

Messung

der

$$K_{\text{L}}^0 \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$$

und

$$K_{\text{L}}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$$

Zerfallsraten

Dissertation

zur Erlangung des Grades

„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik der

Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Matthias Wittgen

geboren in Wiesbaden

Mainz 2001

Jahr der Prüfung: 2001

Chaos is found in greatest abundance wherever order is being sought.

It always defeats order, because it is better organized.

Terry Pratchett (*Interesting Times*)

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	1
1.1	Einleitung	1
1.2	Das System der neutralen Kaonen	3
1.3	Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix	7
1.4	Die Zerfälle $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ und $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$	8
1.5	Das Formfaktormodell von Bergström, Masso und Singer (BMS-Modell)	12
1.6	Chirale Formfaktormodelle	14
1.6.1	Das Modell von D’Ambrosio, Isidori und Portoles (AIP-Modell)	14
1.6.2	Das Formfaktormodell von Valencia	17
1.6.3	Das Formfaktormodell von Goity und Zhang	18
1.7	Strahlungskorrekturen	18
2	Das NA48-Experiment	21
2.1	Die Strahlführung	21
2.2	Die Zerfallsregion	23
2.3	Der NA48-Detektor	23
2.4	Der Tagging-Detektor	25
2.5	Die Antizähler	26
2.5.1	Die Photon-Antizähler (AKL)	26
2.5.2	Der K_S -Antizähler (AKS)	27
2.6	Das Hodoskop für geladene Teilchen (HOD)	27
2.7	Das Magnetspektrometer	28
2.8	Das elektromagnetische Kalorimeter (LKR)	29
2.9	Das Hodoskop für neutrale Teilchen (NHOD)	31

2.10	Das Hadron-Kalorimeter (HAC)	31
2.11	Die Myon-Antizähler	33
3	Trigger- und Datenerfassungssysteme	35
3.1	Der Level-1-Trigger	35
3.2	Der Level-2-Trigger	37
3.2.1	Der Massbox-Trigger	37
3.2.2	Der neutrale Trigger	40
3.3	Der Level-2-Triggersupervisor	40
3.4	Die Auslese der Subdetektoren	41
3.5	Die PC-Farm zur Datenerfassung	43
3.6	Der Level-3-Trigger	43
4	Die Rekonstruktion der Ereignisse	45
4.1	Die Rekonstruktion der Kalorimeterdaten	45
4.2	Die Rekonstruktion der Spektrometerdaten	46
4.3	Die Rekonstruktion des Zerfallsvertex	46
4.4	Die Rekonstruktion der Myon-Antizähler-Daten	48
4.5	Die Rekonstruktion kinematischer Größen	48
4.5.1	Die Rekonstruktion der Vierervektoren	48
4.5.2	Der Transversalimpuls	49
4.5.3	Der Energieschwerpunkt	49
4.5.4	Die Berechnung von E/p	50
4.5.5	Die Rekonstruktion der Kaonenergie und -masse	50
5	Monte-Carlo-Simulation	51
5.1	Der Generator für den Zerfall $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	51
5.2	Der Generator für den Zerfall $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$	52
5.3	Der Generator für den Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$	52
5.4	Die Simulation des Detektors	52
5.5	Strahlungskorrekturen	53
6	Die Ereignisauswahl	55
6.1	Vorselektion der Ereignisse	55
6.2	Allgemeine Selektionskriterien	56

6.2.1	Auswahl der Schauer	56
6.2.2	Auswahl der Spuren	58
6.2.3	Abstand zwischen Spur und Schauer	58
6.2.4	Schnitte zur Teilchenidentifikation	58
6.3	Untergrund	60
6.3.1	Möglicher Untergrund zu $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	61
6.3.2	Möglicher Untergrund zu $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$	62
6.4	Gemeinsame Schnitte für Vierspur-Ereignisse	62
6.5	Die Auswahl von $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	69
6.6	Die Auswahl von $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$	71
6.7	Der Normierungskanal	76
6.7.1	Die Auswahl von $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ -Ereignissen	76
6.8	Die Suche nach $K_L \rightarrow \mu^\pm\mu^\pm e^\mp e^\mp$	80
6.9	Vergleich zwischen Daten- und Monte-Carlo-Verteilungen	81
7	Ergebnisse	87
7.1	Bestimmung der Akzeptanzen	87
7.2	Bestimmung der Triggereffizienzen	88
7.3	Berechnung des K_L -Strahlflusses	92
7.4	Systematische Unsicherheiten	92
7.5	Das Verzweigungsverhältnis für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	96
7.6	Das Verzweigungsverhältnis für $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$	97
7.7	Das Verzweigungsverhältnis für $K_L \rightarrow \mu^\pm\mu^\pm e^\mp e^\mp$	97
7.8	Winkelverteilung für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	98
7.9	Winkelverteilung für $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$	99
8	Zusammenfassung und Ausblick	101
A	Die NA48-Online-PC-Farm	103
A.1	Einleitung	103
A.2	Das Konzept des Eventbuilding	104

A.3 Der Level-2b-Trigger	107
Literaturverzeichnis	109
Abbildungsverzeichnis	116
Tabellenverzeichnis	117
Danksagung	119

Kapitel 1

Theorie

1.1 Einleitung

In der Elementarteilchenphysik ist es gelungen, alle bekannten Phänomene durch eine geschlossene Theorie, das Standardmodell der Elementarteilchen, zu beschreiben. Das Modell beinhaltet als elementare Bausteine drei Generationen von Fermionen (Tabelle 1.1).

Generation	1	2	3
Quarks	$\begin{pmatrix} \text{up } (u) \\ \text{down } (d) \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \text{charm } (c) \\ \text{strange } (s) \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \text{top } (t) \\ \text{bottom } (b) \end{pmatrix}$
Leptonen	$\begin{pmatrix} \text{Elektron } (e^-) \\ e\text{-Neutrino } (\nu_e) \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \text{Myon } (\mu^-) \\ \mu\text{-Neutrino } (\nu_\mu) \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \text{Tauon } (\tau^-) \\ \tau\text{-Neutrino } (\nu_\tau) \end{pmatrix}$

Tabelle 1.1: Die Fermionen des Standardmodells.

Die Wechselwirkung zwischen den Bausteinen wird durch den Austausch von Vektorbosonen beschrieben. Es gibt vier fundamentale Wechselwirkungen. Die starke Wechselwirkung wirkt nur zwischen Quarks, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung wirkt zwischen Quarks und Leptonen. Die Gravitation, die nicht Bestandteil des Standardmodells ist, spielt auf der Ebene von Elementarteilchen keine Rolle. Die Quarks sind die Eigenzustände der starken Wechselwirkung. Die Quarkzustände

	Starke Wechselwirkung	Elektro- magnetische Wechselwirkung	Schwache Wechselwirkung
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
Erhaltungsgrößen:			
Energie, Impuls, Drehimpuls	ja	ja	ja
Ladung	ja	ja	ja
Baryonzahl	ja	ja	ja
Leptonzahl (L_e, L_μ, L_τ)	ja	ja	ja
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 1.2: *Eigenschaften der fundamentalen Wechselwirkungen.*

der schwachen Wechselwirkung ergeben sich durch Zustandsmischung. Die Transformation zwischen schwachen und starken Eigenzuständen erfolgt durch eine unitäre 3×3 -Matrix, der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) [Kob73].

Im Standardmodell gibt es, wenn man von Neutrinomassen absieht, 18 freie Parameter, die nicht aus der Theorie abgeleitet werden können. Diese Parameter sind

- die Massen der Vektorbosonen und Fermionen,
- die Kopplungskonstanten und
- die vier freien Parameter der CKM-Matrix.

In der Elementarteilchenphysik spielen Symmetrien eine wichtige Rolle. Nach dem Noether-Theorem sind Invarianzen mit Symmetrien verknüpft. So folgt z.B. aus der Erhaltung des Drehimpulses die Invarianz eines Systems unter Drehungen im Raum. Neben diesen aus der klassischen Physik bekannten kontinuierlichen Transformatio-

nen, gibt es in der Elementarteilchenphysik eine Reihe von diskreten Transformationen, wie:

- die Ladungskonjugation C - Austausch von Teilchen und Antiteilchen
- die Paritätstransformation P - Punktspiegelung des Systems im Raum
- die Zeitumkehrtransformation T

Nach dem experimentellen Nachweis [Wu57], dass die Parität in der schwachen Wechselwirkung nicht erhalten ist, wurde 1964 entdeckt, dass die CP -Symmetrie beim Zerfall von neutralen Kaonen verletzt wird [Chr64]. Nach dem „ CPT -Theorem“ [Pau55][Lue57] sollte die kombinierte CPT -Transformation bei allen Wechselwirkungen erhalten sein. CPT -Invarianz bedeutet insbesondere, dass die Lebensdauern und Massen von Teilchen und Antiteilchen gleich sein müssen. Tabelle 1.2 gibt einen Überblick über die Erhaltung verschiedener Größen bei den verschiedenen Wechselwirkungen.

1.2 Das System der neutralen Kaonen

Die neutralen Kaonen sind pseudoskalare Mesonen und die leichtesten Teilchen, die ein Strange-Quark enthalten (vgl. Abbildung 1.1). Sie zerfallen ausschließlich über die schwache Wechselwirkung. Das K^0 hat den Quarkinhalt $(\bar{s}d)$ und das \bar{K}^0 den Quarkinhalt $(s\bar{d})$.

Neutrale Kaonen können in hadronischen Reaktionen über die starke Wechselwirkung erzeugt werden. Einige Erzeugungsmöglichkeiten sind:

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

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

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

K^0 und \bar{K}^0 sind Masseneigenzustände der starken Wechselwirkung und werden durch eine CP -Transformation ineinander überführt. Die CP -Eigenzustände lassen sich durch Linearkombinationen von K^0 und \bar{K}^0 bilden.

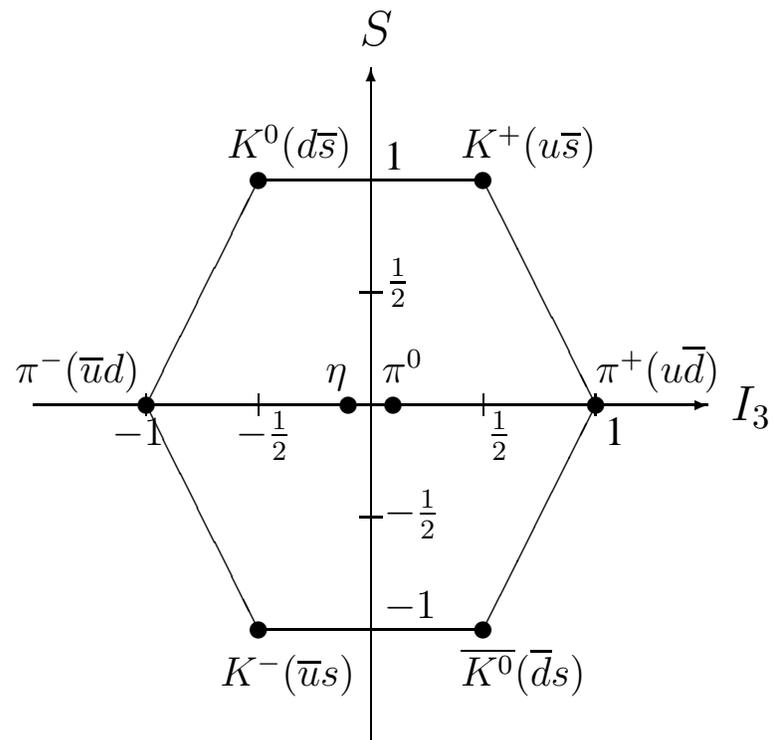


Abbildung 1.1: Das Oktett der pseudoskalaren Mesonen. Auf der x -Achse ist die dritte Komponente des Isospins I_3 aufgetragen, auf der y -Achse die Strangeness S .

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (1.1)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (1.2)$$

Mit den CP -Eigenwerten:

$$CP |K_1\rangle = +|K_1\rangle \quad (1.3)$$

$$CP |K_2\rangle = -|K_2\rangle \quad (1.4)$$

Unter CP -Erhaltung zerfällt der Zustand $|K_1\rangle$ im Wesentlichen in zwei Pionen ($CP |\pi\pi\rangle = +1$). Der Zustand $|K_2\rangle$ zerfällt unter CP -Erhaltung in drei Teilchen mit $CP = -1$. Aufgrund des kleineren Phasenraums ist die Lebensdauer des $|K_2\rangle$ -Zustands 600 Mal länger als die des $|K_1\rangle$ -Zustands.

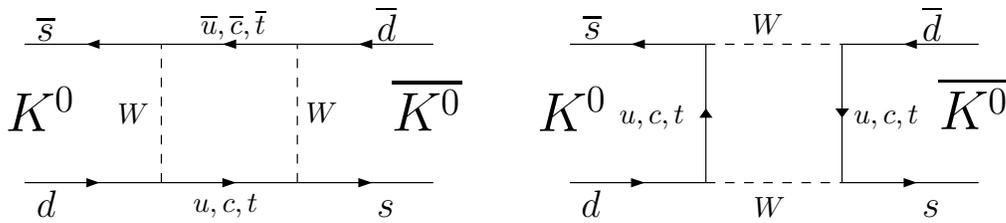


Abbildung 1.2: Box-Diagramme zur Zustandsmischung von K^0 - und \bar{K}^0 -Mesonen.

Experimentell wurden jedoch Zustände beobachtet, die eine kleine Beimischung des jeweils anderen CP -Eigenzustandes enthalten:

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (|K_1\rangle + \epsilon |K_2\rangle) \quad (1.5)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (\epsilon |K_1\rangle + |K_2\rangle) \quad (1.6)$$

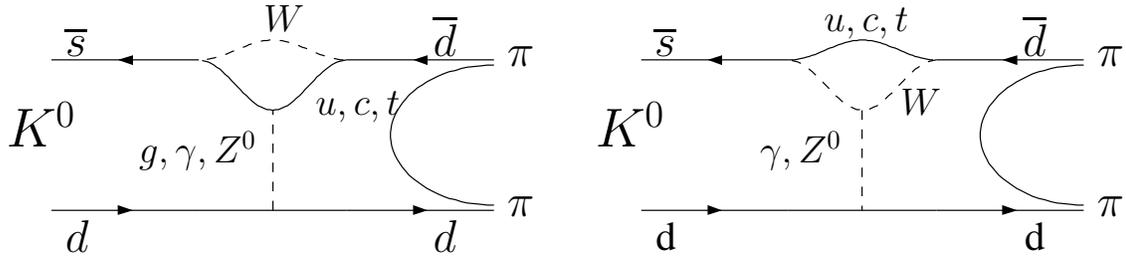


Abbildung 1.3: Penguin-Diagramme zur CP -Verletzung im System der neutralen Kaonen.

Der Parameter ε der Beimischung beschreibt die sogenannte „indirekte CP -Verletzung“. Voraussetzung dazu ist der Übergang zwischen K^0 - und \bar{K}^0 -Zuständen, die sogenannte Zustandsmischung (vgl. Abbildung 1.2).

Experimentell wurde der Betrag der komplexen Größe zu

$$|\varepsilon| = (2,271 \pm 0,017) \times 10^{-3} \quad (1.7)$$

bestimmt [PDG00].

Des Weiteren können $|K_1\rangle$ und $|K_2\rangle$ auch direkt in CP -verletzende Endzustände zerfallen (Abbildung 1.3). Diese sogenannte „direkte CP -Verletzung“ ist über den Unterschied der beiden Zerfallsamplituden experimentell zugänglich.

Das NA48-Experiment misst den Parameter $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ über das Doppelverhältnis R der Zerfallsamplituden von K_S und K_L in zwei geladene und zwei neutrale Pionen:

$$R = \frac{|\eta_{00}|^2}{|\eta_{+-}|^2} = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx 1 - 6 \text{Re}\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) \quad (1.8)$$

$\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ wurde bisher von verschiedenen Experimenten gemessen. Ein signifikant von Null verschiedener Wert [Bur88] wurde zuerst vom NA31-Experiment am CERN ge-

funden. Nachfolgend sind die Ergebnisse bisheriger Messungen aufgeführt:

$$\operatorname{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (23,0 \pm 6,5) \times 10^{-4} \quad (\text{NA31 [Bar93]})$$

$$\operatorname{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (7,4 \pm 6,0) \times 10^{-4} \quad (\text{E731 [Gib93]})$$

$$\operatorname{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (28 \pm 4) \times 10^{-4} \quad (\text{KTeV [Ala99]})$$

$$\operatorname{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (18,5 \pm 7,3) \times 10^{-4} \quad (\text{NA48 [Fan99a]})$$

Die Untersuchung der direkten CP -Verletzung ist das Hauptanliegen des NA48-Experiments. Detektor und Trigger wurden darauf abgestimmt. Darüber hinaus können auch seltene Kaonzerfälle mit dem Detektor gemessen werden.

1.3 Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

Die CP -Verletzung wird im Rahmen des Standardmodells mit dem Formalismus der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) beschrieben. Die Matrix verknüpft die Massen-Eigenzustände der Quarks (d, s, b) mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung (d', s', b'). Die einzelnen Matrixelemente V_{ij} beschreiben die Stärke der Kopplung zwischen den drei Quarkgenerationen:

$$V = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

V_{ij} sind komplexe Zahlen. Die Matrix lässt sich auf drei reelle Parameter, den Mischungswinkeln zwischen den Quarkgenerationen θ_{ij} , und eine komplexe Phase δ reduzieren. In der sogenannten Standarddarstellung ist die CKM-Matrix gegeben durch:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{12}s_{23}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

mit $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ und $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. CP -Verletzung tritt auf, falls die Phase δ von Null verschieden ist.

Eine weitere Möglichkeit der Parametrisierung wurde von Wolfenstein [Wol83] gegeben:

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Die gemessenen Werte für die Wolfenstein-Parameter sind:

$$\lambda = 0,2205 \pm 0,0018$$

$$A = 0,826 \pm 0,041 \quad [\text{Bur99}]$$

$$-0,15 < \rho < +0,35 \quad [\text{Har98}]$$

1.4 Die Zerfälle $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ und $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$

Die Zerfälle $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ und $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$ ($l^\pm = e^\pm$ oder μ^\pm) finden über einen Zwischenzustand $K_L \rightarrow \gamma^*\gamma^*$ bzw. $K_L \rightarrow \gamma^*\gamma$ statt und liefern Erkenntnisse über die Struktur des $\gamma^*\gamma^{(*)}$ -Vertex.

Die Zerfallsamplitude von $K_L \rightarrow \gamma^*\gamma^*$ lässt sich unter Annahme von CP -Erhaltung, Eich- und Lorentzinvarianz wie folgt schreiben [DAm97a]:

$$A(K_L \rightarrow \gamma^*(q_1, \varepsilon_1)\gamma^*(q_2, \varepsilon_2)) = i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\varepsilon_1^\mu\varepsilon_2^\nu\varepsilon_3^\rho\varepsilon_4^\sigma F(q_1^2, q_2^2). \quad (1.12)$$

Wobei q_1 und q_2 die invarianten Massen der virtuellen Photonen sind und ε_1 und ε_2 die Polarisation der Photonen bezeichnen. $F(q_1^2, q_2^2)$ ist der Formfaktor, der die Struktur des $\gamma^*\gamma^{(*)}$ -Vertex beschreibt. Verschiedene Modelle für den Formfaktor werden in Abschnitt 1.5 und Abschnitt 1.6 vorgestellt.

Betrachtet man nun den Zerfall $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$, so ergeben sich zwei beitragende Amplituden A_1 und A_2 [Goi98]. A_1 und A_2 sind die Beiträge von den verschiedenen Kombinationsmöglichkeiten der Leptonen im Endzustand.

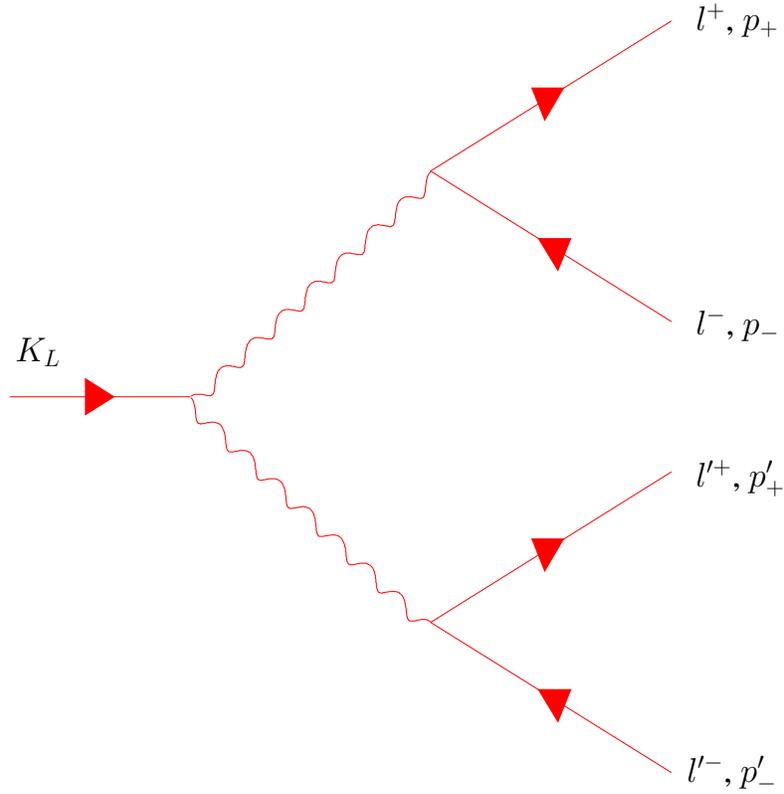


Abbildung 1.4: Feynman-Diagramm für den Zerfall $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$.

Die erste Amplitude ist gegeben durch:

$$A_1 = e^2 F(t, t') \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \frac{(p_+ + p_-)_\nu (p'_+ + p'_-)_\sigma}{tt'} \times \bar{u}(p_-) \gamma_\mu v(p_+) \bar{u}(p'_-) \gamma_\rho v(p'_+) \quad (1.13)$$

und die zweite durch:

$$A_2 = -e^2 F(t, t') \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \frac{(p_+ + p'_-)_\nu (p'_+ + p_-)_\sigma}{ss'} \times \bar{u}(p'_-) \gamma_\mu v(p_+) \bar{u}(p_-) \gamma_\rho v(p'_+) \quad (1.14)$$

Dabei ist p_+ der Impulsvierervektor von l^+ , usw. (vgl. Abbildung 1.4). Die Mandelstam-Variablen t und s sind wie folgt definiert:

$$t = (p_+ + p_-)^2, \quad t' = (p'_+ + p'_-)^2$$

$$s = (p_+ + p'_-)^2, \quad s' = (p'_+ + p_-)^2$$

Die gesamte Zerfallsbreite ergibt sich durch Integration des Betragsquadrats der Gesamtamplitude über den gesamten Phasenraum $d\Phi$:

$$|A|^2 = |A_1 + A_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + A_1 A_2^* + A_1^* A_2 \quad (1.15)$$

Die gesamte Zerfallsbreite setzt sich aus drei Anteilen zusammen:

$$\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_{12} \quad (1.16)$$

Hierbei sind:

$$\Gamma_1 = \int |A_1|^2 d\Phi \quad (1.17)$$

$$\Gamma_2 = \int |A_2|^2 d\Phi \quad (1.18)$$

$$\Gamma_{12} = \int (A_1 A_2^* + A_1^* A_2) d\Phi \quad (1.19)$$

Es gilt [Miy73]:

$$\Gamma_1 = \Gamma_2, \quad (1.20)$$

d.h. die Beiträge der Amplituden A_1 und A_2 zur Zerfallsbreite sind gleich. Der Beitrag Γ_{12} , der sogenannte Interferenzterm, tritt nur im Fall nicht unterscheidbarer Leptonenpaare im Endzustand, z.B. $K_L \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$, auf.

Üblicherweise vergleicht man die Zerfallsbreite Γ von $K_L \rightarrow l^+ l^- l^+ l^-$ mit der Zerfallsbreite des Zerfalls $K_L \rightarrow \gamma\gamma$:

$$\delta = \Gamma / \Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma) \quad (1.21)$$

$$\delta_i = \Gamma_i / \Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma) \quad (1.22)$$

Somit ergibt sich unter Berücksichtigung von Gleichung 1.20

$$\delta = 2\delta_1 + \delta_{12}$$

Eine ausführliche Berechnung der Beiträge Γ_1 und Γ_2 , sowie des Interferenzterms findet sich bei [Miy73]. Tabelle 1.3 gibt die berechneten Werte für δ und den Interferenzterm an.

Zerfall	Analyse	$\delta_{Interferenz}$	δ
$K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	[Miy73]	$-0,35 \times 10^{-5}$	$5,89 \times 10^{-5}$
	ohne Formfaktor [Goi98]	$-0,036 \times 10^{-5}$	$5,89 \times 10^{-5}$
	mit Formfaktor [Goi98]	$-0,048 \times 10^{-5}$	$5,48 \times 10^{-5}$
$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$	[Miy73]	0	$1,42 \times 10^{-5}$
	ohne Formfaktor [Goi98]	0	$1,71 \times 10^{-5}$
	mit Formfaktor [Goi98]	0	$2,20 \times 10^{-5}$
$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	[Miy73]	$-0,051 \times 10^{-9}$	$0,946 \times 10^{-9}$
	ohne Formfaktor [Goi98]	$-0,051 \times 10^{-9}$	$0,93 \times 10^{-9}$
	mit Formfaktor [Goi98]	$-0,077 \times 10^{-9}$	$1,30 \times 10^{-9}$

Tabelle 1.3: Vorhersagen für die Zerfallsrate von $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ -Zerfällen [Goi98][Miy73] normiert auf die Zerfallsrate von $K_L \rightarrow \gamma\gamma$.

Mit Kenntnis des gemessenen Verzweungsverhältnisses $\text{BR}(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ werden folgende Verzweungsverhältnisse vorhergesagt [Goi98]:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-) = 3,85 \times 10^{-8}$$

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-) = 1,3 \times 10^{-9}$$

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-) = 8 \times 10^{-13}$$

Aus Tabelle 1.3 ist ersichtlich, dass der Interferenzterm einen kleinen Beitrag von 0,5% zur Zerfallsbreite liefert. Der Zerfall $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ ist im NA48-Experiment momentan experimentell nicht zugänglich.

Durch teilweise Integration der Integrale 1.17 über den Phasenraum ergibt sich die differentielle Zerfallsrate als Funktion des Winkels zwischen den durch die beiden e^+e^- -Paare aufgespannten Ebenen. Durch Messung dieses Winkels lässt sich der CP -Eigenwert des K_L -Mesons bestimmen.

Die Winkelverteilung ist hierbei gegeben durch:

$$\frac{dn}{d\phi} = A \left[\frac{1 - |\varepsilon r|^2}{1 + |\varepsilon r|^2} B \cos(2\phi) + \frac{2\text{Re}(\varepsilon r)}{1 + |\varepsilon r|^2} C \sin(2\phi) \right] \quad (1.23)$$

Wobei A , B und C Konstanten sind und r das Verhältnis der Amplituden K_1 und K_2 im Endzustand. Durch Messung der Winkelverteilung lässt sich der CP -Eigenzustand des K_L -Mesons messen. Für den Parameter B gilt: $B = -0,21$ für $CP = -1$ und $B = 0,21$ für $CP = +1$. Der Term $\sin(2\phi)$ stellt einen Interferenzterm zwischen dem K_1 - und K_2 -Anteil im K_L -Meson dar und erlaubt bei genügender Präzision die Messung der indirekten CP -Verletzung.

1.5 Das Formfaktormodell von Bergström, Masso und Singer (BMS-Modell)

Das bisher favorisierte Modell für die experimentelle Bestimmung des Formfaktors für die Zerfälle $K_L \rightarrow l^+ l^- \gamma$ ist das Modell von Bergström, Masso und Singer (BMS) [Ber83].

Die Zerfallsrate wird hierbei durch nichtperturbative Modelle (Poldominanzmodelle) beschrieben, bei denen die Photonabstrahlung aus hadronischen Zwischenzuständen erfolgt. Zwei Prozesse tragen dabei zur Zerfallsamplitude bei:

- P–P-Übergänge: Der schwache Zerfallsvertex liegt zwischen zwei pseudoskalaren Teilchen, dem K_L -Meson und den Zwischenzuständen π^0 , η oder η' , mit einem anschließenden elektromagnetischen Übergang in zwei (virtuelle) Photonen (Abbildung 1.5).
- V–V-Übergänge: Hier geht das K_L -Meson unter Abstrahlung eines Photons elektromagnetisch in ein K^* -Zwischenzustand über. Der schwache Übergang findet zwischen zwei Vektormesonen (V–V) statt. Das K^* geht durch die schwache Wechselwirkung in ein ρ , ω oder ϕ über, das anschließend an ein virtuelles Photon koppelt (Abbildung 1.6).

Die Zerfallsamplitude wird wie folgt parametrisiert:

$$A(K_L \rightarrow \gamma^* \gamma^{(*)}) = A_{P--P}(\gamma^* \gamma^{(*)}) + \alpha_{K^*} A_{V--V}(\gamma^* \gamma^{(*)}) \quad (1.24)$$

Der Parameter α_{K^*} wurde von verschiedenen Experimenten für die Zerfälle $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ und $K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma$ gemessen.

In Tabelle 1.4 sind bisherige Messungen des Formfaktors α_{K^*} zusammengestellt. Die experimentell gefundenen Werte von α_{K^*} aus den Kanälen $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ und $K_L \rightarrow$

Experiment	Zerfall	Ereignisse	α_{K^*}
NA31 [Bar90]	$ee\gamma$	1053	$-0,28 \pm 0,13$
B845 [Ohl90]	$ee\gamma$	919	$-0,28^{+0,099}_{-0,090}$
NA48 [Fan99b]	$ee\gamma$	6834	$-0,36 \pm 0,06$
NA48 [Fan97]	$\mu\mu\gamma$	45	$-0,04^{+0,24}_{-0,21}$
E799 [Spe95]	$\mu\mu\gamma$	197	$-0,028^{+0,115}_{-0,111}$
E799 [KTEV00] (vorläufig)	$\mu\mu\gamma$	9105	$-0,163^{+0,026}_{-0,027}$
NA48 [Bev00] (vorläufig)	$\mu\mu\gamma$	1150	$-0,20 \pm 0,05$

Tabelle 1.4: Messungen des BMS-Formfaktors α_{K^*} .

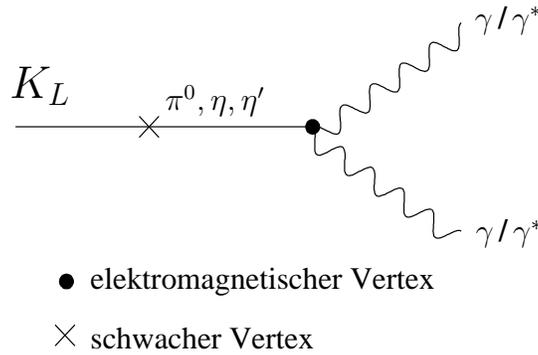


Abbildung 1.5: Feynman-Diagramm für den P-P Beitrag zur Zerfallsamplitude.

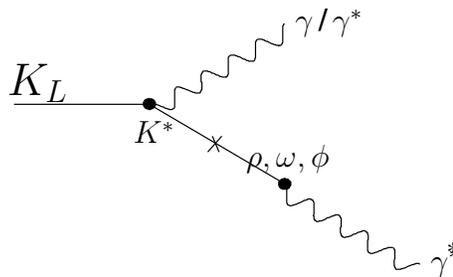


Abbildung 1.6: Feynman-Diagramm für den V-V Beitrag zur Zerfallsamplitude.

$e^+e^-\gamma$ unterscheiden sich. Des Weiteren liefert das BMS-Modell keine mit den Messdaten konsistente Vorhersage des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ [DAm97b].

1.6 Chirale Formfaktormodelle

Kaonzerfälle können im Rahmen der chiralen Störungstheorie betrachtet werden. Die chirale Störungstheorie ist eine effektive Feldtheorie, die es erlaubt QCD-Prozesse bei niederen Energien zu betrachten. Die effektiven Lagrangefunktionen werden dabei nach Impulsen entwickelt.

Aus Gründen der Lorentz- und Eichinvarianz treten dabei nur gerade Potenzen des Impulses auf. Die Lagrangefunktionen enthalten freie Parameter, die aus anderen Modellen bestimmt werden müssen.

1.6.1 Das Modell von D’Ambrosio, Isidori und Portoles (AIP-Modell)

D’Ambrosio, Isidori und Portoles [DAm97a] untersuchen den Zerfall $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$, um eine untere Grenze auf den Wolfenstein-Parameter ρ zu erhalten. Die dispersive Amplitude dieses Zerfalls setzt sich aus einem langreichweitigen Beitrag (Abbildung 1.7 a) und kurzreichweitigen Beiträgen (Abbildung 1.7 b, c und d) zusammen. Der langreichweitige Beitrag enthält einen $\gamma^*\gamma^*$ -Vertex. Die Untersuchung der leptonischen K_L -Zerfälle $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$ und $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$, die über Zwischenzustände $\gamma\gamma^*$ bzw. $\gamma^*\gamma^*$ erfolgen, liefert Erkenntnisse über die Struktur des $\gamma^*\gamma^*$ -Vertex. Die Zerfallsrate für den Zerfall $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$ setzt sich aus einem dispersiven ($\text{Re}A$) und einem absorptiven ($\text{Im}A$) Beitrag der Amplitude zusammen.

$$BR(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-) = |\text{Re}A|^2 + |\text{Im}A|^2 \quad (1.25)$$

Der absorptive Beitrag hat einen lang- und kurzreichweitigen Beitrag:

$$\text{Re}A = \text{Re}A_{long} + \text{Re}A_{short} \quad (1.26)$$

Die für $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$ gemessene Zerfallsrate wird durch die dispersive Amplitude $\text{Im}A$ vollständig abgedeckt. Der absorptive Anteil $\text{Re}A$ ist demnach sehr klein.

Durch Messung des Formfaktors $F(q_1, q_2)$ aus den Zerfällen $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$ und $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ lässt sich der langreichweitige Beitrag zur Zerfallsamplitude von $K_L \rightarrow$

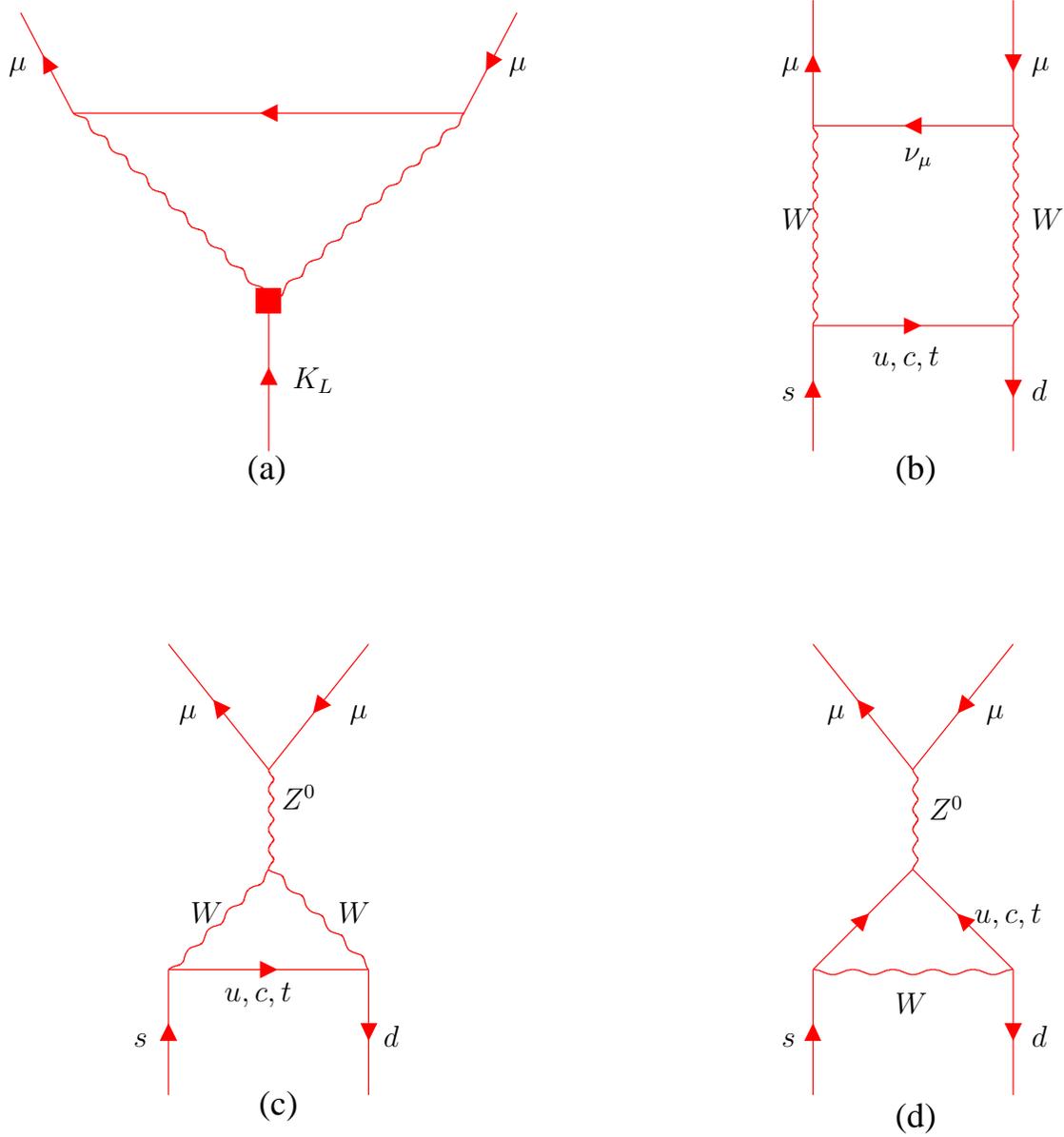


Abbildung 1.7: Langreichweitiger Beitrag (a) und kurzreichweitige Beiträge (b, c, d) zum Zerfall $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$ in niedrigster Ordnung.

$\mu^+\mu^-$ bestimmen. $F(q_1, q_2)$ beschreibt den Formfaktor und ist symmetrisch unter Austausch von q_1 und q_2 .

$$F(q_1^2, q_2^2) = F(0, 0) \left(1 + \alpha_{API} \left(\frac{q_1^2}{q_1^2 - m_V^2} + \frac{q_2^2}{q_2^2 - m_V^2} \right) + \beta_{API} \frac{q_1^2 q_2^2}{(q_1^2 - m_V^2)(q_2^2 - m_V^2)} \right) \quad (1.27)$$

Die Gleichung 1.27 ist für kleine q_1 und q_2 die allgemeinste Parametrisierung, die im Einklang mit der chiralen Entwicklung der $K_L \rightarrow \gamma^*\gamma^*$ -Amplitude bis zur Ordnung $O(p^6)$ steht. $|F(0, 0)|$ lässt sich aus der Zerfallsbreite von $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ bestimmen:

$$F(0, 0) = \left[\frac{64\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{m_K^3} \right]^{1/2}$$

α_{API} und β_{API} sind zwei reelle, nicht in der Theorie festgelegte Parameter und m_V ist die ρ -Masse. q_1^2 und q_2^2 sind die Massen der virtuellen Photonen. Der Parameter α_{API} ist aus $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$ messbar. Das Modell stellt eine Näherung dar, da die Kopplungsparameter α_{API} und β_{API} als Konstanten angenommen werden. Weitergehende Modelle würden eine Abhängigkeit dieser Parameter von q_1^2, q_2^2 einschließen. D'Ambrosio et al. benutzen zwei Methoden, um die Parameter α_{API} und β_{API} zu bestimmen. Sie erhalten unter Benutzung eines Faktorisierungsmodells $\alpha_{API}=-1,22$ und $\beta_{API}=1,43$. Weiterhin betrachten sie den Fall großer virtueller Photonmassen ($q_1^2, q_2^2 \gg m_K$) und entwickeln den Formfaktor nach der starken Kopplungskonstante α_S (perturbative QCD) und erhalten:

$$|1 + 2\alpha_{API} + \beta_{API}| \simeq 0, 3 \quad (1.28)$$

Bisherige veröffentlichte Untersuchungen des Formfaktors für $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$ basieren vorwiegend auf dem BMS-Modell. α_{API} lässt sich unter Benutzung von

$$\alpha_{API} = -1 + (3, 1 \pm 0, 5)\alpha_{K^*} \quad (1.29)$$

aus α_{K^*} bestimmen. Besser wäre eine direkte Bestimmung aus den Daten unter Benutzung des API-Modells. Gleichung 1.27 reduziert sich für den Zerfall $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$ auf:

$$F(q_1^2, 0) = F(0, 0) \left(1 + \alpha_{API} \frac{q_1^2}{q_1^2 - m_V^2} \right) \quad (1.30)$$

Eine direkte Messung von α_{API} erfolgte kürzlich von den Experimenten NA48 und E799 im Zerfall $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$.

$$\alpha_{API} = -1,73^{+0,14}_{-0,18} \quad \text{E799 (aus Dimyonmassenverteilung) [KTEV00]}$$

$$\alpha_{API} = -1,42 \pm 0,12 \quad \text{E799 (aus Verzweigungsverhältnis) [KTEV00]}$$

$$\alpha_{API} = -1,67 \pm 0,40 \quad \text{NA48 (aus Dimyonmassenverteilung) [Bev00]}$$

$$\alpha_{API} = -1,72 \pm 0,18 \quad \text{NA48 (aus Verzweigungsverhältnis) [Bev00]}$$

α_{API} wurde bisher nur aus dem Zerfall $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ bestimmt. Eine Bestimmung aus dem häufigeren Zerfall $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ steht noch aus.

Es lässt sich eine untere Grenze für den Wolfstein-Parameter ρ geben. Es gilt:

$$\bar{\rho} = \rho \left(1 - \frac{\gamma^2}{2}\right) > 1,2 - \max \left(\frac{|\text{Re}A_{exp}| + |\text{Re}A_{long}|}{3 \times 10^{-5}} \right) \left(\frac{\bar{m}_t(m_t)}{170 \text{ GeV}} \right)^{-1,55} \left(\frac{|V_{cb}|}{0,040} \right)^{-2} \quad (1.31)$$

Der absorptive Anteil der langreichweitigen Amplitude ist gegeben durch:

$$|\text{Re}A_{long}| = 1,61 \times 10^{-8} \cdot |5,25 + 3,47\alpha_{API} \pm 0,69| \quad (1.32)$$

Hierbei wird eine Abschätzung $|\alpha_{API} + 2\beta_{API} + 1| < 0,4$ (vgl. Gleichung 1.28) benutzt. E799 bestimmte kürzlich die untere Grenze von ρ aus dem Zerfall $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ mit $\rho > -0,2$ [KTEV00].

Eine direkte Messung des Parameters β_{API} aus dem Zerfall $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ ist ein Test des verwendeten Formfaktormodells und erlaubt bei genügender Präzision eine bessere Grenze auf den Wolfstein-Parameter ρ .

1.6.2 Das Formfaktormodell von Valencia

Ebenfalls zur Bestimmung des dispersiven langreichweitigen Beitrags zu $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$ schlägt Valencia folgende alternative Parametrisierung des Formfaktors vor [Val97]:

$$F(q_1^2, q_2^2) = F(0, 0) \left(1 + \alpha_{1.0} + \frac{q_1^2 + q_2^2}{\Lambda^2} + \beta_{1.0} \frac{q_1^4 + q_2^4}{\Lambda^4} + \beta'_{1.0} \frac{q_1^2 q_2^2}{\Lambda^4} + \dots \right) \quad (1.33)$$

$\Lambda \sim 1 \text{ GeV}$ ist die benutzte Energieskala. q_1 und q_2 die Massen der virtuellen Photonen. Die Parameter $\alpha_{1,0}$ und $\beta_{1,0}$ können aus dem Zerfall $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$ bestimmt werden. Die Parameter $\beta_{1,0}$ und $\beta'_{1,0}$ sind in dem Zerfall $K_L \rightarrow l^+l^+l^-$ zugänglich.

1.6.3 Das Formfaktormodell von Goity und Zhang

Goity und Zhang benutzen ein chirales Formfaktormodell der Ordnung $O(p^6)$ [Goi97] [Goi98]. Die freien Parameter wurden aus der Anpassung an Daten aus dem Zerfall $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ bestimmt. Die in Tabelle 1.3 vorhergesagten Verzweigungsverhältnisse für $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ -Zerfälle beruhen auf diesem Formfaktormodell.

1.7 Strahlungskorrekturen

Bei den Prozessen $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ sind Strahlungskorrekturen zu berücksichtigen, insbesondere interne Bremsstrahlungsprozesse der Leptonen, bei denen im Endzustand Photonen erzeugt werden.

Abbildung 1.8 zeigt die Feynman-Diagramme für Strahlungskorrekturen erster Ordnung. Diagramme (a) und (b) stellen virtuelle Beiträge dar. Bei den Diagrammen (c) und (d) treten reelle Photonen im Endzustand auf. Auf die Behandlung der Beiträge mit reellen Photonen im Endzustand für die betrachteten Zerfälle wird in Abschnitt 5.5 eingegangen.

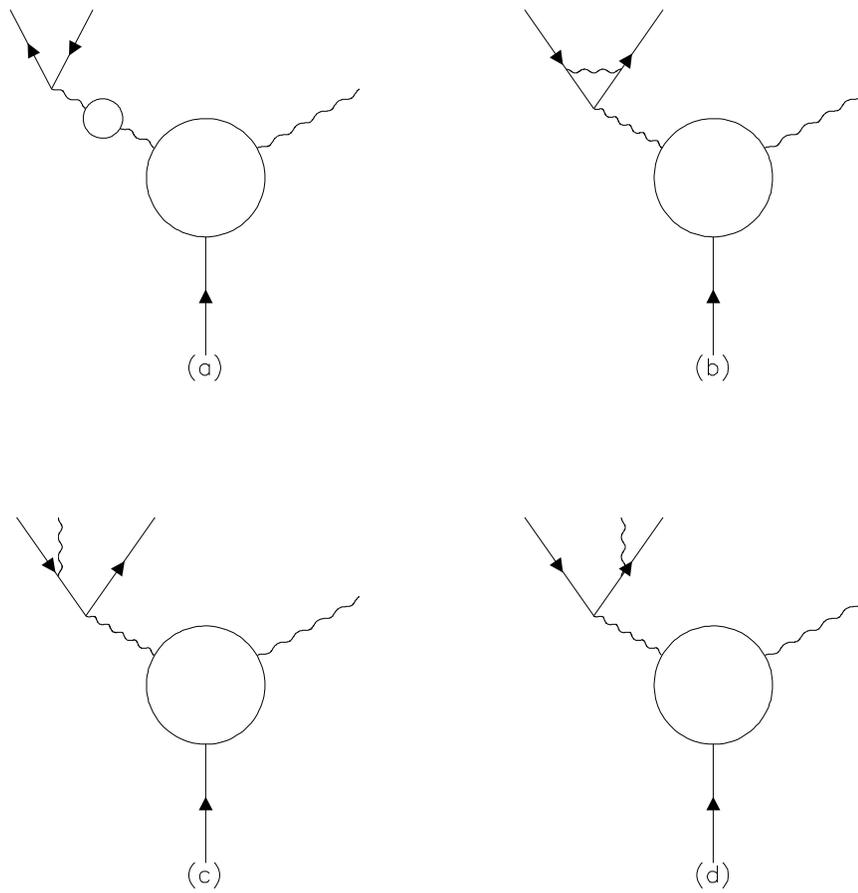


Abbildung 1.8: Feynman-Diagramme für Strahlungskorrekturen erster Ordnung.

Kapitel 2

Das NA48-Experiment

Das NA48-Experiment wird von einer Kollaboration von Instituten und Universitäten aus Cagliari, Cambridge, Genf, Dubna, Edinburgh, Ferrara, Florenz, Mainz, Orsay, Perugia, Pisa, Saclay, Siegen, Turin, Warschau und Wien am europäischen Zentrum für Teilchenphysik CERN in Genf betrieben. Hauptziel des Experiments ist die Messung des Parameters $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ mit einer Genauigkeit von 2×10^{-4} , der über die Messung des Doppelverhältnisses der Zerfallsraten von neutralen Kaonen in zwei geladene oder neutrale Pionen zugänglich ist. Die Messung der vier Zerfallsmoden wird mit simultanen Strahlen von K_L - und K_S -Mesonen durchgeführt, da sich so zeitabhängige Effizienzänderungen bei der Bildung des Doppelverhältnisses in erster Näherung herauskürzen. Daneben kann aufgrund der hohen Datenrate eine Fülle von K_L -, K_S - und Hyperonenzerfällen untersucht werden.

2.1 Die Strahlführung

Das *SPS* (*Super Proton Synchrotron*) ist ein ringförmiger Beschleuniger mit einem Umfang von 6,3 km, in dem Protonen auf eine Energie von bis zu 450 GeV beschleunigt werden. Alle 14,4 s wird den Experimenten ein 2,4 s langer Protonenpuls (*Burst* oder *Spill*) geliefert.

Neutrale Kaonen werden beim NA48-Experiment durch Beschuss eines Beryllium-Targets mit Protonen aus dem SPS erzeugt. Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben, werden in starker Wechselwirkung K^0 - und \overline{K}^0 -Mesonen erzeugt, die dann über die schwache Wechselwirkung als K_S - und K_L -Mesonen zerfallen. Das K_L -Meson hat eine 600fach längere Lebensdauer als das K_S -Meson. Um einen möglichst reinen K_L -Strahl zu er-

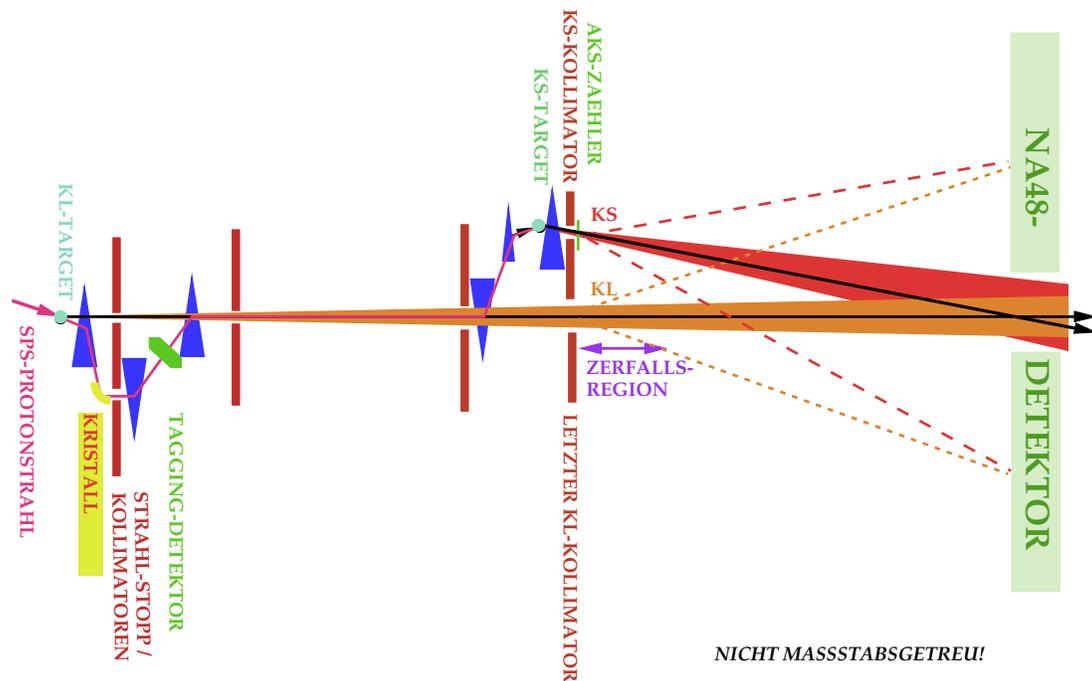


Abbildung 2.1: Prinzip der kollinearen K_L - und K_S -Strahlen.

halten, befindet sich das K_L -Target 120 m vor der Zerfallsregion. Bei einer Kaonenergie von 100 GeV entspricht dieser Abstand ungefähr 20 Lebensdauern des K_S -Mesons. In der Zerfallsregion liegt ein praktisch reiner K_L -Strahl vor, da nahezu alle am K_L -Target erzeugten K_S -Mesonen zuvor zerfallen sind. Pro SPS-Puls treffen $1,5 \cdot 10^{12}$ Protonen auf das K_L -Target. Geladene Teilchen werden durch Ablenkmagnete aus dem Strahl gezogen. Der neutrale Strahl wird durch drei Kollimatoren definiert. Der letzte Kollimator befindet sich unmittelbar vor der Zerfallsregion.

Protonen, die nicht mit dem K_L -Target wechselwirken, werden über einen Ablenkkristall und Ablenkmagnete durch den sogenannten Tagging-Detektor geführt und treffen anschließend auf das K_S -Target. Aufgrund der $\approx 10^5$ fach geringeren Intensität des Protonenstrahls am K_S -Target und der langen Lebensdauer der K_L -Mesonen ist der Beitrag von K_L -Zerfällen im K_S -Strahl sehr gering. K_L - und K_S -Strahl sind nahezu parallel. Der Winkel zwischen beiden wurde zu 0,6 mrad gewählt, damit die Schwerpunkte der K_L/K_S -Strahlen am Flüssigkryptonkalorimeter übereinstimmen (Abbildung 2.1).

2.2 Die Zerfallsregion

Die Zerfallsregion wird durch einen 88 m langen Vakuumtank mit 2,40 m Durchmesser definiert. Der Druck im Innern beträgt weniger als 10^{-3} mbar. Getrennt durch ein $900 \mu\text{m}$ dickes Kevlarfenster (vgl. Abbildung 2.3), schließt sich ein Heliumtank an den Vakuumtank an. Das dünne Fenster muss dem Druckunterschied zwischen Vakuum und den bei Atmosphärendruck arbeitenden Driftkammern standhalten.

Am Material, das sich zwischen dem Vakuumtank und dem Magneten des Spektrometers befindet, erfolgen Konversionen von Photonen in e^+e^- -Paare, welche den Hauptuntergrund für den in dieser Arbeit untersuchten Zerfall $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ bilden.

2.3 Der NA48-Detektor

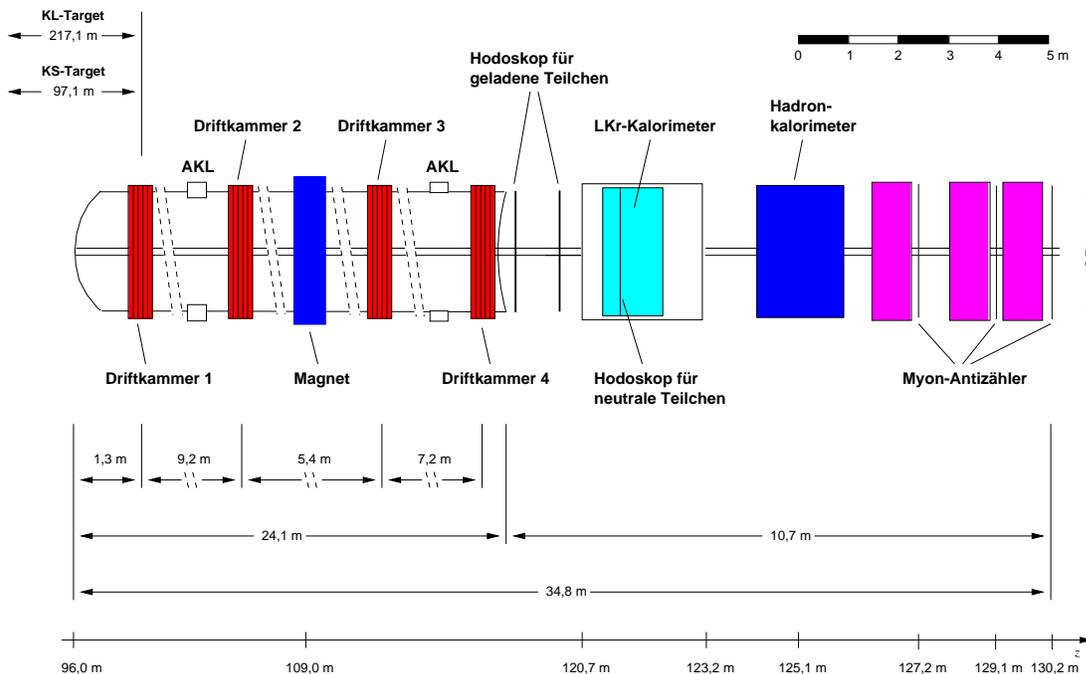


Abbildung 2.2: Aufbau des NA48-Detektors.

Die Abbildungen 2.2 und 2.3 zeigen den Aufbau des NA48-Detektors. In den folgenden Abschnitten werden die Einzelkomponenten des Detektors näher beschrieben.

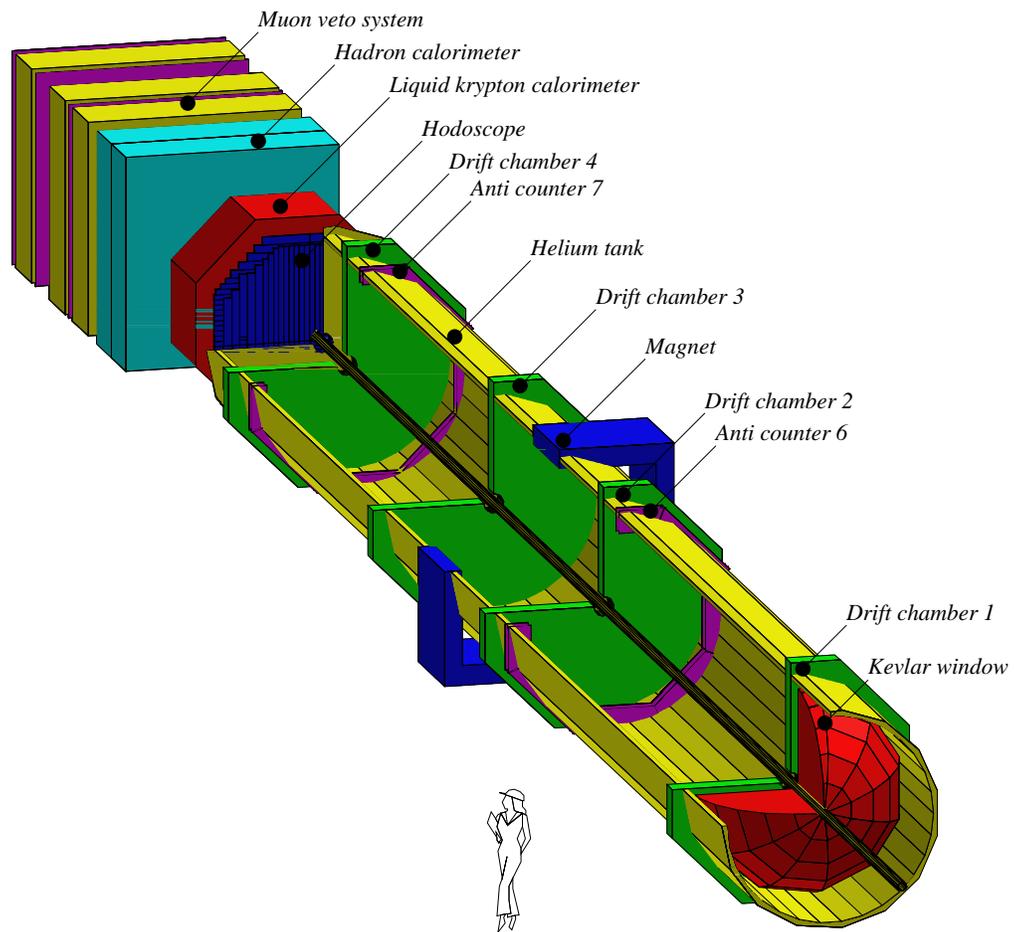


Abbildung 2.3: Der NA48-Detektor (aus [NA48]).

2.4 Der Tagging-Detektor

Um K_L - und K_S -Zerfälle unterscheiden zu können, wird der Durchflugzeitpunkt von Protonen, die auf das K_S -Target treffen, bestimmt. Dies geschieht mit Hilfe eines Tagging-Detektors (Abbildung 2.4), der aus einer horizontalen und einer vertikalen Leiter von je zwölf Szintillatorfolien aufgebaut ist. Jede Szintillatorfolie wird mit ei-

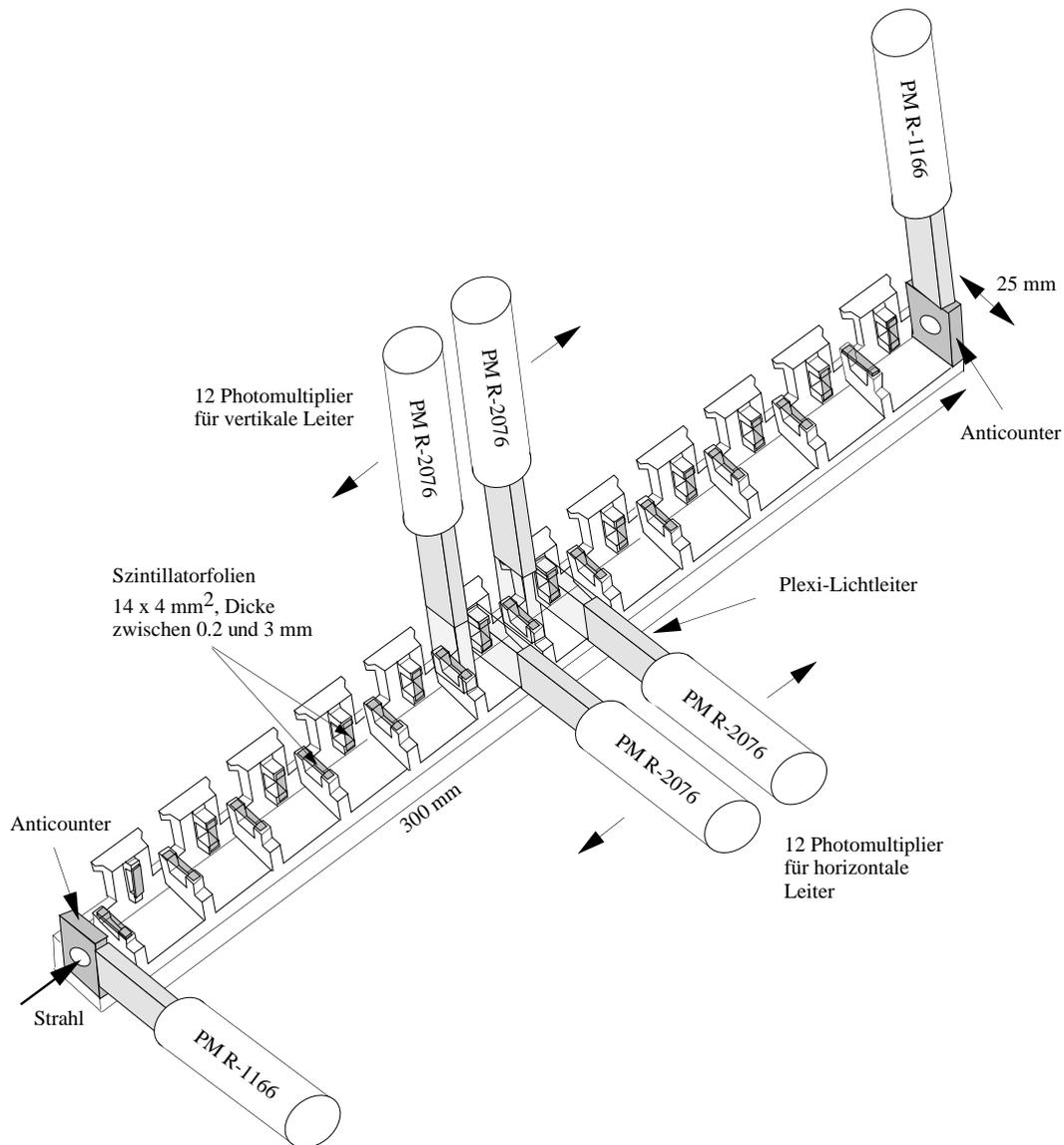


Abbildung 2.4: Der Tagging-Detektor.

nem Photomultiplier ausgelesen, und die Messwerte werden mit 960 MHz Abtastrate

mit Hilfe von *FADCs* (*Flash Analog to Digital Converter*) digitalisiert. Durch diese Anordnung wird gewährleistet, dass Messungen auch bei Protonenraten von bis zu 12 MHz erfolgen können. Dicke und Anordnung der Folien sind dem Strahlprofil angepasst. Die Folien der Leitern überlappen sich leicht, so dass kein Proton den Detektor unregistriert verlassen kann [Ber98]. Mit dem Tagging-Detektor wird eine Zeitauflösung von 150 ps und eine Doppelpulstrennung von 4 ns erreicht [Win00]. Durch den Vergleich des Durchflugzeitpunkts eines Protons durch den Tagging-Detektor mit der Ereigniszeit eines Kaonzerfalls lassen sich K_L - von K_S -Zerfällen unterscheiden.

2.5 Die Antizähler

2.5.1 Die Photon-Antizähler (AKL)

Ringförmig um den Vakuum- und den Heliumtank sind insgesamt sieben Photon-Antizähler (Abbildung 2.5) angebracht, um Photonen nachweisen zu können, die das Zerfallsvolumen nach außen verlassen und somit nicht im Flüssigkryptonkalorimeter nachgewiesen werden.

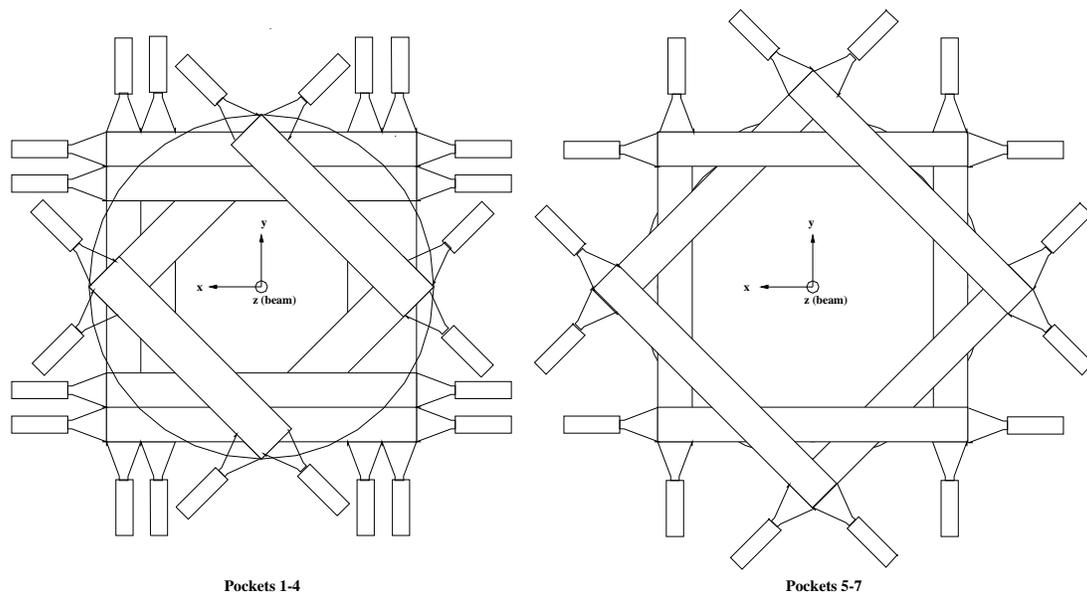


Abbildung 2.5: Aufbau der AKL-Antizähler (aus [NA48]).

Dies dient zur Unterdrückung von Untergrund aus Kaonzerfällen, bei denen Photonen verloren gehen, wodurch eine falsche Ereignissignatur vorgespiegelt wird.

2.5.2 Der K_S -Antizähler (AKS)

Hinter dem K_S -Kollimator befindet sich der K_S -Antizähler. Er dient zum Nachweis von Kaonen, die bereits vor dem den K_S -Strahl definierenden Kollimator zerfallen sind (vgl. Abbildung 2.1).

2.6 Das Hodoskop für geladene Teilchen (HOD)

Zur Messung des Durchflugzeitpunkts geladener Teilchen dient ein Hodoskop (Abbildung 2.6).

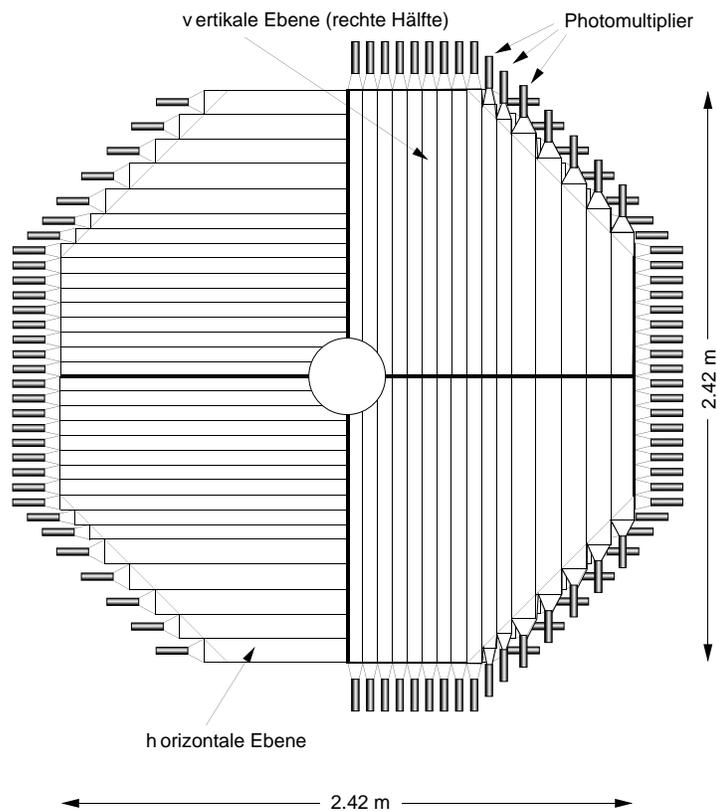


Abbildung 2.6: Das Hodoskop. Die vertikale Ebene ist nur zur Hälfte dargestellt.

Seine Zeitinformation definiert die Referenzzeit eines Zerfalls. Es besteht aus zwei hintereinanderliegenden Ebenen von 2 cm dicken Szintillatorstreifen, die in der ersten Ebene horizontal und in der zweiten vertikal angeordnet sind. Die Ebenen sind in Quadranten eingeteilt, von denen jeder 16 Szintillatorstreifen umfasst. Die Breite der

Streifen beträgt 6,5 cm im Bereich des Strahlrohrs und 9,9 cm am Rand des Detektors. Die Hodoskopinformationen werden insbesondere vom Trigger (vgl. Abschnitt 3.1) benutzt.

2.7 Das Magnetspektrometer

Zur Impulsmessung und Bestimmung des Zerfallsorts (*Vertex*) von Kaonen dient ein Magnetspektrometer (Abbildung 2.7), bestehend aus jeweils zwei Driftkammern vor und hinter einem Dipolmagneten. Das vertikale Magnetfeld hat eine Flussdichte von $B_y = 0,3712\text{ T}$ und erzeugt eine horizontale Impulsänderung von $250\text{ MeV}/c$.

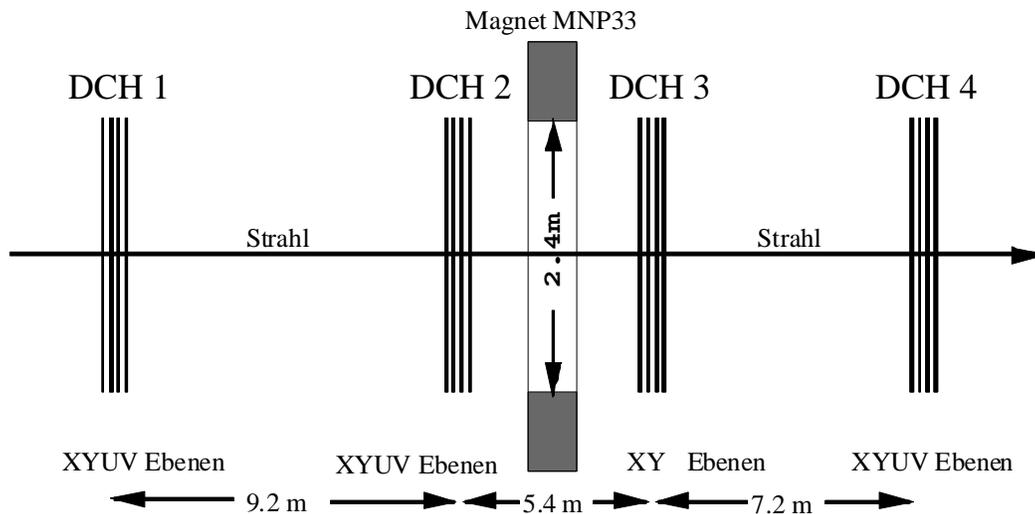


Abbildung 2.7: Das Magnetspektrometer.

Die Kammern 1, 2 und 4 bestehen aus jeweils acht Ebenen von $20\ \mu\text{m}$ dicken goldbeschichteten Signaldrähten aus Wolfram, die in einem Abstand von 1 cm angeordnet sind. Die Ebenen sind paarweise in x- und y-Richtung (Ebenen $XX'YY'$), sowie in einem Winkel von 45 Grad dazu gedreht (Ebenen $UU'VV'$) angeordnet und durch Kathodenebenen aus graphitbeschichteter Mylarfolie voneinander getrennt. Zwei paarweise angeordnete Ebenen sind dabei um 0,5 cm gegeneinander versetzt. Die dritte Kammer besteht aus nur vier Ebenen in der Anordnung ($XX'YY'$).

Mit Hilfe der Driftkammern lassen sich Teilchenspuren mit einer Ortsauflösung von $90\ \mu\text{m}$ in jeder Projektion rekonstruieren. Die Kammern arbeiten bei Atmosphären-

druck mit einem Gasgemisch aus 49,7 % Argon, 49,7 % Ethan und 0,6 % Wasserdampf.

Die Impulsauflösung des Magnetspektrometers beträgt:

$$\frac{\sigma_p}{p} = \sqrt{(0,5\%)^2 + (0,009\% \cdot p)^2}, \quad \text{mit } p \text{ in GeV.} \quad (2.1)$$

2.8 Das elektromagnetische Kalorimeter (LKR)

Im elektromagnetischen Kalorimeter wird die Energie von Photonen und Elektronen bestimmt, die in einer Kaskade von Bremsstrahlung und Paarbildung im Kalorimeter aufschauern.

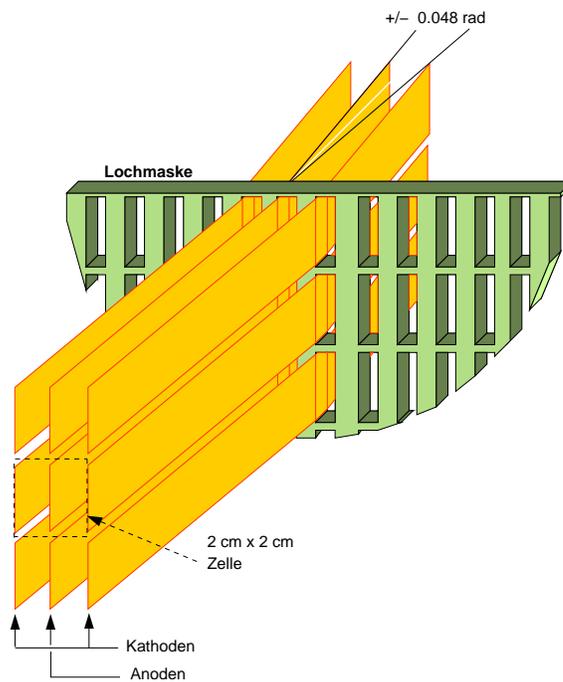


Abbildung 2.8: Aufbau des LKR-Kalorimeters. Eine Kalorimeterzelle wird von zwei Kathodenstreifen und einem Auslestestreifen auf positivem Potential gebildet.

Um den Untergrundzerfall $K_L \rightarrow 3\pi^0$ zu dem Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ wirksam unterdrücken zu können, muss das Kalorimeter über eine gute Orts- und Energieauflösung verfügen. Das Kalorimeter hat einen achteckigen Querschnitt mit einem Innenkreisdurchmesser von 2,40 m. Es ist 1,25 m tief und mit flüssigem Krypton gefüllt. Leck-

verluste in Strahlrichtung werden durch die große Detektortiefe von 1,25 m minimiert, was 25 Strahlungslängen ($X_0 = 4,6$ cm) in flüssigem Krypton entspricht. Die vom Schauer erzeugte Ionisation im Krypton wird mit längs zur Strahlachse gespannten Elektrodenstreifen aus einer CuBe-Legierung nachgewiesen. Die Streifen sind zwischen Front- und Endplatte gespannt und erhalten von den Lochmasken (*Spacerplatten*) einen leicht zickzackförmigen Verlauf, der verhindert, dass Teilchen in den Elektrodenstreifen durch das ganze Kalorimeter laufen und somit die Auflösung verschlechtern [Sch98a]. Durch diese Anordnung werden ca. 13.500 Zellen der Größe 2×2 cm² definiert (Abbildung 2.8). Die Signale werden im Kalorimeter vorverstärkt und außerhalb des Kalorimeters mit FADCs digitalisiert [Hal98]. Zur Reduktion der Datenmenge wird der „*Data Concentrator*“ eingesetzt, der eine Nullunterdrückung der Daten ausführt, d.h. es werden nur Auslesedaten von Zellen in einer einstellbaren Umgebung um Schauermaxima aufgezeichnet.

Da elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen ihre Energie vollständig im Kalorimeter deponieren, kann in Verbindung mit der Impulsmessung durch das Magnetspektrometer das Verhältnis von Energie im Kalorimeter und Spurimpuls (E/p) bestimmt werden, das eine Identifizierung von Elektronen ($E/p \approx 1$) erlaubt.

Die während der Strahlzeit 1999 gemessene Energieauflösung des Kalorimeters beträgt [Una00]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0,032}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0,100}{E}\right)^2 + (0,005)^2}, \text{ mit } E \text{ in GeV.} \quad (2.2)$$

Die Ortsauflösung ist besser als 1,3 mm, die Zeitauflösung besser als 300 ps für 20 GeV Photonen [Fan99b].

2.9 Das Hodoskop für neutrale Teilchen (NHOD)

Das Hodoskop für neutrale Teilchen (Abbildung 2.9) ist im elektromagnetischen Kalorimeter integriert. Mit ihm wird die Ereigniszeit für K^0 -Zerfälle in neutrale Zerfallsprodukte gemessen. Das Hodoskop besteht aus szintillierenden Fibern, die sich in 504 Röhrchen befinden. Die Röhrchen sind über die Fläche der zweiten Lochmaske des elektromagnetischen Kalorimeters geführt. Die Fibern werden zu 32 Bündeln zusammengefasst und mit Photomultipliern ausgelesen [Kal95].

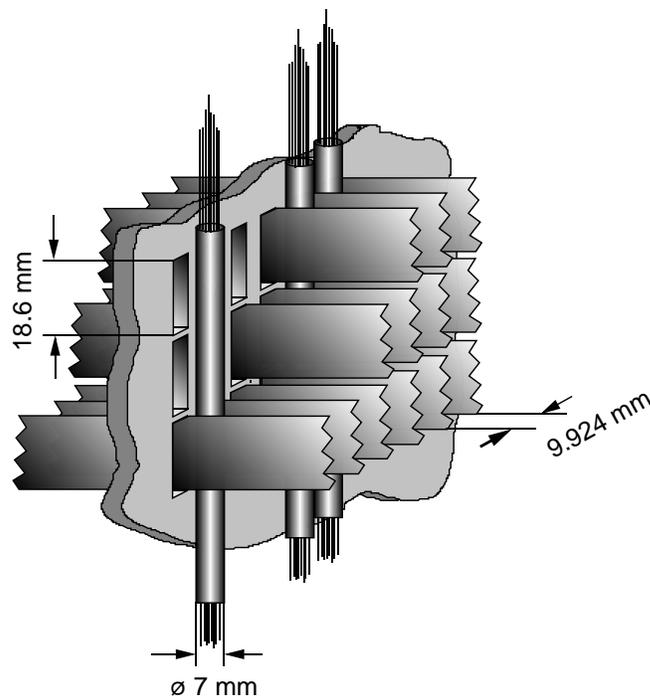


Abbildung 2.9: *Fiberbündel des neutralen Hodoskops auf der 2. Lochmaske des LKR-Kalorimeters.*

2.10 Das Hadron-Kalorimeter (HAC)

Zur Messung der Energie hadronisch wechselwirkender Zerfallsprodukte – vornehmlich geladene Pionen – wird ein Hadron-Kalorimeter (Abbildung 2.10) verwendet, welches als Eisen-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter, bestehend aus 48 Szintillatorebenen mit je 44 Streifen, aufgebaut ist.

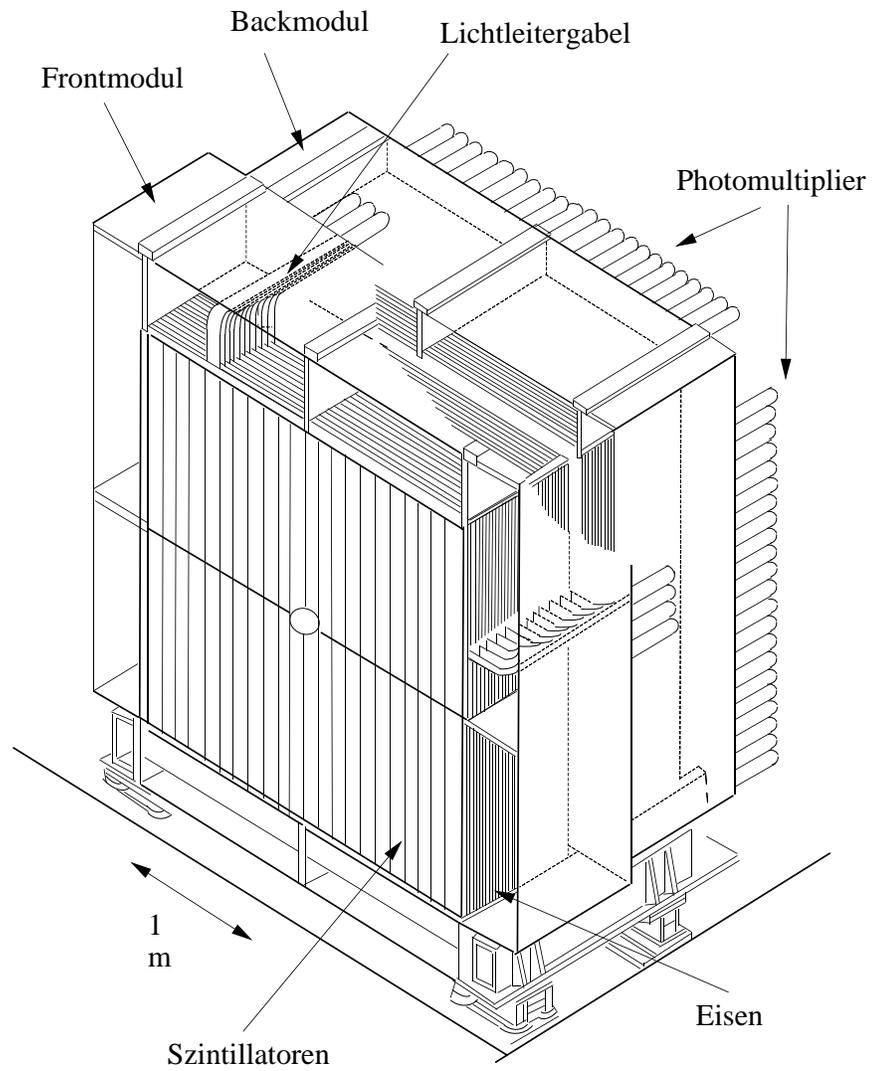


Abbildung 2.10: Das Hadron-Kalorimeter.

Die Streifen aufeinanderfolgender Ebenen sind abwechselnd horizontal und vertikal angeordnet. Zwischen den Ebenen befinden sich je 2,5 cm dicke Stahlplatten. Die ersten 24 Ebenen bilden das sogenannte *Frontmodul*, die restlichen das sogenannte *Backmodul*. Die einzelnen Streifen werden über Lichtleiter aus Plexiglas mit Photomultipliern ausgelesen. Dies ergibt eine Gesamtanzahl von 176 Auslesekanälen, die ähnlich wie das elektromagnetische Kalorimeter nullunterdrückt ausgelesen werden [Koc98].

2.11 Die Myon-Antizähler

Die Myon-Antizähler (Abbildung 2.11) sind jeweils aus drei Szintillatorebenen aufgebaut, zwischen denen sich 80 cm dicke Eisenblöcke befinden.

Die erste und zweite Ebene besteht aus elf 2,70 m langen und 25 cm breiten Szintillatorstreifen. Die dritte Ebene, die nur zur Effizienzmessung dient, ist aus 45 cm breiten Streifen aufgebaut. Die Szintillatorstreifen werden beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen, deren Signale mit 1 GHz-FADCs digitalisiert werden.

Die Myon-Antizähler dienen der Unterdrückung des semileptonischen Untergrundzerfalls $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$. In dieser Analyse werden die Myon-Antizähler nicht zur Untergrundunterdrückung auf der Stufe des Triggersystems, sondern zur Myonidentifizierung verwendet.

Die Effizienz des Myon-Veto-Antizähler wurde 1998 mit $(99,76 \pm 0,02)\%$ bestimmt [Bev98].

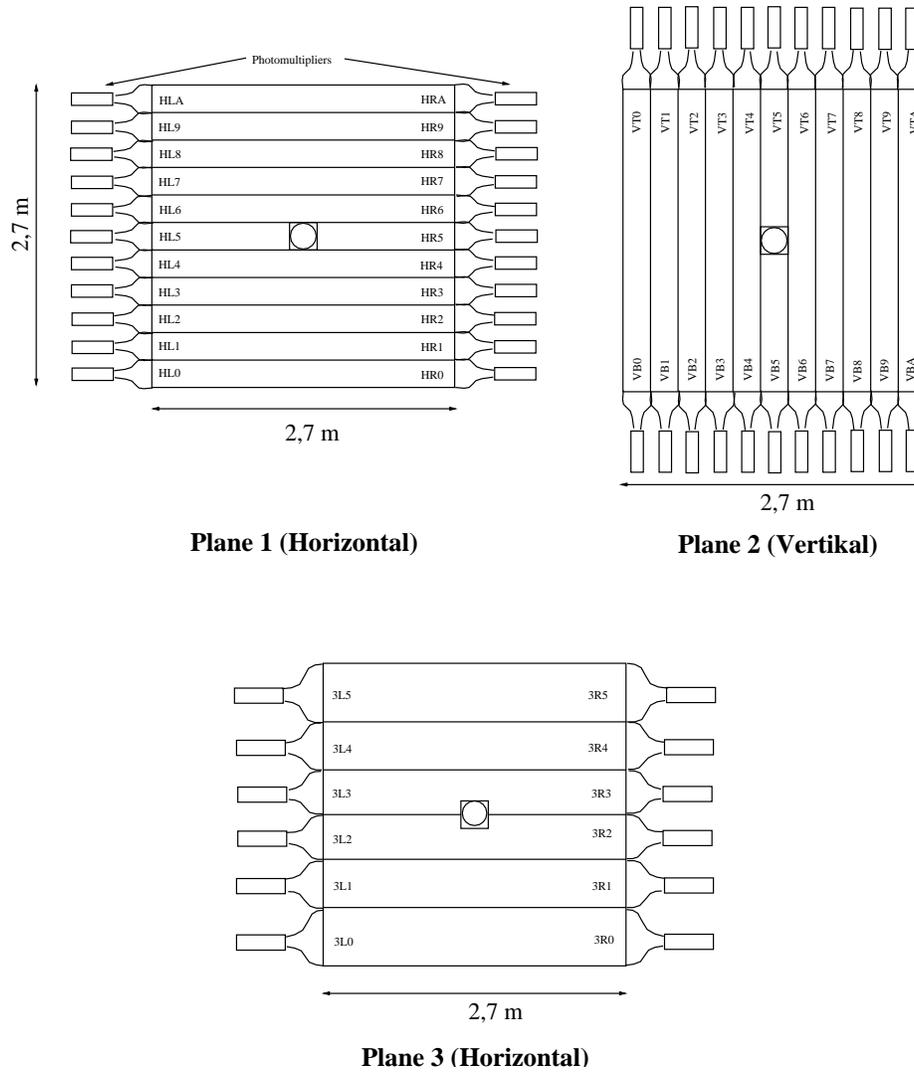


Abbildung 2.11: Aufbau des Myon-Antizählers (aus [NA48]).

Kapitel 3

Trigger- und Datenerfassungssysteme

Im folgenden Kapitel soll eine Übersicht über die Trigger- und Datenerfassungssysteme im NA48-Experiment gegeben werden. Der Ereignistrigger umfasst drei Stufen: *Level-1*, *Level-2* und *Level-3*.

Die Rate der Kaonzerfälle während des 2,4 s langen SPS-Spills im Detektor beträgt ca. 1 MHz. Der Level-1-Trigger reduziert diese Rate auf ca. 100 kHz Eingangsrate für den *Level-2-Trigger*. Danach bleibt eine Ereignisrate von 10 kHz übrig, die vom Datenerfassungssystem ausgelesen und verarbeitet wird. Bei einer typischen Ereignisgröße von 14 KByte/Ereignis werden während eines SPS-Spills bis zu 300 MByte Daten ausgelesen und anschließend vom *Level-3-Trigger* rekonstruiert. Das Trigger- und Datenerfassungssystem ist so ausgelegt, dass es nahezu totzeitfrei arbeitet.

3.1 Der Level-1-Trigger

Die erste Triggerstufe ist ein schneller Trigger für Zerfälle in neutrale und geladene Endzustände, dem als Informationen die Signale des Hodoskops für geladene Teilchen, der Antizähler, der Myon-Veto-Zähler, sowie die Energiesummen und Positionen der Energiemaxima aus beiden Kalorimetern und die Anzahl der Spurpunkte in den Driftkammern (Multiplizität) zugeführt werden (Abbildung 3.1).

Für „neutrale“ Ereignisse werden in der ersten Stufe die Positionen der Energiemaxima im elektromagnetischen Kalorimeter ausgewertet. Für „geladene“ Zerfälle dient die Anzahl der Treffer in den Quadranten des Hodoskops für geladene Teilchen als *Pre-Trigger*.

Es gibt folgende kombinierbare Level-1-Triggerbedingungen für „geladene“ Zerfälle:

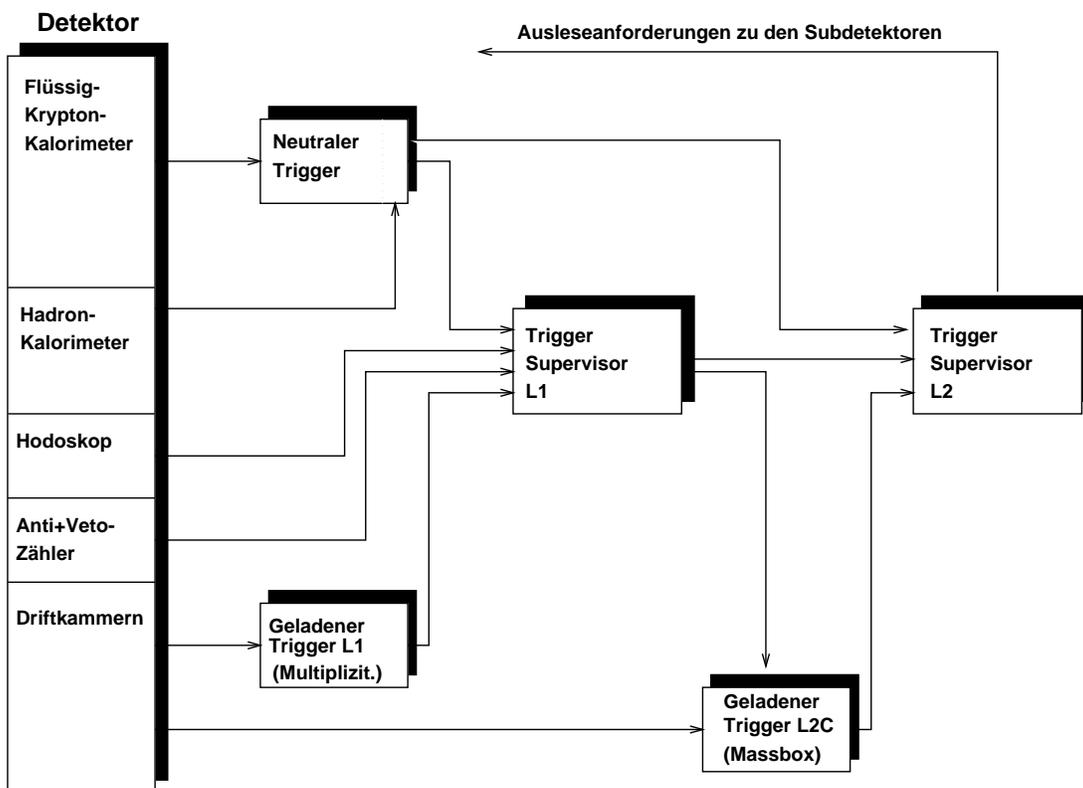


Abbildung 3.1: Übersicht über das NA48-Trigger-System.

- Q_1 - mindestens eine Koinzidenz in hintereinanderliegenden horizontalen und vertikalen Ebenen des Hodoskops
- Q_2 - mindestens zwei Koinzidenzen in gegenüberliegenden horizontalen und vertikalen Ebenen des Hodoskops
- Q_x - zwei Koinzidenzen in gegenüberliegenden Quadranten des Hodoskops
- $n\mu$ - n Koinzidenzen in den Myon-Antizählern (n=1,2)
- AKL - Treffer im AKL
- E_{HAC} - Mindestenergie im Hadron-Kalorimeter
- $2track$ - zwei Spuren in den Driftkammern
- E_{tot} - Mindestschwelle für die Energiesumme von beiden Kalorimetern

Ist eine Level-1-Triggerbedingung erfüllt, wird der Zerfall vom Level-2-Triggersystem weiterverarbeitet. Innerhalb weniger Mikrosekunden werden diese Bedingungen von der Level-1-Triggerelektronik zu folgenden Triggerbedingungen verknüpft und an den Level-2-Trigger weitergereicht:

- $E_{tot} \cdot 2track \cdot Q_x$ - dient als Startsignal für den Level-2-Trigger
- $2track \cdot E_{tot}$ um den Faktor 60 herunterskaliert („Downscaling 60“); dieser L1-Kontrolltrigger dient zur Bestimmung der Triggereffizienz des Level-2-Triggers

3.2 Der Level-2-Trigger

Das Level-2-Triggersystem besteht aus zwei Teilsystemen, dem Trigger für neutrale Zerfälle („neutraler“ Trigger) und dem Trigger für „geladene“ Zerfälle (Massbox-Trigger).

3.2.1 Der Massbox-Trigger

Der Massbox-Trigger, ein Level-2-Trigger für geladene Zerfälle, sucht nach $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfällen. Er versucht aus den Informationen des Magnetspektrometers die invariante Masse und den Vertex des zerfallenen Teilchens innerhalb von $100 \mu s$ zu

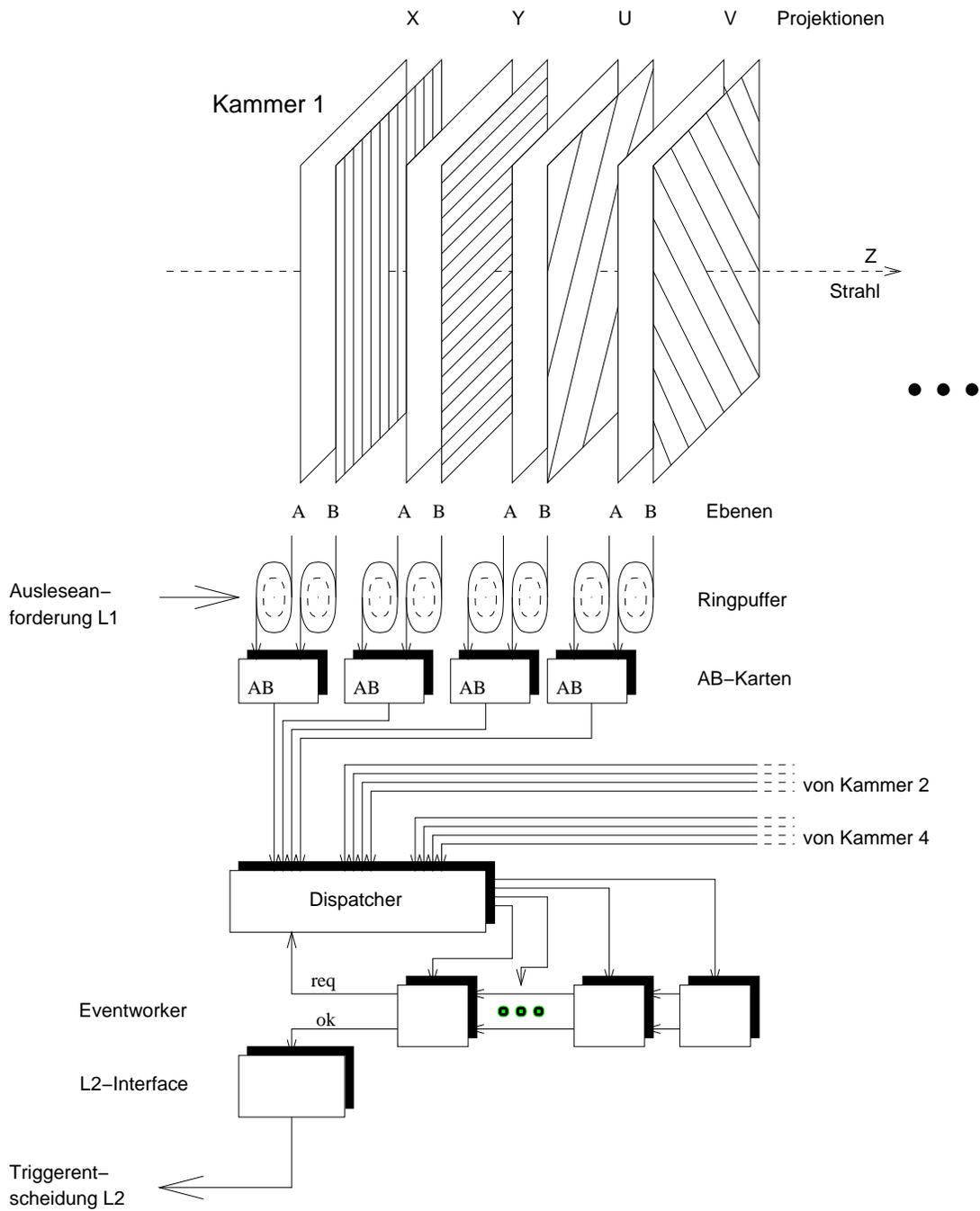


Abbildung 3.2: Übersicht über den Massbox-Trigger.

rekonstruieren, um so eine Identifikation des Zerfalls vornehmen zu können. Als Eingangsinformationen dienen hierbei Treffer und Driftzeiten in den Driftkammern. Wird der Massbox-Trigger vom *Pre-Trigger* gestartet, so werden die Driftkammern ausgelesen und die Daten an die *Coordinate-Builder*¹ des Massbox-Trigger übermittelt, deren Aufgabe es ist, die Durchgangskoordinaten (Spurpunkte) der Teilchen zu bestimmen. Die Triggersoftware wird auf den sogenannten *Eventworkern*, *Singleboard-Rechner* auf *Power-PC Basis*, ausgeführt (Abbildung 3.2).

Die Informationen der *Coordinate-Builder* werden an den nächsten freien *Eventworker* weitergeleitet. Dort werden Spuren, Vertizes und Masse rekonstruiert und die Triggerscheidung getroffen [Anv98].

Triggerineffizienzen ergeben sich neben Detektoreffekten insbesondere durch

- intrinsische Ineffizienzen des benutzten Algorithmus und
- durch Totzeit der Massbox.

Falls ein Ereignis nicht in der vorgegebenen Zeit bearbeitet werden kann, wird es als nicht rekonstruiertes Ereignis (*Not-In-Time*) gekennzeichnet und vom Massbox-Trigger akzeptiert.

Der Vierspur-Trigger des Massbox-Triggers

Auf den *Eventworkern* des Massbox-Triggers wurde 1998 ein spezieller Triggeralgorithmus zur Auswahl von Vierspur-Ereignissen implementiert. Triggerbedingungen [Cog99] sind hierbei

- mindestens drei Spurpunkte in den Driftkammern 1, 2 und 4,
- sowie zwei Zweispurvertizes innerhalb von 3 m entlang der Kaonflugrichtung.

Im Gegensatz zum $\pi^+\pi^-$ -Trigger des Massbox-Triggers wird nicht auf die Kaonmasse und -lebensdauer geschnitten.

¹Teil der Massbox-Triggerelektronik, die aus getroffenen Drähten der Driftkammern, Spurpunkte berechnet.

3.2.2 Der neutrale Trigger

Der Trigger für neutrale Zerfälle berechnet aus den Informationen des elektromagnetischen Kalorimeters die Anzahl der Schauer, die Energiesummen und deren erste und zweite Momente. Hierzu erfolgt eine schnelle projektive Summenauslese des LKR-Kalorimeters, bei der jeweils die analogen Signale von 2×8 Zellen aufsummiert und mittels *FADCs* digitalisiert werden. Dies dient als Eingangsinformation des neutralen Triggers. Anschließend werden die Anzahl und Lage der Schauer in beiden Projektionen bestimmt. Mit diesen Informationen lassen sich unter Annahme eines Kaonzerfalls der Zerfallsvertex, der Energieschwerpunkt und die Kaonlebensdauer des Zerfalls rekonstruieren. Aufgrund dieser Information wird entschieden, ob ein $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Kandidat vorliegt. Der Hauptuntergrund, der mit dem neutralen Trigger wirksam reduziert werden soll, sind $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ -Zerfälle, bei denen Photonen nicht im Detektor nachgewiesen werden [Fis98].

Für die Auswahl von $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Kandidaten wurden folgende Bedingungen im neutralen Trigger gefordert [Vel99]:

- Anzahl der Schauer ≤ 6 in jeder Projektion
- Lebensdauer $\leq 4.5 \cdot \tau_{K_s}$
- Gesamtenergie > 50 GeV
- radialer Energieschwerpunkt < 15 cm

Im Prinzip werden auch $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ -Zerfälle vom neutralen Trigger selektiert. Durch den Schnitt auf die Lebensdauer werden jedoch nicht alle Zerfälle aufgezeichnet.

3.3 Der Level-2-Triggersupervisor

Der Level-2-Triggersupervisor verknüpft die Entscheidungen des Level-1-Triggers und des neutralen Triggers mit denen des Massbox-Triggers und sendet nach 120–180 μ s Ausleseanforderungen an die Auslesesysteme der einzelnen Subdetektoren. Die Triggerentscheidung wird in einem 32-Bit breiten *Triggerwort* festgehalten [Arc00].

Die ersten vier Bits des Triggerworts enthalten die Entscheidung des Massbox-Triggers, die zweiten vier Bits die Entscheidung des neutralen Triggers. Des Weiteren gibt es

Bitnummer	Beschreibung
0	Massbox $\pi^+\pi^-$
1	Q_x
2	Massbox Not-In-Time
4	$2\text{track} \cdot E_{tot}$
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	Massbox Vierspur-Trigger
12-14	Kalibrationstrigger
15	Random-Trigger

Tabelle 3.1: Belegung des Triggerworts des Level-2-Triggersupervisors [Arc99]

spezielle Trigger zur Untersuchung seltener Kaonzerfälle und Trigger zur Kalibration (Tabelle 3.1).

3.4 Die Auslese der Subdetektoren

Das Experiment verfügt über globale Uhren, die mit einer Taktfrequenz von 40 MHz bzw. 960 Mhz laufen, um ein synchrones Auslesen der Subdetektoren zu ermöglichen. Die Daten werden mit 40 MHz digitalisiert. Die Subdetektordaten werden kontinuierlich in Ringpuffer ausgelesen, die jeweils die Daten der letzten 200 μs enthalten. Die Auslese der Subdetektoren wird über *Read-out-Controller (ROC)* gesteuert, die vom Level-2-Triggersupervisor Ausleseanforderungen geschickt bekommen. Die entsprechenden Daten werden dann vom Ringpuffer in einen *FIFO*²-Speicher übertragen und anschließend an die Online-PC-Farm gesendet und dort weiterverarbeitet. Jeder Subdetektor verfügt über einen eigenen *Single-Board-Computer*, der über eine lokale Ethernet-Verbindung vernetzt ist und zur Kontrolle der Auslese dient.

²First In First Out

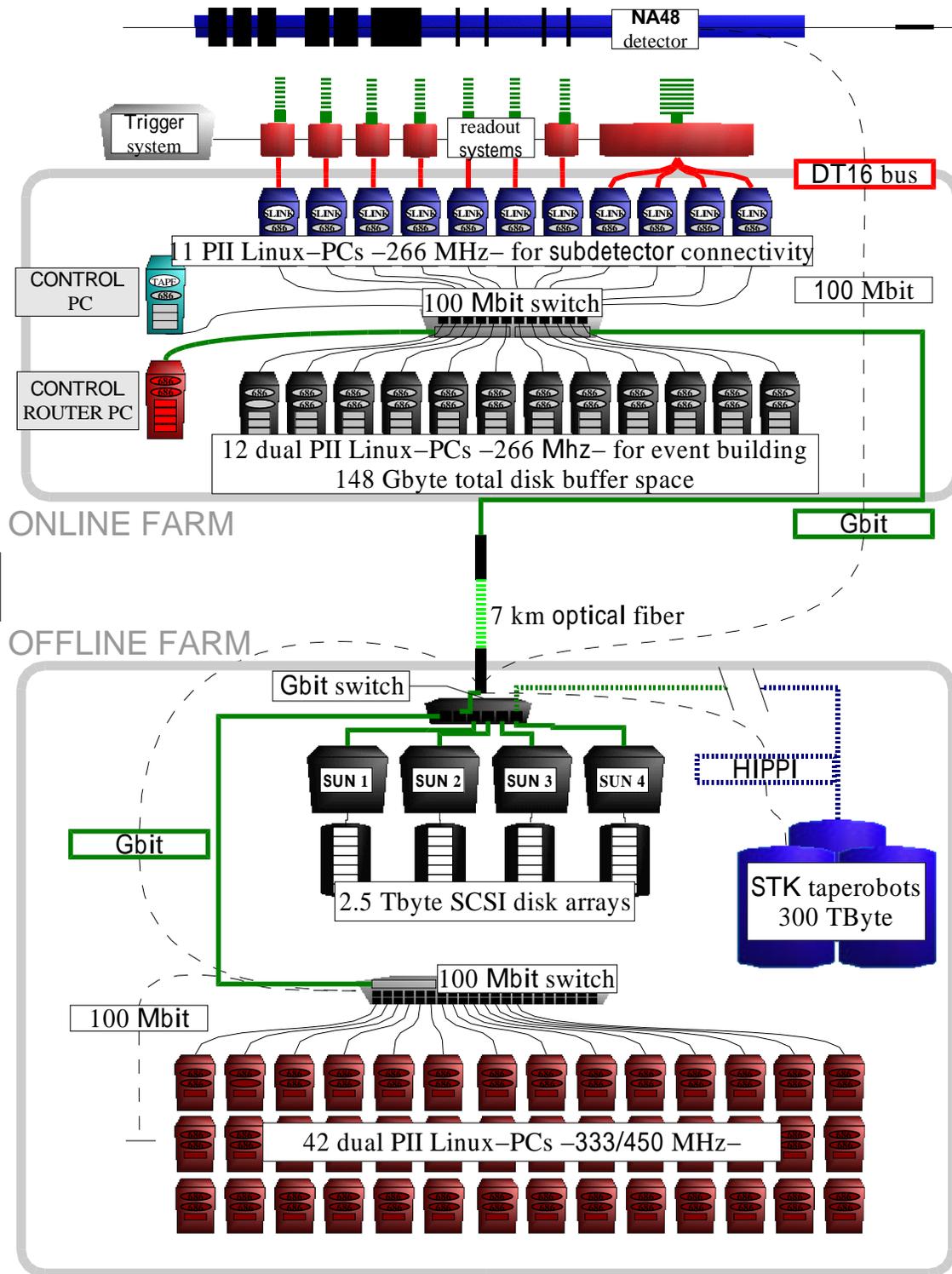


Abbildung 3.3: Aufbau der PC-Farm 1999.

3.5 Die PC-Farm zur Datenerfassung

Im Jahre 1998 wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit eine PC-Farm zur Datenerfassung aufgebaut. Diese PC-Farm ist für das *Eventbuilding*, d.h. das ereignisweise Zusammensetzen von Datenblöcken der einzelnen Teilkomponenten (Subdetektorsysteme) zu einem Ereignisdatenblock verantwortlich.

Die PC-Farm besteht aus 24 Pentium-II Rechnern, die mit 266 MHz getaktet sind. Alle Rechner sind über ein Fast-Ethernet-Netzwerk mit einem *Switch* verbunden.

Elf PCs, die sogenannten *Subdetektor-PCs*, nehmen die Daten der Subdetektoren über eine spezielle Schnittstelle entgegen. Nach Überprüfung des Datenformats werden die Subdetektordatenblöcke an die *Eventbuilding-PCs* gesendet. Pro Subdetektor steht ein *Subdetektor-PC*, für das Flüssigkryptonkalorimeter aufgrund der großen Datenmenge vier zur Verfügung.

Anschließend werden die Daten über eine *Gigabit-Ethernet*-Verbindung über eine Strecke von 7 km zum CERN-Rechenzentrum übertragen. Eine ausführliche Beschreibung der Konzeption, des Ausbaus, sowie der für die Farm entwickelten Algorithmen und deren Umsetzung befindet sich in Anhang A.

3.6 Der Level-3-Trigger

Im CERN-Rechenzentrum befindet sich eine weitere PC-Farm bestehend aus 42 Dual-Pentium-II-Rechnern, die sogenannte *Offline-Farm*³. Während der Strahlperioden 1997 und 1998 wurden 23 TByte bzw. 64 TByte Rohdaten aufgezeichnet, 1999 sogar knapp 100 TByte.

Diese Rohdaten werden vom Level-3-Trigger-Programm, das auf der PC-Farm läuft, *online* bearbeitet. Hierbei werden die Ereignisse rekonstruiert, klassifiziert, in diverse Datenströme geschrieben und anschließend auf Magnetbändern archiviert [Sch98b].

Rekonstruierte Daten werden vom Level-3-Trigger in dem speziellen Datenformat COMPACT⁴ [Hay98] abgespeichert.

Die wichtigsten Datenströme [Fox98][Hol00] sind:

- `goldcompact`: Für physikalische Analysen klassifizierte Ereignisse im COMPACT-Format (1997: 170 GByte; 1998: 1250 GByte; 1999 3000 GByte).

³Die Bezeichnung „offline“ ist historisch bedingt.

⁴„Compact, Optimized Program for Accessing Countless Terabytes“.

Bit	Zerfall
4	$K_L \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$
5	$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$
6	$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$
28	Vierspur-Ereignisse

Tabelle 3.2: Bedeutung des L3-Filterworts.

Teilchen	Schauerenergie	mit Schauer assoziierte Spur	E/p
γ	> 2 GeV	nein	-
e^\pm	> 2 GeV	ja	> 0.85
μ^\pm	-	nein	-
π^\pm	> 2 GeV	ja	< 0.85

Tabelle 3.3: Bedingungen für die Teilchenidentifizierung im Level-3-Filter.

- goldraw:

Alle für den goldcompact-Strom selektierten Ereignisse zusätzlich als Rohdaten abgespeichert (1997: 1533 GByte; 1998: 8550 GByte; 1999: 14700 GByte).

Die *online* rekonstruierten Daten dienen des Weiteren der Detektorkalibration und der Überwachung der Datennahme. Nach Ende der Strahlperiode werden die Daten noch einmal unter Anwendung der endgültigen Detektorkalibration reprozessiert. Es entsteht das für die physikalischen Analysen verwendete goldcompact. In diesem goldcompact-Strom werden die von den spezifischen Filtern des Level-3-Programms klassifizierten Ereignisse markiert. Für die seltenen Kaonzerfälle geschieht das mit einem 32 Bit Level-3-Filterwort. Tabelle 3.2 fasst die Bedeutung des Level-3-Filterworts zusammen [Ola00], soweit sie für diese Analyse von Bedeutung sind.

Anhand des Level-2-Triggerworts werden im Level-3-Filter verschiedene Filterroutinen aufgerufen. Nach Feststellen der Zerfallssignatur gemäß der in Tabelle 3.3 dargestellten Kriterien zur Teilchenidentifikation werden weitere, sehr lose Schnitte auf kinematische Variablen wie Energieschwerpunkt, Lebensdauer und Gesamtenergie durchgeführt.

Kapitel 4

Die Rekonstruktion der Ereignisse

Im folgenden Kapitel soll die Rekonstruktion der Ereignisse und die Berechnung der in der Analyse verwendeten Variablen beschrieben werden, die teilweise schon im Level-3-Filter-Programm erfolgt. Im Analyseprogramm werden weitere Variablen aus den COMPACT-Daten berechnet [Hay98].

4.1 Die Rekonstruktion der Kalorimeterdaten

Die Rohdaten des Flüssigkryptonkalorimeters enthalten die Zellennummern und die dazugehörigen digitalisierten Pulse. Das Rekonstruktionsprogramm gruppiert die ausgelesenen Zellen zu Schauern und berechnet die Schauerenergien. Die Pulse liefern Zeit- und Energieinformationen für jede einzelne durch einen Schauer getroffene Zelle. Um aus den Pulshöhen die Energie zu bestimmen, wird ein Kalibrationsverfahren angewandt. Das Kalorimeter wird über das Verhältnis von im Kalorimeter deponierter Energie und mit dem im Magnetspektrometer bestimmten Spurimpuls (E/p) von Elektronen aus K_{e3} -Zerfällen ($K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$) kalibriert.

Die einzelnen Zellen werden aufgrund ihrer Orts- und Zeitinformation zu Schauern zusammengefasst. Der Auftreffpunkt eines Teilchens wird durch den energiegewichteten Schwerpunkt der getroffenen Zellen bestimmt. Die Zeitinformation gibt den Durchflugzeitpunkt an. Anhand des Schauerprofils wird weiterhin versucht, überlappenden Schauern die richtige Energie zuzuordnen. Ähnliche Energiekorrekturen werden für Schauer, die am Rand des Kalorimeters oder in der Nähe des Strahlrohrs liegen, angewandt [Una98][Una00].

4.2 Die Rekonstruktion der Spektrometerdaten

Die Rohdaten der Driftkammern enthalten Orts- und Zeitinformationen der getroffenen Drähte. Die Rekonstruktion erfolgt in mehreren Schritten.

Getroffene Drähte in den unterschiedlichen Projektionen werden zunächst zu Gruppen (*Clustern*) zusammengefasst. Zwei *Cluster* (in Kammer 4: vier *Cluster*) definieren einen Raumpunkt.

Anschließend werden die *Cluster* in Kammer 1 und 2 zu Spursegmenten zusammengefügt. Als Spursegmente definiert man Projektionen, in denen die Steigung kleiner als 20 mrad ist. Je vier Segmente (eines pro Projektion) bilden eine Spur. Dann wird versucht, die in den Kammern 1 und 2 gefundenen Spuren unter Berücksichtigung des Magnetfeldes mit einem Raumpunkt in Kammer 4 zu verbinden.

Im nächsten Schritt werden die Driftzeiten berücksichtigt, was eine bessere Ortsauflösung der Raumpunkte ermöglicht. Die so gefundenen Spuren werden als *Minitracks* bezeichnet. Mit Hilfe eines χ^2 -Fits werden die *Minitracks* in den Kammern 1 und 2 mit Raumpunkten der Kammer 4 verknüpft, was die rekonstruierten Spuren liefert.

Im letzten Schritt wird unter Verwendung des ortsabhängigen Feldintegrals des Spektrometernagneten der Spurimpuls und die Ladung des Teilchens bestimmt [Che99].

4.3 Die Rekonstruktion des Zerfallsvertex

Das Rekonstruktionsprogramm für die Driftkammerdaten ist optimiert für die Berechnung von Zerfallsvertizes von $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfällen, also von Zerfällen mit zwei Spuren. Für Ereignisse mit vier Spuren werden von diesem Algorithmus unter Berücksichtigung der Teilchenladung vier Vertizes rekonstruiert und als COMPACT-Variablen gespeichert. In diesem Abschnitt wird eine in dieser Arbeit verwendete alternative Methode für die Berechnung eines Vertex von Vierspur-Ereignissen beschrieben [Cog99].

Zur Berechnung des Vertex werden die Spuren vor dem Magnetspektrometer benutzt. Spuren werden definiert durch ihre $x(z_0)$ und $y(z_0)$ Position und den Steigungen $\Delta x(z_0)$ und $\Delta y(z_0)$ an einem festen Referenzpunkt z_0 ($z_0 = 9700$ cm – Position der ersten Driftkammer). Die Koordinaten einer Spur an einer beliebigen Stelle z sind somit gegeben durch:

$$x(z) = x(z_0) + \Delta x(z_0) \cdot (z - z_0) \quad (4.1)$$

und

$$y(z) = y(z_0) + \Delta y(z_0) \cdot (z - z_0) \quad (4.2)$$

Im ersten Schritt wird eine mittlere Spur durch das mit dem Spurimpuls p_i gewichtete Mittel von Spurlpunkten (X_i, Y_i) und Steigungen $(\Delta X_i, \Delta Y_i)$ definiert:

$$X(z) = \frac{\sum_i x_i(z) \cdot p_i}{\sum_i 1/p_i^2} \quad (4.3)$$

und

$$\Delta X(z) = \frac{\sum_i \Delta x_i(z)}{\sum_i 1/p_i^2} \quad (4.4)$$

Die Impulsgewichtung wird angewandt, da die Ortsauflösung der Spuren mit steigendem Impuls besser wird.

Somit ergibt sich das Quadrat d^2 des Abstands der Einzelspuren zur Referenzspur zu:

$$d^2(z) = \sum_i (x_i(z) - X(z))^2 + (y_i(z) - Y(z))^2 \quad (4.5)$$

Der Vertex für n Spuren ist definiert als der Punkt, an dem der oben definierte Abstand aller Spuren minimal wird.

Dies führt zu der Bedingung für das Minimum:

$$\frac{d}{dz} d^2(z) = 0 \quad (4.6)$$

und somit zu:

$$z_{\text{Vertex}} = \frac{\sum_i (x_i(z_0) - X(z_0))(\Delta x_i(z_0) - \Delta X(z_0)) + (y_i(z_0) - Y(z_0))(\Delta y_i(z_0) - \Delta Y(z_0))}{\sum_i (\Delta X_i(z_0) - \Delta X)^2 + (\Delta Y_i(z_0) - \Delta Y)^2} \quad (4.7)$$

Die Vertexqualität CDA ergibt sich als der Abstand aller Spuren zur Referenzspur am Vertex:

$$\text{CDA} = \sqrt{\sum_i (x_i(z_{\text{Vertex}}) - X(z_{\text{Vertex}}))^2 + (y_i(z_{\text{Vertex}}) - Y(z_{\text{Vertex}}))^2} \quad (4.8)$$

4.4 Die Rekonstruktion der Myon-Antizähler-Daten

Die Rekonstruktion des Auftreffpunkts eines Myons im Myon-Antizähler benutzt die Spurinformaton der Driftkammer [Ger99]. Wie in Abschnitt 2.11 beschrieben, sind die Szintillatorstreifen in der ersten und dritten Ebene horizontal und in der zweiten vertikal angeordnet. Die ausgelesenen Daten enthalten neben der Nummer des getroffenen Szintillatorstreifens auch eine Zeitinformation, aus der sich mit Kenntnis der Lichtgeschwindigkeit im Szintillatormaterial der Auftreffort eines Teilchen innerhalb eines Szintillatorstreifens näher eingrenzen lässt. Eine von der Driftkammer zum Myon-Antizähler extrapolierte Teilchenspur mit Treffern in der ersten und zweiten Ebene wird einem Myon zugeordnet.

4.5 Die Rekonstruktion kinematischer Größen

4.5.1 Die Rekonstruktion der Vierervektoren

Die Rekonstruktion für Spuren liefert für jede Spur den Impuls p sowie die Steigungen der Spuren $(\frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz})$ vor und hinter dem Magneten. Damit lässt sich für geladene Teilchen der Viererimpuls im Laborsystem rekonstruieren:

$$p = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \\ E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{dx}{dz} \cdot N \\ \frac{dy}{dz} \cdot N \\ p \cdot N \\ \sqrt{p^2 + m^2} \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

mit

$$N = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{dx}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dz}\right)^2 + 1}} \quad (4.10)$$

Für Photonen ergibt sich der Vierervektor in analoger Weise unter Verwendung der

Kalorimeterinformation und des Kaon-Zerfallsvertex:

$$p_{\text{DCH}} = E_{\text{LKR}} \quad (4.11)$$

$$\left(\frac{dx}{dz}\right) = \frac{x_{\text{Cluster}}}{z_{\text{LKR}} - z_{\text{Vertex}}} \quad (4.12)$$

$$\left(\frac{dy}{dz}\right) = \frac{y_{\text{Cluster}}}{z_{\text{LKR}} - z_{\text{Vertex}}} \quad (4.13)$$

4.5.2 Der Transversalimpuls

Aus den Vierervektoren ergibt sich unter Verwendung der Kaonflugrichtung das Quadrat des Transversalimpulses zu:

$$p_T^2 = (\vec{p} - L \cdot \vec{k})^2 \quad (4.14)$$

mit

- \vec{p} – Dreierimpuls des Kaons, der sich aus der Summe der Dreiervektoren aller Zerfallsprodukte ergibt.
- \vec{k} – Einheitsvektor der Kaonflugrichtung, der sich aus Zerfallsvertex und Position des K_L -Targets ergibt.
- L – Länge der Projektion von \vec{p} auf \vec{k}

4.5.3 Der Energieschwerpunkt

Der Energieschwerpunkt oder *Center of Gravity (COG)* der Zerfallsprodukte ist definiert als der hypothetische Auftreffpunkt des zerfallenen Kaons im Flüssigkryptonkalorimeter.

Die x - und y -Komponenten sind:

$$COG_x = \frac{\sum_i x_i \cdot E_i}{\sum_i E_i} \quad \text{und} \quad COG_y = \frac{\sum_i y_i \cdot E_i}{\sum_i E_i} \quad (4.15)$$

Daraus ergibt sich der radiale Abstand des Energieschwerpunkts zur Strahlachse zu:

$$COG_R = \sqrt{COG_x^2 + COG_y^2} \quad (4.16)$$

Ein Schnitt auf die COG-Variable ist ein wichtiges Mittel zur Untergrundunterdrückung, da sich für Untergrundzerfälle mit verlorenen neutralen Teilchen der Energieschwerpunkt von der Strahlachse nach außen verschiebt.

4.5.4 Die Berechnung von E/p

Zur Identifikation von geladenen Teilchen, insbesondere zur Unterscheidung von geladenen Pionen und Elektronen, dient das Verhältnis der im Flüssigkryptonkalorimeter deponierten Energie zum Spurimpuls. Hadronisch wechselwirkende Teilchen deponieren nicht ihre gesamte Energie im Flüssigkryptonkalorimeter. Ihr E/p -Verhältnis ist kleiner als 1. Elektronen lösen im Kalorimeter elektromagnetische Schauer aus und deponieren dort ihre gesamte Energie. Abgesehen von Auflösungseffekten gilt für sie $E/p \approx 1$.

Die Berechnung des E/p -Verhältnisses erfolgt durch Extrapolation der Teilchenspur zum LKR-Kalorimeter. Anschließend wird ein Schauer im Umkreis von 5 cm gesucht und das E/p -Verhältnis berechnet. Werden mehrere Schauer gefunden, wird der nächstgelegene zugeordnet [Hay98].

4.5.5 Die Rekonstruktion der Kaonenergie und -masse

Zunächst wird der Kaon-Vierervektor und somit die Kaonenergie

$$p_{\text{Kaon}} = \sum_{i=1}^4 p_i \quad (4.17)$$

aus den Vierervektoren der Zerfallsprodukte berechnet. Die invariante Kaonmasse ergibt sich aus:

$$m = \sqrt{((p_0)^2 - (p_1)^2 - (p_2)^2 - (p_3)^2)} \quad (4.18)$$

Kapitel 5

Monte-Carlo-Simulation

Um die für die Bestimmung der Verzweungsverhältnisse benötigten Akzeptanzen zu erhalten, werden die Zerfälle mit einem Monte-Carlo-Programm simuliert.

Die Simulation erfolgt in mehreren Schritten:

- Generation des Zerfalls im Ruhesystem des Kaons innerhalb des vorgegebenen Vertex- und Energiebereiches
- Transformation in das Laborsystem
- Berechnung des Verlaufs der Teilchenspuren durch den Detektor
- Simulation der Detektorsignale
- Rekonstruktion der Detektorsignale

5.1 Der Generator für den Zerfall $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$

Wie in Abschnitt 1.4 beschrieben, setzt sich das Matrixelement des Zerfalls aus den Anteilen $A_1 + A_2$ und einem gemischten Interferenzterm zusammen. Aus Tabelle 1.3 wird ersichtlich, dass der Betrag des Interferenzterms zur Zerfallsamplitude sehr klein ist (0,5%). Bei der Monte-Carlo-Simulation wird der Interferenzterm vernachlässigt.

5.2 Der Generator für den Zerfall $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$

Bei diesem Zerfall treten nur die Matrixelemente A_1 und A_2 auf. Der Interferenzterm entfällt, da beide Leptonpaare unterscheidbar sind. Anstelle der Elektronmasse tritt für ein Leptonpaar die Myonmasse. Ansonsten unterscheiden sich die beiden Generatoren nicht.

5.3 Der Generator für den Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$

Die Generierung des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ generiert. Anschließend wird der Dalitz-Zerfall des neutralen Pions $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ simuliert.

5.4 Die Simulation des Detektors

Für die Simulation des NA48-Detektors existieren zwei unterschiedlich Monte-Carlo-Programme NMC¹ und NASIM². NMC ist eine vereinfachte, schnelle Simulation des Detektors [Sch96], während NASIM [Deb00] das GEANT-Paket [GEA94] aus der CERN-Programmbibliothek benutzt.

NMC simuliert insbesondere nicht alle Wechselwirkungen von Elektronen im Detektor, was für den vorliegenden Zerfall $K_L \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$ von maßgeblicher Bedeutung ist. Von NASIM dagegen werden

- Paarbildung von Photonen,
- Bremsstrahlung von Elektronen,
- Compton-Streuung,
- hadronische Wechselwirkungen,
- Annihilation von Positronen und
- Vielfachstreuung

¹New Monte Carlo.

²NA48 SIMulation.

gemäß der Materialverteilung und Geometrie des Detektor simuliert.

Prinzipiell kann NASIM die komplette Entwicklung elektromagnetischer Schauer im LKR-Kalorimeter simulieren. Aus Gründen der Simulationsgeschwindigkeit wird darauf verzichtet und NASIM in einem schnellen Modus betrieben, bei dem die Detektorantwort aus sogenannten Schauerbibliotheken simuliert wird. Diese Schauerbibliotheken enthalten eine Vielzahl unterschiedliche Schauer, die mit GEANT erzeugt wurden. Bei der Berechnung der Akzeptanzen ergeben sich Unterschiede zwischen NASIM und NMC von bis zu 15%.

Aus diesen Gründen wurde diese Analyse mit NASIM durchgeführt.

5.5 Strahlungskorrekturen

Für $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ -Zerfälle gibt es keine Rechnungen zu Strahlungskorrekturen im Gegensatz zu $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$ [Gre90]. Durch interne Bremsstrahlung der Elektronen treten im Endzustand zusätzliche Photonen auf. Deshalb ist es wichtig, Strahlungskorrekturen im Endzustand in der Monte-Carlo-Simulation auf die bestmögliche Weise zu berücksichtigen. Für die in Abschnitt 1.7 beschriebenen Strahlungskorrekturen erster Ordnung wurde das PHOTOS-Paket [Pho91] aus der CERN-Bibliothek benutzt. Nach der Generierung des Zerfalls wird das PHOTOS-Programm aufgerufen. Für den Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ werden Strahlungskorrekturen nur auf Elektronen und Positronen im $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ -Zerfall angewandt. Die Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen ist für die Bestimmung der Akzeptanzen im vorliegenden Fall von sehr großer Bedeutung, da sich die Signaturen von Signal- und Normierungskanal stark unterscheiden und sich deshalb Bremsstrahlungseffekte bei der Bildung des Verzweigungsverhältnis nicht „wegheben“. Das PHOTOS-Paket kann Prozesse, an denen virtuelle Photonen beteiligt sind, nicht simulieren. Aus dem $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ -Zerfall weiß man jedoch, dass der Beitrag virtueller Prozesse sehr gering ist [Das00].

Kapitel 6

Die Ereignisauswahl

In diesem Kapitel wird die Auswahl der Ereignisse für die Zerfallskanäle $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ und $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$, sowie für den Normierungskanal $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ beschrieben.

6.1 Vorselektion der Ereignisse

Während der Strahlzeit 1999 wurden etwa 3 TByte rekonstruierte goldcompact-Daten aufgezeichnet, die vom Level-3-Trigger akzeptiert wurden. Hieraus wurden im Rahmen eines sogenannten „*Rare Decay Splits*“ am CERN alle für die Untersuchung seltener Kaonzerfälle interessanten Ereignisse in einen speziellen Datenstrom geschrieben, auf Magnetbändern archiviert.

Um diese Datenmenge auf eine für die Analyse in Mainz handhabbare Datenmenge zu reduzieren, wurde der „*Rare Decay Split*“ auf der Offline-PC-Farm (vgl. Abschnitt 3.6) am CERN weiter gefiltert und die Daten via Netzwerk nach Mainz übertragen.

Bei diesem „Vierspur-Split“ wurden folgende Selektionskriterien angewandt:

- für alle Ereignisse:
 - Bit 28 im L3-Filterwort gesetzt (Vierspur-Filter, vgl. Abschnitt 3.6)
 - Anzahl der Spuren = 4
 - ein rekonstruierter Vertex mit CDA der Spuren ≤ 15 cm

- für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ -Kandidaten:
 - vier Spuren mit $E/p > 0,85$
 - mindestens vier Schauer im LKR-Kalorimeter
- für $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ - und $\mu^\pm\mu^\pm e^\mp e^\mp$ -Kandidaten:
 - zwei Spuren mit $E/p > 0,85$
 - zwei Spuren mit koinzidenten Treffern in den Myon-Veto-Zählern
 - Schauerenergie < 3 GeV für Myon-Spuren, denen ein Schauer im LKR-Kalorimeter zugeordnet wurde
- für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ -Kandidaten:
 - mindestens fünf Schauer im LKR-Kalorimeter
 - zwei Spuren mit $E/p > 0,85$
 - zwei Spuren mit $E/p < 0,85$

Nach dieser Ereignisselektion bleibt ein Datensatz von nur 6 GByte übrig.

6.2 Allgemeine Selektionskriterien

6.2.1 Auswahl der Schauer

Minimale Energie eines Schauers

Unterhalb von 2 GeV ist die Schauerrekonstruktion des Kalorimeters unzuverlässig, da Rauschen der ausgelesenen Zellen (130 MeV [Sch98a]) eine Rolle spielt. Ein Schauer muss deshalb eine Mindestenergie von 2 GeV aufweisen.

Überlappende Schauer

Für überlappende Schauer wird ein spezieller Rekonstruktionsalgorithmus angewandt, um die Schauer räumlich zu trennen und die Energie auf beide Schauer zu verteilen [Una00]. Um dadurch auftretende systematische Effekte zu minimieren, wird für zwei Schauer ein Minimalabstand von 3 cm gefordert.

Zeitschnitt

Es werden nur Schauer betrachtet, die innerhalb eines Zeitfensters von ± 3 ns um die mittlere Schauerzeit liegen (Abbildung 6.1). Schauer außerhalb des Zeitfensters werden ignoriert, um Schauer, die von zufälligen Photonen („Accidentals“) stammen, zu verwerfen. Die Rate solcher „zufälligen Schauer“ beträgt ungefähr 1 MHz.

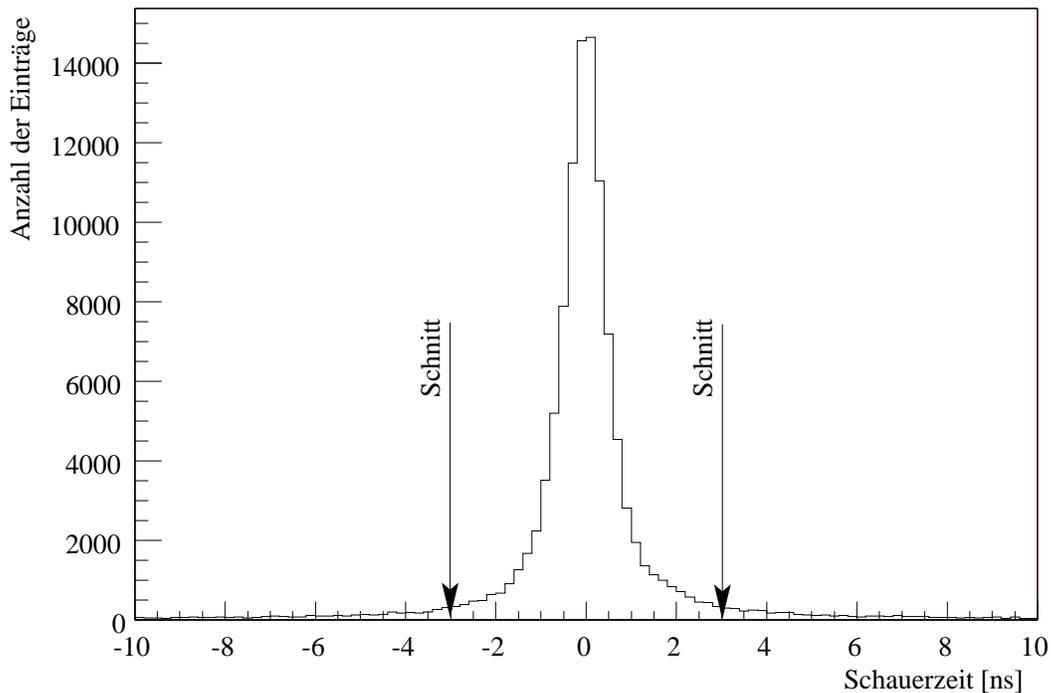


Abbildung 6.1: Verteilung der Schauerzeiten um die mittlere Schauerzeit.

Geometrische Schnitte

Bei Schauern, die

- nahe am Strahlrohr,
- nahe an toten Zellen des Kalorimeters
- oder nahe am Rand des Kalorimeters

liegen, besteht die Gefahr, dass sie unvollständig rekonstruiert werden. In diesem Fall wird die gesamte deponierte Energie unterschätzt, und die Schauerschwerpunkte sind systematisch verschoben.

Aus diesem Grund werden nur Schauer akzeptiert,

- die mindestens einen Abstand von 15 cm zur Strahlachse haben,
- innerhalb eines Oktagons mit einem Innenradius von 120 cm liegen und
- einen Abstand von mindestens 2 cm von einer toten Zelle haben.

Schauer, die alle diese Bedingungen erfüllen, werden als „gute Schauer“ bezeichnet und bei der Analyse verwendet.

6.2.2 Auswahl der Spuren

Definition „guter Spuren“

Eine Spur wird bei der Analyse betrachtet, falls

- der Spurimpuls größer als 2 GeV/c ist und
- die Spurzeit, berechnet aus den Zeiten der Spurpunkte, in einem Zeitfenster von ± 30 ns bezüglich der Ereigniszeit liegt.

6.2.3 Abstand zwischen Spur und Schauer

Eine eindeutige Zuordnung von Spuren im Spektrometer und Schauern im LKR-Kalorimeter ist insbesondere zur Identifizierung von Elektronen und Pionen wichtig. Die Zuordnung wird durch die begrenzte Auflösung in den Detektoren bestimmt. Für die Analyse werden nur solche Ereignisse akzeptiert, bei denen der Abstand zwischen extrapolierte Spur und Schauer weniger als 1,5 cm beträgt (Abbildung 6.2).

6.2.4 Schnitte zur Teilchenidentifikation

Pionen und Elektronen werden durch einen Schnitt auf die E/p -Variable unterschieden. Für Elektronen wird ein E/p -Verhältnis zwischen 0,9 und 1,2 gefordert, für Pionen ein E/p -Verhältnis von kleiner als 0,8. Anhand von selektierten guten $K_L \rightarrow$

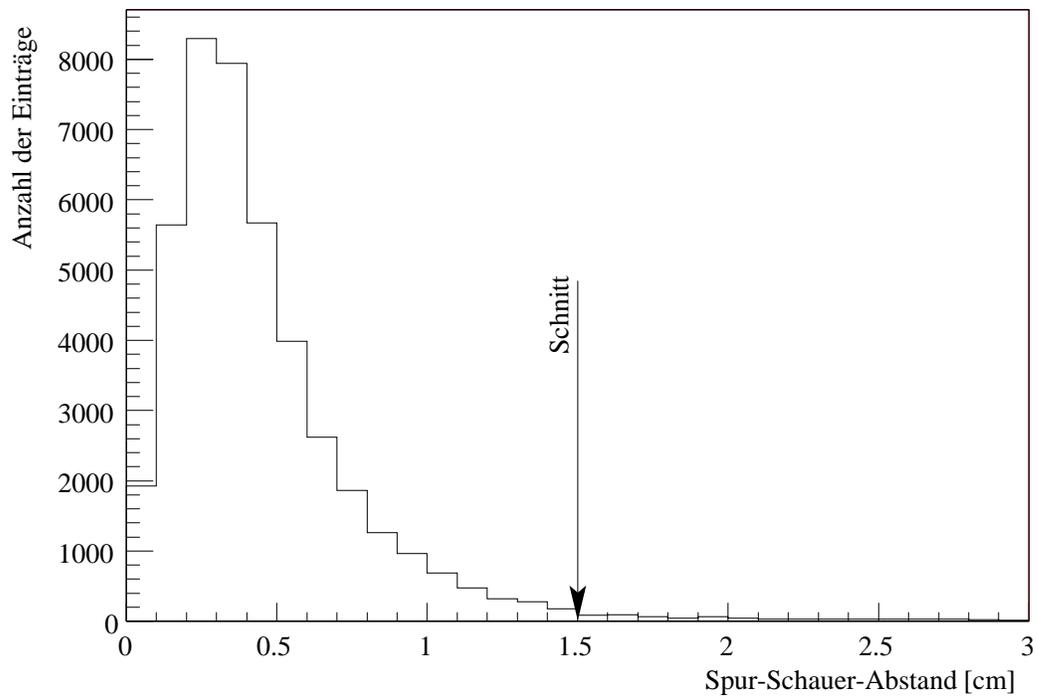


Abbildung 6.2: Abstand zwischen extrapolierte Spur und Schauer im LKR-Kalorimeter.

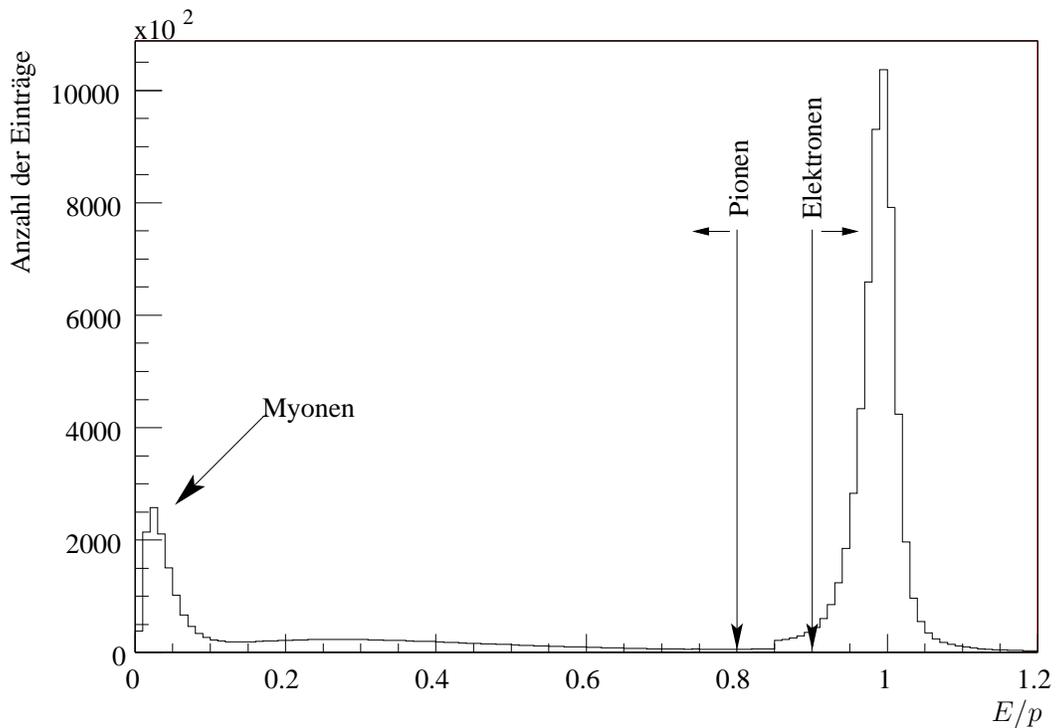


Abbildung 6.3: Die E/p -Verteilung für vorselektierte Daten. Die Stufe bei 0,85 ist durch Schnitte im Level-3-Trigger bedingt.

$\pi^+\pi^-$ -Ereignissen kann die Effizienz dieser Schnitte, und damit der Teilchenidentifikation, untersucht werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass Pionen als Elektronen fehlerhaft identifiziert werden, wurde zu 0,9% bestimmt [Pet00a].

Die angewandten Schnitte sind härter als diejenigen der Vorselektion (vgl. Abbildung 6.3).

6.3 Untergrund

Im Folgenden sind die wesentlichen Selektionskriterien durch die Unterdrückung von Untergrundereignissen motiviert. Daher ist es nötig, mögliche Untergrundkanäle zu identifizieren.

6.3.1 Möglicher Untergrund zu $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$

Die folgenden möglichen Untergrundkanäle zu $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ wurden betrachtet:

- $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfälle, bei denen beide Photonen im Detektormaterial in ein e^+e^- -Paar konvertieren
- $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ -Zerfälle, bei denen das Photon im Detektormaterial in ein e^+e^- -Paar konvertiert
- $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Zerfälle, mit zwei oder mehr Konversionen, bzw. Dalitz-Zerfällen der Pionen, und nicht nachgewiesenen Photonen
- $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ -Zerfälle, bei denen beide Pionen als Elektronen fehlidentifiziert werden
- Zeitgleiche $K_L \rightarrow e^\pm\pi^\mp\nu$ -Zerfälle, bei denen zwei Pionen als Elektronen fehlidentifiziert werden
- $K_L \rightarrow e^\pm\pi^\mp\nu\gamma$ -Zerfälle, mit einer Konversion, bei denen ein Pion als Elektron fehlidentifiziert wird

möglicher Untergrund	BR	geschätzte Ereignisrate
$K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$	$10,0 \times 10^{-6}$	7×10^{-8}
$K_L \rightarrow \gamma\gamma$	$5,86 \times 10^{-4}$	3×10^{-8}
$K_L \rightarrow 3\pi^0$	21%	3×10^{-5}
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$	$3,5 \times 10^{-7}$	3×10^{-9}
$K_L \rightarrow e^\pm\pi^\mp\nu$	38,78%	einige 10^{-3}
$K_L \rightarrow e^\pm\pi^\mp\nu\gamma$	$3,6 \times 10^{-3}$	einige 10^{-4}

Tabelle 6.1: Verzweigungsverhältnisse (BR) und erwartete Rate möglicher Untergrundkanäle zu $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ vor Schnitten gegen Untergrund.

In Tabelle 6.1 wird ein Überblick über die Größenordnung der erwarteten Zerfallsraten für die betrachteten Untergrundkanäle gegeben. Die Abschätzung beruht auf der Kenntnis der Wahrscheinlichkeit für eine Photonkonversion im Detektor von 0,7% und der Wahrscheinlichkeit für eine Fehlidentifizierung von Pionen als Elektronen von 0,9% (vgl. Abschnitt 6.2.4).

Zerfall	BR	erwartete Ereignisrate
$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	$3,28 \times 10^{-7}$	2×10^{-9}
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$	$1,44 \times 10^{-3}$	4×10^{-5}
$K_L \rightarrow \mu^\pm \pi^\mp \nu$	28.18%	einige 10^{-3}
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$	$3,5 \times 10^{-7}$	9×10^{-10}

Tabelle 6.2: Mögliche Untergrundkanäle zu $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ vor Schnitten gegen Untergrund.

6.3.2 Möglicher Untergrund zu $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$

Die folgenden Untergrundkanäle für $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ wurden betrachtet:

- $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ -Zerfälle, bei denen ein Photon in ein $e^+ e^-$ -Paar konvertiert
- $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ -Zerfälle, bei denen ein Photon nicht im Detektor nachgewiesen wird und zwei Pionen entweder im Flug zerfallen sind oder als Myonen fehlidentifiziert werden
- Zeitgleiche $K_L \rightarrow e^\pm \pi^\mp \nu$ - oder $K_L \rightarrow \mu^\pm \pi^\mp \nu$ -Zerfälle
- $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ -Zerfälle, bei denen zwei Pionen entweder im Flug zerfallen oder als Myonen fehlidentifiziert werden

Tabelle 6.2 fasst die Verzweungsverhältnisse der möglichen Untergrundkanäle zusammen. Hierbei wurden für die Abschätzung die in Abschnitt 6.3.1 beschriebenen Annahmen zugrunde gelegt.

6.4 Gemeinsame Schnitte für Vierspur-Ereignisse

Um die systematischen Fehler bei der Bestimmung der Verzweungsverhältnisse zu minimieren, werden Kandidaten für die $K_L \rightarrow l^+ l^- l^+ l^-$ - Signalkanäle und den $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ -Normierungskanal zunächst durch eine Reihe von gemeinsamen Schnitten selektiert.

Technische Schnitte

Um zu gewährleisten, dass die Daten unter gleichen Bedingungen aufgezeichnet wurden, muss die Run-Nummer¹ größer als 8367 sein, da erst ab diesem Run der Vierspur-Trigger aktiviert war. Weiterhin müssen alle Ereignisse das Vierspur-Triggerbit gesetzt haben (vgl. Tabelle 3.1).

Der Schnitt auf die Kaonenergie

Um dem Energiespektrum und der Detektorsensitivität Rechnung zu tragen, muss die Kaonenergie zwischen 50 GeV und 200 GeV liegen. Abbildung 6.4 zeigt die Kaonenergieverteilung für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ -Kandidaten.

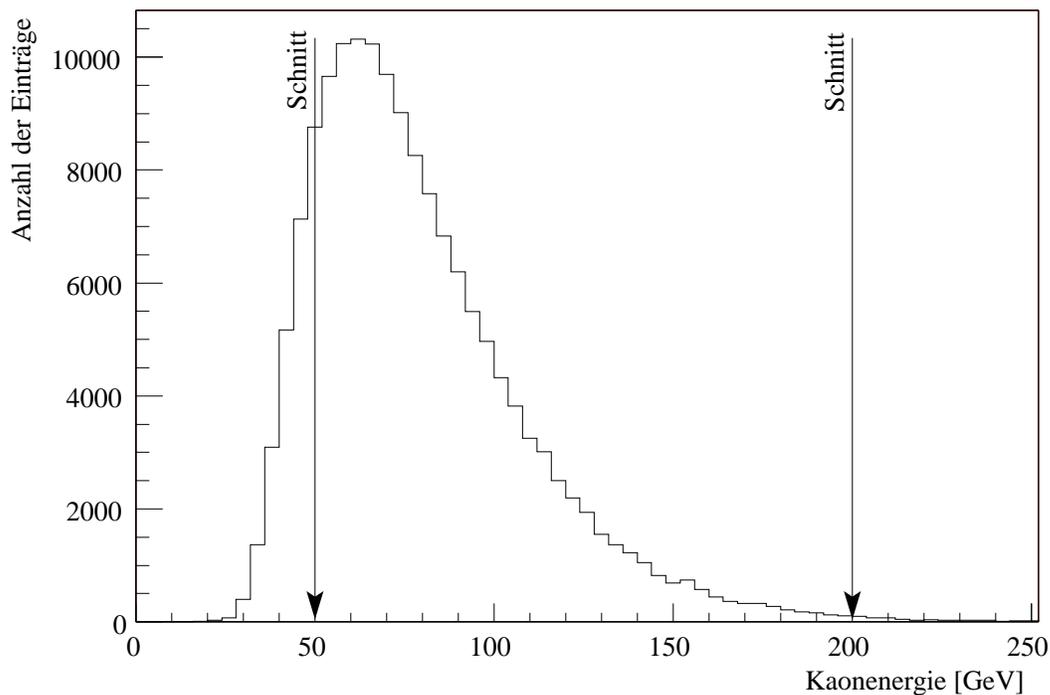


Abbildung 6.4: Die rekonstruierte Kaonenergie für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ Kandidaten.

¹Ein „Run“ ist ein Satz von Daten, der unter gleichen (physikalischen) Bedingungen aufgezeichnet wurde.

Der Schnitt auf den Vertexbereich und die Vertexqualität

Da im Vierspur-Trigger des Massbox-Triggers kein Schnitt auf die K_L -Lebensdauer angewandt wird, kann das gesamte Zerfallsvolumen genutzt werden. Es werden alle Zerfälle akzeptiert, deren z -Koordinate des Vertex zwischen 750 cm und 9000 cm liegt. Die Vertexqualität wird durch die CDA-Variable (vgl. Abschnitt 4.3) beschrieben. Die CDA-Variable soll für alle Zerfälle kleiner als 5 cm sein, um Untergrund aus überlagerten Zerfällen auszuschließen.

Schnitt auf das Quadrat des Transversalimpulses

Abbildung 6.5 zeigt das Quadrat des Transversalimpulses aufgetragen gegen die invariante Masse des $e^+e^-e^+e^-$ -Systems für Daten (oben) und Monte-Carlo-Ereignisse (unten). Hieraus wurde festgelegt, dass das Quadrat des Transversalimpulses p_T^2 kleiner als $0,0005 \text{ GeV}^2/c^2$ sein soll. Der Schnitt verwirft 11,5% der Signalereignisse. Abbildung 6.6 zeigt die gleiche Verteilung für das $\mu^+\mu^-e^+e^-$ -System. Der Schnitt verwirft 8% der Signalereignisse, wie aber aus der Verteilung der Daten (Abbildung 6.6 oben) hervorgeht, auch einen Großteil des Untergrundes. Das schräge Band bei kleinen Kaonmassen (Abbildung 6.5 und 6.6 unten) und hohen Transversalimpulsen sind Ereignisse mit Bremsstrahlungsphotonen.

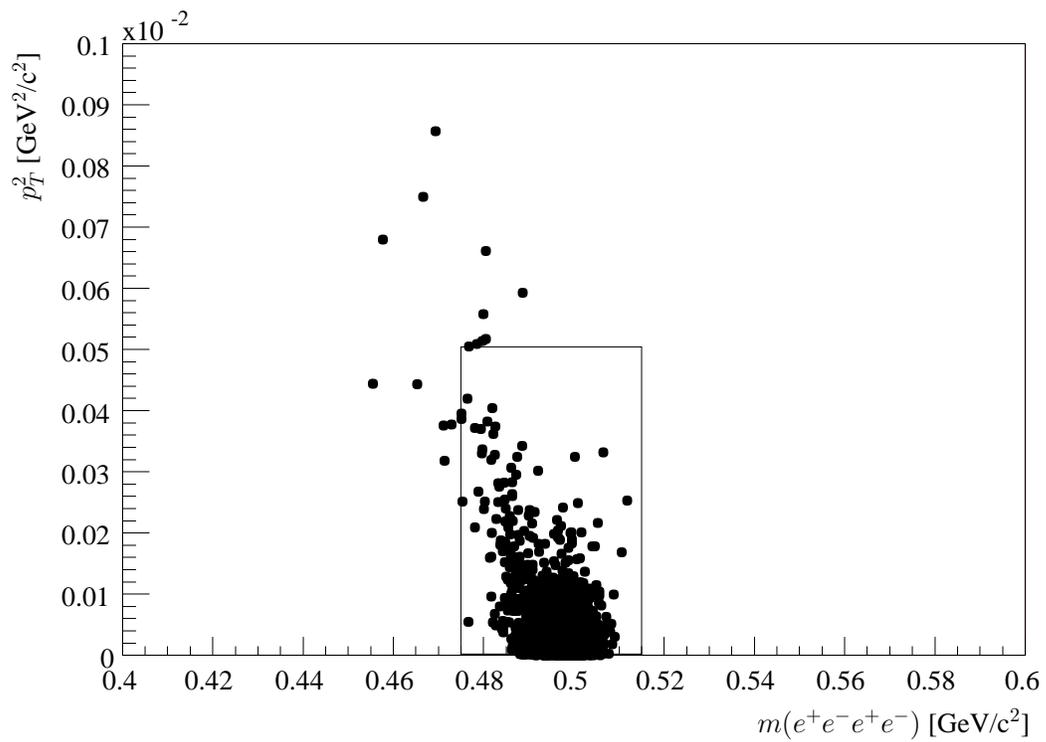
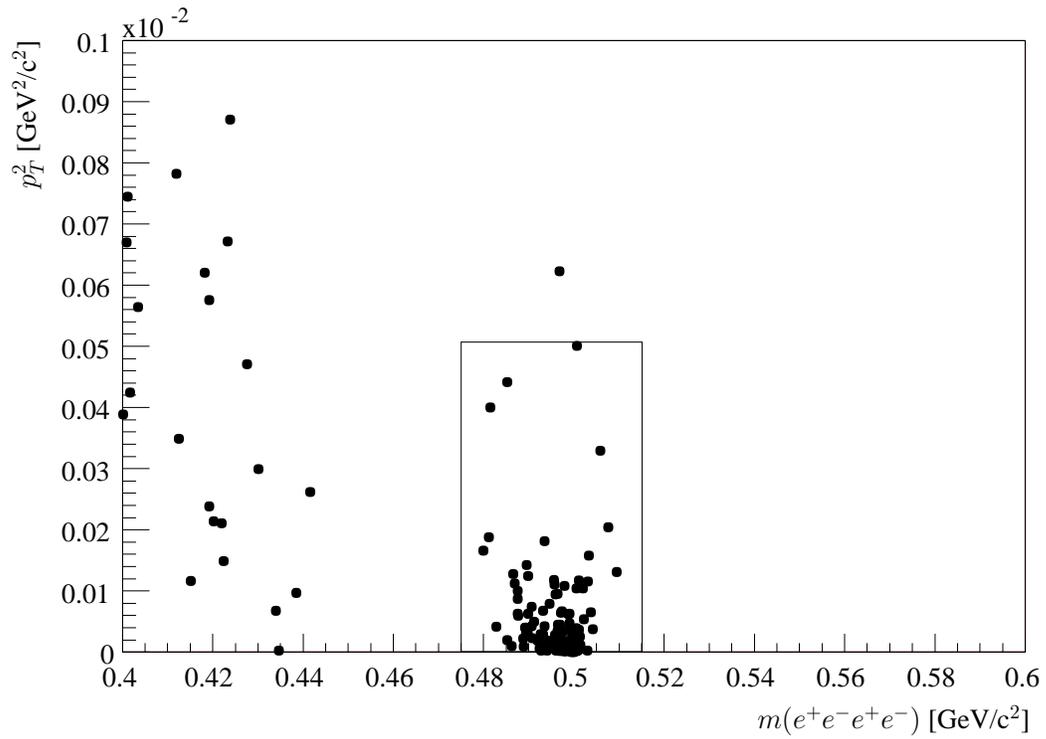


Abbildung 6.5: Das Quadrat des Transversalimpulses von $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ -Kandidaten gegen die rekonstruierte Kaonmasse aufgetragen. Oben für Daten-, unten für Monte-Carlo-Ereignisse.

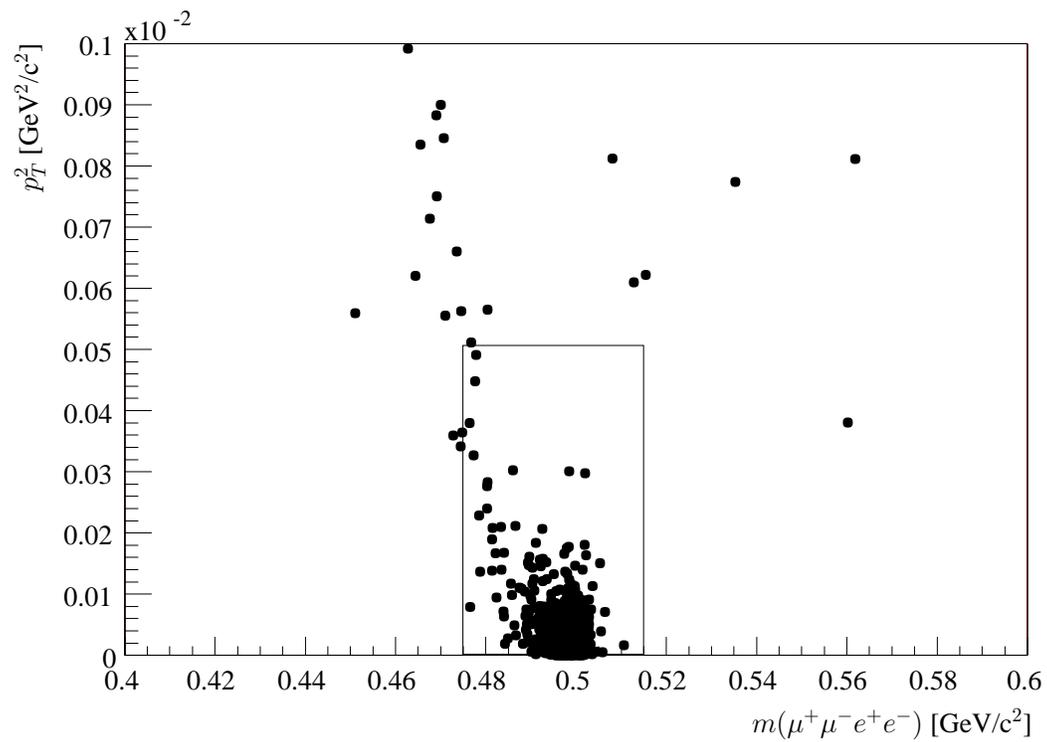
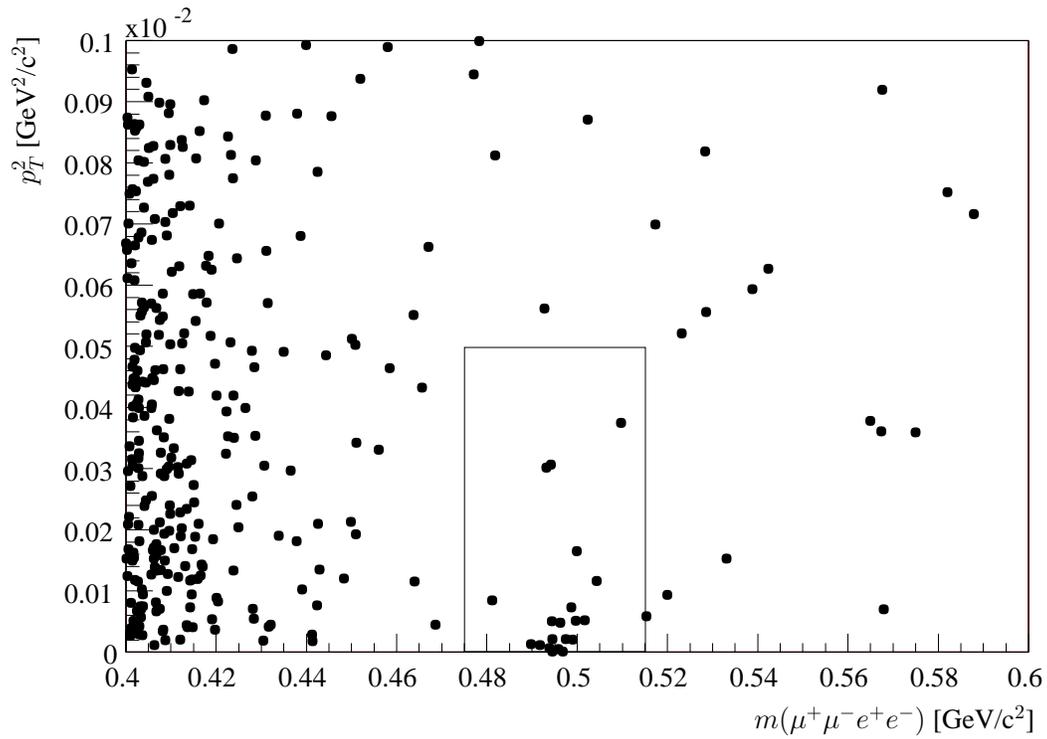


Abbildung 6.6: Das Quadrat des Transversalimpulses gegen die rekonstruierte Kaonmasse von $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ -Kandidaten aufgetragen. Oben für Daten-, unten für Monte-Carlo-Ereignisse.

Trennung der Spuren in der ersten Driftkammer

Den bedeutendsten Untergrund für den Zerfallskanal $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ stellen Ereignisse $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ mit Konversionen der Photonen in e^+e^- -Paare dar. Diese Konversionen können insbesondere am Kevlar-Fenster zwischen Vakuum- und Heliumtank stattfinden. Analog dazu ist $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ mit anschließender Konversion der wichtigste Untergrund zu $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$. Nur Photonkonversionen vor der ersten Driftkammer tragen zum Untergrund bei, da sonst keine Spuren rekonstruiert werden. Für Konversionen reeller Photonen beträgt der Öffnungswinkel null Grad. Abbildung 6.7 zeigt den minimalen Spurbestand zwischen e^+e^- -Paaren für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ - und $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ -Kandidaten nach allen Schnitten mit Ausnahme des Schnitts auf den Spurbestand. Im Bereich zwischen 2 cm und 30 cm wurde die Monte-Carlo-Verteilung an die Daten angepasst. Ein Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulation zeigt, dass dieser Untergrund durch einen Schnitt von 2 cm auf den Minimalabstand entgegengesetzt geladener Spurpaare vollständig verworfen wird. Dieser Schnitt garantiert auch, dass die Spuren einwandfrei rekonstruiert werden.

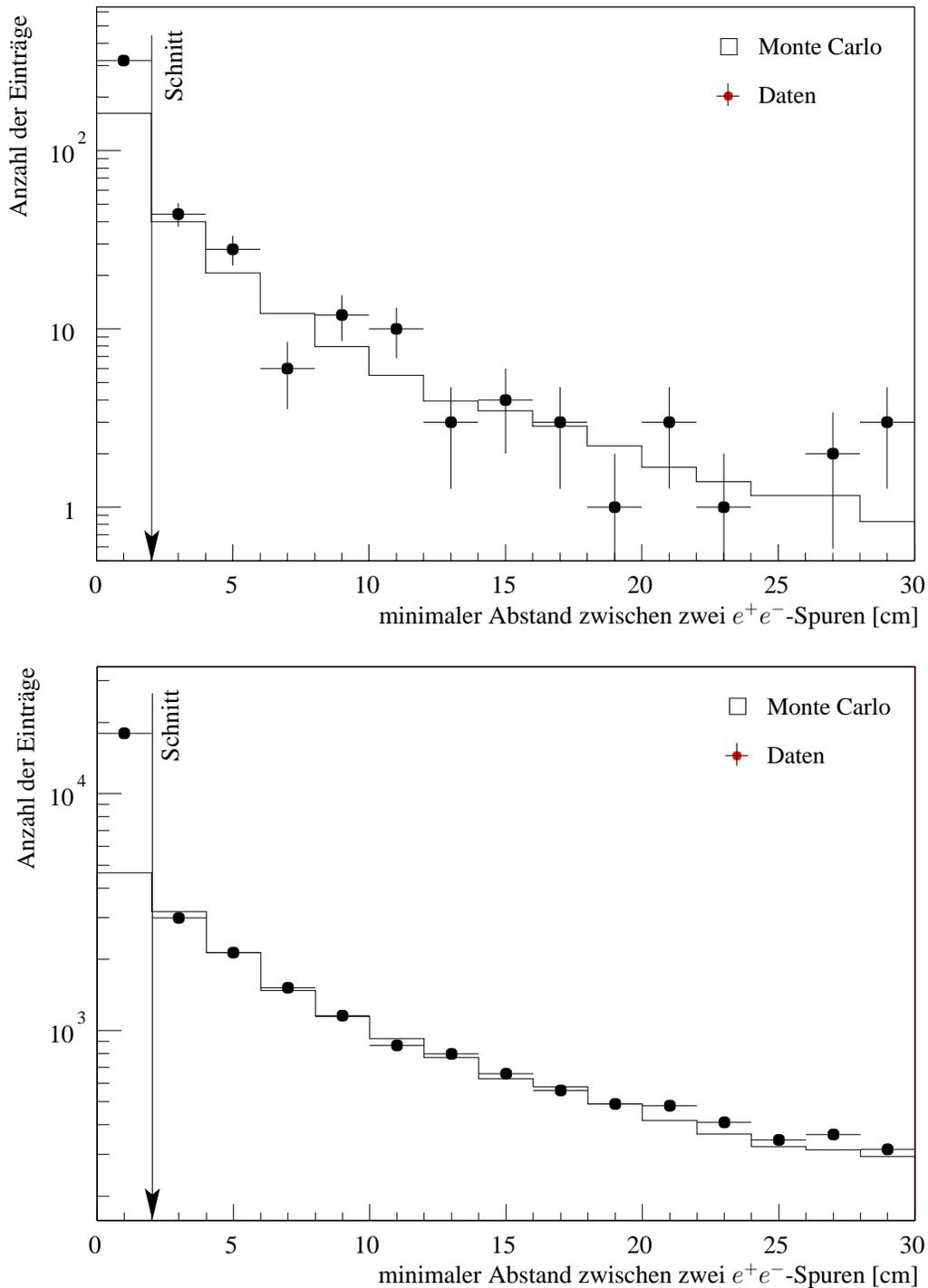


Abbildung 6.7: Der Spurabstand zwischen e^+e^- -Paaren in der ersten Driftkammer. Oben für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ -Kandidaten, unten für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ -Kandidaten. Der Überschuss von Datenereignissen für einen Spurabstand kleiner als 2 cm stammt von Konversionen am Detektormaterial.

6.5 Die Auswahl von $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$

Über die allgemeinen Selektionskriterien zur Auswahl von Vierspur-Ereignissen hinaus werden folgende spezielle Schnitte angewandt:

- vier „gute Teilchenspuren“ mit $E/p > 0,90$ (vgl. Abschnitt 6.2.2)
- vier „gute Schauer“ (vgl. Abschnitt 6.2.1)

Der Schnitt auf die invariante Kaonmasse

Die Kaonmasse soll zwischen $475 \text{ MeV}/c^2$ und $515 \text{ MeV}/c^2$ liegen. Der leicht asymmetrische Schnitt auf die Kaonmasse trägt der Tatsache Rechnung, dass Elektronen durch Bremsstrahlung Energie verlieren und dadurch die rekonstruierte Kaonmasse zu kleineren Massenwerten hin verschoben ist.

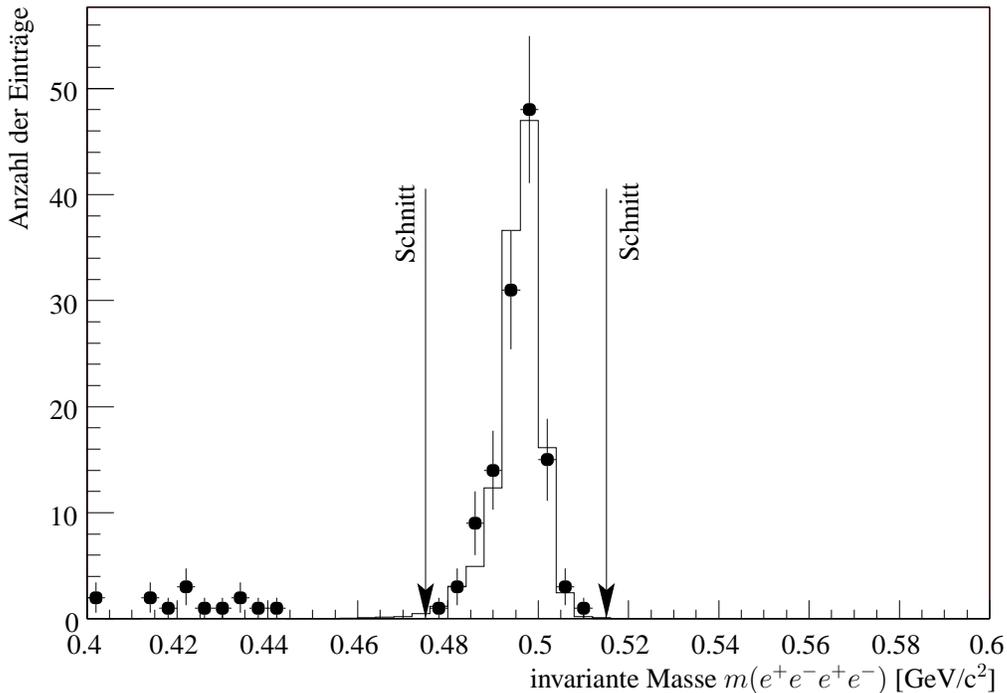


Abbildung 6.8: Die rekonstruierte Kaonmasse für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ -Kandidaten.

Aus Abbildung 6.8 sowie Abbildung 6.5 geht hervor, dass die selektierten $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ -Ereignisse frei von Untergrund in der definierten Signalregion sind. Ebenso sieht man die gute Übereinstimmung zwischen Daten- und Monte-Carlo-Massendistribution.

Schnitt	Daten	Monte-Carlo	Akzeptanz
Vierspur-Split	1762209	–	–
generierter Energie- und Vertexbereich	–	85747	100%
Triggerwort	1672270	–	–
Signatur im Detektor	167226	17185	20,04%
geometrische Schnitte LKR	156071	15813	18,44%
Vertex	51362	15451	18,02%
rekonstruierte Kaonenergie	11884	14422	16,82%
Vertexqualität	9502	13221	15,42%
Transversalimpuls	1649	11698	13,64%
Spurabstand	1208	4607	5,72%
Kaonmasse	125	4577	5,34%

Tabelle 6.3: Anzahl der nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse für den Zerfall $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$.

Tabelle 6.3 zeigt die Anzahl der nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignissen. Die meisten Signalereignisse gehen durch den Schnitt auf den Spurabstand verloren. Nach allen Schnitten werden 125 Signalereignisse selektiert.

6.6 Die Auswahl von $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$

Es werden für die Auswahl von $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ -Kandidaten folgende zusätzliche Schnitte angewandt:

- zwei Teilchenspuren mit $E/p > 0,90$
- zwei Teilchenspuren mit assoziierten, rekonstruierten Myon-Treffern in den Myon-Antizählern
- Schnitte auf die Spurzeit
- Schnitte auf die Dileptonmasse

Der Schnitt auf die Spurzeit

Zur Unterdrückung von Untergrund aus überlagerten $K_L \rightarrow \mu^\pm \pi^\mp \nu$ wird auf die maximale Zeit zwischen den Spuren geschnitten. Diese soll kleiner als 8 ns sein (vgl. Abbildung 6.9).

Der Schnitt auf die Dileptonmasse

Die beiden Leptonpaare stammen jeweils aus einem virtuellen Photon, dessen invariante Masse im Allgemeinen klein ist. Deshalb sollte auch das Produkt der Dielektron- und Dimyonmasse $m(\mu^+ \mu^-) \times m(e^+ e^-)$ klein sein. Für überlagerte K_{e3} -Zerfälle stammen die Leptonpaare aus unterschiedlichen Zerfällen und sind daher unkorreliert. Aufgrund der Monte-Carlo-Verteilung (siehe Abbildung 6.10) wurde der folgende Schnitt festgelegt: $m(\mu^+ \mu^-) \times m(e^+ e^-) < 0,035 \text{ GeV}^2/c^4$. Durch diesen Schnitt werden 3,15% der Signalereignisse verworfen. Wie man in Abbildung 6.10 oben sieht, wird der Untergrund aus überlagerten Ereignissen durch diesen Schnitt erheblich reduziert.

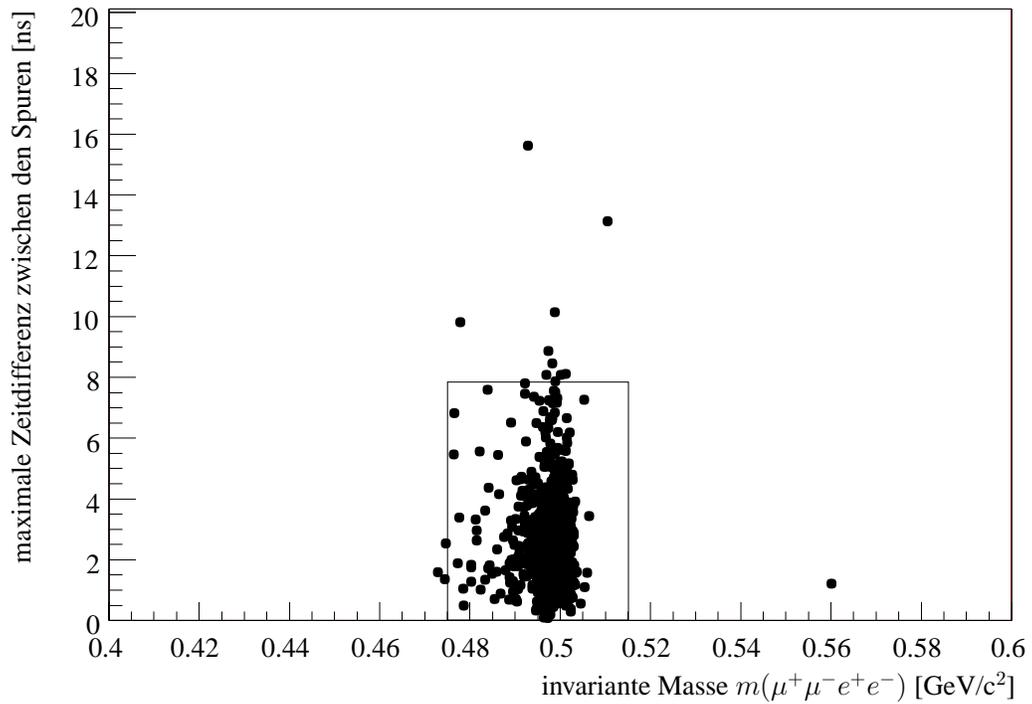
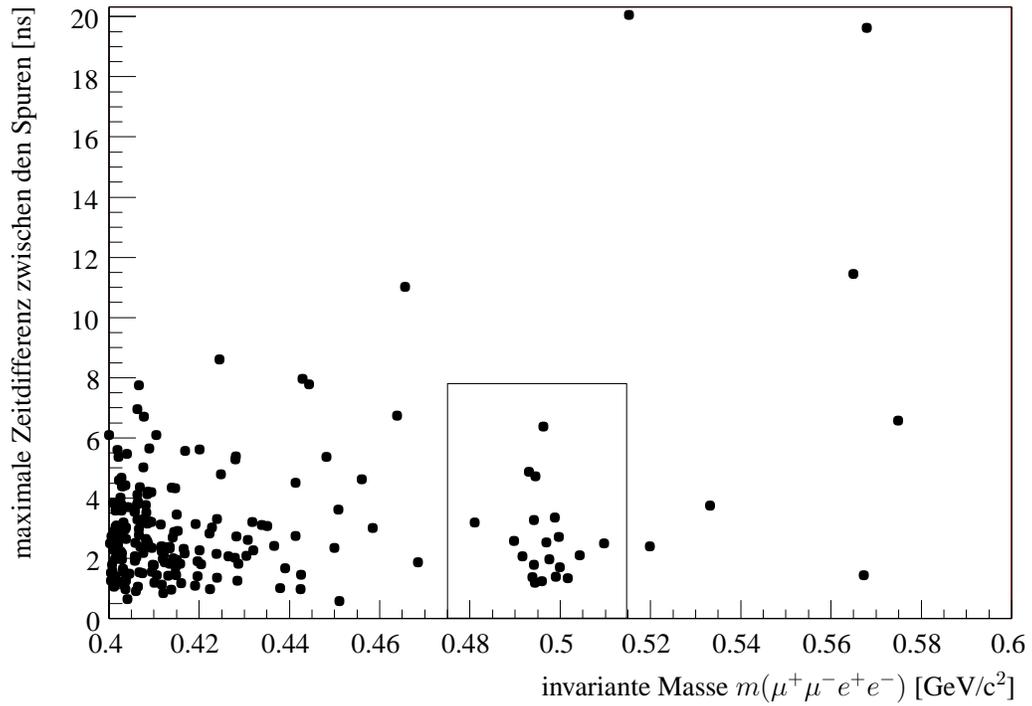


Abbildung 6.9: Maximale Zeitdifferenzen zwischen den Spuren gegen die invariante Masse des $\mu^+\mu^-e^+e^-$ -Systems. Oben für Daten-, unten für Monte-Carlo-Ereignisse.

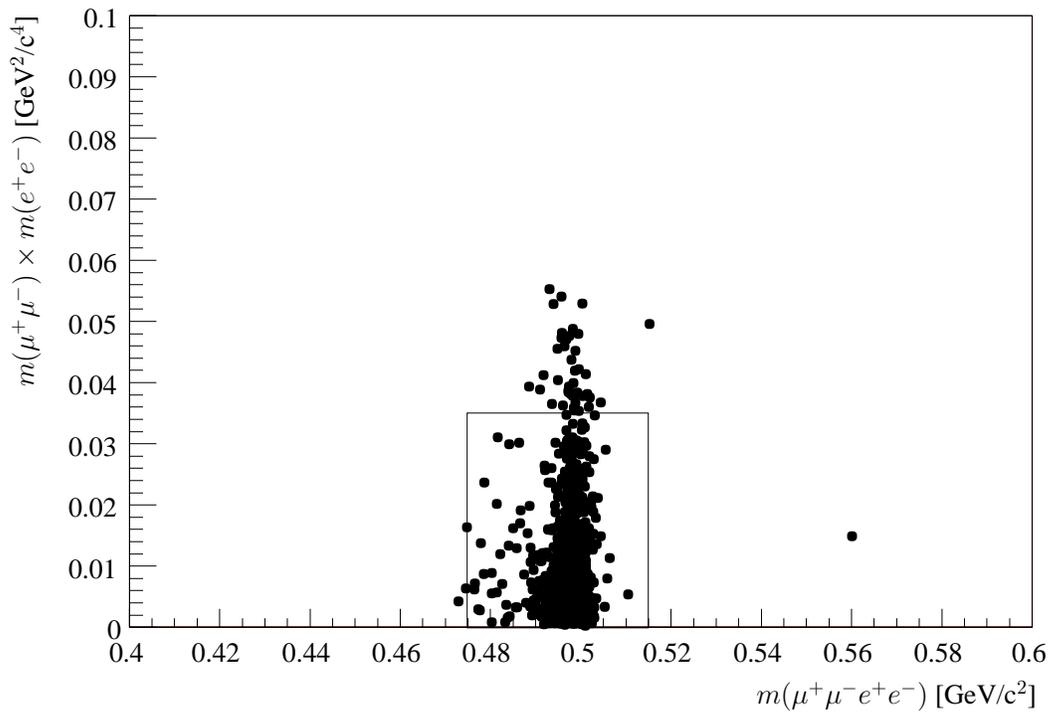
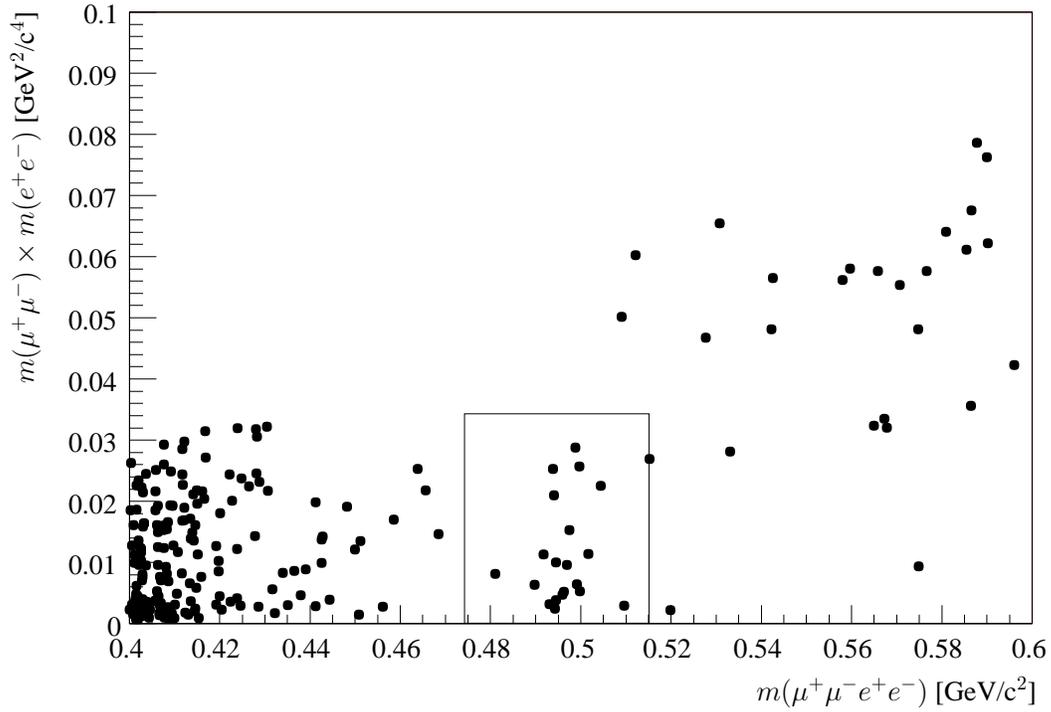


Abbildung 6.10: Das Produkt der Dimyон- und Dielektronmasse gegen die rekonstruierte $\mu^+ \mu^- e^+ e^-$ -Masse. Oben für Daten-, unten für Monte-Carlo-Ereignisse.

Die Bestimmung der Signalereignisse für $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$

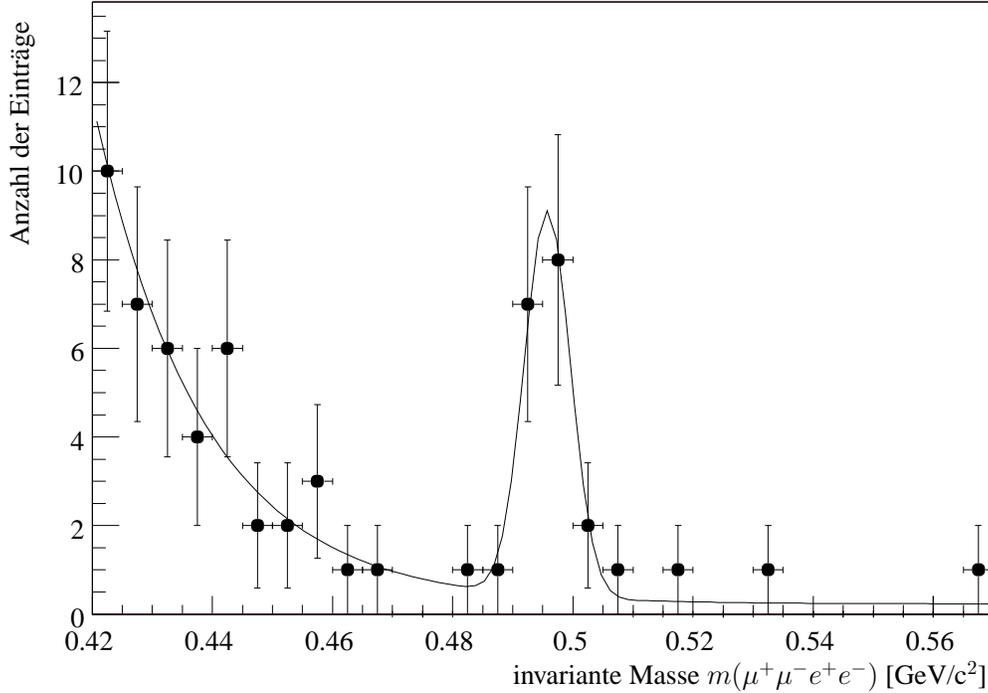


Abbildung 6.11: Die rekonstruierte Masse für $\mu^+ \mu^- e^+ e^-$ -Kandidaten.

Wie zuvor gezeigt, stellen nur überlagerte K_{e3^-} - und $K_{\mu 3^-}$, sowie $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ -Zerfälle einen Untergrund dar. Wie die Monte-Carlo-Studien zeigen, kann Untergrund aus $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ und $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ durch Schnitte vollständig verworfen werden. Der verbleibende Untergrund wurde nicht mit Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt, da es nicht möglich war, die benötigte Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen zu generieren.

Im Massenbereich zwischen $420 \text{ MeV}/c^2$ und $540 \text{ MeV}/c^2$ wurde die Funktion

$$f(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(x - m_K)^2}{\sigma^2}\right) + A \cdot \exp(B \cdot x) + C \quad (6.1)$$

angepasst (Abbildung 6.11).

Das Signal wird durch eine Gauß-Funktion beschrieben, wobei N (Normierung), m_K (Kaonmasse) und σ (Massenauflösung) die Parameter der Gauß-Funktion sind.

Der Untergrund von $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ wird als Exponentialfunktion mit den Parametern A und B beschrieben:

$$A \cdot \exp(B \cdot x) \quad (6.2)$$

Schnitt	Daten	Monte Carlo	Akzeptanz
Vierspur-Split	2271556	-	-
generierter Vertex- und Energiebereich	-	85747	100%
Triggerbit	1762209	-	-
Signatur im Detektor	95056	22399	26,12%
geometrische Schnitte (LKR)	70929	21291	24,83%
rekonstruierter Vertex	46584	20589	24,01%
rekonstruierte Kaonenergie	23152	18600	21,69%
Vertexqualität	2279	17321	20,02%
Transversalimpuls	2307	15923	18,56%
Dileptonmasse	2135	15596	18,18%
Spurzeit	2067	12890	15,03%
Spurabstand in DCH1	1101	9772	11,40%
Kaonmasse	17,5	9731	11,34%

Tabelle 6.4: Anzahl der nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse für den Zerfall $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$.

Untergrund aus überlagerten Zerfällen wird mit dem konstanten Beitrag C beschrieben.

Aus einem Maximum-Likelihood-Fit ergibt sich die Anzahl der $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ zu 17,5 Ereignissen.

Tabelle 6.4 fasst die einzelnen Schritte der Ereignis Selektion zusammen.

6.7 Der Normierungskanal

Als Normierungskanal wurde der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ aufgrund der Ähnlichkeit der Signatur im Detektor zu den untersuchten $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ -Zerfällen gewählt. Signalkanäle und Normierungskanal weisen eine ähnliche Signatur auf: vier Spuren in den Driftkammern mit assoziierten Schauern im Flüssigkryptonkalorimeter.

Unsicherheiten in der Bestimmung der Triggereffizienzen und der Monte-Carlo-Simulation sollten sich deshalb bei der Bildung des Verzweigungsverhältnisses in erster Ordnung wegheben.

Problematisch ist nur die unterschiedliche Wechselwirkung von Pionen und Elektronen im Detektor, insbesondere deren Simulation.

6.7.1 Die Auswahl von $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ -Ereignissen

Folgende spezielle Schnitte werden zur Auswahl des Normierungskanals angewandt:

- zwei Spuren mit $E/p > 0,90$
- zwei Spuren mit $E/p < 0,80$
- ein Photonschauer ohne assoziierte Spur

Untergrund aus $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ mit Gammakonversion im Detektor wird mit dem Spurabstandsschnitt vollständig verworfen (vgl. Abbildung 6.7).

Schnitt auf die invariante $e^+e^- \gamma$ -Masse

Bei der Rekonstruktion der $e^+e^- \gamma$ -Masse werden alle Kombinationen aus zwei Elektronen und „guten Photonschauern“ betrachtet. Die Kombination, die am nächsten an der π^0 -Masse liegt, wird berücksichtigt. Es kommt vor, dass das Photon aus dem Dalitz-Zerfall des π^0 nicht im Detektor nachgewiesen wird und stattdessen ein zufällig auftretendes Photon oder ein Photon aus Bremsstrahlung berücksichtigt wird. In diesem Fall ist der Transversalimpuls groß und die Masse des $e^+e^- \gamma$ -Systems kleiner als diejenige des π^0 . Die Schnitte auf den Transversalimpuls und die π^0 -Masse sind daher stark korreliert. Im Vergleich zu $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ -Zerfällen verwirft der Schnitt auf den Transversalimpuls sehr viel mehr Ereignisse, und zwar 50% (vgl. Tabelle 6.5), da dieser vor dem π^0 -Massenschnitt angewandt wird. Die aus $e^+e^- \gamma$ rekonstruierte π^0 -Masse muss zwischen $120 \text{ MeV}/c^2$ und $140 \text{ MeV}/c^2$ liegen. Abbildung 6.12 zeigt ein Vergleich zwischen Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen.

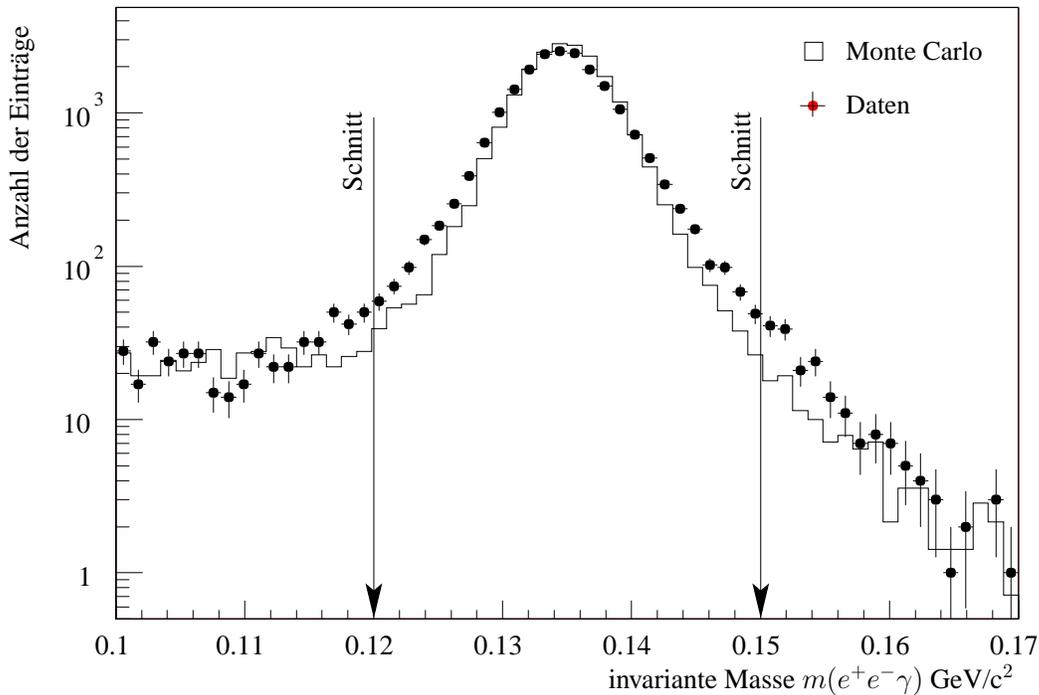


Abbildung 6.12: Vergleich der rekonstruierten π^0 -Masse aus $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ Zerfällen zwischen Daten und Monte-Carlo.

Der Schnitt auf die Kaonmasse

Abbildung 6.13 zeigt die invariante Masse des $\pi^+\pi^-\pi_D^0$ -Systems. Die rekonstruierte Kaonmasse muss zwischen $475 \text{ MeV}/c^2$ und $515 \text{ MeV}/c^2$ liegen. Hier besteht eine gute Übereinstimmung zwischen Daten- und Monte-Carlo-Verteilung.

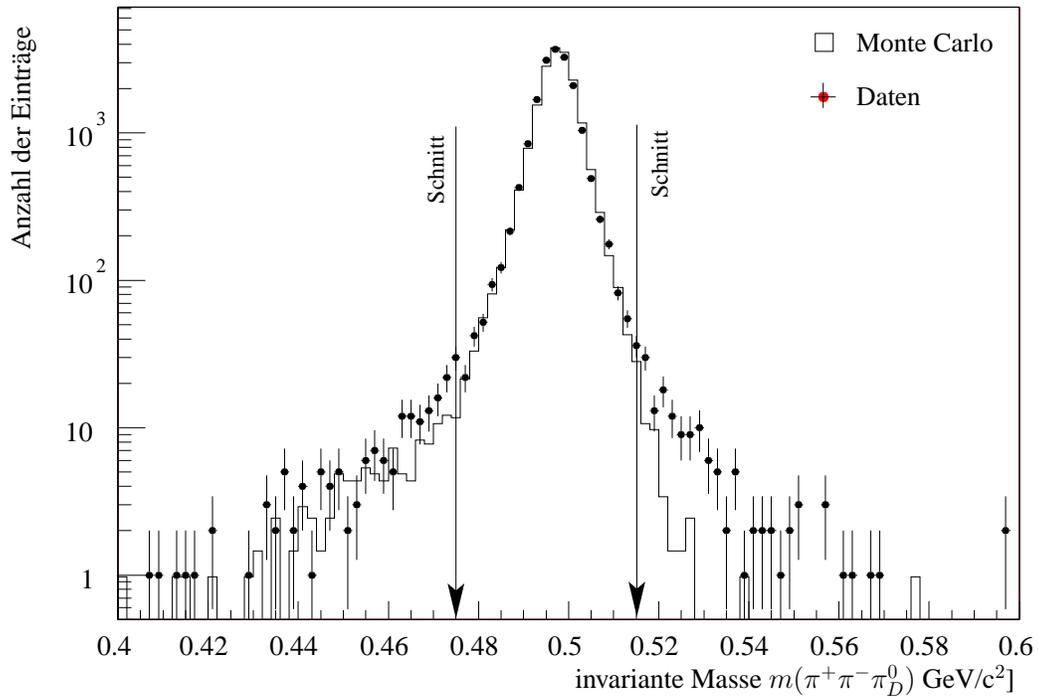


Abbildung 6.13: Die rekonstruierte Kaonmasse für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ -Kandidaten im Vergleich von Daten und Monte-Carlo.

Tabelle 6.5 fasst die nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse zusammen.

Schnitt	Daten	Monte Carlo	Akzeptanz
Vierspur-Split	2271556	–	
Vertex und Energiebereich	–	3001050	100,00%
Triggerbedingungen	466044	–	–
Signatur im Detektor	177433	151349	5,04%
geometrische Schnitte (LKR)	154991	126673	4,22%
rekonstruierter Vertex	143286	120510	4,02%
rekonstruierte Kaonenergie	124356	112914	3,76%
Vertexqualität	96620	99122	3,30%
Transversalimpuls	38916	49647	1,65%
Spurabstand in DCH1	18673	38369	1,28%
Pionmasse	16842	35282	1,18%
Kaonmasse	16514	35007	1,17%

Tabelle 6.5: Anzahl der nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse für den Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$.

6.8 Die Suche nach $K_L \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm e^\mp e^\mp$

Zur Auswahl von $K_L \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm e^\mp e^\mp$ werden mit zwei Ausnahmen dieselben Schritte angewandt wie für $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Der Schnitt auf den Spurbestand in der ersten Driftkammer entfällt, da nicht gegen Gammakonversionen in $\mu^\pm e^\mp$ geschnitten werden muss. Die Myon- und die Elektronenspuren müssen jeweils die gleiche Ladung aufweisen. Es wird davon ausgegangen, dass der Leptonenzahl-verletzende Prozess $K_L \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm e^\mp e^\mp$ ebenfalls über einen Zwischenzustand $K_L \rightarrow \gamma^* \gamma^*$ abläuft. Deshalb wird auf die Dileptonmasse geschnitten (vgl. Abschnitt 6.6). Abbildung 6.14 zeigt das Quadrat des Transversalimpulses gegen die invariante Masse des $\mu^\pm \mu^\pm e^\mp e^\mp$ -Systems. In der definierten Signalregion verbleiben keine Ereignisse mehr.

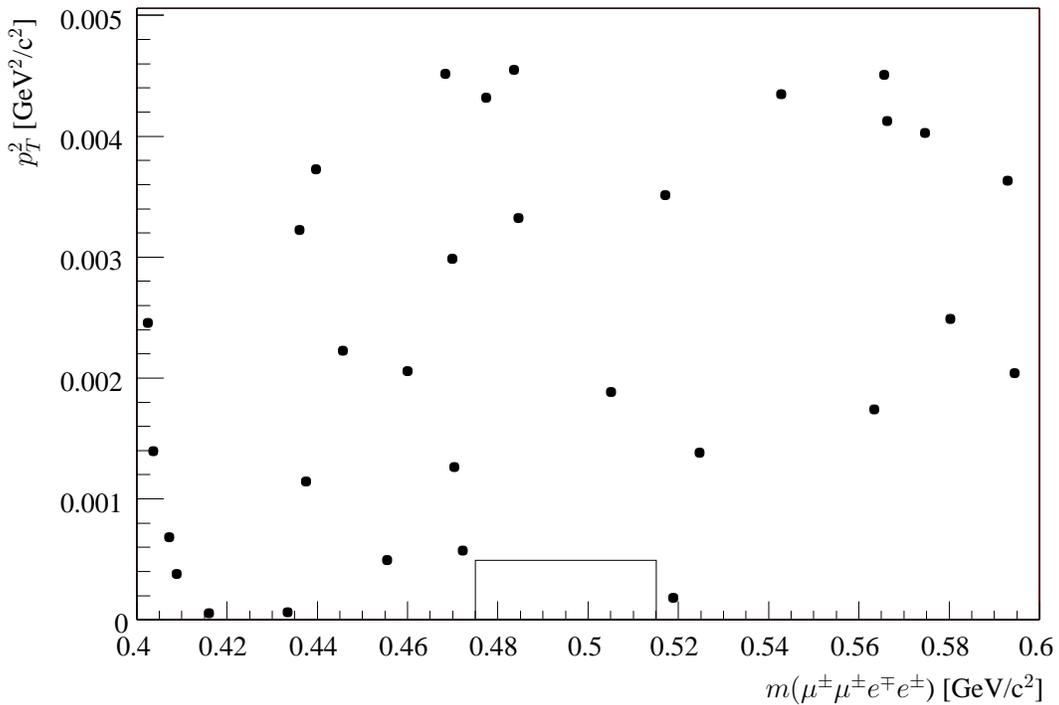


Abbildung 6.14: Das Quadrat des Transversalimpulses gegen die rekonstruierte $\mu^\pm \mu^\pm e^\mp e^\mp$ Masse. Es verbleiben in der definierten Signalregion keine Ereignisse.

Schnitt	Daten	Monte Carlo	Akzeptanz
Vierspur-Split	2271556		–
generierter Vertex- und Energiebereich	–	85747	100%
Triggerbit	1762209	–	–
Signatur im Detektor	95056	22399	26,12%
geometrische Schnitte (LKR)	70929	21291	24,83%
rekonstruierter Vertex	46584	20589	24,01%
rekonstruierte Kaonenergie	23152	18600	21,69%
Vertexqualität	2279	17321	20,02%
Transversalimpuls	2207	15923	18,56%
Ladungskombination	72	–	–
Dileptonmasse	2	15596	18,18%
Spurzeit	2	12890	15,03%
Kaonmasse	0	12805	14,98%

Tabelle 6.6: Anzahl der nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse für den Zerfall $K_L \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm e^\mp e^\mp$.

6.9 Vergleich zwischen Daten- und Monte-Carlo-Verteilungen

Soweit nicht in den vorherigen Abschnitten erfolgt, wird im folgenden Abschnitt ein Vergleich zwischen Daten- und Monte-Carlo-Verteilungen für die selektierten $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ - und $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ -Ereignisse, d.h. nach allen Schnitten, gegeben. Die Abbildungen 6.15 und 6.16 zeigen die gute Beschreibungen des z -Vertex durch die Monte-Carlo-Simulation. Für die rekonstruierte Kaonenergie (Abbildung 6.17 und 6.18) zeigt sich, dass sie nicht perfekt von der Simulation beschrieben wird.

Die Auslösung der Messgrößen ist in den Monte-Carlo-Verteilungen besser als in den Daten-Verteilungen. Dies wird insbesondere beim Vergleich der p_T^2 -Verteilungen (Abbildung 6.19 und 6.20), sowie der CDA-Verteilungen (Abbildung 6.21 und 6.22), deutlich.

Abbildung 6.23 zeigt die gute Übereinstimmung der Dielektronmasse für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ -Ereignisse. Die Monte-Carlo-Ereignisse wurden ohne ein Formfaktormodell generiert. Der Effekt des Formfaktors ist sehr klein (vgl. Tabelle 1.3). Der Formfaktor macht sich erst bei hohen Dielektronmassen bemerkbar.

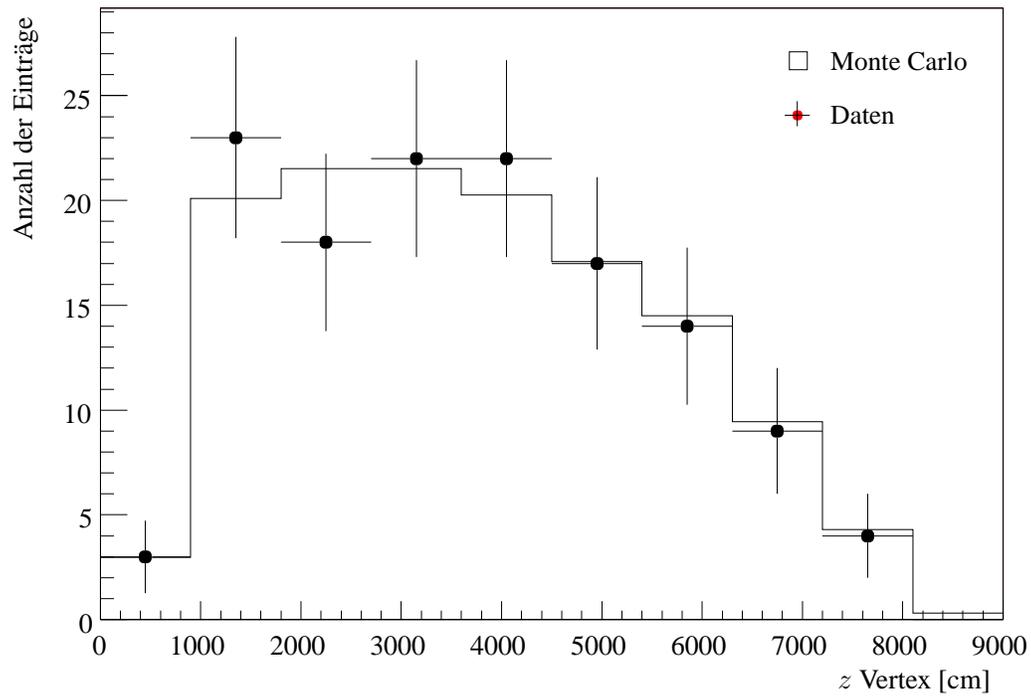


Abbildung 6.15: Vergleich der z -Vertexverteilung für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$.

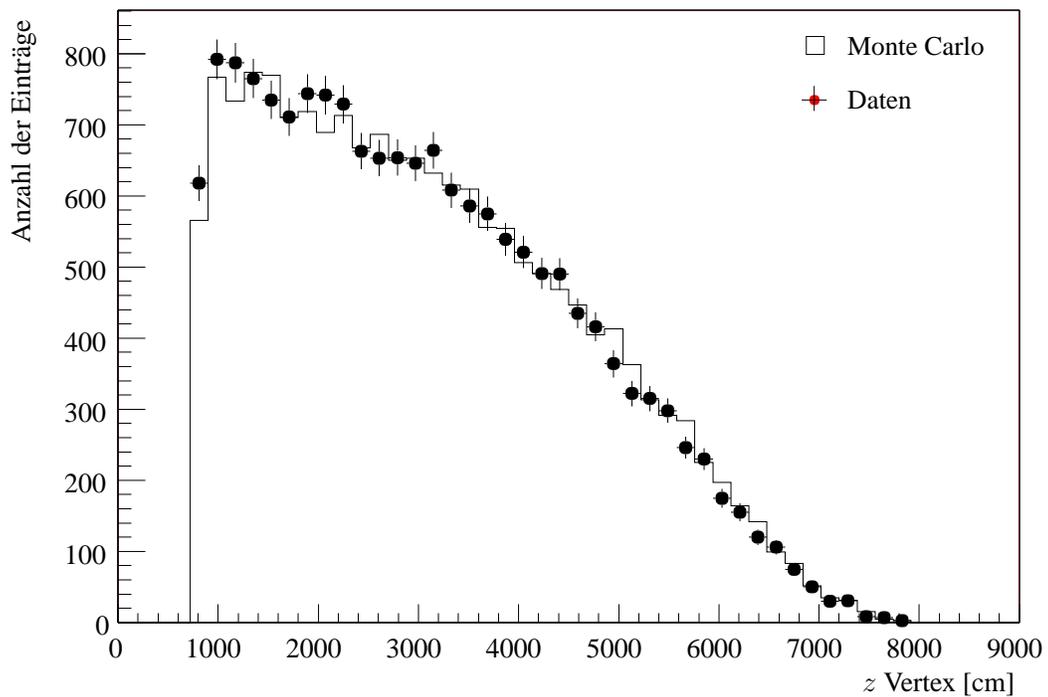


Abbildung 6.16: Vergleich der z -Vertexverteilung für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$.

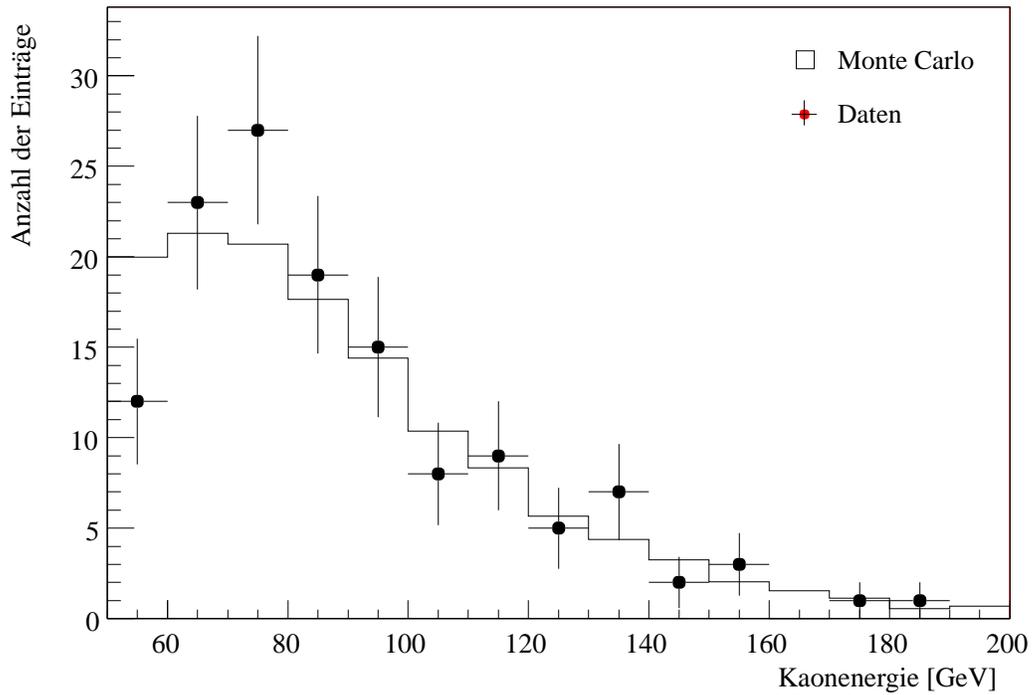


Abbildung 6.17: Vergleich der rekonstruierten Kaonenergie $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$.

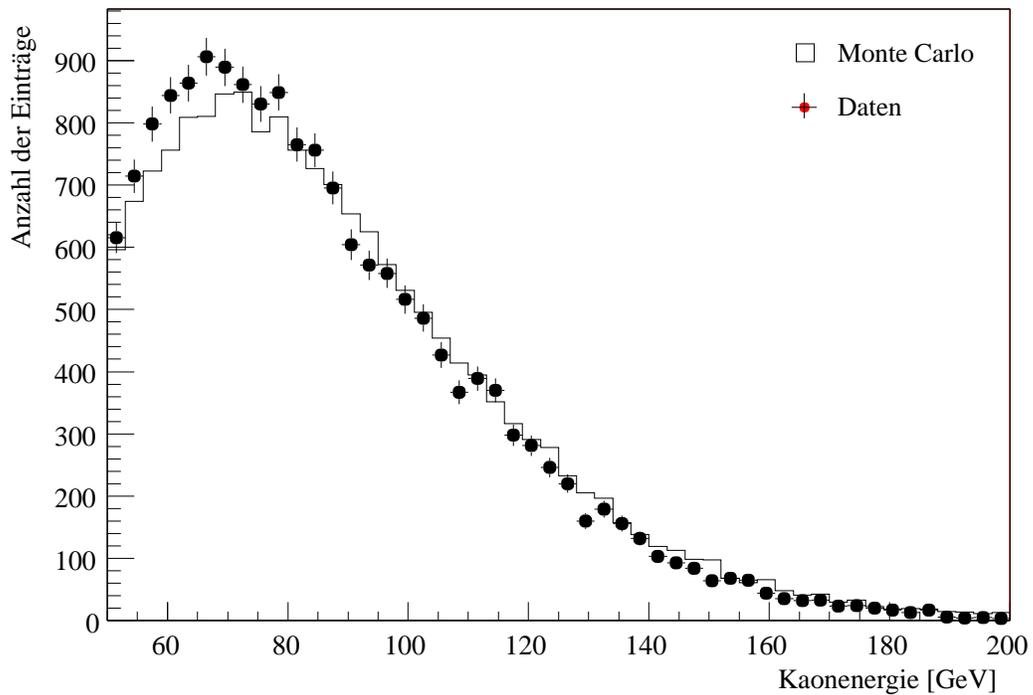


Abbildung 6.18: Vergleich der rekonstruierten Kaonenergie $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$.

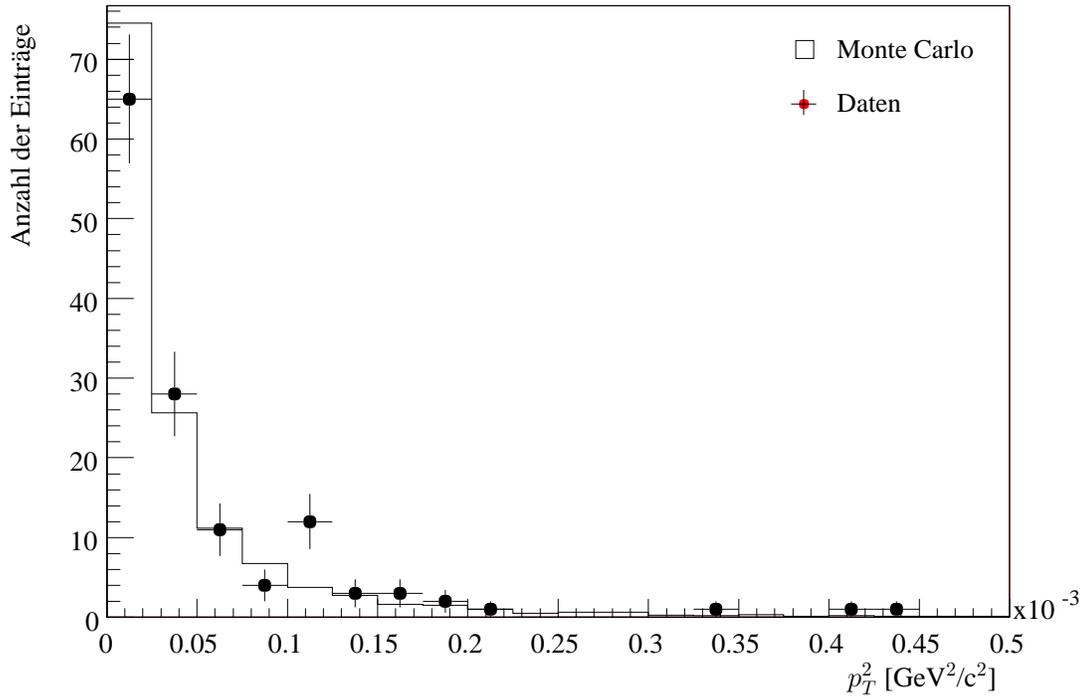


Abbildung 6.19: Vergleich der p_T^2 -Verteilung für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$.

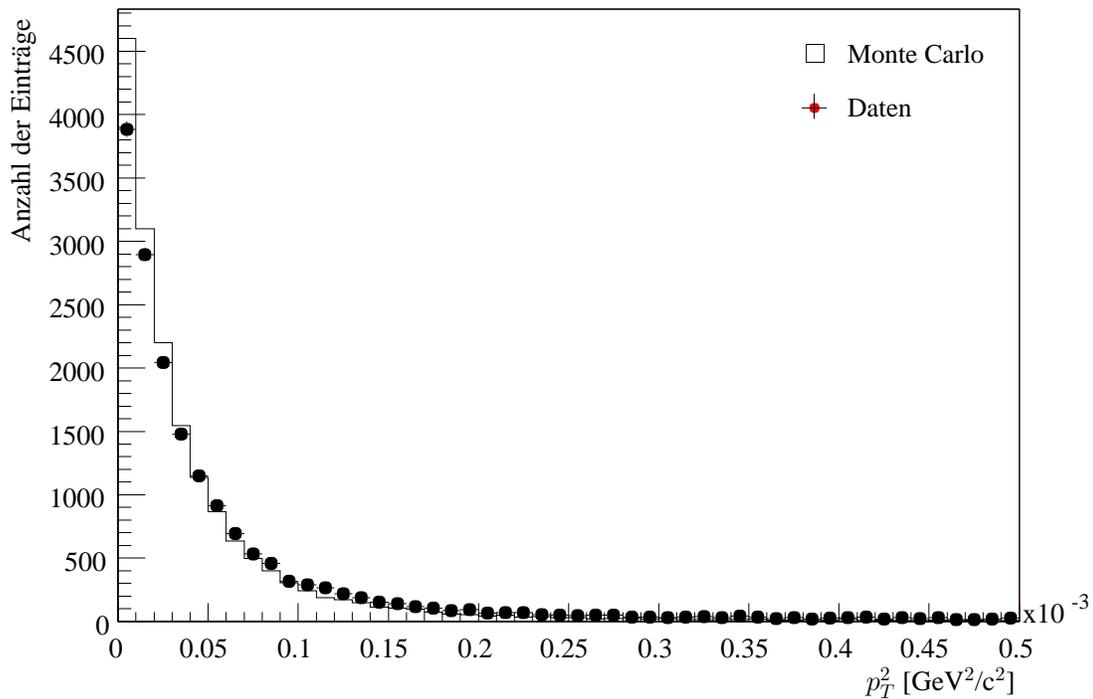


Abbildung 6.20: Vergleich der p_T^2 -Verteilung für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$.

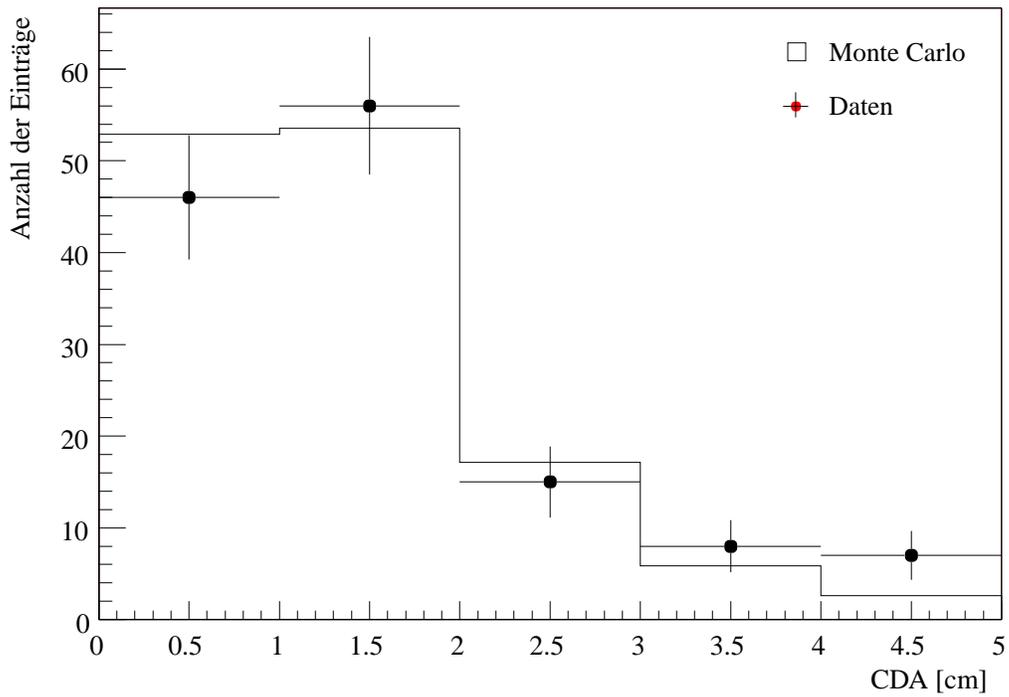


Abbildung 6.21: Vergleich der CDA-Verteilung für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$.

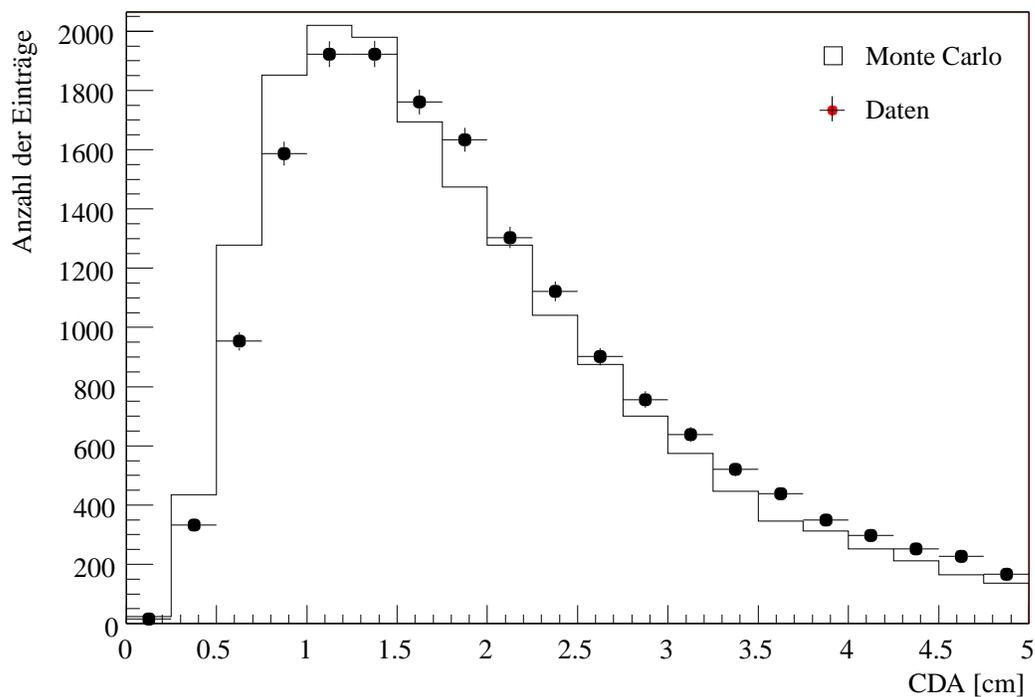


Abbildung 6.22: Vergleich der CDA-Verteilung $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$.

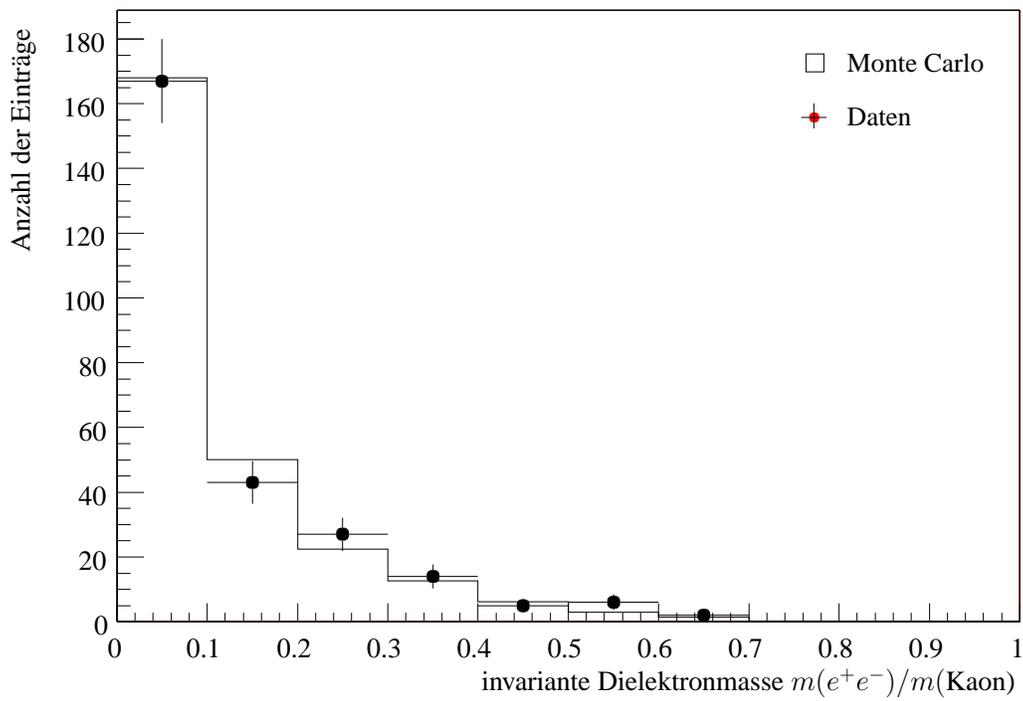


Abbildung 6.23: Vergleich der Dielektronmassen in Einheiten der Kaonmasse für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$.

Kapitel 7

Ergebnisse

Im folgenden Kapitel wird die Berechnung der Raten für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ und $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$, sowie der Zerfälle, die die Leptonenzahl verletzen, beschrieben. Als Normierungskanal dient in allen Fällen der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$.

7.1 Bestimmung der Akzeptanzen

Zur Berechnung der Zerfallsraten wird zunächst die Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor bestimmt, um so die Gesamtzahl der erfolgten Zerfälle berechnen zu können.

Die Akzeptanz ε ergibt sich aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmten Effizienz des Detektors ε_{MC} und der Effizienz des Triggersystems $\varepsilon_{\text{Trigger}}$:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{MC}} \cdot \varepsilon_{\text{Trigger}} \quad (7.1)$$

Bestimmung der Akzeptanz aus der Monte-Carlo-Simulation

Zunächst wird die Anzahl G der generierten Monte-Carlo-Ereignisse in einem definierten Energie- und Vertexbereich anhand der wahren Energie- und Vertexwerte bestimmt.

Danach wird die Anzahl A der akzeptierten Monte-Carlo-Ereignisse nach allen Schritten ermittelt.

Die Akzeptanz für den gegebenen Energie und Vertexbereich ist definiert durch das Verhältnis

$$\varepsilon_{\text{MC}} = \frac{A}{G} \quad (7.2)$$

von akzeptieren zu generierten Monte-Carlo-Ereignissen.

Es ergeben sich folgende Akzeptanzen für die einzelnen Zerfallskanäle in einem Vertexbereich zwischen 750 cm und 9000 cm und einem Energiebereich zwischen 50 GeV und 200 GeV:

$$\varepsilon_{\text{MC}}(K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-) = \frac{4577}{85747} = 5,34\%$$

$$\varepsilon_{\text{MC}}(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-) = \frac{9731}{85747} = 11,34\%$$

$$\varepsilon_{\text{MC}}(K_L \rightarrow \mu^\pm\mu^\pm e^\pm e^\pm) = \frac{12805}{85747} = 14,98\%$$

$$\varepsilon_{\text{MC}}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0) = \frac{35007}{3001050} = 1,28\%$$

7.2 Bestimmung der Triggereffizienzen

Die Triggereffizienz des Vierspur-Trigger lässt sich mit einem Kontrolltrigger aus den Daten bestimmen. Der benutzte Kontrolltrigger ist der Trigger $E_{\text{tot}} \cdot 2tracks \cdot Q_x$ (vgl. Abschnitt 3.1). Jedes 60. Ereignis, das von diesem Trigger ausgewählt wurde, wird aufgezeichnet. Die Triggereffizienz des Vierspur-Trigger ergibt sich durch die Anzahl A der Ereignisse, die vom Vierspur-Trigger ausgewählt wurden, durch die Gesamtanzahl G der Ereignisse, die vom Kontrolltrigger ausgewählt wurden. Die Effizienz des Vierspur-Triggers wurde mit dem Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ bestimmt zu:

$$\varepsilon_{\text{Trigger}}(\text{Daten}) = \frac{A}{G} = \frac{16284}{16957} = (96,03 \pm 0,15)\%$$

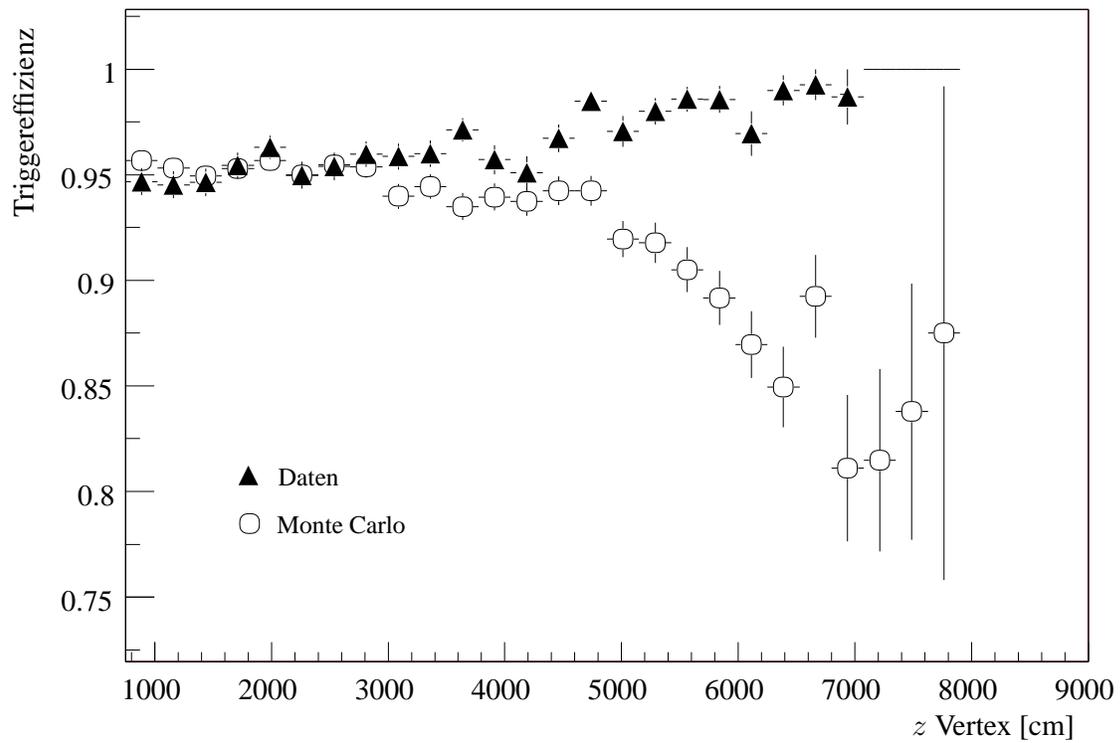


Abbildung 7.1: Vergleich der Effizienz des Vierspur-Triggers für $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ -Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen.

Zudem wird der Vierspur-Trigger im Monte-Carlo-Programm simuliert. Es ergibt sich eine Triggereffizienz von

$$\varepsilon_{\text{Trigger}}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0) = 94,14\%$$

Abbildung 7.1 zeigt die gute Übereinstimmung für $z < 5000$ cm. Im hinteren Bereich des Zerfallsvolumens sind jedoch Abweichungen von bis zu 15% zu erkennen. Es wurde keine Korrektur angewandt, da sehr wenig Zerfälle im hinteren Zerfallsvolumen stattfinden. Der Unterschied zwischen Daten- und Monte-Carlo-Verteilung wurde als systematischer Fehler berücksichtigt. Aufgrund der geringen Statistik in den Signalkanälen kann die Triggereffizienz nicht mit Hilfe eines Kontrolltriggers aus den Daten bestimmt werden. Deshalb erfolgt die Bestimmung der Triggereffizienzen aus der Simulation des Triggers. Die Abbildungen 7.2 und 7.3 zeigen die aus der Simulation erhaltene Triggereffizienz für die $K_L \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$ - und $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ -Ereignisse. Die niedrige Triggereffizienz für $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ resultiert aus der E_{tot} -Bedingung im *Pre-Trigger*. Die Myonen deponieren wenig Energie in den Kalorimetern.

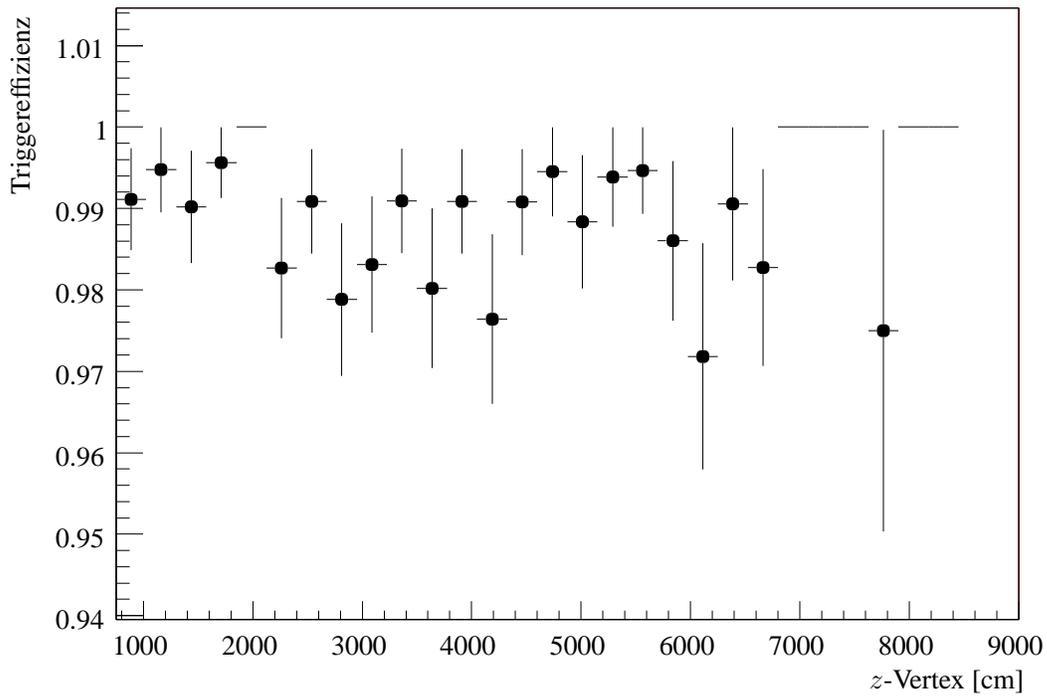


Abbildung 7.2: Effizienz des Vierspur-Triggers für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ -Monte-Carlo-Ereignisse.

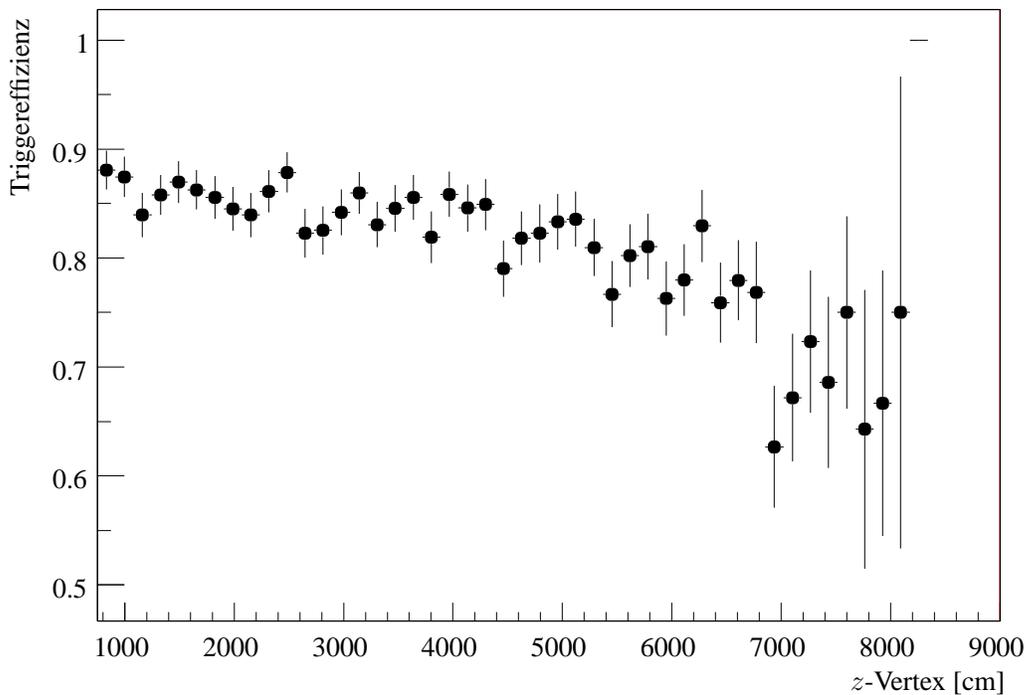


Abbildung 7.3: Effizienz des Vierspur-Triggers für $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ -Monte-Carlo-Ereignisse.

Hieraus ergeben sich folgende Effizienzen für die einzelnen Kanäle:

$$\varepsilon_{\text{Trigger}}(K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-) = 98,89\%$$

$$\varepsilon_{\text{Trigger}}(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-) = 83,26\%$$

$$\varepsilon_{\text{Trigger}}(K_L \rightarrow \mu^\pm\mu^\pm e^\pm e^\pm) = 83,26\%$$

7.3 Berechnung des K_L -Strahlflusses

Mit Hilfe des Normierungskanals wird die Anzahl der K_L - Zerfälle im betrachteten Energie- und Vertexbereich berechnet. Für die Anzahl der K_L -Zerfälle gilt:

$$N(K_L) = \frac{N(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0)}{\varepsilon(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0) \cdot BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0)}$$

Für den K_L -Strahlfluss im Jahr 1999 ergibt sich somit eine Zahl von

$$N(K_L) = 5,65 \times 10^{10} \quad \text{Zerfällen}$$

im betrachteten Energie- und Vertexbereich.

Das Verzweigungsverhältnis von $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ wird aus dem Verzweigungsverhältnis von $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ und $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ berechnet. Mit den Werten $BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0) = (12,56 \pm 0,20)\%$ und $BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = (1,198 \pm 0,032)\%$ ([PDG00]) ergibt sich $BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0) = (15,05 \pm 0,47) \times 10^{-4}$.

7.4 Systematische Unsicherheiten

Systematische Unsicherheiten entstehen im Allgemeinen durch Schnitte auf Größen, die durch das Monte-Carlo-Programm nicht gut beschrieben werden.

Insbesondere tragen unterschiedliche Auflösungen in Daten und Monte-Carlo-Verteilungen und Schnitte in Flanken von Verteilungen zu systematischen Unsicherheiten bei (vgl.

Abschnitt 6.9). Um diese abschätzen zu können, wurden verschiedene Schnitte innerhalb sinnvoller Bereiche variiert und die Veränderung des Verzweigungsverhältnisses bestimmt. Die Variation der Schnitte wurde nur für den Normierungskanal durchgeführt, da sonst systematische Effekte bei der Variation der Schnitte für die Signalkanäle aufgrund der geringen Ereigniszahl von statistischen Effekten dominiert werden.

Damit wird der gesamte systematische Fehler konservativ abgeschätzt, da zu erwarten ist, dass sich durch die Verhältnisbildung zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses systematische Unsicherheiten teilweise aufheben.

Minimale Schauerenergie

Der Schnitt auf die minimale Schauerenergie wurde im Bereich von 2 GeV bis 3 GeV variiert. Der systematische Fehler auf die Verzweigungsverhältnisse beträgt 1,0%.

Geometrische Schnitte

Minimaler Schauerabstand

Der minimale Schauerabstand wurde zwischen 2 cm und 5 cm variiert. Dies blieb ohne eine signifikante Auswirkung auf das Verzweigungsverhältnis.

Innerer LKR-Radius und Begrenzung des Kalorimeters

Der Schnitt auf den Innenradius wurde im Bereich von 14 cm bis 17 cm verändert. Des Weiteren wurde der Schnitt auf die Querschnittsfläche des LKR-Kalorimeters variiert. Es ergibt sich ein systematischer Fehler von 0,8%.

Abstand zu toten Zellen

Dieser Schnitt wurde im Bereich von 1 cm bis 3 cm variiert. Es ergibt sich ein systematischer Fehler von 0,4%.

Spurabstand in der ersten Driftkammer

Der Spurabstand wurde zwischen 1,5 cm und 3 cm variiert. Es resultiert ein systematischer Fehler von 1,5%.

Transversalimpuls

Der Schnitt auf das Quadrat des Transversalimpulses wurde zwischen $3 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^2/\text{c}^2$ und $7 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^2/\text{c}^2$ variiert mit daraus resultierenden Fehlern von 1,8%.

Vertexqualität

Der Schnitt auf die CDA-Variable wurde zwischen 4 cm und 6 cm variiert, woraus ein systematischer Fehler von 1,5% folgt.

Überlauf im Driftkammer-Auslesesystem (Overflows)

Aus technischen Gründen ist die Anzahl der ausgelesenen Drähte der Driftkammer durch das Auslesesystem beschränkt. Werden mehr als acht Drähte pro Ebene getroffen, so werden nur die ersten acht ausgelesen und eine Überlaufbedingung gesetzt. In Ereignissen mit Überläufen kann es vorkommen, dass die Spuren nicht richtig rekonstruiert werden. Insbesondere haben Überläufe auch einen Effekt auf den Massbox-Trigger. Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses wurde mit und ohne Ereignisse, die Überläufe enthalten, durchgeführt. Der systematische Fehler hieraus beträgt 0,9%.

Simulation des Vierspur-Triggers

Aus dem Vergleich der Triggereffizienz zwischen Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen im Normierungskanal ergibt sich eine Abweichung von 1,9%.

Statistischer Fehler auf die generierten Monte-Carlo-Ereignisse

Der statistische Fehler für die generierten akzeptierten Monte-Carlo-Ereignisse beträgt 1,7%.

Beitrag	systematischer Fehler
minimale Schauerenergie	1,0%
Schauerabstand	–
Begrenzung des LKR-Kalorimeters	0,8%
Abstand zu toten Zellen	0,4%
Spurabstand	1,5%
Transversalimpuls	1,8%
Vertexqualität	1,5%
Overflows	0,9%
Triggersimulation	1,9%
Monte-Carlo-Statistik	1,7%
Gesamt	4,1%

Tabelle 7.1: Übersicht über die systematischen Fehler.

Angenommenes Modell für den Untergrund

zu $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$

Für die Bestimmung der Signalereignisse für $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ wurde eine bestimmte Annahme über die Verteilung des Untergrundes gemacht (vgl. Abschnitt 6.6). Verschiedene Annahmen wurden verglichen. Dies blieb jedoch ohne Einfluss auf die Bestimmung der Anzahl der Signalereignisse.

Der systematische Gesamtfehler

Tabelle 7.1 fasst die einzelnen systematischen Fehler zusammen. Der gesamte systematische Fehler beträgt 4,1%. Für den Zerfallskanal $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^+ e^+ e^+$ werden die gleichen systematischen Fehler wie für $K_L \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$ angenommen.

7.5 Das Verzweigungsverhältnis

für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$

Es ergibt sich folgendes Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-) = (3,94 \pm 0,35_{\text{stat}} \pm 0,16_{\text{sys}} \pm 0,12_{\text{norm}}) \times 10^{-8}$$

Der erste Fehler ist der statistische Fehler (stat), der zweite der systematische Fehler (sys) und der dritte Beitrag beruht auf der Kenntnis des Verzweigungsverhältnisses des Normierungskanals (norm).

Tabelle 7.2 fasst bisherige Messungen des Verzweigungsverhältnisses von $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ zusammen.

Referenz	Ereignisse	Verzweigungsverhältnis
NA31 [Bar95]	8	$(10,4 \pm 3,7 \pm 1,1) \times 10^{-8}$
E845 [Vag93]	6	$(3,07 \pm 1,25 \pm 0,26) \times 10^{-8}$
E137 [Aka95]	18	$(6 \pm 2 \pm 2) \times 10^{-8}$
E799 [Gu94]	27	$(3,96 \pm 0,78 \pm 0,32) \times 10^{-8}$
E799 [KTEV00] (vorläufig)	432	$(3,77 \pm 0,29) \times 10^{-8}$
diese Messung	125	$(3,94 \pm 0,35 \pm 0,20) \times 10^{-8}$

Tabelle 7.2: Vergleich von Messungen des Verzweigungsverhältnisses von $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$.

Diese Messung stimmt mit bisherigen Messungen und der theoretischen Vorhersage von Goity und Zhang [Goi98] sehr gut überein.

Ein Test der Formfaktormodelle ist aufgrund der geringen Statistik nicht möglich.

7.6 Das Verzweigungsverhältnis

für $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$

Es ergibt sich für das Verzweigungsverhältnis von $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) = (3,08 \pm 0,69_{\text{stat}} \pm 0,13_{\text{sys}} \pm 0,10_{\text{norm}}) \times 10^{-9}$$

Tabelle 7.3 fasst die bisherigen Messungen des Verzweigungsverhältnisses von $K_L \rightarrow e^+ e^- \mu^+ \mu^-$. Diese Messung stimmt gut überein mit der Messung des E799-Experiments.

Referenz	Ereignisse	Verzweigungsverhältnis
E799 [Gu96]	1	$(2,9^{+6,7}_{-2,4}) \times 10^{-9}$
E799 [KTEV00] (vorläufig)	38	$(2,50 \pm 0,41 \pm 0,15) \times 10^{-9}$
diese Messung	17,5	$(3,08 \pm 0,69 \pm 0,16) \times 10^{-9}$

Tabelle 7.3: Vergleich von Messungen des Verzweigungsverhältnisses von $K_L \rightarrow e^+ e^- \mu^+ \mu^-$.

Vergleicht man jedoch beide Resultate mit der Vorhersage von Goity und Zhang [Goi98], so stellt man fest, dass die experimentell gefundenen Werte von dieser deutlich abweichen.

7.7 Das Verzweigungsverhältnis

für $K_L \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm e^\mp e^\mp$

Es ergibt sich folgende obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis von Leptonenzahlverletzenden Zerfällen:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm e^\mp e^\mp) < 3,5 \times 10^{-10} \quad \text{CL}=90\%$$

Referenz	obere Grenze (CL=90%)
E799 [Gu96]	$< 6,1 \times 10^{-9}$
E799 [KTEV00] (vorläufig)	$< 1,36 \times 10^{-10}$
diese Messung	$< 3,5 \times 10^{-10}$

Tabelle 7.4: Vergleich von Messungen des Verzweigungsverhältnisses von $K_L \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm e^\mp e^\mp$.

Für die Berechnung der oberen Grenze werde angenommen, dass die Triggereffizienz die gleiche ist wie für $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Für die Berechnung der Akzeptanz wurde ebenfalls mit $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ Monte-Carlo-Ereignissen vorgenommen. Tabelle 7.4 fasst bisherige Messungen der oberen Grenzen zusammen.

7.8 Winkelverteilung für $K_L \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$

Wie in Abschnitt 1.4 ausgeführt, lässt sich mit der Messung des Winkels ϕ zwischen den von den beiden $e^+ e^-$ -Paaren aufgespannten Ebenen der CP-Eigenwert des K_L sowie der CP-verletzende Beitrag ε bestimmen.

Bei zwei Elektronen und zwei Positronen ergeben sich zwei Möglichkeiten, diese zu zwei $e^+ e^-$ -Paare zu kombinieren. $e^+ e^-$ stammen jedoch aus einem virtuellen Photon und deshalb muss die invariante Masse des $e^+ e^-$ -Systems klein sein. Es wird die Kombination ausgewählt, bei denen das Produkt der invarianten Dielektronmasse kleiner ist als für die andere. Wie Monte-Carlo-Studien zeigen, wird in 98% der Fälle die richtige Kombination gefunden. Der verbleibende kombinatorische Untergrund ist flach verteilt.

Abbildung 7.4 zeigt die akzeptanzkorrigierte Winkelverteilung. Ein Maximum-Likelihood-Fit der Funktion (vgl. Gleichung 1.23)

$$f(\phi) = (1 + \alpha \cos 2\phi) + \beta \sin 2\phi$$

ergibt

$$\alpha = -0,25 \pm 0,13$$

$$\beta = 0,07 \pm 0,13$$

Der Parameter β gibt die Größe der K_1 -Beimischung an. Über ihn ist der Parameter der indirekten CP-Verletzung ϵ zugänglich. Für eine genügend präzise Messung von ϵ

aus der Winkelverteilung wäre jedoch eine weit höhere Statistik nötig. Der gemessene Wert für α ist in guter Übereinstimmung mit der Vorhersage $\alpha = -0,21$ für $CP = -1$ des K_L -Mesons.

Die Wahrscheinlichkeit, dass die gemessene Verteilung $CP = -1$ entspricht, beträgt 80%. Die Wahrscheinlichkeit für den Fall $CP = +1$ beträgt lediglich 2%.

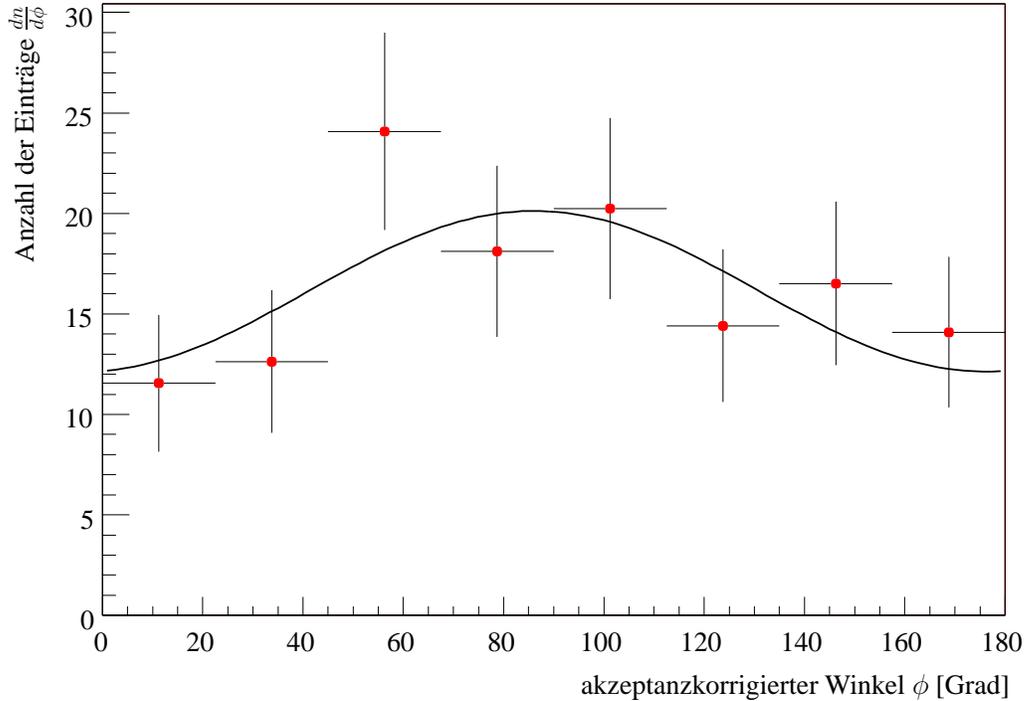


Abbildung 7.4: Winkel zwischen den von den beiden e^+e^- -Paaren aufgespannten Ebenen. Die Kurve zeigt die angepasste Funktion $f(\phi)$.

Betrachtet man nun den Grenzfall der CP -Erhaltung und vernachlässigt den Term $\beta \sin 2\phi$, so ergibt sich

$$\alpha = -0,23 \pm 0,13$$

7.9 Winkelverteilung für $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$

Abbildung 7.4 zeigt die Winkelverteilung. Ein Maximum-Likelihood-Fit der Funktion (vgl. Abschnitt Gleichung 1.23)

$$f(\phi) = (1 + \alpha \cos 2\phi)$$

ergibt

$$\alpha = 0,03 \pm 0,32$$

Aufgrund der geringen Statistik ist hier keine Messung des CP -Eigenwerts möglich.

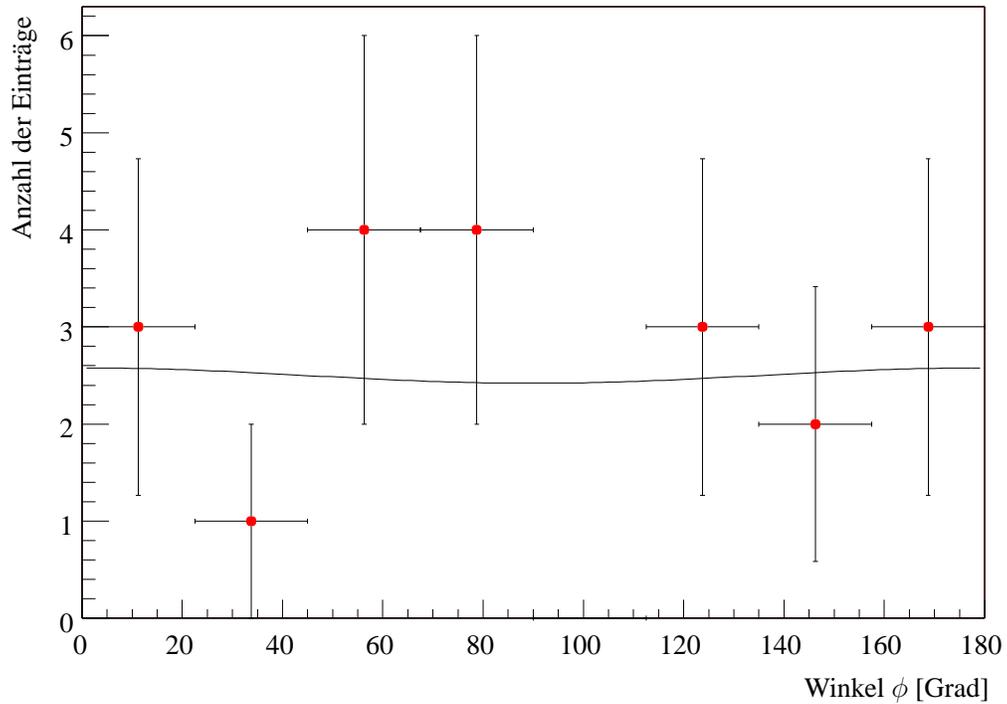


Abbildung 7.5: Winkel zwischen den von e^+e^- - und $\mu^+\mu^-$ -Paaren aufgespannten Ebenen. Die Kurve ist die angepasste Funktion.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Messung der Zerfallsraten der leptonischen Kaonzerfälle $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ und $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$. Weiterhin wurde nach den Leptonenzahlverletzenden Zerfällen $K_L \rightarrow \mu^\pm\mu^\pm e^\mp e^\mp$ gesucht.

Als Normierungskanal diente der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$.

Die vorgestellten Messungen basieren auf den Daten des NA48-Experiments am CERN aus dem Jahre 1999.

Es wurde 125 $K_L \rightarrow e^-e^+e^-e^+$ bei einem vernachlässigbarem Untergrund gefunden. Daraus ergibt sich ein Verzweigungsverhältnis von:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-) = (3,94 \pm 0,35_{\text{stat}} \pm 0,16_{\text{sys}} \pm 0,12_{\text{norm}}) \times 10^{-8}$$

Das gefundene Ergebnis stimmt sehr gut mit bisherigen Messungen anderer Experimente und theoretischen Vorhersagen überein.

Für den Zerfall $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ wurden 17,5 Signalereignisse gefunden. Das gemessene Verzweigungsverhältnis beträgt:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-) = (3,08 \pm 0,69_{\text{stat}} \pm 0,13_{\text{sys}} \pm 0,10_{\text{norm}}) \times 10^{-9}$$

Dieses Ergebnis stimmt gut mit bisherigen Messungen, jedoch nicht mit der theoretischen Vorhersage überein.

Für das Verzweigungsverhältnis des Leptonenzahl-verletzenden Zerfall $K_L \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm e^\mp e^\mp$ ergibt sich eine obere Grenze von:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm e^\mp e^\mp) < 3,5 \times 10^{-10} \quad \text{CL}=90\%$$

Darüber hinaus wurde die Winkelverteilung der von den Leptonpaaren aufgespannten Ebenen gemessen und daraus der CP -Eigenwert des K_L -Mesons bestimmt.

Die Untersuchung der Zerfälle $K_L \rightarrow l^+ l^- \gamma$ und $K_L \rightarrow l^+ l^- l^+ - l^-$ liefert Erkenntnisse über die Struktur des $K_L \rightarrow \gamma^* \gamma^*$ -Vertex und kann Formfaktormodelle für diese Zerfälle überprüfen.

Eine Messung der Formfaktoren aus den Zerfällen $K_L \rightarrow l^+ l^- l^+ l^-$. und Überprüfung der Theorien, sowie eine Messung der indirekten CP -Verletzung aus der Winkelverteilung ist mit der gegenwärtigen Generation der Experimente nicht möglich.

Am NA48-Experiment erfolgte eine Messung des Formfaktorparameters α_{API} (vgl. Abschnitt 1.6.1, der aus $K_L \rightarrow l^+ l^- \gamma$ -Zerfällen zugänglich ist, bisher nur aus dem Zerfall $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ mit Daten aus dem Jahr 1998 [Bev00]. Eine Messung mit dem Zerfall $K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma$ steht noch aus.

Im Jahr 2001 wird das NA48-Experiment ca. 100 Tage Daten nehmen. Dadurch kann die Statistik der vorgestellten Zerfälle verdoppelt werden.

Eine Bestimmung des Formfaktorparameters β_{API} (vgl. Abschnitt 1.6.1), der nur aus $K_L \rightarrow l^+ l^- l^+ l^-$ gemessen werden kann, wird erst mit zukünftigen Experimenten möglich sein.

Anhang A

Die NA48-Online-PC-Farm

A.1 Einleitung

Während der Strahlzeit 1997 wurde ein auf Hardware basierendes System zur Zusammenführung der Subdetektordaten von Ereignissen verwendet, der *Data Merger*. Hierbei wurden von den *Read-Out-Controllern* der Subdetektoren die Daten über optische Verbindungen (*Optical Links*) zum sogenannten *Data Merger* geschickt.

Anschließend wurden die zusammengesetzten Ereignisse über einen *HIPPI-Link*¹ zu den *Front-End-Workstations*² gesendet, dort auf Festplatten gespeichert und zum *Central-Data-Recording-System (CDR)* übertragen.

Der *Data Merger* stellte sich als Flaschenhals des Datennahmesystems heraus. Die maximale Anzahl der Ereignisse pro Burst betrug 13.000. Zudem waren 30 % der Ereignisse fehlerhaft zusammengesetzt, so dass die mittlere Rate nur bei 11.500 Ereignissen lag.

Eine Beschreibung des alten Datennahmesystems findet sich bei [Lui96], [Wit96], [Pet98] und [Bal98a].

In Zusammenarbeit zwischen der Mainzer NA48-Gruppe und CERN wurde zwischen Herbst 1997 und Beginn der neuen Strahlzeit im April 1998, eine PC-Farm zur Datennahme entwickelt und aufgebaut. Die Mainzer Gruppe war hierbei für den Aufbau der PCs und die gesamte Entwicklung der benötigten Software, sowie die Betreuung der PC-Farm während der Datennahme zuständig.

¹High Performance Parallel Interface - eine spezielle Schnittstelle, die Datenübertragungsraten bis zu 100 MByte/s ermöglicht.

²Vier Rechner mit einer DEC-Alpha-CPU, die zum Aufzeichnen der Daten dienen.

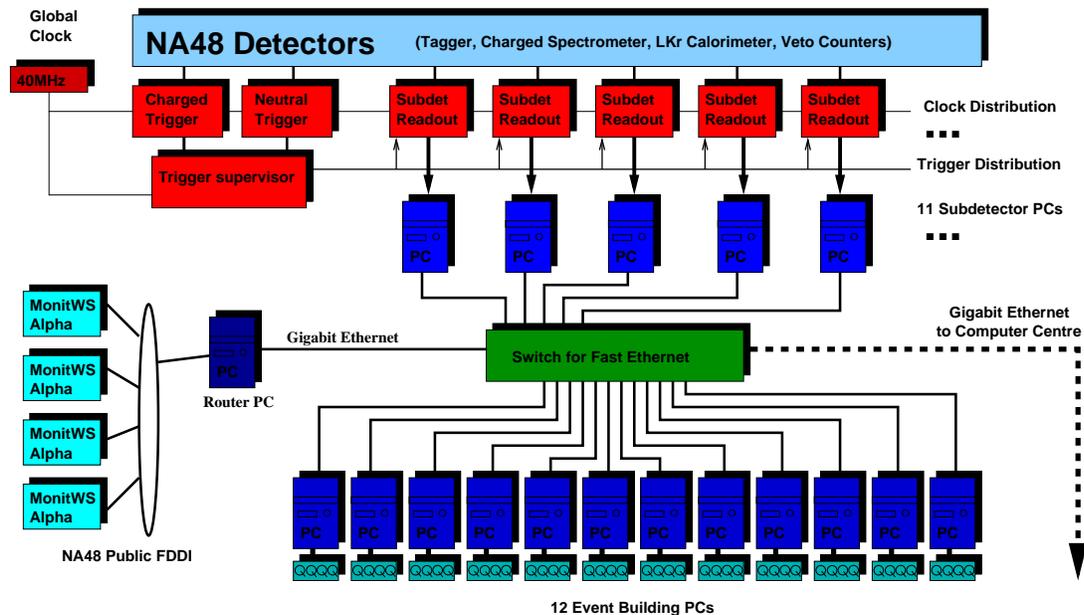


Abbildung A.1: Aufbau der Eventbuilding-Farm.

Das CERN SPS liefert alle 14,4 einen 2,4 s langen Protonen-Spill. Die effektive Spilllänge für das Datenerfassungssystem verlängert sich durch auf den Spill folgende Kalibrationsereignisse auf ca. 5 s. Während dieser Zeit werden Daten von den Auslesesystemen der einzelnen Subdetektoren auf den *Subdetektor-PCs* über eine *SLINK-Schnittstelle* ([Bal98b]) via *DMA*³ empfangen. Dies erfolgt durch ein speziell modifiziertes Treiberprogramm im *Polling-Modus*⁴, so dass die CPU während der Übertragung vollständig ausgelastet ist.

Anschließend stehen ca. 9,4 s für das Überprüfen des Datenformats und das Senden der Ereignisfragmente zu den *Eventbuilding-PCs* (*EBPC*) und zum Zusammenbauen der Ereignisse zur Verfügung.

A.2 Das Konzept des Eventbuilding

Die *Subdetektor-PCs* erhalten alle von einem Subdetektor während eines Bursts gesendeten Daten. Die n ($n = 11$ für 1999) *Subdetektor-PCs* senden ihre Daten an m ($m = 12$ für 1999) *Eventbuilding-PCs* (Abbildung A.1). Jeder *Eventbuilding-PC*

³Direct Memory Access – direktes Kopieren der empfangenen Daten in den Hauptspeicher.

⁴Polling bezeichnet das ständige Nachschauen, ob neue Daten vorliegen.

erhält $1/m$ -tel des gesamten Bursts von allen *Subdetektor-PCs* und setzt daraus ein Burstfragment (*Burstlet*) zusammen. Welcher *EBPC* welche Ereignisse zusammenbaut, wird durch die Ereignisnummer bestimmt, die der Level-2-Triggersupervisor an die Auslesesysteme übergibt. So erhält z.B. der erste *EBPC* alle Ereignisse mit den Nummern 1-2000, der zweite alle mit den Nummer 2001-4000, etc. Insgesamt werden $n \times m$ Netzwerkverbindungen über das TCP/IP-Protokoll⁵ (Abbildung A.3) aufgebaut. Die fertig zusammengebauten Ereignisse werden im Speicher des *EBPC* abgelegt. Diese *Burst Buffer* sind als *Shared Memory Segmente* deklariert, so dass weitere Prozesse (*Plugins*) auf die Ereignisdaten zugreifen (Abbildung A.2) können.

Beispiele für *Plugins* sind

- der *Level-2b-Trigger* und
- der *Eventserver*,
mit dem einzelne Ereignisse nach Triggerbedingungen ausgewählt und an das *Online-Monitoring-System* gesendet werden.

Die Ereignisverteilung wird durch das Kontrollprogramm geregelt.

Des Weiteren wurde das sogenannte *Eventworker-Konzept* entwickelt. Von den zwölf zur Verfügung stehenden *EBPCs* werden sechs freie in jedem Bursts ausgewählt, so dass jeder *EBPC* zwei Burstzyklen zur Verarbeitung Zeit hat.

Die Software wurde unter Berücksichtigung folgender Merkmale geschrieben:

- Realisierung eines Quasi-Echtzeit-Systems
Das benutzte Linux-Betriebssystem ist kein Echtzeit-Betriebssystem. Es liefert keine Zeitgarantien für das Ausführen bestimmter Aufgaben. Die PC-Farm-Software stellt durch spezielle Abstimmung der Prozesse eine gute Näherung an ein Echtzeit-System dar.
- Transparenz und einfache Implementierung
- definierte Schnittstellen zum Zugriff auf die Daten
- Fehlertoleranz
Fehler beim Zusammenbauen von Bursts, wie etwa fehlende Ereignisse, Absturz von PCs, etc. werden von der Software erkannt und kompensiert.

⁵Transport Control Protocol/Internet Protocol – Protokoll für Netzwerkverbindungen.

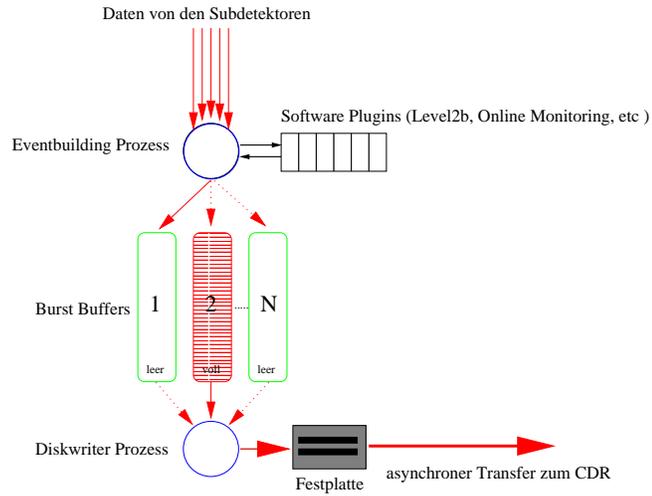


Abbildung A.2: Prozesse auf den Eventbuilding-PCs.

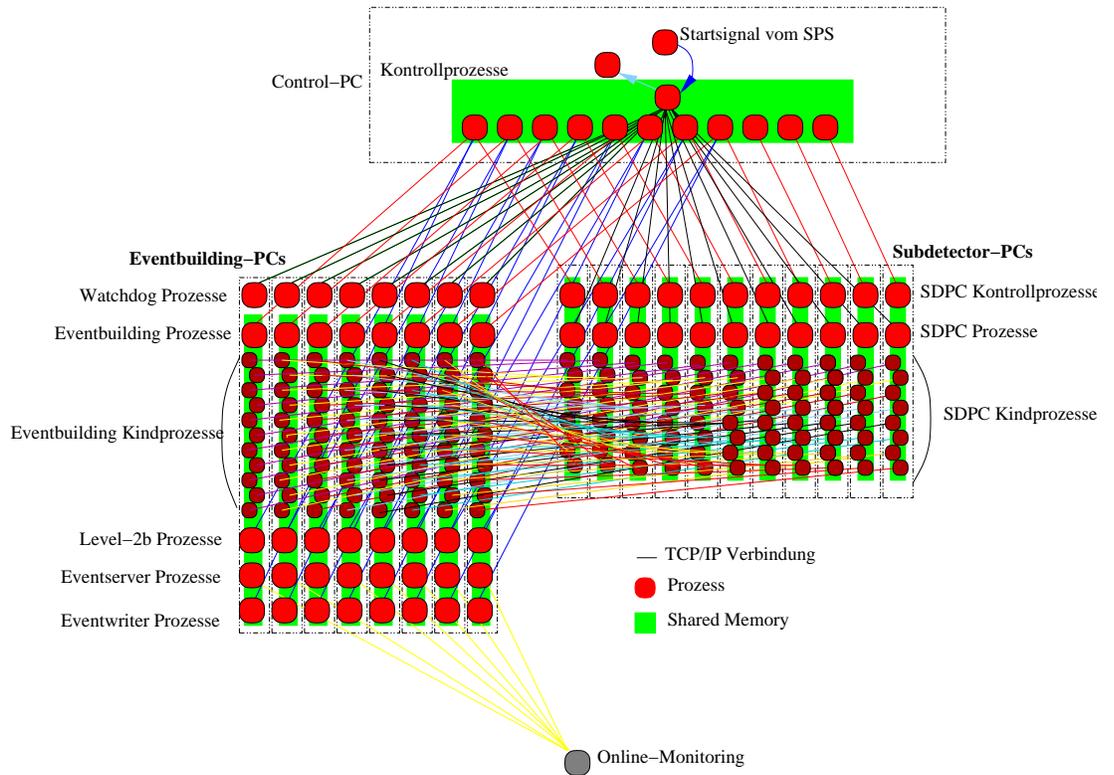


Abbildung A.3: Datenfluss in der PC-Farm.

Jahr	1997	1998	1999
System	Data Merger	PC-Farm	PC-Farm
Maximale Rate	15 MB/s	25 MB/s	30 MB/s
Maximale Transferrate zu CDR	32 MB/s	32 MB/s	110 MB/s
Typische Rate	15 MB/s	17,5 MB/s	18,5 MB/s
aufgezeichnete Rohdaten	17,5 TB	68,5 TB	100 TB
aufgezeichnete Ereignisse [10^9]	1,15	4,5	6,95
Effizienz des System	86 %	93 %	99%

Tabelle A.1: Übersicht über die Leistungsdaten der NA48-Datennahmesysteme.

- Skalierbarkeit

Durch Hinzufügen weiterer PCs lässt sich die Bandbreite des Systems weiter erhöhen.

- Automatischer Neustart von abgestürzten Prozessen

Durch sogenannte *Watchdog-Prozesse* werden alle Prozesse eines *EBPCs* ständig überwacht und im Falle eines Absturzes automatisch neu gestartet.

- Statusfreiheit

- Verwirklichung eines *Hot-Spare-Mechanismus*

Ein Ausfall eines *EBPC* wirkt sich nicht auf die Datennahme aus, da der Kontrollprozess ihn im nächsten Burst nicht mehr berücksichtigt

- einfache Bedienbarkeit

Bei der Überwachung des Systems kommt seit 1999 ein Expertensystem zum Einsatz [Mar00]. Dadurch wurde eine hohe Ausfallsicherheit und Effizienz erreicht (vgl. Tabelle A.1).

A.3 Der Level-2b-Trigger

Zur Unterdrückung des Zerfalls $K_L \rightarrow 3\pi^0$ wurde der Prototyp eines Softwaretriggers auf der PC-Farm implementiert.

Die LKR-Kalorimeterdaten werden dekodiert, womit die Information über getroffene Zellen, deren Energie und Zeit, zur Verfügung stehen. Anschließend wird ein Clusteralgorithmus angewandt, um Schauer zu rekonstruieren.

Zunächst werden alle Zellen mit einer Energie $E > 100$ MeV betrachtet. Es werden lokale Maxima gesucht, die als Mittelpunkte eines Schauers betrachtet werden. Anschließend wird die Energie, der den Schauer Mittelpunkt in einem Umkreis von 5 cm umgebenen Zellen, aufsummiert.

Der Algorithmus ist 10–20 Mal schneller als die Schauerrekonstruktion im Level-3-Trigger, birgt jedoch einige Nachteile. Der Trigger liefert keine guten Ergebnisse bei überlappenden oder nahe beieinanderliegenden Schauern. Insbesondere behandelt er tote Zellen und Randeffekte nicht.

Aus den gefundenen Schauern können die Position des Zerfallsvertex, die Kaonenergie und die π^0 -Massen rekonstruiert werden. Mit dem Level-2b-Trigger kann das Datenvolumen um 20–25 % reduziert werden. Die Ineffizienz des Algorithmus wurde 1998 auf 0,12 Promille [Mik98] bestimmt. Vorteile gegenüber dem neutralen Trigger sind:

- es steht im Vergleich zum neutralen Trigger mit seiner projektiven Summenauslese die volle Information aller ausgelesenen Zellen zur Verfügung
- der Rekonstruktionsalgorithmus ist in Software implementiert und lässt sich leichter ändern

Es wird derzeit erwogen den Level-2b-Trigger im Jahr 2002 einzusetzen, wenn seltene K_S -Zerfälle mit hoher Intensität aufgezeichnet werden sollen ([Lac00]).

Literaturverzeichnis

- [Ala99] Alavi-Harati et al., *Observation of direct CP violation in $K_{S,L} \rightarrow \pi\pi$ decays*, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 221.
- [Aka95] Akagi et al., *Experimental study of the rare decay $K_L \rightarrow e\mu$, $K_L \rightarrow ee$, and $K_L \rightarrow \mu\mu$ and $K_L \rightarrow eeee$* , *Phys. Rev. D* **51** (1995) 2061.
- [Anv98] S. Anvar et al. *The charged trigger system of NA48 at CERN NIM A* **419** (1998) 623-631.
- [Anz97] G. Anzivino, A. Bizzeti, M. Calvetti, P. Cenci, M. Lenti, *The fast logic of the charged and neutral hodoscopes*, *NA48 Note 1997-25*.
- [Arc99] R. Arcidiacono *Trigger word history for 1999 run* (1999).
- [Arc00] R. Arcidiacono et al. *The Trigger Supervisor of the NA48 experiment at the CERN SPS*, *NIM A* **443** (2000) 20-26.
- [Bal98a] F. Bal et al., *The NA48 data acquisition system*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (1998).
- [Bal98b] F. Bal, A. Lacourt, *DT2SL, DT16 to S-Link PCI Interface User Manual*, *EP-Division Internal Note*, CERN (1998).
- [Bar90] G. D. Barr et al., *Measurement of the rate of the decay $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ and observation of a form factor in this decay*, *Phys. Rev. Lett.* **240** (1990) 283-288.
- [Bar93] G. D. Barr et al., *A new measurement of direct CP violation in the neutral kaon system*, *Phys. Lett. B* **317** (1993) 233-242.
- [Bar95] G. D. Barr et al., *Measurement of the branching ratio of the double Dalitz decay $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ and the CP parity of the K_L Meson*, *Zeit. Phys. C* **65** (1995) 361.

- [Ber83] L. Bergström, E. Masso, P. Singer *Test the origin of the $\Delta = 1/2$ rule through K_L Dalitz decays*, *Phys. Lett. B* **131** (1983) 229.
- [Ber98] H. Bergauer et al., *The tagging detector of the CP-violation experiment NA48 at CERN*, *NIM A* **419** (1998).
- [Bev00] A. Bevan, *Measurement of the branching ratio and form factor parameters of the decay $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$* , *Dissertation, Cambridge* (2000).
- [Bev98] A. Bevan, B. Hay, *Efficiency of the Muon Veto System*, *NA48 Note 1998-17*.
- [Bur88] H. Burckhardt et al., *First evidence for direct CP violation*, *Phys. Lett. B* **206** (1988) 169.
- [Bur99] A. Buras, *CP violation and rare decays of K and B mesons*, *HEP-PH/9905437* (1999).
- [Che99] J. B. Cheze, *NA48 Drift Chamber Reconstruction USER'S GUIDE* (1999).
- [Chr64] J. H. Christenson et al., *Evidence for the 2π decay of the K_2 meson*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138.
- [Cog99] J. Cogan, *persönliche Mitteilung* (1999).
- [DAm97a] G. D'Ambrosio et al., *Can we extract short distance information from $B(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)$?*, *HEP-PH/9708326* (1997).
- [DAm97b] G. D'Ambrosio, J. Portoles, *Vector meson exchange contributions to $K \rightarrow \pi \gamma \gamma$ and $K_L \rightarrow \gamma l^+ l^-$* , *Nucl. Phys. B* **492** (1997) 417-451.
- [Das00] P. da Silva., *persönliche Mitteilung* (2000).
- [Deb00] M. De Beer, F. Derue, *NASIM User's Guide*, *NA48 Note 2000-23*.
- [Fan97] V. Fanti et al., *V. Fanti et al., Measurement of the decay rate and parameter α_{K^*} of the decay $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$* , *Zeit. Phys. C* **74** (1997) 653-657.
- [Fan99a] V. Fanti et al., *A new Measurement of Direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon*, *Phys. Lett.* **465B** (1999) 335.
- [Fan99b] V. Fanti et al., *Measurement of the decay rate and form factor parameter α_{K^*} in the decay $K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma$* , *Phys. Lett.* **458B** (1999) 553.

- [Fis98] G. Fischer et al., *A 40 MHz Pipelined Trigger for $K^0 \rightarrow \pi^0$ Decays for the CERN NA48 Experiment* *NIMA* **419** (1998) 695-700.
- [Fox98] H. Fox, K. Holtz, L. Köpke, S. Schmidt and Y. Schué, *Filter Cuts and Configuration for Reprocessing 1997 and 1998*, *NA48 Note 1998-28*.
- [GEA94] Application Software Group, *GEANT, Detektor Description and Simulation Tool*, CN Division, CERN, Geneva, Switzerland (1994).
- [Ger99] T. J. Gershon Updates to Muon Reconstruction, *NA48 Note 1999-01*.
- [Gib93] L. K. Gibbons et al., *Measurement of the CP violation parameter $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$* , *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 1203.
- [Goi97] L. Zhang, J. L. Goity, *Complete Leading Order Analysis in Chiral Perturbation Theory of the Decays $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ and $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$* , *Phys. Lett. B* **398** (1997) 387-392.
- [Goi98] L. Zhang, J. L. Goity, *The Decay $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ Revisited*, *Phys. Rev. D* **57** (1998) 7031-7033.
- [Gre90] H. B. Greenlee, *Background to $K_L \rightarrow \pi^0ee$ from $K_L \rightarrow \gamma\gamma ee$* , *Phys. Rev.* **D42(11)** (1990) 3724.
- [Gu94] P. Gu et al., *Measurement of the branching ratio and a study of CP for the leptonic decay $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$* , *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 3000-3003.
- [Gu96] P. Gu et al., *First evidence for the decay $K_L \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$* , *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 4312.
- [Har98] H. Harari, Y. Nir, *Proceedings of the 1998 European school of high energy physics*, *HEP-PH/9810520* (1998).
- [Hal98] B. Hallgren et al., *The NA48 LKr Digitizer Electronics Chain*, *NIMA* **419** (1998).
- [Hay98] B. Hay, R. Moore, I. Wingerter, *Compact User Guide*, **4.5** (1998).
- [Hol00] K. Holtz, *persönliche Mitteilung* (2000).
- [Kal95] A. Kalter, *Bau eines Hodoskops aus szintillierenden Fasern für das NA48-Experiment und Messungen mit einem Prototyp*, *Diplomarbeit, Universität Mainz* (1995).

- [Kob73] M. Kobayashi, K. Maskawa, *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).
- [KTEV00] KTEV Collaboration, *Rare kaon decay result from KTEV-E799, Vortrag ICHEP, Osaka* (2000).
- [Lac00] A. Lacourt, A. Peters, *Upgrade of the NA48 data acquisition system for the high intensity KS run (Phase II) NA48 Note 2000-09*.
- [Lee56] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104** (1956) 254.
- [Lue57] G. Lüders, *Ann. Phys.* **2** (1957) 1.
- [Lui96] S. Luitz, *Messung der CP-verletzenden Amplitude $|\eta_{+-}|$ des $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Zerfalls mit dem NA48-Detektor, Dissertation, Universität Mainz* (1996).
- [Lui98] S. Luitz, *The NA48 Data Acquisition PC Farm, Vortrag CHEP'98, Chicago* (1998).
- [Mar00] P. Marouelli, *Expertensysteme zur Überwachung der Datenahme im NA48-Experiment, Diplomarbeit, Universität Mainz* (2000).
- [Mik98] I. Mikulec, S. Schmidt, M. Wittgen, *Efficiency of the Level-2b-Trigger, Vortrag NA48-Meeting* (1998).
- [Miy73] T. Miyazaki, E. Takasugi, *Internal conversion of pseudoscalar mesons into lepton pairs, Phys. Rev. D* **8** (1973) 2051-2062.
- [NA48] NA48 Collaboration., *The NA48 Experiment*, unveröffentlicht.
- [Ohl90] K. Ohl et al., *Measurement of the branching ratio and form factor for $K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma$, Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 1407-1410.
- [Ola00] E. Olaiya, *Rare decay filter for 1999 COmPACT data, NA48 Note 2000-08*.
- [Pau55] Wolfgang Pauli, in: *N. Bohr and the Development of Physics*, ed. by W. Pauli, Pergamon Oxford (1955).
- [PDG00] Particle Data Group, *Review of Particle Properties, The European Physical Journal* **C3** (2000).

- [Pho91] E. Barbario et al., *Comput. Phys. Commun.* **66** (1991) 115.
- [Pet98] A. Peters, *Aufbau einer PC-Farm zur Datennahme im NA48-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Mainz (1998).
- [Pet00a] A. Peters, *persönliche Mitteilung* (2000).
- [Pet00b] A. Peters, *The NA48 online and offline PC farms, Vortrag CHEP 2000, Padua* (2000).
- [Sch96] J. Schmidt, V. Schönharting, *NMC User's Guide, NA48 Note 1996-17*.
- [Sch98a] D. Schinzel *High Resolution Electro-magnetic Calorimetry with Noble Liquids, NIM A* **419** (1998).
- [Sch98b] S. Schmidt, *Entwicklung einer dritten Triggerstufe für das NA48-Experiment, Diplomarbeit, Universität Mainz* (1998).
- [Spe95] M. Spencer et al., *Measurement of the branching ratio and form factor of $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, Phys. rev. Lett.* **74** (1995) 3323-3326.
- [Una98] G. Unal, *Reconstruction program for the LKr, NA48 Note 1998-01*.
- [Una00] G. Unal, *Summary of neutral corrections for 99 data, NA48 Note 2000-20*.
- [Vag93] M. R. Vagins et al., *Measurement of the branching ration for $K_L \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$, Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 389.
- [Val97] G. Valencia, *Long Distance Contribution to $K_L \rightarrow l^+ l^-$, Nucl. Phys. B* **517** (1998) 339-352.
- [Vel99] M. Velasco, *persönliche Mitteilung* (1999).
- [Win00] A. Winhart, *persönliche Mitteilung* (2000).
- [Wit96] M. Wittgen, *Datenfluss- und überwachung im NA48-Experiment Diplomarbeit, Universität Mainz* (1996).
- [Wit00] M. Wittgen et al., *The NA48 online PC farm, IEEE Trans. Nucl. Sci.* (2000).
- [Wit01] M. Wittgen, *The NA48 online PC farm, NIM A* 6332 (2001).
- [Wol83] L. Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Maxtrix, Phys. Lett.* **51** (1983) 1945-1047.
- [Wu57] C. S. Wu et al., *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Oktett der pseudoskalaren Mesonen.	4
1.2	Box-Diagramme zur Zustandsmischung von K^0 - und \overline{K}^0 -Mesonen. . .	5
1.3	Pinguin-Diagramme zur CP -Verletzung im System der neutralen Kaonen.	6
1.4	Feynman-Diagramm für den Zerfall $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$	9
1.5	Feynman-Diagramm für den P-P Beitrag zur Zerfallsamplitude.	13
1.6	Feynman-Diagramm für den V-V Beitrag zur Zerfallsamplitude.	13
1.7	Beiträge zum Zerfall $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$ in niedrigster Ordnung.	15
1.8	Feynman-Diagramme für Strahlungskorrekturen erster Ordnung.	19
2.1	Prinzip der kollinearen K_L - und K_S -Strahlen.	22
2.2	Aufbau des NA48-Detektors.	23
2.3	Der NA48-Detektor.	24
2.4	Der Tagging-Detektor	25
2.5	Aufbau der AKL-Antizähler.	26
2.6	Das Hodoskop.	27
2.7	Das Magnetspektrometer.	28
2.8	Aufbau des LKR-Kalorimeters.	29
2.9	Fiberbündel des neutralen Hodoskops.	31
2.10	Das Hadron-Kalorimeter.	32
2.11	Aufbau des Myon-Antizählers.	34
3.1	Übersicht über das NA48-Triggersystem.	36
3.2	Übersicht über den Massbox-Trigger.	38
3.3	Aufbau der PC-Farm 1999.	42
6.1	Verteilung der Schauerzeiten um die mittlere Schauerzeit.	57
6.2	Abstand zwischen extrapolierte Spur und Schauer im LKR-Kalorimeter.	59
6.3	Die E/p -Verteilung für vorselektierte Daten.	60
6.4	Die rekonstruierte Kaonenergie für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ -Kandidaten.	63

6.5	Das Quadrat des Transversalimpulses von $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ -Kandidaten gegen die rekonstruierte Kaonmasse aufgetragen.	65
6.6	Das Quadrat des Transversalimpulses gegen die rekonstruierte Kaonmasse von $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ -Kandidaten aufgetragen.	66
6.7	Der Spuraabstand zwischen e^+e^- -Paaren in der ersten Driftkammer. . .	68
6.8	Die rekonstruierte Kaonmasse für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ -Kandidaten. . . .	69
6.9	Maximale Zeitdifferenzen zwischen den Spuren gegen die invariante Masse des $\mu^+\mu^-e^+e^-$ -Systems.	72
6.10	Das Produkt der Dimyion- und Dielektronmasse gegen die rekonstruierte $\mu^+\mu^-e^+e^-$ -Masse.	73
6.11	Die rekonstruierte Masse für $\mu^+\mu^-e^+e^-$ -Kandidaten.	74
6.12	Vergleich der rekonstruierten π^0 -Masse aus $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ Zerfällen zwischen Daten und Monte-Carlo.	77
6.13	Die rekonstruierte Kaonmasse für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ -Kandidaten im Vergleich von Daten und Monte-Carlo.	78
6.14	Das Quadrat des Transversalimpulses gegen die rekonstruierte $\mu^\pm\mu^\pm e^\mp e^\mp$ Masse.	80
6.15	Vergleich der z -Vertexverteilung für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	82
6.16	Vergleich der z -Vertexverteilung für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$	82
6.17	Vergleich der rekonstruierten Kaonenergie $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	83
6.18	Vergleich der rekonstruierten Kaonenergie $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$	83
6.19	Vergleich der p_t^2 -Verteilung für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	84
6.20	Vergleich der p_t^2 -Verteilung für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$	84
6.21	Vergleich der CDA-Verteilung für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	85
6.22	Vergleich der CDA-Verteilung $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$	85
6.23	Vergleich der Dielektronmassen in Einheiten der Kaonmasse für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	86
7.1	Vergleich der Effizienz des Vierspur-Triggers für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ -Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen.	89
7.2	Effizienz des Vierspur-Triggers für $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ -Monte-Carlo-Ereignisse.	91
7.3	Effizienz des Vierspur-Triggers für $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ -Monte-Carlo-Ereignisse.	91
7.4	Winkel zwischen den von den beiden e^+e^- -Paaren aufgespannten Ebenen.	99

7.5	Winkel zwischen den von e^+e^- - und $\mu^+\mu^-$ -Paaren aufgespannten Ebenen.	100
A.1	Aufbau der Eventbuilding-Farm	104
A.2	Prozesse auf den Eventbuilding-PCs.	106
A.3	Datenfluss in der PC-Farm.	106

Tabellenverzeichnis

1.1	Die Fermionen des Standardmodells.	1
1.2	Eigenschaften der fundamentalen Wechselwirkungen.	2
1.3	Vorhersagen für die Zerfallsrate von $K_L \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ -Zerfällen.	11
1.4	Messungen des BMS-Formfaktors α_{K^*}	13
3.1	Belegung des Triggerworts des Level-2-Triggersupervisors.	41
3.2	Bedeutung des Level-3-Filterworts.	44
3.3	Bedingungen für die Teilchenidentifizierung im Level-3-Filter.	44
6.1	Mögliche Untergrundkanäle zu $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	61
6.2	Mögliche Untergrundkanäle zu $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$	62
6.3	Anzahl der nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse für den Zerfall $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	70
6.4	Anzahl der nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse für den Zerfall $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$	75
6.5	Anzahl der nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse für den Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$	79
6.6	Anzahl der nach den einzelnen Schnitten verbleibenden Ereignisse für den Zerfall $K_L \rightarrow \mu^\pm\mu^\pm e^\mp e^\mp$	81
7.1	Übersicht über die systematischen Fehler.	95
7.2	Vergleich von Messungen des Verzweigungsverhältnisses von $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	96
7.3	Vergleich von Messungen des Verzweigungsverhältnisses von $K_L \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$	97
7.4	Vergleich von Messungen des Verzweigungsverhältnisses von $K_L \rightarrow \mu^\pm\mu^\pm e^\mp e^\mp$	98
A.1	Übersicht über die Leistungsdaten der NA48-Datennahmesysteme.	107

Danksagung

Ich bedanke mich bei Prof. L. Köpke für die interessante Aufgabenstellung, seine Hilfsbereitschaft und sein stetes Interesse am Fortgang dieser Doktorarbeit.

Für ihren unermüdlichen Einsatz und die hervorragende Zusammenarbeit bei der Realisierung des PC-Farm Projekts danke ich ganz besonders S. Luitz, P. Marouelli und A. Peters.

Mein besonderer Dank gilt weiterhin meinen Mitstreitern A. Kalter, U. Koch, I. Pellmann, S. Schmidt, Y. Schué und R. Wanke für die ausgezeichnete Zusammenarbeit während der letzten Jahre.

Ich danke der Mainzer NA48-Gruppe für die gute Arbeitsatmosphäre. Besonders erwähnen möchte ich H.-G. Becker, P. da Silva, M. Eppard, H. Fox, K. Holtz, Prof. K. Kleinknecht, K.-H. Geib, S. Hohmann, B. Renk, V. Schönharting, K. Talleur und A. Winhart.

Schließlich danke ich meinem Vater für seine Unterstützung während des gesamten Studiums.

