experimenteller Tests bedarf. Inzwischen sind vier Wechselwirkungen und zwölf elementare Fermionen bekannt, die mit Ausnahme der Gravitation durch das sogenannte Standardmodell beschrieben werden.

Die Kaonen gehören zur Gruppe der Mesonen: Sie bestehen aus einem „strange“-Quark und einem „up“- oder „down“-Quark, je nachdem, ob es sich um geladene (K^+ oder K^-) oder um neutrale Kaonen (K^0 oder $\bar{K}^0$) handelt. Insbesondere das System der neutralen Kaonen ist interessant, da hier die CP-Verletzung beobachtet werden kann. Dies wird nach einer kurzen Einführung in das Standardmodell im folgenden Kapitel beschrieben.

Das Kaonsystem bietet jedoch auch noch andere Möglichkeiten, um das Standardmodell zu überprüfen. Eine Möglichkeit hierfür ist die Untersuchung seltener Zerfälle mit einem Verzweungsverhältnis von 10^{-6} und darunter. Ein Beispiel für einen seltenen Zerfall ist $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$, der im Rahmen dieser Arbeit untersucht wird. Er bietet die Möglichkeit, die Korrekturen der chiralen Störungstheorie in höheren Ordnungen, die theoretisch berechnet werden können, zu überprüfen. Dabei ist dieser Zerfall besonders interessant, da die Theorie in der ersten Ordnung das gemessene Verzweungsverhältnis um den Faktor zwei unterschätzt. In der nächsthöheren Ordnung gibt es Ansätze, die das theoretische Verzweungsverhältnis verdoppeln können, allerdings auch die Spektren der lorentzinvarianten Variablen verändern. Daher ist es wichtig, neben dem Verzweungsverhältnis auch die Spektren genau zu vermessen. Dies ist im Rahmen dieser Arbeit besonders gut möglich, denn es stehen dreimal mehr Ereignisse zur Verfügung als in der bisher besten Messung.

Im folgenden Kapitel wird nach der Beschreibung der CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen eine Einführung in die chirale Störungstheorie gegeben, mit der anschließend der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ beschrieben wird. In den Kapiteln 3 bis 5 folgt eine Beschreibung des NA48-Detektors, des Datennahmesystems und der Rekonstruktion der verwendeten Größen. Zur Bestimmung des Verzweungsverhältnisses ist es wichtig, die Akzeptanz des Zerfalls genau zu kennen, d. h. man muss wissen, wie groß der prozentuale Anteil an $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ -Zerfällen ist, bei dem alle Zerfallsprodukte den Detektor erreichen und richtig rekonstruiert werden. Hierfür werden Zerfall und Detektor simuliert, was im Kapitel 6 beschrieben wird. Der Selektion der Ereignisse in Kapitel 7 folgt die Auswertung der Spektren und die Berechnung des Verzweungsverhältnisses in Kapitel 8. Die Ergebnisse werden in Kapitel 9 zusammengefasst.

Da im Rahmen dieser Arbeit auch das Hadronkalorimeter und der Strahlmonitor betreut wurden, finden sich hierzu im Anhang nähere Erläuterungen. Während der Strahlzeiten wurden beide Detektoren überwacht und kalibriert. Zusätzlich wurde der Rekonstruktionsalgorithmus des Hadronkalorimeters überarbeitet und Hard- und Software der Strahlmonitorauslese teilweise erneuert.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Das Standardmodell

Die zwölf elementaren Fermionen sind unterteilt in sechs Leptonen und sechs Quarks. Diese Spin-1/2-Teilchen bilden Dubletts und gliedern sich, wie in Tabelle 2.1 dargestellt, in drei Generationen.

Generation	1	2	3
Quarks	up (u) down (d)	charm (c) strange (s)	top (t) bottom (b)
Leptonen	Elektron (e^-) e -Neutrino (ν_e)	Myon (μ^-) μ -Neutrino (ν_μ)	Tauon (τ^-) τ -Neutrino (ν_τ)

Tabelle 2.1: Die Fermiondubletts des Standardmodells.

Bisher sind vier fundamentale Kräfte bekannt: die gravitative, die elektromagnetische, die starke und die schwache Kraft. Bis auf die Gravitation können alle Wechselwirkungen der Teilchen mit einer Feldtheorie beschrieben werden, die eine $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -Gruppenstruktur besitzt. Die $SU(3)$ wird von der Quantenchromodynamik (starke Wechselwirkung) gebildet, die $SU(2) \times U(1)$ durch die elektroschwache Kraft. Diese drei Wechselwirkungen werden über Vektorbosonen (Spin-1-Teilchen) vermittelt (siehe Tab. 2.2).

	Starke WW	Elektro- magnetische WW	Schwache WW
Vektorboson	Gluon (g)	Photon (γ)	$W^\pm; Z^0$
Masse [GeV/ c^2]	0	0	80,3; 91,2
Spin [$\hbar$]	1	1	1; 1
erhaltene Größen:			
Energie, Impuls, Drehimpuls	ja	ja	ja
Ladung	ja	ja	ja
Baryonzahl	ja	ja	ja
Leptonzahl (L_e, L_μ, L_τ)	ja	ja	ja ¹
Strangeness	ja	ja	nein
Isospin	ja	nein	nein
C	ja	ja	nein
P	ja	ja	nein
T	ja	ja	nein
CP	ja	ja	nein
CPT	ja	ja	ja

Tabelle 2.2: Eigenschaften der fundamentalen Wechselwirkungen (WW).

Während die starke Kraft nur in kleinsten Entfernungen zwischen Quarks wirkt, führt die elektromagnetische Kraft zu Wechselwirkungen zwischen allen geladenen Teilchen. Die schwache Wechselwirkung koppelt an Leptonen und an Quarks. Sie koppelt nicht an die Eigenzustände der starken Kraft, sondern an Mischungen dieser. Die Transformation der starken in schwache Eigenzustände wird durch eine unitäre 3×3 -Matrix beschrieben, die als Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) bekannt ist [Kob73]. Sie enthält vier unabhängige Parameter: Drei reelle Winkel und eine Phase.

Das Standardmodell enthält, abgesehen von den Neutrinomassen und deren Mischungswinkeln, 18 freie Parameter, die in diesem Modell nicht theoretisch berechnet werden können, sondern experimentell bestimmt werden müssen. Neben den vier Parametern der CKM-Matrix sind das beispielsweise die Kopplungskonstanten und die Massen der elementaren Fermionen und Vektorbosonen.

¹Endliche Neutrinomassen ermöglichen Oszillationen zwischen Neutrinos mit verschiedener Leptonzahl, die inzwischen nachgewiesen wurden.

2.2 Erhaltungssätze und Symmetrien

Erhaltungssätze und Symmetrien haben in der Teilchenphysik eine zentrale Bedeutung. Die weitreichenden Konsequenzen von Symmetrien wurden erst 1917 deutlich, als Emmy Noether ihr berühmtes Theorem veröffentlichte, welches Erhaltungssätze mit Invarianzen oder Symmetrien verknüpft. So ist beispielsweise die Invarianz eines Systems bezüglich einer Verschiebung in der Zeit äquivalent mit dem Energieerhaltungssatz. Neben den kontinuierlichen Transformationen gibt es auch die diskreten Transformationen C, P und T:²

C	Ladungskonjugation:	Jedes Teilchen wird durch sein Antiteilchen ersetzt (Materie $\rightarrow$ Antimaterie).
P	Paritätstransformation:	Die drei Raumkoordinaten werden am Ursprung gespiegelt ($\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$).
T	Zeitumkehr:	Die Zeit läuft in umgekehrter Richtung ab.

Experimentell ist in der schwachen Wechselwirkung eine Verletzung von C-, P-, T- und CP-Erhaltung gefunden worden, die Erhaltung des Produktes CPT konnte bisher aber noch nicht widerlegt werden. Sie wird durch das CPT-Theorem der Quantenfeldtheorie vorhergesagt [Pau55] [Lue57]. Basierend auf den allgemeinen Annahmen der Lorentz-Invarianz, der Lokalität und der Vorstellung, dass Wechselwirkungen durch Felder übertragen werden, besagt das CPT-Theorem, dass die kombinierte Anwendung von Ladungskonjugation, Parität und Zeitumkehr in beliebiger Reihenfolge eine exakte Symmetrie jeder Wechselwirkung darstellt. Eine Quantenfeldtheorie ohne diese Symmetrie kann nicht konstruiert werden. Aus dem Theorem folgt direkt, dass die Massen und Lebensdauern ebenso wie die Beträge von Ladung und magnetischem Moment von Teilchen und Antiteilchen genau gleich sein müssen.

Lee und Yang postulierten 1956 die Verletzung der Parität in der schwachen Wechselwirkung [Lee56], was von Wu im gleichen Jahr experimentell nachgewiesen wurde [Wu57]. Nur acht Jahre später zeigten Christenson, Cronin, Fitch und Turlay, dass auch die kombinierte Symmetrie CP in der schwachen Wechselwirkung nicht erhalten ist [Chr64], indem sie erstmals den Zerfall des

²Die Abkürzungen stammen von den englischen Bezeichnungen charge conjugation (C), parity transformation (P) und time reversal (T).

langlebigen neutralen Kaons in zwei geladene Pionen nachwiesen. Die CP-Verletzung wird im Standardmodell durch eine nichtverschwindende Phase δ in der CKM-Matrix beschrieben.

Sacharow hat beschrieben [Sac67], dass es in den ersten 10^{-30} s nach dem Urknall zu einem Überschuss von Materie im Vergleich zu Antimaterie kommen kann, obwohl beide in gleichen Mengen erzeugt wurden. Voraussetzungen sind:

- CP-Verletzung;
- Baryonenzahlverletzung;
- Expansion des Universums, die nicht im thermischen Gleichgewicht stattfindet.

Aus diesen Gründen ist die CP-Verletzung von fundamentalem Interesse für die Kosmologie. Sie kann auf zwei verschiedene Arten auftreten: als indirekte und als direkte CP-Verletzung. Indirekte CP-Verletzung entsteht bei der quantenmechanischen Mischung von Zuständen verschiedener CP-Eigenwerte. Sie kann bei der Mischung von neutralen Kaonen (K^0) und neutralen Antikaonen ($\bar{K}^0$) bei ca. einem Promille der Ereignisse beobachtet werden. Bei der direkten CP-Verletzung zerfällt ein Teilchen ohne Mischung direkt in einen CP-verbotenen Zustand. Ein Beispiel hierfür ist der Zerfall des (CP=+1)-Eigenzustandes, aus dem das kurzlebige neutrale Kaon (K_S) fast vollständig besteht, in einen (CP=-1)-Endzustand aus drei Pionen. Beide Arten der CP-Verletzung sind in dem System der neutralen Kaonen gemessen worden, wobei die direkte CP-Verletzung um einen Faktor 1000 seltener vorkommt als die indirekte CP-Verletzung.

2.3 Das System der neutralen Kaonen

Kaonen sind die leichtesten Teilchen, die neben den „up“- und „down“-Quarks, aus denen die stabile Materie aufgebaut ist, auch ein „strange“-Quark enthalten. Bei den neutralen Kaonen handelt es sich um pseudoskalare Mesonen ($J^P = 0^-$), deren Masseneigenzustände K^0 und $\bar{K}^0$ (Quarkinhalt $(\bar{s}, d)$ bzw. $(s, \bar{d})$) sind. Da sie die leichtesten Mesonen sind, die Strangeness enthalten, können sie ausschließlich über die schwache Wechselwirkung zerfallen. Sie können in hadronischen Kollisionen unter Erhaltung der Stran-

geness erzeugt werden, beispielsweise durch die Reaktionen:

$$p + p \rightarrow K^0 + \Sigma^+ + p + n\pi ;$$

$$p + n \rightarrow K^0 + \Lambda + p + n\pi ;$$

$$p + n \rightarrow K^0 + \overline{K}^0 + p + n + n\pi .$$

Die Masseneigenzustände sind keine CP-Eigenzustände, denn die CP-Transformation überführt den Zustand $|K^0\rangle$ in $|\overline{K}^0\rangle$ und umgekehrt. Die Eigenzustände können durch die folgenden Linearkombinationen [Kle76] gebildet werden:

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle \right) , \quad (2.1)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|K^0\rangle - |\overline{K}^0\rangle \right) . \quad (2.2)$$

Dann gilt:

$$CP |K_1\rangle = +|K_1\rangle \quad , \quad CP |K_2\rangle = -|K_2\rangle . \quad (2.3)$$

Die beiden CP-Eigenzustände zerfallen in unterschiedliche Zerfallsprodukte. $|K_1\rangle$ zerfällt im Wesentlichen in zwei Pionen ($CP|\pi\pi\rangle = +|\pi\pi\rangle$). Unter Erhaltung der CP-Symmetrie sind für $|K_2\rangle$ nur Zerfälle in drei Teilchen mit $CP=-1$ erlaubt. Wegen des kleineren Phasenraums haben sie eine 600-mal größere Lebensdauer. Experimentell werden jedoch nicht die reinen CP-Eigenzustände beobachtet [Chr64], sondern eine Mischung, bei der einer der beiden Zustände eine kleine Beimischung des jeweils anderen CP-Eigenzustands enthält. Deswegen spricht man bei den experimentell beobachteten Kaonen von K_L und K_S ³:

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} (|K_1\rangle + \varepsilon |K_2\rangle) , \quad (2.4)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} (\varepsilon |K_1\rangle + |K_2\rangle) . \quad (2.5)$$

³Die Indizes „L“ und „S“ stehen für „long“ und „short“ und bezeichnen den langlebigen bzw. kurzlebigen Zustand.

Hierdurch entsteht die indirekte CP-Verletzung. Der Grad der Beimischung ist durch den komplexen Parameter ε gegeben, dessen Betrag zu [PDG00]:

$$|\varepsilon| = (2,271 \pm 0,017) \times 10^{-3} \quad (2.6)$$

bestimmt wurde. Die direkte CP-Verletzung entsteht nicht durch Mischung, sondern durch den direkten Zerfall des $|K_1\rangle$ in drei Pionen bzw. des $|K_2\rangle$ in zwei Pionen. Sie wird durch den Parameter ε' definiert und kann über das Doppelverhältnis R der vier Zerfallsraten der Zerfälle des K_L und K_S in zwei neutrale bzw. geladene Pionen indirekt gemessen werden:

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx 1 - 6 \operatorname{Re} \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right). \quad (2.7)$$

Mehrere Experimente haben den Realteil von ε'/ε gemessen. Die genauesten bisher veröffentlichten Ergebnisse sind:

$$\operatorname{Re} \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right) = (28 \pm 4) \times 10^{-4} \quad (\text{gemessen von KTeV [Ala99]}),$$

$$\operatorname{Re} \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right) = (18,5 \pm 7,3) \times 10^{-4} \quad (\text{gemessen von NA48 [Fan99]}).$$

2.4 Die chirale Störungstheorie

Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt erfolgreich Prozesse der starken Wechselwirkung. Aufgrund der asymptotischen Freiheit der laufenden Kopplungskonstante α_s beschreibt die QCD die starke Wechselwirkung gut für einen großen Energieaustausch und kleine Distanzen, bei denen α_s kleiner als eins wird. Bei niedrigen Energien eignen sich effektive hadronische Zustände besser zur Beschreibung, die allerdings aufgrund der Vielfalt an Hadronen schwierig zu quantifizieren sind. Bei sehr niedrigen Energien (kleiner als die Masse des ρ -Mesons) wird die Beschreibung des hadronischen Spektrums auf das Oktett sehr leichter pseudoskalarer Teilchen (π, K, η) reduziert, deren Wechselwirkungen mit globalen Symmetrien beschrieben werden können. Die chirale Störungstheorie analysiert systematisch die niederenergetischen Phänomene der QCD-Symmetrien. Dabei bedient sie sich zweier zentraler Eigenschaften: der chiralen Symmetrie und des Konzeptes der effektiven Feldtheorie.

Das pseudoskalare Oktett kann mit einem Multiplett von (nahezu) masselosen Goldstone-Bosonen [Gol62] identifiziert werden, die bei einer spontanen chiralen Symmetriebrechung entstehen. Da eine große Massendifferenz zwischen den leichten Goldstone-Bosonen und den schwereren Hadronen besteht, können letztere aus der effektiven Feldtheorie ausintegriert werden und die Goldstone-Bosonen bleiben als einzige dynamische Freiheitsgrade übrig. Bei einer Energieskala $\Lambda_\chi \equiv 4\pi f_\pi \cong 1,2 \text{ GeV}$ werden in der effektiven Feldtheorie nur Massen mit $m \ll \Lambda_\chi$ als relevante Freiheitsgrade gezählt. Hierbei ist $f_\pi \approx 131 \text{ MeV}$ [PDG00] die Pionzerfallskonstante.

Die allgemeinste effektive Lagrangedichte kann in ansteigenden Ordnungen des Impulses entwickelt werden:

$$\mathcal{L}_{eff} = \sum_n \mathcal{L}_{2n} . \quad (2.8)$$

Der Index $2n$ steht entweder für zwei Ableitungen oder einen Quarkmassenterm, wodurch bei Mesonen immer nur gerade Ordnungen $\mathcal{O}(p^{2n})$ des Impulses entstehen. Gerade Anzahlen von Ableitungen treten auf, da Lorentz-Indizes in der Lagrange-Dichte immer zu Lorentz-Skalaren kontrahiert werden müssen und Quarkmassenterme von der Ordnung $\mathcal{O}(p^2)$ an gezählt werden.

Obwohl effektive Feldtheorien im Allgemeinen eine unendliche Anzahl von Termen besitzen, ist die chirale Störungstheorie dennoch renormierbar, da sie nur eine endliche Anzahl von Kopplungen hat und deshalb von Ordnung zu Ordnung renormiert werden kann.

Für die im Folgenden beschriebenen Zerfälle ist die chirale Lagrangedichte der nichtleptonischen schwachen Wechselwirkung von Bedeutung [Kam90] [Eck95]:

$$\mathcal{L}_{\Delta S=1} = G_8 \langle \lambda L_\mu L^\mu \rangle + G_{27} \left(L_{\mu 23} L_{11}^\mu + \frac{2}{3} L_{\mu 21} L_{13}^\mu \right) + \text{h.c.} \quad (2.9)$$

Hierbei ist λ ein Projektor der 3×3 Matrizen $(Q_j^i)_{kl} = \delta_{il} \delta_{jk}$ im Flavorraum, und $L_\mu = i U^\dagger \partial_\mu U$ enthält die unitäre Matrix $U(\varphi) = \exp(i \lambda_a \varphi^a / f_\pi)$. Die 3×3 Matrix $\lambda_a \varphi^a$ enthält die Mesonfelder:

$$\lambda_a \varphi^a = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & -\pi^+ & -K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & -K^0 \\ K^- & -\bar{K}^0 & \frac{2}{\sqrt{6}} \eta \end{pmatrix} . \quad (2.10)$$

Der erste Term der Gleichung 2.9 entspricht dem Oktett mit $\Delta I = 1/2$, während der zweite Term dem 27-plett mit $\Delta I = 3/2$ zugeordnet wird. Die Kopplungskonstanten G_8 und G_{27} können aus den $K \rightarrow \pi\pi$ -Zerfallsraten berechnet werden:

$$|G_8| \simeq 9 \cdot 10^{-6} \text{ GeV}^{-2} \simeq 5 \times \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{ud} V_{us}|, \quad G_{27}/G_8 \simeq 1/18. \quad (2.11)$$

Die Bevorzugung des Oktetts gegenüber dem 27-plett kann zum größten Teil durch die $\Delta I = 1/2$ -Regel erklärt werden.

2.5 Der Zerfall $K \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$

Die allgemeine Amplitude für $K \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ ist gegeben durch:

$$\mathcal{A}(K(p) \rightarrow \pi \gamma(q_1, \epsilon_1) \gamma(q_2, \epsilon_2)) = \epsilon_1 \epsilon_2 \mathcal{M}^{\mu\nu}(p, q_1, q_2), \quad (2.12)$$

wobei p und $q_{1,2}$ die Vierervektoren der Teilchen sind und $\epsilon_{1,2}$ die Polarisation der Photonen beschreiben. Die Matrix $\mathcal{M}^{\mu\nu}$ kann in vier invariante Amplituden zerlegt werden:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{\mu\nu} = & \frac{A(z, y)}{m_K^2} (q_2^\mu q_1^\nu - q_1 \cdot q_2 g^{\mu\nu}) \\ & + \frac{2B(z, y)}{m_K^4} (-p \cdot q_1 p \cdot q_2 g^{\mu\nu} - q_1 \cdot q_2 p^\mu p^\nu + p \cdot q_1 q_2^\mu p^\nu + p \cdot q_2 p^\mu q_1^\nu) \\ & + \frac{C(z, y)}{m_K^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1\rho} q_{2\sigma} \\ & + \frac{D(z, y)}{m_K^4} [\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (p \cdot q_2 p_{1\rho} + p \cdot q_1 q_{2\rho}) p_\sigma + (p^\mu \epsilon^{\nu\alpha\beta\gamma} + p^\nu \epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma}) p_\alpha q_{1\beta} q_{2\gamma}]. \end{aligned} \quad (2.13)$$

$\mathcal{M}^{\mu\nu}$ ist nur von den zwei Lorentzinvarianten z und y abhängig. Dabei ist z proportional zum Quadrat der invarianten Diphotonmasse und y entspricht der Differenz der beiden Photonenergien im Ruhesystem des Kaons:

$$y = \frac{p \cdot (q_1 - q_2)}{m_K^2}, \quad z = \frac{(q_1 + q_2)^2}{m_K^2}. \quad (2.14)$$

Die physikalischen Grenzen von z und y liegen bei

$$0 \leq |y| \leq \frac{1}{2} \lambda^{1/2}(1, r_\pi^2, z), \quad 0 \leq z \leq (1 - r_\pi)^2, \quad (2.15)$$

wobei $r_\pi = m_\pi/m_K$ das Verhältnis der Pionmasse m_π zur Kaonmasse m_K und $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2(ab + ac + bc)$ sind.

Aufgrund der Bose-Symmetrie müssen die Amplituden A , B und C symmetrisch unter dem Austausch von q_1 und q_2 sein, während D antisymmetrisch ist. A und B tragen zum Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ bei, C und D zum Zerfall $K_S \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$. Da die externen Teilchen beider Zerfälle neutral sind, entstehen keine lokalen Beiträge und die Ordnung $\mathcal{O}(p^2)$ verschwindet. Aus dem gleichen Grund tragen die Amplituden B und D erst zur Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ bei. Bei geladenen Zerfällen sind alle vier Amplituden beteiligt.

Die doppelt differentielle Rate für unpolarisierte Photonen ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial y \partial z} = & \frac{m_K}{2^9 \pi^3} \left[z^2 \left(|A + B|^2 + |C|^2 \right) \right. \\ & \left. + \left(y^2 - \frac{1}{4} \lambda(1, r_\pi^2, z) \right)^2 \left(|B|^2 + |D|^2 \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.16)$$

2.5.1 Der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$

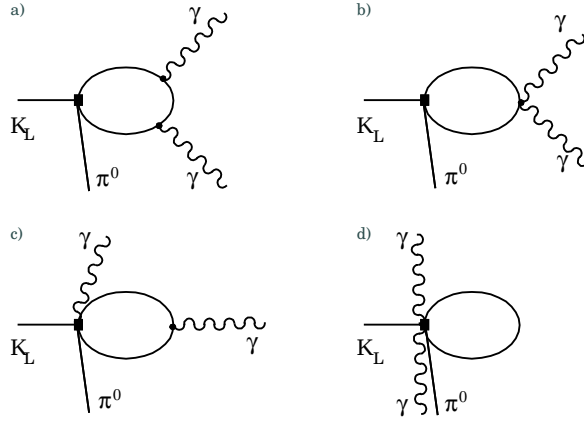
Der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ ist 1987 zum ersten Mal mit Hilfe der chiralen Störungstheorie bis zur Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$ berechnet worden [EcA87]. Die Schleifenamplitude (siehe Abb. 2.1) kann durch die A -Amplitude in dem Oktett, das in der Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$ von $K \rightarrow \pi \pi$ vorhergesagt wird, berechnet werden und ergibt sich zu:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) \Big|_8^{\mathcal{O}(p^4)} \cong 0,68 \times 10^{-6}. \quad (2.17)$$

Wird das 27-plett unter Berücksichtigung der $\Delta I = 3/2$ Übergänge mitberechnet, so wird folgendes Verzweigungsverhältnis vorhergesagt [Cap93]:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) \Big|_{8+27}^{\mathcal{O}(p^4)} \cong 0,61 \times 10^{-6}. \quad (2.18)$$

Bei der ersten Messung des Zerfalls [Bar90] wurde eine relativ gute Übereinstimmung der Spektren gefunden, aber die gemessene Zerfallsrate war mehr

Abbildung 2.1: Schleifendiagramme zur Berechnung der Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$.

als doppelt so groß wie erwartet. Die neueren gemessenen Verzweigungsverhältnisse bestätigen diese Messung:

- $\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) = (1,86 \pm 0,60) \times 10^{-6}$ (gemessen von E731 [Pap91])
- $\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) = (1,7 \pm 0,3) \times 10^{-6}$ (gemessen von NA31 [Bar92])
- $\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) = (1,68 \pm 0,08) \times 10^{-6}$ (gemessen von KTeV [AlB99])

Daraufhin wurde die nächsthöhere Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ bestimmt, wobei bisher nur die wichtigsten Beiträge berechnet wurden. Bei der Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ treten mehrere neue Parameter auf, die experimentell bestimmt werden müssen.

Der größte Beitrag geht mit dem 2-Pion-Zwischenzustand einher. Die Unitaritätskorrekturen, die vom Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ abgeleitet wurden [Cap93] [Coh93], erhöhen das Verzweigungsverhältnis der Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$ um 30%:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma)|_{\text{Unitarität}}^{\mathcal{O}(p^6)} \cong 0,84 \cdot 10^{-6}. \quad (2.19)$$

Das hiermit generierte Spektrum der invarianten Diphotonmasse beschreibt allerdings das gemessene Spektrum schlechter als das der Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$.

Die Einbeziehung anderer Quantenfelder als der pseudoskalaren Goldstone-Bosonen in den chiralen Lagrangian wurde schon 1969 eingeführt [Col69]

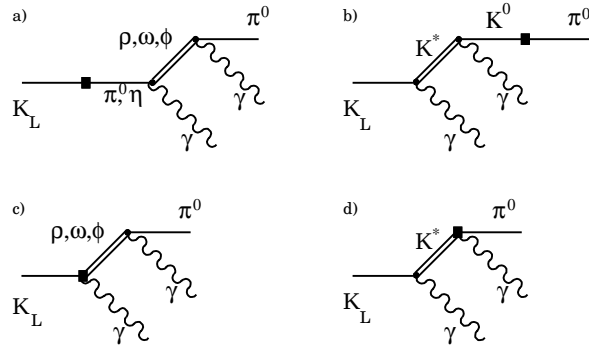


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramme zur Vektormesondominanz; (a) und (b) zeigen einen externen Übergang, (c) und (d) einen internen.

[Cal69]. Einen wesentlichen Beitrag kann hier die Einbeziehung von Vektormesonen liefern [Coh93] [Hei93] [Kam94] [DAm97]. Es wird ein Nonett von Vektorfeldern eingeführt, die sich homogen unter chiralen Gruppen transformieren. Die Größe des lokalen Beitrags des Vektormesonaustauschs kann dann durch einen Parameter definiert werden, auf den die drei neuen Parameter der Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ reduziert werden:

$$a_V = -\frac{\pi}{2G_8 m_K^2 \alpha_{em}} \lim_{z \rightarrow 0} B_V(z), \quad (2.20)$$

wobei $B_V(z)$ der Vektorresonanzbeitrag zur Amplitude B ist. Es gibt sowohl externe als auch interne Übergänge (siehe Abb. 2.2). Neben dem Spektrum hängt auch das theoretisch vorhergesagte Verzweungsverhältnis von der effektiven Vektorkopplung ab (siehe Abb. 2.3).

Eine weitere kleine Korrektur wird durch die Khuri-Treimann-Unitarisierung durch $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ -Zwischenzustände und durch Einbeziehung des experimentell untersuchten Übergangs $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0$ hinzugefügt [Kam94]. Die damit erhaltenen Spektren der invarianten Diphotonmasse ($m_{\gamma\gamma}$) und der Differenz der Photonenergien im Ruhesystem des Kaons (y) für verschiedene Parameter a_V sind in Abb. 2.4 gezeigt. Man erkennt, dass beide Größen sich in Abhängigkeit von der effektiven Vektorkopplung a_V verändern.

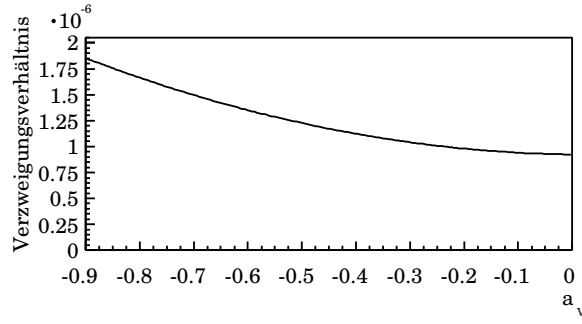


Abbildung 2.3: Abhängigkeit des Verzweungsverhältnisses von der effektiven Vektorkopplung a_V für den Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$.

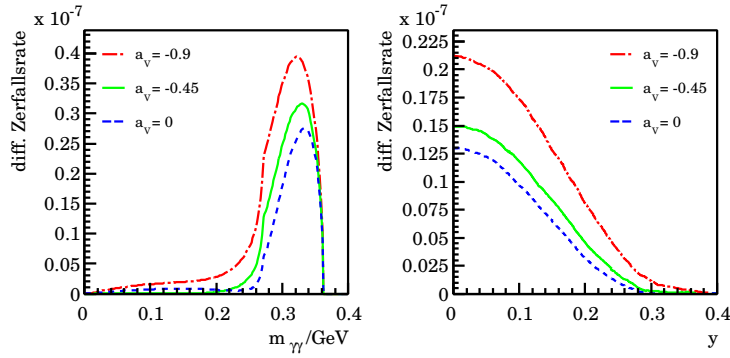
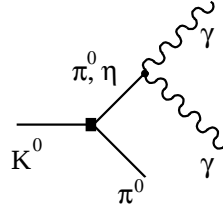


Abbildung 2.4: Spektren der beiden lorentzinvarianten Variablen $m_{\gamma\gamma}$ und y in Abhängigkeit von a_V . Die Spektren sind mit dem entsprechenden theoretischen Verzweungsverhältnis gewichtet.

2.5.2 Der Zerfall $K_S \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$

Der Zerfall $K_S \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ unterscheidet sich stark von $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$. Der Hauptübergang geschieht hier über einen Pionpol, da der K_S -Zerfall in zwei Pionen im Gegensatz zum K_L -Zerfall CP-erhaltend ist [EcA87]. Ein sehr kleiner Beitrag geht über einen η -Zwischenzustand (Abb. 2.5). Im Gegensatz zu

Abbildung 2.5: Feynman-Diagramm zum Zerfall $K_S \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$.

$K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ hat $K_S \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ einen nicht verschwindenden Beitrag der Ordnung $\mathcal{O}(p^2)$. Auch das Spektrum der invarianten Massen unterscheidet sich stark in den beiden Zerfällen: Während der Hauptbeitrag beim K_L -Zerfall über eine Zwei-Pion-Schleife geht und daher die invariante Diphotonmasse der meisten Ereignisse größer als die zweifache Pionmasse ist, haben die beiden Photonen beim K_S -Zerfall eine invariante Masse, die um den Pionpol verteilt ist. Die Amplitude dieses Zerfalls ist gegeben durch [EcA87]:

$$\mathcal{A}(K_S(p) \rightarrow \pi^0 + \gamma(q_1) + \gamma(q_2))$$

$$= (G_8 \alpha / \pi) \epsilon^\mu(q_1) \epsilon^\nu(q_2) \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q_1^\rho q_2^\sigma \\ \times \left(\frac{2 - z - r_\pi^2}{z - r_\pi^2 + i r_\pi \Gamma_{\pi^0} / m_K} - \frac{f_\pi (2 - 3z + r_\pi^2)}{3 f_\eta (z - r_\eta^2 + i r_\eta \Gamma_\eta / m_K)} \right),$$

mit den Formfaktoren f_π für das Pion und f_η für das η -Teilchen, deren Verhältnis hier als $f_\eta / f_\pi = 1,3$ angenommen wird. Die Benennung der restlichen Variablen gleicht der beim K_L -Zerfall. Der Beitrag, der über η anstatt über π geht, ist sehr klein, da die chirale Vertexstruktur mit $(2 - 3z + r_\pi^2)/3$ sehr klein ist. Da der Beitrag, der durch den Pionpol gegeben ist, nicht interessant ist, wird die Berechnung auf die höhere Region beschränkt:

$$0, 2 \leq z = \frac{(q_1 - q_2)^2}{m_K^2} \leq (1 - r_\pi)^2. \quad (2.21)$$

In dieser kann die chirale Struktur des schwachen Vertices getestet werden. Falls es sich um impulsunabhängige Vertices handeln sollte, ändert sich der Ausdruck in den Klammern oben zu

$$\frac{q}{z - r_\pi^2} - \frac{f_\pi}{f_\eta (z - r_\eta^2)}, \quad (2.22)$$

was eine geringfügige Änderung des Spektrums bewirkt, die bei einer Messung mit hoher Statistik nachgewiesen werden könnte. Der Zerfall wurde bisher noch nicht beobachtet, sein erwartetes Verzweungsverhältnis liegt bei [EcA87]:

$$\text{BR}(K_S \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma, z \geq 0, 2) = 3,8 \cdot 10^{-8}. \quad (2.23)$$

2.6 Der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

Neben der Messung des Doppelverhältnisses R stellt der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ eine zweite Möglichkeit dar, die direkte CP-Verletzung zu messen [Don87] [EcB87] [Seh88] [Don95]. Seine Amplitude besteht aus drei Anteilen: Ein CP-erhaltender, ein indirekt und ein direkt CP-verletzender Beitrag (Abb. 2.6). Ein Vorteil bei der Messung des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ ist, dass hier der direkt CP-verletzende Anteil größer ist als die beiden anderen, während er bei dem Zerfall $K_L \rightarrow \pi \pi$ mindestens einen Faktor 1000 kleiner ist als der indirekt CP-verletzende Anteil. Allerdings müssen zur Bestimmung des direkt CP-verletzenden Anteils beim Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ die beiden anderen Anteile gut bekannt sein. Der CP-erhaltende Anteil geht über einen Zwei-Photon-Zwischenzustand, bei dem die Photonen sowohl virtuell als auch real sein können. Er kann bei Vernachlässigung der Elektronmasse durch folgende Amplitude beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(K_L(p) \rightarrow \pi^0(p') e^+(k_{e+}) e^-(k_{e-}))^{\text{CP-erhaltend}} \\ = G_8 \alpha^2 K p (k_{e+} - k_{e-})(p + p')^\mu \bar{u} \gamma_\mu v, \end{aligned}$$

wobei K ein Formfaktor ist und $\bar{u}$ und v den Quarkmassenfeldern entsprechen. Die Antisymmetrie von Elektron und Positron wird durch den Term $(k_{e+} - k_{e-})$ berücksichtigt.

Wie in Kapitel 2.5.1 beschrieben wurde, hängt die Amplitude des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ von zwei Beiträgen (A und B) ab. Da die Photonen, wie in Abb. 2.6 c dargestellt, an die Elektronen koppeln, ist die Amplitude A proportional zur Elektronmasse und damit vernachlässigbar. Die erst in der Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ beitragende Amplitude B ist hingegen sehr wichtig für den $e^+ e^-$ -Endzustand. Sie hängt stark von der effektiven Vektorkopplung ab, die

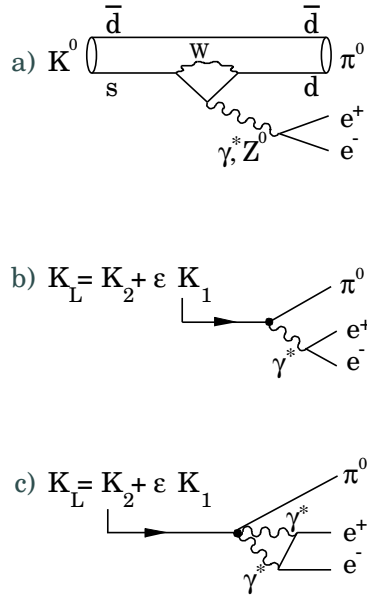


Abbildung 2.6: Feynman-Diagramme zum Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$; gezeigt sind (a) der direkt, (b) der indirekt CP-verletzende Zerfall und (c) der CP-erhaltende Zerfall.

durch den Parameter a_V beschrieben wird, der in dieser Arbeit bestimmt wird (siehe Abb. 2.7).

Für den direkt CP-verletzenden Anteil der Amplitude hängt die Vorhersage des Verzweigungsverhältnisses von den experimentell bestimmten CKM-Parametern θ_2 , θ_3 und δ ab [Don95]. Eine neuere Rechnung [Bur99] sagt folgendes Verzweigungsverhältnis voraus:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)^{\text{Direkt CP-verletzend}} = (5 \pm 2) \times 10^{-12}. \quad (2.24)$$

Der indirekt CP-verletzende Beitrag entsteht durch die Beimischung von $|K_1\rangle$ zum hauptsächlich aus $|K_2\rangle$ bestehenden K_L . Seine Größe kann daher durch Messung des Zerfalls $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ bestimmt werden [DAm97], da das K_S hauptsächlich aus $|K_1\rangle$ besteht. Der indirekt CP-verletzende Beitrag zum

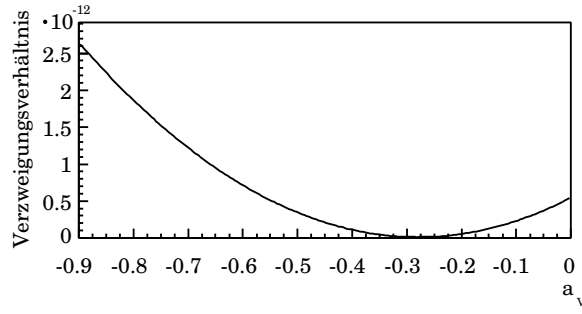


Abbildung 2.7: Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses von der effektiven Vektorkopplung a_V für den CP-erhaltenden Teil der Amplitude des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ [DAm00].

Verzweigungsverhältnis wird mit einigen 10^{-12} vorhergesagt [Dip89] [Don95]. Bisher konnte nur eine obere Grenze für diesen Zerfall bestimmt werden [Maz00]:

$$\text{BR}(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 1,6 \times 10^{-7} \quad (90\% \text{ CL}) . \quad (2.25)$$

Experimentell wurde bisher nur eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ bestimmt. Die beste bisher veröffentlichte Messung ergibt [Har93]:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 4,3 \times 10^{-9} \quad (90\% \text{ CL}) . \quad (2.26)$$

Kapitel 3

Das NA48-Experiment

Das Ziel des NA48-Experiments ist die Bestimmung des Wertes $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ mit einer Genauigkeit von 2×10^{-4} . Dieser Wert kann durch die Messung des Doppelverhältnisses R der Zerfälle von K_S und K_L in zwei geladene bzw. neutrale Pionen laut Gleichung 2.7 bestimmt werden. Der Name „NA48“ bedeutet, dass es sich um das 48. Experiment der North Area des europäischen Zentrums für Teilchenphysik CERN¹ in Genf handelt. Es wird von einer Kollaboration der Institute und Universitäten aus Cagliari, Cambridge, CERN, Dubna, Edinburgh, Ferrara, Florenz, Mainz, Orsay, Perugia, Pisa, Saclay, Siegen, Turin, Warschau und Wien betrieben.

Um systematische Fehler bei der Messung des Doppelverhältnisses soweit wie möglich zu reduzieren, sind sowohl der gesamte Detektor, das Trigger- und Datenerfassungssystem als auch die Geometrie und Strahlführung des Experiments für die Messung der vier Zerfallskanäle unter möglichst ähnlichen Bedingungen optimiert. Es werden simultane und annähernd kollineare K_L - und K_S -Strahlen mit ähnlichen Impulsspektren erzeugt, die in demselben Detektor konvergieren und so eine gleichzeitige Erfassung der vier Zerfallsmoden möglich machen. Dadurch heben sich systematische Unsicherheiten aufgrund zeitlich veränderlicher Effizienzen bei der Bildung des Doppelverhältnisses in erster Ordnung auf.

¹Diese Abkürzung setzt sich aus dem ursprünglichen französischen „Conseil Européenne de la Recherche Nucléaire“ zusammen.

3.1 Das Super-Proton-Synchrotron (SPS)

Das NA48-Experiment wird vom Super-Proton-Synchrotron (SPS) am CERN mit Protonen beliefert. Das SPS ist ein ringförmiger Beschleuniger mit 6,3 km Umfang. In den in dieser Arbeit untersuchten Strahlzeiten der Jahre 1998 und 1999 ist er als Proton-Antiproton-Speicherring für Kollisionsexperimente betrieben worden und diente als Vorbeschleuniger für den großen Elektron-Positron-Speicherring (LEP). Er bietet ebenfalls die Möglichkeit, schwere Ionen und Protonen für Experimente mit feststehenden Targets zu beschleunigen. Im Betrieb als Protonbeschleuniger standen für NA48 im Abstand von 14,4 s Protonpulse (Bursts) von 2,4 s Länge bei annähernd konstanter Intensität zur Verfügung. Dies wird durch langsame Extraktion erreicht. Der Impuls der Protonen betrug 450 GeV/c.

3.2 Die Strahlführung

Aufgrund der verschiedenen Zerfallslängen von K_L und K_S (3480 m bzw. 6 m bei ~ 110 GeV/c) werden die Protonen auf zwei separate Targets geschossen, die sich 126 m (für K_L) und 6 m (für K_S) vor dem Anfang des Zerfallsvolumens befinden (siehe Abb. 3.1). Dabei werden sie so optimiert, dass die verlängerten Kaonstrahlen im elektromagnetischen Kalorimeter genau überlappen. An jedem Target entstehen durch starke Wechselwirkung K^0 - und $\bar{K}^0$ -Mesonen, die in gleichen Anteilen als K_L und K_S zerfallen. Da das erste Target 126 m vor dem Beginn des eigentlichen Zerfallsvolumens liegt, beträgt die K_S -Komponente dieses Strahls nur noch $\sim 5 \times 10^{-8}$ für das benutzte Impulsspektrum. Ebenso wie am K_L -Target entstehen am K_S -Target genauso viele kurzlebige wie langlebige Kaonen. Da die effektive Zerfallsregion jedoch innerhalb der folgenden 4,5 K_S -Lebensdauern liegt, in der $1 - e^{-4,5} \sim 98,9\%$ aller K_S aber nur $1 - e^{-4,5/580} \sim 0,7\%$ der K_L zerfallen, sind die im Detektor beobachteten Zerfälle der Kaonen des zweiten Targets fast ausschließlich K_S -Zerfälle.

Der SPS Protonstrahl trifft unter einem Winkel von 2,4 mrad und einer Intensität von $1,5 \cdot 10^{12}$ Protonen/Puls auf das K_L -Target, das aus einem 400 mm langen Beryllium-Block mit 2 mm Durchmesser besteht. Der Winkel von 2,4 mrad im Gegensatz zu 0 mrad wird bevorzugt, da er den totalen

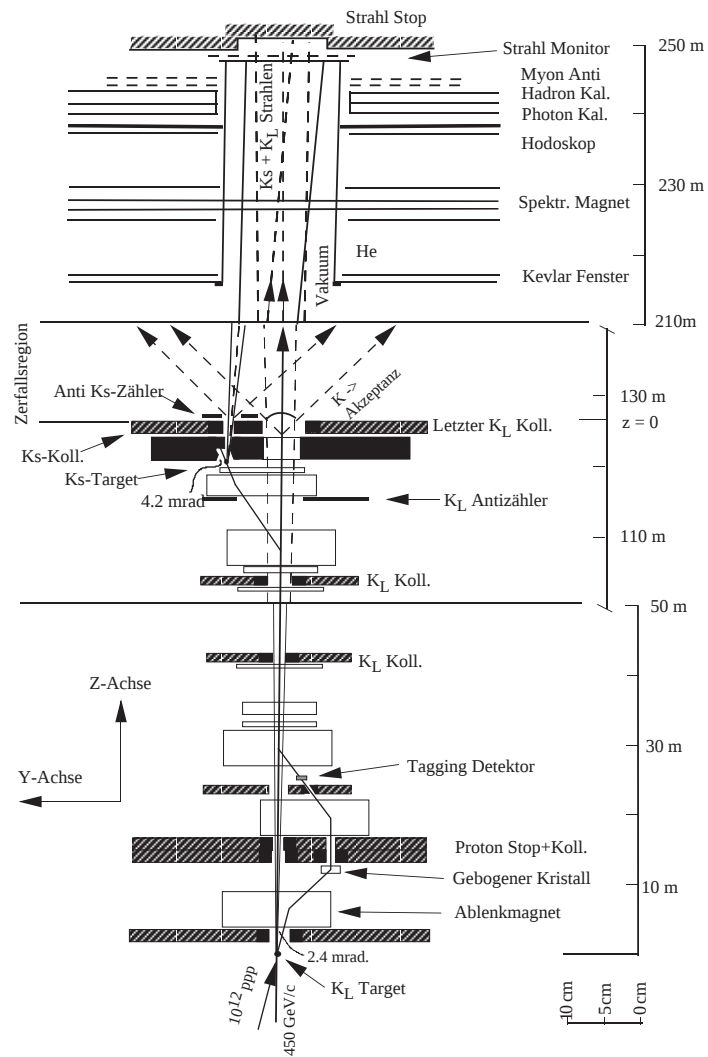


Abbildung 3.1: Prinzip des NA48 Strahlsystems [Pic01].

Fluss an Neutronen pro Kaon minimiert. Am K_L -Target entstehende geladene Teilchen (größtenteils Pionen) und nicht wechselwirkende Protonen werden durch einen Magneten abgelenkt. Letztere werden auf das K_S -Target geführt. Dies geschieht zunächst über einen gebogenen Silizium-Einkristall [Dob95], der 3×10^7 Protonen/Puls parallel zum K_L -Strahl auskoppelt. Diese Protonen durchqueren einen sogenannten Tagging-Detektor, durch den sie mit einem „Zeitstempel“ versehen werden (siehe Kap. 3.5), und treffen unter einem Winkel von 4,2 mrad auf das K_S -Target. Dieser Winkel wurde gewählt, damit der dort erzeugte Strahl genau das elektromagnetische Kalorimeter ausleuchtet. Der Gebrauch des Einkristalls im Vergleich mit einem Magneten hat mehrere Vorteile: Der 60 mm lange Kristall hat die gleiche Krümmungsstärke von 14,4 Tm wie ein mehr als 5 m langer (nicht supra-leitender) Magnet und kann zusätzlich den Strahl um den Faktor 5×10^4 abschwächen, ohne die Strahlqualität zu verschlechtern. Zusätzlich wäre der Myonuntergrund beim Gebrauch eines Magneten um eine Größenordnung größer.

Der K_L -Strahl wird durch drei Kollimatorstufen definiert (siehe Abb. 3.1). Der letzte Kollimator befindet sich 120,7 m bis 124,3 m hinter dem K_L -Target und öffnet sich in Richtung Detektor mit einem Durchmesser von 54 mm bis 57,5 mm. Um die Rate der im Kollimator regenerierten K_S aus dem ursprünglichen K_L -Strahl möglichst gering zu halten, gibt es einen definierenden Kollimator ca. 20 m (entsprechend drei K_S -Lebensdauern) vor dem K_S -Target. Ein „reinigender“ Kollimator befindet sich weitere 21 m in Richtung K_L -Target und hat eine Öffnung von 12,3 mm im Durchmesser. Die Kollimatoren bestehen aus 1,2 m langen Stahlblöcken. Auch der K_S -Strahl wird kollimiert, er muss einen Stahlblock mit einer konischen Öffnung von 3,6 mm bis 6,0 mm passieren.

Die K_L -Strahlachse bildet die z -Achse des NA48-Koordinatensystems, $z=0$ wird definiert durch die Position des K_S -Targets, welches sich 7,2 cm über der K_L -Strahlachse befindet. Allerdings wird die Lebensdauer $\tau_{K_S} = 0$ durch den hinter dem K_S -Kollimator installierten Antizähler bei $z=607$ cm definiert.

3.3 Die Zerfallsregion

Die Zerfallsregion besteht aus einem auf unter 10^{-4} mbar evakuierten, 330 m^3 großen, zylindrischen Stahltank. Auf den ersten 39 m hat er einen Durchmes-

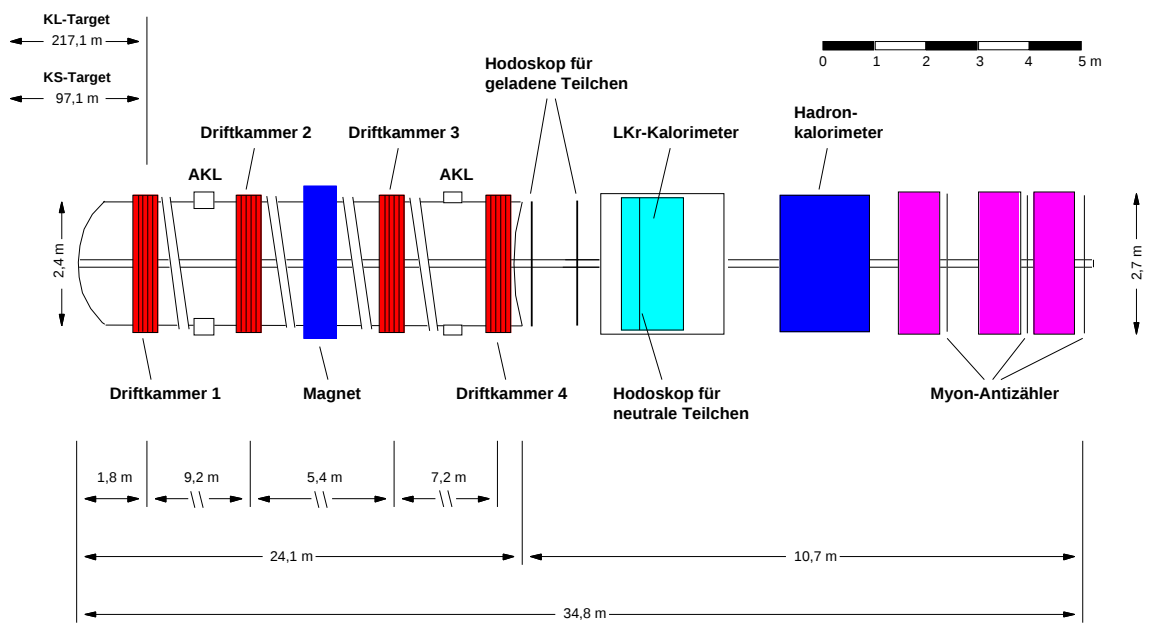


Abbildung 3.2: Schnitt durch den NA48-Detektor.

ser von 1,92 m, dann ist er auf 2,4 m aufgeweitet, damit die Zerfallsprodukte ungestört den Detektor erreichen können. Der Tank beginnt unmittelbar hinter den letzten Kollimatoren ($z=6$ m) und endet bei 96 m. In den Jahren 1998 und 1999 hat ein 900 μm dünnes Kevlarfenster ($=0,003 X_0$) den Abschluss gebildet. Diese dreilagige Epoxy-imprägnierte Kevlar-Folie hat eine sphärische Form mit einem Radius von 1,3 m, wobei die konvexe Seite in den Vakuumtank zeigt. Darauf folgt der Heliumtank, in den das Spektrometer integriert war. In der Mitte des Kevlar-Fensters begann eine Strahlröhre mit einem Durchmesser von 152 mm, die zwei konvergenten Strahlen einen Weg im Vakuum durch die weiteren Detektoren ermöglicht hat. Das Strahlrohr bestand aus Kohlenstofffasern mit 1,2 mm Dicke, das alle 0,25 m verstärkt und auf Aluminium-Flansche geklebt wurde. Durch die Wahl der Kohlenstofffaser-Strahlröhre konnte die Zahl von aufschauenden Photonen minimiert werden.

3.4 Das Flüssig-Krypton-Kalorimeter

Das Flüssig-Krypton-Kalorimeter hat die Aufgabe, Energie und Ort elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen zu messen. Dies sind in der Regel Photonen und Elektronen. Wichtig für die ϵ'/ϵ -Messung ist die Unterscheidung des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ von seinem Hauptuntergrund, dem 200-mal häufigeren Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$. Hierfür muss das Kalorimeter eine besonders gute Energieauflösung beim Nachweis der Photonen aus dem π^0 -Zerfall haben und eine Separation von zwei Schauern bis zu einem Abstand von 4 cm ermöglichen. Diese Voraussetzungen erfüllt ein homogenes elektromagnetisches Kalorimeter, bei dem das sensitive Detektormedium zugleich als Absorbermaterial dient. Mit einer Strahlungslänge von 4,76 cm und einem Molière-Radius von 4,7 cm eignet sich flüssiges Krypton (LKr²) besonders gut als Detektormaterial. Das Kalorimeter hat eine Tiefe von insgesamt 125 cm (entsprechend 27 X_0) und ein aktives Volumen von ca. 7 m³.

Das aktive Volumen des Kalorimeters, das auf einer Temperatur von ca. 121 K gehalten wird, hat senkrecht zur Strahlrichtung eine achteckige Querschnittsfläche mit 126 cm Innenradius. Die Sensitivität des Kalorimeters beginnt ab einem Radius von 9 cm um die Strahlachse. In Strahlrichtung wird das aktive Volumen durch eine 50 mm dicke Front- bzw. Endplatte aus glasfaserverstärktem Kunststoff begrenzt (siehe Abb. 3.3). Die Frontplatte be-

²LKr ist aus dem Englischen Liquid Krypton abgeleitet.

findet sich bei $z = 121,1$ m. Das Kalorimeter wird longitudinal ausgelesen, was mehrere Vorteile hat: Es ergibt sich bei der Schauerrekonstruktion keine Ambiguität, wie es bei planarer Auslese in zwei Richtungen durch Zusammensetzen mehrerer Schauer leicht passieren kann. Weiterhin ist die Schauerzeit gut bestimmt, da die Geschwindigkeit der Signale ähnlich der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schauers ist. Zur Auslese werden dünne Elektrodenstreifen aus einer Kupfer-Beryllium-Legierung benutzt, die einen leicht zick-zack-förmigen Verlauf mit Winkeln von ± 48 mrad zur z -Richtung haben (siehe Abb. 3.4). Dadurch wird verhindert, dass sich Teilchen nur in einem Streifen fortbewegen, ohne im flüssigen Krypton aufzuschauern. Die Elektrodenstreifen werden alle 20 cm von 5 mm dicken Platten aus glasfaserverstärktem Kunststoff gehalten und teilen das Kalorimeter in 13248 Zellen, die auf Höhe der Frontplatte $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ groß sind und sich mit einem Winkel von 10 mrad aufweiten. Eine Zelle besteht aus Driftstrecken auf beiden Seiten einer zentralen Ausleseelektrode und erstreckt sich über die gesamte Tiefe. (siehe Abb. 3.4). Jede Zelle wird einzeln über einen Vorverstärker ausgelesen, der sich an der Endplatte im flüssigen Krypton befindet. Die Signale werden von 40 MHz-Flash-ADCs, welche im Folgenden CPD (Calorimeter Pipelined Digitizer) genannt werden, digitalisiert. Ein CPD-Board beinhaltet 32 analoge Karten (CPDAS) mit jeweils zwei Kanälen. Ein CPDAS-Kanal besteht aus einem Bessel-Filter, auf den ein umschaltbarer vierstufiger Verstärker folgt. Diese am CERN entwickelte Ausleseelektronik hat eine Auflösung von 10 Bit, die durch den Verstärker um 2 Bit vergrößert wird. Die digitalisierten Daten werden in $204,8\text{ }\mu\text{s}$ tiefe Ringbuffer geschrieben und bei einer Auslese-

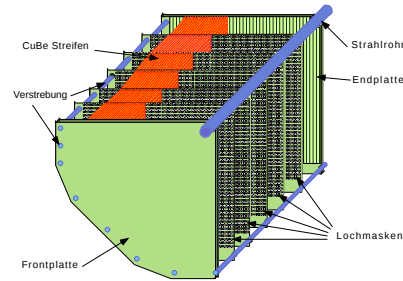


Abbildung 3.3: Ein Quadrant der Elektroden-Struktur des LKr-Kalorimeters (hier nur zum Teil mit Auslesestreifen bestückt) [Pic01].

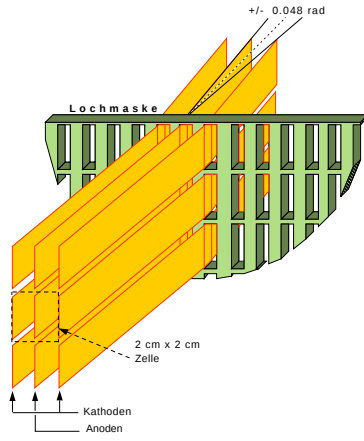


Abbildung 3.4: Eine Kalorimeterzelle mit zwei Kathodenstreifen und einem Auslesestreifen auf positivem Potential [Pic01].

anforderung durch den Data Concentrator, einem elektronischen System zur Nullunterdrückung, ausgelesen. 1998 und 1999 betrug die angelegte Hochspannung 3 kV, und bis auf vereinzelt auftretende tote Zellen konnte das gesamte Kalorimeter ausgelesen werden.

Das Kalorimeter wird elektronisch kalibriert. Jeder Vorverstärker ist mit einem Pulser verbunden, der acht verschiedene definierte Ladungsmengen in den Verstärkerkreislauf speist. Der Pulser wird vom Trigger gesteuert.

Die relative Energieauflösung beträgt (E in GeV) [Fan99]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{3,2\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0,125}{E}\right)^2 + (0,5\%)^2}. \quad (3.1)$$

Der erste Term ist durch die statistischen Fluktuationen in der Schauerentwicklung bestimmt. Ein zusätzlicher Beitrag ergibt sich dadurch, dass ein Teil des Schauers aus dem 11×11 Zellen großen Auslesebereich um den Schauermittelpunkt herauslappen kann. Der zweite Term ist auf das Rauschen zurückzuführen, das pro Kanal ~ 9 MeV beträgt. Der letzte Term enthält unter anderem die Beiträge der 0,15% Interkalibrationsgenauigkeit und der $\sim 0,15\%$ Pulsrekonstruktionsgenauigkeit.

Die Ortsauflösung ist besser als $5,4 \text{ mm}/\sqrt{E}$, die Zeitauflösung besser als 300 ps für 50 GeV Photonen [Fan99].

3.4.1 Das Hodoskop für neutrale Teilchen

Das Hodoskop für neutrale Teilchen befindet sich im Flüssig-Krypton-Kalorimeter. Es besteht aus szintillierenden Fibern, die zu 504 Bündeln zusammengefasst sind und sich in einer Tiefe von 9,5 Strahlungslängen befinden, wo das Schauernmaximum liegt. Sie bilden eine ca. 5 mm dicke Ebene senkrecht zum Strahl (siehe Abb. 3.5). Die Fibern werden einseitig über 32 Photomultiplier ausgelesen, die sich ebenfalls im flüssigen Krypton befinden. Die Ausleseelektronik ist vom gleichen Typ wie die des Hodoskops für geladene Zerfälle. Das Hodoskop liefert eine sehr gute Zeitmessung, die hauptsächlich zu Triggerzwecken genutzt wird; beispielsweise werden die Signale als unabhängiger Trigger für neutrale Ereignisse verwendet.

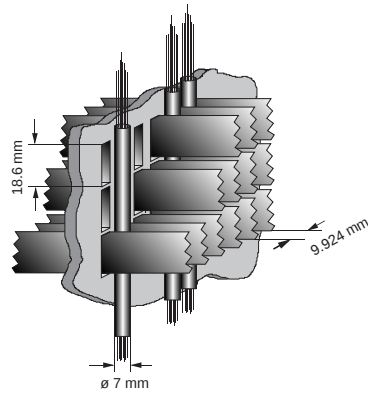


Abbildung 3.5: Fiberbündel des Neutralen Hodoskops auf der 2. Lochmaske des LKr-Kalorimeters [Kal95].

3.5 Das Tagging-System

Die Besonderheit des NA48-Experiments besteht darin, dass die K_S - und K_L -Zerfallsereignisse simultan erfasst werden. Die K_S - und K_L -Strahlen sind am Kollimatorausgang 6,8 cm vertikal voneinander getrennt. Bei geladenen Zerfällen genügt daher der rekonstruierte vertikale Vertex zur Unterscheidung, von welchem Target ein zerfallenes Kaon stammt. Dagegen wird für neutrale Zerfälle die Zeitdifferenz gemessen, die zwischen dem Durchgang des ursprünglichen Protons durch den Tagging-Detektor (Tagger) und der Ereigniszeit im Detektor liegt. Bei geladenen Teilchen wird die Ereigniszeit mit dem Hodoskop gemessen, bei neutralen mit dem Flüssig-Krypton-Kalorimeter.

Auf der Höhe des Tagging-Detektors hat der Protonstrahl eine Ausdehnung von 3 mm in horizontaler und 6 mm in vertikaler Richtung. Die Protonenrate ist mit 12 MHz so hoch, dass die Fläche des Szintillators senkrecht zum Strahl in dünne Streifen aufgeteilt werden muss, um die Signale verarbeiten zu können (siehe Abb. 3.6). 24 Szintillatoren sind auf zwei Leitern in horizontaler bzw. vertikaler Richtung angeordnet und haben jeweils $50\text{ }\mu\text{m}$ Überlapp. Ihre Streifendicke variiert von Stufe zu Stufe von $200\text{ }\mu\text{m}$ im Zentrum bis $3000\text{ }\mu\text{m}$ am äußeren Rand.

Die Szintillatoren werden von schnellen Photomultipliern ausgelesen und von speziell für diese Aufgabe entwickelten 8-bit 960 MHz-FADCs digitalisiert, die selbst Raten über 20 MHz verarbeiten können. Da K_L -Ereignisse mit einem zufälligen Proton-Ereignis im Tagging-Zeitfenster als K_S -Ereignisse fehlidentifiziert werden können, muss das Zeitfenster unter Berücksichtigung der endlichen Zeitaufösungen der Detektoren möglichst klein gewählt werden. Die Zeitaufösung des Taggers beträgt 120 ps bei einer Doppelpulsaufösung von 4 ns. Daraus ergibt sich bei einem Zeitfenster von $\pm 1\text{ ns}$ eine Ineffizienz von nur $(1,64 \pm 0,05) \times 10^{-4}$ [Laz01].

In dieser Arbeit wird der Tagger verwendet, um Untergrundzerfälle, die vom K_S -Target stammen, zu verwerfen. Hier ist insbesondere der Zerfall $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ zu nennen, der einen Untergrund zum hier verwendeten Normierungskanal $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ darstellt und von diesem nur durch den Tagger zu unterscheiden ist.

handelt sich bei den sieben Antizählern um ringförmig um den Stahltank angeordnete Szintillatoren, vor denen jeweils eine 35 mm dicke Stahlplatte angebracht ist, die als Photon-Konverter wirkt. Die ersten vier Module bestehen aus 24, die anderen aus 16 Szintillatorstreifen (siehe Abb. 3.7).

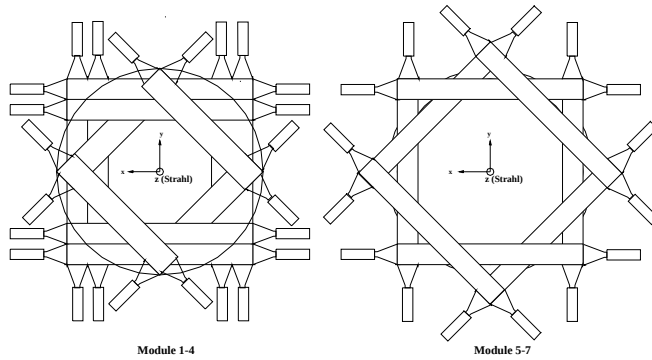


Abbildung 3.7: Der Aufbau der Antizähler [Pic01].

Sie werden über Photomultiplier, die sich an beiden Enden der Szintillatoren befinden, ausgelesen. Positionen mit Innen- sowie Außenradius der Zähler sind in Abb. 3.8 gezeigt. Die Effizienz des Antizählersystems wurde zu 97 % bei einer Zeitauflösung besser als 2 ns bestimmt [Tor96].

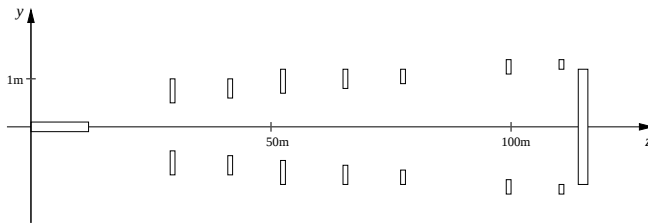


Abbildung 3.8: Die Positionen der Antizähler. Angegeben ist die jeweilige Größe mit Innen- und Außenradius.

3.6.2 Der K_S -Antizähler

Der K_S -Antizähler (AKS) befindet sich direkt hinter dem letzten Kollimator des K_S -Strahls. Er markiert Ereignisse, bei denen das Kaon schon vor oder im Kollimator zerfällt, ohne dass seine Zerfallsprodukte dort gestoppt werden. Dadurch kann der Anfang der Zerfallsregion klar definiert werden. Er besteht aus vier Szintillatoren: Einer 30 mm langen und 4,5 mm dicken quadratischen Platte mit einem Loch von 3 mm und drei runden Platten mit einem Radius von 8 mm (siehe Abb. 3.9). Nach dem ersten Szintillator ist ein Photon-Konverter aus einem 2,86 mm dicken Wolfram-Iridium-Kristall eingebaut. Seine Dicke entspricht $1,33 \pm 0,01$ Strahlungslängen.

Der K_S -Antizähler wird in dieser Arbeit bei der Analyse eines speziellen K_S -Hochintensitäts-Runs verwendet, der zur Bestimmung des Untergrundes benutzt wird.

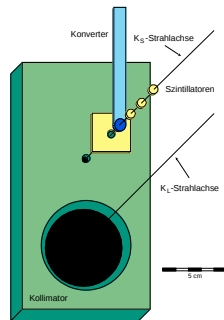


Abbildung 3.9: Der K_S -Antizähler [Pic01].

3.7 Das Magnetspektrometer

Das magnetische Spektrometer dient zur Messung des Impulses geladener Teilchen (siehe Abb. 3.2). Es besteht aus jeweils zwei Driftkammern (DCH)³ vor und nach einem Dipolmagneten, welcher senkrecht zur Strahlachse eine

³DCH steht für das englische Wort drift chamber

maximale Flussdichte von 0,3712 T erzeugt, die bis zur nächsten Driftkammer auf 0,02 T abfällt. Jede Driftkammer besteht aus acht Ebenen mit 256 geerdeten Signaldrähten, die in vier verschiedene Richtungen senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet sind: 0° (X,X'), 90° (Y,Y'), -45° (U,U') und 45° (V,V'). Dabei befinden sich die gleichen Ebenen jeweils direkt hintereinander und sind um 5 mm gegeneinander versetzt. In der Mitte der Driftkammern befindet sich ein 160 mm großes Loch für das Strahlrohr. Die Signaldrähte bestehen aus 20 μm dicken goldbeschichteten Wolframdrähten und haben einen Abstand von 1 cm, während die Kathodendrähte einen Abstand von 3 mm zueinander haben. Sie bestehen aus 120 μm dicken goldbeschichteten Titan-Kupfer-Drähten, die sich auf beiden Seiten der Signaldrähte im Abstand von 10 mm befinden. Zwischen den Ebenen befinden sich 22 μm dicke graphitierte Mylarfolien, an denen ebenfalls Hochspannung anliegt, um dem elektrischen Feld eine exakte Form zu geben und die Ebenen voneinander zu trennen.

Die Ortsauflösung der Kammern beträgt in jeder Projektion 90 μm . Sie werden mit einem Gasgemisch aus 49,7 % Argon, 49,7 % Ethan und 0,6 % Wasser bei Atmosphärendruck betrieben. Da die Wechselwirkung der Kaonzerfallsprodukte mit Detektormaterie so klein wie möglich bleiben soll, werden die Kammern nur durch 50 μm dicke Mylarfolien begrenzt, während das Volumen zwischen den Kammern mit Helium bei Atmosphärendruck gefüllt ist.

Den hinteren Abschluss des Heliumtanks bildet ein 0,18 Strahlungslängen starkes Aluminiumfenster bei $z=119,4\text{ m}$.

Das Spektrometer erreicht eine relative Impulsauflösung von (p in GeV/c) [Fan99]:

$$\frac{\sigma_p}{p} = \sqrt{(0,5\%)^2 + (0,009\% \cdot p)^2}. \quad (3.2)$$

Da in dieser Arbeit nur neutrale Zerfälle untersucht werden, dient das Magnetspektrometer hier nur als Antizähler.

3.8 Das Hodoskop für geladene Teilchen

Mit dem Hodoskop wird die Ereigniszeit von Zerfällen mit geladenen Teilchen bestimmt. Es liefert die Referenzzeit zur Flugzeitmessung der Protonen, die den Tagger passiert haben und dient damit zur Unterscheidung von K_S -

bzw. K_L -Zerfällen. Um die erforderliche Auflösung zwischen Tagger und Hodoskop von 500 ps zu erreichen, muss seine interne Zeitauflösung besser als 300 ps sein. Dies wird mit Verarbeitung der Photomultipliersignale durch speziell entwickelte 10-Bit-Flash-TDCs erreicht, die den Namen PMB (Pipelined Memory Board) tragen. Das Hodoskop ist aus einer horizontalen und einer vertikalen Ebene aufgebaut, die sich bei $z=119,5\text{ m}$ und $z=120,3\text{ m}$ befinden. Jede Ebene ist in vier Quadranten aufgeteilt, die aus je 16 Plastiksintillatoren bestehen, welche einseitig über Photomultiplier ausgelesen werden. Die Dicke der Szintillatoren beträgt 2 cm, ihre Breite variiert von 6,5 cm im zentralen Bereich nahe des Strahlrohres bis zu 9,9 cm in den fünf außen liegenden Streifen. Das Hodoskop dient in erster Linie als Trigger und wird in dieser Arbeit nicht verwendet.

3.9 Das Hadron-Kalorimeter

Dieses Eisen-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter misst die Energien hadronisch wechselwirkender Teilchen wie geladene Pionen, Protonen oder Neutronen. Zusammen mit der Energie des elektromagnetischen Kalorimeters liefert das Hadron-Kalorimeter (HAC⁴) eine gute Messung der Gesamtenergie des Zerfalles, die im Trigger Verwendung findet. Das HAC besteht aus zwei Modulen zu je 88 Kanälen und hat mit einer Gesamttiefe von 1,2 m eine nukleare Absorptionslänge von $6,7 \lambda_0$ (siehe Abb. 3.10). Beide Module enthalten je 24 Eisenplatten mit einer Dicke von 25 mm. Dazwischen befinden sich abwechselnd horizontal und vertikal ausgerichtete Szintillatorstreifen, die jeweils mit einem Plexiglas-Lichtleiter zu einem Kanal zusammengefasst werden. Die Szintillatorstreifen sind 4,5 cm dick und haben eine Breite von 11,9 cm (bzw. 10,8 cm beim innersten, um eine bessere Auflösung in der Nähe des Strahlrohres zu ermöglichen). Die Länge der Streifen beträgt 2,70 m.

Die Auslese geschieht einseitig mit Photomultipliern, deren Signale wie bei der LKr-Auslese mit CPD-Modulen verarbeitet werden. Dafür wird die Pulsform der Photomultiplier durch spezielle Pulsformer in eine typische langsamere Pulsform des elektromagnetischen Kalorimeters verwandelt, damit die CPDs diese verarbeiten können. Da es für die Nullunterdrückung beim HAC keine Elektronik gibt, wird dies von der Auslesesoftware übernommen [Koc98].

⁴HAC ist aus dem Englischen Hadron Calorimeter abgeleitet.

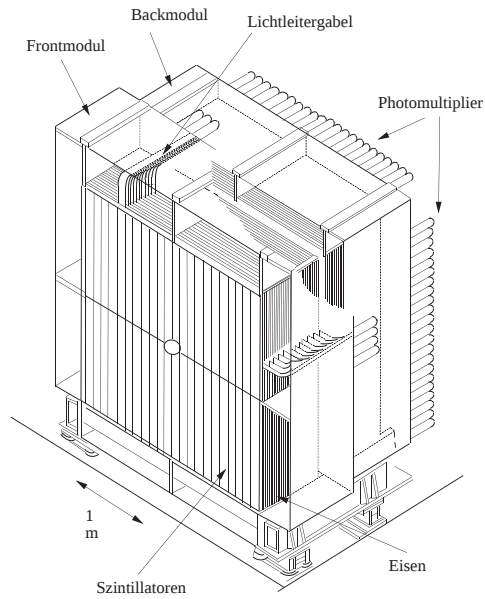


Abbildung 3.10: Das Hadron-Kalorimeter [Pic01].

Die Energieauflösung wurde in der Strahlzeit von 1995 bestimmt, als es noch kein elektromagnetisches Kalorimeter gab ([Wil97]):

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{69\%}{\sqrt{E}} \quad \text{für hadronische Schauer ,} \quad (3.3)$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{23\%}{\sqrt{E}} \quad \text{für elektromagnetische Schauer .} \quad (3.4)$$

Erläuterungen zur Kalibration des Hadronkalorimeters finden sich im Anhang.

3.10 Die Myon-Antizähler

Die Myon-Antizähler haben die Aufgabe, einen Hauptuntergrund des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ zu unterdrücken, den Zerfall $K_L \rightarrow \pi^\pm\mu^\mp\nu_\mu$, bei dem das Myon als Pion missidentifiziert wird. Es gibt aber auch einige seltene Zerfälle, bei deren Analyse die Myon-Antizähler benutzt werden, beispielsweise $K_L \rightarrow \mu^\pm\mu^\mp\gamma$.

Die Myon-Antizähler bestehen aus drei Szintillatorebenen, die sich jeweils hinter einer Wand aus 80 cm Eisen befinden. Die Streifen der ersten und dritten Ebene sind horizontal, die der zweiten Ebene vertikal angeordnet. Die ersten beiden Ebenen bestehen aus je elf Szintillatorstreifen von 25 cm Breite und 1 cm Dicke, während die der dritten 44,6 cm breit und 0,6 cm dick sind. Wie beim HAC beträgt auch hier die Länge aller Streifen 2,70 m. Bis auf die zentralen Szintillatoren der ersten und zweiten Ebene, die vom Strahlrohr unterbrochen werden, werden alle Streifen beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen.

Die Myon-Antizähler werden zur Kalibration des Hadronkalorimeters benötigt, die im Anhang beschrieben wird.

3.11 Der Strahlmonitor

Der Strahlmonitor [Blü95] befindet sich hinter dem Ende des Strahlrohres. Er besteht aus horizontal und vertikal angeordneten Szintillatorfibern mit einer aktiven Fläche von $1,8 \times 1,8 \text{ cm}^2$. Er ist vom übrigen Detektorsystem und der Auslese unabhängig und dient zwei Zwecken gleichzeitig: Einerseits misst er die Strahlintensität und erzeugt proportional dazu ein zufälliges Triggersignal. Andererseits wird sein Signal dafür verwendet, die effektive Länge einer Extraktion T_{Burst} zu messen. Sie errechnet sich aus den folgenden drei Messgrößen: der Anzahl der ursprünglichen Signalereignisse während des gesamten Bursts M_S , der Koinzidenz der Signalereignisse mit verzögerten Signalereignissen M_C und der Gatebreite für die Überlappungszeit T_{Gate} (Herleitung siehe Anhang B):

$$T_{Burst} = \frac{M_S^2}{M_C} T_{Gate} . \quad (3.5)$$

Kapitel 4

Trigger und Datenerfassungssysteme

Um den statistischen Fehler bei den verschiedenen Analysen zu minimieren, müssen möglichst viele Ereignisse aufgezeichnet werden. Dazu muss der Detektor eine hohe Ereignisrate von ca. 1 MHz verarbeiten können. Da diese Rate zu groß ist, um direkt aufgenommen zu werden, müssen interessante Ereignisse vorselektiert werden. Dies geschieht durch ein System von drei Triggerstufen. Die erste (Level 1) und zweite (Level 2) Triggerstufe wurden in spezieller Elektronik realisiert und reduzieren den Datenfluß auf ca. 100 kHz bzw. 10 kHz. Diese Rate wird vom Detektorsystem bei einer mittleren Ereignisgröße von 14 kByte/Ereignis ausgelesen. Während eines Bursts fallen damit bis zu 300 MByte Daten an, die von der dritten Triggerstufe (Level 3), einem Softwaretrigger, rekonstruiert und vorselektiert werden.

Das Trigger- und Datenerfassungssystem hat nahezu keine Totzeit, was durch parallele Subdetektorauslese und „Pipelining“ in den Triggerstufen erreicht wird.

4.1 Das Trigger-System

Während eines Bursts ereignen sich etwa 100.000 Kaonzerfälle in der Zerfallsregion, von denen nur eine kleine Zahl physikalisch interessant ist. Das Triggersystem soll einen möglichst großen Teil der unerwünschten Ereignisse

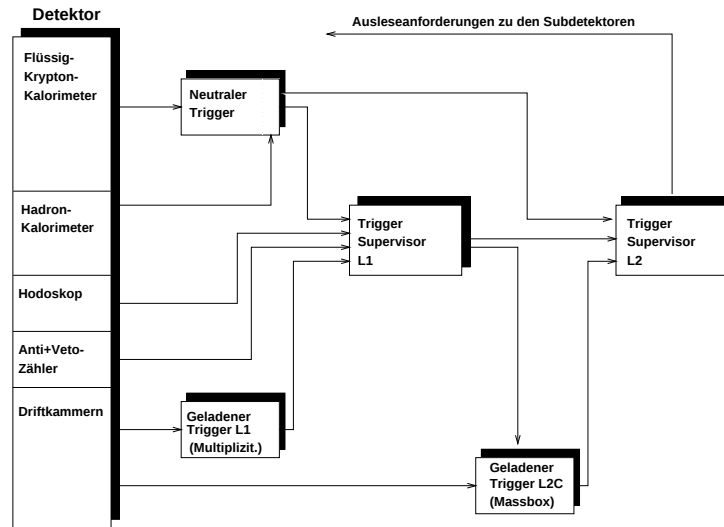


Abbildung 4.1: Übersicht über das NA48-Trigger-System [Lui96].

bereits vor der eigentlichen Datennahme verwerfen und die physikalisch interessanten Zerfälle mit hoher Effizienz akzeptieren. Eine Übersicht über das Triggersystem zeigt Abb. 4.1.

4.1.1 Der Level1-Trigger

Die erste Triggerstufe selektiert potenziell interessante Zerfälle anhand der Detektorinformationen des Hodoskops für geladene Teilchen, der Antizähler (AKL), der Driftkammern (Anzahl der Spurpunkte), der Kalorimeter (Energiesummen und Positionen der Energiemaxima) und der Myon-Veto-Zähler. Folgende schnelle Signale stehen dem Level1-Trigger zur Verfügung:

- Q_{or} – logisches ODER aus allen vertikalen und horizontalen Kanälen des Hodoskops,
- Q_1 – mindestens eine Koinzidenz eines horizontalen mit einem vertikalen Kanal des gleichen Quadranten des Hodoskops,

- Q_2 – mindestens zwei Koinzidenzen von horizontalen mit gegenüberliegenden vertikalen Kanälen des Hodoskops,
- Q_x – Koinzidenzen in zwei gegenüberliegenden erweiterten Quadranten des Hodoskops,
- $1\mu, 2\mu$ – ein oder zwei Koinzidenzen in den Myon-Veto-Zählern,
- AKL – Signal in mindestens einem Photon-Antizählerring,
- T_N^0 – Signal des Hodoskops für neutrale Zerfälle,
- E_{HAC} – Energie im Hadron-Kalorimeter,
- E_{TOT} – Energiesumme der beiden Kalorimeter,
- $2track$ – zwei Spuren in den Driftkammern.

Diese Komponenten werden von der Triggerelektronik, die aus programmierbaren CAMAC¹-Modulen besteht [Anz97], innerhalb weniger Mikrosekunden zu verschiedenen Triggerbedingungen logisch verknüpft, beispielsweise:

- $Q_x \cdot \overline{1\mu}$ (Bestandteil des $\pi^+\pi^-$ -Triggers),
- $Q_x \cdot \overline{1\mu} \cdot \overline{AKL}$,
- $Q_2 \cdot 1\mu - (K_{\mu 3}\text{-Trigger})$,
- $Q_2 \cdot \overline{1\mu} \cdot \overline{AKL}$ (Bestandteil des Dalitz-Triggers),
- $Q_1 \cdot 1\mu - (\mu\text{-Trigger für HAC-Interkalibration und Ausrichtung der DCH})$,
- $Q_1 \cdot \overline{1\mu}$ (Elektron-Trigger),
- $Q_2 \cdot 2\mu \cdot \overline{AKL}$,
- $Q_1 \cdot 1\mu \cdot E_{HAC}$,
- $E_{TOT} \cdot 2track \cdot Q_x$ (Startsignal für die Massbox),

Der Status dieser Triggerbedingungen wird an den Level 2-Trigger weitergeleitet. Die Trigger $Q_1 \cdot 1\mu$ und $E_{TOT} \cdot 2track \cdot Q_x$ können zur Kalibration des Hadronkalorimeters verwendet werden.

¹Computer Automated Measurement And Control

4.1.2 Der Level2-Trigger

Der Level2-Trigger besteht aus zwei Teilsystemen: dem Trigger für neutrale Zerfälle („neutraler Trigger“) und dem Trigger für geladene Zerfälle („Massbox-Trigger“).

Der neutrale Trigger

Ziel des neutralen Triggers bei NA48 ist es, die Zerfälle $K_{L,S} \rightarrow \pi^0 \pi^0$ effizient zu triggern. Die neutralen Pionen zerfallen mit einer mittleren Lebensdauer von $\tau = 8,4 \times 10^{-17}$ s zu 98,8 % in zwei Photonen und zu 1,2 % in ein $\gamma\gamma^*$ -Paar mit anschließender Konversion des virtuellen Photons in ein Elektronpaar (Dalitz-Zerfall). Photonen und Elektronen werden im elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen.

Im Gegensatz zur späteren Rekonstruktion erfolgt zu diesem Zeitpunkt eine schnelle projektive Summenauslese, bei der die analogen Signale von jeweils 2×8 Zellen aufsummiert und von 10 Bit-40 MHz-FADCs digitalisiert werden. Diese Informationen werden an Lookup-Table-Module (LUT) übergeben, die jeweils für die 64 Kanäle der x - und y -Projektion die Schaueranzahl bestimmen. Weiterhin berechnen diese die Gesamtenergie (E_{TOT}) und die ersten und zweiten Momente (M_1, M_2) der Energieverteilung:

$$M_1 = \sum_{i=1}^{64} E_i \times (i - 32), \quad (4.1)$$

$$M_2 = \sum_{i=1}^{64} E_i \times (i - 32)^2, \quad (4.2)$$

wobei i der Kanalindex ist. Aus ihnen werden Energieschwerpunkt (r_{COG}) und Vertex unter der Annahme eines Kaonzerfalls bestimmt. Im Gegensatz zur späteren vollständigen Rekonstruktion wird hier ein Schauer durch eine Spalte oder Zeile definiert, deren Energie über einem bestimmten Schwellenwert liegt und die sowohl in Bezug auf ihre beiden Nachbarstreifen als auch in der Zeit ein Energiemaximum besitzt.

Neben dem sogenannten ε' -Trigger zur Selektion von $K_{L,S} \rightarrow \pi^0 \pi^0$ bietet der neutrale Trigger auch die Möglichkeit, seltene Zerfälle mit Photonen im Endzustand zu selektieren. Da der Zerfall $K \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ ebenfalls vier Photonen

im Endzustand hat, unterscheidet er sich in den Informationen, die dem neutralen Trigger zur Verfügung stehen, nicht vom Zerfall $K_{L,S} \rightarrow \pi^0 \pi^0$ und wird durch den ε' -Trigger ebenfalls selektiert. Folgende Bedingungen [Vel99] muss ein Ereignis erfüllen, um vom ε' -Trigger akzeptiert zu werden:

- Anzahl Schauer < 6 in jeder Projektion innerhalb von 9 ns
- Lebensdauer $\leq 4,5 \cdot \tau_{K_S}$
- Energie ≥ 50 GeV
- $r_{COG} \leq 15$ cm

Die Effizienz des neutralen Triggers betrug 1997 $(99,88 \pm 0,04) \%$ [Fan99] für den $\pi^0 \pi^0$ -Endzustand. Die Effizienz wurde in den Jahren 1998 und 1999 noch verbessert, so dass sie in dieser Analyse vernachlässigt werden kann.

Die Massbox

Die Massbox bildet den Level 2-Trigger für die Zerfälle $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Sie arbeitet nicht kontinuierlich, sondern wird von einem Triggersignal der ersten Triggerstufe ausgelöst. Im Falle eines Q_s -Signals vom Level 1-Trigger in Verbindung mit einem neutralen E_{TOT} -Trigger verwendet die Massbox die Information des Magnetspektrometers, um die invariante Masse des zerfallenen Teilchens und den Vertex zu bestimmen. Untergrund aus den Zerfällen K_{e3} , $K_{\mu 3}$ und $K_{3\pi}$ kann damit wirksam verworfen werden. Die Rekonstruktion findet in der Regel innerhalb von 100 μ s statt. Falls dies nicht gelingt, wird das Ereignis gekennzeichnet („Not-In-Time“) und akzeptiert. Da in dieser Arbeit nur neutrale Zerfälle analysiert werden, finden Trigger der Massbox keine Verwendung.

Der Level 2-Trigger-Supervisor

Die Triggerentscheidung der Massbox wird vom Level 2-Trigger-Supervisor (L2TS) mit den Entscheidungen des neutralen und des Level 1-Triggers zu verschiedenen Bedingungen verknüpft. Falls ein Ereignis getriggert wird, sendet der L2-Trigger-Supervisor ein 32 Bit-Wort (Timestamp) an die Computer der Subdetektoren (Read-out-Controller) und startet so die Datenerfassung [Mik98].

Die Mindestzeit, die benötigt wird, ist durch die Rekonstruktionszeit der Massbox gegeben ($100\ \mu\text{s}$). Erfolgen Ereignisse schnell hintereinander, werden die Trigger im Abstand von $20\ \mu\text{s}$ gesendet. Dabei können bis zu fünf Ereignisse getriggert werden, so dass die maximale Triggerzeit $180\ \mu\text{s}$ beträgt.

Die Information über die erfüllten Triggerbedingungen wird als 16 Bit-Triggerwort ebenfalls an die Read-out-Controller geschickt und mit der Time-stamp den Daten über dieses Ereignis hinzugefügt. Die ersten vier Bits enthalten die Entscheidung der Massbox, während die zweiten vier Bits die Ergebnisse des neutralen Triggers beinhalten. Die höheren Bits enthalten die Entscheidungen spezieller Trigger für seltene Zerfälle und Kalibrationstrigger (siehe Tab. 4.1).

Bitnummer	Beschreibung
1	Massbox $\pi^+\pi^-$
2	Q_x
3	Massbox Not-In-Time
4	$2track \cdot E_{TOT}$
5	Neutraler Trigger $\pi^0\pi^0$
6	Signal im neutralen Hodoskop
7	LKR Minimum Bias Trigger
8	$3\pi^0$ -Trigger
9	K_{e4} -Trigger
10	$\mu^+\mu^-\gamma$ -Trigger
11	Dalitz-Trigger
12	Massbox Vierspur-Trigger
13-15	Kalibrationstrigger
16	Random-Trigger

Tabelle 4.1: Belegung des Triggerwortes.

4.2 Die Auslese der Subdetektoren

Die Subdetektoren werden trotz der hohen Triggerrate weitgehend totzeitfrei ausgelesen. Um die Auslese zu synchronisieren, wird eine Taktfrequenz von 40 MHz von einer globalen Uhr vorgegeben, nach der die Detektorsignale

digitalisiert werden. Sie werden in $200\text{ }\mu\text{s}$ langen Ringpuffern zwischengespeichert, die von Read-out-Controllern gesteuert werden. Da diese nach $200\text{ }\mu\text{s}$ wieder von neuen Daten überschrieben werden, muss die Triggerentscheidung in dieser Zeitspanne gefallen sein. Im Falle einer positiven Triggerentscheidung sendet der Level-2-Trigger-Supervisor eine Ausleseanforderung an die Read-out-Controller der verschiedenen Subdetektoren, die die Datenübertragung von den Ringpuffern in die First-In-First-Out-Puffer (FIFO) starten. Von hier werden sie an eine PC-Farm gesendet und weiterverarbeitet.

4.3 Die PC-Farm

Die PC-Farm des NA48-Datenerfassungssystems besteht aus 24 Pentium II Rechnern, die mit 266 MHz getaktet und über ein 100 MBit/s Fast-Ethernet-Netzwerk mit einer *Cisco Catalyst 5505 Switch* verbunden sind, der einen maximalen Durchsatz von 1,2 GByte/s zulässt. Sie sind in verschiedene Gruppen mit unterschiedlichen Aufgabenbereichen unterteilt (siehe Abb. 4.2).

Die Subdetektor-PCs

Elf Rechner (Subdetektor-PCs) nehmen die Daten vom jeweiligen Read-out-Controller über eine DT16-SLINK-Schnittstelle entgegen und prüfen das Datenformat. Mit Ausnahme des LKr-Kalorimeters, das aufgrund der hohen Datenmenge vier PCs benötigt, steht jedem Subdetektor ein Rechner zur Verfügung.

Die Eventbuilding-PCs

Die Daten der einzelnen Subdetektor-PCs müssen nun zu einem Ereignis zusammengebaut werden. Hierfür werden acht Eventbuilding-PCs benötigt. Im Jahre 1999 standen zusätzlich noch vier weitere Rechner in Reserve, die automatisch aktiviert wurden, falls einer der acht Eventbuilding-PCs ausgefallen ist. Dadurch wurde die Effizienz des Datenerfassungssystems deutlich erhöht. Der parallele Subdetektor-Datenstrom wird in zeitlicher Ordnung auf die acht Eventbuilding-PCs verteilt, die daraus ein Burstfragment (Burstlet) zusammensetzen [Pet98]. Die Eventbuilding-PCs besitzen mit 192 MByte einen etwas größeren Speicher als die übrigen Rechner der Farm mit 128 MByte.

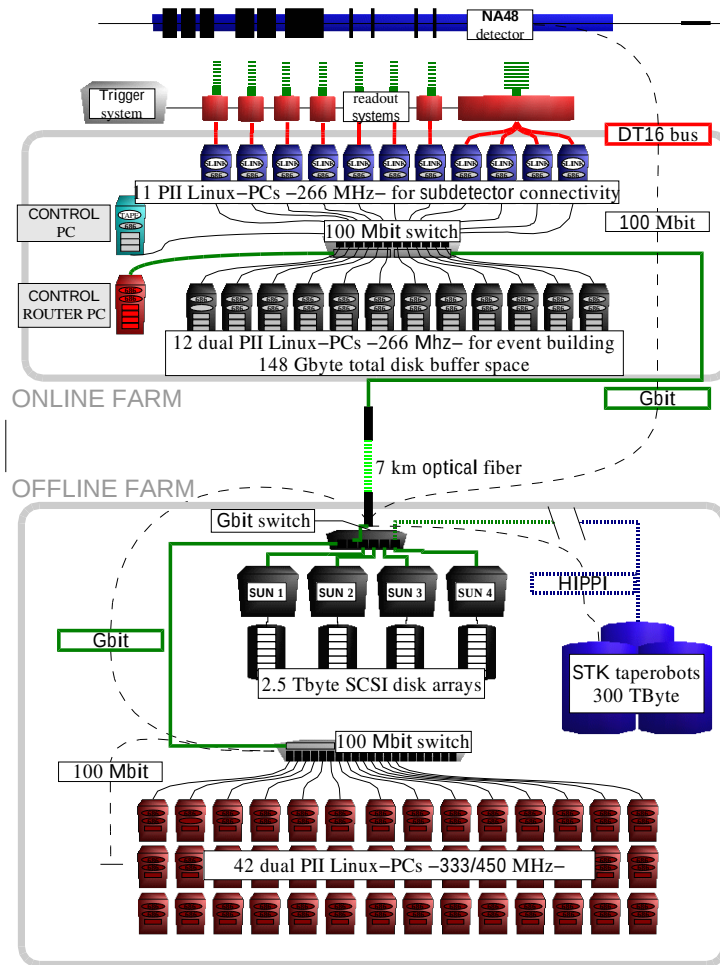


Abbildung 4.2: Aufbau der PC-Farm [Mar00].

Der Kontroll-PC

Die gesamte PC-Farm wird von einem Kontroll-PC gesteuert. Ein Programm auf diesem Rechner verteilt die Subdetektor-Ereignisse auf die verschiedenen Eventbuilding-PCs. Dieser Vorgang wird von einem Monitoring-Programm überwacht.

4.4 Der Level 3-Filter

Im CERN-Rechenzentrum steht eine weitere PC-Farm, die zur Weiterverarbeitung der Daten dient. Sie besteht aus 42 PentiumII-Rechnern mit jeweils zwei CPUs. Da die genommene Datenmenge mit 64 TByte 1998 und 100 TByte 1999 sehr groß ist, werden die Daten in Echtzeit von einem Filterprogramm bearbeitet, das auf dieser PC-Farm läuft. Dieses Level 3-Filterprogramm rekonstruiert die Ereignisse, klassifiziert sie und speichert sie in verschiedenen Datenströmen – teilweise in einem kompakteren Datenformat (C0mPACT²) – die dann auf Magnetband gespeichert werden.

Die wichtigsten Datenströme sind [Sch98]:

- „**goldcompact**“: Für Physikanalysen in verschiedene Klassen eingeteilte Ereignisse im C0mPACT-Format (1997: 170 GByte; 1998: 1.250 GByte; 1999: 3.000 GByte).
- „**goldraw**“: Alle im **goldcompact**-Strom selektierten Ereignisse werden zusätzlich als Rohdaten abgespeichert (1997: 1.533 GByte; 1998: 8.550 GByte; 1999: 14.700 GByte).
- „**calibration**“: Spezieller Datenstrom zur Kalibration verschiedener Detektoren.

Ursprünglich ist der Level 3-Filter konzipiert worden, um Ereignisse in quasi Echtzeit während der Datennahme zu selektieren und nur untergrundreduzierte Ereignisse auf Magnetbänder zu schreiben. Um sicherzustellen, dass bei eventuellen Fehlern (beispielsweise durch eine falsche Detektorkalibration oder einen Fehler in der Level 3-Software) keine Daten verlorengehen, wurden zusätzlich in den Jahren 1997 bis 1999 alle Rohdaten auf Magnetbänder

²**Compact**: C Optimized Program for Accessing Countless Terabytes.

geschrieben. Die online prozessierten Daten werden benutzt, um die Detektoren zu kalibrieren, so dass am Ende der Datennahme alle Rohdaten mit dem Level 3-Filter mit der besten Detektorkalibration reprozessiert werden können. Dabei entsteht das für die physikalischen Analysen verwendete **goldcompact**. Der Level 3-Filter unterscheidet und selektiert die verschiedenen Zerfallskanäle und markiert sie mit einem 32 Bit-Filterwort, das als Variable ins **C0mpACT**-Format eingeht. Für den Fall, dass das Ereignis einem seltenen Zerfall zugeordnet wird, wird ein zweites 32 Bit-Filterwort gefüllt, in dem jeder selektierte Kanal einem bestimmten Bit zugeordnet wird.

Dabei verwendet der Level 3-Filter bestimmte Kriterien zur Teilchenidentifikation. Diese sind in Tab. 4.2 aufgeführt.

Teilchen- typ	Cluster-Energie $E > 2 \text{ GeV}$	mit Cluster assoziierte Spur?	E/p $> 0,85$
γ	ja	nein	-
$e^\pm$	ja	ja	ja
$\pi^\pm$	ja	ja	nein
$\mu^\pm$	nein	nein	-

Tabelle 4.2: Level 3-Filter-Kriterien zur Teilchenidentifikation. [Fox98]

In der letzten Spalte von Tab. 4.2 ist das Verhältnis von Schauerenergie E im elektromagnetischen Kalorimeter zum Impuls p der dazugehörigen Spur angegeben. Da Elektronen im Gegensatz zu geladenen Pionen im elektromagnetischen Kalorimeter ihre gesamte Energie deponieren, sollte das Verhältnis der Energie E zum Impuls p , der mit Hilfe des Spektrometers gemessen wird, bei Elektronen im Rahmen von Energie- und Impulsauflösung gleich eins sein.

Nach Identifikation der Teilchen werden einige Variablen wie Energieschwerpunkt (r_{COG}), Lebensdauer (τ) und jeweilige Gesamtenergie in den beiden Kalorimetern (E_{LKr} bzw. E_{HAC}) berechnet, auf die in der Selektion geschnitten wird. Allerdings wird hier nicht so hart geschnitten wie in der späteren Analyse, da sich einige Variablen durch eine bessere Kalibration noch geringfügig ändern können. In Tab. 4.3 sind die wichtigsten Auswahlkriterien des Level 3-Filters für seltene Zerfälle wie beispielsweise $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ aufgeführt.

Zerfall in	E_{LK^r} GeV	E_{HAC} GeV	τ/τ_{K_S}	r_{COG} cm	$e^\pm$	$\mu^\pm$	$\pi^\pm$	γ
$\gamma\gamma$	≥ 50	≤ 8	≤ 5	≤ 10	-	-	-	≥ 2
$\gamma\gamma\gamma$	≥ 50	≤ 8	≤ 5	≤ 8	-	-	-	≥ 3
$\pi^0\gamma\gamma$	≥ 50	≤ 8	≤ 5	≤ 10	-	-	-	≥ 4
$\pi^0\pi^0\gamma$	≥ 50	≤ 8	≤ 5	≤ 6	-	-	-	≥ 5
$e^+e^-e^+e^-$	-	-	-	≤ 15	≥ 4	-	-	-
$e^+e^-\mu^+\mu^-$	-	-	-	≤ 15	≥ 2	≥ 2	-	-
$\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	-	-	-	≤ 15	-	≥ 4	-	-
$e^+e^-\pi^+\pi^-$	-	-	-	≤ 15	≥ 2	$n_\mu + n_\pi \geq 2$		-
$\mu^+\mu^-\gamma$	≥ 3	-	-	≤ 15	-	≥ 2	-	≥ 1
e^+e^-	≥ 50	≤ 8	≤ 8	≤ 10	≥ 2	-	-	-
$e^+e^-\gamma$	≥ 50	≤ 8	≤ 8	≤ 10	≥ 2	-	-	≥ 1
$e^+e^-\gamma\gamma$	≥ 50	≤ 8	≤ 8	≤ 10	≥ 2	-	-	≥ 2
$\pi^0\pi_D^0$	≥ 50	≤ 8	≤ 8	≤ 10	≥ 2	-	-	≥ 3
$\mu^+\mu^-\gamma\gamma$	≥ 2	-	-	≤ 15	-	≥ 2	-	≥ 2
$\eta \rightarrow 3\pi^0$	≥ 50	≤ 8	-	-	-	-	-	6
$\pi^+\pi^-\gamma$	≥ 50	-	-	≤ 8	$n_e + n_\mu + n_\pi \geq 2$			≥ 1

Tabelle 4.3: Vom Level 3-Filter akzeptierte seltene Zerfälle mit den wichtigsten Auswahlkriterien [Fox98].

Neben den seltenen und den für die Berechnung von $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ benötigten Zerfällen selektiert der Level 3-Filter auch Hyperonenzerfälle.

Kapitel 5

Rekonstruktion

In diesem Kapitel wird die Rekonstruktion von Spektrometer- und Kalorimeterdaten und die Berechnung der in der Analyse benutzten kinematischen Variablen beschrieben.

5.1 Rekonstruktion der Kalorimeterdaten

Die Rekonstruktion der Kalorimeterdaten [Una95] [Una98] erfolgt ebenfalls in mehreren Schritten. Die Rohdaten liegen in einer zeitlichen Folge von digitalisierten Pulshöhen sowie der zugehörigen Zellennummer vor. Aus den ersten drei Messpunkten des Pulses, welche noch keinen Signalanteil enthalten, wird ein Sockelwert („Pedestal“) bestimmt. Dieser wird dann von den übrigen Messpunkten abgezogen, um das Signal zu extrahieren. Die korrigierte Pulshöhe wird in Einheiten der Energie umgewandelt. Die Umrechnung basiert auf einem Kalibrationsverfahren, bei dem künstlich erzeugte und damit genau bekannte Pulse verwendet werden (siehe Kap. 3.4).

Um alle Zellen, die im Vergleich zu den acht sie umgebenden Zellen ein Energiemaximum von mehr als $0,2\text{ GeV}$ haben, wird unter Verwendung von allen Zellen im Umkreis von 11 cm ein Cluster aufgebaut. Falls einige Zellen zu zwei Clustern gehören, wird ein Algorithmus verwendet, der die Energie zwischen beiden Clustern aufteilt, indem er die Parametrisierung einer gemessenen transversalen Schauerentwicklung verwendet.

Auf jede Zelle dieser Cluster werden verschiedene Energiekorrekturen angewandt. So wird zuerst ein Korrekturfaktor, der aus der Analyse der Elek-

tronenenergie bei den Zerfällen $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$ gewonnen wird, hinzugefügt. Da Elektronen ihre gesamte Energie im LKr-Kalorimeter deponieren, können durch Bildung des Verhältnisses von Impuls zur Energie eventuell vorhandene Nichtlinearitäten entdeckt und korrigiert werden. Mit dieser korrigierten Energie wird die Clusterenergie E_i , die der Summe der Zellenenergien entspricht, berechnet. Die Clusterzeit t_i wird durch Mittelung der Zellenzeiten bestimmt. Nun wird der Clusterschwerpunkt $\vec{r}_i$ berechnet, aus dem die x/y -Koordinaten des Auftreffpunktes des Teilchens folgen.

Auf die Clusterenergie werden noch weitere kleine Korrekturen angewandt, beispielsweise um Effekte, die durch unterschiedlichen Abstand des Schauerschwerpunkts von der Anode stammen können, zu korrigieren. Auch kleine Raumladungseffekte können im Laufe eines Bursts auftreten, da die tatsächliche Hochspannung niedriger ist als der Designwert. Cluster, die innerhalb eines Radius von 20 cm um die Strahlachse liegen, können durch Leckverluste ins Strahlrohr Energie verlieren, auf die ebenfalls korrigiert wird. Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die vorgenommenen Korrekturen in Daten und Monte-Carlo-Simulation [Una00].

Korrektur	Angewandt auf Daten	Angewandt auf MC
Energie bei kleinem Radius	98/99	ja
Nullunterdrückung	98/99	ja
Energieverlust	98/99	ja
Energieaufteilung: Verzerrung	98/99	ja
Energieauft.: Effekt des Strahlrohrs	98/99	ja
Energieauft.: Schauerprofil Daten vs MC	98/99	ja
Raumladungseffekt	98/99	ja
Nichtlinearität der Energie	98/99	ja (unterschiedlich)
Zwischenkalibration (Spezielle Runs 99)	99	nein
Pedestalverschiebung	98/99	nein
Stabilität der Energieskala	98/99	nein
Gesamtenergieskala	98/99	nein (OK bis 1 cm)
Position	98/99	nein

Tabelle 5.1: Korrekturen zur Clusterenergie des LKr-Kalorimeters [Una00]

5.2 Rekonstruktion der Spektrometerdaten

Die Rekonstruktion der Teilchenspuren ist in zwei Schritte unterteilt. Im ersten Schritt werden die Spuren ohne Berücksichtigung der Driftzeiten rekonstruiert, wodurch eine Vorauswahl getroffen wird. Die Driftzeit wird im zweiten Schritt berücksichtigt, wodurch die Ortsauflösung erhöht wird.

Zuerst werden getroffene Nachbardrähte in den beiden Drahtebenen jeder Projektion zu Clustern zusammengefasst. Eine Ebene darf zwei Treffer haben, weshalb es pro Ebene ein bis drei Treffer pro Cluster gibt. Mit Ausnahme der vierten Kammer, wo vier Cluster einen Raumpunkt definieren, bilden jeweils zwei Cluster in unterschiedlichen Projektionen einen Raumpunkt.

Die Cluster der ersten beiden Kammern werden, wenn ihre Steigung weniger als 20 mrad beträgt, zu Spursegmenten zusammengefasst, die als Projektionen einer Spur definiert sind. Vier Segmente unterschiedlicher Projektionen bilden eine Spur. Diese wird dann zur vierten Kammer extrapoliert, wobei in x -, y - und u/v -Richtung die Winkelbereiche 5 mrad, 45 mrad bzw. 35 mrad akzeptiert werden. Diese Bereiche entsprechen dem maximal gewünschten Krümmungswinkel eines Teilchens.

Jetzt werden die Driftzeiten mit berücksichtigt, wodurch die Ortsauflösung der Raumpunkte deutlich verbessert wird. Mit dieser Information werden aus einer Spur mehrere sogenannte „Minispuren“ geformt, von denen die „beste“ Spur durch einen χ^2 -Test bestimmt wird. Für diese Spur wird die Zeitinformation gespeichert.

Nun können Spurimpuls und Ladung des Teilchens bestimmt werden. Hierzu wird das Integral des magnetischen Feldes in Richtung der Raumpunkte verwendet, welches mit einer Hall-Sonde genau vermessen wurde.

5.3 Berechnung kinematischer Größen

Im folgenden Kapitel werden die kinematischen Größen beschrieben, die in der Analyse verwendet werden.

5.3.1 Energiesumme

Die Gesamtenergie entspricht der Summe der Clusterenergien:

$$E_{ges} = \sum_i E_i . \quad (5.1)$$

5.3.2 Energieschwerpunkt

Der Energieschwerpunkt berechnet sich aus Gesamtenergie und Clusterpositionen:

$$\vec{r}_{COG} = \frac{\sum_i \vec{r}_i E_i}{E_{ges}} . \quad (5.2)$$

Für den Abstand des Schwerpunktes von der Strahlachse folgt:

$$r_{COG} = |\vec{r}_{COG}| . \quad (5.3)$$

5.3.3 Vertex

Bei neutralen Teilchen lässt sich der Vertex z berechnen, wenn die Masse des zerfallenen Teilchens M bekannt ist:

$$z = z_{LKr} - \frac{1}{M} \sqrt{\sum_{i,j; i>j} E_i E_j (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2} . \quad (5.4)$$

Bei der Definition des Nullpunkts in z-Richtung am K_S -Target liegt die z-Position des LKr-Kalorimeters bei 121,082 m.

5.3.4 Kaon-Lebensdauer

Der Nullpunkt der Lebensdauer, wie sie im neutralen Trigger benutzt wird, liegt auch für K_L -Zerfälle an der Position des K_S -Antizählers bei $z_{AKS} = 607$ cm. Sie wird auf die Lebensdauer τ_{K_S} eines K_S normiert.

$$\tau = \frac{1}{\tau_{K_S}} \cdot \frac{(z_n - z_{AKS}) m_{K^0}}{E_{ges}} . \quad (5.5)$$

5.3.5 Invariante Masse

Die invariante Masse von zwei Teilchen (i, j) , die ihre gesamte Energie im LKr-Kalorimeter deponiert haben, berechnet sich aus dem Vertex z , der zuvor aus der Gesamtenergie bestimmt wurde, den Energien $E_{i,j}$ und Positionen $x_{i,j}$, $y_{i,j}$ der Teilchen:

$$m_{ij} = \frac{1}{z} \sqrt{E_i E_j ((x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2)}. \quad (5.6)$$

5.3.6 $\chi^2_{2\pi^0}$ für $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Zerfälle

Die beste invariante Masse von zwei Photonenpaaren (i, j) und (k, l) wird bestimmt, indem für sämtliche Kombinationsmöglichkeiten nach der Methode der kleinsten Quadrate die χ^2 -Variable des folgenden Ausdrucks minimiert wird¹:

$$\chi^2_{2\pi^0} = \left(\frac{(m_{ij} + m_{kl})/2 - m_\pi}{\sigma^+} \right)^2 + \left(\frac{(m_{ij} - m_{kl})/2}{\sigma^-} \right)^2. \quad (5.7)$$

Dabei ist $\sigma^\pm$ die Auflösung von $(m_{ij} \pm m_{kl})/2$. Sie wurde mit Hilfe der Daten gemessen und ist als Funktion der niedrigsten Photonenergie parametrisiert worden. Sie liegt typischerweise im Bereich von $\sigma^+ \approx 0,42 \text{ MeV}$ und $\sigma^- \approx 0,83 \text{ MeV}$.

5.3.7 Photonenergie im Kaonruhesystem

Zur Bestimmung der Photonenergie im Kaonruhesystem wird zuerst der Vierervektor des Kaons bestimmt. Der Betrag des Kaonimpulses lässt sich aus der Relation

$$|\vec{p}_{K^0}| = \sqrt{E_{ges}^2 - m_{K^0}^2} \quad (5.8)$$

bestimmen. Das Kaon entsteht am K_L -Target bei $z_{K_L-Target} = -120 \text{ m}$ und zerfällt, bevor es das Kalorimeter erreicht. Die Verlängerung seiner Flugbahn ins LKr-Kalorimeter wird durch x_{COG} und y_{COG} beschrieben. Hieraus

¹Im NA48-Experiment ist die Benutzung der Variablen $R_{Ellipse}$ üblich. Es gilt:
 $\chi^2_{2\pi^0} = 9R_{Ellipse}$.

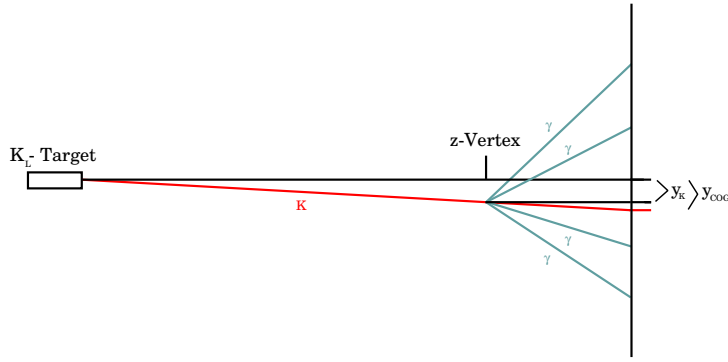


Abbildung 5.1: Kinematik der Zerfallsprodukte beim Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$.

berechnet sich der Vierervektor des Kaons folgendermaßen:

$$E_{K^0} = E_{ges}$$

$$\vec{p}_{K^0} = \frac{|\vec{p}_{K^0}|}{n} \begin{pmatrix} x_{COG} \\ y_{COG} \\ z - z_{K_L-Target} \end{pmatrix}, \quad (5.9)$$

mit der Normierung n , die der Flugstrecke des Kaons vom Target bis zum virtuellen Auftreffpunkt im Kalorimeter entspricht:

$$n = \sqrt{x_{COG}^2 + y_{COG}^2 + (z - z_{K_L-Target})^2}. \quad (5.10)$$

Der Gesamtimpuls der Photonen entspricht den im Kalorimeter gemessenen Energien, da sie keine Ruhemasse haben. Dabei erhält man die Vierervektoren der Photonen:

$$E_{q_i} = E_i,$$

$$\vec{q}_i = \frac{E_i}{m} \begin{pmatrix} x_i - x_K \\ y_i - y_K \\ z_{LKR} - z \end{pmatrix}, \quad (5.11)$$

wobei x_i und y_i die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter sind und die Normierung m der Flugstrecke des jeweiligen Photons vom Produktionsver-

tex bis zum Kalorimeter entspricht:

$$m = \sqrt{(x_i - x_K)^2 + (y_i - y_K)^2 + (z_{LKR} - z)^2}. \quad (5.12)$$

Aus dem Strahlensatz kann der Abstand des Kaons vom Strahlrohr x_K und y_K am Zerfallsvertex (siehe Abb. 5.1) bestimmt werden:

$$\begin{pmatrix} x_K \\ y_K \end{pmatrix} = \frac{z - z_{K_L-Target}}{z_{LKR} - z_{K_L-Target}} \begin{pmatrix} x_{COG} \\ y_{COG} \end{pmatrix}. \quad (5.13)$$

Mit diesen Variablen wird schließlich die Photonenergie $E_i^{K^0}$ im Kaonruhesystem berechnet:

$$E_{q_i}^{K^0} = E_{K^0} E_{q_i} - \vec{p}_{K^0} \cdot \vec{q}_i. \quad (5.14)$$

5.3.8 Transversalimpuls eines Photons

Der Transversalimpuls p_T eines Photons in Bezug auf die ursprüngliche Kaonflugrichtung kann mit Hilfe des Kaonimpulses $\vec{p}_K$ und des entsprechenden Photonimpulses $\vec{q}_i$ berechnet werden:

$$p_T = \sqrt{|\vec{q}_i|^2 - \left(\frac{\vec{p}_K \cdot \vec{q}_i}{|\vec{p}_K|} \right)^2}. \quad (5.15)$$

Kapitel 6

Monte-Carlo-Simulation

Die Verwendung von Monte-Carlo-Simulationen hat zwei Gründe: einerseits kann hiermit die Akzeptanz α des untersuchten Zerfalls bestimmt werden, also der Anteil der selektierten Ereignisse von allen generierten Ereignissen; andererseits können die Zerfälle, die als Untergrund in der Analyse verworfen werden müssen, genau untersucht werden. Beispielsweise lassen sich Schnittgrenzen hinsichtlich der Verteilungen von Signal- und Untergrundereignissen optimieren.

Wenn die Wechselwirkungen der Zerfallsprodukte mit dem Detektor gut simuliert werden, kann die Akzeptanz mit einer hohen Statistik an generierten Zerfällen genau bestimmt werden.

Für das NA48-Experiment stehen zwei verschiedene Monte-Carlo-Programme zur Verfügung: Das Programm **NASIM** [Deb96] basiert auf dem **GEANT**-Paket [GEA94], während das Programm **NMC**¹ [Blü91] [Sch96] eine einfachere und daher schnellere Simulation durchführt. Das Programm **NASIM** benutzt ein genaueres Tracking für geladene Teilchen, was in dieser Arbeit nicht so wichtig ist, da nur neutrale Zerfälle untersucht werden. Da eine große Anzahl von Untergrundereignissen generiert werden muss, ist es wichtig, ein schnelles Simulationsprogramm zu benutzen. Daher wird in dieser Arbeit das Programm **NMC** verwendet.

¹New Monte Carlo

6.1 Simulation der Kaonen

Die Kaonen können innerhalb eines frei wählbaren Energie- und Zerfallsbereichs erzeugt werden. Für die Bestimmung ihres Vierervektors wird ein mit geladenen Kaonen gemessenes Produktionsspektrum verwendet [Ath80], welches um einen kleinen Korrekturfaktor ergänzt wird, so dass die Kaonenergie mit der experimentell beobachteten Verteilung übereinstimmt [Hay96]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N}{d_{p_{K^0}} d\Omega} = & \frac{0,4 p_{K^0}^2}{4 p_0} \left[1,30 \cdot \exp \left(-8,5 \cdot \frac{p_{K^0}}{p_0} - 3,0 \cdot p_{K^0}^2 \Theta_{L,S}^2 \right) \right. \\ & \left. + 4,35 \cdot \exp \left(-13,0 \cdot \frac{p_{K^0}}{p_0} - 3,5 \cdot p_{K^0}^2 \Theta_{L,S}^2 \right) \right] \\ & \times \exp(4,2 + 0,053 \cdot p_{K^0}) + 0,016. \end{aligned} \quad (6.1)$$

Hierbei ist p_{K^0} der Kaonimpuls, $p_0 = 450 \text{ GeV}/c$ der primäre Protonimpuls, $\Theta_L = 2,4 \text{ mrad}$ und $\Theta_S = 4,2 \text{ mrad}$ die Produktionswinkel am K_L - bzw. K_S -Target. Die Vertexverteilung ist von der Lebensdauer $\tau_{L,S}$ der Kaonen abhängig, sie wird durch Wichtung des Produktionsspektrums 6.1 mit der Verteilung der Zerfallsvertizes $Z(z)$,

$$Z(z) = \frac{1}{\gamma c \tau_{L,S}} \exp \left(-\frac{z}{\gamma c \tau_{L,S}} \right), \quad (6.2)$$

und anschließender Integration über den gewählten Zerfallsbereich erzeugt.

6.2 Simulation der Zerfälle

Die Impulse der Zerfallsprodukte werden entsprechend einer Phasenraumverteilung generiert und können dann mit dem Matrixelement des Zerfalls gewichtet werden. Die Berechnung der Viererimpulse der Zerfallsprodukte wird im Ruhesystem des Kaons durchgeführt. Nach der Transformation ins Laborsystem wird ihre Flugbahn durch den Detektor simuliert. Dabei werden Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial, welche Photonkonversionen, Bremsstrahlung und Vielfachstreuung verursachen können, berücksichtigt. Dies wird beispielsweise für folgende Detektorkomponenten simuliert:

- Kevlarfenster ($X_0 = 30,4 \text{ cm}$),

- Helium ($X_0 = 397,9 \text{ m}$),
- Driftkammern ($X_0 = 363 \text{ cm}$),
- Aluminium-Fenster ($X_0 = 8,9 \text{ cm}$),
- Hodoskop ($X_0 = 42,4 \text{ cm}$).

Bei Durchflug eines generierten Teilchens durch einen Detektor werden dessen Signale möglichst wirklichkeitsnah simuliert.

Für die Driftkammern geschieht dies durch Berechnung der Driftzeiten vom Ort des Teilchendurchgangs bis zu den Signaldrähten. Die gemessene Ortsauflösung geht ebenfalls in die Simulation ein. Die Magnetablenkung wird durch drei Impulsänderungen an verschiedenen z -Positionen simuliert [Sch96].

Beim elektromagnetischen Kalorimeter werden die Schauer nicht bei jedem Ereignis neu generiert, sondern es wird auf Schauerbibliotheken zurückgegriffen, für die zuvor mit dem **GEANT**-Programm eine große Anzahl vollständiger Schauer simuliert wurden. Obwohl die Verwendung der Schauerbibliotheken die Schnelligkeit des Simulationsprogramms erhöht, ist dieser Teil der Simulation weiterhin der zeitlimitierende Faktor bei der Generation von Zerfällen mit mehreren elektromagnetisch wechselwirkenden Zerfallsprodukten.

Die so generierten Monte-Carlo-Ereignisse werden im selben Format abgespeichert wie die Daten, so dass sie vom selben Rekonstruktionsprogramm rekonstruiert werden können. Sie sind dann ebenfalls im **COMPACT**-Format vorhanden, bei dem eine zusätzliche Struktur die wahren kinematischen Größen enthält.

6.3 Generator

6.3.1 Simulation des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$

Zur Simulation des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ wird zunächst die 3-Körper-Phasenraumverteilung mit Hilfe der CERN-Standardroutine **cms3body** [CER95] generiert. Anschließend wird die Phasenraumverteilung mit Hilfe des von Neumannschen Rückweisungsverfahrens an die Verteilung angepasst, die sich aus dem Matrixelement der Gleichung 2.14 ergibt. Da dieses Matrixelement

die effektive Vektorkopplung a_V enthält, die bestimmt werden soll, wurden die Ereignisse zur späteren Analyse mit hoher Statistik (20 Millionen Ereignisse) nur mit Phasenraumverteilung generiert, so dass sie am Ende der Analyse mit dem Matrixelement gewichtet werden können.

6.3.2 Simulation der Untergrundzerfälle

Der Hauptuntergrund zum untersuchten Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ ist durch den Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ gegeben, der ein um den Faktor 10^5 größeres Verzweigungsverhältnis hat. Auch der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ stellt aufgrund seiner sehr ähnlichen Signatur einen großen Untergrund dar. NMC enthält Generatoren für diese Untergrundkanäle. Für Zerfälle in neutrale Pionen wird der π^0 -Zerfall in $\gamma \gamma$ oder $e e \gamma$ im natürlichen Verhältnis berücksichtigt. Aufgrund der sehr kurzen Lebensdauer der neutralen Pionen ist der Pionvertex identisch mit dem Kaonvertex.

6.4 Simulationsparameter

Zur Akzeptanzbestimmung wurden für die Strahlzeiten 1998 und 1999 insgesamt 30×10^6 $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ -Ereignisse sowie 2×10^6 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Ereignisse mit einer Produktionsasymmetrie (Dilution) von $D = 0.45$ generiert. Sie wird folgendermaßen definiert²:

$$D(p) = \frac{K^0 - \overline{K}^0}{K^0 + \overline{K}^0} \quad (6.3)$$

Obwohl die Dilution impulsabhängig ist [Car90], geht sie in die Monte-Carlo-Simulation nur als Konstante ein. Die Produktionsasymmetrie bestimmt die Größe des Interferenzterms in der zeitabhängigen Rate I der Zerfälle $K \rightarrow 2\pi$:

$$I(t) = S(p) \left\{ e^{t/\tau_S} + |\eta|^2 e^{t/\tau_L} + 2D(p) |\eta| e^{-t/2(1/\tau_S + 1/\tau_L)} \cos(\Delta m t - \Phi) \right\} . \quad (6.4)$$

²Die Dilution ist dadurch zu erklären, dass Strangeness zwar immer paarweise erzeugt wird, die s -Quarks aber im Gegensatz zu den $\bar{s}$ -Quarks, die hauptsächlich Mesonen bilden, mit den u - und d -Quarks im Target noch die Möglichkeit haben, Hadronen zu erzeugen. Daher werden mehr Kaonen ($d\bar{s}$) als Antikaonen ($\bar{d}s$) erzeugt.

Hierbei ist t die Zeit im Kaonruhesystem, $S(p)$ das Produktionsspektrum von $K^0 + \bar{K}^0$, $\tau_{S,L}$ die Lebensdauern von K_S bzw. K_L und $\Delta m = m_{K_L} - m_{K_S}$ ihre Massendifferenz. Je nachdem, ob geladene oder neutrale Zerfälle untersucht werden, entspricht die Amplitude η dem η_{+-} bzw. dem η_{00} und die Phase Φ dem Φ_{+-} bzw. dem Φ_{00} [PDG00]. Aufgrund des Interferenzterms ist die Vertexverteilung bei hohen Kaonenergien nicht mehr flach, so dass mehr Ereignisse bei hohen Energien gesehen werden. Dadurch verändert sich das Energiespektrum, was in der Simulation berücksichtigt werden muss.

Zur Untersuchung des Untergrunds von $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ wurden $2,8 \cdot 10^9$ Zerfälle generiert, bei denen schon während der Generation auf Parameter wie vier Cluster im LKr-Kalorimeter und einen rekonstruierten Maximalvertex von 31 m geschnitten wurde, um die Geschwindigkeit der Generation zu erhöhen und um Plattenplatz zu sparen.

- Generierter Vertexbereich³:

$$-5 \text{ m} \leq z\text{-Vertex} \leq 31 \text{ m}, \quad (6.5)$$

- Generierter Kaonimpulsbereich⁴:

$$50 \text{ GeV}/c \leq p_{K^0} \leq 190 \text{ GeV}/c, \quad (6.6)$$

- Keine Simulation von zufälligen Ereignissen,
- Keine Triggersimulation.

6.5 Vergleich der Monte-Carlo-Simulation mit Daten

Im Folgenden werden die simulierten Ereignisse mit den Daten verglichen. Hierbei werden Ereignisse des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ betrachtet, da sie im Gegensatz zum analysierten Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ untergrundfrei sind. Die Ereignisse wurden nach allen Schnitten untersucht, wobei die Zahl der Monte-Carlo-Ereignisse auf die Anzahl der selektierten Ereignisse in den Daten normiert wurde.

³Der Untergrundkanal $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ wurde von -7 m bis 30 m generiert.

⁴Der Untergrundkanal $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ wurde von 67 GeV/c bis zu 250 GeV/c generiert.

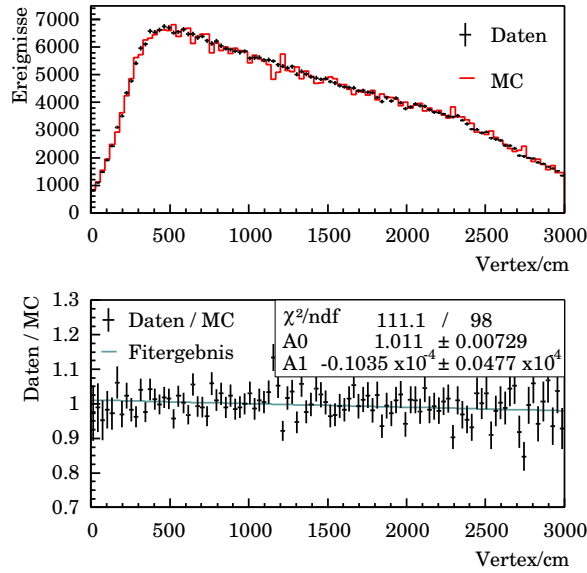


Abbildung 6.1: Vertexverteilung des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ nach allen Schnitten. Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulation.

Abb. 6.1 zeigt die Vertexverteilung. Der χ^2/ndf -Wert des Fits einer Geraden an das Verhältnis von Daten zu Monte-Carlo-Ereignissen ist mit 111/98 gut. Die Gerade hat eine Steigung von -1×10^{-5} , was eine maximale Änderung des Vertizes von 3% bewirkt.

Eine ähnliche Situation ergibt sich für die Verteilung der Gesamtenergie (siehe Abb. 6.2). Hier wird bei Vernachlässigung des ersten Bins ein χ^2/ndf -Wert von 131/97 bei dem Fit einer Geraden an das Verhältnis von Daten zu Monte-Carlo-Ereignissen gemessen. Die Geradensteigung ist mit $-5,3 \times 10^{-4}$ größer als die der Vertexverteilung. Es ergibt sich eine maximale Änderung von 5%. Neben anderen Faktoren liegt eine mögliche Erklärung für die Steigung der Geraden in der Dilution (siehe Kap. 6.4), die in die Monte-Carlo-Simulation nur als Konstante eingeht, in Wirklichkeit aber impulsabhängig ist.

Aus diesen und anderen hier nicht gezeigten Verteilungen kann geschlossen werden, dass die Monte-Carlo-Simulation den Detektor und den Zerfall

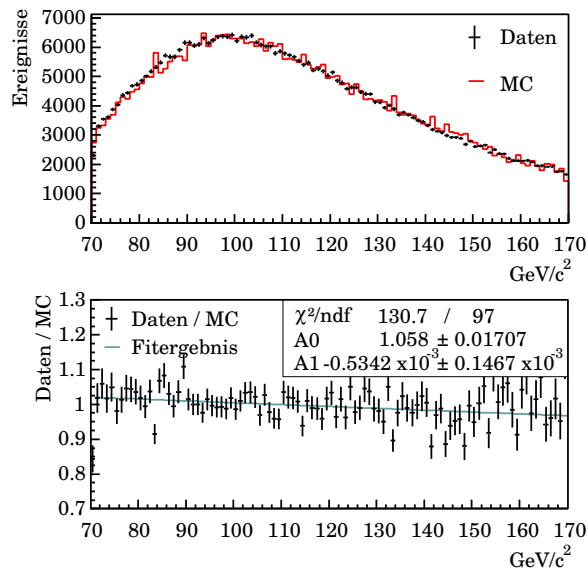


Abbildung 6.2: Energieverteilung des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ nach allen Schnitten. Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulation.

$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ hinreichend gut beschreibt. Da der untersuchte Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ die gleiche Topologie aufweist, heben sich die meisten Ungenauigkeiten bei der Berechnung des Verzweigungsverhältnisses heraus.

Kapitel 7

Ereignisauswahl

Der gesuchte Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ wird wie sein Normierungskanal $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ von den restlichen Zerfällen durch mehrere Auswahlkriterien getrennt. Hier wird zwischen Kriterien, die zur Selektion guter Ereignisse beitragen, und den Schnitten zur Reduktion des Untergrundes unterschieden. Zum ersten Typ zählt beispielsweise der Schnitt auf die Energie im Kalorimeter, welche auf einen Bereich beschränkt wird, in dem die Energie sehr gut gemessen werden kann. Zur Untergrundreduktion werden Schnitte angewandt, die auch Signalereignisse verwerfen. Dies ist insbesondere beim untersuchten Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ das Problem, für den der Kanal $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ aufgrund seines um den Faktor 10^5 größeren Verzweungsverhältnisses einen beträchtlichen Untergrund darstellt, der nur durch sehr harte Schnitte verworfen werden kann.

7.1 Vorselektion durch den Level 3-Filter

Die vom Level 3-Trigger selektierten Ereignisse sind durch Filterbits gekennzeichnet. So können die durch das entsprechende Filterbit als $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ gekennzeichneten Daten zusammen mit selektierten $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Ereignissen für eine schnellere Bearbeitung während der Analyse herausgeschrieben werden. Im Level 3-Filter werden folgende Auswahlkriterien angewandt (vergleiche Tab. 4.3):

- Im elektromagnetischen Kalorimeter müssen vier Schauer innerhalb von 12,5 ns von der mittleren Ereigniszeit detektiert werden.

- Falls mehr als vier Schauer vorhanden sind, müssen diese überzähligen Schauer mehr als 3 ns von der mittleren Ereigniszeit entfernt sein.
- Der Energieschwerpunkt muss weniger als 10 cm von der Strahlachse entfernt sein.
- Die Lebensdauer muss kleiner als 5 K_S -Lebensdauern sein.
- Der neutrale Vertex darf maximal 31 m betragen.
- Die beste Kombination der Diphotonmassen muss zwischen $125 \text{ MeV}/c^2$ und $145 \text{ MeV}/c^2$ liegen, die Masse der beiden übriggebliebenen Photonen darf nicht innerhalb von $130 \text{ MeV}/c^2$ und $140 \text{ MeV}/c^2$ liegen, wodurch Untergrund durch den ca. 600 mal häufigeren Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ verworfen wird.
- Die Ereignisse $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ müssen ein $\chi^2_{2\pi^0}$ von weniger als 135 haben.

Unter anderem werden diese Selektionskriterien auch in der Analyse angewandt. Allerdings sind sie dort härter als in dem Filter, da zu dem Zeitpunkt der Analyse eine leicht verbesserte Energiekalibration zur Verfügung stand als zu dem Zeitpunkt, an dem der Level 3-Filter die Ereignisse selektiert hat.

7.2 Gemeinsame Selektionskriterien für Signal- und Normierungskanal

Abgesehen von der invarianten Diphotonmasse unterscheiden sich der Signalkanal $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ und der Normierungskanal $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ nicht. Um systematische Fehler zu vermeiden, ist es sinnvoll, so weit wie möglich die gleichen Schnitte in Signal- und Normierungskanal anzuwenden. Systematische Fehler können entstehen, wenn die Monte-Carlo-Simulation, mit der die Akzeptanz bestimmt wird, das Experiment nicht perfekt beschreibt. Werden die kritischen Schnitte jedoch in beiden Kanälen gemacht, so heben sich die Fehler in erster Ordnung auf.

Zur Akzeptanzbestimmung werden die Monte-Carlo-Ereignisse bis auf wenige Ausnahmen genauso selektiert wie die Daten. Die Akzeptanz berechnet sich aus der Anzahl der rekonstruierten und am Ende der Analyse selektierten Ereignisse, die auf die Anzahl der wahren Ereignisse innerhalb des gewählten Energie- und Vertexbereichs normiert werden.

7.2.1 Schnitte zur Verwerfung fehlerhafter Daten

Die im Folgenden beschriebenen Schnitte werden nur auf die Daten angewandt, da die beschriebenen Fehler in der Simulation nicht auftreten.

Doppeltrigger

Viele Ereignisse erfüllen mehrere Triggerbedingungen gleichzeitig. In seltenen Fällen kann dann im Triggersystem ein Fehler auftreten, der dazu führt, dass ein Ereignis mehrfach in den Daten zu finden ist. Diese Ereignisse sind leicht zu erkennen, da sie dieselbe bzw. eine um einen Taktzyklus (25 ns) verschobene Ereigniszeit besitzen. Daher müssen Ereignisse immer mindestens zwei Taktzyklen auseinanderliegen, um Doppeltrigger zu verhindern.

Detektorprobleme

Es kann vorkommen, dass ein oder mehrere Detektoren fehlerhafte oder gar keine Signale liefern. Bursts, in denen bei einem für diese Analyse wichtigen Detektor ein Problem auftrat, werden vollständig verworfen. Die relevanten Detektoren sind neben dem Tagger die Driftkammern, das LKr-Kalorimeter, das neutrale Hodoskop und die AKL-Antizähler.

7.2.2 Schnitte zur Ereignisselektion

Im Folgenden werden die Schnitte zur Ereignisselektion beschrieben. Die verwendeten Variablen wurden in Kapitel 5.3 vorgestellt. In den Abbildungen werden jeweils alle Schnitte bis auf den jeweils betrachteten Schnitt angewandt. Die durch den Schnitt verworfenen Bereiche sind schraffiert dargestellt.

Energie- und Vertexbereich

Die Gesamtenergie der vier untersuchten Schauer muss zwischen 70 GeV und 170 GeV liegen, da die Vorselektion des Normierungskanals $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ nur Ereignisse in diesem Energiebereich berücksichtigt. Der Beginn der Zerfallsregion wird durch das K_S -Target definiert, welches sich per definitionem bei

0 m befindet. Da der Level 3-Filter auf einen Maximalvertex von 31 m schneidet, wird in der Analyse auf den kleineren Bereich von 30 m geschnitten. Für die Untersuchung von K_S -Zerfällen beginnt der akzeptierte Zerfallsbereich hinter dem AKS-Zähler, der sich bei $z = 6,07$ m direkt hinter den K_S -Kollimatoren befindet. Zur Untergrundbestimmung wird ein spezieller Hochintensitäts- K_S -Run untersucht. Hier muss in der Simulation auf den wahren Vertex bei 6,07 m geschnitten werden, da der Antizähler, der im Experiment den Beginn der Zerfallsregion definiert, nicht simuliert wird. Der Vertexbereich ist in Abb. 7.1 für Daten und Monte-Carlo-Simulation dargestellt.

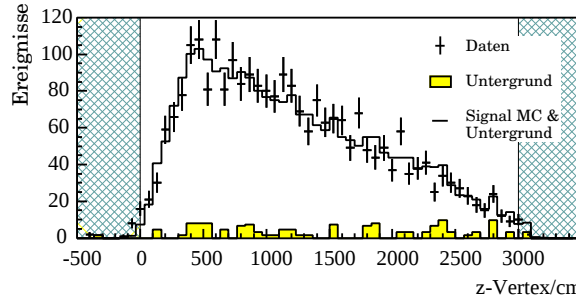


Abbildung 7.1: Vertexverteilung für Daten und Monte-Carlo-Simulation. Die schraffierten Bereiche werden verworfen.

Spuren in den Driftkammern

Da im Rahmen dieser Arbeit nur neutrale Zerfälle untersucht werden, können alle Ereignisse mit Spuren in den Driftkammern sofort verworfen werden.

Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter

Da sich sowohl im Signal- als auch im Normierungskanal vier Photonen befinden, werden vier Schauer im LKr-Kalorimeter gefordert, die einen maximalen Zeitabstand von 3 ns voneinander haben. Weitere Schauer sind erlaubt, wenn sie mehr als 3 ns von der mittleren Ereigniszeit entfernt sind oder eine

Maximalenergie von 1,5 GeV besitzen. Alle Schauer müssen innerhalb der Ereigniszeit von 135 ns bis 195 ns liegen, da diese Vorselektion schon im Level 3-Filter für den Normierungskanal gemacht wird. Der mit der Schauerenergie gewichtete Mittelwert der vier Ereigniszeiten wird als mittlere Ereigniszeit definiert.

Geometrische Schnitte

Die Auflösung des LKr-Kalorimeters kann nur hinreichend gut sein, wenn die Schauer vollständig innerhalb des sensitiven Volumens liegen. Ein Teil des Schauers kann zur Strahlröhre hin, nach außen, oder in einer toten Zelle verloren gehen. Deshalb werden nur Ereignisse akzeptiert, deren Schauer alle innerhalb des sensitiven Volumens liegen. Sie müssen

- einen Abstand von mindestens 15 cm von der Strahlachse haben,
- innerhalb eines Achtecks mit 120 cm Innenradius liegen,
- und von den toten Zellen mindestens 2 cm Abstand haben.

Abb. 7.2 zeigt die Verteilung der Schauerpositionen und die Grenzen des akzeptierten Volumens für die Daten. Tote Zellen entstehen bei defekter Ausleselektronik des Kalorimeters, welche im Normalfall schnell ausgetauscht wird. Deshalb sind keine Löcher in der xy -Verteilung der Schauer zu sehen.

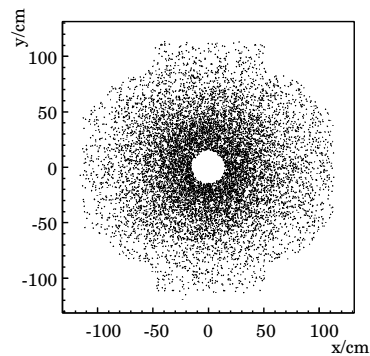


Abbildung 7.2: Akzeptiertes LKr-Kalorimetervolumen 1998 und 1999.

Clusterenergie

Da die relative Energieauflösung des Kalorimeters nach Gleichung 3.1 mit fallender Clusterenergie abnimmt, ist die LKr-Clusterrekonstruktion unterhalb von 2 GeV schlecht. Falls die Maximalenergie 100 GeV übersteigt, besteht die Gefahr, dass die Ausleseelektronik des zentralen Streifens in die Sättigung geht. Daher werden nur Ereignisse mit Clustern, die eine Energie zwischen 2 GeV und 100 GeV haben, selektiert.

Clusterabstand

Um eine hinreichend gute Energieauflösung zu gewährleisten, müssen die Schauer durch das Rekonstruktionsprogramm gut voneinander getrennt werden. Dies ist bei einem Abstand von 10 cm der Fall. Dieser Wert ist der geforderte Mindestabstand zwischen zwei Schauern.

Lebensdauer

Der Level 3-Filter schneidet auf eine maximale Lebensdauer von 5 K_S -Lebensdauern, der neutrale Trigger auf 4,5 K_S -Lebensdauern. Deshalb wird in dieser Analyse ebenfalls auf 4,5 K_S -Lebensdauern geschnitten.

7.2.3 Untergrundunterdrückung

Die beiden Zerfälle $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ und $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ stellen bei Missrekonstruktion den größten Untergrund dar, da sie wesentlich größere Verzweungsverhältnisse haben als der untersuchte Zerfall (siehe Tab. 7.1):

Zerfall	Verzweigungs- verhältnis [PDG00]	Relative Häufigkeit im Vergleich zu $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$(9, 27 \pm 0, 19) \times 10^{-4}$	600
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	$(21, 13 \pm 0, 27)\%$	100.000

Tabelle 7.1: Untergrundkanäle zu $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$

Schnitt auf die Driftkammer-Clusterzeit

Bei Untergrundzerfällen mit Konversion eines Photons in zwei Elektronen können häufig keine Spuren in den Driftkammern rekonstruiert werden, obwohl einzelne Cluster in einer oder mehreren Kammern vorhanden sind. Wie die Monte-Carlo-Simulation zeigt, können keine Signalereignisse gefunden werden, wenn die Konversion vor dem Magneten stattfindet, da durch diesen das Elektron-Positron-Paar getrennt wird. In diesem Fall werden Cluster in Kammer 1,2 oder 3 nachgewiesen. Wenn die Konversion erst nach dem Magneten stattfindet, sind Elektron und Positron so dicht beisammen, dass sie im LKr-Kalorimeter als ein Teilchen gesehen werden. Sie können daher als gutes Ereignis klassifiziert werden, obwohl Cluster in der Kammer 4 auftreten. Da Ereignisse mit Clustern in den Kammern 1 bis 3 in jedem Fall Untergrundereignisse sind, werden sie bei einem Zeitabstand von weniger als 20 ns von der Ereigniszeit verworfen (siehe Abb. 7.3).

Der Hauptuntergrund, der durch diesen Schnitt verworfen wird, ist der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$, bei dem ein Pion direkt in ein Photon und zwei Elektronen zerfällt (Dalitz-Zerfall) oder ein Photon später konvertiert, mit einem nicht nachgewiesenen Elektron oder Photon. Möglich ist auch der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$, ebenfalls mit einem Dalitz-Zerfall bzw. Photon-Konversion, bei dem insgesamt drei Teilchen nicht nachgewiesen werden. Der Verlust von gleich drei Teilchen ist zwar seltener, dafür muss berücksichtigt werden, dass der Zerfall wesentlich häufiger stattfindet (siehe Tab. 7.1).

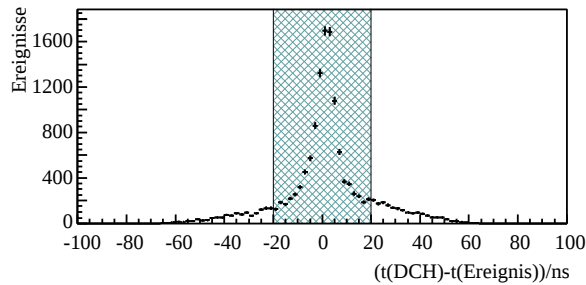


Abbildung 7.3: Differenz zwischen Driftkammer-Clusterzeit (Kammer 1-3) und Ereigniszeit für die Daten. Es wird bei ± 20 ns geschnitten.

Schnitt auf die Zeit im Tagging-Detektor

Aufgrund der simultanen K_L - und K_S -Strahlen können K_S -Zerfälle einen Untergrund zu den untersuchten K_L -Zerfällen darstellen, beispielsweise den Zerfall $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Um diesen und andere K_S -Zerfälle zu verwerfen, wird auf die minimale Zeitdifferenz zwischen Tagger- und mittlerer Ereigniszeit geschnitten, sie muss mindestens 2 ns betragen (siehe Abb. 7.4). Durch diesen Schnitt werden aufgrund von zufälligen Koinzidenzen („Dilution“) auch ca. 11 % aller K_L -Zerfälle verworfen [Dos00].

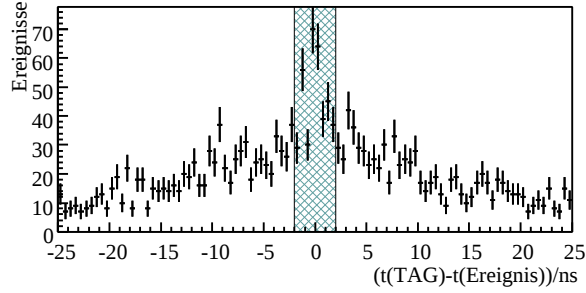


Abbildung 7.4: Differenz zwischen Tagger- und Ereigniszeit für die Daten.

Energieschwerpunkt

Für gut rekonstruierte Ereignisse liegt der Energieschwerpunkt ($\vec{r}_{COG}$) an der Stelle, wo das Kaon das Kalorimeter getroffen hätte, wenn es nicht zerfallen wäre. Für die untersuchten Zerfälle liegt der Schwerpunkt innerhalb eines Radius von 4 cm um die Strahlachse. Falls ein oder mehrere Zerfallsprodukte das Kalorimeter nicht treffen oder ein zweites zufälliges Ereignis zur gleichen Zeit stattfindet, kann der Schwerpunkt verschoben sein. Dies ist allerdings nicht der Fall, wenn die Teilchen durch die Strahlröhre am Kalorimeter vorbeifliegen. Wie Abb. 7.5 zeigt, kann der Untergrund des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ mit ein oder zwei nicht nachgewiesenen Photonen teilweise unterdrückt werden.

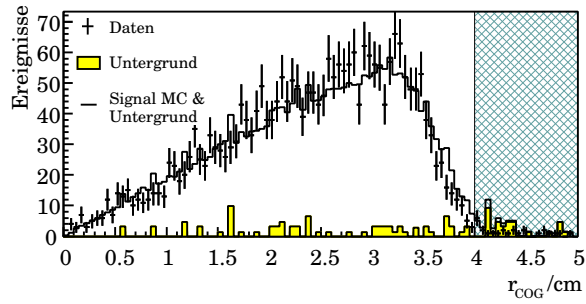


Abbildung 7.5: Position des Energieschwerpunktes für die Daten im Vergleich mit der Signal-Monte-Carlo-Simulation und dem Untergrund aus $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ und $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

Schnitt auf die K_L -Antizähler

Wenn Photonen einen so großen Transversalimpuls haben, dass sie außerhalb der sensitiven Fläche des Kalorimeters vorbeifliegen, sollten sie von mindestens einem der sieben Antizählerringe (AKL) detektiert werden. Ereignisse mit einer maximalen Zeitdifferenz von 3 ns zwischen der AKL-Zeit und der mittleren Ereigniszeit werden verworfen (siehe Abb. 7.6).

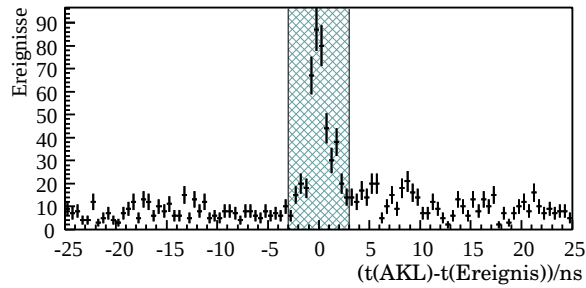
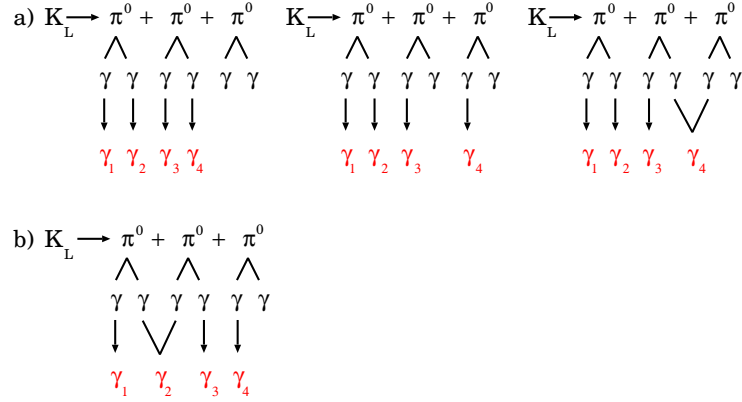


Abbildung 7.6: Differenz zwischen AKL- und mittlerer Ereigniszeit für die Daten. Ereignisse mit einer Zeitdifferenz von weniger als 3 ns werden verworfen.

Spezielle Schnitte zur Unterdrückung des dominierenden Untergrundkanals $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$

Man kann zwischen verschiedenen Szenarien unterscheiden, bei denen ein Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ als gutes $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ -Signal missidentifiziert wird. Dies geschieht, wenn ein oder zwei Photonen das Kalorimeter nicht erreichen oder dort überlappen (siehe Abb. 7.7).

Ereignisse mit Photonverlust



Ereignisse ohne Photonverlust

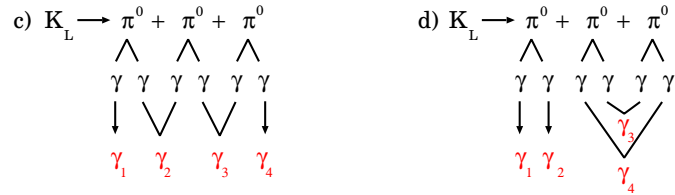


Abbildung 7.7: Szenarien für mögliche Missidentifikation des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ als Signal.

Wenn Photonen durch die Strahlröhre entkommen, eine tote Zelle treffen oder aufgrund ihres großen Transversalimpulses außerhalb des aktiven Volumens am Kalorimeter vorbeifliegen, wird nicht die gesamte Energie des Kaons gemessen. Dadurch verschiebt sich der rekonstruierte Vertex zu größeren Werten in Richtung des Kalorimeters (Abb. 7.7 a und b). Deshalb wird in der Vorselektion durch den Level3-Filter auf kleine Vertizes geschnitten. Da dieser Schnitt noch nicht ausreichend ist, werden in der Analyse speziell rekonstruierte Pionvertizes verwendet. Schwieriger ist der Untergrund mit zwei überlappenden Photonen zu unterdrücken, da die gesamte Energie im Kalorimeter deponiert wird (Abb. 7.7 c und d). Hier ist ein Schnitt auf die Schauerbreite wirksam. Diese Schnitte werden im Folgenden näher erläutert.

Schnitt auf den speziellen Pionvertex

Bei einem Teil des Untergrunds (Abb. 7.7 a) kann ein gutes Pion und sein Vertex rekonstruiert werden. Für Signalereignisse ist auch der Kaonvertex richtig und an der gleichen Stelle rekonstruiert. Aufgrund fehlender Energie durch Verlust von ein oder zwei Photonen wird beim Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ der Kaonvertex zu nah am Kalorimeter rekonstruiert. Wie aus Abb. 7.8 zu entnehmen ist, beträgt die Differenz zwischen falsch rekonstruiertem und wahren Vertex mindestens 6 m. Daher werden sämtliche Photonkombinationen berechnet, deren spezieller Pionvertex mindestens 6 m kleiner als der Kaonvertex ist.

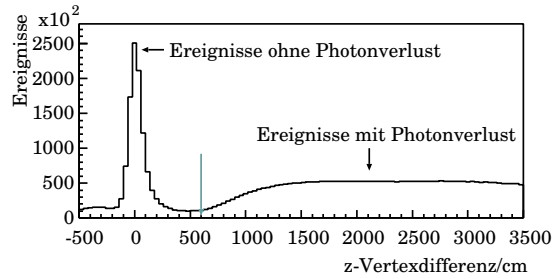


Abbildung 7.8: Differenz zwischen rekonstruiertem und wahren Vertex für $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Ereignisse.

Der Pionvertex wird mit Hilfe der Schauerenergien $E_{i,j}$ und dem Abstand der Schauer d_{ij} bestimmt:

$$z_\pi = z_{LKR} - \frac{1}{m_\pi} \sqrt{E_i E_j d_{ij}^2} ; \quad z_\pi < z_K - 6 \text{ m} ; \quad i, j = 1, \dots, 4. \quad (7.1)$$

Aus diesen Kombinationen wird diejenige mit dem größten speziellen Pionvertex ausgewählt ($\max(z_\pi)$). Ereignisse mit $\max(z_\pi) > -5 \text{ m}$ werden verworfen (siehe Abb. 7.9).

Durch diesen Schnitt wird nicht wie üblich das Signal selektiert und der das Signal umgebende Untergrund verworfen, sondern es wird gezielt nach der Signatur des Untergrunds gesucht, der dann verworfen werden kann. So ergibt sich für $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ in ca. 92 % der Fälle ein unphysikalisches Ergebnis mit Vertizes, die sich im negativen Bereich weit vor den letzten strahldefinierenden Kollimatoren befinden. Für die Untergrundereignisse dagegen werden physikalisch sinnvolle Vertizes rekonstruiert, die dann verworfen werden können.

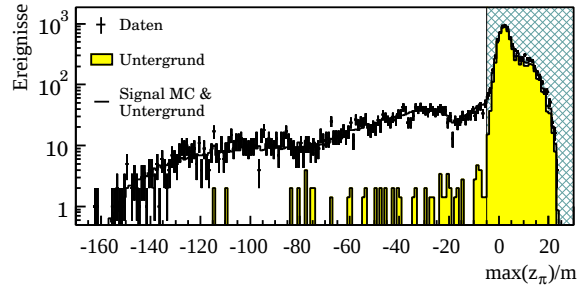


Abbildung 7.9: Maximaler spezieller Pionvertex $\max(z_\pi)$ für Signal und Untergrundsimulation im Vergleich mit den Daten.

Schnitt auf den speziellen Vertex zweier Pionen

Der Vertex kann auch für zwei Pionen bestimmt werden, von denen zwei Photonen im Kalorimeter überlappen (Abb. 7.7 b, Schauer 1-3). Genau wie im vorher beschriebenen Fall wird auch hier der Kaonvertex aufgrund fehlender Energie mindestens 6 m zu nah am Kalorimeter rekonstruiert. In diesem

Fall muss die invariante Masse der drei untersuchten Schauer im Kalorimeter kleiner sein als die Differenz von Kaon- und Pionmasse, da ein Pion nicht in die Berechnung der invarianten Masse eingeht. Der spezielle Vertex zweier Pionen wird folgendermaßen berechnet:

$$z_{\pi\pi} = z_{LKR} - \frac{1}{m_\pi} \sqrt{\frac{E_i E_j E_k \cdot d_{ij}^2 d_{jk}^2}{E_i d_{ij}^2 + E_j d_{jk}^2}} ; \quad i, j, k = 1, \dots, 4 ; \quad (7.2)$$

$$z_{\pi\pi} < z_K - 6 \text{ m} \quad \text{und} \quad m_{3\gamma} < m_K - m_\pi .$$

Dabei ist d_{ij} der Abstand zwischen den Schauern i und j und E_K ist per definitionem das Energiecluster, das aus zwei überlappenden Schauern E'_i und E'_j besteht.

Gleichung 7.2 kann unter der Annahme hergeleitet werden, dass beide Pionen aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer den gleichen Zerfallsvertex z haben:

$$\frac{1}{m_{\pi^0}} \sqrt{E_i E'_i d_{ik}^2} = z = \frac{1}{m_{\pi^0}} \sqrt{E_j E'_j d_{jk}^2} . \quad (7.3)$$

Die Relation $E_k = E'_i + E'_j$ und Gleichung 7.3 bilden ein Gleichungssystem mit zwei Unbekannten, das nach z aufgelöst werden kann, um Gleichung 7.2 zu erhalten.

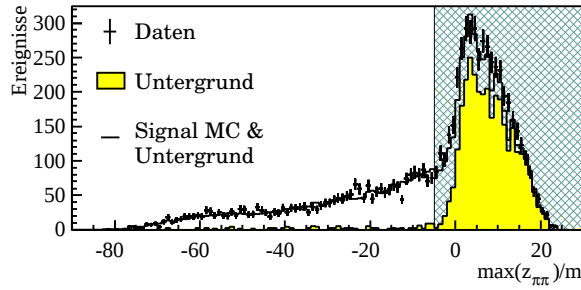


Abbildung 7.10: Spezieller Vertex von zwei Pionen $\max(z_{\pi\pi})$ für Signal und Untergrundsimulation im Vergleich mit den Daten.

Es werden alle Schauerkombinationen gebildet, deren Vertex mindestens 6 m kleiner als der Kaonvertex ist und deren invariante Masse die Differenz von Kaon- und Pionmasse von $362 \text{ MeV}/c^2$ nicht überschreitet. Hiervon wird die Kombination mit dem größten Vertex gewählt ($\max(z_{\pi\pi})$, siehe Abb. 7.10).

Schauerbreite

Der $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Untergrund kann in dem Fall, dass ein Pion richtig rekonstruiert werden kann und die Photonen der übrigen beiden Pionen überlappen (Abb. 7.7 c), vom Signal nur durch einen Schnitt auf die in diesem Fall größere Schauerbreite verworfen werden. Die Schauer sind für niedrige Energien breiter als für hohe. Daher werden sowohl Daten als auch Monte-Carlo-Ereignisse getrennt voneinander folgendermaßen behandelt: Zunächst wird für $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Ereignisse¹ in Energiebins von 10 GeV Breite der Mittelwert der Schauerbreite bestimmt. In denselben Bins wird an jede Schauerbreitenverteilung eine Gaußkurve gefittet, deren Auflösung aufgenommen wird. Trägt man diese Auflösung gegen den mittleren Energiewert des dazugehörigen Bins auf, so erhält man durch einen Fit an die Punkte eine Auflösungsfunktion, die von der Energie abhängig ist.

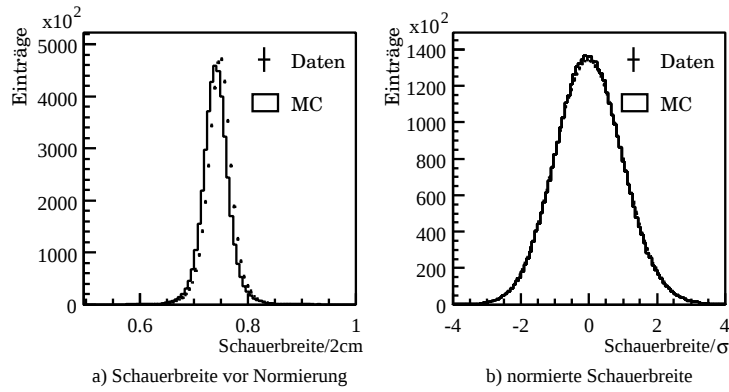


Abbildung 7.11: Maximale Schauerbreite für $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Ereignisse (Daten und Monte-Carlo-Simulation) (a) vor und (b) nach der energieabhängigen Anpassung auf eine Breite von 1.

Die Differenz aus Schauerbreite und mittlerer Schauerbreite, gewichtet mit der Auflösungsfunktion, ist für Ereignisse ohne Schauerüberlapp normalverteilt, d. h. sie bildet eine Gausverteilung mit einer Standardabweichung von

¹Bei $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Ereignissen wird davon ausgegangen, dass kein Schauerüberlapp stattgefunden hat, da beide Pionen rekonstruiert werden konnten.

eins. In Abb. 7.11 sind $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Ereignisse (Daten und Monte-Carlo-Simulation) vor und nach der Anpassung gezeigt. Man sieht deutlich die bessere Übereinstimmung nach der Anpassung.

Abb. 7.12 zeigt die maximale Schauerbreite im Vergleich von Daten mit den Monte-Carlo-Simulationen für das Signal und den Untergrundkanal $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ nach allen anderen Schnitten. Man erkennt deutlich, dass Signal und Untergrundkanal fast vollständig voneinander getrennt sind.

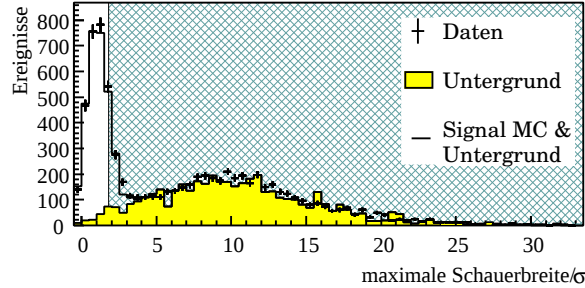


Abbildung 7.12: Maximale Schauerbreite für Signal- und Untergrundsimulation ($K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$) im Vergleich mit den Daten.

Es wird davon ausgegangen, dass Ereignisse mit Schauerüberlapp hauptsächlich einen Untergrund darstellen, wenn der Überlapp bei den beiden Schauern passiert, die als direkt entstandene Photonen von $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ identifiziert werden. Hier wird auf eine maximale Schauerbreite von $1,8\sigma$ geschnitten. Wird für die beiden anderen Photonen, die als vom Pion stammend identifiziert werden, eine gute Pionmasse rekonstruiert, so kann davon ausgegangen werden, dass kein Schauerüberlapp stattgefunden hat. Daher wird der Schnitt auf diese beiden Schauerbreiten nur bei einer Überschreitung von 3σ angewandt.

Schnitt auf die dritte Pionmasse

Wenn zweimal zwei Schauer überlappen und dadurch kein Pion richtig rekonstruiert werden kann (Abb. 7.7 d), kann der Untergrund dann als Signalereignis missidentifiziert werden, wenn zufällig eine invariante Masse rekonstruiert

wird, die der Pionmasse entspricht. Hier ist der Schnitt auf die Schauerbreite weniger effizient, da nicht bei allen vier Schauern auf die Breite von $1,8 \sigma$ geschnitten wird. Allerdings ist ein Pion quasi in den überlappenden Schauern versteckt. Hier kann die invariante Masse des dritten (versteckten) Pions folgendermaßen berechnet werden:

$$m_{\pi_3^0} = (m_{ij} - m_{\pi^0}) + (m_{kl} - m_{\pi^0}) \quad ; \quad i, j, k, l = 1, \dots, 4. \quad (7.4)$$

Für die Untergrundereignisse findet man einen deutlichen Peak bei der Pionmasse, während für Signalereignisse ein charakteristischer Peak bei der halben Pionmasse zu sehen ist. Ereignisse, bei denen diese dritte Pionmasse zwischen $125 \text{ MeV}/c^2$ und $145 \text{ MeV}/c^2$ liegt, werden verworfen (siehe Abb. 7.13).

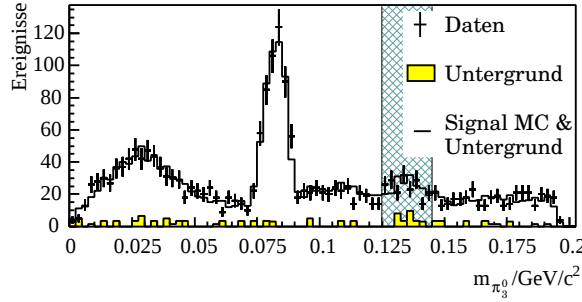


Abbildung 7.13: Dritte versteckte Pionmasse bei zwei Schauerüberlapps für Signal- und Untergrundsimulation ($K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$) im Vergleich mit den Daten.

Bis zu diesem Punkt werden Signal- und Normierungskanal gleich selektiert. Die angewandten Schnitte sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst.

7.3 $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ -Ereignisauswahl

Um zwischen $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ und $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ zu unterscheiden, wird das $\chi^2_{2\pi^0}$ für $2\pi^0$ -Zerfälle betrachtet. Um $2\pi^0$ -Zerfälle zu verwerfen, wird auf ein $\chi^2_{2\pi^0}$ von mehr als 300 geschnitten. Allerdings können $\pi^0 \pi_D^0$ -Zerfälle oder Zerfälle

Schnitt	Daten 1998 und 1999	Monte Carlo	
		$K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ Phasenraum	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$
MC-Ereignisse im akz. E.- u. V.-ber. (wahr)	–	11.672.502	991.843
MC-Ereignisse im akz. E.- u. V.-ber. (rek.)	–	5.266.762	473.934
Daten nach Level 3-Filter	24.277.442	4.734.875	467.468
Neutraler ε'/ε -Trigger	24.277.440	–	–
$\Delta t \geq 2$ Taktzyklen	24.258.665	–	–
Keine Spuren	22.959.298	4.641.398	452.318
$4 \leq N_{Cl.} \leq 19$	22.957.992	4.641.398	452.318
$\tau < 4,5 \tau_{K_S}$	21.848.881	4.386.689	394.988
4 Kand. mit $\Delta t < 3$ ns	13.016.728	4.362.138	421.237
Clusterabstand < 10 cm	11.911.120	3.982.250	359.811
$2 \text{ GeV} \leq E_{Cl.} \leq 100 \text{ GeV}$	11.326.350	3.863.996	342.216
Geom. Schnitte	9.154.701	2.749.946	243.783
$70 \text{ GeV} \leq E_{ges} \leq 170 \text{ GeV}$	8.428.131	2.525.859	220.862
DCH-Zeit: $\Delta t_{Cl.} > 20$ ns	6.014.338	2.435.299	210.104
Tagger-Zeit: $\Delta t > 2$ ns	4.020.687	–	–
AKL-Zeit: $\Delta t > 3$ ns	2.667.409	2.435.499	210.104
$0 \text{ m} < \text{Kaonvertex} < 30 \text{ m}$	2.494.043	2.389.732	205.399
$r_{COG} \leq 4 \text{ cm}$	2.015.924	2.366.441	203.455
Pionvertex: $\max(z_\pi) < -5 \text{ m}$	1.100.673	1.641.903	156.891
Dipionvertex: $\max(z_{\pi\pi}) < -5 \text{ m}$	791.974	1.116.640	121.463
$\text{RMS}_{max}^{\gamma\gamma} < 1,8 \sigma$	641.317	932.822	100.792
$\text{RMS}_{max}^{\pi^0} < 3,0 \sigma$	631.554	917.769	99.339

Tabelle 7.2: Gemeinsame Schnitte für $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ und $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Angegeben ist jeweils die verbleibende Zahl von Ereignissen nach dem entsprechenden Schnitt.

mit einer Photonkonversion und einem verlorenen Elektron oder Photon diese Selektion überleben, da dann die zweite Pionmasse nicht richtig rekonstruiert werden kann.

Der Untergrund von $K \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Zerfällen kann besonders gut mit Hilfe eines K_S -Hochintensitätsruns ($K_S\text{HI}$) bestimmt werden, da hier kein $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ -

Signal vorhanden ist und aufgrund des wesentlich höheren Verzweigungsverhältnisses von $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ eine größere Anzahl von $2\pi^0$ -Zerfällen erzeugt wird. Der K_S HI-Run fand vier Tage während der Datennahme im Jahr 1999 statt, von denen etwa die Hälfte der Zeit ein Trigger auf neutrale Zerfälle aktiviert war, der die für diese Analyse wichtigen Zerfälle ausgewählt hat. In dieser Zeit fanden ca. 50 Millionen K_S -Zerfälle und damit ca. 15 Millionen $2\pi^0$ -Zerfälle statt, was 64% der Gesamtzahl der $2\pi^0$ -Zerfälle in den untersuchten Strahlzeiten 1998 und 1999 entspricht.

Schnitt auf den Transversalimpuls

Wird ein Elektron als eins der beiden direkten Photonen missidentifiziert, so hat es einen sehr kleinen Transversalimpuls p_T . Deshalb müssen die direkten Photonen der Signalereignisse einen Mindesttransversalimpuls von $0.045 \text{ GeV}/c$ besitzen. In dem Diagramm der Signalereignisse kann man deutlich die falsch rekonstruierte Pionmasse bei niedrigen Transversalimpulsen sehen, die in der Monte-Carlo-Simulation nicht vorhanden ist und im K_S HI-Run besonders auffällt (siehe Abb. 7.14).

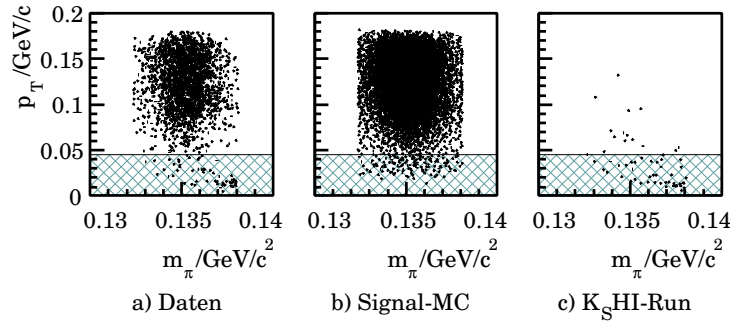


Abbildung 7.14: Transversalimpuls gegen die invariante Pionmasse aufgetragen für (a) Daten, (b) Signal-Monte-Carlo und (c) den Untergrund aus $2\pi^0$ -Zerfällen, der aus dem K_S HI-Run bestimmt wird.

Schnitt auf die invarianten Massen

Die invariante Masse m_π der beiden Photonen, die als vom Pion stammend identifiziert werden, muss für das Signal zwischen $132 \text{ MeV}/c^2$ und $138 \text{ MeV}/c^2$ liegen. Bei einer Auflösung von $1 \text{ MeV}/c^2$ entspricht dies drei Standardabweichungen. Die Seitenbänder zur Untergrundabschätzung liegen im Bereich von $127\text{-}130 \text{ MeV}/c^2$ und $140\text{-}143 \text{ MeV}/c^2$. Aus der invarianten Masse $m_{\gamma\gamma}$ der beiden Photonen, die direkt entstanden sind, wird der Bereich um die Pionmasse ($110\text{-}150 \text{ MeV}/c^2$) verworfen. Hier wird in einem breiten Fenster geschnitten, um auch Ereignisse zu verwerfen, bei denen die zweite Pionmasse aufgrund fehlender Energie nicht richtig rekonstruiert wird.

Schnitt in der „zweitbesten“ Pionmasse

Es ist möglich, dass die beiden Photonen, deren invariante Masse am besten mit der Pionmasse verträglich ist, nicht vom wahren Pion stammen. Im Normalfall findet sich hier noch eine zweite Photon-Photon-Kombination ($m_{\pi_2^0}$, $m_{\gamma\gamma_2}$), deren invariante Masse in der Nähe der Pionmasse liegt. Wird hier die falsche Photonkombination gewählt, so ist die invariante Masse der übrigen beiden Photonen falsch bestimmt.

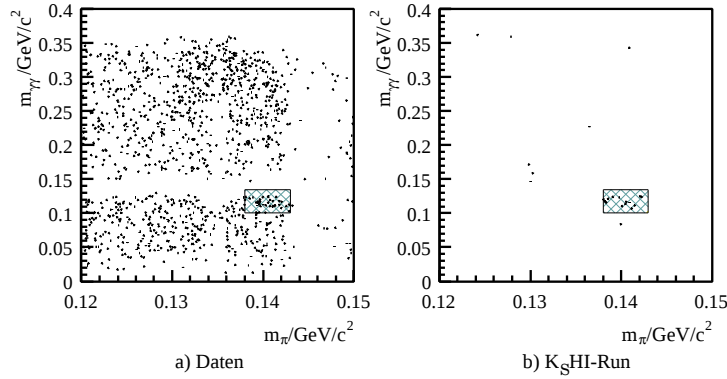


Abbildung 7.15: Invariante Massen für die Photonkombination mit der zweitbesten Pionmasse (a) für Kandidaten und (b) den Untergrund aus $2\pi^0$ -Zerfällen (bestimmt aus dem K_S HI-Run).

Bei der Betrachtung der zweitbesten Pionmasse im Vergleich mit der dazu passenden invarianten Diphotonmasse fällt für den Untergrund, der mit Hilfe des K_S HI-Runs bestimmt wird, ein Bereich in der Nähe der beiden Pionmassen auf, in dem eine Anhäufung der Ereignisse vorhanden ist. Folgender Bereich wird herausgeschnitten (siehe Abb. 7.15):

$$138 \text{ MeV}/c^2 < m_{\pi_2^0} < 143 \text{ MeV}/c^2 \text{ und}$$

$$100 \text{ MeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma_2} < 135 \text{ MeV}/c^2 .$$

Bei diesen Ereignissen handelt es sich um Dalitzzerfälle oder Zerfälle mit einer Photonkonversion, bei denen ein Elektron oder Photon nicht nachgewiesen wurde. Aufgrund dieses Energieverlustes werden beide Pionmassen falsch rekonstruiert. Daher wird asymmetrisch um die Pionmasse geschnitten.

Mit den bisher beschriebenen Selektionskriterien wird das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ bestimmt.

7.4 Selektion der Ereignisse für den Fit

In dem Fit zur Bestimmung des Parameters der effektiven Vektorkopplung (siehe Kap. 8.1) werden die invariante Diphotonmasse der beiden direkten Photonen und die Differenz ihrer Energien im Kaonruhesystem betrachtet. Hierfür ist es wichtig, die richtige Photonkombination zu verwenden. Der Anteil der Fehlrekonstruktionen, bei denen eine zweite gute Pionmasse gefunden wird, ist durch die Monte-Carlo-Simulation gut beschrieben. Um das theoretische Spektrum allerdings unverfälscht zu sehen, werden die Verteilungen auf die eindeutigen Ereignisse reduziert. Diese Ereignisse dürfen keine zweitbeste Pionmasse zwischen $132 \text{ MeV}/c^2$ und $138 \text{ MeV}/c^2$ besitzen.

Die folgenden Schnitte zur weiteren Untergrundreduzierung verwerfen auch Signalereignisse und werden daher nur auf die eindeutigen Ereignisse für den Fit angewandt.

Schnitt auf Driftkammer-Overflows

Falls zu viele Teilchen gleichzeitig durch die Driftkammer fliegen, kann es zu Overflows in der Auslese kommen. Da auf Ereignisse mit Driftkammer-

Clustern in den Kammern 1 bis 3 geschnitten wird, werden die Ereignisse mit mehr als einem Overflow in den Kammern 1 bis 3 verworfen.

Schnitt auf den AKS-Zähler

Da der Szintillator des AKS-Zählers sich im K_S -Strahl befindet, können beim Teilchendurchgang durch diesen Zähler Photonen konvertieren. Daher ist es sinnvoll, Ereignisse bei der Analyse des K_S HI-Runs mit einem Hit im AKS-Zähler, der weniger als 3 ns von der Ereigniszeit entfernt ist, zu verwerfen. Der Schnitt wird auch auf K_L -Ereignisse angewandt, um Rauschen im Zähler zu berücksichtigen.

7.5 Akzeptanz

Nach allen Schnitten ist die Akzeptanz in den lorentzinvarianten Variablen $m_{\gamma\gamma}$ und y nicht mehr flach verteilt (siehe Abb. 7.16). Viele Variablen, auf die geschnitten wird, sind kinematisch mit diesen beiden Variablen verbunden, so dass ein Schnitt in einer bestimmten Region des Dalitzplots sichtbar ist. So sind in mehreren Bereichen Schwankungen der Akzeptanz zu sehen. Dies ist durch den Schnitt auf die speziellen Pionvertices $\max(z_\pi)$ und $\max(z_{\pi\pi})$ bedingt.

Die höhere Akzeptanz bei großen invarianten Massen ist im Wesentlichen dadurch bedingt, dass Photonen mit großen invarianten Massen einen weiten Öffnungswinkel haben und daher die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon im Strahlrohr bleibt und nicht gemessen werden kann, kleiner ist. Der halbmondartige Bereich, der bei niedrigen invarianten Massen und bei großer Energiedifferenz herausgeschnitten wurde, ist durch den Schnitt auf den Transversalimpuls bedingt. Der fehlende Streifen in der invarianten Masse entspricht dem verworfenen Bereich um die Pionmasse.

Wie in Abb. 7.17 deutlich zu sehen ist, steigt die Akzeptanz, wenn die Phasenraumverteilung durch die theoretische Verteilung ersetzt wird.

Die Anzahl der $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ und der $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Ereignisse nach den jeweiligen Schnitten ist in Tab. 7.3 bzw. in Tab. 7.4 zusammengefasst.

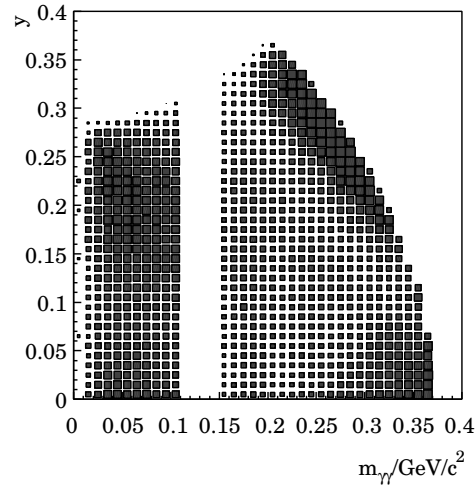


Abbildung 7.16: Akzeptanz der eindeutigen Ereignisse in Abhängigkeit von den beiden lorentzinvarianten Variablen $m_{\gamma\gamma}$ und y .

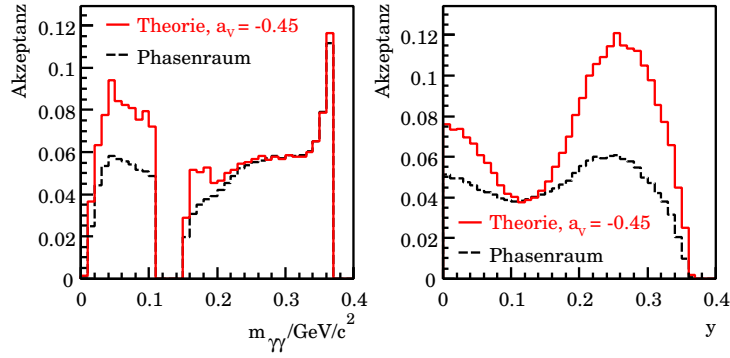


Abbildung 7.17: Akzeptanz der beiden lorentzinvarianten Variablen $m_{\gamma\gamma}$ und y für die theoretische Verteilung der Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ mit einer effektiven Vektorkopplung von $a_V = -0,45$ im Vergleich zur Phasenraumverteilung.

Schnitt	Daten 1998 u. 1999	Monte Carlo $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ Phasenraum
$\chi^2_{2\pi^0} > 300$	3356	791.568
$127 \text{ MeV}/c^2 < m_{\pi^0} < 143 \text{ MeV}/c^2$ u. $m_{\gamma\gamma} < 110 \text{ MeV}/c^2$ o. $m_{\gamma\gamma} > 150 \text{ MeV}/c^2$	3070	757.659
$m_{\pi_2^0} < 138 \text{ MeV}/c^2$ o. $m_{\pi_2^0} > 143 \text{ MeV}/c^2$ o. $m_{\gamma\gamma_2} < 100 \text{ MeV}/c^2$ o. $m_{\gamma\gamma_2} > 135 \text{ MeV}/c^2$	3015	753.874
$m_{\pi_1^0} < 125 \text{ MeV}/c^2$ o. $m_{\pi_1^0} > 145 \text{ MeV}/c^2$	2773	683.922
$p_T > 0.045 \text{ GeV}/c$	2630	591.299
$132 \text{ MeV}/c^2 < m_{\pi^0} < 138 \text{ MeV}/c^2$	2512	571.882
Eindeutige Ereignisse	2115	506.701
Keine DCH-Overflows	2030	506.701
$t_{AKS} > 3 \text{ ns}$	2019	506.701
$m_{\gamma\gamma} < 110 \text{ MeV}/c^2$ u. $ y < 0,25$		

Tabelle 7.3: Spezielle Schnitte für $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$. Angegeben ist jeweils die verbleibende Zahl von Ereignissen nach dem entsprechenden Schnitt.

Schnitt	Daten 1998 u. 1999	Monte Carlo $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$
$\chi^2_{2\pi^0} < 13,5$	428.338	90.429
Keine DCH-Overflows	403.831	90.429
$t_{AKS} > 3 \text{ ns}$	401.359	90.429

Tabelle 7.4: Spezielle Schnitte für $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Angegeben ist jeweils die verbleibende Zahl von Ereignissen nach dem entsprechenden Schnitt.

7.6 Untergrundabschätzung

Der Untergrund gliedert sich hauptsächlich in drei Teile: Untergrund durch die Zerfälle $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ und $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ sowie durch zufällig überlagerte Ereignisse:

Untergrund durch den Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$

Der Untergrund durch die Zerfälle $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ wird durch Monte-Carlo-Ereignisse simuliert. Der genaueste Weg zur Bestimmung der Anzahl der Untergrundereignisse ist die Anpassung von Signal- und Untergrundkanal durch einen Fit an die Daten. Da die Schauerbreite (siehe Kap. 7.2.3) eine Variable ist, die für Signal und Untergrund nach allen anderen Schnitten sehr gut getrennt ist, eignet sie sich besonders gut für den Fit. Dieser wird separat für alle Ereignisse und für die eindeutigen Ereignisse, die für den Fit benutzt werden, durchgeführt, da weder die DCH-Overflows noch das AKS simuliert werden und daher durch diese Schnitte keine Monte-Carlo-Ereignisse verworfen werden. Der Fit erfolgt mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate nach folgender Formel:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{BIN}} \frac{\left(n_i^{Daten} - \left(A \cdot n_i^{\pi^0 \gamma \gamma} + B \cdot n_i^{3\pi^0} \right) \right)^2}{\left(\sigma_i^{Daten} \right)^2 + \left(A \cdot \sigma_i^{\pi^0 \gamma \gamma} \right)^2 + \left(B \cdot \sigma_i^{3\pi^0} \right)^2}. \quad (7.5)$$

Dabei sind n_i^{Daten} die Anzahl der Daten und $n_i^{\pi^0 \gamma \gamma, 3\pi^0}$ die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse in den Bins i mit den statistischen Fehlern $\sigma_i = \sqrt{n_i}$. Die Ergebnisse für das kleinste χ^2 sind in Tab. 7.5 zusammengefasst:

	Alle Ereignisse	Fit-Ereignisse
$A (K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma)$	0.030 ± 0.004	0.028 ± 0.004
$B (K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0)$	3.42 ± 0.08	3.16 ± 0.08

Tabelle 7.5: Ergebnisse zur Bestimmung der absoluten Größe des $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Untergrundes.

Der Wert für B entspricht der Zahl, mit der die $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Untergrundereignisse multipliziert werden müssen, um den richtigen Fluss für den Untergrund zu erreichen, was dem Erwartungswert des gesamten generierten Flusses entspricht.

Untergrund durch den Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$

Der Untergrund durch die Zerfälle $K \rightarrow \pi^0 \pi^0$ wird durch Auswertung des speziellen K_S -Hochintensitäts-Runs im Jahr 1999 bestimmt. Zur Normie-

ung wird von der Vereinfachung ausgegangen, dass der Untergrund aus $K \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Zerfällen unabhängig vom Vertex ist. Für K_L - und K_S -Zerfälle wurde der gesamte Kaonfluss unter Berücksichtigung der verschiedenen Akzeptanzen bestimmt. Die ermittelten Werte sind in Tab. 7.6 zusammengefasst.

	$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$
Akzeptanz	9,1 %	8,4 %
Downscaling	5	1
Ereignisse (alle)	428.338	1.417.868
Ereignisse (ohne DCH-Overflows u. AKS-Signale)	401.359	998.651
Gesamtzahl $2\pi^0$ -Zerfälle	24×10^6	17×10^6
Gesamtzahl $2\pi^0$ -Zerf. (ohne DCH-Overflows u. AKS-Signale)	22×10^6	12×10^6

Tabelle 7.6: Vergleich von K_L - und K_S -Zerfällen in zwei neutrale Pionen zur Untergrundabschätzung.

Es ergibt sich ein Faktor von 1,39 (bzw. 1,85 für die Fitereignisse), mit dem die gemessenen $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Untergrundzerfälle multipliziert werden müssen, um dem Gesamtfluss der K_L -Zerfälle angepasst zu werden.

Untergrund durch zufällige Überlagerungen

Es wird davon ausgegangen, dass zufällig überlagerte Ereignisse flach über die Ereigniszeit verteilt sind. Daher werden Ereignisse, deren Photonen eine Zeitdifferenz von 4 ns bis 7 ns haben, in die Signalregion von weniger als 3 ns maximaler Zeitdifferenz extrapoliert (siehe Abb. 7.18). Es wird angenommen, dass der Untergrund aus diesen Ereignissen flach verteilt ist, daher wird er nur in der Berechnung des Verzweungsverhältnisses berücksichtigt, in den Histogrammen aber nicht gezeigt. Auch im Fit der invarianten Diphotonmasse und der Photonenergiedifferenz kann er unberücksichtigt bleiben.

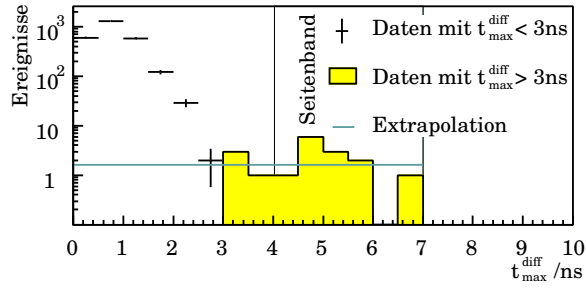


Abbildung 7.18: Maximale Zeitdifferenz der Schauer im LKr-Kalorimeter.

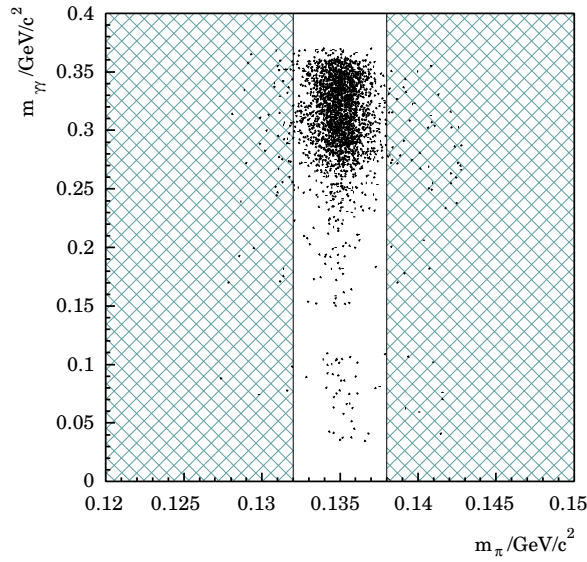
7.7 Das $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ -Signal

Nach allen Schnitten werden insgesamt 2512 Kandidaten über einem Untergrund von 122 ± 18 Ereignissen gefunden. Davon haben 2019 Signalereignisse und 81 ± 15 Untergrundereignisse eine eindeutige invariante Pionmasse und werden für den Fit (siehe Kap. 8.1) benutzt. Die invariante Masse, die der Pionmasse entspricht (m_π) ist in Abb. 7.19 gegen die invariante Diphotonmasse ($m_{\gamma\gamma}$) für die Daten aufgetragen.

Tab. 7.7 bietet eine Übersicht über die Anzahl der Signal- und der verschiedenen Untergrundereignisse.

	Daten (98+99)	$3\pi^0$ (aus MC)	$2\pi^0$ (aus K_S HI)	Pile-up	Σ (BG)
Signal (alle)	2512	82 ± 17	28 ± 6	12 ± 3	122 ± 18
Signal (eindeutig)	2019	66 ± 14	4 ± 3	11 ± 3	81 ± 15
Seitenbänder (alle)	45	24 ± 9	10 ± 4	4 ± 2	38 ± 10
Seitenbänder (eind.)	39	24 ± 9	0	4 ± 2	28 ± 9

Tabelle 7.7: Vergleich von Daten und Untergrundkanälen

Abbildung 7.19: Invariante $\gamma\gamma$ -Masse gegen π^0 -Masse.

7.8 Das $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Signal

Die Signalereignisse des Normierungskanals $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ werden durch einen Schnitt von 13,5 auf das $\chi^2_{2\pi^0}$ (siehe Kap. 5.3.6) selektiert, die entsprechende Ellipse ist in Abb. 7.20 eingezeichnet. Der Schnitt entspricht 3,7 Standardabweichungen der Pionmassenauflösung.

Der Untergrund der $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Ereignisse ist im Gegensatz zu dem der $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ -Ereignisse vernachlässigbar, da erstere aufgrund der beiden Pionmassen, die rekonstruiert werden müssen, eine eindeutige Signatur haben. Dies ist beim Kanal $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ nicht gegeben.

Es werden 428.338 Ereignisse gefunden. Diese Ereignisse wurden vom Level 3-Filter mit einem Downscaling-Faktor 5 herunterskaliert, daher müssen sie zur Berechnung des richtigen Flusses noch mit diesem multipliziert werden.

Zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses aus den eindeutigen Ereig-

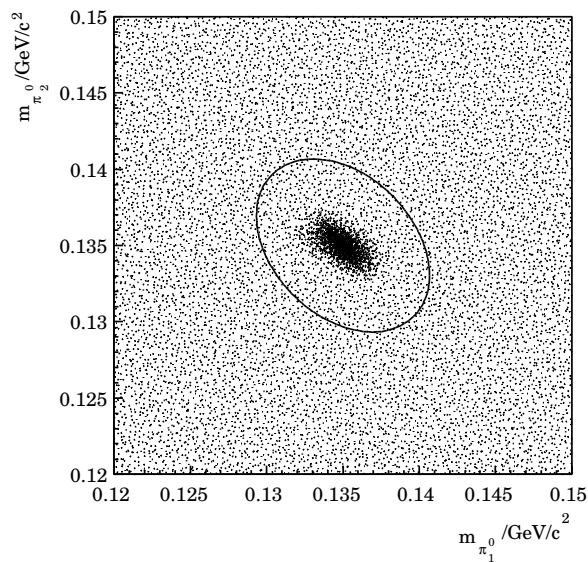


Abbildung 7.20: Invariante π^0 -Massen zur Selektion von $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

nissen, die für den Fit verwendet werden, wird zusätzlich auf Ereignisse mit mehr als einem Overflow in den Driftkammern und auf zeitgleiche Treffer in dem AKS-Zähler geschnitten. Hier bleiben 401.359 Ereignisse übrig, die ebenfalls noch mit dem Downscaling-Faktor von 5 multipliziert werden müssen. Die Ereigniszahlen nach den einzelnen Schnitten können in Tabelle 7.4 gefunden werden.

Kapitel 8

Auswertung und Ergebnis

8.1 Maximum-Likelihood-Fit

Der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ kann von der Theorie weitgehend berechnet werden (siehe Kap. 2.5.1). Dabei ist die Größe des Parameters der effektiven Vektorkopplung a_V unbekannt, kann aber aus den Daten durch einen Maximum-Likelihood-Fit bestimmt werden. In dieser Arbeit wird ein gebinnter erweiterter Maximum-Likelihood-Fit verwendet, der im Folgenden beschrieben wird.

8.1.1 Erweiterte Likelihood-Funktion

Eine Likelihood-Funktion kann aus verschiedenen Verteilungen gebildet werden. Hier wird ihr eine Poissonverteilung P zugrunde gelegt, die die Wahrscheinlichkeit beschreibt, die Zahl von Ereignissen r mit dem Erwartungswert λ zu messen:

$$P(r, \lambda) = e^{-\lambda} \frac{\lambda^r}{r!}. \quad (8.1)$$

Die hier untersuchten Daten liegen in einer Anzahl von N_{Bin} Bins vor, wobei die Daten N_i im Bin i poissonverteilt sind und den Erwartungswert $\lambda_i(a_V)$ haben, der von dem gesuchten Wert der effektiven Vektorkopplung a_V abhängig ist. Damit hat die Likelihood-Funktion $\mathcal{L}$ folgende Form:

$$\mathcal{L}(a_V) = \prod_{i=1}^{N_{Bin}} P(N_i, \lambda_i(a_V)) = \prod_{i=1}^{N_{Bin}} e^{-\lambda_i(a_V)} \frac{\lambda_i(a_V)^{N_i}}{N_i!}. \quad (8.2)$$

Häufig ist die Gesamtzahl N der beobachteten Ereignisse selbst nicht genau bekannt, sondern ebenfalls poissonverteilt mit dem Mittelwert ν :

$$P(N, \nu) = e^{-\nu} \frac{\nu^N}{N!}. \quad (8.3)$$

Dies wird in der erweiterten Likelihood-Funktion berücksichtigt:

$$\mathcal{L}(\nu, a_V) = e^{-\nu} \frac{\nu^N}{N!} \prod_{i=1}^{N_{Bin}} P(N_i, \lambda_i(a_V)) = \frac{e^{-\nu}}{N!} \prod_{i=1}^{N_{Bin}} \nu p(N_i, \lambda_i(a_V)). \quad (8.4)$$

Um den gesuchten Schätzwert $\widehat{a_V}$ zu finden, muss die Likelihood-Funktion maximiert werden. Es ist einfacher, den Logarithmus dieser Funktion zu maximieren als die Funktion selbst. Da der Logarithmus eine monoton steigende Funktion ist, maximiert der Schätzwert $\widehat{a_V}$, der $\mathcal{L}$ maximiert, auch $\ln \mathcal{L}$:

$$\ln \mathcal{L}(\nu, a_V) = -\nu - \ln N! + \sum_{i=1}^{N_{Bin}} \ln \nu P(N_i, \lambda_i(a_V)). \quad (8.5)$$

Werden die konstanten Terme nach dem Einsetzen der Poissonverteilung $P(N_i, \lambda_i(a_V))$ aus Gleichung 8.2 zusammengefasst, so erhält man:

$$\ln \mathcal{L}(\nu, a_V) = \sum_{i=1}^{N_{Bin}} N_i \ln(\nu \lambda_i(a_V)) - \nu \lambda_i(a_V) + const. \quad (8.6)$$

Beim Maximieren können die konstanten Terme vernachlässigt werden, was ein großer Vorteil des Logarithmus der Likelihood-Funktion im Vergleich zur Likelihood-Funktion selbst ist.

8.1.2 Erweiterter Maximum-Likelihood-Fit in zwei Dimensionen

Die Größe der effektiven Vektorkopplung hat Einfluss auf die zwei lorentzinvarianten Variablen des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$: Die invariante Masse der beiden ursprünglichen Photonen $m_{\gamma\gamma}$ und ihre Energiedifferenz y im Ruhesystem des Kaons. Beide Variablen werden gleichzeitig gefittet, um ein möglichst genaues Resultat zu erzielen. Dazu wird das theoretische Modell zweidimensional in 20×20 Bins an die Daten gefittet.

Da die Daten nicht untergrundfrei sind, muss der Untergrund bei dem Fit berücksichtigt werden. Daher ändert sich der Term $\nu\lambda_i(a_V)$ aus Gleichung 8.6 zu $\nu^S\lambda_{ij}(a_V) + N_{ij}^U$. Der Wert ν^S ist der Erwartungswert des Signals, während der Untergrund im zweidimensionalen Bin (i, j) durch N_{ij}^U gegeben ist. Die relative Signalerwartung λ_{ij} im Bin (i, j) ist normiert durch:

$$\sum_{i=1}^{N_{Bin}^{m\gamma\gamma}} \sum_{j=1}^{N_{Bin}^y} \lambda_{ij}^S(a_V) = 1. \quad (8.7)$$

Der Untergrund N_{ij}^U wird aus der Monte-Carlo-Simulation für $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ -Ereignisse und aus dem K_S HI-Run für $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Ereignisse bestimmt (siehe Kap. 7.6) und hat folgende Normierung:

$$\sum_{i=1}^{N_{Bin}^{m\gamma\gamma}} \sum_{j=1}^{N_{Bin}^y} N_{ij}^U = N^U, \quad (8.8)$$

wobei N^U die Gesamtzahl der Untergrundereignisse ist. Das gleiche gilt für die Signalkandidaten N_{ij} in den Bins (i, j) , deren Summe der Gesamtzahl der Kandidaten entspricht.

Die Likelihood-Funktion $\mathcal{L}$, die maximiert wird, bekommt damit folgende Form:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N_{Bin}^{m\gamma\gamma}} \sum_{j=1}^{N_{Bin}^y} \left(-(\nu^S \lambda_{ij}^S(a_V) + N_{ij}^U) + N_{ij} \cdot \ln(\nu^S \lambda_{ij}^S(a_V) + N_{ij}^U) \right). \quad (8.9)$$

Der Erwartungswert der Signalereignisse wird bestimmt, indem der theoretisch vorhergesagte a_V -abhängige Wert berechnet und mit der Akzeptanz in dem jeweiligen Bin gewichtet wird. Hierfür wurde ein Monte-Carlo-Sample von 20 Millionen Ereignissen generiert. Um kein Auflösungsproblem in Bereichen starker Änderung der Akzeptanz oder Theoriewerte zu bekommen, wird jedes Bin (i, j) in zehn Unterbins unterteilt und der Mittelwert der Wichtung von den Theoriewerten mit den entsprechenden Akzeptanzwerten genommen. Bei der Gewichtung werden wahre Werte benutzt, die mit den Auflösungsmatrizen $M^{m\gamma\gamma}$ und M^y von wahren und rekonstruierten Ereignissen gefaltet werden müssen. Für beide Matrizen gilt die Normierung:

$$\sum_{i=1}^{N_{Bin}} m_{ik} = 1. \quad (8.10)$$

Diese Normierung ist wichtig, da die Anzahl der Ereignisse für wahre und rekonstruierte Werte gleich sein muss. Es wird davon ausgegangen, dass die Auflösung in den beiden lorentzinvarianten Variablen unabhängig voneinander ist:

$$\lambda_{i,j}^{\text{rekonstruiert}} = \sum_{k,l} m_{ik}^{m_{\gamma\gamma}} m_{jl}^y \cdot \lambda_{k,l}^{\text{wahr}} . \quad (8.11)$$

8.1.3 Durchführung des Fits

Zur Durchführung des Fits wurde das Programm MINUIT [MIN94] verwendet. Dieses Programm bestimmt das Minimum einer Funktion nach der Methode der kleinsten Quadrate. Nach dem zentralen Grenzwertsatz für große Ereigniszahlen geht die Likelihood-Funktion in eine Gauß-Funktion über und nimmt die Form einer Parabel an. Dann gilt unter Vernachlässigung von additiven Konstanten:

$$\chi^2 = -2 \ln \mathcal{L} . \quad (8.12)$$

Daher wurde statt des Maximums der Likelihood-Funktion das Minimum ihres doppelten Kehrwerts berechnet.

8.1.4 Ergebnis des Fits

Aus dem zweidimensionalen erweiterten Maximum-Likelihood-Fit ergibt sich eine effektive Vektorkopplung von (siehe Abb. 8.1)

$$a_V = -0,45 \pm 0,02 \quad (8.13)$$

bei einem Erwartungswert von $\nu^S = 1945 \pm 45$ Signalereignissen. Es sind zwei Maxima erkennbar, was auf die theoretische Verteilung zurückzuführen ist, in der es einen Übergang zwischen einer positiven und einer negativen Interferenz gibt. Dieser Übergang befindet sich im Bereich des Minimums zwischen den beiden Maxima.

Die erwarteten Verteilungen können nun mit den Daten verglichen werden (siehe Abb. 8.2). Die invariante Diphotonmasse stimmt mit einem χ^2/ndf -Wert von 10,3/15 ebenso wie die Photonenergiedifferenz mit einem χ^2/ndf -Wert von 12,1/17 sehr gut mit den Daten überein. Die χ^2/ndf -Werte stammen nicht aus dem Fit, sondern werden durch Vergleich der Ereigniszahlen mit den im Fit vorhergesagten Einträgen gewonnen.

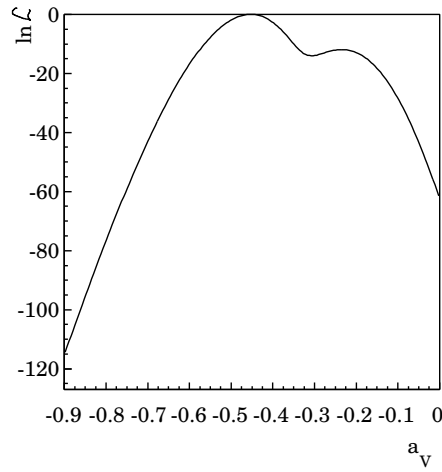


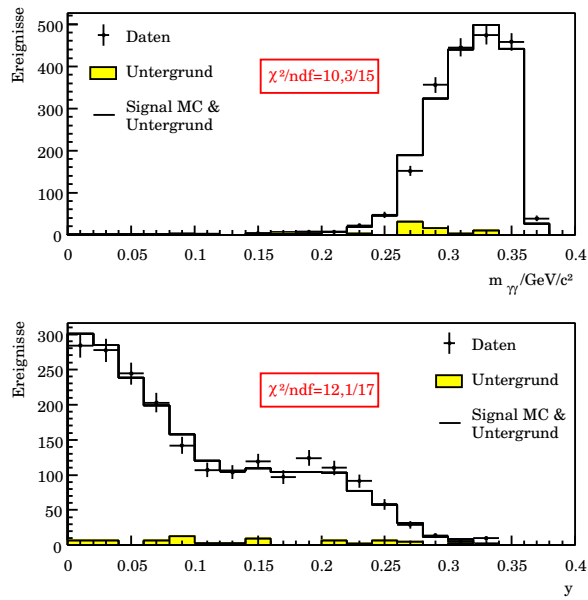
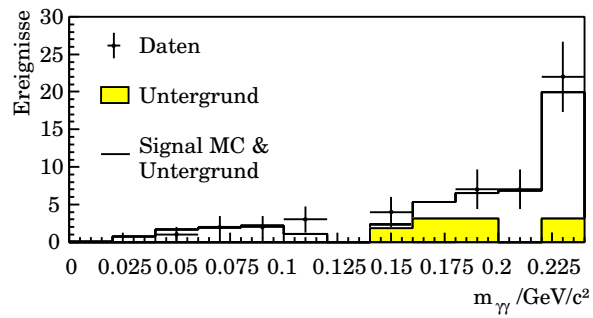
Abbildung 8.1: Ergebnis des Maximum-Likelihood-Fits für die effektive Vektorkopplung a_V .

Da die interessanten Ereignisse im Bereich niedriger invarianter Massen liegen, der in Abb. 8.2 schlecht erkennbar ist, ist der Bereich von 0 bis 240 MeV in Abb. 8.3 vergrößert dargestellt. Auch in diesem Bereich beschreibt das Fitergebnis die Daten gut.

Bei einem Fit mit mehreren Variablen ist es wichtig, ihre Korrelation zu untersuchen. Die Korrelationsmatrix wird von MINUIT direkt ausgegeben. In diesem Fall ist der Wert für die effektive Vektorkopplung mit der Signalerwartung kaum korreliert (Korrelationskoeffizient -3,7 %).

8.1.5 Untersuchungen auf systematische Fehler

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers wird der Untergrund variiert und der Fit in verschiedenen Bereichen der wichtigsten Variablen bestimmt. Weiterhin wird überprüft, ob der Maximum-Likelihood-Fit verzerrt ist. Eine mögliche Fehlerquelle ist gegeben, wenn die Auflösung der gefitteten Variablen größer ist als die verwendete Binbreite. Daher wird die Auflösung beider Variablen ebenfalls untersucht.

Abbildung 8.2: Vergleich der Daten in $m_{\gamma\gamma}$ und y mit dem Fitergebnis.Abbildung 8.3: Vergleich der Daten mit dem Fitergebnis im Bereich niedriger $m_{\gamma\gamma}$ -Massen.

Variation des Untergrundes

Die Variation der Größe des Untergrundes um $\pm 1\sigma$ verändert das Ergebnis für a_V um den vernachlässigbaren Wert von $\pm 0,001$.

Fit in Bins wichtiger Variablen

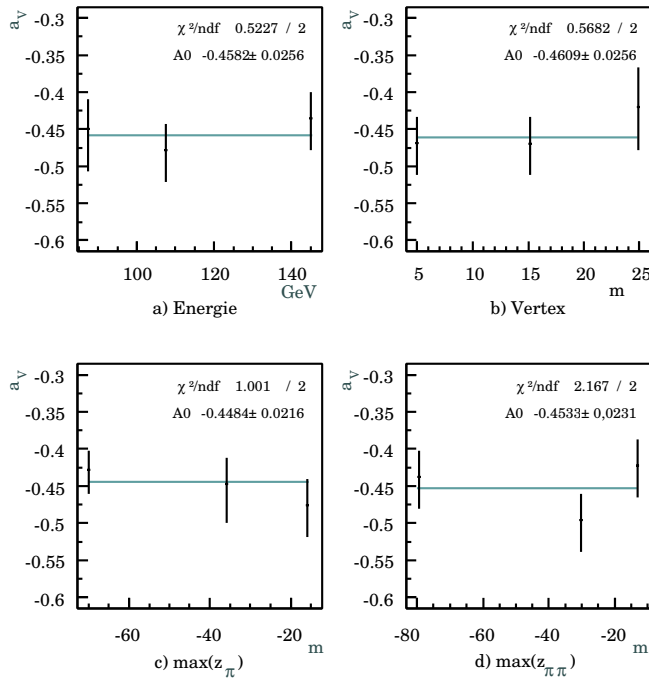
Es ist möglich, dass der gefittete Wert von a_V sich bei der Verschiebung einer Schnittgrenze ändert. Um dies zu überprüfen, werden die Variablen in drei verschiedene Bereiche aufgeteilt, für die jeweils der Fit durchgeführt wird. Folgende Variablen werden in den angegebenen Bereichen untersucht (siehe Abb. 8.4):

- Gesamtenergie im LKr-Kalorimeter: $E < 95 \text{ GeV}$, $95 \text{ GeV} < E < 120 \text{ GeV}$, $E > 120 \text{ GeV}$.
- Vertex: $z < 10 \text{ m}$, $10 \text{ m} < z < 20 \text{ m}$, $z > 20 \text{ m}$.
- Spezieller Pionvertex: $\max(z_\pi) < -45 \text{ m}$, $-45 \text{ m} < \max(z_\pi) < -25 \text{ m}$, $\max(z_\pi) > -25 \text{ m}$.
- Spezieller Dipionvertex: $\max(z_{\pi\pi}) < -45 \text{ m}$, $-45 \text{ m} < \max(z_{\pi\pi}) < -25 \text{ m}$, $\max(z_{\pi\pi}) > -25 \text{ m}$.

In keiner der Variablen ist eine Systematik erkennbar. In Abb. 8.4 ist ein Fit mit einer Konstanten dargestellt, der in allen Variablen gute χ^2/ndf -Werte liefert:

- Energie: $\chi^2/\text{ndf} = 0,52/2$,
- Vertex: $\chi^2/\text{ndf} = 0,57/2$,
- $\max(z_\pi)$: $\chi^2/\text{ndf} = 1,00/2$,
- $\max(z_{\pi\pi})$: $\chi^2/\text{ndf} = 2,17/2$.

Aus dieser Untersuchung lässt sich kein systematischer Fehler ableiten.



Daten/MC

Abbildung 8.4: Systematische Studien zur Abhängigkeit des Schätzwertes $\hat{a}_V$ von verschiedenen Variablen.

Untersuchung auf Verzerrung

Es ist möglich, dass ein Maximum-Likelihood-Fit verzerrt ist. Dies kann überprüft werden, indem viele Monte-Carlo-Datensätze in der Größe der analysierten Daten mit einem festen Wert für die effektive Vektorkopplung a_V generiert und anschließend einzeln gefittet werden. Die einzelnen Fitergebnisse sollten in einer Gaußverteilung um den generierten Wert verteilt sein.

Es wurden 90 Monte-Carlo-Datensätze mit einem $a_V = -0,55$ generiert. Die Fitergebnisse dieser Simulationen wurden mit einer Gaußkurve gefittet (siehe Abb. 8.5).

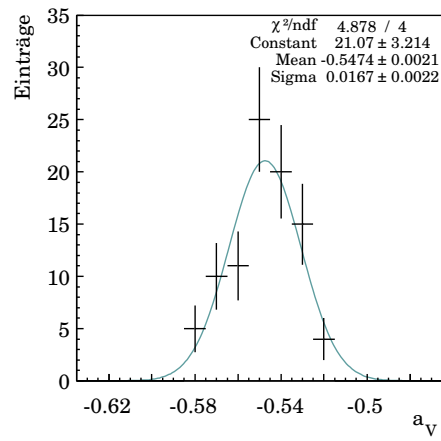


Abbildung 8.5: Ergebnisse des Maximum-Likelihood-Fits verschiedener Monte-Carlo-Datensätze mit $a_V = -0,55$. Wenn der Fit keine Verzerrung beinhaltet, muss der Mittelwert der Gaußverteilung den generierten Wert reproduzieren.

Bei einem χ^2/ndf -Wert von $4,9/4$ ergibt sich ein Mittelwert von

$$a_V = -0,547 \pm 0,002$$

bei einer Breite von $0,017$. Damit ist gezeigt, dass der Maximum-Likelihood-Fit nicht verzerrt ist.

Untersuchung der Auflösung

Ein weiterer systematischer Fehler in dem Fit könnte auftreten, wenn die Auflösung schlechter als die Binbreite der Fithistogramme ist, da in diesem Fall Ereignisse von einem Bin in das nächste hereinlappen könnten und so die Form der Verteilung verändern. Daher ist es wichtig, zu prüfen, wie gut die Auflösung in den untersuchten Variablen ist.

Für die invariante Diphotonmasse $m_{\gamma\gamma}$ ergibt sich eine Auflösung von $1,58 \text{ MeV}/c^2$. Die Energiedifferenz der beiden Photonen im Kaonruhesystem

y hat eine Auflösung von $2,67 \times 10^{-3}$ (siehe Abb. 8.6). Hierbei ist zu berücksichtigen, dass die Rekonstruktion dieses Wertes von mehr Variablen abhängt als die der invarianten Masse. Beispielsweise geht in die Berechnung der Produktionsvertex des Kaons ein, der nur bis auf einige cm bekannt ist (das Target wird dabei als punktförmig angenommen).

Die Auflösung beeinflusst das Resultat bei den gewählten Binbreiten weder für die invariante Diphotonmasse ($20 \text{ MeV}/c^2$) noch für die Energiedifferenz (20×10^{-3}).

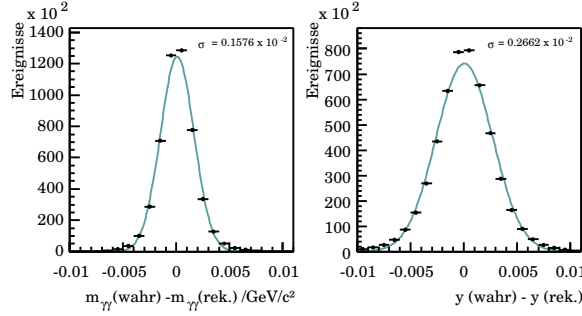


Abbildung 8.6: Auflösung von $m_{\gamma\gamma}$ und y . Der dargestellte Bereich der Abszisse entspricht der jeweiligen Binbreite

Eindimensionale Fits

Bei den eindimensionalen Fits der Variablen $m_{\gamma\gamma}$ und y ergeben sich folgende Werte:

- $a_V^{m_{\gamma\gamma}} = -0.46 \pm 0.03$,
- $a_V^y = -0.70 \pm 0.13$.

Während $a_V^{m_{\gamma\gamma}}$ gut mit dem Ergebnis des zweidimensionalen Fits (Gleichung 8.13) übereinstimmt, liegt das Ergebnis des Fits an die Differenz der beiden Photonenergien y fast 2σ von den anderen beiden Ergebnissen entfernt. Die y -Verteilung ist allerdings nicht sehr aussagekräftig, da sie mit einem großen

Fehler behaftet ist. Um sicherzustellen, dass der Schnitt auf $\max(z_\pi)$, der für die Akzeptanzschwankungen in dieser Variablen verantwortlich ist (siehe Abb. 7.17), keinen systematischen Fehler verursacht, wurden $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Daten und Monte-Carlo-Simulation in $\max(z_\pi)$ verglichen, wobei keine Abweichungen festgestellt wurden.

Fit mit Einbeziehung des Untergrundes durch zufällige Ereignisse

Da der Untergrund, der durch zufällige Überlagerung zweier Ereignisse im Detektor entsteht, gleichverteilt ist, wurde er bei dem Fit nicht einbezogen. Das Ergebnis des Fits ändert sich nicht, wenn er berücksichtigt wird.

Zusammenfassung der Suche nach systematischen Fehlern

Zur Untersuchung der systematischen Fehler wurde der Untergrund variiert, was ebenso wie die Berechnung des Fit in Bins verschiedener Variablen einen vernachlässigbaren Fehler ergab. Es wurde sichergestellt, dass der Maximum-Likelihood-Fit nicht verzerrt ist und dass die Auflösung in den beiden gefitteten Variablen ausreichend ist.

8.1.6 Bestimmung des theoretischen Fehlers

Die Vorhersage der Theorie ist in der Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ schwierig, da Korrekturen berücksichtigt werden müssen, die nicht sehr genau bekannt sind. Hier liegt die größte Unsicherheit in quadratischen Korrekturen, die von $K \rightarrow 3\pi$ abgeleitet werden und erst in der Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ auftreten [Kam91] [Kam92]. Sie wurden experimentell bestimmt und haben teilweise einen großen Fehler:

$$\begin{aligned}
 \xi_1 &= -1,51 \pm 0,30, \\
 \zeta_1 &= -0,47 \pm 0,15, \\
 \xi_3 &= -0,12 \pm 0,17, \\
 \zeta_3 &= -0,21 \pm 0,08.
 \end{aligned} \tag{8.14}$$

Sie treten nur in folgender Kombination auf:

$$x^{\text{Theorie}} = \xi_1 - 2\xi_3 = (-1, 27 \pm 0, 34) \times 10^{-8}, \quad (8.15)$$

$$z^{\text{Theorie}} = \zeta_1 - 2\zeta_3 = (-0, 05 \pm 0, 17) \times 10^{-8}. \quad (8.16)$$

Es bestehen mehrere Möglichkeiten, die bekannten Fehler in den Fit mit einzubeziehen. Zum einen können x und z selbst gefittet werden. Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung der bereits vorhandenen Informationen über die Größe von x und z : Die Variablen werden gefittet und Abweichungen von dem bekannten Mittelwert durch Erhöhen des χ^2 -Wertes folgendermaßen gewichtet:

$$\chi^2 \rightarrow \chi^2 + \frac{(x - x^{\text{Theorie}})^2}{(\sigma_x^{\text{Theorie}})^2} + \frac{(z - z^{\text{Theorie}})^2}{(\sigma_z^{\text{Theorie}})^2}. \quad (8.17)$$

Die Ergebnisse beider Methoden werden im Folgenden verglichen.

Maximum-Likelihood-Fit mit freien Variablen x und z

Bei dieser Methode ergibt sich für die effektive Vektorkopplung der gleiche Mittelwert wie bei dem Fit, bei dem x und z festgehalten werden, allerdings ist der Fehler um den Faktor 3,5 größer. Die Gesamtzahl von 1943 ± 45 Ereignissen ist praktisch identisch zum Ergebnis des ersten Fits. Es ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{aligned} a_V &= -0, 45 \pm 0, 07, \\ \nu &= 1942 \pm 45, \\ x &= (-1, 53 \pm 0, 83) \times 10^{-8}, \\ z &= (-0, 39 \pm 0, 63) \times 10^{-8}. \end{aligned} \quad (8.18)$$

Die Fehler von x und z sind größer als die aus der Theorie bekannten. Beide Werte sind innerhalb ihres Fehlers mit dem bekannten Wert kompatibel.

Die Korrelationsmatrix zwischen allen Fitwerten sieht folgendermaßen aus:

$$\begin{pmatrix} & a_V & \nu & x & z \\ a_V & 1 & 0,017 & 0,880 & 0,755 \\ \nu & 0,017 & 1 & 0,051 & 0,061 \\ x & 0,880 & 0,051 & 1 & 0,964 \\ z & 0,755 & 0,061 & 0,964 & 1 \end{pmatrix}. \quad (8.19)$$

Die Korrelation zwischen x und z ist mit 96,4% besonders hoch. Zusätzlich sind beide Werte stark mit a_V korreliert.

Maximum-Likelihood-Fit für Variablen x und z mit gewichtetem χ^2 -Wert

Der erhaltene Mittelwert für a_V ist bei dieser Methode um 0,02 verschoben, der Fehler ist allerdings etwas kleiner als beim Fit mit freien Variablen x und z . Hier wurden folgende Werte errechnet:

$$\begin{aligned} a_V &= -0,43 \pm 0,04 \\ \nu &= 1944 \pm 45 \\ x &= (-1,19 \pm 0,23) \times 10^{-8} \\ z &= (-0,10 \pm 0,15) \times 10^{-8}. \end{aligned} \quad (8.20)$$

Die Fehler auf x und z konnten reduziert werden und beide Werte sind kaum von den theoretisch vorgegebenen entfernt. Des Weiteren sind die Variablen weniger stark korreliert als bei dem vorher beschriebenen Fit, bei dem x und z frei waren:

$$\begin{pmatrix} & a_V & \nu & x & z \\ a_V & 1 & -0,041 & 0,713 & 0,062 \\ \nu & -0,041 & 1 & 0,008 & 0,022 \\ x & 0,713 & 0,008 & 1 & 0,581 \\ z & 0,062 & 0,022 & 0,581 & 1 \end{pmatrix}. \quad (8.21)$$

Hier ist z kaum noch mit a_V korreliert, x ist allerdings immer noch mit 71,3 % von a_V abhängig. Die Abhängigkeit der beiden Variablen x und z untereinander konnte auf 58 % reduziert werden.

Der durch die theoretischen Unsicherheiten bedingte systematische Fehler wird aus dem Fit mit gewichteten χ^2 -Werten für die Variablen x und z gewonnen. Er leitet sich aus dem größeren Fehler des Mittelwertes ab und beträgt 0,03.

8.1.7 Größe der CP-erhaltenden Amplitude zu $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

Die effektive Vektorkopplung a_V wurde bestimmt zu:

$$a_V = -0,45 \pm 0,02_{(stat)} \pm 0,03_{(theo)} = -0,45 \pm 0,04. \quad (8.22)$$

Damit kann die Größe der CP-erhaltenden Amplitude zu $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ errechnet werden [DAm00]:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)^{\text{CP-erhaltend}} = (2,09^{+1,04}_{-0,82}) \times 10^{-13}. \quad (8.23)$$

Eine genauere Bestimmung der CP-erhaltenden Amplitude kann durch die Messung der B-Amplitude (siehe Kap. 2.5.1) erreicht werden. Eine Möglichkeit, diese zu messen, ist die modellunabhängige Bestimmung des Verzweungsverhältnisses der invarianten Diphotonmassen, die kleiner als die Pionmasse sind, da dort die A-Amplitude gegen Null geht. Dies wird in Kap. 8.3 untersucht.

8.2 Verzweungsverhältnis

Im Allgemeinen wird ein Verzweungsverhältnis mit Hilfe der gemessenen Signalereignisse N_x , normiert auf ihre Akzeptanz α und den absoluten Kaonfluss N_K , gemessen:

$$\text{BR}(K \rightarrow x) = \frac{N_x}{\alpha \cdot N_K}. \quad (8.24)$$

Der absolute Kaonfluss wird hier mit den Ereignissen $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ bestimmt, deren Verzweigungsverhältnis gut bekannt ist. Daraus folgt für das untersuchte Verzweigungsverhältnis:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) = \text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0) \cdot \frac{N_{\pi^0 \gamma \gamma}}{\alpha_{\pi^0 \gamma \gamma}} \cdot \frac{\alpha_{\pi^0 \pi^0}}{N_{\pi^0 \pi^0}}. \quad (8.25)$$

Die Akzeptanz wird mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen bestimmt. Sie folgt aus der Normierung der rekonstruierten und selektierten Ereignisse, die sich aufgrund ihrer wahren Werte innerhalb des betrachteten Energie- und Vertexbereiches befinden:

$$\alpha = \frac{\text{Anzahl rek. Ereignisse nach allen Schnitten}}{\text{Anzahl gen. Ereignisse im akzept. Energie- und Vertexbereich}}.$$

Die Akzeptanz des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ ist von dem ermittelten Wert der effektiven Vektorkopplung a_V abhängig, während sie für den Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ direkt aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmt werden kann. Es werden folgende Akzeptanzen ermittelt:

$$\alpha_{K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma}(a_V = -0, 45) = (7, 02 \pm 0, 29) \%, \quad (8.26)$$

$$\alpha_{K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0} = (9, 12 \pm 0, 60) \%. \quad (8.27)$$

Mit 2512 $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ -Kandidaten über einem Untergrund von 122 ± 18 Ereignissen, 428.338 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Ereignissen mit dem Verzweigungsverhältnis $(9, 27 \pm 0, 19) \times 10^{-4}$ [PDG00] und einem Downscaling von 5 ergibt sich folgendes Verzweigungsverhältnis:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) = (1, 34 \pm 0, 03_{(stat)}) \times 10^{-6}. \quad (8.28)$$

8.2.1 Untersuchungen auf systematische Fehler

Zum systematischen Fehler tragen mehrere Quellen bei. Zu nennen sind die Ungenauigkeit von a_V und die Unsicherheit bei der Bestimmung des Untergrundes. Auch das Verzweigungsverhältnis, das unter Verwendung der eindeutigen Ereignisse, auf die für den Fit zusätzliche Schnitte angewandt werden, berechnet wird und die vom Maximum-Likelihood-Fit vorhergesagte Signalerwartung gehen in den systematischen Fehler ein. Weiterhin wurde eine Studie zum Verhalten des Verzweigungsverhältnisses in Abhängigkeit verschiedener Variablen angefertigt.

Akzeptanzänderung in Abhängigkeit von a_V

Bei einer Veränderung von a_V um eine Standardabweichung ändert sich die Akzeptanz um 0,3 %, wodurch sich das Verzweigungsverhältnis um den vernachlässigbaren Wert von $0,004 \times 10^{-6}$ ändert.

Variation des Untergrundes

Bei der Variation des Untergrundes um eine Standardabweichung ändert sich das Verzweigungsverhältnis um $0,01 \times 10^{-6}$.

Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses mit den eindeutigen Ereignissen

Das Verzweigungsverhältnis der eindeutigen Ereignisse, bei denen zusätzlich die Ereignisse mit mehr als einem Overflow in den Driftkammern und zeitgleichen Treffern im AKS verworfen wurden, berechnet sich aus den 2019 Signalkandidaten mit dem Untergrund von 81 ± 15 Ereignissen. Es wurden 401.359 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Ereignisse gemessen. Die Akzeptanzen sind:

$$\alpha_{K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma}^{\text{Eindeutig}}(a_V = -0,45) = (6,08 \pm 0,25) \% , \quad (8.29)$$

$$\alpha_{K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0} = (9,12 \pm 0,60) \% . \quad (8.30)$$

Damit erhält man ein Verzweigungsverhältnis von:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma)^{\text{Eindeutig}} = (1,34 \pm 0,03_{(stat)}) \times 10^{-6} , \quad (8.31)$$

welches mit dem Verzweigungsverhältnis, das aus dem ganzen Datensatz bestimmt wird, genau übereinstimmt.

Das Verzweigungsverhältnis kann auch mit der Anzahl der Signalereignisse bestimmt werden, die aus dem Fit folgen. Bei den 1945 ± 45 Ereignissen werden noch die 11 ± 3 Untergrundereignisse abgezogen, die durch zufällige Überlagerung zweier Ereignisse zustande kommen und im Fit nicht berücksichtigt werden. Das hiermit bestimmte Verzweigungsverhältnis gleicht den beiden anderen:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma)^{\text{Fitergebnis}} = (1,34 \pm 0,03_{(stat)}) \times 10^{-6} . \quad (8.32)$$

Die Ergebnisse sind alle konsistent, so dass hier kein systematischer Fehler zugeordnet werden muss.

Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses von verschiedenen Variablen

Um zu überprüfen, ob das Verzweigungsverhältnis sich in Abhängigkeit von der Verschiebung einer Schnittgrenze ändert, wird es in Bins der wichtigsten Variablen berechnet, um so eventuell vorhandene Trends direkt zu sehen (siehe Abb. 8.7). Die betrachteten Variablen sind der Vertex, die Gesamtenergie im LKr-Kalorimeter, der spezielle Pionvertex, der spezielle Dipionvertex, die Schauerbreite und Ereignisse mit einem Cluster in der Driftkammer 4 (im Vergleich zu Ereignissen ohne ein DCH-Cluster). Mit Ausnahme der Energieverteilung sind alle Werte im Rahmen der Fehler flach verteilt.

In den letzten zwei Bins der Energieverteilung ist das Verzweigungsverhältnis niedriger als in den übrigen Bins. Eine Ursache hierfür könnte die Dilution sein, mit der der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ generiert werden muss (siehe Kap. 6.4). Der Wert der Dilution ist impulsabhängig, was in dieser Monte-Carlo-Simulation nicht berücksichtigt wird. Da der Effekt der Dilution nur bei hohen Energien sichtbar ist und da sie nur bei dem Normierungskanal $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ auftritt, könnte die Abweichung in den beiden hochenergetischen Bins hierdurch bedingt sein. Der Fit einer Geraden ergibt eine Steigung von $\sim -20\%$ bei einem χ^2/ndf -Wert von 11,2/8 (zum Vergleich der χ^2/ndf -Wert bei dem Fit einer Konstanten: 19,3/9). Bei einer maximalen Schnittveränderung von $10 \text{ GeV}/c^2$ ändert sich damit das Verzweigungsverhältnis um $0,02 \times 10^{-6}$.

Das Histogramm, das die Verteilung von $\max(z_\pi)$ zeigt, ist sehr fein gebinnt, damit gesehen werden kann, dass das Bin bei 0 m (ein Bereich, der sonst weggeschnitten wird) einen sehr niedrigen Wert hat. Dies hängt damit zusammen, dass der Untergrund von $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ in diesem Bereich um mehrere Größenordnungen ansteigt und durch die Monte-Carlo-Simulation nicht perfekt beschrieben wird. Es ist wichtig zu sehen, dass in dem Bereich des Schnittes bei -5 m eine flache Verteilung vorliegt, so dass durch Schnittvariation keine Veränderung des Verzweigungsverhältnisses hervorgerufen wird.

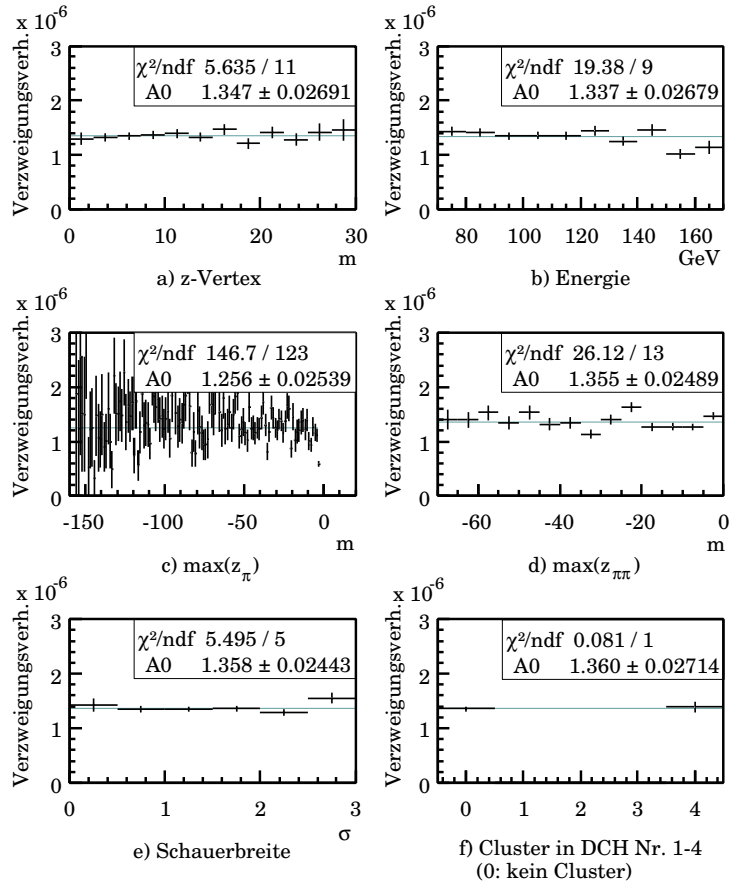


Abbildung 8.7: Systematische Studien zur Abhängigkeit des Verzweungsverhältnisses von verschiedenen Variablen.

Triggereffizienz

Der Trigger für neutrale Ereignisse ist zu $(99,88 \pm 0,04) \%$ effizient. Es wird davon ausgegangen, dass kein Unterschied zwischen Signal- und Normierungskanal besteht. Daher wird die Triggereffizienz hier nicht berücksichtigt.

Verzweigungsverhältnis des Normierungskanals

Das Verzweigungsverhältnis des Normierungskanals $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ist nur auf 2 % genau bekannt. Diese Unsicherheit geht mit $0,03 \times 10^{-6}$ ebenfalls in den systematischen Fehler ein und ist damit der größte Beitrag.

8.2.2 Zusammenfassung der systematischen Fehler auf das Verzweigungsverhältnis

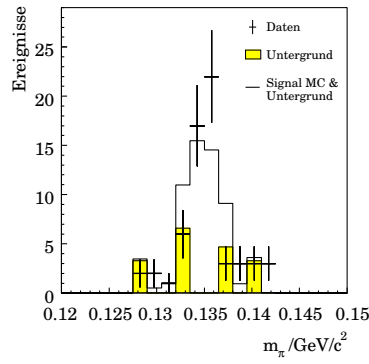
Es gibt drei Quellen für den systematischen Fehler. Die größte Unsicherheit liegt im Normierungskanal mit $0,03 \times 10^{-6}$. Die zweitgrößte Fehlerquelle liefert die Variation des Schnittes auf die Energie mit $0,02 \times 10^{-6}$. Durch Variation des nicht genau bekannten Untergrundes wird ein weiterer systematischer Fehler von $0,01 \times 10^{-6}$ hinzugefügt. Damit ergibt sich ein Gesamtfehler von $0,04 \times 10^{-6}$.

8.3 Untersuchung der Ereignisse im unteren Diphotonmassenbereich

Um zu zeigen, dass es Beiträge der Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ gibt, wird für die eindeutigen Ereignisse der Bereich unterhalb von zwei Pionmassen betrachtet, in dem nur Ereignisse zu finden sind, die nicht über die Loop-Beiträge kommen, da in der Loop zwei Pionen oder sogar Kaonen umlaufen, die die entsprechende Masse besitzen. Hier werden 48 Signalereignisse über einem Untergrund von 13 ± 3 Ereignissen gefunden (siehe Abb. 8.8). Damit ist eindeutig gezeigt, dass es Beiträge der Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ gibt.

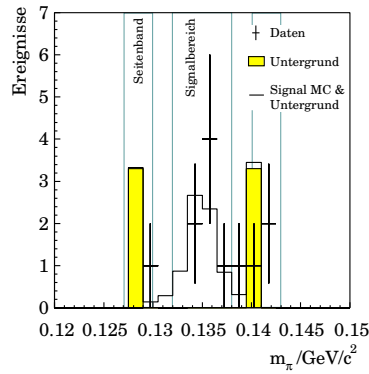
Um den Beitrag der B -Amplitude genau zu bestimmen, müssen Ereignisse noch niedrigerer Massen betrachtet werden. Dies ist zur modellunabhängigen Bestimmung des CP-erhaltenden Beitrags zum Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ wichtig. Im Bereich $|y| < 0,25$ und $m_{\gamma\gamma} < 110 \text{ MeV}/c^2$ ist die Akzeptanz im Phasenraum flach, so dass sie gut bestimmt werden kann.

In diesem Bereich werden 7 Kandidaten über einem Untergrund von 4 Ereignissen beobachtet (siehe Abb. 8.9). Zur Bestimmung des Untergrundes wurden die Ereignisse aus den Seitenbändern in den Signalbereich interpoliert,

Abbildung 8.8: Signal für invariante Diphotonmassen $< 240 \text{ MeV}/c^2$.

da weder aus dem $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Monte-Carlo noch aus dem K_S HI-Run ein Untergrund vorhergesagt wurde. Auch zufällige Überlagerungen mit großen Zeitdifferenzen im LKr-Kalorimeter werden nicht gefunden. Es wird davon ausgegangen, dass der Untergrund gleichverteilt ist. Da das Signal nicht eindeutig ist, muss hier eine obere Grenze bestimmt werden.

Der Erwartungswert λ_+ bei n_K Kandidaten und λ_U Untergrundereignissen

Abbildung 8.9: Signal für invariante Diphotonmassen $< 110 \text{ MeV}/c^2$.

wird nach folgender Formel bestimmt:

$$\epsilon = \frac{e^{-(\lambda_+ + \lambda_U)} \sum_{r=0}^{n_K} \frac{(\lambda_+ + \lambda_U)^r}{r!}}{e^{-\lambda_U} \sum_{r=0}^{n_K} \frac{\lambda_U^r}{r!}} \quad (8.33)$$

Dabei ist $1 - \epsilon$ die Größe des Konfidenzintervalls, welches mit 90 % gewählt wird. Damit ergibt sich ein Erwartungswert von $\lambda^+ = 7,88$ Signalereignissen.

Die Akzeptanz des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ wird mit der Monte-Carlo-Simulation des Phasenraumes bestimmt. Die selektierten Ereignisse nach allen Schnitten werden auf die Gesamtzahl der generierten wahren Ereignisse in dem untersuchten Vertex- und Energiebereich normiert, die die Bedingungen $|y| < 0,25$ und $m_{\gamma\gamma} < 110 \text{ MeV}/c^2$ erfüllen. Die Akzeptanz der $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Ereignisse entspricht derjenigen, die zur Bestimmung des Verzweungsverhältnisses verwendet wurde:

$$\alpha_{K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma}(\text{Phasenraum}) = 7,6 \% , \quad (8.34)$$

$$\alpha_{K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0} = 9,1 \% . \quad (8.35)$$

Bei 401.359 gemessenen $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Ereignissen mit einem Downscaling-Faktor von 5 ergibt sich folgende obere Grenze:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma, m_{\gamma\gamma} < 110 \text{ MeV}/c^2, y < 0,25) < 4,36 \times 10^{-9} \quad (90 \% \text{ CL}) . \quad (8.36)$$

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ analysiert. Durch Vergleich der Spektren der beiden lorentzinvarianten Variablen – der invarianten Masse der beiden direkten Photonen und deren Energiedifferenz im Kaonruhesystem – konnte die Größe der effektiven Vektorkopplung a_V gemessen werden. Dieser Parameter beschreibt den Beitrag der Vektormesondominanz zur Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ der theoretischen Berechnung des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$, der mit Hilfe der chiralen Störungstheorie berechnet wird. Es wurde ein Wert von:

$$a_V = -0,45 \pm 0,02_{(stat)} \pm 0,03_{(theo)} = -0,45 \pm 0,04$$

ermittelt. Die effektive Vektorkopplung wurde bisher lediglich vom KTeV-Experiment [AlB99] mit $a_V = -0,72 \pm 0,08$ gemessen. Die hier vorgestellte Messung ist mit diesem Wert innerhalb von drei Standardabweichungen nicht vereinbar.

Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ wurde bestimmt zu:

$$\begin{aligned} \text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) &= (1,34 \pm 0,03_{(stat)} \pm 0,02_{(sys)} \pm 0,03_{(norm)}) \times 10^{-6} \\ &= (1,34 \pm 0,05) \times 10^{-6} \end{aligned}$$

und stellt damit das bisher genaueste Ergebnis dar (siehe Abb. 9.1). Der Vorteil dieser Messung liegt neben der hohen Statistik in der sehr guten Untergrundunterdrückung. Im Vergleich zur KTeV-Messung konnte der Untergrund um einen Faktor von 2,5 stärker reduziert werden.

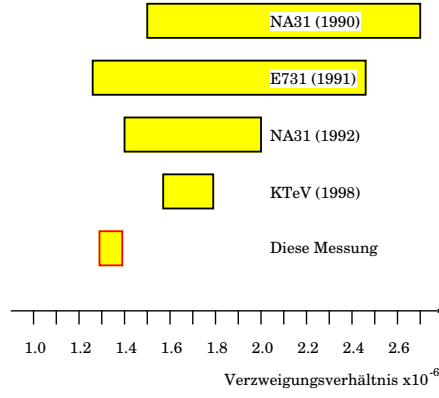


Abbildung 9.1: Vergleich der bisherigen Messungen des Verzweungsverhältnisses von $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$.

Die theoretische Vorhersage für das Verzweungsverhältnis für die in dieser Arbeit bestimmte effektive Vektorkopplung liegt um 2,7 Standardabweichungen unterhalb dieser Messung [DAm00]:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma)^{\text{Theorie}} = (1,19 \pm 0,04) \times 10^{-6}.$$

Mit der Messung des Parameters der effektiven Vektorkopplung kann die Größe der CP-erhaltenden Amplitude von $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ eingeschränkt werden:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)^{\text{CP-erhaltend}} = (2,09^{+1,04}_{-0,82}) \times 10^{-13}.$$

Die Größe dieser Amplitude kann auch modellunabhängig bestimmt werden, indem das Verzweungsverhältnisses von $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ -Ereignissen, deren invariante Diphotonmasse unterhalb der Pionmasse liegt, gemessen wird. In diesem Bereich ist fast ausschließlich die Amplitude vorhanden, mit der die CP-erhaltende Amplitude des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ berechnet werden kann. Für diesen Bereich wird in dieser Arbeit eine obere Grenze angegeben:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma, m_{\gamma\gamma} < 110 \text{ MeV}/c^2, y < 0,25) < 4,36 \times 10^{-9} \quad (90\% \text{ CL}).$$

In dem Jahr 2001 werden weitere Daten genommen werden, mit denen der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ gemessen werden kann. Mit der zu erwartenden Statistik besteht die Möglichkeit, ein Verzweigungsverhältnis für den unteren Massenbereich anzugeben, so dass die Größe der CP-erhaltenden Amplitude des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ genauer bestimmt werden kann.

Für diesen Anteil wird mit der hier gemessenen effektiven Vektorkopplung eine Größenordnung von einigen 10^{-13} vorhergesagt [DAm00], während der Anteil der direkt CP-verletzenden Amplitude zu einigen 10^{-12} berechnet wurde [Bur99]. Daher wird bei der Messung des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ wahrscheinlich die Möglichkeit bestehen, die direkte CP-Verletzung zu bestimmen.

Anhang A

Die Kalibration des Hadronkalorimeters bei NA48

Die Besonderheit der Kalibration des Hadronkalorimeters bei NA48 liegt darin, dass sie während der normalen Datennahme erfolgt [Del98]. Das Kalorimeter wird mit Hilfe von Myonen kalibriert, da diese als minimal ionisierende Teilchen immer die gleiche Energie (~ 715 MeV) im Kalorimeter deponieren. Es ist notwendig, das Kalorimeter einmal pro Woche zu kalibrieren, um eine hinreichende Genauigkeit der absoluten Energieskala zu erzielen. Dies ist wichtig, da die Gesamtenergie des Hadronkalorimeters in mehrere Trigger eingeht.

Während der Datennahme der Jahre 1998 und 1999 wurden Daten zur Kalibration verwendet, die vom Massbox-Trigger selektiert wurden. Dieser wird bei der Analyse von ε'/ε verwendet, um Zerfälle $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ zu selektieren. Zur Kalibration werden allerdings Ereignisse des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ selektiert. Diese Ereignisse werden im Level-3-Trigger vorselektiert und in den `goldcompact`-Strom geschrieben. Dabei wurde ein spezielles Downscaling gewählt, was eine gleichmäßige Ausleuchtung bei einer durchschnittlichen Rate von 160 Ereignissen pro Burst gewährleistet. Das Downscaling wirkt bei Ereignissen nahe beim Strahlrohr stärker als bei weiter außen gelegenen Kanälen, da die meisten Ereignisse im inneren Bereich liegen.

Im Jahr 2000 wurde ein speziell aufgesetzter Trigger zur Selektion eines einzelnen Myons verwendet, da im Winter 1999/2000 das Strahlrohr implodierte und die Driftkammern zerstörte. Die Selektion im Level-3-Filter wurde ebenfalls der neuen Situation angepasst.

Zur Kalibration werden die Kanalnummer und die dazugehörigen ADC-Einträge benötigt, aus denen die Energie berechnet wird. Beide Variablen sind im C0mPACT-Format vorhanden und dort als 16-Bit Wort in der Variablen `evt->phac[j].idcell` gespeichert, auf die folgendermaßen zugegriffen wird:

- Kanalnummer: `evt->phac[j].idcell & 0xffff`
- ADC-Einträge : `evt->phac[j].idcell >> 16`

Für jeden Kanal werden die ADC-Einträge in ein eigenes Histogramm eingetragen.

Anschließend wird mit dem Programm MINUIT [MIN94] ein Fit mit einer Moyal-Funktion an die ADC-Werte gemacht, deren Maximum der mittleren deponierten Energie des Myons entspricht. Die Moyal-Funktion $M(E)$ beschreibt besonders gut die Energieverteilung der Myonen mit der Energie E im Hadronkalorimeter. Sie hat folgende Form:

$$M(E) = A \exp \left(\frac{B(E - C) + \exp(-B(E - C))}{D} \right). \quad (\text{A.1})$$

Die Variablen A , B , C und D werden gefittet und das Maximum der entsprechenden Moyal-Funktion errechnet.

Die so erhaltenen Kalibrationswerte werden dann in ein spezielles Format umgewandelt und in einer Datenbank (HEPDB [HEP93]) gespeichert.

Anhang B

Herleitung der effektiven Spilllänge

Zur Messung der effektiven Spilllänge werden Signale des Strahlmonitors verzögert und mit sich selbst in Koinzidenz gesetzt. Für einen während eines Bursts zufällig verteilten Protonenstrahl kann die Gesamtzahl der Ereignisse von Signal (m_S), verzögertem Signal ($m_D = m_S$) und der Koinzidenzen (m_C) folgendermaßen berechnet werden:

$$(I) \quad m_S = n_S t_{Burst} ;$$

$$(II) \quad m_D = n_D t_{Burst} ;$$

$$(III) \quad m_C = n_S n_D t_{Gate} t_{Burst} . \quad (B.1)$$

Hierbei sind n_S und n_D die Raten pro Sekunde, während t_{Gate} der maximalen Zeit entspricht, um die Signal und verzögertes Signal verschoben sein dürfen, wenn sie eine Koinzidenz erzeugen. Diese Zeit ist von den einzelnen Gates abhängig, die von den Signalen geöffnet werden, wenn ein Puls kommt. Die einzelnen Gates sind beim Strahlmonitor auf 10 ns eingestellt, daher sollte die Überlappungszeit der beiden Gates ~ 20 ns breit sein. Allerdings müssen die ansteigenden und abfallenden Flanken beider Gates berücksichtigt werden, so dass die Gatezeit direkt gemessen werden sollte. Hierbei ergeben sich 21,5 ns.

Wird nun Teil I der Gleichung B.1 mit Teil II multipliziert, erhält man fol-

gende Gleichung:

$$n_S n_D = \frac{m_S m_D}{t_{Burst}^2} = \frac{m_S^2}{t_{Burst}^2} . \quad (\text{B.2})$$

Setzt man dieses Ergebnis nun in Teil III von Gleichung B.1 ein, so erhält man:

$$m_C = \frac{m_S^2}{t_{Burst}^2} t_{Gate} t_{Burst} . \quad (\text{B.3})$$

Durch Umstellen erhält man nun die effektive Spilllänge:

$$t_{Burst} = \frac{m_S^2}{m_C} t_{Gate} . \quad (\text{B.4})$$

Literaturverzeichnis

- [AlA99] A. Alavi-Harati *et al*, Observation of Direct CP Violation in $K_{S,L}$ to $\pi\pi$ Decays, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 22.
- [AlB99] A. Alavi-Harati *et al*, Measurement of the Decay $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 917.
- [Anz97] G. Anzivino *et al*, The fast logic of the charged and neutral hodoscopes, *NA48 Note* **97-25** (1997) .
- [Ath80] H. W. Atherton *et al*, Precise Measurement of Particle Production by 400 GeV Protons on Beryllium Targets, *CERN Yellow Report* 80-07 (1980).
- [Bar90] G. Barr *et al*, Observation of the Decay $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, *Phys. Lett. B* **242** (1990) 523.
- [Bar92] G. Barr *et al*, A Measurement of the Decay $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, *Phys. Lett. B* **284** (1992) 440.
- [Blü91] H. Blümer, H. Rohrer, NMC User's Guide, Mainz (1991).
- [Blü95] H. Blümer, The NA48 Beam Intensity Monitor, Status Report from 1994, *NA48 Note* **95-08** (1995) .
- [Bur99] A. J. Buras *et al.*, in: CP-Violation in K decays beyond ϵ'/ϵ , Vortrag von Gino Isidori, NA48-Meeting, Florenz (1999).
- [Cal69] C. G. Callan, S. Coleman, J. Wess, B. Zumino, Structure of Phenomenological Lagrangians. 2., *Phys. Rev.* **177** (1969) 2247.
- [Cap93] L. Cappiello, G. D'Ambrosio, M. Miragliuolo, Corrections to $K \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ from $K \rightarrow 3\pi$, *Phys. Lett. B* **298** (1993) 423.

- [Car90] C. Carosi *et al.*, A Measurement 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.
- [CER95] Application Software and Databases, CERNLIB – CERN Program Library Short Writeups, Computing and Networks Division, CERN (1995).
- [Chr64] J. H. Christenson *et al.*, Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138.
- [Coh93] A. G. Cohen, G. Ecker, A. Pich, Unitarity and $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, *Phys. Lett. B* **304** (1993) 347.
- [Col69] S. Coleman, J. Wess, B. Zumino, Structure of Phenomenological Lagrangians. 1., *Phys. Rev.* **177** (1969) 2239.
- [DAm97] G. D'Ambrosio, J. Portoles, Vector Meson Exchange Contributions to $K \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ and $K_L \rightarrow \gamma l^+ l^-$, *Phys. Lett. B* **492** (1997) 417.
- [DAm00] G. D'Ambrosio, Persönliche Mitteilung, beruhend auf den Berechnungen aus [Cap93].
- [Deb96] M. Debeer *et al.*, *NASIM User's Guide*, Saclay (1996).
- [Del98] G. Dell, Entwicklung eines Online-Kalibrationssystems für das Hadronkalorimeter im NA48 Experiment, *Diplomarbeit*, Universität Mainz (1998).
- [Dip89] C. O. Dip, I. Dunietz, F. Gilman, $K_L \rightarrow \gamma l^+ l^-$ Decays for large $M(T)$, *Phys. Rev. D* **39** (1989) 2639.
- [Dob95] N. Doble, L. Gatignon, P. Grafström, A novel application of bent crystal channeling to the production of simultaneous particle beams, *NA48 Note* **95-13** (1995) .
- [Don87] J. F. Donoghue, B. R. Holstein, and G. Valencia, $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ as a Probe of CP Violation, *Phys. Rev. D* **35(9)** (1987) 2769.
- [Don95] J. F. Donoghue, F. Gabbiani, Reanalysis of the Decay $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, *Phys. Rev. D* **51** (1995) 2187.

- [Dos00] R. Dosanjh, M. Lenti, Tagging dilution difference in refiltered 1998 data, *NA48 Note* **00-12** (2000) .
- [Ebe97] C. Ebersberger, The Proton Tagging System for a Neutral Kaon Decay Experiment, *Dissertation*, Universität Mainz (1997).
- [EcA87] G. Ecker, A. Pich, E. de Rafael, $K \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ Decays in Chiral Perturbation Theory, *Phys. Lett. B* **189** (1987) 363.
- [EcB87] G. Ecker, A. Pich, E. de Rafael, $K \rightarrow \pi l^+ l^-$ Decays in the effective chiral Lagrangian of the Standard Model, *Nucl. Phys. B* **291** (1987) 692.
- [Eck95] G. Ecker, Chiral Perturbation Theory, Progress in Particle and Nuclear Physics **35** (1995) 1.
- [Fan99] V. Fanti *et al*, A new Measurement of direct CP Violation in two Pion Decays of the neutral Kaon, *Phys. Lett. B* **465** (1999) 335.
- [Fox98] H. Fox, K. Holtz, L. Köpke, S. Schmidt and Y. Schué, Filter Cuts and Configuration for Reprocessing 1997 and 1998, *NA48 Note* **98-28** (1998) .
- [GEA94] Application Software Group, GEANT, Detektor Description and Simulation Tool, CN Division, CERN (1994).
- [Gol62] J. Goldstone, A. Salam, S. Weinberg, Broken Symmetries, *Phys. Rev.* **127** (1962) 965.
- [Har93] D. A. Harris *et al*, A Limit on the Branching Ratio of $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 3918.
- [Hay96] B. Hay, Determination of the Branching Ratio of $\Gamma(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e)$ and a study of $\Gamma K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0/\Gamma(K_L \rightarrow \text{allcharged})$, *Dissertation*, Edinburgh (1996).
- [Hay99] B. Hay, R. Moore, I. Wingerter, Compact User Guide, **4.6** (1999).
- [Hei93] P. Heiliger, L. M. Sehgal, Analysis of the decay $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ and Expectations for the decays $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ and $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, *Phys. Rev. D* **47** (1993) 4920.

- [HEP93] Application Software Group, HEPDB – Database Management Package, Version 1.15, Computing and Networks Division, CERN (1993).
- [Kal95] A. Kalter, Bau eines Hodoskops aus szintillierenden Fibern für das NA48 Experiment und Messungen mit einem Prototypen, *Diplomarbeit*, Universität Mainz (1995).
- [Kam90] J. Kambor, J. Missimer, D. Wyler, The Chiral Loop Expansion of the Nonleptonic Weak Interactions of Mesons, *Nucl. Phys. B* **346** (1990) 17.
- [Kam91] J. Kambor, J. Missimer, D. Wyler, $K \rightarrow 2\pi$ and $K \rightarrow 3\pi$ decays in next-to-leading order chiral perturbation theory, *Phys. Lett. B* **261** (1991) 496.
- [Kam92] J. Kambor, J. F. Donoghue, B. Holstein, J. Missimer, D. Wyler, Chiral Symmetry Tests in Nonleptonic K decay, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 1818.
- [Kam94] J. Kambor, B. R. Holstein, $K_S \rightarrow \gamma\gamma$, $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ and Unitarity, *Phys. Rev. D* **49** (1994) 2346.
- [Kle76] K. Kleinknecht, CP Violation and K^0 Decays, *ARNS* **26** (1976) 1.
- [Kob73] M. Kobayashi, K. Maskawa, CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.
- [Koc98] U. Koch, Messung der radiativen Hyperon-Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und Präzisionsmessung der Ξ^0 Masse mit dem NA48-Detektor, *Dissertation*, Universität Mainz (1998).
- [Laz01] C. Lazzeroni, M. Lenti, Tagging inefficiency in 98 and 99 data, *NA48 Note* **01-01** (2001) .
- [Lee56] T. D. Lee, C. N. Yang, Question of Parity Conservation in Weak Interactions, *PR* **104** (1956) 254.
- [Lue57] G. Lüders, *Ann. Phys.* **2**(1957) 1.
- [Lui96] S. Luitz, Messung der CP-verletzenden Amplitude $|\eta_{+-}|$ des $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfalls mit dem NA48-Detektor, *Dissertation, Universität Mainz* (1996).

- [Mar00] P. Marouelli, Expertensysteme zur Überwachung der Datennahme des NA48-Experiments, *Diplomarbeit*, Universität Mainz (2000).
- [Maz00] E. Mazzucato, NA48: Results on Rare Decays and Future Prospects, *Proceedings*, CP Conference 2000, Ferrara (2000).
- [Mik98] I. Mikulec, Measurement of the CP Violation Parameter $|\eta_{00}|$ with the NA48 Detector at CERN, *Dissertation*, Bratislava (1998).
- [MIN94] Application Software Group, MINUIT – Function Minimization and Error Analysis, Version 94.1, Computing and Networks Division, CERN (1994).
- [Pap91] V. Papadimitriou *et al*, A Measurement of the Branching Ratio of the Decay $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$, *Phys. Rev. D* **44** (1991) 573.
- [Pau55] W. Pauli, in: N. Bohr and the Development of Physics, W. Pauli (Hrsg.), New York: McGraw-Hill (1955).
- [PDG00] Particle Data Group, Review of Particle Properties, *The European Physical Journal* **C3** (2000).
- [Pet98] A. J. Peters, Aufbau einer PC-Farm zur Datennahme im NA48-Experiment, *Diplomarbeit*, Universität Mainz (1998).
- [Pic01] Allgemeiner Fundus an Bildern von NA48 in Mainz. Diese Bilder sind auf den Mainzer NA48-Computern im Directory `/home/users/na48sw/pic/` zu finden.
- [Sac67] A. D. Sacharow *JETP Lett.* **5** (1967) 24.
- [Sch96] J. Schmidt, V. Schönharting, *NMC User's Guide*, *NA48 Note* **96-17** (1996) .
- [Sch98] S. Schmidt, Entwicklung einer dritten Triggerstufe für das NA48-Experiment, *Diplomarbeit*, Universität Mainz (1998).
- [Seh88] L. M. Sehgal, CP Violation in $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$: Interference of one photon and two photon exchange, *Phys. Rev. D* **38** (1988) 808.
- [Tor96] NA48 Torino Gruppe, NA48 Anticounters: Design, Construction and 93-94 Test Beam, *NA48 Note* **96-03** (1996) .

- [Una95] G. Unal, Neutral Reconstruction, *NA48 Note* **95-10** (1995) .
- [Una98] G. Unal, Reconstruction program for the LKr, *NA48 Note* **98-01** (1998) .
- [Una00] G. Unal, Summary of neutral corrections for 99 data, *NA48 Note* **00-20** (2000) .
- [Vel99] M. Velasco, *persönliche Mitteilung* .
- [Whi99] J. Whitmore, KTeV Rare Decay Results, Vortrag auf der Kaon'99-Konferenz, Chicago (1999).
- [Wil97] R. Wilhelm, Messung der transversalen Polarisation von Λ -Hyperonen aus inelastischen pN-Reaktionen bei 450 GeV Protonenenergie, *Dissertation*, Universität Mainz (1997).
- [Wu57] C. S. Wu et al., Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schleifendiagramme zur Berechnung von $\mathcal{O}(p^4)$ (<code>loops.eps</code>)	14
2.2	Feynman-Diagramme zur Vektormesondominanz (<code>vme.eps</code>)	15
2.3	Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses von a_V für den Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ (<code>br_theory_pi0gg.eps</code>)	16
2.4	Spektren der beiden Lorentzinvarianten in Abhängigkeit vom a_V (<code>theorie_pi0gg.eps</code>)	16
2.5	Feynman-Diagramm zum Zerfall $K_S \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ (<code>kspi0gg.eps</code>)	17
2.6	Feynman-Diagramme zum Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ (<code>kspi0gg.eps</code>)	19
2.7	Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses von der effektiven Vektorkopplung a_V für den CP-erhaltenden Teil des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ (<code>br_theory_pi0ee.eps</code>)	20
3.1	Prinzip des NA48 Strahlsystems (<code>na48gesamt.eps</code>)	23
3.2	Schnitt durch den NA48-Detektor (<code>na48detektor.eps</code>)	25
3.3	Die LKr-Elektroden-Struktur (<code>elektroden.eps</code>)	27
3.4	Kalorimeterzelle (<code>cell.ps</code>)	28
3.5	Faserbündel des Neutralen Hodoskops (<code>nhod.eps</code>)	29
3.6	Der Tagging-Detektor (<code>tagger.eps</code>)	31
3.7	Der Aufbau der Antizähler (<code>aklpockets.eps</code>)	32
3.8	Die Positionen der Antizähler (<code>aklpos.eps</code>)	32
3.9	Der K_S -Antizähler (<code>aks.eps</code>)	33
3.10	Das Hadron-Kalorimeter (<code>hac.eps</code>)	36
4.1	Übersicht über das NA48-Triggersystem (<code>trigger.eps</code>)	40
4.2	Aufbau der PC-Farm (<code>daq99.eps</code>)	46
5.1	Kinematik d. Zerfallsprodukte für $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ (<code>kin_pi0gg.eps</code>)	56
6.1	Vertexverteilung nach allen Schnitten (<code>vertex_comp.eps</code>)	64
6.2	Energieverteilung nach allen Schnitten (<code>energy_comp.eps</code>)	65
7.1	Vertexverteilung (<code>vertex.eps</code>)	70

7.2	Akzeptiertes LKr-Kalimetervolumen (<code>hitmap.eps</code>)	71
7.3	Differenz zwischen Driftkammer-Clusterzeit und Ereigniszeit für die Daten (<code>tagtime.eps</code>)	73
7.4	Differenz zwischen Tagger- und Ereigniszeit (<code>tagtime.eps</code>)	74
7.5	Position des Energieschwerpunktes (<code>cog.eps</code>)	75
7.6	Differenz zwischen AKL- und Ereigniszeit (<code>akltime.eps</code>)	75
7.7	Szenarien für mögliche Missidentifikation (<code>scenario.eps</code>)	76
7.8	Differenz zwischen rekonstruiertem und wahren Vertex für $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Ereignisse (<code>mc3pi0vertices.eps</code>)	77
7.9	Spezieller Pionvertex $\max(z_\pi)$ (<code>zpi.eps</code>)	78
7.10	Spezieller Vertex von zwei Pionen (<code>z2pi.eps</code>)	79
7.11	Max. Schauerbreite für $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Ereignisse (<code>rms2pi.eps</code>)	80
7.12	Max. Schauerbreite für Daten und MC (<code>rms.eps</code>)	81
7.13	Dritte versteckte Pionmasse (<code>m3pi.eps</code>)	82
7.14	Transversalimpuls gegen die invariante Pionmasse (<code>pt.eps</code>)	84
7.15	Invariante Massen für die Photonkombination mit der zweitbesten Pionmasse (<code>2ndmpi.eps</code>)	85
7.16	Akzeptanz in Abhängigkeit von $m_{\gamma\gamma}$ und y (<code>acceptance.eps</code>)	88
7.17	Akzeptanzunterschied in theoretischem Spektrum und Phasenraumverteilung (<code>acceptance_mgg_y.eps</code>)	88
7.18	Max. Zeitdifferenz der Schauer im Kalorimeter (<code>lkrttime.eps</code>)	92
7.19	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse gegen π^0 -Masse (<code>mpi_mgg.eps</code>)	93
7.20	Invariante π^0 -Massen (<code>ellipse.eps</code>)	94
8.1	Maximum-Likelihood-Fit (<code>fit.eps</code>)	99
8.2	Vergleich der Daten mit dem Fitergebnis (<code>comparison.eps</code>)	100
8.3	Vergleich der Daten mit dem Fitergebnis im Bereich niedriger $m_{\gamma\gamma}$ -Massen (<code>low_mgg.eps</code>)	100
8.4	Systematische Studien zu a_V (<code>systematic_av.eps</code>)	102
8.5	Ergebnisse des Maximum-Likelihood-Fits verschiedener Monte-Carlo-Datensätze mit $a_V = -0,55$ (<code>bias_check.eps</code>)	103
8.6	Auflösung von $m_{\gamma\gamma}$ und y (<code>resolution.eps</code>)	104
8.7	Systematische Studien (<code>systematics.eps</code>)	112
8.8	Signal für inv. Diphotonmassen $< 240 \text{ MeV}/c^2$ (<code>mpi_240.eps</code>)	114
8.9	Signal für inv. Diphotonmassen $< 110 \text{ MeV}/c^2$ (<code>mpi_110.eps</code>)	114
9.1	Vergleich der bisherigen Messungen (<code>comp_br.eps</code>)	118

Tabellenverzeichnis

2.1	Die Fermiondoublets des Standardmodells	5
2.2	Eigenschaften der fundamentalen Wechselwirkungen	6
4.1	Belegung des Triggerwortes	44
4.2	Level 3-Filter-Kriterien zur Teilchenidentifikation	48
4.3	Vom Level 3-Filter akzeptierte seltene Zerfälle	49
5.1	Korrekturen zur Clusterenergie des LKr-Kalorimeters	52
7.1	Untergrundkanäle zu $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$	72
7.2	Gemeinsame Schnitte für $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ und $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$	83
7.3	Spezielle Schnitte für $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$	89
7.4	Spezielle Schnitte für $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$	89
7.5	Ergebnisse zur Bestimmung der absoluten Größe des Untergrundes $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	90
7.6	Vergleich von K_L - und K_S -Zerfällen in zwei neutrale Pionen zur Untergrundabschätzung	91
7.7	Vergleich von Daten und Untergrundkanälen	92

Danksagung

An erster Stelle möchte ich meinem Doktorvater Prof. Konrad Kleinknecht für seine großzügige Unterstützung, insbesondere für die Ermöglichung längerer CERN-Aufenthalte, und nicht zuletzt für sein ständiges Interesse am Fortgang der Arbeit danken.

Bei Rainer Wanke, Prof. Lutz Köpke und Burkhard Renk möchte ich mich für die zahlreichen fachlichen Ratschläge und Anregungen bedanken.

Insbesondere möchte ich meinen Zimmergefährten Achim Kalter, Uwe Koch, Peter Marouelli, Irakli Mestvirishvili, Yvette Schué und Paulo Lopes da Silva für die gute Arbeitsatmosphäre danken.

Oliver Melzer, Aimo Bülte und Mrs. Newton möchte ich für die schöne Zeit, die ich mit ihnen in Sergy-Haut verbracht habe, danken.

Michèle Jouhet und Luna danke ich für die freundliche Aufnahme in ihr Haus, wo ich mich sofort als Familienmitglied fühlte.

Der NA48-Gruppe und der gesamten Mainzer ETAP möchte ich für das ausgezeichnete Arbeitsklima danken. Besonders erwähnen möchte ich Michael Eppard, Harald Fox, Karl-Heinz Geib, Sylvia Hohmann, Kirsten Holtz, Stefan Luitz, Cristina Morales, Andreas Peters, Sven Schmidt, Volker Schönharting, Klaus Talleur, Andreas Winhart, Matthias Wittgen.

Oliver Melzer danke ich für sein Verständnis für meine Arbeit.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern und meiner Oma, die mich immer unterstützt haben.

Lebenslauf

Anschrift:

Isabell-Alissandra Pellmann
Sertoriusring 56
55126 Mainz

Persönliche Daten:

geboren: 03.05.1974 in Bochum
Eltern: Rita Pellmann und Achim Pellmann
Familienstand: ledig

Schulbildung:

1980 - 1984 Grundschule Gladbeck
1984 - 1993 Ratsgymnasium Gladbeck
1993 Abitur

Hochschulausbildung:

01.10.1993 Immatrikulation an der Westfälischen Wilhelms-Universität in Münster (Fach Physik)
Oktober 1995 Diplom-Vorprüfung im Fach Physik
März/April 1997 Diplomprüfung im Fach Physik
01.05.1997 – Diplomarbeit bei Prof. R. Santo mit dem Titel 'Luminositätsbestimmung am Experiment COSY-11: Vergleich verschiedener Methoden'
15.07.1998
1998 - 2001 Doktorandin im Fachbereich Physik der Universität Mainz bei Prof. K. Kleinknecht; Mitarbeit in der NA48-Kollaboration (CERN)

