

DIE ENTWICKLUNG DES
ELEKTROMAGNETISCHEN KALORIMETERS DES
CP-LEAR EXPERIMENTS

Inauguraldissertation

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

von

Andreas Schopper

aus Deutschland

19. Juni 1989

Thesis-1989-Schopper

DIE ENTWICKLUNG DES
ELEKTROMAGNETISCHEN KALORIMETERS DES
CP-LEAR EXPERIMENTS

Inauguraldissertation

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

von

Andreas Schopper

aus Deutschland

19. Juni 1989

CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081068

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
auf Antrag der
Herren Professoren G.Backenstoss und L.Tauscher

Basel, den 4.7.89

Dekan

Prof. W.A.Gallusser

Einleitung

Das Thema der vorliegenden Dissertation, die im Rahmen des *CP - LEAR* Experiments (*PS195*) am CERN zur Messung *CP*-verletzender Parameter im neutralen Kaon-System durchgeführt wurde, ist die Entwicklung eines elektromagnetischen Kalorimeters, das Teil des *CP - LEAR* Detektors sein soll.

Im ersten Kapitel wird zunächst die physikalische Motivation des Experiments erläutert, wobei nach einer allgemeinen phenomenologischen Beschreibung der *CP*-Verletzung im neutralen Kaon-System auf die spezielle experimentelle Methode des *CP - LEAR* Experiments eingegangen, und eine kurze Beschreibung des gesamten Detektors gegeben wird.

Eine Diskussion der eigentlichen Entwicklung des elektromagnetischen Kalorimeters erfolgt im zweiten Kapitel. Zunächst werden die an diesen Detektor gestellten Anforderungen und der sich daraus ergebende Aufbau beschrieben, bevor auf die Funktionsweise des Kalorimeters und seiner einzelnen Komponenten eingegangen wird. Einige Probleme bei der Entwicklung dieser Komponenten, sowie ihre Lösung werden detailliert diskutiert.

Um die physikalischen Eigenschaften des entwickelten Kalorimeters testen zu können, wurde ein Prototyp gebaut, dessen Aufbau und Herstellung beschrieben wird.

Im dritten Kapitel werden die mit Hilfe des Prototyps ermittelten Eigenschaften des elektromagnetischen Kalorimeters präsentiert. Die Testbedingungen mit geladenen Teilchen und 'tagged' Photonen, sowie der Aufbau und die Kalibrierung des 'tagged' Photon-Strahls werden erläutert. Es erfolgt eine ausführliche Diskussion über die Auswertung der in diversen Testläufen aufgenommenen Daten. Es wurden unter anderem die Ortsauflösung, die Energieauflösung und die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kalorimeters für Photonen untersucht und die Energieeichung des Detektors, sowie eine Parametrisierung der 'Energie-Kalibrierung' durchgeführt.

Inhaltsverzeichnis

1 Die physikalische Motivation des $CP - LEAR$ Experiments	1
1.1 Die Bedeutung von Symmetrien	1
1.2 CP -Verletzung im K^0 -System	2
1.2.1 Historischer Hintergrund	2
1.2.2 phänomenologie des K^0 -Zerfalls	5
1.2.2.1 Das Mischen der Zustände neutraler Kaonen	5
1.2.2.2 Die Zerfallsamplituden neutraler Kaonen	8
1.2.2.3 Der experimentelle Status	17
1.2.3 Modelle zur Beschreibung von CP -Verletzung	23
1.2.3.1 Das Superschwache Modell	23
1.2.3.2 Das Standardmodell	24
1.3 Messung CP -verletzender Parameter im $CP - LEAR$ Experiment	27
1.3.1 Experimentelle Methode mit reinen $K^0, \bar{K}^0$ -Zuständen	28
1.3.2 Der Zerfall in zwei Pionen	28
1.3.3 Der Zerfall in drei Pionen	32
1.3.4 Die semileptonischen Zerfälle	34
1.3.5 Die erwartete Präzision der messbaren Größen	38
1.3.6 Weitere Endzustände	39
1.3.6.1 Der kohärente Zerfall von zwei neutralen Kaonen	40
1.3.6.2 Der Zerfall in zwei Photonen	40
1.4 Der Detektor des $CP - LEAR$ Experiments	41
1.4.1 Die Zielsetzung des Detektors	41
1.4.2 Die Eigenschaften der einzelnen Detektorkomponenten	42
1.4.2.1 Das Target	42
1.4.2.2 Die Proportionalkammern	43
1.4.2.3 Die Driftkammern	43
1.4.2.4 Die 'streamer'-Kammern	44
1.4.2.5 Die Teilchenidentifikations-Detektoren	44
1.4.2.6 Das elektromagnetische Kalorimeter	45
1.4.2.7 Der Magnet	45
1.4.2.8 Der 'trigger'	45

2	Die Entwicklung des elektromagnetischen Kalorimeters	47
2.1	Die Anforderungen an das Kalorimeter	47
2.2	Die Beschreibung des Kalorimeters	49
2.2.1	Der Aufbau	50
2.2.2	Die Funktionsweise der einzelnen Komponenten	50
2.2.2.1	Der Bleikonverter	50
2.2.2.2	Die Kammern	54
2.2.2.3	Die 'strip'-Folien	56
2.2.3	Die Aufgaben	56
2.2.3.1	Die Messung der Energie	56
2.2.3.2	Die Ortsbestimmung	58
2.2.3.3	Die Elektron-Pion Separation	58
2.3	Die Entwicklung der Kammern und 'strips'	59
2.3.1	Die Anforderungen	59
2.3.2	Die Probleme und ihre Lösungen	60
2.3.2.1	Die Ausgangslage	60
2.3.2.2	Das Gasgemisch	61
2.3.2.3	Die Leitfähigkeit der Kathode	64
2.3.2.4	Das Kathodenmaterial	71
2.3.2.5	Die Konstruktionstechnik	76
2.3.3	Die Eigenschaften der Kammern	78
2.3.3.1	Der Aufbau	78
2.3.3.2	Der Kammerbetrieb im 'high-gain mode'	79
2.3.3.3	Das Verhalten bei hohen Teilchenraten	83
2.3.4	Die Eigenschaften der 'strips'	85
2.3.4.1	Der Aufbau	85
2.3.4.2	Die Auslese der 'strips'	86
2.3.4.3	Die Ermittlung des Ortes der Ladung auf dem Draht	89
2.4	Der Bau eines Kalorimeter-Prototyps	90
2.4.1	Die Anforderungen	90
2.4.2	Der Aufbau	92
2.4.3	Die 'Konditionierung' der Kammern	93
2.4.4	Die 'front-end' Elektronik	95
2.4.4.1	Die Hochspannungskarte der Kammer	95
2.4.4.2	Der Verstärker der 'strips'	97
2.4.5	Die digitale Verarbeitung der Signale	98
3	Die Eigenschaften des Kalorimeter-Prototyps	100
3.1	Die Testbedingungen am PSI (SIN)	100
3.1.1	Der Strahl geladener Teilchen	100
3.1.1.1	Der $\pi M1$ -Strahl am PSI	100
3.1.1.2	Die Separation von π, μ, e	101
3.1.2	Der 'tagged' Photon-Strahl	102

3.1.2.1	Die Methode	102
3.1.2.2	Die Energie-Kalibrierung und -Auflösung	104
3.1.3	Die Datennahme	105
3.2	Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Drähte und 'strips'	107
3.2.1	Die geometrische Effizienz der Kammer	107
3.2.2	Die Ansprechwahrscheinlichkeit und Multiplizität der angesprochenen 'strips'	108
3.3	Die Ortsauflösung	112
3.4	Die Messung der Energie	112
3.4.1	Die Energieeichung	113
3.4.1.1	Die Eichung für Photonen und Elektronen	113
3.4.1.2	Der Einfluß des Eintrittswinkels auf die Eichung	119
3.4.2	Die Energieauflösung	119
3.4.2.1	Die Auflösung für Photonen und Elektronen	119
3.4.2.2	Der Einfluß des Eintrittswinkels auf die Auflösung	122
3.5	Die Parametrisierung der 'Energie-Kalibrierung'	122
3.5.1	Die Parametrisierung	124
3.5.2	Die Rekonstruktion der Photonenergie	129
3.6	Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen	129
3.6.1	Die Normierung auf die Anzahl ' γ -trigger'	133
3.6.2	Der Vergleich der nachgewiesenen γ 's im BGO und Prototyp	134
3.6.3	Die Intensitätsabnahme als Funktion der Eindringtiefe	138
3.7	Die Elektron-Pion Separation	139
3.7.1	Die Separationsmethode	140
3.7.2	Die Identifikations-Effizienz des Algorithmus	142
4	Zusammenfassung	144
5	Danksagung	151
6	Curriculum vitae	152

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Wu-Yang-Dreieck (nicht maßstabsgetreu)	22
1.2	Die Boxdiagramme	26
1.3	Die Pinguin-Diagramme	27
1.4	Die zeitabhängige Asymmetrie für den Zerfall in zwei Pionen	30
1.5	Die integrale Asymmetrie für den Zerfall in zwei Pionen	31
1.6	Die zeitabhängige Asymmetrie für den Zerfall in drei Pionen	33
1.7	Die integrale Asymmetrie für den Zerfall in drei Pionen	34
1.8	Die totale semileptonische Rate	36
1.9	Die Asymmetrie A_T	37
1.10	Die Asymmetrie A_l	37
1.11	Der $CP - LEAR$ -Detektor	43
2.1	Der Einfluß der Ortsauflösung (σ_y) und Energieauflösung ($\sigma(E)/E$) auf die Rekonstruktion des K^0 -Vertex (σ_K)	48
2.2	Der rekonstruierte Vertex des neutralen Kaons	49
2.3	Die Struktur des Kalorimeters	51
2.4	Der Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei	53
2.5	Die mittlere freie Weglänge für Photonen in verschiedenen Materialien	53
2.6	Das Arbeitsdiagramm für den Betrieb von Drahtkammern	54
2.7	Die Funktionsweise der 'strip'-Auslese	57
2.8	Der Aufbau der 'Iarocci-tubes'	61
2.9	Das Ersatzschema des Kammer-'strip' Komplexes	65
2.10	Die Transparenz des Kammerdeckels für die induktive Auslese als Funktion des Oberflächenwiderstandes	66
2.11	Der Testaufbau zur Messung der Ladungsverteilung auf den 'strips'	67
2.12	Die Ladungsverteilung auf den 'strips' für verschiedene Oberflächen- widerstände des Kammerdeckels (für graphitierte PVC-Kammer)	67
2.13	Die maximale Betriebsspannung einer Kammer als Funktion des Oberflächen- widerstandes der Kammer	69
2.14	Die Explosionszeichnung einer Kammer mit Messingwänden	70
2.15	Die Ladungsverteilung auf den 'strips' für unterschiedliche Leitfähig- keiten der Kammerwände	71
2.16	Die Ladungsverteilung auf den 'strips' für verschiedene Oberflächen- widerstände des Kammerdeckels (für eine Kammer mit Messingwänden)	72

2.17	Das Leitfähigkeitsverhalten von Rußen in verschiedenen Thermoplasten	74
2.18	Der Einfluß des Graphitanteils im Araldit auf die Leitfähigkeit des Klebers	77
2.19	Die Lehre, welche der Konstruktion der 'minitubes' dient	77
2.20	Der Aufbau der 'minitubes'	78
2.21	Die Aufsicht auf das Ende einer geöffneten Kammer	79
2.22	Das Kammersignal an 50Ω	80
2.23	Die auf dem Draht gesammelte Ladung	80
2.24	Das Zählratenplateau einer Kammer	81
2.25	Der Vergleich der auf dem Draht gesammelten Ladung für zwei Quellen verschiedener Energien	82
2.26	Der Effekt des Drathaltes ('spacer') auf die Zählrate	82
2.27	Die logische Schaltung zur Messung von 'afterpulses'	83
2.28	Die normierte Koinzidenzrate zwischen Kammersignal und möglichen 'afterpulses' als Funktion der Verzögerungszeit	84
2.29	Die Messung der auf dem Draht deponierten Ladung mit einer starken Quelle über eine größere Zeitperiode	85
2.30	Der Aufbau der 'strip'-Folie	86
2.31	Die Ansprechwahrscheinlichkeit der 'strips' für verschiedene Abstände der 'strip'-Folien von den Kammern als Funktion der Diskriminator-schwelle	88
2.32	Die Multiplizität der 'strips'	89
2.33	Die geometrische Anordnung von Draht und 'strips'	90
2.34	Der mit Hilfe der 'strips' rekonstruierte Kammerfunken	91
2.35	Die Lage der Kammer auf der 'strip'-Folie	93
2.36	Die mechanische Struktur des Prototyps (technische Zeichnung)	94
2.37	Die mechanische Struktur des Prototyps (Photo)	94
2.38	Das Schaltschema der Hochspannungskarte	96
2.39	Der Querschnitt durch das Ende einer Kalorimeterschicht	96
2.40	Das Schaltschema der Verstärker für die 'strips'	97
2.41	Ein Ausschnitt aus einer 'strip'-Folie	97
2.42	Der verkabelte Prototyp	99
3.1	Der Fluß geladener Teilchen im $\pi M1$ -Strahl	101
3.2	Das logische Schema der Flugzeitmessung	102
3.3	Ein Spektrum der Flugzeitmessung für $170 MeV/c$ Teilchen	103
3.4	Der Aufbau des 'tagged' Photon-Strahls	104
3.5	Die Eichung des 'tagged' Photon-Strahls mit Hilfe des BGO-Kristalls	106
3.6	Die Spur eines positiven $350 MeV/c$ Myons im Prototyp (*=Drähte, U=U-'strips', V=V-'strips')	109
3.7	Die mittlere Multiplizität der 'strips' in jeder Schicht des Prototyps	110
3.8	Die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit der 'strips' in jeder Schicht des Prototyps	111

3.9	Der Schauer eines 150MeV Photons im Prototyp (*=Drähte, U=U-'strips', V=V-'strips')	113
3.10	Die Anzahl ansprechender Drähte für 150MeV Photonen	114
3.11	Die mittlere Anzahl ansprechender Drähte für Photonen und Positronen unter senkrechtem Einfall als Funktion der Energie	115
3.12	Die mittlere Anzahl ansprechender Drähte als Funktion der Konversionsschicht der Photonen für verschiedene Energien	117
3.13	Der 'fit' an die mittlere Anzahl ansprechender Drähte als Funktion der Konversionsschicht der Photonen für verschiedene Energien	118
3.14	Die mittlere Anzahl ansprechender Drähte für senkrecht und schräg in den Prototyp einfallende Photonen	120
3.15	Die reduzierte Auflösung der Anzahl ansprechender Drähte für senkrecht einfallende Photonen und Positronen	121
3.16	Die reduzierte Auflösung der Anzahl ansprechender Drähte für senkrecht und schräg in den Prototyp einfallende Photonen	123
3.17	Die Energie der 'tagged' Photonen als Funktion der im Mittel ansprechenden Anzahl Drähte am Beispiel von Schicht 1 und 3	125
3.18	Die Energie der 'tagged' Photonen als Funktion der im Mittel ansprechenden Anzahl Drähte am Beispiel von Schicht 7 und 13	126
3.19	Die Werte der Parameter P1 und P2 als Funktion der Konversionsschicht	128
3.20	Die Verteilung der rekonstruierten Energie aufgrund der Parametrisierung	130
3.21	Die Differenz zwischen der tatsächlichen Energie und dem Maximum der rekonstruierten Energieverteilung aufgrund der Parametrisierung	131
3.22	Die reduzierte Energieauflösung welche aufgrund der Parametrisierung erreicht wurde	132
3.23	Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kalorimeters für Photonen, als Funktion ihrer Energie (Vertrauensgrenze von 99.9%)	135
3.24	Die Lichtausbeute im BGO-Kristall für 250MeV Photonen	136
3.25	Die Verteilung der Anzahl ansprechender Drähte im Prototyp für 75MeV Photonen mit und ohne Bleikollimator	137
3.26	Die Anzahl der pro Schicht konvertierenden Photonen am Beispiel von 150MeV Photonen und der exponentielle 'fit'	138
3.27	Der lineare Abschwächungskoeffizient als Funktion der Photon-Energie	139
3.28	Die Ionisationsspur eines Pions von $200\text{MeV}/c$	140
3.29	Die Spur eines stark wechselwirkenden Pions von $200\text{MeV}/c$	141
3.30	Die Spur eines aufschauernenden Positrons von $200\text{MeV}/c$	141
3.31	Die Definition der 'Spurlänge' und 'Schauerlänge'	142

Tabellenverzeichnis

1.1	Die beiden Isospindoublets des neutralen Kaons	3
1.2	Die Massen, Lebensdauern und Zerfallskanäle neutraler Kaonen . .	9
1.3	Die Bedeutung der Zerfallsamplituden	11
1.4	Die erwartete Präzision der messbaren Größen im $CP - LEAR$ Experiment	38
2.1	Die Komponenten des leitfähigen Klebers	76
3.1	Die Werte der Parameter $P1_i$ und $P2_i$	127
3.2	Die Effizienzen und Mißidentifikationen bei der e, π -Separation als Funktion der Teilchenimpulse	143

Kapitel 1

Die physikalische Motivation des $CP - LEAR$ Experiments

1.1 Die Bedeutung von Symmetrien

Symmetrien und Erhaltungssätze spielen schon seit langem eine wichtige Rolle in der Physik. Man unterscheidet im Allgemeinen vier Arten von Symmetrien [6]:

- Die Permutations-Symmetrie (Bose-Einstein-, Fermi-Dirac-Statistik)
- Die kontinuierlichen Raum-Zeit Symmetrien (Translation, Rotation, etc.)
- Die diskreten Symmetrien (Raumspiegelung, Zeitumkehr, Teilchen-Antiteilchen Konjugation)
- Die Eich-Symmetrien (U_1 -Symmetrie für Ladungs-, Baryonzahl-, Leptonzahl-Erhaltung, SU_2 -Symmetrie für Isospinerhaltung, SU_3 -Symmetrie für Farberhaltung, etc.)

Es stellt sich die Frage, was man sich unter einer Symmetrie vorzustellen hat und was ihre Erhaltung bzw. Verletzung bedeutet.

Wann immer eine Größe nicht beobachtbar ist, führt dies zur Gültigkeit eines Symmetrieprinzips.

Betrachten wir z.B. zwei Teilchen am Ort $\vec{r}_1, \vec{r}_2$ die durch ein Potential V miteinander wechselwirken, so führt die Annahme, daß die absolute Position, also der Ursprung von $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_2$ frei wählbar ist, zur Translations-Symmetrie im Raum. Da der Ursprung nicht absolut beobachtbar ist, hängt die Wechselwirkung nur von der Differenz von $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_2$ ab ($V = V(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)$), woraus sich ableiten läßt, daß der Totalimpuls des Systems solcher zwei Teilchen erhalten ist, also $-(\vec{\nabla}_1 + \vec{\nabla}_2)V = 0$.

Aus der Erhaltung der Translations-Symmetrie ergibt sich somit die Impulserhaltung. Analog ergibt sich aus der Zeittranslations-Symmetrie die Energieerhaltung.

Die Permutations-Symmetrie und die kontinuierlichen Symmetrien sind nach heutiger Kenntnis exakte (erhaltene) Symmetrien, aus denen sich unter anderem

die Erhaltungssätze der klassischen Physik ergeben.

Die Gültigkeit einer Symmetrie ist äquivalent der Tatsache, daß eine bestimmte Größe nicht beobachtbar ist. Zeigt es sich nun, daß eine solche Größe, die zunächst als nicht beobachtbar galt, doch beobachtbar ist, so kommt es zu einer Symmetrieverletzung. Es ist denkbar, daß einige der Größen prinzipiell unbeobachtbar sind, so daß die Gültigkeit der zugehörigen Symmetrien nicht durch die Grenzen der experimentellen Methoden gegeben ist.

Eine die Physik revolutionierende Erkenntnis ergab sich aus dem Nachweis der Paritätsverletzung 1957 [1]. Bis dahin glaubte man, daß der Raum völlig spiegelsymmetrisch sei und sich kein physikalisches Gesetz durch die diskrete Spiegelung eines rechtshändigen Systems in ein linkshändiges System oder umgekehrt ändern würde. Nun zeigte sich jedoch, daß schwache Wechselwirkungsprozesse, wie z.B. der β -Zerfall, einen bestimmten Symmetriezustand stark bevorzugen. Unter der Voraussetzung, daß man Materie von Antimaterie unterscheiden kann, ermöglichte dies zum ersten mal, rechtshändig und linkshändig zu definieren.

Die Experimente zeigten, daß außer der P -Parität auch die C -Parität maximal verletzt ist. Unter C -Parität versteht man die Transformation eines Teilchens in sein Antiteilchen, wobei alle additiven Quantenzahlen ihr Vorzeichen ändern. Es schien also, als ob alle elementaren Prozesse invariant unter der Anwendung des Produktes von Parität (P) und C -Parität (C) wären.

Mißt man zum Beispiel die longitudinale Polarisation (oder Helizität) von Neutrinos die bei einem schwachen Wechselwirkungsprozess entstehen, so zeigt sich, daß alle Neutrinos ν linkshändig, während alle Antineutrinos $\bar{\nu}$ rechtshändig sind. Somit ist sowohl die Parität P , als auch die C -Parität C maximal verletzt. Die kombinierte Operation von $C \cdot P$ hingegen, transformiert ein linkshändiges Neutrino ν in ein rechtshändiges Antineutrino $\bar{\nu}$ und verbindet somit zwei physikalische Zustände.

Man postulierte somit eine neue Symmetrie-Erhaltung in der schwachen Wechselwirkung unter der Operation von $C \cdot P$.

1.2 CP -Verletzung im K^0 -System

1.2.1 Historischer Hintergrund

Rochester und Butler [2] wiesen 1947 beim Durchgang kosmischer Strahlung durch Materie ein neuartiges neutrales Teilchen nach, das eine V-förmige Spur in einer Nebelkammer erzeugte und etwa 1000 mal schwerer als ein Elektron war. Weitere Experimente mit Höhenstrahlung zeigten, daß dieses sogenannte V^0 -Teilchen mit einer Produktionsrate von einigen Prozent gegenüber der des π -Mesons erzeugt wurde und somit ähnlich stark mit Materie wechselwirkte wie das Pion. Es schien hingegen seltsam, daß dieses V^0 eine Lebensdauer von $\tau \sim 10^{-10} \text{ sec}$ aufwies, während man aufgrund der starken Kopplung an Nukleonen eine Lebensdauer von $10^{-22} - 10^{-23} \text{ sec}$

S	I_3	
	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
+1	K^+	K^0
-1	$\bar{K}^0$	K^-

Tabelle 1.1: Die beiden Isospindoublets des neutralen Kaons

erwartet hätte.

Die Lösung dieses scheinbaren Paradoxons gelang Gell-Mann (1953) [4] und Nishijima (1955) [3], die den Begriff der 'strangeness' (Seltsamkeit) definierten,

$$S = 2 \left(\frac{Q}{e} - I_3 \right) - B \quad (1.1)$$

wobei Q die Ladung in Einheiten der Elementarladung, I_3 die dritte Komponente des Isospins und B die Baryonenzahl sind. Durch die Einführung dieser ladungsartigen Größe S konnte das Konzept des Isospins in erweiterter Form beibehalten werden.

Während B und Q nach heutiger Kenntnis in allen möglichen Wechselwirkungsprozessen erhaltene Größen sind, wurde von Gell-Mann und Nishijima vorgeschlagen, daß I_3 und demnach S im Zerfallsprozess 'seltsamer' Teilchen nicht erhalten bleibt. Somit ließ sich der relativ große Wirkungsquerschnitt für die Produktion seltsamer Teilchen auf die I_3 erhaltende und nach Gleichung 1.1 somit auch 'strangeness' S erhaltende starke Wechselwirkung zurückführen, während ihr langsamer Zerfall durch die I_3 verletzende schwache Wechselwirkung erklärt werden konnte.

Dem durch starke Wechselwirkung entstehenden neutralen Teilchen, welches als Kaon K^0 bezeichnet wurde, ordnete man die 'strangeness' $S = 1$ zu. Da nach Gleichung 1.1 $I_3(K^0) = -1/2$ gelten soll, mußte es mindestens einen Isospinpartner mit $I_3 = +1/2$ geben, dessen Identifikation mit der Entdeckung des geladenen Kaons K^+ mit einer Masse nahe der des K^0 gelang. Zudem wurde auch ein negatives Kaon K^- beobachtet, welches innerhalb der Messgenauigkeit die gleiche Masse wie das K^+ aufwies. Da K^0 und K^+ zusammen ein Isospindoublett aufweisen, folgerte man, daß es zu K^- einen Isospinpartner $\bar{K}^0$ geben müsse, der nach Gleichung 1.1 $S = -1$ aufweist. Es entstand so das Kaon-Schema in Tabelle 1.1.

Gellman und Pais wiesen 1955 [5] darauf hin, daß Kaon-Zerfälle auf Grund der Degeneration von K^0 und $\bar{K}^0$ außergewöhnliche Eigenschaften aufweisen müßten.

Obwohl K^0 und $\bar{K}^0$ bezüglich der starken Wechselwirkung wohl definierte Teilchen sind, können sie aufgrund der 'strangeness'-verletzenden schwachen Wechselwirkung durch ihren Zerfall ineinander übergehen, da sie als Mesonen mit $B = 0$ nicht der allgemein gültigen Baryonenzahlerhaltung unterliegen. Dieses Mischen neutraler Kaonen wird in Kapitel 1.2.2.1 genauer diskutiert.

Wendet man auf die Eigenzustände der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung $|K^0\rangle$ und $|\bar{K}^0\rangle$ die CP-Konjugation an, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} CP|K^0\rangle &= k|\bar{K}^0\rangle \\ CP|\bar{K}^0\rangle &= k'|K^0\rangle \end{aligned} \quad (1.2)$$

wobei k und k' willkürliche, nicht beobachtbare Phasen sind, die hier als $k = k' = -1$ gewählt werden, womit sich folgende Phasenkonvention ergibt:

$$CP|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \quad (1.3)$$

Somit sind $|K^0\rangle$ und $|\bar{K}^0\rangle$ keine Eigenzustände der CP-Konjugation und der schwachen Wechselwirkung.

Bildet man die Linearkombinationen $|K_1\rangle$ und $|K_2\rangle$ von K^0 und $\bar{K}^0$

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle] \\ |K_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle] \end{aligned} \quad (1.4)$$

so erhält man die Eigenzustände der CP-Symmetrie

$$\begin{aligned} CP|K_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[-|\bar{K}^0\rangle + |K^0\rangle] = +|K_1\rangle \\ CP|K_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[-|\bar{K}^0\rangle - |K^0\rangle] = -|K_2\rangle \end{aligned} \quad (1.5)$$

Im Gegensatz zu K^0 und $\bar{K}^0$, die auf unterschiedliche Art produziert werden, unterscheiden sich K_1 und K_2 durch die Art wie sie zerfallen. Betrachten wir den Zerfall in zwei Pionen:

Ein neutrales Kaon kann in die zweipionischen Endzustände $\pi^0\pi^0$ oder $\pi^+\pi^-$ zerfallen. Beide Systeme, sowohl das der neutralen, als auch das der geladenen Pionen, sind positive Zustände der CP-Symmetrie. Berücksichtigt man die innere Parität der Pionen

$$\begin{aligned} P|\pi\rangle &= -1 \quad (\pi = \pi^+, \pi^-, \pi^0) \\ C|\pi^+\rangle &= +|\pi^-\rangle, \quad C|\pi^-\rangle = +|\pi^+\rangle \\ C|\pi^0\rangle &= +|\pi^0\rangle, \quad da \quad \pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (C|\gamma\rangle = -1) \end{aligned} \quad (1.6)$$

so gilt:

$$\begin{aligned} CP(\pi^0\pi^0) &= (CP(\pi^0))^2 = (-1)^2 = +1 \\ CP(\pi^+\pi^-) &= C(\pi^+\pi^-)P(\pi^+\pi^-) \\ &= (-1)^{l_{\pi^+\pi^-} + s_\pi} (-1)^{l_{\pi^+\pi^-}} \\ &= (-1)^{2l_{\pi^+\pi^-} + s_\pi} = +1 \quad (da \quad s_\pi = 0) \end{aligned} \quad (1.7)$$

wobei l der Bahndrehimpuls des $\pi^+\pi^-$ -Systems ist. Somit kann nur das K_1 mit $CP = +1$ in zwei Pionen zerfallen, was hingegen für das in drei Pionen zerfallende K_2 mit $CP = -1$ ein CP -verbotener Übergang ist. Dies erklärt die Existenz eines langlebigen Zustandes K_2 mit $\tau \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$, der 1958 [9] nachgewiesen wurde, und die des kurzlebigen Zustandes K_1 mit $\tau \approx 10^{-10} \text{ sec}$, der bereits durch V^0 bekannt war.

Christenson, Cronin, Fitch und Turlay entdeckten 1964 [7], daß das langlebige, CP negative, neutrale Kaon mit einem Verzweungsverhältnis von etwa $2 \cdot 10^{-3}$ in den positiven CP -Zustand $\pi^+\pi^-$ zerfällt. Dies war der erste, aufregende Hinweis für die Brechung der CP -Symmetrie in der Schwachen Wechselwirkung. Die CP -Eigenzustände K_1 und K_2 entsprechen somit nicht den physikalischen Teilchen, die ihrerseits Zustände der schwachen Wechselwirkung sind.

Die physikalischen Teilchen werden allgemein mit K_S (K-short), dem kurzlebigen und mit K_L (K-long), dem langlebigen Zustand bezeichnet werden. Aufgrund der 1964 entdeckten CP -Verletzung entspricht $|K_L\rangle$ nicht genau dem Zustand $|K_2\rangle$, sondern enthält eine kleine Beimischung ϵ des Zustandes $|K_1\rangle$. Da in diesem Kapitel die Erhaltung der CPT -Symmetrie vorausgesetzt wird, enthält dann $|K_S\rangle$ eine ebenso große Beimischung ϵ von $|K_2\rangle$. Wegen dieser CP -Verletzung durch Zustandsmischung gilt somit:

$$\begin{aligned} |K_S\rangle &= |K_1\rangle + \epsilon |K_2\rangle \\ |K_L\rangle &= |K_2\rangle + \epsilon |K_1\rangle \end{aligned} \quad (1.8)$$

1.2.2 phänomenologie des K^0 -Zerfalls

In diesem Kapitel sollen einige spezifische Eigenschaften des Kaon-Systems phänomenologisch betrachtet werden, um zwei Arten der CP -Verletzung unterscheiden zu können. Das Mischen neutraler Kaonen führt zu CP -Verletzung in der Massenmatrix (ϵ) mit 'strangeness'-Änderung $\Delta S = 2$, während es beim Zerfall des neutralen Kaons zu CP -Verletzung in der Zerfallsamplitude (ϵ') mit $|\Delta S| = 1$ kommen kann.

Im Folgenden soll zunächst auch die CPT -Symmetrie (Produkt von CP -Symmetrie und Zeitumkehr T) als nicht notwendigerweise erhalten angenommen werden, um den Einfluß der CPT -Erhaltung oder Nichterhaltung studieren zu können.

In Kapitel 1.2.2.1 wird zunächst die Zustandsmischung der neutralen Kaonen beschrieben, wonach in Kapitel 1.2.2.2 auf ihren Zerfall eingegangen wird.

1.2.2.1 Das Mischen der Zustände neutraler Kaonen

Das System neutraler Kaonen kann durch den Hamiltonoperator H der Form

$$H = H_{\text{elektrom.}} + H_{\text{strong}} + H_{\text{weak}} = H_0 + H_{\text{weak}} \quad (1.9)$$

beschrieben werden. H_0 beschreibt die starke und elektromagnetische Wechselwirkung, hingegen ist der Beitrag der schwachen Wechselwirkung in H_{weak} enthalten.

$|K^0\rangle$ ($S=+1$) und $|\bar{K}^0\rangle$ ($S=-1$) sind Eigenzustände des 'strangeness'-erhaltenden Operators H_0 , während K_S und K_L Eigenzustände des gesamten Hamiltonoperators H sind, der aufgrund der schwachen Wechselwirkung die 'strangeness' nicht erhält, sondern Gleichung 1.1 erfüllt.

K^0 und $\bar{K}^0$ können durch schwache Wechselwirkung ineinander übergehen, indem sie sich durch den Zerfall in intermediäre, virtuelle Zustände 2π , 3π , $\pi\mu\nu$ oder $\pi e\nu$ in einem Prozess zweiter Ordnung mit $\Delta S = 2$ mischen.

Ein zur Zeit $t=0$ reiner K^0 -Zustand wird zu späterem Zeitpunkt eine Überlagerung von K^0 - und $\bar{K}^0$ -Zuständen sein, die sich in allgemeinsten Form als folgende Linearkombination schreiben läßt:

$$|\Psi(t)\rangle = a(t)|K^0\rangle + b(t)|\bar{K}^0\rangle \quad (1.10)$$

Die Zeitabhängigkeit ist gegeben durch die Schrödingergleichung:

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\Psi(t)\rangle = \mathbf{H}|\Psi(t)\rangle \quad (1.11)$$

Die Matrix $\mathbf{H}$ läßt sich, da es sich um zwei Teilchen handelt, in allgemeinsten Form durch zwei hermitesche 2×2 Matrizen ausdrücken

$$\mathbf{H} = \mathbf{M} - i\mathbf{\Gamma} \quad (1.12)$$

wobei $\mathbf{M}$ Massenmatrix und $\mathbf{\Gamma}$ Zerfallsmatrix genannt wird. Die Elemente der Matrix $\mathbf{H}$ sind

$$\begin{aligned} H_{11} &= \langle K^0 | H | K^0 \rangle & H_{12} &= \langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle \\ H_{21} &= \langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle & H_{22} &= \langle \bar{K}^0 | H | \bar{K}^0 \rangle \end{aligned} \quad (1.13)$$

wobei H der in Gleichung 1.9 definierte Hamiltonoperator ist. Die Lösungen der Eigenwertgleichung

$$(\mathbf{H} - \lambda\mathbf{I})|\Psi\rangle = 0 \quad (1.14)$$

ergeben sich mit der Phasenkonvention (Gl.1.3) zu:

$$\begin{aligned} \lambda_L &= (m_K - i\Gamma_K) + \left(\frac{\Delta m}{2} - i\frac{\Delta\Gamma}{2}\right) \\ \lambda_S &= (m_K - i\Gamma_K) - \left(\frac{\Delta m}{2} - i\frac{\Delta\Gamma}{2}\right) \end{aligned} \quad (1.15)$$

$$\begin{aligned} |K_L\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}\{(1 + \epsilon - \delta)|K^0\rangle + (1 - \epsilon + \delta)|\bar{K}^0\rangle\} \\ |K_S\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}\{(1 + \epsilon + \delta)|K^0\rangle - (1 - \epsilon - \delta)|\bar{K}^0\rangle\} \end{aligned} \quad (1.16)$$

Glieder mit ϵ^2 und δ^2 wurden vernachlässigt, und es ist:

$$\begin{aligned} m_K &= \frac{M_{11} + M_{22}}{2} ; \quad \Gamma_K = \frac{\Gamma_{11} + \Gamma_{22}}{2} \\ \Delta m &= 2\operatorname{Re}(M_{12}) ; \quad \Delta\Gamma = 2\operatorname{Re}(\Gamma_{12}) \end{aligned} \quad (1.17)$$

$$\epsilon = \frac{i(\operatorname{Im}(M_{12}) - i\operatorname{Im}(\Gamma_{12}))}{2(\operatorname{Re}(M_{12}) - i\operatorname{Re}(\Gamma_{12}))} \quad (1.18)$$

$$\delta = -\frac{\frac{1}{2}((M_{11} - M_{22}) - i(\Gamma_{11} - \Gamma_{22}))}{2(\operatorname{Re}(M_{12}) - i\operatorname{Re}(\Gamma_{12}))} \quad (1.19)$$

Die Zustände K_S und K_L sind somit nicht zueinander orthogonal:

$$\langle K_S | K_L \rangle = 2\operatorname{Re}(\epsilon) - 2i\operatorname{Im}(\delta) \quad (1.20)$$

Mit der Schrödingergleichung ergibt sich die Zeitabhängigkeit der Eigenzustände von H zu:

$$|K_{S,L}(t)\rangle = |K_{S,L}\rangle e^{-i\lambda_{S,L}t} \quad (1.21)$$

Die physikalischen Zustände K_S , K_L lassen sich mit Gl.1.4 und Gl.1.16 über die CP -Eigenzustände K_1 , K_2 ausdrücken:

$$\begin{aligned} |K_S\rangle &= |K_1\rangle + (\epsilon + \delta) |K_2\rangle \\ |K_L\rangle &= |K_2\rangle + (\epsilon - \delta) |K_1\rangle \end{aligned} \quad (1.22)$$

Die beobachtbaren Größen der Teilchen K_S , K_L sind ihre Massen m_S , m_L und ihre Zerfallsbreiten γ_S , γ_L , die nach Gl.1.15 und Gl.1.17 wie folgt mit den Matrixelementen verknüpft sind:

$$\begin{aligned} m_{S,L} &= m_K \mp \frac{\Delta m}{2} = \frac{1}{2}(M_{11} + M_{22}) \mp \operatorname{Re}(M_{12}) \\ \gamma_{S,L} &= -i(\Gamma_K \mp \frac{\Delta\Gamma}{2}) = \frac{-i}{2}(\Gamma_{11} + \Gamma_{22}) \mp \operatorname{Re}(\Gamma_{12}) \end{aligned} \quad (1.23)$$

Die Parameter ϵ und δ lassen sich auch schreiben:

$$\epsilon = \frac{\langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle - \langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle}{(m_L - m_S) + \frac{1}{2}i(\gamma_S - \gamma_L)} \quad (1.24)$$

$$\delta = \frac{\langle \bar{K}^0 | H | \bar{K}^0 \rangle - \langle K^0 | H | K^0 \rangle}{(m_L - m_S) + \frac{1}{2}i(\gamma_S - \gamma_L)} \quad (1.25)$$

Im Folgenden wird kurz diskutiert, wie sich die eingeführten Parameter unter der Annahme verschiedener Symmetrienerhaltungen verhalten.

- Nimmt man an, daß CPT beim Mischen neutraler Kaonen erhalten ist, so sind K^0 und $\bar{K}^0$ Teilchen und Antiteilchen. Es muß somit gelten [10]

$$M_{11} = M_{22} \quad \text{und} \quad \Gamma_{11} = \Gamma_{22} \quad (1.26)$$

was identische Massen und Zerfallsbreiten von K^0 und $\bar{K}^0$ bedeutet. Mit den Gleichungen 1.12 und 1.13 gilt dann:

$$\langle \bar{K}^0 | H | \bar{K}^0 \rangle = \langle K^0 | H | K^0 \rangle \quad (1.27)$$

Der in Gleichung 1.19 eingeführte Parameter δ ergibt sich mit Gl.1.27 zu

$$\delta = 0 \quad (1.28)$$

und beschreibt somit CPT -Verletzung in der Massenmatrix ($\Delta S = 2$).

- Würde die Zeitumkehr T erhalten sein, so kann man zeigen [10], daß unabhängig von CPT -Erhaltung

$$M_{12} = M_{12}^* \quad \text{und} \quad \Gamma_{12} = \Gamma_{12}^* \quad (1.29)$$

und somit

$$\text{Im}(M_{12}) = \text{Im}(\Gamma_{12}) = 0 \quad (1.30)$$

was zu dem Verschwinden des in Gleichung 1.18 definierten Parameters ϵ führt, also:

$$\epsilon = 0 \quad (1.31)$$

ϵ beschreibt somit eine mögliche Verletzung der Zeitumkehr beim Mischen der neutralen Kaonen ($\Delta S = 2$), unabhängig von der Gültigkeit von CPT .

- Setzt man CPT als erhaltene Symmetrie voraus, so beschreibt ϵ CP -Verletzung ebenso wie T -Verletzung, da dann CP und T in gleichen Maßen verletzt sein müssen.

1.2.2.2 Die Zerfallsamplituden neutraler Kaonen

Neutrale Kaonen zerfallen aufgrund der schwachen Wechselwirkung mit einer Änderung der 'strangeness' von $|\Delta S| = 1$ überwiegend in die pionischen Endzustände 2π , 3π und die semileptonischen Kanäle $\pi e \nu_e$, $\pi \mu \nu_\mu$. Tabelle 1.2 enthält die Verzweungsverhältnisse der möglichen Zerfälle von K_S , K_L . [11]

Die detaillierte Diskussion des zweipionischen Zerfalls soll zeigen, wie es außer der CP -Verletzung (ϵ) durch Mischen der K^0 - und $\bar{K}^0$ -Zustände zu einer weiteren, direkten CP -Verletzung (ϵ') in den Zerfallsamplituden der neutralen Kaonen kommen kann.

Stable Particle Summary Table (cont'd)

Particle	$I(J^P)^a$	Mass ^b (MeV)	Mean life ^b τ (sec) $c\tau$ (cm)	Decay modes		
				Mode	Fraction ^b Limits are 90% CL	p (MeV/c) ^c
K^0 $\bar{K}^0$	$\frac{1}{2}(0^-)$	497.671 ± 0.030		50% K_S , 50% K_L		
K_S^0	$\frac{1}{2}(0^-)$		0.8922×10^{-10} ± 0.0020 $c\tau = 2.675$	$\pi^+\pi^-$	$(68.61 \pm 0.26)\%$	206
				$\pi^0\pi^0$	$(31.39 \pm 0.26)\%$	209
				$\gamma\gamma$	$(2.4 \pm 1.2) \times 10^{-6}$	249
				$\pi^+\pi^-\pi^0$	$(<5) \times 10^{-5}$	133
				$\pi^0\pi^0\pi^0$	$(<4) \times 10^{-5}$	139
				$\dagger \pi^+\pi^-\gamma$	$d(1.85 \pm 0.10) \times 10^{-3}$	206
				Forbidden by conservation laws: ^f		
				$\mu^+\mu^-$ FC	$(<3.2) \times 10^{-7}$	225
				e^+e^- FC	$(<1.0) \times 10^{-5}$	249
K_L^0	$\frac{1}{2}(0^-)$		5.18×10^{-8} ± 0.04 $c\tau = 1554$	$\pi^0\pi^0\pi^0$	$(21.7 \pm 0.7)\%$	S=1.4* 139
				$\pi^+\pi^-\pi^0$	$(12.37 \pm 0.18)\%$	S=1.3* 133
				$\pi^\pm\mu^\pm\nu$	$^g(27.01 \pm 0.34)\%$	S=1.2* 216
				$\pi^\pm e^\pm\nu$	$^g(38.6 \pm 0.4)\%$	S=1.2* 229
				$\pi^+\pi^-$ CP ^f	$(0.204 \pm 0.004)\%$	S=1.2* 206
				$\pi^0\pi^0$ CP ^f	$(0.0909 \pm 0.0029)\%$	S=1.6* 209
				$\gamma\gamma$	$(0.0570 \pm 0.0023)\%$	S=1.7* 249
				$\pi^0\gamma\gamma$	$(<2.4) \times 10^{-4}$	231
				$\pi^0\pi^\pm e^\mp\nu$	$^g(6.2 \pm 2.0) \times 10^{-5}$	207
				$(\pi\mu\text{ atom})\nu$	$(1.05 \pm 0.11) \times 10^{-7}$	216
				$\dagger \pi e\nu\gamma$	$d(1.3 \pm 0.8)\%$	229
				$\pi^+\pi^-\gamma$	$d(4.41 \pm 0.32) \times 10^{-5}$	206
				Forbidden by conservation laws: ^f		
				$\mu^\pm e^\mp$ LF	$^g(<7) \times 10^{-9}$	238
				$\mu^+\mu^-$ FC	$(9.5^{+2.4}_{-1.5}) \times 10^{-9}$	225
				$\mu^+\mu^-\gamma$ FC	$(2.8 \pm 2.8) \times 10^{-7}$	225
				$\pi^0\mu^+\mu^-$ FC	$(<1.2) \times 10^{-6}$	177
				e^+e^- FC	$(<5) \times 10^{-9}$	249
				$e^+e^-\gamma$ FC	$(1.7 \pm 0.9) \times 10^{-5}$	249
				$\pi^0e^+e^-$ FC	$(<2.3) \times 10^{-6}$	231
				$\pi^+\pi^-e^+e^-$ FC	$(<2.5) \times 10^{-6}$	206
				$\mu^+\mu^-e^+e^-$ FC	$(<5) \times 10^{-6}$	225
				$e^+e^-e^+e^-$ FC	$(<2.6) \times 10^{-6}$	249

Tabelle 1.2: Die Massen, Lebensdauern und Zerfallskanäle neutraler Kaonen

Der Zerfall in zwei Pionen

Die Zerfallsamplituden neutraler Kaonen in zwei Pionen sollen zunächst ganz allgemein ohne Voraussetzung der CPT-Symmetrie betrachtet werden.

Pionen sind Bosonen, womit die Gesamtwellenfunktion des Endzustandes symmetrisch gegen Vertauschen der Teilchen sein muß. Die neutralen Kaonen K^0 , $\bar{K}^0$ liegen im Zustand $^{2S+1}L_J = ^1S_0$ vor [11], wobei $S = 0$ der Spin, $L = 0$ der Bahndrehimpuls und $J = 0$ der Gesamtdrehimpuls sind. Die pseudoskalaren ($J^P = 0^-$) Pionen werden somit mit einem Gesamtdrehimpuls $l_{\pi\pi} = 0$ erzeugt, womit die Ortswellenfunktion symmetrisch ist. Demnach müssen die beiden Isospinzustände der zwei Pionen mit $I = 1$ zu einem symmetrischen Endzustand mit $I = 0$ oder $I = 2$ koppeln.

Es sei $|I\rangle$ der zweipionische Endzustand mit Isospin I und Δ_I die Phasenverschiebung aufgrund der starken Wechselwirkung im zweipionischen S-Wellen Endzustand. Die Einführung zweier Amplituden A_I und B_I ermöglicht die verschiedenen Einflüsse von CPT-, CP-, oder T-Verletzung auf die Zerfallsamplituden zu unterscheiden [12]. Zur Aufspaltung der Zerfallsamplituden nach den zwei möglichen Isospinzuständen werden die komplexen Amplituden A_I und B_I wie folgt definiert: [12]

$$\begin{aligned} \langle I | H_{wk} | K^0 \rangle &= (A_I + B_I)e^{i\Delta_I} \\ \langle I | H_{wk} | \bar{K}^0 \rangle &= -(A_I^* - B_I^*)e^{i\Delta_I} \end{aligned} \quad (1.32)$$

Die Vorzeichen von A_I^* , B_I^* wurden hierbei durch folgende Phasenkonvention festgelegt:

$$CPT | K^0 \rangle = - | \bar{K}^0 \rangle \quad (1.33)$$

Die Übergangsmatrizen der CP-Eigenzustände K_1 und K_2 lassen sich dann mit Hilfe der unabhängig von CPT-Erhaltung gültigen Gleichung 1.4 schreiben als:

$$\begin{aligned} \langle I | H_{wk} | K_1 \rangle &= \sqrt{2}(Re(A_I) + iIm(B_I))e^{i\Delta_I} \\ \langle I | H_{wk} | K_2 \rangle &= \sqrt{2}(iIm(A_I) + Re(B_I))e^{i\Delta_I} \end{aligned} \quad (1.34)$$

Die Tabelle 1.3 zeigt, welche Art der Symmetrieverletzung bei dem Nichtverschwinden einer der Komponenten von A_I oder B_I notwendigerweise vorliegt.

- Gleichung 1.34 erfüllt den nach Gl.1.5 und Gl.1.7 per Definition erlaubten Übergang von K_1 in zwei Pionen ($CP(K_1) \equiv +1$ und $CP(\pi\pi) = +1$) für $Re(A_I) \neq 0$, ohne dabei notwendigerweise irgend eine Art von Symmetrie zu verletzen (siehe Tab.1.3).
- Hingegen ist der Übergang des CP-negativen Eigenzustandes K_2 ($CP(K_2) \equiv -1$) in den grundsätzlich CP-positiven zweipionischen Endzustand (Gl.1.7)

	Verletzung von		
	CPT	CP	T
$Re(A_I) \neq 0$	nein	nein	nein
$Im(A_I) \neq 0$	nein	ja	ja
$Re(B_I) \neq 0$	ja	ja	nein
$Im(B_I) \neq 0$	ja	nein	ja

Tabelle 1.3: Die Bedeutung der Zerfallsamplituden

nur durch eine Symmetriebrechung möglich. Ist $Im(A_I) \neq 0$, so wird bei Erhaltung von CPT , in gleichem Maße die CP - und T -Symmetrie direkt in der Zerfallsamplitude gebrochen.

- Im Falle von $Re(B_I) \neq 0$ würde die T -Invarianz erhalten bleiben, während CPT und CP verletzt wären.

Zur Wahl der frei wählbaren Phase zwischen K^0 und $\bar{K}^0$ (s-Quark Phase) wird im Folgenden die Wu-Yang Phasenkonvention [13] angenommen, welche die CPT -erhaltende Amplitude A für $I = 0$ reell wählt, also direkte Übergänge von $K_2 \rightarrow 2\pi$; $I = 0$ verbietet:

$$Im(A_0) \equiv 0 \quad (1.35)$$

Die in Gleichung 1.34 aufgeführten isospinabhängigen Amplituden der CP -Eigenzustände lassen sich auf drei komplexe Zahlen reduzieren, wobei auf eine der zwei erlaubten Amplituden, $\langle I | H_{wk} | K_1 \rangle$, normiert werden soll, und zwar für $I = 0$:

$$\begin{aligned} a &= \frac{\langle 0 | H_{wk} | K_2 \rangle}{\langle 0 | H_{wk} | K_1 \rangle} \\ &= \frac{Re(B_0) + iIm(A_0)}{Re(A_0) + iIm(B_0)} \end{aligned} \quad (1.36)$$

$$\begin{aligned} \epsilon' &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2 | H_{wk} | K_2 \rangle}{\langle 0 | H_{wk} | K_1 \rangle} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Re(B_2) + iIm(A_2)}{Re(A_0) + iIm(B_0)} e^{i(\Delta_2 - \Delta_0)} \end{aligned} \quad (1.37)$$

$$\begin{aligned} \omega' &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2 | H_{wk} | K_1 \rangle}{\langle 0 | H_{wk} | K_1 \rangle} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Re(A_2) + iIm(B_2)}{Re(A_0) + iIm(B_0)} e^{i(\Delta_2 - \Delta_0)} \end{aligned} \quad (1.38)$$

- Der Parameter a beschreibt CPT -Verletzung in der Zerfallsamplitude. Mit der Phasenkonvention $Im(A_0) \equiv 0$ (Gl. 1.35) verschwindet a nur dann nicht, wenn $Re(B_0) \neq 0$. Die Erhaltung von CPT im Zerfall verlangt somit:

$$a = 0 \quad (1.39)$$

- Der Parameter ϵ' ist ein Maß für CP -Verletzung in der Zerfallsamplitude. Falls $Im(A_2) \neq 0$, so bedeutet dies CP - und T -Verletzung bei erhaltener CPT -Symmetrie, während $Re(B_2) \neq 0$ CP - und CPT -Verletzung bei T -Invarianz beschreiben würde (siehe Tab.1.3).
- ω' ist unter Annahme von CPT -Erhaltung ein von CP - und T -Symmetrie unabhängiger Parameter. Er beschreibt das Verhältnis der erlaubten Übergänge $\frac{Re(A_2)}{Re(A_0)}$ von K_1 in die zwei möglichen Isospinzustände $I = 2$ und $I = 0$. ω' ist somit ausschließlich ein Maß für die Verletzung der empirischen $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ Regel aufgrund der schwachen Wechselwirkung. Nach Tabelle 1.1 tragen K^0 und $\bar{K}^0$ beide den Isospin $I = \frac{1}{2}$ und die 'strangeness' $S(K^0) = +1$ bzw. $S(\bar{K}^0) = -1$. Der Übergang von K^0 und $\bar{K}^0$ in den zweipionischen Endzustand $I = 0$ bewirkt somit $|\Delta I| = \frac{1}{2}$, während der Zustand mit $I = 2$ eine Änderung des Isospins um $|\Delta I| = \frac{3}{2}$ verlangt. Experimentell wurde ein Anteil von $\approx 5\%$ der $|\Delta I| = \frac{3}{2}$ gegenüber der $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ Übergänge nachgewiesen (siehe Kap.1.2.2.3, Gl.1.69).

Die definierten Amplitudenverhältnisse a und ϵ' sind ein Maß für CPT - respektive CP -Verletzung in der zweipionischen Zerfallsamplitude neutraler Kaonen. Aufgrund der in Kapitel 1.2.2.1 diskutierten Mischung der Zustände neutraler Kaonen, die eine bereits durch Cronin und Fitch nachgewiesene CP -Verletzung (ϵ) in der Massenmatrix ermöglicht und auch einer theoretisch möglichen CPT -Verletzung (δ) Rechnung trägt, sind diese Amplitudenverhältnisse der CP -Eigenzustände K_1 , K_2 nicht beobachtbar.

Experimentell messbare Größen sind die Amplitudenverhältnisse der physikalischen Teilchen K_S und K_L in die zweipionischen Endzustände $\pi^+\pi^-$ oder $\pi^0\pi^0$. Es sei:

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H_{wk} | K_L \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H_{wk} | K_S \rangle} = |\eta_{+-}| e^{i\varphi_{+-}} \quad (1.40)$$

$$\eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H_{wk} | K_L \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H_{wk} | K_S \rangle} = |\eta_{00}| e^{i\varphi_{00}} \quad (1.41)$$

Um die Abhängigkeit der messbaren Größen η_f ($f = \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$) von den Parametern ϵ, δ und ϵ', a zu studieren, müssen die messbaren Endzustände $\pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$ nach ihrem möglichen Isospin $I = 0, I = 2$ aufgeteilt werden. Unter Berücksichtigung der Clebsch-Gordon Koeffizienten ergibt sich:

(1.42)

$$\begin{aligned}
\langle I=0 | H_{wk} | K_{L,S} \rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \pi^+ \pi^- | H_{wk} | K_{L,S} \rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \langle \pi^0 \pi^0 | H_{wk} | K_{L,S} \rangle \\
\langle I=2 | H_{wk} | K_{L,S} \rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}} \langle \pi^+ \pi^- | H_{wk} | K_{L,S} \rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \pi^0 \pi^0 | H_{wk} | K_{L,S} \rangle
\end{aligned}$$

Es ist nützlich, zu den Amplitudenverhältnissen a, ϵ', ω' von K_1, K_2 die entsprechenden Amplitudenverhältnisse $\epsilon_0, \epsilon_2, \omega$ von K_S, K_L einzuführen:

$$\epsilon_0 = \frac{\langle 0 | H_{wk} | K_L \rangle}{\langle 0 | H_{wk} | K_S \rangle} \quad (1.43)$$

$$\epsilon_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2 | H_{wk} | K_L \rangle}{\langle 0 | H_{wk} | K_S \rangle} \quad (1.44)$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2 | H_{wk} | K_S \rangle}{\langle 0 | H_{wk} | K_S \rangle} \quad (1.45)$$

Unter Verwendung von Gleichung 1.22 lassen sich folgende Beziehungen aufstellen:

$$\epsilon_0 = a + \epsilon - \delta \quad (1.46)$$

$$\epsilon_2 = \epsilon' + (\epsilon - \delta)\omega \quad (1.47)$$

$$\omega \approx \omega' \quad (1.48)$$

Mit der Definition von η_f (Gl.1.40,1.40) und der Isospinaufteilung (Gl.1.42) ergibt sich für die messbaren Amplitudenverhältnisse

$$\eta_{+-} = \frac{\epsilon_0 + \epsilon_2}{1 + \omega} = \frac{a + \epsilon'}{1 + \omega} + \epsilon - \delta \quad (1.49)$$

$$\eta_{00} = \frac{\epsilon_0 - 2\epsilon_2}{1 - 2\omega} = \frac{a - 2\epsilon'}{1 - 2\omega} + \epsilon - \delta \quad (1.50)$$

wobei Glieder mit Größen 2.Ordnung wie $\epsilon^2, \delta^2, \epsilon \cdot a$ etc. gegen 1 vernachlässigt wurden, da es sich bei allen Größen um Werte $\ll 1$ handelt (siehe Kapitel 1.2.2.3).

Vernachlässigt man ω gegen 1 (siehe Gl.1.67), so zeigen Gleichungen 1.49 und 1.50, daß im Falle von CP -Erhaltung in den zweipionischen Zerfallsamplituden ($\epsilon' = 0$), die Amplitudenverhältnisse für den $\pi^+ \pi^-$ und $\pi^0 \pi^0$ -Endzustand identisch sind, also $\eta_{+-} = \eta_{00}$.

Der Zerfall in drei Pionen

Ebenso wie im zweipionischen Zerfall sollte, wie im Folgenden diskutiert, CP -Verletzung auch im Zerfall des neutralen Kaons in drei Pionen auftreten.

Neutrale Kaonen können unter Berücksichtigung der Ladungserhaltung in die dreipionischen Endzustände $3\pi^0$ und $\pi^+\pi^-\pi^0$ zerfallen.

Der $3\pi^0$ -Zustand hat negative CP -Parität, denn $CP(\pi^0) = -1$ und somit

$$CP | \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rangle = (-1)^3 | \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rangle = - | \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rangle \quad (1.51)$$

Der Zustand drei neutraler Pionen kann also nur über den Zerfall des negativen CP -Eigenzustandes K_2 erzeugt werden.

Die CP -Parität des $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Systems ist hingegen eine Funktion des Bahndrehimpulses der Pionen. Der Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$ muß verschwinden, da das Kaon $J = 0$ hat. $\vec{J}$ ist die Summe des Bahndrehimpulses $\vec{l}_{\pi^+\pi^-}$ des $\pi^+\pi^-$ -Paares und des Bahndrehimpulses $\vec{L}_{\pi^0}$ des neutralen Pions, also $\vec{J} = \vec{l} + \vec{L}$. Somit ist $\vec{l}_{\pi^+\pi^-} = -\vec{L}_{\pi^0}$. Das $\pi^+\pi^-$ -Paar ist CP positiv (1.7), unabhängig von $\vec{l}_{\pi^+\pi^-}$, während $CP(\pi^0) = -1$. Für den gemischten dreipionischen Zustand gilt also:

$$CP | \pi^+\pi^-\pi^0 \rangle = (-1)^{l+1} \quad (1.52)$$

Da die Differenz zwischen der Kaonmasse und den erzeugten Pionmassen sehr klein ist (Tab.1.2), steht den drei Pionen beim Zerfall des Kaons nur ein sehr kleiner Phasenraum zur Verfügung, womit sich die drei Pionen bevorzugt in einem relativen S-Zustand mit $l = 0$ (Zentrifugalbarriere) befinden. Zustände mit $l = 0$ haben nach Gl.1.52 negative CP -Parität und können wiederum nur über das CP -negative K_2 erzeugt werden. Die Produktion von $\pi^+\pi^-\pi^0$ durch K_1 mit $l = 1$ ist gegenüber derjenigen mit $l = 0$ um etwa einen Faktor 200 aufgrund von Zentrifugalbarriere-Effekten und der $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ -Regel unterdrückt. [11]

Analog zum zweipionischen Zerfall können für den dreipionischen Endzustand ebenfalls die meßbaren Verhältnisse von CP -verbotenen zu CP -erlaubten Zerfallsamplituden definiert werden. Es sei:

$$\eta_{+-0} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | H_{wk} | K_S \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | H_{wk} | K_L \rangle} = |\eta_{+-0}| e^{i\varphi_{+-0}} \quad (1.53)$$

$$\eta_{000} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 \pi^0 | H_{wk} | K_S \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 \pi^0 | H_{wk} | K_L \rangle} = |\eta_{000}| e^{i\varphi_{000}} \quad (1.54)$$

Da der $3\pi^0$ -Zustand nach Gleichung 1.51 immer CP -negativ ist, kann η_{000} nur aufgrund von CP -Verletzung ungleich null sein. Für den gemischten Zustand $\pi^+\pi^-\pi^0$ kann das Nichtverschwinden von η_{+-0} entweder durch CP -erhaltende Übergänge mit $l = 1$ oder durch CP -verbotene Übergänge mit $l = 0$ zustande kommen (Gl.1.52). Die Trennung der Bahndrehimpulse l kann durch einen Dalitzplot erfolgen. [14]

Da die CP -Verletzung in der Massenmatrix (ϵ) unabhängig vom Endzustand des Kaonzerfalls sein sollte, müßten die CP -verbotenen Amplitudenverhältnisse für

den zweipionischen und dreipionischen Endzustand (abgesehen von einer möglichen CP -Verletzung in den Zerfallsamplituden) identisch sein.

Die semileptonischen Kanäle

Die semileptonischen Kanäle sind im Kaon-System die einzigen Endzustände, über die nicht CP -, sondern direkt T -Verletzung gemessen werden kann.

Neutrale Kaonen können in die semileptonischen Kanäle $\pi l \nu_l$ zerfallen (Tab.1.2). Das Lepton l kann ein Elektron oder Myon sein, während ν_l für das entsprechende Neutrino steht.

Ohne Voraussetzung von CPT -, CP - oder T -Erhaltung seien folgende Zerfallsamplituden definiert [15]

$$\begin{aligned} f_s &= \langle \pi^- l_s^+ \nu_l | H_{wk} | K^0 \rangle \\ g_{-s} &= \langle \pi^+ l_s^- \bar{\nu}_l | H_{wk} | K^0 \rangle \\ \bar{f}_{-s} &= \langle \pi^+ l_s^- \bar{\nu}_l | H_{wk} | \bar{K}^0 \rangle \\ \bar{g}_s &= \langle \pi^- l_s^+ \nu_l | H_{wk} | \bar{K}^0 \rangle \end{aligned} \quad (1.55)$$

wobei s die Helizität des Leptons angibt. Die Amplituden f sind Übergänge mit $\Delta S = \Delta Q$. Hingegen erzeugen die Amplituden g eine Änderung der 'strangeness' um $\Delta S = -\Delta Q$, was nach der $\Delta S = \Delta Q$ Regel im Standardmodell verboten ist. Auch aus Gleichung 1.1 kann die $\Delta S = \Delta Q$ Regel abgeleitet werden: $Q = \frac{(B+S)}{2} + I_3; B=0 \Rightarrow \Delta Q = \frac{\Delta S}{2} + \Delta I_3$ und mit $\Delta I = \frac{1}{2}; \Delta S = 1 \Rightarrow \Delta Q = \Delta S$.

Ein Maß für die Verletzung dieser Regel ist der Parameter x , wobei

$$x = \frac{\bar{g}_s}{f_s} = \frac{\langle \pi^- l_s^+ \nu_l | H_{wk} | \bar{K}^0 \rangle}{\langle \pi^- l_s^+ \nu_l | H_{wk} | K^0 \rangle} \quad (1.56)$$

Ein Wert von $x \neq 0$ würde die Verletzung der $\Delta S = \Delta Q$ Regel bedeuten.

Im Folgenden wird diskutiert, welchen Einfluß verschiedene Symmetrieverletzungen auf den Wert von x haben. [15]

- Setzt man CPT -Erhaltung unter Berücksichtigung der Phasenkonvention in Gleichung 1.33 voraus, also

$$CPT | \pi^- l_s^+ \nu_l \rangle = - | \pi^+ l_s^- \bar{\nu}_l \rangle \quad (1.57)$$

so gilt

$$\bar{f}_s = f_s^* \quad ; \quad \bar{g}_s = g_s^* \quad ; \quad x = \frac{g_s^*}{f_s} \quad (1.58)$$

wobei f^*, g^* die komplexkonjugierten Größen von f, g sind.

- Unter der Annahme von T -Erhaltung im Zerfall, unabhängig von CPT oder CP , können $f, g, \bar{f}, \bar{g}$ reell gewählt werden, also

$$\text{Im}(x) = 0 \quad (1.59)$$

Eine mögliche T -Verletzung im Zerfall würde $\text{Im}(x) \neq 0$ und somit $x \neq 0$ bewirken, was einer Verletzung der $\Delta S = \Delta Q$ Regel durch T -verbotene Übergänge entsprechen würde. Die gleiche Aussage gilt natürlich auch für CP -Verletzung im Falle von CPT -Erhaltung.

- Hingegen würde $\text{Re}(x) \neq 0$ eine Verletzung dieser Regel ohne irgendeine Symmetrieverletzung beschreiben.
- Nimmt man an, daß die $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ Regel gilt, so ist:

$$g = \bar{g} = 0 \quad (1.60)$$

$$x = 0 \quad (1.61)$$

Die $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ Regel verlangt somit implizit $\Delta S = \Delta Q$, während die Umkehrung nicht notwendigerweise wahr ist.

Die Messung von semileptonischen Zerfallsamplituden des neutralen Kaons erlauben die direkte Messung von T -Verletzung in der Massenmatrix, also von $\text{Re}(\epsilon)$.

Mit den semileptonischen Zerfallsamplituden von $K^0, \bar{K}^0$ und der Beziehung zwischen K_S, K_L und $K^0, \bar{K}^0$ (Gl.1.16) gilt unter Annahme von CPT -Erhaltung in der Massenmatrix ($\delta = 0$) und im Zerfall ($\bar{f} = f^*; \bar{g} = g^*$; Gl.1.58):

$$\langle \pi^- l_s^+ \nu_l | H_{wk} | K_L \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [(1 + \epsilon)f - (1 - \epsilon)g^*] \quad (1.62)$$

$$\langle \pi^+ l_s^- \nu_l | H_{wk} | K_L \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [(1 + \epsilon)g - (1 - \epsilon)f^*]$$

$$\langle \pi^- l_s^+ \nu_l | H_{wk} | K_S \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [(1 + \epsilon)f + (1 - \epsilon)g^*]$$

$$\langle \pi^+ l_s^- \nu_l | H_{wk} | K_S \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [(1 + \epsilon)g + (1 - \epsilon)f^*]$$

$\text{Re}(\epsilon)$ läßt sich durch die Asymmetrie δ_L zwischen $K_L \rightarrow \pi^- l_s^+ \nu_l$ und $K_L \rightarrow \pi^+ l_s^- \bar{\nu}_l$ messen

$$\delta_L = \frac{R(K_L \rightarrow \pi^- l_s^+ \nu_l) - R(K_L \rightarrow \pi^+ l_s^- \bar{\nu}_l)}{R(K_L \rightarrow \pi^- l_s^+ \nu_l) + R(K_L \rightarrow \pi^+ l_s^- \bar{\nu}_l)} = 2\text{Re}(\epsilon) \cdot \frac{1 - |x|^2}{|1 - x|^2} \quad (1.63)$$

wobei die messbaren Raten R gleich dem Quadrat der Amplituden sind:

$$R_{if} = \langle f | O | i \rangle \langle f | O | i \rangle^* \quad (1.64)$$

(f =Endzustand ; i =Anfangszustand ; O =Übergangsoperator)

1.2.2.3 Der experimentelle Status

Die phänomenologische Beschreibung des K^0 -Systems hat zur Definition folgender Parameter geführt, deren Werte direkt oder indirekt mit Größen von Symmetrieverletzungen zusammenhängen:

- Die Phasenverschiebung Δ_I ($I = 0, I = 2$) im zweipionischen Endzustand aufgrund der starken Wechselwirkung wurde aus verschiedenen Experimenten der Pion-Streuung ermittelt. Der an alle Daten angepasste Mittelwert ist: [12]

$$\Delta_2 - \Delta_0 = -45.3^\circ \pm 4.6^\circ \quad (1.65)$$

- Der in den Gleichungen 1.45 und 1.48 eingeführte Parameter ω ist ein Maß für die $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ Regel beim Zerfall von Kaonen in zwei Pionen. Sein Betrag $|\omega|$ und sein Realteil $Re(\omega)$ können abgeschätzt werden aus: [12]

$$|\omega|^2 \simeq \frac{2}{3} \frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0)}{\Gamma(K_s \rightarrow 2\pi)} \quad (1.66)$$

$$Re(\omega) \simeq \frac{1}{12} \left(\frac{\rho_{00}}{\rho_{+-}} \Gamma(K_s \rightarrow \pi^+ \pi^-) \Gamma(K_s \rightarrow \pi^0 \pi^0) - 2 \right)$$

wobei ρ_{00}, ρ_{+-} Phasenfaktoren sind. Es ergeben sich so [12] für $\omega = |\omega| \cdot e^{i\varphi_\omega}$:

$$\begin{aligned} |\omega| &= 31.9 \cdot 10^{-3} \\ \varphi_\omega^{exp} &= \pm 55.6^\circ \end{aligned} \quad (1.67)$$

Unter Annahme, daß CPT im Zerfall erhalten bleibt, gilt nach den Gleichungen 1.35, 1.38 und 1.48:

$$\omega = \frac{Re(A_2)}{Re(A_0)} \cdot e^{i(\Delta_2 - \Delta_0)} \quad (1.68)$$

womit sich mit den Werten von $|\omega|$ und φ_ω der Unterdrückungsfaktor durch die $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ Regel ergibt zu:

$$\frac{Re(A_2)}{Re(A_0)} \simeq \frac{1}{22} \quad (1.69)$$

- Die in den Gleichungen 1.40, 1.41 definierten CP -verletzenden Amplitudenverhältnisse η_{+-} und η_{00} in die zweipionischen Endzustände $\pi^+ \pi^-$ bzw. $\pi^0 \pi^0$ sind direkt messbare Größen, frei von theoretischen Annahmen. Ihre Werte sind von der 'particle data group' [11] tabelliert:

$$|\eta_{+-}| = (2.266 \pm 0.018) \cdot 10^{-3}; \quad \varphi_{+-} = (44.6 \pm 1.2)^\circ \quad (1.70)$$

$$|\eta_{00}| = (2.245 \pm 0.019) \cdot 10^{-3}; \quad \varphi_{00} = (54 \pm 5)^\circ \quad (1.71)$$

Die entsprechenden in den Gleichungen 1.53, 1.54 definierten Amplitudenverhältnisse η_{+-0} und η_{000} des dreipionischen Endzustandes $\pi^+\pi^-\pi^0$ bzw. $3\pi^0$ haben die oberen Schranken [11]

$$|\eta_{+-0}|^2 < 0.12 \quad (1.72)$$

$$|\eta_{000}|^2 < 0.1 \quad (1.73)$$

während die Phasen bisher nicht gemessen wurden.

- Der in Gl.1.56 definierte Parameter x beschreibt die Verletzung der $\Delta S = \Delta Q$ Regel. Er wurde im semileptonischen Zerfall von K^0 , $\bar{K}^0$ gemessen und ist bisher mit Null verträglich: [11]

$$Re(x) = 0.006 \pm 0.018 \quad (1.74)$$

$$Im(x) = -0.003 \pm 0.026$$

- Die Asymmetrie des semileptonischen K_L -Zerfalls (Gl.1.63) beträgt: [11]

$$\delta_L = (0.330 \pm 0.012)\% \quad (1.75)$$

- Aus der Asymmetrie δ_L lässt sich unter Voraussetzung von CPT -Erhaltung und der Annahme von $x = 0$ (Gl.1.74) ein Wert für $Re(\epsilon)$ bestimmen (Gl.1.63): [11]

$$Re(\epsilon) = (1.621 \pm 0.088) \cdot 10^{-3} \quad (1.76)$$

welcher ein Maß für die T -Verletzung in der Massenmatrix ist.

- Der in den Gleichungen 1.19 und 1.25 eingeführte Parameter δ ist ein Maß für CPT -Verletzung in der Massenmatrix.

Eine obere Schranke für den Wert von δ kann durch die Abschätzung von $\langle K_S | K_L \rangle$ angegeben werden. [16]

Stellt man die Kontinuitätsgleichung für eine beliebige Superposition von K_L , K_S auf, so gilt [16]

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dt} \langle K_S | K_L \rangle &= 2\pi \sum_F \rho(F) \langle K_S | H | F \rangle \langle F | H | K_L \rangle \quad (1.77) \\ &= \left(i(m_L - m_S) + \frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} \right) \langle K_S | K_L \rangle \end{aligned}$$

wobei F alle möglichen Endzustände umfaßt und $\rho(F)$ die Dichte der Endzustände ist. Der zweipionische Zustand mit $I = 0$ macht 90% aller Endzustände aus, da Prozesse mit $I = 2$ durch die $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ Regel unterdrückt werden und dreipionische Endzustände um mindestens einen Faktor 10^{-3} langsamer sind. Es ergibt sich daher [16]

$$\langle K_S | K_L \rangle = 2 \cdot \left(\frac{\eta_{+-} \gamma_S^{+-} + \eta_{00} \gamma_S^{00}}{2i(m_L - m_S) + \gamma_S + \gamma_L} \right) \quad (1.78)$$

wobei γ_S^{+-} und γ_S^{00} die Partialzerfallsbreiten von $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ und $\pi^0\pi^0$ sind. Setzt man die experimentellen Werte für die η 's, γ 's (Tab.1.2) und die sehr präzise gemessene Massendifferenz Δm ein, [11]

$$\Delta m = m_L - m_S = (3.521 \pm 0.014) \cdot 10^{-6} \text{ eV} \quad (1.79)$$

so ergibt sich mit Gleichung 1.20

$$\begin{aligned} \langle K_S | K_L \rangle &= 2\text{Re}(\epsilon) - 2i\text{Im}(\delta) \\ &= (3.30 \pm 0.16) \cdot 10^{-3} \cdot e^{i(3 \pm 2)^\circ} \end{aligned} \quad (1.80)$$

und somit

$$\text{Re}(\epsilon) = (1.65 \pm 0.08) \cdot 10^{-3} ; \text{Im}(\delta) = (0.86 \pm 0.61) \cdot 10^{-4} \quad (1.81)$$

was in exzellenter Übereinstimmung mit der völlig unabhängigen Messung von $\text{Re}(\epsilon)$ über den semileptonischen Zerfall des Kaons (Gl.1.76) ist.

Die obere Grenze für den imaginären Anteil von $\langle K_S | K_L \rangle$ ist ein Hinweis dafür, daß der *CPT*-verletzende Anteil (δ) gegenüber dem *CPT*-erhaltenden (ϵ) ein paar Prozent ausmachen kann $[\frac{\text{Im}(\epsilon)}{\text{Im}(\delta)} \leq \frac{1}{10}]$, wobei dieser hohe Wert durch den großen Fehler in der Messung von φ_{00} zustande kommt (Gl.1.71).

Während es wesentlich bessere Abschätzungen für *CPT*-Erhaltung in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung gibt, so ist dies eine der besten Grenzen für *CPT*-Verletzung in der schwachen Wechselwirkung.

- *CPT*-Verletzung im Zerfall des Kaons in zwei Pionen würde durch ein Nichtverschwinden des in Gleichung 1.36 definierten Parameters a beschrieben.

Der Imaginärteil von a kann nach der Generalisierung der Wu-Yang Phasenkonvention [12] (Gl.1.35) gewählt werden zu:

$$\text{Im}(a) = 0 \quad (1.82)$$

Eine Abschätzung des Realteils von a kann über die Kombination von Gl.1.49 und Gl.1.50 erfolgen [12], wobei nach Gl.1.67 ω gegen 1 vernachlässigt wird und $\delta = 0$ angenommen werden soll:

$$\text{Re}(a) = \text{Re}(\eta_{+-}) - \text{Re}(\epsilon) - \frac{1}{3}\text{Re}(\eta_{+-} - \eta_{00}) \quad (1.83)$$

Mit den Werten der Gleichungen 1.70, 1.71 und 1.76 ergibt sich

$$\text{Re}(a) = (-0.12 \pm 0.08) \cdot 10^{-3} \quad (1.84)$$

womit $\text{Re}(a)$ innerhalb von 1.5 Standardabweichungen mit Null verträglich ist.

- Die Phase von ϵ kann wie folgt abgeschätzt werden. [16]

Unter der Annahme, daß die CPT -Symmetrie vollkommen erhalten ist [$\delta = 0$ (Gl.1.81) ; $a = 0$ (Gl.1.82u.1.84)] und der Parameter ω gegen 1 vernachlässigt wird (Gl.1.67), ergibt sich mit den Gleichungen 1.49, 1.50, 1.20 und Gl.1.78:

$$Re(\epsilon) = \frac{(\epsilon + \epsilon')\gamma_S^{+-} + (\epsilon - 2\epsilon')\gamma_S^{00}}{2i(m_L - m_S + \gamma_S + \gamma_L)} \quad (1.85)$$

Wegen der $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ Regel ist CP -Verletzung in der Zerfallsamplitude sicherlich um mindestens einen Faktor 20 unterdrückt (Gl.1.69), womit $\epsilon' \ll \epsilon$. Zudem ist [16]

$$\gamma_S^{+-} \simeq 2\gamma_S^{00} \quad (1.86)$$

wodurch sich ϵ' in Gleichung 1.85 heraushebt:

$$Re(\epsilon) = \frac{\epsilon\gamma_S^{+-}}{2i(m_L - m_S + \gamma_S + \gamma_L)} \quad (1.87)$$

Da $\gamma_L \ll \gamma_S$ (Tab.1.2), ergibt sich für die Phase φ_ϵ von ϵ :

$$\varphi_\epsilon \simeq \tan^{-1} \left(\frac{2(m_L - m_S)}{\gamma_S} \right) = +43.72^\circ \pm 0.14^\circ \quad (1.88)$$

Zusammen mit Gleichung 1.18 zeigt sich also, daß

$$Im(\Gamma_{12}) \ll Im(M_{12}) \quad (1.89)$$

Der Wert von ϵ kommt somit hauptsächlich durch das Mischen der neutralen Kaonen in der Massenmatrix M und nicht in der Zerfallsmatrix Γ zustande, weshalb man von 'T-Verletzung in der Massenmatrix' spricht.

- CP -Verletzung in der Zerfallsamplitude wird durch den Parameter ϵ' beschrieben. Die Phase $\varphi_{\epsilon'}$ kann abgeschätzt werden durch die Definition von ϵ' nach Gl.1.37 unter Voraussetzung von CPT -Erhaltung im Zerfall [$a = 0$; Gl.1.82,1.84]

$$\epsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} Im \left(\frac{A_2}{A_0} \right) \cdot e^{i(\frac{\pi}{2} + \Delta_2 - \Delta_0)} \quad (1.90)$$

womit die Phase $\varphi_{\epsilon'}$ von ϵ' gegeben ist durch die Messung der Phasenverschiebung $(\Delta_2 - \Delta_0)$ nach Gl.1.65:

$$\varphi_{\epsilon'} = (+44.7 \pm 4.6)^\circ \quad (1.91)$$

Mit Gl.1.88 zeigt sich, daß unter diesen Voraussetzungen die Phasen von ϵ und ϵ' gut miteinander übereinstimmen, was im Folgenden die Bestimmung von $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$ ermöglicht.

- Erst kürzlich gelang die Messung von $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|$ mit einer Präzision, die eine Bestimmung des Wertes von $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$ mit drei Standardabweichungen verschieden von Null ermöglichte. Das Experiment *N A31* am CERN hat das Verhältnis der zweipionischen Zerfallsraten gemessen: [8]

$$R = \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow 2\pi^0)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow 2\pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \quad (1.92)$$

$$= 0.980 \pm (0.004)_{stat} \pm (0.005)_{sys}$$

Setzt man wiederum *CPT*-Erhaltung ($\delta = 0$, $a = 0$) und $|\omega| \ll 1$ voraus und berücksichtigt zudem, daß nach Gl.1.88, 1.91

$$\varphi_\epsilon \simeq \varphi_{\epsilon'} \quad (1.93)$$

so ergibt sich mit Gl.1.92: [8]

$$Re\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) = (3.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-3} \quad (1.94)$$

Hiermit ist erstmals ein Wert von $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$ verschieden von Null nachgewiesen worden, was neben der vor über 20 Jahren von Cronin und Fitch nachgewiesenen *CP*-Verletzung in der Massenmatrix nun auch *CP*-Verletzung in der zweipionischen Zerfallsamplitude des neutralen Kaons bedeutet.

Vergleicht man einige gemessene Größen oder von ihnen abgeleitete Werte phänomenologischer Parameter mit theoretischen Voraussagen aufgrund der Annahme von *CPT*-Erhaltung, so ergeben sich in einigen Fällen kleine Abweichungen, die im Folgenden kurz aufgeführt werden sollen.

- Unter der Annahme, daß *CPT* im Zerfall erhalten ist ($a = 0$), gilt nach Gl.1.38, 1.48:

$$\omega = \frac{Re(A_2)}{Re(A_0)} \cdot e^{i(\Delta_2 - \Delta_0)} \quad (1.95)$$

was mit Gleichung 1.65 eine Phase φ_ω von ω erfordert von:

$$\varphi_\omega^{CPT} = \Delta_2 - \Delta_1(+\pi) \approx -45^\circ \quad \text{oder} \quad 135^\circ \quad (1.96)$$

Vergleicht man diese Voraussage mit dem experimentellen Wert von Gl.1.67, so ergibt sich im günstigsten Fall ein Unterschied:

$$\varphi_\omega^{exp} - \varphi_\omega^{CPT} \approx (10 \pm 5)^\circ \quad (1.97)$$

- Unter Annahme von *CPT*-Erhaltung im Zerfall des Kaons ($a = 0$) ergab sich die Phase von ϵ' nach Gl.1.91 zu $\approx +45^\circ$.

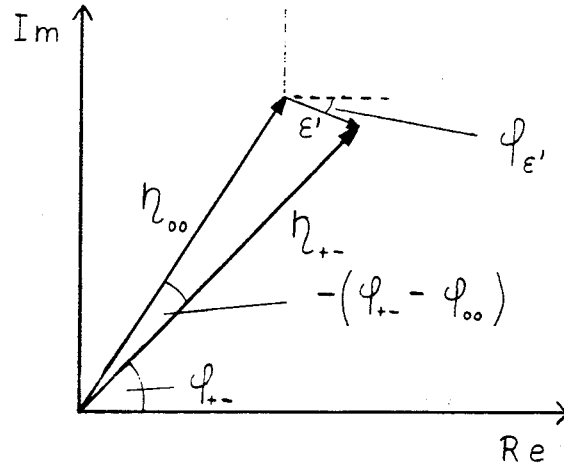


Abbildung 1.1: Das Wu-Yang-Dreieck (nicht maßstabsgetreu)

Eine Abschätzung von $\varphi_{\epsilon'}$ aufgrund experimenteller Werte kann durch Gl.1.49, 1.50 erfolgen. Hierzu sei ebenfalls *CPT*-Erhaltung im Zerfall angenommen ($a = 0$) und in der Massenmatrix ($\delta = 0$). Mit $|\omega| \ll 1$ ergibt sich:

$$\epsilon' = \frac{1}{3}(\eta_{+-} - \eta_{00}) \quad (1.98)$$

Abbildung 1.2 zeigt die Lage von ϵ' in der komplexen Ebene (nicht maßstabsge-
recht) unter der ausschliesslichen Verwendung der Mittelwerte von $|\eta_{00}|$, $|\eta_{+-}|$
und φ_{+-} , φ_{00} aus den Gleichungen 1.70 und 1.71 ohne Berücksichtigung der
Messung von R nach Gl.1.92. Es zeigt sich sofort, daß die Phase von ϵ' im
4.Quadranten (zw. -90° und 0°) liegen muß, da der Betrag von η_{00} geringfügig
kleiner ist als $|\eta_{+-}|$ und φ_{00} größer ist als φ_{+-} . Eine Phase $\varphi_{\epsilon'} \approx -45^\circ$ ist aber
in krassem Widerspruch zu Gl.1.91 mit $\varphi_{\epsilon'} \approx +45^\circ$. Da sowohl die Beträge von
 η_{+-} , η_{00} als auch die Phase φ_{+-} sehr genau gemessen sind, kann die Diskre-
panz nur auf die unpräzise Kenntnis von φ_{00} zurückgeführt werden. Daher
wurde schon 1984 von Barmin et al. [12] auf die Notwendigkeit der präziseren
Phasenmessung von φ_{00} hingewiesen.

Nimmt man also an, daß *CPT* erhalten ist, so lässt sich aus der Messung
von R (Gl.1.92) und φ_{+-} (Gl.1.70) eine Limite für den Wert $\Delta\varphi = (\varphi_{+-} - \varphi_{00})$
abschätzen. Im Folgenden sei wegen der relativ unpräzise gemessenen Phase
 $\Delta_2 - \Delta_0$ (Gl.1.65), welche unter Voraussetzung von *CPT* vollständig die Phase
von ϵ' bestimmt, nur angenommen, daß die Phase von ϵ' (Gl.1.91) irgendwo
im ersten Quadranten (zw. 0° und 90°) liegt. Unter Verwendung von Gl.1.98
gilt:

$$\tan\varphi_{\epsilon'} = \frac{\sin(\varphi_{+-}) - \sqrt{R}\sin(\varphi_{+-} - \Delta\varphi)}{\cos(\varphi_{+-}) - \sqrt{R}\cos(\varphi_{+-} - \Delta\varphi)} \quad (1.99)$$

Unter Berücksichtigung des Fehlers von φ_{+-} (Gl.1.70) und von R (Gl.1.92) ergibt sich die Forderung für $\Delta\varphi$:

$$0 \leq \varphi_{\epsilon'} \leq 90^\circ \Rightarrow |\Delta\varphi| = |(\varphi_{+-} - \varphi_{00})| \leq 0.6^\circ \quad (1.100)$$

Würde sich der Wert von $\Delta\varphi$ aufgrund einer präziseren Messung zu größer als $\approx 1^\circ$ ergeben, so könnte dies nur entweder durch ein falsches Vorzeichen in der Messung von $\Delta_2 - \Delta_0$ oder durch CPT -Verletzung im Zerfall erklärt werden.

In letzterem Fall müßte bei der Bestimmung von ϵ' auch der Parameter a berücksichtigt werden. Die messbare Größe R hängt von ϵ' unter Berücksichtigung aller eingeführten Parameter ϵ' , a , ϵ , δ , ω wie folgt ab:

$$R = \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 \simeq 1 - 6 \operatorname{Re} \left(\frac{\epsilon' - a\omega}{(\epsilon - \delta)(1 - \omega)} \right) \quad (1.101)$$

1.2.3 Modelle zur Beschreibung von CP -Verletzung

Seit der Entdeckung von CP -Verletzung im K_L -Zerfall 1964 wurden viele Modelle zur Beschreibung von CP -Verletzung entwickelt. Es stellt sich die Frage, ob CP oder T in der starken, elektromagnetischen oder schwachen Wechselwirkung verletzt wird, oder eine neue Wechselwirkung für diese Symmetrieverletzungen verantwortlich ist.

Falls CP in dem paritätserhaltenden $\Delta S = 0$ Anteil des Hamiltonoperators H (Gl.1.9) verletzt würde, so beträfe dies den Anteil H_0 , welcher die elektromagnetische und starke Wechselwirkung beschreibt. Viele Experimente haben ohne Erfolg nach CP -verletzenden Effekten der Größenordnung $\approx 10^{-3}$ in starken und elektromagnetischen Prozessen gesucht. Unter anderem geben sehr präzise Messungen des elektrischen Dipolmoments des Neutrons gute Limiten für T -Verletzung in H_0 .

Ist die CP - oder T -Symmetrie in der schwachen Wechselwirkung verletzt, so kann dies bei den erlaubten $\Delta S = 1$ oder bei den unterdrückten $\Delta S = 2$ Übergängen geschehen. Es sollen hier nur zwei Modelle angesprochen werden. Das superschwache Modell führt CP -Verletzung in $\Delta S = 2$ Prozessen ein, während das Standardmodell CP -Verletzung in $\Delta S = 2$ und $\Delta S = 1$ Übergängen erlaubt. Alle Modelle setzen CPT -Erhaltung sowohl in der Massenmatrix, als auch in den Zerfallsamplituden voraus.

1.2.3.1 Das Superschwache Modell

Das Superschwache Modell [17] postuliert eine neue Wechselwirkung, welche $\Delta S = 2$ Übergänge von K^0 zu $\bar{K}^0$ bewirkt. Der Prozess $K_L \rightarrow 2\pi$ kann über den intermediären K_S -Zustand stattfinden, wobei das K_S durch die CP -erhaltende schwache Wechselwirkung in zwei Pionen zerfällt. Die Zerfallsamplitude ergibt sich

so mit $\epsilon \approx 10^{-3}$ (Gl.1.76) zu:

$$A \simeq \frac{\langle \pi\pi | H_{wk} | K_S \rangle \langle K_S | H_{swk} | K_L \rangle}{(m_L - m_S)} \approx 10^{-3} \langle \pi\pi | H_{wk} | K_S \rangle \quad (1.102)$$

Unter Berücksichtigung der kleinen Massendifferenz zwischen K_S und K_L (Tab.1.2) ergibt sich eine extrem kleine Kopplung H_{swk} der neuen superschwachen Wechselwirkung:

$$H_{swk} \simeq 2 \cdot 10^{-10} \quad (1.103)$$

Obwohl die Kopplung so klein ist, manifestiert sie sich im Kaon-System, da eine sehr kleine Störung aufgrund der fast degenerierten Massen von K_S und K_L einen großen Effekt haben kann.

Wäre dieses Modell die Erklärung der beobachteten CP -Verletzung in der Massenmatrix ($\epsilon \neq 0$, $\Delta S = 2$), so würde sie nirgendwo anders als im Kaon-System beobachtbar sein. Zudem erlaubt die superschwache Wechselwirkung keine CP -Verletzung in den Zerfallsamplituden ($\epsilon' \neq 0$, $\Delta S = 1$), sondern fordert $\epsilon' = 0$. Eine Bestätigung der neuerlichen Messung von $\epsilon' \neq 0$ (Gl.1.94) würde das Superschwache Modell somit ausschließen.

1.2.3.2 Das Standardmodell

Kobayashi und Maskawa gaben 1973 [18] eine Möglichkeit an, CP -Verletzung im Rahmen des Standardmodells zu beschreiben.

Während alle Leptonen die gleiche schwache Kopplung besitzen, unterscheiden sich die Kopplungskonstanten der verschiedenen Quarks. Cabbibo realisierte 1963 [19], daß die Eigenzustände der Quarkmassen nicht mit denen der schwachen Wechselwirkung identisch sind, sondern Linearkombinationen von Quarkzuständen mit Ladung $Q = -\frac{1}{3}$ an die Quarks mit $Q = +\frac{2}{3}$ koppeln. Für vier Quarks (d , u , s , c) verknüpft eine unitäre 2×2 Mischungsmatrix die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung mit denen der Massen und beschreibt so das Mischen der Quarks aufgrund der schwachen Wechselwirkung. Ist d_c die Kopplung an das u -Quark, s_c diejenige an das c -Quark und ϑ_c der Mischungswinkel (Cabibbo-Winkel), so ist:

$$\begin{pmatrix} d_c \\ s_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\vartheta_c & \sin\vartheta_c \\ -\sin\vartheta_c & \cos\vartheta_c \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

Mit nur vier Quarks, die durch einen Winkel ϑ_c mischen, kann CP -Verletzung nicht beschrieben werden.

Kobayashi und Maskawa führten für sechs Quarks (d , u , b , s , c , t) eine generalisierte unitäre Mischungsmatrix ein [18]. Per Konvention mischen auch hier die Quarks mit $Q = -\frac{1}{3}$ (d , s , b). Die 3×3 -Matrix verknüpft die schwachen Eigenzustände (d' , s' , b') mit den Eigenzuständen der Massen (d , s , b) durch:

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

Diese Matrix kann mit drei freien Winkeln, ϑ_{12} , ϑ_{13} , ϑ_{23} und einer nicht-trivialen Phase δ_{13} parametrisiert werden. Kobayashi und Maskawa wiesen darauf hin, daß die Phase δ_{13} eine Beschreibung der CP -Verletzung im Rahmen dieses Modells ermöglicht. Die Standard-Parametrisierung sieht vor: [11]

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & +c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ +s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

wobei $c_{ij} = \cos\vartheta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\vartheta_{ij}$ und i, j Quarkgenerationen mit steigender Masse beziffern. Jeder der drei Mischungswinkel beschreibt die Mischung zweier Generationen. ϑ_{12} ist identisch mit dem Cabibbo-Winkel:

$$\vartheta_{12} = \vartheta_c = 0.221 \pm 0.002 \quad (1.104)$$

Experimentell zeigt sich [11], daß

$$s_{13}^2 \ll s_{23}^2 \ll 1 \quad (1.105)$$

womit sich V unter Benennung von $\delta_{13} = \delta_{km}$ ergibt zu:

$$V \simeq \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & s_{13}e^{-i\delta_{km}} \\ -s_{12} & -c_{12} & s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -s_{23} & 1 \end{pmatrix}$$

Es wurde gezeigt [20], daß alle CP -verletzenden Amplituden proportional zu dem Produkt J_{CP} sind:

$$J_{CP} = s_{12} \cdot s_{13} \cdot s_{23} \cdot c_{12} \cdot c_{23} \cdot c_{13}^2 \cdot \sin\delta_{km} \quad (1.106)$$

Da J_{CP} das Produkt von sin- und cos-Funktionen ist und alle Mischungswinkel nach Gleichung 1.104 und 1.105 sehr viel kleiner als eins sind, sind die zu J_{CP} proportionalen Größen ϵ und ϵ' sehr klein.

Die Gruppe der U -Quarks (u, c, t) mit $Q = +\frac{2}{3}$ und der D -Quarks (d, s, b) mit $Q = -\frac{1}{3}$ können durch ihre Ladung unterschieden werden, während die Unterscheidung der Quarks innerhalb einer Gruppe nur durch ihre Masse m erfolgen kann. Bezeichnet man die Massenmatrix der U -Quarks als M_U und diejenige der D -Quarks mit M_D , so ist das Nichtverschwinden der Determinante des Kommutators von M_U und M_D eine notwendige Bedingung für die Existenz von CP -Verletzung im Standardmodell: [20]

$$\det[M_U M_U^\dagger, M_D M_D^\dagger] \equiv K \neq 0 \quad (1.107)$$

Es läßt sich zeigen, daß: [20]

$$K = 2i \cdot V_U \cdot V_D \cdot J_{CP} \quad (1.108)$$

$$V_U = (m_t^2 - m_c^2) \cdot (m_t^2 - m_u^2) \cdot (m_c^2 - m_u^2) \quad (1.109)$$

$$V_D = (m_b^2 - m_s^2) \cdot (m_b^2 - m_d^2) \cdot (m_s^2 - m_d^2) \quad (1.110)$$

Hieraus ergeben sich die folgenden Bedingungen für die Existenz von CP -Verletzung:



Abbildung 1.2: Die Boxdiagramme

- Zwei Quarks mit identischer Ladung müssen unterschiedliche Massen besitzen.
- Alle drei Mischungswinkel ϑ_{ij} müssen verschieden von Null sein.
- Die Phase δ_{km} muß ungleich Null sein.

Ist eine der aufgeführten Bedingungen nicht erfüllt, so ist das Standardmodell nicht im Stande CP -Verletzung zu beschreiben.

Die Gleichungen 1.111 zeigen die heutigen Grenzen der Quarkmassen [11], wobei die Existenz des 'top'-Quarks noch nicht experimentell erwiesen ist.

$$\begin{aligned}
 m_u &\simeq (5.6 \pm 1.1) MeV & m_d &\simeq (9.9 \pm 1.1) MeV \\
 m_s &\simeq (199 \pm 33) MeV & m_c &\simeq (1.35 \pm 0.05) GeV \\
 m_b &\approx 5 GeV & m_t &> O(50) GeV
 \end{aligned} \tag{1.111}$$

Experimentelle Werte erlauben folgende Abschätzung der Matrixelemente: [11]

$$V = \begin{pmatrix} 0.9748 \rightarrow 0.9761 & 0.217 \rightarrow 0.223 & 0.003 \rightarrow 0.010 \\ 0.217 \rightarrow 0.223 & 0.9733 \rightarrow 0.9754 & 0.030 \rightarrow 0.062 \\ 0.001 \rightarrow 0.023 & 0.029 \rightarrow 0.062 & 0.9980 \rightarrow 0.9995 \end{pmatrix}$$

Die Mischung von K^0 , $\bar{K}^0$, welche zu CP -Verletzung in der Massenmatrix (ϵ) mit $\Delta S = 2$ führt, kann durch die in Abbildung 1.2 gezeigten 'Box-Diagramme' dargestellt werden [16].

Eine notwendige Konsequenz dieses CP -verletzenden Modells ist der Unterschied in den Zerfallsraten von $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ und $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Diese direkte CP -Verletzung (ϵ') in den Zerfallsamplituden mit $\Delta S = 1$ wird durch 'Pinguin-Diagramme' dargestellt (siehe Abbildung 1.3). Der Graph mit Gluon-Austausch (starke Wechselwirkung) dominiert stark denjenigen mit Photon-Austausch (elektromagnetische Wechselwirkung) [16].

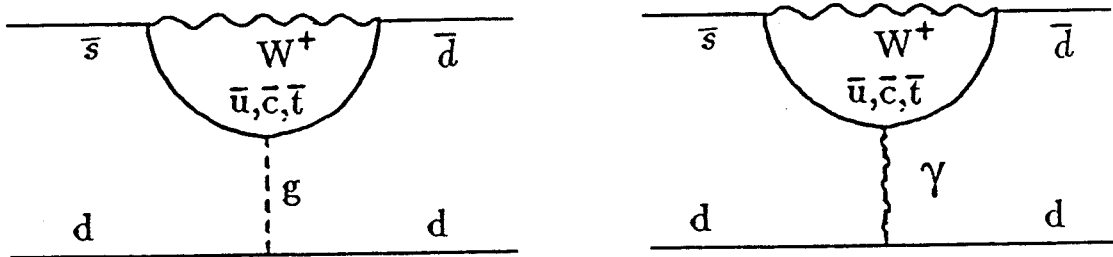


Abbildung 1.3: Die Penguin-Diagramme

Die Berechnung von ϵ und ϵ' im Standardmodell ist sehr schwierig, denn sie hängt von der Kenntnis des Parameters J_{CP} (Gl.1.106) ab, welcher proportional zu allen CP -verletzenden Amplituden ist, und von der Kenntnis der hadronischen Matrixelemente, die sowohl in die 'Box-Diagramme', als auch in die 'Penguin-Diagramme' eingehen.

1.3 Messung CP -verletzender Parameter im CP -LEAR Experiment

Alle Experimente, welche bisher oder derzeit CP -Verletzung im Kaon-System messen, erzeugen Strahlen neutraler Kaonen, indem sie Protonen hoher Energie ($\geq GeV$) auf ein Target treffen lassen.

T -Verletzung (bzw. unter Voraussetzung von CPT auch CP -Verletzung) in der Massenmatrix wurde über den semileptonischen Zerfall des K_L durch die Asymmetrie δ_L (Gl.1.63,1.75) gemessen.

CP -Verletzung ist aufgrund der Existenz des CP -verbotenen Übergangs von K_L in zwei Pionen nachgewiesen worden.

Die vom Standardmodell geforderte direkte CP -Verletzung (ϵ') wird zur Zeit von zwei Experimenten über den Zerfall der K_L - und K_S -Zustände in zwei Pionen durch das Verhältnis $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|$ (Gl.1.92) ermittelt. Die K_S -Zustände werden hierzu durch Regeneration von K_L -Zuständen erzeugt.

Das Experiment NA31 [23] am CERN mißt abwechselnd K_S - und K_L -Zerfälle, weist aber gleichzeitig geladene und neutrale Pionen nach.

Das Fermilab-Experiment (E617) [24] erzeugt hingegen in parallelen Strahlen gleichzeitig K_L - und K_S -Zustände, detektiert dabei aber den geladenen ($\pi^+\pi^-$) und neutralen ($\pi^0\pi^0$) Endzustand in aufeinanderfolgenden Messungen.

Es sei daran erinnert, daß die Messung der Amplitudenverhältnisse $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|$ eine Bestimmung von $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$, also die Projektion von ϵ' auf ϵ , ermöglicht (Gl.1.94).

1.3.1 Experimentelle Methode mit reinen $K^0, \bar{K}^0$ -Zuständen

E.Gabathuler und P.Pavlopoulos [21] wiesen 1982 darauf hin, daß der niederenergetische Antiproton Beschleuniger LEAR (Low-Energy-Antiproton-Ring) am Forschungszentrum CERN sich ideal zur Messung CP -verletzender Parameter eignen würde.

In den folgenden Jahren 1983-1985 wurde das Experiment PS195 mit Namen $CP - LEAR$ vorgeschlagen und genehmigt [22], welches nach dem Bau des neuen Antiproton-Akkumulators (ACOL) die hohen Antiprotonflüsse ($\approx 2 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$) des LEAR zur Erzeugung reiner K^0 - und $\bar{K}^0$ -Zustände nutzen soll und so CP -Verletzung mit einer ganz unterschiedlichen Methode als die erwähnten klassischen Experimente nachweisen will.

Der LEAR liefert Antiprotonen ($\bar{p}$) mit einem Impuls von etwa $200 \text{ MeV}/c$, die im $CP - LEAR$ -Experiment in einem Wasserstofftarget in Ruhe annihilieren, wobei unter anderem folgende Zustände durch Prozesse der starken Wechselwirkung erzeugt werden:

$$\begin{aligned} p\bar{p}_{\text{Ruhe}} &\rightarrow \pi^+ K^- K^0 \\ p\bar{p}_{\text{Ruhe}} &\rightarrow \pi^- K^+ \bar{K}^0 \end{aligned} \quad (1.112)$$

Jeder Kanal tritt mit einem Verzweungsverhältnis von nur etwa $1.5 \cdot 10^{-3}$ auf. In diesen sogenannten goldenen Kanälen ist aufgrund der 'strangeness'-erhaltenden starken Wechselwirkung der K^0 - bzw. $\bar{K}^0$ -Zustand durch Nachweis des begleitenden K^- - bzw. K^+ -Teilchens eindeutig identifizierbar.

Dieses sogenannte 'tagging' der symmetrisch produzierten K^0 - und $\bar{K}^0$ -Zustände ermöglicht die Messung von CP -Verletzung in verschiedenen Endzuständen von $K^0, \bar{K}^0$ unter Verwendung unterschiedlicher Methoden. Insbesondere ist die Beobachtung der Interferenz von K_S, K_L für nicht-semileptonische Kanäle ein direktes Maß für CP -Verletzung. [25]

Im Folgenden wird aufgeführt, welche CP -verletzenden Größen im $CP - LEAR$ -Experiment gemessen werden sollen, wie sie mit den bisher eingeführten Parametern zusammenhängen und welche Präzision erwartet werden kann.

1.3.2 Der Zerfall in zwei Pionen

Die Zerfallsrate $R_{fi}(t)$ eines Anfangszustandes $|i\rangle$ in den Endzustand $|f\rangle$ ist ganz allgemein gegeben durch

$$R_{fi}(t) = \langle f | O | i \rangle \langle f | O | i \rangle^* \quad (1.113)$$

wobei der Übergangsoperator O die für den Zerfall verantwortliche Wechselwirkung beschreibt.

Unter Verwendung von Gleichung 1.10 und 1.16 berechnet sich die Zerfallsrate von K^0 , $\bar{K}^0$ in einen zweipionischen Endzustand $|f\rangle$ pro Zeiteinheit t im Vakuum zu

$$R[(\bar{K})^0 \rightarrow f](t) = R_f(t) = A_{\pm} |a_{fS}|^2 e^{-\gamma_S t} + B_{\pm} |a_{fL}|^2 e^{-\gamma_L t} + 2C_{\pm} |a_{fS}| |a_{fL}| \exp(-\Gamma \cdot t) \cdot \cos(\Delta m \cdot t - \varphi_f) \quad (1.114)$$

mit :

$$|f\rangle = |\pi^+ \pi^- \rangle \quad \text{oder} \quad |\pi^0 \pi^0 \rangle \quad (1.115)$$

$$|a_{fS}| = |\langle f | H_{wk} | K_S \rangle| \quad (1.116)$$

$$|a_{fL}| = |\langle f | H_{wk} | K_L \rangle| \quad (1.117)$$

$$A_{\pm} = \frac{1}{2} \mp \operatorname{Re}(\epsilon) \pm \operatorname{Re}(\delta) \quad (1.118)$$

$$B_{\pm} = \frac{1}{2} \mp \operatorname{Re}(\epsilon) \mp \operatorname{Re}(\delta) \quad (1.119)$$

$$C_{\pm} = \pm \frac{1}{2} - \operatorname{Re}(\epsilon) - i \operatorname{Im}(\delta) \quad (1.120)$$

$$\Delta m = m_L - m_S \quad (1.121)$$

$$\Gamma = \frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} \quad (1.122)$$

wobei Glieder der Ordnung ϵ^2 , δ^2 , $\epsilon \cdot \delta$ vernachlässigt wurden. Die Indizes '+' der Faktoren A , B , C gelten für den Zerfall des K^0 , die Indizes '-' für denjenigen des $\bar{K}^0$.

Die Zerfallsrate von K^0 , $\bar{K}^0$ setzt sich aus den zwei exponentiellen Abfällen von K_S , K_L und einem Interferenzterm zusammen. Die Besonderheit des Kaon-Systems, daß die Massendifferenz Δm zwischen K_S und K_L ungefähr mit der halben Lebensdauer $\frac{\gamma_S}{2}$ des K_S identisch ist (Tab.1.2), ermöglicht die Beobachtung des Interferenzterms, bevor das K_S zerfallen ist.

$$\Delta m = m_L - m_S \approx \frac{\gamma_S}{2} \quad (1.123)$$

Von nun an soll in diesem Kapitel die Erhaltung von CPT in der Massenmatrix, also $\delta = 0$ vorausgesetzt werden.

Die zeitabhängige Asymmetrie $A_{2\pi}(t)$

Definiert man ganz allgemein die zeitabhängige Asymmetrie $A_f(t)$

$$A_f(t) = \frac{\bar{R}_f(t) - R_f(t)}{\bar{R}_f(t) + R_f(t)} \quad (1.124)$$

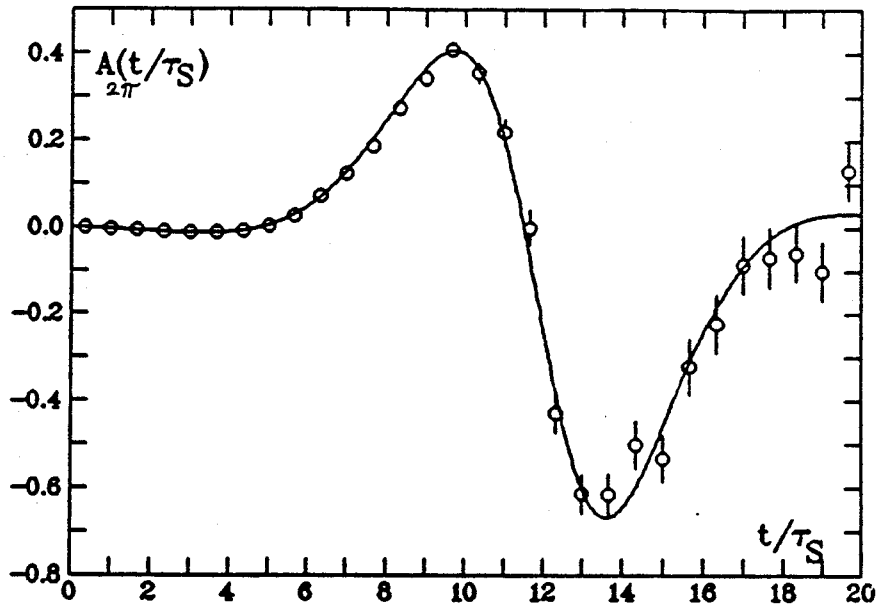


Abbildung 1.4: Die zeitabhängige Asymmetrie für den Zerfall in zwei Pionen mit einem Zeitauflösungsvermögen $\sigma = 0$ (—) und $\sigma = 0.5\tau_S$ (○)

wobei $\bar{R}(t)$ die Zerfallsrate des $\bar{K}^0$ und $R(t)$ diejenige von K^0 ist, so ergibt sich mit den in den Gleichungen 1.40 und 1.41 definierten Verhältnissen zweipionischer Zerfallsamplituden η_f :

$$A_f(t) = \frac{2\text{Re}(\epsilon) - 2|\eta_f| e^{(\gamma_S - \Gamma)t} \cos(\Delta m t - \varphi_f)}{1 + |\eta_f|^2 e^{(\gamma_S - \gamma_L)t}} \quad (1.125)$$

Diese Asymmetrie hängt nur noch von dem Interferenzterm ab, der von der Größenordnung 1 ist. Abbildung 1.4 zeigt $A_{2\pi}(t)$ für ein ideales Zeitauflösungsvermögen und für eine Auflösung in der Rekonstruktion des Zerfallsvertex des neutralen Kaons von $\sigma = 0.5\tau_S$ (siehe Kap.1.4.1).

Die Amplitude $|\eta_{2\pi}|$, die Phase $\varphi_{2\pi}$ und $\text{Re}(\epsilon)$ können durch Anpassen der errechneten zeitabhängigen Asymmetrie (Gl.1.125) an die gemessene ermittelt werden, wobei die Kenntnis von γ_S , γ_L und Δm vorausgesetzt werden kann (Tab.1.2). Das *CP-LEAR* Experiment beabsichtigt insbesondere, die bisher nur ungenau bekannte Phasendifferenz ($\varphi_{+-} - \varphi_{00}$) (Gl.1.70, 1.71; Abb.1.1) mit dieser Methode zu messen (siehe auch Kap.1.3.5).

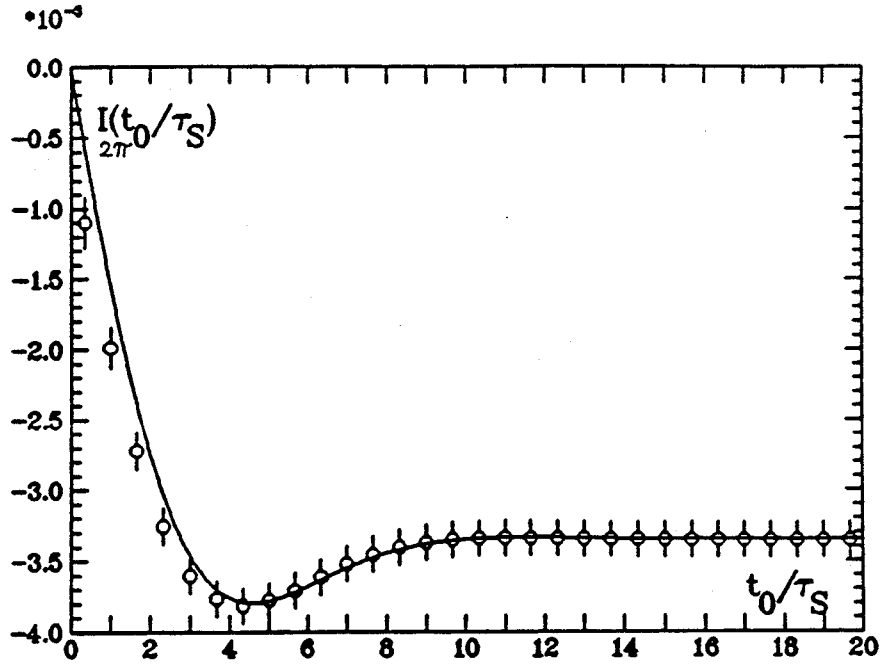


Abbildung 1.5: Die integrale Asymmetrie für den Zerfall in zwei Pionen als Funktion der oberen Integrationsgrenze t_0 mit einem Zeitauflösungsvermögen $\sigma = 0(-)$ und $\sigma = 0.5\tau_S(\circ)$

Die zeitunabhängige Asymmetrie $I_{2\pi}$

Eine zeitunabhängige integrale Asymmetrie lässt sich wie folgt definieren:

$$I_f(t_0) = \frac{\int_0^{t_0} \bar{R}_f(t) dt - \int_0^{t_0} R_f(t) dt}{\int_0^{t_0} \bar{R}_f(t) dt + \int_0^{t_0} R_f(t) dt} \quad (1.126)$$

Mit der vorausgesetzten CPT -Erhaltung in $\Delta S = 2$ Prozessen ($\delta = 0$) und einem ungefähren Wert der Phasen von ϵ und η_{+-} , η_{00} von $\approx 45^\circ$ (Gl.1.70, 1.71, 1.88) errechnet sich $I_f(t_0)$ als Funktion der oberen Integrationsgrenze t_0 zu:

$$I_f(t_0) = \frac{\left[2\text{Re}(\epsilon)e^{-\gamma_S t} - 2\text{Re}(\eta_f) \frac{\gamma_S}{\Gamma} e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t) \right]_0^{t_0}}{\left[e^{-\gamma_S t} + |\eta_f|^2 \frac{\gamma_S}{\gamma_L} e^{-\gamma_L t} \right]_0^{t_0}} \quad (1.127)$$

Wie aus Abbildung 1.5 zu sehen ist, hängt der Wert der integralen Asymmetrie nur sehr schwach von der oberen Integrationsgrenze ab, da die zeitabhängige Asymmetrie erst bei ca. $5\tau_S$ ($\tau_S = \text{Lebensdauer des } K_S$) ansteigt (Abb.1.4).

Liegt die obere Integrationsgrenze bei $5\tau_S \ll t_0 \ll \tau_L$ so ergibt sich das Integral zu:

$$I_f(t_0) = 2\text{Re}(\epsilon) - 4\text{Re}(\eta_f) \quad (1.128)$$

Die Messung der integralen Asymmetrie ermöglicht also die Bestimmung des Realteils von η_{+-} , η_{00} und somit nach Gl.1.49,1.50 auch von $Re(\epsilon')$.

Nimmt man an, daß CPT nicht nur in der Massenmatrix ($\delta = 0$) sondern auch im Zerfall ($a = 0$) erhalten ist, so gilt:

$$\frac{Re(\epsilon')}{Re(\epsilon)} = \frac{1}{6} \cdot \left(1 - \frac{I_{00}}{I_{+-}} \right) \quad (1.129)$$

Im Gegensatz zu den klassischen Experimenten wird hier nicht die Projektion von ϵ' auf ϵ (Gl.1.94) sondern direkt $Re(\epsilon')$ gemessen.

1.3.3 Der Zerfall in drei Pionen

L. Wolfenstein wies darauf hin [25], daß Asymmetrien, wie sie in Gleichung 1.124 ganz allgemein definiert sind, für nicht semileptonische Zerfallskanäle des neutralen Kaons notwendigerweise verschieden von null sind, wenn eine CP -Verletzung vorliegt. Es ist daher möglich, im dreipionischen Endzustand über die Messung solcher Asymmetrien CP -Verletzung nachzuweisen, ohne daß eine Untersuchung der Bahndrehimpulse l (siehe Gl.1.52) des $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Zustandes mit Hilfe eines Dalitz-plots notwendig wäre.

Die für den zweipionischen Endzustand eingeführten Zerfallsraten von K^0 , $\bar{K}^0$ gelten genauso für den dreipionischen Zerfall (Gl.1.114), nur daß jetzt:

$$|f\rangle = |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle \quad \text{oder} \quad |\pi^0\pi^0\pi^0\rangle \quad (1.130)$$

und sich das Vorzeichen von φ_f ändert, da nun in der Definition von η_{+-0} , η_{000} der Zerfall von K_S verboten ist, statt derjenige von K_L (vergl. Gl. 1.49,1.50 und 1.53, 1.54):

$$-\varphi_{2\pi} \rightarrow +\varphi_{3\pi} \quad (1.131)$$

Es sei auch hier im Folgenden allgemeine CPT -Erhaltung angenommen.

Die zeitabhängige Asymmetrie $A_{3\pi}(t)$

Die zeitabhängige Asymmetrie (Gl.1.124) für den dreipionischen Endzustand mit $\delta = 0$ und der Definition von $\eta_{3\pi}$ (Gl.1.53, 1.54) errechnet sich zu:

$$A_f(t) = 2(Re(\epsilon) - |\eta_f| e^{-(\Gamma - \gamma_L)t} \cos(\Delta mt + \varphi_f)) \quad (1.132)$$

Analog zum zweipionischen Fall läßt sich hieraus $|\eta_{3\pi}|$ bestimmen, während die Messung von $\varphi_{3\pi}$ wegen des viel schneller abfallenden Exponenten sehr schwierig ist (siehe Abb.1.6).

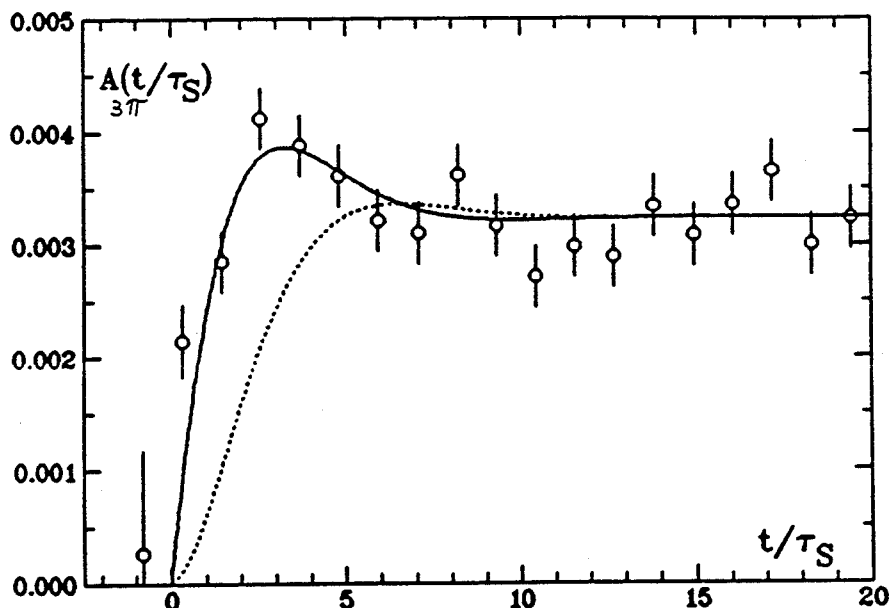


Abbildung 1.6: Die zeitabhängige Asymmetrie für den Zerfall in drei Pionen mit einem Zeitauflösungsvermögen $\sigma = 0(-)$ und $\sigma = 0.5\tau_S(o)$ (die gestrichelte Linie ergibt sich für $\varphi_{3\pi} = -\varphi_\epsilon$)

Die zeitunabhängige Asymmetrie $I_{3\pi}$

Die zeitunabhängige integrale Asymmetrie $I_{3\pi}$ berechnet sich nach Gl.1.126 und würde unter der Annahme, daß $\varphi_{3\pi} \approx -\varphi_\epsilon$ zu dem gleichen Ausdruck führen, der für $I_{2\pi}$ (Gl.1.127) erhalten wurde. Da bisher über die Phase des dreipionischen Amplitudenverhältnis $\varphi_{3\pi}$ nichts bekannt ist (Gl. 1.72, 1.73), ist es sinnvoll anzunehmen, daß der CP -verletzende Anteil in $\Delta S = 1$ Prozessen viel kleiner ist als derjenige in $\Delta S = 2$ Übergängen, wie dies für den zweipionischen Endzustand der Fall ist. Daher soll angenommen werden, daß:

$$\varphi_{3\pi} \approx \varphi_\epsilon \quad (1.133)$$

Mit dieser Annahme ergibt sich $I_{3\pi}(t_0)$ als Funktion der oberen Integrationsgrenze zu:

$$I_f(t_0) = 2 \frac{\left[\text{Re}(\epsilon)e^{-\gamma_L t} + \text{Re}(\eta_f) \frac{\gamma_L}{\Gamma} e^{-\Gamma t} \sin(\Delta m t) \right]_0^{t_0}}{[e^{-\gamma_L t}]_0^{t_0}}$$

Abb.1.7 zeigt die Entwicklung von $I_{3\pi}$ als Funktion der Integrationsgrenze t_0 . Für

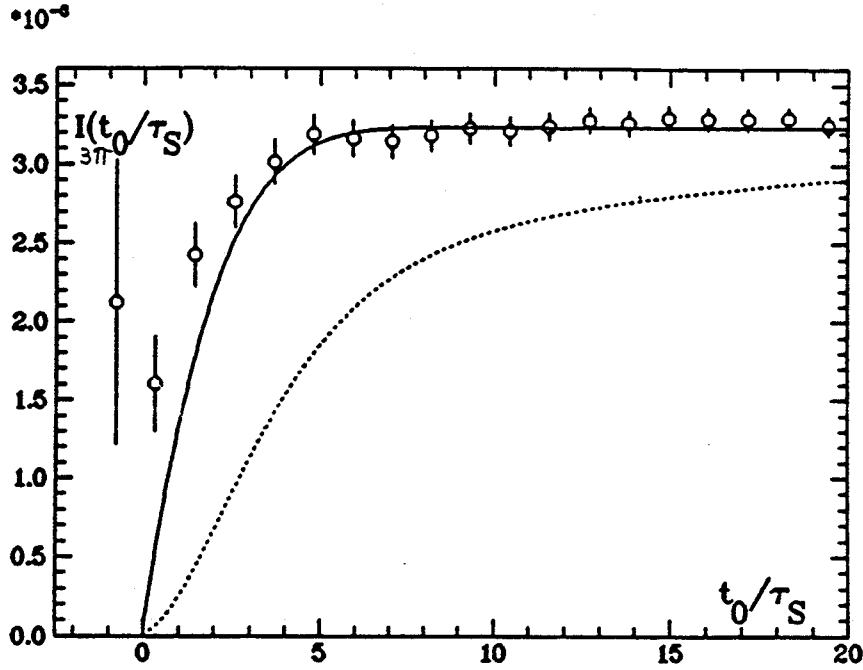


Abbildung 1.7: Die integrale Asymmetrie für den Zerfall in drei Pionen als Funktion der oberen Integrationsgrenze t_0 mit einem Zeitauflösungsvermögen $\sigma = 0(-)$ und $\sigma = 0.5\tau_S(\circ)$ (die gestrichelte Linie ergibt sich für $\varphi_{3\pi} = -\varphi_\epsilon$)

$t_0 \ll \tau_L$ gilt:

$$I_f(t_0) \approx 2[Re(\epsilon) - \frac{2\tau_S}{t_0} Re(\eta_f) e^{-\Gamma t_0} \sin(\Delta m t_0)] \quad (1.134)$$

Die Messung der integralen Asymmetrie erlaubt somit die Bestimmung von $Re(\eta_{3\pi})$.

1.3.4 Die semileptonischen Zerfälle

In diesem Kapitel wird eine allgemeine *CPT*-Erhaltung vorausgesetzt ($\delta = 0$).

Die Raten der in den Gleichungen 1.55 definierten Zerfallsamplituden von K^0 , $\bar{K}^0$ in die semileptonischen Endzustände $\pi l \nu$ errechnen sich mit den Gleichungen 1.21, 1.56, 1.64 indem über die Spinzustände s summiert wird, zu

$$\begin{aligned} R_-(t) &= |\langle \pi^+ l^- \bar{\nu}_l | H_{WK} | K^0 \rangle|^2 \\ &= \frac{|f|^2}{4} [(1 - 4Re(\epsilon) + 2Re(x))e^{-\gamma_L t} - 2(1 - 4Re(\epsilon))e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t) \\ &\quad + 4Im(x)e^{-\Gamma t} \sin(\Delta m t) + (1 - 4Re(\epsilon) - 2Re(x))e^{-\gamma_S t}] \end{aligned} \quad (1.135)$$

$$\begin{aligned}
R_+(t) &= |\langle \pi^- l^+ \nu_l | H_{WK} | K^0 \rangle|^2 \\
&= \frac{|f|^2}{4} [(1 + 2\operatorname{Re}(x))e^{-\gamma_L t} + 2e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t) \\
&\quad + 4\operatorname{Im}(x)e^{-\Gamma t} \sin(\Delta m t) + (1 - 2\operatorname{Re}(x))e^{-\gamma_S t}]
\end{aligned} \tag{1.136}$$

$$\begin{aligned}
\bar{R}_-(t) &= |\langle \pi^+ l^- \bar{\nu}_l | H_{WK} | \bar{K}^0 \rangle|^2 \\
&= \frac{|f|^2}{4} [(1 + 2\operatorname{Re}(x))e^{-\gamma_L t} + 2e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t) \\
&\quad - 4\operatorname{Im}(x)e^{-\Gamma t} \sin(\Delta m t) + (1 - 2\operatorname{Re}(x))e^{-\gamma_S t}]
\end{aligned} \tag{1.137}$$

$$\begin{aligned}
\bar{R}_+(t) &= |\langle \pi^- l^+ \nu_l | H_{WK} | \bar{K}^0 \rangle|^2 \\
&= \frac{|f|^2}{4} [(1 + 4\operatorname{Re}(\epsilon) + 2\operatorname{Re}(x))e^{-\gamma_L t} - 2(1 + 4\operatorname{Re}(\epsilon))e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t) \\
&\quad - 4\operatorname{Im}(x)e^{-\Gamma t} \sin(\Delta m t) + (1 + 4\operatorname{Re}(\epsilon) - 2\operatorname{Re}(x))e^{-\gamma_S t}]
\end{aligned} \tag{1.138}$$

wobei f die über Spin und Ladung des Leptons summierte Amplitude

$$|f|^2 \approx \frac{1}{2\tau_L} \cdot B(K_L \rightarrow \pi l \nu) \tag{1.139}$$

und B das über die Ladungs- und Spinzustände summierte Verzweigungsverhältnis ist.

Das $CP - LEAR$ -Experiment kann im semileptonischen Endzustand folgende Größen messen:

- Die totale semileptonische Zerfallsrate $S(t)$ sei definiert als die Summe der vier Zerfallsraten:

$$S(t) = R_+(t) + R_-(t) + \bar{R}_+(t) + \bar{R}_-(t) \tag{1.140}$$

Es ergibt sich mit den Gleichungen 1.135 ff.:

$$S(t) = |f|^2 [(1 + 2\operatorname{Re}(x))e^{-\gamma_L t} + (1 - 2\operatorname{Re}(x))e^{-\gamma_S t}] \tag{1.141}$$

Die Messung von $S(t)$ (siehe Abb. 1.8) ist empfindlich auf $\operatorname{Re}(x)$ und ist somit ein Test der $\Delta S = \Delta Q$ Regel (siehe Kap. 1.2.2.2).

- Bildet man die folgenden Ratendifferenzen

$$D(t) = R_+(t) - R_-(t) \tag{1.142}$$

$$\bar{D}(t) = \bar{R}_+(t) - \bar{R}_-(t) \tag{1.143}$$

und berechnet den Unterschied

$$D(t) - \bar{D}(t) = 2|f|^2 e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t) \tag{1.144}$$

so läßt sich daraus die Massendifferenz Δm zwischen K_S und K_L bestimmen.

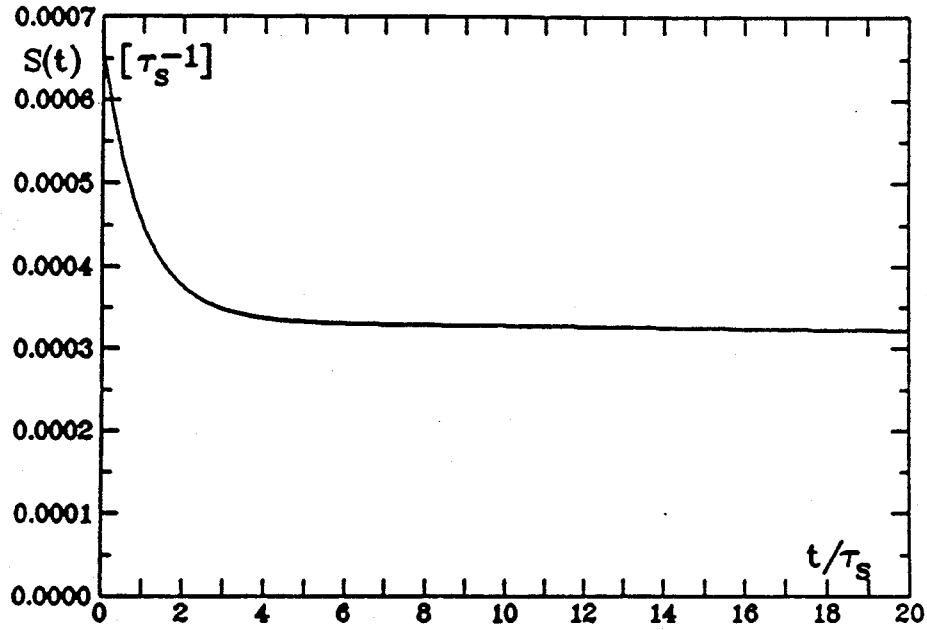


Abbildung 1.8: Die totale semileptonische Rate

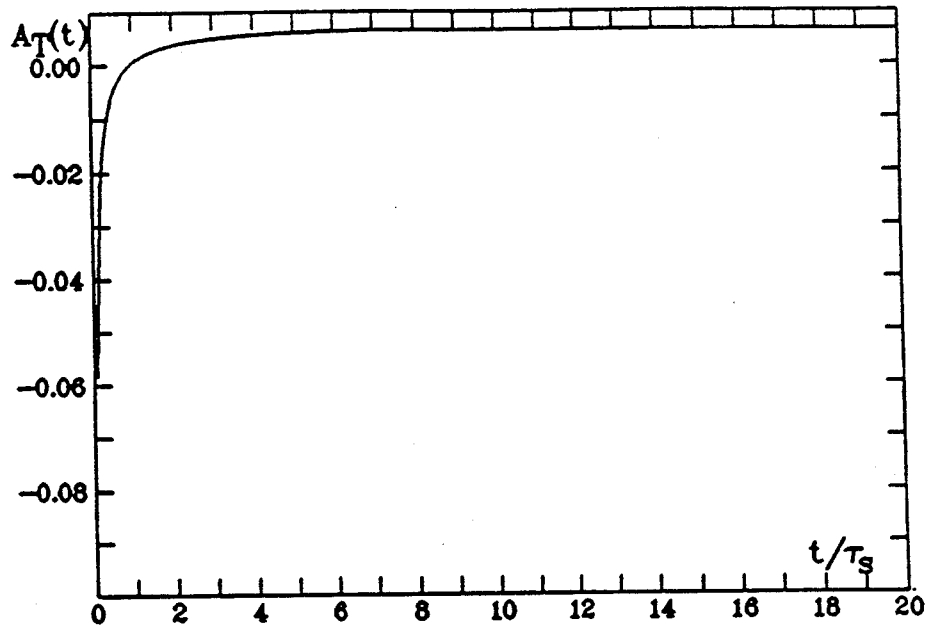
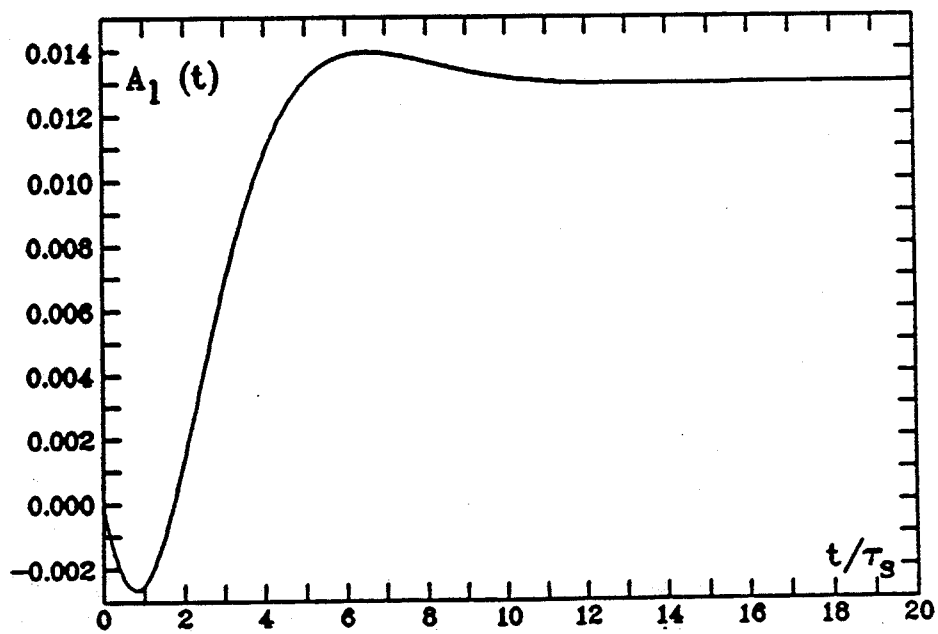
- Zur Messung von CP -Verletzung können zwei zeitabhängige Asymmetrien definiert werden:

$$\begin{aligned}
 A_I(t) &= \frac{(\bar{R}_+(t) + \bar{R}_-(t)) - (R_+(t) + R_-(t))}{(\bar{R}_+(t) + \bar{R}_-(t)) + (R_+(t) + R_-(t))} \\
 &= 8 \frac{Re(\epsilon)e^{-\gamma_L t} - 2(Re(\epsilon) \cos(\Delta mt) + Im(x) \sin(\Delta mt))e^{-\Gamma t} + Re(\epsilon)e^{-\gamma_S t}}{(1 + 2Re(x))e^{-\gamma_L t} + (1 - 2Re(x))e^{-\gamma_S t}}
 \end{aligned} \quad (1.145)$$

$$\begin{aligned}
 A_T(t) &= \frac{\bar{R}_+(t) - R_-(t)}{\bar{R}_+(t) + R_-(t)} \\
 &= 4 \frac{Re(\epsilon)e^{-\gamma_L t} - 2Re(\epsilon)e^{-\Gamma t} \cos(\Delta mt) - Im(x)e^{-\Gamma t} \sin(\Delta mt) + Re(\epsilon)e^{-\gamma_S t}}{(1 + 2Re(x))e^{-\gamma_L t} - 2e^{-\Gamma t} \cos(\Delta mt) + (1 - 2Re(x))e^{-\gamma_S t}}
 \end{aligned} \quad (1.146)$$

Die Asymmetrie $A_T(t)$ (siehe Abb.1.9) ist ein direktes Maß für T -Verletzung in der Massenmatrix ($Re(\epsilon)$), falls $Re(x) = 0$, also die $\Delta S = \Delta Q$ Regel angenommen werden kann. Zur Messung von $A_T(t)$ ist die Unterscheidung der positiven und negativen Leptonen Voraussetzung.

Hingegen erfordert die Messung von $A_I(t)$ (siehe Abb.1.10) keine Unterscheidung der Ladung. Hier genügt es, K^0 und $\bar{K}^0$ und den semileptonischen Kanal zu identifizieren. Während die Rate $S(t)$ auf den $Re(x)$ empfindlich war, ist $A_I(t)$ abhängig von $Im(x)$ und somit ein direktes Maß für eine mögliche T -Verletzung in den semileptonischen Zerfallsamplituden (siehe Gl.1.59).

Abbildung 1.9: Die Asymmetrie A_T Abbildung 1.10: Die Asymmetrie A_I

Summary of expected measurements

Parameter	Present precision	Statistical error	Total error
ϵ'/ϵ	$(3.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$	1.5×10^{-3}	$< 2 \times 10^{-3}$
$\phi_{+-} - \phi_{00}$	5°	0.3°	1°
η_{+-0}	$ \eta_{+-0} ^2 < 0.12$		7×10^{-4}
η_{000}	$ \eta_{000} ^2 < 0.10$		8×10^{-4}
$x = (\Delta S = -\Delta Q)/(\Delta S = \Delta Q)$			
$\text{Re}(x)$	$< 2 \times 10^{-2}$		6×10^{-4}
$\text{Im}(x)$	$< 2.6 \times 10^{-2}$		7×10^{-4}
T violation (relative error)	-		6×10^{-2}
$m_{K_S} - m_{K_L}$ (relative error)	4×10^{-3}		1.2×10^{-3}

Tabelle 1.4: Die erwartete Präzision der messbaren Größen im $CP - LEAR$ Experiment

1.3.5 Die erwartete Präzision der messbaren Größen

Tabelle 1.4 zeigt eine Zusammenstellung der im $CP - LEAR$ -Experiment messbaren Parameter und ihrer erwarteten Präzision. Gegenübergestellt ist der heutige Status nach Kapitel 1.2.2.3.

Die Fehlerabschätzungen setzen für den statistischen Anteil $\approx 10^{13}$ gestoppte Antiprotonen voraus.

Die Methode der Messung von Asymmetrien mit K^0 , $\bar{K}^0$ hat hinsichtlich der Reduzierung systematischer Fehler einige entscheidende Vorteile:

- Die Verwendung reiner K^0 , $\bar{K}^0$ -Zustände erlaubt die direkte Messung der Interferenz von K_S , K_L ohne Untergrund der exponentiellen Anteile der K_S , K_L -Zerfälle.
- Das 'tagging' ermöglicht eine unabhängige Normalisierung der K^0 und $\bar{K}^0$ -Zerfälle.
- Die Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit sind für die Zerfallsprodukte für K^0 und $\bar{K}^0$ identisch, was in erster Ordnung zur Aufhebung systematischer Fehler führt.

Die eingeführten zeitabhängigen und integralen Asymmetrien unterliegen verschiedenen systematischen Fehlern.

Die zeitabhängigen Asymmetrien $A(t)$ sind empfindlich auf die absolute Bestimmung der Zerfallszeit t der Kaonen und somit auf die Rekonstruktion des Zerfallsvertex.

Die integralen Asymmetrien hingegen sind hauptsächlich auf Effizienzvariationen der Zerfallsrekonstruktion als Funktion der Zerfallslänge und auf den Untergrund anderer Annihilationskanäle empfindlich.

Die Regeneration von K^0 , $\bar{K}^0$ innerhalb des Zerfallsvolumens des Detektors hat einen vernachlässigbaren Effekt auf die systematischen Fehler. [30]

Die in Tabelle 1.4 aufgeführten Parameter sollen mit folgenden Methoden gemessen werden:

- $Re(\frac{\epsilon}{\epsilon'})$ wird aus der zweipionischen integralen Asymmetrie nach Gl. 1.128, 1.129 bestimmt.
- Die Phasendifferenz ($\varphi_{+-} - \varphi_{00}$) ergibt sich aus der Messung der zeitabhängigen Asymmetrien $A_{+-}(t)$ und $A_{00}(t)$. Die Differenz der Phasen ist unabhängig von der Kenntnis der Massendifferenz von K_S , K_L und daher viel genauer zu bestimmen als die absoluten Werte φ_{+-} , φ_{00} (Gl.1.125).
Der Fehler bei der Messung dieser Phasendifferenz und insbesondere der Einfluß der Zeitauflösung bei der Rekonstruktion des Zerfallsvertex des K^0 ($\bar{K}^0$) wurde im Rahmen dieser Arbeit abgeschätzt. Eine detaillierte Diskussion ist Referenz [26] zu entnehmen.
- Der Betrag von η_{+-0} wird aus der dreipionischen zeitabhängigen Asymmetrie (Gl.1.132) bestimmt.
- Der Realteil ($\Delta S = \Delta Q$) und Imaginärteil (T -Verletzung im semileptonischen Zerfall) von x werden über die totale semileptonische Zerfallsrate $S(t)$ (Gl.1.141) bzw. über die Asymmetrie $A_I(t)$ (Gl.1.145) gemessen.
- Die Massendifferenz Δm zwischen K_S und K_L wird aus der Messung der in Gleichung 1.144 definierten Ratendifferenz der semileptonischen Zerfälle ermittelt.
- Die T -Verletzung in der Massenmatrix wird über die Asymmetrie $A_T(t)$ (Gl.1.146) gemessen.

1.3.6 Weitere Endzustände

Bisher wurde CP -Verletzung nur in den zweipionischen und semileptonischen Zerfällen des neutralen Kaons nachgewiesen. Im Folgenden soll kurz diskutiert werden, wie CP -Verletzung im kohärenten Zerfall zweier neutraler Kaonen und im Zerfall in zwei Photonen messbar ist.

1.3.6.1 Der kohärente Zerfall von zwei neutralen Kaonen

H.J.Lipkin [27] wies 1968 darauf hin, daß beim kohärenten Zerfall neutraler Kaonpaare aufgrund quantenmechanischer Kohärenzeffekte eine Korrelation zwischen den Zerfällen der beiden Kaonen besteht, die zur Messung von CP -Verletzung genutzt werden kann. Kohärent produzierte K_S , K_L -Paare haben für $t = 0$ entgegengesetzte 'strangeness'. Da nicht bekannt ist, welche 'strangeness' jedes einzelne neutrale Kaon hat, kommt es zur Interferenz von K_S und K_L . Die K_S , K_L -Zustände liegen zu jedem Zeitpunkt ihrer zeitlichen Entwicklung in einem relativ zueinander entgegengesetzten CP -Zustand vor. Weist man den Zerfall der in $p\bar{p}$ -Annihilation erzeugten kohärenten Kaonen

$$\begin{aligned} p\bar{p} &\rightarrow K^0 \bar{K}^0 \\ p\bar{p} &\rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \\ p\bar{p} &\rightarrow \pi^+ \pi^- \varphi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \end{aligned} \quad (1.147)$$

zu einem identischen Zeitpunkt nach und detektiert einen zweipionischen Endzustand für beide Kaonzerfälle, so wäre dies ein eindeutiger Nachweis von CP -Verletzung im Zerfall.

Berechnet man die zeitabhängige Rate für den CP -negativen Eigenzustand und ihre Abhängigkeit von den Parametern ϵ , ϵ' [10], so zeigt sich, daß zu identischen Zeiten der Übergang der kohärenten Kaonen in 2π nur für $\epsilon' \neq 0$ möglich ist, unabhängig von ϵ .

Berücksichtigt man jedoch die experimentelle Unschärfe in der Definition der Zeit, so wird die Zerfallsrate auch auf CP -Verletzung in der Massenmatrix (ϵ) empfindlich, die den Effekt der Verletzung im Zerfall (ϵ') dominiert [10].

1.3.6.2 Der Zerfall in zwei Photonen

Ling-Lie Chau [28] betonte 1987, daß das CP - $LEAR$ -Experiment besonders geeignet wäre, um CP -Verletzung im Zerfall des K^0 , $\bar{K}^0$ in zwei Photonen nachzuweisen.

Obwohl die Kenntnis des CP -Zustandes zweier Photonen von ihrer Polarisation abhängt, ist der Nachweis von CP -Verletzung über die analog zu Gleichung 1.124 definierte zeitabhängige Asymmetrie $A_{\gamma\gamma}(t)$ messbar, ohne die Polarisation zu bestimmen. Für phänomenologische Betrachtungen und Berechnungen von Raten und Asymmetrien wird auf Referenz [10] verwiesen.

Mit den 1987 gemessenen Verzweungsverhältnissen [29]

$$BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (6.05 \pm 0.10) \cdot 10^{-4} \quad (1.148)$$

$$BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = (2.4 \pm 1.2) \cdot 10^{-6} \quad (1.149)$$

und dem zu erwartenden Nachweis von $\approx 10^4 K_S \rightarrow \gamma\gamma$ und $\approx 8 \cdot 10^4 K_L \rightarrow \gamma\gamma$ sollte der Nachweis von CP -Verletzung in der Massenmatrix (ϵ) in diesem Kanal im $CP - LEAR$ -Experiment möglich sein.

Zur Messung direkter CP -Verletzung in der Zerfallsamplitude von zwei Photonen, die im Gegensatz zum zweipionischen Kanal nicht durch die $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ Regel um einen Faktor ≈ 20 unterdrückt sein sollte, dürfte die Statistik hingegen nicht ausreichen.

1.4 Der Detektor des $CP - LEAR$ Experiments

Der $CP - LEAR$ Detektor muß zur Messung der in Kapitel 3 eingeführten Parameter mehrere Funktionen erfüllen. Zunächst sollen diese Funktionen und die zu ihrer Erfüllung notwendigen Detektoren aufgeführt werden, bevor die Eigenschaften der einzelnen Detektorkomponenten im Detail diskutiert werden.

1.4.1 Die Zielsetzung des Detektors

Bei der $p\bar{p}$ -Annihilation in Ruhe verlaufen die erzeugten Teilchen radialsymmetrisch zum Annihilationspunkt. Ihr Nachweis bedingt daher einen zylinderförmigen Detektor, der zum Erzielen einer guten Effizienz einen möglichst großen Raumwinkel umfassen sollte.

Um systematische Fehler zu reduzieren, sollten Regenerationseffekte und somit die Ansammlung von Material innerhalb des Zerfallsvolumen der neutralen Kaonen ($\approx 110\text{cm}$) möglichst klein gehalten werden.

Die gemäß Gleichung 1.112 erzeugten primären Teilchen der 'goldenen' Kanäle tragen einen, durch die Masse des Protons und Antiprotons ($m_P \approx 938\text{MeV}$) gegebenen Gesamtimpuls von etwas weniger als $2\text{GeV}/c$. Dabei entstehen die neutralen Kaonen ($K^0, \bar{K}^0$) mit einem mittleren Impuls von $\langle p_{K^0, \bar{K}^0} \rangle \approx 550\text{MeV}/c$.

Da das neutrale Kaon durch die 'strangeness' erhaltende starke Wechselwirkung erzeugt wird, ist die 'strangeness' und somit die Ladung des gleichzeitig produzierten geladenen Kaons eindeutig bestimmt (Tab.1.1). Das 'tagging', also die Identifikation von $K^0 (\bar{K}^0)$ durch Nachweis des $K^- (K^+)$, erfordert die Unterscheidung der geladenen Kaonen von Pionen und die Messung ihrer Ladung.

Detektiert werden $\pi^\pm, K^\pm$ durch Szintillationszähler (S). Ihre Separation erfolgt durch einen Schwellen-Čerenkov ($\check{C}$) und eine Flugzeitmessung (TOF). Zur Trennung der Ladung wird der gesamte Detektor von einer Spule umgeben, die ein homogenes magnetisches Feld von $B \approx 0.44\text{T}$ in Richtung der einfallenden Antiprotonen erzeugt. Die Spur der geladenen Teilchen wird in zwei Proportionalkammern (MWPC) und sechs Driftkammern (PDC) nachgewiesen, wobei zusätzlich die Komponente in Richtung der einfallenden Antiprotonen (z-Komponente) durch 'streamer'-Kammern (ST) erfolgt (siehe Abb.1.11).

Die Messung des Primärimpulses von $K^\pm$, $\pi^\pm$ und die kinematische Rekonstruktion des Annihilationskanals ermöglicht die Bestimmung des Viererimpulses der neutralen Kaonen.

Das neutrale Kaon zerfällt hauptsächlich in die in Kapitel 1.3 diskutierten pionischen und semileptonischen Kanäle und den selteneren Endzustand von zwei Photonen.

$$\begin{array}{rcl}
 & \pi^+\pi^- \text{ oder } \pi^0\pi^0 & (\text{zweipionisch}) \\
 & \pi^+\pi^-\pi^0 \text{ oder } \pi^0\pi^0\pi^0 & (\text{dreipionisch}) \\
 K_0 & \longrightarrow & \\
 & \pi^+l^-\bar{\nu} \text{ oder } \pi^-l^+\nu & (\text{semileptonisch}) \\
 & \gamma\gamma & (\text{zwei Photonen})
 \end{array} \tag{1.150}$$

Der Nachweis der geladenen sekundären Teilchen erfolgt wiederum durch die Szintillationszähler (S) (identisch mit denen der Flugzeitmessung), während die Photonen und neutralen Pionen, welche ihrerseits in zwei Photonen zerfallen, in einem elektromagnetischen Kalorimeter (EMC) nachgewiesen werden.

Die Messung der zeitabhängigen Raten bedingt die Bestimmung der Zerfallszeit des neutralen Kaons und somit die Rekonstruktion des sekundären Zerfallsvertex.

Die Spur der geladenen Zerfallsprodukte wird wiederum mit den Proportional- und Driftkammern nachgewiesen, was eine direkte Bestimmung des Vertex erlaubt.

Im Falle der neutralen Sekundärteilchen muß die Energie und der Konversionspunkt jedes Photons im elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen werden. Der Zerfallsvertex des K^0 bzw. $\bar{K}^0$ entlang seiner Flugrichtung kann dann durch einen 'constraint-fit' erfolgen, der die kinematischen Randbedingungen wie Impuls- und Energieerhaltung und die invarianten Massen von K^0 , π^0 berücksichtigt.

1.4.2 Die Eigenschaften der einzelnen Detektorkomponenten

1.4.2.1 Das Target

Der *LEAR* liefert Antiprotonen von $\approx 200 \text{ MeV}/c$, die entlang der z-Achse mit einer Rate von $2 \cdot 10^6/s$ auf ein sphärisches Wasserstoff-Drucktarget im Zentrum des zylindrischen Detektors treffen. Das Target enthält gasförmigen Wasserstoff (H_2) bei einem Druck von $\approx 15 \text{ atm}$. Es hat einen Radius von 7 cm mit einer maximalen Wandstärke von $700 \mu\text{m}$ und einem Eintrittsfenster von $150 \mu\text{m}$.

Die einfallenden Antiprotonen werden mit einem 1 mm dicken Szintillator (bs) 'getriggert' und das Strahlprofil mit Hilfe einer Proportionalkammer (mwpc) mit Kathodenstreifen-Auslese überwacht.

Die erwartete Stoppverteilung wurde mit Protonen des *LEAR* in einem Test gemessen und beträgt in Strahlrichtung $\sigma_z \approx 21 \text{ mm}$ und senkrecht dazu $\sigma_{r,\phi} \approx 4 \text{ mm}$.

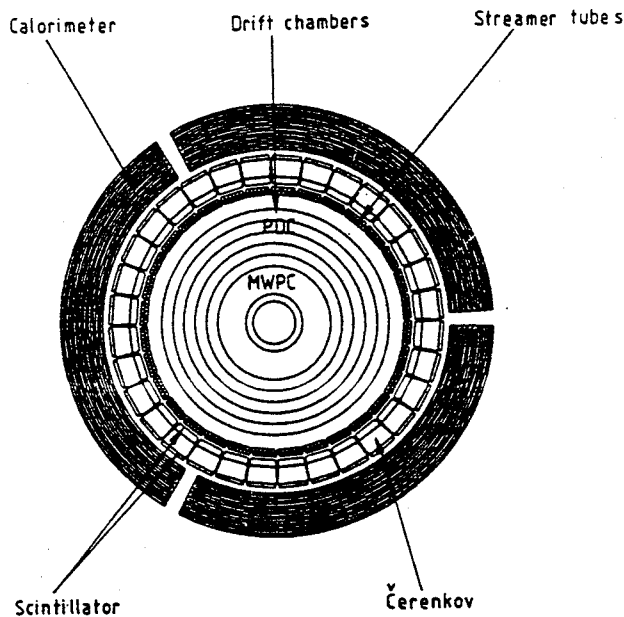


Abbildung 1.11: Der *CP - LEAR*-Detektor

1.4.2.2 Die Proportionalkammern

Die ersten zwei Punkte der Spur geladener Teilchen werden durch die auf einem Radius von 9.5cm und 12.7cm zylindrisch angeordneten 70cm langen Proportionalkammern (MWPC) nachgewiesen.

Die $15\mu\text{m}$ dünnen Anodendrähte haben einen Abstand von 1mm zueinander und sind parallel zur Strahlachse in z -Richtung gespannt. Beide Kammern sind mit Kathodenstreifen ausgestattet, die unter einem Winkel von 19.5° bzw. 27.9° gegenüber den Drähten angeordnet sind und somit eine 'stereo'-Ansicht der Spuren ermöglicht. Der Streifenbreite beträgt 1.72mm , ihr Abstand zueinander 0.5mm .

Die Kammern werden mit einem Gasgemisch von Argon, Äthan und Freon in einem Verhältnis von $69 \div 30 \div 1$ betrieben. Das gesamte Material der Kammern entspricht $2.3 \cdot 10^{-3}$ Strahlungslängen.

Die Effizienz wurde in einem Teststrahl am PSI zu besser als 99% ermittelt. Die Positionsauflösung beträgt in alle Richtungen $\sigma \approx 3\text{mm}$.

1.4.2.3 Die Driftkammern

Das Detektorvolumen zwischen Radien von 25.5cm und 50.9cm wird von den sechs 116.8cm langen Driftkammern (PDC) ausgefüllt.

Die Kammern sind mit $20\mu\text{m}$ dicken 'sense'-Drähten bestückt, die paarweise mit einem Abstand von 0.5mm Doublets bilden, die ihrerseits wieder 10mm voneinander entfernt sind. Die Anordnung der zum Strahl parallel verlaufenden Doublets

ermöglicht die Unterscheidung von rechts-links Zweideutigkeiten 'online'. Die $100\mu\text{m}$ dicken Potentialdrähte sind zwischen zwei Doublets gespannt. Die Kammerwand besteht aus $50\mu\text{m}$ dicker 'Mylar'-Folie, die sich in einem Abstand von 5mm von der Drahtebene befindet. Die z-Komponente der Spuren wird pro Kammer durch je zwei 50nm dicke und 5mm breite Aluminiumstreifen bestimmt, die in einem Winkel von 11° und -12° bezüglich der Drähte angeordnet wurden und 0.5mm voneinander entfernt sind.

Die Kammern werden mit einem Gasgemisch von 50% Äthan und 50% Argon bei 2.5KV betrieben. Seine mechanische Stabilität erhält dieser Detektor durch einen Überdruck von 1 bis 2 Gramm pro cm^2 . Das Material aller sechs Kammern entspricht zusammen einer Strahlungslänge von $\leq 5 \cdot 10^{-3}$.

Beim Test eines planaren Prototypen am Synchro-Cyklotron (CERN) gelang die Rekonstruktion der Spur geladener Teilchen unter Verwendung der Information von Drähten und Streifen mit einer Auflösung von $\sigma_{r\varphi} \approx 150\mu\text{m}$ und $\sigma_z \approx 3\text{mm}$, wobei die Effizienz der Drähte bei 97.5%, die der Streifen bei 98.7% lag.

1.4.2.4 Die 'streamer'-Kammern

Auf dem größten Radius, auf dem die Spur geladener Teilchen nachgewiesen werden kann, befinden sich bei $r = 58.2\text{cm}$ und $r = 60\text{cm}$ zwei Schichten 'streamer'-Kammern, die aus 2×192 Einheiten mit einem Querschnitt von je $(1.75 \times 1.75)\text{cm}^2$ und einer Länge von 2.5m zusammengesetzt sind, wobei die beiden Schichten um eine halbe Kammerbreite gegeneinander versetzt wurden.

Jede Gruppe von drei Kammern ist mit einem schnellen Zeitdigitalisierungs-Modul ausgestattet, das die Bestimmung der z-Komponente des durchlaufenden Teilchens mit einer Auflösung von $\approx 1\text{cm}$ ermöglicht, indem die Laufzeitdifferenz zwischen den beiden Enden eines Drahtes gemessen wird. Diese Information steht dem 'trigger'-System nach $\approx 500\text{ns}$ zur Verfügung.

1.4.2.5 Die Teilchenidentifikations-Detektoren

Die Identifikation und Separation von geladenen Kaonen und Pionen übernehmen die sogenannten Teilchenidentifikations-Detektoren (PID).

Sie bilden ein 310cm langes Sandwich, das sich aus drei Detektorkomponenten zusammensetzt.

Auf einem Radius von 63.5cm haben 32 Szintillatoren (S1) einer mittleren Breite von 11.5cm , die auf jeder Seite mit einem Photomultiplier ausgestattet sind, die Aufgabe, einerseits einen schnellen 'trigger' für geladene Teilchen und andererseits eine Flugzeitmessung (TOF) mit einer Zeitauflösung von $\approx 300\text{ps}$ zu liefern.

Die eigentliche Separation von π und K übernimmt ein 8cm dicker Schwellen-Čerenkov-Detektor ($\check{C}$) [31] auf einem mittleren Radius von 69.0cm . Er besteht aus UV-transparentem 'polymethyl-methacrylat' mit einer Wandstärke von 2mm und ist gefüllt mit einem FC72-Radiator (C_6F_{14}), dem 20mg/l Wellenlängenschieber (PPO)

beigemischt wurden. Der Brechungsindex beträgt im sichtbaren Bereich $n \approx 1.26$.

Jeder Čerenkov-Detektor ist auf beiden Seiten mit je zwei Photomultipliern bestückt.

In einem Teststrahl am PSI wurde für Pionen mit $\beta = 0.9$ eine, vom Ort des eintreffenden Teilchens abhängige, mittlere Zahl von Photoelektronen zwischen 1.8 und 8 ermittelt. Die effektive Čerenkov-Schwelle ergab sich zu $\beta = 0.81$. [31]

Um sicher zu stellen, daß ein von S1 registriertes Teilchen den Čerenkov auch tatsächlich durchquert hat, befindet sich bei $\langle r \rangle = 73.8\text{cm}$ ein weiterer Szintillator (S2) mit einer Dicke von 1.5cm .

Um Ineffizienzen des Čerenkov-Detektors so klein wie möglich zu halten, wurden die Szintillatoren S1 und S2 kleiner gewählt als der Čerenkov und das Sandwich (S1 Č S2) trapezoidal geformt.

1.4.2.6 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter beginnt bei einem Radius von 77.0cm . Seine Dicke in radialer Richtung war zu Beginn seines Entwurfes auf maximal 22cm festgelegt, da die Dimensionen des von einem früheren Experiment (DM2) übernommenen Magneten vorgegeben waren.

Die Anforderungen und die sich daraus ergebende Wahl des Kalorimetertyps, sowie seine Entwicklung und Eigenschaften sind Thema dieser Arbeit und werden detailliert in Kapitel 2 und 3 besprochen.

1.4.2.7 Der Magnet

Der modifizierte (verlängerte) DM2-Magnet setzt sich aus einer Spule und ein sie umgebendes Eisenjoch zusammen, die den gesamten Detektor umfassen und ein in Strahlrichtung homogenes Feld von $\approx 0.44\text{T}$ erzeugen.

1.4.2.8 Der 'trigger'

Die enormen Antiproton-Raten von $2 \cdot 10^6/\text{s}$, die zum Sammeln der nötigen Statistik auf Grund der kleinen Verzweungsverhältnisse der 'goldenen' Kanäle nötig sind, erfordern ein schnelles Filtern aller Annihilations-Prozesse nach möglichen Kandidaten solcher 'goldenen' Kanäle. Der hierzu entwickelte 'trigger' besteht aus mehreren, komplexen 'hardwire'-Prozessoren, die für sich als eine Detektorkomponente bezeichnet werden können. In jeder der 'trigger'-Stufen wird die Ratenzahl, der schlußendlich auf Band zu speichernden Ereignisse auf ein zu handhabendes Maß reduziert.

Die erste Stufe, der sogenannte 'pre-trigger', wird durch ein vom Strahlszintillator (bs) nachgewiesenes Antiproton gestartet. Der 'pre-trigger' überprüft, welche

der Szintillatoren S1, S2 und Čerenkov-Detektoren angesprochen haben. Falls 2,3 oder 4 der S1-Szintillatoren ein geladenes Teilchen signalisieren und zudem einer der 32 Sektoren die Signatur eines Kaon-Kandidaten aufweisen (S1, kein Č, S2), so kann dieses Ereignis einem 'goldenen' Kanal entsprechen, worauf die Auslese aller Detektoren ausgelöst wird.

Dieses 'strobe' steht bereits nach $\approx 50ns$ zur Verfügung. Tritt nach dem ersten Ereignis, innerhalb von $100ns$ ein zweites ein, so werden beide verworfen.

In einer weiteren Stufe, dem 'hardwire'-Prozessor 1, wird ein Schnitt auf den Transversalimpuls des Kaonkandidaten durchgeführt. Hierzu wird angenommen, daß die Spur durch den Koordinatenursprung führt, worauf die Information der zwei Driftkammern D1 und D6 zu ihrer groben Rekonstruktion ausreicht. Zudem wird für alle durch S1 detektierten Spur-Kandidaten überprüft, ob die Kammern D1 oder D2 und D5 oder D6 angesprochen haben.

Diese Stufe wird in etwa $200ns$ durchlaufen.

Im weiteren werden alle Spuren von diesem Prozessor aufgrund der Informationen der Proportionalkammern (MWPC), Driftkammern (PDC), und der die z-Komponente liefernden 'streamer'-Kammern (ST) rekonstruiert. Es wird überprüft, ob die Erhaltung der Ladung erfüllt ist und ein weiterer Schnitt auf den Impuls des Kaonkandidaten von $\approx 300MeV$ angewandt. Nachdem die fehlende Masse kinematisch rekonstruiert ist, wird verlangt, daß sie zwischen 0 und $750MeV/c^2$ liegt.

Auf Grund dieser Entscheidungen wird die ursprüngliche Ereignisrate innerhalb einer Zeit von $\approx 2\mu s$ von $\approx 2MHz$ auf voraussichtlich $\approx 25KHz$ reduziert sein.

Ein zweiter Prozessor (HWP2) wird auf alle Kandidaten weitere orts- und impulsabhängige Schnitte aufgrund detaillierter Informationen über Signalhöhen der Čerenkov-Detektoren und über die Flugzeitmessung anbringen.

Der 'hardwire'-Prozessor 3 (HWP3) dient ausschließlich der Verarbeitung der Information des elektromagnetischen Kalorimeters.

Kapitel 2

Die Entwicklung des elektromagnetischen Kalorimeters

Die Entwicklung des elektromagnetischen Kalorimeters vollzog sich in mehreren Schritten und nahm insgesamt von Beginn erster Tests im Labor bis hin zum Anfang der Produktion des entgültigen Detektors etwa zweieinhalb Jahre in Anspruch.

Im Folgenden soll nicht chronologisch im Detail jede Entwicklungsstufe mit ihren Erfolgen und Mißerfolgen aufgezählt, sondern vielmehr eine Zusammenfassung der entscheidenden Schritte in der Planung, Realisierung und den Tests der Betriebstauglichkeit des Kalorimeters gegeben werden.

2.1 Die Anforderungen an das Kalorimeter

Die Hauptaufgabe des elektromagnetischen Kalorimeters des *CP - LEAR* Experiments ist der Nachweis der Photonen, die beim Zerfall der sekundären neutralen Pionen entstehen. Die Messung zeitabhängiger Asymmetrien bedingt die Bestimmung des Zerfallsvertex der neutralen Kaonen, der für den Zerfall in neutrale Pionen über die Messung der Energie und des Konversionspunktes der Photonen rekonstruiert wird.

Da beim Prozess der $p\bar{p}$ -Annihilation in Ruhe die insgesamt zur Verfügung stehende Energie weniger als 2GeV beträgt, liegt die Energie der dabei entstehenden Photonen zwischen einigen wenigen und ein paar hundert MeV . Bei dem Übergang

$$p\bar{p}_{\text{Ruhe}} \longrightarrow \pi^{\pm} K^{\mp} (\bar{K})^0 \quad (2.1)$$

$\downarrow$
 $\pi^0 \pi^0 \longrightarrow 4\gamma$

entstehen die Photonen mit einer mittleren Energie von $\langle E_{\gamma} \rangle \approx 160\text{MeV}$. Es fragt sich nun, welcher Kalorimetertyp sich unter Berücksichtigung der vom *CP - LEAR*

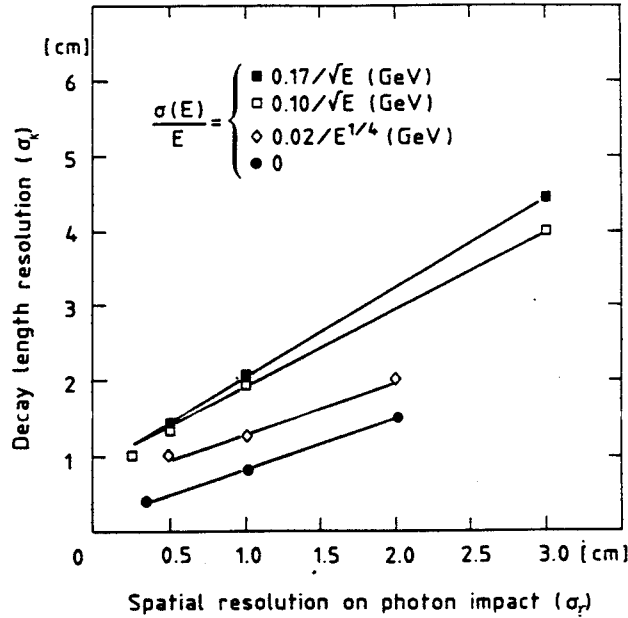


Abbildung 2.1: Der Einfluß der Ortsauflösung (σ_γ) und Energieauflösung ($\sigma(E)/E$) auf die Rekonstruktion des K^0 -Vertex (σ_K)

gegebenen Randbedingungen am besten zum Nachweis solcher Photonen eignet.

Eine Monte-Carlo-Simulation [32] in Abbildung 2.1 zeigt, wie die Rekonstruktion des neutralen Vertex mit Hilfe eines 'constraint-fit' von der Energie- und Ortsauflösung verschiedener Kalorimeter abhängt. Es zeigt sich, daß eine gute Vertexauflösung (σ_K) auf unterschiedliche Weise erhalten werden kann.

Erzielt man eine sehr gute Energieauflösung von etwa $\sigma(E_\gamma)/E_\gamma \approx 0.02/\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$, wie diese für einen teuren BGO-Kristall typisch wäre, so kann mit einer relativ mäßigen Ortsauflösung von $\sigma_\gamma \approx 1.5\text{cm}$, die in einem Kristall gerade noch zu erreichen ist, eine Vertexauflösung von $\sigma_K \approx 1.5\text{cm}$ erreicht werden.

Andererseits zeigt Abbildung 2.1, daß unter Voraussetzung einer guten Kenntnis des Konversionspunktes der Photonen mit einer Ortsauflösung von $\sigma_\gamma \leq 0.5\text{cm}$, die Rekonstruktion des Zerfallsvertex (σ_K) relativ unempfindlich auf die Energieauflösung ist. Erreicht man mit Hilfe eines fein unterteilten Kalorimeters eine Ortsauflösung von $\sigma_\gamma \approx 0.5\text{cm}$ mit einer bescheidenen Energieauflösung von $\sigma(E_\gamma)/E_\gamma \approx 0.2/\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$, so ermöglicht dies ebenfalls die Bestimmung des K^0 -Vertex mit $\sigma_K \approx 1.5\text{cm}$, was einer Lebensdauer des kurzlebigen Kaons K_S von etwa $0.5\tau_S$ entspricht.

Die $CP - LEAR$ Kollaboration hat sich wegen folgender Überlegungen für den Bau eines elektromagnetischen Kalorimeters der zweiten Kategorie entschlossen.

Wegen der Verwendung eines bereits existierenden Magneten war der Platz in radialer Richtung innerhalb der Spule, der dem Kalorimeter noch zur Verfügung

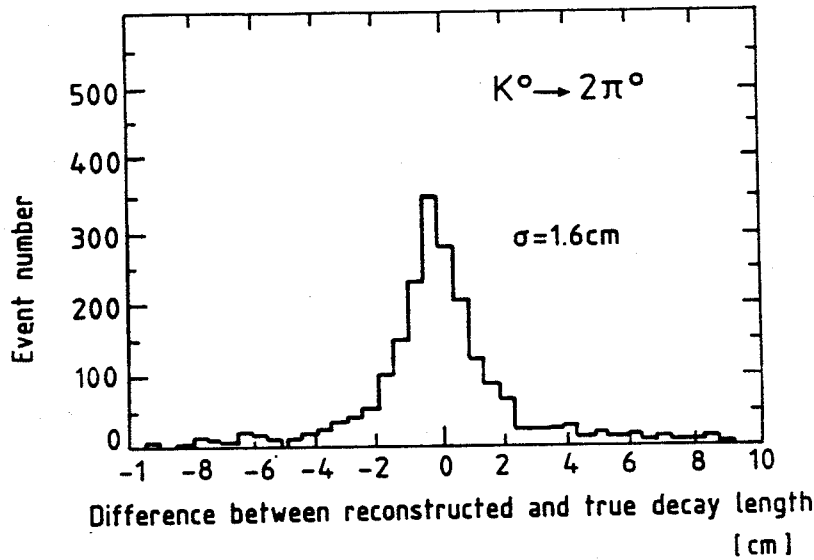


Abbildung 2.2: Der rekonstruierte Vertex des neutralen Kaons (Monte-Carlo Simulation mit einer Energieauflösung von $\sigma(E_\gamma)/E_\gamma \approx 0.2/\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$ und einer Ortsauflösung von $\sigma_\gamma \approx 5\text{mm}$)

stand, auf $\approx 22\text{cm}$ beschränkt. Es blieb somit die Möglichkeit, entweder ein Kristall-Kalorimeter mit guter Energieauflösung ausserhalb der Spule zu installieren oder ein kompaktes, hochgranulares Sandwich-Kalorimeter mit guter Ortsauflösung in dem zur Verfügung stehenden Volumen innerhalb der Spule anzubringen.

Die Lösung mit Kristallen erwies sich als unrealistisch, da die prinzipiell gute Energieauflösung dieses Kalorimetertyps durch das vorgelagerte Material der Spule zunichte gemacht worden wäre.

Es ergab sich so das Ziel, ein sehr kompaktes, möglichst kostengünstiges elektromagnetisches Kalorimeter mit einer maximalen Dicke von 20cm zu entwickeln, das nur eine mäßige Energieauflösung in der Größenordnung von $\sigma(E_\gamma)/E_\gamma \approx 0.2/\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$ aufzuweisen braucht, aber eine gute dreidimensionale Rekonstruktion des Konversionspunktes der Photonen mit einer Ortsauflösung von $\sigma_\gamma \approx 5\text{mm}$ erlaubt.

Mit diesem Kalorimeter sollte eine Rekonstruktion des Zerfallsvertex des K^0 mit einer Auflösung von $\sigma_K \approx 0.5\tau_S$ möglich sein (siehe Abbildung 2.2).

2.2 Die Beschreibung des Kalorimeters

Im Folgenden wird zunächst der Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters beschrieben, wie er schlußendlich im Experiment verwirklicht worden ist, bevor auf

die prinzipielle Funktionsweise eines solchen Kalorimetertyps eingegangen wird.

2.2.1 Der Aufbau

Das elektromagnetische Sandwich-Kalorimeter hat die Form eines 2.60m langen Hohlzylinders mit einem mittleren Radius von 87.6cm und einer radialen Dicke von $\approx 22\text{cm}$. Es setzt sich aus 18 identischen aufeinander folgenden 10.6mm dünnen Schichten zusammen. Jede Schicht besteht ihrerseits aus einem Bleikonverter, gefolgt von einem Paar sogenannter 'strip'-Folien, zwischen denen sich Drahtkammern befinden.

Die in drei 120°-Sektoren unterteilte selbsttragende Struktur (siehe Abbildung 2.3) besteht aus siebzehn 1.5mm dicken Bleikonverterplatten, die beidseitig mit 0.3mm starkem Aluminiumblech beklebt wurden, um der, nur an drei Stellen von $\approx 20\text{mm}$ dicken Stiften unterstützten Struktur die nötige Steife zu verleihen. Die zylindrische Form wird durch zwei die Struktur umgebende 12mm bzw. 17mm dicke Aluminiumzylinder erzwungen. Der innere Zylinder dient als erste Konversionsschicht.

Die Drahtkammern bestehen aus rechteckigen Röhren, deren Innenmaß einen Querschnitt von nur $(4.5 \times 4)\text{mm}^2$ aufweist. Acht Röhren sind zu einer 63mm breiten, 6mm dicken und 260cm langen planaren Kammer zusammengefaßt, die parallel zur z-Achse verläuft.

Oberhalb und unterhalb der Kammern befinden sich zwei 0.5mm dicke, 264cm lange und im Mittel $\approx 200\text{cm}$ breite, mit 5.5mm breiten Kupferstreifen beschichtete 'strip'-Folien. Die Streifen verlaufen bezüglich der Drähte in einem Winkel von 30° bzw. -30°. Sie ermöglichen eine Lokalisierung des Kammersignals in z-Richtung entlang des Drahtes durch kapazitive Auslese.

Jede der achtzehn Schichten eines 120°-Sektors enthält im Mittel ≈ 40 Kammern, also ≈ 320 Drähte und jede der zwei 'strip'-Folien etwa 380 Streifen, was insgesamt zu 63'048 Kanälen im gesamten Kalorimeter führt. Jeder dieser Kanäle wird an einem der beiden Enden des zylindrischen Kalorimeters ausgelesen und von einer eigens dafür entwickelten Elektronik digital verarbeitet.

2.2.2 Die Funktionsweise der einzelnen Komponenten

2.2.2.1 Der Bleikonverter

Die Bleikonverterplatten des Kalorimeters sind passive Elemente, in denen die Photonen konvertieren und ihre Energie verlieren.

Treffen γ 's mit einer Energie E_γ von einigen wenigen MeV auf Blei, so treten sie im Wesentlichen in Wechselwirkung mit dem Coulombfeld des Kernes und bewirken Paarbildung. Der Wirkungsquerschnitt wächst mit steigender Energie und ist proportional zu Z^2 , dem Mittel des Quadrates der Ladung der Atome des Materials. Ist m_e die Masse des e^- (e^+), so haben das erzeugte Elektron und Positron eine

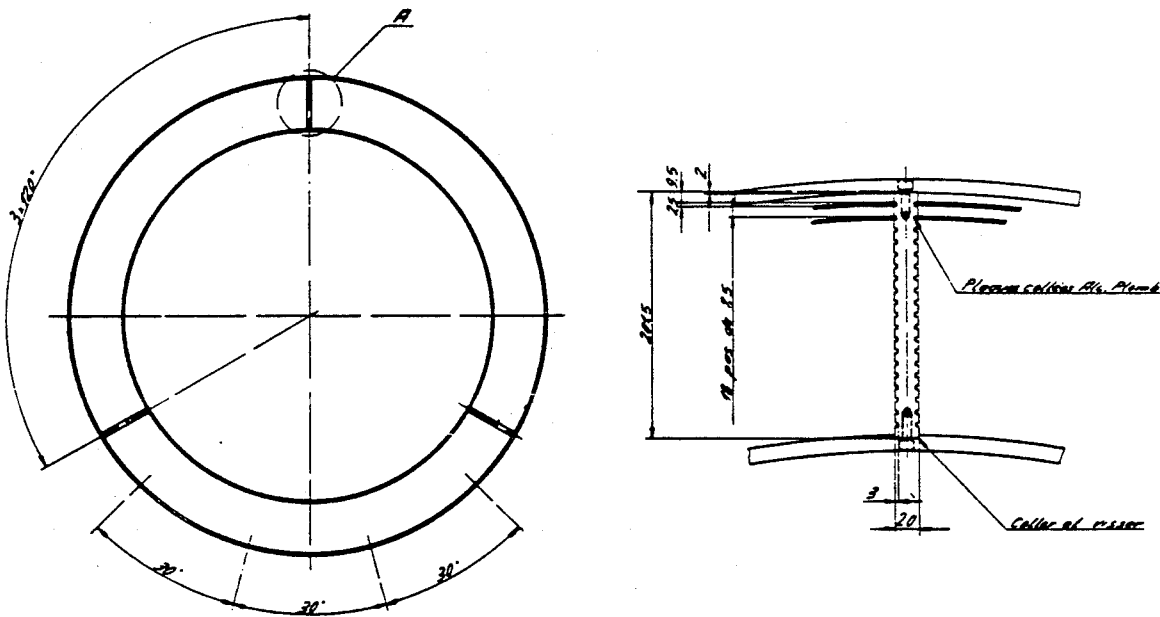


Abbildung 2.3: Die Struktur des Kalorimeters

mittlere kinetische Energie:

$$E_{kin} = \frac{(E_\gamma - m_e)}{2}, \quad \text{mit } 2m_e = 1.02 \text{ MeV} \quad (2.2)$$

Unter einer kritischen Energie E_c ($E_c(\text{Pb}) \approx 10 \text{ MeV}$) verlieren die Elektronen ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation der Atome (siehe Abbildung 2.4). Dann ist $-(dE/dx)$ durch die Bethe-Bloch Formel gegeben und proportional zu (ρ/A) , wobei A das Atomgewicht und ρ die Dichte des Materials ist.

Oberhalb der kritischen Energie verliert das Elektron bzw. Positron seine Energie in Materie vor allem durch Bremsstrahlung. Die Strahlungslänge X_r , also die durchschnittliche Distanz in der die Energie des Elektrons um $1/e$ abgenommen hat, ist gegeben durch: [33]

$$\frac{1}{X_r} = 4 \cdot \alpha \cdot N_A \cdot Z(Z+1) \cdot r_e \cdot \log(183 \cdot Z^{-\frac{1}{3}}) \quad (2.3)$$

wobei α die Feinstrukturkonstante, N_A die Avogadrokonstante, r_e der klassische Elektronenradius und Z die mittlere Kernladungszahl des durchlaufenen Materials ($Z_{\text{PB}} = 82$) ist. Blei hat eine Strahlungslänge von $X_r = 0.56 \text{ cm}$. Der mittlere Energieverlust eines Elektrons nimmt mit fallender Energie ab und ist gegeben durch:

$$-(dE/dx)_{\text{brems}} := E/X_r \quad (2.4)$$

Die durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen können ihrerseits, sofern ihre Energie dazu ausreicht, wieder e^+e^- -Paare erzeugen, wodurch eine elektromagnetische

Kaskade entsteht.

Die abwechselnden Prozesse von Paarbildung und Bremsstrahlung führen zur Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers. Für Energien von $E_\gamma \leq 1\text{GeV}$ sind im Mittel $\approx 90\%$ des Schauers in 10 Strahlungslängen enthalten.

Die gesamte Strahlungslänge des Kalorimeters setzt sich aus mehreren Bestandteilen zusammen. Der Hauptradiator ist das insgesamt $(17 \times 1.5\text{mm}) = 25.5\text{mm}$ dicke Blei. Hinzu kommt der innere 12mm dicke Aluminiumzylinder, der als erste Konversionsschicht dient, und das auf das Blei geklebte 0.3mm starke Aluminiumblech von insgesamt 9.6mm Dicke.

Die in Kapitel 3 im Detail besprochenen Kammern und 'strip'-Folien setzen sich aus Fiberglass, Messing und Kupfer zusammen. Die Dicke an verarbeitetem Fiberglass errechnet sich zu $(18 \times 3.5\text{mm}) = 63\text{mm}$, die des Kupfers und Messing zu $(18 \times 0.5\text{mm}) = 9\text{mm}$. Nimmt man an, daß Fiberglass im Wesentlichen aus Kohlenstoffverbindungen besteht und [11]

$$\begin{aligned} X_r(\text{Pb}) &= 0.56\text{cm} \\ X_r(\text{Messing}) &\approx X_r(\text{Cu}) = 1.43\text{cm} \\ X_r(\text{Fiberglass}) &\approx X_r(\text{C}) = 18.8\text{cm} \\ X_r(\text{Al}) &= 8.9\text{cm} \end{aligned}$$

so ergibt sich für die gesamte Strahlungslänge des Kalorimeters in den vorgegebenen 22cm als grobe Abschätzung:

$$X_r \approx 5.8 \quad (2.5)$$

Im Folgenden soll kurz abgeschätzt werden, welche Intensitätsabnahme der Photonen im Kalorimeter zu erwarten ist, um sie später in Kapitel 3 mit der gemessenen Abnahme vergleichen zu können.

Die Intensitätsabnahme der Photonen, die mit einer ursprünglichen Intensität I_0 ein homogenes Material der Dicke D und einer Dichte ρ durchlaufen, ist gegeben durch

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(-d \cdot \frac{\rho}{\lambda}\right) \quad (2.6)$$

wobei λ die mittlere freie Weglänge ist. In Abbildung 2.5 ist die Abhängigkeit λ 's von der Energie E_γ für verschiedene Materialien dargestellt. Für Blei variiert λ um etwa einen Faktor zwei zwischen 10MeV und einem GeV , während sich für Kohlenstoff in diesem Bereich λ um einen Faktor drei ändert.

Entnimmt man Abbildung 2.5 die entsprechenden Werte für λ und berücksichtigt die Dicken und Dichten der verschiedenen Materialien, so ergibt sich für z.B. $E_\gamma = 200\text{MeV}$ im Mittel ein linearer Abschwächungskoeffizient $\mu = \frac{\rho}{\lambda}$ des im Kalorimeter verwendeten Materials von $\mu \approx 0.18/\text{cm}$. Somit sollten $\approx 97.5\%$ der Photonen innerhalb des Kalorimeters konvertieren.

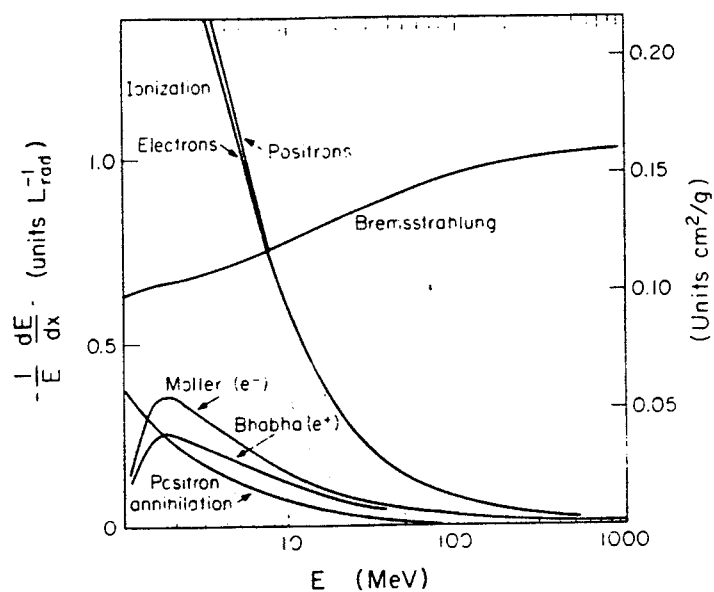


Abbildung 2.4: Der Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei

PHOTON AND ELECTRON ATTENUATION (Cont'd)

Photon Attenuation Length (High Energy)

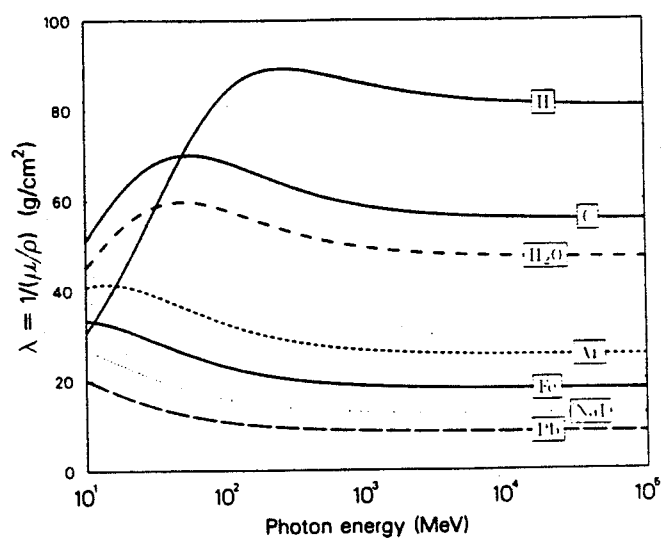
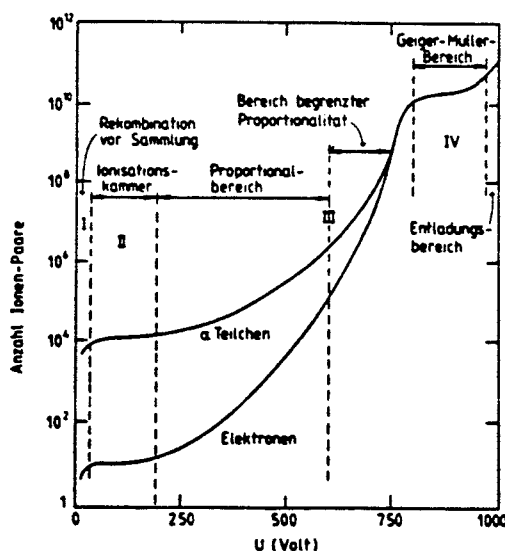


Abbildung 2.5: Die mittlere freie Weglänge für Photonen in verschiedenen Materialien



Abbildungung 2.6: Das Arbeitsdiagramm für den Betrieb von Drahtkammern

2.2.2.2 Die Kammern

Im Gegensatz zu homogenen Kristall-Kalorimetern, bei denen das Konversionsmaterial auch gleichzeitig zum Nachweis der Sekundärelektronen dient, werden im Sandwich-Kalorimeter die Schauerpartikel des im Blei konvertierten Photons, von Drahtkammern nachgewiesen.

Drahtkammern können im allgemeinen auf sehr unterschiedliche Art betrieben werden (siehe dazu auch Abbildung 2.6).

Eine Kammer arbeitet im Proportionalmode, wenn die auf dem Draht gesammelte Ladung proportional ist zur Energie des primärionisierenden Teilchens, welches die Kammer durchläuft. Dies wird erreicht, indem die im primären Ionisationsprozeß erzeugten Elektronen in eine Region hoher elektrischer Feldstärke ($10^4 - 10^5 \text{ V/cm}$) gelangen, so daß sie zwischen zwei Stößen mit Gasatomen genügend kinetische Energie gewinnen, um ihrerseits Atome zu ionisieren. Die durch die Gasmultiplikation freigesetzten Elektronen driften zur Anode und erzeugen ein zur deponierten Energie proportionales analoges Signal.

Wird durch die Wahl eines sehr dünnen Drahtes ($\approx 20 \mu\text{m}$) in dessen Umgebung ein hoher Feldgradient erzeugt, so bilden sich Elektronlawinen, die zu einem Verstärkungsfaktor von 10^4 bis 10^5 führen können. Durch diese Sättigung ist die resultierende Signalamplitude auf dem Draht nun nicht mehr genau proportional zum Energieverlust des ionisierenden Teilchens. Man spricht hier vom Bereich begrenzter Proportionalität.

Bei einer Erhöhung des Feldes wird die erzeugte Ladungsdichte innerhalb der La-

wine groß genug, um das äußere Feld abzuschirmen. Dies führt zur Rekombination von Ionen, die Photonen emittieren, welche an den Kathodenwänden der Kammer reflektiert werden und ihrerseits sekundäre Lawinen entlang des Drahtes auslösen. Man spricht hier vom Geigermode, der eine hohe Totzeit der Kammer zur Folge hat.

Eine weitere Erhöhung des Feldes führt zum elektrischen Zusammenbruch des Gases. Die einsetzende Lawinenbildung mit einer Gasverstärkung von ca. 10^8 erzeugt über die Anregung der Gasatome Licht. Bildet sich eine Ionenkette zwischen Anode und Kathode aus, so kommt es zu einer Funkenentladung zwischen Draht und Kammerwand. Dies wird als 'streamer-mode' bezeichnet.

Diese Funkenentladung kann limitiert werden, indem die Kammer mit gepulster Hochspannung (einige ns) betrieben wird. Es bilden sich dann nur kurze Funken, sogenannte 'streamer', entlang der Ionenspur des geladenen Teilchens aus, die eine z.B. photographische Lokalisierung der Spur in 'streamer'-Kammern ermöglicht.

Um die Funkenentladung im Geiger- und 'streamer'-Mode im kontinuierlichen Spannungsbetrieb auf kleine, lokalisierbare Funken zu reduzieren, wurde nach Gasgemischen gesucht, die zwar eine Lawinenausbreitung bewirken, aber gleichzeitig diesen Effekt durch einen photonabsorbierenden Gasanteil begrenzen. Die sich zunächst senkrecht zum Draht ausbreitenden 'streamer' im oberen Bereich begrenzter Proportionalität und die sich längs des Drahtes fortsetzende Funkenentladung im Geigerbereich können durch Hinzufügen eines organischen Gases wie Äthan, Propan, Isobutan oder Pentan begrenzt werden.

1970 wurde auf die Eigenschaften des sogenannten 'magic-gas' [36], bestehend aus Argon, Isobutan und Freon hingewiesen. Mit diesem Gasgemisch lassen sich Kammern mit 1 – 2 cm Durchmesser in einem gesättigten Mode mit einem Verstärkungsfaktor von $\approx 10^7$ bis 10^8 betreiben, wobei die Gasentladung lokalisiert bleibt. In diesem 'saturated-high-gain'-Mode ist die auf dem Draht gesammelte Ladung unabhängig von der Primäronisation des die Kammer durchlaufenden Teilchens. Solche Kammern zeichnen sich durch einen unkritischen Betrieb in einem breiten Hochspannungsbereich mit großer Signalamplitude und einer, im Gegensatz zum Geigermode relativ kurzen Totzeit aus.

Die miniaturisierten Kammern des *CP – LEAR* Kalorimeters, deren Entwicklung und Aufbau in Einzelheiten im Kapitel 2.3 beschrieben sind, werden in diesem gesättigten Mode mit einem CO_2 -Pentan Gemisch im Volumenverhältnis von 3 ÷ 2 betrieben. Die Potentialdifferenz zwischen dem $40\mu m$ dicken Draht (Anode) und den Röhrenwänden (Kathode) beträgt 3.2KV. Das Signal hat eine mittlere Amplitude von $\approx 20mV$ an 50Ω .

Der Aufbau des Feldes aufgrund der Ladungstrennung erfolgt sehr schnell und führt zu einer Anstiegszeit des Signals von etwa $5ns$. Die Länge des Signals ist durch die Driftzeit der Elektronen bestimmt und ergibt sich zu $\approx 50ns$.

Der hohe Verstärkungsgrad führt zu einer Ladungsansammlung auf dem Draht von $\approx 10pC$ pro Spur und einem sehr guten Signal zu Rausch Verhältnis. Eine elek-

tronische Verstärkung des Kammersignals erübrigt sich. Zudem ist eine induktive Auslese des Signals zur Lokalisierung der Spur des geladenen Teilchens entlang des Drahtes möglich.

2.2.2.3 Die 'strip'-Folien

Die Auslese der lokalisierten Gasentladung entlang des Drahtes einer im saturierten Mode betriebenen Kammer kann über sogenannte 'pickup-strips' erfolgen.

Die 'strip'-Folien bestehen aus einem beidseitig mit gut leitendem Material (hier z.B. Kupfer) beschichteten Dielektrikum (z.B. Epoxy), wobei eine der beschichteten Seiten aus voneinander elektrisch isolierten Streifen besteht.

Um das Signal außerhalb der Kammer auslesen zu können, muß der als Kathode wirkende Kammerdeckel eine gewisse Transparenz für gepulste elektrische Felder, also einen hohen elektrischen Widerstand aufweisen. Das Prinzip der Ladungssammlung auf 'strip'-Folien, die auf dem Kammerdeckel aufliegen, ist in Abbildung 2.7 skizziert.

Das Gas in der Kammer wird durch ein geladenes Teilchen ionisiert. Aufgrund des angelegten Feldes kommt es zur Ladungstrennung, wobei die Elektronen Richtung Anode (Draht) und die Ionen Richtung Kathode (Deckel) driften. Diese Ladungstrennung induziert negative Ladung auf der Innenseite des hochohmigen Deckels (der dem gasdichten Abschluß der Kammer dient), die ihrerseits eine entsprechende positive Spiegelladung auf seiner Außenseite bewirkt. Hierdurch werden wiederum auf dem Kupferstreifen Elektronen induziert, die als positives Potential gegenüber Erddpotential nachgewiesen werden können.

2.2.3 Die Aufgaben

2.2.3.1 Die Messung der Energie

Trifft ein Photon der Energie E_γ auf Konvertermaterial, so entstehen im Mittel etwa 2^n Teilchen nach einer Schichtdicke von ungefähr $n \cdot X_r$ mit einer mittleren Energie $E_\gamma/2^n$ pro Teilchen. Die Schauerkaskade bricht ab, wenn die Elektronen auf die kritische Energie E_c (siehe Kap.2.2.2.1) abgebremst wurden, also $E_c \approx E_\gamma/2^n$. Die mittlere Anzahl Teilchen im Schauer beträgt somit in grober Näherung:

$$N_\gamma \approx 2^n = \frac{E_\gamma}{E_c} \quad (2.7)$$

Würden die Schauerpartikel mit Proportionalkammern nachgewiesen, so wäre die gemessene Ladung, also das Integral über das Signal, proportional zur deponierten Energie.

Weniger aufwendig und kostengünstiger kann die Energie auch einfach durch Zählen der Anzahl geladener Teilchen (N_γ) im Schauer bestimmt werden, indem man die im gesättigten Mode betriebenen Kammern über einen Diskriminator ausliest. Da die Signalthöhe unabhängig von der Primärionisation eines Schauerpartikels

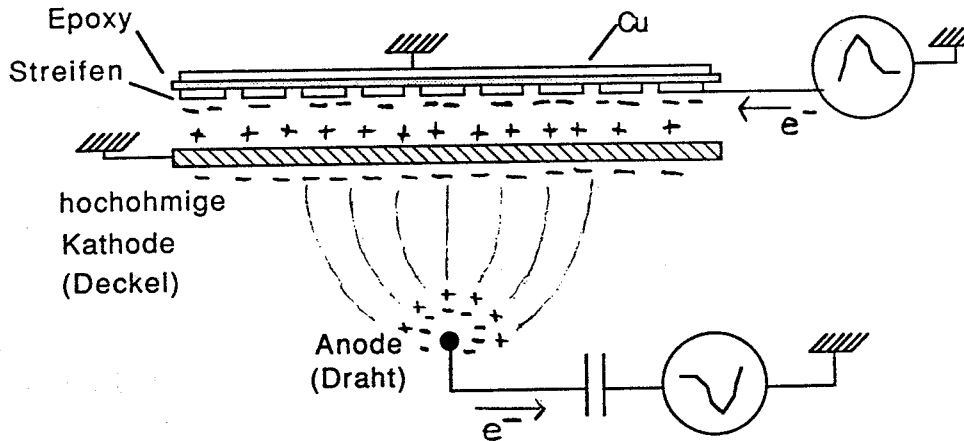


Abbildung 2.7: Die Funktionsweise der 'strip'-Auslese

ist, wird jedes Signal über eine das Rauschen unterdrückende Schwelle diskriminiert. Dies ermöglicht die Verarbeitung einer großen Anzahl von Kanälen, wie sie mit ≈ 60.000 im *CP - LEAR* vorhanden sind.

Zudem zeichnet sich die Methode der digitalen Auslese im gesättigten Mode durch eine sehr unkritische Energie-Kalibrierung aus. Da die Detektorantwort nicht von geringen Schwankungen der Signalamplitude beeinflusst wird, und die Signalhöhe nur von unkritischen Größen wie Gasgemisch und Hochspannung abhängt, erübrigt sich eine ständige Überwachung und Korrektur der Kalibrierung, wie sie z.B. für Kristall-Kalorimeter häufig notwendig ist.

Die prozentuale Energieauflösung $(\sigma(E)/E)$ ist im Falle eines idealen, homogenen Kalorimeters unendlicher Ausdehnung durch die statistischen Fluktuationen der Anzahl Teilchen im elektromagnetischen Schauer gegeben. Häufig wird daher eine reduzierte Energieauflösung $\sigma_R = (\sigma(E)/E) \cdot \sqrt{E(\text{GeV})} = (\sigma(E))/\sqrt{E(\text{GeV})}$ angegeben, die für ein ideales Kalorimeter konstant ist. Abweichungen von dieser Gesetzmäßigkeit könnten durch nicht vollständig innerhalb des Kalorimeters aufschauende Photonen erfolgen. Solche Verluste von Schauerpartikeln führen zu einer Verschlechterung der Energieauflösung mit zunehmender Energie in zu kurzen Kalorimetern.

In Sandwich-Kalorimetern tragen zudem 'sampling'-Fluktuationen zu einer Verschlechterung der Energieauflösung bei. Die durch Kammern stichprobenartig nachgewiesenen, im Blei erzeugten Schauerpartikel entsprechen im allgemeinen nicht genau der Anzahl erzeugter Teilchen. Je größer die abwechselnde Schichtung von passivem Konvertermaterial und aktivem Detektor ausfällt, desto wahrscheinlicher wird

es, daß Teilchen im Blei reabsorbiert werden, bevor sie in den Kammern nachgewiesen wurden.

Eine im Mittel zu große Anzahl nachgewiesener Partikel täuscht hingegen geladene, sich außerhalb des Bleis innerhalb einer Kammerschicht senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Schauers fortsetzende Teilchen vor.

2.2.3.2 Die Ortsbestimmung

Die Bestimmung des Ortes wird in homogenen, grobmodularen Kristall-Kalorimetern meistens durch den Schwerpunkt der in den Kristallen deponierten Energie bestimmt.

In ähnlicher Weise kann in Sandwich-Kalorimetern unter Voraussetzung einer genügend großen Anzahl nachgewiesener Schauerpartikel, der Schauerschwerpunkt über die räumliche Verteilung der Ladung oder, bei digitaler Auslese, über die Anzahl der angesprochenen Drähte rekonstruiert werden.

Bei einem hochgranularen Sandwich-Kalorimeter, wie es im *CP - LEAR* Experiment Verwendung findet, in welchem Photonen niedriger Energie nur wenige ionisierende Teilchen erzeugen, kann der Konversionspunkt des Photons auch direkt und sehr schnell durch den Nachweis des ersten Elektron-Positron Paares bestimmt werden. Eine kleine Zellendimension und hohe Nachweiswahrscheinlichkeit sind hierbei für eine gute Auflösung in der Ortsbestimmung Voraussetzung.

Die Ortsauflösung senkrecht zu den Drähten hängt von ihrem Abstand zueinander, sowohl in radialer wie in azimuthaler Richtung ab. Entlang der Drähte in z-Richtung wird die Positionsbestimmung durch die oberhalb und unterhalb der Kammern angebrachten 'strip'-Folien sichergestellt. Die Rekonstruktion des Ortes hängt von der Breite der Streifen und ihrem Winkel von 30° bzw. -30° bezüglich der Drähte ab. Um Zweideutigkeiten bei der Zuordnung von angesprochenen Streifen zu den gefeuerten Drähten zu vermeiden, sollte die Anzahl der pro Funken ansprechenden Streifen, dessen Signale digital verarbeitet werden, möglichst nahe bei eins liegen. Um dies bei digitaler Auslese mit einer hohen Effizienz zu erreichen, sollte die auf den 'strip'-Folien induzierte Ladung eine möglichst schmale Verteilung, aber große Amplitude haben.

2.2.3.3 Die Elektron-Pion Separation

Die Unterscheidung von Elektronen und Pionen erlaubt eine Unterdrückung der pionischen Untergrundkanäle bei dem Nachweis der semileptonischen Kanäle (siehe Kap. 1.2.2.2 und 1.3.4). Daher stellt sich die Frage, in wie weit die digitale Information des elektromagnetischen Kalorimeters zur Separation der Elektronen von Pionen herangezogen werden kann.

Ein negativ oder positiv geladenes Elektron bewirkt durch Wechselwirkung mit Materie des Kalorimeters Bremsstrahlung und schauert somit auf. Geladene Pionen

fliegen hingegen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch das Kalorimeter hindurch, und ionisieren dabei das Gas in den Kammern. Während Pionen somit eine schmale Spur erzeugen, bilden die Elektronen einen tropfenförmigen Schauer. Durch diese unterschiedliche Signatur können Elektronen von Pionen separiert werden.

Es kommt allerdings dann zu Zweideutigkeiten, wenn Pionen durch Prozesse der starken Wechselwirkung im Kalorimeter reagieren. Solche Wechselwirkungen sind für Pionen mit Impulsen von $100\text{ MeV}/c$ relativ wahrscheinlich, da sie zum Teil im Kalorimeter gestoppt werden.

Welche Separation anhand eines simplen Algorithmus für Elektronen und Pionen zwischen $50\text{ MeV}/c$ und $400\text{ MeV}/c$ erreicht werden kann, wird in Kapitel 3.7 diskutiert.

2.3 Die Entwicklung der Kammern und 'strips'

2.3.1 Die Anforderungen

Bevor im Detail auf die Entwicklung der Kammern und 'strips' eingegangen wird, sollen nochmals kurz die im letzten Kapitel diskutierten Anforderungen an diese Detektorkomponenten zusammengefaßt werden.

Die Kammern sollen in z -Richtung des Hohlzylinders mit einer aktiven Länge von $\approx 260\text{ cm}$ verlaufen und in azimuthaler Richtung die Form eines Zylinders mit einem mittleren Radius von 87.6 cm annehmen. Die zur Verfügung stehende Gesamtdicke beträgt $\approx 22\text{ cm}$. Da das gesamte Kalorimeter eine selbsttragende Struktur ist, die zudem das Gewicht weiterer Detektorkomponenten im Inneren des Hohlzylinders aufnehmen muß, ist eine große mechanische Stabilität der Kammern absolut notwendig.

Um alle Kanäle digital verarbeiten zu können, sollen die Kammern in einem 'high-gain' Mode betrieben werden, bei dem die Signalamplitude annähernd unabhängig von der Primärionisation ist und ein möglichst hoher Verstärkungsgrad erreicht wird. Die hohe Teilchenrate im $CP - LEAR$ erfordert eine schnelle Detektorantwort und eine kurze Totzeit.

Um die gewünschte Ortsauflösung zu erreichen, müssen die Kammern einen Querschnitt von etwa $(5 \times 5)\text{ mm}^2$ aufweisen. Die Ortsbestimmung entlang des Drahtes soll durch die induktive Auslese des Kammersignals außerhalb der Kammer durch schräg verlaufende 'strip'-Folien erfolgen, was eine gewisse Transparenz des Kammerdeckels für gepulste elektrische Felder erfordert.

Die Energieauflösung des Kalorimeters sollte etwa $\sigma(E_\gamma)/E_\gamma \approx 0.2/\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$ betragen. Da die Bestimmung der deponierten Energie durch Zählen der ionisierenden Partikel im Schauer bei digitaler Auslese erfolgt, ist die Güte der Auflösung im Wesentlichen durch die Statistik gegeben. Der Nachweis eines möglichst großen Teils der Schauerpartikel erfordert eine starke Granularität und eine hohe Kammer- und 'strip'-Effizienz.

Um Zweideutigkeiten bei der Zuordnung der angesprochenen Streifen zu den gefeuerten Drähten zu reduzieren, sollen die Kammern auf beiden Seiten induktiv durch zwei 'strip'-Folien ausgelesen werden. Eine digitale Auslese der Streifen erfordert eine hohe Signalamplitude bei schmaler Ladungsverteilung, damit pro Drahtsignal möglichst wenig Streifen mit hoher Wahrscheinlichkeit ansprechen.

2.3.2 Die Probleme und ihre Lösungen

Bei der Entwicklung der Kammern und 'strips' dienten sogenannte 'Iarocci-tubes' als Ausgangslage. Nach einer kurzen Beschreibung dieses Kammertyps wird erläutert welche Forderungen an das *CP - LEAR* Kalorimeter die Entwicklung eines neuen Kammertyps erzwangen und welche Probleme dabei gelöst werden mußten.

Die Forderung nach sehr kleinen 'minitubes' bedingte diverse Tests mit verschiedenen Gasgemischen. Der Wunsch nach einer möglichst großen Ladung, aber schmalen Ladungsverteilung auf den 'strip'-Folien ergab einige Forderungen an die Leitfähigkeit der Kathode und somit an die Wahl des Kathodenmaterials. Die sich daraus ergebende Bedingung, unterschiedliche Materialien für die Deckel und Wände der Kammern zu verwenden, erforderte wiederum eine spezielle Konstruktionstechnik.

2.3.2.1 Die Ausgangslage

Ausgangspunkt für die Entwicklung der 'minitubes' des *CP - LEAR* Kalorimeters waren die 'plastic streamer tubes' von E.Iarocci [37]. Die Entwicklung dieser im 'limited streamer mode' betriebenen Kammern begann 1976. Inzwischen sind solche 'Iarocci-tubes' sowohl mit $(2 \times 2) \text{ cm}^2$ als auch mit $(1 \times 1) \text{ cm}^2$ Röhrenquerschnitt in diversen Hochenergie-Detektoren, wie z.B. dem Mont-Blanc Protonzerfall-Detektor [38], zum Einsatz gekommen. Wegen der großen Nachfrage nach diesem Kammertyp wurde in Frascati (Italien) dafür eigens eine Produktionsstätte aufgebaut.

Die 'Iarocci-tubes' werden aus isolierendem PVC zunächst als U-Profil kalt gezogen ('extrudiert'), wobei acht Röhren mit einem Querschnitt von $(9 \times 9) \text{ mm}^2$ zu einer Kammer zusammengefaßt sind (siehe Abbildung 2.8). Das 1mm dicke PVC wird auf der Innenseite mit Graphit überzogen, das einen Oberflächenwiderstand von etwa $50 - 100 \text{ K}\Omega/\square$ ergibt. In jede der acht Rillen des offenen U-Profiles wird ein $100 \mu\text{m}$ dicker Be-Cu-Draht gespannt, der alle 50cm von einem 'spacer' (Abstandsstück) unterstützt und an den Enden der Kammer auf Leiterplatinen gelötet wird. Die gesamte Struktur wird daraufhin mit einem auf $200 \text{ K}\Omega/\square$ mit Graphit beschichteten PVC-Deckel geschlossen.

Die so erhaltene Kammer, bestehend aus acht individuellen Röhren, wird an beiden Enden gasdicht abgeschlossen und mit einem Gasgemisch von Argon und Isobutan im Verhältnis 1 ÷ 3 im 'limited streamer mode' typischer Weise bei einer Betriebsspannung zwischen 4.5KV und 5.0KV betrieben.

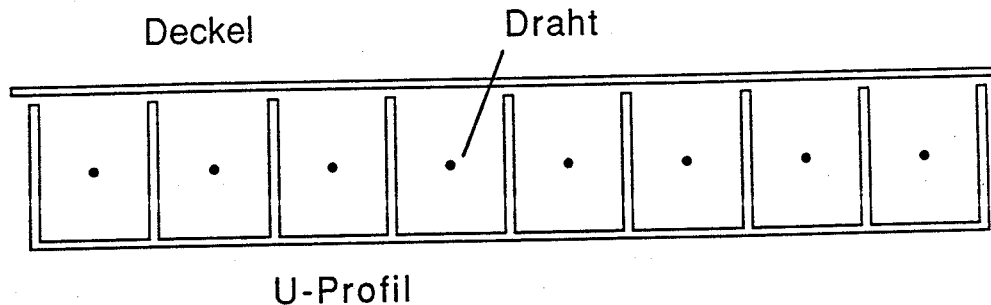


Abbildung 2.8: Der Aufbau der 'Iarocci-tubes'

Iarocci wies auf die Vorteile solcher Kammern hin [37]. Sie zeichnen sich wegen des relativ dicken Drahtes durch einen sehr unkritischen Betrieb aus. Der 'high-gain mode' bewirkt einen hohen Verstärkungsgrad ($\approx 50 - 200 mV$ Signal an 50Ω) bei niedrigem Rauschen und ermöglicht eine digitale Auslese. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für minimalisierende Teilchen beträgt $\approx 97\%$. Die Kammern vertragen eine Teilchenrate von bis zu $10^6/s \cdot m^2$. Das graphitierte PVC erlaubt die induktive Auslese des Kammer Signals durch 'pickup-strips', wobei die auf den Streifen gesammelte Ladung typischerweise fünfmal kleiner als diejenige auf dem Draht ist. Die Verwendung von PVC ermöglicht eine sehr einfache Herstellung des Profils und ist kostengünstig. Die Kammern können durch entsprechendes Zuschneiden des Profils in einer Vielzahl verschiedener Längen produziert werden.

2.3.2.2 Das Gasgemisch

Wie bereits ausführlich diskutiert, sollen die *CP - LEAR* Kammern einen Querschnitt von nur $(5 \times 5) mm^2$ aufweisen. Iarocci wies 1983 [37] schon daraufhin, daß bereits die Verkleinerung der Röhrchen von $(2 \times 2) cm^2$ auf $(1 \times 1) cm^2$ mehrere Jahre Entwicklungsarbeit in Anspruch nahm, da sich ihr Betrieb zunächst als sehr kritisch herausstellte.

Wird eine Reduzierung des Kammerquerschnitts angestrebt, so muß die Ausbreitung des Funkens in radialer Richtung zum Draht verstärkt unterdrückt werden, da die Bildung einer Ionenkette zwischen Anodendraht und Kathodenwand sonst den Durchschlag der Kammern bewirken würde. Um solche Kammern in einem

gesättigten Mode hoher Verstärkung mit verkürzter Lawinenentfaltung betreiben zu können, muß ein Gasgemisch mit höherem Löschanteil, also größerer Photonabsorption gewählt werden.

Aufgrund verschiedenster Diskussionen mit anderen Detektorgruppen am CERN und durch Ergebnisse intensiver Kammertests im 'high-gain mode' mit diversen Gasgemischen durch G.Mikenberg [39] wurden hauptsächlich zwei mögliche Gasgemische in Erwägung gezogen, nämlich Argon+Isobutan oder CO_2 +n-Pentan.

Der Effekt der Lawinenmultiplikation (siehe Kap.2.2.2.2) tritt prinzipiell in jeder Art von Gas auf [33]. In Edelgasen wie Argon, Xenon, Krypton erfolgt die Gasmultiplikation bei viel niedrigeren elektrischen Feldern, als bei Gasen die aus komplexen Molekülen bestehen. Während ein angeregtes Argon-Atom nur durch emittieren eines Photons in den Grundzustand übergehen kann, können polyatomare Gase wie z.B. Propan, Isobutan, Pentan Photonen in relativ weiten Energiebereichen absorbieren. In einem Gasgemisch von Argon und Isobutan bewirkt daher das Argon die Gasverstärkung, während das Isobutan die Ausbreitung der Funkenentladung eindämmt.

Die Forderung nach einem erhöhten photonabsorbierenden Anteil im Gasgemisch bei kleinen Kammerdimensionen führte dazu, das Edelgas Argon völlig durch CO_2 zu ersetzen. Kohlendioxid übernimmt in erster Linie die Funktion der Gasmultiplikation, wobei es gleichzeitig auch photonabsorbierende Eigenschaften besitzt. Bei der in letzter Zeit verstärkten Suche nach nichtexplosiven Gasgemischen für Untergrundexperimente ist es gelungen, Kammern mit $1cm^2$ Querschnitt mit reinem CO_2 in einem 'self quenching streamer mode' zu betreiben [40].

Während der Entwicklung der 'minitubes' des *CP - LEAR* wurden zunächst Versuche mit Argon und Isobutan durchgeführt.

Bei einem Anteil von $\approx 60\%$ Isobutan begann in einer $(5 \times 5)mm^2$ großen Kammer mit einem $40\mu m$ dicken Draht über einer Schwelle von $5mV$ das Effizienzplateau für minimalionisierende Teilchen bei einer Hochspannung von etwa $2.9KV$, wobei die Kammer bei $3.0KV$ bereits durchschlug. Bei gradueller Erhöhung des Isobutan-Gehaltes bedurfte es immer größerer Hochspannung zum Erlangen voller Effizienz, wobei allerdings der Hochspannungsbereich, in dem die Kammer ohne Durchschläge effizient war, immer größer wurde. Bei einem hundertprozentigen Isobutan-Anteil wurde die volle Effizienz bei $\approx 3.5KV$ erlangt. Zu Durchschlägen kam es erst bei $\approx 4.3KV$.

Trotz der zunächst vielversprechenden Eigenschaften des Isobutans ergaben sich beim Betrieb der Kammer Probleme. Bildet sich im Gas durch das Durchlaufen ionisierender Teilchen eine Lawine aus, so ist es Ziel des 'quenching'-Gases, die Funkenentladung zu unterdrücken, wenn der Funke so groß wird, daß es zum Durchschlag zwischen Anode und Kathode kommt. Im Betrieb mit Isobutan funktioniert dieser Prozess im Prinzip gut. Doch wenn es durch Fluktuationen und Dreckeffekte zu einem Durchschlag der Kammer kommt, so bildet sich ein kontinuierlicher Strom

zwischen Anode und Kathode, den das Isobutan nicht mehr zu unterdrücken vermag. Ein Abstellen dieses Stromes kann dann nur durch starkes Absenken der Hochspannung erfolgen.

Diese unangenehme Eigenschaft wurde bei Verwendung eines CO_2 -Pentan Gemisches nicht beobachtet, worauf im Weiteren nach einem geeigneten Verhältnis dieses Gemischs und seiner Eigenschaften gesucht wurde.

Während Isobutan (C_4H_{10}) bei Zimmertemperatur gasförmig ist, liegt Pentan (C_5H_{12}) flüssig vor. Um es als Gas verwenden zu können, wird CO_2 durch einen Behälter mit flüssigem Pentan hindurchgeleitet, wobei entsprechend dem Dampfdruck des Pentans ein gewisses CO_2 -Pentan Gemisch entsteht. Der Dampfdruck des Pentans, und somit sein Anteil am Gesamtgemisch, kann über die Temperatur des flüssigen Pentans geregelt werden.

Die Messung der gesammelten Ladung auf einem $40\mu m$ dicken Draht und einem Kammerquerschnitt von $(5 \times 5)mm^2$ zeigte den erwarteten Effekt, daß mit zunehmendem Pentan-Anteil zur Sammlung einer bestimmten Ladung eine immer größere Hochspannung nötig wird, der Verstärkungsgrad also abnimmt. Andererseits lässt sich die Kammer bei erhöhtem Pentan-Gehalt auch bei höherer Hochspannung betreiben bevor es zu Durchschlägen kommt, da die Funkenentwicklung verstärkt unterdrückt wird.

Die Wahl des richtigen CO_2 -Pentan Gemisches ist relativ schwierig zu treffen, da ein Kompromiß zwischen verschiedenen Forderungen eingegangen werden muß.

Einerseits soll ein möglichst hoher Verstärkungsgrad, also eine große Ladungssammlung und somit hohe Signalamplitude erreicht werden, da die Menge der durch Gasionisation entstehenden Ladung auch die Größe der auf den 'strip'-Folien induzierten Ladungsmenge bestimmt. Eine große Amplitude bewirkt ein gutes Signal zu Rausch Verhältnis und reduziert oder erübrigt eine elektronische Verstärkung.

Andererseits ist der Betrieb der Kammern bei einer möglichst niedrigen Hochspannung anzustreben, um unerwünschte Durchschläge durch Spitzen an Materialoberflächen zu reduzieren und die problematische Hochspannungszufuhr bei solch kleinen Detektordimensionen nicht unnötig zu erschweren.

Nach diversen Tests wurde ein Gasgemisch im Volumenverhältnis von etwa 2/3 CO_2 und 1/3 Pentan zum Betrieb der definierten Kammern gewählt, welches durch hindurchleiten des Kohlendioxids durch $14^\circ C$ kaltes Pentan erreicht wird. Mit diesem Gemisch können die Kammern, welche mit $40\mu m$ dicken Drähten bespannt sind, bei einer Hochspannung von $3.2KV$ sehr effizient betrieben werden, wobei sie sich durch ein sehr unkritisches Verhalten auszeichnen. Kommt es dennoch zu einem Durchschlag zwischen Anode und Kathode, so vermag dieses CO_2 -Pentan Gemisch, im Gegensatz zum Isobutan, die Funkenentwicklung sofort zu stoppen, wodurch die Kammer ohne weitere Eingriffe wieder in ihren normalen Betriebszustand zurückfindet.

Eine detaillierte Beschreibung der Eigenschaften von Kammer und 'strips' mit

dieser Gasmischung erfolgt in Kapitel 2.3.3 und 2.3.4.

2.3.2.3 Die Leitfähigkeit der Kathode

Der Einfluß auf die 'strip'-Auslese

Wie bereits in Kapitel 2.2.2.3 erwähnt, soll das Signal auf dem Draht auch außerhalb der Kammer induktiv durch 'strips' ausgelesen werden. Hierzu muß die Kathode, die zugleich dem gasdichten Abschluß der Kammer dient, für das ca. 50ns schnelle Signal transparent sein. Dies hat zur Folge, daß die den 'strip'-Folien zugewandte obere und untere Kammerseite, im Folgenden Kammerdeckel genannt, nicht aus gut leitendem Material bestehen darf, sondern einen gewissen elektrischen Widerstand aufweisen muß.

Um den Einfluß des Deckelwiderstandes auf die Ladungsverteilung auf den 'strip'-Folien zu veranschaulichen, kann das in Abbildung 2.9 gezeigte Ersatzschema herangezogen werden. [41]

In sehr vereinfachter Form kann die Kathode als Widerstandselement R^* bezeichnet werden, das an die Streifen mit einer Kapazität C^* koppelt. Die Ladungsinduktion wird durch einen Satz von Stromgeneratoren Δi simuliert, die, ausgehend von einem Punkt auf dem Draht, mit verschiedenen Punkten der Kathode verbunden sind. Der Widerstand zwischen den Streifen und Erdpotential ist mit R_S bezeichnet.

Während des kurzen Prozesses der Ladungstrennung (Signalanstiegszeit $\approx 5ns$) werden die Kapazitäten C^* über die Widerstände R_S geladen. Auf dem zentralen Streifen, der direkt über dem Ort der Funkenentwicklung liegt, folgt dem Anstieg des zunächst positiven Impulses ein negativer Abfall, der dem Entladen der Kapazität C^* über die Widerstände R^* entspricht. Die rechts und links von dem zentralen Streifen liegenden Kapazitäten C^* bekommen einen Teil der Ladung von der zentralen Kapazität über die benachbarten R^* ab, da sie von einer schwächeren Stromquelle gespeist werden, bevor sie sich über alle R^* entladen.

Der exponentielle Abfall des Stromes beim Entladeprozess entspricht der Akkumulation von induzierter Ladung auf der Kathode, die über diese abgeführt werden muß. Eine ungestörte Impulsübertragung des Kammersignals auf die Streifen erfolgt dann, wenn die Zeitkonstante $R^* \cdot C^*$ für die Entladung der Kathode viel länger als die Dauer des Impulses ist. Da die Kapazität zwischen Kathode und 'strip'-Folie nur in sehr engen Grenzen variiert werden kann, ist ein großer Wert für das Produkt $R^* \cdot C^*$ nur durch die Wahl eines hohen Kathodenwiderstandes zu erreichen.

Transparentztests der Frascati-Gruppe [41] mit Kammern, die im 'limited streamer mode' betrieben wurden und bei denen der Abstand zwischen Draht und Kathode 1cm betrug, zeigten, daß der Kammerdeckel für die 1cm breiten Streifen erst bei einigen 100K Ω vollständig transparent wurde (siehe Abbildung 2.10). Unterhalb

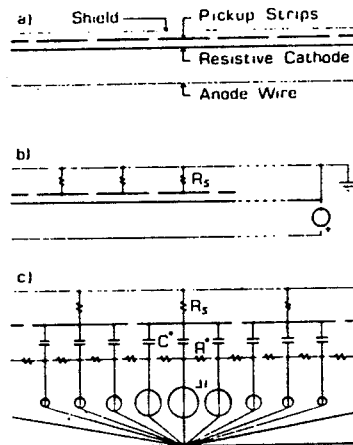


Fig. 1. a) The schematic cross section of a wire device with resistive cathode and external pick-up strips (only the upper half is shown); b) the electrical connections; c) a lumped parameter equivalent circuit with current generators to simulate the induction from an amplification process near the anode wire.

Abbildung 2.9: Das Ersatzschema des Kammer-'strip' Komplexes

dieses kritischen Widerstandes nimmt die auf dem zentralen Streifen gesammelte Ladung ab, wobei sich die Ladung räumlich über mehrere Streifen verteilt und dabei das Integral über die auf allen 'strips' gesammelte Ladungsmenge konstant bleibt.

Dieser kritische Kathodenwiderstand kann für verschiedene Kammertypen ganz unterschiedliche Werte annehmen. Er hängt in komplexer Weise von verschiedenen Parametern ab, die unter anderem durch die Kammer- und 'strip'-Folien-Dimensionierung bestimmt werden. Daher wurden während der Entwicklung der 'minitubes' diverse Tests durchgeführt, bei denen die auf den Streifen gesammelte Ladung als Funktion verschiedener Oberflächenwiderstände des Kammerdeckels gemessen werden konnten.

Für die Tests wurde ein U-förmiges PVC-Profil hergestellt (siehe Abbildung 2.11), dessen Innenseite mit einem in Graphitlösung getränkten Schwamm behandelt wurde, um einen Oberflächenwiderstand von $\approx 100 K\Omega/\square$ zu erzielen, wie das typischerweise bei 'Iarocci-tubes' getan wird. Dieses acht Röhrchen mit einem Querschnitt von je $(5 \times 5) mm^2$ umfassende Profil, wurde unter den am Ende von Kapitel 2.3.2.2 beschriebenen 'normalen' Betriebsbedingungen betrieben.

Das Profil konnte mit Deckeln verschiedener Leitfähigkeit zu einer funktionstüchtigen Kammer geschlossen werden. Drei 1mm dicke Deckel wiesen unterschiedliche Oberflächenwiderstände von $R_1 \approx 10 K\Omega/\square$, $R_2 \approx 1 M\Omega/\square$ und $R_3 \approx \infty$ auf. Messungen der Ladungsverteilung auf Streifen unterschiedlicher Dimensionen und Materialien, die auf die Deckel aufgelegt wurden, erfolgte durch Integration jedes Streifensignals mit Hilfe eines 'ADC' (Analog to Digital Converter).

Die örtliche Verteilung senkrecht zum Draht konnte durch die simultane Mes-

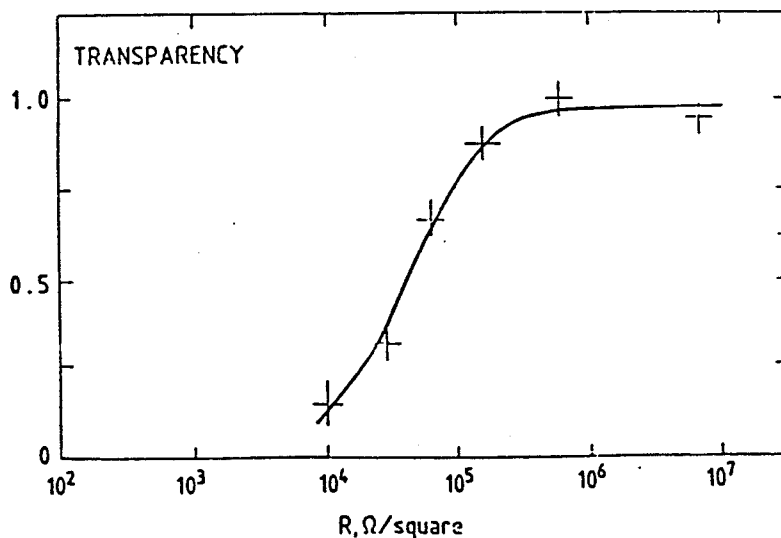


Abbildung 2.10: Die Transparenz des Kammerdeckels für die induktive Auslese als Funktion des Oberflächenwiderstandes

sung der Ladung auf neun, im Winkel von 90° bezüglich des Drahtes angebrachten Streifen ermittelt werden. Es wurde überprüft, daß die auf diese Art erhaltene Verteilung identisch ist mit derjenigen, die durch 'Abtasten' der Ladung in verschiedenen Abständen vom Draht mit nur einem Streifen erhalten wurde.

Abbildung 2.12 zeigt die räumliche Verteilung der auf den Streifen gesammelten Ladung senkrecht zum Draht, für die Deckel verschiedener Leitfähigkeit. Die Messungen wurden mit einer ^{55}Fe -Quelle durchgeführt. Der Draht befindet sich bei 0cm . Es zeigt sich, daß für einen Deckeloberflächenwiderstand von $R \approx 10\text{K}\Omega/\square$ die Ladung über mehrere Zentimeter senkrecht zum Draht verteilt ist, während ein Widerstand von $R \approx 1\text{M}\Omega/\square$ eine dem isolierenden Deckel sehr ähnliche Verteilung aufweist, mit einer mittleren Breite von nur $\approx 1\text{cm}$. Diese schmale Ladungsverteilung für den $1\text{M}\Omega/\square$ -beschichteten Deckel, wie sie für die digitale Auslese des Signals erwünscht ist, weist auf eine hohe Transparenz des Kammerdeckels hin.

Der Einfluß auf die Kammerfunktion

Da die Auslese der 'strip'-Folien die Verwendung einer hochohmigen Kathode wünschenswert macht, stellt sich die Frage, wie dies mit der Funktionstüchtigkeit der Kammer verträglich ist.

Das bei den 'Iarocci-tubes' und ähnlichen Kammern verwendete Verfahren der PVC-Extrusion eines U-Profiles, bedingt die Behandlung der inneren Oberfläche des

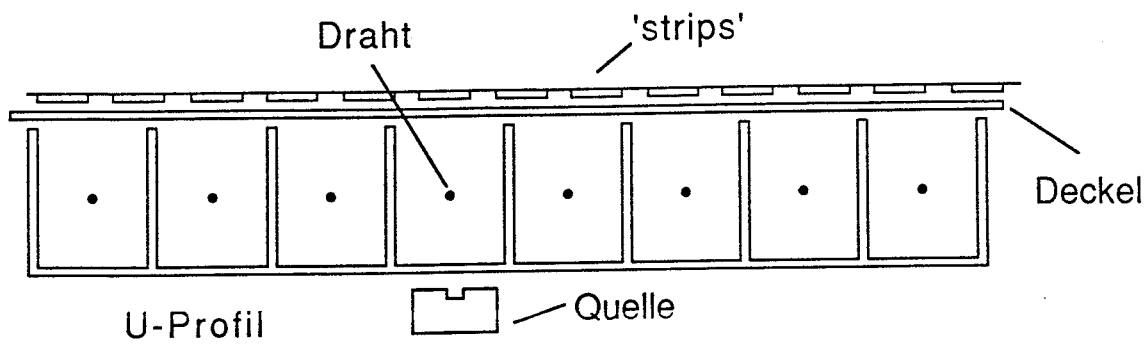


Abbildung 2.11: Der Testaufbau zur Messung der Ladungsverteilung auf den 'strips'

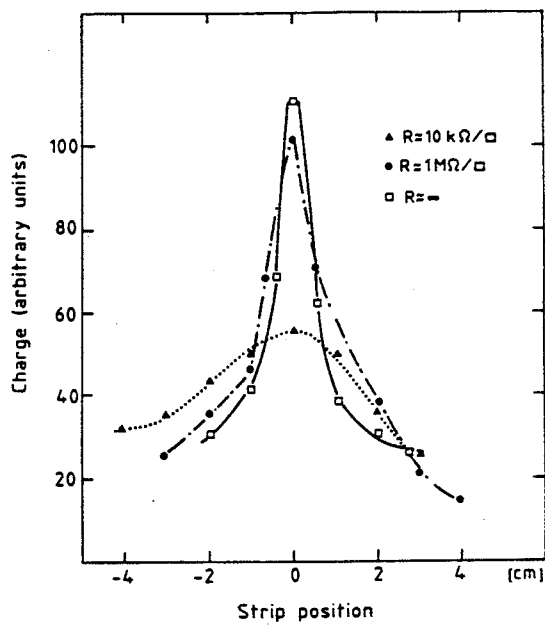


Abbildung 2.12: Die Ladungsverteilung auf den 'strips' für verschiedene Oberflächenwiderstände des Kammerdeckels (für graphitierte PVC-Kammer)

Profils mit Graphitlösungen oder ähnlichen Mitteln, um eine gewisse Leitfähigkeit zu erzeugen. Das Profil der 'Iarocci-tubes' wird für gewöhnlich auf ca. $100 K\Omega/\square$ graphitiert, während auf dem Deckel der Kammer ein Oberflächenwiderstand von mehreren $100 K\Omega/\square$ erzeugt wird, um eine bessere Auslese der Streifen zu erzielen [37].

Will man nicht nur auf der Deckelseite, sondern auch auf der Unterseite der Kammer das Signal induktiv auslesen, so wäre auch ein größerer Oberflächenwiderstand des U-Profils von Vorteil.

Untersuchungen einer russischen Gruppe [42] haben jedoch gezeigt, daß für 'Iarocci-tubes' mit einem Querschnitt von $\approx 1 cm^2$, ein Oberflächenwiderstand von mehr als $\approx 90 K\Omega/\square$ im Betrieb mit dem üblichen Argon-Isobutan Gemisch, bei Durchlaufen ionisierender Strahlung, zu plötzlichen Funkenentladungen führt. Abbildung 2.13 [42] zeigt, wie die maximale Betriebsspannung unterhalb von ca. $90 K\Omega/\square$ konstant ist, jedoch für Widerstände oberhalb dieser Grenze radikal abfällt. Eine effiziente und unkritische Funktionsweise der Kammer ist nur auf dem Hochspannungsplateau sichergestellt.

Vergleicht man Abbildung 2.13 mit 2.10, so zeigt sich, daß es keinen Oberflächenwiderstand gibt, der sowohl eine gute Funktionsweise der Kammer, als auch eine hohe Transparenz für die induktive Auslese des Streifensignals sicherstellt. Ein Kompromiß, kann bei $R \approx 100 K\Omega/\square$ gefunden werden, wobei allerdings eine kleine Variation des Widerstandes sofort große Einflüsse auf die Kammerfunktion oder Streifenauslese hat.

Eine Gruppe aus Padua (Italien) [43] wies zudem daraufhin, daß auch der Oberflächenwiderstand des Deckels für das auf $R \approx 100 K\Omega/\square$ graphitierte U-Profil der 'Iarocci-tubes' nicht beliebig hoch gewählt werden kann, sondern von der Rate der durch die Kammer hindurchlaufenden ionisierenden Teilchen abhängt.

Betrachtet man einen Deckel der Breite S mit Oberflächenwiderstand ρ , der nur an einem Ende mit Erdpotential verbunden ist, und auf dem im Abstand L vom Erdungspunkt mit einer Rate r eine Ladungsmenge q gesammelt wird, so ergibt sich eine Spannungsdifferenz zwischen dem Punkt L und dem Erdpotential von

$$\Delta V = q \cdot r \cdot \frac{\rho \cdot L}{S} = q \cdot J \cdot \rho \cdot L^2 \quad (2.8)$$

wobei J der Teilchenfluß pro Flächeneinheit ist. Berücksichtigt man, daß der Deckel auf beiden Seiten an Erdpotential gelegt werden kann und die Ladung, statistisch verteilt, an jeder Stelle des Deckels gesammelt wird, so ergibt sich für den maximalen Oberflächenwiderstand bei einem vorgegebenen Fluß J : [43]

$$\rho_{max} = 8 \cdot \frac{\Delta V_{max}}{L^2 \cdot q \cdot J} \quad (2.9)$$

Nimmt man eine maximal mögliche Potentialdifferenz $\Delta V_{max} = 50V$ an [43] und berücksichtigt die für das CP - LEAR Experiment geltenden Größen, $L = 2.6m$,

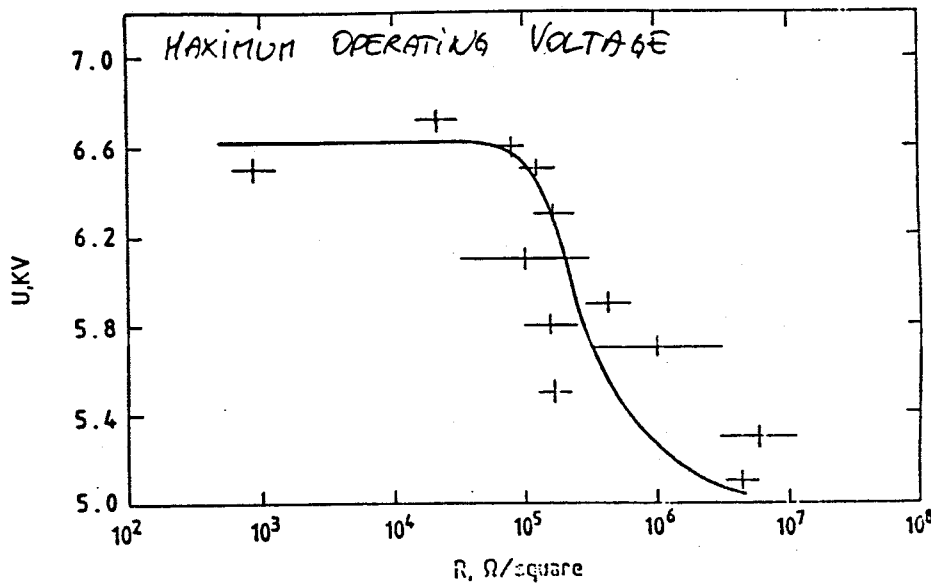


Abbildung 2.13: Die maximale Betriebsspannung einer Kammer als Funktion des Oberflächenwiderstandes der Kammer

$q_{Kathode} \approx q_{Draht} \approx 10pC$ (siehe Kap.2.3.3.2), $J \approx 2 \cdot 10^7/m^2s$ (siehe Kap.2.3.3.3), so ergibt sich als ganz grobe Abschätzung für den maximal erlaubten Oberflächenwiderstand $\rho_{max} \approx 200K\Omega/\square$, was unterhalb des erwünschten Widerstandes von $\approx 1M\Omega/\square$ liegt.

Da scheinbar ein Widerspruch zwischen funktionstüchtiger Kammer und guter Kathodentransparenz besteht, wurde während der Kammerentwicklung nach Lösungen der erwähnten Probleme gesucht.

Es wurde die Möglichkeit untersucht, die Kathode der Kammer aus verschiedenen Materialien herzustellen. Während die Ober- und Unterseite einer Kammer eine hochresistive Oberfläche aufweisen soll, können die Separationswände zwischen den Röhrchen aus gutleitendem Material hergestellt werden. Besteht zudem ein elektrischer Kontakt zwischen den resistiven und leitenden Flächen, so fließt die auf den Deckeln angesammelte Ladung nicht über den hohen Deckelwiderstand, sondern über die gutleitenden Wände ab. In Gleichung 2.9 wäre in diesem Fall die Deckellänge $L = 2.6m$ durch die Röhrchenbreite von $\approx 5mm$ zu ersetzen, was den Oberflächenwiderstand ρ des Deckels zu einer völlig unkritischen Größe werden läßt.

Zur Untersuchung des Effektes leitender Kammerwände auf die 'strip'-Folien Auslese, wurden Tests mit zwei unterschiedlichen 'mini'-Kammertypen durchgeführt.

Das U-förmige Profil der ersten Kammer bestand aus graphitiertem PVC mit einem Oberflächenwiderstand um die $100K\Omega/\square$. Für die zweite Kammer wurden auf

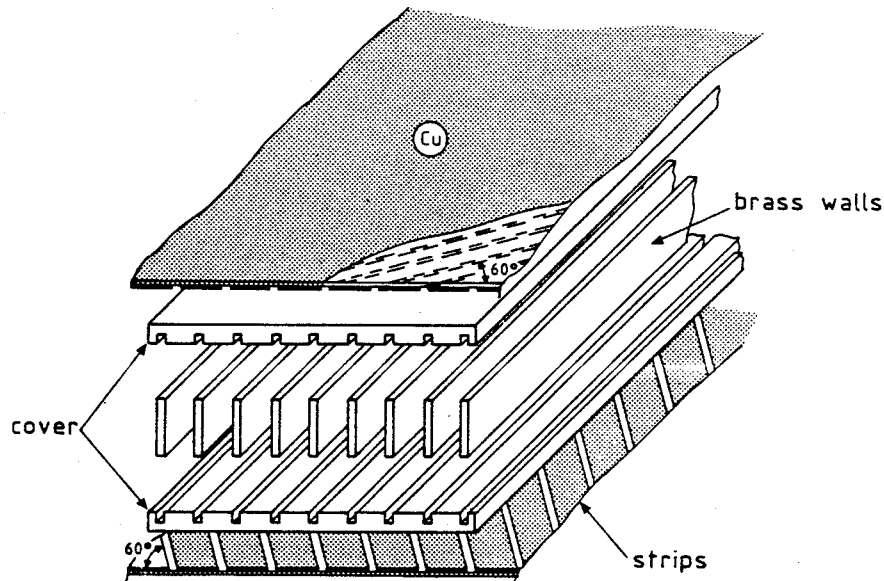


Abbildung 2.14: Die Explosionszeichnung einer Kammer mit Messingwänden

einen Deckel mit $\approx 5 M\Omega/\square$ Oberflächenwiderstand, Messingwände in vorgefräste Nuten mit leitendem Silberepoxy geklebt, um so ebenfalls ein U-Profil zu erhalten (siehe Abb.2.14).

Beide Profile mit gleichem Querschnitt von $(5 \times 5) mm^2$ wurden mit $40 \mu m$ dicken Drähten und identischem Deckel eines Widerstands von $R \approx 5 M\Omega/\square$ ausgestattet und unter den bereits erwähnten 'normalen' Bedingungen im 'high-gain mode' betrieben. Die zu dieser Messung verwendeten Streifen waren $3.5 mm$ breit, hatten einen Abstand von $1 mm$ voneinander und lagen in einem Winkel von 30° bezüglich des Drahtes auf den $\approx 5 M\Omega/\square$ resistiven Deckel auf.

Abbildung 2.15 zeigt qualitativ den Effekt der Leitfähigkeit der Kammerwände auf die Streifen-Auslese. Es zeigt sich, daß die auf jedem der neun Streifen gesammelte Ladung für gutleitende Wände geringer als für graphitierte ist, wobei aber die Ladung auf dem zentralen Streifen, der sich direkt über dem Draht befindet, nur um einen Faktor zwei abfällt, während diejenige auf den weiter entfernten Streifen Nummer 3 und -3 um ein zehnfaches reduziert wird.

Die leitenden Kammerwände haben somit den Effekt, daß zwar insgesamt weniger Ladung auf der 'strip'-Folie induziert wird, dafür aber die Ladung auf wenigen Streifen lokalisiert ist, was eine schmalere räumliche Ladungsverteilung bedeutet.

Um zu überprüfen, ob sich der in Abbildung 2.12 gezeigte Einfluß des Oberflächenwiderstandes des Deckels auf die induzierte Ladung auch bei diesem neuen Kammer-typ mit metallischen Wänden manifestiert, wurde eine Ladungsmessung auf 'strip'-Folien mit zwei verschiedenen Oberflächenwiderständen von $R_1 \approx 300 K\Omega/\square$ und $R_2 \approx 1 M\Omega/\square$ durchgeführt. Abbildung 2.16 zeigt, daß die im Maximum der

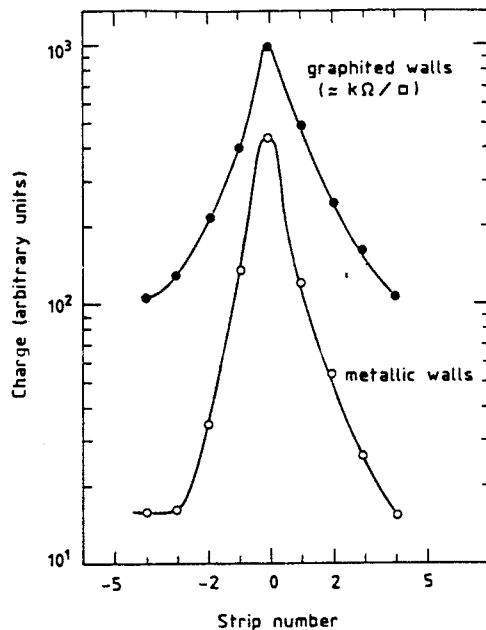


Abbildung 2.15: Die Ladungsverteilung auf den 'strips' für unterschiedliche Leitfähigkeiten der Kammerwände

Verteilung gemessene Ladung für $1M\Omega/\square$ um etwa 25% größer als diejenige für $300K\Omega/\square$ ist, wobei allerdings die in Abbildung 2.12 für graphitierte Wände zu beobachtende Verbreiterung der Ladungsverteilung bei abnehmendem Oberflächenwiderstand des Deckels für metallische Wände nicht mehr auftritt.

2.3.2.4 Das Kathodenmaterial

Aufgrund der in den Kapiteln 2.3.2.1, 2.3.2.2 und 2.3.2.3 diskutierten Einflüsse von Gasgemisch und Oberflächenwiderstand der Kammerdeckel und -wände, wurde die Entwicklung eines Kammertyps angestrebt, dessen Ober- und Unterseite (beides 'Deckel' genannt) einen Oberflächenwiderstand um $1M\Omega/\square$ aufweisen soll, dessen Kammerwände metallisch sind und sich mit einem CO_2 -Pentan Gemisch betreiben läßt.

Die Verwendung eines Pentan enthaltenden Gemisches ist problematisch, weil das Pentan chemisch aggressiv ist und sehr viele Materialien, wie z.B. auch PVC, angreift. Während die aus Messing hergestellten Kammerwände durch Pentan nicht angegriffen werden, erwies sich die Suche nach einem geeigneten Deckelmaterial, das einen Oberflächenwiderstand von $\approx 1M\Omega/\square$ aufweisen sollte, als aufwendig. Es wurde zwei verschiedenen Lösungsmöglichkeiten nachgegangen.

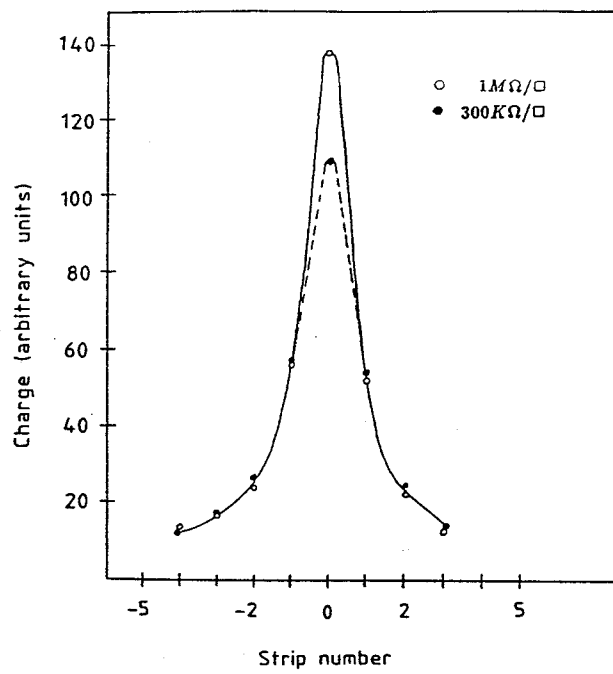


Abbildung 2.16: Die Ladungsverteilung auf den 'strips' für verschiedene Oberflächenwiderstände des Kammerdeckels (für eine Kammer mit Messingwänden)

Hochohmig leitendes Kathodenmaterial

Eine Möglichkeit besteht darin, einen hochohmigen Deckel aus leitendem Material herzustellen. Hierzu bieten sich Kunststoffe an, die durch Beimischen von Graphit und Ruß leitfähig gemacht werden. Die Verwendung solcher Materialien ist z.B. bei der Produktion von Kunststoff-Teppichböden üblich, um das Aufladen der Teppichfasern durch Reibung zu verhindern.

Diskussionen mit Herstellern solcher Kunststoffgemische [44] zeigten jedoch, daß die Volumenleitfähigkeit solcher Materialien entweder im Bereich unterhalb von $\approx 10 K\Omega \cdot cm$ oder oberhalb von etwa $10^{16} \Omega \cdot cm$ liegt.

Abbildung 2.17 zeigt die Änderung des Volumenwiderstandes als Funktion der den verschiedenen Materialien beigemischten Menge Ruß. Es zeigt sich, daß eine minimale Änderung des Rußanteils in den unterschiedlichen Materialien, in dem für die Kammerdeckelkonstruktion interessanten Bereich, eine drastische Änderung des Widerstandes bewirkt.

Der steile Abfall der Kurven in Abbildung 2.17 kann dadurch erklärt werden, daß das zunächst isolierende Material erst bei einer gewissen Rußkonzentration durch die Bildung von Rußketten leitend wird [44]. Hat dieser Prozess einmal stattgefunden, so läßt sich im Bereich der so erhaltenen Leitfähigkeit der Widerstand durch Variation des Rußanteils nur noch in engen Grenzen variieren.

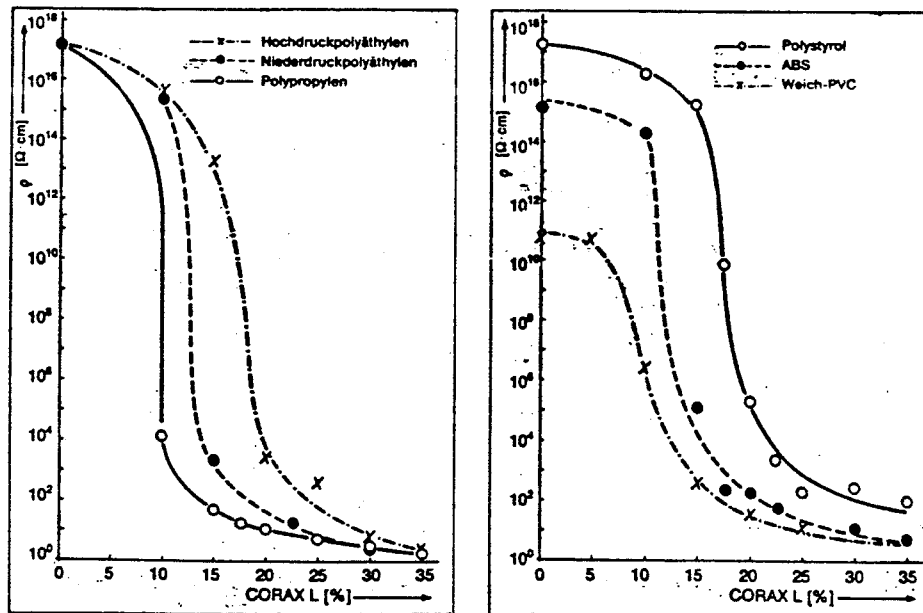
Da sowohl die Entwicklung des gewünschten Widerstandes problematisch schien und zudem die Verwendung von Pentan die Wahl der möglichen Kunststoffe stark einschränkte, wurde nach einer anderen Lösung gesucht.

Hochohmige Deckelbeschichtung

Die bei der Produktion der 'Iarocci-tubes' verwendete Methode der Oberflächenbehandlung von isolierendem PVC mit Graphitlösung erwies sich aus zwei Gründen für die *CP - LEAR* 'minitubes' als unbrauchbar.

Erstens gelingt eine gleichmäßige Behandlung größerer Flächen, die einen homogenen Oberflächenwiderstand erzeugt, nur in Widerstandsbereichen um die $100 K\Omega/\square$. Widerstände um $1 M\Omega/\square$ sind, selbst mit stark verdünnter Graphitlösung, nur sehr schwierig zu erreichen, wobei die Fluktuationen beim Auftragen der Lösung so groß sind, daß die erhaltenen Widerstände zw. $\approx 100 K\Omega/\square$ und einigen $M\Omega/\square$ variieren.

Zweitens stellte sich heraus, daß sich der an Luft gemessene Oberflächenwiderstand unter Einwirkung des Pentan-Gases in unkontrollierbarer Weise vergrößerte, und sich das Graphit in flüssigem Pentan von der Oberfläche ablöst, was im Falle einer eventuellen Panne, bei der in den Detektor flüssiges Pentan einfließt oder kon-



Abbildungen (links) und (rechts): Abhängigkeit des spezifischen Durchgangswiderstandes von Polymer/Ruß-Mischungen von der Art des Polymeren

Abbildung 2.17: Das Leitfähigkeitsverhalten von Rußen in verschiedenen Thermoplasten

densiert, katastrophale Auswirkungen haben würde.

Die Suche nach anderen Mitteln zur Oberflächenbeschichtung führte zu Tests mit unterschiedlichsten leitfähigen Beschichtungen (wie z.B. Lacken) und zu verschiedenen Applikationsmethoden (wie z.B. Xerographie). Alle Produkte scheiterten entweder an ihrer Löslichkeit in Pentan oder bewirkten Probleme im Kammerbetrieb, indem es zu Durchschlägen, kontinuierlichen Strömen oder anderen unerwünschten Effekten kam.

Nach intensiven Diskussionen mit diversen Herstellern leitfähiger Produkte ergab sich schließlich eine Lösung des Problems durch die freundliche Hilfe der Firma 'Kontakt Chemie' (Deutschland) [52], die für unseren speziellen Fall ein Graphitspray Namens *K33* entwickelte, das einen Oberflächenwiderstand von $\approx 1 M\Omega/\square$ erzeugt und sowohl gegen gasförmiges als auch flüssiges Pentan resistent ist. Der große Widerstand wurde durch Verwendung eines bestimmten, in Pentan unlöslichen Bindemittels erreicht. Kammern, die aus Messingwänden hergestellt wurden, zeichneten sich durch sehr unproblematische Betriebseigenschaften aus.

Als nichtleitendes Deckelmaterial, auf das das Graphitspray aufgetragen wird, wurde Epoxy gewählt, welches zu Deckeln gewünschter Dimension durch zuschneiden handelsüblicher Epoxy-Platten verarbeitet werden kann. Während PVC für die im *CP - LEAR* Kalorimeter geforderte Steifigkeit zu weich ist und sich in flüssigem Pentan auflöst, weist Epoxy eine hohe mechanische Stabilität und absolute Resistenz gegen Pentan auf. Zudem wurden von anderen Detektorgruppen in Verbindung mit manchen Polymer-Gasen Chlorablagerungen auf PVC-Kathoden beobachtet, die zu einer isolierenden Schicht auf der Kathode und dadurch vermehrt zu funkenartigen Entladungen beim Durchgang von ionisierenden Teilchen an solchen Stellen geführt hat. Solche Risiken wurden durch die Wahl des Epoxys, welches keine Chlorverbindungen enthält, reduziert.

Leitende Klebstoffe

Da wie bereits erläutert, ein elektrischer Kontakt zwischen hochohmigem Deckel und gutleitenden Wänden bestehen soll, ist die Verwendung einer leitenden Klebe zwischen diesen Teilen notwendig. So kann die sich auf der Kathode ansammelnde Ladung über möglichst kurze Driftwege in der Graphitschicht auf die auf Erdpotential liegenden Wände abgeführt werden.

Der hierfür am ehesten geeignete handelsübliche Kleber ist ein mit Silberpulver versetztes Araldit (Epoxy-Kleber). Obwohl diese Klebe zwar die nötige chemische Beständigkeit gegen Pentan und eine hohe mechanische Stabilität aufweist, wurde ihre Verwendung aus folgenden Gründen ausgeschlossen.

Anteil	Typenbezeichnung	Material
1.8 Teile	AY 103	Harz
0.2 Teile	HY 951	Härter
1 Teil	KS 75	Graphit

Tabelle 2.1: Die Komponenten des leitfähigen Klebers

Das Silber-Araldit hat eine zu große Viskosität, was das Auftragen auf die schmalen Metallwände erschwert, und benötigt zu lange Zeit zum Aushärten.

Die zur Konstruktion der Kammern des *CP – LEAR* Kalorimeters benötigte Klebemenge ist so groß, daß die Verwendung von Silber im Araldit zu hohen Produktionskosten geführt hätte.

Ein kostengünstigerer Klebstoff aus Epoxy, der etwa durch Beimischen von Graphit oder Ruß leitend gemacht wird, existierte zum Zeitpunkt der Kammerentwicklung nicht auf dem Markt, sondern mußte selber entwickelt werden.

Detaillierte Tests [45] mit diversen Graphitarten und Ruß, die unterschiedlichsten Epoxy-Klebern in verschiedenen Verhältnissen beigesetzt wurden, führten schließlich zur Verwendung eines Gemisches mit einem Volumenwiderstand von $\rho \approx 10^3 \Omega \cdot \text{cm}$, dessen Zusammensetzung der Tabelle 2.1 entnommen werden kann.

Abbildung 2.18 zeigt den Volumenwiderstand des Gemisches als Funktion des Verhältnisses von Graphit und Araldit.

2.3.2.5 Die Konstruktionstechnik

Bei der Konstruktion einer Kammer, deren Wände zwischen den Röhrchen aus einem anderen Material bestehen soll, als die obere und untere Abdeckung, stellte sich das konstruktionstechnische Problem, wie aus einem hochohmigen Deckel und den gutleitenden Wänden ein U-Profil hergestellt werden kann, welches als Ausgangsstück für den weiteren Kammerbau dient.

Das Problem wurde durch die Benutzung einer Art Lehre gelöst, die aus einem Metallblock besteht, in den für jede der neun Kammerwände in 5mm Abstand eine Nut gefräst wird (siehe Abb.2.19).

Nachdem die Lehre mit den Metallwänden bestückt ist, wird einer der zwei mit Graphitspray beschichteten Deckel mit leitendem Epoxy-Kleber auf die aus der Lehre herausragenden Schmalseite der Wände geklebt.

Nach der Aushärtung des Klebstoffes liegt ein U-Profil guter mechanischer Stabilität vor, welches, nach Ausstattung mit allen nötigen Elementen, mit dem zweiten Deckel zu einer gasdichten Kammer abgeschlossen werden kann.

Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus einer Kammer erfolgt im folgenden Kapitel.

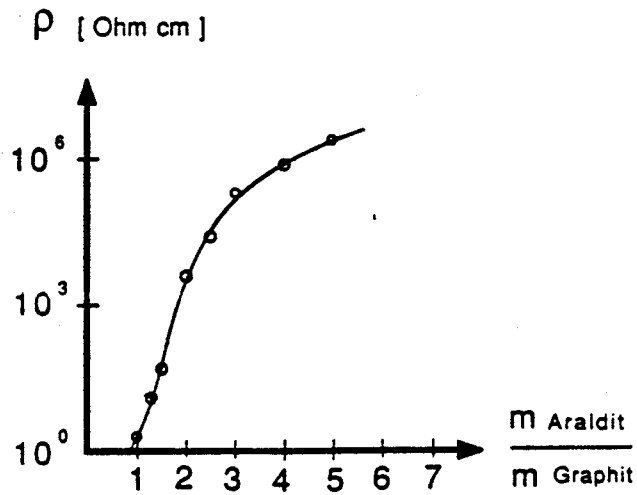


Abbildung 2.18: Der Einfluß des Graphitanteils im Araldit auf die Leitfähigkeit des Klebers

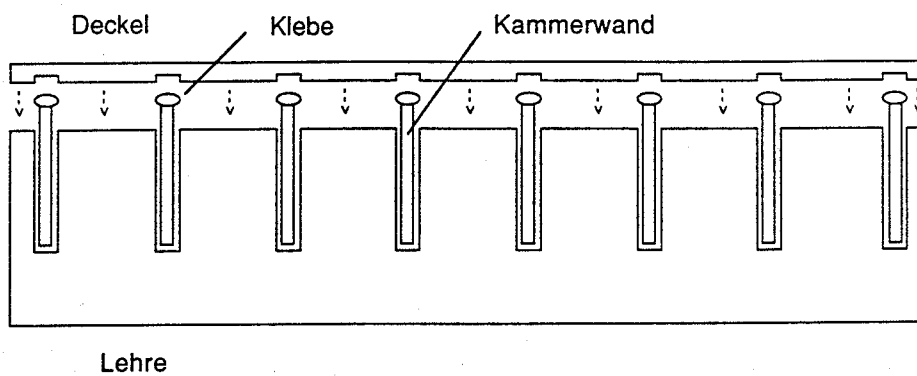


Abbildung 2.19: Die Lehre, welche der Konstruktion der 'minitubes' dient

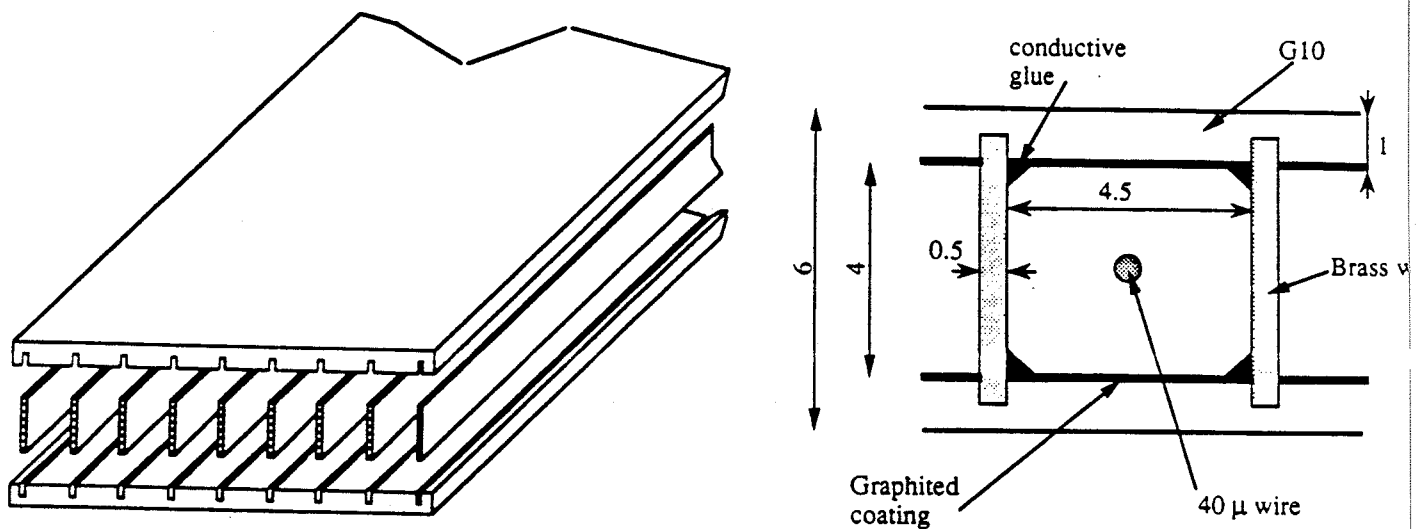


Abbildung 2.20: Der Aufbau der 'minitubes'

2.3.3 Die Eigenschaften der Kammern

2.3.3.1 Der Aufbau

Abbildung 2.20 zeigt den Aufbau einer Kammer. Der innere Querschnitt jedes der acht Röhrchen einer Kammer beträgt $(4 \times 4.5) \text{ mm}^2$. Die 0.5 mm dicken Messingwände sind mit dem leitenden Graphit-Araldit Klebstoffgemisch in Nuten der 1 mm starken Epoxy-Deckel geklebt, deren Oberfläche durch die Beschichtung mit Graphitspray (K33) einen Widerstand zwischen $700 \text{ K}\Omega/\square$ und $2 \text{ M}\Omega/\square$ aufweisen. Die Breite einer Kammer ergibt sich zu 43 mm und ihre Dicke zu nur 6 mm . Die Länge der im *CP - LEAR* Kalorimeter verwendeten Kammern beträgt 2.6 m , während für den in Kapitel 2.4 beschriebenen Prototyp $\approx 50 \text{ cm}$ lange 'minitubes' hergestellt wurden.

Die Konstruktion einer Kammer vollzieht sich wie folgt.

Das mit Hilfe einer Lehre hergestellte U-förmige Profil wird mit $40 \mu\text{m}$ dicken Drähten mit einer Spannung von $\approx 200 \text{ g}$ bestückt. Abbildung 2.21 zeigt das Ende eines deckellosten, vollbestückten U-Profils in der Aufsicht. Die Drähte sind auf einer Platine aufgelötet. Die auf den Drähten gesammelte Ladung wird durch Leiterbahnen zu Stiften des Abschlußzapfens geführt, an denen die Signale außerhalb der Kammer ausgelesen werden können. Unterhalb der Platine besteht eine Masseverbindung zwischen allen Messingwänden. Die Erdung der Kammer wird über einen Stift im Abschlußzapfen erreicht, der an eine der äußeren Wände gelötet ist.

Ein eigens entwickelter, miniaturisierter Gaseinlaß, der im Zapfen an beiden Enden einer Kammer eingelassen ist, ermöglicht den Durchlaß des Gasgemisches durch die Kammer.

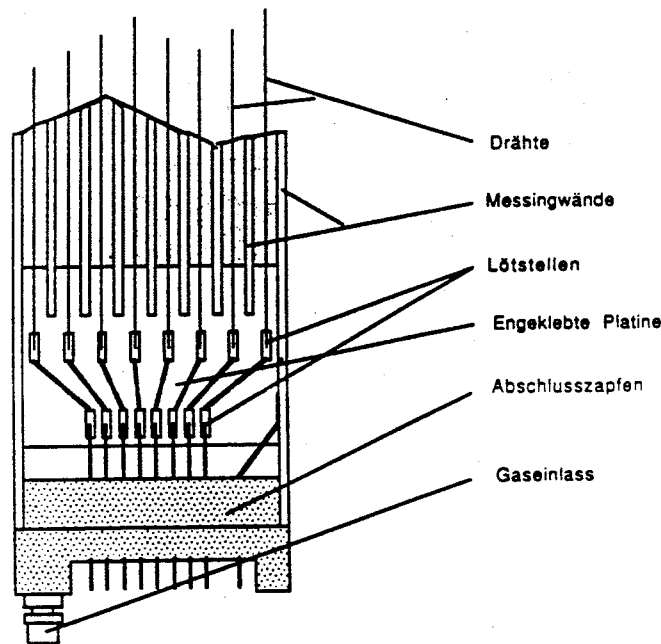


Abbildung 2.21: Die Aufsicht auf das Ende einer geöffnete Kammer

Nachdem die Funktionstüchtigkeit der 'minitubes' mit angelegtem Deckel überprüft worden ist, werden sie durch Aufkleben des Deckels endgültig geschlossen. Zur Erhöhung der mechanischen Stabilität und um eine vollständige Abdichtung der Kammern zu erreichen, wird der 4mm hohe und ca. 0.5mm tiefe Hohlraum entlang des seitlichen Kammerrandes mit isolierendem Araldit ausgefüllt.

2.3.3.2 Der Kammerbetrieb im 'high-gain mode'

Die mit einem Gasgemisch von $2/3 \text{ CO}_2$ und $1/3$ Pentan betriebenen 'minitubes' zeichnen sich durch eine unkritische Operation im Bereich von 3200 bis 3500 Volt aus. Abbildung 2.22 zeigt das Signal einer bei 3.2 KV mit einer ^{106}Ru -Quelle betriebenen Kammer. Das an 50Ω ausgelesene Signal ist $\approx 20\text{mV}$ stark, hat eine Anstiegszeit von $\approx 5\text{ns}$ und eine Gesamtlänge von $\approx 50\text{ns}$. Die gesammelte Ladung beträgt $\approx 10\text{pC}$. Die Breite der Verteilung ergibt sich zu $\sigma(Q)/\langle Q \rangle \approx 0.4$ (siehe Abb.2.23).

Bei digitaler Verarbeitung des Signals durch einen Diskriminator mit einer Schwellenspannung von $\approx 8\text{mV}$ kann die Anzahl der durch die Kammer hindurchlaufenden, ionisierenden Teilchen gemessen werden. Dem Zählratenplateau in Abbildung 2.24, welches die gemessene Zählrate als Funktion der an den Draht angelegten Hochspannung für kosmische Strahlung und eine ^{106}Ru -Quelle zeigt, kann entnommen werden, daß die Zählrate oberhalb von $\approx 3.1\text{KV}$ konstant wird, womit die maximale Effizienz erreicht ist.

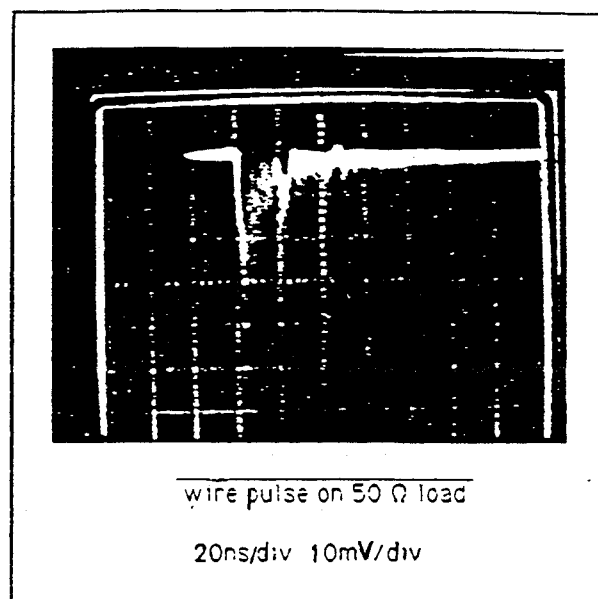


Abbildung 2.22: Das Kammersignal an $50\ \Omega$

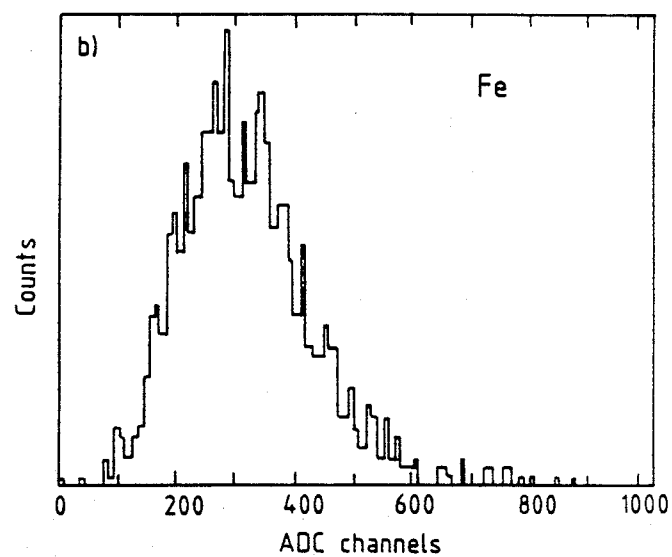
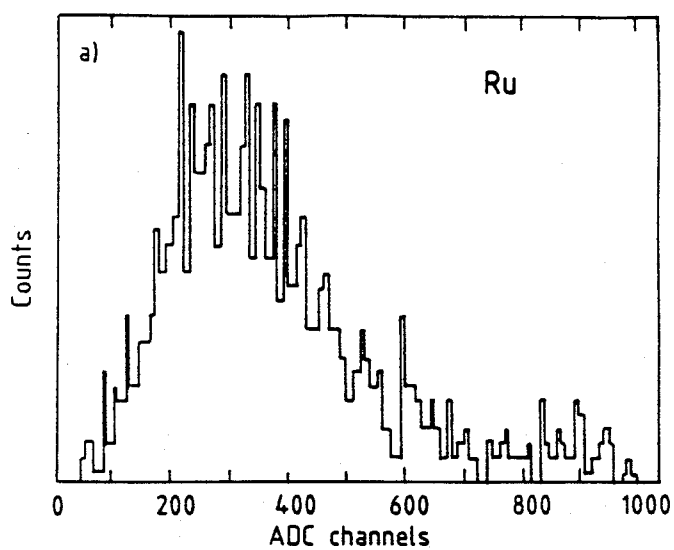


Abbildung 2.23: Die auf dem Draht gesammelte Ladung für eine ^{106}Ru - und ^{55}Fe -Quelle

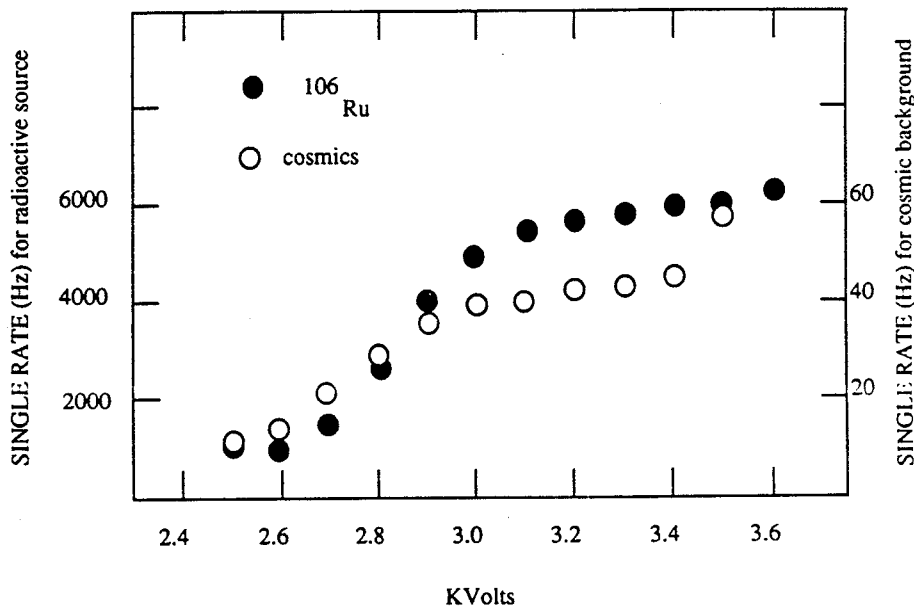


Abbildung 2.24: Das Zählratenplateau einer Kammer

Um zu überprüfen, in wie weit dieser 'high-gain mode' unabhängig von der Primärionisation des ionisierenden Teilchens ist, wurde als Funktion der Hochspannung eine Ladungsmessung mit zwei Quellen durchgeführt, die Elektronen verschiedener Energie liefern.

Abbildung 2.25 zeigt wie das Verhältnis der gesammelten Ladungen, welche durch eine ^{106}Ru - und eine ^{55}Fe -Quelle erzeugt wurden, mit der Hochspannung variiert. Für 3.2KV ist das Verhältnis ziemlich konstant und nahe bei Eins, was auf einen annähernd gesättigten Kammerbetrieb schließen läßt (siehe auch Abbildung 2.23).

Der Einfluß verschiedener Drahtdicken auf das Zählratenplateau wurde durch den Vergleich verschiedener Plateaus für $40\mu\text{m}$, $65\mu\text{m}$, und $80\mu\text{m}$ dicke Drähte untersucht. Es zeigte sich, daß eine Zunahme der Dicke um $10\mu\text{m}$ eine durchschnittliche Verschiebung des Plateau-Beginns um $\approx 150\text{V}$ bewirkt, wobei die Länge des Plateaus unverändert bleibt. Ein Kompromiß zwischen möglichst geringer Betriebsspannung und genügender mechanischer Stabilität des Drahtes führte zur Wahl von $40\mu\text{m}$ dicken Drähten.

In den 2.6m langen Kammern werden die Drähte alle 36cm von Abstandsstücken ('spacern') unterstützt. Dadurch wird das Durchhängen des Drahtes und ein eventuelles Schwingen im elektrischen Feld verhindert.

Die Drähte werden auf den Drahtaltern aufgeklebt, was zur Abschwächung des elektrischen Feldes in diesem Bereich führt. Abbildung 2.26 zeigt, daß die mit einer kollimierten Quelle erhaltene Zählrate auf verschiedenen Punkten entlang des Drahtes, im Bereich des 'spacer' abfällt. Der Bereich reduzierter Effizienz ist pro

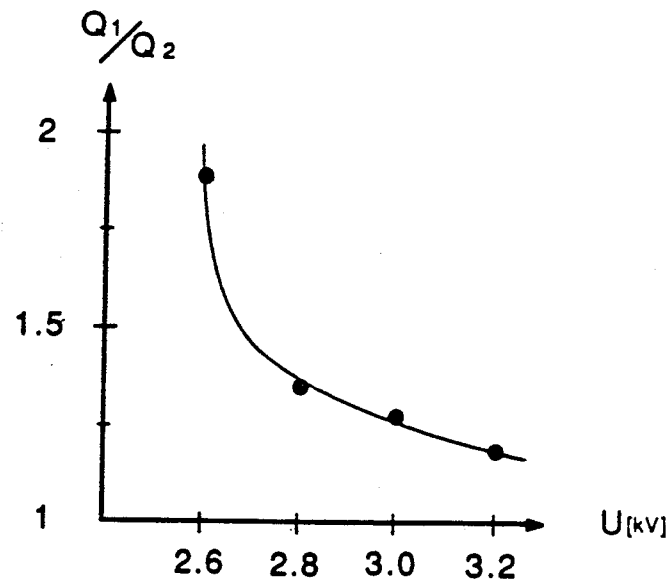


Abbildung 2.25: Der Vergleich der auf dem Draht gesammelten Ladung für zwei Quellen verschiedener Energien

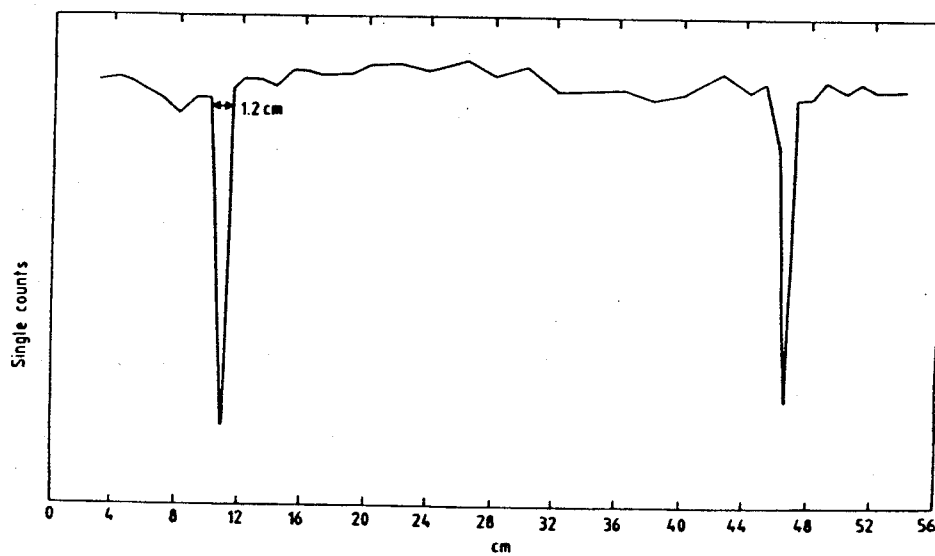


Abbildung 2.26: Der Effekt des Draalthalters ('spacer') auf die Zählrate

'spacer' $\leq 1.2 \text{ cm}$.

Durch Diskussionen mit anderen Gruppen wurden wir auf Probleme mit Aluminium-Kammern aufmerksam gemacht, bei denen sogenannte 'afterpulses' beob-

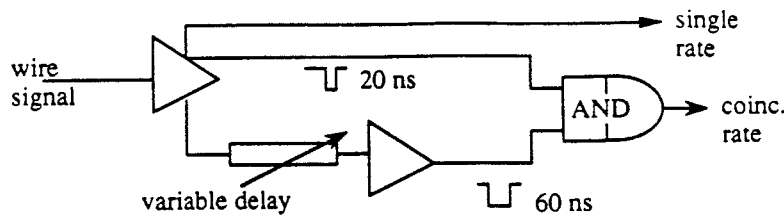


Abbildung 2.27: Die logische Schaltung zur Messung von 'afterpulses'

achtet wurden. Solche Zweit-Pulse, die nach Abklingen des eigentlichen Kammer-signals beobachtet werden, können durch Auslösen von Elektronen aus der Metallkathode erklärt werden, die zur Ionisation des Gases führen.

Um solche Effekte bei der Verwendung von Messingwänden zu überprüfen, wurde die in Abbildung 2.27 skizzierte Koinzidenzmessung durchgeführt. Abbildung 2.28 zeigt die Koinzidenzrate zwischen dem Beginn des eigentlichen Kammer-signals (gate = 20 ns) und eines möglichen, bezüglich dieses Beginns verzögerten Signals, das während 60 ns akzeptiert wurde (gate=60 ns), als Funktion der Verzögerungszeit (delay). Es zeigt sich, daß die Koinzidenzrate über eine Verzögerungsrate von ≈ 110 ns gleichmäßig abfällt (was der Kammer-signallänge von 50 ns plus der 'gate' von 60 ns entspricht) und dann konstant wird, was der erwarteten zufälligen Koinzidenzrate entspricht.

Zweit-Pulse nach dem 50 ns-Signal treten somit keine auf.

2.3.3.3 Das Verhalten bei hohen Teilchenraten

Die Kammern des elektromagnetischen Kalorimeters müssen aufgrund der hohen Teilchenraten im *CP - LEAR* Experiment eine große Zählrate vertragen.

Eine sehr grobe Abschätzung der im zeitlichen Mittel ansprechenden Drähte kann wie folgt erfolgen.

Es wird eine Rate von etwa $2 \cdot 10^6/s$ $p\bar{p}$ -Annihilationen in Ruhe erwartet. Es sei angenommen [46], daß im Mittel etwa drei geladene Teilchen mit einer mittleren Energie von je 200 MeV und vier Photonen mit insgesamt 800 MeV produziert werden. Pro 100 MeV, die im Kalorimeter durch geladene Teilchen oder γ 's deponiert werden, sprechen im Mittel etwa 10 Drähte an (siehe Kap.3). Pro $p\bar{p}$ -Annihilation kommt es somit zu größenordnungsmäßig 140 'hits' im gesamten Kalorimeter. Die mittlere Zählrate ergibt sich somit zu etwa $3 \cdot 10^8/s$. Da das Kalorimeter ≈ 20.000 Drähte enthält, die je 2.6 m lang sind, errechnet sich die Rate pro Zentimeter Draht und Sekunde im Mittel ganz grob zu $R \leq 60 \rightarrow 100 \text{ 'hits'}/s \cdot \text{cm}(\text{Draht})$.

Um das Verhalten der Kammern bei so hohen Raten zu untersuchen, wurde ein

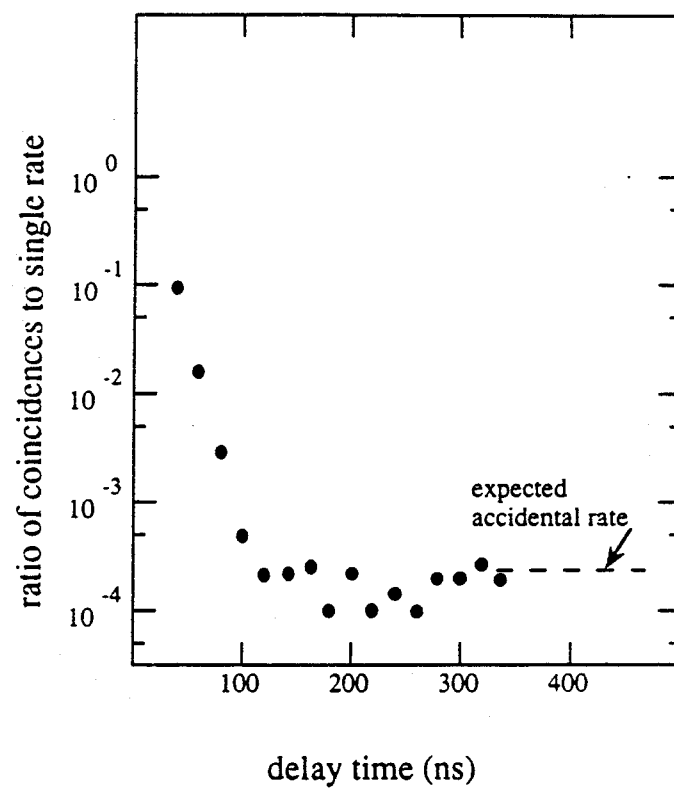


Abbildung 2.28: Die normierte Koinzidenzrate zwischen Kammersignal und möglichen 'afterpulses' als Funktion der Verzögerungszeit

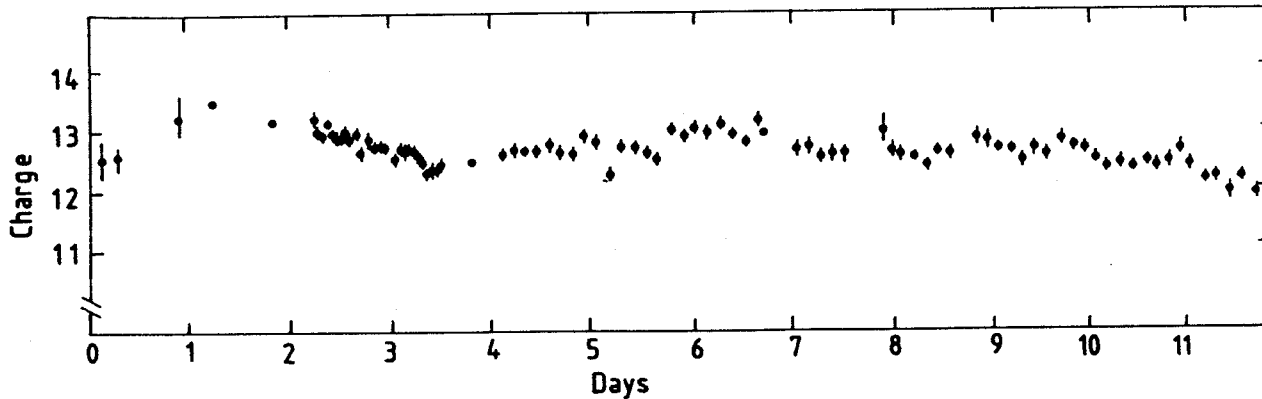


Abbildung 2.29: Die Messung der auf dem Draht deponierten Ladung mit einer starken Quelle über eine größere Zeitperiode

'minitube' über mehrere Tage einer starken β -Quelle ausgesetzt, die einen der Drähte über ca. 5mm mit einer Teilchenrate von ≈ 5100 pro Sekunde bestrahlte. Dies entspricht lokal einer mindestens 100-fach höheren Belastung des Kammerabschnitts als sie im Experiment erwartet wird. Es wurden keinerlei Totzeiteffekte beobachtet. Die auf dem Draht deponierte Ladung wurde während 12 Tagen in regelmäßigen Abständen gemessen, wobei die Kammer einwandfrei funktionierte.

Abbildung 2.29 zeigt, daß die Ladung bis auf kleine Fluktuationen, die auf Veränderungen des Gasgemisches zurückzuführen sind, über die ganze Zeit hinweg konstant blieb. Auch nach einer näheren optischen Inspektion der Kammer konnten keine Alterungserscheinungen durch die insgesamt $\approx 10^6$ Teilchen, die auf $\approx 5\text{mm}$ Draht nachgewiesen wurden, festgestellt werden.

2.3.4 Die Eigenschaften der 'strips'

2.3.4.1 Der Aufbau

Die 'pick-up strips', die der Lokalisierung der Ladung entlang des Drahtes dienen, sind ein völlig passives Element.

Die 'strip'-Folien bestehen im Allgemeinen aus einem Dielektrikum, welches beidseitig mit einem gut leitenden Material beschichtet ist. Während eine Seite durchgehend beschichtet ist und als Erdung dient, besteht die Beschichtung der gegenüberliegenden Seite aus voneinander elektrisch isolierten Streifen, die zusammen mit der Kammerkathode eine für gepulste elektrische Felder durchlässige Kapazität bilden können (siehe Abb.2.30).

Die Wahl der Streifenbreite ergibt sich im Wesentlichen aus zwei Überlegungen.

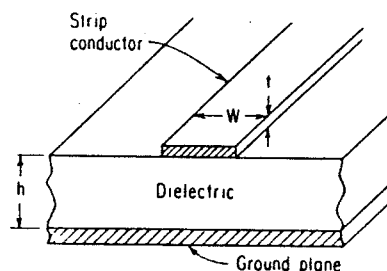


Abbildung 2.30: Der Aufbau der 'strip'-Folie

Die Forderung nach einer guten Ortsauflösung gibt eine obere Grenze für die Breite der Streifen, wobei auch der Winkel, unter denen die Streifen bezüglich der Drähte verlaufen, einen Einfluß hat. Andererseits sollte die Anzahl Streifen pro abzudeckender Fläche möglichst gering sein, damit die Anzahl der zu verarbeitenden Kanäle klein ist, was gegen die Wahl zu schmaler Streifen spricht.

Für den Bau des in Kapitel 2.4 beschriebenen Prototyps wurden 5.5mm breite Streifen, in einem Abstand von 1mm zueinander gewählt. Ihr Winkel bezüglich der Drähte ist durch die Geometrie des zylinderförmigen Kalorimeters zu $\vartheta = \pm 30^\circ$ gegeben. Die Forderung, daß die 'strip'-Folien an den Enden des Kalorimeters ausgelesen werden sollen, schließt Winkel von mehr als 30° aus.

Die Dicke der 'strip'-Folien wird durch das Dielektrikum bestimmt. Während aufgrund der limitierten Gesamtdicke des Kalorimeters möglichst dünne Folien erwünscht sind, bedingt die Forderung einer bestimmten Impedanz eine gewisse Mindestdicke. Die charakteristische Streifen-Impedanz ist in dem in Abbildung 2.9 gezeigten Ersatzschema mit R_S bezeichnet. Eine zu kleine Impedanz führt zu Verlusten in der Signalamplitude der Streifen.

Zur Herstellung der 'strip'-Folien wurden handelsübliche, zweiseitig mit Kupfer beschichtete, 0.75mm dicke Leiterplatine aus Epoxy verwendet. Die Messung der Impedanz der Streifen ergab $\approx 27\Omega$.

Die Länge der Streifen ist aufgrund ihres Winkels von 30° bezüglich der Drähte sehr unterschiedlich und beträgt im Prototyp zwischen wenigen Zentimetern und ca. 60cm , während im Kalorimeter über 3m lange Streifen vorkommen.

2.3.4.2 Die Auslese der 'strips'

Das Signal auf den Streifen wird durch Induktion der zum Draht driftenden Ladung erzeugt. Es hat eine dem Kammer-signal identische Anstiegszeit von $\approx 5\text{ns}$ und Gesamtlänge von $\approx 50\text{ns}$.

Die Amplitude des 'strip'-Signals hingegen hängt von verschiedenen Faktoren ab und kann sehr stark variieren.

- Der Einfluß der Kathodenleitfähigkeit auf die 'strip'-Ladung wurde bereits ausführlich in Kapitel 2.3.2.3 diskutiert.

Eine örtlich lokalisierte hohe Ladung und somit große Signalamplitude wird durch gut transparente, also hochohmige Deckel sichergestellt.

Gutleitende Wände zwischen den Drähten reduzieren zwar die pro Streifen gesammelte Ladung, bewirken aber insgesamt eine Verschmälerung der räumlichen Ladungsverteilung senkrecht zu den Drähten.

- Weiterhin hängt die Signalamplitude der Streifen von der Dimensionierung der Kammern und der 'strip'-Folien ab.

Für den in Kapitel 2.3.3.1 und 2.3.4.1 beschriebenen Aufbau der Kammern und 'strip'-Folien ist die Amplitude des Signals für fest auf die Kammer aufgelegte Streifen um ca. einen Faktor zehn kleiner als diejenige des Drahtes.

Ein Faktor zwei ergibt sich dabei alleine dadurch, daß jeder Streifen an dem Ende, an dem er nicht ausgelesen wird, mit seiner Impedanz von $\approx 27\Omega$ abgeschlossen ist, womit Reflexionen des Signals verhindert werden.

Dieses nur etwa $2 - 3mV$ große Signal wird daher zehnfach verstärkt, womit es auf gleiche Weise wie das unverstärkte Drahtsignal digital verarbeitet werden kann.

Einen starken Einfluß auf die Amplitude des Streifensignals hat zudem der Abstand der 'strip'-Folie von dem Kammerdeckel. Liegen die Streifen nicht gut auf dem Kammerdeckel auf, so verkleinert sich die Kapazität zwischen Deckel und Streifen einerseits durch die zunehmende Distanz und andererseits durch eine kleinere Dielektrizitätskonstante, die sich nun aus dem eigentlichen Dielektrikum (Epoxy) und Luft zusammensetzt.

Abbildung 2.31 zeigt die Effizienz der 'strips', also ihre Ansprechwahrscheinlichkeit pro Ereignis auf dem Draht, als Funktion der Diskriminatorschwelle in μA . Während die Effizienz für fest auf den Deckel gedrückte Streifen und einer Schwelle von $13\mu A$ etwa 98% beträgt, zeigt sich bereits bei einem Luftspalt von $0.4mm$ zwischen Deckel und 'strips' ein Verlust von $\approx 3\%$. Dieser qualitative Vergleich verdeutlicht, daß ein gutes Anliegen der 'strip'-Folien auf den Kammern absolut notwendig ist.

Wie bereits erwähnt, wird bei hoher Effizienz der 'strips' zugleich eine möglichst kleine, nahe bei eins liegende Multiplizität, also Anzahl ansprechender Streifen pro ionisierendem Teilchen, angestrebt. Dies erleichtert die Zuordnung der angesprochenen Streifen zu den gefeuerten Drähten und reduziert die pro Ereignis zu verarbeitende Anzahl Kanäle.

Die Multiplizität ergab sich bei einem Test mit $3.5mm$ breiten Streifen, in einem Abstand von $1mm$ zueinander, im Mittel zu ≈ 1.6 (siehe Abb.2.32) bei einer

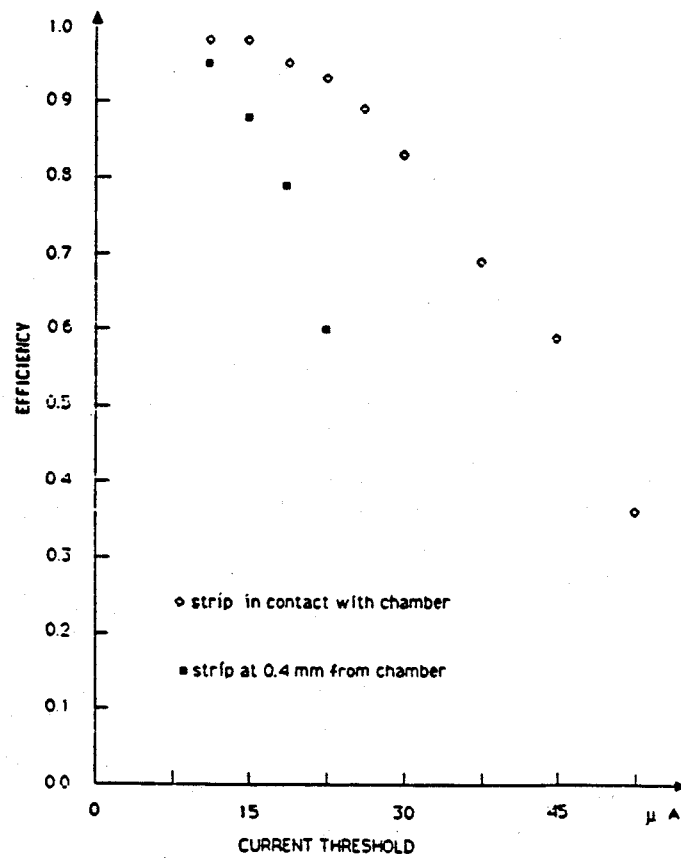


Abbildung 2.31: Die Ansprechwahrscheinlichkeit der 'strips' für verschiedene Abstände der 'strip'-Folien von den Kammern als Funktion der Diskriminator-schwelle

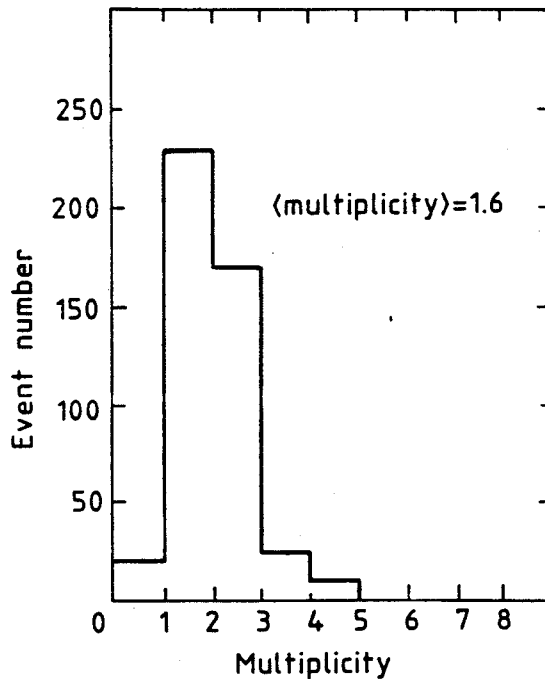


Abbildung 2.32: Die Multiplizität der 'strips'

Ansprechwahrscheinlichkeit von $\approx 95\%$. Dabei betrug der Abstand zwischen der 'strip'-Folie und dem Kammerdeckel $\leq 0.3mm$.

2.3.4.3 Die Ermittlung des Ortes der Ladung auf dem Draht

Um zu testen, wie gut die senkrecht zum Draht örtlich gut lokalisierte Ladung mit Hilfe der 'strips' rekonstruiert werden kann, wurde eine Messung mit folgendem Aufbau durchgeführt.

Oberhalb und unterhalb einer Kammer, bei der nur einer der acht Drähte an Hochspannung gelegt war, wurden je acht $3.5mm$ breite Streifen mit einem Abstand von $1mm$ zueinander in einem Winkel von $\vartheta_1 = 30^\circ$ (U-'strip') bzw. $\vartheta_2 = -30^\circ$ (V-'strip') angebracht. Der Draht wurde mit einer kollimierten ^{106}Ru -Quelle bestrahlt.

Abbildung 2.33 zeigt die geometrische Anordnung, wobei der Draht in X -Richtung verläuft. Da pro Ereignis im Mittel ≈ 1.6 Streifen ansprechen, wird der Ort $P_1(\vartheta = 30^\circ)$ bzw. $P_2(\vartheta = -30^\circ)$ durch das arithmetische Mittel der angesprochenen Streifen-Nummern bestimmt. (Sprechen z.B. die Streifen 2, 3, 4 an, so ist $P = 3$, sind es hingegen z.B. die Streifen 5, 6, so ist $P = 5.5$).

Die Rekonstruktion der Ortskoordinate entlang X oder Y aufgrund der durch die Streifen gemessenen Orte P_1 und P_2 ist aus der Geometrie gegeben zu

$$X = P_2 + P_1 \quad ; \quad \Delta X = \sqrt{2} \cdot \Delta P \quad (2.10)$$

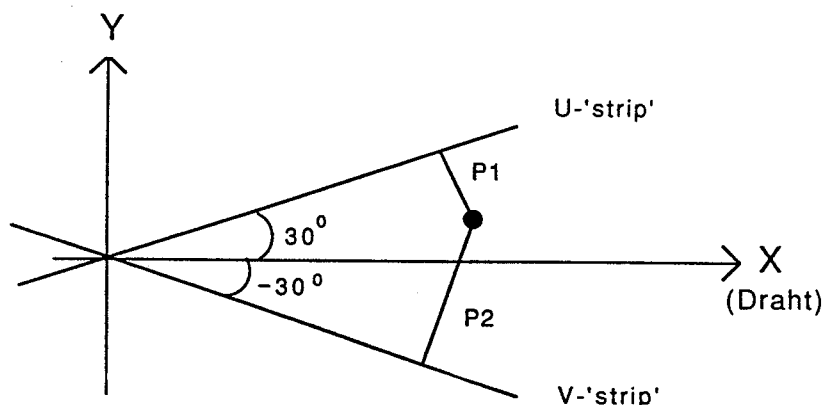


Abbildung 2.33: Die geometrische Anordnung von Draht und 'strips'

$$Y = \frac{P_2 - P_1}{\sqrt{3}} \quad ; \quad \Delta Y = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \Delta P \quad (2.11)$$

wobei ΔP die Ortsauflösung in P_1 , P_2 und ΔX , ΔY die daraus resultierende Ortsauflösung in X , Y ist.

Abbildung 2.34 zeigt den 'Legoplot' des durch die Streifen rekonstruierten Ortes der Ladung auf dem Draht. Die Projektion auf X , also die Rekonstruktion entlang des Drahtes, weist eine durch die Kollimation der Quelle gegebene Breite von $\sigma \approx 5.4\text{mm}$ auf, während die Projektion senkrecht zum Draht (Y -Richtung), in der die Ladungsverteilung örtlich begrenzt ist, die Qualität der Rekonstruktion mit einer Auflösung von $\approx 1.4\text{mm}$ zeigt.

Da zur Konstruktion des im Folgenden beschriebenen Prototyps Streifen mit einer Breite von 5.5mm (statt hier 3.5mm) verwendet wurden, ist dort eine Ortsauflösung senkrecht zum Draht aufgrund der Rekonstruktion mit den oberhalb und unterhalb der Kammer ansprechenden Streifen von $\approx 2.5\text{mm}$ zu erwarten. Für Ereignisse, bei denen wegen eventueller Ineffizienzen nur die 'strip'-Folie auf einer Seite der Kammer anspricht, verschlechtert sich diese Auflösung zu $\sigma \approx 3.5\text{mm}$.

2.4 Der Bau eines Kalorimeter-Prototyps

2.4.1 Die Anforderungen

Nachdem die Entwicklung der Kammern und 'strip'-Folien, welche die Hauptbestandteile des elektromagnetischen Kalorimeters sind, beendet war, entschloß man sich zum Bau eines Kalorimeter-Prototyps, der folgenden Anforderungen genügen soll.

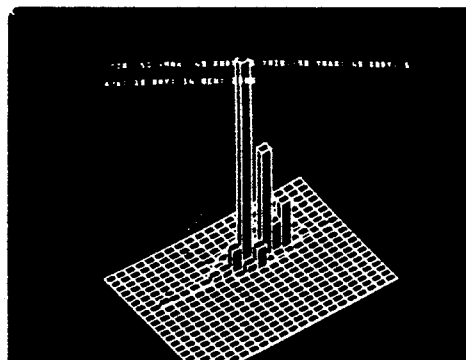
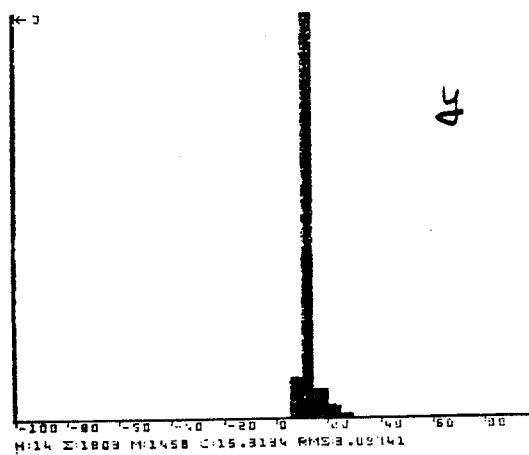
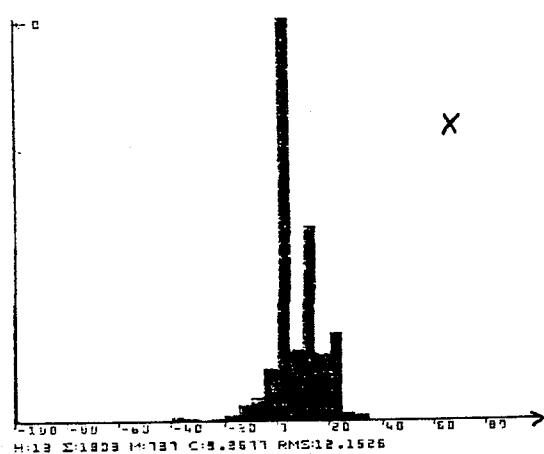


Abbildung 2.34: Der mit Hilfe der 'strips' rekonstruierte Kammerfunken

In erster Linie sollten mit dem Prototyp in Tests mit unterschiedlichen Teilchenstrahlen die physikalischen Eigenschaften wie z.B. Energieauflösung, Ortsauflösung und Effizienzen bestimmt werden.

Andererseits diene sein Bau auch dem Test der Serienproduktion von Kammern, 'strip'-Folien und Elektronik. Diese Bestandteile mußten über einen größeren Zeitraum ihre Funktionstüchtigkeit unter Alltagsbedingungen unter Beweis stellen.

Auch die Konstruktionstechnik der extrem kompakten Struktur und die Auslese einer sehr großen Zahl von Kanälen auf engstem Raum sollten am Prototyp getestet werden.

Man entschied sich für den Bau eines Prototyps, der einen ca. $(32 \times 50)cm^2$ großen planaren Sektor des *CP - LEAR* Kalorimeters darstellt und ansonsten in allen Einzelheiten mit dem endgültigen Detektor identisch ist.

2.4.2 Der Aufbau

Der Kalorimeter-Prototyp weist eine aktive Fläche von ca. $(32 \times 50)cm^2$ auf, besteht aus 18 aufeinanderfolgenden, $10.6mm$ dicken Schichten, die insgesamt eine Dicke von $\approx 20cm$ aufweisen. Vor der ersten Kammerschicht ist der Bleikonverter durch $12mm$ dickes Aluminium ersetzt, wie dies aus Stabilitätsgründen auch beim endgültigen Kalorimeter der Fall ist.

Die gesamte Anzahl der auszulesenden und zu verarbeitenden Kanäle beträgt 3456.

Jede Schicht enthält acht der in Kapitel 2.3.3 beschriebenen Kammern, die eine Länge von $560mm$ aufweisen.

Der Gasfluß durch die Kammern wird durch nur einen Einlaß und einen Ausfluß pro Schicht sichergestellt, indem die acht Kammern durch kleine U-förmige Metallröhrchen in Serie geschaltet sind.

Alle 64 Drähte einer Schicht werden für alle 18 Schichten auf einer Seite des Prototyps ausgelesen.

Oberhalb und unterhalb der Kammern liegen $0.75mm$ dicke 'strip'-Folien, deren Streifen $5.5mm$ breit sind, einen Abstand von $1mm$ zueinander aufweisen und in einem Winkel von 30° bzw. -30° bezüglich der Kammerdrähte verlaufen.

Die 64 Streifen jeder 'strip'-Folie werden an einem Ende, auf zwei sich gegenüberliegenden Seiten des Prototyps, ausgelesen und an dem anderen Ende mit ihrer charakteristischen Impedanz von $\approx 27\Omega$ abgeschlossen.

Abbildung 2.35 zeigt die Anordnung einer (hier geöffneten) Kammer auf einer 'strip'-Folie.

Zwischen je zwei Schichten befindet sich die $1.5mm$ dicke Konverterplatte aus Blei, die aus mechanischen Gründen auf jeder Seite mit einer $0.3mm$ dicken Aluminiumfolie beklebt ist. Ihre Gesamtdicke ergibt mit dem Klebstoff $2.3mm$.

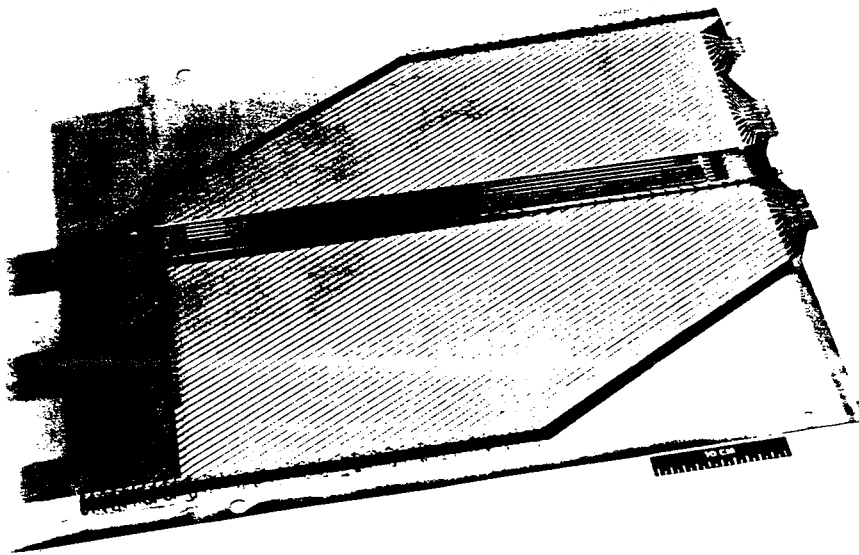


Abbildung 2.35: Die Lage der Kammer auf der 'strip'-Folie

Der mechanische Zusammenhalt der Komponenten aller achtzehn Schichten wird durch eine in Abbildung 2.36 skizzierten Struktur sichergestellt, die eine Drehung des gesamten Prototyps um zwei Achsen ermöglicht, wodurch der Detektor unter verschiedensten Winkeln bezüglich eines Teilchenstrahls positioniert werden kann. Abbildung 2.37 zeigt ein Photo des zusammengebauten Prototyps, bevor er mit der Ausleselektronik ausgestattet wurde.

2.4.3 Die 'Konditionierung' der Kammern

Erfahrungsgemäß zeigt es sich, daß eine 'Konditionierung' der Kammern nötig ist, da die Kammern nach ihrer Konstruktion nicht sofort unter den 'normalen' Betriebsbedingungen einsatzbereit sind. Es bedarf vielmehr einer Einlaufphase, bei der eventuelle Spitzen auf den Oberflächen von Draht und Kammerwänden langsam abbrennen.

Nachdem die 144 Kammern des Prototyps auf die in Kapitel 2.3.3.1 beschriebene Weise gebaut waren, wurden sie daher 'konditioniert', d.h. sie mußten einige Tests durchlaufen, bevor sie als funktionstüchtige Kammern zum Einsatz kamen.

In einer ersten Etappe wurde an die noch nicht mit dem oberen Deckel verklebte Kammer, auf die der Deckel nur lose aufgelegt wurde, eine Hochspannung angelegt, die allmählich auf 2.2KV hochgefahren wurde. Falls diese für die an Luft liegenden Drähte maximale Spannung zu Durchschlägen führte, wurde die Kammer mit einer Bürste gereinigt.

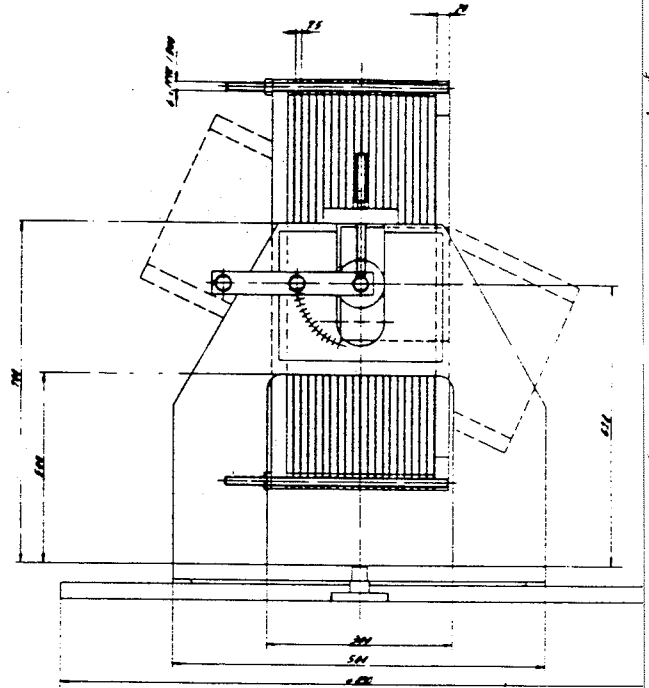
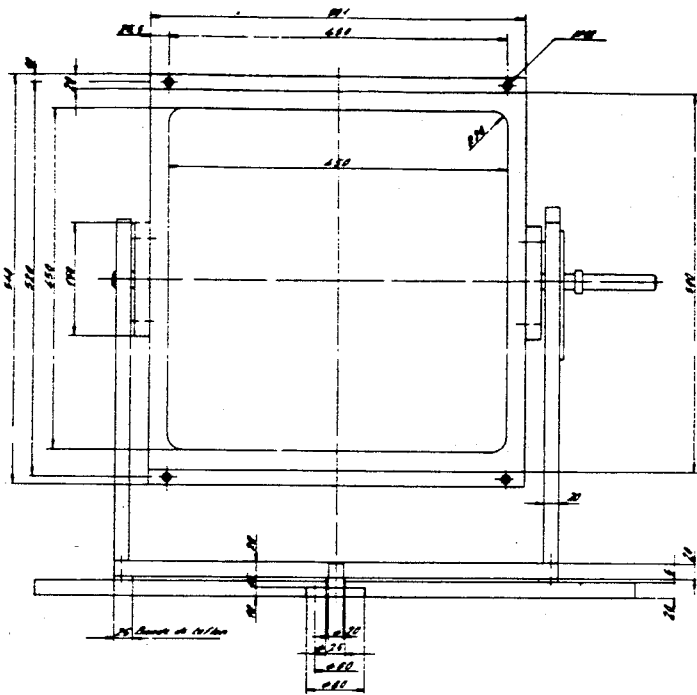


Abbildung 2.36: Die mechanische Struktur des Prototyps (technische Zeichnung)

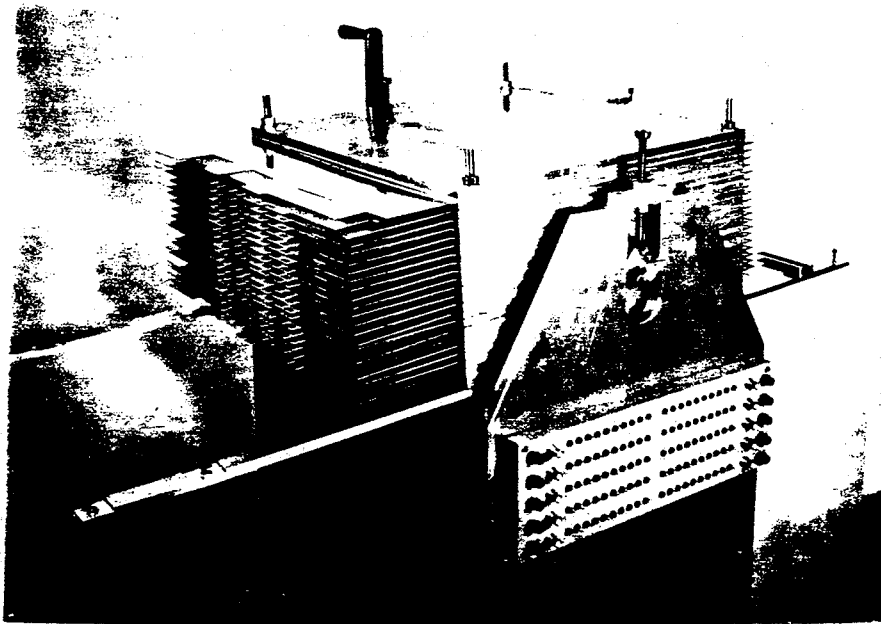


Abbildung 2.37: Die mechanische Struktur des Prototyps (Photo)

Diejenigen Kammern, die diesen Lufttest an 2.2KV bestanden hatten, wurden mit wiederum nur aufgelegtem Deckel in einem, das CO_2 -Pentan Gemisch enthaltenden, abgeschlossenen Behälter einem zweiten Hochspannungstest unterzogen. Bei diesem Test, der der eigentlichen Konditionierung der Kammer dient, wurde die Hochspannung in mehreren Stufen bis über die Betriebsspannung von 3.2KV hinaus auf 3.5KV hochgefahren. Ein Rechner überwachte bei diesem sogenannten 'Einbrennen' der Kammern die Zählrate auf jedem Draht der jeweils gleichzeitig konditionierten zehn Kammern.

Zwischen 2.1KV und 3.0KV wurde die Hochspannung in Schritten von 100V hochgefahren, falls die Zählrate kleiner als 75Hz war. Oberhalb von 3.0KV bis hin zu 3.5KV wurde die Spannung um ebenfalls 100V erhöht, falls die Rate unterhalb von 17Hz lag. Die Spannung blieb konstant für Raten zwischen 17Hz und 30Hz, während sie für mehr als 30Hz um 200V gesenkt wurde. Bei kontinuierlichen Durchschlägen wurde die Hochspannung ganz abgeschaltet.

Kammern, die diese 'Konditionierung' bis 3.5KV erfüllten, wurden durch Aufkleben des oberen Deckels gasdicht abgeschlossen und dem gleichen Test nochmals unterzogen. Danach wurde das Zählraten-Plateau jeder Kammer mit kosmischer Strahlung zwischen 2.5KV und 3.5KV automatisch aufgenommen (siehe auch Abbildung 2.24).

2.4.4 Die 'front-end' Elektronik

2.4.4.1 Die Hochspannungskarte der Kammer

Da das Kammersignal eine Amplitude von $\approx 20mV$ aufweist, ist eine Verstärkung nicht notwendig.

Die Zufuhr der Hochspannung von 3.2KV auf die acht Drähte einer Kammer und die Auslese des Signals jedes Drahtes geschieht durch eine sogenannte Hochspannungskarte. Kondensatoren, welche für das 50ns schnelle Signal transparent sind, sorgen für die Abkopplung der Hochspannung von den Diskriminatoren.

Es besteht die Möglichkeit einen Testpuls auf die acht Leiterbahnen dieser Karte zu injizieren, über die die Kammersignale transportiert werden, um so die Funktionstüchtigkeit aller Elektronikkomponenten bis hin zur Computerauslese unabhängig von der Kammerfunktion testen zu können. Abbildung 2.38 zeigt das Schaltschema einer Hochspannungskarte [47].

Die Realisierung einer funktionstüchtigen Karte erwies sich als ziemlich schwierig, da sie eine Dicke von maximal 9mm nicht überschreiten darf, welche durch diejenige der Kammern, des Bleis und den Toleranzen vorgegeben wird. Die Skizze in Abbildung 2.39 zeigt die für die Karte zur Verfügung stehenden Platzverhältnisse. Die Karte wird zwischen den zwei 'strip'-Folien eingefügt und auf den Abschlußzapfen einer Kammer aufgesteckt.

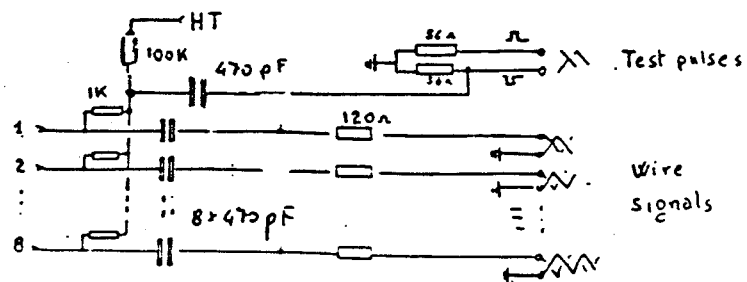


Abbildung 2.38: Das Schaltschema der Hochspannungskarte

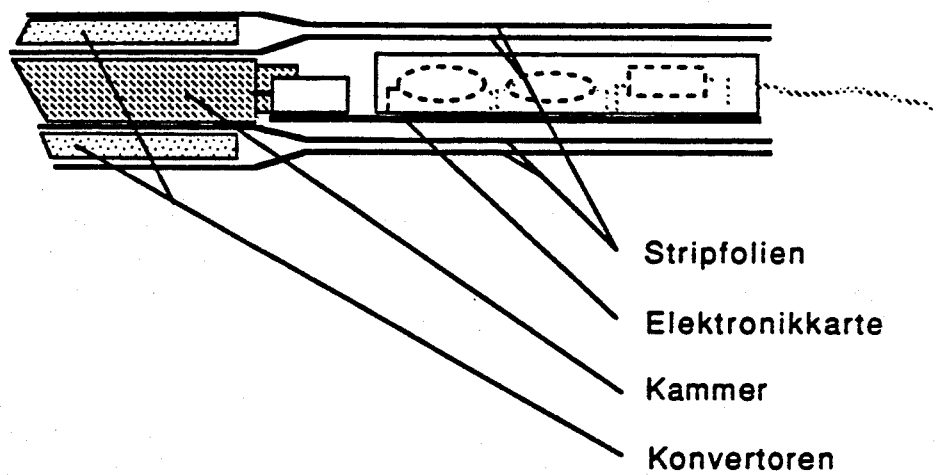


Abbildung 2.39: Der Querschnitt durch das Ende einer Kalorimeterschicht

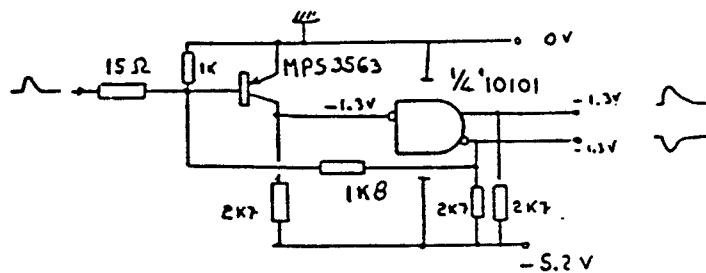


Abbildung 2.40: Das Schaltschema der Verstärker für die 'strips'

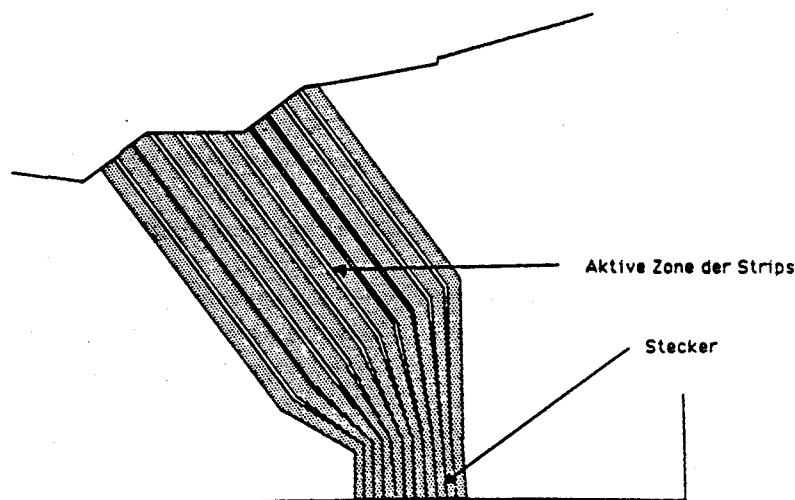


Abbildung 2.41: Ein Ausschnitt aus einer 'strip'-Folie

2.4.4.2 Der Verstärker der 'strips'

Da das auf den Streifen induzierte Signal etwa zehn mal kleiner ist als das Kam-mersignal, wird es um einen Faktor zehn verstärkt.

Hierzu wurden Verstärkerkarten entwickelt [47], mit denen jeweils 16 Streifensig-nale pro Karte verstärkt werden können. Das Schaltschema ist in Abbildung 2.40 abgebildet.

Auf je 16, sich an einem Ende der 'strip'-Folien zu schmalen Leiterbahnen ver-jüngende Streifen (siehe Abb.2.41), wird eine Verstärkerkarte über einen weiblichen, 16 poligen Stecker direkt auf die 0.75mm dicke 'strip'-Folie aufgesetzt (siehe auch Abb.2.35).

Die Dicke einer Verstärkerkarte ist aufgrund der Gesamtdicke der 18 Schichten auf ca. 8mm festgelegt, wobei $\approx 2.5\text{mm}$ Freiraum einberechnet ist, der zur Durchführung der Kabel von der Hochspannungskarte notwendig ist.

2.4.5 Die digitale Verarbeitung der Signale

Die analogen Signale der 1152 Drähte und 2304 Streifen des Kalorimeter-Prototyps werden von insgesamt 216 Kabeln, die je 16 Kanäle übertragen, von der 'front-end' Elektronik zu den Diskriminatoren geleitet.

Die Kabel haben nebst der Übertragung der Information zudem die Aufgabe die Signale zu verzögern, um ein 'triggern' des Detektors zu ermöglichen. Die Zeit, die notwendig ist um der Auslese-Elektronik ein Startsignal zu geben (sie zu 'triggern'), betrug bei Tests des Prototyps im Teilchenstrahl typischerweise 100ns . Da das Signal vom Detektor mit diesem Startsignal synchronisiert werden muß und das Kalorimeter sehr schnell ist (Anstiegszeit des Signals $\approx 5\text{ns}$), wurden 32m lange Kabel gewählt, die eine Verzögerungszeit von 125ns aufweisen.

Das analoge Signal wird digital in einem sogenannten *RMH*-System verarbeitet. Dieses Standardsystem vom CERN erlaubt eine parallele digitale Auslese einer großen Anzahl von Kanälen.

Es besteht aus Diskriminatoren (32 Stück auf einer Karte, 22 Karten in einem 'crate'), die in beliebiger Zahl seriell über ein 'CAMAC-Interface' mit einem Computer ausgelesen werden können. Die Diskriminatorschwelle kann in einem Bereich zwischen $d_{\min} = 3\text{mV}$ und $d_{\max} = 50\text{mV}$ variiert werden und ist daher gut zur Verarbeitung des $\approx 20\text{mV}$ starken analogen Detektorsignals geeignet.

Die Verarbeitung und Speicherung der digitalen Signale wurde von einem Computer des Typs *PDP11* übernommen. Während der Datennahme diente dieser der Detektorüberwachung, indem eine Vielzahl von Kontroll-Histogrammen (z.B. der Zahl angesprochener Drähte und Streifen) erzeugt wurde. Gespeichert wurden die Rohdaten auf Magnetbändern, um später eine Auswertung an verschiedenen Instituten zu erlauben.

Abbildung 2.42 zeigt den verkabelten Prototyp, wie er zu Tests im Teilchenstrahl eingesetzt wurde.



Abbildung 2.42: Der verkabelte Prototyp

Kapitel 3

Die Eigenschaften des Kalorimeter-Prototyps

Aus den Daten, die in mehreren Testläufen des Prototyps mit geladenen Teilchen und Photonen verschiedener Energien gesammelt wurden, sind einige wichtige Eigenschaften des Kalorimeters ermittelt worden.

Nach einer kurzen Beschreibung der Testbedingungen werden die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammer und 'strips', die Güte der Ortsauflösung, die Energie-Eichung und -Auflösung, die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen im Detektor und die Möglichkeit der Elektron-Pion Separation diskutiert.

Der Schwerpunkt soll bei der Messung der Energie liegen. Es wird zudem eine mögliche Parametrisierung der 'Energie-Ansprechwahrscheinlichkeit' des Kalorimeters aufgezeigt.

3.1 Die Testbedingungen am PSI (SIN)

Nachdem die Funktionstüchtigkeit des Kalorimeter-Prototyps bei ersten Tests am Synchro-Zyklotron (SC) am CERN unter Beweis gestellt war, wurde er zum Paul-Scherrer-Institut (PSI) (seinerzeit noch SIN) transportiert, um dort sowohl Elektronen, Pionen und Myonen als auch Photonen definierter Energie ausgesetzt zu werden.

In drei Testläufen von jeweils etwa einer Woche wurden ein 'tagged photon beam' aufgebaut, getestet und Kalorimeter-Daten mit geladenen Teilchen und Photonen im Energiebereich von 50 MeV bis 350 MeV aufgezeichnet.

3.1.1 Der Strahl geladener Teilchen

3.1.1.1 Der $\pi M1$ -Strahl am PSI

Im $\pi M1$ -Strahl am PSI werden Pionen durch Beschuß eines Beryllium-Targets mit Protonen von 590 MeV erzeugt. Der Proton-Fluß beträgt typischer Weise einige $100\mu\text{A}$, wobei pro $100\mu\text{A}$ ca. $3 \cdot 10^7 \pi^+ / \text{s}$ und ca. $2 \cdot 10^6 \pi^- / \text{s}$ erzeugt werden.

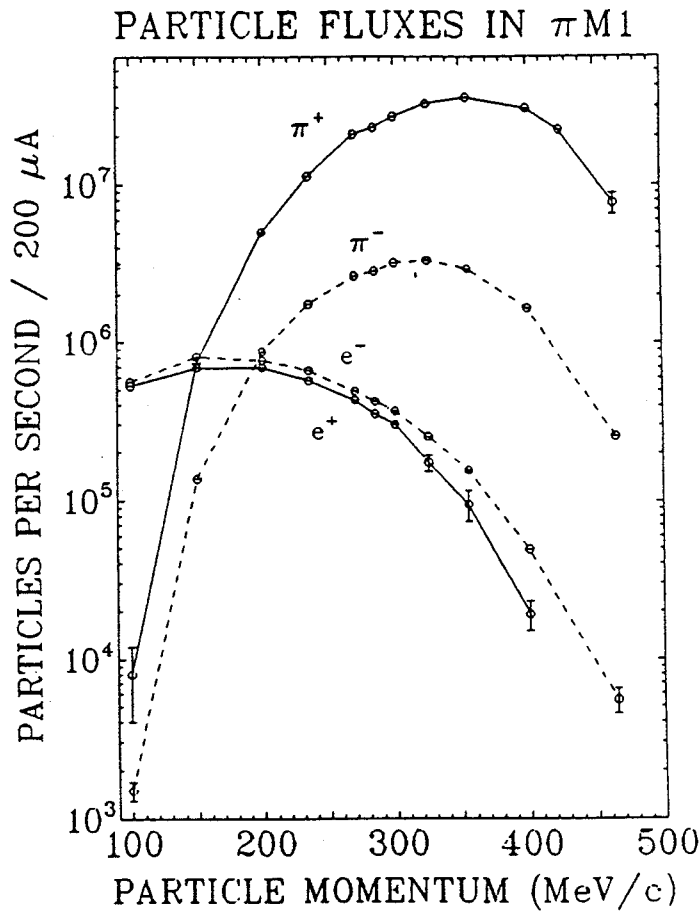


Abbildung 3.1: Der Fluß geladener Teilchen im $\pi M1$ -Strahl

Beim Zerfall der geladenen Pionen entstehen hauptsächlich Myonen, die wiederum in Elektronen zerfallen können.

Es stehen somit am $\pi M1$ sowohl positive als auch negative Pionen, Myonen und Elektronen zur Verfügung, aus denen solche bestimmter Energie und Ladung durch Ablenkmagnete, die Teil der $\pi M1$ -Strahlführung sind, herausgefiltert werden können. Abbildung 3.1 zeigt die Pion- und Elektron-Flüsse pro $200 \mu A$ Protonstrahl als Funktion des Teilchenimpulses. [48]

3.1.1.2 Die Separation von π, μ, e

Die Energie und Ladung der geladenen Teilchen konnte durch Ablenkmagnete bestimmt werden.

Die Separation von Pion, Myon und Elektron erfolgte durch eine Flugzeitmes-

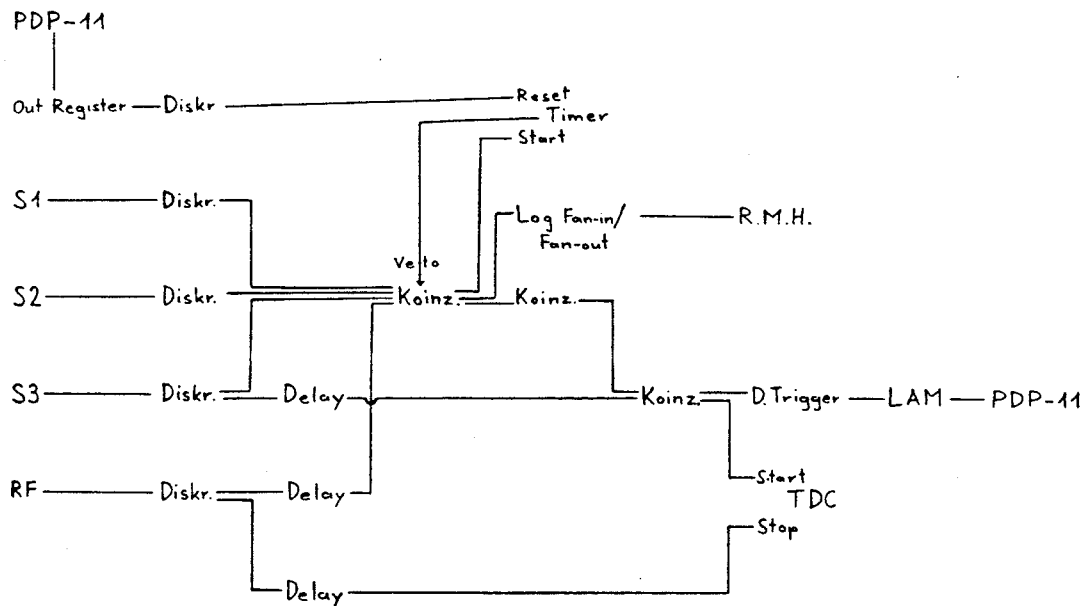


Abbildung 3.2: Das logische Schema der Flugzeitmessung

sung.

Diese 'Time Of Flight'-Messung (TOF) erfolgte durch Koinzidenz zwischen der 50 MHz -Radiofrequenz des Beschleunigers (RF) und Szintillatoren im Strahl. Die logische Schaltung ist in Abbildung 3.2 skizziert.

Abbildung 3.3 zeigt die Güte der Trennung am Beispiel von Teilchen positiver Ladung bei einem Impuls von $p = 170\text{ MeV}/c$. Solche Spektren wurden bei jeder Datennahme aufgezeichnet, was bei der Auswertung die nachträgliche Separation von π, μ, e ermöglichte.

3.1.2 Der 'tagged' Photon-Strahl

Der Wunsch nach Photonen wohldefinierter Energie im Bereich von 50 MeV bis $\approx 350\text{ MeV}$ führte zum vorübergehenden Aufbau eines 'tagged' γ -Strahls am PSI, dessen Realisierung Herrn Dr.A.Abela vom PSI zu verdanken ist.

Nach einer kurzen Beschreibung der Methode wird die Energie-Kalibrierung und -Auflösung des Photon-Strahls und die Datennahme diskutiert.

3.1.2.1 Die Methode

Die Methode besteht darin, Photonen einer bestimmten Energie aus einem kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektrum auszuwählen.

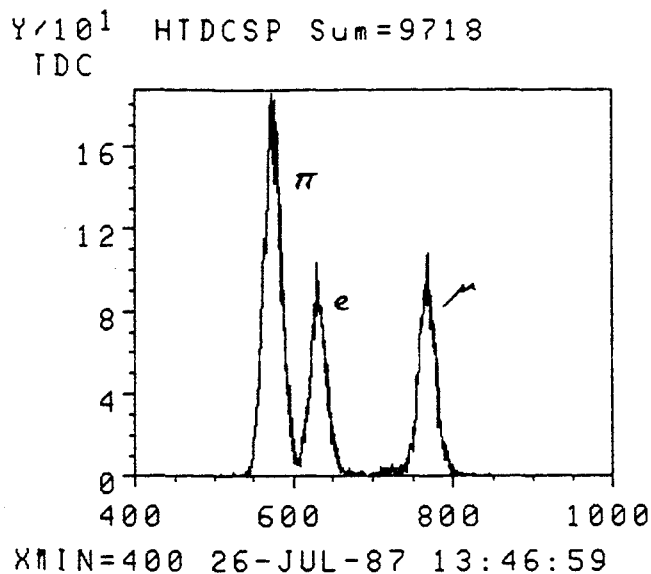


Abbildung 3.3: Ein Spektrum der Flugzeitmessung für $170\text{ MeV}/c$ Teilchen

In Abbildung 3.4 ist der Aufbau des 'tagged' γ -Strahls skizziert. Positronen mit definiertem Impuls, deren Strahlführung durch zwei Szintillatoren ($S1$ und $S2$) bestimmt wird, treffen auf einen Wolframkonverter (W), in dem sie mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit Bremsstrahlung bewirken. Während die Positronen nach durchlaufen der Konverterfolie von einem Dipolmagneten auf ein, in einem Winkel von 60° bezüglich der Strahlachse positioniertes Hodoskop abgelenkt werden, treffen die Photonen in Strahlrichtung durch einen mit dem Hodoskop in Antikoinzidenz geschalteten Vetozyhler ($S3$) auf den Kalorimeter-Prototyp.

Die Energie des Bremsstrahl-Photons ergibt sich aus der Differenz des Primärimpulses und des Sekundärimpulses des die Bremsstrahlung aussendenden Positrons.

Der Primärimpuls ist auf besser als 1% bekannt.

Positronen mit verschiedenen Sekundärimpulsen werden durch das Ablenken im Magnetfeld auf verschiedene Orte gelenkt. Die Ortsbestimmung mit dem Hodoskop erlaubt die Selektion nach Impulsen. Die Auflösung des Sekundärimpulses wird im Wesentlichen von drei Faktoren bestimmt.

- Eine dünne Konverterfolie (W) von $\approx 4 \cdot 10^{-2}$ Strahlungslängen hält die Vielfachstreuung niedrig, verringert aber gleichzeitig auch die Wahrscheinlichkeit der Bremsstrahlung.
- Die Dispersion des Magneten wurde am Ort des Hodoskops zu $D = 0.58\text{ cm}/\%$ für $100\text{ MeV}/c$ Positronen bestimmt.

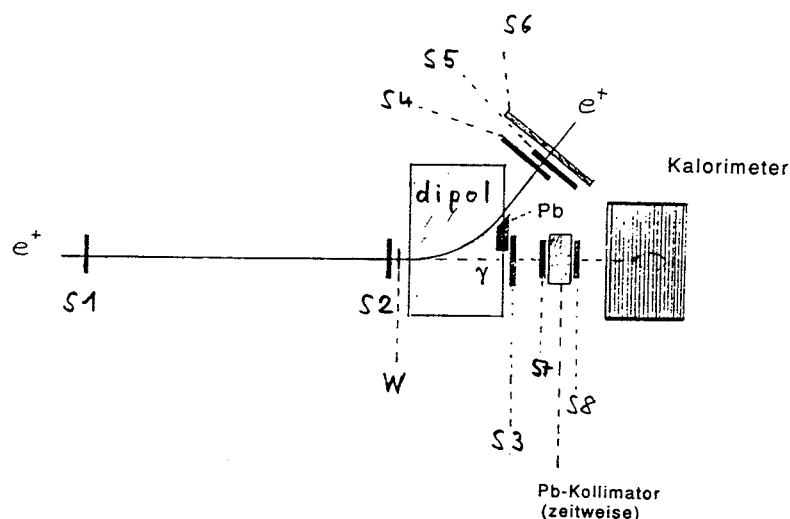


Abbildung 3.4: Der Aufbau des 'tagged' Photon-Strahls

- Ein Hodoskop mit kleiner räumlicher Ausdehnung erlaubt die Selektion von Sekundärpositronen mit kleinerer Impulsunschärfe, erniedrigt aber zugleich die Akzeptanz und somit die Rate.

Ein Kompromiß zwischen Rate und Energieauflösung des Photon-Strahls führte zur Wahl eines aus drei Szintillatoren bestehenden Hodoskops. Die Szintillatoren (S_4, S_5, S_6) überlappen sich derart, daß sie drei Streifen bilden, die in Ablenkrichtung der Positronen je 10cm breit (definiert durch S_4, S_5) und senkrecht dazu 20cm hoch sind (definiert durch S_6).

Das Feld des Ablenkmagneten wurde so gewählt, daß 100MeV Positronen auf die Mitte des zentralen Streifens des Hodoskops treffen. Die Wahl der Photonenergie wurde bei dieser festen Einstellung dann über die Wahl des Primärimpulses des Positrons getroffen. Für einfallende Positronen zwischen $150\text{ MeV}/c$ und $450\text{ MeV}/c$ konnten so Photonen zwischen 50MeV und 350MeV erzeugt werden.

3.1.2.2 Die Energie-Kalibrierung und -Auflösung

Die absolute Kalibrierung des Photon-Strahls und die Bestimmung der Energieauflösung des Strahls wurde mit Elektronen bekannter Energie mit Hilfe eines BGO-Kalorimeters durchgeführt, das an Stelle des Prototyps installiert wurde.

Die Kalibrierung der Energie der Photonen, also die Bestimmung ihrer absoluten Energie, erfolgte unter der Annahme, daß Photonen und Elektronen gleicher Energie auch die gleiche Lichtausbeute im BGO-Kristall bewirken. Die Kalibrierung vollzog

sich wie folgt.

Das Magnetfeld wurde derart eingestellt, daß $100\text{ MeV}/c$ Positronen auf die Mitte des zentralen Hodoskopstreifens abgelenkt werden. Daraufhin wurde durch Antikoinzidenzschaltung zwischen diesem zentralen Streifen und dem Veto­zähler (S3) vor dem BGO mit $350\text{ MeV}/c$ Positronen auf 250 MeV Photonen 'getriggert'. In der Tat bewirkten diese 250 MeV γ 's die gleiche Lichtausbeute im BGO wie $250\text{ MeV}/c$ Elektronen. Im Weiteren wurden 100 MeV und 150 MeV Photonen im BGO gemessen. Zudem konnte, statt mit den zentralen Streifen des Hodoskops, auf die angrenzenden Streifen 'getriggert' werden. Dadurch wurden nicht Positronen mit einem Sekundär­impuls von $100\text{ MeV}/c$, sondern einem etwas höheren bzw. niedrigeren Impuls aus dem Bremsstrahlspektrum herausgefiltert. Entsprechend mußte sich auch die Energie der 'tagged' Photonen ändern, was mit dem BGO-Kristall überprüft wurde.

Abbildung 3.5 zeigt die lineare Beziehung zwischen der im BGO gemessenen Lichtausbeute (Einheiten in ADC-Kanälen) und der Photonenergie, wobei die Kreise (o) bei 100 MeV , 150 MeV , 250 MeV die Messungen mit zentralem Hodoskopstreifen für Primär­impulse der Positronen von $200\text{ MeV}/c$ und $350\text{ MeV}/c$ aufzeigen. Durch Punkte (•) sind die Messungen mit den angrenzenden Hodoskopstreifen bei jeder der drei festen Einstellungen des Magneten bezeichnet. Die Tatsache, daß die Gerade, welche alle Messdaten miteinander verbindet, durch den Ursprung geht, ist nebst dem linearen Verhalten eine zusätzliche Kontrolle für die absolute Energiekalibrierung.

Es stellte sich bei der Auswertung der BGO-Daten leider heraus, daß die Energieauflösung des BGO-Systems schlechter ist als die vom Photonstrahl zu erwartende Auflösung, was auf Probleme mit der Elektronik zurückgeführt werden konnte.

Somit erfolgte eine Abschätzung der Energieauflösung der 'tagged' Photonen über die Messung der Dispersion des Magneten und die oben erwähnte Energiemessung mit dem BGO, indem auf die unterschiedlichen Streifen des Hodoskops 'getriggert' wurde, um so den Effekt der Streifenbreite auf die Energieunschärfe zu untersuchen.

Es ergab sich so eine von der Energie der Photonen unabhängige Energieunschärfe von $\Delta E = \pm 9\text{ MeV}$, wenn auf den mittleren Hodoskopstreifen 'getriggert' wird, wie dies bei der Auswertung aller Prototyp-Daten getan wurde. Dies entspricht einer Energieauflösung von $\sigma(E)/E \approx 5\%$ für 100 MeV Photonen und entsprechend weniger für höhere Energien, was zur Bestimmung der Energieauflösung des Prototyps völlig ausreicht, da dort eine Auflösung von $\sigma(E)/E \approx 0.2/\sqrt{E(\text{GeV})}$, also für 100 MeV γ 's von $\sigma(E)/E \approx 63\%$ erwartet wird.

3.1.3 Die Datennahme

In zwei je einwöchigen 'run'-Perioden am $\pi M1$ -Strahl des PSI wurden Prototyp-Daten mit geladenen Teilchen und Photonen aufgenommen.

Pionen, Myonen und Elektronen beider Ladung wurden für Impulse von $50\text{ MeV}/c$

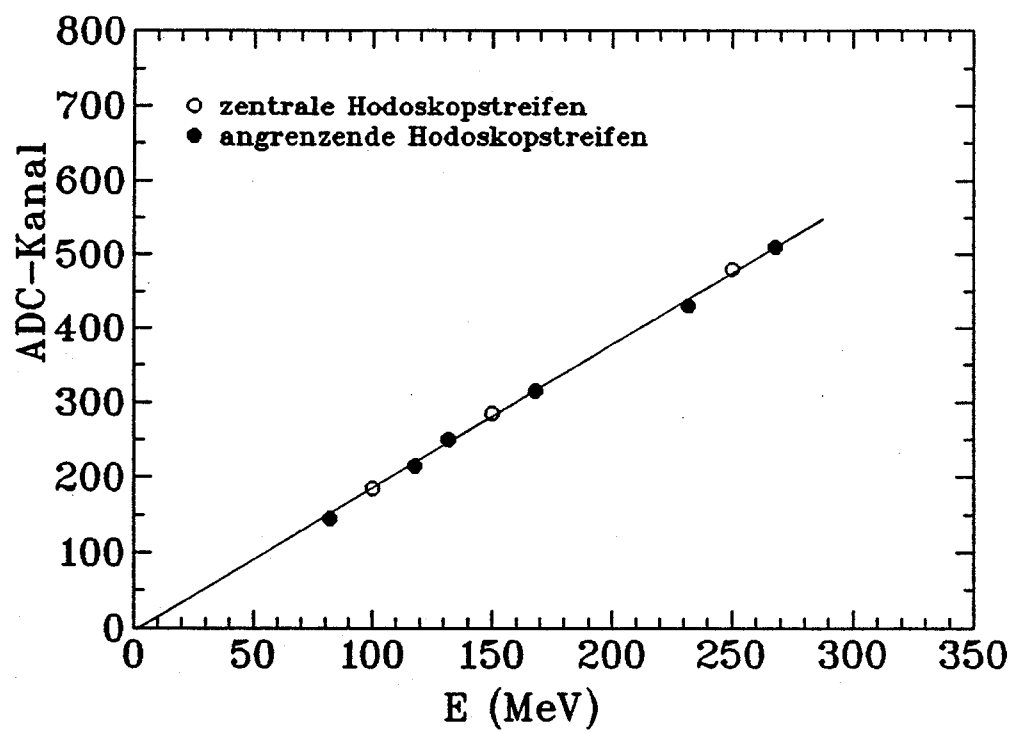


Abbildung 3.5: Die Eichung des 'tagged' Photon-Strahls mit Hilfe des BGO-Kristalls

bis $450\text{ MeV}/c$ registriert, wobei die Zählraten im Prototyp bei einigen hundert pro Zentimeter Draht und Sekunde lagen. Um den Einfluß des Eintrittswinkels der Teilchen auf einige Eigenschaften des Kalorimeters untersuchen zu können, konnte der Prototyp bezüglich der Strahlachse gedreht werden. Für diverse Teilchenarten und -impulse wurden Daten mit Einstellungen von 30° bezüglich einer Achse parallel zu den Drähten und senkrecht dazu aufgezeichnet.

Photonen konnten zwischen 50 MeV und 350 MeV erzeugt werden, wobei die Raten bei 75 MeV bei $\approx 5/s$, für 150 MeV bei $\approx 10/s$ und für 300 MeV bei $\approx 0.1/s$ lagen. Auch hier wurden Messungen mit verschiedenen Eintrittswinkeln vorgenommen.

Für jeden 'run', also jede Einstellung und Teilchenart, wurden einige zehntausend bis hunderttausend Ereignisse auf Band aufgezeichnet.

3.2 Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Drähte und 'strips'

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Drähte und 'strips' wurde mit Hilfe von positiv geladenen Myonen mit einem Impuls von $350\text{ MeV}/c$ bestimmt. Dabei wurde verlangt, daß das Myon den Kalorimeter-Prototyp vollständig durchläuft.

3.2.1 Die geometrische Effizienz der Kammer

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Drähte ist im Wesentlichen durch die geometrische Ineffizienz der Kammern gegeben, die durch die Metallwände zwischen den Drähten und durch die Toträume zwischen den Kammern einer Kalorimeterschicht zustande kommt.

Durchquert ein Myon den Prototyp, so erzeugt es durch Ionisation des Gases eine Spur, die durch das Ansprechen der Drähte in den verschiedenen Schichten nachgewiesen wird. Abbildung 3.6 zeigt eine typische Myon-Spur. Die Effizienz jeder Schicht wurde nun folgendermaßen ermittelt.

In je fünf Schichten (1 bis 5, 2 bis 6, 3 bis 7, etc.) beträgt die Anzahl der angesprochenen Drähte N unter der Voraussetzung, daß pro Schicht maximal ein Draht feuert:

$$N \approx \prod_{i=1,5} (1 - \epsilon_i) \quad (3.1)$$

wobei ϵ_i die Ineffizienz der i -ten Schicht ist.

Die Anzahl der Ereignisse N_j für die ein Draht in vier der fünf Schichten angesprochen hat, aber keiner in der j -ten Schicht ist:

$$N_j = \epsilon_j \prod_{i \neq j} (1 - \epsilon_i) \quad (3.2)$$

Hieraus ergibt sich die Ineffizienz der j -ten Schicht zu:

$$\epsilon_j = \frac{R_j}{1 + R_j} \quad , \quad \text{mit} \quad R_j = \frac{N_j}{N} \quad (3.3)$$

Für jede Gruppe von je fünf Schichten wurde so die Ineffizienz der inneren drei Schichten für senkrecht zur Kammerebene einfallende Myonen bestimmt, womit die Nachweiswahrscheinlichkeit der Drähte in 16 der 18 Prototyp-Schichten gemessen worden ist. Unter den normalen Betriebsbedingungen, also einer Diskriminatorschwelle von $5mV$ auf dem Drahtsignal, ergab sich eine Effizienz von $(95 \pm 1.5)\%$.

Bei ersten Messungen mit $250MeV/c$ Pionen am SC beim CERN wurde an anderer Stelle [49] die Abhängigkeit dieser Effizienz von der Diskriminatorschwelle untersucht. Es ergab sich $(94 \pm 1.5)\%$ für Schwellen von $5mV$ und $8mV$, $(92 \pm 2)\%$ für $13mV$ und $(85 \pm 5)\%$ bei $19mV$. Die gleichbleibende Effizienz für die Diskriminatorschwellen von $5mV$ und $8mV$ zeigt, daß die Kammern in diesem Schwellenbereich auf einem Effizienzplateau betrieben werden.

3.2.2 Die Ansprechwahrscheinlichkeit und Multiplizität der angesprochenen 'strips'

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der 'strips' und die Anzahl der pro Drahtereignis ansprechenden Streifen wurde bereits im Labor bei der Entwicklung der Kammern untersucht und in Kapitel 2.3.4 diskutiert. Diese Größen sind nochmals aus den Prototyp-Daten, welche unter realistischeren Bedingungen aufgenommen wurden, ermittelt worden.

Aus allen Spuren der $350MeV/c$ Myonen wurden diejenigen ausgesucht, die in jeder der 18 Schichten des Prototyps genau einen Draht zum Ansprechen gebracht haben.

Getrennt für die beiden 'strip'-Folien jeder Schicht, deren Streifen unter 30° bzw. -30° bezüglich der Drähte verlaufen, wurde die Zahl der im Mittel ansprechenden Streifen pro Ereignis auf dem Draht ermittelt. Die Ineffizienz der 'strips' ergab sich aus der Anzahl Ereignisse bei denen kein Streifen einer 'strip'-Folie ansprach, obwohl ein Draht in der entsprechenden Schicht gefeuert hat.

Abbildung 3.7 zeigt die pro Schicht ermittelte Multiplizität der Streifen, wobei in Strahlrichtung die U -strips vor der Kammer unter $+30^\circ$ und die V -strips dahinter unter -30° verlaufen. In Abbildung 3.8 sind die entsprechenden Ansprechwahrscheinlichkeiten der Streifen pro Ereignis auf dem Draht aufgeführt. Für die U -Folien ergibt sich eine mittlere Multiplizität von $\langle N_U \rangle = 1.36 \pm 0.07$ bei einer Effizienz von $(99.7 \pm 0.7)\%$, während sie für die V -strips bei $\langle N_V \rangle = 1.25 \pm 0.15$ mit einer Effizienz von $(95.0 \pm 4.0)\%$ liegt. Der Punkt in Klammern ist zur Berechnung der Mittelwerte ausgenommen, da dieser Wert durch tote Kanäle der in der Elektronik zustande kommt.

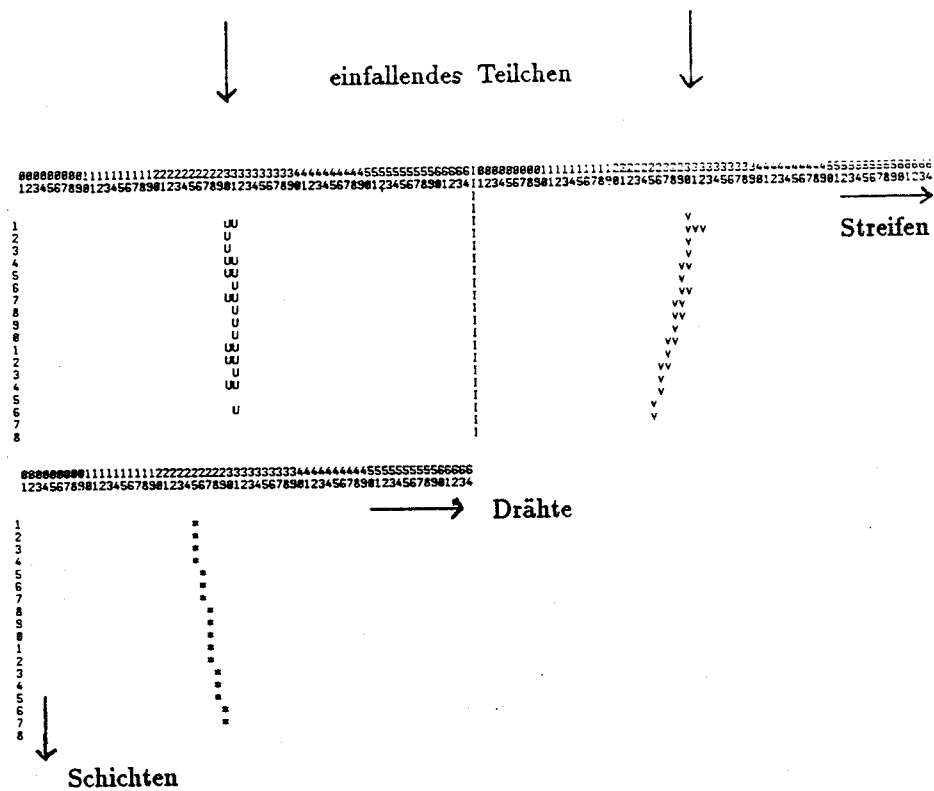


Abbildung 3.6: Die Spur eines positiven $350\text{ MeV}/c$ Myons im Prototyp (*=Drähte, U=U-'strips', V=V-'strips')

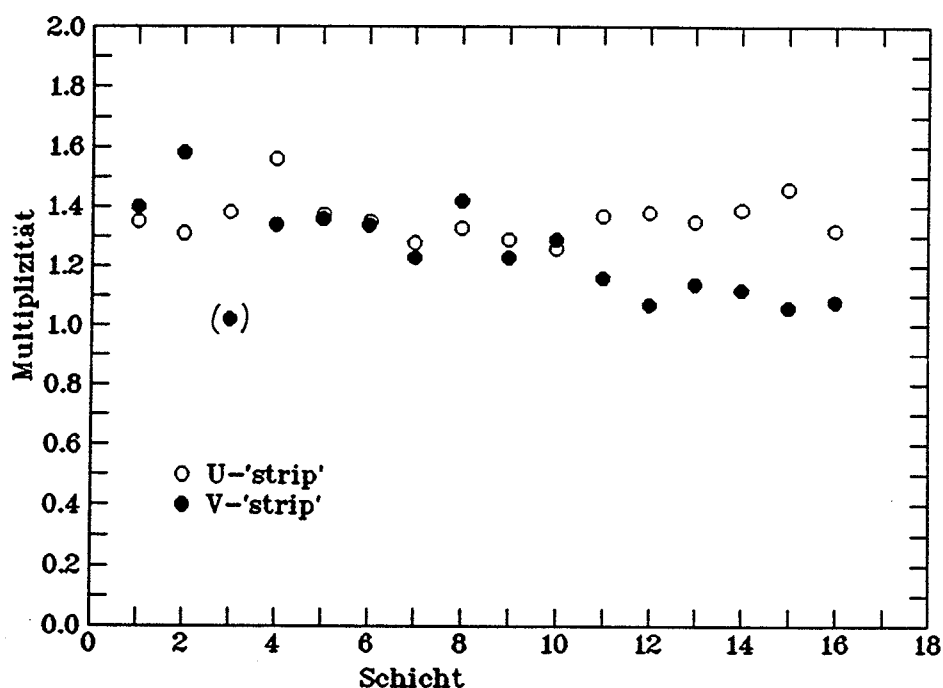


Abbildung 3.7: Die mittlere Multiplizität der 'strips' in jeder Schicht des Prototyps

Der Unterschied zwischen U und V ist auf einen größeren Abstand zwischen den V -Folien und den Kammern als zwischen den U -Folien und den Kammern zurückzuführen. Dieser Unterschied ergab sich dadurch, daß beim Zusammenbau des Prototyps die Kammern jeder Schicht fest auf die darunterliegenden U -Strips gepresst wurden, während die V -strips relativ lose darübergelegt worden sind.

Diese Deutung bestätigte sich insofern, als bei einer identischen Auswertung von Messdaten, die zu einem viel späteren Zeitpunkt aufgenommen wurden, eine höhere Effizienz und Multiplizität der V -strips gemessen wurde. Dies erklärt sich dadurch, daß zwischen den beiden Datennahmen der Prototyp bewegt und mehrmals in verschiedene Richtungen geneigt wurde, wodurch die lose zwischen den 'strip'-Folien liegenden Kammern ihren Abstand zu den V -strips verringert haben.

Dieses Beispiel zeigt, wie wichtig ein guter Kontakt zwischen Kammern und 'strip'-Folie ist.

Ein Vergleich mit den ersten in Kapitel 2.3.4.2 ermittelten Werten für die Multiplizität und Effizienz der 'strips' zeigt eine gute Übereinstimmung. Dort betrug die Anzahl der im Mittel pro Draht ansprechenden, 3.5mm breiten Streifen $\langle N \rangle = 1.6$, was in Einklang mit den im Prototyp erhaltenen Werten $\langle N_U \rangle$ und $\langle N_V \rangle$ für 5.5mm breite Streifen ist.

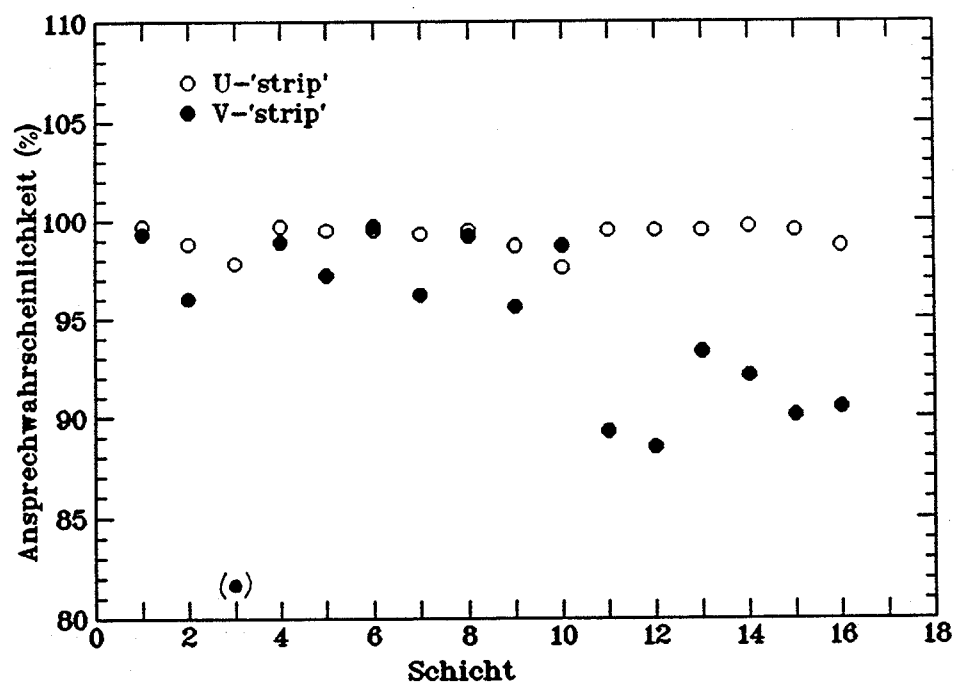


Abbildung 3.8: Die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit der 'strips' in jeder Schicht des Prototyps

Wie nahe die mittlere Streifen-Multiplizität bei eins liegt, und daß die Ansprechwahrscheinlichkeit der Drähte und 'strips' sehr hoch ist, sieht man mit bloßem Auge sehr gut an den in Abbildung 3.6 abgebildeten Projektionen der Spur eines $350\text{ MeV}/c$ Myons für die Drähte und 'strips' des Prototyps.

3.3 Die Ortsauflösung

Wie in Kapitel 2.2.3.2 erwähnt, soll die Ortsbestimmung des Konversionspunktes des Photons im Kalorimeter durch den Nachweis des ersten Elektron-Positron Paares erfolgen.

Eine direkte Messung der Ortsauflösung mit kollimierten Photonen war nicht möglich, da einerseits die Photon-Raten im 'tagged' γ -Strahl zu klein waren und zudem eine Kollimierung von Photonen auf $\approx 1\text{ mm}$ sehr schwierig ist.

Eine Abschätzung der Qualität der Rekonstruktion des Konversionspunktes kann daher nur über die Kenntnis der Ortsauflösung für geladene Teilchen und die Nachweiswahrscheinlichkeiten von Drähten und 'strips' erfolgen.

Schauert ein Photon im Blei vor der i -ten Schicht des Kalorimeters auf, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß das erzeugte e^+e^- -Paar in dieser Schicht nachgewiesen wird, etwa 95% (siehe Kap.3.2.1).

Die Unschärfe, mit der der Ort des ersten ionisierenden Schauerpartikels behaftet ist, ergibt sich senkrecht zu den Drähten durch deren Abstand von 5 mm zueinander, was einer Ortsauflösung von $\sigma \approx 1.5\text{ mm}$ entspricht.

Entlang den Drähten wird der Ort durch die ober- und unterhalb der Kammerebenen verlaufenden 'strips' rekonstruiert. Aufgrund der in Kapitel 3.2.2 diskutierten Ansprechwahrscheinlichkeit, kann erwartet werden, daß zumindest einer der beiden 'strip'-Folien mit einer Wahrscheinlichkeit von über 99% anspricht und im ungünstigen Fall der andere mit wenigstens 95%. Mit einer im Mittel ansprechenden Anzahl von Streifen $\langle N \rangle \approx 1.35$, die eine Breite von 5.5 mm und einen Abstand von 1 mm zueinander aufweisen, ergibt sich aufgrund der in Kapitel 2.3.4.3 diskutierten Rekonstruktion der Ladung auf dem Draht und der dort gemessenen Auflösung eine Ortsbestimmung entlang des Drahtes von $\sigma \approx 2.5\text{ mm}$.

Dieser Wert wurde durch den Vergleich von rekonstruierten Pion-Spuren in aufeinanderfolgenden Schichten des Prototyps an anderer Stelle bestätigt. [49] [50]

Aus den hohen Ansprechwahrscheinlichkeiten der Drähte und 'strips' und der Ortsauflösung von $\sigma_{r\varphi} \approx 1.5\text{ mm}$ und $\sigma_z \approx 2.5\text{ mm}$ kann eine Auflösung für die Rekonstruktion des Konversionspunktes der Photonen von $\sigma_\gamma \approx 5\text{ mm}$ erwartet werden.

3.4 Die Messung der Energie

Das Prinzip der Energiemessung in 'Sandwich'-Kalorimetern bei einer digitalen Verarbeitung der Kanäle wurde bereits in Kapitel 2.2.3.1 diskutiert.

Im folgenden wird die Eichung des Prototyps, welche direkt auf das entgültige $CP - LEAR$ Kalorimeter übertragen werden kann, erläutert und die erzielte Energieauflösung beschrieben. Dabei werden diese Eigenschaften für Elektronen und Photonen miteinander verglichen und ihre Abhängigkeit vom Einfallswinkel des entsprechenden Teilchens untersucht.

3.4.1.1 Die Eichung für Photonen und Elektronen

Der in Abbildung 3.10 gemessenen Verteilung der Anzahl feuernder Drähte vieler solcher $150\text{ MeV } \gamma$'s die senkrecht auf den Prototyp auftreffen kann entnommen werden, daß im Mittel bei dieser Energie $\langle N_\gamma(150\text{ MeV}) \rangle = 13.2$ Drähte ansprechen. Diese mittlere Anzahl $\langle N_\gamma(E_\gamma) \rangle$ wurde für Photon-Energien zwischen 50 MeV und 350 MeV bestimmt und ist in Abbildung 3.11 als Funktion dieser Energie abgebildet (siehe o).

Wie gut aus der Messung von $N_\gamma(E_\gamma)$ die Energie E_γ des aufschauernenden Pho-

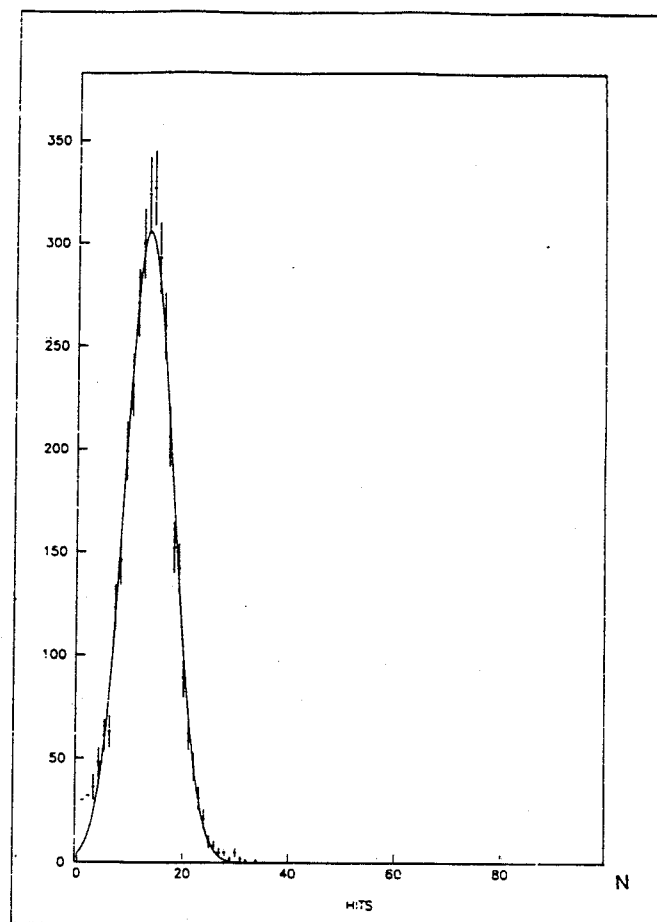


Abbildung 3.10: Die Anzahl ansprechender Drähte für 150MeV Photonen

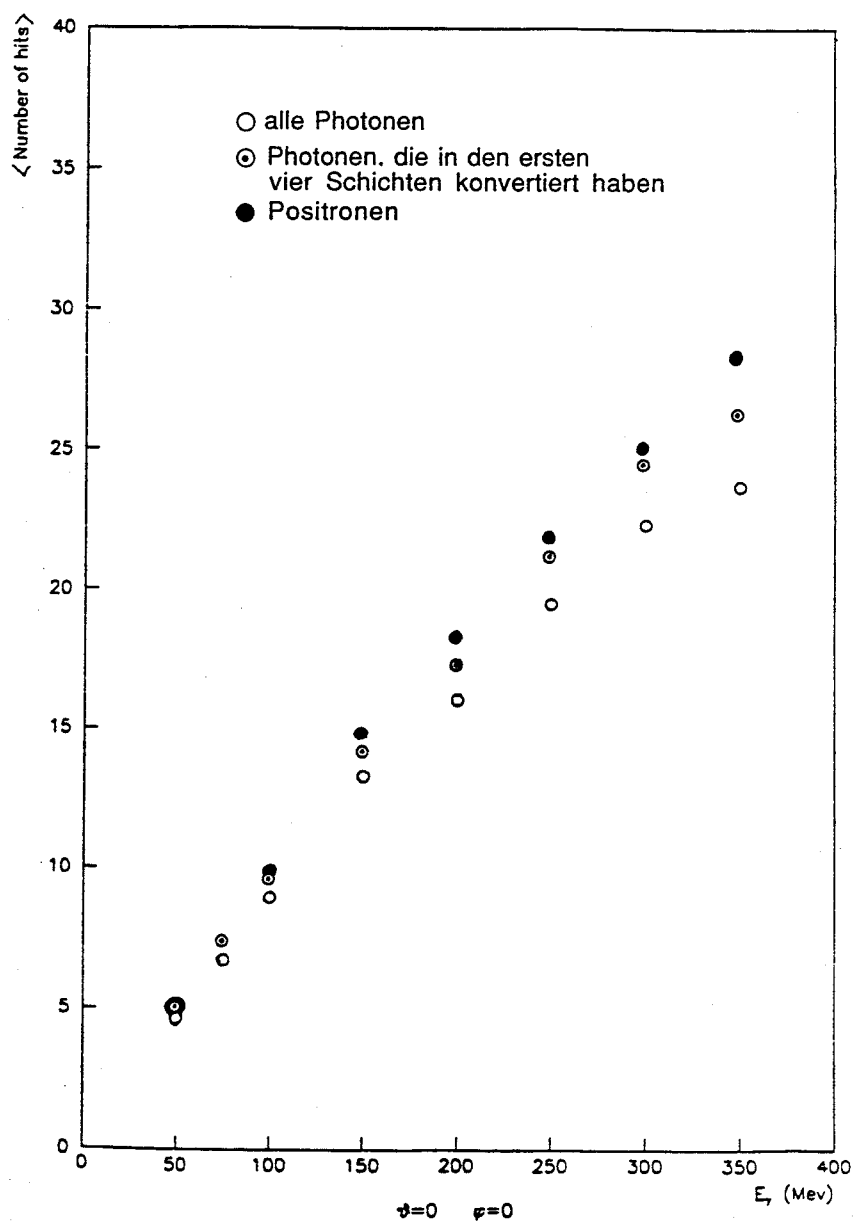


Abbildung 3.11: Die mittlere Anzahl ansprechender Drähte für Photonen und Positronen unter senkrechtem Einfall als Funktion der Energie

tons bestimmt werden kann, wird in Kapitel 3.5 erläutert.

Wie in Kapitel 2.2.3.1 diskutiert, wird zwischen der Anzahl Schauerpartikel und der Energie des Photons eine lineare Beziehung der Form $N_{theor} \approx E_0/E_c$ (siehe Gl.2.7) erwartet, wobei $E_c(Pb) \approx 10 MeV$ (siehe Kap.2.2.2.1). Für Photon-Energien zwischen $50 MeV$ ($N_{exp} \approx 4.6$) und $150 MeV$ ($N_{exp} \approx 13.2$) stimmen die experimentellen Werte erstaunlich gut mit dieser groben theoretischen Abschätzung überein.

Die Abweichung der Kurve in Abbildung 3.11 (siehe $\circ$) von einer Geraden erklärt sich dadurch, daß Photonen nicht wie Elektronen notwendigerweise in einer der ersten Kalorimeterschichten aufschauern, sondern mit einer exponentiell abfallenden Wahrscheinlichkeit erst in tieferen Schichten konvertieren. Da das Kalorimeter nur eine endliche Ausdehnung hat und die Schauerlänge mit zunehmender Photon-Energie anwächst, werden die Verluste von Schauerpartikeln mit steigender Energie immer größer.

Dieser Effekt ist in Abbildung 3.12 veranschaulicht, wo die mittlere Anzahl ansprechender Drähte als Funktion der Schicht (S_K), in der das Photon konvertiert hat, für drei verschiedene Energien aufgetragen ist. Als Konversionsschicht wurde diejenige Schicht definiert, in der das erste ionisierende Teilchen des Schauers nachgewiesen worden ist. Während für Photonen von $50 MeV$ die mittlere Anzahl Ereignisse N im Prototyp für γ 's, die zwischen der ersten und zwölften Schicht konvertieren konstant ist, fällt N für Energien von $150 MeV$ bzw. $250 MeV$ bereits bei der Konversion des Photons nach der ca. fünften bzw. dritten Schicht ab.

Eine Zusammenfassung dieses Verhaltens für alle Energien zwischen $50 MeV$ und $350 MeV$ ist in Abbildung 3.13 dargestellt, wobei statt der gemessenen Werte, zum Zwecke der Übersichtlichkeit eine an die Messdaten angepasste Kurve abgebildet ist. Daß ein solcher 'polynom-fit' gut mit den Daten übereinstimmt, kann der Abbildung 3.12 entnommen werden.

Vergleicht man in Abbildung 3.11 die mittlere Anzahl Schauerpartikel im Prototyp für Photonen ($\circ$) und Positronen ($\bullet$) als Funktion ihrer Energie, so zeigt sich, daß die Linearität für Positronen viel besser erfüllt ist. Dies erklärt sich dadurch, daß Positronen im Gegensatz zu Photonen beim Eintritt in Materie sofort bremsstrahlen und somit zum aller größten Teil in der ersten Schicht des Kalorimeters aufschauern (siehe Kap.2.2.2.1). Wird von Verlusten abgesehen, sollte ein Positron dabei die gleiche Anzahl Schauerpartikel im Kalorimeter wie Photonen identischer Energie erzeugen.

Wie gut das erfüllt ist, zeigt der Vergleich in Abbildung 3.11 zwischen Positronen ($\bullet$) und solchen Photonen ($\odot$), die in den ersten vier Schichten des Kalorimeters konvertiert sind. Die Auswahl solcher weit vorne im Prototyp konvertierender γ 's reduziert die Verluste durch 'Herauslecken' des Schauers (vergl. Abb.3.12) und selektiert für Photonen künstlich ein ähnlich frühes Aufschauern wie es für Elektronen der Fall ist.

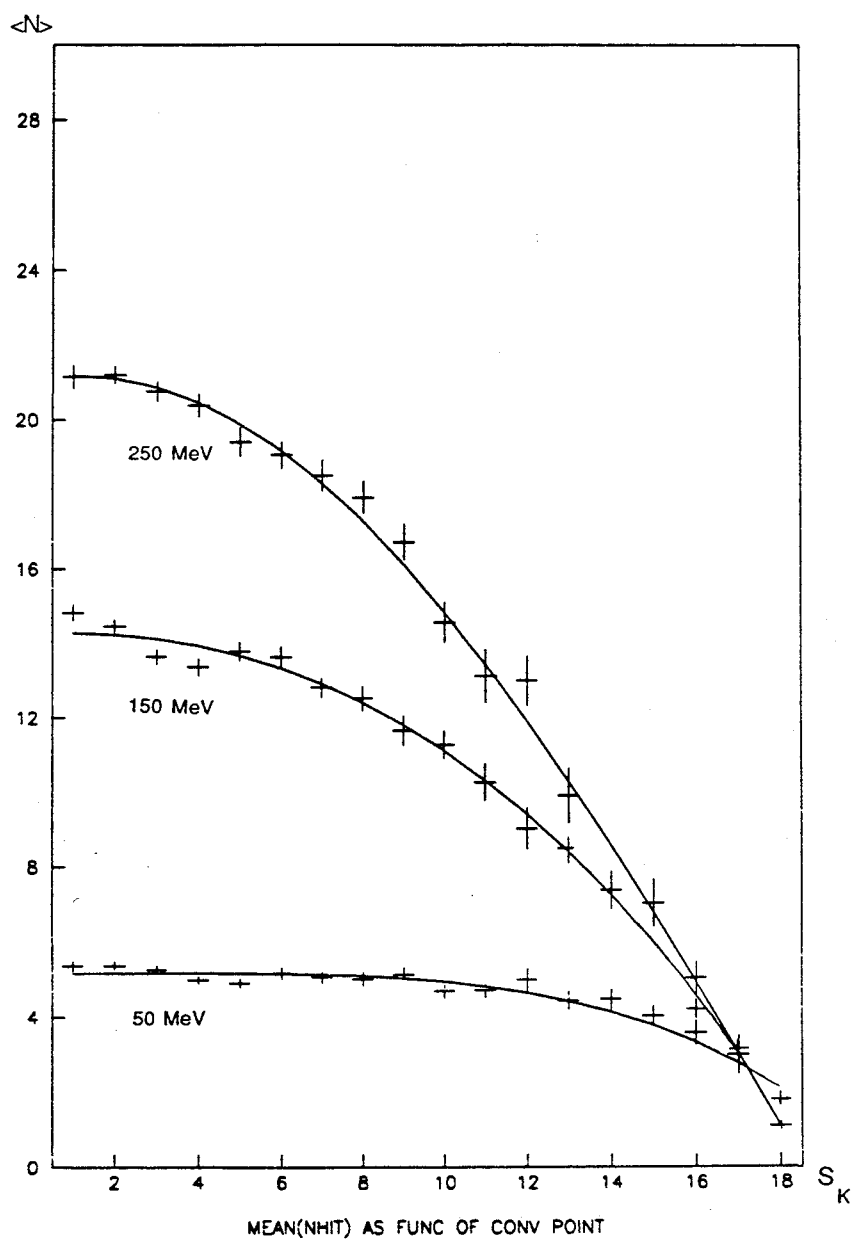


Abbildung 3.12: Die mittlere Anzahl ansprechender Drähte als Funktion der Konversionsschicht der Photonen für verschiedene Energien

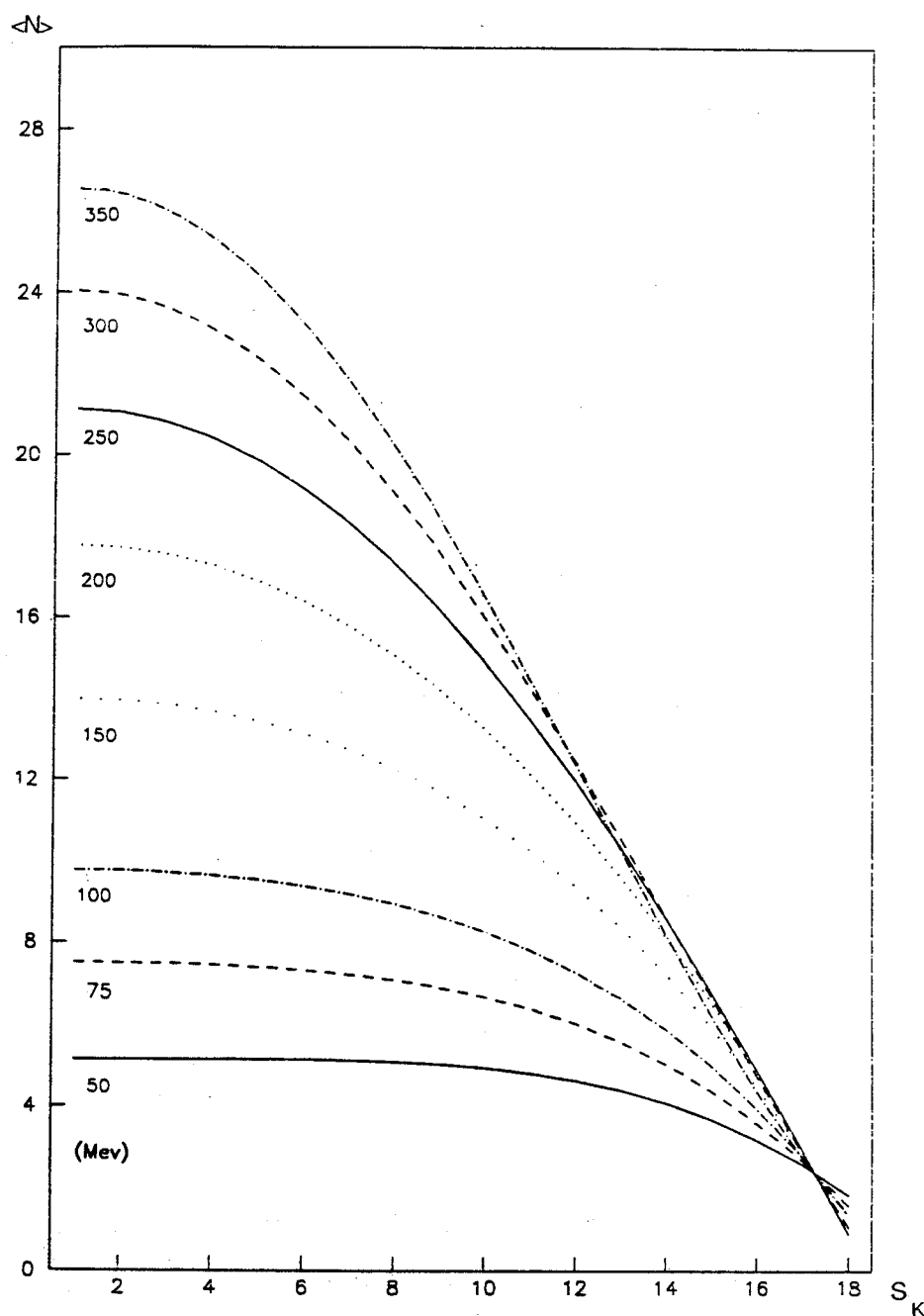


Abbildung 3.13: Der 'fit' an die mittlere Anzahl ansprechender Drähte als Funktion der Konversionsschicht der Photonen für verschiedene Energien

3.4.1.2 Der Einfluß des Eintrittswinkels auf die Eichung

Alle Daten, die der bisherigen Diskussion zugrunde liegen, wurden mit senkrecht zum Prototyp einfallenden Teilchen aufgezeichnet. Bezüglich der Verluste von Schauerpartikeln durch die begrenzte Dicke des Kalorimeters ist diese Situation sicherlich die unvorteilhafteste, da die Schauerentwicklung entlang der kürzest möglichen Linie innerhalb des Prototyps stattfindet, wobei die Länge dieser Linie der Dicke von $\approx 20\text{cm}$ entspricht.

Treffen die Teilchen hingegen unter einem Winkel von z.B. $\varphi = 30^\circ$ bezüglich einer Achse parallel zu den Drähten und von $\vartheta = 30^\circ$ bezüglich einer Achse senkrecht zu den Drähten auf, so wird die dem Schauer zur Entwicklung stehende Länge wesentlich größer, was zu kleineren Verlusten führen sollte.

Der Vergleich der Anzahl angesprochener Drähte als Funktion der Photon-Energie für Photonen, die senkrecht einfallen und solchen die unter $\varphi = 30^\circ$ und $\vartheta = 30^\circ$ einfallen, ist in Abbildung 3.14 aufgezeigt. In der Tat sind die Werte von N für schräg einfallende Photonen ($\odot$) bei großen Energien höher als für senkrecht auftreffende γ 's ($\circ$) und sind vergleichbar mit denen der früh konvertierenden Photonen bei $\varphi = 0^\circ$, $\vartheta = 0^\circ$ ($\bullet$).

3.4.2 Die Energieauflösung

3.4.2.1 Die Auflösung für Photonen und Elektronen

Wie in Kapitel 2.2.3.1 ausführlich diskutiert, ist die Energieauflösung hauptsächlich durch die statistischen Fluktuationen der Anzahl Teilchen im elektromagnetischen Schauer gegeben. Es ist deshalb sinnvoll, eine reduzierte Auflösung in Einheiten von der Wurzel der Energie anzugeben, die für ein ideales Kalorimeter unabhängig von der Energie, also konstant sein sollte.

Die Energieauflösung ergibt sich aus der Genauigkeit, mit der die Anzahl ansprechender Drähte ('hits') im Kalorimeter für Photonen gegebener Energie bestimmt werden kann. Wie aus der Auflösung dieser 'hit'-Verteilung auf diejenige der Energie geschlossen werden kann, wird in Kapitel 3.5 diskutiert.

Die Auflösung der Anzahl 'hits' kann aus der Breite der in Figur 3.10 gezeigten Verteilung der Anzahl ansprechender Drähte ermittelt werden. Aus dem 'fit' einer Gaußkurve an die Verteilung erhält man eine Breite σ von ca. 4.6 Ereignissen, was mit $\langle N \rangle = 13.2$ einer prozentualen Auflösung von $\sigma(N)/\langle N \rangle \approx 35\%$ oder $\sigma_R(N) = \sigma(N)/\langle N \rangle \cdot \sqrt{E(\text{GeV})} \approx 13.6\%$ entspricht.

Die reduzierte Auflösung σ_R ist in Abbildung 3.15 für Photonen wohldefinierter Energie zw. 50MeV und 350MeV , die senkrecht auf den Prototyp auftreffen, als Funktion ihrer Energie aufgeführt (siehe $\circ$). Wie sich zeigt, ist die Auflösung nicht unabhängig von der Energie, sondern steigt von $\sigma_R \approx 12\%$ bei 50MeV bis auf $\sigma_R \approx 20\%$ bei 350MeV .

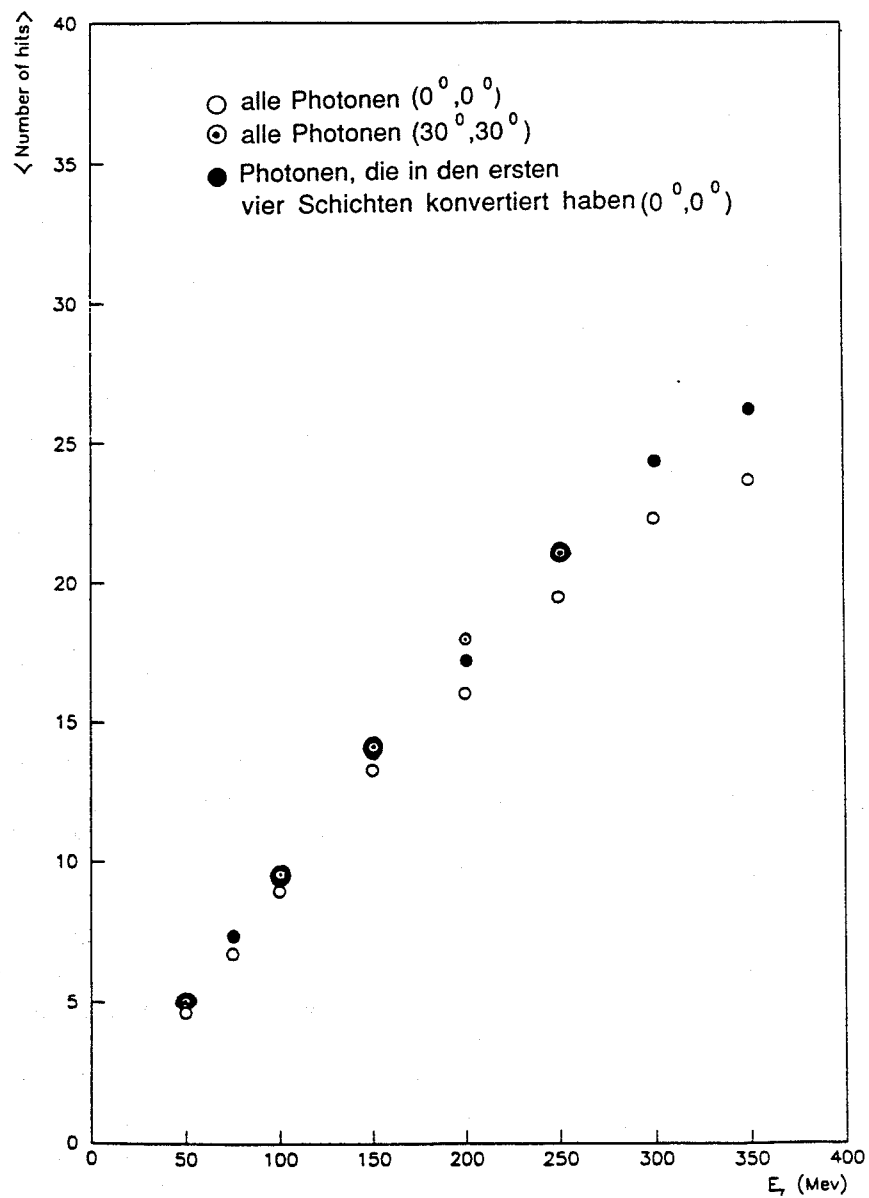


Abbildung 3.14: Die mittlere Anzahl ansprechender Drähte für senkrecht und schräg in den Prototyp einfallende Photonen

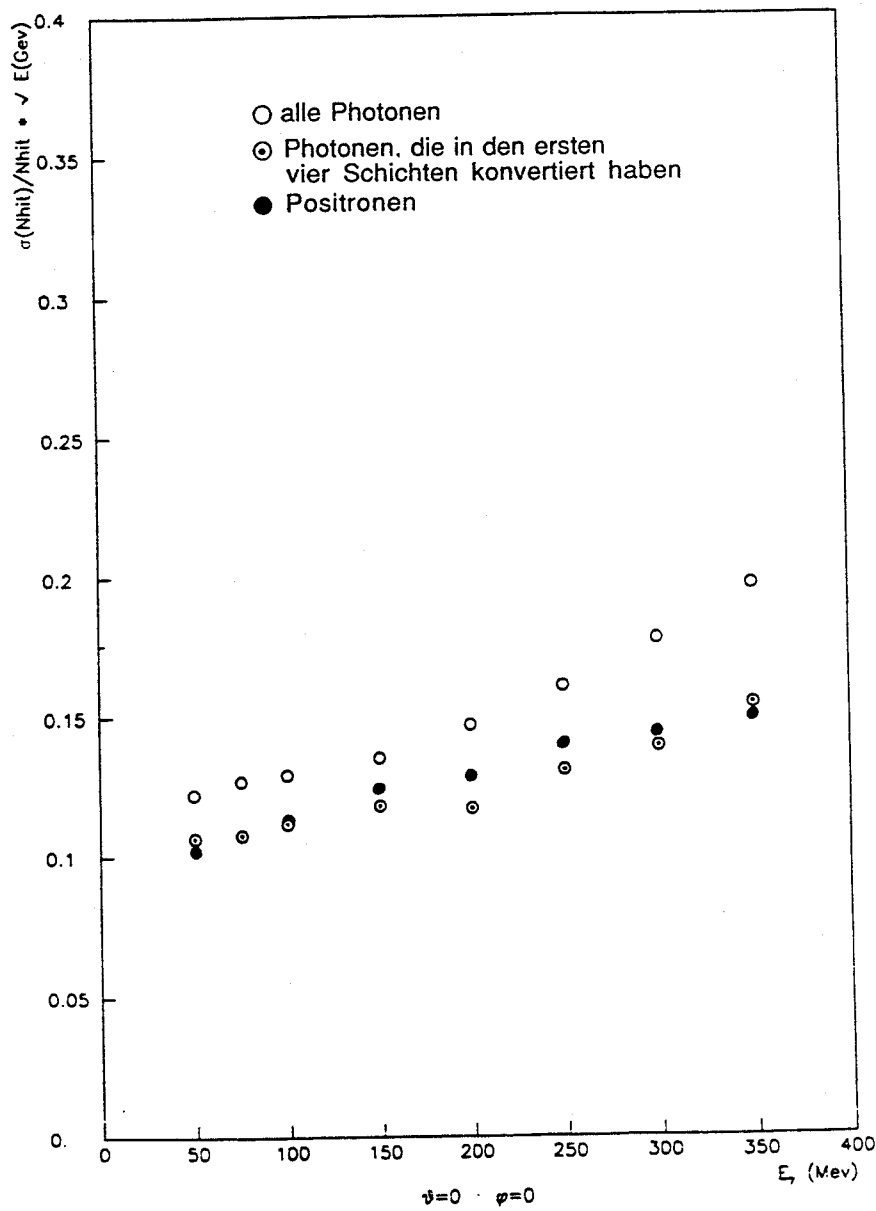


Abbildung 3.15: Die reduzierte Auflösung der Anzahl ansprechender Drähte für senkrecht einfallende Photonen und Positronen

Diese Energieabhängigkeit läßt sich zum großen Teil wiederum auf die endliche Ausdehnung des Kalorimeters zurückführen.

Vergleicht man die Auflösung von allen im Prototyp konvertierten Photonen bestimmter Energie ($\circ$) mit derjenigen, die sich mit γ 's ergibt, welche in einer der ersten Schichten konvertieren ($\odot$), so verringert sich die Energieabhängigkeit für letztere beträchtlich.

Für 50 MeV Photonen hat sich die reduzierte Energieauflösung für frühzeitig konvertierende γ 's mit $\sigma_R \approx 11\%$ gegenüber der alle Photonen umfassenden Auflösung kaum geändert, während sie für 350 MeV nur noch $\sigma_R \approx 15\%$ gegenüber vorher $\sigma_R \approx 20\%$ beträgt.

Ein Vergleich der Auflösung von vorne im Prototyp anschauernden γ 's ($\odot$) mit derjenigen von Positronen gleicher Energie ($\bullet$) in Abbildung 3.15 zeigt eine gute Übereinstimmung.

3.4.2.2 Der Einfluß des Eintrittswinkels auf die Auflösung

Der Einfluß des Winkels, unter denen die Photonen in das Kalorimeter einfallen, auf die Energieauflösung, kann anhand von Figur 3.16 untersucht werden.

Für schräg in den Prototyp einfallende Photonen von mehr als 250 MeV wurden aus Zeitgründen keine Daten genommen, da für diese Energien die Photon-Raten sehr klein waren (siehe Kap.3.1.3).

Beim Vergleich der ermittelten Energieauflösungen für senkrecht einfallende ($\varphi = 0^\circ, \vartheta = 0^\circ$) und unter Winkeln von $\varphi = 0^\circ, \vartheta = 30^\circ$ bzw. $\varphi = 30^\circ, \vartheta = 30^\circ$ auf den Prototyp auftreffende Photonen ist eine gewisse Winkelabhängigkeit zu erkennen. Für schräg im Kalorimeter verlaufende Schauer ergibt sich aufgrund der geringeren Verluste eine bessere Auflösung als für Photonen, die senkrecht zur Drahtebene einfallen.

Die Werte der reduzierten Auflösung für $\varphi = 0^\circ$ und $\vartheta = 0^\circ$, die für 50 MeV bis 350 MeV Photonen zwischen $\sigma_R \approx 12\%$ bis $\sigma_R \approx 20\%$ liegen, können als oberste Grenze betrachtet werden, da der mittlere Winkel, unter dem die γ 's im $CP - LEAR$ Detektor einfallen, etwa 30° beträgt.

3.5 Die Parametrisierung der 'Energie-Kalibrierung'

Wie in Kapitel 3.4.1.1 besprochen, wird die Energie E_γ der im Kalorimeter anschauernden Photonen durch Messung der Anzahl feuernder Drähte N_γ bestimmt.

Wie sich die Zahl $\langle N_\gamma(E_\gamma) \rangle$ der im Mittel angesprochenen Drähte mit der Energie E_γ ändert wurde in Abbildung 3.11 ($\circ$) dargestellt. Zudem zeigte sich eine starke Abhängigkeit der Anzahl N_γ von der Schicht, in der das Photon konvertiert hat (siehe Abb.3.12).

N_γ ist somit eine Funktion der Energie E_γ des Photons und der Schicht S_K in der das Photon konvertiert hat, also $N_\gamma = N_\gamma(E_\gamma, S_K)$.

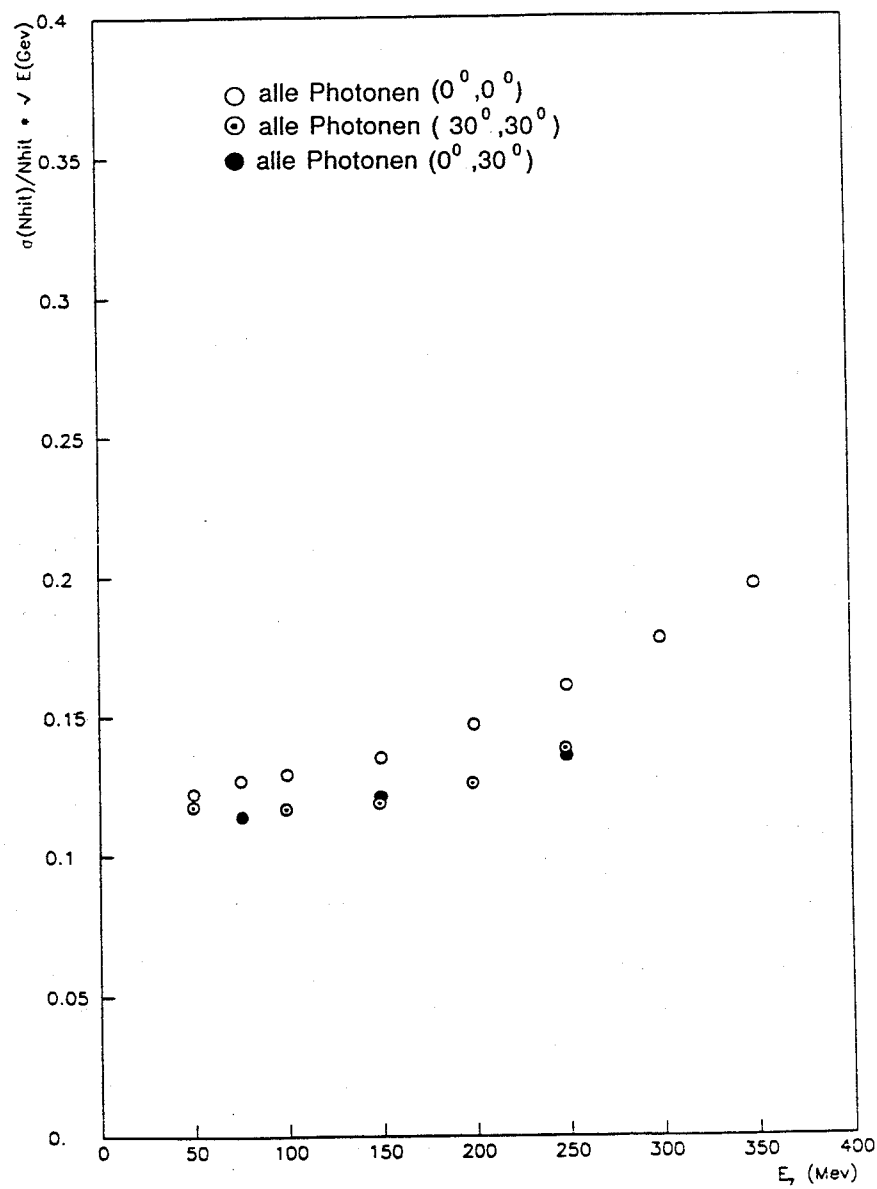


Abbildung 3.16: Die reduzierte Auflösung der Anzahl ansprechender Drähte für senkrecht und schräg in den Prototyp einfallende Photonen

Die Parametrisierung der 'Energie-Kalibrierung' $N_\gamma(E_\gamma, S_K)$ erfüllt im Wesentlichen zwei Zwecke.

Die 'Monte-Carlo' Simulation des *CP - LEAR* Experiments (CPGEANT) kann anhand einer solchen Parametrisierung die Eigenschaften des Kalorimeters realistisch wiedergeben.

Wird die 'Energie-Kalibrierung' derart parametrisiert, daß E_γ als Funktion von N_γ und S_K eindeutig dargestellt werden kann, so kann aus den messbaren Größen N_γ, S_K die Energie E_γ jedes Photons mit einem bestimmten Fehler rekonstruiert werden.

Im Folgenden wird anhand von senkrecht auf den Prototyp auffallende Photonen gezeigt, daß eine solche Parametrisierung möglich ist, und wie sich daraus die Energie der Photonen bestimmen läßt.

3.5.1 Die Parametrisierung

In Abbildung 3.12 wurde N_γ , die Zahl der im Mittel ansprechenden Drähte, als Funktion von S_K , der Schicht in der das Photon konvertiert, für verschiedene Photonenergien E_γ aufgetragen.

Um die Parametrisierung derart durchzuführen, daß die Energie E_γ als Funktion von N_γ und S_K ausgedrückt werden kann, wird eine neue Darstellung gewählt.

Für alle Photonen, die in einer bestimmten Schicht des Kalorimeters konvertiert sind, wird ihre Energie E_γ als Funktion von N_γ aufgetragen. Man erhält so für jede der 18 Schichten ein Diagramm, wie es in den Abbildungen 3.17, 3.18 am Beispiel einiger Schichten dargestellt ist. Wie erwartet ergibt sich für Photonen, die in einer der ersten Schichten des Prototyps konvertieren, eine annähernd lineare Beziehung zwischen E_γ und N_γ , wie sie durch Gleichung 2.7 beschrieben wird. Je später die Photonen konvertieren, desto größer sind die Verluste von Schauerpartikeln durch die endliche Ausdehnung des Kalorimeters, wodurch die Zahl der im Mittel ansprechenden Drähte N_γ für eine gegebene Energie E_γ immer kleiner wird. Je höher die Energie ist, desto größer werden die Verluste.

Jedem der 18 Diagramme wurde ein Polynom der folgenden Form angepasst:

$$E_\gamma = P1 \cdot N_\gamma + P2 \cdot N_\gamma^2 \quad (3.4)$$

Dieser Ansatz scheint vernünftig, da nicht nur dem idealisierten linearen Verhalten Rechnung getragen wird, sondern auch ein Abweichen von diesem Verhalten durch den quadratischen Term ermöglicht wird.

In Abbildung 3.19 sind die ermittelten Werte von $P1$ und $P2$ für jede der 18 Konversionschichten S_K aufgetragen. Es zeigt sich, daß der lineare Term $P1$ von Gleichung 3.4 bis zur Schicht $S_K \approx 11$ etwa konstant und der quadratische Term $P2$ demgegenüber vernachlässigbar ist. Für Photonen, die in den ersten 11 Schichten des

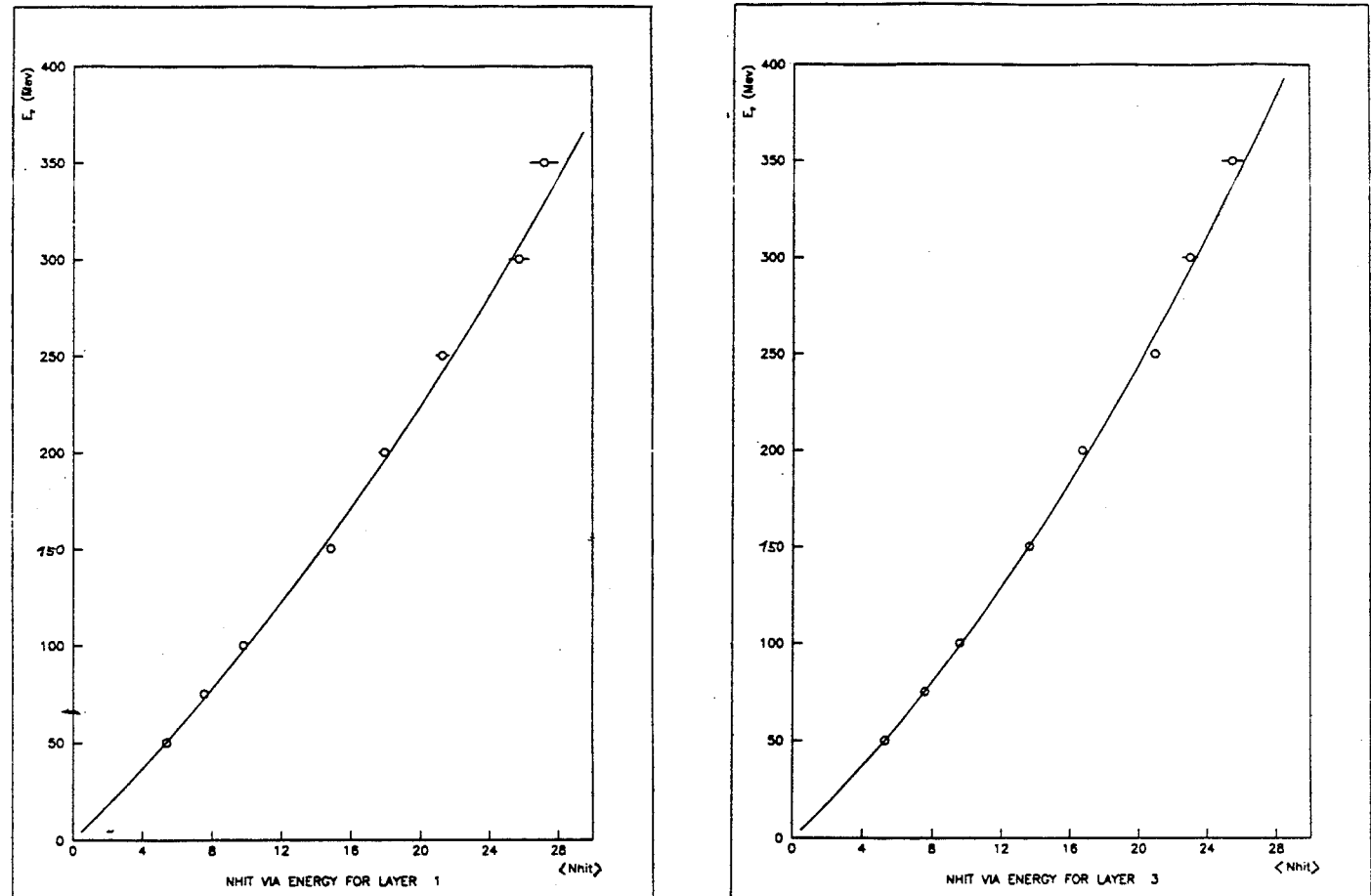


Abbildung 3.17: Die Energie der 'tagged' Photonen als Funktion der im Mittel ansprechenden Anzahl Drähte am Beispiel von Schicht 1 und 3

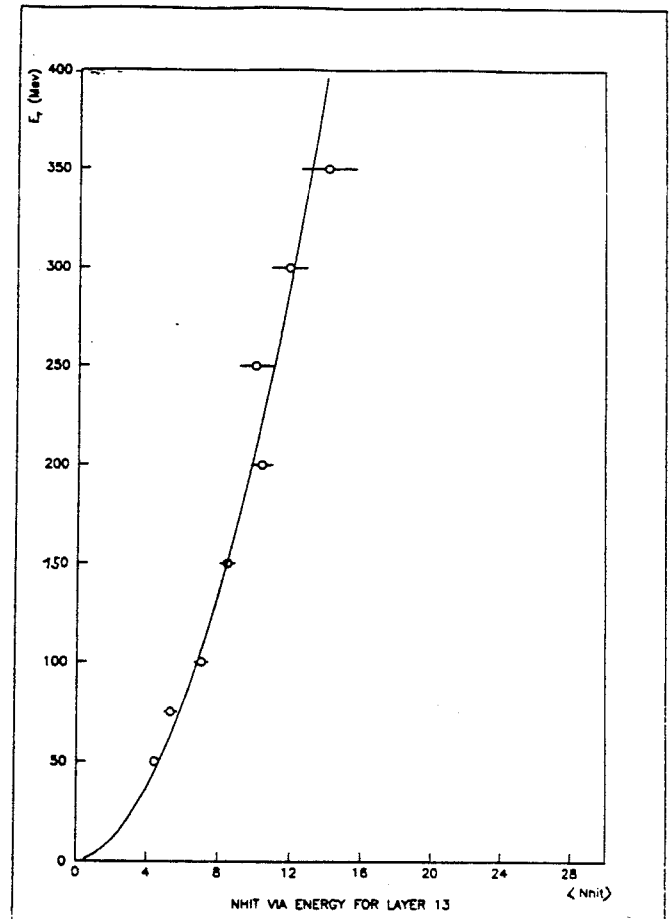
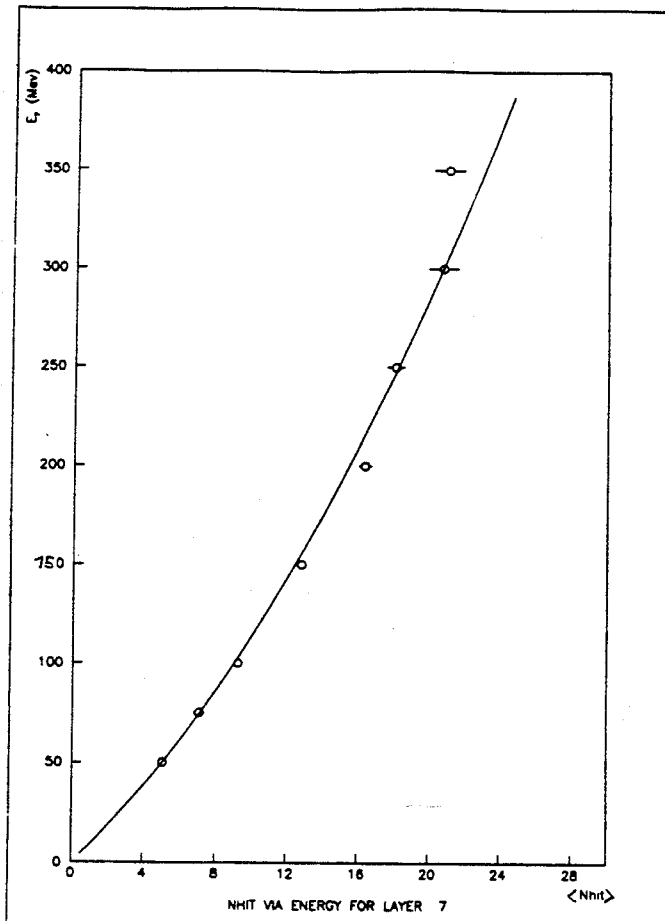


Abbildung 3.18: Die Energie der 'tagged' Photonen als Funktion der im Mittel ansprechenden Anzahl Drähte am Beispiel von Schicht 7 und 13

$P1_0$	8.5526 ± 0.0134
$P1_2$	$(-0.8007 \pm 0.0976) \cdot 10^{-2}$
$P1_4$	$(-0.2688 \pm 0.0141) \cdot 10^{-3}$
$P1_6$	$(-0.2761 \pm 0.0050) \cdot 10^{-5}$
$P2_0$	0.1755 ± 0.0149
$P2_1$	-0.1350 ± 0.0920
$P2_2$	0.1308 ± 0.0097
$P2_3$	$(-0.4677 \pm 0.0226) \cdot 10^{-1}$
$P2_4$	$(0.7732 \pm 0.0267) \cdot 10^{-2}$
$P2_5$	$(-0.5875 \pm 0.0155) \cdot 10^{-3}$
$P2_6$	$(0.1690 \pm 0.0035) \cdot 10^{-4}$

Tabelle 3.1: Die Werte der Parameter $P1_i$ und $P2_i$

Kalorimeters konvertieren ist die lineare Beziehung zwischen E_γ und N_γ demnach recht gut erfüllt, wobei die in Gleichung 2.7 definierte kritische Energie E_C mit den grob abgeschätzten $10MeV$ gut übereinstimmt, denn:

$$E_C \approx P1 = \frac{E_\gamma}{N_\gamma} \approx 8.5MeV \quad (3.5)$$

Für Photonen, die erst nach der elften Schicht des Prototyps konvertieren, nimmt der lineare Anteil $P1$ drastisch ab, während nun der quadratische Anteil $P2$ stark zunimmt. Dieses Verhalten zeigt, daß das 'Herauslecken' des Schauers für in diesem Bereich konvertierende Photonen eine Bestimmung von E_γ über N_γ fast unmöglich macht.

Die Abhängigkeit von $P1$ bzw. $P2$ von der Schicht S_K , in der die Photonen konvertiert sind, wurde durch Anpassen eines Polynoms erfaßt. Die den Messpunkten der Abbildung 3.19 überlagerte durchgezogene Kurve ist der 'fit' folgender Polynome an $P1$, $P2$:

$$P1 = P1_0 + P1_2 \cdot S_K^2 + P1_4 \cdot S_K^4 + P1_6 \cdot S_K^6 \quad (3.6)$$

$$P2 = P2_0 + P2_1 \cdot S_K + P2_2 \cdot S_K^2 + \dots + P2_6 \cdot S_K^6 \quad (3.7)$$

Tabelle 3.1 zeigt die erhaltenen Werte für $P1_i$ und $P2_i$. Die durchgezogenen Kurven in den Abbildungen 3.17, 3.18 zeigen die aufgrund von Gleichung 3.4 berechnete Energie E_γ mit den über die Gleichungen 3.6 und 3.7 bestimmten Parametern $P1$ und $P2$. Die gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten zeigt, daß E_γ gut parametrisiert werden konnte.

Anhand der in Tabelle 3.1 aufgeführten Parameter und den Gleichungen 3.4, 3.6 und 3.7 ist nun die Bestimmung der Energie eines in das Kalorimeter einlaufenden Photons aufgrund der Kenntnis der Anzahl angesprochener Drähte N_γ und der Schicht S_K , in der der erste Draht angesprochen hat, möglich.

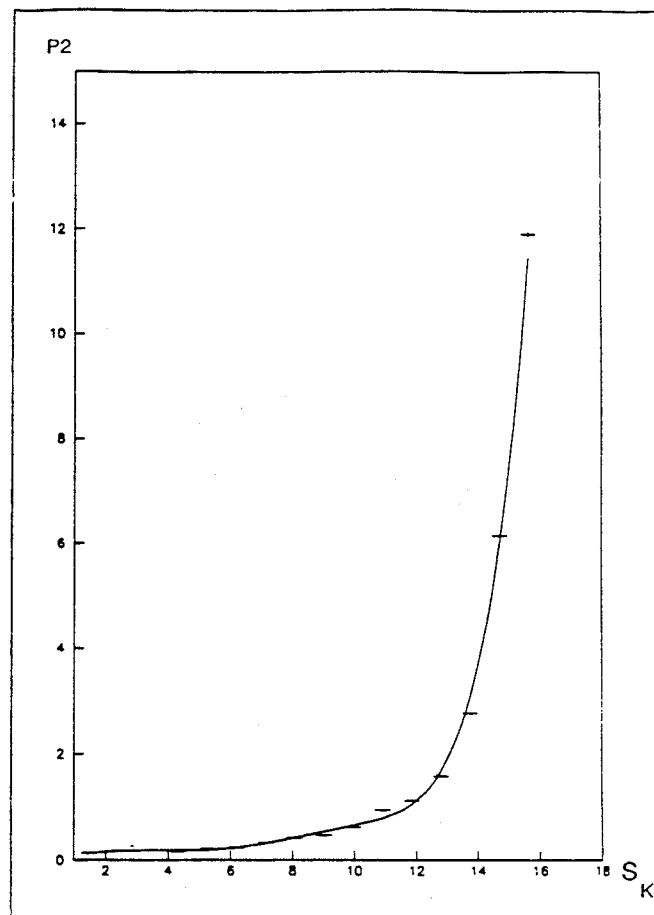
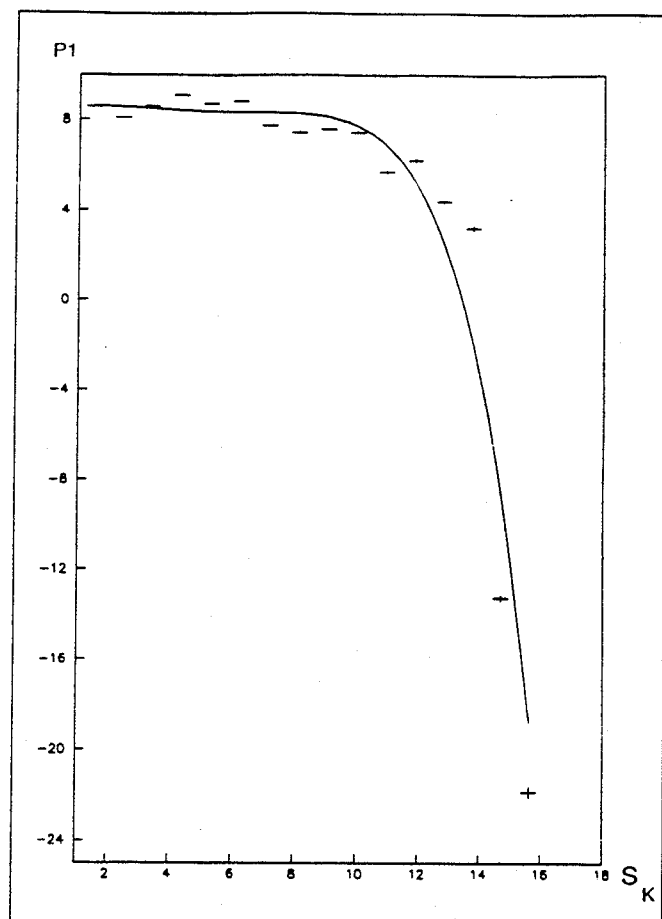


Abbildung 3.19: Die Werte der Parameter $P1$ und $P2$ als Funktion der Konversions-schicht

3.5.2 Die Rekonstruktion der Photonenergie

Im Folgenden soll die in Kapitel 3.5.1 beschriebene Parametrisierung dazu verwendet werden, die Energie E_γ eines Photons durch die Zahl der im Prototyp angesprochenen Drähte N_γ und durch die Kenntnis der Schicht S_K , in der das Photon konvertiert ist, zu rekonstruieren.

Um zu testen, wie gut die Rekonstruktion von E_γ möglich ist, wurde die Energie E_γ der Photonen anhand der Parametrisierung durch die gemessenen Größen N_γ und S_K rekonstruiert und mit der durch den 'tagged' Photon-Strahl bekannten Energie verglichen.

Abbildung 3.20 zeigt am Beispiel zweier Photonenergien die Verteilung, welche sich aus der Differenz der rekonstruierten und tatsächlichen Energie ergibt. Alle Verteilungen weisen eine Asymmetrie bezüglich des Maximums auf. Es besteht demnach eine größere Wahrscheinlichkeit, eine zu hohe Energie als eine zu kleine zu rekonstruieren.

Daß dies so sein muß, wird aus Abbildung 3.13 verständlich. Betrachtet man zum Beispiel ein Photon mit einer Energie von 150 MeV , welches in der zwölften Schicht konvertiert ist, so kann der Figur 3.13 entnommen werden, daß es wahrscheinlicher ist, die Energie dieses Photons fälschlicherweise zu $E_\gamma = 200\text{ MeV}$ zu rekonstruieren, als zu $E_\gamma = 100\text{ MeV}$, denn die Differenz zwischen $N_\gamma(200\text{ MeV})$ und $N_\gamma(150\text{ MeV})$ ist kleiner, als diejenige zwischen $N_\gamma(150\text{ MeV})$ und $N_\gamma(100\text{ MeV})$.

Um die mittlere Abweichung der rekonstruierten Energie von der tatsächlichen Energie zu bestimmen, wurde dieser Asymmetrie nicht Rechnung getragen, sondern den gemessenen Verteilungen eine symmetrische Gauß-Verteilung angepaßt, wie dies an den durchgezogenen Linien der Abbildung 3.20 erkenntlich ist.

Die Position der Maxima dieser 'gefitteten' Gaußkurven ist als Funktion der tatsächlichen Energie der Photonen in Abbildung 3.21 aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Energie auf diese Art im Mittel um etwa 10 MeV zu hoch rekonstruiert wird.

In Abbildung 3.22 ist die aus den Gaußkurven bestimmte reduzierte Auflösung $\sigma_r(E_\gamma)$, mit der die Energie rekonstruiert werden konnte, aufgezeigt (○). Bei der Abschätzung aller Fehler ist die Asymmetrie der Verteilungen berücksichtigt worden. Die Punkte (●) in Abbildung 3.22 zeigen die in Kapitel 3.4.2 erhaltene Auflösung der Anzahl 'hits' $\sigma_R(N_\gamma)$ im Vergleich.

3.6 Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen

Eine der wichtigsten Eigenschaften des Kalorimeters, die neben der Energie-Eichung und Energie-Auflösung anhand der Prototyp-Tests mit Photonen ermittelt werden soll, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen.

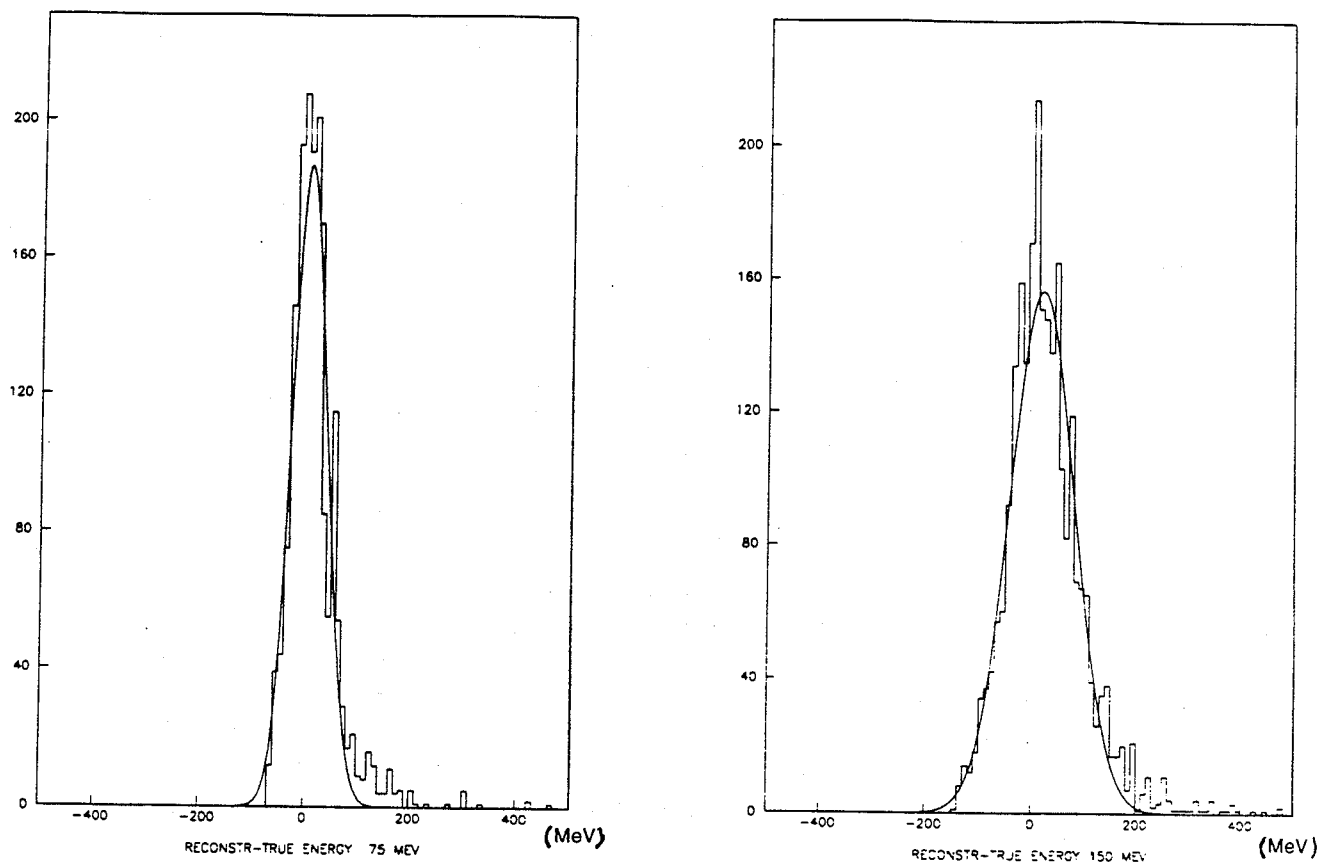


Abbildung 3.20: Die Verteilung der rekonstruierten Energie aufgrund der Parametrisierung am Beispiel von Photonen mit 75 MeV und 150 MeV

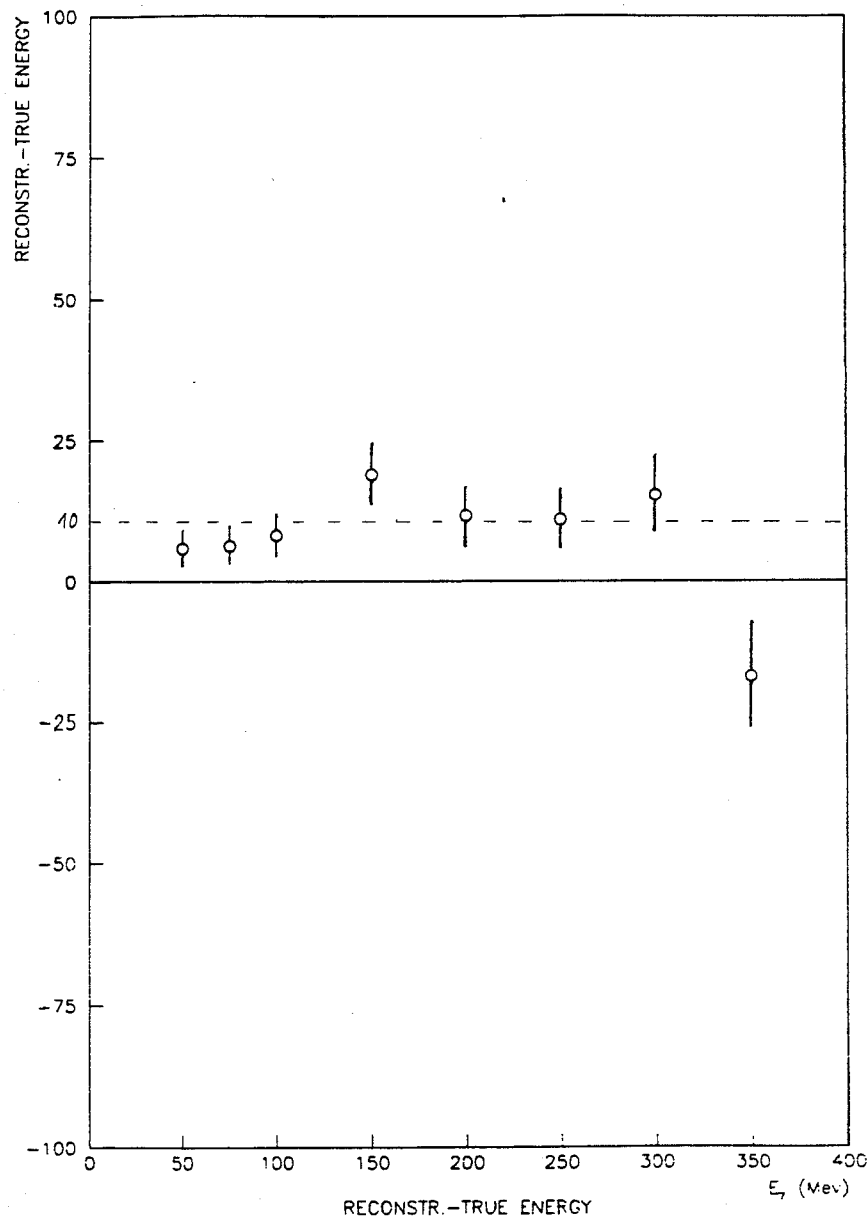


Abbildung 3.21: Die Differenz zwischen der tatsächlichen Energie und dem Maximum der rekonstruierten Energieverteilung aufgrund der Parametrisierung

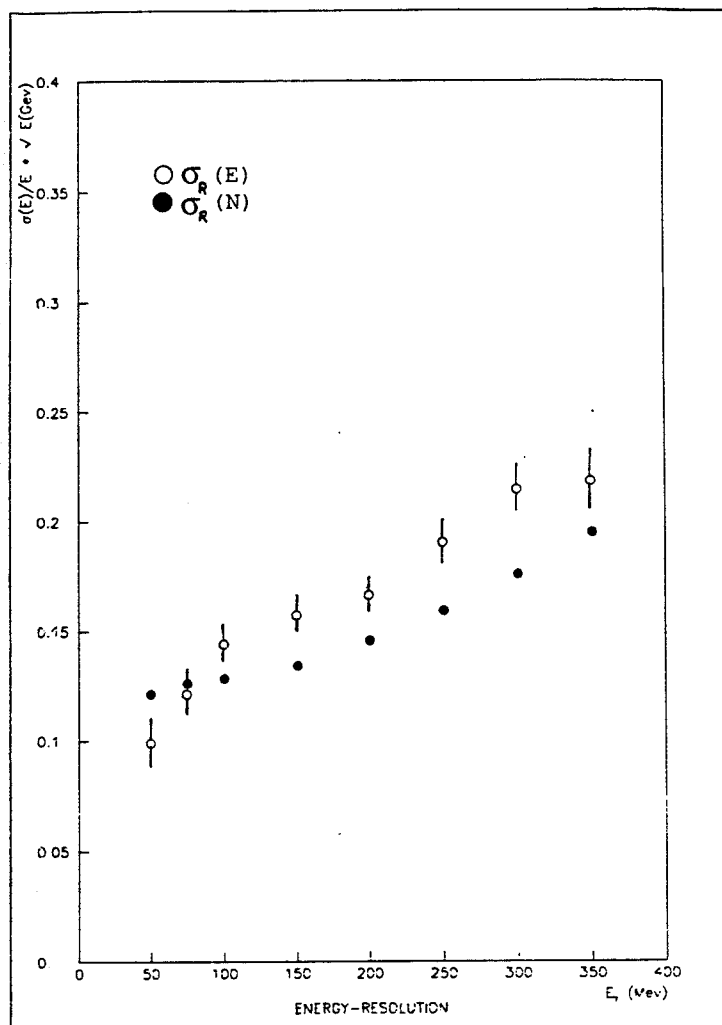


Abbildung 3.22: Die reduzierte Energieauflösung welche aufgrund der Parametrisierung erreicht wurde (○) im Vergleich mit der Auflösung der Anzahl ansprechender Drähte (●)

Es fragt sich, aufgrund welcher Effekte ein auf das Kalorimeter auftreffendes Photon möglicherweise nicht nachgewiesen werden kann.

Eine gewisse Ineffizienz für den Photon-Nachweis ergibt sich aus der Tatsache, daß eine bestimmte Schwelle für die in einem Schauer nachgewiesene Teilchenzahl gesetzt werden muß, um ein physikalisches Ereignis von möglichem 'Rauschen' zu unterscheiden. So scheint es vernünftig, zumindest drei angesprochene Drähte im Kalorimeter zu verlangen, um ein Ansprechen des Detektors als Schauerereignis zu interpretieren.

Diese Schwelle bewirkt sicherlich eine Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit, da die Anzahl ansprechender Drähte für Photonen niedriger Energie im Mittel sicherlich häufiger unter der Schwelle liegt als für solche hoher Energie (siehe Figuren 3.10 und 3.11).

Ineffizienzen ganz anderer Art für den Nachweis von Photonen ergeben sich durch γ 's, die den Detektor vollständig durchlaufen, ohne dabei aufzuschauern.

Wie die Intensitätsabnahme von Photonen von der Dicke und Dichte des durchlaufenen Materials und der mittleren freien Weglänge abhängt, wurde in Kapitel 2.2.2.1 diskutiert (siehe Gl.2.6). Eine Abschätzung für das *CP - LEAR* Kalorimeter für 200 MeV γ 's ergab, daß der Anteil der innerhalb des Prototyps konvertierenden Photonen $\approx 97\%$ betragen sollte.

Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit aus den Messdaten ergab sich als ziemlich schwierig und wird im Folgenden diskutiert.

3.6.1 Die Normierung auf die Anzahl ' γ -trigger'

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kalorimeters für Photonen kann direkt aus dem Verhältnis der durch den Detektor nachgewiesenen Ereignisse und der Anzahl ' γ -trigger' des 'tagged' Photon-Strahls bestimmt werden.

Ein Bremsstrahl-Photon wird durch die Antikoinzidenz zwischen dem Vetoähler (S3) und dem in Koinzidenz geschalteten Strahlszintillator S1, S2 und dem Hodoskop (siehe Figur 3.4) ausgewählt. Es zeigte sich jedoch, daß dieser 'trigger' manchmal ansprach, ohne daß ein Photon erzeugt worden ist. Diese 'Miß-trigger' konnten auf gestreute, geladene Teilchen, die das Hodoskop getroffen haben, zurückgeführt werden.

Die ADC's (Analog to Digital Converter) der Hodoskopzintillatoren, mit denen die in dem Hodoskop deponierte Energie der geladenen Teilchen gemessen wurde, wiesen in ihren Spektren zum Teil doppelte Maxima oder zumindest sehr asymmetrische Verteilungen auf. Dies erklärt sich dadurch, daß nicht nur die vom Magneten abgelenkten Sekundärelektronen der Bremsstrahlung das Hodoskop senkrecht durchlaufen haben, sondern auch gestreute Teilchen unter einem schrägen Winkel auf die Hodoskopzintillatoren getroffen sind, wobei durch die größere durchlaufene Strecke mehr Licht im Szintillator erzeugt wird.

Die Anzahl 'Miß-trigger' konnte stark reduziert werden, indem einerseits Schnitte an den *ADC*-Spektren der Hodoskopszintillatoren angebracht wurden, und zudem andererseits eine scharfe Selektion der Primärpositronen durch Schnitte im *TDC*-Spektrum der Flugzeitmessung erfolgte. Durch letztere Maßnahme wurde die Zahl der in das Hodoskop streuenden Pionen und Myonen reduziert.

Es wurde überprüft, daß keines der Auswahlkriterien einen Einfluß auf die Energiegleichung oder Energieauflösung des Prototyps oder *BGO*'s haben, um unerwartete Effekte auszuschließen.

Aus dem Verhältnis der im Prototyp nachgewiesenen Ereignisse und der Anzahl 'γ-trigger' ist somit eine untere Grenze für die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kalorimeters für Photonen ermittelt worden.

Abbildung 3.23 zeigt diese Effizienz als Funktion der Photonenergie für eine minimale Anzahl angesprochener Drähte im gesamten Prototyp von $N \geq 3$ pro Ereignis (o) mit einer Vertrauensgrenze von 99.9%. Dies bedeutet, daß ein Photon nur dann als nachgewiesen gilt, wenn mindestens drei Drähte gefeuert haben.

Während bei niederen γ-Energien diese Schwelle einen großen Einfluß auf die Nachweiswahrscheinlichkeit hat, werden die Photonen höherer Energie unabhängig davon mit einer Wahrscheinlichkeit von mindestens $\approx 90\%$ nachgewiesen.

3.6.2 Der Vergleich der nachgewiesenen γ's im BGO und Prototyp

Eine von dem 'γ-trigger' unabhängige Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit kann durch den Vergleich der Anzahl nachgewiesener Photonen im Prototyp mit derjenigen im BGO erfolgen, wobei sichergestellt werden muß, daß die geometrische Akzeptanz für beide Detektoren identisch ist.

Hierzu wurde ein Bleikollimator vor den Vetoähler (S3) des 'tagged' γ-Strahls aufgebaut, um sicherzustellen, daß die im BGO aufschauernenden Photonen zentral auftreffen und keine Schauerverluste senkrecht zur Einfallsrichtung auftreten. Da die Tiefe des BGO ≈ 11 Strahlungslängen entspricht, sind keine Intensitätsverluste durch die endliche Ausdehnung des Kristalls zu erwarten.

Nachdem die Daten mit dem BGO aufgenommen worden waren, wurden bei identischem Aufbau des γ-Strahls mit Kollimator, der BGO-Detektor durch den Prototyp ersetzt.

Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Prototyps durch Vergleich der Effizienzen der beiden Detektoren ergab sich durch zwei unerwünschte Effekte als sehr schwierig.

Durch die bereits erwähnten Probleme mit der Elektronik des BGO-Systems ergab sich durch die gemessene Lichtausbeute im Kristall nicht nur eine relativ breite Ladungsverteilung im *ADC*-Spektrum der Photomultiplier, also eine schlechte Energieauflösung, sondern auch ein ähnlich breites Rauschsignal, welches ein breites 'pedestal' bewirkte (siehe Abb.3.24).

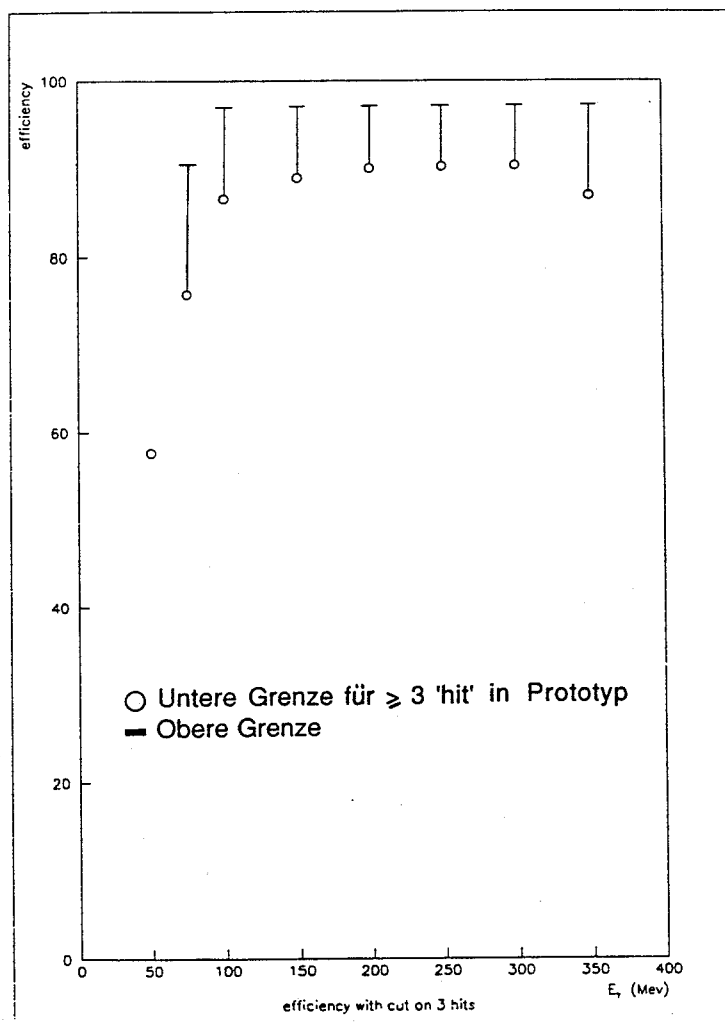


Abbildung 3.23: Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kalorimeters für Photonen, als Funktion ihrer Energie (Vertrauensgrenze von 99.9%)

Unter 'pedestal' versteht man diejenige Ladung, welche im *ADC* gemessen wird, ohne daß irgend ein Teilchen im Kristall Energie deponiert hat. Diese Ladung kommt z.B. durch das Rauschen des Photomultipliers oder der Elektronik zustande und muß von der insgesamt gemessenen Ladung abgezogen werden.

Da die Anzahl der Ereignisse im 'pedestal' gleich der Anzahl 'Miß-trigger' ist und das Integral unter der eigentlichen Ladungsverteilungskurve der Anzahl detektierter Photonen entspricht, ist eine Trennung der beiden gaußförmigen Kurven für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit absolut notwendig.

Während dies für Photonen hoher Energie gut möglich ist, ergaben sich für niedrige Energien von 50MeV und 75MeV Probleme, da dort die Gauß-Kurven stark überlappen.

Ein weiteres Problem ergibt sich dadurch, daß manche der Photonen wohldefinierter Energie Compton-Streuung in dem Bleikollimator erfahren und dann mit reduzierter Energie in dem Prototyp bzw. BGO anschauen.

Dieser Effekt konnte durch Vergleich der sich ändernden Verteilung der Anzahl ansprechender Drähte pro Ereignis im Prototyp mit und ohne Bleikollimator für

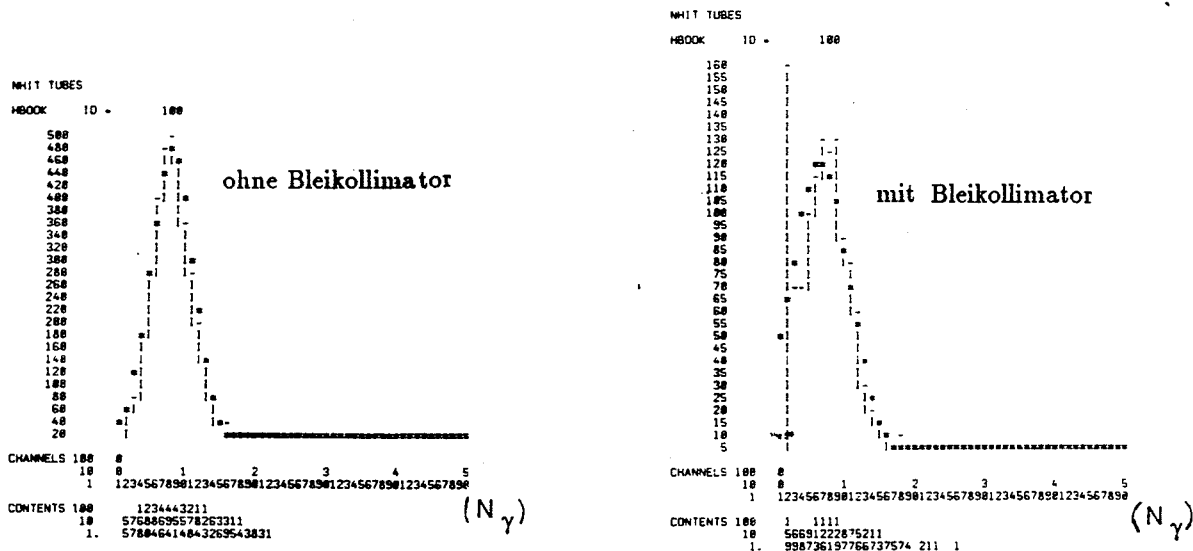


Abbildung 3.25: Die Verteilung der Anzahl ansprechender Drähte im Prototyp für 75 MeV Photonen mit und ohne Bleikollimator

Photonen wohldefinierter Energie nachgewiesen werden. Statt daß die in Abbildung 3.10 gezeigte Verteilung für z.B. 150 MeV γ 's für eine immer kleiner werdende Drahtmultiplizität gegen null abfällt, zeigte sich für Daten, die mit dem Kollimator aufgenommen wurden, daß die Verteilung nach einem Minimum bei einer Multiplizität von ≈ 4 Drähten gegen 1 wieder zunimmt (siehe Abbildung 3.25).

Solche niederenergetischen Photonen können zwar im Prototyp nachgewiesen werden, ergeben im BGO-Kristall hingegen so wenig Licht, daß die gemessene Ladung mit dem breiten 'pedestal' zusammenfällt. Während im Prototyp diese Compton-Photonen nicht sauber von den 'direkten' Photonen getrennt werden können, sind sie im BGO-Spektrum nicht von dem 'pedestal', also den 'Miß-trigger' zu unterscheiden.

Da in Kapitel 3.6.1 durch die Normierung auf die Anzahl aller 'trigger' ('Miß-trigger' eingeschlossen) eine unterste Grenze für die Nachweiswahrscheinlichkeit des Prototyps ermittelt wurde und eine genauere absolute Bestimmung durch den Vergleich mit dem BGO aufgrund der zwei diskutierten Probleme nicht möglich ist, erfolgte eine Abschätzung der oberen Grenze dieser Wahrscheinlichkeit im Vergleich mit dem BGO.

Hierzu wurde durch großzügiges Abschneiden des 'pedestals', welches in Wirklichkeit niederenergetische Photonen enthält, eine maximale Ineffizienz des BGO's ermittelt. Auf diese minimale Effizienz normiert wurden die Zahl aller Ereignisse, die den Prototyp zum Ansprechen brachten. Für γ -Energien von $E_\gamma \geq 100$ MeV ergab sich so eine maximale Nachweiswahrscheinlichkeit des Prototyps von $\approx 97\%$

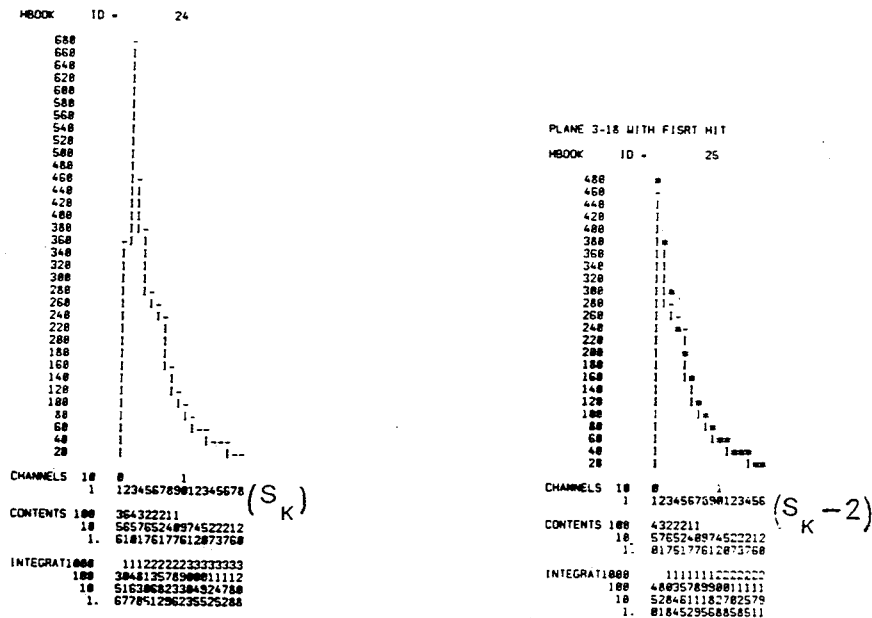


Abbildung 3.26: Die Anzahl der pro Schicht konvertierenden Photonen am Beispiel von 150 MeV Photonen und der exponentielle 'fit'

(siehe Fehlerbalken in Abbildung 3.23).

3.6.3 Die Intensitätsabnahme als Funktion der Eindringtiefe

Eine weitere Abschätzung der oberen Grenze für die Nachweiswahrscheinlichkeit des Prototyps für Photonen kann über die Messung der Intensitätsabnahme als Funktion der Eindringtiefe erfolgen, indem so die Zahl der nicht im Kalorimeter konvertierenden Photonen abgeschätzt wird.

In Abbildung 3.26 ist für jede der achtzehn Schichten des Prototyps am Beispiel von 150 MeV γ 's die Anzahl pro Schicht konvertierender Photonen aufgetragen. Wiederum wurde der erste angesprochene Draht der gemessenen Schauerverteilung als Konversionspunkt bezeichnet. Da das Konvertermaterial der ersten Schicht nicht aus 1.5 mm Blei ($0.27X_R$) sondern 12 mm Aluminium ($0.13X_R$) besteht, ist die Konversionswahrscheinlichkeit in dieser Schicht kleiner als in den Folgenden. Zusammen mit der geometrischen Ineffizienz einer Schicht erklärt dies die kleine Anzahl der in der ersten Schicht konvertierenden Photonen.

Durch das Anpassen einer Exponentialfunktion der Form (vergl. Gl.2.6)

$$I = I_0 \cdot \exp(-\mu_S \cdot S_K) \quad (3.8)$$

an die Kurve der Abbildung 3.25 (erste zwei Schichten ausgenommen), wurde der Abfall der Exponentialfunktion μ_S für alle Photonenergien zwischen 50 MeV und 350 MeV bestimmt.

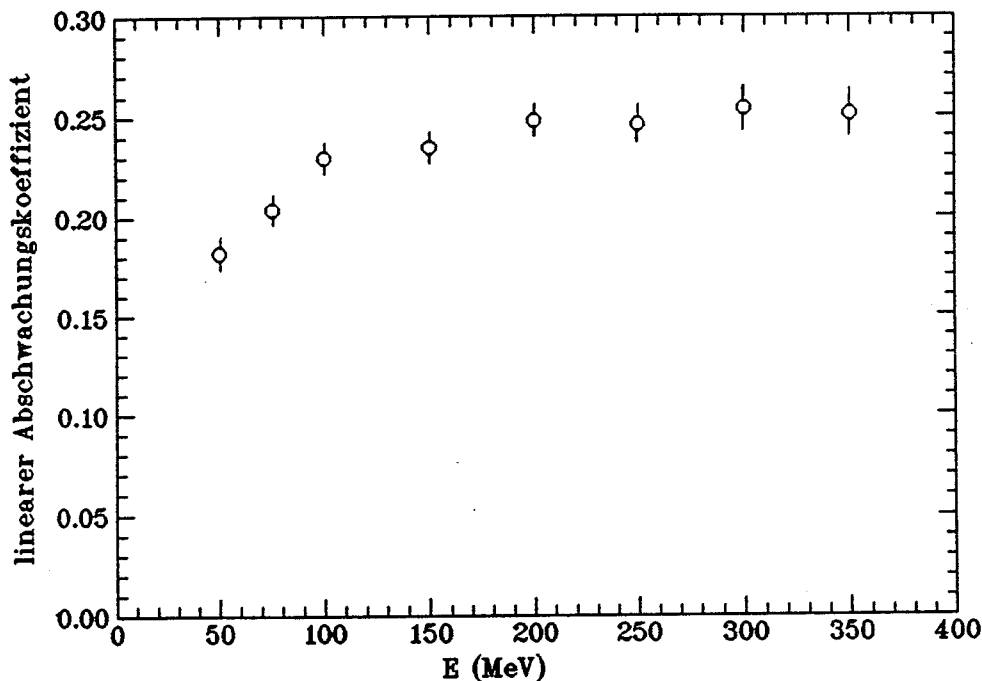


Abbildung 3.27: Der lineare Abschwächungskoeffizient als Funktion der Photon-Energie

Abbildung 3.27 zeigt, daß der Intensitätsverlust für Energien zwischen 50 MeV und 150 MeV etwas zunimmt oberhalb von 150 MeV μ_S jedoch wie erwartet (siehe Abb.2.5) unabhängig von der Energie ist und etwa $\mu_S = 0.25/\text{Schicht}$ beträgt. Umgerechnet auf die Dicke des Prototyps ergibt sich ein mittlerer linearer Abschwächungskoeffizient von $\mu \approx 0.19/\text{cm}$.

Die Zahl der im Kalorimeter konvertierenden Photonen im Prototyp ist somit etwas höher als erwartet und beträgt $\approx 98.8\%$, was als absolut oberste Grenze für die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen von mehr als 100 MeV angesehen werden kann. Für Photonen von 50 MeV bzw. 75 MeV ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von maximal $\approx 96\%$ bzw. $\approx 97\%$.

3.7 Die Elektron-Pion Separation

Da das elektromagnetische Kalorimeter des $CP - LEAR$ -Experiments, wie in Kapitel 2.2.3.3 erwähnt, auch der Separation von Elektronen und Pionen dienen soll, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein existierender Algorithmus [51] zur e/π -Separation etwas verfeinert und optimiert.

Es soll hier nur ganz kurz die prinzipielle Methode und die damit erzielte Separation erwähnt werden.

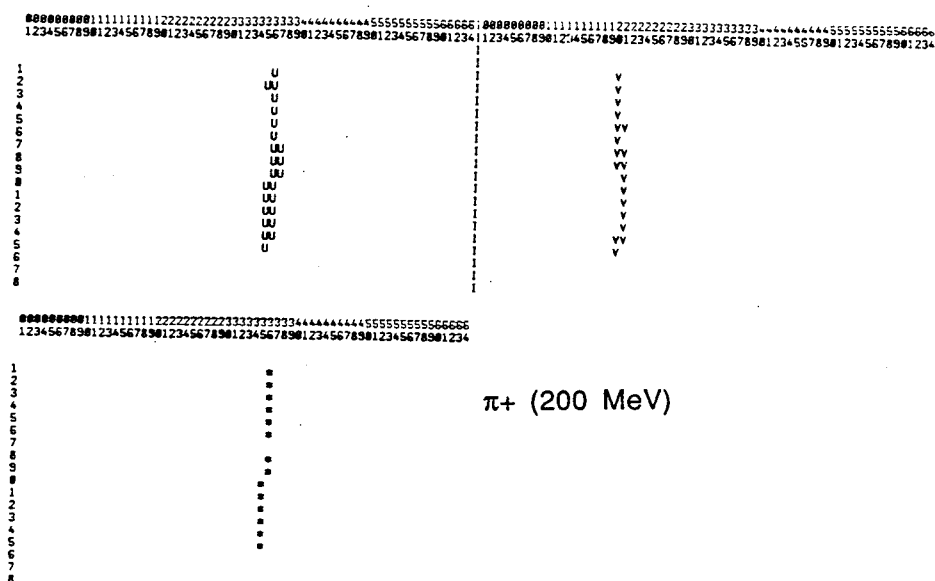


Abbildung 3.28: Die Ionisationsspur eines Pions von $200 \text{ MeV}/c$

3.7.1 Die Separationsmethode

Die Separationsmethode basiert auf der Idee, daß Elektronen im Kalorimeter elektromagnetisch aufschauern, während Pionen größtenteils durch das Kalorimeter hindurchlaufen (da die Wechselwirkungslänge der starken Wechselwirkung größer als die Strahlungslänge ist) und dabei eine schmale Ionisationsspur erzeugen (siehe Kap.2.2.3.3).

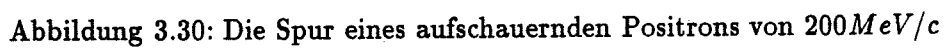
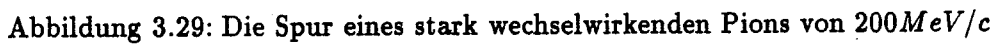
Wie die Abbildungen 3.28, 3.29, 3.30 zeigen, können geladene Pionen durch starke Wechselwirkung im Kalorimeter jedoch auch zu schauerähnlichen Gebilden im Prototypen führen, die häufig schlecht von denjenigen der Elektronen zu unterscheiden sind.

Im hier angewendeten Algorithmus zur Untersuchung von Elektronen und Pionen wird für jedes Ereignis im Prototyp das Verhältnis von 'gesamter Spurlänge' zu 'Schauerlänge' gebildet.

Die 'Spurlänge' ist definiert als Anzahl Konversionsschichten zwischen dem in Strahlrichtung ersten und letzten angesprochenen Draht im Kalorimeter.

Die 'Schauerlänge' ist hingegen die Zahl der Schichten, zwischen dem Beginn eines Schauers und der letzten Schicht in der noch ein Draht gefeuert hat.

Als Schauerbeginn wird diejenige Schicht bezeichnet, in der erstmals in Strahlrichtung mehr als ein Draht angesprochen hat (siehe Abb.3.31).



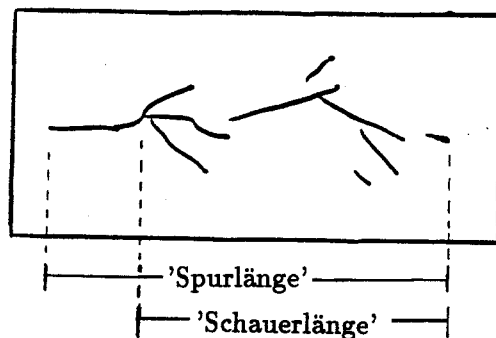


Abbildung 3.31: Die Definition der 'Spurlänge' und 'Schauerlänge'

Dieses Verhältnis von 'gesamter Spurlänge' und 'Schauerlänge', die gesamte Anzahl der pro Ereignis feuernder Drähte, sowie die Anzahl derjenigen Schichten, die innerhalb der Schauerregion liegen, in denen aber keine Drähte angesprochen haben, wurden als Kriterien für die Trennung von e und π herangezogen.

3.7.2 Die Identifikations-Effizienz des Algorithmus

In einer ersten Phase wurden die Kriterien des Algorithmus mit reinen Pion- bzw. Elektron-Daten verschiedener Impulse für die zwei Teilchensorten und ihre Ladung bestimmt.

Daraufhin konnte der Algorithmus auf gemischte Datensätze von Elektronen, Positronen und verschieden geladenen Pionen angewendet werden.

Die Effizienz des Algorithmus sei definiert als [49]

$$E = P(e) \cdot P(\pi) + (1 - P(e)) \cdot (1 - P(\pi)) \quad (3.9)$$

und die Mißidentifikation als

$$M = \frac{(1 - P(e)) \cdot (1 - P(\pi))}{P(e) \cdot P(\pi)} \quad (3.10)$$

wobei $P(e)$ die Wahrscheinlichkeit ist, daß ein Elektron als Elektron und $P(\pi)$, daß ein Pion als Pion erkannt wird. $(1 - P(e))$ ist somit die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron als Pion, $(1 - P(\pi))$ diejenige, daß ein Pion als Elektron mißidentifiziert wird.

Tabelle 3.2 zeigt die erhaltenen Effizienzen und Mißidentifikationen der Elektron-Pion Separation als Funktion der Teilchenladung und -impulse.

P(MeV/c)	Ladung	E(%)	M(%)
160	-	62.7	2.8
160	+	66.8	1.1
200	-	70.0	2.9
200	+	72.6	1.7
250	-	73.1	2.5
250	+	73.8	2.5
300	-	73.1	2.0
300	+	73.0	2.6
350	-	72.4	2.4
350	+	72.0	2.9
400	-	68.8	2.8
400	+	68.3	3.7

Tabelle 3.2: Die Effizienzen und Mißidentifikationen bei der e, π -Separation als Funktion der Teilchenimpulse

Kapitel 4

Zusammenfassung

Um die physikalische Motivation des $CP - LEAR$ Experiments zu erklären, wurde ein Überblick über die Phenomenologie des K^0 -Zerfalls gegeben.

Dabei wurden die CP -verletzenden Größen ϵ (CP -Verletzung in der Massenmatrix) und ϵ' (CP -Verletzung im Zerfall des neutralen Kaons in zwei Pionen), sowie die CPT -Verletzung beschreibenden Größen δ (CPT -Verletzung in der Massenmatrix) und a (CPT -Verletzung im Zerfall des K^0 , $\bar{K}^0$ in 2π) eingeführt.

Im Folgenden ist die Methode mit 'tagged' Kaonen des $CP - LEAR$ Experiments beschrieben worden, worauf diskutiert wurde, welche auf CP -Verletzung empfindliche Größen das $CP - LEAR$ Experiment messen kann und wie diese Größen von den zuvor eingeführten phenomenologischen Größen abhängen.

Während in dem zweipionischen Endzustand des neutralen Kaons über die integrale Asymmetrie $I_{2\pi}$ beide Arten der CP -Verletzung (ϵ und ϵ') und über die zeitabhängige Asymmetrie $A_{2\pi}(t)$ die Phasendifferenz $\varphi_{+-} - \varphi_{00}$ (empfindlich auf CPT -Verletzung δ und a) gemessen werden können, soll im dreipionischen Endzustand erstmals CP -Verletzung (ϵ) über die Messung von η_{+-0} aus $I_{3\pi}$ im dreipionischen Kanal nachgewiesen werden.

Über die semileptonischen Zerfälle des neutralen Kaons, soll direkt T -Verletzung in der Massenmatrix (ϵ) unabhängig von der Gültigkeit von CPT gemessen und über den Parameter x die Gültigkeit der $\Delta S = \Delta Q$ Regel überprüft werden. Ist $Re(x) \neq 0$ (gemessen über A_I), so ist diese Regel ohne Brechung irgendeiner Symmetrie verletzt, während $Im(x) \neq 0$ (gemessen über A_T) eine Verletzung von $\Delta S = \Delta Q$ durch T -Verletzung im Zerfall des Kaons bedeuten würde. Zudem kann über den semileptonischen Kanal die Massendifferenz zwischen K_S und K_L ($S(t)$) gemessen werden.

Das elektromagnetische Kalorimeter des $CP - LEAR$ Experiments dient der Rekonstruktion des Vertex des neutralen Kaons, welches unter anderem in neutrale Pionen zerfällt, die ihrerseits wieder in Photonen zerfallen, welche eine mittlere Energie von $\approx 160 MeV$ haben. Die Messung der zeitabhängigen Asymmetrien erfordert eine gute Auflösung in der Rekonstruktion dieses Vertex von $\sigma_K \approx 0.5\tau_S (= 1.6 cm)$. Dies

kann durch ein Kalorimeter mit einer Ortsauflösung für den Konversionspunkt der Photonen von $\sigma_\gamma \approx 5\text{mm}$ und einer Energieauflösung von $\sigma(E)/E \approx 0.2/\sqrt{E(\text{GeV})}$ erreicht werden.

Die Verwirklichung eines Kalorimeters mit solchen Eigenschaften wurde wegen der vorgegebenen Platzverhältnisse durch die Entwicklung eines Sandwich-Kalorimeters mit einer maximalen Dicke von $\approx 22\text{cm}$ angestrebt, welches aus Bleikonverterplatten und sehr kompakten Drahtkammern ('minitubes') besteht. Die Kammern werden in einem 'high-gain-mode' betrieben, wobei die Positionsbestimmung der ionisierenden Teilchen des Photonschauers entlang der Kammerdrähte durch die induktive Auslese des Kammerfunktens auf 'strip'-Folien unterhalb und oberhalb der Kammern erfolgt.

Aufgrund der großen Anzahl zu verarbeitender Kanäle ($\approx 60'000$), wurde bei der Entwicklung des Kalorimeters die Möglichkeit einer digitalen Auslese angestrebt. Dies erfordert eine hohe Signalamplitude sowohl auf den Drähten als auch auf den 'strip'-Folien und eine möglichst schmale Ladungsverteilung bei hoher Ansprechwahrscheinlichkeit auf den 'strips'.

Diese Anforderungen führten zur Entwicklung neuartiger Kammern, die sich gegenüber den klassischen 'Iarocci-tubes' durch einen besonders kleinen Querschnitt von nur $(5 \times 5)\text{mm}^2$ auszeichnen, und eine sehr präzise und effiziente Lokalisierung der Spur ionisierender Teilchen durch die 'strips' erlauben. Tests mit diversen Gasgemischen und genauere Untersuchungen der Einflüsse der Kathodenleitfähigkeit (von Kammerdeckel und -wänden) auf die Ladungsverteilung auf den 'strip'-Folien, bedingten die Lösung von Problemen mit dem Kathodenmaterial und der Konstruktionstechnik.

Durch den Bau eines Kalorimeter-Prototyps, der einen planaren Sektor des entgültigen Kalorimeters darstellt, wurden diverse Eigenschaften des Kalorimeters untersucht.

Es wurde gezeigt, daß sowohl die gewünschte Ortsauflösung von $\sigma_\gamma \approx 5\text{mm}$ für den Konversionspunkt der Photonen als auch die Energieauflösung von $\sigma(E)/E \approx 0.2/\sqrt{E(\text{GeV})}$ mit diesem Kalorimeter für Photonen zwischen 50MeV und 350MeV erreicht wird.

Zudem wurde deutlich gemacht, daß eine Parametrisierung der Energie-Ansprechwahrscheinlichkeit des Kalorimeters möglich ist, und die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen von $E_\gamma \geq 100\text{MeV}$ bei mindestens 90% liegt.

Mit diesen Eigenschaften ist eine Rekonstruktion des Zerfallsvertex des neutralen Kaons von $\sigma_K \approx 0.5\tau_S$ zu erwarten, was insbesondere die Messung der Phasendifferenz $\varphi_{+-} - \varphi_{00}$ über die zeitabhängige Asymmetrie $A_{2\pi}(t)$ mit einem Fehler von $\leq 1^\circ$ erlaubt, und erstmals auch die Beobachtung von CP -Verletzung (ϵ) im dreipionischen Zerfall des neutralen Kaons möglich machen sollte.

Literaturverzeichnis

- [1] Wu C.S. et al.
Phys. Rev. 105 (1957) S.1413
- [2] Rochester G.D. , Butler C.C
Nature Lond. 160 (1947) S.855
- [3] Gell-Mann M.
Phys. Rev. 92 (1953) S.833
- [4] Nishijima K.
Progr. Theoret. Phys. 13 (1955) S.285
- [5] Gell-Mann M. , Pais A.
Phys. Rev. 97 (1955) S.1387
- [6] Lee T. D.
Particle Physics and Introduction to Field Theory
Harwood Academic Publishers, New York (1981) S.355
- [7] Christenson J. W. et al.
Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson
Phys. Rev. Lett. 13 (1964) S.138
- [8] Burckhardt H. et al.
First Evidence for Direct CP-Violation
Phys. Lett. B 206 (1988) S.169
- [9] Bardoni M. et al.
Ann. Phys. New York 5 (1958) S.156
- [10] Rickenbach R. , Schopper A.
CP-LEAR note EP/PS195/RR/89-008 PHY-003
- [11] Particle Data Group
Review of Particle Properties
Phys. Lett. 170B (1986)

- [12] Barmin V. V. et al.
CPT-Symmetry and Neutral Kaons
Nucl. Phys. B247 (1984) S.293
 - [13] Wu T.T. , Yang C.N.
Phys. Rev. Lett. 13 (1964) S.380
 - [14] Armenteros R., French B.
Antinucleon-Nucleon Interactions
High Energy Physics Vol. IV
Ed. Burhop E. H. S., Academic Press, New York (1969) S.311
 - [15] Lee T.D. , Wu C.S.
Weak Interactions (Second section)
Ann. Rev. Nucl. Sci. 16 (1966) S.511
 - [16] Commins E.D. , Bucksbaum Ph.H.
Weak Interactions of Leptons and Quarks
Cambridge Univ. Press Cambridge (1983)
 - [17] Wolfenstein L.
Violation of CP-Invariance and the Possibility of Very Weak Interactions
Phys. Rev. Lett. 13 (1964) S.562
 - [18] Kobayashi M. , Maskawa T.
CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction
Prog. Theo. Phys. 49 (1973) S.652
 - [19] Cabibbo N.
Phys. Rev. Lett. 10 (1963) S.531
 - [20] Jarlskog C.
Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model
and a Measure of Maximal CP-Nonconservation
Phys. Rev. Lett. 55 (1985) S.1039
 - [21] E.Gabathuler and P.Pavlopoulos
in Proc. Workshop on Physics at LEAR, Erice 1982
Plenum Press, New York 1984, p.747
 - [22] Adiels L. et al.
Proposal für das Experiment PS 195 am CERN
CERN/PSCC/85-6 P82 (1985)
- Status Report des Experiments PS 195 am CERN
CERN/PSCC/86-34 M263 (1986)

- [23] CERN experiment NA31
Spokesman: Wahl H.
- [24] FNAL experiment E731
Spokesman: Winstein B.
- [25] Sehgal L. M. , Wolfenstein L.
CP-Violating Interference Effects in Radiative K^0 Decays
Phys. Rev. 162 (1967) S.1362
- [26] Schopper A.
in Proc. Int. School of Physics with Low Energy Antiprotons, Fundamental Symmetries, Erice 1986
Plenum Press, New York , p.211
- [27] Lipkin H.J.
CP Violation and Coherent Decays of Kaon Pairs
Phys. Rev. 176 (1969) S.1715
- [28] Chau L.L. , Cheng H.Y.
Further Comments on $K^0 (\bar{K}^0) \rightarrow 2\gamma$
UCD-87-09 IUHET-130 (1987)
University of California, Davis, CA 95616
- [29] Burkhardt H. et al.
Phys. Lett. 199B (1987) S.139
- [30] Guyot C.
XXIV International Conference on High Energy Physics München (1988)
- [31] Rickenbach R.
Inauguraldissertation Univ. Basel (1989)
- [32] Bloch Ph.
Private Communication
- [33] Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation
European Physical Society Vol.1 (1984)
- [34] Kabir P. K.
The CP Puzzle
Academic Press, London and New York (1968)
- [35] Wolfenstein L.
Present Status of CP-Violation
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) S.137

- [36] Bouclier R. et al.
Nucl. Instr. Meth. 88 (1970) S.149
- [37] Iarocci E.
Nucl. Instr. Meth. 217 (1983) S.30
- [38] Battistoni et al.
Nucl. Instr. Meth. 164 (1979) S.57
- [39] Mikenberg G.
EF-Seminar at CERN oct,14,1986, unpublished
- [40] Bergstein H. , Brauschweig W. , Genzel H.
The Self Quenching Streamer Discharge in Pure CO_2
PITHA 87/16 Physikalisches Institut Aachen (1987)
- [41] Battistoni G. et al.
Nucl. Instr. Meth. 202 (1982) S.459
- [42] Golovatyuk W.M. et al.
Nucl. Instr. Meth. A243 (1986) S.81
- [43] Bettini A. et al.
UA1-PD 83/1 Padova (1983) Dipartimento di Fisica dell'Universita and I.N.F.N.,
Padova
- [44] Schriftenreihe Pigmente No.69
Degussa AG Hannau Postfach 1345 Gesch.Ber. Anorganische Chemieprodukte
Anwendungsbereich Kieselsäure und Pigmente
- [45] Johnner U.
Diplomarbeit Univ. Fribourg (1988)
- [46] Tauscher L.
Private Communications
- [47] Nani F. , Wendler H.
Internal Report Electronic Group CERN/EP (1988)
- [48] PSI-Benützer-Handbuch, $\pi M1$ -Strahl
Paul-Scherrer Institut (PSI) Villigen CH
- [49] CP-LEAR Group
Results of the Analysis of the Test-Calorimeter Data
CP-LEAR note EP/PS195/CalGroup/89-011 CERN/EP (1988)
- [50] Gumplinger P.
CP-LEAR note CP/SW/017 CERN/EP (1988)

[51] Santoni C.
Private Communications

[52] Kontakt Chemie AG
Rastatt (Deutschland)

Kapitel 5

Danksagung

Hiermit möchte ich mich zunächst recht herzlich bei den Herren Professoren G.Backenstoss und L.Tauscher bedanken, die mir diese Arbeit ermöglichten und mich bei ihrer Durchführung freundlichst unterstützten.

Besonderer Dank gebührt im weiteren den Herren Doktoren Ph.Bloch, D.Garreta und Frau Dr.M.Fidecaro, mit denen zusammen die Entwicklung des Kalorimeters erfolgte, und die mir jederzeit für Problemerkörterungen zur Verfügung standen.

Speziell danken möchte ich Dr.P.Pavlopoulos, der mir stets behilflich war und anregende, weiterführende Diskussionen förderte, sowie R.Rickenbach, der mir viele fröhliche und auch lehrreiche Momente bereitete.

Bei den Mitarbeitern der Kalorimetergruppe und des PSI (SIN) A.Abela, R.Adler, R. von Dinklage, M.Dröge, W.Felder, H.J.Gerber, P.Gumplinger, U.Johner, P.R.Kettle, T.Nakada, C.Santoni, Ch.Witzig möchte ich mich für die Vorbereitungen und Durchführungen der Testmessungen mit dem Prototyp bedanken.

Nicht zuletzt danke ich den Herren P.Dechelette und M.Renevey für die technische Unterstützung bei der Entwicklung und dem Bau der Komponenten des Prototyps, sowie den Herren F.Nani und H.Wendler für die Entwicklung der dafür erforderlichen Elektronik.

Abschließend danke ich an dieser Stelle meinen Eltern, die mir mein Physikstudium und damit die Erstellung dieser Arbeit möglich gemacht haben, und mir jederzeit hilfreich zur Seite standen.

Kapitel 6

Curriculum vitae

Andreas Schopper, Staatsangehöriger der Bundesrepublik Deutschland

Eltern Ingeborg Schopper, geb. Stieler

Prof.Dr.Herwig Schopper

Geboren am 14. Oktober 1959 in Mainz

Vorschulalter	1960 - 1961	Mainz (D)
	1961 - 1962	Vereinigte Staaten von Amerika
	1962 - 1965	Karlsruhe (D)
Ausbildung	1963 - 1966	Ernst-Reuter-Schule in Karlsruhe (D)
	1966 - 1967	Europäische Schule in Karlsruhe (D)
	1967 - 1968	Ecole Bertrand in Genf (CH)
	1968 - 1970	Europäische Schule in Karlsruhe (D)

1970 - 1971	Ecole Moser in Genf (CH)
1971 - 1973	Ecole International in Genf (CH)
1973 - 1979	Johann-Rist-Gymnasium Wedel Holstein (D) wo ich 1979 die allgemeine Hochschulreife ablegte
1979 - 1980	Militärdienst bei der Bundeswehr in Deutschland
1980 - 1985	Studium der Physik, Mathematik und Physikalischen Chemie an der Universität Basel
1985	Diplom in Experimentalphysik an der Universität Basel
seit 1985	Mitarbeit als Doktorand in der PS195-Kollaboration am CERN unter der Anleitung von Prof. G. Backenstoss und Prof. L. Tauscher

Folgenden Dozentinnen und Dozenten der Universität Basel verdanke ich meine Ausbildung :

K. Alder, G. Backenstoss, C. Bandle, G. Baur, E. Baumgartner, W. Czaya, P. Diehl, H.F. Eicke, J. Fünfschilling, U. Götz, H. J. Güntherodt, W. Habicht, H. Heilbronner, H. Huber (phys.Ch.), H. Huber (Math.), H. Kraft, P. Oelhafen, G. R. Plattner, F. N. Rösler, H. Rudin, I. Sick, T. H. Schucan, B. Scarpellini, L. Tauscher, H. Thomas, D. Trautmann, R. Viollier, R. Wagner, I. Zschokke-Gränacher

