

Thesis-1989-Mall

Design und Optimierung eines elektro-magnetischen Kalorimeters

CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00080982

INAUGURAL - DISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch - Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

Urs Mall

aus Basel

Genehmigt von der Philosophisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät

auf Antrag von

Herrn Prof. Dr. G. Backenstoss und Herrn Prof. Dr. L. Tauscher

Basel, den 11. 4. 1989

Prof. Dr. W.A. Gallusser
Dekan

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	8
2	Theorie der CP-Verletzung	10
2.1	CP Verletzung im K^0 -System	10
2.1.1	Eigenschaften neutraler K^0 -Mesonen	10
2.1.2	Massen-Mischung im $K^0 - \bar{K}^0$ - System	13
2.1.3	$\Delta S = \Delta Q$ -Regel	19
2.2	CP-Verletzung und ihre Erklärungsversuche	20
3	Das Messprinzip	22
3.1	Zielsetzung	22
3.2	$K_S^0 - K_L^0$ - Interferometrie	22
3.2.1	Nachweis von $K_S^0 - K_L^0$ - Interferenzen	23
3.3	Messmethoden zur Bestimmung von CP-Verletzungs-Parametern	23
3.3.1	Herkömmliche Methoden	23
3.3.2	Die CP-LEAR-Methode	23
3.3.3	Pionische Zerfalsskanäle	25
3.3.4	Semileptonische Zerfallskanäle	27
4	Der Detektor	30
4.1	Anforderungen	30
4.2	Das $K^0 - \bar{K}^0$ - Tagging	30
4.3	Target	30
4.4	Identifikation und Analyse der Zerfallsprodukte	31
4.5	Bestimmung der Zerfallseigenzeit	32
5	Elemente des Kalorimeter-Baus	33
5.1	Grundlagen der Kalorimetrie	33
5.2	Energiemessung mit Kalorimetern	36
5.3	Sampling-Kalorimeter	37
5.3.1	Zum Auflösungsvermögen von Sampling-Kalorimetern	38
5.4	Simulation elektromagnetischer Schauer	40
5.4.1	Wechselwirkung von Teilchen	41

5.4.2	Transport von Teilchen in GEANT	43
5.4.3	Die simulierten Prozesse	44
6	Das CP-LEAR-Kalorimeter	47
6.1	Zielsetzung	47
6.2	Das Anforderungsprofil	47
6.3	Der Nachweisbereich des Kalorimeters	48
6.4	Der Einfluss der Zeitauflösung auf die Asymmetrie	50
6.5	Der Rekonstruktions-Algorithmus	60
6.5.1	Formulierung des Problems	60
6.5.2	Die Zwangsbedingungen	61
6.5.3	Das Fit-Problem	62
6.5.4	Iterative Lösung des Problems	63
6.5.5	Die Kovarianz-Matrix der Schätzungen	67
6.6	Die Abhängigkeit der Vertex-Auflösung von Energie- und Ortsauflösung	70
6.7	Homogene versus Sampling-Kalorimeter	72
6.7.1	Kristall-Kalorimeter	72
6.7.1.1	Die Wahl des Mediums	72
6.7.2	Sampling-Kalorimeter	74
6.7.2.1	Die Optimierung der Konversions-Ebenen	75
7	Messung und Modellierung elektromagnetischer Kaskaden	79
7.1	Aufbau und Funktionsweise des Kalorimeter Prototypen	79
7.1.1	Entwicklung der Prototyp-Hardware	79
7.1.2	Die Struktur des Prototypen	79
7.1.3	Die Testkammern	79
7.1.3.1	Der Aufbau der Kammern	79
7.1.3.2	Zur Verwendung von Drahtkammern	80
7.1.4	Die Stripebenen	80
7.2	Die Realisierung der Prototyp-Tests	82
7.2.1	Die Notwendigkeit der Tests	82
7.2.2	Die Photonen-Erzeugung	82
7.2.3	Der Tagged-Photonen-Strahl am SIN	84
7.3	Vergleich der Messdaten mit den Simulationen	87
7.3.1	Die Kaskadensimulation im Prototyp	87
7.3.1.1	Der Software-Prototyp	87
7.3.1.2	Die Signalbildung	88
7.3.1.3	Die "cut-off-energy" und ihre Wahl	89
7.3.1.4	Der Reichweitevergleich von GEANT3 und EGS4 mit Messdaten	96
7.3.2	Der Vergleich von Monte-Carlo Daten und Testmessungen	98
7.3.2.1	Verteilung der Anzahl Röhren-Treffer	98
7.3.2.2	Röhren-Treffer als Funktion der Konversionsebene	103
7.3.2.3	Longitudinale Schauerprofile	104

7.3.2.4	Transversale Schauerprofile	106
7.3.2.5	Die Nachweiseffizienz des Prototypen	113
7.4	Konversions-Effizienz des Cherenkov-Zählers	114
8	Elektron-Pion Separation	118
8.1	Das Problem	118
8.2	Traditionelle Methoden	118
8.2.1	Suche nach Variablen mit hoher Diskriminanz-Kraft	119
8.2.2	Die Methode der invarianten Momente	120
8.3	Ein probabilistischer Ansatz	122
9	Zusammenfassung	127
10	Danksagung	131
11	Curriculum vitae	133

Abbildungsverzeichnis

2.1	Wu-Yang Diagramm	17
2.2	Box-Diagramme	21
2.3	Pinguin-Diagramm	21
3.1	Asymmetrie für den Zerfall in $\pi^0\pi^0$	26
3.2	Integrale Asymmetrie für den Zerfall in $\pi^0\pi^0$	27
3.3	Asymmetrie für den Zerfall in $\pi^+\pi^-\pi^0$	28
3.4	Integrale Asymmetrie für den Zerfall in $\pi^+\pi^-\pi^0$	29
4.1	Bild des CP-LEAR-Detektors	32
5.1	Wirkungsquerschnitte der für die Schauerentwicklung relevanten elektromagnetischen Prozesse	34
5.2	Zur Winkelabhängigkeit von effektiven Spurlängen	39
5.3	Monte-Carlo-Simulation der Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters	40
5.4	Zur Definition des für die Simulation der Vielfachstreuung relevanten Parameters DMAXMS.	45
6.1	Impulsspektren aus der Annihilation	52
6.2	γ -Energiespektren aus dem Zerfall $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$	53
6.3	γ -Energiespektren aus dem Zerfall $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow 6\gamma$	54
6.4	Einfluss der Zeitauflösung auf die Asymmetrie	55
6.5	Einfluss der Zeitauflösung auf die Asymmetrie	56
6.6	Einfluss der Zeitauflösung auf die Asymmetrie	57
6.7	Einfluss der Zeitauflösung auf die Asymmetrie	58
6.8	Einfluss der Zeitauflösung auf die Asymmetrie	59
6.9	Zur Definition der Messgrößen im Rekonstruktionsverfahren	60
6.10	CsI-Kristall-Kalorimeter	73
6.11	Typisches $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Ereignis	76
6.12	Zur Zeitabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit	77
7.1	Prinzip eines Bremsstrahl-Monochromators	83
7.2	Obere Schranke von P als Funktion der Radiator-Dicke	84
7.3	Testaufbau	85

7.4	Elektronik	86
7.5	Software-Struktur des Prototypen	87
7.6	MC- Prototyp	88
7.7	Bild einer in der Simulation verwendeten Nachweis-Kammer	89
7.8	Reichweite von Elektronen in Pb	91
7.9	Mittlere Energiedeposition von Elektronen in Pb	92
7.10	Mittlere Energiedeposition von Elektronen in Ar	93
7.11	Trefferverteilung von 200 MeV Photonen für verschiedene cut-off Energien	94
7.12	Mittlere Anzahl Treffer für 200 MeV Photonen als Funktion der cut-off-Energie	95
7.13	Reichweite von Elektronen in Al	96
7.14	Trefferverteilung von 50 MeV Photonen	101
7.15	Vergleich von gemessenen und simulierten Trefferverteilungen für Photonen im Energiebereich von 50-300 MeV	102
7.16	Zur Aufteilung der Kaskaden nach ihrem Konversionspunkt	103
7.17	Mittlere Trefferverteilung als Funktion der Konversionsebenen	104
7.18	Vergleich der mittleren Trefferverteilung als Funktion der Konversionsebenen für Photonen im Energiebereich von 75-300 MeV	107
7.19	Mittleres longitudinales Profil über 8 Ebenen für Photonen von 50 MeV	108
7.20	Mittleres longitudinales Profil für γ -Nachweis in Ebene 1	108
7.21	Mittleres longitudinales Profil für γ -Nachweis in Ebene 2	109
7.22	Mittleres longitudinales Profil für γ -Nachweis in Ebene 3	109
7.23	Mittleres longitudinales Profil für γ -Nachweis in Ebene 4	110
7.24	Mittleres longitudinales Profil über 8 Ebenen für Photonen im Energiebereich von 100-300 MeV	111
7.25	Transversales Profil für Photonen von 50 und 200 MeV	112
7.26	γ -Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Nachweisbedingungen	113
7.27	Vergleich von simulierter und gemessener γ -Nachweiseffizienz	117
8.1	Die Abbildung zeigt typische Teilchenspuren im Kalorimeter; links ein e^- - und rechts ein π^+ -Ereignis	119
8.2	Zur Erklärung der Momente	120
8.3	Zur Erklärung der zentralen Momente	121
8.4	Die Abbildung zeigt die den Teilchenspuren überlagerten minimalen Gerüste; links für ein e^- - und rechts ein π^+ -Ereignis.	123
8.5	Zur Erklärung des Distanzmasses	124
8.6	Die Abbildung zeigt links Elektronen und rechts Pionen	126

Kapitel 1

Einleitung

Nach den Erfolgen der elektro-schwachen Wechselwirkung [1], die in der Voraussage und Entdeckung der intermediären Vektorbosonen ihren Höhepunkt fand [2], bleibt eine der vordringlichen Aufgaben der Elementarteilchenphysik die experimentelle Bestimmung der nicht berechenbaren Parameter dieser Theorie. Bei all den Fortschritten, die auf diesem Gebiet in den letzten Jahren erreicht worden sind [3], bleibt jedoch die Frage, ob eine Theorie, die neue oder alte Phänomene einfach durch Einführung neuer Parameter inkorporiert, wirklich eine befriedigende Erklärung zu bieten vermag. Die CP-Verletzung, die nun seit 25 Jahren bekannt ist [4], stellt ein gutes Beispiel für ein solches ad hoc eingebautes Phänomen dar. Sie ist im Standard-Modell als ein nicht fixierter Parameter - in der Form einer Phase - inkorporiert [5]. Der Wunsch, das Phänomen der CP-Verletzung auf eine fundamentalere Art und Weise zu erklären, führte in den vergangenen Jahren zu einer Reihe von Theorien, deren Voraussagen zusammen mit den Fortschritten in der Beschleunigertechnologie zu einer Welle neuer Experimente Anlass gaben [6], die in der Lage sein werden, fundamentale Symmetrien (CP-, CPT- und T-Invarianz) sowie Auswahlregeln ($\Delta S = \Delta Q$ -Regel) mit noch nie dagewesener Präzision zu überprüfen. Eines dieser Experimente, das den niederenergetischen Antiprotonen-Speicherring des CERN und die neue Erweiterung (ACOL) seines Akkumulator benutzt, wird von der CP-LEAR-Kollaboration ¹ [7] mit dem Ziel aufgebaut, mit Hilfe einer neuen Messmethode Präzisionsmessungen der CP-Verletzungs-Parameter im neutralen Kaonen-System durchzuführen.

Die vorliegende Arbeit, die mit dem Ziel verfasst wurde, das Design für ein elektromagnetisches Kalorimeter festzulegen, das für die Untersuchungen der CP-Verletzung in neutralen Zerfallskanälen benötigt wird, fasst einen Teil der Arbeiten zusammen, die von mir im Rahmen der CP-LEAR-Kollaboration zwischen 1985 und 1989 in Basel und Genf durchgeführt wurden.

Diese Arbeit beginnt mit einem kurzen Einführung in die Theorie der CP-Verletzung,

¹Basel (CH) - Bosten (USA) - CERN (CH) - LIP Coimbra (P) - Delft (NL) - Freiburg (CH) - Ioannina (GR) - Liverpool (GB) - CPPM Marseille (F) - CEN DPhPE Saclay (F) - MSI Stockholm (S) - PSI (CH) - Thessaloniki (GR) - ETH Zürich (CH); Experiment PS 195

der mit den Eigenschaften der neutralen K-Mesonen und der Parametrisierung der CP-Verletzung im neutralen Kaonen-System vertraut machen soll. Im Kapitel 3 wird die Zielsetzung und das neue Messprinzip unseres Experimentes vorgestellt sowie seine Vorteile gegenüber traditionellen Messmethoden aufgezeigt. Der Aufbau des Detektors wird in Kapitel 4 vorgestellt. Grundlagen, Anforderungen und die Physik, die den Bau des Kalorimeters bestimmen, werden in den Kapiteln 5 und 6 diskutiert. Das 7. Kapitel beschreibt das Prototyp-Kalorimeter und seine Funktionsweise. Die Messungen, die mit einem am PSI hergestellten Photonen-Strahl zur praktischen Erprobung des Prototypen dienten, und ihr Vergleich mit Monte-Carlo-Rechnungen werden im 8. Kapitel behandelt.

Kapitel 2

Theorie der CP-Verletzung

2.1 CP Verletzung im K^0 -System

2.1.1 Eigenschaften neutraler K^0 -Mesonen

Neutrale Kaonen wurden wohl zum ersten Mal von L. Le Prince - Ringuet im Jahre 1944 beobachtet, der bei Versuchen mit einer sich in einem Magnetfeld befindlichen Blasenkammer ein durch kosmische Strahlung erzeugtes Teilchen nachwies, dessen Masse sich auf Grund eines Stosses mit einem Elektron auf 500 ± 50 MeV berechnen liess.

Der sichere Nachweis der Kaonen gelang erst 1947 G. Rochester und C. Butler, die den Zerfall einer neuen Teilchenart im Flug beobachten konnten, der sie eine Lebensdauer von 10^{-9} und 10^{-11} s zuschrieben. Damit waren mit den Λ -Hyperonen und den K-Mesonen die ersten Vertreter der Teilchen mit der Quantenzahl Strangeness gefunden.

Es folgt eine Zusammenstellung der charakteristischen Eigenschaften der K^0 -Mesonen:

1. Produktion

K^0 -Mesonen werden in Prozessen der starken Wechselwirkung erzeugt zB.

$$\begin{array}{llllll}
 \pi^- & p & \rightarrow & K^0 & \Lambda^0 & E_{\pi^-} = 0.91 \text{ GeV} \\
 S: & 0 & 0 & +1 & -1 & \\
 \pi^+ & p & \rightarrow & K^+ & \bar{K}^0 & p \quad E_{\pi^+} = 1.5 \text{ GeV} \\
 S: & 0 & 0 & +1 & -1 & 0 \\
 \pi^- & p & \rightarrow & \bar{\Lambda}^0 & \bar{K}^0 & n \quad n \quad E_{\pi^-} = 6.0 \text{ GeV} \\
 S: & 0 & 0 & +1 & -1 & 0 \quad 0
 \end{array}$$

2. Masse

K^0 -Mesonen haben eine Masse von 497.67 ± 0.13 MeV.

3. Spin

K^0 -Mesonen haben Spin $J=0$.

4. Parität

Eine absolute Paritätsbestimmung des K-Mesons ist nicht möglich, da jede Erzeugung oder Vernichtung von K - Mesonen infolge der Strangeness-Erhaltung auch die Erzeugung, respektive Vernichtung eines Λ - oder Σ - Teilchens mit sich bringt. Da in die Erhaltung der gesamten Parität auch die Eigenparität des Λ oder Σ eingeht, bedeutet dies, dass nur eine relative Parität zwischen Λ -Hyperon und dem K-Meson sinnvoll ist. Üblicherweise definiert man die Parität des Λ -Hyperons als positiv.

5. Strangeness und Isospin

Da K^0 Strangeness $S = +1$ und $\bar{K}^0$ $S = -1$ besitzt, finden wir mit der Beziehung ($Q \equiv$ Ladung, $Y \equiv$ Hyperladung, $I_3 \equiv$ dritte Komponente des Isospins) $Q = \frac{Y}{2} + I_3$, dass K^0 und $\bar{K}^0$ mit den geladenen Kaonen Isospindoublets der Form:

Y	I_3	
	-1/2	+1/2
+1	K^0	K^+
-1	K^-	$\bar{K}^0$

bilden. Die beiden neutralen Kaonen unterscheiden sich deshalb durch zwei additive Quantenzahlen: Die Hyperladung Y und die dritte Isospin- Komponente I_3 .

6. C-Parität

Gemäss der Definition ändert die Ladungskonjugation C alle additiven Quantenzahlen, so dass wir erhalten:

$$\begin{aligned} C | K^0 \rangle &= e^{i\eta} | \bar{K}^0 \rangle ; \\ C | \bar{K}^0 \rangle &= e^{i\eta} | K^0 \rangle ; \end{aligned}$$

Der Konvention $\eta = \pi$ folgend, schreiben wir:

$$\begin{aligned} C | K^0 \rangle &= - | \bar{K}^0 \rangle ; \\ C | \bar{K}^0 \rangle &= - | K^0 \rangle . \end{aligned}$$

7. CP-Parität

$$\begin{aligned} CP | K^0 \rangle &= | \bar{K}^0 \rangle ; \\ CP | \bar{K}^0 \rangle &= | K^0 \rangle . \end{aligned}$$

Wir halten fest $| K^0 \rangle$ und $| \bar{K}^0 \rangle$ sind weder Eigenzustände des Ladungs- noch des CP-Operators.

8. Zerfall

Da die neutralen Kaonen die leichtesten Teilchen sind, die ein Strange-Quark besitzen, kann ein Zerfall nur durch die schwache Wechselwirkung erfolgen.

Die Tabelle 2.1 führt die relevanten Zerfallskanäle von K_S^0 und K_L^0 mit ihren Verzweungsverhältnissen auf:

Tabelle 2.1:

$K^0, \bar{K}^0$	50% K_S^0	50% K_L^0
	Zerfallsart	Verzweungsverhältnis
$K_S^0 \rightarrow$	$\pi^+ \pi^-$	68.61%
$K_S^0 \rightarrow$	$\pi^0 \pi^0$	31.39%
$K_L^0 \rightarrow$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	21.5%
$K_L^0 \rightarrow$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	12.4%
$K_L^0 \rightarrow$	$\pi^\pm \mu^\mp \nu$	27.1%
$K_L^0 \rightarrow$	$\pi^\pm e^\mp \nu$	38.7%

2.1.2 Massen-Mischung im $K^0 - \bar{K}^0$ - System

Neutrale Elementarteilchen können in zwei Klassen eingeteilt werden:

- Klasse 1

umfasst Teilchen, die bis auf einen Phasenfaktor zu ihrem Antiteilchen gleich sind, d.h. diese Teilchen sind Eigenzustände des C- und CP-Operators. Als Beispiel für diese Klasse seien die neutralen Pionen genannt.

- Klasse 2

umfasst diejenigen Teilchen, die von ihrem Antiteilchen absolut unterschieden werden können. Stellvertretend für diese Klasse sei das Neutron genannt, das sich durch das Vorzeichen seines magnetischen Momentes und seiner Baryonenzahl von seinem Antiteilchen unterscheidet.

Die neutralen Kaonen nehmen nun, da sie Eigenschaften beider Klassen aufweisen, eine Sonderstellung in dieser Klassifikation ein: Sie unterscheiden sich einerseits bei der Produktion absolut durch Hyperladung und Isospinkomponente von ihren Antiteilchen, andererseits stellen aber gerade diese beiden Quantenzahlen für die schwache Wechselwirkung keine Erhaltungsgrösse dar. Die Folge dieses Sachverhalts sind Übergänge zwischen K^0 und $\bar{K}^0$, so dass der allgemeine Kaonenzustand als Superposition

$$|K^0(t)\rangle = \alpha |K^0\rangle + \beta |\bar{K}^0\rangle$$

einer K^0 - und $\bar{K}^0$ -Komponente geschrieben werden muss.

Auf Grund dieser Superposition ist es unmöglich, die zeitliche Entwicklung eines K^0 - oder $\bar{K}^0$ -Strahles durch ein einfaches Exponentialgesetz zu beschreiben. Die Eigenzustände können aber durch Aufstellen der Schrödingergleichung

$$\frac{id}{d\tau} |\Psi(t)\rangle = (H_{st} + H_W) |\Psi(t)\rangle$$

für die beiden Amplituden α und β gefunden werden. Da die schwache Wechselwirkung, repräsentiert durch den Störoperator H_W , die beiden Amplituden miteinander koppelt, muss folgendes Differentialgleichungssystem gelöst werden:

$$\frac{id}{d\tau} |\Psi(t)\rangle = (M - \frac{i}{2}\Gamma) |\Psi(t)\rangle.$$

Die beiden hermiteschen 2×2 Matrizen M und Γ werden als Masse- bzw. Zerfalls-Matrix bezeichnet. (N.B : Manche Autoren bezeichnen die gesamte Matrix $(M - \frac{i}{2}\Gamma)$ als Massenmatrix.)

Der Wigner-Weisskopf-Ansatz, der davon ausgeht, dass zwei Amplituden mit exponentieller Zeitabhängigkeit existieren, kann dann dazu benutzt werden, das Problem in ein Eigenwertproblem überzuführen.

Die Eigenwerte und Eigenzustände des Hamilton-Operators ergeben sich dann aus der Lösung des Eigenwertproblems:

$$H | \Psi(t) \rangle = \lambda | \Psi(t) \rangle.$$

Die Lösung des Eigenwertproblems ergibt ohne Zugrundelegung irgendeiner Symmetrie zwei Eigenvektoren, die allgemein, entsprechend den Lebensdauern der Teilchen, die sie repräsentieren, mit $| K_S^0 \rangle$ und $| K_L^0 \rangle$ (für K short und K long) bezeichnet werden:

$$\begin{aligned} | K_S^0(t) \rangle &= 2(1 + |\epsilon_1|^2)^{-1/2} ((1 + \epsilon_1) | K^0 \rangle - (1 - \epsilon_1) | \bar{K}^0 \rangle); \\ | K_L^0(t) \rangle &= 2(1 + |\epsilon_2|^2)^{-1/2} ((1 + \epsilon_2) | K^0 \rangle + (1 - \epsilon_2) | \bar{K}^0 \rangle). \end{aligned}$$

Setzt man die CPT-Invarianz als allgemeingültiges Theorem voraus, so gilt:

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon.$$

Nimmt man ferner an, dass die CP-Invarianz gilt, so erhält man die beiden CP-geraden bzw.-ungeraden Eigenzustände:

$$| K_1^0 \rangle = 2^{-1/2} (| K^0 \rangle + | \bar{K}^0 \rangle); \quad CP = +1$$

und

$$| K_2^0 \rangle = 2^{-1/2} (| K^0 \rangle - | \bar{K}^0 \rangle); \quad CP = -1.$$

Benützt man die CP-geraden und CP-ungeraden Eigenzustände $| K_1^0 \rangle$ und $| K_2^0 \rangle$ zur Darstellung von $| K_S^0 \rangle$ und $| K_L^0 \rangle$, so sieht man, dass $| K_S^0 \rangle$ ein Zustand ist, der vor allem CP-gerade, und dass $| K_L^0 \rangle$ vor allem CP-ungerade ist.

$$\begin{aligned} | K_S^0 \rangle &= 2(1 + |\epsilon|^2)^{-1/2} (| K_1^0 \rangle - \epsilon | K_2^0 \rangle); \\ | K_L^0 \rangle &= 2(1 + |\epsilon|^2)^{-1/2} (| K_2^0 \rangle + \epsilon | K_1^0 \rangle). \end{aligned}$$

Das kurz- und das langlebige neutrale K-Meson enthalten also beide Beimischungen der falschen CP-Parität. Der komplexe Parameter ϵ ist dabei ein Mass für die Grösse dieser Beimischung.

Betrachtet man die zwei Eigenzustände $| K_S^0 \rangle$ und $| K_L^0 \rangle$ in dieser neuen Schreibweise, so erkennt man, dass zwei verschiedene Prozesse zur CP - Verletzung beitragen können. Die zwei Zerfallsmöglichkeiten, die dem K_L^0 - Meson offenstehen, sind:

$$\begin{array}{c} K_L^0 \rightarrow K_2^0 + \epsilon K_1^0 \\ \downarrow \\ \pi\pi \end{array}$$

Da die zerfallende Komponente die gleiche CP-Parität wie der Endzustand hat, und der Zerfall vollständig CP-erhaltend ist, spricht man von einer CP-Verletzung, hervorgerufen durch die Massenmischung.

Die andere Möglichkeit wäre

$$\begin{array}{c} K_L^0 \rightarrow K_2^0 + \epsilon K_1^0 \\ \downarrow \\ \pi\pi \end{array}$$

Hier liegt ein Zerfall vor, der direkt CP-verletzend ist (auch direkte CP-Verletzung genannt). Damit gilt es, ein Mass sowohl für die direkte wie auch für die durch Massenmischung hervorgerufene CP-Verletzung zu definieren. Im Falle der CP-Verletzung durch Massenmischung ist dieses Mass durch den Mischungsparameter ϵ zwar wohlbestimmt, aber - da ϵ keine Observable ist - leider nicht experimentell direkt messbar¹. Man definiert deshalb die relativen Uebergangsamplituden, gebildet als Quotient aus der CP-erhaltenden und der CP-verletzenden Amplitude:

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H_W | K_L \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H_W | K_S \rangle} = |\eta_{+-}| e^{i\Phi_{+-}}$$

$$\eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H_W | K_L \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H_W | K_S \rangle} = |\eta_{00}| e^{i\Phi_{00}}.$$

Analog führt man die Grössen $\eta_{+-0} = |\eta_{+-0}| e^{i\Phi_{+-0}}$ und $\eta_{000} = |\eta_{000}| e^{i\Phi_{000}}$ für den Zerfall in 3 Pionen ein.

Der Zusammenhang zwischen den Observablen η in den 2-Pionen-Endzustand und den CP-Verletzungsparametern kann nun durch folgende Überlegung hergestellt werden:

Das verallgemeinerte Pauli-Prinzip besagt, dass ein Zustand aus Bosonen symmetrisch unter Permutation sein muss. Da Pionen Bosonen sind und den Isospin ± 1 tragen, kann ein Endzustand, der von zwei Pionen im relativen s-Zustand gebildet wird, nur entweder den Isospin 0 oder +2 haben.

Definieren wir für die K^0 -Mesonen Zerfallsamplituden, deren Endzustand jeweils einen bestimmten Isospin haben, können wir vier solche Zerfallsamplituden finden:

$$\begin{aligned} &\langle \pi\pi(I=0) | H_W | K_S \rangle; \\ &\langle \pi\pi(I=2) | H_W | K_S \rangle; \\ &\langle \pi\pi(I=0) | H_W | K_L \rangle; \\ &\langle \pi\pi(I=2) | H_W | K_L \rangle; \end{aligned}$$

Es ist üblich, die 3 komplexen Grössen ϵ_0 , ϵ_2 und ω zu definieren [8]:

$$\epsilon_0 = \frac{\langle 0 | H_W | K_L \rangle}{\langle 0 | H_W | K_S \rangle}; \quad \epsilon_2 = \frac{\langle 2 | H_W | K_L \rangle}{\langle 0 | H_W | K_S \rangle}; \quad \omega = \frac{\langle 2 | H_W | K_S \rangle}{\langle 0 | H_W | K_S \rangle}.$$

¹ Nur der Realteil von ϵ ist über die Ladungsasymmetrie im $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$ -Zerfall direkt messbar

Die Observablen sind dann mit den Parametern durch die Beziehungen

$$\eta_{+-} = \frac{\epsilon_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}\epsilon_2}{1 + \frac{1}{\sqrt{2}}w};$$

$$\eta_{00} = \frac{\epsilon_0 - \sqrt{2}\epsilon_2}{1 - \sqrt{2}w}$$

miteinander verknüpft.

Bezeichnen wir ferner :

$$\langle 0 | H_W | K_0 \rangle = a_0; \quad \langle 0 | H_W | \bar{K}_0 \rangle = a_0^*;$$

$$\langle 2 | H_W | K_0 \rangle = a_2; \quad \langle 2 | H_W | \bar{K}_0 \rangle = a_2^*$$

(dabei bedeutet * die Komplexkonjugation) und wählen, da nur die Phasendifferenz zwischen a_0 und a_2 messbar ist, a_0 reell, wodurch sich ergibt:

$$\epsilon_0 = \epsilon;$$

$$\epsilon_2 = \frac{\text{Re}a_2}{a_0} \left(\epsilon + i \frac{\text{Im}a_2}{\text{Re}a_2} \right) e^{i(\delta_2 - \delta_0)};$$

$$w = \frac{\text{Re}a_2}{a_0} \left(1 + i \epsilon \frac{\text{Im}a_2}{\text{Re}a_2} \right) e^{i(\delta_2 - \delta_0)}.$$

(δ_i bezeichnet hier die durch die hadronische Wechselwirkung verursachte Phasenverschiebung.)

In dieser Eichung erhalten wir dann:

$$\eta_{+-} = \frac{\epsilon + \epsilon'}{1 + \frac{1}{\sqrt{2}}w}$$

und

$$\eta_{00} = \frac{\epsilon_0 - 2\epsilon'}{1 - \sqrt{2}w};$$

worin ϵ' gegeben ist durch

$$\epsilon' \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ i \frac{\text{Im}a_2}{a_0} + \epsilon \frac{\text{Re}a_2}{a_0} \right\} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}.$$

Nehmen wir noch an, dass $|\omega| \ll 1$ ² ist, so gilt:

$$\eta_{+-} \simeq \epsilon + \epsilon';$$

$$\eta_{00} \simeq \epsilon - 2\epsilon',$$

woraus wir die Yang-Wu Dreiecksbeziehung:

$$2\eta_{+-} + \eta_{00} = 3\epsilon$$

ableiten können (siehe Abb.2.1).

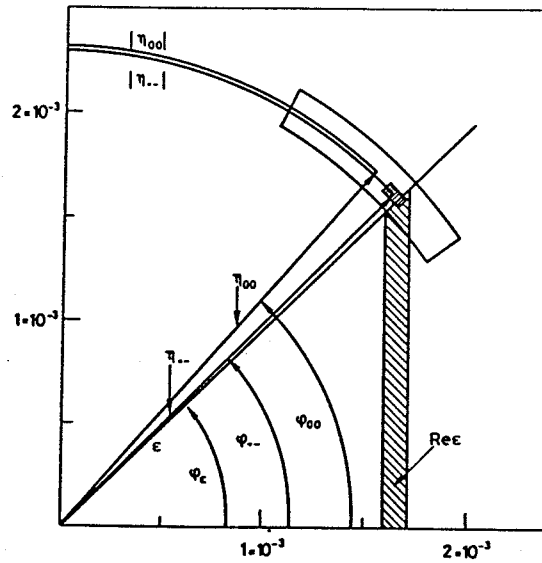


Abbildung 2.1: Wu-Yang Diagramm

Wir sehen nun, dass neben der CP-Verletzung durch die Massenmischung noch eine weitere Größe zur CP-Verletzung beiträgt. Was ist nun die physikalische Bedeutung von ϵ' ? Der Parameter ϵ' ist genau das gesuchte Maß für die Stärke der CP-Verletzung in der Zerfallsamplitude. Man sieht an Hand der Formeln, dass eine direkte CP-Verletzung genau dann realisiert ist, wenn eine Phasendifferenz zwischen a_0 und a_2 existiert. ϵ' ist nun wie ϵ nicht direkt messbar, jedoch kann durch folgende

²Diese Annahme beruht auf folgender Überlegung: Wenn $|\omega|$ sehr klein ist, trägt diese Amplitude in erster Näherung zum 2π -Zerfall sicher auch nicht viel bei. Das Fehlen dieser Amplituden müsste sich dann aber z.B. im Verzweungsverhältnis $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$ zu $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ niederschlagen. In diesem Fall reduzieren sich die Isospinzustände nämlich auf: $|\pi^+\pi^- \rangle = 1/3 |2,0\rangle + 2/3 |0,0\rangle$ $|\pi^0\pi^0 \rangle = 2/3 |2,0\rangle - 1/3 |0,0\rangle$. Damit wird: $\frac{B(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{B(K_S^0 \rightarrow 2\pi^0)} = \frac{\langle \pi^+\pi^- | H_W | K_S^0 \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | H_W | K_S^0 \rangle}$. Experimentell findet man $R = 2.16 \pm 0.08$, was den Schluss nahelegt, dass die $I = 2$ Amplitude nur zu einem geringen Teil zum Zerfall beiträgt.

Umformungen wiederum eine Beziehung zu den Observablen hergestellt werden, so dass die Grösse $|\epsilon'/\epsilon|$ messbar wird.

$$\eta_{00}/\eta_{+-} = \frac{\epsilon - 2\epsilon'}{\epsilon + \epsilon'}.$$

Durch Umformung erhält man :

$$\eta_{00}/\eta_{+-} = 1 - 2(\epsilon'/\epsilon)\{1 + (\epsilon'/\epsilon)\}^{-1}.$$

Entwicklung liefert:

$$\eta_{00}/\eta_{+-} = \{1 - 2(\epsilon'/\epsilon)\}\{1 - (\epsilon'/\epsilon) + O(\epsilon'/\epsilon)^2\}$$

oder in erster Ordnung

$$\eta_{00}/\eta_{+-} = 1 - 3(\epsilon'/\epsilon).$$

Damit wird mit $(\epsilon'/\epsilon) + (\epsilon'/\epsilon)^* = 2|\epsilon'/\epsilon|\cos(\phi_{\epsilon'} - \phi_{\epsilon})$ wo wir mit $\phi_{\epsilon'}$ und ϕ_{ϵ} die Phasen von ϵ' und ϵ bezeichnen:

$$|\eta_{00}/\eta_{+-}|^2 = 1 - 6|\epsilon'/\epsilon|\cos(\phi_{\epsilon'} - \phi_{\epsilon}).$$

Falls $\phi_{\epsilon'} \approx \phi_{\epsilon}$ oder $\phi_{\epsilon'} = 180 + \phi_{\epsilon}$ dann gilt:

$$6|\epsilon'/\epsilon| = 1 - \frac{|\eta_{00}|^2}{|\eta_{+-}|^2}.$$

2.1.3 $\Delta S = \Delta Q$ -Regel

Die $\Delta S = \Delta Q$ -Regel besagt, dass in Prozessen der schwachen Wechselwirkung sich die Strangeness um den gleichen Betrag wie die Ladung ändert. Dabei bezieht sich ΔS und ΔQ auf die Strangeness und Ladung der in der Reaktion vorkommenden Hadronen. Die ursprünglich experimentell beobachtete Regel findet ihre Erklärung darin, dass in der Theorie der schwachen Wechselwirkung der neutrale Strom nur diagonale Kopplungen zwischen den verschiedenen Quarksorten enthält. In der verallgemeinerten Formulierung der Salam-Weinberg-Theorie besagt die Regel, dass Änderungen der Flavour-Quantenzahlen immer mit einer Änderung der Ladung verknüpft sind.

Die semi-leptonischen Zerfallskanäle der neutralen Kaonen können nun herangezogen werden, um die $\Delta S = \Delta Q$ -Regel zu überprüfen.

Wir definieren dazu die schwachen Zerfallsamplituden erster Ordnung für

$$K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l \quad f := \langle \pi^- l^+ \nu_l | T | K^0 \rangle;$$

$$K^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l \quad g := \langle \pi^+ l^- \bar{\nu}_l | T | K^0 \rangle,$$

wobei $l^\pm$ für ein Müon oder Elektron und ν_l für das dazugehörige Neutrino steht. Die Übergangsamplituden können für Müonen und Elektronen verschieden sein, was aber im folgenden keine Bedeutung hat, da nur Zerfallsamplituden, die positive und negative Leptonen der gleichen Art aufweisen, miteinander verglichen werden.

Mit Hilfe der CPT-Invarianz und einer Phasenkonvention ergeben sich die analogen Ausdrücke für $\bar{K}^0$, nämlich f^* und g^* .

Die Amplituden f , f^* , g und g^* repräsentieren also Reaktionen mit :

$$f : \Delta S = \Delta Q = -1;$$

$$f^* : \Delta S = \Delta Q = 1;$$

$$g : \Delta S = -\Delta Q = -1;$$

$$g^* : \Delta S = -\Delta Q = 1.$$

Als Mass für die Gültigkeit der $\Delta S = \Delta Q$ -Regel wird generell der Parameter x definiert:

$$x = \frac{g^*}{f}.$$

2.2 CP-Verletzung und ihre Erklärungsversuche

Von den unzähligen Versuchen das Phänomen der CP-Verletzung zu erklären, seien hier nur zwei herausgegriffen (für einen Überblick zu diesem Thema siehe z.B.[9]):

1. Superschwache Wechselwirkung

Auf Wolfenstein geht die Idee zurück, die CP-Verletzung durch Einführung einer neuen Wechselwirkung, die der Auswahlregel $\Delta S = 2$ unterliegt, zu erklären. Diese Wechselwirkung hätte eine relative Stärke von 10^{-8} zur herkömmlichen schwachen Wechselwirkung und könnte durch Einführung eines $\Delta S = -\Delta Q$ -Stromes in die Theorie integriert werden. Man erwartet im Rahmen der superschwachen Wechselwirkung, dass $\eta_{+-} = \eta_{00} = \epsilon$ und $\epsilon' = 0$.

2. Standard-Modell

Im Standard-Modell sind die Quark-Eigenzustände, die in Prozessen der schwachen Wechselwirkung beteiligt sind, nicht identisch mit den Masseneigenzuständen, sondern mit denselben über eine unitäre Mischungsmatrix U_{KM} , die als Kobayashi-Maskawa-Matrix bekannt ist, verbunden.

Die Mischungsmatrix U_{KM}

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

mit ihren 9 komplexen Matrixelementen kann durch die Unitaritätsbedingung und die Freiheit der Phasenfestlegung der Quarkfelder durch 4 Parameter definiert werden:

In der Formulierung von Kobayashi und Maskawa

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & -c_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\delta} & -c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

sind dies die 3 Drehwinkel Θ_i und eine Phase δ . Die Variablen c_i, s_i stehen dabei für $\cos\Theta_i$ und $\sin\Theta_i$ mit den drei Eulerschen Winkeln Θ_i , wobei Θ_1 mit dem Cabibbo-Winkel Θ_c identisch ist.

Es zeigt sich, dass unter der Voraussetzung der CPT-Invarianz eine Verletzung der CP-Invarianz an die Komplexität der Kobayashi-Maskawa-Matrix gebunden ist. Diese Komplexität ist dann erfüllt, wenn die Phase δ von null verschieden ist. Wesentlich hierbei ist, dass neben einer komplexen Mischungsmatrix erstens die drei Quark-Generationen nicht voneinander entkoppeln und zweitens keine zwei Quarkmassen einander gleich sein dürfen, da ansonsten eine Eliminierung von δ möglich wird.

Die CP-Verletzungsparameter ϵ und ϵ' sind im Standard-Modell berechenbar, wobei der Wert von ϵ im wesentlichen durch ein $\Delta S = 2$ -Übergang-beschreibendes, sogenanntes Box-Diagramm (siehe Abb. 2.2) festgelegt wird und ϵ' vom sogenannten Pinguin-Diagramm (siehe Abb. 2.3) dominiert wird. Der Vergleich der berechneten Werte mit den experimentell zugänglichen Größen ist schwierig, da die Rechnungen von noch zu wenig genau bekannten Größen, wie der Masse des Top-Quarks und den Matrixelementen der Kobayashi-Maskawa-Matrix, abhängen. Eindeutig wird jedoch im Standard-Modell ein positiver Wert in der Größenordnung von 10^{-3} für ϵ'/ϵ erwartet.

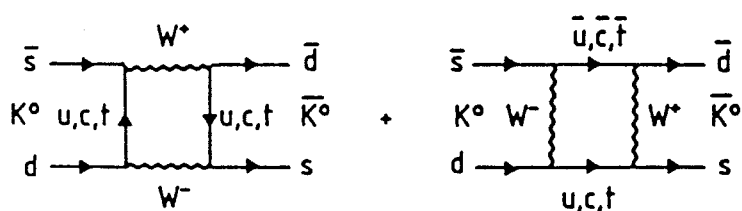


Abbildung 2.2: Box-Diagramme

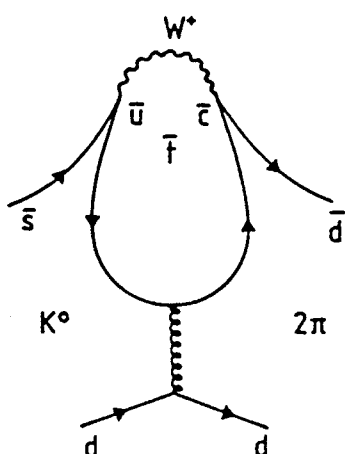


Abbildung 2.3: Pinguin-Diagramm

Kapitel 3

Das Messprinzip

3.1 Zielsetzung

Ziel der CP-LEAR-Kollaboration ist die Verbesserung der Messgenauigkeit von CP-Verletzungs-Parametern im neutralen Kaonen-System mittels einer neuen, auf Interferenz der Zerfallsamplituden von K^0 und $\bar{K}^0$ beruhenden Methode.

Tabelle 3.1 zeigt eine Zusammenstellung derjenigen Parameter, die die CP-LEAR-Kollaboration zu messen beabsichtigt, mit der gegenwärtigen und angestrebten Messgenauigkeit.

Tabelle 3.1:

Parameter	gegenwärtige Präzision	angestrebte Präzision
$ \epsilon/\epsilon $	$(3.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$ [10]	$\leq 2 \cdot 10^{-3}$
$ \eta_{+-0} $	< 0.12 [11]	$\leq 7 \cdot 10^{-4}$
$ \phi_{+-} - \phi_{00} $	5° [11]	$\leq 1^\circ$
$\text{Re } x$	$< 2 \cdot 10^{-2}$ [11]	$\leq 6 \cdot 10^{-4}$
$\text{Im } x$	$< 2.6 \cdot 10^{-4}$ [11]	$\leq 7 \cdot 10^{-4}$
$\sigma(A_T)/A_T$	-	$\leq 6 \cdot 10^{-2}$
$\sigma(\Delta m)/\Delta m$	$4.0 \cdot 10^{-3}$ [11]	$\leq 1.2 \cdot 10^{-3}$

3.2 $K_S^0 - K_L^0$ - Interferometrie

Experimente zur Messung von CP-Verletzung in neutralen Kaonen-System beruhen entweder auf dem Nachweis CP-verbotener Übergänge, oder sie messen $K_S^0 - K_L^0$ Interferenzeffekte.

3.2.1 Nachweis von $K_S^0 - K_L^0$ - Interferenzen

Die zweite Methode beruht auf dem glücklichen Umstand, dass der Massenunterschied Δm zwischen K_L^0 und K_S^0 von der gleichen Grössenordnung wie Γ_S ist. Dadurch wird es möglich, Interferenzeffekte zwischen K_S^0 und K_L^0 zu beobachten, bevor die K_S^0 -Komponente ausgestorben ist. Messbar ist bei dieser Methode direkt die Amplitude η des Interferenz-Terms.

Der wesentliche Vorteil der Interferenzmethode besteht darin, dass es erstens möglich wird, CP-Verletzung in Kanälen (z.B. $K_S^0 \rightarrow 3\pi$) zu messen, die wegen ihrer kleinen Verzweungsverhältnisse sonst gar nicht zugänglich sind, und zweitens eine zeitabhängige Messung des Interferenz-Effektes nicht nur die Amplituden, sondern auch die Phasen der Parameter liefert.

3.3 Messmethoden zur Bestimmung von CP-Verletzungs-Parametern

3.3.1 Herkömmliche Methoden

Herkömmlichen Methoden [12] [13] zur Messung der CP-Verletzung bei K^0 -Zerfällen beruhen auf der experimentellen Unterscheidung der beiden Masse-Eigenzustände $|K_L^0\rangle$ und $|K_S^0\rangle$. Alle Experimente, bis auf ein neueres [10], das direkte K_S^0 -Zerfälle beobachtet, benutzen Regeneration zur Erzeugung ihrer K_S^0 -Strahlen und sehen sich deshalb mit dem Problem der Neutronen-Untergrunds-Reduktion konfrontiert. Sie unterscheiden sich insofern, als sie entweder simultan oder alternierend K_S^0 - und K_L^0 -Zerfälle nachweisen. Allgemein wird $|\epsilon'/\epsilon|$ aus dem Verhältnis geladener zu neutraler Zerfallsrate

$$R = \frac{R_L}{R_S} = \frac{\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}}{\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}} = 1 + 6 \frac{\epsilon'}{\epsilon}$$

extrahiert, wodurch sich Akzeptanzen und Nachweiswahrscheinlichkeit in erster Ordnung aus dem Verhältnis herauskürzen. Statistisch gesehen werden Messungen, die sich dieser Methode bedienen, durch das kleine Verzweungsverhältnis von $9 \cdot 10^{-4}$ und die schlechte Akzeptanz des $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Zerfallskanals limitiert.

3.3.2 Die CP-LEAR-Methode

Basierend auf der Grundlage, dass bei einer CP-Verletzung die Zerfallsraten für Teilchen und Antiteilchen in CP-konjugierte Endzustände verschieden sein können, versucht die CP-LEAR-Kollaboration die CP-Verletzungsparameter aus der Asymmetrie zwischen den partiellen Zerfallsraten eines K^0 - und $\bar{K}^0$ -Strahles zu extrahieren. Die Methode beruht auf der Erzeugung von K^0 und $\bar{K}^0$ in den in Ruhe stattfindenden Annihilationsprozessen und der Möglichkeit, durch Identifizierung und Analyse des $K^\pm \pi^\mp$ -Paares den Viererimpuls, Vertex und die Strangeness des in der

Annihilationsreaktion produzierten neutralen Kaons zu bestimmen. Problematisch an diesen Reaktionen ist allerdings ihr Verzweungsverhältnis (siehe Tabelle 3.2 [14]), was einen gewaltigen $\bar{p}$ -Fluss und ein äusserst leistungsfähiges Triggersystem zur Reduktion des Untergrundes voraussetzt.

Tabelle 3.2:

	Zerfallsart	Verzweungsverhältnis
$p\bar{p} \rightarrow$	$K^\pm \pi^\mp K^0$	$1.71 \cdot 10^{-3}$
$p\bar{p} \rightarrow$	$K^{0*} K^0$	$1.58 \cdot 10^{-3}$
$p\bar{p} \rightarrow$	$K^\pm K^\mp$	$0.99 \cdot 10^{-3}$
$p\bar{p} \rightarrow$	$A_2^\mp \pi^\pm$	$0.64 \cdot 10^{-3}$
$p\bar{p} \rightarrow$	$A_0^\mp \pi^\pm$	$0.25 \cdot 10^{-3}$

Erläutern wir das Messprinzip an Hand eines Zerfalles in den Endzustand f . Die Ratendifferenz zwischen K^0 und $\bar{K}^0$ als Funktion der Zerfallseigenzeit ist proportional einem Interferenzterm der Zerfallsamplituden. Experimentell misst das Experiment PS 195 nun nicht einfach die Ratendifferenz $R(\bar{K}^0) - R(K^0)$, sondern eine zeitabhängige Asymmetriefunktion A_f

$$A_f = \frac{R(\bar{K}^0 \rightarrow f) - R(K^0 \rightarrow f)}{R(\bar{K}^0 \rightarrow f) + R(K^0 \rightarrow f)}$$

und eine von der Zeit unabhängige integrale Asymmetrie I_f ,

$$I_f = \frac{\int_0^{t_0} dt R(\bar{K}^0 \rightarrow f) - \int_0^{t_0} dt R(K^0 \rightarrow f)}{\int_0^{t_0} dt R(\bar{K}^0 \rightarrow f) + \int_0^{t_0} dt R(K^0 \rightarrow f)}.$$

Die Interferenzamplitude η_f kann dann entweder aus der zeitabhängigen oder der integralen Asymmetriefunktion A_f beziehungsweise I_f bestimmt werden.

$|\epsilon'/\epsilon|$ erhalten wir dann durch:

$$|\epsilon'/\epsilon| = 1/6 \left(1 - \frac{I_{\pi^0 \pi^0}}{I_{\pi^+ \pi^-}} \right),$$

wobei $I_{\pi^0 \pi^0}$, $I_{\pi^+ \pi^-}$ gegeben sind durch:

$$I_{\pi^0 \pi^0} = \frac{\int_0^{t_0} dt \frac{N_{\pi^0 \pi^0}}{N_{K^0}} - \frac{N_{\pi^0 \pi^0}}{N_{K^0}}}{\int_0^{t_0} dt \frac{N_{\pi^0 \pi^0}}{N_{K^0}} + \frac{N_{\pi^0 \pi^0}}{N_{K^0}}},$$

$$I_{\pi^+ \pi^-} = \frac{\int_0^{t_0} dt \frac{N_{\pi^+ \pi^-}}{N_{K^0}} - \frac{N_{\pi^+ \pi^-}}{N_{K^0}}}{\int_0^{t_0} dt \frac{N_{\pi^+ \pi^-}}{N_{K^0}} + \frac{N_{\pi^+ \pi^-}}{N_{K^0}}}.$$

und wir mit $\bar{N}_{\pi^+\pi^-}$, $N_{\pi^+\pi^-}$, $\bar{N}_{\pi^0\pi^0}$, $N_{\pi^0\pi^0}$ die Anzahl $p\bar{p}$ -Ereignisse bezeichnen, in denen die $K^\pm\pi^\mp$ Paare eine missing mass aufweisen, die der Masse der neutralen Kaonen entspricht, und gleichzeitig in den entsprechenden Endzustand zerfallen sind. Der Wert von t_0 erstreckt sich dabei über einen Zeitraum von $\approx 20\tau_S$.

Die Vorteile dieser Methode sind :

- Systematische Fehler wie zum Beispiel Nachweiswahrscheinlichkeiten des Detektors, geometrische Akzeptanzen usw. kürzen sich in erster Ordnung bei Bildung der Asymmetrien heraus.
- Die Zerfallsprodukte von K^0 und $\bar{K}^0$ sind unabhängig von der Strangeness der neutralen Kaonen und weisen die gleiche Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors auf.
- Die Art des Strangeness-Taggings erlaubt eine unabhängige Normalisierung von K^0 und $\bar{K}^0$.
- Infolge der in Ruhe stattfindenden $p\bar{p}$ -Annihilationsreaktionen sind Labor und Schwerpunktsystem identisch, was die Verwendung eines 4π -Detektors erlaubt.
- Die niedrigen Impulse der Reaktionsprodukte, die in den $p\bar{p}$ -Annihilationen entstehen, haben zur Folge, dass der Interferenz-Term schon bei kleinen Distanzen vom Annihilations-Punkt beobachtbar wird und der Radius des Detektors somit unterhalb einem Meter bleibt.

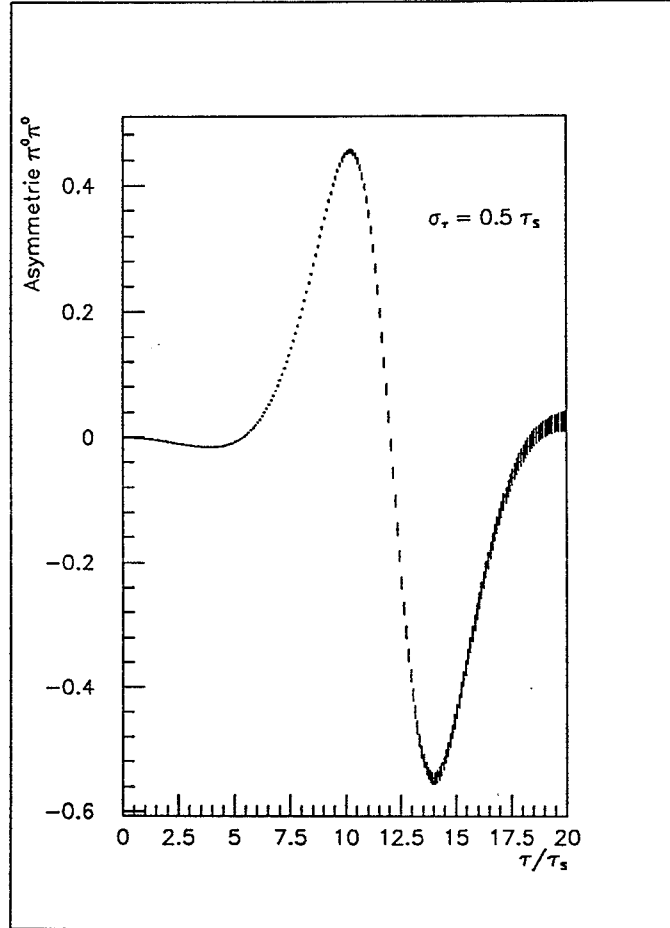
3.3.3 Pionische Zerfallsskanäle

Für die beiden Endzustände $|f\rangle = |\pi^+\pi^-\rangle$ und $|f\rangle = |\pi^0\pi^0\rangle$ erhält man dann explizit als Asymmetriefunktion:

$$A_{2\pi}(t) = \frac{2\text{Re}(\epsilon)e^{-\gamma_S t} - 2|\eta_{2\pi}|\cos(\Delta mt + \phi_{2\pi})e^{-(\gamma_S + \gamma_L)t}}{e^{-\gamma_S t} + |\eta_{2\pi}|^2 e^{-\gamma_L t}}$$

(siehe Abb. 3.1) und für die integrale Asymmetrie (siehe Abb. 3.2):

$$I_{2\pi} \approx 2\text{Re}(\epsilon) - 4\text{Re}(\eta_{\pi\pi}).$$

Abbildung 3.1: Asymmetrie für den Zerfall in $\pi^0\pi^0$

Im Falle der 3-Pionen-Endzustände erhält man für die Asymmetrie $A_{3\pi}$:

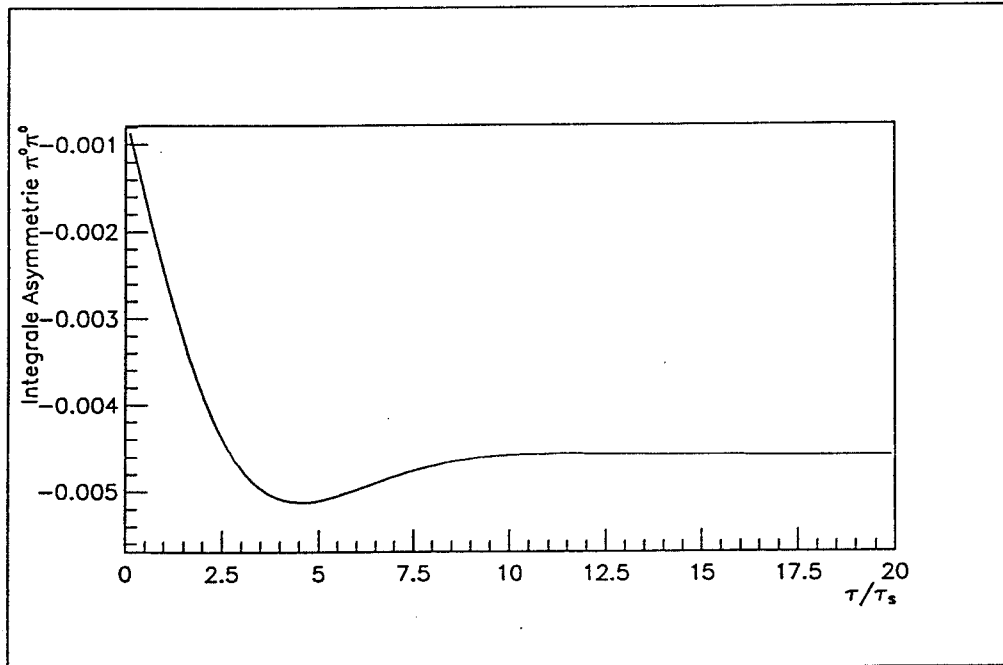
$$A_{3\pi} = 2(\operatorname{Re}(\epsilon) - |\eta_{3\pi}|e^{-(\Gamma-\Gamma_L)t}\cos(\Delta mt + \phi_{3\pi}))$$

und für die integrale Asymmetrie I_f ,

$$I_{3\pi}(t_0) = 2 \frac{[\operatorname{Re}(\epsilon)e^{-\Gamma_L t} + \operatorname{Re}(\eta_{3\pi})\frac{\Gamma_L}{\Gamma}e^{-\Gamma t}\sin(\Delta mt)]_0^{t_0}}{[e^{-\Gamma_L t}]_0^{t_0}}$$

oder falls $t_0 \ll \tau_L$

$$I_{3\pi}(t_0) = 2\{\operatorname{Re}(\epsilon) - 2\frac{\tau_S}{t_0}\operatorname{Re}(\eta_{3\pi})e^{-\Gamma t_0}\sin(\Delta mt_0)\}.$$

Abbildung 3.2: Integrale Asymmetrie für den Zerfall in $\pi^0\pi^0$

Die Abb. 3.3 zeigt die Asymmetrie für den Zerfall $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, und die Abb. 3.4 zeigt die integrale Asymmetrie für denselben Zerfall.

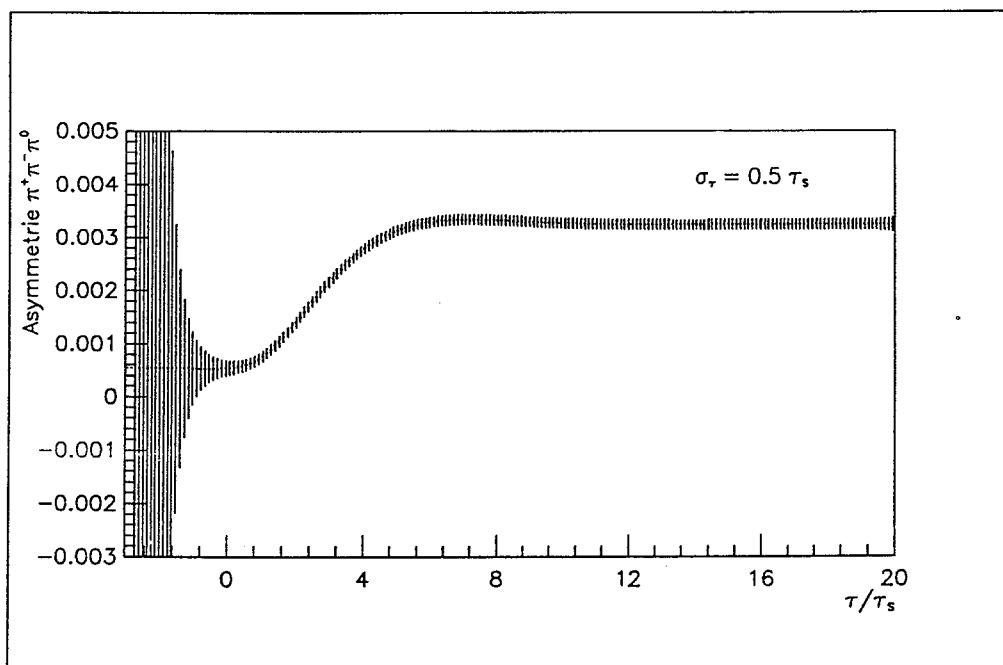
3.3.4 Semileptonische Zerfallskanäle

Semileptonische Zerfälle können im CP-LEAR-Experiment unter anderem dazu herangezogen werden, die $\Delta S = \Delta Q$ -Regel zu überprüfen. Um experimentell Zugang zu dem $\Delta S = \Delta Q$ Verletzungsparameter x zu finden, führen wir folgende Notation für die semileptonischen Zerfallsraten ein:

$$N_-(t) = |\langle \pi^+ l^- \bar{\nu}_l | T | K^0 \rangle|^2; \quad N_+(t) = |\langle \pi^- l^+ \nu_l | T | K^0 \rangle|^2;$$

$$\bar{N}_-(t) = |\langle \pi^+ l^- \bar{\nu}_l | T | \bar{K}^0 \rangle|^2; \quad \bar{N}_+(t) = |\langle \pi^- l^+ \nu_l | T | \bar{K}^0 \rangle|^2.$$

Bezeichnen wir mit S die Summe der 4 semileptonischen Zerfallsraten und mit f den Formfaktor

Abbildung 3.3: Asymmetrie für den Zerfall in $\pi^+\pi^-\pi^0$

$$S(t) = N_+(t) + N_-(t) + \bar{N}_+(t) + \bar{N}_-(t),$$

so sehen wir, dass durch Messung der Zeitabhängigkeit von S

$$S(t) = |f|^2 \left[(1 + 2\text{Re}(x))e^{-\Gamma_L t} + (1 - 2\text{Re}(x))e^{-\Gamma_S t} \right]$$

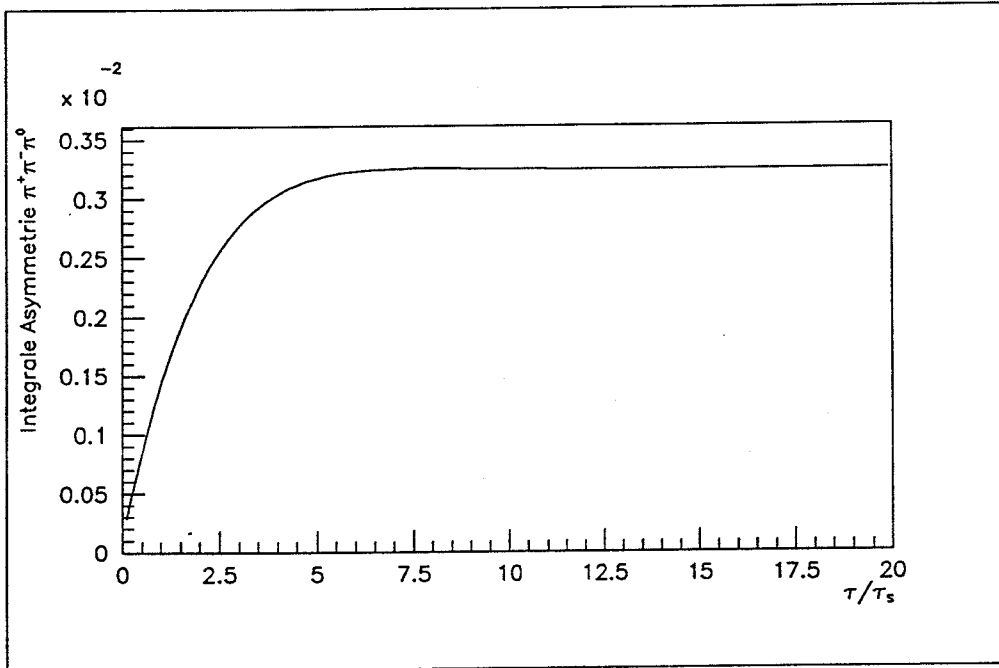
$\text{Re}(x)$ gemessen werden kann.

Misst man noch die Grösse A_{I3}

$$A_{I3} = \frac{(\bar{N}_+(t) + \bar{N}_-(t)) - (N_+(t) + N_-(t))}{(\bar{N}_+(t) + \bar{N}_-(t)) + (N_+(t) + N_-(t))},$$

die explizit gegeben ist durch

$$A_{I3}(t) = 8 \frac{\text{Re}(\epsilon)e^{-\Gamma_L t} - 2(\text{Re}(\epsilon)\cos(\Delta m t) + \text{Im}(x)(\sin(\Delta m t))e^{-\Gamma t} + \text{Re}(\epsilon)e^{-\Gamma_S t}}{(1 + 2\text{Re}(x))e^{-\Gamma_L t} + (1 - 2\text{Re}(x))e^{-\Gamma_S t}}$$

Abbildung 3.4: Integrale Asymmetrie für den Zerfall in $\pi^+\pi^-\pi^0$

als Funktion der Zerfallszeit, so kann man daraus noch $\text{Im}(x)$ bestimmen. Die Messung der Asymmetrie A_{I3} zeichnet sich im Gegensatz zur Messung der Ladungsasymmetrie

$$A_X(t) = \frac{\bar{N}_+(t) - N_+(t)}{\bar{N}_+(t) + N_+(t)}$$

$$A_X(t) = -4 \frac{\text{Im}(x)(\sin(\Delta mt))e^{-\Gamma t}}{(1 + 2\text{Re}(x))e^{-\Gamma_L t} + 2)e^{-\Gamma t} \cos(\Delta mt) + (1 - 2\text{Re}(x))e^{-\Gamma_S t}},$$

die ebenfalls zur Bestimmung von $\text{Im}(x)$ herangezogen werden kann, besonders dadurch aus, dass nicht zwischen positiven und negativen Leptonen unterschieden werden muss.

Kapitel 4

Der Detektor

4.1 Anforderungen

Ein Detektor, der eine Asymmetrie der partiellen Zerfallsraten von K^0 und $\bar{K}^0$ messen soll, die in $p\bar{p}$ -Annihilationen erzeugt wurden, hat folgende Anforderungen zu erfüllen: Er besitzt eine grosse Akzeptanz, um möglichst viele K^0 -Zerfälle nachzuweisen, er ermöglicht eine Unterscheidung zwischen K^0 und $\bar{K}^0$, er ist in der Lage, die einzelnen Zerfallsprodukte zu identifizieren, und erlaubt die Bestimmung der Eigenzeit des K^0 -Zerfalles durch Rekonstruktion seines Zerfallsvertex für geladene und neutrale Zerfälle.

4.2 Das $K^0 - \bar{K}^0$ - Tagging

Da in Prozessen der starken Wechselwirkung die Strangeness erhalten bleibt, kann K^0 von $\bar{K}^0$ dadurch unterschieden werden, dass man in der Reaktion $p\bar{p} \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \pi^-$ das geladene Kaon identifiziert und seine Ladung feststellt. Die Entscheidung, ob ein geladenes Kaon oder Pion vorliegt, kann mittels eines Schwellen-Cherenkov-Detektors getroffen werden. Die Bestimmung des Ladungsvorzeichens des Kaons kann durch ein System von Drahtkammern in einem Magnetfeld erreicht werden.

4.3 Target

Die mit 200 MeV/c vom LEAR kommenden $\bar{p}$ durchqueren, bevor sie in das Target eindringen, einen zum Triggersystem gehörigen 1mm dicken Szintillator. Das Target mit dem unter 15 atm Druck stehenden gasförmigen H_2 ist als kugelförmiger Behälter von 14 cm Durchmesser konzipiert, der mit einem $150\mu\text{m}$ dicken Eintrittsfenster versehen ist und eine maximale Wandstärke von $700\mu\text{m}$ aufweist.

4.4 Identifikation und Analyse der Zerfallsprodukte

Die Analyse geladener Zerfallsprodukte bedient sich eines magnetischen Spektrometers, das aus folgenden Teilen besteht.

1. Einem System innerer Proportional-Kammern, das die ersten Punkte von den geladenen Teilchen-Trajektorien liefert und dadurch die Grundlage für ein rasches Trigger-Signal bietet, um auf Ereignisse zu triggern, die vom Strahlmittelpunkt stammen und einen über einer gewissen Schwelle liegenden Transversal-Impuls besitzen.

Die beiden zylindrischen Kammern haben einen Radius von 95 und 127 cm, besitzen $15\text{ }\mu\text{m}$ dicke Anodendrähte und sind mit Kathodenstreifen von 1.72 mm versehen, die eine stereoskopische Sicht der Teilchen-Trajektorien erlauben. Die totale Schichtdicke der beiden Kammern entspricht $2.3 \cdot 10^{-3}$ Strahlungslängen.

2. Einem System aus sechs zylinderförmigen Driftkammern, die sich in einem Abstand von 25.5, ..., 50.9 cm vom Target befinden. Jede der total 1 cm breiten Kammern besteht aus zwei $50\text{ }\mu\text{m}$ dicken Mylar Folien, in deren Mitte sich die Drahtebene befindet, die aus den $100\text{ }\mu\text{m}$ dicken Anodendrähten und den $20\text{ }\mu\text{m}$ dicken Nachweisdrähten aufgebaut ist. Die mechanische Stabilität der Kammern wird durch einen Überdruck des Ethan-Argon Gemisches erreicht, der infolge der minimalen Schichtdicke der Kammern von nur $7 \cdot 10^{-4}$ Strahlungslängen lediglich 1 bis 2 g zu betragen hat. Die in Tests gemessene Auflösung beträgt $150\text{ }\mu\text{m}$ bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 97.5 % für Drähte und 98.7 % für Strips.
3. Einem System von Streamer-Röhren, die eine Querschnittsfläche von $1.75 \times 1.75\text{ cm}^2$ aufweisen und in zwei Lagen zu je 192 Stück im Abstand von 58.2 und 60.0 cm vom Detektor-Zentrum entfernt sind. Ausgelesen werden die Röhren in Gruppen von je drei Modulen durch einen schnellen TDC, der es erlaubt, die z-Koordinate der Teilchenspuren on-line mit einer Auflösung von 1 cm zu bestimmen.
4. Einer Teilchen Identifikations (PID) - Struktur [15], die aus einem in 32 Sektoren unterteilten Hohlzylinder mit einem Innenradius von 65 cm besteht, in der jeder Sektor von einem zwischen zwei Szintillatoren liegenden Schwellen-Cherenkov-Zähler ausgefüllt wird. Die trapezförmigen Cherenkov-Zähler sind aus 2 mm dicken UV-durchlässigen Polymethyl-Methacrylate (PMMA)-Platten gefertigt und weisen eine Querschnittsfläche von $12.5 \times 8.0\text{ cm}^2$ auf. Als Radiator dient flüssiges C_6T_{14} , das einen Brechungsindex von 1.26 im sichtbaren Bereich aufweist und mit 2,5-Diphenyl-Oxazole (PPO) in einer Konzentration von 20 mg/l als Wellenlängenschieber versetzt ist. Ausgelesen werden die Cherenkovs an jedem Ende mit zwei Photomultipliern. Insgesamt ermöglicht die PID-Struktur die $\pi^\pm K^\mp$ -Separation, eine Multiplizitäts - Bestimmung des

Endzustandes und mit Hilfe der Szintillationszähler eine Flugzeit-Messung der Teilchen mit einer Auflösung im Bereich von 180-200 ps.

4.5 Bestimmung der Zerfallseigenzeit

Die Zerfallseigenzeit lässt sich aus der Kenntnis des K^0 -Zerfallspunktes und des K^0 -Impulses bestimmen. Die Rekonstruktion des Zerfallsvertex selbst wird im Falle eines geladenen Endzustandes durch eine Spurverfolgung der geladenen Zerfallsprodukte des Kaons erreicht und im Falle eines neutralen Kaonen-Endzustandes durch ein aufwendiges Vertexfit-Verfahren bewerkstelligt. Der K^0 -Impuls, der für die Vertexrekonstruktion mit einer Genauigkeit von wenigen % bekannt sein muss, lässt sich bei Kenntnis des Impulses des $K^\pm\pi^\mp$ Paares berechnen.

Die Abb. 4.1 zeigt wie der Detektor mit allen Komponenten aussehen wird.

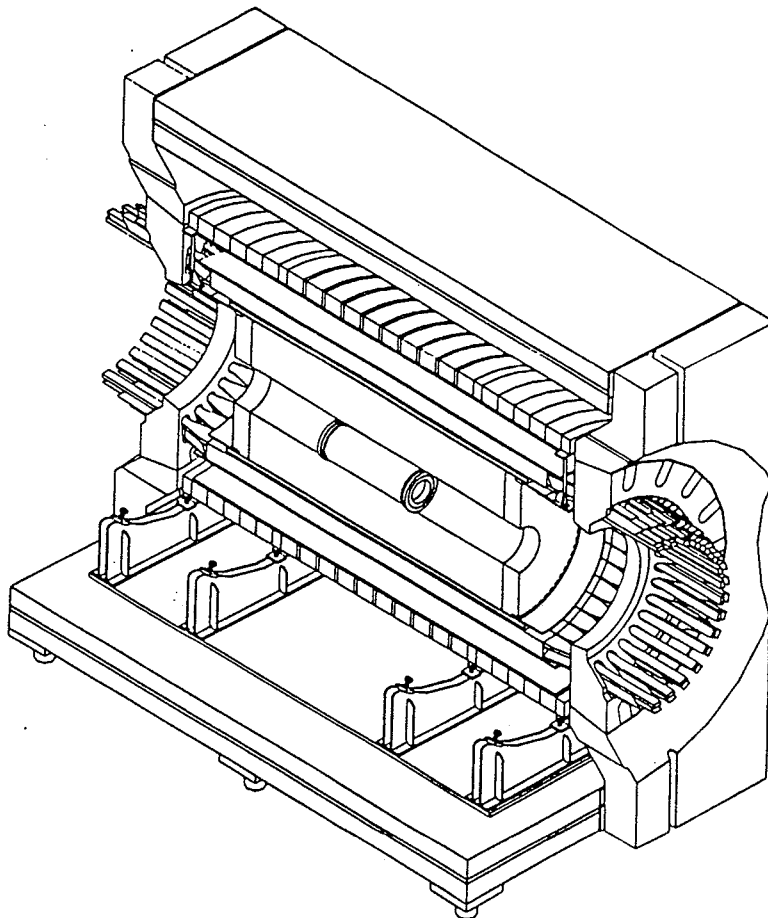


Abbildung 4.1: Bild des CP-LEAR-Detektors

Kapitel 5

Elemente des Kalorimeter-Baus

5.1 Grundlagen der Kalorimetrie

Die Hauptaufgabe von Schauerdetektoren ist die Bestimmung der Energie des primär auf den Detektor treffenden Teilchens. Grundlage für den Nachweis und die Energiebestimmung von Photonen ist das Zusammenspiel von Paarproduktion und Bremsstrahlung, das in einem multiplikativen und energieaufteilenden Produktionsprozess zu einer Kaskade von Elektronen, Positronen und Photonen führt. Ist die primär vorhandene Energie so weit auf die einzelnen Schauerteilchen aufgeteilt, dass deren Energie unter 100 MeV beträgt, so gewinnen die Wechselwirkungen mit Hüllenelektronen an Bedeutung. Im einzelnen sind dies die folgenden Prozesse :

- Coulomb-Vielfachstreuung
- Møller-Streuung
- Bhaba-Streuung
- Compton Streuung
- Photoeffekt
- Zwei Photonen Annihilation

Abb. 5.1 zeigt den Verlauf der Wirkungsquerschnitte für die oben aufgeführten Prozesse als Funktion der Energie.

Da die Schauerentwicklung durch die Vielzahl der beteiligten Prozesse ein äusserst komplexer Vorgang darstellt und nur wenige Aspekte der Schauerausbreitung analytisch beschrieben werden können, lassen sich quantitative Schauer-Untersuchungen nur durch Simulationsrechnungen bewerkstelligen. Die Güte dieser Rechnungen hängt davon ab, wie exakt die Simulation der physikalischen Prozesse durchgeführt wird und wie genau die Geometrie der Materie, in der sich die elektromagnetischen Kaskaden ausbreiten, modelliert werden kann.

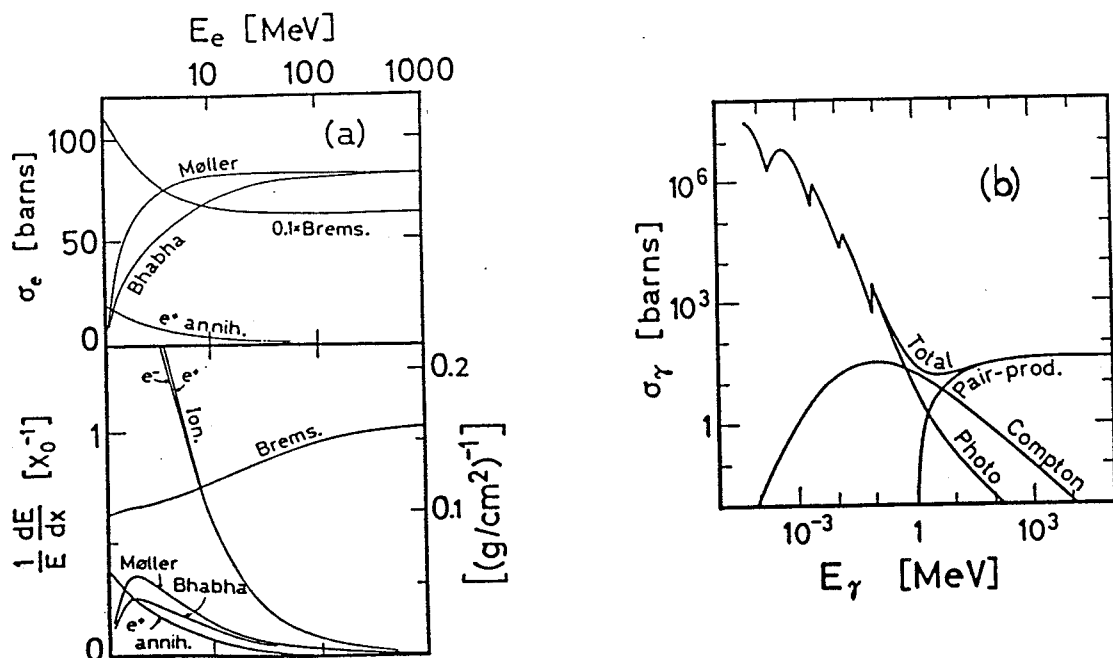


Abbildung 5.1: Wirkungsquerschnitte der für die Schauerentwicklung relevanten elektromagnetischen Prozesse für Blei a) für Elektronen und b) für Photonen

Die für die Ausbreitung eines Schauers relevanten Grössen sind:

- Strahlungslänge

Sie ist strenggenommen nur definiert für relativistisch hohe Elektronenenergien und verliert ihre Bedeutung für niederenergetische Teilchen. Man definiert sie als diejenige Distanz, die ein Elektron durchdringen muss, bis es 68 % seiner Energie abgestrahlt hat:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z(Z+1)\rho N_A}{A} r_e^2 \alpha \log\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right).$$

- Kritische Energie

Die Kritische Energie ist eine Materialkonstante und wird definiert als die Elektronenenergie, bei der die Strahlungsverluste gleich den Kollisionsverlusten werden, dh., sie bezeichnet den Energiebereich, bei dem die Wirkungsquerschnitte für Paarproduktion und Bremsstrahlung unter diejenigen der Ionisation, Møller, Bhaba und Comptonstreuung fallen. Es gilt nach [16]:

$$\epsilon_c \approx \frac{550}{Z} \text{ [MeV]}, \quad Z > 13.$$

- Molière-Radius

Der Molière Radius beschreibt die laterale Dimension eines Schauers, die sich in einen energiedichten, inneren Kern und eine haloartige, energiearme Region unterteilen lässt. Die laterale Ausbreitung der inneren Komponente ist hauptsächlich durch die Vielfachstreuung bedingt, während der Halo durch Photonen nicht allzu hoher Energie gebildet wird, die sich weiter von der Schauerachse entfernen können. Für den Molière-Radius gilt die empirische Relation:

$$R_M = \frac{E_s}{X_0} [g/cm^2], \quad \text{mit } E_s = 21 \text{ MeV}.$$

Definieren wir die Kernregion als einen Zylinder um die Schauerachse, in dem 95 % der gesamten Schauerenergie deponiert ist, so ergibt sich für dessen Radius:

$$R(95\%) \approx 2R_M \approx \frac{42 \text{ MeV}}{\epsilon_c} X_0 [g/cm^2].$$

Die Tatsache, dass der Molière-Radius klein ist - in der Grössenordnung von cm - ist von zentraler Bedeutung für das Ortsauflösungsvermögen von elektromagnetischen Kalorimetern. Mit genügend segmentierten Geräten lassen sich dadurch Auflösungen im mm-Bereich realisieren.

- "Cut-off energy"

Im Allgemeinen erreichen die geladenen Teilchen, während sie abgebremst werden, einen Energiewert, unterhalb dem sie nicht mehr nachgewiesen werden können. Diese Nachweisschwelle wird als "cut-off" Energie E_c bezeichnet.

Eine Zusammenstellung der in dieser Arbeit verwendeten Materialkonstanten ist in Tabelle 5.1 zu finden.

Tabelle 5.1:

Material	$X_0 [cm]$	$X_0 [g/cm^2]$	$\epsilon_c [MeV]$
Ar (flüssig)	14.0	19.55	35
Al	8.9	24.01	51
Pb	0.56	6.37	6.9
Cu	1.43	12.86	24.8
NaI	2.59	9.49	17.4
Luft	30050	36.66	102
H_2O	36.1	36.08	92
Isobuthan C_4H_{10}	16930	45.2	
Polystyrene	30050	36.66	109

5.2 Energiemessung mit Kalorimetern

Die Energiemessung mit Kalorimetern beruht darauf, dass die beim Prozess der Schauerausbreitung entstehenden Sekundärteilchen ihre Energie letztlich nur durch Anregung und Ionisation von Atomen und Molekülen verlieren können und dadurch die Gesamtenergie der Kaskade weitgehend entlang den Bahnen von Elektronen und Positronen deponiert wird. Da die geladenen Teilchen eines elektromagnetischen Schauers wegen ihrer kleinen Masse schon bei niedrigen Energien relativistisch sind und der inelastische Stosswirkungsquerschnitt für relativistische Teilchen nur eine schwache Energieabhängigkeit zeigt, ergibt sich eine zum zurückgelegten Weg weitgehend proportionale Energiedeposition. Könnten Elektronen und Positronen bis zu dem Punkt nachgewiesen werden, wo sie ihre ganze kinetische Energie verloren haben, so ergäbe sich die Summe der Spurlängen der geladenen Teilchen (fortan Spurlängensumme T genannt) näherungsweise aus dem materialabhängigen dE/dx für Elektronen:

$$T = \frac{E}{dE/dx}.$$

Benützt man die Identität $(\frac{dE}{dx})_{Min} = \epsilon_c/X_0$ [16], so gilt :

$$T = \frac{E}{\epsilon_c} X_0.$$

Diese Beziehung ist es, die die Energie des die Kaskade auslösenden Teilchens mit der Spurlängensumme aller im Schauer entstehenden Teilchen verknüpft und dadurch die Kalorimetrie ermöglicht.

Da die Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers ein statistischer Prozess ist, kann in bezug auf die Energieauflösung eines Kalorimeters gesagt werden, dass sie letztlich durch statistische Fluktuationen der Teilchenzahl im Schauer limitiert wird. Die optimal erreichbare Auflösung, auch intrinsische Auflösung genannt, wird mit einem idealen Detektor dann erreicht, wenn die gesamte Energie des einfallenden Teilchens im Detektor deponiert werden kann. Experimentell versucht man dies durch möglichst grosse, ganz aus einem aktiven Material bestehende Detektoren (homogene Kalorimeter) zu realisieren. Es ist hier wichtig, sich daran zu erinnern, dass die nachweisbare Spurlänge durch eine endlich grosse "cut-off-energy" beträchtlich verringert werden kann. Im Falle von Pb-Glas, bei dem nur geladene Teilchen mit einer kinetischen Energie $E_{Kin} > 0.5$ MeV Cerenkov-Licht emittieren, führt dies zu einer Reduktion der Spurlängensumme um 12% [17]. In anderen Materialien wie zum Beispiel NaI- oder BGO-Kristallen können jedoch Elektronen und Positronen bis in den keV-Bereich nachgewiesen werden. Die Tabelle 5.2 zeigt eine Zusammenstellung von Energieauflösungen, wie sie sich mit gängig verwendeten homogenen Kalorimetern erreichen lassen.

Tabelle 5.2:

Material	$\sigma(E)/E$	Energiebereich	Referenz
NaI(Tl)	$2.8\% E^{1/4}$	100-500 MeV	[18]
BGO	$0.4\% E^{1/2}$	100 MeV	[19]
Pb-Glas (SF6)	$3.6\% E^{1/2}$	2-17.5 GeV	[20]
Szint.Glas	$2.0\% E^{1/2}$	1-25 GeV	[21]

Da sich homogene Kalorimeter oft aus verschiedenen Gründen nicht realisieren lassen, bedient man sich oft sogenannter Sampling-Kalorimeter.

5.3 Sampling-Kalorimeter

Dies ist ein Typ von Kalorimeter, der alternierend aus Schichten passiven und aktiven Materials, d.h., Schichten, die eine möglichst hohe Konversion bewirken, und Schichten, die die geladenen Teilchen nachweisen, aufgebaut ist. Die Wechselwirkung der geladenen Teilchen in der aktiven, nachweisenden Schicht geben dann ein

stichprobenartiges Bild des Schauers in verschiedenen Tiefen wieder. Die Energiedeposition in diesen Schichten stellt nur einen kleinen, im Mittel aber konstanten Anteil an der totalen Energiedeposition des Schauers dar. Dieser Anteil ist in erster Näherung durch das Massen-Verhältnis von aktivem zu passivem Material im Kalorimeter gegeben. Für Sampling-Kalorimeter, die flüssige oder feste Nachweisschichten besitzen, beträgt er 1 - 10 %, für Gas-Sampling-Kalorimeter ist er in der Größenordnung von 10^{-4} .

Je nach dem Ausleseprinzip unterscheidet man allgemein zwei Typen von Sampling-Kalorimetern:

- Digitale Sampling-Kalorimeter

Das digitale Samplingkalorimeter registriert nur die Anzahl Schauerteilchen, die eine Nachweisschicht durchqueren.

- Analoge Sampling-Kalorimeter

Das analoge Sampling-Kalorimeter liefert neben der Teilchenzahl noch ein energieproportionales Signal.

Vernachlässigt man die Wechselwirkungen von Schauerteilchen in den Nachweisschichten, so sind die Spurlängen in diesen Schichten nur durch die Auftreffwinkel und die Schichtdicken bestimmt. Für analog arbeitende Kalorimeter ist das mittlere Signal unabhängig von den Winkeldivergenzen der Schauerteilchen und direkt proportional zur Spursumme der geladenen Teilchen im Konverter. Dieser Sachverhalt erklärt sich dadurch, dass für schräg auf das Kalorimeter einfallende Teilchen die Konverterschichten länger sind, wodurch zwar einerseits weniger Nachweisschichten durchquert werden, andererseits dies aber gerade durch längere Wegbahnen in den Nachweisschichten kompensiert wird. Bei digital ausgelesenen Sampling-Kalorimetern ist eine deutliche Winkelabhängigkeit zu erwarten, weil sich für verschiedene Einschusswinkel andere effektive Spurlängen ergeben (siehe Abb. 5.2).

5.3.1 Zum Auflösungsvermögen von Sampling-Kalorimetern

Die Auflösung von Sampling-Kalorimetern wird im wesentlichen durch drei Beiträge bestimmt:

- Sampling-Fluktuationen

Als Sampling-Fluktuationen bezeichnet man die Fluktuationen in der Anzahl der Elektronen und Positronen beim Durchqueren aktiver Schichten. Bezeichnen wir wiederum mit T die gesamte Spurlänge und mit d den Abstand zweier Nachweisebenen, so ist die Anzahl N der Kreuzungen von Teilchenbahnen mit den Nachweisebenen gegeben durch $N = T/d$ bzw. durch:

$$N = F(\xi) \frac{EX_0}{\epsilon_c d},$$

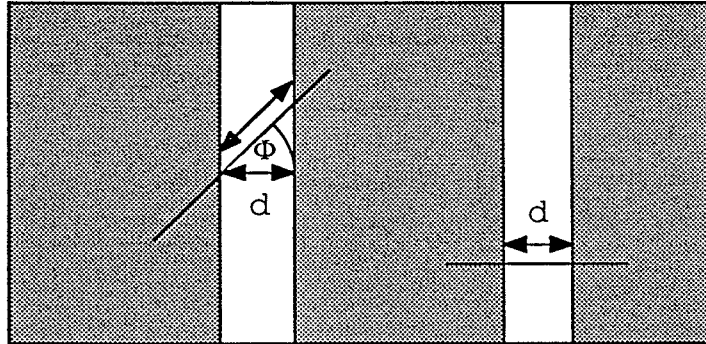


Abbildung 5.2: Zur Winkelabhängigkeit von effektiven Spurlängen

wobei die Funktion F die Spurlängenreduktion beschreibt, die durch eine "cut-off"-Energie $E_c > 0$ entsteht. Unter der Voraussetzung, dass die einzelnen Ereignisse unabhängig voneinander sind und ihre Zahl einer Normalverteilung folgt, ergibt sich als Begrenzung durch Sampling-Fluktuationen die Energieauflösung:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{samp}} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} = K \frac{\sqrt{\epsilon_c [\text{MeV}] d}}{F X_0 E [\text{GeV}]}.$$

- Spurlängenfluktuationen

In Sampling Kalorimetern, die Absorberschichten mit hohem Z verwenden, können niederenergetische Elektronen unter Winkeln von 90 Grad zur Schauerachse lange Wegstrecken zurücklegen und dann grosse Fluktuationen in der Energiedeposition verursachen.

- Landaufklutuationen

Die Energieverlustverteilung eines minimumionisierenden Teilchens ist nicht symmetrisch zum wahrscheinlichsten Energieverlustwert. Ionisationsprozesse mit besonders hohen Energieüberträgen (δ -Elektronen) führen zur Bildung eines Schwanzes in der Energieverlustverteilung und die Fluktuationen (Landaufklutuationen) [22] in diesen Prozessen zu einer Verbreiterung der Energieauflösung.

Vergleicht man digital ausgelesene mit analog ausgelesenen Kalorimetern, so haben digital ausgelesene neben der viel einfacheren Auslese-Elektronik den Vorteil, dass

Spurlängen- und Landaufschwankungen viel weniger zur Energieauflösung beitragen. Die Abb. 5.3 zeigt die in einer Monte-Carlo-Simulation [23] berechneten Beiträge der Sampling-, Spurlängen- und Landaufschwankungen zur relativen Energieauflösung eines aus Pb-Konvertern und Proportionalzählern aufgebauten Schauerszählers.

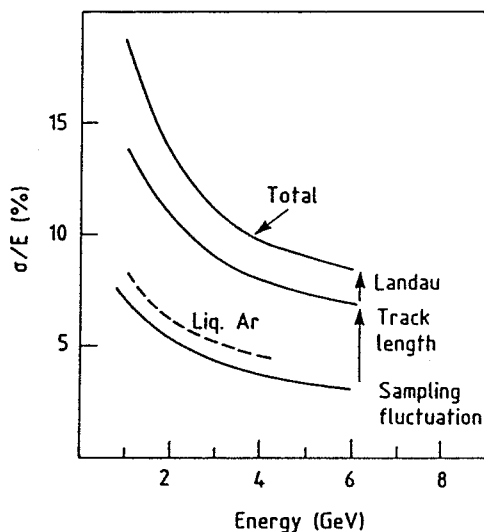


Abbildung 5.3: Monte-Carlo-Simulation der Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters

Ein Nachteil von digitalen Kalorimetern ist allerdings, dass sie bei Energien über einigen GeV sättigen, da sie bei höheren Teilchendichten individuelle Spuren nicht mehr auflösen vermögen. Ferner gestaltet sich in den Fällen, in denen das Kalorimeter zu einer Teilchenidentifikation herangezogen werden soll, diese meist als schwieriger als bei analog ausgelesenen Kalorimetern, bei denen die Pulshöhe weitere Information liefert.

Vergleicht man die experimentell gemessenen Auflösungen von verschiedenen Sampling-Kalorimetern, so liegen diese im Bereich von 15 – 30%. Die Tabelle 5.3 zeigt eine Zusammenstellung von Energie-Auflösungen, wie sie von mittels Drahtkammern ausgelesenen Sampling-Kalorimetern verschiedener Konverter-Dicke X erreicht werden.

5.4 Simulation elektromagnetischer Schauer

Die Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers ist ein stochastischer Prozess und als solcher mittels eines Modells auf dem Computer simulierbar ¹. Das Modell

¹Die ersten Rechnungen im Zusammenhang mit dieser Arbeit wurden mit Hilfe der Programmpakete EGS3, einer "pre-release" Version von EGS4 [28] und GEANT3 [29] durchgeführt. Nachdem

Tabelle 5.3:

Konversions Ebene $[X/X_0]$	Total X_0	$\sigma(E)/E$	Referenz
0.90	13.0	$0.12/\sqrt{E}$	[24]
0.50	18.0	$0.17/\sqrt{E}$	[25]
0.23	13.5	$0.15/\sqrt{E}$	[26]
0.50	17.0	$0.162/\sqrt{E}$	[27]

muss den Transport und die Wechselwirkung von Photonen und geladenen Teilchen in Materie beschreiben können und über eine Datenbank verfügen, die Aufschluss gibt über Anzahl, Art, Energie und Ort der im Schauer vorhandenen Teilchen.

Die eigentliche Simulation von Transport und Wechselwirkung eines Teilchens in Materie kann in folgende Teilpunkte zerlegt werden:

1. Berechnung der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Teilchen in einem bestimmten Medium wechselwirkt.
2. Transport des Teilchens zum Wechselwirkungspunkt und gleichzeitige Überprüfung, ob eine Wechselwirkung infolge eines allfälligen Energieverlustes beim Transport nicht schon früher erfolgen muss.
3. Erzeugung von Sekundärteilchen bei der Wechselwirkung.

Im folgenden seien die einzelnen Punkte näher diskutiert:

5.4.1 Wechselwirkung von Teilchen

Für ein in Materie sich fortbewegendes Teilchen ist die mittlere Distanz bis zur nächsten Wechselwirkung gegeben durch seine mittlere freie Weglänge λ . λ ist definiert durch:

$$\lambda_M = \frac{M}{N_A \rho \sigma_M},$$

wobei N_A die Avogadro-Zahl, M das Molekulargewicht, ρ die Material-Dichte und σ_M den totalen Wirkungsquerschnitt bezeichnet.

Da λ sowohl von der Energie des Teilchens als auch vom Medium abhängt, in dem es sich befindet, ist die Zahl mittlerer freier Weglängen N_λ , die es bis zum nächsten Wechselwirkungspunkt zurückzulegen gilt, gegeben durch :

$$N_\lambda = \int_0^{x_0} dx / \lambda(x),$$

wir für eine Kalorimeter-Konfiguration die Kompatibilität von EGS3 und GEANT3 nachgewiesen hatten, verwendeten wir, um Nutzen aus den für GEANT3 vorliegenden Geometrie- und Graphik-Routinen zu ziehen, ausschliesslich das Programm GEANT3 (siehe dazu auch [30]).

wobei x_0 den Wechselwirkungspunkt bezeichnet.

Für die Wahrscheinlichkeit $p_i(x)$, dass ein Partikel beim Durchqueren einer Materieschicht der Dicke dx durch den Prozess P_i mit der Materie wechselwirkt erhält man :

$$p_i(x)dx = \Sigma_{M_i} e^{\Sigma_{M_i} x} dx ,$$

wobei $\Sigma_{M_i} = 1/\lambda_i$ als makroskopischen Wirkungsquerschnitt für den Prozess P_i bezeichnet wird.

Die kumulative Häufigkeitsverteilung $P_i(x)$ definiert durch:

$$P_i(x) = \int_0^{x_0} p_i(x) dx$$

gibt die Wahrscheinlichkeit $P_i(x)$ für das Vorkommen eines Prozesses i innerhalb einer Distanz x an; man erhält :

$$P_i(x) = 1 - e^{-x} ,$$

so dass für ein x_0 gilt :

$$P_i(x_0) = \xi , \quad \text{mit} \quad 0 < \xi < 1 .$$

Diese Beziehung wird nun benutzt, um die Distanz zum nächsten Wechselwirkungspunkt für den Prozess i zu berechnen. Erzeugt man mittels eines Zufallszahlengenerators Zufallsvariable ξ , so ist die Distanz x_0 bis zum nächsten Wechselwirkungspunkt gegeben durch :

$$x_0 = -\ln(1 - \xi)$$

Die wirklich verwendete Schrittlänge ist gegeben als kleinste obere Schranke aus allen im Modell berücksichtigten Prozessen i .

5.4.2 Transport von Teilchen in GEANT

Als Transport bezeichnen wir die schrittweise Integration der Bewegungsgleichungen eines Teilchens, unter Berücksichtigung seiner Eigenschaften (Masse, Ladung, Lebensdauer) und der möglichen Wechselwirkungen mit der das Teilchen umgebenden Materie. Der Transport von Photonen ist einfacher zu simulieren als der geladener Teilchen, weil die den Photonen zugänglichen Prozesse kleine Wirkungsquerschnitte aufweisen und somit jede Wechselwirkung als diskreter Prozess betrachtet werden kann, von denen pro Integrationsschritt höchstens einer simuliert zu werden braucht, während für geladene Teilchen Ionisationsverluste und Vielfachstreuung bei jedem Schritt berücksichtigt werden müssen.

Die Integrationsschrittweite wird bestimmt durch folgende materialabhängigen Parameter, die in GEANT bezeichnet sind mit :

1. STMIN, minimale Schrittlänge mit der Ionisationsverluste und Vielfachstreuung berechnet werden.
2. EPSIL, Genauigkeit, mit der Materialgrenzen überschritten werden.
3. TMAXFD, maximaler Ablenkwinkel im Magnetfeld pro Integrationsschritt.
4. DEEMAX, maximaler Energieverlust in % durch Ionisation.
5. DMAXMS, maximale Transportdistanz in einem Schritt für Vielfachstreuung (siehe nachfolgende Diskussion).

Exemplarisch für die Transport-Modellierung sei der Transport-Algorithmus von Photonen beschrieben, der folgende Schritte beinhaltet:

1. Berechnung von λ am momentanen Aufenthaltsort des Photons.
2. Berechnung der effektiven Wegdistanz $t_1 = \lambda N_\lambda$, die es zurückzulegen gilt.
3. Berechnung der Distanz d zur nächsten Materialgrenze in Flugrichtung des Photons.
4. Bestimmung von $\Delta r = \min(t_1, d)$ und Berechnung der neuen Ortskoordinaten im Abstand Δr von den alten Koordinaten.
5. Falls $\Delta r = t_1$, simuliere die Wechselwirkung und verlasse die Transport-Routine.
6. Falls eine Geometriegrenze erreicht wurde ($\Delta r = d$), entscheide, ob die neue Region aus einem neuen Material besteht. Für neues Material gehe zu Schritt 1, ansonsten zu Schritt 2.

In der folgenden Tabelle 5.4 ist eine Zusammenfassung der von uns bei den Simulationen verwendeten Materialien mit den für sie verwendeten Parameter-Werten angegeben:

Tabelle 5.4:

Material	STMIN	EPSIL	TMAXFD	DEEMAX	DMAXMS
Gase	0.10 cm	0.01 cm	10.0°	20%	0.50 cm
Festkörper	0.05 cm	0.0005 cm	10.0°	0.01%	0.05 cm

5.4.3 Die simulierten Prozesse

1. Bremsstrahlung

Für den Prozess der Bremsstrahlung existieren verschiedene Näherungen, von denen jede ihren beschränkten Gültigkeitsbereich aufweist. GEANT benutzt eine durch Synthese der verschiedenen Näherungen gewonnene Tabellierung der differentiellen Bremsstrahlungswirkungsquerschnitte $d\sigma/dk$ für Photonen im Energiebereich zwischen 1 keV und 10 GeV. Der totale Wirkungsquerschnitt wird durch einen Fit einer semiempirischen Formel an die tabellierten Werte errechnet [31]. Die Winkel unter denen das Photon vom abstrahlenden Elektronen emittiert wird, werden für die azimuthalen Ablenkungen aus einer isotropen Winkelverteilung zufallsmässig gezogen, während der Polarwinkel durch den mittleren Wert $\Theta = m/E$ gegeben ist.

2. Comptonstreuung

Zur Bestimmung der Photonenenergie wird die Klein-Nishina-Formel verwendet.

3. Photoeffekt

GEANT benutzt für den totalen Photonenwirkungsquerschnitt einen empirischen Fit an die Daten von Storm und Israel. Der verwendete Fit erstreckt sich über 301 Datenpunkte in einem Energiebereich von 10 keV bis zu 50 MeV. Für die simulierten Wechselwirkungen werden Photonen mit der Energie $E = E_\gamma - E_k(Z) + m$ (mit $E_k(Z)$ wird die Bindungsenergie der K -, L_I - und L_{II} -Schale bezeichnet) erzeugt, die die gleiche Flugrichtung aufweisen wie das der Wechselwirkung unterliegende Photon.

4. δ -Elektronen

Der totale und differentielle Wirkungsquerschnitt werden aus den Wirkungsquerschnitten für Møller- und Bhaba-Streuung bestimmt. Der Azimutwinkel der Elektronen ist bezüglich der Richtung der einfallenden Teilchen-Richtung isotrop verteilt, während sich der Polarwinkel aus der Energie-Impuls-Erhaltung ergibt.

5. Energieverlust durch Ionisation

Die Berechnung des Energieverlustes geladener Teilchen geschieht mit einer von Sternheimer modifizierten Bethe-Bloch-Formel, die den Dichteeffekt mit einbezieht. Ebenfalls implementiert sind Schalenkorrekturen (aufgrund vernachlässigbarer Wahrscheinlichkeit von Stößen mit Elektronen innerer Schalen), in einer semi-empirischen Form, wie sie von Barkas [32] stammt.

6. Vielfachstreuung

Die Abweichung von der geradlinigen Bewegung geladener Teilchen infolge der Vielfachstreuung kompliziert ihre Transportsimulation ganz wesentlich. Für die Modellierung der Vielfachstreuung verwenden wir bei all unseren Simulationen die Vielfachstreu-Theorie von Molière in der Form, wie sie von Bethe [33] formuliert wurde. Da die laterale Dimension eines Schauers im wesentlichen durch die Vielfachstreuung verursacht wird, soll der für die Simulation niederenergetischer Schauer in Kalorimetern mit dünnen Konverter Schichten wesentliche Punkt hervorgehoben werden.

Tritt ein Elektron rechtwinklig auf eine Materieschicht der Dicke s , so weist das Teilchen nach dem Zurücklegen einer effektiven Weglänge t beim Verlassen der Schicht eine laterale Verschiebung Δx und Δy auf (siehe Abb. 5.4).

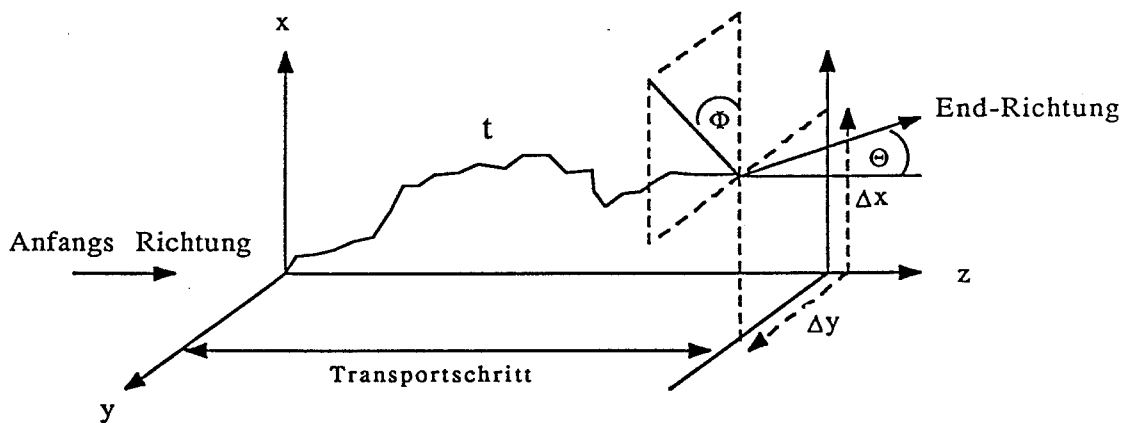


Abbildung 5.4: Zur Definition des für die Simulation der Vielfachstreuung relevanten Parameters DMAXMS.

Um die Vielfachstreuung zu simulieren, wird die Weglänge zwischen zwei Wechselwirkungen in kleine Schritte aufgeteilt. Der Transport der geladenen Teilchen erfolgt dabei geradlinig entlang dieser Wegsegmente, wobei die Streuung durch eine Richtungsänderung entsprechend der Winkelverteilung der Vielfachstreuung am Ende des Wegsegmentes berücksichtigt wird. Vernachlässigt

werden bei diesem Algorithmus die lateralen Verschiebungen Δx und Δy . Um den Fehler, der bei einer derartigen Approximation entsteht, möglichst klein zu halten, muss der Parameter DMAXMS, der die Länge der Wegsegmente beschreibt, möglichst klein gewählt werden. Es zeigt sich, dass dieser Parameter bei weitem der empfindlichste Parameter bei der Simulation von Sampling-Kalorimetern dünner Schichten ist.

Kapitel 6

Das CP-LEAR-Kalorimeter

6.1 Zielsetzung

Ziel dieses Kapitels ist es, eine Zusammenfassung derjenigen Überlegungen zu geben, die uns zur Wahl eines Sampling-Kalorimeters geführt haben.

6.2 Das Anforderungsprofil

Die für die Vermessung der Asymmetrie notwendige Identifizierung des Endzustandes und die dazugehörige Bestimmung der Zerfallseigenzeit wird bei den neutralen Zerfallskanälen dadurch kompliziert, dass die beim Zerfall des neutralen Kaons entstehenden π^0 nicht direkt, sondern nur über ihre Zerfallsprodukte, die γ -Quanten beobachtbar sind.

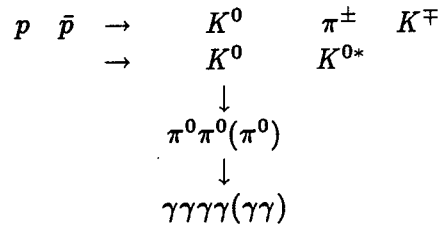
Ein elektromagnetisches Kalorimeter, das die Energie, die Auftreffpunkte und allenfalls die Richtung der γ -Quanten misst, liefert diejenigen Daten, mittels denen ein Rekonstruktionsverfahren den Zerfallsvertex und damit die Zerfallszeit des neutralen Kaons zu bestimmen vermag.

Demzufolge muss ein Kalorimeter entwickelt werden,

- dessen Orts- und Energieauflösung den vom Rekonstruktionsverfahren für das Erreichen einer bestimmten Zeitauflösung gestellten Anforderungen entspricht;
- dessen Nachweiswahrscheinlichkeit im vorliegenden Energiebereich möglichst gross ist;
- das möglichst einfach erlaubt, die Photonen-Multiplizität zu bestimmen;
- das maximal eine Dicke von 20 cm aufweist, um innerhalb eines bestehenden Spektrometer-Magneten (DM2-Magnet [34]) Platz zu finden;
- das finanziell durch die Kollaboration noch tragbar ist.

6.3 Der Nachweisbereich des Kalorimeters

Um den notwendigen Nachweisbereich des Kalorimeters zu ermitteln, wurde der Produktions- und Zerfallsprozess der neutralen Kaonen in seine neutralen Endzustände mittels der Monte-Carlo Methode simuliert. Total wurden 5000 Annihilationen



in einem Zylinder von 2.5 m Länge erzeugt.

Mittels Schnitten auf die Transversal Impulse der geladenen Kaonen und Pionen wurden Ereignisse mit $p_T(K^\pm) \leq 250 \text{ MeV}/c$ und $p_T(\pi^\mp) \leq 120 \text{ MeV}/c$ aus dem Sample entfernt. Ferner wurden Ereignisse verworfen, bei denen ein oder mehrere Photonen durch die Stirnflächen des Kalorimeter-Zylinders entweichen.

Die Abb. 6.1 zeigt die Spektren der in der Annihilation $p\bar{p} \rightarrow K^0 \pi^\pm K^\mp \rightarrow \pi^0 \pi^0$ entstandenen Reaktionsprodukte vor der Anwendung der p_T -Schnitte.

Durch Sortieren der γ -Quanten entsprechend ihrer Energie, lässt sich die mittlere Energie für jedes der 4 bzw. 6 Photonen bestimmen. Den Tabellen 6.1 und 6.2 und den Abbildungen 6.2 und 6.3 kann die mittlere Energie der energiesortierten γ -Quanten bzw. deren Verlauf entnommen werden.

Tabelle 6.1:

Mittlere Photonen-Energie beim $\pi^0 \pi^0$ -Zerfall	
γ mit niedrigster Energie	60 [MeV]
γ mit 2. niedrigster Energie	111 [MeV]
γ mit 2. höchster Energie	184 [MeV]
γ mit höchster Energie	318 [MeV]

Den Tabellen 6.1, 6.2 und den Abbildungen 6.2, 6.3 kann wohl der Energiebereich entnommen werden, den das Kalorimeter zu überdecken hat, nicht aber, wie sich die Nachweisschwelle eines Kalorimeters auf die totale Nachweiswahrscheinlichkeit von K^0 -Zerfällen auswirkt. Unterwerfen wir die Spektren der einzelnen Photonen verschiedenen Energie-Schnitten, so können wir den Spektren entnehmen, wie gross die Nachweiswahrscheinlichkeit für die einzelnen energiesortierten Photonen in jedem dieser Fälle ist. Aufmultiplikation der 4 bzw. 6 Nachweiswahrscheinlichkeiten liefert dann die Wahrscheinlichkeit, mit der das Kalorimeter einen K^0 -Zerfall nachweisen kann, bei dem die in den π^0 -Zerfällen entstandenen 4 bzw. 6 Photonen die Kalorimeterwände getroffen haben.

Tabelle 6.2:

Mittlere Photonen-Energie beim $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Zerfall	
γ mit niedrigster Energie	46 [MeV]
γ mit 2. niedrigster Energie	64 [MeV]
γ mit 3. niedrigster Energie	84 [MeV]
γ mit 3. höchster Energie	109 [MeV]
γ mit 2. höchster Energie	139 [MeV]
γ mit höchster Energie	196 [MeV]

Die Tabellen 6.3, 6.4 zeigen die Nachweiswahrscheinlichkeiten inklusive der geometrischen Akzeptanz unter Anwendung verschiedener Schnittbedingungen für den $\pi^0\pi^0$ -Zerfall und $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Zerfall.

Tabelle 6.3:

$\pi^0\pi^0$ -Zerfall			
Energie-Schnitt	20 [MeV]	30 [MeV]	50 [MeV]
γ mit niedrigster Energie	93 %	84%	57%
γ mit 2. niedrigster Energie	99.7%	99.3%	92.5%
γ mit 2. höchster Energie	100%	100%	100%
γ mit höchster Energie	100%	100%	100%
Total	92.7%	83.4%	53.7%

Tabelle 6.4:

$\pi^0\pi^0\pi^0$ -Zerfall			
Energie-Schnitt	20 [MeV]	30 [MeV]	50 [MeV]
γ mit niedrigster Energie	97 %	86%	23%
γ mit 2. niedrigster Energie	100%	100%	69%
γ mit 3. niedrigster Energie	100%	100%	95%
γ mit 3. höchster Energie	100%	100%	100%
γ mit 2. höchster Energie	100%	100%	100%
γ mit 1. höchster Energie	100%	100%	100%
Total	97%	86%	15%

Den bisherigen Untersuchungen entnehmen wir, welche γ -Energien das Kalorimeter nachzuweisen hat und wie sich verschiedene Energie-Nachweisschwellen auf die

K^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit auswirken würden. Wir wollen uns nun weiter eine Vorstellung davon vermitteln, wie sich die Zeitauflösung auf die zu messende Asymmetriefunktion auswirkt und dann mit Hilfe des Rekonstruktionsverfahrens, das die Eigenzeit des K^0 -Zerfalls liefert, herausfinden, wie die verschiedenen Messgrößen, die in den Rekonstruktionsalgorithmus eingehen gewichtet und dadurch die Qualität der Zeitauflösung beeinflusst werden. Wir werden dann im darauf folgenden Abschnitt das Rekonstruktionsverfahren als Vertex-Fit formulieren und dann mittels eines iterativen Verfahrens lösen. Da für die zeitabhängigen Asymmetrien für jeden Zerfall die Zerfallseigenzeit bestimmt werden muss, ist der Bedarf an Rechenzeit, der durch den Vertex-Fit anfällt, enorm. Um diese zu minimisieren und die Präzision des Rekonstruktionsalgorithmus zu erhöhen, wurde deshalb das Problem vollständig analytisch gelöst.

6.4 Der Einfluss der Zeitauflösung auf die Asymmetrie

Die Qualität, mit der unsere Parameter aus den Asymmetriefunktionen $A(t)$ extrahierbar sind, hängt bei Verwendung der zeitabhängigen Methode wesentlich davon ab, mit welcher Auflösung die Asymmetriefunktionen gemessen werden können. Messbar sind nicht direkt die Funktionen $A(t)$, sondern nur Funktionen $\hat{A}(t)$, die sich als Faltungen der wahren Asymmetriefunktionen $A(t)$ mit Funktionen $K(t, \tau)$ darstellen lassen, die die endliche Auflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors beschreiben.

$$\hat{A}(t) = \int K(t - \tau) A(\tau) d\tau.$$

Um eine Vorstellung vom Einfluss der Zeitauflösung auf die Genauigkeit zu gewinnen, mit der sich die neutralen CP-Verletzungsparameter aus der gemessenen $\pi^0\pi^0$ -Asymmetriefunktion eruieren lassen, verwenden wir folgendes einfaches Modell. Wir nehmen an, dass das zu entwickelnde Kalorimeter so gebaut sei, dass sich aus seinen Messdaten eine normal-verteilte Eigenzeit bestimmen lässt. Wir erzeugen dann neutrale Kaonenzerfälle, die wir gemäss ihren Zerfallsraten in ihre $\pi^0\pi^0$ -Endzustände zerfallen lassen. Anschliessend falten wir das so erhaltene Zerfallszeitspektrum mit einer vorgegebenen Zeitauflösung und erhalten dadurch ein den Messungen entsprechendes Zerfallszeitspektrum. Aus diesen Spektren bilden wir dann die Asymmetrie $\hat{A}_{\pi^0\pi^0}(t)$. Da für Gauss-Verteilungen sich das Integral der Auflösungsfunktion K mit der wahren Asymmetriefunktion $A_{\pi^0\pi^0}(t)$ leicht analytisch berechnen lässt (siehe dazu [35] und [36]), sind wir in der Lage, eine analytische, mit der Auflösung versehene Asymmetriefunktion an ein Spektrum zu fitten, das die gemessene Asymmetrie darstellt. Die folgenden Abbildungen 6.4, 6.5, 6.6 und 6.7 sollen nochmals anschaulich zeigen, wie die wahren Zerfallsspektren - in den Abbildungen logarithmisch dargestellt - sich unter verschiedenen Zeitaufösungen verformen und durch die Auflösung einen Anteil Ereignisse enthalten (Abbildungen in der Mitte), die negativen Zeiten entsprechen. Zuunterst in den Bildern ist dann nochmals die theoretische

mit der zeitverschmierten Asymmetrie zusammen aufgezeichnet.

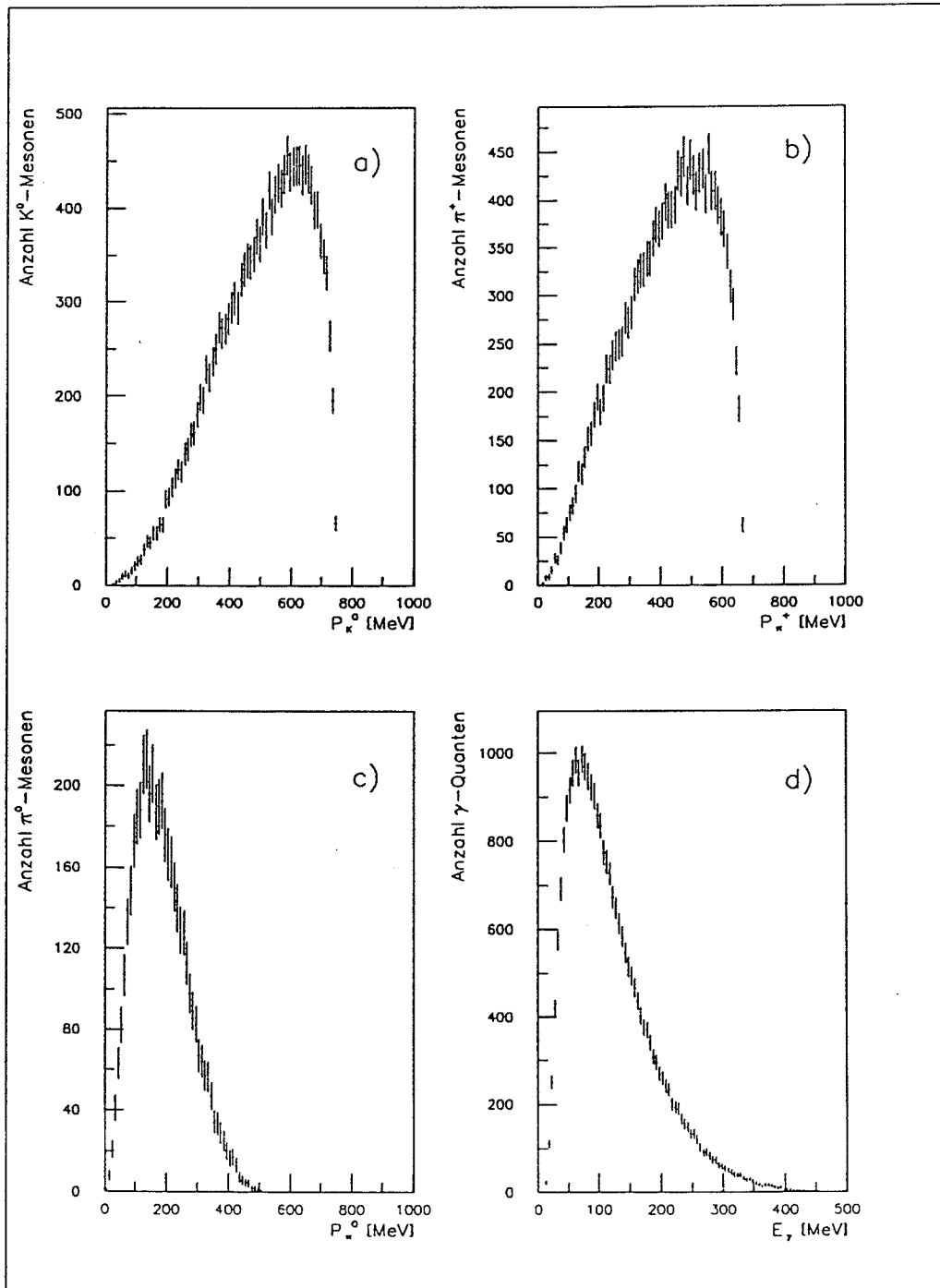
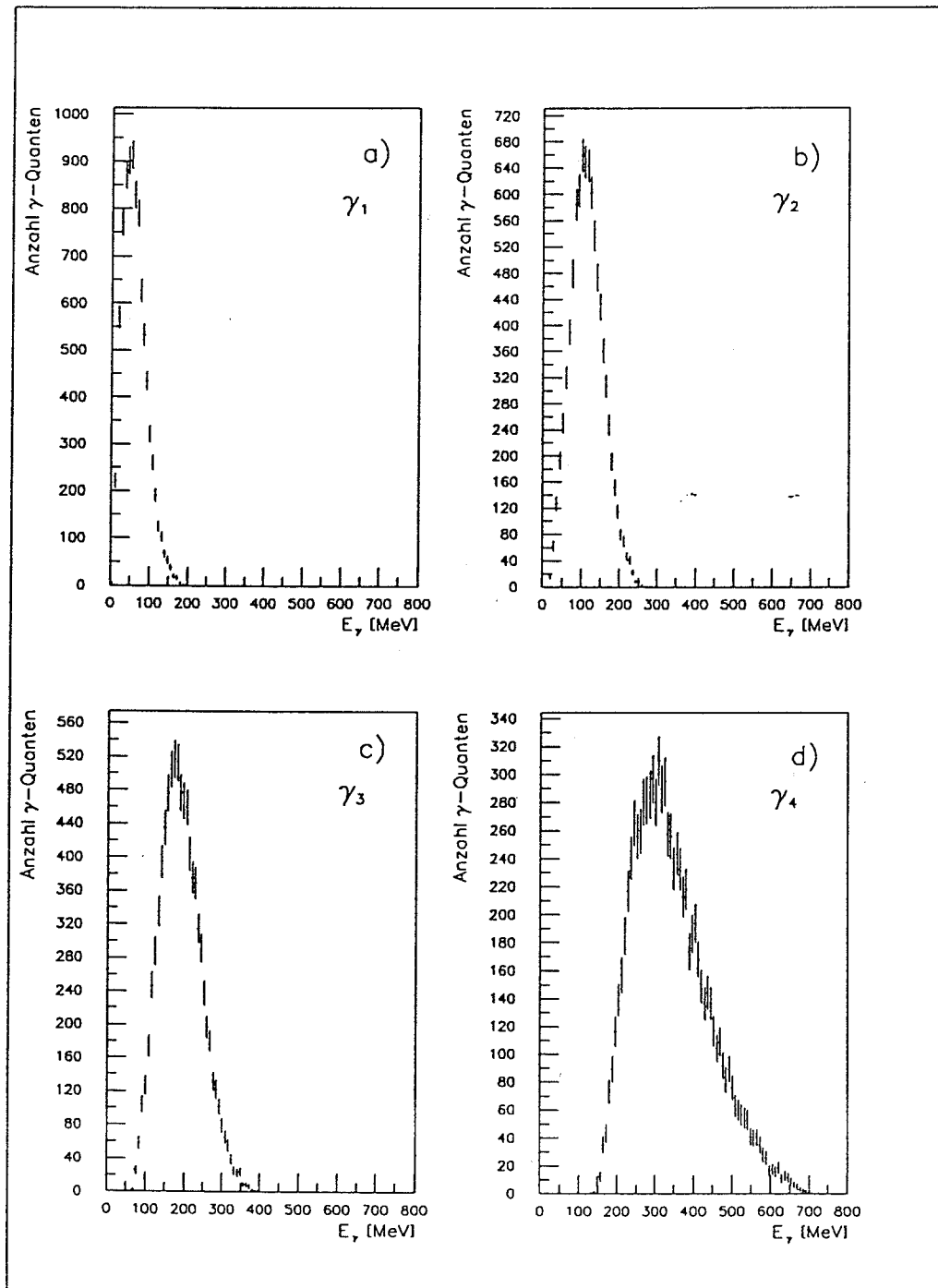


Abbildung 6.1: Die Abbildung zeigt die Impulsspektren für die aus der Annihilation $p\bar{p} \rightarrow K^0\pi^\pm\pi^0$ stammenden Reaktionsprodukte für a) K^0 , b) $\pi^\pm$, c) π^0 sowie d) das Energiespektrum der beim Zerfall $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ entstehenden Photonen.

Abbildung 6.2: γ -Energiespektren aus dem Zerfall $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$

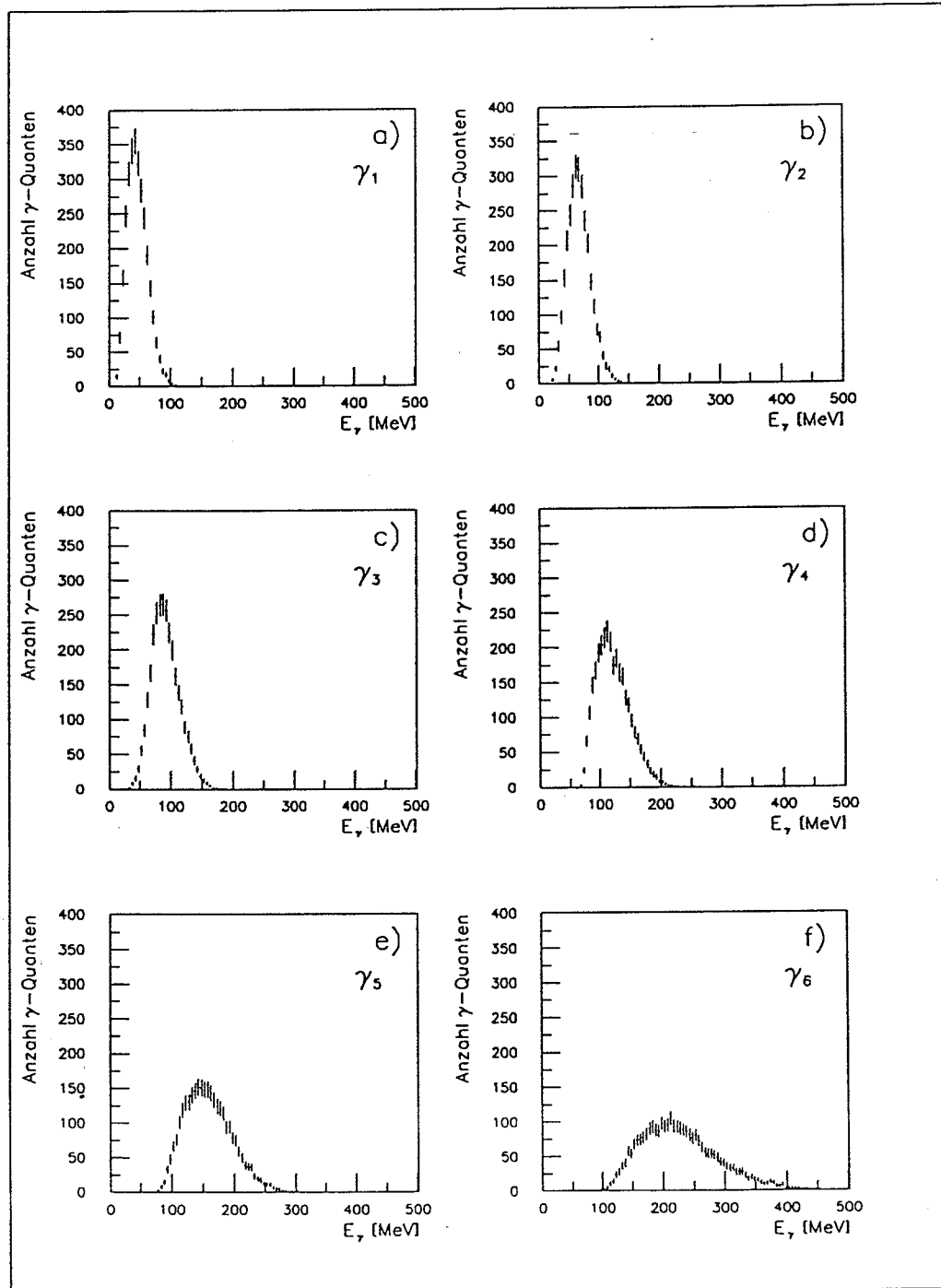


Abbildung 6.3: γ -Energiespektren aus dem Zerfall $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rightarrow 6\gamma$

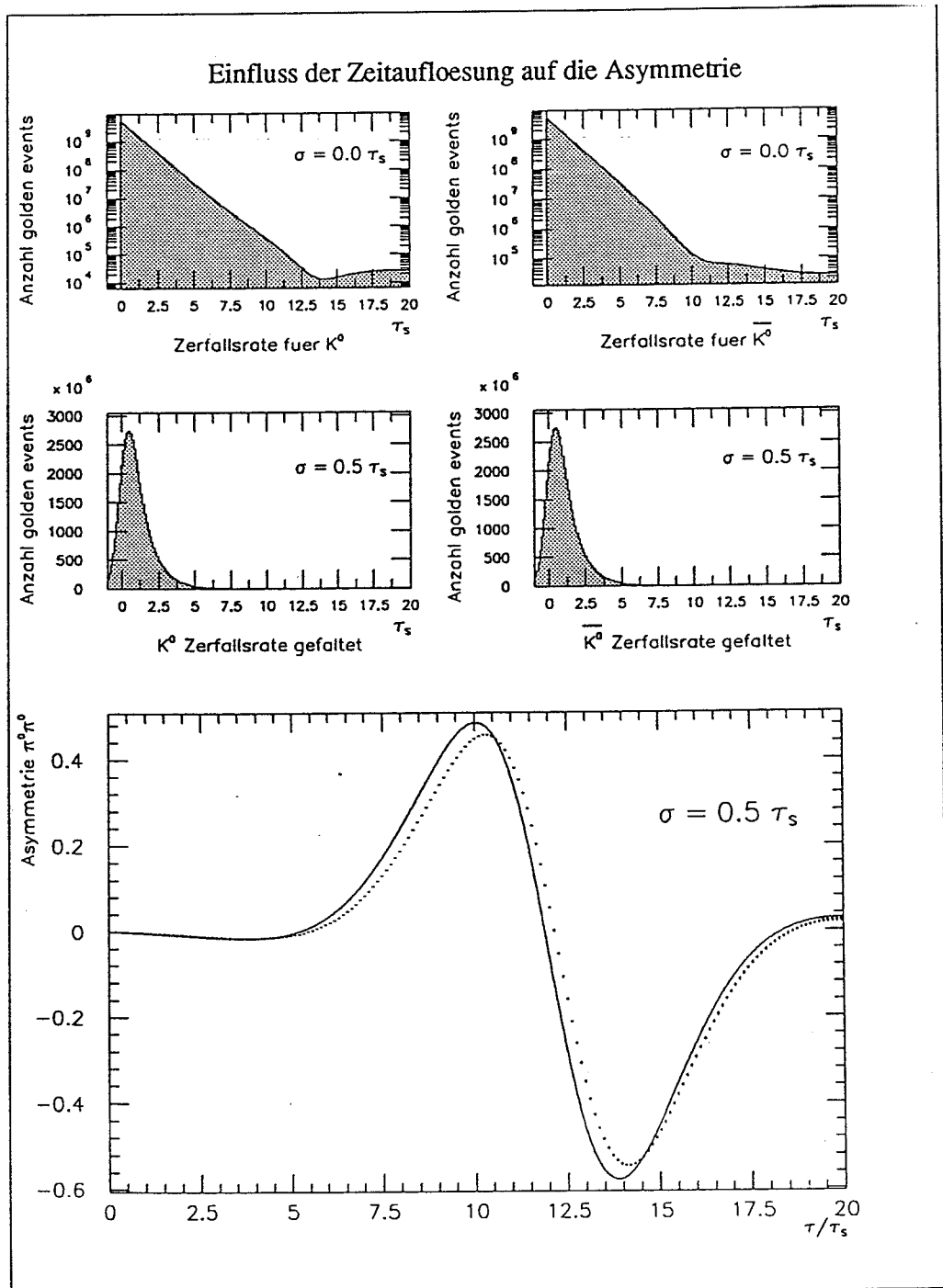


Abbildung 6.4: Einfluss der Zeitaufloesung auf die Asymmetrie

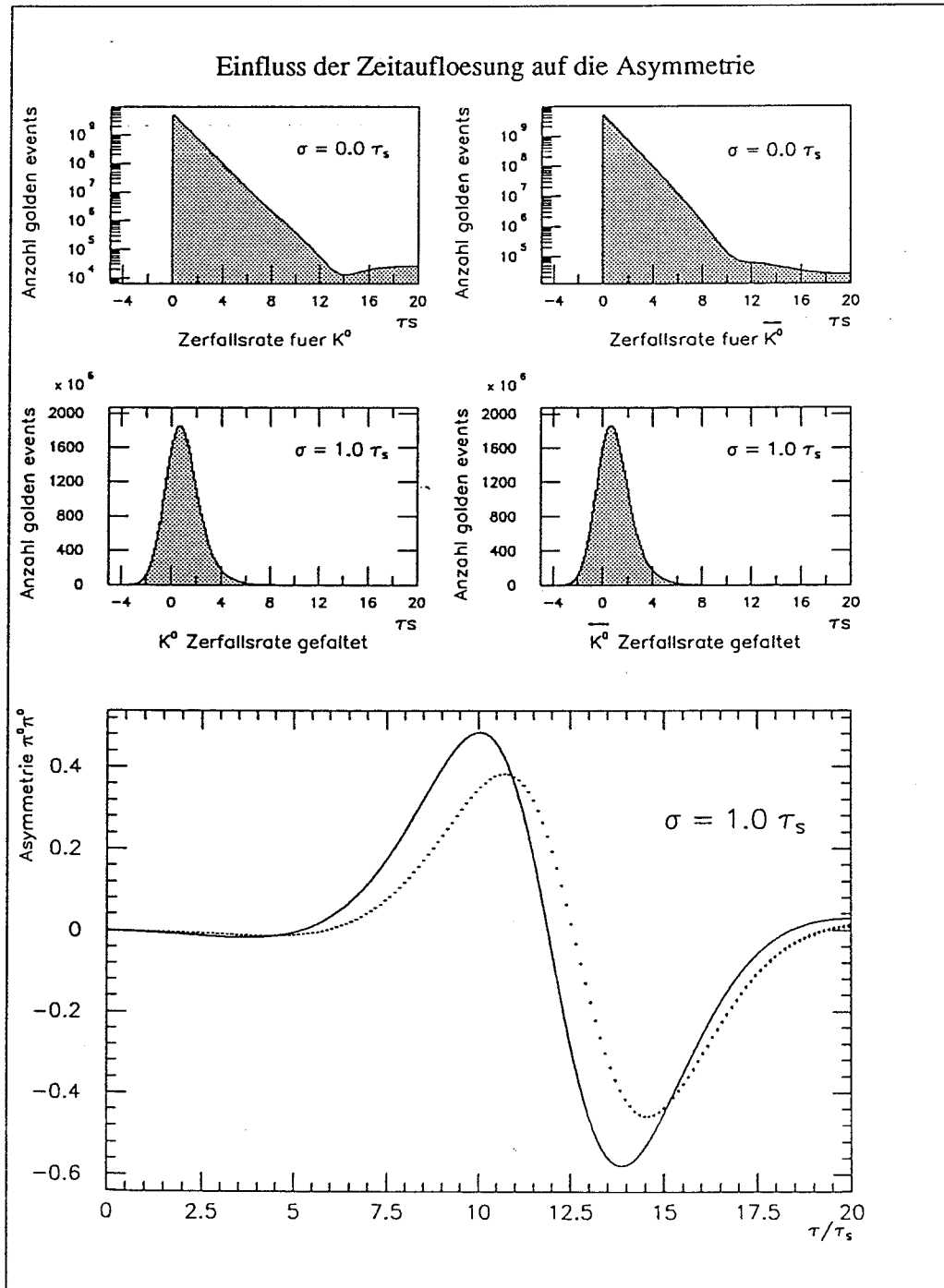


Abbildung 6.5: Einfluss der Zeitaufloesung auf die Asymmetrie

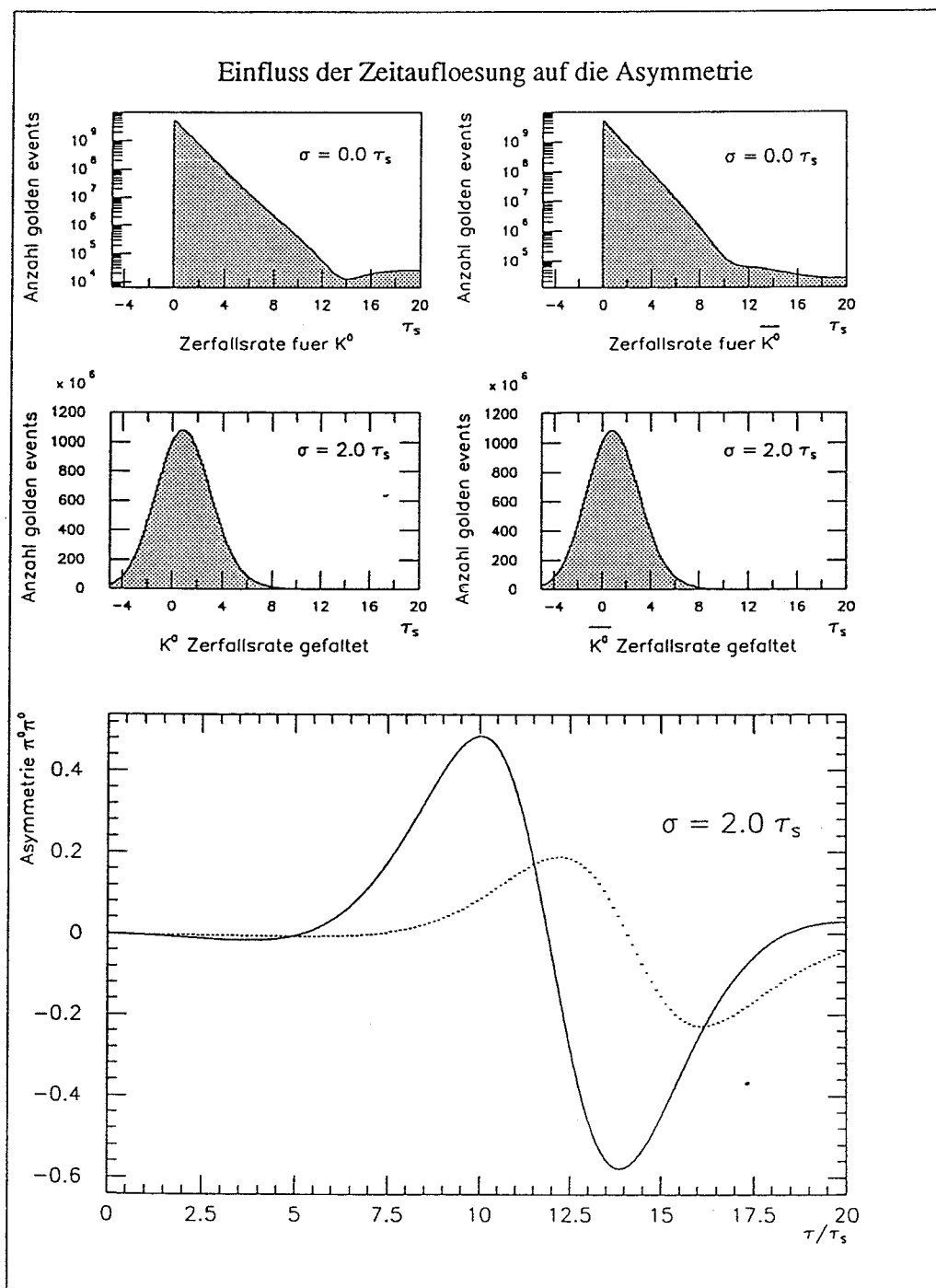


Abbildung 6.6: Einfluss der Zeitauflösung auf die Asymmetrie

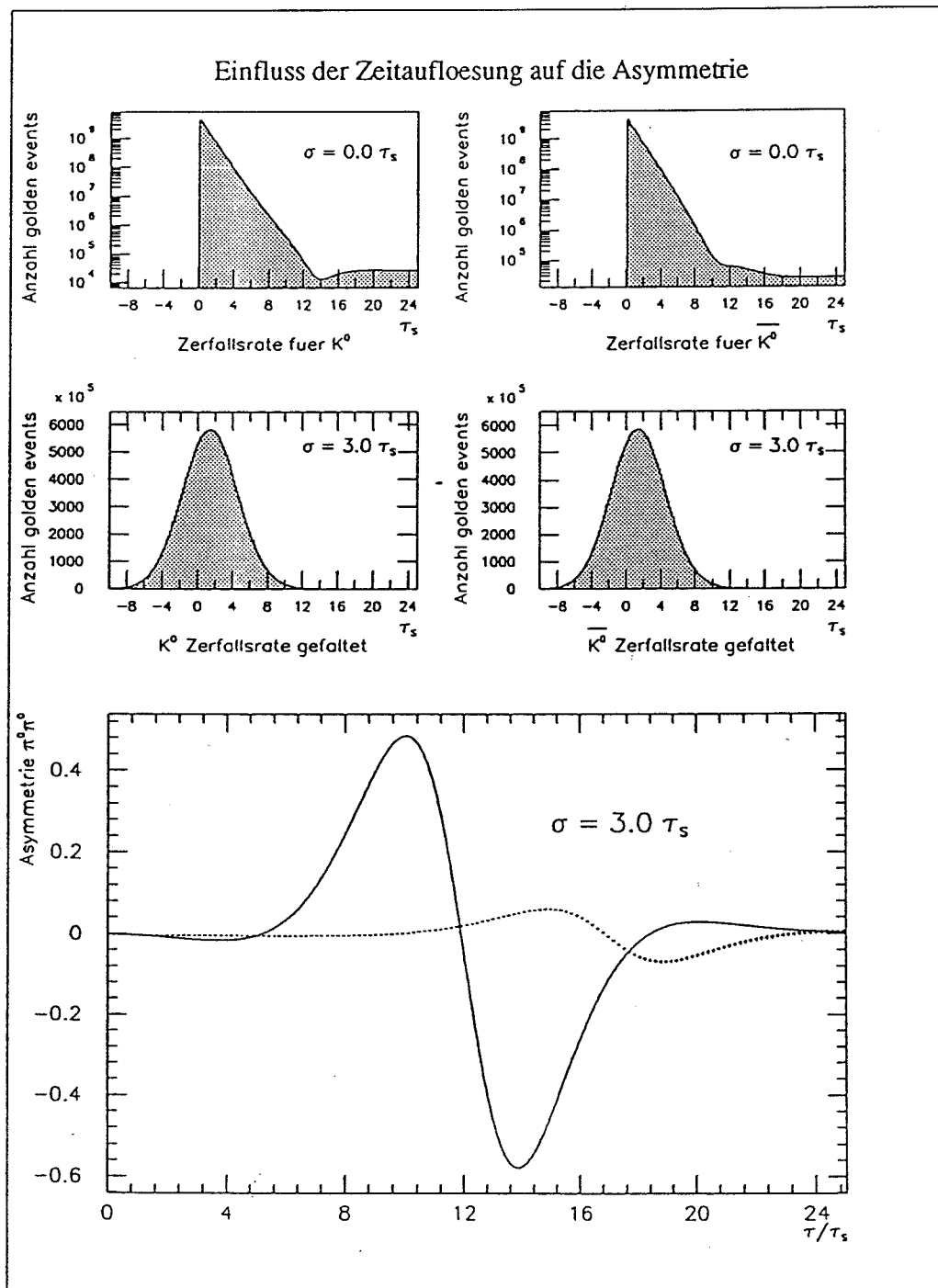


Abbildung 6.7: Einfluss der Zeitaufloesung auf die Asymmetrie

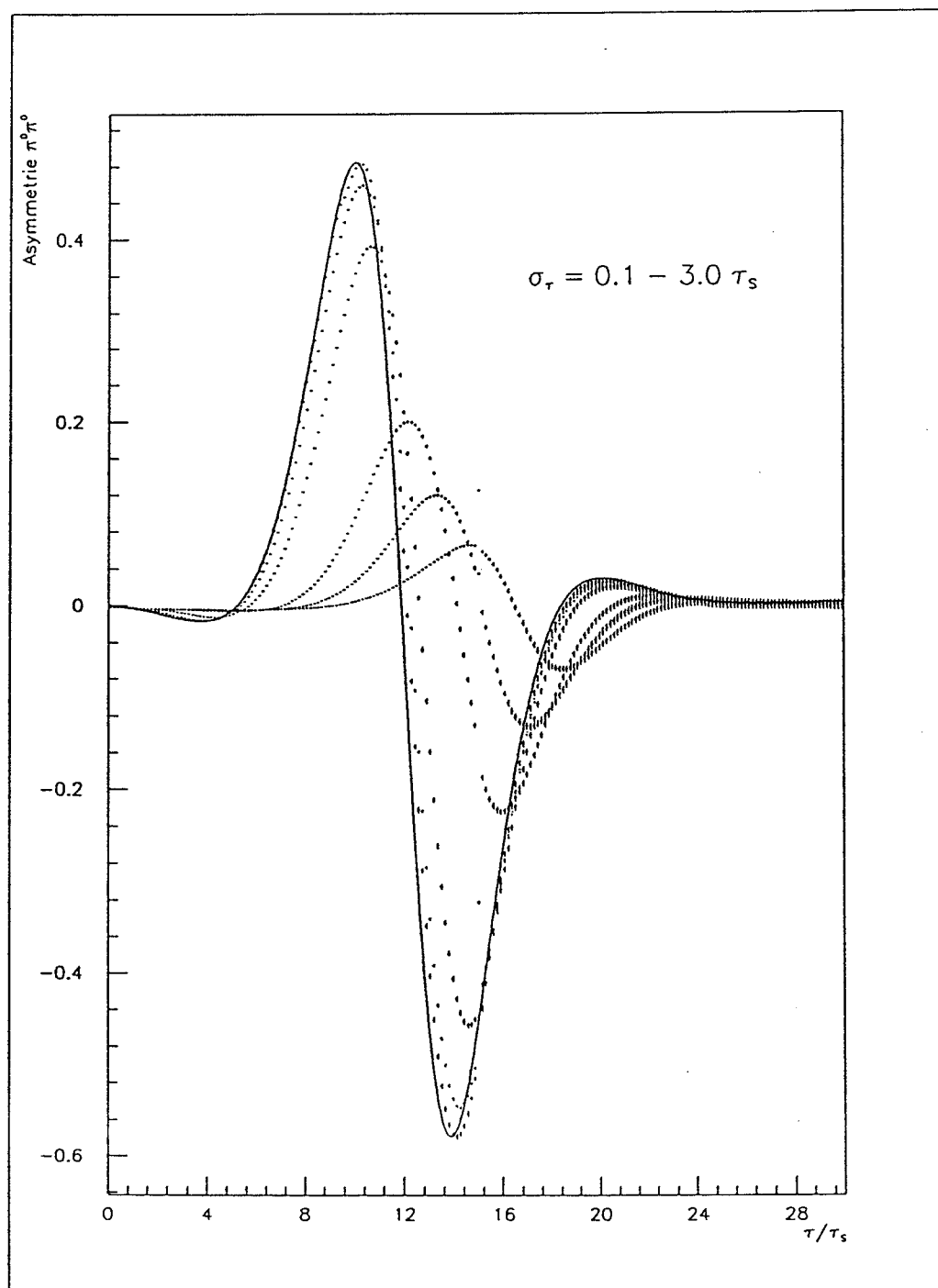


Abbildung 6.8: Einfluss der Zeitauflösung auf die Asymmetrie

6.5 Der Rekonstruktions-Algorithmus

6.5.1 Formulierung des Problems

Die neutralen Kaonen, die in unserem Experiment gebildet werden, zerfallen elektromagnetisch über zwei oder drei π^0 in vier bzw. sechs γ -Quanten. Wir betrachten im folgenden nur den Zerfall in den $\pi^0\pi^0$ Endzustand.

Die messbaren Grössen sind (siehe Abb.6.9):

1. Der Konversionspunkt der γ -Quanten: $\vec{X}_i = (x_{i1}, x_{i2}, x_{i3})$ $i = 1, 2, 3, 4$;
2. Die Energien der γ -Quanten: E_i $i = 1, 2, 3, 4$;
3. Der Impuls des K^0 : $\vec{P}_0 = (p_{01}, p_{02}, p_{03})$.

Die gesuchte Grösse ist die Zerfallslänge Y des neutralen Kaons, ein Parameter der von der Kinematik des K^0 -Zerfalls bestimmt wird. Da die messbaren Grössen durch die Auflösung unseres Detektors verschmiert sind, soll ein "least square fit" mit einem System von Nebenbedingungen [37], [38], das die Kinematik des beobachteten Zerfalles beschreibt, die Qualität der gemessenen Grössen verbessern.

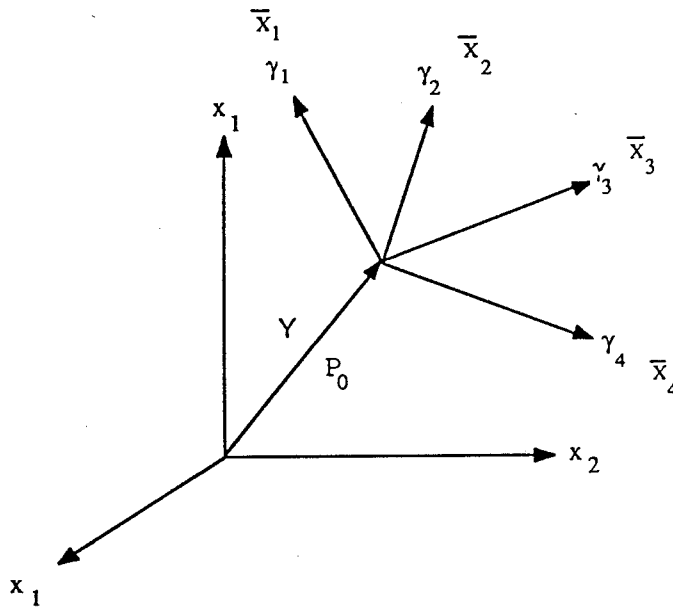


Abbildung 6.9: Zur Definition der Messgrössen im Rekonstruktionsverfahren

6.5.2 Die Zwangsbedingungen

Wir bezeichnen im folgenden mit:

- $\vec{X}_i = (x_{i1}, x_{i2}, x_{i3})$ $i = 1, 2, 3, 4$ den Konversionspunkt der γ -Quanten;
- E_i , $i = 1, 2, 3, 4$, die Energien der γ -Quanten;
- $\vec{P}_i = (p_{i1}, p_{i2}, p_{i3})$, $i = 1, 2, 3, 4$, den Impuls des Photons No i ;
- $\vec{V}_i = (v_{i1}, v_{i2}, v_{i3})$, $i = 1, 2, 3, 4$, den Einheitsrichtungsvektor des Photons No i .

In dieser Notation erhalten wir für die sechs Zwangsgleichungen:

$$\vec{P}_0 - \sum_{j=1}^4 \vec{P}_j = 0;$$

$$E_{K^0} - \sum_{j=1}^4 E_j = 0;$$

$$m_{\pi^0}^2 - (E_1 + E_2)^2 + (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = 0;$$

$$m_{\pi^0}^2 - (E_3 + E_4)^2 + (\vec{p}_3 + \vec{p}_4)^2 = 0,$$

wo wir $c = 1$ gesetzt haben.

Benutzen wir die Tatsache, dass sich die Impulse der Photonen schreiben lassen als $\vec{P}_i = E_i \vec{V}_i$ und für die Einheitsvektoren $\vec{V}_i$ sich die Beziehungen:

$$\vec{v}_i = \frac{\vec{x}_i - \vec{x}_0}{|\vec{x}_i - \vec{x}_0|} = \frac{\vec{x}_i - y \frac{\vec{p}_0}{|\vec{p}_0|}}{|\vec{x}_i - y \frac{\vec{p}_0}{|\vec{p}_0|}|}$$

verwenden lassen, so erhalten wir für das System von Zwangsgleichungen:

$$\vec{P}_0 - \sum_{j=1}^4 \vec{P}_j = 0;$$

$$E_{K^0} - \sum_{j=1}^4 E_j = 0;$$

$$m_{\pi^0}^2 - (E_1 E_2)(1 - \vec{v}_1 \vec{v}_2) = 0;$$

$$m_{\pi^0}^2 - (E_3 E_4)(1 - \vec{v}_3 \vec{v}_4) = 0.$$

6.5.3 Das Fit-Problem

Wir bezeichnen mit $\vec{z}$ einen Vektor mit n unbekannten Komponenten, die wir messen wollen. Die gemessenen Werte bilden den Vektor $\vec{\xi}$, gegeben durch $\vec{\xi} = \vec{z} + \vec{\epsilon}$, wobei wir annehmen, dass die gemessenen Fehler um null mit $E(\epsilon_j^2) = \sigma_j^2$ normalverteilt sind. Da wir voraussetzen, dass die Messungen unabhängig voneinander sind, bilden wir mit Hilfe der σ_j^2 die diagonale Kovarianzmatrix Σ . Das "least square"-Problem besteht nun darin, den Vektor $\vec{z}$ so zu wählen, dass der Fehler minimal wird, d.h., es gilt, das Minimum der Funktion:

$$\chi^2(\vec{z}) = (\vec{z} - \vec{\xi})^T \Sigma^{-1} (\vec{z} - \vec{\xi})$$

zu finden.

Unser kinematisches Fit-Problem sieht dann wie folgt aus :

$$\vec{z} = (z_1, z_2, \dots, z_{19})^T ; \vec{\xi} = (\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_{19})^T ;$$

$$\begin{aligned} z_{j+3(i-1)} &:= x_{ij}, & i = 1, 2, 3, 4 & ; j = 1, 2, 3; \\ z_{12+i} &:= E_i, & i = 1, 2, 3, 4; \\ z_{12+i} &:= P_{0i}, & i = 1, 2, 3; \end{aligned}$$

Definieren wir noch $\vec{u} = (u_1, u_2, \dots, u_{12})^T$ mit

$$u_{j+3(i-1)} := v_{ij} = \frac{(z_{j+3(i-1)} - y \frac{z_{16+j}}{D})}{D_i}, i = 1, 2, 3, 4; j = 1, 2, 3 \text{ und}$$

$$D := \sqrt{\sum_{j=1}^3 (z_{16+j})^2} \quad \text{und} \quad D_i := \sqrt{\sum_{j=1}^3 \left(z_{j+3(i-1)} - y \frac{z_{16+j}}{D} \right)^2} \quad i = 1, 2, 3, 4;$$

so erhalten wir die Zwangsgleichungen in folgender Form :

$$z_{16+j} - \sum_{j=1}^4 u_{j+3(i-1)} z_{12+i} = 0 ; j = 1, 2, 3;$$

$$(m_{K^0}^2 + \sum_{i=1}^3 z_{16+i}^2)^{1/2} - \sum_{i=1}^4 z_{12+i} = 0 ;$$

$$\frac{m_{\pi^0}^2}{2} - (1 - \sum_{j=1}^4 u_j u_{j+3}) z_{13} z_{14} = 0 ;$$

$$\frac{m_{\pi^0}^2}{2} - (1 - \sum_{j=1}^4 u_j u_{j+3}) z_{15} z_{16} = 0 ;$$

was uns zeigt, dass die Zwangsgleichungen Funktionen von $\vec{z}$ und $\vec{U}(\vec{z}, y)$ sind. Um das Minimum dieser vektorwertigen Funktionen mit Nebenbedingungen zu finden, wenden wir die Methode der Lagrangeschen Multiplikatoren an: Es gilt ein Paar $(\vec{z}, y)$ und einen Vektor $\vec{\lambda}$ so zu finden, dass die Lagrangefunktion $L(\vec{z}, y, \vec{\lambda})$:

$$L(\vec{z}, y, \vec{\lambda}) = \frac{1}{2} \chi^2(\vec{z}) + \vec{f}^T(\vec{z}, \vec{u}(\vec{z}, y)) \vec{\lambda}$$

ihr Minimum annimmt.

6.5.4 Iterative Lösung des Problems

Durch die Lagrangesche Formulierung liegt ein Minimierungsproblem ohne Nebenbedingungen vor, das wir lösen können, indem wir den Gradienten von L gleich null setzen:

$$\left(\frac{\partial}{\partial \vec{z}}, \frac{\partial}{\partial \vec{u}}, \frac{\partial}{\partial y} \right) L = 0.$$

Wir führen dazu folgende Notationen ein :

$$\frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{z}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial z_1} & \frac{\partial f_1}{\partial z_2} & \dots & \frac{\partial f_1}{\partial z_{19}} \\ \frac{\partial f_2}{\partial z_1} & \frac{\partial f_2}{\partial z_2} & \dots & \frac{\partial f_2}{\partial z_{19}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_6}{\partial z_1} & \frac{\partial f_6}{\partial z_2} & \dots & \frac{\partial f_6}{\partial z_{19}} \end{pmatrix}; \quad \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{u}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial u_1} & \frac{\partial f_1}{\partial u_2} & \dots & \frac{\partial f_1}{\partial u_{12}} \\ \frac{\partial f_2}{\partial u_1} & \frac{\partial f_2}{\partial u_2} & \dots & \frac{\partial f_2}{\partial u_{12}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_6}{\partial u_1} & \frac{\partial f_6}{\partial u_2} & \dots & \frac{\partial f_6}{\partial u_{12}} \end{pmatrix};$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial \vec{z}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_1}{\partial z_1} & \frac{\partial u_1}{\partial z_2} & \dots & \frac{\partial u_1}{\partial z_{19}} \\ \frac{\partial u_2}{\partial z_1} & \frac{\partial u_2}{\partial z_2} & \dots & \frac{\partial u_2}{\partial z_{19}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial u_{12}}{\partial z_1} & \frac{\partial u_{12}}{\partial z_2} & \dots & \frac{\partial u_{12}}{\partial z_{19}} \end{pmatrix}; \quad \frac{\partial \vec{u}}{\partial y} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_1}{\partial y} \\ \vdots \\ \frac{\partial u_{12}}{\partial y} \end{pmatrix};$$

$$\frac{\partial L}{\partial \vec{z}} = \Sigma^{-1}(\vec{z} - \vec{\xi}) + \left(\frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{z}} + \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{u}} \frac{\partial \vec{u}}{\partial \vec{z}} \right)^T \vec{\lambda} = 0;$$

$$\frac{\partial L}{\partial \vec{\lambda}} = \vec{f}(\vec{z}, \vec{u}(\vec{z}, y)) = 0;$$

$$\frac{\partial L}{\partial y} = \left(\frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{u}} \frac{\partial \vec{u}}{\partial y} \right)^T \vec{\lambda} = \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial y} \right)^T \left(\frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{u}} \right)^T \vec{\lambda} = 0.$$

Führen wir als weitere Abkürzungen ein :

$$\frac{d\vec{f}}{d\vec{z}} = \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{z}} + \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{u}} \frac{\partial \vec{u}}{\partial \vec{z}} =: A^T(\vec{z}, y);$$

$$\frac{d\vec{f}}{dy} = \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{u}} \frac{\partial \vec{u}}{\partial y};$$

$$B(\vec{z}, y) := \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{u}}; \quad \vec{W}(\vec{z}, y) := \frac{\partial \vec{u}}{\partial y},$$

so erhalten wir das folgende lineare Gleichungssystem für $\vec{z}$ und y , das es mittels eines iterativen Schemas zu lösen gilt:

$$\Sigma^{-1}(\vec{z} - \vec{\xi}) + A_0 \vec{\lambda} = 0; \quad (6.1)$$

$$\vec{f}(\vec{z}, \vec{u}(\vec{z}, y)) = 0; \quad (6.2)$$

$$\vec{W}^T B^T \vec{\lambda} = 0; \quad (6.3)$$

wobei die Matrizen folgende explizite Gestalt haben:

$$A^T(\vec{z}, y)[6, 19] = \begin{matrix} & \begin{matrix} 1 & 2 & \dots & 13 & 14 & 15 & 16 & 17 & 18 & 19 \end{matrix} \\ \begin{matrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \end{matrix} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & \dots & -u_1 & -u_4 & -u_7 & -u_{10} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \dots & -u_2 & -u_5 & -u_8 & -u_{11} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \dots & -u_3 & -u_6 & -u_9 & -u_{12} & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & \dots & -1 & -1 & -1 & -1 & fz(4, 17) & fz(4, 18) & fz(4, 19) \\ 0 & 0 & \dots & fz(5, 13) & fz(5, 14) & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & fz(5, 15) & fz(5, 16) & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{matrix},$$

mit

$$\begin{aligned} fz(4, 17) &= z(17)/(m_{K^0}^2 + z_{17}^2 + z_{18}^2 + z_{19}^2)^{1/2} \\ fz(4, 18) &= z(18)/(m_{K^0}^2 + z_{17}^2 + z_{18}^2 + z_{19}^2)^{1/2} \\ fz(4, 19) &= z(19)/(m_{K^0}^2 + z_{17}^2 + z_{18}^2 + z_{19}^2)^{1/2} \\ fz(5, 13) &= -z(14)(1 - u_1 u_4 - u_2 u_5 - u_3 u_6) \\ fz(5, 14) &= -z(13)(1 - u_1 u_4 - u_2 u_5 - u_3 u_6) \\ fz(6, 15) &= -z(16)(1 - u_7 u_{10} - u_8 u_{11} - u_9 u_{12}) \\ fz(6, 16) &= -z(15)(1 - u_7 u_{10} - u_8 u_{11} - u_9 u_{12}) \end{aligned}$$

und

$$B(\vec{z}, y)[6, 12] =$$

$$\begin{matrix} & \begin{matrix} 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 & 12 \end{matrix} \\ \begin{matrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \end{matrix} & \begin{pmatrix} -z_{13} & 0 & 0 & -z_{14} & 0 & 0 & -z_{15} & 0 & 0 & -z_{16} & 0 & 0 \\ 0 & -z_{13} & 0 & 0 & -z_{14} & 0 & 0 & -z_{15} & 0 & 0 & -z_{16} & 0 \\ 0 & 0 & -z_{13} & 0 & 0 & -z_{14} & 0 & 0 & -z_{15} & 0 & 0 & -z_{16} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ B(5, 1) & B(5, 2) & B(5, 3) & B(5, 4) & B(5, 5) & B(5, 6) & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & B(6, 7) & B(6, 8) & B(6, 9) & B(6, 10) & B(6, 11) & B(6, 12) \end{pmatrix} \end{matrix},$$

mit

$$\begin{aligned} B(5, 1) &= u_4 z_{13} z_{14} & B(5, 2) &= u_5 z_{13} z_{14} & B(5, 3) &= u_6 z_{13} z_{14} & B(5, 4) &= u_1 z_{13} z_{14} \\ B(5, 5) &= u_2 z_{13} z_{14} & B(5, 6) &= u_3 z_{13} z_{14} & B(6, 7) &= u_{10} z_{15} z_{16} & B(6, 8) &= u_{11} z_{15} z_{16} \\ B(6, 9) &= u_{12} z_{15} z_{16} & B(6, 10) &= u_7 z_{15} z_{16} & B(6, 11) &= u_8 z_{15} z_{16} & B(6, 12) &= u_9 z_{15} z_{16}. \end{aligned}$$

Die komplizierteste Matrix von allen ist die Matrix $\frac{\partial \vec{u}}{\partial \vec{z}}[12, 18]$. Im folgenden sei ihre Struktur angegeben.

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial \vec{z}}[12, 18] = \begin{pmatrix} \begin{matrix} \frac{\partial u_1}{\partial z_1} & \frac{\partial u_1}{\partial z_2} & \frac{\partial u_1}{\partial z_3} \\ \frac{\partial u_2}{\partial z_1} & \frac{\partial u_2}{\partial z_2} & \frac{\partial u_2}{\partial z_3} \\ \frac{\partial u_3}{\partial z_1} & \frac{\partial u_3}{\partial z_2} & \frac{\partial u_3}{\partial z_3} \end{matrix} & & & & \begin{matrix} \frac{\partial u_1}{\partial z_{1,7}} & \frac{\partial u_1}{\partial z_{1,8}} & \frac{\partial u_1}{\partial z_{1,9}} \\ \frac{\partial u_2}{\partial z_{1,7}} & \frac{\partial u_2}{\partial z_{1,8}} & \frac{\partial u_2}{\partial z_{1,9}} \\ \frac{\partial u_3}{\partial z_{1,7}} & \frac{\partial u_3}{\partial z_{1,8}} & \frac{\partial u_3}{\partial z_{1,9}} \end{matrix} \\ & \begin{matrix} \frac{\partial u_4}{\partial z_4} & \frac{\partial u_4}{\partial z_5} & \frac{\partial u_4}{\partial z_6} \\ \frac{\partial u_5}{\partial z_4} & \frac{\partial u_5}{\partial z_5} & \frac{\partial u_5}{\partial z_6} \\ \frac{\partial u_6}{\partial z_4} & \frac{\partial u_6}{\partial z_5} & \frac{\partial u_6}{\partial z_6} \end{matrix} & & & \begin{matrix} \frac{\partial u_4}{\partial z_{1,7}} & \frac{\partial u_4}{\partial z_{1,8}} & \frac{\partial u_4}{\partial z_{1,9}} \\ \frac{\partial u_5}{\partial z_{1,7}} & \frac{\partial u_5}{\partial z_{1,8}} & \frac{\partial u_5}{\partial z_{1,9}} \\ \frac{\partial u_6}{\partial z_{1,7}} & \frac{\partial u_6}{\partial z_{1,8}} & \frac{\partial u_6}{\partial z_{1,9}} \end{matrix} \\ & & \begin{matrix} \frac{\partial u_7}{\partial z_7} & \frac{\partial u_7}{\partial z_8} & \frac{\partial u_7}{\partial z_9} \\ \frac{\partial u_8}{\partial z_7} & \frac{\partial u_8}{\partial z_8} & \frac{\partial u_8}{\partial z_9} \\ \frac{\partial u_9}{\partial z_7} & \frac{\partial u_9}{\partial z_8} & \frac{\partial u_9}{\partial z_9} \end{matrix} & & \begin{matrix} \frac{\partial u_7}{\partial z_{1,7}} & \frac{\partial u_7}{\partial z_{1,8}} & \frac{\partial u_7}{\partial z_{1,9}} \\ \frac{\partial u_8}{\partial z_{1,7}} & \frac{\partial u_8}{\partial z_{1,8}} & \frac{\partial u_8}{\partial z_{1,9}} \\ \frac{\partial u_9}{\partial z_{1,7}} & \frac{\partial u_9}{\partial z_{1,8}} & \frac{\partial u_9}{\partial z_{1,9}} \end{matrix} \\ & & & \begin{matrix} \frac{\partial u_{10}}{\partial z_{10}} & \frac{\partial u_{10}}{\partial z_{11}} & \frac{\partial u_{10}}{\partial z_{12}} \\ \frac{\partial u_{11}}{\partial z_{10}} & \frac{\partial u_{11}}{\partial z_{11}} & \frac{\partial u_{11}}{\partial z_{12}} \\ \frac{\partial u_{12}}{\partial z_{10}} & \frac{\partial u_{12}}{\partial z_{11}} & \frac{\partial u_{12}}{\partial z_{12}} \end{matrix} & \dots & \begin{matrix} \frac{\partial u_{10}}{\partial z_{1,10}} & \frac{\partial u_{10}}{\partial z_{1,11}} & \frac{\partial u_{10}}{\partial z_{1,12}} \\ \frac{\partial u_{11}}{\partial z_{1,10}} & \frac{\partial u_{11}}{\partial z_{1,11}} & \frac{\partial u_{11}}{\partial z_{1,12}} \\ \frac{\partial u_{12}}{\partial z_{1,10}} & \frac{\partial u_{12}}{\partial z_{1,11}} & \frac{\partial u_{12}}{\partial z_{1,12}} \end{matrix} \end{pmatrix}$$

Bezeichnen wir wiederum mit

$$D := \sqrt{\sum_{j=1}^3 (z_{16+j})^2} \quad \text{und} \quad D_i := \sqrt{\sum_{j=1}^3 \left(z_{j+3(i-1)} - y \frac{z_{16+j}}{D} \right)^2} \quad i = 1, 2, 3, 4$$

dann lassen sich die einzelnen Elemente l_{jk} der Matrix $\frac{\partial \vec{u}}{\partial \vec{z}}$ in folgender Form darstellen:

- für $j = 1, 2, 3; \quad i = 1, 2, 3, 4; \quad k = j + 3(i - 1)$

$$l_{jk} = \frac{\partial u_{j+3(i-1)}}{\partial z_{j+3(i-1)}} = \frac{D_i - \frac{\partial}{\partial z_{j+3(i-1)}} D_i (z_{j+3(i-1)} - y \frac{z_{16+j}}{D})}{D_i^2},$$

mit

$$\frac{\partial}{\partial z_{j+3(i-1)}} = \frac{(z_{j+3(i-1)} - y \frac{z_{16+j}}{D})}{D_i}.$$

- für $j = 1, 2, 3; \quad i = 1, 2, 3; \quad l = 1, 2$

und

$$i = 4; \quad j = 1, 2, 3; \quad 0 \leq l \leq 3 - j \quad k = j + 3(i - 1)$$

$$l_{k,k+l} = \frac{\partial u_{j+3(i-1)}}{\partial z_{j+l+3(i-1)}} = - \frac{\frac{\partial}{\partial z_{j+l+3(i-1)}} D_i (z_{j+3(i-1)} - y \frac{z_{16+j}}{D})}{D_i^2},$$

mit

$$\frac{\partial}{\partial z_{j+l+3(i-1)}} = \frac{(z_{j+3(i-1)} - y \frac{z_{16+j}}{D})}{D_i}.$$

- für $j = 1, 2, 3$; $i = 1, 2, 3, 4$; $k = j + 3(i-1)$ $l = 16 + j$

$$l_{k,l} = \frac{\partial u_{j+3(i-1)}}{\partial z_{16+j}} = \frac{-y \frac{D_i}{D} + y \frac{z_{16+j} D_i}{D^2} - \frac{\partial D_i}{\partial z_{16+j}} (z_{j+3(i-1)} - y \frac{z_{16+j}}{D})}{D_i^2},$$

mit

$$\frac{\partial}{\partial z_{j+l+3(i-1)}} = \frac{(z_{j+l+3(i-1)} - y \frac{z_{16+j}}{D})}{D_i}.$$

Sei $(\vec{z}_0, y_0)$ der Startpunkt und bezeichne $A_0 := A(\vec{z}_0, y_0)$; $B_0 := B(\vec{z}_0, y_0)$; $\vec{W}_0 := \vec{W}(\vec{z}_0, y_0)$ sowie $(\vec{z}_1, y_1)$ den ersten Iterationswert. Entwicklung in erster Ordnung von $\vec{f}(\vec{z}, \vec{u}(\vec{z}, y)) = 0$ in eine Taylor-Serie liefert für das lineare Gleichungssystem :

$$\Sigma^{-1}(\vec{z} - \vec{\xi}) + A_0 \vec{\lambda} = 0; \quad (6.4)$$

$$\vec{f}_0 + B_0 \vec{W}_0 (y_1 - y_0) + A_0^T (\vec{z}_1 - \vec{z}_0) = 0; \quad (6.5)$$

$$\vec{W}_0^T B_0^T \vec{\lambda} = 0. \quad (6.6)$$

Daraus erhält man direkt:

$$\vec{z}_1 = \vec{\xi} - \Sigma A \vec{\lambda}. \quad (6.7)$$

Benutzung von 6.7 in 6.5 und Auflösung für $\vec{\lambda}$ liefert :

$$\vec{\lambda} = (A_0^T \Sigma A_0)^{-1} (A_0^T (\vec{\xi} - \vec{z}) + \vec{f}_0 + B_0 \vec{W}_0 (y_1 - y_0)). \quad (6.8)$$

Benutzung von 6.8 in 6.6 und Einführung von α_0 ergibt :

$$\alpha_0 := \vec{W}_0^T B_0^T (A_0^T \Sigma A_0)^{-1} B_0 \vec{W}_0; \quad (6.9)$$

$$y_1 = y_0 - \vec{W}_0^T B_0^T (A_0^T \Sigma A_0)^{-1} (A_0^T (\vec{\xi} - \vec{z}_0) + \vec{f}_0). \quad (6.10)$$

Einsetzen von 6.10 in 6.8 liefert :

$$\vec{\lambda} = (A_0^T \Sigma A_0)^{-1} (A_0^T (\vec{\xi} - \vec{z}_0) + \vec{f}_0 - \frac{1}{\alpha_0} B_0 \vec{W}_0 \vec{W}_0^T B_0^T (A_0^T \Sigma A_0)^{-1} (A_0^T (\vec{\xi} - \vec{z}_0) + \vec{f}_0)). \quad (6.11)$$

Einsetzen von 6.11 in 6.7 liefert $\vec{z}_1$. Damit beschreiben die Formeln 6.19, 6.11 und 6.7 das Iterations-Schema.

Um $\chi^2(\vec{z}_1)$ zu erhalten, setzt man 6.7 in 6.1 ein und erhält :

$$\chi^2(\vec{z}_1) = \vec{\lambda}^T A_0^T \Sigma A_0 \vec{\lambda}, \quad (6.12)$$

wobei $\vec{\lambda}$ durch 6.11 ersetzt werden muss.

Damit haben wir das Kalkül zur Hand, um die Vertexauflösung zu berechnen. Wir werden an dieser Stelle, wo es um die Wahl eines Kalorimetertypen geht, die Vertexauflösungen für verschiedene Kalorimeter-Konfigurationen schätzen und diese direkt miteinander vergleichen, ohne eine Angabe über die Präzision der Schätzung hinzuzufügen. Der Grund dafür liegt darin, dass wir hier die Gewichtung der verschiedenen Fit-Variablen in Abhängigkeit von ihrer experimentellen Messgenauigkeit untersuchen wollen und erwarten, dass dabei eine Variable, indem sie die Qualität des Vertex-Fits besonders stark beeinflusst, besonders in Erscheinung tritt. Wir hoffen, dabei einen deutlichen Trend zu sehen, da ansonsten mit allen Kalorimetertypen sich eine vergleichbare Vertexauflösung erreichen liesse und der Vertexrekonstruktion gar nicht eine so zentrale Bedeutung beim Auswahlverfahren für unser Kalorimeter zukommen würde.

Später jedoch, wenn wirklich beobachtete Ereignisse, die mit dem Kalorimeter aufgezeichnet worden sind, analysiert werden, ist es notwendig, dass wir neben der Vertexauflösung die Präzision und die Zuverlässigkeit dieser Schätzungen sehr genau kennen. Im Hinblick darauf wollen wir zeigen, wie man zu einer solchen Abschätzung gelangen kann, diese hier herleiten und in einer Form präsentieren, die eine einfache Adaption für den Fall erlaubt, dass die Constraint-Gleichungen später verändert werden.

6.5.5 Die Kovarianz-Matrix der Schätzungen

Im letzten Abschnitt haben wir hergeleitet, wie wir die zu einem gegebenen Datensatz $\vec{\xi}$ gehörige Zerfallsdistanz durch Minimierung der Lagrangefunktion erhalten $L(\vec{z}, y, \vec{\lambda})$. Wir bezeichnen mit $(\vec{z}^*, y^*)$ und λ^* die Lösung, die wir mit dem iterativen Lösungsalgorithmus gewonnen haben. Nehmen wir an, dass wir den Datensatz, den uns das Experiment liefert, leicht variieren, d.h., wir ersetzen $\vec{\xi}$ durch $\vec{\xi} + \vec{\delta}$, wobei $\vec{\delta}$ eine kleine Störung bezeichnet, so dass $\vec{\xi} + \vec{\delta}$ von der gleichen Verteilung wie $\vec{\xi}$ stammt. Dadurch verschiebt sich das Minimum der Lagrangefunktion von $(\vec{z}^*, y^*)$ und λ^* zu $(\vec{z}^* + \vec{\epsilon}, y^* + \eta)$ und $\lambda^* + \vec{l}$, wobei $(\vec{\epsilon}, \eta)$ und $\vec{l}$ klein sind.

Wir setzen all diese Größen in die Gleichungen 6.4 und 6.6 ein und entwickeln die linken Seiten der Gleichungen bis zur ersten Ordnung in eine Taylor-Reihe.

Wir erhalten dann :

$$\Sigma^{-1}(\vec{z}^* + \vec{\epsilon} - \vec{\xi} - \vec{\delta}) + A^* \vec{\lambda}^* + A^* \vec{l} + \sum_{k=1}^{19} \frac{\partial}{\partial z_k} (A^* \vec{\lambda}^*) \epsilon_k + \frac{\partial}{\partial y} (A^* \vec{\lambda}^*) \eta = 0; \quad (6.13)$$

$$\vec{f}^* + B^* \vec{w}^* \eta + A^{*T} \vec{\epsilon} = 0 \quad (6.14)$$

$$\vec{w}^{*T} B^{*T} \vec{\lambda}^* + \vec{w}^{*T} B^{*T} \vec{l}^* + \sum_{k=1}^{19} \frac{\partial}{\partial z_k} (\vec{w}^{*T} B^{*T} \vec{\lambda}^*) \epsilon_k + \frac{\partial}{\partial y} (\vec{w}^{*T} B^{*T} \vec{\lambda}^*) \eta = 0; \quad (6.15)$$

wobei wir mit $\vec{f}^* = \vec{f}(\vec{z}^*, \vec{u}(\vec{z}^*, y^*))$ $B^*(\vec{z}^*, y^*) := \frac{\partial \vec{f}^*}{\partial \vec{u}}$ $\vec{w}^*(\vec{z}^*, y^*) := \frac{\partial \vec{u}^*}{\partial y}$ bezeichnen.

Führen wir noch folgende Abkürzungen ein :

$$C_{ik}^*[19 \times 19] := \frac{\partial}{\partial z_k} (A^* \vec{\lambda}^*)_i \quad \text{mit } i = 1, \dots, 19 \quad k = 1, \dots, 19; \quad (6.16)$$

$$c_i^*[19 \times 1] := \frac{\partial}{\partial y} (A^* \vec{\lambda}^*)_i \quad \text{mit } i = 1, \dots, 19; \quad (6.17)$$

$$q_k^*[19 \times 1] := \frac{\partial}{\partial z_k} (\vec{w}^{*T} B^{*T} \vec{\lambda}^*) \quad k = 1, \dots, 19; \quad (6.18)$$

$$\beta^*[1 \times 1] := \frac{\partial}{\partial y} (\vec{w}^{*T} B^{*T} \vec{\lambda}^*) \quad (6.19)$$

und benutzen die Tatsache, dass $(\vec{z}^*, y^*)$ und $\vec{\lambda}^*$ das Gleichungssystem 6.1 - 6.3 löst, so erhalten wir folgende Gleichungen:

$$(I + \Sigma C^*) \vec{\epsilon} + \Sigma \vec{c}^* \eta + \Sigma A^{*T} \vec{l} = \vec{\delta}; \quad (6.20)$$

$$A^{*T} \vec{\epsilon} + B^{*T} \vec{w}^{*T} \eta = 0; \quad (6.21)$$

$$\vec{q}^{*T} \vec{\epsilon} + \beta^* \eta + (\vec{w}^{*T} B^{*T} \vec{l}) = 0. \quad (6.22)$$

Damit haben wir ein lineares Gleichungssystem in den Unbekannten $(\vec{\epsilon}, \eta)$ und $\vec{l}$ vorliegen. Durch Substitution lösen wir das System nacheinander für $\vec{l}$, η und $\vec{\epsilon}$ auf.

Multiplizieren wir die Gleichung 6.20 von links mit A^* und invertieren sie, so erhalten wir:

$$\vec{l} = (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} (A^{*T} \vec{\delta} - A^{*T} (I + \Sigma C^*) \vec{\epsilon} + A^{*T} \Sigma \vec{c}^* \eta). \quad (6.23)$$

Setzen wir 6.23 in 6.22 ein :

$$\vec{q}^{*T} \vec{\epsilon} + \beta^* \eta + \vec{w}^{*T} B^{*T} (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} (A^{*T} \vec{\delta} - A^{*T} (I + \Sigma C^*) \vec{\epsilon} + A^{*T} \Sigma \vec{c}^* \eta) = 0 \quad (6.24)$$

oder explizit:

$$\eta = \frac{1}{\beta_0^*} \left[(\vec{w}^{*T} B^{*T} (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} A^{*T} (I + \Sigma C^*) - \vec{q}^{*T}) \vec{\epsilon} - \vec{w}^{*T} B^{*T} (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} (A^{*T} \vec{\delta}) \right] \quad (6.25)$$

mit

$$\beta_0^* = -\vec{w}^{*T} B^{*T} (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} A^{*T} \Sigma \vec{c}^* + \beta^*. \quad (6.26)$$

Um $\vec{\epsilon}$ zu erhalten, setzen wir 6.25 in 6.21 ein und benützen die Abkürzung :

$$P^* := A^{*T} + \frac{1}{\beta_0^*} B^{*T} \vec{w}^{*T} (\vec{w}^{*T} B^{*T} (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} A^{*T} (I + \Sigma C^*) - \vec{q}^{*T}), \quad (6.27)$$

so erhalten wir:

$$\vec{\epsilon} = \frac{1}{\beta_0^*} P^{*-1} B^* \vec{w}^* \vec{w}^{*T} B^{*T} (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} A^{*T} \vec{\delta}. \quad (6.28)$$

Einsetzen von 6.28 in 6.25 ergibt:

$$\begin{aligned} \eta = & \frac{1}{\beta_0^*} \left[\frac{1}{\beta_0^*} (\vec{w}^{*T} B^{*T} (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} A^{*T} (I + \Sigma C^*) - \vec{q}^{*T}) P^{*-1} B^* \vec{w}^* \right. \\ & \left. \cdot \vec{w}^{*T} B^{*T} (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} A^{*T} - \vec{w}^{*T} B^{*T} (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} A^{*T} \right] \vec{\delta} \end{aligned} \quad (6.29)$$

oder:

$$\begin{aligned} \eta = & \frac{1}{\beta_0^*} \left[\frac{1}{\beta_0^*} (\vec{w}^{*T} B^{*T} (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} A^{*T} (I + \Sigma C^*) - \vec{q}^{*T}) \right. \\ & \left. \cdot P^{*-1} B^* \vec{w}^* - I \right] (\vec{w}^{*T} B^{*T} (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} A^{*T} \vec{\delta}). \end{aligned} \quad (6.30)$$

Mit

$$R^* = \frac{1}{\beta_0^*} P^{*-1} B^* \vec{w}^* \vec{w}^{*T} B^{*T}; \quad (6.31)$$

$$\begin{aligned} S^* = & \frac{1}{\beta_0^*} \left[\frac{1}{\beta_0^*} (\vec{w}^{*T} B^{*T} (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} A^{*T} (I - \Sigma C^*) - \vec{q}^{*T}) \right. \\ & \left. \cdot P^{*-1} B^* \vec{w}^* - I \right] \vec{w}^{*T} B^{*T} \end{aligned} \quad (6.32)$$

erhalten wir $\vec{\epsilon}$ und η aus 6.28 und 6.32 :

$$\vec{\epsilon} = R^* (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} A^{*T} \vec{\delta}; \quad (6.33)$$

$$\eta = S^* (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} A^{*T} \vec{\delta}. \quad (6.34)$$

Damit haben die Kovarianzen von $\vec{z}$ und y folgende Gestalt:

$$\sigma_{z_i z_j} := E(\vec{\epsilon} \vec{\epsilon}^T) = R^* (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} A^{*T} E(\vec{\delta} \vec{\delta}^T) A^* (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} R^{*T} \quad (6.35)$$

und

$$\sigma_{y \vec{z}} := E(\eta \vec{\epsilon}^T) = S^* (A^{*T} \Sigma A^*)^{-1} R^{*T}. \quad (6.36)$$

6.6 Die Abhängigkeit der Vertex-Auflösung von Energie- und Ortsauflösung

Mit Hilfe des Vertex-Fits kann nun die Gewichtung der Fitvariablen, die sich in der Stärke der Korrelation zwischen der Energie-, der Ortsauflösung des Kalorimeters und der Präzision der Vertex-Rekonstruktion äussert, mittels einer Simulation des Zerfallsprozesses $p\bar{p} \rightarrow K^0 \pi^\pm K^\mp$ und anschliessender Vertex-Rekonstruktion untersucht werden.

Dazu wurden wiederum Zerfälle in einem Zylinder von 0.8 m Radius erzeugt und nach der Anwendung der bereits oben genannten Schnitte bei den verbleibenden Ereignissen die Schnittpunkte der γ -Flugrichtungen mit dem Zylinder berechnet, um die Auftreffpunkte der Photonen auf das Kalorimeter zu ermitteln. Die dadurch erhaltenen Koordinaten (x_{i1}, x_{i2}, x_{i3}) und Energien (E_1, E_2, E_3, E_4) der Photonen sowie Betrag und Richtung des aus der magnetischen Analyse des $\pi^\pm K^\mp$ -Paares bekannten K^0 -Impulses wurden dann mit Messfehlern versehen, die aus Gauss-Verteilungen mit vorgegebenen energieabhängigen Varianzen stammen.

Mit den auf diese Weise simulierten Messdaten kann das Rekonstruktionsverfahren auf jede mögliche γ -Paar Kombination angewandt werden, wobei wir die gefittete Zerfallsdistanz Y mit dem besten χ^2 als beste Schätzung von Y betrachten.

Um das Vertexpaflösungsvermögen verschiedener Kalorimeter-Typen abzuschätzen, wurden folgende Szenarien untersucht:

1. Das Kalorimeter hat eine unendlich kleine Energieauflösung.
2. Das Kalorimeter besitzt eine endliche Energieauflösung, die dem Auflösungsvermögen eines Kristall-Kalorimeters entspricht.
3. Das Kalorimeter besitzt eine endliche Energieauflösung, die dem Auflösungsvermögen eines Sampling-Kalorimeters entspricht.

Die Tabellen 6.5, 6.6 und 6.7 geben die Vertexpaflösung als Funktion der Ortsauflösung $\sigma_{r\phi}$ für ein ideales Kalorimeter mit verschiedener Energieauflösung an:

Tabelle 6.5:

$\Delta p/p = 1.5\%$ $\Delta\phi = 1^\circ$ $\Delta E = 0.0\%$							
$\sigma_{r\phi} [cm]$	0.2	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0
RMS Vertex [cm]	0.18	0.30	0.61	0.91	1.21	1.48	1.78
σ_{gauss} Vertex [cm]	0.22	0.33	0.61	0.91	1.21	1.51	1.81

Die Daten zeigen deutlich, dass die Auflösung, mit der die Photonen-Auftreffpunkte rekonstruiert werden können, stark mit der Auflösung der Zerfallsorte der neutralen Kaonen korreliert ist, während für Ortsauflösungen im Bereich weniger mm die

Tabelle 6.6:

$\Delta p/p = 2\%$ $\Delta\phi = 1^\circ$ $\Delta E = 10.0\%$							
$\sigma_{r\phi} [cm]$	0.2	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0
RMS Vertex [cm]	2.68	2.70	2.87	3.05	3.20	3.58	3.85
σ_{gauss} Vertex [cm]	1.62	1.73	1.98	2.24	2.58	2.86	3.18

Tabelle 6.7:

$\Delta p/p = 2\%$ $\Delta\phi = 1^\circ$ $\Delta E = 20.0\%$							
$\sigma_{r\phi} [cm]$	0.2	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0
RMS Vertex [cm]	3.13	3.24	3.84	4.09	4.28	4.83	5.86
σ_{gauss} Vertex [cm]	0.92	1.45	2.14	2.48	2.90	3.82	4.14

Energieauflösung keine kritische Grösse darstellt. Demzufolge kristallisiert sich die Ortsauflösung als wichtigstes Auswahl-Kriterium bei der Wahl des Kalorimeters heraus. Zu untersuchen gilt es demnach, welche Ortsauflösungen mit verschiedenen Kalorimeter-Typen erreichbar sind.

6.7 Homogene versus Sampling-Kalorimeter

6.7.1 Kristall-Kalorimeter

Aufgrund der Erfahrungen, die unsere Gruppe im Bau von Kristall-Kalorimetern für tiefe γ -Energien bereits besass, wurde zuerst an die Konstruktion eines Kristall-Kalorimeters gedacht.

6.7.1.1 Die Wahl des Mediums

Um zu entscheiden, welcher Szintillator am besten für das CP-LEAR-Kalorimeter geeignet ist, fassen wir die relevanten Eigenschaften der einzelnen Materialien in Tabelle 6.8 zusammen:

Tabelle 6.8:

Medium	NaI	CsI	BGO	Pb-Glas F2
Strahlungslänge X_0 [cm]	2.59	1.85	1.12	3.05
Dichte ρ [gcm ⁻³]	3.67	4.53	7.13	3.61
Kern-Wechselwirkungs-Länge [gcm ⁻²]	152	167	156	116
Licht-Ausbeute	118	100	8	0.1
Zerfallskonstante [μ s]	0.3	1.0	0.3	0.08

Unter der Voraussetzung, dass das Kalorimeter innerhalb des Magneten Platz finden soll, rechnen wir, da der Abstand zwischen dem Cerenkov-Zähler und der Magnet-Spule total 20 cm beträgt, mit einem für die Kristalle zur Verfügung stehenden Platz von ca. 15 cm.

Damit ergibt sich in bezug auf die Anzahl X_0 und die Gewichtsverhältnisse eines Kristall-Kalorimeters folgendes Bild:

Medium	NaI	CsI	BGO	Pb-Glas F2
Tiefe des Kalorimeters in X_0	5.79	8.11	13.99	4.92
Gewicht des Kristallzylinders relativ zum NaI-Kristall-Zylinder	1	2.42	10.39	0.71

Aus den beiden Tabellen kann sogleich entnommen werden, dass BGO, abgesehen von der Temperaturabhängigkeit seiner Lichtausbeute und der völlig anderen Tragstruktur, die es benötigen würde, ein für den Bau eines Kristall-Kalorimeters sehr geeignetes Material darstellt. Mit einer Dicke von beinahe 14 X_0 ist ein solches Kalorimeter in der Lage, die Schauerenergie der aus den K^0 -Zerfällen resultierenden Photonen am oberen Ende des Energiespektrums zu über 95 % zu absorbieren. Weiter entnimmt man, dass ein Pb-Glas Kalorimeter ausserhalb der Spule gebaut werden

muss, damit nicht durch Schauer-Leck-Verluste die grundsätzlich erreichbare Energieauflösung des Kalorimeters zerstört wird. Vergleicht man die Eigenschaften von NaI und CsI miteinander, so ist einer CsI-Lösung unbedingt der Vorzug zu geben. Abgesehen von der grösseren Anzahl Strahlungslängen, die das CsI-Kalorimeter aufweist, ist CsI viel weniger hygroskopisch und brüchig als NaI, und Lecks in der luftversiegelten Kalorimeter-Halterungs-Struktur würden sich nicht so fatal auswirken wie im Falle eines konventionellen NaI-Kalorimeters. Allerdings müssen die einzelnen CsI-Kristall-Elemente kleinere laterale Dimensionen aufweisen und daher mehr Elemente gefertigt und ausgelesen werden, um die für die Positionsmessungen notwendige Energieaufteilung auf mehrere Kristalle zu erreichen.

Ausser der BGO-Variante, die schon aus finanziellen Gründen von der Kollaboration nicht näher untersucht wurde, wurden alle anderen Kalorimeter-Varianten mit Monte-Carlo-Simulationen eingehend studiert.

Die untersuchte NaI-Variante bestand aus einem Hohlzylinder von 2.5 m Länge mit einem Innenradius von 60 cm, einem Aussenradius von 97.5 cm, entsprechend einer Dicke von $6.75 X_0$. Die CsI-Konfiguration bestand aus einem Hohlzylinder von 2.5 m Länge und einer Tiefe von 7 Strahlungslängen. In beiden Studien war das Kalorimeter in longitudinaler Richtung in 50 Kreisscheiben von 5 cm Länge segmentiert und in transversaler Richtung in 100 Teilsegmente unterteilt gewesen.

Die Abb. 6.10 zeigt die CsI-Konfiguration wie sie im Detektor integriert worden wäre.

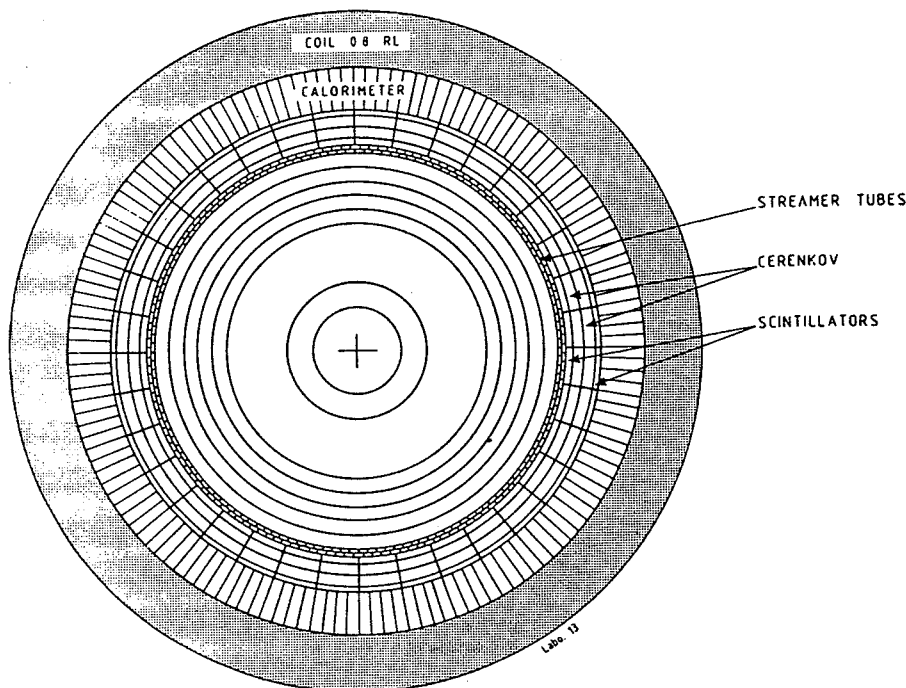


Abbildung 6.10: CsI-Kristall-Kalorimeter

Mit dem Schauersimulationsprogramm EGS3 wurde die Energieverteilung und das

Ortsauflösungs Vermögen beider Kalorimeter näher untersucht (siehe dazu [7],[39] und [40]). Die Studie zeigte, dass - bei den gegebenen Dimensionen - die Energiefluktuationen in den das zentrale Einschuss-Modul umgebenden Kristallen gross, d.h. $\sigma_i/E_i > 2$ waren und dadurch eine Ortsrekonstruktion problematisch machten. Für das Ortsauflösungsvermögen, das mittels der Schwerpunktmethode berechnet wurde [41], erhielten wir bei einer Einschussenergie von 150 MeV und einer Nachweis-schwelle von 1 MeV $\sigma_{gauss} = 0.96$ cm. Natürlich lässt sich eine bessere Ortsauflösung in der $r\phi$ -Ebene durch eine Verkleinerung der Kristall-Module erreichen, was aber zu erheblichen Mehrkosten durch den grösseren Bedarf an Ausleseelektronik führt und somit eine für die Kollaboration nicht mehr realisierbare Variante darstellte. Die Nachweiswahrscheinlichkeit war mit über 95% bei einer Einschussenergie von 50 MeV und einer Nachweis-schwelle von 5 MeV hoch und somit unproblematisch. Mit der Pb-Glas-Variante [42], die ein 50 cm - entsprechend $16.4 X_0$ - tiefes ausserhalb der Spule gelegenes Kalorimeter vorsah, liess sich der Einschussort von 50 MeV- γ -Quanten für einen Einfallswinkel von 0° auf 0.21 ± 1.2 cm und für 20° auf -5.7 ± 1.4 cm rekonstruieren. Bei einem Einschusswinkel von 40° wurde die Breite der Verteilung mit über 3.5 cm nicht mehr akzeptabel. Verglichen mit den Lösungsvorschlägen, die das Kalorimeter innerhalb der Spule platzierten, verschlechterte also die vor dem Kalorimeter liegende Spule von $0.8 X_0$ die Ortsrekonstruktion der γ -Quanten drastisch.

6.7.2 Sampling-Kalorimeter

Eine Alternative zu den homogenen Kristall-Kalorimetern bietet sich in Form der Sampling-Kalorimeter an. Bei diesem Kalorimeter-Typ kann der Photonenauf-treffpunkt durch den Nachweis des e^+e^- -Paares, das bei der Konversion des Photons in den passiven Konverter-Schichten entsteht, nachgewiesen werden. Die Orts-Auflösung ist in diesem Fall primär durch die Geometrie der Ausleseschicht bestimmt. Gegenüber den homogenen Kalorimetern hat diese Alternative unter anderem den Vorteil, dass neben der Orts-Auflösung in der $r\phi$ -Richtung auch eine Ortsbestimmung entlang der Flugrichtung der γ -Quanten möglich ist und schon deshalb eine bessere Ortsauflösung erreichbar ist.

Da zum Erreichen einer möglichst grossen γ -Nachweiswahrscheinlichkeit bei möglichst geringer Kalorimeter-Ausdehnung Blei als Konverter zu verwenden ist, muss geklärt werden, welche Konverterschichtdicke verwendbar ist, wieviele Ebenen notwendig sind und auf welche Art die Auslese erfolgen kann.

Ein wesentlicher Punkt bei der Wahl des Ausleseprinzips spielt die Tatsache, dass sich unser Kalorimeter ganz oder teilweise innerhalb des Magneten zu befinden hat. Von Anfang an wurde deshalb an ein sich bereits bei mehreren Kalorimetern in Anwendung befindendes Ausleseverfahren gedacht, das sich die kostengünstige Produktion von Drahtkammern zu Nutze macht.

Im Rahmen der Entwicklungsstudien wurden zwei Lösungsvorschläge [43] diskutiert, die eine Zweiteilung des Kalorimeters in einen innerhalb des Magneten liegenden

Teil vorsahen, der 3.6 bzw. 6.48 X_0 - entsprechend 20 Pb Ebenen von 1 mm bzw. 2 mm Dicke - aufwies, und einen ausserhalb des Magneten liegenden Teil, der in beiden Fällen 4 mm dicke Konverter-Schichten besass. Die Nachweisebenen wären in beiden Fällen mit Streamerröhren bestückt worden, die eine Querschnittsfläche von $5 \times 5 \text{ mm}^2$ für das innere und $10 \times 7 \text{ mm}^2$ Querschnittsfläche für das äussere Kalorimeter aufwiesen. Der erste Teil des Kalorimeters hätte sozusagen als Photonennachweis-Detektor gedient, während der zweite Teil zum Verringern der aus dem Kalorimeter herausleckender Energie konzipiert war.

Ausgehend von den mit Hilfe des Rekonstruktionsverfahrens gewonnenen Resultaten, die zeigten, dass die Energieauflösung nicht die kritische Variable darstellt und eine Zweiteilung nicht eine dem Aufwand entsprechende Verbesserung der Kalorimeter-Leistung (in bezug auf das Ortsauflösungsvermögen) bringt, muss nach einer Lösung gesucht werden, bei der das Kalorimeter innerhalb des Magneten Platz findet. Da die Ortsauflösung bei Verwendung dünner Konversionsschichten primär von der Querschnittsfläche der in den Nachweisebenen liegenden Drahröhren abhängt, ist das noch den Bau des Kalorimeters beeinflussende verbleibende Kriterium die Photonen-Nachweiswahrscheinlichkeit.

Es gilt also, die Dicke der Konversionsebenen derart zu wählen, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kalorimeters optimal ist.

6.7.2.1 Die Optimierung der Konversions-Ebenen

Ziel der Untersuchung ist es zu entscheiden, ob eine Konverter-Dicke von 1.5 mm oder 2.0 mm eine höhere Photonen Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt.

Um diese Fragestellung so genau wie möglich zu beantworten, wurde im CP-GEANT, dem Simulationsprogramm unseres Detektors, ein zylinderförmiger, mit 20 Ebenen ausgestatteter Sampling-Kalorimeter eingebaut, für dessen Konversions-Ebenen wir entweder eine Dicke von 1.5 oder 2.0 mm wählen konnten. Mit Hilfe des Programms erzeugten wir dann durch die $p\bar{p}$ -Annihilationen entsprechend ihren Verzweigungsverhältnissen K^0 -Ereignisse, die wir in zwei Klassen einteilten. Klasse 1 umfasste die Ereignisse, die in $\pi^0\pi^0$, Klasse 2, diejenigen die in $\pi^0\pi^0\pi^0$ zerfallen. Da die zeitabhängigen Asymmetriekurven, die unser Experiment messen soll, für verschiedene K^0 -Zerfalls-Zeiten verschieden sensitiv sind, liessen wir ferner die neutralen Kaonen mit verschieden fest gewählten Zerfallszeiten zerfallen. Die Zerfallseigenzeiten betrugen für den $\pi^0\pi^0$ -Zerfall 5τ , 7.5τ , und 10τ , sowie 0τ , und 7τ , für den $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Zerfall.

Insgesamt wurden für jede gewählte Zerfallszeit 900 Ereignisse erzeugt. Von den generierten Ereignissen wurden, obgleich die Winkel-Korrelation, die zwischen der Flug-Richtung der Kaonen und derjenigen der γ -Quanten besteht, wegen der relativ niedrigen K^0 -Impulse klein ist, nur solche Ereignisse akzeptiert, bei denen kein Photon durch die Stirnfläche des Kalorimeters entwich. Durch diese Bedingung reduzierte sich die Anzahl verfügbarer Ereignisse auf ca. 37%, also ungefähr 300. Um

diese Zahl nicht nochmals verkleinern zu müssen, wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für die in der $p\bar{p}$ -Annihilation entstehenden geladenen Zerfallsprodukte auf 100% festgesetzt. Eine grössere Anzahl Ereignisse konnte zu dieser Zeit auf Grund der für die Erzeugung von 900 Ereignissen benötigten Rechenzeit von 12 Stunden VAX-750 CPU-Time und dem zum Abspeichern der zu analysierenden Kalorimeter-Daten notwendigen Disk-Platz nicht realisiert werden. Ein auf diese Weise erzeugtes typisches Ereignis, das es auszuwerten gilt, ist in Abb. 6.11 wiedergegeben.

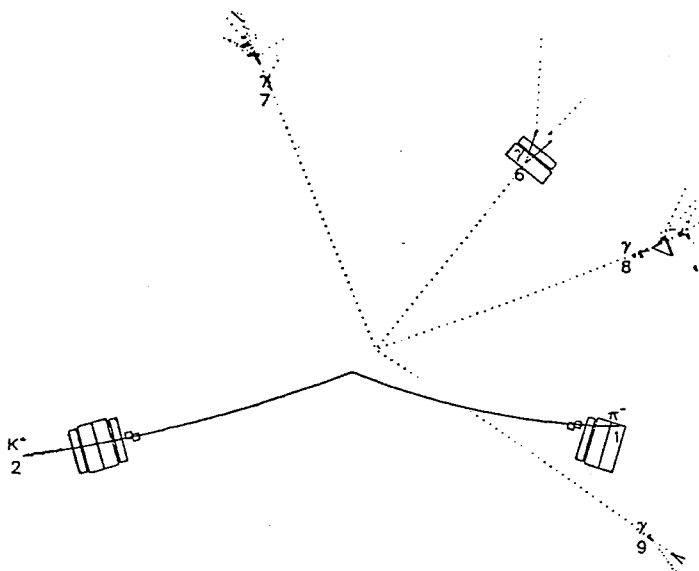


Abbildung 6.11: Typisches $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Ereignis

Die Analyse umfasst folgende Schritte: In jedem Ereignis wird der Zerfallsort der neutralen Pionen gesucht. Von diesem Punkt aus folgt man den Photonen entlang ihrer Flugrichtung, bis sie innerhalb des Kalorimeters konvertieren. Von diesem Moment an werden alle von geladenen Sekundärteilchen getroffenen Röhren, die sich in derselben Nachweisebene befinden, gezählt. Ist sodann die äusserste Kalorimeter-Schicht erreicht, so liegt neben den Energien der Photonen ein Vektor vor, dessen 20 Komponenten angeben, wieviele Röhren in jeder Nachweisebene ausgelöst wurden. Typische Ereignisse sehen dann wie folgt aus:

$K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Ereignis

Gamma No 1)	2	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	E_γ	38 MeV	Hits	4
Gamma No 2)	0	1	1	1	1	2	1	1	0	1	4	3	3	0	0	1	0	0	0	E_γ	228 MeV	Hits	20
Gamma No 3)	1	1	1	0	1	0	2	1	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	E_γ	138 MeV	Hits	9
Gamma No 4)	2	4	6	0	1	0	3	0	0	0	0	2	0	0	4	0	0	0	2	E_γ	388 MeV	Hits	24

$K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Ereignis

Gamma No 1)	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	2	2	1	1	2	2	1	6	0	E_γ	104 MeV	Hits	17
Gamma No 2)	1	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	E_γ	53 MeV	Hits	3
Gamma No 3)	0	0	0	0	0	0	4	2	1	1	1	0	0	1	0	2	2	1	0	0	E_γ	135 MeV	Hits	15
Gamma No 4)	2	1	1	2	1	0	0	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	E_γ	223 MeV	Hits	9
Gamma No 5)	1	0	0	0	0	0	3	1	1	1	1	0	0	0	0	1	1	2	0	1	E_γ	138 MeV	Hits	13
Gamma No 6)	1	1	1	3	3	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	E_γ	127 MeV	Hits	10

Um nun im Experiment zufällig -d.h. z.B. durch elektronisches Rauschen - ausgelöste von wirklich getroffenen Röhren unterscheiden zu können, muss hier näher definiert werden, wann eine Röhre als getroffen zu bezeichnen ist. Da wir vermeiden wollten, mit dem Prozess des Schauer-Pattern-Recognition zu interferieren, definierten wir verschiedene Trefferbedingungen einfach durch die Anzahl Röhren, die im Minimum gefeuert haben müssen. Sprechen wir z.B. von einer Trefferbedingung 3, so bedeutet dies, dass mindestens 3 Röhren ansprechen müssen, damit wir dieses Signal als von einem Photon herrührend bezeichnen.

Die Analyse zeigt eindeutig, dass keine Abhängigkeit der γ -Nachweiswahrscheinlichkeit von der Zerfallszeit der K^0 -Zerfälle vorliegt (siehe Abb. 6.12).

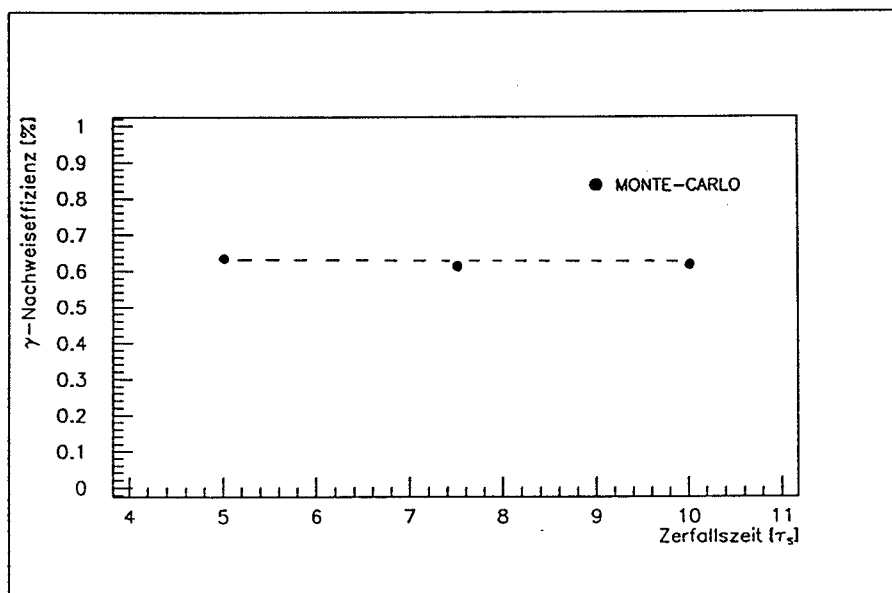


Abbildung 6.12: Zur Zeitabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit

Um ein $\pi^0 \pi^0$ sicher von einem $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ unterscheiden zu können, müssen für ein $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Ereignis 5 oder 6 Photonen nachgewiesen werden. Wir addieren darum jeweils die Nachweiswahrscheinlichkeiten, 5 bzw. 6 Photonen gesehen zu haben, für beide Kalorimeterkonfigurationen unter Anwendung der verschiedenen Trefferbedingungen separat zusammen und vergleichen diese Zahlen miteinander. Für den

$K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Zerfall vergleichen wir die Nachweiswahrscheinlichkeiten beider Kalorimeterkonfigurationen, 4 Photonen nachgewiesen zu haben, direkt miteinander (siehe Tabelle 6.9). In beiden Fällen weist, selbst unter der Anwendung verschiedener Trefferbedingungen, das Kalorimeter mit der dünneren Konversionsschicht eine grössere Nachweiseffizienz auf.

Tabelle 6.9:

Photonen Nachweis-Effizienz in %								
	für $\pi^0\pi^0$ -Zerfall				und $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Zerfall			
mm Pb	2 Hits	3 Hits	4 Hits	5 Hits	2 Hits	3 Hits	4 Hits	5 Hits
1.5	61.6	50.1	38.6	27.9	45.2	27.6	14.6	7.4
2.0	60.8	47.4	32.6	22.2	38.8	19.5	7.8	3.4

Kapitel 7

Messung und Modellierung elektromagnetischer Kaskaden

7.1 Aufbau und Funktionsweise des Kalorimeter Prototypen

7.1.1 Entwicklung der Prototyp-Hardware

Die Arbeiten im Zusammenhang mit der Entwicklung der Nachweisebenen des Kalorimeters und der dafür benötigten Ausleseelektronik wurden alle am CERN durchgeführt. Da sie an anderer Stelle bereits beschrieben sind [44], sei hier nur kurz auf die Struktur und die Funktionsweise des Prototypen eingegangen.

7.1.2 Die Struktur des Prototypen

Der Kalorimeter-Prototyp ist ein Sampling-Kalorimeter mit 18 Lagen von 34 cm Breite und 45 cm Länge, die von zwei 1.2 cm dicken Al-Platten begrenzt und getragen werden. Jede dieser Lagen besteht aus einer aktiven Nachweis-Ebene und einer Konverter-Schicht. Die Konverter-Ebene besteht aus einer Pb-Platte von 1.5 mm Dicke, die beidseitig von zwei Al-Folien von 0.3 mm Dicke umfasst ist. Die aktive Ebene ist mit 8 Drahtkammern, die beidseitig mit je einer Stripfolie belegt sind, ausgerüstet. Insgesamt verfügt der Prototyp über 1152 Kammern und 2304 Stripkanäle. Je 16 Kanäle werden zu einer Kabeleinheit zusammengeschnürt und zu den Camac Crates geführt.

7.1.3 Die Testkammern

7.1.3.1 Der Aufbau der Kammern

Die verwendeten Kammern sind aus zwei graphitbeschichteten glasfaserverstärkten Epoxy-Platten von 45 cm Länge, 4.3 cm Breite und 1 mm Dicke aufgebaut, die mit 9 diamantgefrästen Nuten versehen sind, in die neun 0.5 mm hohe Messingwände

eingelassen und mittels eines leitfähigen Klebstoffes verankert sind. Die acht Röhren einer Kammer erhalten dadurch einen inneren Querschnitt von $4 \times 4.5 \text{ mm}^2$. Im Zentrum der Röhren befinden sich die Cu-Drähte, die einen Durchmesser von $40 \text{ }\mu\text{m}$ aufweisen und mit einer Zugspannung von 160 g an beiden Kammerenden festgelötet sind. Im Unterschied zu den 2.5 m langen Kammern, die im CP-LEAR-Experiment Verwendung finden, wurden die Kammern des Prototyps aufgrund ihrer Länge nicht mit Drahtaltern versehen.

7.1.3.2 Zur Verwendung von Drahtkammern

Ionen-Paare, die in einem Gasvolumen, an das ein elektrisches Feld angelegt ist, erzeugt werden, bewegen sich mit einer Drift-Geschwindigkeit auf die Anode beziehungsweise Kathode zu, die durch die Mobilität der Ionen bestimmt ist. Wird die elektrische Feldstärke weiter erhöht, so wird ein Punkt erreicht, oberhalb dem die Ionen genügend kinetische Energie haben, um Gasmoleküle durch Stöße ionisieren zu können. Die aus diesen Zusammenstößen resultierenden Elektronen erzeugen in weiteren Kollisionen lawinenartig neue Ionenpaare. Man definiert als Gasverstärkungsfaktor M den Quotienten aus den in der Lawine neu erzeugten und den primär vorhandenen Elektronen. Unter geeigneten Bedingungen (Detektor, Geometrie, Gas-Mischung) ist es nun möglich, einen Hochspannungsbereich zu finden, in dem die nachweisbare Ladung proportional zur primär vorhandenen ist. Diese Region, auch Proportionalbereich genannt, ist definiert als derjenige Bereich der elektrischen Feldstärke und des Druckes, in dem der Gasverstärkungsfaktor eine Konstante ist. Technisch wurden im Proportionalbereich Gasverstärkungsfaktoren von $10^4 - 10^6$ erreicht. Erhöht man die elektrische Feldstärke weiter, so tritt man in einen Bereich begrenzter Proportionalität ein, der dadurch gekennzeichnet ist, dass die nachweisbare Ladung nicht mehr proportional zur primär vorhandenen Ladung zunimmt. Die Ursache für dieses Verhalten ist in elektrischen Feld-Verzerrungen zu suchen, die durch Raumladungen um die Anode erzeugt werden.

Weiteres Erhöhen der Hochspannung führt in den Geigerbereich, bei dem der Spannungsimpuls unabhängig von der Primärionisation wird. Dieser Übergang macht sich bei Gasverstärkungsfaktoren von 10^8 bemerkbar.

7.1.4 Die Stripebenen

Die grosse und lokal begrenzte Raumladungsdichte von Streamern [45], [46], [47], [48], [49], [50] kann verwendet werden, um durch Kammerwände mit genügend hohem Flächenwiderstand hindurch Spiegelladungen auf Metallfolien zu induzieren. Durch Unterteilung der Folien in einzelne Streifen, die unter einem Winkel zu den Zähldrähten angebracht werden, lässt sich die Position entlang der Drähte bestimmen, wo die Streamer gebildet wurden.

Für den Prototypen wurden für jede Ebene jeweils zwei Streifen-Folien, U- und V-Ebenen genannt, angefertigt, die in 64 einzelne Streifen von 5.5 mm Breite und 1 mm Abstand unterteilt sind. Die U- Ebenen befinden sich jeweils vor den Kammer-

lagen und sind um 30° relativ zu den Drahtebenen geneigt, während die V-Ebenen jeweils nach den Kammerebenen positioniert sind und -30° relativ zu den Drähten geneigt sind.

7.2 Die Realisierung der Prototyp-Tests

7.2.1 Die Notwendigkeit der Tests

Da die Kammern, die in unserem Kalorimeter verwendet werden, eine Eigenentwicklung unserer Gruppe darstellen und noch nie in grösserer Stückzahl verwendet wurden, sollten Testmessungen in einem Photonenstrahl Aufschluss über den Betrieb eines aus diesen Kammern aufgebauten Prototypen geben. Überdies wurde mit den Testmessungen beabsichtigt:

- den Prototypen zu kalibrieren;
- das Energie- und Ortsauflösungsvermögen des Kalorimeters zu bestimmen;
- die Effizienz von Streamerröhren zu messen;
- realistische Daten aufzuzeichnen, um die Verwendbarkeit von Monte-Carlo-Rechnungen im Bereich elektro-magnetischer Kaskaden-Simulationen zu überprüfen und
- diverse Algorithmen im Zusammenhang mit der Orts- und Winkel-Rekonstruktion sowie der Elektron-Pion-Separation zu testen und - wenn nötig - weiter zu entwickeln.

7.2.2 Die Photonen-Erzeugung

Photonenstrahlen variabler Energie und Richtung mit einer guten Auflösung und hoher Rate herzustellen ist eine experimentell anspruchsvolle Aufgabe. Die für die Tests benötigten Photonen wurden durch Konstruktion eines einfachen Bremsstrahl-Monochromators (auch Tagged Photon Beam genannt) erzeugt. Diese Produktionstechnik, die auf Weil und McDaniel [51] zurück geht, basiert auf der Idee, Photonen einer bestimmten Energie in einem kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektrum zu selektieren. Das Prinzip eines solchen Bremsstrahlung-Monochromators sei an Hand der Abb. 7.1 erläutert:

Elektronen mit definierter Anfangsenergie E_0 werden auf einen dünnen Bremsstrahlungsradiator geschossen. Der kleine Teil von Elektronen, die beim Durchqueren des Radiators Photonen abstrahlt, verlässt den Radiator mit einer durch die Photon-Emission verringerten End-Energie E_f . Kennt man diese Energie, so lässt sich - da die beim Strahlungsvorgang auf den Rückstosskern übertragene kinetische Energie vernachlässigbar klein ist - die Energie k des Bremsstrahlungsphotons bestimmen. Man erhält:

$$k = E_0 - E_f.$$

Diese Beziehung ermöglicht es, Photonen einer bestimmten Energie zu kennzeichnen, indem man Elektronen mit einer bestimmten End-Energie E_f selektiert. In der Praxis benützt man dazu ein einfaches Spektrometer, das Elektronen verschiedener

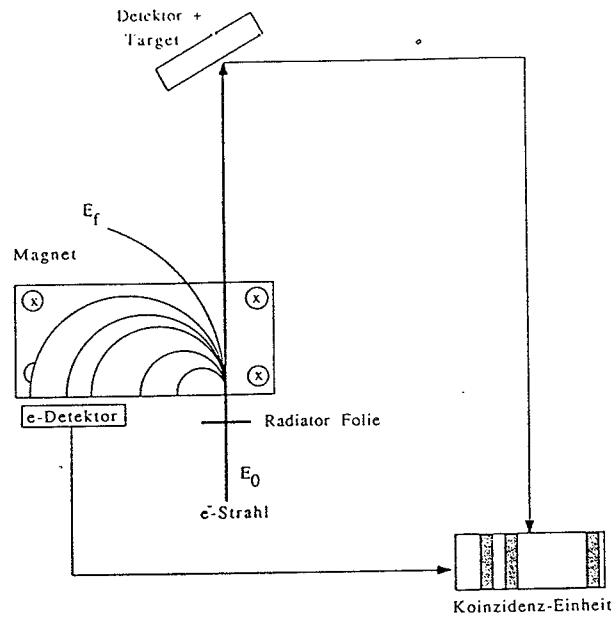


Abbildung 7.1: Prinzip eines Bremsstrahl-Monochromators

Energie auf verschiedene Orte abbildet. Der Nachweis dieser Elektronen wird meist mittels einer Anordnung von Szintillationszählern realisiert. Die dabei erreichbare Energieauflösung hängt dabei primär von der Zähleranordnung, sekundär von den Eigenschaften des Primärstrahles, des Radiators, sowie vom verwendeten Magneten ab.

Um zu einer Aussage über die Qualität eines auf dieser Methode beruhenden Photonenstrahles zu gelangen, muss die Ausbeute und der Energiebereich der Photonen diskutiert werden, die unter den gegebenen Strahl-Bedingungen am SIN mit verschiedenen Radiatoren realisierbar sind.

Da Elektronen im Bereich von 100 bis 300 MeV/c zur Produktion der Photonen verwendet werden, können wir für die Berechnung der Photonenausbeute den totalen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d(\hbar\omega)$, gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{d(\hbar\omega)} \simeq \frac{4\alpha}{\hbar\omega} (Zr_0^2) \left(1 + \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right) \left(\ln \frac{2\gamma_1\gamma_2}{W} - \frac{1}{2} \right),$$

für Bremsstrahlung im extrem relativistischen Limit verwenden, wobei γ_1, γ_2 die Lorentzfaktoren des einlaufenden und des abgebremsten Elektrons darstellen, r_0 der klassische Elektronenradius bezeichnet, $W = \hbar\omega/E_0$ und E_0 die Energie des einlaufenden Elektrons ist.

Die Anzahl Photonen N pro Fläche erhalten wir dann gemäss:

$$N = N_0 P t \quad P = \frac{\rho N_A}{M} \sigma$$

mit N_A der Avogadrozahl, ρ der Dichte, M dem Molekulargewicht des Radiators,

σ dem totalen Wirkungsquerschnitt in einem Energieintervall ΔE , N_0 der Anzahl einfallender Elektronen pro Sekunde und t der Dicke des Radiators.

Die nachstehende Abb. 7.2 zeigt den Verlauf der Grösse P für die Radiatormaterialien Cu, Au und W als Funktion der Radiator-Dicke. Die Einfallsenergie der Elektronen, die Photonen von von 200 MeV abstrahlen, beträgt dabei 300 MeV.

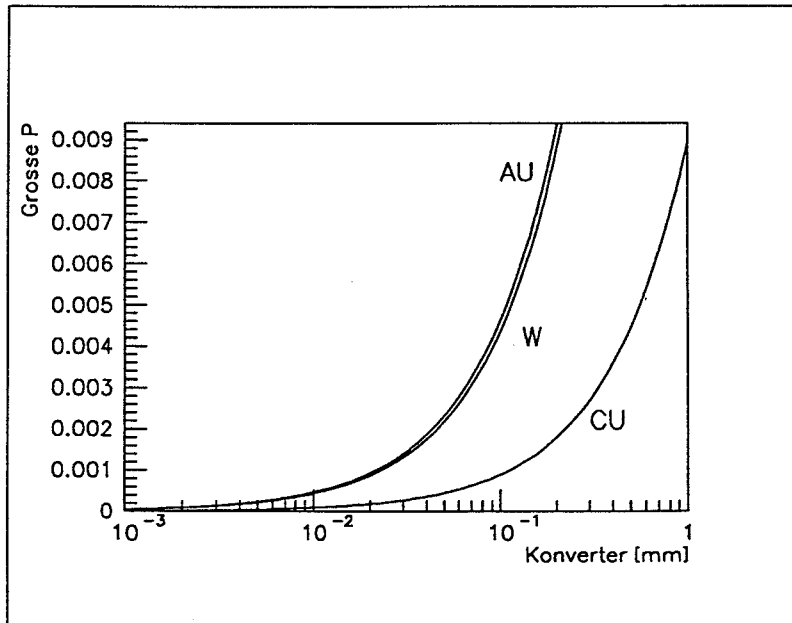


Abbildung 7.2: Obere Schranke von P als Funktion der Radiator-Dicke

7.2.3 Der Tagged-Photonen-Strahl am SIN

Der Tagged-Photonen-Strahl wurde mit dem $\pi M1$ -Strahl [52] am SIN erzeugt. Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 7.3 dargestellt.

Der Teilchen-Strahl, bestehend aus Pionen, Elektronen und Müonen, trifft von der Strahllinie herkommend auf zwei Szintillatoren S_1 und S_2 , die den Strahl definieren. Die Teilchen durchqueren die als Radiator dienende W-Folie und werden dann in einem Dipolmagnet (ASK) entsprechend ihrem Impuls abgelenkt, wonach sie von einem Hodoskop, das in einem Winkel von 60° relativ zur Strahllinie aufgestellt ist, registriert werden. Die im Radiator durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen verschiedener Energien fliegen in Richtung der Elektron-Strahllinie weiter, bis sie einen in Antikoinzidenz mit dem Hodoskop geschalteten Zähler durchqueren und dann im dahinter liegenden Kalorimeter aufschauern.

Die Teilchenselektion wurde mittels der Flugzeit-Methode durch Koinzidenz der Signale der Szintillatoren S_1 und S_2 mit dem 50 MHz Hochfrequenzsignal des Protonenstrahles durchgeführt.

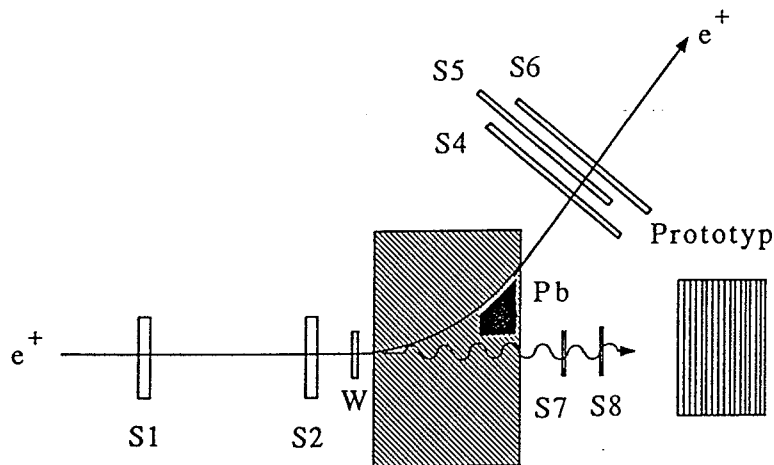


Abbildung 7.3: Testaufbau

Der Nachweis der durch den Magneten abgelenkten Elektronen wurde mittels eines Hodoskops realisiert. Da die Energie des Photonenstrahles dadurch variiert wurde, dass wir die Energie des einfallenden Teilchenstrahles veränderten und mit dem Hodoskop stets auf Elektronen von 100 MeV triggerten, war es ausreichend, die Dispersion des Magneten bei einem einzigen Impuls zu bestimmen. Die Dispersion des Magneten beträgt bei 100 MeV/c $D \simeq 0.58 \text{ cm}/\%$. Das Hodoskop, das bei den ersten Tests zur Vermessung der Dispersion verwendet wurde, bestand aus einer Anordnung von sechzehn 1.75 cm breiten Szintillatoren, die von je einem Photomultiplier ausgelesen wurden. Da die Rate der Bremsstrahlungsphotonen bei 1 γ -Quant alle 8 Sekunden lag, war es nötig, die Elektronen durch ein zweites Hodoskop mit grösserer Akzeptanz zu ersetzen, wodurch die Rate auf 3 Ereignisse pro Sekunde gesteigert werden konnte.

Die Abb. 7.4 zeigt die Schaltelektronik, die bei den Tests verwendet wurde.

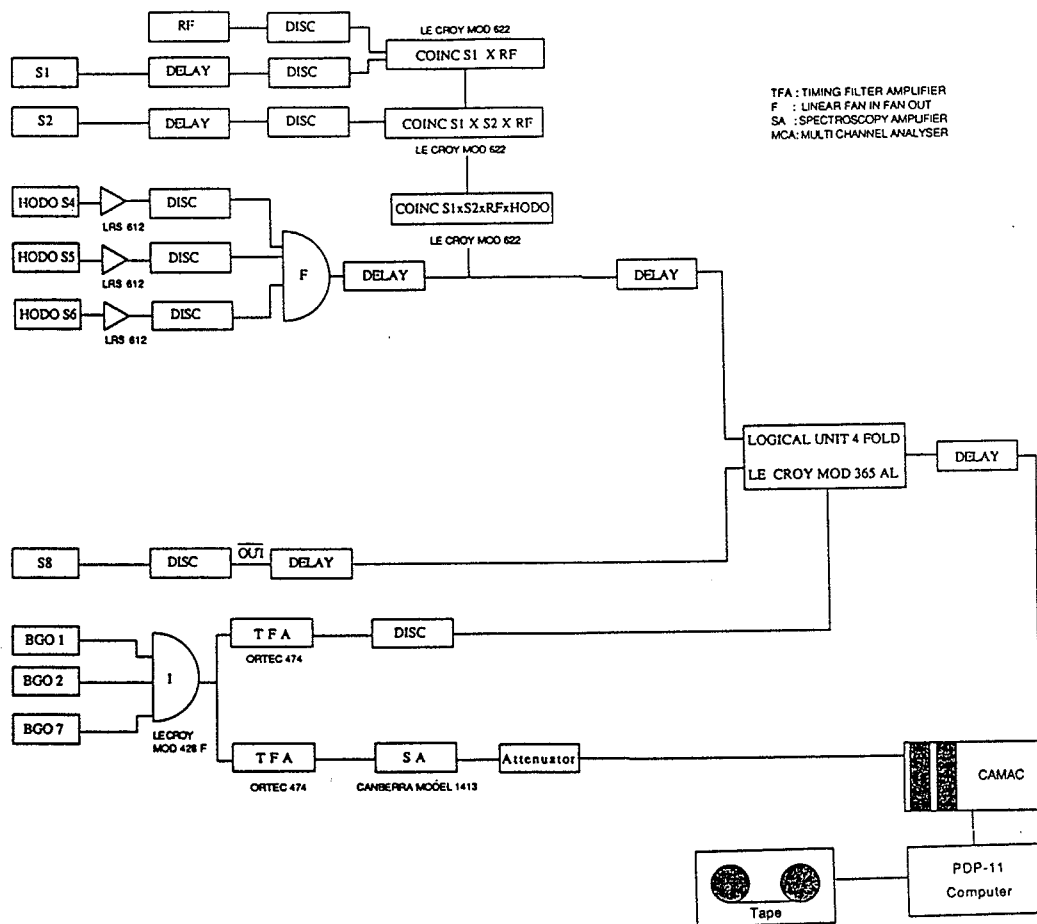


Abbildung 7.4: Elektronik

7.3 Vergleich der Messdaten mit den Simulationen

7.3.1 Die Kaskadensimulation im Prototyp

7.3.1.1 Der Software-Prototyp

Nachdem die ersten Kaskaden-Rechnungen, in denen der Prototyp aus alternierenden Pb- und Gasschichten aufgebaut war, die ersten Testdaten nur trendmässig zu beschreiben vermochte, wurde der Versuch unternommen, den Prototypen in Software naturgetreu in allen Details nachzubauen.

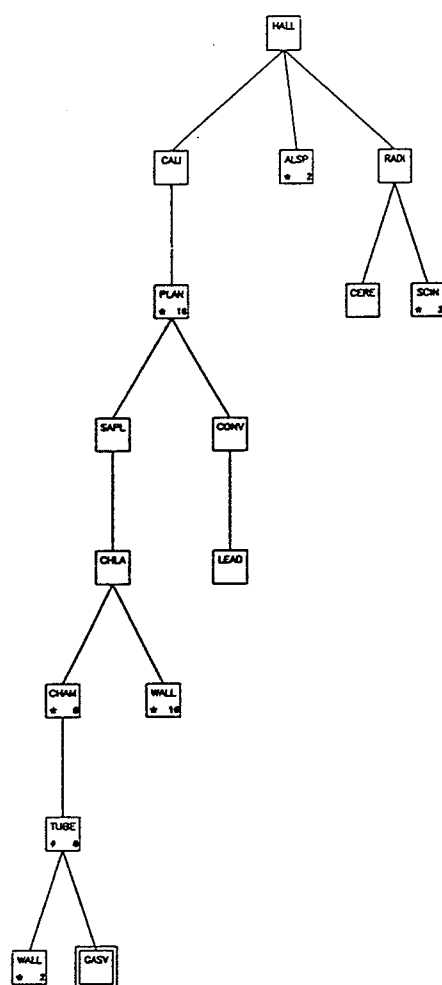


Abbildung 7.5: Software-Struktur des Prototypen

Die Abb. 7.5 zeigt die Struktur dieser Nachbildung. Man sieht, wie in einem als Halle (HALL) bezeichneten Volumen das Kalorimeter zwischen zwei Al-Platten (ALSP)

eingebettet ist. Der Prototyp selber ist aus 18 Ebenen aufgebaut, die wiederum aus den Sampling(SAPL)- und den in Al (CONV) eingelagerten Pb- Konversions-Ebenen (LEAD) bestehen. Die Nachweisebenen (SAPL) werden von den Strip-Ebenen und den aus Fiber-Glas bestehenden Kammerebenen (CHLA) gebildet, die ihrerseits mit einzelnen, mittels Abständen (WALL) voneinander getrennten, Streamer-Kammern (CHAM) bestückt sind. Die Kammern sind durch Messing- Wände (WALL) in 8 Röhren unterteilt, die im Innern die sensitiven Nachweiszellen tragen. Die Abb. 7.6 zeigt den simulierten Prototypen zusammen mit einer einzelnen Kammer.

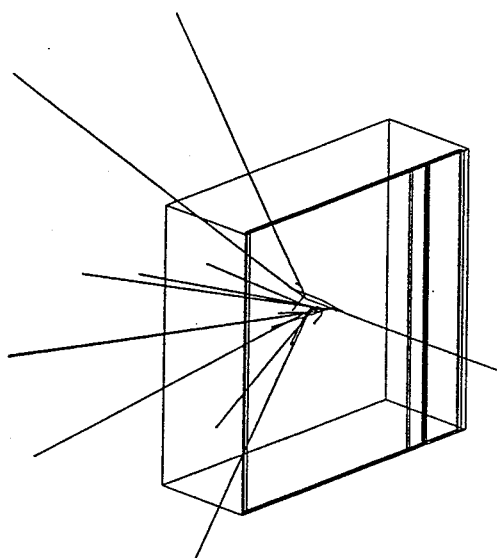


Abbildung 7.6: MC- Prototyp

Die Abb. 7.7 zeigt im Detail eine einzelne Kammer, wie wir sie in der Simulation nachgebaut haben.

7.3.1.2 Die Signalbildung

Eine möglichst genaue und doch recheneffiziente Modellierung eines Detektors zu schreiben ist nur ein Teil der Aufgabe, die es bei der Simulation eines Detektors zu bewältigen gilt. Der andere besteht in der Beschreibung des Vorgangs, der mit dem Zeitpunkt der Wechselwirkung im Detektor beginnt und nach der Bildung des Ausgangssignals, das der Detektor liefert, abgeschlossen ist. Eine noch so präzise (geometrische) Modellierung eines Detektors vermag diejenige (die Funktionsweise des Detektors beschreibende) Information nicht zu ersetzen, die bei der Simulation der Signalbildung fehlt.

Für die praktische Durchführung von Simulationen bedeutet dies, dass die ganze bei

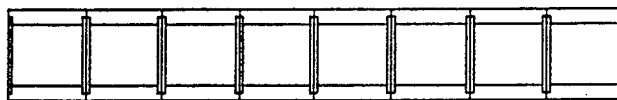


Abbildung 7.7: Bild einer in der Simulation verwendeten Nachweis-Kammer

einer Wechselwirkung erzeugte physikalische Information, die als relevant angesehen wird, in Form einer als Hit bezeichneten Datenstruktur abgelegt werden muss, um für den nachher folgenden Prozess der Signalbildung (Digitisierung) wieder zur Verfügung zu stehen.

Bei der Ausbreitung einer elektro-magnetischen Kaskade speichern wir deshalb jedesmal, wenn das Gasvolumen einer Streamer-Röhre von einem geladenen Teilchen durchquert wird, die Information über den Teilchentypus, die Röhren-Ebene und die Nummer, die die Röhre in der Kammer hat, den Eintritts- sowie den Austrittsort des Teilchens, seine Energie und den dabei im Gas angefallene Energieverlust in einer Datenbank ab.

Da die Information, die wir von unserem Kalorimeter erhalten, digital ausgelesen wird, vereinfacht sich der Vorgang der Digitisierung.

Wir dürfen annehmen, dass das Kalorimeter einerseits eine charakteristische Nachweisschwelle aufweist und andererseits - infolge der sich zu den Rändern hin abflachenden Feldverteilung - Randzonen bestehen, entlang denen die Röhren gar keine Ansprechwahrscheinlichkeit besitzen. Wir versuchen, diesem Umstand dadurch Rechnung zu tragen, dass wir die in der Röhre zurückgelegte Wegdistanz des Teilchens ausrechnen und dann eine minimale Wegdistanz fordern, die ein Teilchen im Gasvolumen zurückzulegen hat, damit es nachgewiesen werden kann.

7.3.1.3 Die "cut-off-energy" und ihre Wahl

In allen Schauersimulationspaketen existiert ein als "cut-off-energy" oder auch als Abschneideenergie bezeichneter Parameter, der den Energiewert darstellt, den ein Teilchen mindestens aufweisen muss, um am Simulationsprozess teilnehmen zu können. Unterschreitet die kinetische Energie eines Teilchens diese Schwelle, so wird das Teilchen auf seinem Weg durch den Detektor gestoppt und seine verbleibende Energie am jeweiligen Aufenthaltsort deponiert. Der Wahl dieser Abschneideenergie ist bei der Durchführung von Schauersimulationen besondere Bedeutung zu schenken, da ein bestimmter "cut-off"-Wert die Resultate von Kaskadenrechnungen in ver-

schiedenen Kalorimetertypen unterschiedlich beeinflussen kann. Anders formuliert bedeutet dies, dass die niederenergetische Schauerkomponente von verschiedenen Kalorimetertypen unterschiedlich stark bewertet wird. Diese unterschiedliche Sensitivität für langsame und schnelle Elektronen muss in einem Zusammenhang mit der unterschiedlichen Energiedeposition und Reichweite dieser Teilchen stehen. Es gilt also, zu einer Aussage über Energieabgabe und Reichweite von langsamen und schnellen Elektronen in verschieden dicken Materialschichten zu kommen und daraus Schlussfolgerungen in bezug auf eine geeignete Wahl des Abschneideenergie-Wertes zu ziehen.

Durchqueren langsame Elektronen eine Materie-Schicht, so verlieren sie ihre Energie in Kollisionen mit den Elektronen des Mediums. Unter der Voraussetzung, dass die Kollisionsrate in der Materie-Schicht genügend gross ist und die in den Stossprozessen erzeugten Sekundärteilchen (d.h. z.B. die Delta-Elektronen) in der Materie-Schicht absorbiert werden, kann von einer Proportionalität zwischen dem Energieverlust und der Ionisation im Medium ausgegangen werden. Man beschreibt diese Proportionalität durch eine für die jeweilige Materie charakteristische Proportionalitätskonstante, die als mittlere Ionisationsenergie bezeichnet wird.¹ Soll nun die Energiedeposition von langsamen und schnellen Elektronen in Gasschichten miteinander verglichen werden, so kann dazu im Prinzip die Bethe-Bloch Formel verwendet werden. Der Gebrauch dieser Formel ist nun aber ungeeignet zur Abschätzung der Reichweite von Teilchen, da bei tiefen Energien die Vielfachstreuung zunehmend an Bedeutung gewinnt und die Teilchen nicht mehr geradlinig eine Gasschicht durchlaufen. Gebräuchlicher ist es deshalb, sich empirischer Reichweite-Beziehungen zu bedienen und daraus die Energiedeposition der Elektronen zu berechnen.

Von den unzähligen Beziehungen, die in der Literatur auftauchen, verwenden wir hier eine materialunabhängige Reichweite-Relation, die den für uns interessanten keV - MeV-Energiebereich überdeckt. Es ist dies die Relation von Kobetich und Katz [53], gegeben durch:

$$R(E) = AE \left[1 - \frac{B}{1 + CE} \right]$$

mit E , der kinetischen Energie in keV und den Parameter-Werten:

$$A = 5.3710^{-4} g cm^{-2} keV^{-1} ; B = 0.9815 ; C = 3.123010^{-3} keV^{-1},$$

die im Bereich von 0.3 keV bis 20 MeV gültig sind. Die Abb. 7.8 zeigt den mit dieser Beziehung gewonnenen Verlauf der Reichweite von Elektronen in Pb.

Um Aufschluss darüber zu erhalten, wieviel Energie Elektronen in einer Materie-Schicht gegebener Dicke deponieren, bilden wir die Umkehrfunktion der Kobetich-Katzschen Reichweite-Beziehung. In den Abbildungen 7.9 und 7.10 stellen wir die mit der Umkehrfunktion berechnete Energiedeposition von Elektronen in verschiedenen dicken Pb- und Gasschichten normiert, auf die Energiedeposition eines minimalisierenden Teilchens dar.

¹Da neben dem Ionisationsprozess noch eine Reihe weiterer Prozesse Energie absorbieren, ohne zu einer Ionisation zu führen, ist die mittlere Ionisationsenergie grösser als die für einen reinen Ionisationsvorgang notwendige Energie.

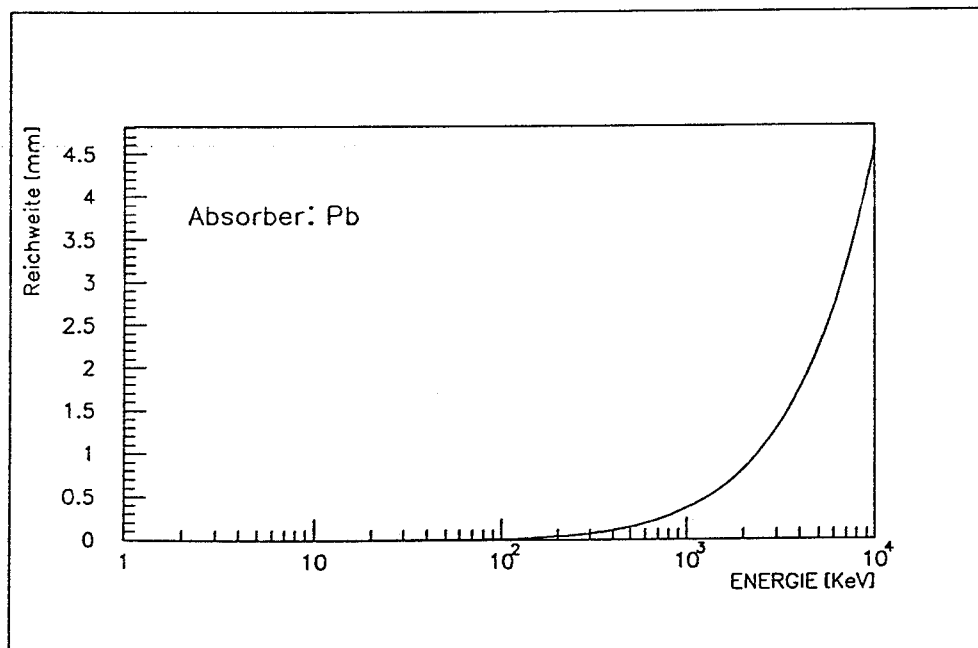


Abbildung 7.8: Reichweite von Elektronen in Pb

Hier wird deutlich, dass langsame Elektronen in Gasschichten von der Dicke, wie sie in unserem Kalorimeter verwendet werden, bis zu einem Faktor 15 mehr Energie deponieren können, als es minimumionisierende Teilchen zu tun vermögen. Für Festkörper tritt diese Erscheinung, wie Abb. 7.9 zeigt, erst bei Materialschichtdicken deutlich zu Tage, die eine Grössenordnung dünner sind, als die von uns verwendeten Konverter-Folien.

Die beiden gezeigten Darstellungen zeigen also deutlich, welche Bedeutung der niederenergetischen Schauerkomponente in Gaskalorimetern zukommen kann. In unserem Fall, wo das Kalorimeter nur digitale Signale liefert, kommt diesem Phänomen glücklicherweise weniger Bedeutung zu. Das liegt daran, dass wir kein der Energiedeposition proportionales Signal messen und daher bei einer höher gewählten "cut-off"-Energie nicht den Signalanteil, den ein analog auslesendes Kalorimeter registrieren würde, verlieren.

Allerdings spielen die "cut-off"-Energien für uns insofern eine Rolle, als mit kleiner werdenden "cut-off"-Energien die Zahl der geladenen Teilchen etwas zunimmt. Aus den obigen Überlegungen können wir also schliessen, dass mit einer Abschneideenergie von 0.5 MeV bei der Simulation des digital arbeitenden Prototypen durchaus mit den Messungen verträgliche Resultate generierbar sind, wir jedoch die Möglichkeit haben, durch niedrigere "cut-off"-Energien den Mittelwert der registrierten Teilchenzahl allenfalls etwas nach oben zu schieben.

Um diese Aussage zu verifizieren, haben wir Photonenschauer von 200 MeV Einfallenergie im CP-LEAR-Software-Prototyp bis zu einer Abschneideenergie von 10

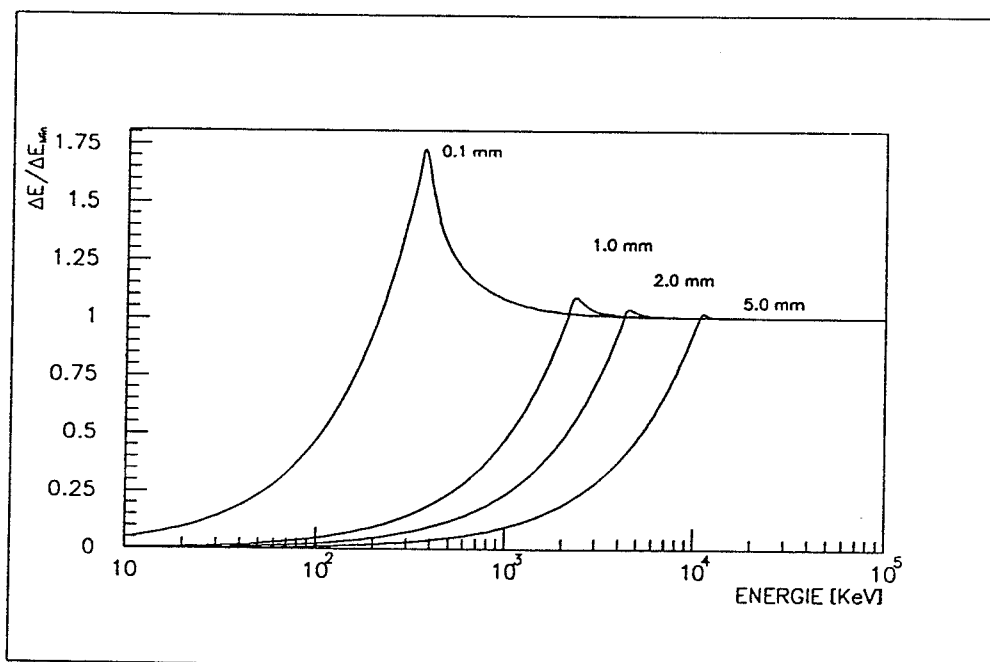


Abbildung 7.9: Mittlere Energiedeposition von Elektronen in verschieden dicken Pb-Schichten, normiert auf die Energieabgabe von minimumionisierenden Teilchen

keV simuliert. Die Einfallsenergie der γ -Quanten wurde dabei aus einer Rechtecksverteilung von ± 10 MeV gezogen, die der experimentellen Energieunschärfe entspricht wie sie in den SIN- Tests durch die Breite des Hodoskops im Bremsstrahl-Monochromator bedingt war. Die in der Simulation anfallenden Daten wurden dabei aufgezeichnet und von einem separaten Analyse-Programm für unterschiedliche "cut-off"-Energien ausgewertet. Die Abbildung 7.11 zeigt die Verteilung der Anzahl gefeuerten Röhren für vier verschiedene "cut-off"-Werte.

In Abb. 7.12 haben wir den Mittelwert aus diesen Verteilungen als Funktion der gewählten Abschneideenergie aufgetragen. Diese Abbildung zeigt deutlich, dass die mittlere Anzahl Treffer unterhalb 0.5 MeV nicht drastisch ansteigt.

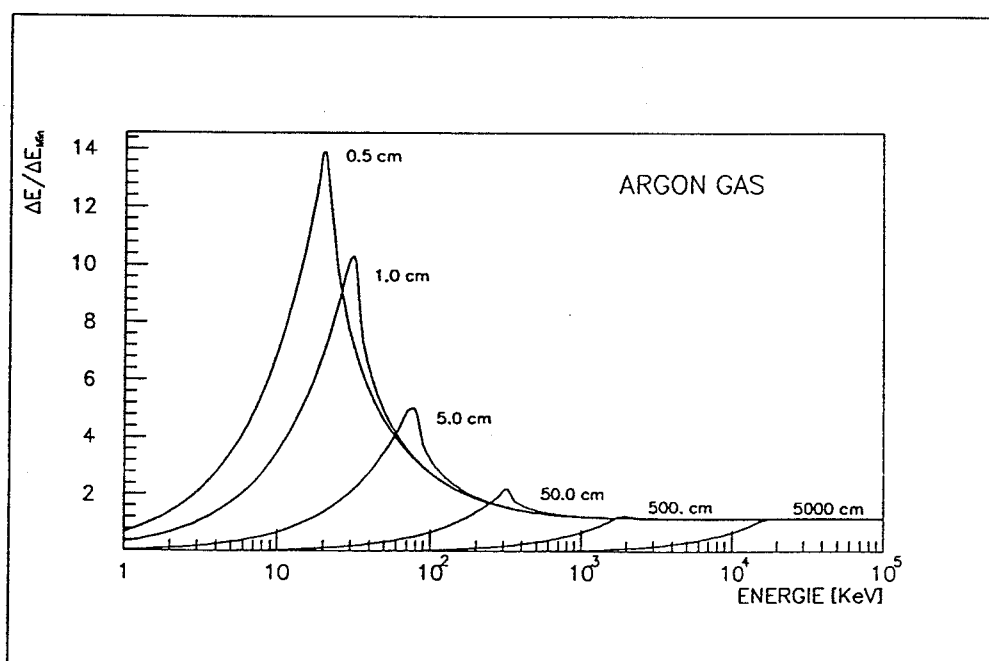


Abbildung 7.10: Mittlere Energiedeposition von Elektronen in verschiedenen Ar-Gasschichten, normiert auf die Energieabgabe von minimumionisierenden Teilchen

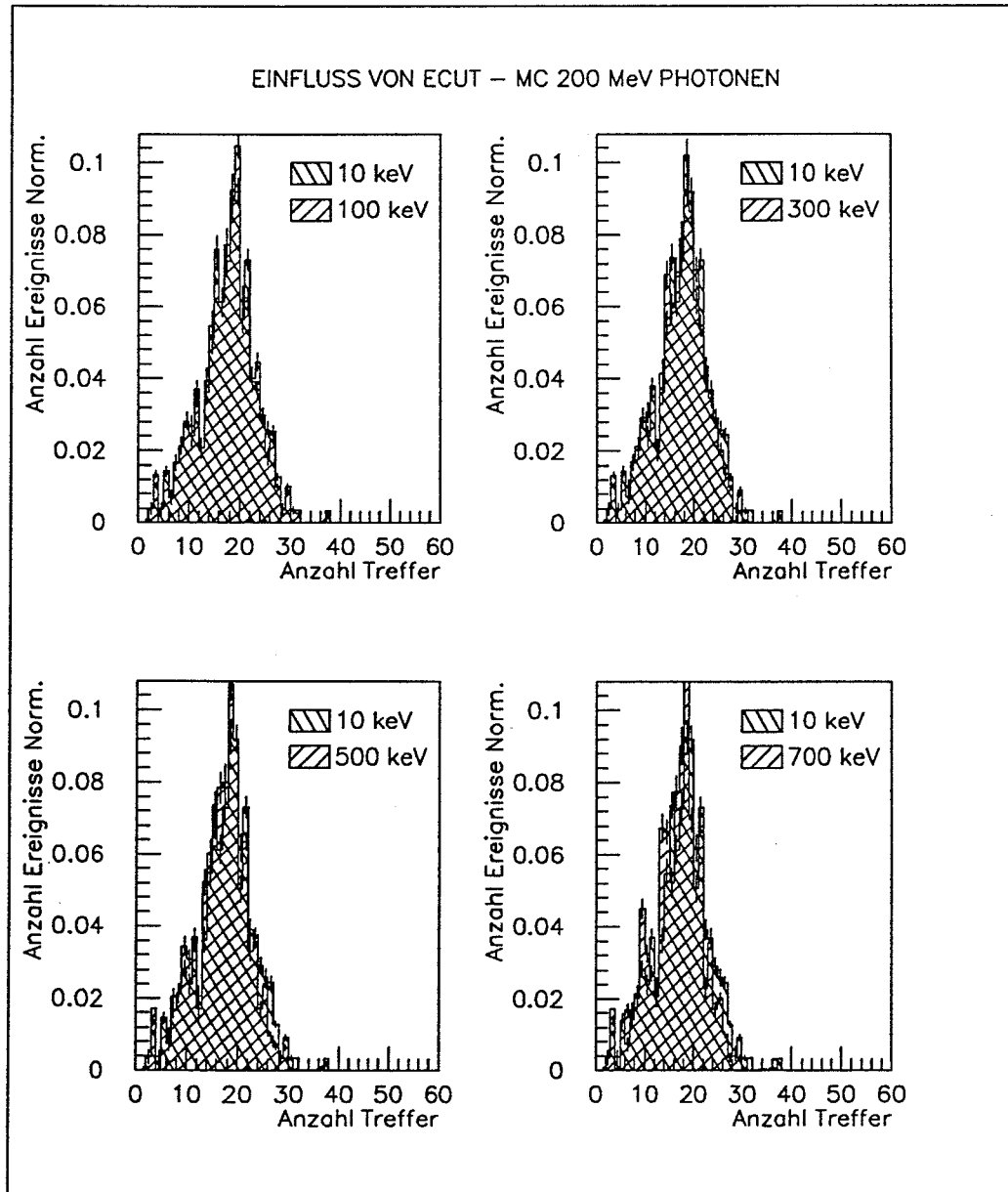


Abbildung 7.11: Trefferverteilung von 200 MeV Photonen für verschiedene cut-off Energien

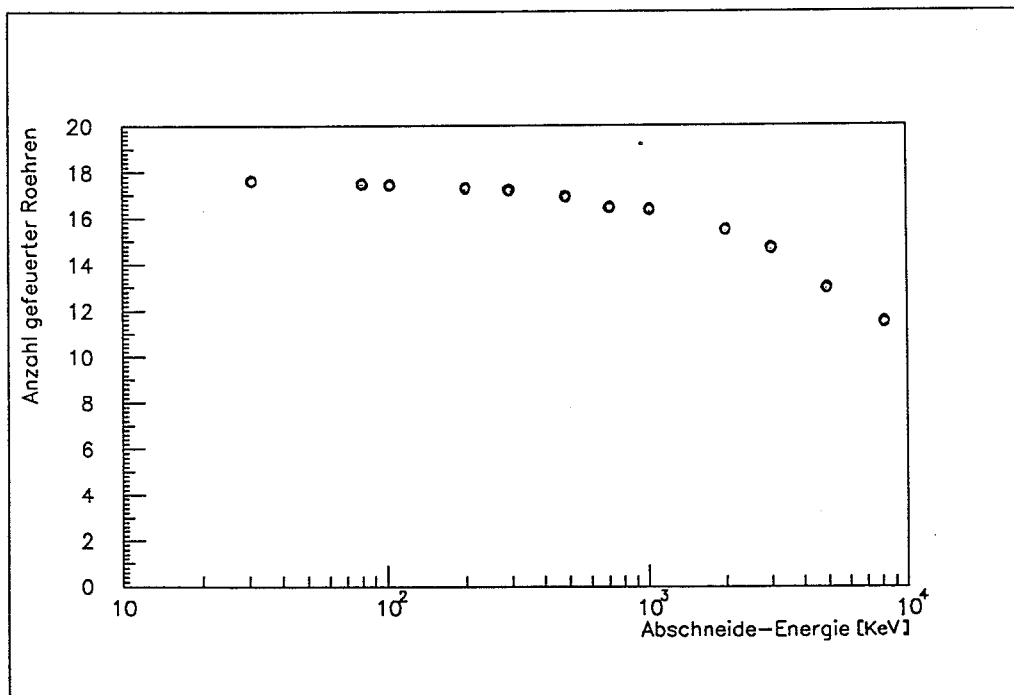


Abbildung 7.12: Mittlere Anzahl Treffer für 200 MeV Photonen als Funktion der cut-off-Energie

7.3.1.4 Der Reichweitevergleich von GEANT3 und EGS4 mit Messdaten

EGS3 und das im Simulationspaket GEANT3 integrierte Programmpaket zum Studium elektromagnetischer Kaskaden sind beide ursprünglich für Detektorstudien im Hochenergie-Bereich entwickelt worden. Im Zusammenhang mit Anwendungen von EGS3 in der biomedizinischen Physik und der Dosimetrie, wo vor allem der Transport von niederenergetischen Elektronen und Photonen interessieren, wurde festgestellt, dass EGS unterhalb 2 MeV den Durchgang von Photonen und Elektronen durch Materie nicht richtig beschreibt [54]. Da in unserem, für niedrige Energien konzipierten Kalorimeter, das aus vielen dünnen Schichten aufgebaut ist, gerade solche Effekte eine Rolle spielen könnten, haben wir den Durchgang von 1 MeV-Elektronen durch dünne Al-Folien mit GEANT3 und EGS4 studiert und mit Daten aus der Literatur verglichen [55], [56]. Die Abb. 7.13 vergleicht die mit GEANT3 für verschiedenes Parameter-Tuning erhaltenen Daten mit denen von EGS4, wobei die Kurve (EGSA) durch das normale Transportverfahren und die Kurve (EGSB) durch einen von Rogers modifizierten Transportalgorithmus erzeugt wurde, sowie mit den nach Rao parametrisierten Messdaten.

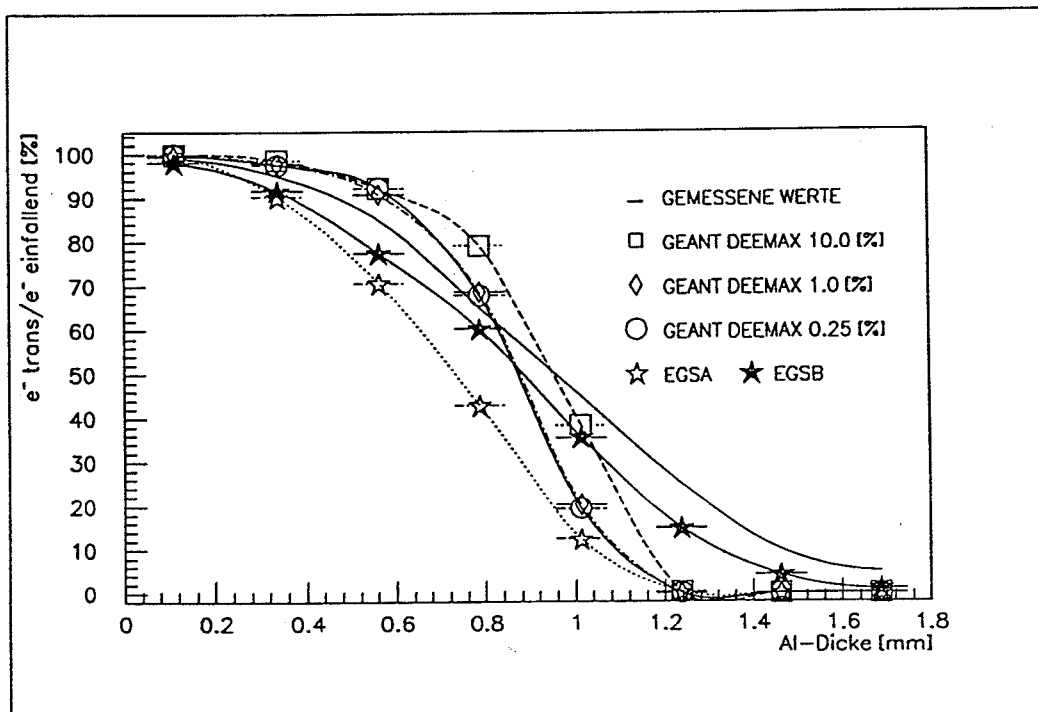


Abbildung 7.13: Reichweite von Elektronen in Al

Hier wird deutlich, dass GEANT3 zwar die mittlere Reichweite reproduzieren, nicht aber den Verlauf der Reichweiterelation wiedergeben kann. Da wir uns bei sehr tiefen

Energien befinden, bedeutet dies, dass GEANT3 die Energiedeposition von Elektronen falsch berechnet, oder aber, dass wie bei EGS3 der Algorithmus zur Berechnung der Elektronen-Transport-Schrittlänge in diesem Energiebereich nicht anwendbar ist. Aus diesem Grund haben wir nochmals die Reichweite von Elektronen mit EGS3 (EGSA) berechnet und dann mit EGS4 (EGSB), das einen neuen Transportalgorithmus benützt. Wie erwartet, gleicht die mit EGS3 berechnete Reichweitekurve der von GEANT3 erzeugten, während die auf dem neuen Transportalgorithmus beruhende Version von EGS4 zwar die gemessene Reichweite noch unterschätzt, jetzt aber den Trend - und nur darum geht es bei diesem Vergleich - richtig wiedergibt.

7.3.2 Der Vergleich von Monte-Carlo Daten und Testmessungen

Der Vergleich der experimentellen Messdaten mit den Simulationsrechnungen wurde durch zwei Umstände erschwert.

Photonen sollten in unseren Tests (siehe Abb. 7.3) dadurch gekennzeichnet sein, dass wir aus dem einfallenden Teilchenstrahl mit Hilfe der Flugzeitmessung Elektronen selektieren, diese - sofern sie Bremsstrahlung erzeugt haben - von den Hodoskop-Szintillatoren S_4 , S_5 und S_6 detektiert werden und wir gleichzeitig von den als Veto-Zähler dienenden Szintillatoren S_7 und S_8 kein Signal erhalten.

Infolge von Problemen mit dem Datenaquisitions- und Triggersystem enthielten etliche Runs nun grosse Mengen von Null-Ereignissen sowie Ereignisse, die zwar eine Photonen-Signatur aufwiesen aber beim Kalorimeter keine einzige Röhre auslösten. Dies hatte z.B. zur Folge, dass in der Datenanalyse nur untere Schranken für die Nachweiseffizienz des Prototypen extrahiert werden konnten, da wir für ein Bremsstrahlungseignis zusätzlich noch ein Signal vom Prototyp verlangen mussten.

Auf der Simulationsseite war das Problem deshalb schwierig, weil im Energiebereich, in dem unser Kalorimeter arbeiten wird, keine Daten über elektromagnetische Schauer vorlagen, die mit digital ausgelesenen Sampling-Kalorimetern aufgenommen worden waren, und bis anhin mit GEANT3 auch keine Studien elektromagnetischer Kaskaden in diesem Bereich durchgeführt worden sind.

Die Tatsache, dass sich mit gut segmentierten Sampling-Kalorimetern longitudinale Schauerprofile aufzeichnen lassen, hätte die Idee nahegelegt, solche aus unseren Testdaten zu extrahieren und diese mit den aus analytischen Formeln berechneten Profilen zu vergleichen. Da wir aber digital auslesen, sehen wir nicht das wahre Schauerprofil, das die Theorie in analytischer Form beschreibt, sondern nur die Faltung des wahren Profils mit einer von unserer Geometrie abhängigen Sättigungsfunktion. Zu diesen Problemen, die es uns verunmöglichen GEANT3 in unserem Energiebereich irgendwo fest zu verankern, kommen noch die Störeffekte, wie sie durch die Elektronik, zeitabhängige Röhrenausfälle, Schwankungen im Gasfluss etc. hervorgerufen werden.

Ferner soll hier darauf hingewiesen werden, dass der - vom Standpunkt der Simulation - komplexe, da feinstrukturierte, Aufbau unseres Kalorimeters durch die Transportsimulation der Teilchen zu einem immensen Bedarf an Rechenleistung führt. Die Tabelle 7.1 zeigt die Rechenleistung, die benötigt wird, um eine Photonenkaskade bei verschiedenen Einfallsenergien im Prototyp zu simulieren. Die "cut-off"-Energie wurde hier auf 10 keV gesetzt.

7.3.2.1 Verteilung der Anzahl Röhren-Treffer

Um die gemessene Verteilung der Anzahl ausgelöster Röhren mit den Simulationsrechnungen möglichst unter gleichen Bedingungen zu vergleichen, sollte, obgleich eine viel grössere gemessene Datenmenge zur Verfügung steht, die Anzahl gemessener Kaskaden gleich sein der Anzahl simulierter Ereignisse. Insgesamt wurden bei allen Energien 5500 Ereignisse simuliert und analysiert. Dadurch werden seltene Er-

Tabelle 7.1:

Energie	CPU-Time [sec]	
	DEC Vax 8800	Apollo DN 4000
50 MeV	1.136	6.510
75 MeV	1.665	8.611
100 MeV	2.056	11.244
150 MeV	3.105	15.793
200 MeV	5.228	21.203
250 MeV	6.714	24.682
300 MeV	7.644	28.653

eignisse nicht in die Verteilung aufgenommen, wenn sie nicht schon bei einer kleineren Statistik sichtbar werden.

Die Einfallsenergie der γ -Quanten wurde auch hier bei allen Simulationen aus einer Rechtecksverteilung von ± 10 MeV gezogen, die ungefähr der experimentellen Energieunschärfe entspricht, wie sie in den SIN-Tests durch die Breite des Hodoskops im Bremsstrahl-Monochromator bedingt war. Wir haben in den Simulationsrechnungen die Einfallsenergie des Strahls in einem weiten Bereich variiert, sowohl was die Form der Verteilung angeht, als auch ihre Breite, jedoch mit der Rechtecksfunktion die beste Übereinstimmung erreicht. Neben der Energieauflösung haben wir auch den Auftreffpunkt des Strahls normalverteilt um die Mitte des Prototyps variieren lassen. Ob der Strahl immer zu Beginn auf eine Messing-Kammerwand trifft, oder auf das Zentrum einer Gasschicht gerichtet wird, verschiebt die Verteilung der Anzahl ausgelöster Röhren merklich. Um dabei nicht durch seitliche Schauerleckverluste die Verteilungen zu verfälschen, legten wir über den Softwareprototyp eine Maske, die nur Photonen aufschauern lässt, die auf den zentralen Bereich des Kalorimeters auftreffen. Ebenfalls eingebaut in das Analyseprogramm ist eine Grund-Ansprech-Ineffizienz, die aus den Untersuchungen der Müonen-Runs [57] stammt, sowie eine minimale Weglänge, die ein Elektron oder Positron im Gasvolumen zurückzulegen hat. Elektronische Effekte sowie Cross-Talk von Röhren sind in den Rechnungen nicht implementiert.

Die Abb. 7.14 zeigt nun für 50 MeV Photonen jeweils normalisiert auf die Anzahl Ereignisse die Verteilungen der totalen Anzahl Treffer für alle Ereignisse, bei denen mehr als eine einzige Röhre angesprochen hat.

Die Übereinstimmung von Simulation und den gemessenen Daten dieses Test-Runs kann hier als sehr gut bezeichnet werden. Deutlich sichtbar ist aber am oberen Ende der experimentell gemessenen Verteilung ein Ausläufer zu höheren mittleren Trefferzahlen hin. Eine mögliche Erklärung für diese Abweichung bietet der bei den ersten Tests schon beobachtete Cross-Talk zwischen den Röhren.

Die Tabelle 7.2 fasst die in der Auswertung der gemessenen Testdaten gefundenen

Mittelwerte und die RMS-Werte der Anzahl ausgelöster Röhren für die untersuchten Energien zusammen.

Tabelle 7.2:

$\bar{n} \pm \text{RMS}$				
Energie	>0 Treffer	>1 Treffer	>3 Treffer	>4 Treffer
50 MeV	4.74 ± 2.45	4.99 ± 2.33	5.97 ± 2.09	6.69 ± 1.97
75 MeV	6.92 ± 3.13	7.09 ± 3.01	7.58 ± 2.76	8.01 ± 2.61
100 MeV	8.85 ± 3.62	8.96 ± 3.52	9.29 ± 3.29	9.29 ± 3.29
150 MeV	12.36 ± 4.74	12.79 ± 4.57	13.02 ± 4.35	13.14 ± 4.25
200 MeV	15.90 ± 5.83	16.08 ± 5.62	16.33 ± 5.36	16.45 ± 5.25
250 MeV	18.88 ± 6.90	19.10 ± 6.64	19.41 ± 6.30	19.51 ± 6.19
300 MeV	22.00 ± 7.72	22.17 ± 7.52	22.47 ± 7.17	22.53 ± 7.10

Da wir für den Vergleich der Messdaten mit den Simulationen noch Ereignisse verworfen haben, die nicht im Zentrum des Kalorimeters aufgetroffen sind, ergeben sich etwas höhere mittlere Multiplizitäten. Der Vergleich der Testdaten mit den Simulationen ist in Tabelle 7.3 zusammengestellt.

Tabelle 7.3:

Energie	Daten			MC		
	> 0 Treffer	> 1 Treffer	> 3 Treffer	> 0 Treffer	> 1 Treffer	> 3 Treffer
50 MeV	5.34 ± 2.45	5.56 ± 2.34	6.49 ± 2.06	5.27 ± 2.16	5.44 ± 2.04	6.35 ± 1.66
75 MeV	7.14 ± 3.16	7.29 ± 3.05	7.77 ± 2.79	7.55 ± 2.94	7.67 ± 2.84	8.15 ± 2.55
100 MeV	8.91 ± 3.59	9.01 ± 3.49	9.33 ± 3.26	9.62 ± 3.34	9.68 ± 3.27	9.99 ± 3.03
150 MeV	13.01 ± 4.82	13.16 ± 4.66	13.36 ± 4.47	12.82 ± 4.92	12.92 ± 4.82	13.17 ± 4.61
200 MeV	16.37 ± 5.76	16.53 ± 5.57	16.74 ± 5.35	15.98 ± 5.31	16.02 ± 5.26	16.23 ± 5.04
250 MeV	19.14 ± 6.69	19.31 ± 6.48	19.58 ± 6.17	18.95 ± 6.64	18.95 ± 6.64	19.25 ± 6.34
300 MeV	22.23 ± 7.87	22.47 ± 7.60	22.78 ± 7.24	21.35 ± 6.95	21.45 ± 6.82	21.58 ± 6.67

Die Abb. 7.15 zeigt die Verteilungen der getroffenen Röhren für die verschiedenen Photonenenergien.

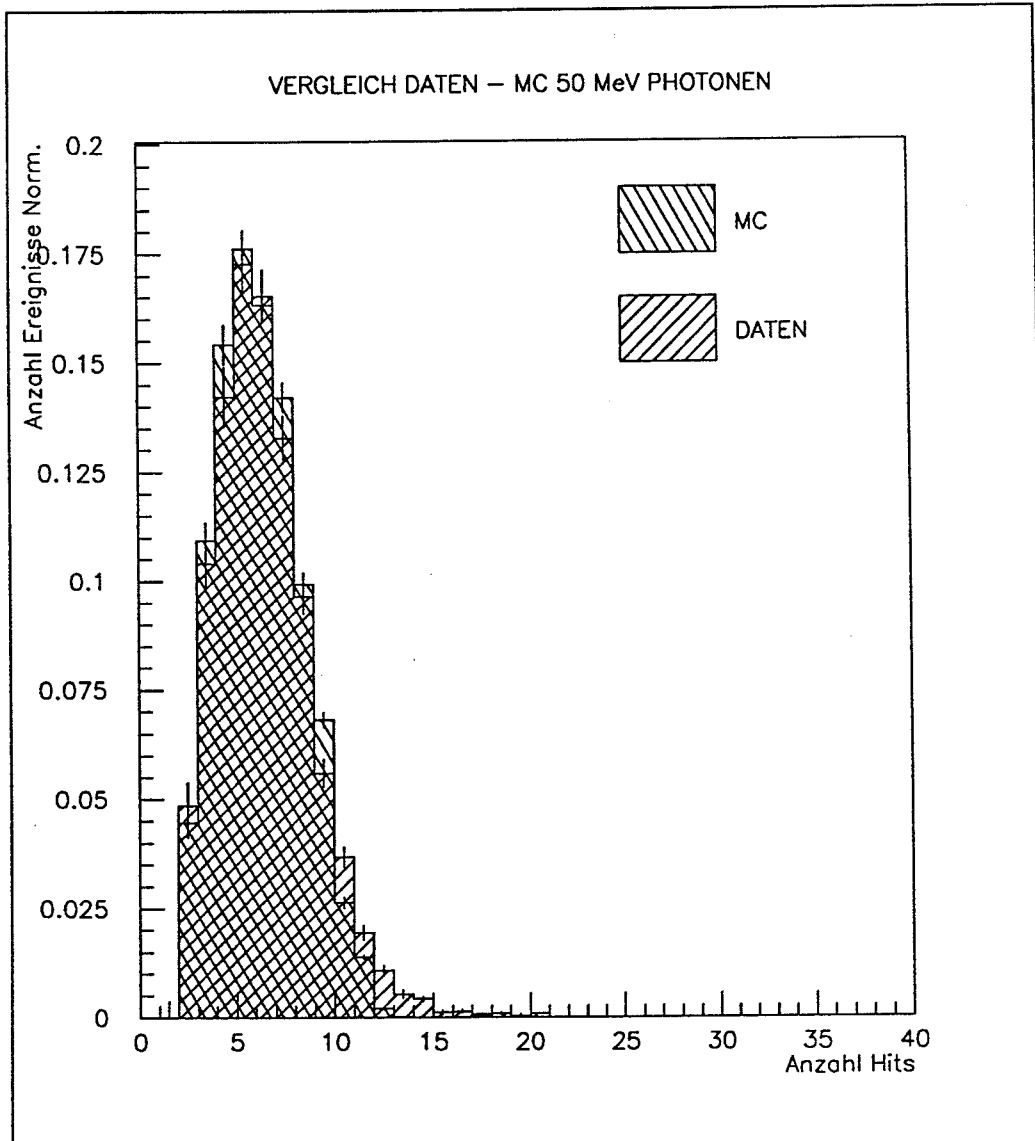


Abbildung 7.14: Trefferverteilung von 50 MeV Photonen

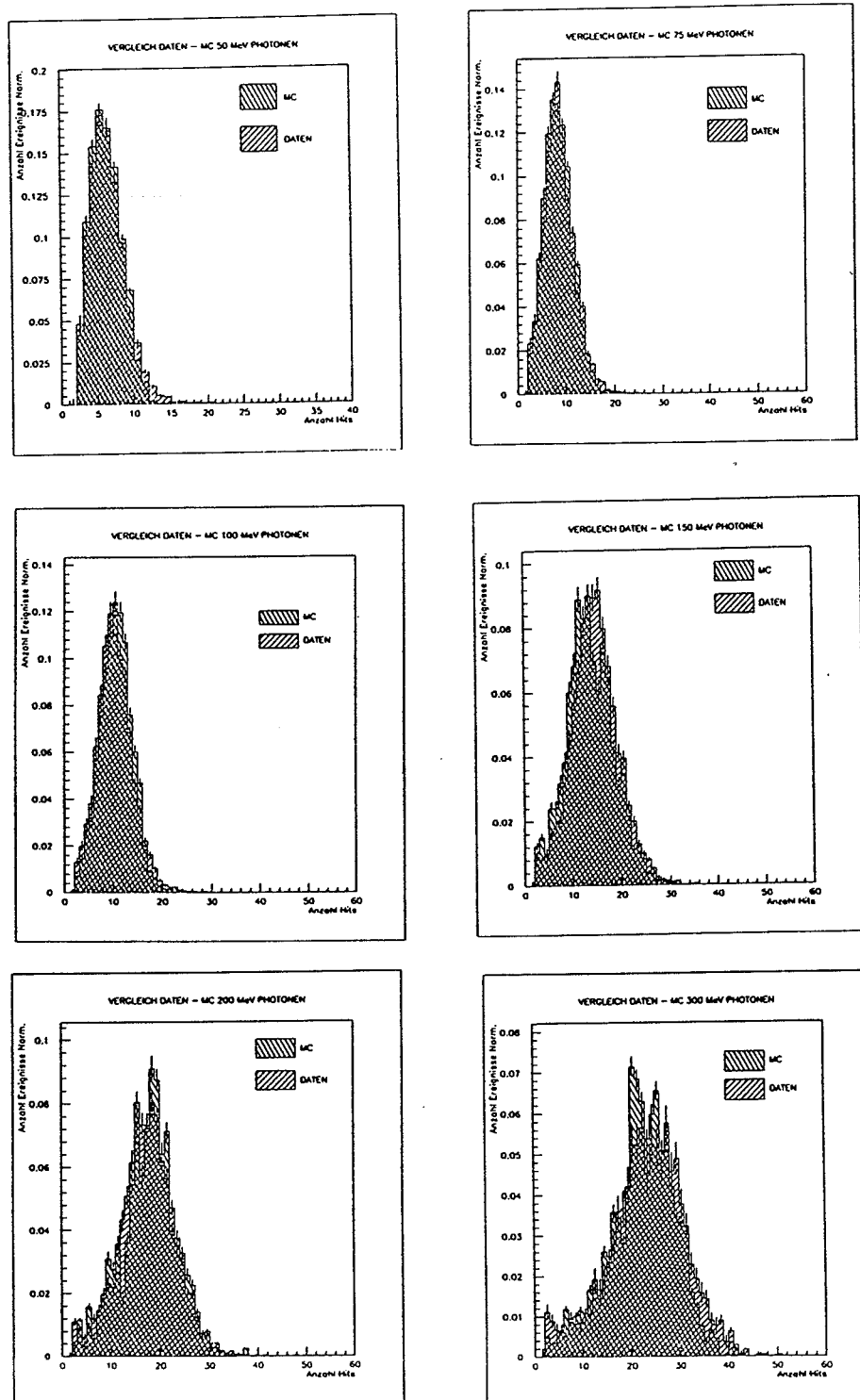


Abbildung 7.15: Vergleich von gemessenen und simulierten Trefferverteilungen für Photonen im Energiebereich von 50-300 MeV

7.3.2.2 Röhren-Treffer als Funktion der Konversionsebene

Bei dem oben besprochenen Vergleich der totalen Anzahl Treffer beinhalten natürlich die Verteilungen Schauer, die in unterschiedlicher Tiefe des Kalorimeters begonnen haben. Es ist deshalb interessant, die Daten nach der Startebene im Kalorimeter zu ordnen, in denen die Kaskaden die erste Röhre auslösten. Die Abb. 7.16 zeigt eine Gruppe von Kaskaden, die bereits in der ersten Ebene und eine zweite, die ab der fünften Ebene nachweisbar wurde.

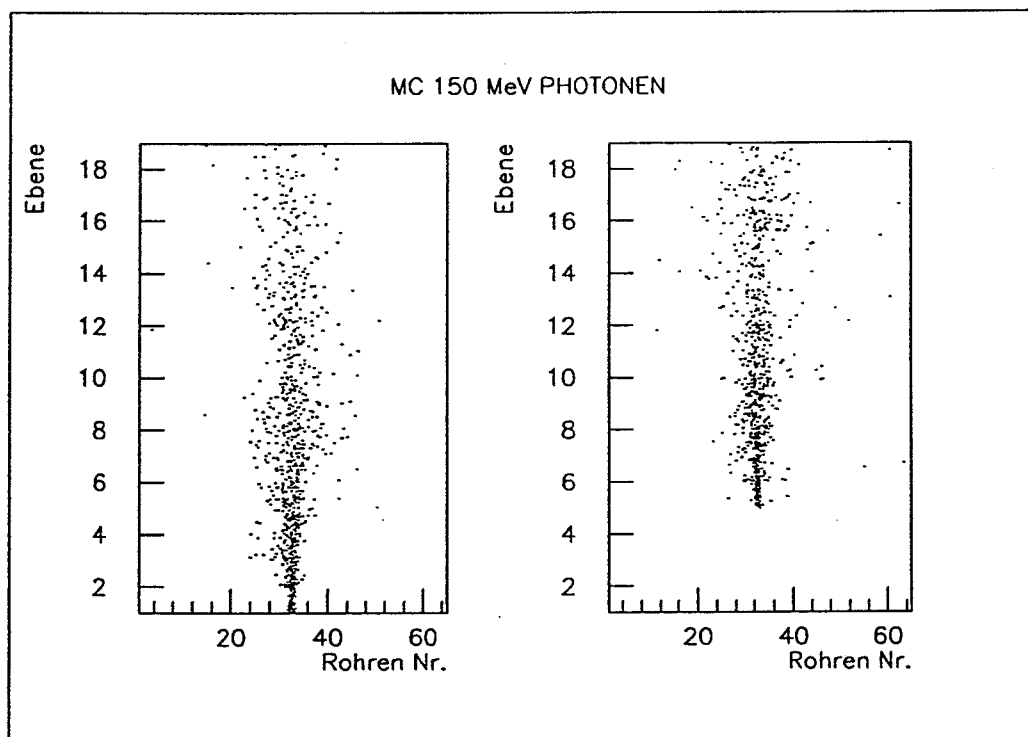


Abbildung 7.16: Zur Aufteilung der Kaskaden nach ihrem Konversionspunkt

Bildet man von diesen einzelnen Gruppen den Mittelwert der Anzahl Treffer und trägt diese gegenüber der Ebene auf, in der die Schauer zum erstenmal nachweisbar waren, so resultiert die Abb. 7.17.

Die Abbildungen 7.17 und 7.18 zeigen durch punktierte Kreuze die von den Messungen stammenden Resultate sowie die durch ausgezogene Kreuze dargestellten Resultate der Monte-Carlo-Rechnungen. Die gestrichelte Linie dient uns als Kontrolle und zeigt einen empirischen Fit, der in einer parallelen Auswertung [58] an die Daten angepasst wurde. Auch hier darf die Übereinstimmung als gut bezeichnet werden.

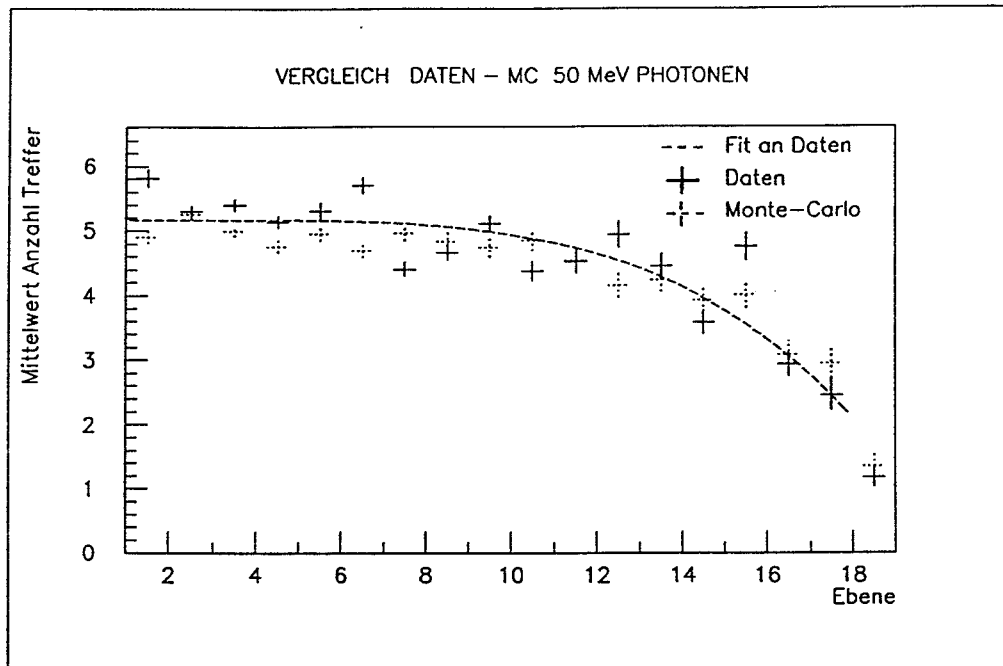


Abbildung 7.17: Mittlere Trefferverteilung als Funktion der Konversionsebenen

7.3.2.3 Longitudinale Schauerprofile

Um die longitudinalen Schauerprofile von gemessenen und simulierten Kaskaden miteinander zu vergleichen, wurden die Daten wiederum nach den Ebenen sortiert, in denen die Schauer zum erstenmal durch Auslösen von Röhren nachweisbar wurden. Die Abbildungen 7.20, 7.21, 7.22 und 7.23 zeigen diese mittleren longitudinalen Profile für gerechnete und gemessene Photonenschauer, die in der ersten, zweiten, dritten und vierten Ebene nachweisbar wurden. Die Abbildungen sind wiederum alle auf die Anzahl nachgewiesener Photonen normiert. Eingezeichnet ist in allen Histogrammen der relative Fehler. Wir betonen hier, dass - obwohl wir insgesamt 5500 Photonenschauer bei jeder Energie erzeugen - der Stichprobenumfang in jeder der Kaskadengruppen in der Größenordnung von ca. 500 liegt, also relativ klein ist. Vergleicht man nun diese Abbildungen miteinander, so stellt man deutlich fest, dass die gemessenen Profile mit den berechneten vor allem zu Beginn der Schauerentwicklung nicht innerhalb der eingezeichneten Fehlergrenzen übereinstimmen.

Gleichzeitig fällt aber auch auf, dass in den vier Abbildungen, die ja abgesehen von einer Längsverschiebung genau gleich aussehen müssten, nicht immer in denselben Ebenen die Mess- bzw. die simulierten Daten eine höhere Multiplizität aufweisen. Mit anderen Worten unterschätzt also der eingezeichnete Fehler die tatsächlich auftretenden Schwankungen. Um dies zu verdeutlichen fassen wir, die in den Abbil-

dungen eingezeichneten Werte der Röhrenmultiplizitäten für Photonengruppen, die in verschiedenen Ebenen zum erstenmal nachweisbar wurden, nochmals in Tabelle 7.4 zusammen (die Tabelle zeigt für Schauer, die zum ersten Male in Ebene Nr. i , $i = 1, 2, 3, \dots, 8$ nachweisbar wurden die mittlere Anzahl ausgelöster Röhren in sechs aufeinanderfolgenden Ebenen).

Tabelle 7.4:

γ Nachweis	Mittlere Röhrenmultiplizität MC						Mittlere Röhrenmultiplizität Daten					
in Ebene Nr.	E 1	E 2	E 3	E 4	E 5	E 6	E 1	E 2	E 3	E 4	E 5	E 6
1	1.16	1.13	0.93	0.45	0.39	0.17	1.38	1.08	0.78	0.51	0.22	0.18
2	1.16	1.50	0.94	0.58	0.28	0.21	1.54	1.20	0.77	0.43	0.26	0.19
3	1.21	1.11	0.84	0.51	0.24	0.18	1.55	1.16	0.70	0.38	0.21	0.15
4	1.25	1.11	0.74	0.39	0.18	0.11	1.49	1.07	0.68	0.37	0.25	0.16
5	1.43	1.10	0.72	0.44	0.25	0.11	1.55	1.18	0.74	0.40	0.28	0.15
6	1.19	0.85	0.72	0.58	0.22	0.11	1.34	1.14	0.70	0.44	0.21	0.17
7	1.34	1.12	0.83	0.43	0.34	0.23	1.64	1.12	0.80	0.45	0.31	0.21
8	1.35	1.37	0.82	0.40	0.24	0.14	1.58	1.23	0.68	0.39	0.26	0.19

Bilden wir das gewichtete Mittel für das gemessene und das berechnete Profil basierend auf diesen Daten, so resultiert Abb. 7.19.

Hier wird deutlich, dass in der Ebene, in der das Photon zum erstenmal nachweisbar wird, das aus den gemessenen Daten stammende Profil eine deutlich höhere Trefferanzahl aufweist. Führt man diese Analyse für alle Energien durch (siehe Abbildung 7.24 so zeigt sich dieser Sachverhalt durchwegs bei sämtlichen untersuchten Energien. Ferner stellt man ebenso fest, dass das Monte-Carlo im Vergleich zu den Messungen nach dem Schauermaximum eine geringfügig höhere Teilchenmultiplizität voraussagt.

Da die nach Poisson ermittelten Fehlerschranken den auftretenden Schwankungsbereich der longitudinalen Profile, wie oben dargelegt, offenbar unterschätzen, wenden wir, um zu einer alternativen Fehlerabschätzung zu gelangen, das Bonferoni Prinzip [59] an. Dieses Prinzip ermöglicht es, für mehrere, sagen wir τ Messungen, gleichzeitig simultane $(1 - \gamma)$ -Konfidenzintervalle zu bestimmen. Dieses Vorgehen hat den Vorteil, dass sich der Anteil Histogramme direkt angeben lässt, bei denen ein oder mehrere Kanäle ausserhalb der Konfidenzstreifen liegen dürfen.

Für die longitudinalen Profile sind nun die $z = \pm 1s$ Einzelkonfidenzintervalle für jede der $\tau = 18$ Ebenen, gemäss $s = \sqrt{N_i}/N_{Total}$ entsprechend einem $(1 - \gamma) = 0.64$ Konfidenzintervall, mit dem Quantil $\gamma = 0.36$ bekannt. Das Prinzip von Bonferoni besagt nun, dass man das simultane Konfidenzintervall dadurch erhält, dass man das Quantil γ durch die Anzahl simultaner Messungen dividiert $\gamma_B = \gamma/\tau$, in unserem Fall also $\gamma_B = 0.36/18 = 0.02$, und dann z (ehemals 1) derart vergrössert, bis die Einzelkonfidenzintervalle von $(1 - \gamma) = 0.64$ auf $(1 - \gamma) = 0.98$ angewachsen sind. Durch beidseitige Vergrösserung der Fehlerbalken um den Faktor 2.33 resultiert also

ein simultanes 36% Konfidenzintervall, demzufolge von 100 longitudinalen Profilen bei 36 eine oder mehrere Ebenen ausserhalb des erweiterten Fehlerbereiches liegen dürfen. Betrachtet man unter diesem Gesichtspunkt nochmals die Abbildungen 7.20, 7.21, 7.22 und 7.23, so wird deutlich, dass das Bonferoni-Prinzip den Fehlerbereich der longitudinalen Profile bedeutend besser zu beschreiben vermag.

In Anbetracht der Tatsache, dass wir keine elektronischen Effekte berücksichtigen, ist die bisher beobachtete Übereinstimmung geradezu erstaunlich.

7.3.2.4 Transversale Schauerprofile

Die Extraktion der transversalen Schauerprofile aus den in den Messungen aufgetragenen Photonenschauer geht ähnlich der Gewinnung der longitudinalen Profile vor sich. Die Schauer werden wiederum in Klassen, entsprechend der Ebene in der sie erstmals nachgewiesen wurden, eingeteilt. Da der Auftreffpunkt der γ -Quanten auf das Kalorimeter - auch nach der Reduktion der nicht in den zentralen Bereich einfliegenden Ereignisse - innerhalb eines Bereiches von ca. 10 Röhren um die Mitte der Prototyp-Achse streut, muss man, um nicht die Faltung der Auftreffverteilung mit dem lateralen Profil zu erhalten, alle Photonen auf denselben Auftreffpunkt normieren. Dazu bestimmen wir, als bestes Mass für den Auftreffpunkt eines Photons auf das Kalorimeter die Nummer der vordersten Röhre, die angesprochen hat, oder falls es in der gleichen Ebene mehrere sind den Mittelwert aus den Nummern der verschiedenen Röhren. Die Nummern aller Röhren, die nun in den dahinter liegenden Ebenen gefeuert haben, werden nun um den Betrag den die erste gefeuerte Röhre vom Mittelpunkt des Kalorimeters abweicht, verschoben. Dadurch erhalten wir Histogramme, die so aussehen, als hätten wir einen gut kollimierten Strahl. Die Figur 7.25 zeigt die dadurch erhaltenen transversalen Profile für 50 und 200 MeV Photonen-Energien.

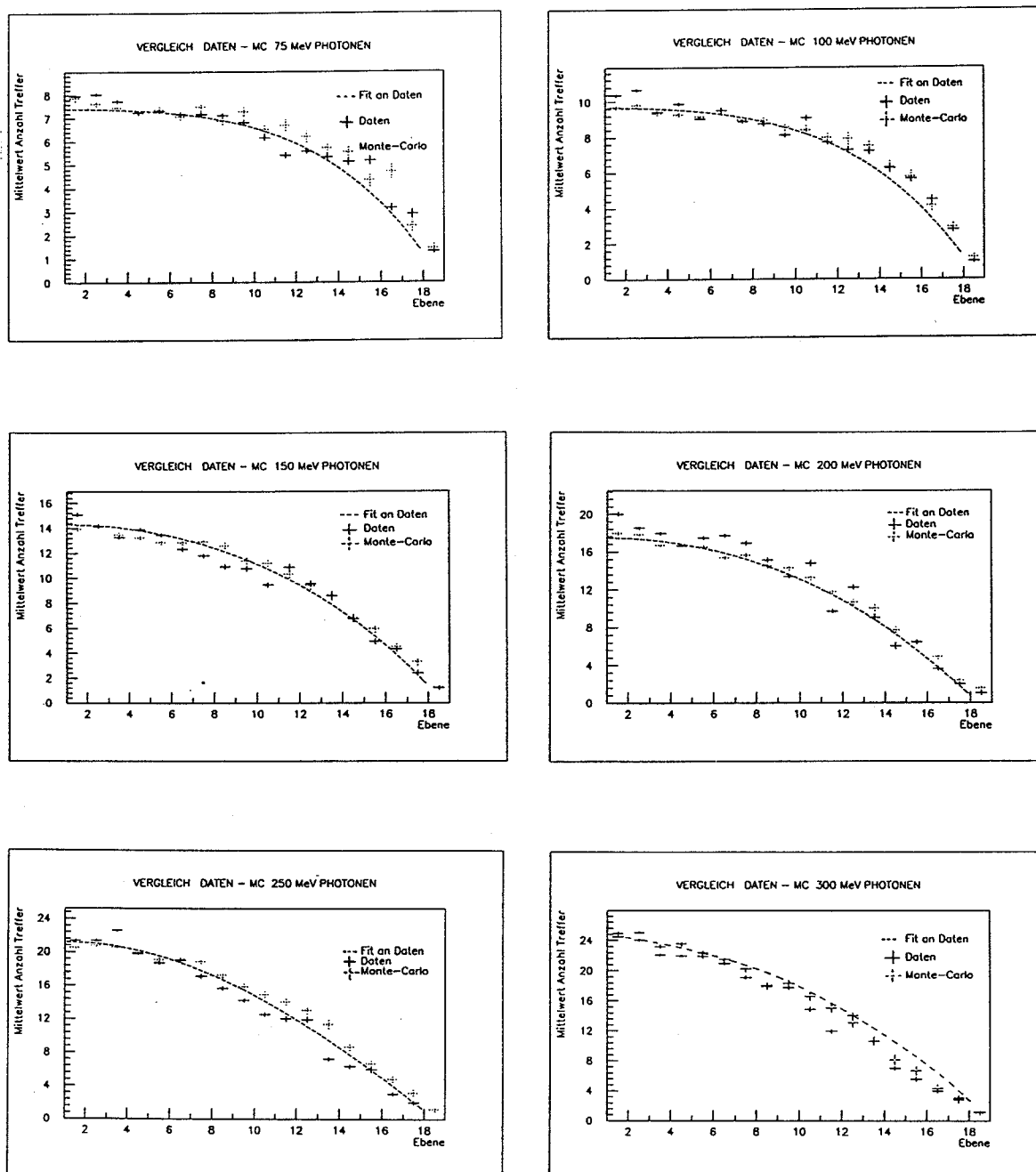


Abbildung 7.18: Vergleich der mittleren Trefferverteilung als Funktion der Konversionsebenen für Photonen im Energiebereich von 75-300 MeV

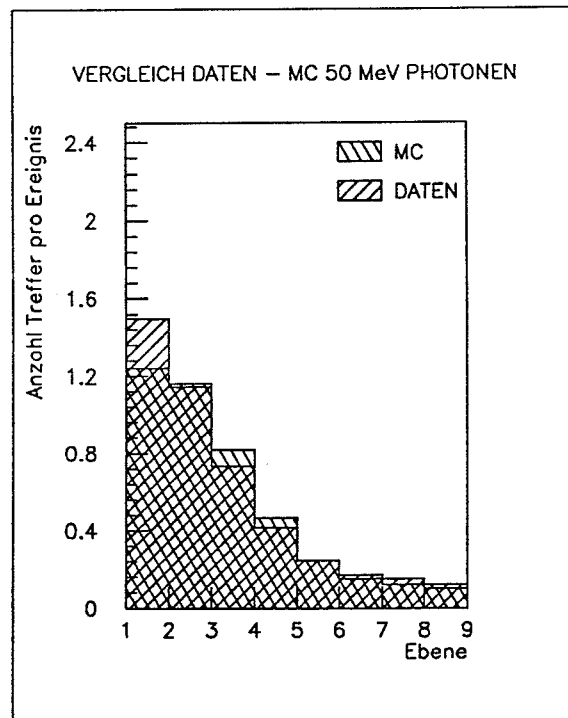


Abbildung 7.19: Mittleres longitudinales Profil über 8 Ebenen für Photonen von 50 MeV

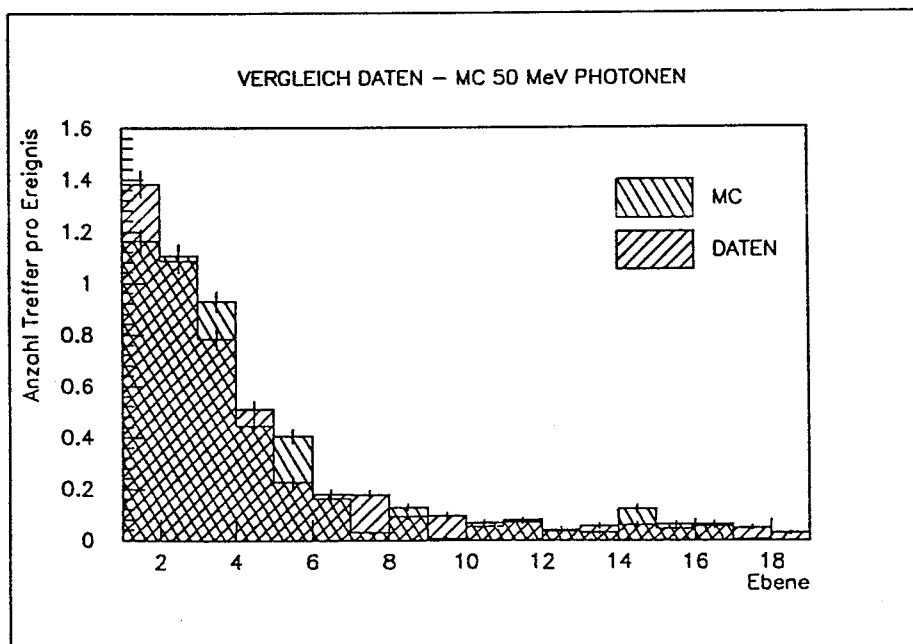
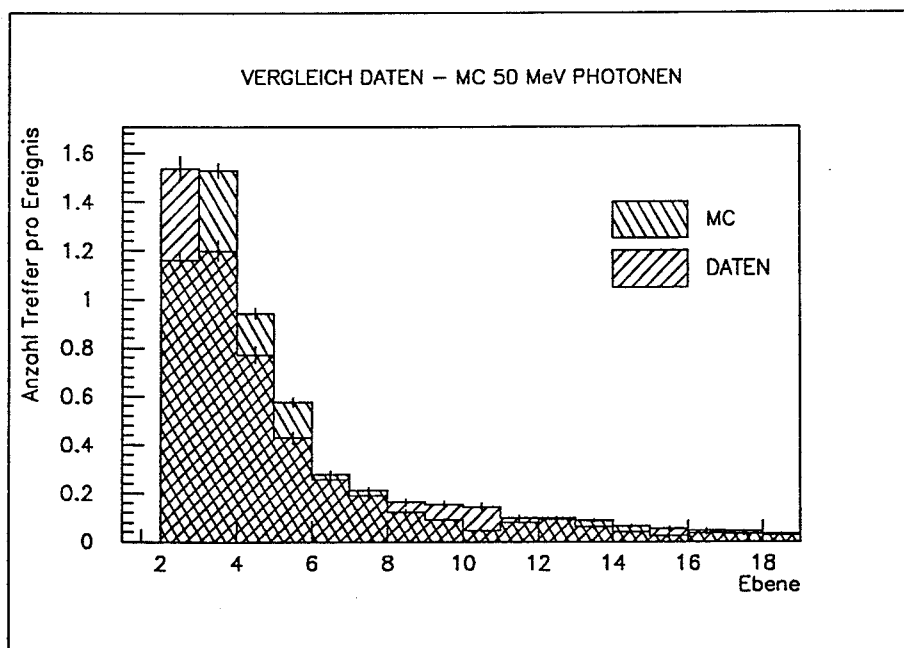
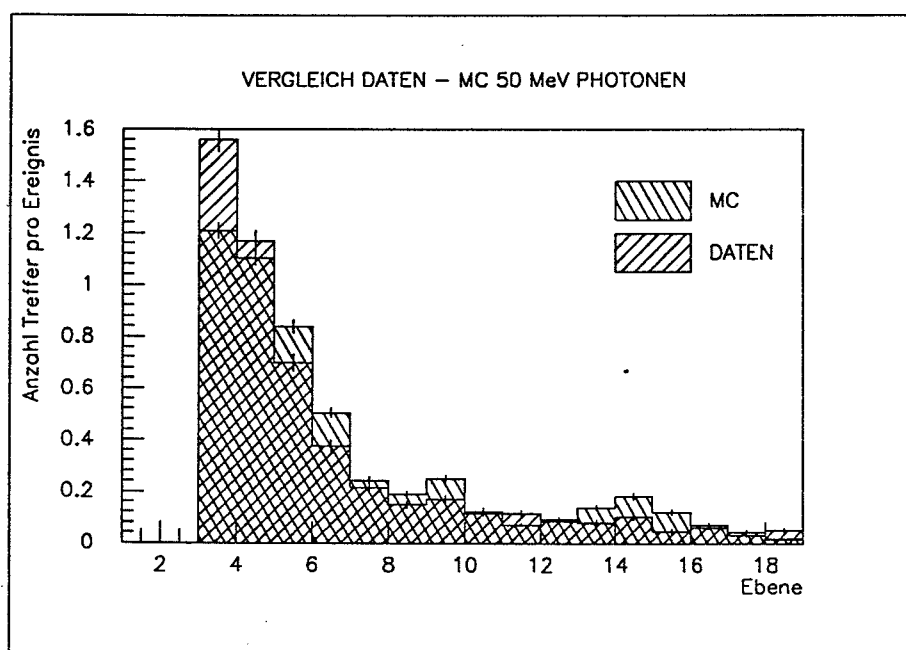
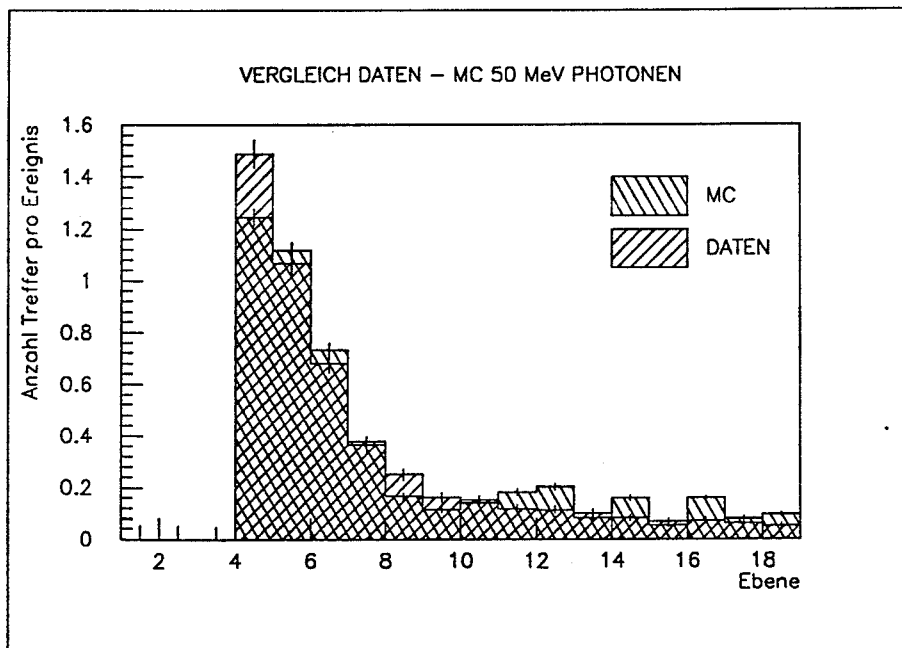


Abbildung 7.20: Mittleres longitudinales Profil für γ -Nachweis in Ebene 1

Abbildung 7.21: Mittleres longitudinales Profil für γ -Nachweis in Ebene 2Abbildung 7.22: Mittleres longitudinales Profil für γ -Nachweis in Ebene 3

Abbildung 7.23: Mittleres longitudinales Profil für γ -Nachweis in Ebene 4

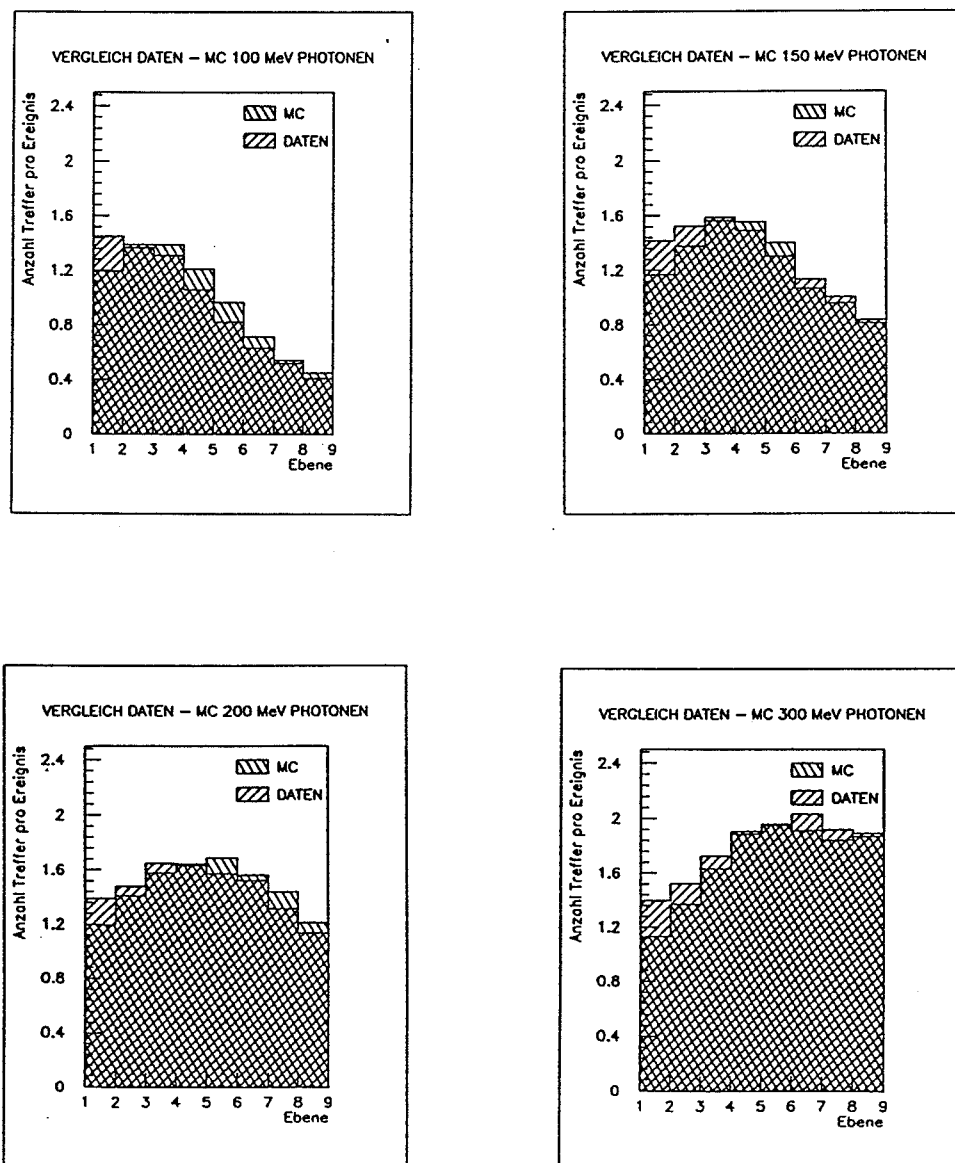


Abbildung 7.24: Mittleres longitudinales Profil über 8 Ebenen für Photonen im Energiebereich von 100-300 MeV

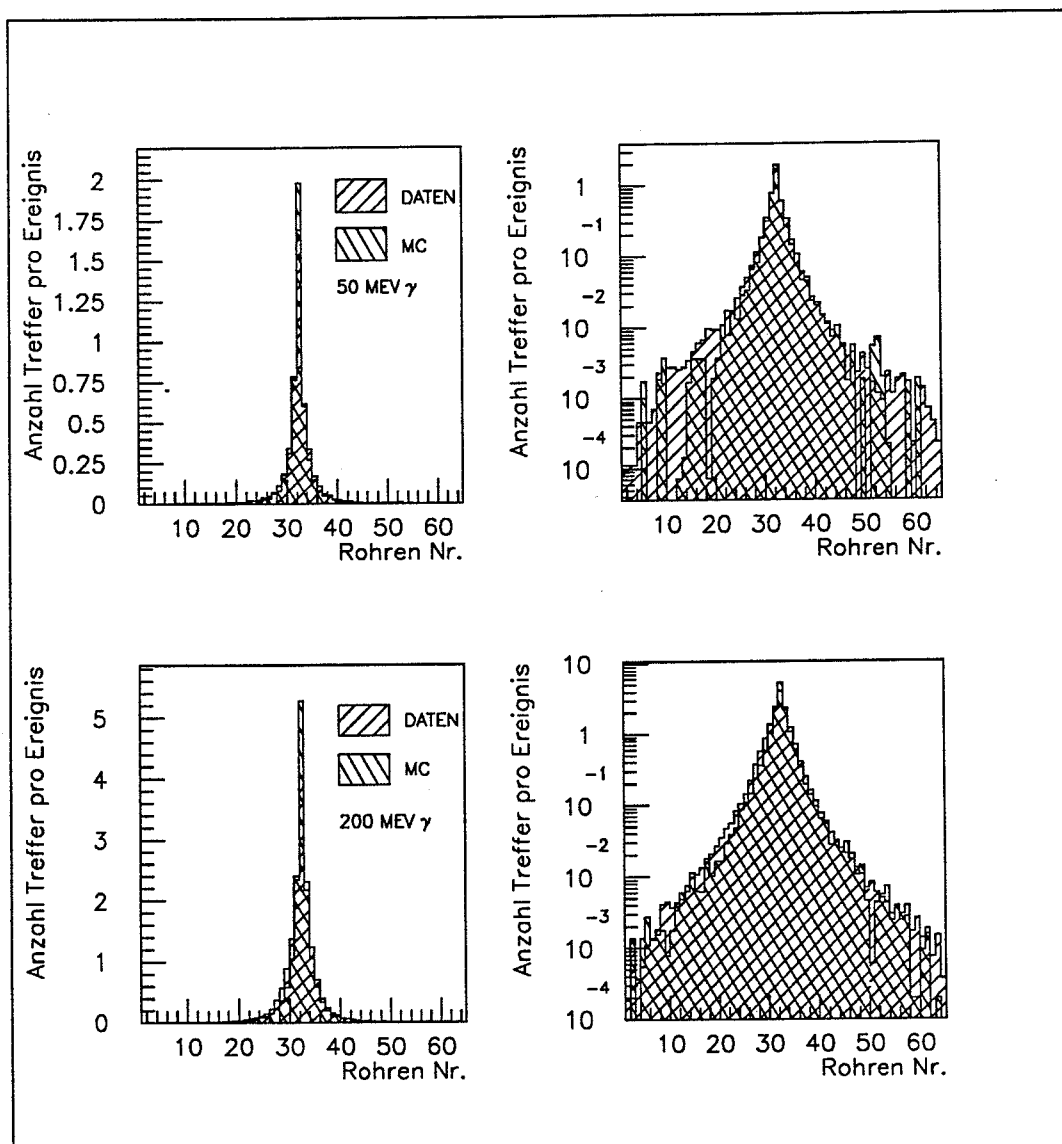


Abbildung 7.25: Transverales Profil in linearer und logarithmischer Darstellung über alle Ebenen für Photonen von 50 und 200 MeV

7.3.2.5 Die Nachweiseffizienz des Prototypen

Um wahre Photonen-Ereignisse im CP-LEAR-Kalorimeter von Ereignissen zu diskriminieren, die von zufällig gefeuerten Röhren erzeugt wurden, muss verlangt werden, dass eine bestimmte mindest Anzahl von Röhren angesprochen hat. Wir berechnen die γ -Nachweiswahrscheinlichkeit deshalb für den Fall, dass mindestens 1, 2, 3 bzw. 4 Röhren auslöst worden sind. Die Abb. 7.26 stellt die gerechnete γ -Effizienz als Funktion der Energie für die verschiedenen Schwellenwerte dar.

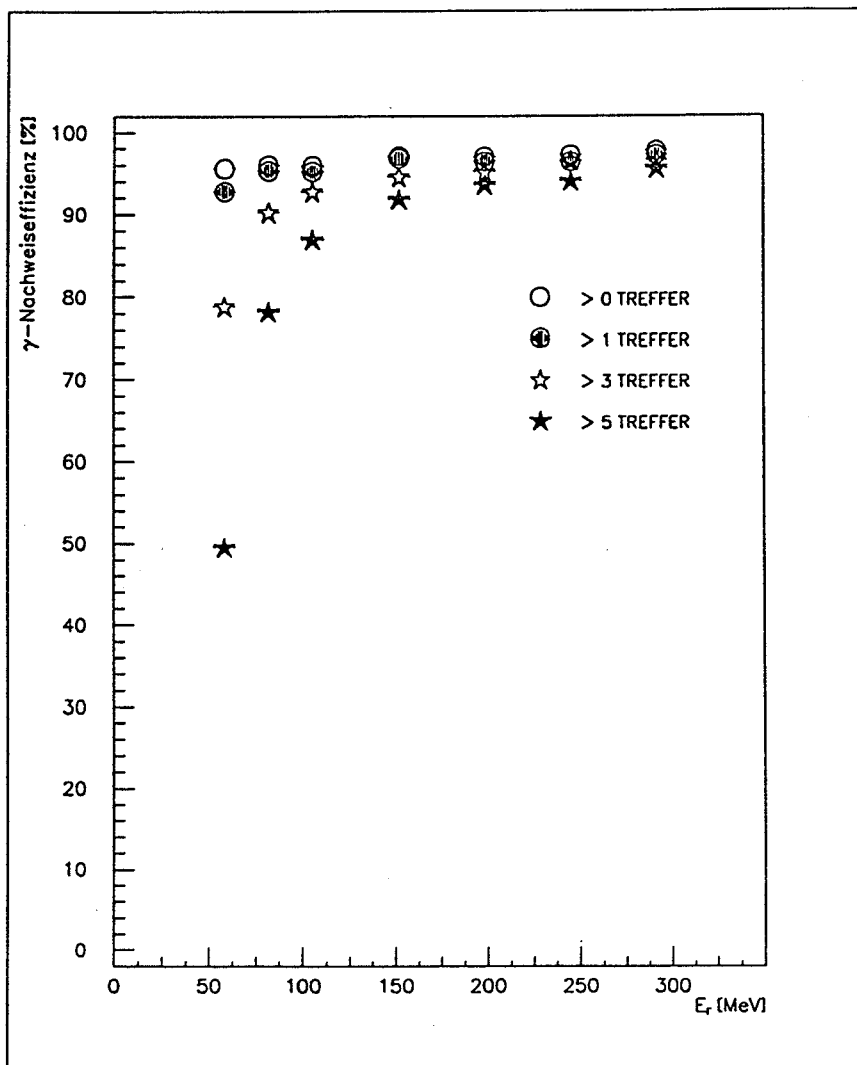


Abbildung 7.26: γ -Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Nachweisbedingungen

Abbildung 7.27 stellt für einen Schwellenwert von > 3 Röhren die aus den Messdaten gewonnene untere Schranke der γ -Nachweiseffizienz gegenüber der gerechneten dar.

7.4 Konversions-Effizienz des Cherenkov-Zählers

Da die Präzision der Zerfallsvertexbestimmung, wie wir gezeigt haben, mit der Ortsauflösung der Photonenauffreffpunkte korreliert ist, verschlechtern Photonen, die vor dem Kalorimeter bereits aufschauern, die Bestimmung des K^0 -Zerfallsortes. Es ist deshalb interessant, den Prozentsatz der γ -Quanten zu kennen, die bereits vor dem Kalorimeter, d.h. im Cherenkov-Zähler konvertiert haben.

Um die Frage der vor dem Kalorimeter stattfindenden Konversion mit den Testmessungen studieren zu können, wurde in einigen Runs vor den Prototyp ein mit Freon gefüllter Behälter gestellt, der aus demselben Material gefertigt war und dieselben lateralen Dimensionen aufwies wie die im CP-LEAR-Detektor verwendeten Schwellenzähler.

Da die bereits oben erwähnten Probleme mit dem Triggersystem eine absolute Normierung der Daten verunmöglichen, definieren wir die Cherenkov-Konversions-Effizienz ϵ_{cer} als den Prozentsatz der γ -Quanten, die im Cherenkov-Zähler konvertiert haben durch:

$$\epsilon_{cer} = \frac{\overline{S7} * S8 * calohits > 0}{\overline{S7} * \overline{S8} * calohits > 0 + \overline{S7} * S8 * calohits > 0}.$$

($S7$, $S8$ bedeutet Signal von Szintillationszähler $S7$ bzw. $S8$ und mit calohits bezeichnen wir die Anzahl gefeuerter Röhren). Die Tabelle 7.4 vergleicht die Cherenkov-Konversions-Effizienz von Messungen mit und ohne Cherenkov-Zähler.

Tabelle 7.5:

Konversions-Effizienz ϵ_{cer} in %						
ohne Cherenkov ($\overline{S7} * \overline{S8}$)				mit Cherenkov ($\overline{S7} * S8$)		
Energy	>1hit	>3hit	>5 hit	>1 hit	>3hit	> 5hit
50 Mev	2.2±0.1	2.0±0.1	1.6±0.1	13.8 ±0.52	8.4±0.61	6.3±0.8
75 Mev	2.4±0.1	2.4±0.1	2.4±0.1	20.1±0.43	16.5±0.1	13.6±0.7
100 Mev	2.8±0.2	2.9±0.2	2.9± 0.2	22.4 ±0.71	20.7±0.6	17.9±0.6
150 Mev	2.5±0.1	2.5±0.1	2.6±0.1			
200 Mev	2.8±0.1	2.8±0.1	2.8±0.10	24.7±0.93	24.9±0.8	25.2±0.8
250 Mev				28.9±1.1	27.8±1.0	28.2±1.0
300 Mev	3.8±0.6	3.8±0.6	3.8±0.6			

Die oben definierte Cherenkov-Konversions-Effizienz liefert in der Daten-Auswertung ein konsistentes Bild von ϵ_{cer} , macht aber keine Aussage über den Anteil der Photonen, die vom Cherenkov-Zähler absorbiert werden.

Aus diesem Grunde wurde eine vollständig verschiedene Methode verwendet, um die Cherenkov-Effizienz aus den Daten zu extrahieren. Im folgenden stellen wir die grundlegende Idee der Methode vor:

Es seien zwei Urnen gegeben, die rote bzw. weisse Kugeln enthalten, die alle mit einer Zahl zwischen 1 und 64 versehen sind. Die zwei Funktionen P_A und P_B sollen die Verteilung der Nummern in beiden Urnen beschreiben. Durch Ziehung von n_A Kugeln aus Urne A und n_B Kugeln aus Urne B, die in einer neuen Urne M Platz finden, soll damit eine dritte Verteilungsfunktion P_M generiert werden. Liegen alle drei Verteilungsfunktionen vor, so kann der Prozentsatz von Kugeln bestimmt werden, der aus Urne A bzw. Urne B stammt. Da alle drei Verteilungsfunktionen bekannt sind, kann jede normalisiert werden, so dass wir schreiben können:

$$P_M(i) = \epsilon P_A(i) + (1 - \epsilon) P_B(i);$$

$$\epsilon_i = \frac{P_M(i) - P_B(i)}{P_A(i) - P_B(i)} \quad \text{wobei } i \in [1...64]$$

und daraus das Mischungsverhältnis ϵ erhalten. Analog dazu teilen wir in unseren Tests, in denen ϵ dem Anteil der Photonen entspricht, die in irgendeiner Form im Cherenkov-Zähler eine Wechselwirkung eingegangen sind, alle im Prototyp nachgewiesenen Photonen in zwei Klassen ein: Wir nennen Photonen zur Klasse A gehörig, wenn sie im Cherenkov konvertiert und zur Klasse B gehörig, wenn sie erst im Prototyp konvertiert haben. Wir definieren nun die Verteilungsfunktionen für die beiden Klassen als die von den Photonen erzeugten und vom Kalorimeter gemessenen lateralen Schauerprofile. Verteilungsfunktion P_A erzeugen wir aus Ereignissen mit der Signatur $\overline{S7} * \overline{S8} * calohits > 0$, bei denen kein Cherenkov vor dem Kalorimeter stand, die Photonen also direkt auf den Prototypen trafen, und Verteilungsfunktion P_B wird von den Ereignissen erzeugt bei denen der Cherenkov vor dem Prototypen stand und die Signatur $\overline{S7} * S8 * calohits > 0$ hatten. Die Verteilungsfunktion P_M , die nun Ereignisse von beiden Klassen enthalten soll, extrahieren wir aus einem Run wo der Cherenkov-Zähler vor dem Prototypen stand, indem wir das laterale Profil von Ereignissen erzeugen, die die Signatur $\overline{S7} * calohits > 0$ aufweisen. Insgesamt erhalten wir auf diese Weise für eine Energie 64 Effizienzen, mit denen wir das gewichtete Mittel und die Standardabweichung bilden. Tabelle 7.4 fasst die mittels dieser Methode gebildeten Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten ϵ zusammen.

Betrachtet man die in Tabelle 7.4 zusammengestellten Daten, so sieht man, dass die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten ϵ bei gleicher Energie sich fast um einen Faktor 2 unterscheiden können. Diese Tatsache erklärt sich dadurch, dass diese Methode zur Berechnung von ϵ sehr sensitiv auf jede Änderung des Strahlprofils reagiert. Da wir die Testanordnung aus Zeitgründen nicht bei jeder Energie änderten (d.h. den Cherenkov in den Strahl stellten, Daten nahmen, den Cherenkov herausnahmen und wieder Daten aufzeichneten), sondern den ganzen Energiebereich zuerst mit der einen und dann mit der anderen Konfiguration durchschritten, ist es nicht verwunderlich, dass die Strahlprofile nicht identisch sind. Jedoch zeigt sich hier, dass diese Methode sich bestens für die Untersuchungen mit dem bald fertig gestellten CP-LEAR-Detektor eignet.

Tabelle 7.6:

ϵ in %			
Energie	run no	ϵ	σ
50 Mev	22/8	10.6	0.7
50 Mev	27/28	10.8	0.5
75 Mev	26/15	11.6	1.0
75 Mev	26/30	20.7	1.0
75 Mev	32/15	12.7	0.7
75 Mev	32/30	19.6	0.8
100 Mev	23/14	17.3	0.8
200 Mev	33/6	25.7	0.4

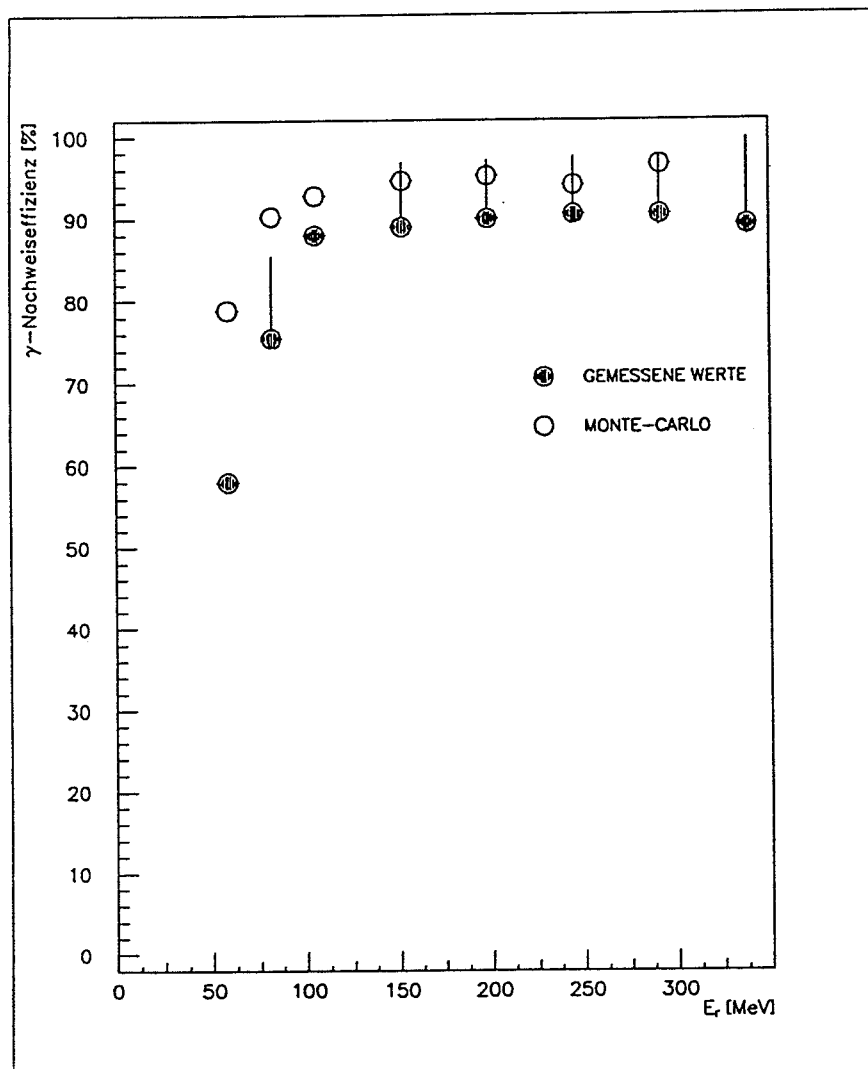


Abbildung 7.27: Vergleich von simulierter und gemessener γ -Nachweiswahrscheinlichkeit für eine Nachweisbedingung von 3 gefeuerten Röhren

Kapitel 8

Elektron-Pion Separation

8.1 Das Problem

Die Notwendigkeit Elektronen von Pionen zu trennen, tritt im CP-LEAR-Experiment bei der Messung der T-Verletzung in den semileptonischen Zerfallskanälen auf, wo eine gute Elektron-Pion-Unterscheidung erlaubt, pionische Untergrundkanäle zusätzlich zu unterdrücken. Im Zusammenhang mit dieser Arbeit interessierte uns, wie gut sich mit der vom Kalorimeter zu Verfügung stehenden digitalen Information Elektronen von Pionen unterscheiden lassen.

8.2 Traditionelle Methoden

Typische Pionen- und Elektronen-Ereignisse, wie sie mit dem CP-LEAR-Kalorimeter registriert werden können, sind in Abb. 8.1 dargestellt.

Die Identifikation solcher Ereignisse ist an und für sich einfach und die Entwicklung eines automatischen Klassifikators stellt kein grosses Problem dar. Leider sehen sich nun bei tieferen Energien viele Pionen- und Elektronen-Ereignisse sehr ähnlich, so dass ein nicht mehr einfaches Zwei-Gruppen-Diskriminanz Problem vorliegt.

Um die Missklassifikationsrate abzuschätzen, d.h. festzustellen mit welcher Wahrscheinlichkeit Elektronen als Pionen und Pionen als Elektronen klassifiziert werden, wurden zwei Gruppen von je 100 Bildern mit e^- - und π -Ereignissen zu Übungszwecken an eine Lerngruppe von sechs als visuelle Scanner dienende Physiker abgegeben. Anschliessend wurde eine neue aus je 100 e^- - und π -Ereignissen zusammengestellte Testgruppe zur Klassifizierung an die Probanden verteilt. Das Resultat des Tests ist in Tabelle 8.1 dargestellt.

Die durchschnittliche Missklassifikationsrate lag für Elektronen bei 13 %, für Pionen bei 23 %; 4 % der Ereignisse konnten nicht klassifiziert werden.

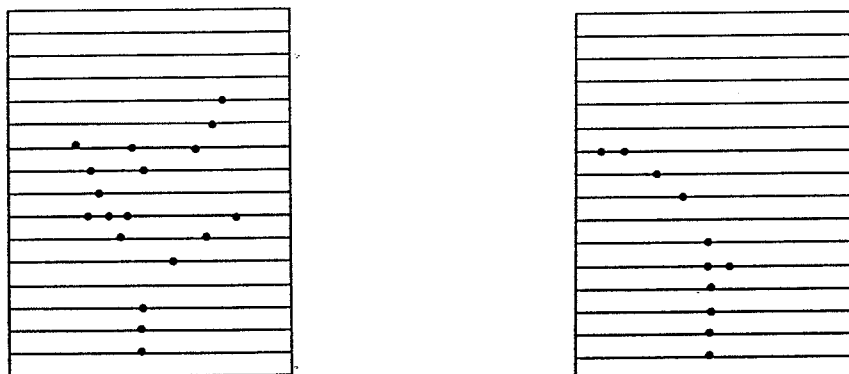


Abbildung 8.1: Die Abbildung zeigt typische Teilchenspuren im Kalorimeter; links ein e^- - und rechts ein π^+ -Ereignis

Tabelle 8.1:

Scanner	Ereignisse in %		
	Missklassifizierte e^-	Missklassifizierte π	Nicht klassifiziert
1	5	48	6
2	10	15	4
3	33	4	2
4	10	10	4
5	0	29	3
6	17	20	4

8.2.1 Suche nach Variablen mit hoher Diskriminanz-Kraft

Die erste Variable, die wir testeten, war die gesamte Anzahl ausgelöster Röhren für ein Ereignis. Da wir Elektronen und Pionen bei 200 MeV untersuchten und in diesem Energiebereich viele Elektronen recht tief ins Kalorimeter eindringen, bevor sie aufschauern, ist es nicht verwunderlich, dass die Multiplizität der Anzahl ausgelöster Röhren keinen dramatischen Unterschied für die beiden Teilchenarten zeigt. Von allen Variablen, die wir definierten und untersuchten ¹, zeigte das Verhältnis aus Anzahl gefeuerten Röhren und Anzahl durchquerten Ebenen (in Strahlrichtung) die höchste Separationskraft. Der Hauptnachteil, den eine solche Grösse aufweist, ist,

¹Dr.M.Buser vom URZ danke ich für die Beratung im Zusammenhang mit Problemen der Diskriminanzanalyse sowie für die Überprüfungen der statistischen Signifikanz von Trenn-Variablen mit Hilfe des Statistik-Paketes ALLOC80.

dass sie nicht invariant unter Rotation ist, eine Bedingung, die es unbedingt zu erfüllen gilt, da in unserem Detektor Teilchen unter allen möglichen Winkeln auf das Kalorimeter treffen.

8.2.2 Die Methode der invarianten Momente

Eine Möglichkeit, um invariante Eigenschaften aus einem Bild zu extrahieren, liefert die Methode der invarianten Momente [59]. Ein Objekt in einem Bild kann dann unabhängig von seiner Position und Orientierung klassifiziert werden. Diese Methode fand eine breite Anwendung bei unterschiedlichsten Problemen wie der Erkennung von Buchstaben, der Klassifikation von pathologischen Befunden auf Röntgenaufnahmen oder der Erkennung von Flugzeugen. Diese breite Anwendungspalette bewog uns, die Methode auf unser Klassifikationsproblem anzuwenden.

Ist eine zweidimensionale Dichteverteilung $f(x,y)$ (siehe Abb. 8.2) gegeben, dann ist das Moment $(p+q)$ -Ordnung definiert durch:

$$m_{pq} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x^p y^q f(x,y) dx dy,$$

wobei $p,q = 0,1,2 \dots$ ist.

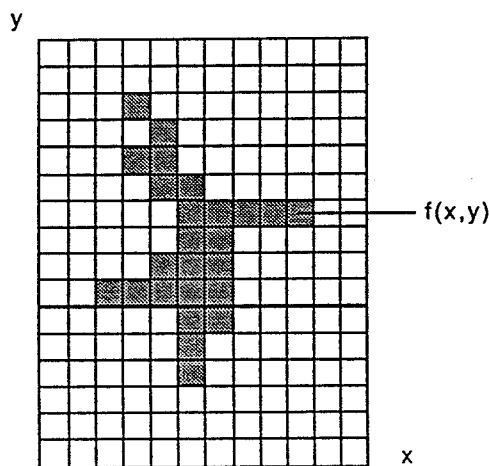


Abbildung 8.2: Zur Erklärung der Momente

Der praktische Wert der Methode der invarianten Momente beruht auf einem Eindeutigkeitssatz, der besagt, falls $f(x,y)$ eine stückweise stetige Funktion ist und nur innerhalb eines endlichen Bereiches der x - y -Ebene von null verschieden ist, dann

existieren die Momente (m_{pq}) aller Ordnungen und sind durch $f(x,y)$ eindeutig bestimmt. Umgekehrt bestimmen die (m_{pq}) $f(x,y)$ eindeutig. Die auf diese Weise definierten Momente würden also unsere durch Teilchen im Kalorimeter erzeugten Spuren eindeutig charakterisieren, würden aber zwei identische Muster, die entlang der Flugrichtung verschoben sind, durch zwei verschiedene Sets von (m_{pq}) unterscheiden. Der Weg, dieses Problem zu lösen, ist die Einführung der zentralen Momente (μ_{pq}), d.h. Momente, die relativ zu ihrem Schwerpunkt definiert sind (siehe Abb. 8.3):

$$\mu_{pq} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x - x_m)^p (y - y_m)^q f(x, y) dx dy$$

wo $x_m = m_{10}/m_{00}$ und $y_m = m_{01}/m_{00}$.

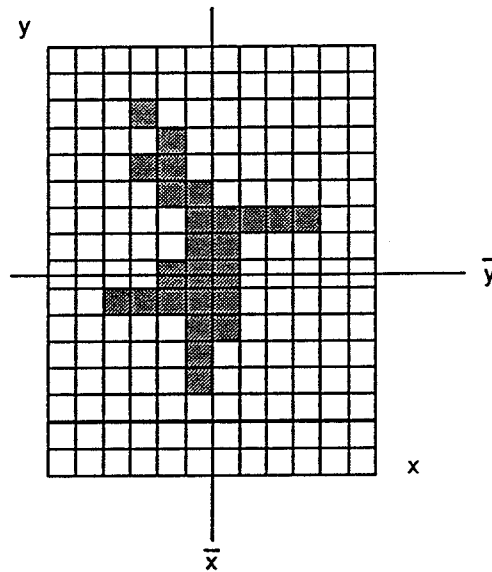


Abbildung 8.3: Zur Erklärung der zentralen Momente

Da wir mit digitalen Mustern arbeiten, kann das Flächenintegral durch eine Doppelsumme:

$$\mu_{pq} = \sum \sum (x - x_m)^p (y - y_m)^q f(x, y) dx dy$$

ersetzt werden. Um nun unabhängig von der Position, einer Drehung oder einer Spiegelung der Objekte zu werden, kann man von den zentralen Momenten die sogenannten invarianten Momente ableiten [60].²

Für die Auswertung benutzten wir die folgenden ersten acht invarianten Momente:

²Da in unserem Fall die Größe eines Musters ein wichtiges Merkmal ist, Elektronen von Pionen

$$\begin{aligned}
\phi_0 &= \text{Anzahl ausgelöster Röhren} \\
\phi_1 &= \mu_{20} + \mu_{02} \\
\phi_2 &= (\mu_{20} + \mu_{02})^2 + 4\mu_{11}^2 \\
\phi_3 &= (\mu_{20} + \mu_{02})^2 + (3\mu_{21} + \mu_{03})^2 \\
\phi_4 &= (\mu_{30} + \mu_{12})^2 + (\mu_{21} + \mu_{03})^2 \\
\phi_5 &= (\mu_{30} + 3\mu_{12})(\mu_{30} + \mu_{21})[(\mu_{30} + \mu_{12})^2 - 3(\mu_{21} + \mu_{03})^2] \\
&\quad + (3\mu_{21} + 3\mu_{03})(\mu_{21} + \mu_{03})[3(\mu_{30} + \mu_{12})^2 - 3(\mu_{21} + \mu_{03})^2] \\
\phi_6 &= (\mu_{20} + \mu_{02})[(\mu_{30} + \mu_{12})^2 \\
&\quad - (\mu_{21} + \mu_{03})^2] + 4\mu_{11}(\mu_{30} + \mu_{12})(\mu_{21} + \mu_{03}) \\
\phi_7 &= (3\mu_{12} + \mu_{30})(\mu_{30} + \mu_{21})[(\mu_{30} + \mu_{12})^2 - 3(\mu_{21} + \mu_{03})^2] \\
&\quad + (3\mu_{21} + \mu_{03})(\mu_{21} + \mu_{03})[3(\mu_{30} + \mu_{12})^2 - (\mu_{21} + \mu_{03})^2]
\end{aligned}$$

Waren wir von der Idee ausgegangen, dass das Ergebnis, das die visuelle Klassifikation der Bilder hervorbrachte, dadurch zustande kommen konnte, dass die Probanden immer wieder die gleichen wiederkehrenden Muster erkannten, so zeigte die hohe Missklassifikationsrate, die wir mit Hilfe der invarianten Momente erhielten, dass die Formen der Teilchenspuren in einem viel zu grossen Bereich streuen, als dass sie sich durch ihre Momente beschreiben liessen. Als Konsequenz aus diesem Erfahrung versuchten wir einen Algorithmus zu entwickeln, der genau darauf beruht, dass die Spurmuster der Elektronen in einem weiten Bereich streuen.

8.3 Ein probabilistischer Ansatz

Der Algorithmus, der am besten Elektronen von Pionen zu trennen vermochte, basiert auf einem einfachen graphentheoretischen Konzept, dem minimum spanning tree.

Graphentheoretische Methoden haben auf dem Gebiet der Spurverfolgung von Teilchen in der Hochenergiephysik bereits Anwendung gefunden [62]. Bevor wir den Algorithmus vorstellen, wollen wir ein paar der grundlegenden graphentheoretischen Begriffe wieder in Erinnerung rufen.

Graph $G(V,K)$: Ein Graph ist ein geordnetes Paar von disjunkten Mengen (V,K) , (V für Vertices oder Knoten und K für Kanten) so, dass K eine Teilmenge der Menge der ungeordneten Paaren von V ist.

Gerichteter Graph: Ein Graph heisst gerichtet, wenn das Paar der Vertices, das mit einer Kante assoziiert ist, ein geordnetes Paar darstellt.

Gewichteter Graph: Unter einem gewichteten Graph verstehen wir ein Paar $(G(V,K),\phi)$ von einem Graph G und einer Funktion $\phi : \rightarrow \mathbb{R}$.

Pfad: Ein Pfad ist eine Folge von knotenverbindenden Kanten.

Zyklus: Ein Zyklus ist ein Weg, bei dem der erste und der letzte Knoten identisch sind.

zu unterscheiden, benutzten wir nicht normalisierte invariante Momente, um nicht invariant von der Grösse der Muster zu werden, jedoch die Invarianz unter Rotation bzw. Spiegelung beizubehalten.

Zusammenhängender Graph: Ein ungerichteter Graph G heisst zusammenhängend, wenn mindestens ein Pfad zwischen jedem Knotenpaar n_i und n_j in G existiert.

Baum: Ein Baum ist ein zusammenhängender, ungerichteter azyklischer Graph.

Gerüst: Ein Baum $B \subseteq G$ heisst ein Gerüst von G , wenn er alle Vertices von G enthält.

Minimales Gerüst (auch als "minimum spanning tree" (MST) bezeichnet): Ein minimales Gerüst MST ist ein Gerüst, bei dem die Summe aller Kanten unter allen möglichen Gerüsten minimal ist.

Diese Definitionen sollen nun durch Einzeichnen des minimalen Gerüsts in die Abb. 8.1 veranschaulicht werden. In unserem Fall assoziieren wir mit den Knoten die gefeuerten Röhren und mit den Kanten die Distanzen zwischen diesen. Auf diese Weise resultiert dann die Abb. 8.4.

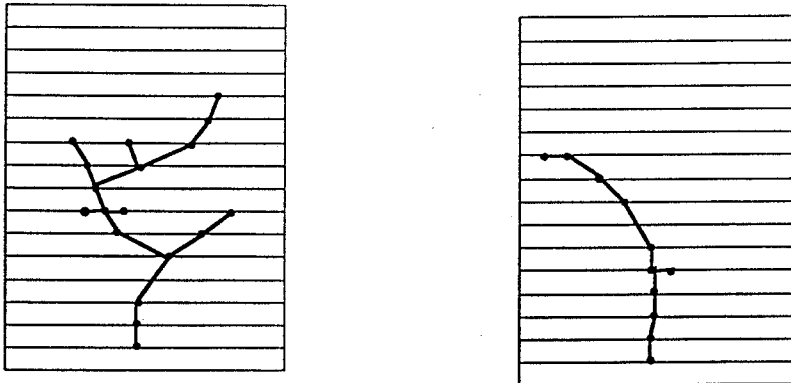


Abbildung 8.4: Die Abbildung zeigt die den Teilchenspuren überlagerten minimalen Gerüste; links für ein e^- - und rechts ein π^+ -Ereignis.

Die Berechnung des MST für das im Kalorimeter erzeugte Muster liefert eine ganze Reihe neuer Variablen. Zu den wichtigsten zählen die Summe der Kantengewichte und die Anzahl Kanten, die wir von nun an als "Links" (englisch für Verbindung) bezeichnen. Der wesentliche Punkt, der die Benutzung des MST nahelegt, ist der, dass dadurch ein Ordnungsprinzip für die das Muster bildenden Punkte festgelegt wird. Dadurch lassen sich eine Reihe neuer Variablen bilden, die ein hohes Diskriminanzvermögen aufweisen.

Unsere Idee bestand nun darin, ein Wahrscheinlichkeitsmass P zu definieren, das angibt, ob ein bestimmtes Spurmuster im Kalorimeter von einem Pion oder Elektron herrührt. Da ein Elektron im Kalorimeter im allgemeinen aufschauert, ist ein von Elektronen erzeugtes Spurmuster durch weit ausgedehnte Muster und grosse Distanzen zwischen den einzelnen getroffenen Röhren gekennzeichnet. Mit den Begriffen der Graphentheorie formuliert, bedeutet dies, dass es in einem von Elektronen verur-

sachten Spurmuster viele Knoten gibt, die mit mehr als zwei Kanten verbunden sind, und die Gewichte der Kanten grosse Werte annehmen, wogegen Pionenspuren selten mit mehr als zwei Knoten verbundene Kanten aufweisen und die Kantenlängen selten grösser sind, als der Abstand zwischen zwei Ebenen.

Wir bezeichnen im folgenden mit L die Anzahl "Links", die von einem Knoten ausgehen. In einem typischen Pionen Graphen ist dann L entweder 1 oder 2. Ferner definieren wir ein Distanzmass D , das gegeben ist durch $\text{int}(d/\sqrt{(\Delta y)^2 + (\Delta x)^2} + \epsilon)$, wobei $\Delta x, \Delta y$ die Distanzen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ebenen in x- respektive in y-Richtung bezeichnen; d ist die normale euklidische Distanz zwischen zwei Knoten und ϵ ist eine kleine reelle Zahl (siehe Abb. 8.5).

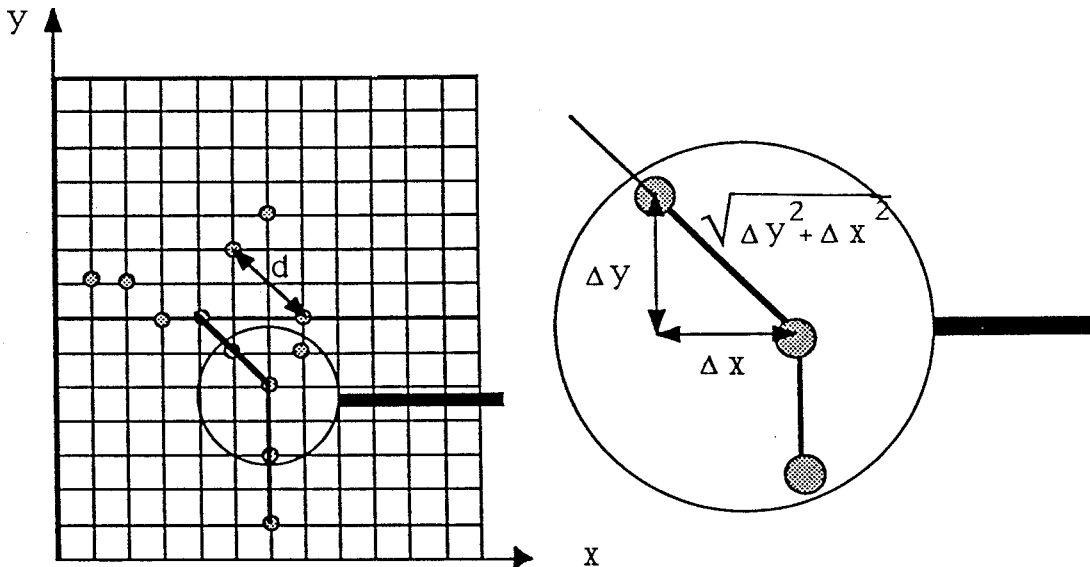


Abbildung 8.5: Zur Erklärung des Distanzmasses

An einer Anzahl Pionenspuren wird dann untersucht, wie gross die Anzahl von L- "Links" $N_L(L)$ und D-Distanz-Verhältnissen $N_D(D)$ ist. Um eine Wahrscheinlichkeit definieren zu können, wird noch die Summe aller "Links" Σ_L und die totale Summe aller Distanzverhältnisse Σ_D gebildet.

Wir definieren dann die elementaren "Link"- und Distanz-Wahrscheinlichkeiten durch:

$$P_D(1) = \frac{\Sigma N_D(1)}{\Sigma_D} \quad P_L(1) = \frac{\Sigma N_L(1)}{\Sigma_L}$$

$$P_D(2) = \frac{\Sigma N_D(2)}{\Sigma_D} \quad P_L(2) = \frac{\Sigma N_L(2)}{\Sigma_L}$$

$$P_D(3) = \frac{\Sigma N_D(3)}{\Sigma_D} \quad P_L(3) = \frac{\Sigma N_L(3)}{\Sigma_L}$$

$$P_D(4) = \frac{\Sigma N_D(4)}{\Sigma_D} \quad P_L(4) = \frac{\Sigma N_L(4)}{\Sigma_L}$$

Die Tabelle 8.2 fasst die aus einer Menge von 1000 Spurmustern gewonnenen elementaren "Link"- und Distanzwahrscheinlichkeiten zusammen.

Tabelle 8.2:

Distanz	$P_D(Distanz)$	Link	$P_L(Link)$
Dist.= 0	0.808	Link= 0	0.04
Dist.= 1	0.123	Link= 1	0.206
Dist.= 2	0.042	Link= 2	0.763
Dist.= 3	0.012	Link= 3	0.027
Dist.= 4	0.005	Link= 4	0.00031
Dist.= 5	0.002	Link= 5	0.00000
Dist.= 6	0.003	Link= 6	0.00000
Dist.= 7	0.002	Link= 7	0.00000
Dist.= 8	0.001	Link= 8	0.00000
Dist.= 9	0.001	Link= 9	0.00000

Ein zu klassifizierendes Spurmuster ist dann durch zwei Variablen, die "Link"- und die Distanz-Wahrscheinlichkeit definiert, die beide als Produkt aus den elementaren "Link"- bzw. Distanz-Wahrscheinlichkeiten darstellbar sind.

Ein Ereignis, das vier 2-"Links" und zwei 3-"Links" sowie zwei 1-, drei 2- und eine 4-Distanz aufweist, ist also durch die Wahrscheinlichkeiten $P_L = P_L(2)^4 P_L(3)^2$ und $P_D = P_D(1)^2 P_D(2)^3 P_D(4)$ definiert. Die Abb. 8.6 zeigt für eine Stichprobe von 1000 Pionen- und Elektronen-Ereignissen den scatter-plot in dem P_L gegen P_D gegeneinander aufgetragen sind. Man sieht deutlich, wie Pionen den oberen Bereich des Histogramms bevölkern, während die Elektronen keine so ausgeprägte Clusterstruktur aufweisen.

Insgesamt haben wir mit dieser Methode für Elektronen eine Missklassifikationsrate von 15 % und für Pionen eine solche von 5 % erhalten, ein Resultat, das für die Pionen deutlich unter der Missklassifikationsrate liegt, die wir mit den anderen Klassifikationsmethoden erreicht haben.

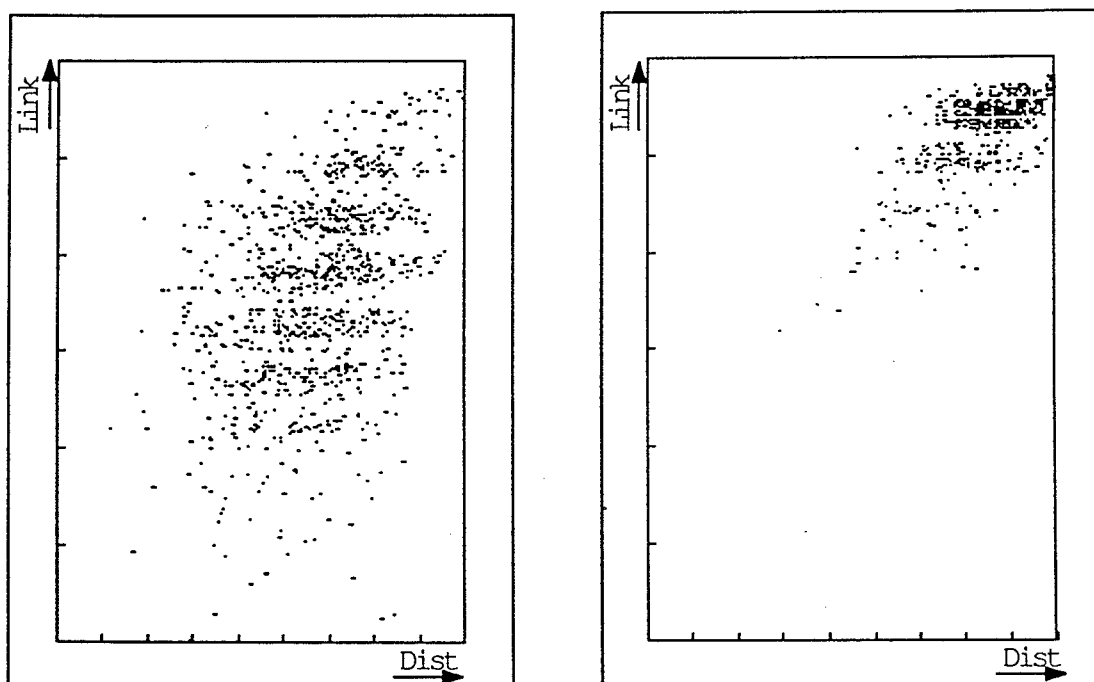


Abbildung 8.6: Die Abbildung zeigt links Elektronen und rechts Pionen

Zusammenfassung

Die Arbeit beginnt mit einer kurzen Einführung in die Theorie der CP-Verletzung und erläutert in Kapitel 3 das Messprinzip des CP-LEAR-Experimentes. Die Anforderungen an den Detektor und seine einzelnen Komponenten werden im folgenden dargestellt. Das Kapitel 5 legt die Grundlage für das Verständnis der Simulation elektromagnetischer Kaskaden und präsentiert die Parameter, mit denen wir die beste Anpassung der Rechnungen an die Messdaten erhielten. Im folgenden Kapitel diskutieren wir das Anforderungsprofil des CP-LEAR-Kalorimeters, untersuchen den notwendigen Photonen-Nachweisbereich und Auswirkungen verschiedener experimenteller Nachweisschwellen auf die γ -Nachweiseffizienz. Wir demonstrieren den Effekt der Zeitauflösung auf die zu messende $\pi^0\pi^0$ -Asymmetriefunktion und den Einfluss auf die erreichbare Präzision, formulieren die Methode, mittels welcher aus der Kenntnis der Auftreffpunkte und der Energie der Photonen die Zerfallszeit der neutralen Kaonen bestimmt werden kann, untersuchen, welche Variablen mit diesem Rekonstruktionsalgorithmus am meisten gewichtet werden, und lösen das Problem analytisch, um eine - in bezug auf Präzision und Recheneffizienz - optimale Datenauswertung zu garantieren. Wir diskutieren die Realisierbarkeit erreichbarer Ortsauflösungen für verschiedene Kalorimetertypen und gelangen zum Schluss, dass für unser Experiment ein Sampling-Kalorimeter das beste Preis-Leistungsverhältnis bietet. Wir optimieren dann mittels einer Monte-Carlo-Rechnung die Photonen-nachweiseffizienz dieses Kalorimeters. In Kapitel 7 erklären wir die Struktur des Prototyp-Kalorimeters und den für die Tests des Kalorimeters benötigten Photonenstrahl. Wir zeigen, wie wir in Software ein naturgetreues Modell des Prototypen nachgebaut haben, und stellen eine Methode vor, um aus den simulierten Schauerdaten ein der Messung entsprechendes Detektorsignal zu generieren. An Hand von experimentell gefundenen Reichweitebeziehungen untersuchen wir den Einfluss, den der Wert der "cut-off"-Energie auf unsere Simulation haben kann, und überprüfen die von GEANT3 simulierte Reichweiteverteilung von Elektronen mit gemessenen Daten und EGS4. Wir stellen in einem weiteren Abschnitt die aus den Messungen resultierenden Daten den berechneten Daten gegenüber, vergleichen die Verteilung der Anzahl gefeuerter Röhren, das longitudinale und transversale Profil sowie die

von empirischen Parametern im Simulationsmodell zu inkorporieren. Diese Größen dann für eine spezifische Problemstellung geeignet zu wählen kann eine nicht triviale und äusserst aufwendige Arbeit darstellen, die in unserem Falle viel Zeit in Anspruch nahm. Auf der anderen Seite stellen Sampling-Kalorimeter im Gegensatz zu homogenen Kalorimetern geometrisch gesehen komplexe Detektoren dar. Rechnungen für solche Detektortypen, die nicht im Detail in Software simuliert wurden, haben zum Teil zu erheblichen Abweichungen von den experimentell beobachteten Messungen geführt. Wir zeigen in dieser Arbeit deshalb, wie wir in Software ein naturgetreues Modell des Prototypen nachgebaut haben, und stellen eine Methode vor, um aus den simulierten Schauerdaten ein der Messung entsprechendes Detektorsignal zu generieren. An Hand von experimentell gefundenen Reichweitebeziehungen untersuchen wir den Einfluss, den der Wert der "cut-off"-Energie auf unsere Simulation haben kann, und überprüfen die von GEANT3 simulierte Reichweiteverteilung von Elektronen mit gemessenen Daten und EGS4. Wir stellen in einem weiteren Abschnitt die aus den Messungen resultierenden Daten den berechneten Daten gegenüber, vergleichen die Verteilung der Anzahl gefeuerter Röhren, das longitudinale und transversale Profil sowie die Nachweiseffizienz des Prototyp Kalorimeters. In folgenden Abschnitt untersuchen wir dann den Einfluss eines vor das Kalorimeter gestellten Cherenkov-Zählers. Wir kommen zum Schluss, dass angesichts der in der Arbeit diskutierten Probleme die Übereinstimmung zwischen den Messungen und den hier vorgelegten Simulationen als erstaunlich gut bezeichnet werden darf. In einem letzten Kapitel präsentieren wir die Überlegungen, die zu einem Algorithmus führen, der es erlaubt, mit Hilfe des Kalorimeters Pionen von Elektronen zu unterscheiden, und testen diesen mit den in den Tests aufgezeichneten Daten.

Literaturverzeichnis

- [1] Glashow S. *Nucl. Phys.*, **22**:579, (1988).
- [2] Rademacher E. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **14**, (1986).
- [3] Kleinknecht K. *Comments Nucl.Part Phys.*, **13**:219–230, (1984).
- [4] Christenson J.H. et al. *Phys.Rev. Lett.*, **13**:138, (1964).
- [5] Maskawa T. Kobayashi M. *Prog.Theor.Phys.*, **49**:652, (1973).
- [6] Donoghue J. et al. *Int. Jour. of Mod. Phys.*, **2**:319, (1987).
- [7] Adiels L. et al. *CERN/PSCC/85-6* , *PSCC/P-82*, (1985).
- [8] Chau L. *Phys. Rep.*, **95**:1, (1983).
- [9] Wolfenstein. *Annual Rev. of Nucl. and Part. Science*, :137, (1986).
- [10] Burckhard H. et al. *CERN-EP/88-47*, , (1988).
- [11] Rev. of Particle Properties. *Phys. Lett.*, **170B**:67, (1988).
- [12] Paul E. *Springer Tracts in Modern Physics*, **79**, (1976).
- [13] Fournier D. *LAL*, **85-42**, (1985).
- [14] Tauscher L. *CP-LEAR Coll. CERN Internal Report*, SW 009, (1989).
- [15] Rickenbach R. *Dissertation Uni Basel*, (1989).
- [16] Amaldi U. *Physica Scripta*, **23**:409–424, (1981).
- [17] Longo E. and Sestili F. *NIM*, **128**:283, (1975).
- [18] Chan Y. *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS*, **25**:333, (1978).
- [19] Dietl H. *MPI-PAE/EXP.E1*, **124**, (1983).
- [20] Ogawa G. *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS*, **31**:79, (1984).
- [21] Wagoner D.E. *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS*, **31**:53, (1984).
- [22] Landau L.D. *J. Exp. Phys*, **8**:201, (1944).
- [23] Fisher G. *NIM*, **156**:81, (1978).
- [24] Friderici L. et al. *NIM*, **151**:103, (1978).
- [25] Anderson R.L. et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS*, **25**:340, (1978).
- [26] Engler J. *NIM*, **217**:9, (1983).

- [27] Atac M. et al. *Fermilab Preprint*, **FN-368**, (1982).
- [28] Nelson W.E. et al. *SLAC Report*, **265**, (1985).
- [29] Brun R. et al. *DD/EE/87-1*, (1987).
- [30] Brun R. et al. *DD/85/1*, (1985).
- [31] Storm H. and Israel H.I. *Nucl. Data Tables*, **17**:565, (1970).
- [32] Barkas W.H. *UCRL*, **10292**:1, (1962).
- [33] Bethe H.A. *Ann. Phys.*, **5**:325, (1930).
- [34] Augustin J.E. et al. *LAL*, **78/14**:1, (1978).
- [35] Eadie W.T. et al. *Publisher: North-Holland*, **89**, (1973).
- [36] Rickenbach R. *Uni Basel Internal report*, (1988).
- [37] Ronne B. *CERN Yellow Report*, **13**:87–125, (1964).
- [38] Bard Y. *Nonlinear Parameter Estimation*, **AP**, (1974).
- [39] Mall U. *Diplomarbeit Uni Basel*, (1985).
- [40] Nakada T. *Internal report March 85*, (1985).
- [41] Akopdjanov G.A. et al. *NIM*, **140**:441, (1977).
- [42] Nakada T. *Internal report May 85*, (1985).
- [43] Nakada T. *Internal report Sep. 85*, (1985).
- [44] Johner U. *Diplomarbeit Uni Freiburg CH*, (1986).
- [45] Atac M. *NIM*, **200**:345, (1982).
- [46] Baubillier M. *NIM*, **217**:205, (1983).
- [47] Salomon M. *IEEE Trans. NS*, **31**:87, (1984).
- [48] De Clercq C. *NIM, A* **243**:77, (1986).
- [49] Zhang L.S. *NIM, A* **247**:343, (1986).
- [50] Bergstein H. *NIM, A* **269**:560, (1988).
- [51] Weil J. and McDaniel B. *Phys. Rev.*, **92**:391, (1953).
- [52] SIN User Handbook. **65**, (1981).
- [53] Kobetich E.J. and Katz R. *Phys Rev*, **170**:391–396, (1968).
- [54] Rogers W. *NIM*, **227**:535, (1984).
- [55] Seliger H. H. *Physical Review*, **100**:1029, (1955).
- [56] Rao B. N. *NIM*, **44**:155, (1966).
- [57] Gumplinger P. *CP-LEAR Coll. CERN Internal Report*, **SW 006**, (1988).
- [58] Schopper A. *Dissertation Uni Basel*, (1989).
- [59] Hartung J. *Multivariate statistik. R. Oldenbourg Verlag*, **661**, (1986).
- [60] Gonzales R. and Wintz P. *Digital image processing. Addison-Wesley Co*, **419**, (1987).
- [61] Hu M. K. *IRE Trans. Infr. Theory*, **IT-8**:179, (1962).
- [62] Cassel D. G. *NIM*, **185**:235, (1981).

Kapitel 10

Danksagung

Zuerst möchte ich Herrn Prof. G. Backenstoss dafür danken, dass er mir den Zugang zum Kernforschungszentrum CERN eröffnete. Durch ihn erhielt ich die Möglichkeit, unzählige internationale Kontakte herzustellen sowie die Gelegenheit, in seiner Genfer Gruppe diese Arbeit durchzuführen. Ausser für die fachbezogenen Diskussionen über Physik danke ich ihm aber auch für seine menschliche Anteilnahme an meiner Arbeit.

Speziell möchte ich Herrn Prof. L. Tauscher für die Unterstützung, das Interesse, die unzähligen Diskussionen und die Anleitung, die er mir beginnend mit der Semesterarbeit, dann in der Diplomarbeit und in allen Phasen dieser Arbeit zu Teil werden liess, ganz herzlich danken.

Herrn Dr. C. Santoni danke ich für die Diskussionen und Hilfe bei der Auswertung der SIN-Test-Daten.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Dr. B. Schorr, von dessen Können und Erfahrungen auf dem Gebiet von Fitproblemen ich sehr viel lernen konnte. Ferner danke ich ihm und auch den Mitgliedern seiner Gruppe, Herrn Dr. Kölbig und Herrn Lipps von der DD-Division am CERN für ihr Interesse, die Diskussionen und die Freundschaft, die sie mir entgegengebracht haben.

Herrn Dr. F. Carminati danke ich für die grosse Hilfe, die er mir im Zusammenhang mit GEANT3 und den verschiedensten am CERN gebräuchlichen Softwarepaketen zukommen liess, und für all das, was ich im Zusammenhang mit Computing von ihm gelernt habe.

Dr. M. Buser vom Rechenzentrum der Universität Basel möchte ich für seine Unterstützung bei den statistischen Problemen und sein Interesse und die Zusammenarbeit bei der Entwicklung des Elektron-Pion-Separations-Algorithmus danken.

Den Herren Prof. H.J. Gerber, Dr. W. Fetscher, Dr. R. Dincklage von der ETHZ, Dr. R. Abela, Dr. P. Kettel und Dr. T. Nakada vom PSI möchte ich für die Diskus-

sionen und Hilfe danken, die sie mir während den Tests am PSI sowie am CERN zur Verfügung stellten.

Dr. P. Bloch, Dr. M. Fidecaro und Dr. G. Garetta vom CERN möchte ich hier herzlich für die Gespräche im Zusammenhang mit der Entwicklung und den Tests des Kalorimeters und der Streamer Tubes danken.

Herrn M. Troege danke ich für die Hilfe bei den Vorbereitungen und dem Aufbau der Prototyp-Tests am PSI.

Mein Dank gilt ferner dem Schweizerischen Nationalfonds und dem Kanton Basel-Stadt für die finanzielle Unterstützung während der Zeit, in der diese Arbeit entstanden ist.

Schliesslich möchte ich meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglichten, sowie meinem Bruder für die vielen Gespräche über Mathematik und Physik ganz herzlich danken.

Kapitel 11

Curriculum vitae

1960	geboren in Basel am 19. August als Sohn von Albert und Marianne Mall-Häfeli.
1966-1970	Besuch der Primarschule.
1971-1979	Besuch des Gymnasiums in Basel, Abschluss mit Maturitätstypus B.
Herbst 1979	Beginn des Studiums an der Universität Basel in den Fächern Physik, Mathematik und Astronomie.
April 1982	Vordiplomprüfungen und Anstellung als Hilfs-Assistent für das Anfängerpraktikum.
Herbst 1984	Diplom in Experimentalphysik an der Universität Basel.
seit 1985	Mitarbeit als Doktorand in der CP-LEAR-Kollaboration am CERN unter Prof. G. Backenstoss und Prof. L. Tauscher. Assistententätigkeit: Betreuung des Anfängerpraktikums für Physiker und Mathematiker, Übungen in Kern- und Teilchenphysik.

Folgenden Dozenten der Universität Basel verdanke ich meine Ausbildung:

In Physik

K. Alder, G. Backenstoss, E. Baumgartner, G. Baur, J. Fünfschilling, U. Götz, H.-J. Güntherodt, E. Magyari, P. Oelhafen, G.-R. Plattner, F. Rösel, H. Rudin, R. Schilling, T. Schucan, I. Sick, P. Talkner, L. Tauscher, H. Thomas, D. Trautmann, R. Viollier, R. Wagner, I. Zschokke-Gränacher.

In Mathematik

N. A'Campo, W. Habicht, H. Huber, H. Kraft, B. Scarpellini.

In Astronomie

R. Buser, R. Fenkart, A. Spaenhauer, U. Steinlin, G.A. Tammann.