

Messung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons mit dem NA48-Detektor

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

PETER MAROUELLI
geboren in Alzey

Mainz 2005

D77 (Diss. Universität Mainz)

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Vorhersage und Motivation	3
1.1 Die seltsamen Baryonen	3
1.2 Die $\Delta I = \frac{1}{2}$ -Regel	5
1.3 Voraussagen für Zerfälle von Hyperonen	8
1.4 Motivation der Messung	11
2 Das NA48/1-Experiment	13
2.1 NA48/1 – Untersuchung seltener K_S - und neutraler Hyperonzerfälle	13
2.2 Der Aufbau des NA48-Detektors	14
2.2.1 Das Strahlsystem	14
2.2.2 Impulsmessung der geladenen Zerfallsprodukte – Magnet- spektrometer	16
2.2.3 Messung der Energien der Zerfallsprodukte – Flüssig- Krypton- und Hadronisches Kalorimeter	17
2.2.4 Die Zeitmessung der Ereignisse - Hodoskope	21
2.2.5 Verhinderung von Missidentifikationen – Anti- oder Veto- Zähler	23
2.2.6 Vermessung der Strahlparameter – Der Strahlintensitäts- Monitor	25
2.3 Das Triggersystem	25
2.3.1 Der Level-1-Trigger	26
2.3.2 Der Level-2-Trigger	27
2.3.3 Der Level-3-Filter	28
2.4 Das System zur Datenerfassung	29
2.4.1 Die Online-PC-Farm	29
2.4.2 Die Offline-PC-Farm	33
2.5 Die Datennahme 2002	33
3 Die Bestimmung der Lebensdauer	35
3.1 Die reale Lebensdauer-Verteilung	35
3.2 Die geometrische Akzeptanz	36

Inhaltsverzeichnis

3.3	Die Methode der Lebensdauermessung	37
3.4	Test der Methode	43
4	Die Ereignisrekonstruktion und -auswahl	47
4.1	Definition der physikalischen Größen	47
4.1.1	Lebensdauer	47
4.1.2	Mittlere Lebensdauer	48
4.1.3	Energieschwerpunkt	48
4.1.4	CDA-Vertex	49
4.1.5	Neutraler CDA-Vertex	50
4.1.6	Neutraler Vertex	50
4.2	Der Ereignistrigger	53
4.3	Rekonstruktion der Ereignisse	56
4.3.1	Rekonstruktion des Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$	56
4.3.2	Rekonstruktion des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	56
4.3.3	Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	57
4.4	Die Selektion der Ereignisse des Typs $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	57
4.4.1	Basiskriterien zur Selektion des Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$	57
4.4.2	Kriterien zur Selektion des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	61
4.4.3	Kriterien zur Selektion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	63
4.4.4	Bestimmung der Akzeptanz	69
4.5	Bestimmung der Effizienz der Trigger	69
4.5.1	Bestimmung der Effizienz des Level-2-Triggers	71
4.5.2	Bestimmung der Effizienz des Level-3-Filters	71
5	Die Monte-Carlo-Simulation	73
5.1	Übersicht	73
5.2	Die Simulation des Ξ^0 - und $\bar{\Xi}^0$ -Strahls	74
5.3	Die Randparameter der Simulation	77
5.4	Die Qualität der Vertizes	78
5.5	Vergleiche zwischen simulierten und gemessenen Ereignissen	83
6	Die Ergebnisse der Messungen	95
6.1	Messung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons	95
6.2	Untersuchungen zur Bestimmung des systematischen Fehlers	98
6.2.1	Abhängigkeit des Ergebnisses von räumlichen Symmetrien	98
6.2.2	Systematische Abhängigkeit von der Messung der Photonenenergien	101
6.2.3	Systematische Abhängigkeiten von den Selektionskriterien	107
6.2.4	Systematische Abhängigkeiten von den verwendeten Konstanten	110
6.2.5	Ergebnis der Messung und der Untersuchungen systematischer Unsicherheiten	112

6.3	Messung der Lebensdauer unter Verwendung des neutralen CDA-Vertex	113
6.4	Messung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons	116
6.5	Messung der Lebensdauer des Λ -Hyperons	117
	Zusammenfassung und Ausblick	123
	Literaturverzeichnis	125
	Abbildungsverzeichnis	128
	Tabellenverzeichnis	131

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

An experiment is a device to make Nature speak intelligibly. After that, one only has to listen.

George Wald

Seit Entstehung der modernen Physik bringen Physiker die Natur immer wieder dazu, verständlich über die ihr zugrundeliegenden Prinzipien zu reden, und es wurden Techniken entwickelt und verfeinert, dieser Rede zuzuhören. Waren bis in die 1930er Jahre nur Proton und Neutron als Bausteine des Atomkerns und das Elektron als Elementarteilchen bekannt, so wurden ab den 1940er Jahren in der Höhenstrahlung weitere, seltsame neue Elementarteilchen entdeckt. Einen großen Fortschritt bedeutete es, nicht länger auf natürliche Quellen angewiesen zu sein, sondern mit Hilfe von Beschleunigern Teilchen gezielt erzeugen und untersuchen zu können. Diese Errungenschaft brachte es mit sich, dass sich große Forschungszentren bildeten, denn die immer größer werdenden Beschleuniger und Experimente konnten nicht mehr von lokalen Institutionen finanziert und betreut werden. So wurde vor fünfzig Jahren das europäische Forschungszentrum für Hochenergiephysik CERN in Genf gegründet, an dem seither Physiker in internationalen Kollaborationen daran arbeiten, der Natur die Geheimnisse über ihre fundamentalen Bestandteile zu entlocken. Die Konzeption des „Standardmodells der Elementarteilchenphysik“, durch das die große Zahl der in den 1950er und 1960er Jahren entdeckten Teilchen als Kombination von fundamentalen Quarks oder als fundamentale Leptonen klassifiziert werden konnten, war hierbei ein bahnbrechender Erfolg.

Seit der Entdeckung der ersten instabilen „Elementarteilchen“ ist zu dem Hauptcharakteristikum der Masse die Lebensdauer hinzugetreten. Die Kenntnis dieser beiden Charakteristika ist unverzichtbar für den Aufbau und die Dimensionierung von Beschleunigern zur Erzeugung und von Detektoren zum Nachweis der Teilchen. Die Lebensdauer wird als Parameter bei der Bestimmung wichti-

ger Größen des Standardmodells benötigt und lässt Rückschlüsse auf die Art des Zerfalls – z.B. die beteiligte fundamentale Wechselwirkung – zu.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Messung der mittleren Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons. Dieses aus einem up - und zwei *strange*-Quarks bestehende Baryon wurde 1959 von einer Gruppe um Rafael Armenteros in der Höhenstrahlung mit Hilfe einer Nebelkammer entdeckt und seit Anfang der 1960er Jahre in Beschleunigerexperimenten erzeugt und in Blaskammern sichtbar gemacht. Die mittlere Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons wurde im Laufe der Zeit bereits mehrfach gemessen. Die neueste Messung aus dem Jahr 1977 ist allerdings noch mit einer relativen Unsicherheit von 5% behaftet. Daten neuerer Experimente, wie z.B. des NA48-Experiments, sollten eine Verbesserung der Ergebnisse bisheriger Messungen durch eine Absenkung der relativen Unsicherheit auf 1% oder darunter ermöglichen. Dies zu erreichen ist das Ziel der vorliegenden Arbeit.

Die dazu untersuchten Ξ^0 wurden durch die Wechselwirkung hochenergetischer Protonen mit Materie am SPS-Beschleuniger des CERN erzeugt und ihre Zerfallsprodukte mit Hilfe des NA48-Detektors nachgewiesen. Die Daten, die im Rahmen des Hochintensitäts- K_s -Experiments NA48/1 im Jahr 2002 aufgezeichnet wurden, enthalten die derzeit größte Anzahl an Ereignissen verschiedener Zerfälle des Ξ^0 und bieten mit dieser Statistik und ihrer hohen Präzision die Voraussetzungen für die bislang besten Messungen der Parameter dieses Teilchens.

Im ersten Kapitel wird die $\Delta I = \frac{1}{2}$ -Regel vorgestellt, welche die einzige Möglichkeit darstellt, eine theoretische Voraussage der Lebensdauer des Ξ^0 durch die Kenntnis der Lebensdauer des Ξ^- -Hyperons zu treffen. Daneben wird als zusätzliche Motivation erläutert, welchen Einfluss die genauere Kenntnis der Lebensdauer auf weitere Messungen an Zerfällen des Ξ^0 hat.

Im zweiten Kapitel wird das Messgerät, der NA48-Detektor, vorgestellt und die experimentellen Gegebenheiten der Datennahme angesprochen.

Die eigentliche Methode, mit der die Lebensdauer gemessen werden soll, wird im dritten Kapitel erläutert. Anhand eines Tests mit simulierten Daten wird die Korrektheit der Funktionsweise der Methode überprüft.

Das vierte Kapitel befasst sich mit der Ereignisrekonstruktion und der Ereignisauswahl und zeigt, wie aus dem zur Verfügung stehenden Datensatz die relevanten Ereignisse und physikalischen Größen herausgefiltert werden.

Die Randparameter der zum Vergleich benötigten Detektorsimulation und der Grad an Übereinstimmung wichtiger Größen zwischen simulierten und gemessenen Daten werden im fünften Kapitel dargelegt.

Im sechsten Kapitel schließlich wird das Ergebnis der Messungen, sowie die Untersuchungen zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit vorgestellt.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf das noch in den Daten schlummernde Potential zu weiteren Erkenntnissen.

1 Theoretische Vorhersage und Motivation

In diesem Kapitel soll eine theoretische Vorhersage für die Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons gegeben werden. Der erste Abschnitt befasst sich generell mit dem Aufbau von Hyperonen, der zweite mit der $\Delta I = \frac{1}{2}$ -Regel. Im dritten Abschnitt wird erläutert, wie sich mit Hilfe dieser Regel Voraussagen für Hyperonzerfälle treffen lassen. Im vierten Abschnitt wird darauf eingegangen, welcher Nutzen sich aus der Messung der Lebensdauer für weitere Untersuchungen von Hyperonzerfällen ziehen lässt.

1.1 Die seltsamen Baryonen

Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik werden die elementaren Bausteine der Materie und die zwischen ihnen herrschenden Kräfte beschrieben. Die fermionischen Bausteine gliedern sich hierbei in zwei Gruppen: Quarks und Leptonen. Innerhalb dieser beiden Gruppen gibt es je drei Familien, die sich anhand ihrer Masse unterscheiden. Tabelle 1.1 gibt eine Übersicht über die Fermionen im Standardmodell. Die Quarks treten zusätzlich in den drei Farbladungszuständen Rot, Grün und Blau auf. Zu jedem dieser Teilchen existiert ein entsprechendes Antiteilchen, das sich von dem zugehörigen Teilchen nur durch Ladung bzw. Farbladung oder (bei Neutrinos) Helizität unterscheidet. Zwischen all diesen Bausteinen treten drei Arten von Wechselwirkungen auf, die sich durch Quantenfeldtheorien mit entsprechenden bosonischen Austauschquanten beschreiben lassen.¹ Die Austauschteilchen der Wechselwirkung sind das Photon für die elektromagnetische, die W^\pm - und Z -Bosonen für die schwache und die Gluonen für die starke Wechselwirkung. Die elektromagnetische Wechselwirkung beschränkt sich auf Teilchen mit von Null verschiedener elektrischer Ladung. Die starke Wechselwirkung kann nur auf Quarks und Gluonen wirken, da nur diese Farbladungen tragen. An der schwachen Wechselwirkung nehmen alle fermionischen Bausteine teil.

Quarks treten im Gegensatz zu Leptonen nicht einzeln auf, sondern bilden größere, farbneutrale Einheiten, die sog. Hadronen. Hierbei gibt es zwei Möglichkeiten farbneutrale Systeme zu bilden²: Ein System aus einem Quark und einem

¹Die Gravitation lässt sich nur schwer durch eine Quantenfeldtheorie beschreiben. Bei den hier vorliegenden Massen spielen gravitative Effekte aber keine Rolle.

²Zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit ist noch umstritten, ob es erste Hinweise für das

Tabelle 1.1 Quarks und Leptonen des Standardmodells.

Generation	1	2	3
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$
Leptonen	$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$

Antiquark, bei dem das Antiquark die entsprechende Antifarbe des Quarks besitzt, und ein System aus drei Quarks, bei dem alle Quarks unterschiedliche Farbe besitzen. Die Quark-Antiquark-Systeme werden als Mesonen, die Drei-Quark-Systeme als Baryonen bezeichnet. Die prominentesten Mitglieder der Gruppe der Baryonen sind das Proton und das Neutron, aus denen die Atomkerne der Materie aufgebaut sind. Proton und Neutron sind die zwei stabilsten Möglichkeiten, Baryonen aus den Quarks der leichtesten Generation aufzubauen.

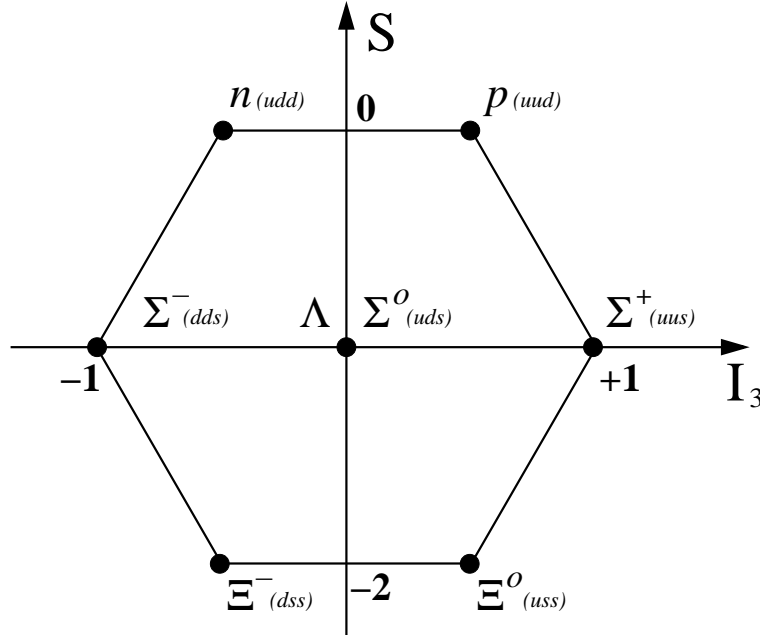
Als *Hyperonen* werden all die Baryonen bezeichnet, die mindestens ein Quark einer der beiden anderen Generationen aufzuweisen haben. In Abb. 1.1 sind die Baryonen mit den Quantenzahlen $J^P = \frac{1}{2}^+$, das sog. Baryon-Oktett, aufgeführt. Zu ihnen gehören auch Proton und Neutron mit der Strangeness 0. Zusätzliche *s*-Quarks schlagen bei der Strangeness mit negativen Werten zu Buche. So weisen das Isospin-Triplett Σ^+ , Σ^0 und Σ^- sowie das Isospin-Singlett Λ eine Strangeness von -1 auf, das Isospin-Dublett Ξ^0 und Ξ^- von -2 .

Die bisher beobachteten Zerfallskanäle des hier untersuchten Ξ^0 -Hyperons sind in Tabelle 1.2 aufgeführt. Zur Untersuchung wird in dieser Analyse der Hauptzerfallskanal $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ verwendet, da dieser die Lebensdauer dominiert. Die anderen Kanäle tragen wegen ihrer geringen Verzweigungsverhältnisse nur unwesentlich zur mittleren Lebensdauer bei.

Tabelle 1.2 Zerfallskanäle des Ξ^0 -Hyperons.

Zerfall	Verzweigungsverhältnis
$\Lambda\pi^0$	$(99.522 \pm 0.032)\%$
$\Lambda\gamma$	$(1.18 \pm 0.30) \times 10^{-3}$
$\Sigma^0\gamma$	$(3.33 \pm 0.10) \times 10^{-3}$
$\Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$	$(2.7 \pm 0.4) \times 10^{-4}$

Vorhandensein von Fünf-Quark-Systemen, den sog. Pentaquarks, gibt oder nicht.

Abbildung 1.1 Das Baryon-Oktett ($J^P = \frac{1}{2}^+$).

1.2 Die $\Delta I = \frac{1}{2}$ -Regel

Der *Isospin* ist eine Quantenzahl, die u - und d -Quarks zugewiesen werden kann. Bei ungebrochener $SU(2)$ -Symmetrie wäre der Isospin eine Erhaltungsgröße. Hadronen, die u - und d -Quarks enthalten, können anhand ihrer Isospin-Quantenzahl klassifiziert werden. Sind bei Baryonen alle drei Valenzquarks aus der ersten Generation, so bilden die kombinierten Systeme ein Isospin-Dublett – Proton und Neutron – mit dem Isospin $I = \frac{1}{2}$ und ein Isospin-Quartett – die Δ -Resonanzen – mit dem Isospin $I = \frac{3}{2}$. Die einzelnen Mitglieder des Dubletts und Quartetts unterscheiden sich durch die dritte Komponente des Isospins I_3 . So wird beim Dublett das Teilchen mit $I_3 = +\frac{1}{2}$ als *Proton*, das mit $I_3 = -\frac{1}{2}$ als *Neutron* bezeichnet. Die Isospin-Quantenzahlen von \bar{u} - und \bar{d} -Quark sind denen von u und d entgegengesetzt, d.h. der Isospin kehrt sich bei Ladungskonjugation um. Dementsprechend lassen sich auch Mesonen anhand ihres Isospins klassifizieren. Ein Isospin-Triplett mit $I = 1$ und den drei Zuständen $I_3 = \pm 1; 0$ stellen die Pionen dar. Das entsprechende Isospin-Singlett ist das η mit $I = 0$ und $I_3 = 0$.

Generell wird die dritte Komponente des Isospins eines Hadrons, das neben u und d auch s -Quarks enthalten kann, definiert durch die Gleichung

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

Hierbei bezeichnet Q die elektrische Ladung, S die Strangeness und B die Baryo-

1 Theoretische Vorhersage und Motivation

nenzahl. Die Baryonenzahl trifft hierbei eine Aussage darüber, wie viele Valenzquarks in dem Hadron zur Verfügung stehen, die Strangeness, die für s -Quarks negativ ist, schränkt diese Anzahl auf die Zahl der vorhandenen Valenzquarks der ersten Generation ein. Da die Baryonenzahl erhalten ist, gehen Änderungen in der dritten Isospinkomponente auf Änderungen der elektrischen Ladung oder der Strangeness zurück. Es gilt:

$$\Delta I_3 = \Delta Q - \frac{\Delta S}{2}.$$

Der Isospin ist eine Quantenzahl, die unter der starken Wechselwirkung erhalten ist. Dies macht es möglich Verzweungsverhältnisse unter Verwendung der aus der Drehimpuls-Kopplung bekannten Clebsch-Gordan-Koeffizienten herzuleiten. Die Invarianz des Isospins resultiert aus der Tatsache, dass bei der starken Wechselwirkung Quarks nur paarweise mit entgegengesetzten Isospins erzeugt werden können.

Die schwache Wechselwirkung erhält den Isospin nicht, denn sie kann die Strangeness eines Quarks ändern. Der schwache Strom setzt sich aus zwei Komponenten zusammen, einer strangeness-erhaltenden J_0 mit $|\Delta I_3| = 1$, die an $\bar{d}u$ - und $\bar{u}d$ -Vertizes koppelt, und einer strangeness-verletzenden J_1 mit $|\Delta I_3| = \frac{1}{2}$, welche an Vertizes mit $\bar{u}s$ oder $\bar{s}u$ anschließt. Bei leptonischen und semileptonischen Zerfällen des s -Quarks tritt nur die strangeness-verletzende Komponente auf, so dass sich die dritte Komponente des Isospins immer um $|\Delta I_3| = \frac{1}{2}$ ändert. Diese, vereinfachend als $\Delta I = \frac{1}{2}$ -Regel bezeichnete Einschränkung gilt hier exakt [Com83].

Bei hadronischen Zerfällen treten beide Komponenten auf, die Lagrangefunktion hat die Form

$$\mathcal{L} \simeq J_1^\dagger \cdot J_0 + J_0^\dagger \cdot J_1$$

Prinzipiell existieren hierbei die Möglichkeiten $|\Delta I_3| = \frac{1}{2}$ und $|\Delta I_3| = \frac{3}{2}$. Es hat sich jedoch im Experiment erwiesen, dass letztere stark unterdrückt ist, so dass man auch bei rein hadronischen Zerfällen davon ausgehen kann, dass die Regel annähernd gültig ist. Mögliche Graphen für den Zerfall sind in Abb. 1.2 gezeigt.

Eine teilweise Erklärung dieses Phänomens liefert das Pati-Woo-Theorem [Pat71],[Kör70], nach dem die Symmetrie der Baryon-Wellenfunktion für ein Verschwinden der $|\Delta I_3| = \frac{3}{2}$ -Amplitude verantwortlich ist. Die Lagrange-Funktion für die Übergänge ist

$$\mathcal{L} \sim \bar{\Psi}_u^\alpha [\gamma^\mu (1 - \gamma_5)]^{\alpha\beta} \Psi_s^\beta \bar{\Psi}_d^\gamma [\gamma_\mu (1 - \gamma_5)]^{\gamma\delta} \Psi_u^\delta. \quad (1.2)$$

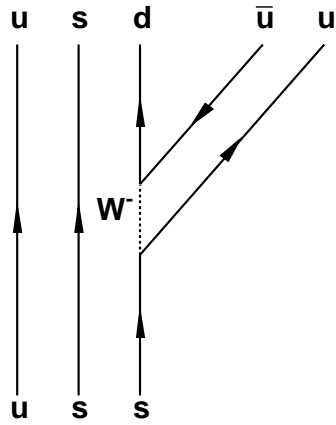
Diese lässt sich durch die Fierz-Identität

$$[\gamma^\mu (1 - \gamma_5)]^{\alpha\beta} [\gamma_\mu (1 - \gamma_5)]^{\gamma\delta} = -[\gamma^\mu (1 - \gamma_5)]^{\gamma\beta} [\gamma_\mu (1 - \gamma_5)]^{\alpha\delta}$$

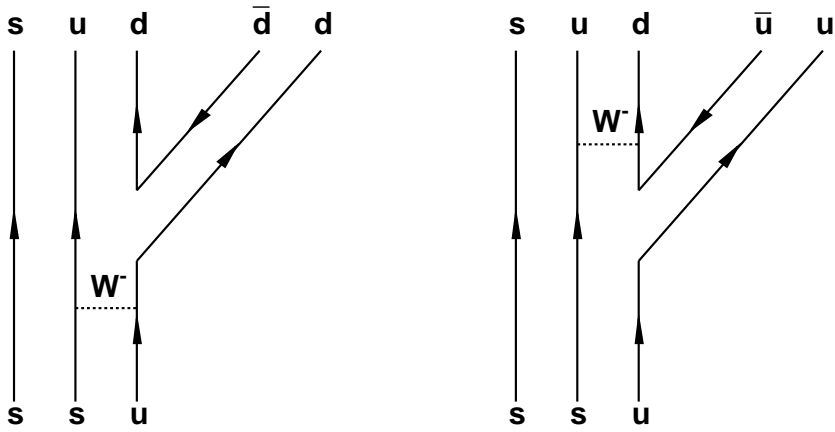
und umsortieren der Quark-Felder umformen zu

$$\mathcal{L} \sim \pm \bar{\Psi}_d^\gamma [\gamma^\mu (1 - \gamma_5)]^{\alpha\beta} \Psi_s^\beta \bar{\Psi}_u^\alpha [\gamma_\mu (1 - \gamma_5)]^{\gamma\delta} \Psi_u^\delta.$$

Abbildung 1.2 Mögliche Graphen für den Ξ^0 -Zerfall.



(a)



(b)

1 Theoretische Vorhersage und Motivation

Die symmetrische Form entsteht durch das Umsortieren, wenn die Felder die Fermi-Statistik erfüllen, die antisymmetrische bei Bose-Statistik. Da die Quarks im Baryon antisymmetrisch im Farbfreiheitsgrad sind, verhalten sie sich effektiv wie Bosonen. Die Antisymmetrie führt dazu, dass die im Zerfallsprozess durch die schwache Wechselwirkung erzeugten Quarks zusammen einen $I = 0$ -Zustand einnehmen müssen. Dies ist jedoch nur für Graphen mit einem internen W-Austausch und anschließender Gluonabstrahlung (Abb. 1.2b) der Fall. Bei Graphen, bei denen das W-Boson selbst ein Quark-Antiquark-Paar bildet (Abb. 1.2a) kann die Gültigkeit der $\Delta I = \frac{1}{2}$ -Regel nicht erklärt werden.

1.3 Voraussagen für Zerfälle von Hyperonen

Die $\Delta I = \frac{1}{2}$ -Regel lässt sich benutzen, um Voraussagen über die Verhältnisse von Lebensdauern verschiedener Hyperonzerfälle und über Verzweigungsverhältnisse zu treffen, obwohl es sich um Zerfälle der schwachen Wechselwirkung handelt. Die Regel wird dergestalt formalisiert, dass zum Zerfall ein virtueller³ Partner hinzugefügt wird, der den Unterschied im Isospin von Ausgangs- und Endprodukten ausgleicht, so dass die kombinierten Isospinzustände vor und nach dem Zerfall gleich sind. In dieser Situation kann man die aus der Drehimpulskopplung bekannten Clebsch-Gordan-Koeffizienten benutzen, um quantitative Aussagen zu treffen. Die Isospinzustände für die Betrachtung der Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ sind in Tabelle 1.3 angegeben.

Tabelle 1.3 Quantenzahlen Ladung, Strangeness, Baryonenzahl und Isospin für π -Mesonen und Ξ - und Λ -Hyperonen.

	Q	S	B	I	I_3
Ξ^0	0	-2	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Ξ^-	-1	-2	1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
Λ	0	-1	1	0	0
π^+	+1	0	0	1	+1
π^0	0	0	0	1	0
π^-	-1	0	0	1	-1

Zu diesen Isospinzuständen wird das sog. *Spurion* als virtueller Partner mit den Werten $I = \frac{1}{2}$ und $I_3 = -\frac{1}{2}$ hinzugefügt. Somit lässt sich aus den in Tabelle 1.3 angegebenen Werten unter Zuhilfenahme einer Tabelle der Clebsch-Gordan-Koeffizienten [PDG04] das Verhältnis der Übergangsmatrixelemente berechnen

³*virtuell* ist hier nicht im Sinne von „außerhalb der Massenschale“ zu verstehen, sondern als künstlich hinzugefügter Bestandteil.

1.3 Voraussagen für Zerfälle von Hyperonen

zu:

$$\frac{\mathcal{M}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0)}{\mathcal{M}(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-)} = \frac{\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} | 1, 0 \rangle}{\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} | 1, -1 \rangle} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \quad (1.3)$$

Für die Zerfallsbreite des Zerfalls eines Ausgangsteilchens in eine beliebige Anzahl von Endzuständen gilt

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} |\mathcal{M}|^2 d\Phi_n(P, p_1, \dots, p_n), \quad (1.4)$$

wobei $d\Phi_n$ den Phasenraum

$$d\Phi_n(P, p_1, \dots, p_n) = \delta^4 \left(P - \sum_{i=1}^n p_i \right) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}$$

für den Mehrkörperzerfall angibt. Beschränkt man sich auf den für die hier betrachteten Zerfälle relevanten Zweikörperzerfall ($n = 2$), so vereinfacht sich der Phasenraum zu

$$d\Phi_2(P, p_1, p_2) = \delta^4(P - p_1 - p_2) \cdot \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \cdot \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 2E_2}.$$

Desweiteren gelten gemäß der Energie- und Impulserhaltung die Einschränkungen

$$E_1 = \frac{M^2 - m_2^2 + m_1^2}{2M}$$

und

$$|p_1| = |p_2| = \frac{\sqrt{(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2)}}{2M}. \quad (1.5)$$

Die differentielle Zerfallsbreite für einen Zweikörperzerfall ist somit

$$d\Gamma = \frac{1}{32\pi^2} |\mathcal{M}|^2 \frac{|p_1|}{M^2} d\Omega.$$

Berücksichtigt man, dass die Lebensdauer τ der Kehrwert der totalen Zerfallsbreite Γ ist und dass sich die totale Zerfallsbreite aus einer partiellen Zerfallsbreite und dem zugehörigen Verzweungsverhältnis berechnen lässt, so ergibt sich für den Quotienten der Lebensdauern für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$

$$\frac{\tau_{\Xi^0}}{\tau_{\Xi^-}} = \frac{\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0) \cdot \Gamma_{\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-}}{\text{BR}(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-) \cdot \Gamma_{\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0}} = \frac{\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0) \cdot M_{\Xi^0}^2 \cdot p_{\pi^-}}{\text{BR}(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-) \cdot M_{\Xi^-}^2 \cdot p_{\pi^0}} \cdot 2. \quad (1.6)$$

Einsetzen von Gleichung 1.5 unter Verwendung der entsprechenden Massen liefert dann die Voraussage

$$\frac{\tau_{\Xi^0}}{\tau_{\Xi^-}} \approx 2,031. \quad (1.7)$$

1 Theoretische Vorhersage und Motivation

Abbildung 1.3 Grafische Darstellung der bisherigen Messungen der mittleren Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons. Gezeigt werden nur die Werte, die zur Bildung des Mittelwerts von der Particle Data Group verwendet werden.

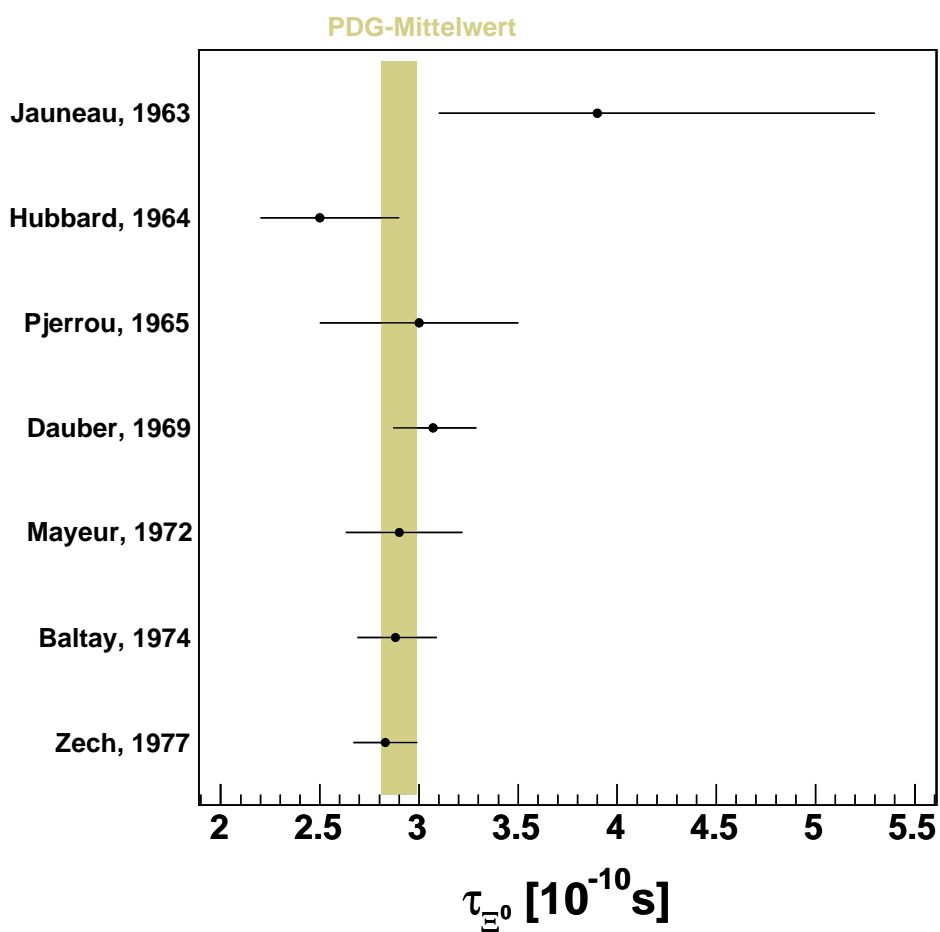


Tabelle 1.4 Bisherige Messungen der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons, Mittelwert der Messungen der Lebensdauer des Ξ^- -Hyperons.

Ξ^0		
mittlere Lebensdauer [10^{-10} s]	Ereignisse	Veröffentlichung
$3,9^{+1,4}_{-0,8}$	24	Jauneau, 1963 [Jau63]
$2,5^{+0,4}_{-0,3}$	101	Hubbard, 1964 [Hub64]
$3,0 \pm 0,5$	80	Pjerrou, 1965 [Pje65]
$3,07^{+0,22}_{-0,20}$	340	Dauber, 1969 [Dau69]
$2,90^{+0,32}_{-0,27}$	157	Mayeur, 1972 [May72]
$2,88^{+0,21}_{-0,19}$	652	Baltay, 1974 [Bal74]
$2,83 \pm 0,16$	6300	Zech, 1977 [Zec77]
$2,90 \pm 0,09$	PDG Mittelwert	
Ξ^-		
mittlere Lebensdauer [10^{-10} s]		
$1,639 \pm 0,015$	PDG Mittelwert	

Zieht man in Betracht, dass die $\Delta I = \frac{1}{2}$ -Regel nur näherungsweise gilt, so lässt sich sagen, dass das Verhältnis der Lebensdauern von Ξ^0 - und Ξ^- -Hyperon ungefähr 2 sein sollte.

In Tabelle 1.4 und Abb. 1.3 sind die bisherigen Messungen der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons, sowie der Mittelwert der Messungen der Lebensdauer des Ξ^- -Hyperons angegeben, wobei die besten Einzelmessungen der Ξ^- -Lebensdauer von Hemingway [Hem78] und Baltay [Bal74] stammen. Deutlich wird hier auch, dass die mittlere Lebensdauer des Ξ^- mit einer relativen Unsicherheit von 1% genau bekannt ist, während die Lebensdauer des Ξ^0 noch eine relative Unsicherheit von 3% aufweist. Das Ziel der hier vorgelegten Arbeit ist es, die relative Unsicherheit in der Lebensdauer des Ξ^0 auf ebenfalls 1% zu drücken.

1.4 Motivation der Messung

Die Hauptmotivation für die Bestimmung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons ist die Bedeutung des Wertes und der Unsicherheit für die Messung des Matrixelements V_{us} der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix bei semileptonischen Zerfällen des Ξ^0 .

Allgemein gilt für das Übergangsmatrixelement bei Baryonzerfällen $B \rightarrow b\nu_l$, in denen ein *strange*-Quark semileptonisch zerfällt, die Gleichung:

$$\mathcal{M} = G_F \frac{\sqrt{2}}{2} V_{us} \bar{u}_b (O_\alpha^V - O_\alpha^A) u_B \times \bar{u}_e \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u_\nu + \text{h.c.} \quad (1.8)$$

1 Theoretische Vorhersage und Motivation

mit dem Vektorstrom

$$O_\alpha^V = f_1 \gamma_\alpha + \frac{f_2}{M_B} \sigma_{\alpha\beta} q^\beta + \frac{f_3}{M_B} q_\alpha \quad (1.9)$$

und dem Axialvektorstrom

$$O_\alpha^A = \left(g_1 \gamma_\alpha + \frac{g_2}{M_B} \sigma_{\alpha\beta} q^\beta + \frac{g_3}{M_B} q_\alpha \right) \gamma_5, \quad (1.10)$$

wobei

$$q^\alpha = (p_e + p_\nu)^\alpha = (p_B - p_b)^\alpha$$

den Impulsübertrag angibt. G_F bezeichnet die Fermi-Konstante.

Misst man g_1/f_1 und die partielle Zerfallsbreite für den entsprechenden Zerfall, so lässt sich $|V_{us}|$ bestimmen. Betrachtet man z.B. den β -Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ so gilt

$$\Gamma_\beta \approx \left(1 + \frac{\alpha_{EM}}{\pi} \frac{\Psi_1}{b} \right) \cdot G_F^2 \cdot V_{us}^2 \cdot \frac{\Delta m^5}{60\pi^3} \cdot \left[\left(1 - \frac{3}{2}\beta \right) (|f'_1|^2 + 3|g'_1|^2) \right] \quad (1.11)$$

wobei Δm die Massendifferenz von Ausgangs- und Endzustandsbaryon (hier $\Delta m = m_{\Xi^0} - m_{\Sigma^+}$) und β deren relativen Anteil an der Masse des Ausgangszustandsbaryon ($\beta = \frac{\Delta m}{m_{\Xi^0}}$) angibt. Der Term $\frac{\alpha_{EM}}{\pi} \frac{\Psi_1}{b}$ dient der Berücksichtigung radiativer Korrekturen. f'_1 und g'_1 bezeichnen die q^2 -korrigierten Formfaktoren.

Die partielle Zerfallsbreite ergibt sich aus der totalen Zerfallsbreite und dem Verzweignungsverhältnis. Die totale Zerfallsbreite lässt sich aus der mittleren Lebensdauer ermitteln.

$$\Gamma_\beta = \text{BR}_{\Xi_\beta^0} \cdot \Gamma = \text{BR}_{\Xi_\beta^0} \cdot \frac{\hbar}{\tau_{\Xi^0}} \quad (1.12)$$

Analysen zur Bestimmung des Verzweignungsverhältnisses und des Matrixelements V_{us} werden derzeit ebenfalls mit Daten des NA48/1-Experiments durchgeführt. Die relative Unsicherheit der mittleren Lebensdauer, die zur Zeit bei 3% des Messwerts liegt, geht mit einem Faktor von 0,5 in den relativen Fehler auf V_{us} ein, d.h. mit 1,5%. Da es das Ziel der hier vorgestellten Analyse ist, die relative Unsicherheit auf die mittlere Lebensdauer auf 1% zu senken, würde damit der Beitrag zur Unsicherheit auf das Matrixelement auf 0,5% sinken.

2 Das NA48/1-Experiment

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Aufgabe und dem Aufbau des NA48-Detektorsystems. Im ersten Abschnitt wird kurz umrissen, welchem Zweck das Experiment dient. Danach wird der Aufbau der Detektorkomponenten des NA48/1-Experiments beschrieben. Anschließend wird auf die Struktur des Triggersystems und des Systems zur Datenerfassung eingegangen. Am Schluss folgt ein kurzer Abschnitt über den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Datensatz.

2.1 NA48/1 – Untersuchung seltener K_s - und neutraler Hyperonzerfälle

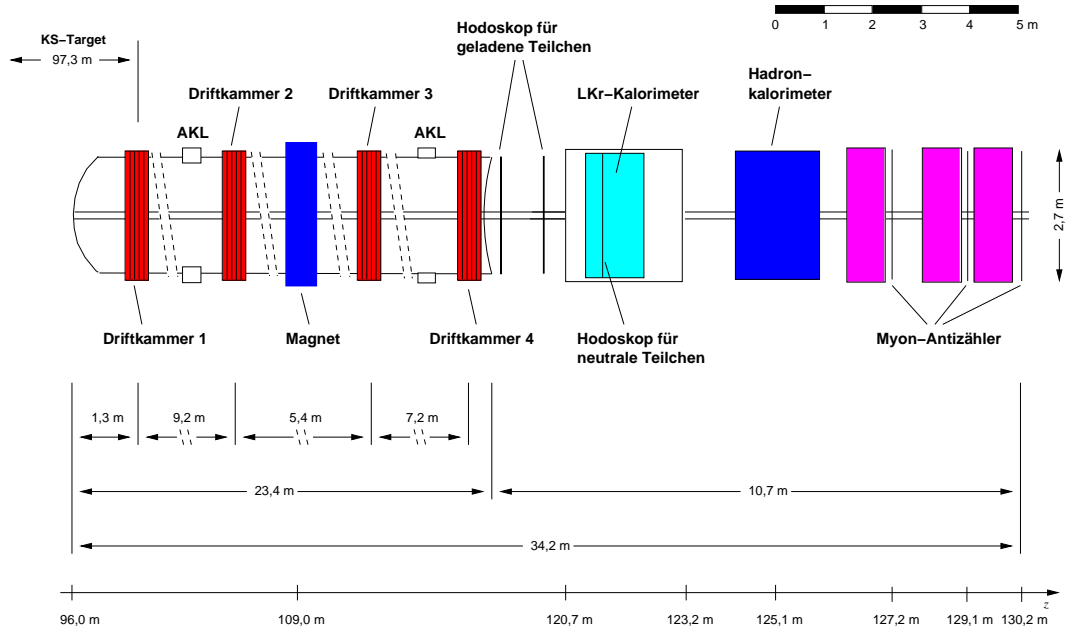
Der NA48-Detektor, der ursprünglich zur Messung der indirekten CP -Verletzung in Zerfällen neutraler Kaonen konstruiert worden war, wurde beim NA48/1-Experiment dazu benutzt, seltene K_s -Zerfälle und Zerfälle neutraler Hyperonen zu untersuchen. Hauptsächliche Ziele des Experiments waren die Messung der Verzweungsverhältnisse der Zerfälle $K_s \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ und $K_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, die Messung der CP -Verletzung im Zerfall $K_s \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$, das Studium der Zerfälle $K_s \rightarrow \gamma \gamma$ und $K_s \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ sowie die Untersuchung radiativer und semileptonischer Zerfälle des Ξ^0 -Hyperons.

Neben den durch die starke Wechselwirkung als K^0 und \bar{K}^0 erzeugten und über die schwache Wechselwirkung als K_s und K_L zerfallenden neutralen Kaonen, wurden bei NA48/1 auch neutrale Hyperonen erzeugt, die ein (Λ) oder zwei (Ξ^0) *strange*-Quarks enthalten. Diese Hyperonen haben dem kurzlebigen Kaon K_s vergleichbare Lebensdauern und können aus diesem Grund ebenfalls mit dem NA48-Detektor untersucht werden. Hierbei wird vor allem der semileptonische Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ im Hinblick auf die Messung des Elements V_{us} der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix untersucht. In weiteren Analysen wird das Verzweungsverhältnis des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, die Asymmetrien der radiativen Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$, eine Grenze auf das Verzweungsverhältnis des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow p \pi^-$ sowie die Lebensdauer des Ξ^0 anhand des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ ermittelt. Zerfälle der Typen $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ und $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$ machen zusätzlich die Bestimmung der Lebensdauern von Λ und $\bar{\Lambda}$ möglich.

2.2 Der Aufbau des NA48-Detektors

In Abbildung 2.1 ist die Gesamtansicht des NA48-Detektors dargestellt. Auf das Strahlsystem und die einzelnen Detektorkomponenten wird im Folgenden genauer eingegangen.

Abbildung 2.1 Gesamtansicht des NA48-Detektors [Bil03].



2.2.1 Das Strahlsystem

Der NA48-Detektor wurde ursprünglich entworfen, um gleichzeitig die Zerfälle der beiden Kaonsorten K_L und K_S in jeweils zwei geladene oder zwei neutrale Pionen messen zu können. Die Kaonen werden durch die starke Wechselwirkung beim Beschuss eines Beryllium-Targets mit Protonen erzeugt. In einem derart erzeugten Kaonstrahl sind sowohl kurz- als auch langlebige Kaonen enthalten. Um zu gewährleisten, dass beide Sorten im gleichen Zerfallsvolumen beobachtet werden konnten, wurden zwei Kaonstrahlen an zwei unterschiedlich positionierten Targets produziert. Das weiter vom Detektor entfernte Target wird als K_L -Target bezeichnet, da die kurzlebigen Kaonen in dem dort erzeugten Strahl vor dem Erreichen des eigentlichen Zerfallsvolumens bereits zerfallen sind. Das nahe am Zerfallsvolumen gelegene Target bezeichnet man im Gegensatz dazu als K_S -Target.

Der Protonstrahl (400 GeV) wird vom SPS¹-Ringbeschleuniger des CERN ge-

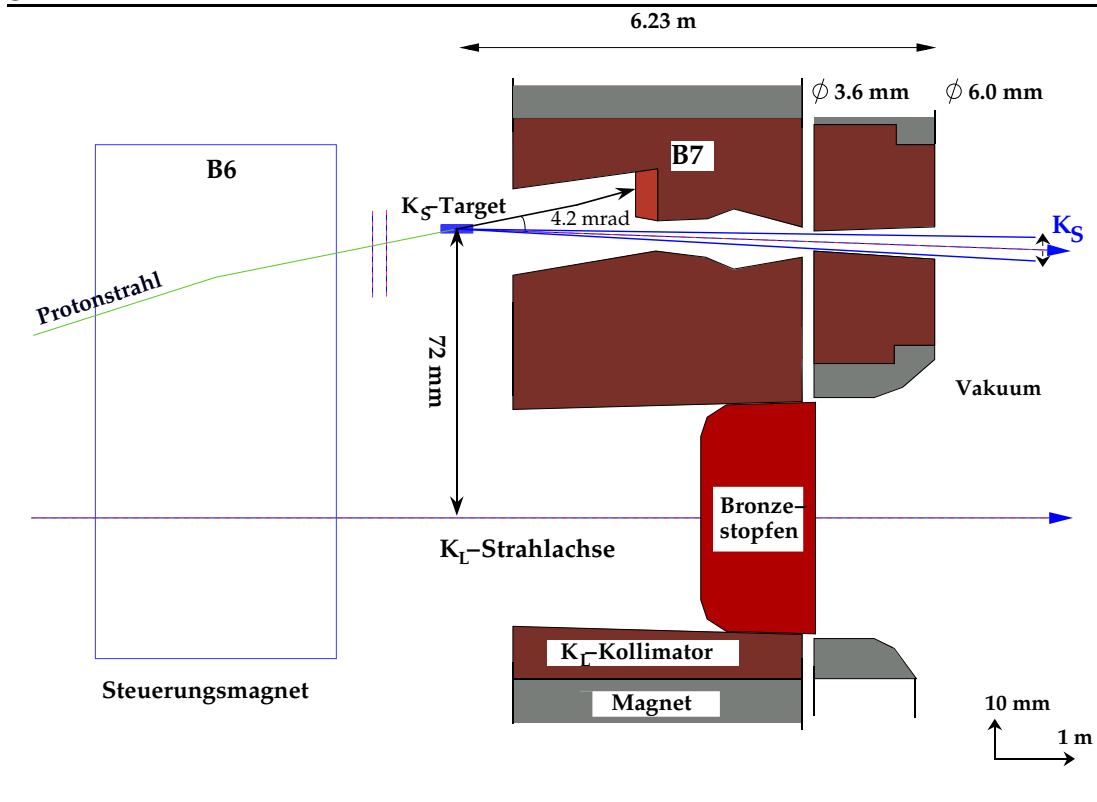
¹Super Proton Synchrotron

2.2 Der Aufbau des NA48-Detektors

liefert. Die Protonen treffen in Paketen mit einem zeitlichen Abstand von 16,8 s auf das Target. Ein derartiges Paket wird auch als *Spill* oder *Burst* bezeichnet. Die Länge eines Bursts beträgt ca. 3,5 s.

Bei der Verwendung des NA48-Detektors im Hochintensitäts- K_S -Experiment NA48/1 wurde der Protonenstrahl des SPS ausschließlich auf das K_S -Target gelenkt. Die Intensität des Strahls betrug dabei $1,2 \cdot 10^8$ Protonen pro Burst und war damit 400-mal so hoch, wie die Standardintensität am K_S -Target bei NA48. Die Protonen und alle erzeugten geladenen Hadronen und Leptonen werden durch einen auf das Target folgenden Magneten ausgelenkt. Der verbleibende Strahl enthält nur noch neutrale Mesonen und Baryonen und wird mit Hilfe eines Kollimators auf die Zerfallsregion fokussiert.

Abbildung 2.2 Target und Kollimatorsystem des NA48/1-Experiments [Bil03]. Der erzeugte K_S - und Hyperonstrahl tritt in einem Winkel von 4,2 mrad gegenüber dem eintreffenden Protonenstrahl aus.

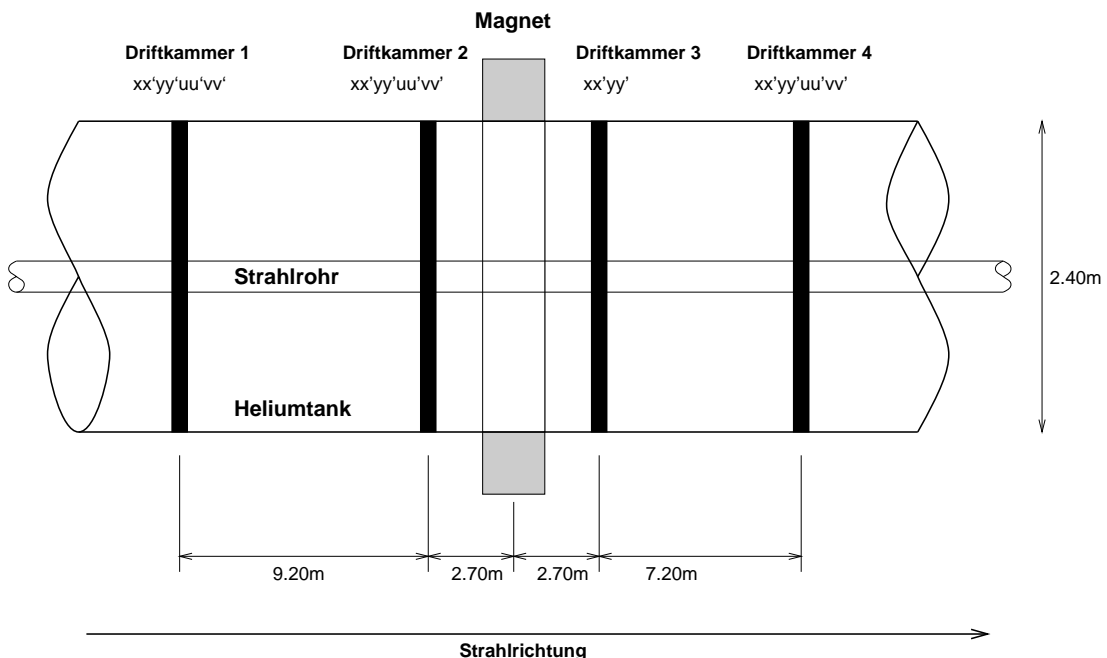


Das Strahlsystem des NA48/1-Experiments ist in Abb. 2.2 dargestellt. Da das K_S -Target ca. 7 cm oberhalb der Symmetrieachse des Experiments liegt und der Strahl auf das Zentrum des elektromagnetischen Kalorimeters des Experiments gerichtet ist, besitzt der Strahl eine leichte Neigung von 0,6 mrad zur Zentralachse des Experiments.

2.2.2 Impulsmessung der geladenen Zerfallsprodukte – Magnetspektrometer

Hinter der Zerfallsregion befindet sich ein *Magnetspektrometer* zur Messung der Impulse der geladenen Zerfallsprodukte. Es besteht aus einem Dipolmagneten und vier mit einem Gemisch aus Argon, Ethan (je 49,7%) und Wasserdampf (0,6%) gefüllten Driftkammern, von denen je zwei vor und hinter dem Magneten platziert sind. Um die Driftkammern bei Normaldruck betreiben zu können, befinden sich diese in einem mit Helium gefüllten, unter Normaldruck stehenden Tank. Dieser Tank wird durch ein Kevlarfenster von der evakuierten Zerfallsregion getrennt.

Abbildung 2.3 Das Magnetspektrometer [Bil03].



Jede Driftkammer besteht aus acht Ebenen von je 256 Wolframdrähten, die untereinander einen Abstand von 1,0 cm haben. Immer zwei dieser Ebenen weisen die gleiche Orientierung auf, sind aber, um die Ortsauflösung und Triggereffizienz zu verbessern um einen halben Zentimeter gegeneinander verschoben. Je zwei dieser doppellagigen Ebenen bilden ein rechtwinkliges Koordinatensystem. Von diesen zwei Koordinatensystemen ist eines im Winkel von 45° gedreht, so dass es vier Möglichkeiten der Orientierung der Drähte gibt, die als x , y , u und v bezeichnet werden.

Von der ersten, zweiten und vierten Driftkammer werden alle 2048 Drähte ausgelesen; bei der dritten sind es nur die vier in x - und y -Richtung gespannten Ebenen, also 1024 Drähte, da diese Kammer nur zu Effizienzmessungen benötigt

wird. Die Anzahl der Kanäle des Magnetspektrometers beträgt insgesamt 7168.

Zur Rekonstruktion einer Teilchenspur benötigt man mindestens drei Ortsmessungen, von denen zwei auf einer Seite und eine auf der anderen Seite des Magneten durchgeführt werden müssen. Aus dem Winkel der Ablenkung und der Stärke des Magnetfelds kann dann der Impuls und die Ladung des Teilchens ermittelt werden.

Die Ortsauflösung eines Teilchendurchgangs in jeder der vier Richtungen beträgt $100\ \mu\text{m}$. Die Impulsauflösung des Magnetspektrometers wurde zu

$$\frac{\sigma(p)}{p} = 0,48\% + 0,009\% \times p$$

bestimmt, wobei der Impuls p in GeV/c angegeben ist [Lai01].

Gegenüber den Datennahmeperioden der vorangegangenen Jahre wurde das Magnetspektrometer im Jahr 2002 mit einer neu gebauten Ausleseelektronik ausgestattet, die in der Lage war, den Bedürfnissen nach einem erhöhten Datendurchsatz für die Hochintensitäts- K_S -Datennahme nachzukommen.

2.2.3 Messung der Energien der Zerfallsprodukte – Flüssig-Krypton- und Hadronisches Kalorimeter

Das NA48-Experiment besitzt zwei Kalorimeter, um die Energien der Zerfallsprodukte bestimmen zu können: das Flüssig-Krypton-Kalorimeter zur Messung der Energien elektromagnetisch wechselwirkender Zerfallsprodukte wie Elektronen oder Photonen und das Hadronische Kalorimeter zur Bestimmung der Energien stark wechselwirkender Zerfallsprodukte.

Das *Flüssig-Krypton-Kalorimeter* ist das wesentliche Instrument zum Nachweis der Zerfälle von Kaonen oder Hyperonen in neutrale Pionen.

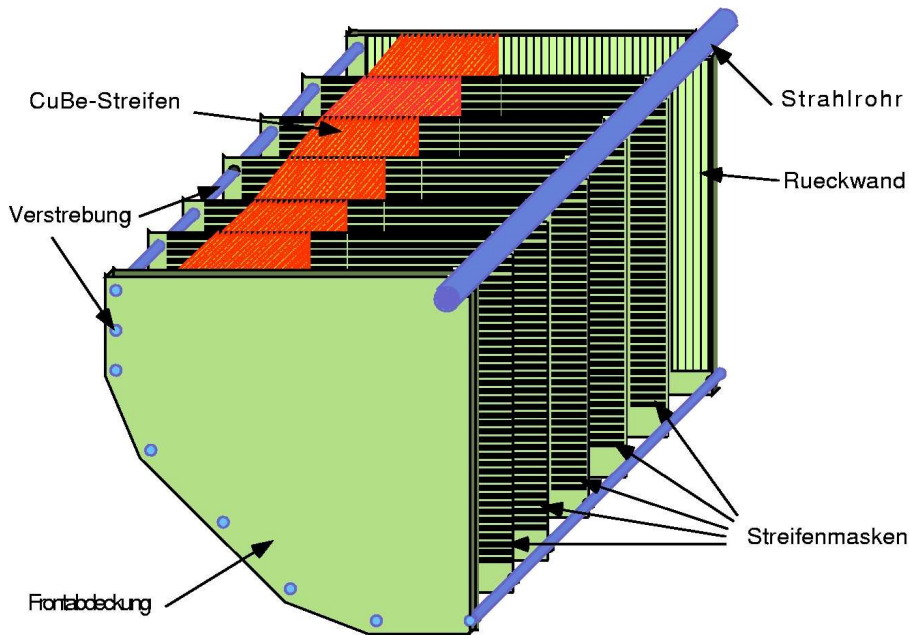
Im Kernfeld von Materie ist es hochenergetischen Photonen möglich, ein Elektron-Positron-Paar zu bilden („Paarbildung“). Die Elektronen und Positronen können wiederum Bremsstrahlungsphotonen abstrahlen, die ihrerseits erneut einen Paarbildungsprozess auslösen können: Es entsteht ein elektromagnetischer Schauer. Der Schauer bricht ab, sobald die Energien der im Schauer erzeugten Teilchen nicht mehr ausreichen, um weitere derartige Prozesse auszulösen. Diese kritische Energie wird bei einem Elektron-Photon-Schauer nach ungefähr zehn Generationen von erzeugten Teilchen erreicht. Die Menge der erzeugten Ladung ist proportional der Energie des Primärteilchens.

Auch bei der Identifizierung von Teilchen ist das Flüssig-Krypton-Kalorimeter hilfreich. Da Elektronen ihre gesamte Energie dort deponieren, ist es ein sicheres Zeichen für ein Elektron, wenn die deponierte Energie und der im Magnetspektrometer gemessene Impuls im Rahmen der Messgenauigkeit übereinstimmen. D.h. der Wert von E/p ist ≈ 1 , wobei p der im Magnetspektrometer gemessene Impuls und E die im Flüssig-Krypton-Kalorimeter gemessene Energie sein soll. Bei

2 Das NA48/1-Experiment

geladenen Pionen liegt der Wert für E/p niedriger, da die Pionen nur einen Teil ihrer Energie im Flüssig-Krypton-Kalorimeter deponieren. Für Myonen liegt der Wert dementsprechend noch niedriger.

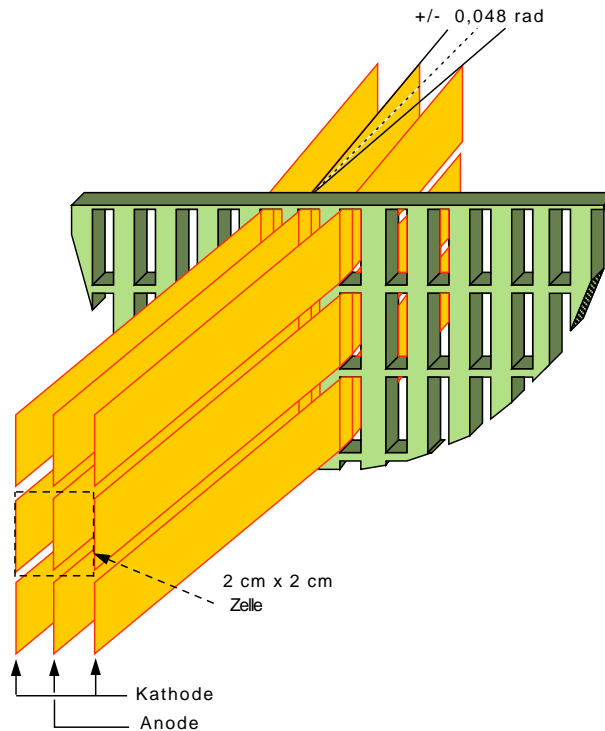
Abbildung 2.4 Aufbau des Flüssig-Krypton-Kalorimeters [Bil03].



Um die Ladung messen zu können, müssen in dem Kalorimeter Elektroden vorhanden sein, die schnell die entstandene Ladung bestimmen und anschließend abfließen lassen. Das Flüssig-Krypton-Kalorimeter ist durch 1,8 cm breite und 127 cm lange Kupfer-Beryllium-Streifen in ca. 13500 Auslesezellen von $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ Querschnittsfläche aufgeteilt (Abbildung 2.5). Diese Zellen sind auf das Zentrum des Zerfallsvolumens gerichtet. Die Streifen bilden leichte Zickzack-Linien, um die Sensitivität der Energiemessung auf die Position des Auftreffpunkts von Elektronen oder Photonen zu verkleinern. Die Signale der einzelnen Streifen werden über Vorverstärker, die sich noch im flüssigen Krypton befinden, ausgelesen. Deren Signale werden von 10Bit/40MHz Flash-ADCs digitalisiert. Die Abtastauflösung der ADCs wird durch einen umschaltbaren vierstufigen Vorverstärker erweitert. Diese am CERN entwickelte CPD²-Elektronik wird kontinuierlich mit 40 MHz in einen Ringpuffer ausgelesen. Kommt durch eine erfüllte Triggerbedingung eine Ausleseanforderung, so werden die Daten aus dem Ringpuffer extrahiert und einem System zur Datenkomprimierung, dem *Data Concentrator*, zugeführt. Dieses System verringert die Datenmenge dadurch, dass nur Daten im Umkreis

²CPD: Calorimeter Pipelined Digitizer

Abbildung 2.5 Zellenstruktur des Flüssig-Krypton-Kalorimeters [Bil03].



von getroffenen Zellen weitergeleitet werden. Es werden also nicht bei jedem Ereignis Daten aus allen 13500 Zellen zur Weiterverarbeitung gespeichert.

Die Länge des Kalorimeters liegt mit 127 cm bei ungefähr 27 Strahlungslängen von flüssigem Krypton ($X_0 = 4,76$ cm), um Leckverluste niedrig zu halten. Im Schauermaximum bei ca. zehn Strahlungslängen ist das Hodoskop für neutrale Zerfallsprodukte integriert (Abschnitt 2.2.4).

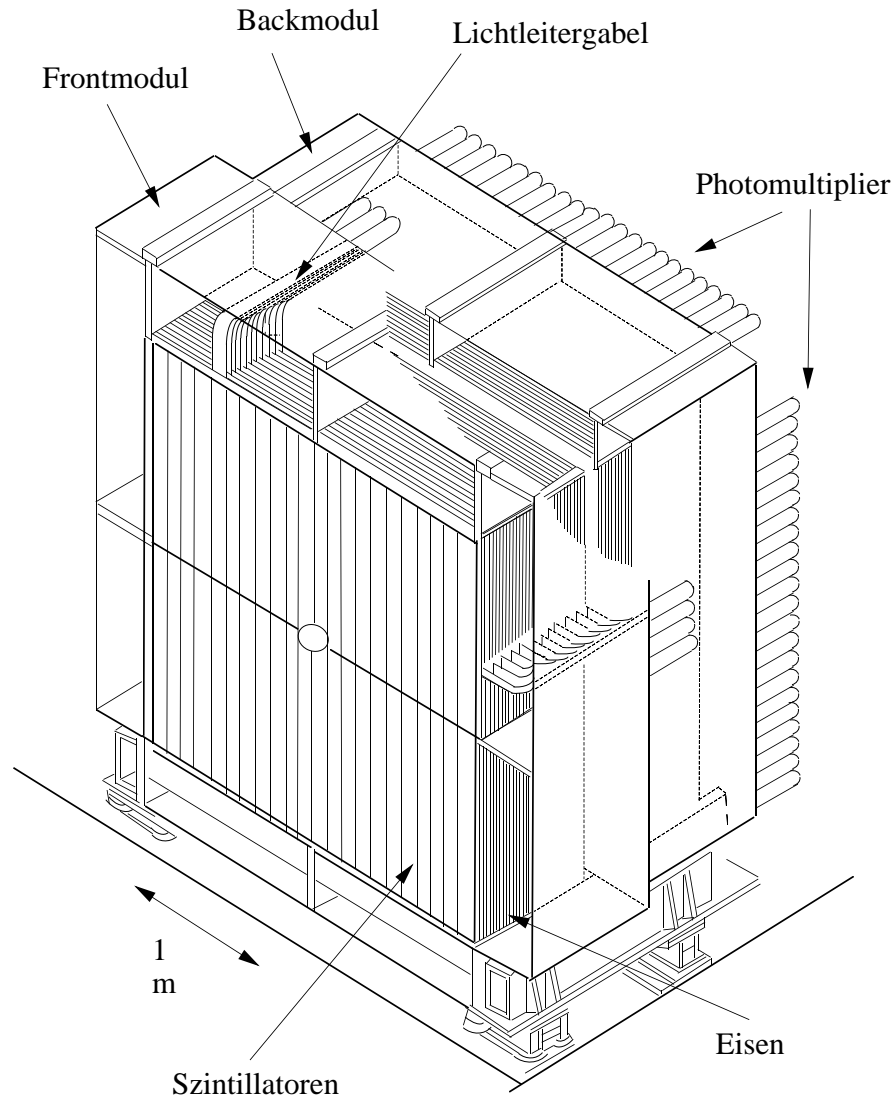
Die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(3,2 \pm 0,2)\%}{\sqrt{E}} + \frac{(9 \pm 1)\%}{E} + (0,42 \pm 0,05)\%,$$

wobei die Energie E in GeV angegeben werden muss [Una01]. Die Linearität der Energiemessung wurde im Bereich zwischen 3 GeV und 11 GeV durch eine nachträgliche Korrektur der Daten sichergestellt [Mik03].

Das *Hadronische Kalorimeter* ist ein Eisen-Sandwich-Kalorimeter. Es besteht aus zwei Modulen, dem Front- und dem Backmodul. Diese sind jeweils aus 24

Abbildung 2.6 Das Hadronische Kalorimeter [Bil03].



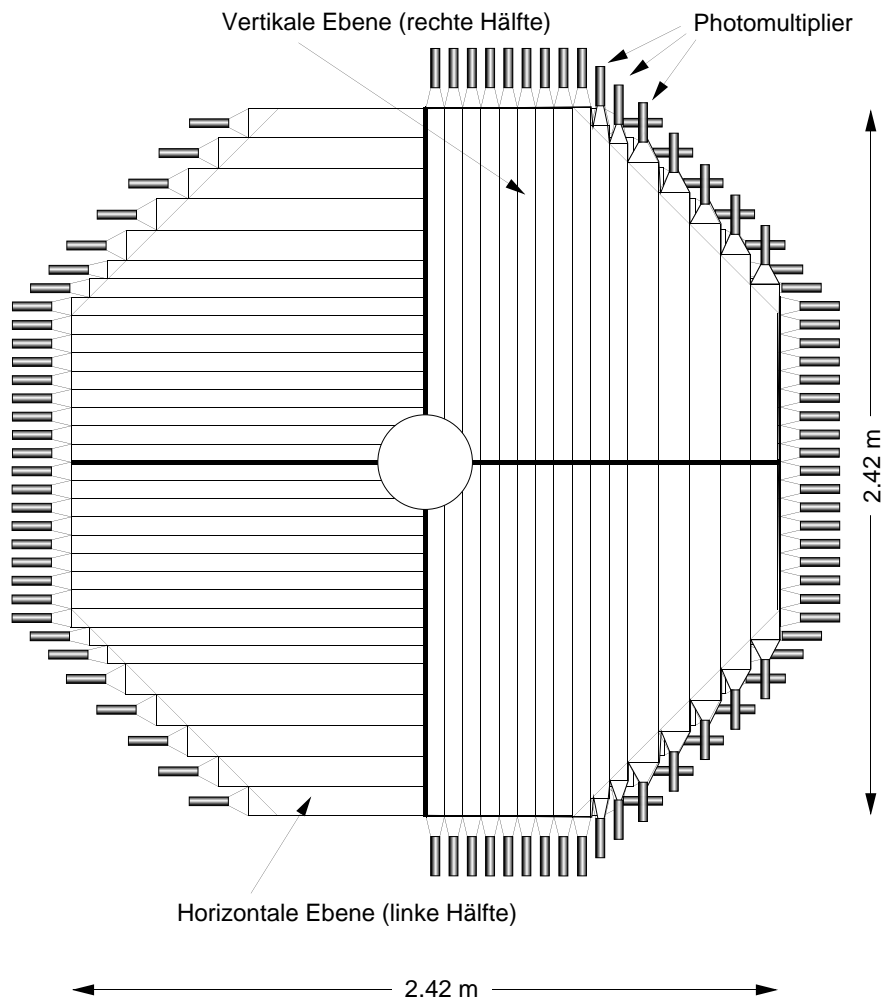
Eisenschichten mit einer Dicke von je 2,5 cm aufgebaut. Zwischen je zwei dieser Eisenlagen befindet sich eine 0,45 cm dicke Szintillatorlage. Die Szintillatoren sind abwechselnd horizontal und vertikal angeordnet. Eine Lage besteht aus 44 Szintillatorstreifen. Bei jedem der beiden Module werden gleichorientierte hintereinanderliegende Szintillatorstreifen durch denselben Photomultiplier ausgelesen. Pro Modul gibt es also 88 Kanäle. Die Ausleseelektronik besteht wie beim Flüssig-Krypton-Kalorimeter aus CPDs; sie fällt jedoch aufgrund der wesentlich geringeren Kanalzahl von 167 deutlich kleiner aus.

Im Hadronischen Kalorimeter werden die auftreffenden Zerfallsprodukte durch

hadronische Schauerbildung nachgewiesen. Trifft ein entsprechendes Teilchen auf die Eisenschicht auf, so erzeugt es durch starke Wechselwirkung mit den Eisenkernen weitere Hadronen, die ihrerseits wiederum mit anderen Eisenkernen auf diese Weise wechselwirken können. Entstehende Photonen wechselwirken elektromagnetisch mit dem Kalorimetermaterial. Der Schauer bricht ab, wenn die im Schauer entstandenen Teilchen vollständig abgebremst oder absorbiert worden sind. Die Spannungspulse der Photomultiplier sind proportional zum Energieverlust der die Szintillatoren durchquerenden Teilchen.

2.2.4 Die Zeitmessung der Ereignisse - Hodoskope

Abbildung 2.7 Das Hodoskop für geladene Zerfallsprodukte [Bil03].

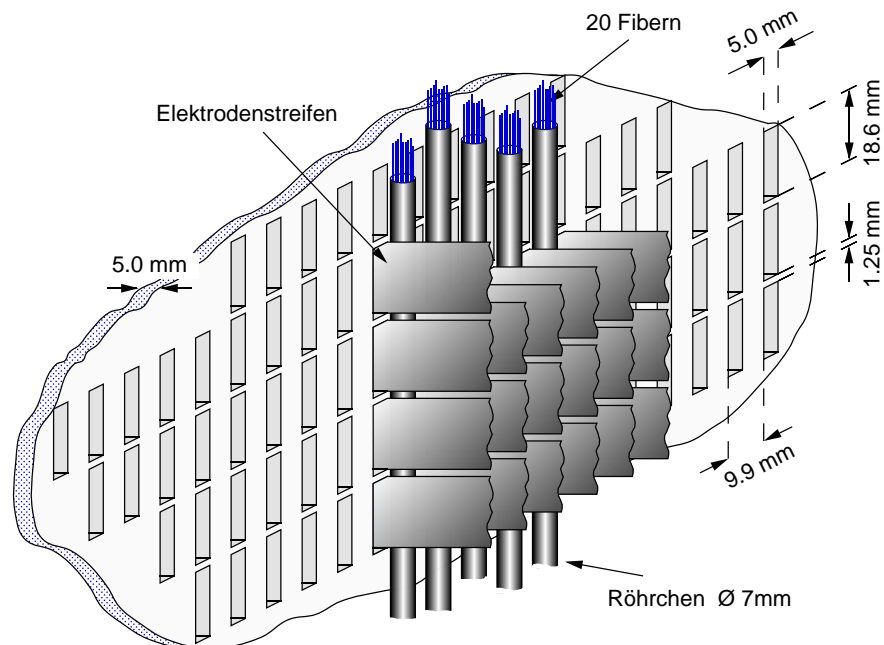


Das *Hodoskop für geladene Zerfallsprodukte* befindet sich zwischen dem Mag-

2 Das NA48/1-Experiment

netzspektrometer (Abschnitt 2.2.2) und dem Flüssig-Krypton-Kalorimeter (Abschnitt 2.2.3). Dieser Detektor besteht aus einer horizontal und einer vertikal ausgerichteten Ebene von je 64 Plastikszintillatorstreifen, die über Photomultiplier ausgelesen werden (Abbildung 2.7). Dadurch ist auch eine gewisse Positionsbestimmung von Teilchendurchgängen gegeben. Um die in der Nähe des Strahlrohrs höhere Rate besser verarbeiten zu können, sind die inneren Streifen nur 6,5 cm breit, die äußeren dagegen 9,9 cm. Das Auslesen der 128 Kanäle wird durch speziell entwickelte Flash-TDC-Karten³, den sog. Pipeline-Memory-Boards (PMB), durchgeführt. Die Zeitauflösung des Detektors ist besser als 300 ps.

Abbildung 2.8 Das Hodoskop für neutrale Zerfallsprodukte [Bil03].



Das *Hodoskop für neutrale Zerfallsprodukte* ist in das Flüssig-Krypton-Kalorimeter integriert (Abbildung 2.8). Es besteht aus einer Ebene von 504 szintillierenden Fiberbündeln, die durch 32 Photomultiplier ausgelesen werden. Ein Fiberbündel enthält 20 Plastikfibern von je 1 mm Dicke. Um ein gut messbares Signal zu erhalten, ist die Ebene der Fiberbündel im Kalorimeter im Bereich der Maxima der elektromagnetischen Schauer installiert. Dieser Bereich befindet sich ungefähr zehn Strahlungslängen (= 47,6 cm) hinter dem Beginn des Kalorimeters. Die Zeitmessung des neutralen Hodoskops wird derzeit jedoch nicht verwendet.

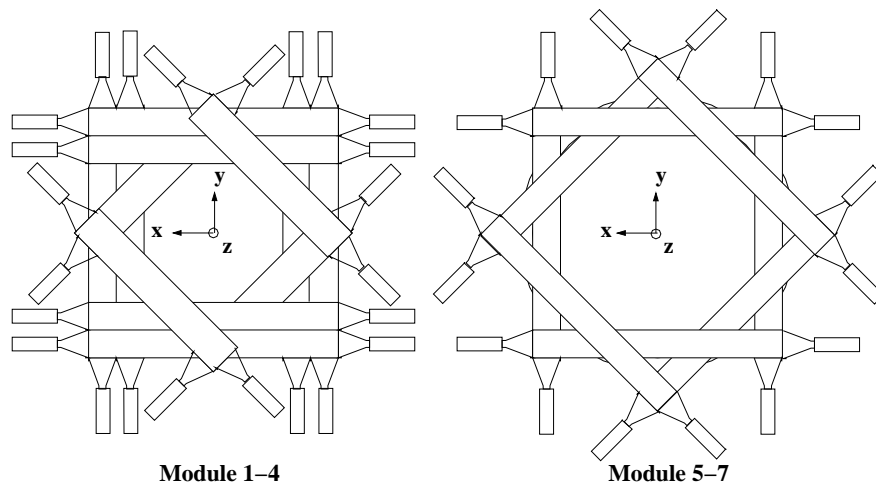
³TDC: time to digital converter – Zeit-Digital-Wandler

2.2.5 Verhinderung von Missidentifikationen – Anti- oder Veto-Zähler

Der NA48-Detektor verfügt über verschiedene Systeme, die verhindern, dass zu viele unerwünschte Ereignisse aufgenommen werden, die die Messung verfälschen könnten.

Entlang des Zerfallsvolumens sind an sieben Positionen K_L -Antizähler-Module aufgebaut. Sie bestehen aus je zwei Lagen ringförmig um den Strahl und die Zerfallsregion angeordneter Plastiksziellatoren (Abbildung 2.9), vor denen sich 35 mm Stahl zur Photonenkonversion befinden. Die Aufgabe dieser Detektoren im NA48-Experiment war es, eine Fehlidentifikation von als $K_L \rightarrow 2\pi^0$ zu verhindern. Der ca. 200-mal häufigere Zerfall $K_L \rightarrow 3\pi^0$ kann nämlich bei Verlust zweier Photonen aus dem anschließenden Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ als solcher missdeutet werden. Der K_L -Antizähler verhindert dies durch direkten Nachweis der verlorenen Photonen.

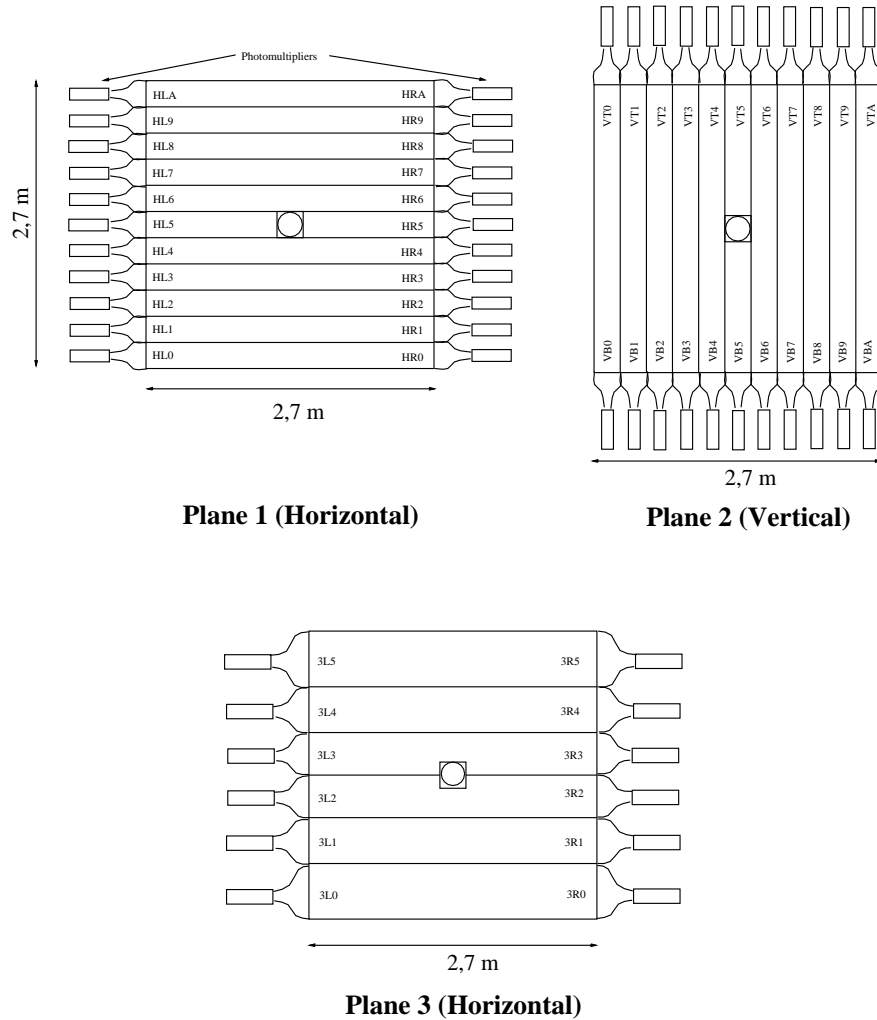
Abbildung 2.9 Der Anti- K_L -Detektor [Bil03].



Der Myon-Veto-Detektor diente im NA48-Experiment der Unterdrückung des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$. Dieser kann – bei falscher Identifizierung des Myons als geladenes Pion – unter Umständen als der CP-verletzende Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ identifiziert werden. Außerdem kann der Detektor zur Generierung spezieller Triggersignale, wie z.B. für den Zerfall $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$, herangezogen werden. Im NA48/1-Experiment wurde der Myon-Veto-Detektor nicht als Veto-Zähler sondern für die direkte Identifikation von Myonen eingesetzt.

Myonen deponieren nur einen geringen Teil ihrer Energie im flüssigen Krypton oder im Hadronischen Kalorimeter, da sie schwach ionisierende Teilchen sind. Sie sind deshalb die einzigen Teilchen, die in einem Detektor hinter den Kalorimetern noch Spuren hinterlassen können.

Abbildung 2.10 Der Myon-Veto-Detektor [Bil03].



Der Myon-Veto-Detektor besteht aus drei Ebenen von Szintillatorstreifen, die – abgesehen von den zentral gelegenen Streifen, die durch das Strahlrohr unterbrochen werden – an beiden Enden von Photomultipliern ausgelesen werden. Jede der Ebenen befindet sich hinter einer 80 cm dicken Eisenwand. Die erste und zweite Szintillatorlage bestehen aus je 11 Szintillatoren, wobei die erste Lage horizontal und die zweite vertikal ausgerichtet ist. Die dritte Lage besteht nur noch aus sechs horizontal ausgerichteten Szintillatoren und wird lediglich zu Effizienzmessungen benötigt. Die Photomultiplier an den Enden werden von 1 GHz Flash-ADCs in Abständen von 1 ns ausgelesen. Insgesamt gibt es bei diesem Detektor 56 Kanäle.

Zusätzlich zu der Information, dass ein Streifen getroffen worden ist, wird aus den analogen Signalen der Photomultiplier an beiden Enden die mittlere Zeit ermittelt, woraus auf den Durchgangsort des Teilchens geschlossen werden kann.

Diese Informationen werden mit Informationen aus der anderen Szintillatorebene verglichen, um Koinzidenzen zu finden.

2.2.6 Vermessung der Strahlparameter – Der Strahlintensitäts-Monitor

Der Strahlintensitäts-Monitor befindet sich direkt vor dem Strahlfänger des Experiments am Ende des Strahlrohrs. Mit diesem Detektor wird die Intensität der Kaonstrahlen überwacht. Dies geschieht durch Nachweis der an den Kaon-Targets erzeugten neutralen Teilchen (hauptsächlich Neutronen und Photonen).

Der eigentliche Detektor ist hinter einem Konverter aus Aluminium aufgebaut und hat eine aktive Fläche von $18\text{ cm} \times 18\text{ cm}$. Er besteht aus sechs Ebenen von je 24 szintillierenden Fasern, die 1 mm^2 stark sind. Die Fasern haben untereinander je 1 cm Abstand. Jeweils sechs Fasern sind zu einem Bündel zusammengefasst, das an beiden Enden mit einem Photomultiplier ausgelesen wird. Hintereinanderliegende Ebenen sind um jeweils 90° gedreht; gleich orientierte Ebenen sind leicht gegeneinander versetzt. Der Abstand zwischen den Ebenen beträgt 3 cm.

Zusätzlich zum Strahlintensitäts-Monitor wurden im NA48/1-Experiment weitere Detektoren zur Überwachung der Strahlintensität installiert. Dabei handelt es sich um Plexiglas-Blöcke im Strahl, deren Szintillationseigenschaft zur Detektion von Teilchendurchgängen genutzt wird.

2.3 Das Triggersystem

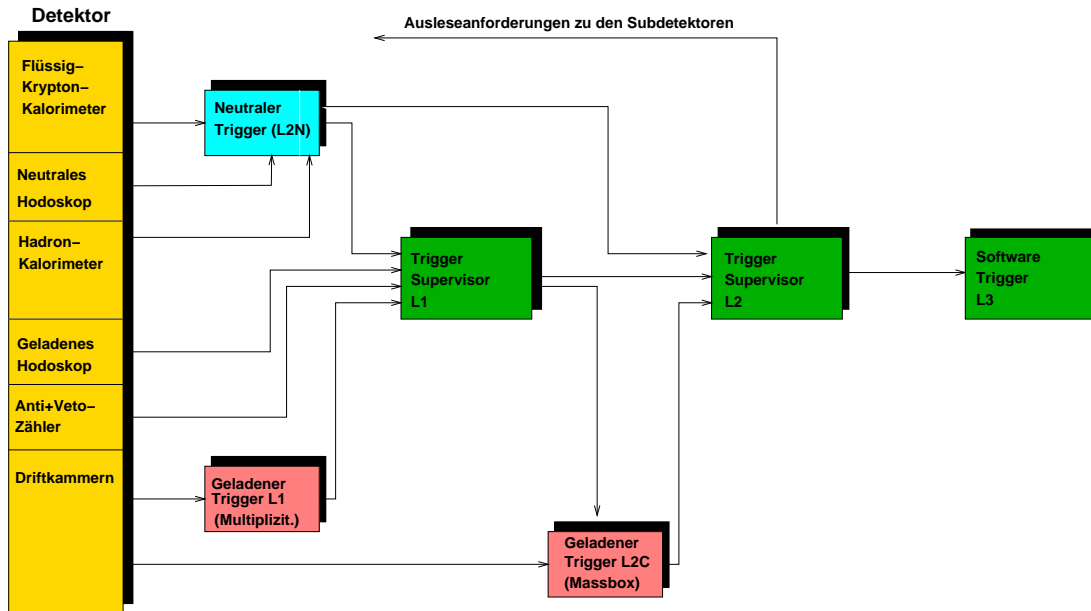
Die Daten aller Detektoren werden während der Laufzeit mit einem global vorgegebenen 40 MHz Takt ausgelesen und in Ringpuffern zwischengespeichert. Diese Ringpuffer besitzen allerdings nur eine begrenzte Kapazität. Alle dort gespeicherten Daten werden nach $200\ \mu\text{s}$ von neu ausgelesenen Daten wieder überschrieben. Gehören die Daten aber zu Ereignissen, die für die Analyse interessant sind, so werden sie aus den Ringpuffern ausgelesen und dauerhaft gespeichert. Würden alle Daten dauerhaft gespeichert, wäre die Datenmenge praktisch nicht verarbeitbar. Es muss also eine Selektion der für die Analyse interessanten Ereignisse in Echtzeit stattfinden. Diese Aufgabe wird von einem *Triggersystem* wahrgenommen. Dabei handelt es sich um ein System, das durch Auswertung bestimmter Ereignisparameter in sehr kurzer Zeit in der Lage ist, eine Entscheidung zu treffen, ob ein Ereignis als „interessant“ anzusehen ist. Ist dies der Fall, gibt das Triggersystem die Anweisung, das Ereignis aus dem Ringpuffer auszulesen und dauerhaft zu speichern.

Die Anforderungen an das Triggersystem des NA48-Experiments sind minimale Totzeit, Eingangstriggerraten von ca. 1 MHz, akzeptierte Ereignisraten von ca. 10 kHz und jeweils endgültige Triggerentscheidungen in weniger als $100\ \mu\text{s}$. Diese

2 Das NA48/1-Experiment

Anforderungen können nur durch ein mehrstufiges, paralleles System gewährleistet werden. Dieses System ist in Abb. 2.11 schematisch dargestellt.

Abbildung 2.11 Das Triggersystem des NA48/1-Experiments [Bil03].



2.3.1 Der Level-1-Trigger

Der Level-1-Trigger führt eine Selektion von Ereigniskandidaten durch. Die Triggerlogik ist aus programmierbaren Modulen aufgebaut, was sie äußerst flexibel macht. Der L1-Trigger besteht aus drei Komponenten: Dem neutralen Trigger, dem geladenen Trigger und dem Triggersupervisor. Die Bezeichnungen „neutraler Trigger“ oder „geladener Trigger“ sind Kurzschreibweisen. Gemeint sind Trigger, die eine Triggerentscheidung aufgrund des Nachweises bestimmter geladener bzw. neutraler Zerfallsprodukte erzeugen. Die Funktion des neutralen und des geladenen Triggers wird in den folgenden Abschnitten erläutert. Der Triggersupervisor des Level-1-Triggers leitet die gesammelten Triggerinformationen an den Triggersupervisor des Level-2-Triggers weiter.

Der neutrale Trigger

Dieser Trigger soll Kandidaten für Zerfälle in rein neutrale Zerfallsprodukte auswählen. Dies geschieht durch Auswertung der Informationen des Flüssig-Krypton-Kalorimeters. Aus den Energien und Positionen von Schauern kann die

Gesamtenergie, der Energieschwerpunkt, die z -Komponente der Position des Vertex⁴ und die Lebensdauer des zerfallenen Kaons bestimmt werden. Auch die Informationen aus dem Hodoskop für neutrale Zerfallsprodukte können in diesem Trigger verwendet werden.

Es existiert für diesen Trigger ein spezielles projektives Auslesesystem, das die Kalorimeterinformationen streifenweise auslesen und verarbeiten kann. Das projektive Auslesesystem besteht aus je 64 horizontalen und vertikalen Kanälen.

Der geladene Trigger

Dieser Trigger verwendet die Informationen des Hodoskops für geladene Zerfallsprodukte, um Kandidaten für interessante Ereignisse auszuwählen. Hierzu wird untersucht, ob Ereignisse die Q_1 -, Q_2 - oder Q_x -Bedingung erfüllt, die fordern, dass ein oder zwei Quadranten des Hodoskops getroffen wurden, bzw. dass es eine Koinzidenz in zwei gegenüberliegenden Quadranten des Hodoskops gibt. Ist eine dieser Bedingungen erfüllt, werden weitere Informationen, wie Energie im Hadronischen Kalorimeter, Energie und Ereigniszeit im elektromagnetischen Kalorimeter und die Anzahl der getroffenen Drähte in der ersten Driftkammer, dem Level-1-Triggersupervisor übermittelt.

2.3.2 Der Level-2-Trigger

Der Level-2-Trigger untersucht die vom Level-1-Trigger ermittelten Ereigniskandidaten genauer und entscheidet, ob eine Ausleseanforderung an die Ausleseelektronik der Subdetektoren gestellt wird.

Die Massbox

Aufgabe der Massbox ist es, innerhalb des vorgegebenen Triggerentscheidungszeitfensters von $100 \mu\text{s}$ die invariante Masse des Primärteilchens eines Ereignisses mit geladenen Zerfallsprodukten und dessen Zerfallsvertex zu bestimmen. Dies dient dazu, Untergrundereignisse mit falschem Vertex und der falschen Masse zu unterdrücken.

Ist es der Massbox unmöglich, in der vorgegebenen Zeit von $100 \mu\text{s}$ eine Entscheidung zu treffen, so wird das entsprechende Ereignis zur Datenerfassung zugelassen und als sog. *Watchdog-Ereignis* gekennzeichnet. Dies ist vor allem der Fall, wenn bei einem Ereignis mehr als nur zwei Zerfallsprodukte auftreten.

Seit 1998 ist die Massbox als Software-Lösung realisiert. Das Programm der Massbox läuft dabei auf mehreren Single-Board-Computern mit Power-PC-Prozessoren. Durch diese Konfiguration ist es möglich, mehr als 98% aller Ereignisse in der zur Verfügung stehenden Zeit zu bearbeiten.

⁴lat.: Scheitel; als „Vertex“ wird in diesem Zusammenhang der Punkt bezeichnet, an dem ein Teilchen in mehrere andere Teilchen zerfallen ist.

Der Triggersupervisor

Der Level-2-Triggersupervisor verarbeitet alle Informationen aus den Level-1-Triggern und der Massbox. Aufgrund dieser Informationen wird hier entschieden, ob eine Ausleseanforderung an die Ausleseelektronik der Subdetektoren geschickt wird. Dabei wird durch einen Puffer im Triggersupervisor ein zeitlicher Mindestabstand von $20 \mu\text{s}$ zwischen zwei dieser Anforderungen garantiert. Auch die Bearbeitungszeit für die Massbox von $100 \mu\text{s}$ wird garantiert. In dem Puffer können bis zu fünf Ereignissen zwischengespeichert werden. Der Triggersupervisor weist außerdem jedem Ereignis ein Triggerwort, eine Ereigniszeit und eine globale Ereignisnummer zu. Das Triggerwort entspricht einer Bitfolge, bei der jedem Bit ein bestimmter Trigger zugewiesen ist. Dadurch lässt sich später feststellen, durch welche Trigger das Ereignis zur Datenerfassung ausgewählt worden ist.

Der Triggersupervisor empfängt zusätzlich die sog. XOFF-Signale der Subdetektor-Ausleseelektronik. Dieses Signal wird gesendet, wenn die Ausleseelektronik oder -software durch eine zu hohe Triggerrate überlastet ist. In diesem Fall setzt der Triggersupervisor das Senden von Ausleseanforderungen für alle Detektoren aus.

2.3.3 Der Level-3-Filter

Bei dem Level-3-Filter handelt es sich um einen reinen Softwarefilter. Er läuft auf der NA48-PC-Farm im CERN-Rechenzentrum (*Offline-PC-Farm*). Der Filter bearbeitet nur die voll rekonstruierten Daten. Diese Daten beinhalten bereits die physikalische Interpretation von Detektorrohdaten, z.B. die Rekonstruktion von Spuren in der Driftkammer oder von Clustern im Kalorimeter. Sie werden von der sog. *Offline-Software* erstellt, die in die Level-3-Filter-Software integriert ist.

Aufgabe des Level-3-Filters ist es, diese Daten durch lockere Einschränkungen auf physikalische Parameter zu reduzieren und eine Klassifikation der Ereignisse durchzuführen, um bei den späteren Analysen einen einfacheren Zugang zu den Daten zu haben. Zu diesem Zweck werden die Daten in verschiedene Datenströme im COMPACT⁵-Format oder auch als Rohdaten geschrieben. Das COMPACT-Format ist ein Datenformat, das die rekonstruierten physikalischen Größen enthält.

Generell werden die Ereignisse unterschiedlichen Level-3-Filtern zugeführt, abhängig von der Triggerentscheidung des Level-2-Triggers. Speziell die Ereignisse, die durch den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Level-2-Trigger ausgewählt werden, werden jedoch ohne Ausnahme zu allen Level-3-Filtern weitergeleitet. Das Level-3-Filter-System enthält verschiedene auf die zu untersuchenden

⁵COMPACT steht für „Compact, Optimized Program for Accessing Countless Terabytes“, oder auch „COMpletely arbitrary Acronym that yields the term compaCT“ [Sch98].

physikalischen Zerfallskanäle zugeschnittene Einzelfilter, teilweise mit Unterfiltern. Für die vorliegende Arbeit relevant ist lediglich der Filter für radiative Hyperonzerfälle. Dieser besteht aus drei Unterfiltern für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda e^+e^-$ und $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$, wobei die Zerfälle des untersuchten Typs $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ durch ersteren ausgewählt werden.

2.4 Das System zur Datenerfassung

Das System zur Datenerfassung des NA48-Experiments besteht aus zwei Einheiten: Der *Online-PC-Farm* direkt am Experimentaufbau und der *Offline-PC-Farm* im Rechenzentrum des CERN. Der Datenaustausch zwischen diesen Einheiten erfolgt über eine 7 km lange optische Gigabit-Verbindung. Abbildung 2.12 zeigt eine Gesamtansicht des Datenerfassungssystems, das während der Laufzeit des Experiments im Sommer 2002 verwendet wurde. Insgesamt wurden mit diesem System 2002 über 100 TByte an Rohdaten genommen.

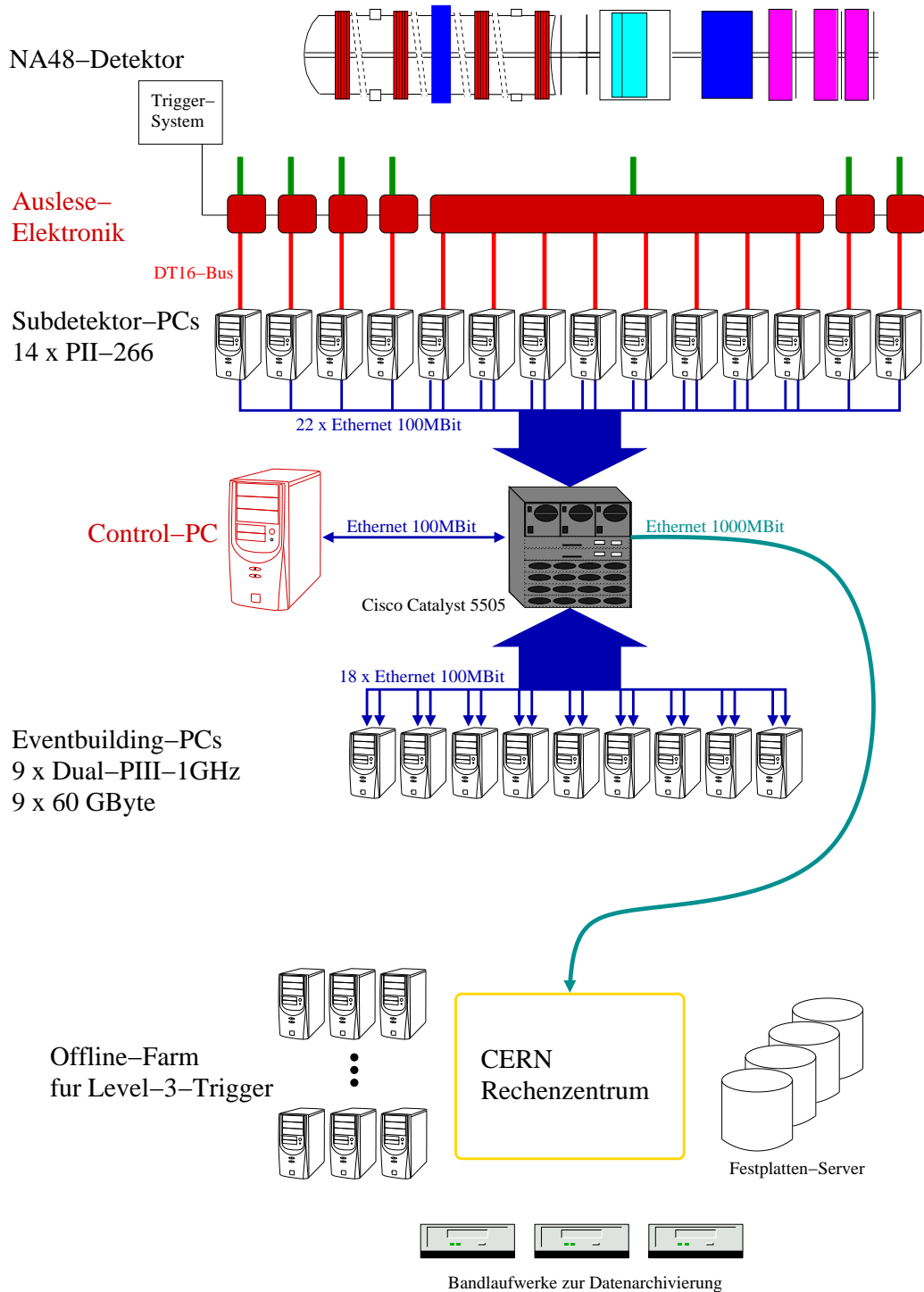
2.4.1 Die Online-PC-Farm

Seit 1998 besitzt das NA48-Experiment zur Datennahme eine PC-Farm (*Online-PC-Farm*) [Pet98]. Die ursprünglich aus 24 Dual-Pentium-II-Rechnern bestehende Farm wurde bereits im Jahr 2001 für die Anforderungen des NA48/1-Experiments durch neun Dual-Pentium-III-Rechner aufgerüstet. Die Rechner der Online-PC-Farm sind über einen *Cisco Catalyst 5505 Switch* untereinander verbunden. Dieser ist in der Ausbaustufe der Datennahme 2002 mit 48 Anschlüssen für *100MBit-Fast-Ethernet* und zwei Anschlüssen für *Gigabit-Ethernet* ausgerüstet.

Die Rechner sind über Fast-Ethernet mit dem Switch verbunden. Sie werden in drei Gruppen unterteilt: *Subdetektor-PCs*, *Eventbuilding-PCs* und den *Kontroll-PC*. Die Aufgaben der verschiedenen Gruppen werden weiter unten in eigenen Abschnitten erläutert. Seit 1999 ist der Switch direkt über Gigabit-Ethernet mit dem CERN-Rechenzentrum verbunden, was zu einer deutlichen Verbesserung des Datendurchsatzes führte.

Die Rechner werden mit der „SuSE 6.1“-Distribution des Betriebssystems Linux betrieben. Sie laden dabei das Betriebssystem über Netzwerk vom Kontroll-PC. Ein gewisses Problem stellt die Tatsache dar, dass es sich bei Linux um kein Echtzeit-Betriebssystem handelt. Ein Echtzeit-Betriebssystem (wie z.B. OS9) garantiert einem Prozess die Abarbeitung in einer festgelegten Zeit, was für zeitkritische Software, wie die Datenerfassungssoftware, unerlässlich ist. Durch eine geeignete Implementierung konnte jedoch bei der Datenerfassungs- und Überprüfungssoftware ein System geschaffen werden, das auch unter Linux einem Echtzeitsystem nur unwesentlich nachsteht.

Abbildung 2.12 Gesamtansicht des Datenerfassungssystems [Bil03].



Die Subdetektor-PCs

14 der 24 Rechner in der Online-Farm sind sog. Subdetektor-PCs. Hierbei handelt es sich – mit Ausnahme des PCs zur Auslese des Hadronischen Kalorimeters, bei dem ein Pentium-III-Rechner zum Einsatz kommt, da hier die Nullunterdrückung durch den Subdetektor-PC zu leisten ist – noch um die 1998 eingebauten Dual-Pentium-II Rechner. Wegen der entsprechend großen Datenmenge sind dabei der Ausleseelektronik des Flüssig-Krypton-Kalorimeters acht PCs zugeordnet, den übrigen Subdetektoren nur je einer. Die Rechner sind durch eine spezielle Schnittstellenkarte mit der Ausleseelektronik der einzelnen Subdetektoren verbunden. Die Schnittstellenkarte ist eine SLINK-nach-PCI-Karte, die um eine speziell am CERN entwickelte DT16-nach-SLINK-Karte erweitert wurde. Dadurch ist es möglich, die von den Subdetektoren auf einem DT16-Bus ankommenden Daten über den internen PCI-Bus des Rechners einzulesen. Die Subdetektor-PCs werden mit einer speziellen Version des Betriebssystems Linux betrieben. Der Betriebssystem-Kernel der 2.2er-Serie wurde hierbei um einen geschwindigkeitsoptimierten Treiber für die spezielle Schnittstelle erweitert.

Die Treiber-Software der Schnittstellenkarte der Subdetektor-PCs nimmt von Beginn des entsprechenden Bursts an Daten von der Schnittstelle ab und schreibt diese in einen bereits beim Start des Betriebssystems speziell reservierten zusammenhängenden Bereich des Hauptspeichers. Dies geschieht sobald vom Protonenbeschleuniger ein entsprechendes Signal an alle Komponenten der Ausleseelektronik gesendet wird, dass eine Protonenextraktion bevorsteht. Das Ende der Extraktion wird zwar auch durch ein entsprechendes Signal angezeigt, Die PC-Farm verwendet jedoch ein selbst generiertes Signal, dessen Abstand zum Startsignal sich frei bestimmen lässt. Die Auslesezeit der PC-Farm wird so gewählt, dass sie etwas länger ist, als die vom SPS vorgegebene Extraktionszeit, da sich in den Datenpuffern der Ausleseelektronik noch Daten befinden und außerhalb des Extraktionszeitfensters zusätzlich Kalibrationsereignisse aufgenommen werden.

Sind auf allen Subdetektor-PCs alle Daten für den Burst eingegangen, werden die Daten von einem entsprechenden Prozess reihum über das Netz auf die Eventbuilding-PCs kopiert. Die acht Rechner des Flüssig-Krypton-Kalorimeters besitzen zwei Netzwerkkarten, die auf unterschiedliche Subnetze konfiguriert sind, um den Datendurchsatz zu erhöhen. Die Daten aller Subdetektor-PCs werden entsprechend der Anzahl der Empfänger-PCs aufgeteilt. Sind alle Daten dort angekommen, warten die Subdetektor-PCs auf den nächsten Burst. Die Daten im Speicher werden nicht explizit gelöscht, sondern beim Einlesen der neuen Daten überschrieben.

Die Eventbuilding-PCs

Die Eventbuilding-PCs stellen eine weitere Untergruppe von PCs bei der Online-PC-Farm dar. Sie laufen unter einer Kernelversion der 2.4er Serie des Linux-

2 Das NA48/1-Experiment

Betriebssystems. Während der Datennahme im Sommer 2002 waren 9 Dual-Pentium-III-Rechner mit dieser Funktion im Einsatz. Aufgabe der Eventbuilding-PCs ist es, alle zu einem Ereignis gehörenden Daten von unterschiedlichen Subdetektoren zu sammeln und sequenziell geordnet in einen Ereignisdatensatz zu schreiben. Diese Datensätze werden dann auf Festplatte zwischengespeichert, von wo sie über Netzwerk auf die Festplatten der Diskserver am CERN-Rechenzentrum kopiert werden. Um den Datendurchsatz speziell zu den Subdetektor-PCs des elektromagnetischen Kalorimeters zu erhöhen, sind die Eventbuilding-PCs mit jeweils zwei Fast-Ethernet-Schnittstellen ausgerüstet, die analog zu den Subdetektor-PCs des elektromagnetischen Kalorimeters auf zwei unterschiedliche Subnetze konfiguriert sind. Durch diese Konfiguration konnte der Datendurchsatz für das Kalorimeter verglichen mit der Datennahme 2001 verdoppelt werden.

Ein auf den Eventbuilding-PCs laufender Prozess empfängt reihum Daten von allen Subdetektor-PCs. Die Daten werden im Speicher abgelegt. Dort werden sie dann „virtuell“ zu Ereignissen sortiert. Es wird eine in der richtigen Reihenfolge geordnete Liste von Zeigern erzeugt, die nur auf die eigentlichen Datenblöcke zeigen. Erst beim Kopieren auf die Festplatte, werden die Daten dann auch physisch geordnet. Dieses „virtuelle“ Sortieren benötigt weniger Rechenzeit als ein Sortieren durch echtes Umkopieren im Speicher. Alle Ereignisse auf einem Eventbuilding-PC, die während eines Bursts zusammengebaut werden, bilden zusammen ein sog. *Burstlet*. Die auf den Festplatten der Eventbuilding-PCs zwischengespeicherten Burstlets werden auf die Diskserver am CERN-Rechenzentrum kopiert, sobald die Netzwerkbelastung es zulässt.

Eine neu hinzugekommene Aufgabe für die Eventbuilding-PCs, was die Aufrüstung der Maschinen nötig machte, ist das Dekodieren sog. *Super Events*. Um den Datendurchsatz des Flüssig-Krypton-Kalorimeters durch den DT-16-Bus zu erhöhen, wurden von der Ausleselektronik jeweils zwei Ereignisse zu einem zusammengepackt. Da zum Auseinandernehmen der beiden Ereignisse die vollständigen Detektorinformationen nötig sind, kann das Dekodieren nicht auf den Subdetektor-PCs erfolgen, die jeweils nur Daten aus Teilbereichen des Kalorimeters erhalten, sondern muss auf der Ebene des Eventbuilding geschehen. Dieser Prozess findet vor dem eigentlichen Zusammenbau der Ereignisse statt.

Zum Zwischenspeichern der Daten verfügt jeder Eventbuilding-PC über eine 60 GByte große Maxtor-ATA100-Festplatte. Die gesamte Farm besitzt somit eine Pufferkapazität von 540 GByte, was ungefähr eintausend Bursts oder einer Zeit von viereinhalb Stunden Datennahme entspricht.

Wie viele Eventbuilding-PCs pro Burst zum Zusammenbau der Ereignisse verwendet werden, kann der vom Experiment gelieferten Datenrate angepasst werden. Es wurde hauptsächlich eine Konfiguration verwendet, bei der 8 Eventbuilding-PCs pro Burst Datensätze zusammenbauten. Eine Software, die auf dem Kontroll-PC läuft, wählt bei jedem Burst von neuem unter den vorhandenen Rechnern diejenigen aus, an die die Daten geschickt werden. Dieses

Vorgehen hat auch den Vorteil, dass der Ausfall von Eventbuilding-PCs keine Unterbrechung der Datennahme zur Reparatur notwendig macht. Durch die Kontrollsoftware lässt sich der defekte Rechner für die Datennahme sperren; das System wählt diesen dann einfach nicht zum Zusammenbau von Ereignissen aus. Die Reparatur kann auf einen Zeitpunkt verschoben werden, an dem die Datennahme aus anderen Gründen unterbrochen werden muss.

Der Kontroll-PC

Auf dem Kontroll-PC läuft das Hauptsteuerungsprogramm der Datenerfassung. Dieses Kontrollprogramm startet die zur Datenerfassung notwendigen Prozesse auf den Subdetektor- und Eventbuilding-PCs und kontrolliert deren Funktion. Die Anzeige des aktuellen Status und die Möglichkeit eines Eingriffs durch den Benutzer (Reboot von Rechnern, Sperren von Eventbuilding-PCs, etc.) werden von der grafischen Benutzerschnittstelle zur Verfügung gestellt, die sich ebenfalls auf dem Kontroll-PC befindet.

Des Weiteren laufen auf dem Kontroll-PC noch einige Überwachungsprozesse. Die Erreichbarkeit jedes PC in der PC-Farm über das Netzwerk wird regelmäßig in kurzen Abständen überprüft. Ist ein PC nicht mehr erreichbar, so wird er automatisch ohne Zutun der zur Überwachung des Experiments zuständigen Personen neu gebootet. Seit 1999 existiert auch ein Expertensystem, das durch die Überwachung der Triggerraten selbständig auf Fehlfunktionen bestimmter Triggerkomponenten zurückschließen kann [Mar00].

2.4.2 Die Offline-PC-Farm

Aufgabe der Offline-PC-Farm ist der Betrieb des Level-3-Filters. Die Offline-PC-Farm bestand zum Zeitpunkt der Datennahme aus speziell vom CERN-Rechenzentrum zur Verfügung gestellten Dual-Pentium-III-Rechnern verschiedener Taktraten. Es konnte eine variable Anzahl von Festplattenservern zur Abspeicherung der Rohdaten von der Online-Farm angeschlossen werden, um den Bedürfnissen der jeweiligen Datennahmebedingungen Rechnung zu tragen. Die Rohdaten wurden von der Online-Farm gleichmäßig auf alle verfügbaren Festplattenserver verteilt.

2.5 Die Datennahme 2002

Die Datennahme des NA48/1-Experiments fand im Sommer 2002 vom 28. Juni bis zum 18. September statt. Insgesamt wurde an den 82 Tagen eine Rohdatenmenge von ca. 100 TByte aufgezeichnet. Die Datennahme gliedert sich in sog. *Runs*. Jeder Run besitzt eine eindeutige Nummer, die seit dem Start des NA48-Experiments gezählt werden. Die 2002 während der eigentlichen Datennahme,

2 *Das NA48/1-Experiment*

d.h. ohne vorausgehende Tests, aufgezeichneten Runs tragen die Nummern 13446 bis 14186.

Ein Run wurde stets dann beendet und ein neuer gestartet, wenn sich die Experimentierbedingungen geändert hatten, z.B. nach Veränderungen von Triggerbedingungen, bei Veränderungen des Strahls und nach längeren Unterbrechungen oder Reparaturarbeiten. Auch wurden Runs in regelmäßigen Zeitabständen beendet und neu gestartet, wenn die Experimentierbedingungen stabil blieben.

Die Runs lassen sich zu drei Perioden zusammenfassen. Die in den ersten 33 Tagen aufgezeichneten Runs von Run 13446 bis Run 13940 waren durch viele Tests zur neu gebauten Ausleseelektronik des Magnetspektrometers gekennzeichnet. Gute Datennahmebedingungen waren vor allem in der mittleren Periode von Run 13941 bis zum Run 14151 gegeben. Diese Periode umfasst eine Datennahmezeit von 40 Tagen, vom 1.8.2002 bis zum 9.9.2002. Die dritte Periode ist dadurch gekennzeichnet, dass ein Teil des Hodoskops für geladene Zerfallsprodukte ineffizient arbeitete. Sie umfasst die Runs 14152 bis 14186 und dauerte neun Tage. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse stützen sich ausschließlich auf die in der mittleren Periode genommenen Daten.

3 Die Bestimmung der Lebensdauer

In diesem Kapitel wird zunächst im ersten Abschnitt die Form der Lebensdauer-
verteilung erläutert. Der zweite Abschnitt beschäftigt sich mit der Verzerrung
dieser Form durch Akzeptanzeffekte. Im darauf folgenden Abschnitt wird das
Vorgehen zur Eliminierung der Akzeptanzverfälschung bei der Messung der Le-
bensdauer mit Hilfe von simulierten Daten dargelegt. Der letzte Abschnitt zeigt
das Ergebnis eines Tests der Methode mit Hilfe simulierter Daten.

3.1 Die reale Lebensdauerverteilung

Zur Messung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons wird die vom Target aus zurück-
gelegte Flugstrecke bestimmt. Aus ihr lässt sich mit Kenntnis der Energie und
Masse die Lebensdauer des einzelnen Ausgangsteilchens ermitteln. Betrachtet
man viele dieser Zerfälle, so folgt die Verteilung der Lebensdauern dem exponen-
tiellen Zerfallsgesetz

$$f(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (3.1)$$

wobei τ die sog. *mittlere Lebensdauer* bezeichnet.

Das exponentielle Zerfallsgesetz muss mit einer Heavysideschen Sprungfunktion
gefaltet werden, um den Strahl an einem bestimmten Punkt quasi „anzuschal-
ten“. Hinzu kommt noch die Tatsache, dass die Auflösung der Zerfallspunkte
nicht beliebig scharf rekonstruiert werden kann, sondern eine gewisse Detektor-
bedingte Maximalauflösung gegeben ist. Diesem Umstand trägt man dadurch
Rechnung, dass die aus Exponential- und Sprungfunktion kombinierte Funktion
noch zusätzlich mit einer Gaußfunktion gefaltet wird. Das Ergebnis der Faltungen
ist

$$f(t) = \frac{1}{2\tau} \cdot \exp\left(\frac{\sigma^2}{2\tau^2}\right) \cdot e^{-t/\tau} \cdot \left[1 - \operatorname{Erf}\left(\frac{t_0 - t + \frac{\sigma^2}{\tau}}{\sqrt{2}\sigma}\right)\right]. \quad (3.2)$$

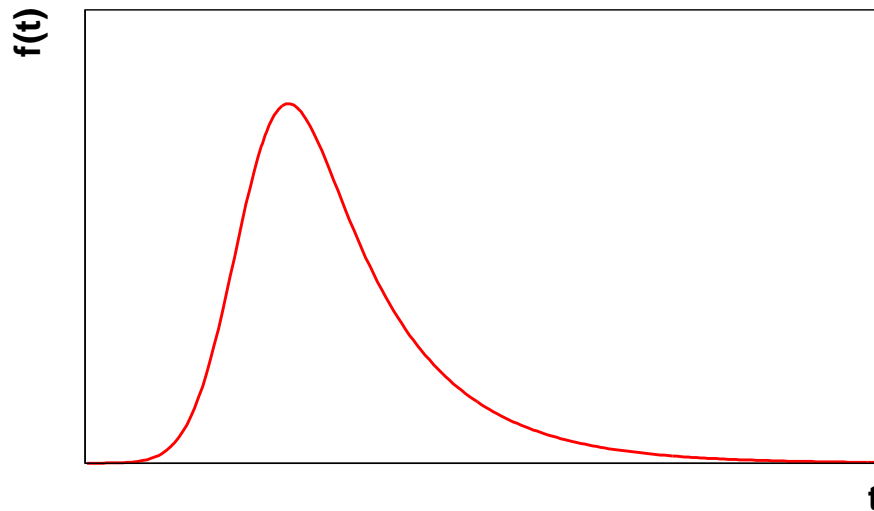
Hierbei bezeichnet τ die mittlere Lebensdauer der zerfallenden Teilchen, t_0 den
Zeitpunkt, an dem die Teilchen das Ende des Kollimators erreichen – die Stelle,
an der die Heavysidesche Sprungfunktion den Strahl in Erscheinung treten lässt
–, und σ die Breite der Auflösungsfunktion. Die *Error-Funktion*

$$\operatorname{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-t^2} dt$$

3 Die Bestimmung der Lebensdauer

ist eine sigmoide Funktion, für die es keine geschlossene Form gibt und deren Werte nur numerisch ermittelt werden können. Abb. 3.1 zeigt schematisch den Verlauf der Lebensdauerverteilung, wie er auch in den Daten zu finden ist.

Abbildung 3.1 Die Verteilung der Lebensdauern.



3.2 Die geometrische Akzeptanz

Die im vorangegangenen Abschnitt erläuterte Lebensdauerverteilung ist so nur dann messbar, wenn alle zerfallenen Ausgangsteilchen im Detektor nachgewiesen werden können. Dies ist praktisch jedoch nicht der Fall. Reale Detektoren umschließen nicht den gesamten Raumwinkel um den Zerfallspunkt, so dass Zerfallsprodukte teilweise nicht nachgewiesen werden, und der entsprechende Zerfall nicht vollständig rekonstruiert werden kann. Wie oft dies vorkommt, hängt stark von der Detektorgeometrie und der Topologie des Zerfalls ab. Je nach Zerfallsvertex und Flugrichtung der Endprodukte können nur bestimmte Raum- und Energiebereiche abgedeckt werden. Diese Eigenschaft eines Detektors, aufgrund von geometrischen Gegebenheiten bezüglich eines Zerfallsvorgangs nur einen gewissen Anteil an Zerfällen nachweisen zu können, bezeichnet man als *geometrische Akzeptanz*.

Der NA48-Detektor ist für ein Fixed-Target-Experiment mit symmetrischen Zerfällen von neutralen Kaonen in zwei geladene oder zwei neutrale Pionen konzipiert, wie es für die Messung des Parameters ε'/ε der direkten CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen benötigt wurde. Im Zentrum des Detektors befindet sich ein Strahlrohr, um die im Target erzeugten, jedoch nicht im Nachweisvolumen zerfallenen neutralen Teilchen – hauptsächlich Neutronen und langlebige

3.3 Die Methode der Lebensdauermessung

Kaonen – ohne Kontakt mit dem Detektormaterial durch den gesamten Detektor auf den Strahlintensitätsmonitor zu leiten. Geladene Teilchen wurden bereits vor dem Zerfallsvolumen mit Hilfe von Magneten aus dem Strahl ausgelenkt.

Für stark asymmetrische Zerfälle in unterschiedlich schwere Endprodukte ist die geometrische Akzeptanz wesentlich geringer als für symmetrische, denn die Wahrscheinlichkeit, dass ein leichtes Teilchen das aktive Detektorvolumen verfehlt oder ein schweres Teilchen, welches den Hauptteil des Impulses des Ausgangsteilchens trägt, im Strahlrohr verbleibt und so nicht mit dem aktiven Detektormaterial in Wechselwirkung treten kann, ist entsprechend höher. Zusätzlich ist die geometrische Akzeptanz unterschiedlich für verschiedene Impulse und Vertexbereiche. Wie in Abb. 3.2 verdeutlicht, werden bei hohen Energien Vertices bevorzugt, die weit vom Detektor entfernt sind. Der starke Lorentzboost führt dazu, dass die schweren Zerfallsprodukte im Laborsystem selbst nach dem Zerfall kaum von der Flugbahn des Ausgangsteilchens abweichen und somit bei nah am Detektor gelegenen Zerfallsvertices das Strahlrohr erst im oder hinter dem Detektor verlassen und somit nicht nachgewiesen werden. Im Gegensatz dazu bedeutet eine geringe Energie einen kleinen Lorentzboost und somit im Laborsystem einen größeren Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsprodukten. In diesem Fall werden beim Nachweis Vertexbereiche nah am Detektor bevorzugt erfasst. In Abb. 3.3 ist die geometrische Akzeptanz als Funktion der Lebensdauer t und der Energie E_{Ξ^0} aufgetragen, wie sie aus simulierten Daten ermittelt wurde.

Die unterschiedliche geometrische Akzeptanz führt zu energieabhängigen Modifikationen der Lebensdauerverteilung. Um eine reale Lebensdauerverteilung zu erhalten, müsste die geometrische Akzeptanz zusätzlich mit der im vorigen Abschnitt angegebenen Lebensdauerverteilung gefaltet werden. Es wird hier jedoch eine Methode verwendet, die auf dem Vergleich von gemessenen und am Rechner simulierten Daten beruht. Abb. 3.4 zeigt die modifizierten Lebensdauerverteilungen in verschiedenen Energieintervallen. Die mittlere Lebensdauer wird mit zunehmender Energie scheinbar kleiner. Wie dieser Effekt bei der Messung der mittleren Lebensdauer berücksichtigt wird, wird im folgenden Abschnitt dargestellt.

3.3 Die Methode der Lebensdauermessung

Ausgehend von der Annahme, dass die geometrische Akzeptanz durch die Detektorsimulation korrekt beschrieben wird, werden simulierte Daten als Vergleich verwendet, um die relative Abweichung der gemessenen mittleren Lebensdauer von dem in der Simulation verwendeten Literaturwert zu bestimmen.

Mit Hilfe der Verteilungsfunktion 3.2 lässt sich zeigen, welche Verteilung durch den Vergleich von gemessenen und simulierten Daten entsteht. Hierzu wird zu der Funktion noch eine lineare Funktion multipliziert, welche die Effekte der geometrischen Akzeptanz in erster Näherung simulieren soll. Die Verteilungsfunktion

3 Die Bestimmung der Lebensdauer

Abbildung 3.2 Die geometrische Akzeptanz an einem Fixed-Target-Detektor mit Strahlrohr: Bedingt durch die zu hohen Energien kleiner werdenden Öffnungswinkel, werden bei hohen Energien entfernte Vertizes (a), bei niedrigen Energien nahe Vertizes bevorzugt erfasst (b).

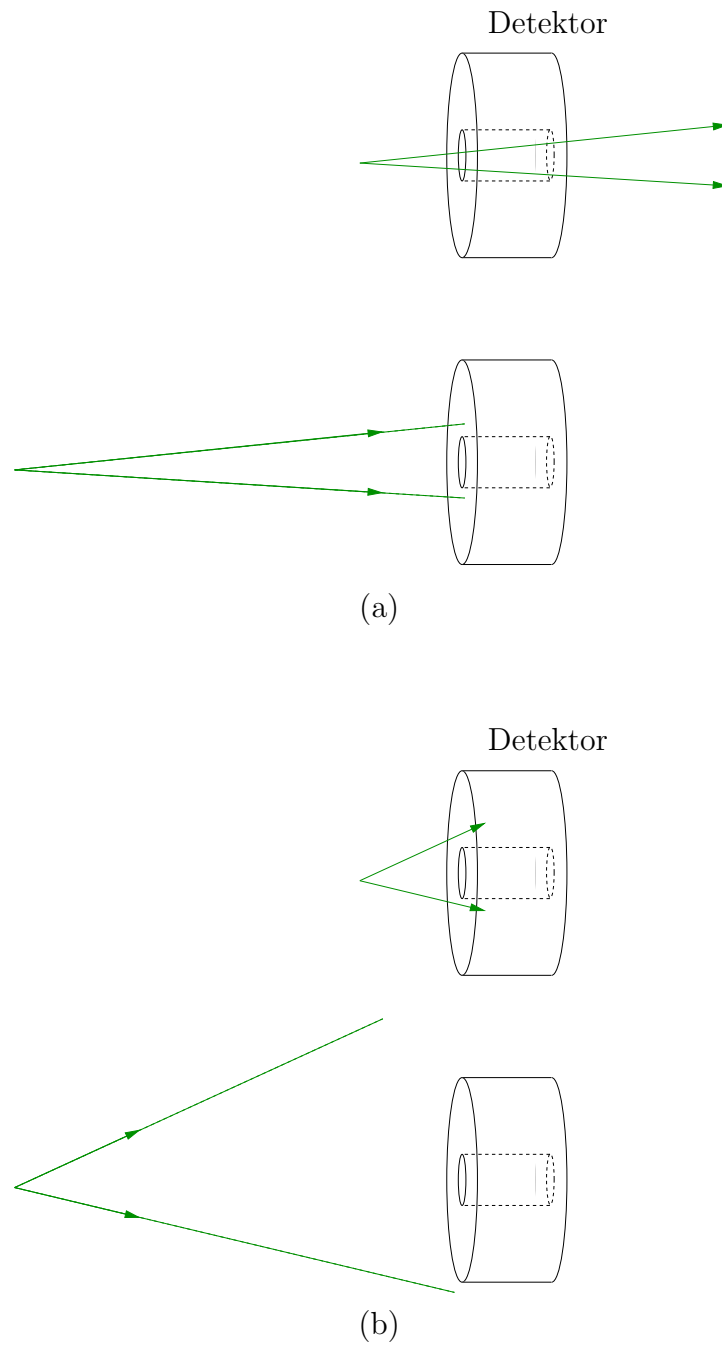
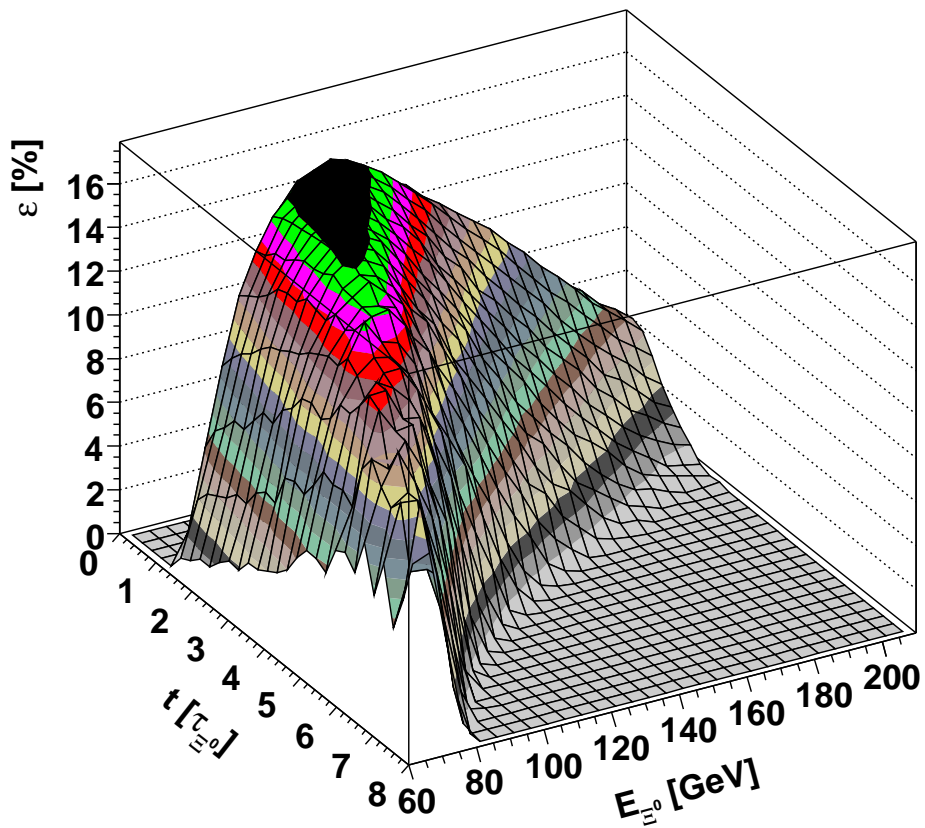
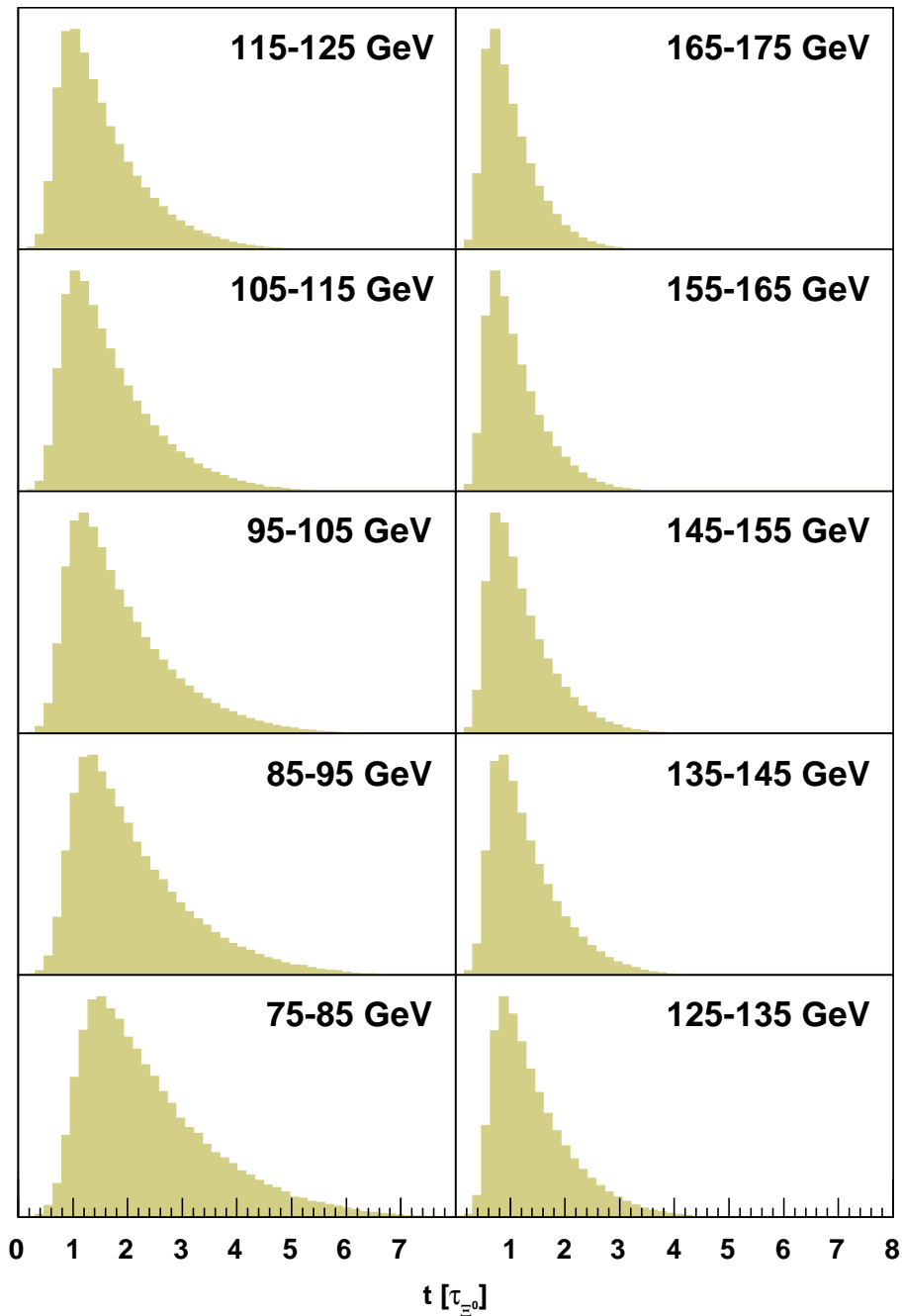


Abbildung 3.3 Die geometrische Akzeptanz als Funktion der Lebensdauer t und der Energie E_{Ξ^0} .



3 Die Bestimmung der Lebensdauer

Abbildung 3.4 Die Lebensdauerverteilungen in den verwendeten Energieintervallen.



3.3 Die Methode der Lebensdauermessung

wird also zu

$$f(t) = \frac{1}{2\tau} \cdot \exp\left(\frac{\sigma^2}{2\tau^2}\right) \cdot e^{-t/\tau} \cdot \left[1 - \operatorname{Erf}\left(\frac{t_0 - t + \frac{\sigma^2}{\tau}}{\sqrt{2}\sigma}\right)\right] \cdot (m \cdot t + b) \quad (3.3)$$

angenommen.

In den Abb. 3.5 sind zwei dieser Funktionen im linken Graphen aufgetragen: Eine steht für gemessene, die andere für simulierte Daten. Der rechte Graph zeigt den Quotienten aus den beiden Funktionen, der bei Gleichheit aller Parameter konstant bei 1 liegt. Im Allgemeinen unterscheiden sich die Parameter von gemessenen und simulierten Daten leicht. Ist die Position des Kollimator-Endes nicht genau bekannt, so sind die Parameter t_0 unterschiedlich. Die Auflösung ist in der Simulationssoftware des NA48-Experiments *NASIM* etwas besser als im Experiment selbst, was zu unterschiedlichen Werten für σ führt. Zum Testen wird auch für τ ein unterschiedlicher Wert angenommen, da es sich hierbei um die eigentliche Messgröße handelt, deren Wert am Ende richtig zu bestimmen ist. Die Abb. 3.5 zeigt das Aussehen der Verteilungen und deren Quotienten bei unterschiedlichen Parametern. Die erste Zeile in der Grafik zeigt die zwei Kurven nur mit um 10% veränderter Lebensdauer $\tau_{\text{Daten}} = 1,1 \cdot \tau_{\text{Simulation}}$ bei der für gemessene Daten angenommenen Kurve. In der zweiten Zeile wurde nur die Auflösung um 10% erhöht ($\sigma_{\text{Daten}} = 1,1 \cdot \sigma_{\text{Simulation}}$), und in der dritten Zeile der Zeitpunkt t_0 um 10% einer Lebensdauer nach rechts verschoben. Diese Werte sind willkürlich gewählt, um zu zeigen, welche Kurvenform für den Quotienten aus gemessenen und simulierten Daten erwartet werden kann. Die vierte Zeile zeigt die Kurvenform bei der Überlagerung aller drei Variationen.

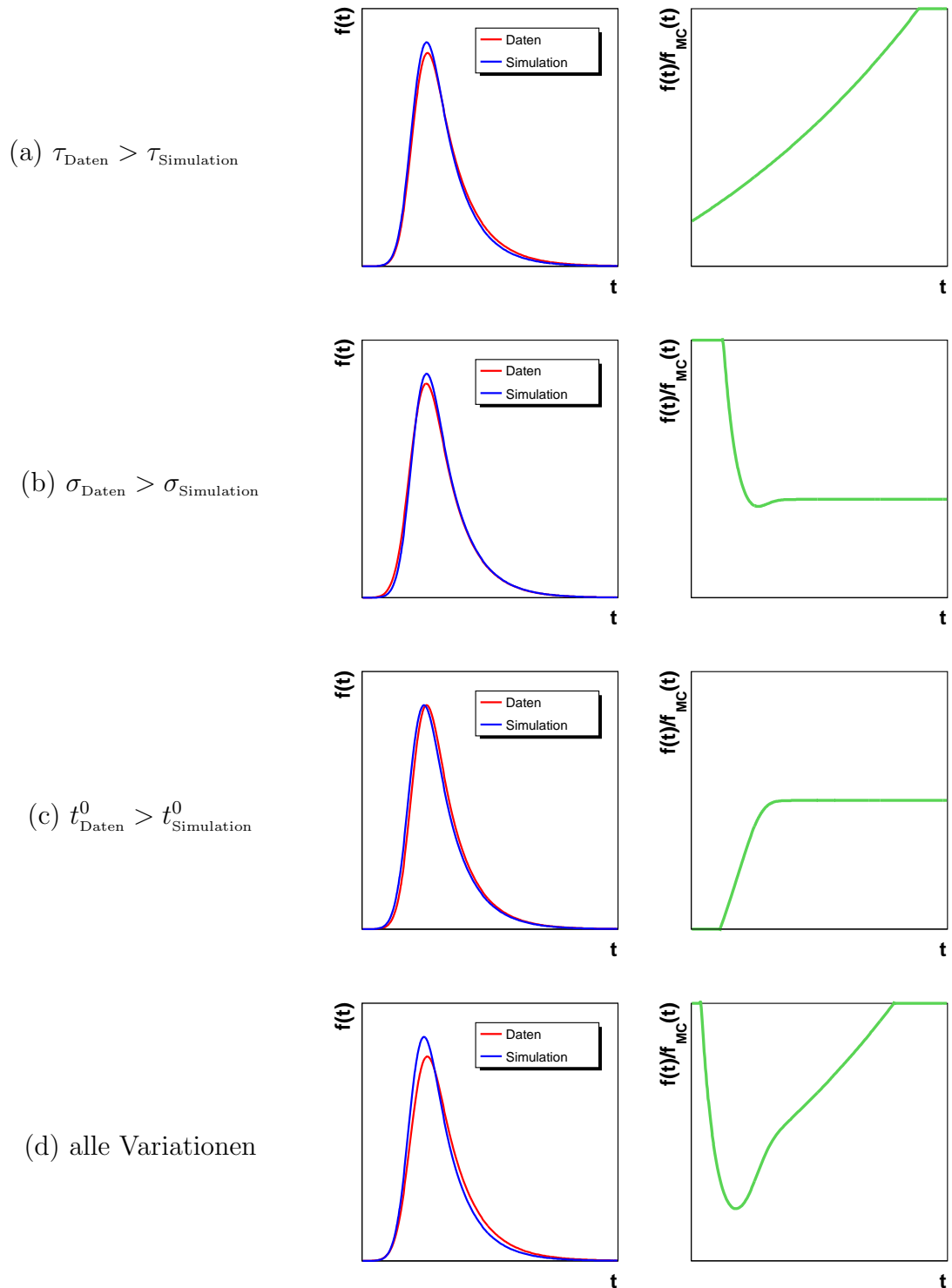
Bei der Bildung des Quotienten kürzen sich bei dieser Methode die geometrischen Akzeptanzfunktionen weg, vorausgesetzt die Akzeptanz wird von der Simulation richtig beschrieben. Beschränkt man sich bei der Betrachtung auf den rein exponentiellen Bereich nach dem Knick, so lässt sich ein Quotient von zwei reinen Exponentialfunktionen mit unterschiedlichen mittleren Lebensdauern an die Kurve anpassen. Zur Vereinfachung wird noch angenommen, dass die Auflösung σ klein gegen die mittlere Lebensdauer τ ist, so dass Terme der Art $\frac{\sigma}{\tau}$ gleich Null gesetzt werden können. Der Quotient ist dann

$$\frac{f_{\text{Daten}}(t)}{f_{\text{MC}}(t)} = \frac{\frac{1}{2\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \left[1 - \operatorname{Erf}\left(\frac{t_0 - t}{\sqrt{2}\sigma}\right)\right]}{\frac{1}{2\tau_{\text{MC}}} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{MC}}}\right) \cdot \left[1 - \operatorname{Erf}\left(\frac{t_0 - t}{\sqrt{2}\sigma}\right)\right]}, \quad (3.4)$$

wobei τ_{MC} der Wert für die mittlere Lebensdauer ist, die in die Simulation hineingesteckt wurde. Geht man davon aus, dass sich die zu messende mittlere Lebensdauer τ nicht allzusehr von τ_{MC} unterscheidet, d.h. $\tau_{\text{MC}}/\tau \approx 1$, und dass t_0 und σ in gemessenen und simulierten Daten gleich groß sind, wodurch sich die Terme $1 - \operatorname{Erf}\left(\frac{t_0 - t}{\sqrt{2}\sigma}\right)$ in Zähler und Nenner kürzen lassen, so vereinfacht sich der

3 Die Bestimmung der Lebensdauer

Abbildung 3.5 Simulation von je zwei Lebensdauerverteilungen und deren Quotienten bei Variation je eines Parameters zur Erklärung der Form des Quotienten.



Quotient zu

$$\frac{f_{\text{Daten}}(t)}{f_{\text{MC}}(t)} = \exp\left(-t \cdot \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_{\text{MC}}}\right)\right). \quad (3.5)$$

Besonders günstig für die Vergleichbarkeit ist es, einen Parameter anzupassen, der direkt die relative Abweichung zum Simulationswert angibt. Betrachtet man den Parameter

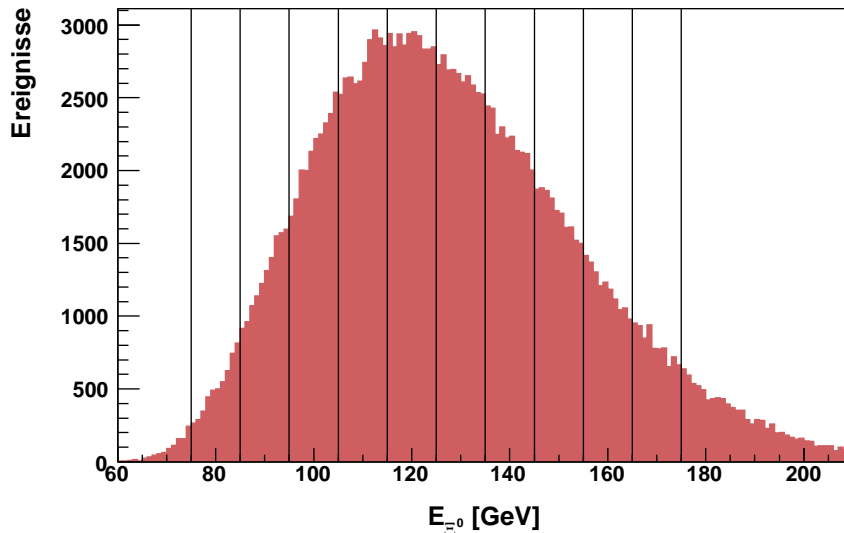
$$\tau' = \frac{\tau - \tau_{\text{MC}}}{\tau_{\text{MC}}},$$

so verändert sich die Gleichung der Anpassungskurve zu

$$\frac{f_{\text{Daten}}(t)}{f_{\text{MC}}(t)} = \exp\left(t \cdot \left(\frac{\tau'}{1 + \tau'}\right) / \tau_{\text{MC}}\right). \quad (3.6)$$

Die im NA48/1-Experiment erzeugten Ξ^0 -Hyperonen decken ein kontinuierliches Spektrum zwischen 60 GeV und 250 GeV ab, das auch in der Monte-Carlo-Simulation in guter Übereinstimmung mit den Daten wiedergegeben wird. Soll die Methode unabhängig vom Spektrum sein, so muss sie jeweils in verschiedenen Energieintervallen durchgeführt werden. Die Anpassung der Funktion (3.6) an die Verteilung erfolgt in zehn Energieintervallen von je 10 GeV Breite zwischen 75 GeV und 175 GeV. Diese sind in Abb. 3.6 im Spektrum eingezeichnet.

Abbildung 3.6 Spektrum der Ξ^0 -Hyperonen mit den zehn verwendeten Energieintervallen zwischen 75 GeV und 175 GeV.



3.4 Test der Methode

Nachdem in Abschnitt 3.3 eine Methode zur Messung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons vorgestellt wurde, bleibt noch zu untersuchen, ob die Methode prinzi-

3 Die Bestimmung der Lebensdauer

piell in der Lage ist korrekte Ergebnisse zu liefern. Da die Methode anhand einer Gleichung abgeleitet wurde, in der der Effekt der geometrischen Akzeptanz nur durch eine energieunabhängige lineare Funktion beschrieben wurde, muss noch sichergestellt werden, dass eine realistischere Annahme für die geometrische Akzeptanz die Messung nicht verfälscht. Eine sehr realistische Annahme bietet die volle Detektorsimulation. Die Untersuchung wurde dergestalt durchgeführt, dass zwei Datensätze generiert wurden, von denen einer als Mess- und der andere als Vergleichsdatensatz Verwendung fand. Dabei wurde die Lebensdauer der Ξ^0 im Messdatensatz um 5% höher simuliert, als der im Vergleichsdatensatz benutzte Literaturwert.

Insgesamt wurde für diesen Test ein Vergleichsdatensatz von 10^9 Ereignissen generiert, von dem nach der Ereignisauswahl, die in Kapitel 4 vorgestellt wird, ein selektierter Vergleichsdatensatz von $5 \cdot 10^6$ Ereignissen verbleibt. Dieser wird auch als Vergleichsdatensatz der eigentlichen Messung verwendet. Als Testdatensatz mit um 5% erhöhter Lebensdauer wurden 10^8 Ereignisse generiert. Von diesen verbleiben nach der Selektion noch $5 \cdot 10^5$ Ereignisse. Innerhalb der Anpassungsgrenzen liegen 291127 Ereignisse im Test- und 2873899 Ereignisse im Kontrolldatensatz. Nur diese Ereignisse werden für die eigentliche Messung verwendet.

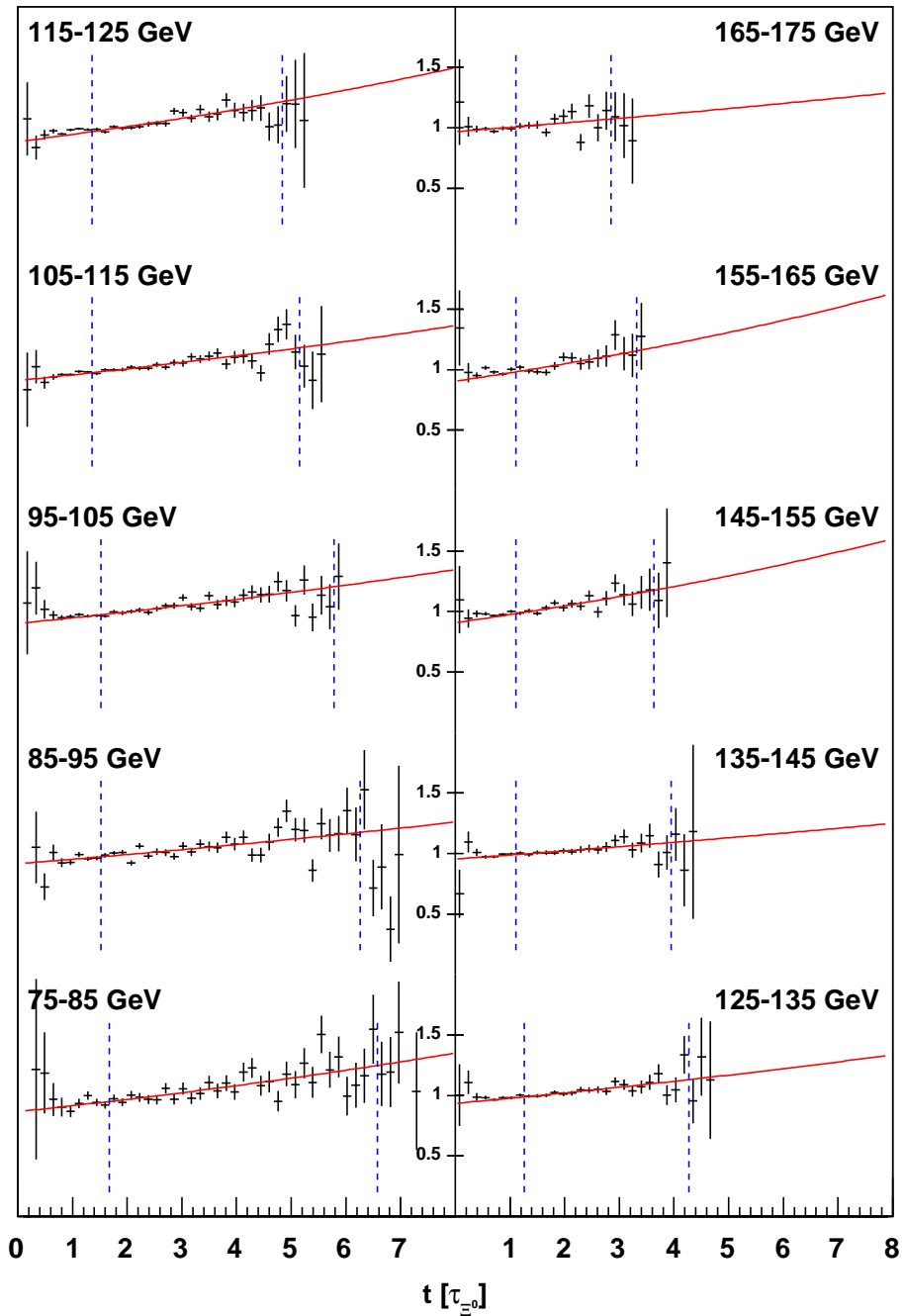
In Abb. 3.7 sind die Verteilungen, die durch die Division der Lebensdauer-Verteilungen von Mess- und Vergleichsdatensatz entstehen, für die zehn in dieser Analyse verwendeten Energieintervalle gezeigt. Da hier nur Verteilungen simulierter Daten zu sehen sind, sind die Parameter für die Auflösung σ und für die Kollimatorposition t_0 für beide Datensätze gleich. Die Situation ist die in (a) in Abb. 3.5 dargestellte. Eingezeichnet sind auch die an die Verteilungen angepassten Exponentialfunktionen und – als senkrechte Linien – die Grenzen zwischen denen die Parameteranpassung vorgenommen wurde. Hierbei wurden die gleichen Grenzen verwendet, die später bei der Analyse der gemessenen Daten Anwendung finden. Die Wahl der Anpassungsgrenzen wird erst aus den Verteilungen der Analyse der gemessenen Daten in Abschnitt 6.1 deutlich.

Die Ergebnisse der einzelnen Kurvenanpassungen zeigt Abb. 3.8. Entsprechend des simulierten Spektrums sind die statistischen Unsicherheiten zwischen 100 GeV und 130 GeV am kleinsten. Zur Bildung eines gewichteten Mittelwerts wird eine waagerechte Gerade an die Datenpunkte angepasst. Dies liefert einen Mittelwert von

$$\boxed{\frac{\tau - \tau_{\text{MC}}}{\tau_{\text{MC}}} = (+5, 25 \pm 0, 30_{\text{stat}})\%}. \quad (3.7)$$

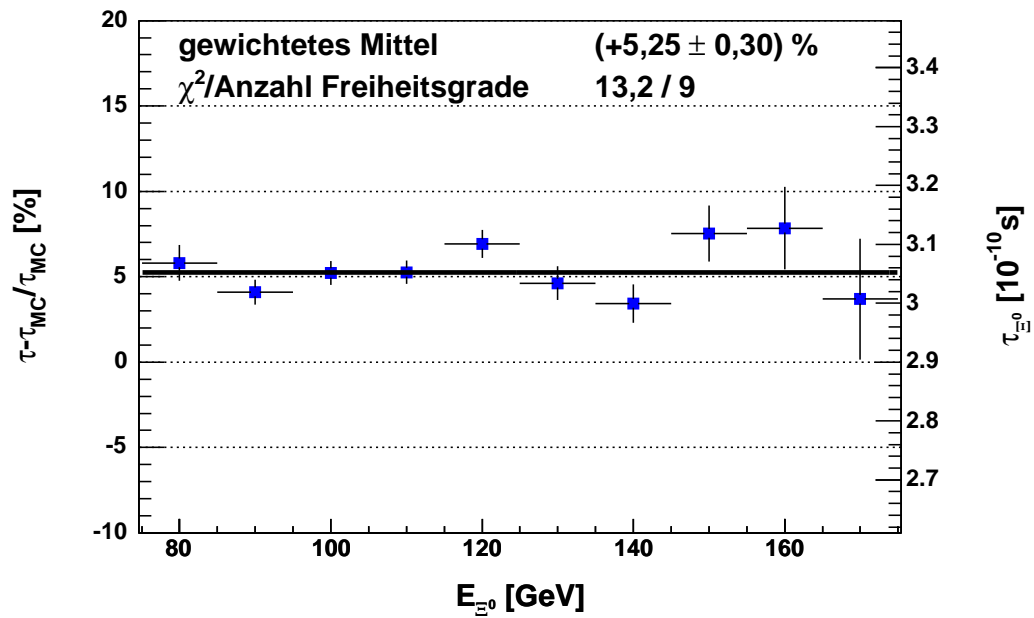
Dieses Ergebnis ist vollkommen kompatibel zu dem hineingesteckten Wert von +5%. Damit ist gezeigt, dass die Methode bei simulierten Daten sehr gut funktioniert.

Abbildung 3.7 Quotienten der Lebensdauerverteilungen in den zehn verwendeten Energieintervallen aus zwei simulierten Datensätzen mit unterschiedlichen Lebensdauern.



3 Die Bestimmung der Lebensdauer

Abbildung 3.8 Die Ergebnisse der Kurvenanpassungen in den einzelnen Energieintervallen und der gemittelte Wert.



4 Die Ereignisrekonstruktion und -auswahl

In diesem Kapitel werden die relevanten physikalischen Größen und notwendigen Schritte zur Rekonstruktion und zur Auswahl der Ereignisse des betrachteten Typs beschrieben. Im ersten Teil wird eine Übersicht über die zu rekonstruierenden Größen gegeben. Der zweite Teil beschreibt die Auswahlkriterien des verwendeten Triggers. Im dritten Abschnitt wird dargelegt, wie aus den im Experiment gemessenen Größen die für die Analyse wichtigen Größen rekonstruiert werden. Im vierten Teil werden die Schranken auf bestimmten Variablen angegeben und erläutert, die eine klare Selektion der Ereignisse gewährleisten. Der letzte Teil beschäftigt sich mit der Bestimmung der Effizienz der verwendeten Trigger.

4.1 Definition der physikalischen Größen

4.1.1 Lebensdauer

Die Lebensdauer eines Teilchens lässt sich über die Messung der Flugzeit ermitteln. Diese muss durch eine Lorentztransformation in das Ruhesystem des Teilchens transformiert werden, da das Ruhesystem des Teilchens nicht mit dem Laborsystem übereinstimmt, in dem die Flugzeit gemessen wird. Die für das Zurücklegen der Strecke Δz benötigte Zeit ist

$$t = \frac{\Delta z}{v}. \quad (4.1)$$

Die Geschwindigkeit lässt sich in Einheiten der Vakuumlichtgeschwindigkeit ausdrücken

$$v = \beta \cdot c,$$

so dass

$$t = \frac{\Delta z}{\beta c}$$

gilt. Da Δz und β im Laborsystem gemessen werden, ist die hier angegebene Lebensdauer t ebenfalls die im Laborsystem. Diese wird nun durch

$$t' = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\Delta z}{\beta c} \quad (4.2)$$

4 Die Ereignisrekonstruktion und -auswahl

ins Ruhesystem transformiert. Bei einer kinetischen Energie der Ξ^0 -Hyperonen von durchschnittlich 150 GeV bei einer Masse von nur 1.315 GeV lässt sich die Näherung $\beta \approx 1$ rechtfertigen, so dass sich die Gleichung zu

$$t' = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\Delta z}{c}$$

vereinfacht. Der Wert für γ lässt sich aus Energie und Masse des Ausgangsteilchens ermitteln. Es gilt

$$\gamma = \frac{E}{M}$$

Insgesamt ergibt sich so für die Messung der Lebensdauer eines einzelnen Ξ^0 -Hyperons

$$t' = \frac{M_{\Xi^0}}{E_{\Xi^0}} \cdot \frac{\Delta z}{c} \quad (4.3)$$

Da die Lebensdauer eines einzelnen Teilchen physikalisch keine große Relevanz hat, wird der Begriff „Lebensdauer“ in der vorliegenden Arbeit als Kurzform für „mittlere Lebensdauer“ verwendet.

4.1.2 Mittlere Lebensdauer

Die *mittlere Lebensdauer* ist der Parameter τ des exponentiellen Zerfallsgesetzes

$$N(t) = N(0) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (4.4)$$

Sie gibt an, nach welcher Zeit Zerfallsvorgänge die Anzahl der Teilchen auf einen Anteil von $\frac{1}{e}$ der ursprünglich vorhandenen Teilchen dezimiert haben. Dies ist die eigentliche Messgröße der hier vorliegenden Analyse. Sie wird – wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben – dadurch bestimmt, dass eine Exponentialfunktion an eine aus vielen Einzelmessungen erstellte Lebensdauerverteilung angepasst wird.

4.1.3 Energieschwerpunkt

Der Energieschwerpunkt (*center of gravity, cog*) wird durch die Auftreffpunkte im elektromagnetischen Kalorimeter und die Energien der nachgewiesenen Teilchen bestimmt. Da Hadronen und Myonen nur einen Teil ihrer Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren, wird für die geladenen Hadronen und Myonen die aus der Impulsmessung bestimmte Energie verwendet. Bei Photonen verwendet man die im elektromagnetischen Kalorimeter gemessene Energie. Da die Richtung der geladenen Partikel durch den Spektrometermagneten geändert wird, müssen die Auftreffpunkte \vec{r}_i durch Extrapolierung der durch die beiden vor

4.1 Definition der physikalischen Größen

dem Magneten liegenden Driftkammern ermittelten ungestörten Flugrichtungen errechnet werden. Der Energieschwerpunkt ergibt sich dann zu

$$\vec{r}_{\text{cog}} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{r}_i \cdot E_i}{\sum_{i=1}^n E_i}. \quad (4.5)$$

Der Energieschwerpunkt wird sowohl zur Rekonstruktion als auch zur Selektion benötigt. Bei der Rekonstruktion findet er in der Konstruktion der wahrscheinlichsten Ξ^0 -Flugbahn als Verbindung von Target und Energieschwerpunkt Verwendung.

4.1.4 CDA-Vertex

Der *CDA-Vertex*¹ wird verwendet, wenn der Zerfallsvertex eines Teilchens direkt aus mindestens zwei gemessenen Spuren von geladenen Tochterpartikeln rekonstruiert werden kann. Er bezeichnet den Punkt, an dem sich zwei aus Magnetrometerdaten rekonstruierte Teilchenspuren am nächsten sind. Verwendet wird hierbei ein Punkt, der in der Mitte der Verbindungsstrecke zwischen den beiden Punkten mit dem geringsten Abstand zur jeweils anderen Gerade liegt. Die Situation ist in Abb. 4.1 dargestellt. Berechnet werden kann er durch die folgende Gleichung:

$$\vec{r}_{\text{cda}} = \frac{1}{2} (\vec{r}_a + \lambda_a \vec{v}_a + \vec{r}_b + \lambda_b \vec{v}_b) \quad (4.6)$$

mit

$$\lambda_a = \left[\frac{\vec{v}_a \cdot (\vec{r}_b - \vec{r}_a)}{|\vec{v}_a|^2} + \frac{(\vec{v}_b \cdot (\vec{r}_a - \vec{r}_b)) \cdot (\vec{v}_a \cdot \vec{v}_b)}{|\vec{v}_a|^2 |\vec{v}_b|^2} \right] \cdot \left[1 - \frac{(\vec{v}_a \cdot \vec{v}_b)^2}{|\vec{v}_a|^2 |\vec{v}_b|^2} \right]^{-1}$$

und

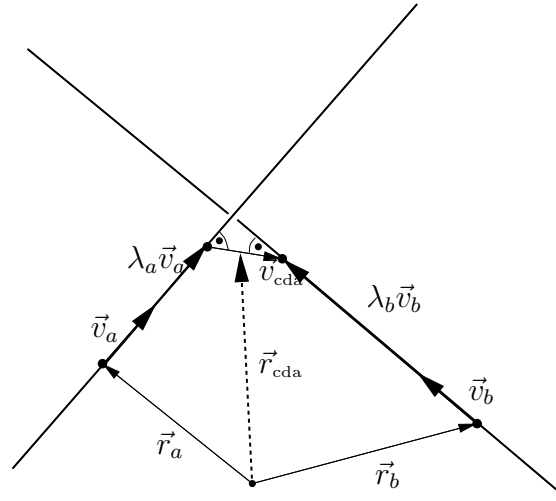
$$\lambda_b = \frac{\vec{v}_b \cdot (\vec{r}_a - \vec{r}_b) + \lambda_a \vec{v}_b \cdot \vec{v}_a}{|\vec{v}_b|^2}.$$

Zur Herleitung von Gleichung 4.6 und der Parameter λ_a und λ_b wurde die Tatsache verwendet, dass \vec{v}_{cda} auf beiden Geraden senkrecht steht und dass die Aneinanderreihung der Vektoren geschlossen ist.

Der Parameter $d_{\text{cda}} = |\vec{v}_{\text{cda}}|$ gibt den Abstand der Punkte $\vec{r}_a + \lambda_a \vec{v}_a$ und $\vec{r}_b + \lambda_b \vec{v}_b$ voneinander an und wird verwendet, um eine Entscheidung zu treffen, ob die beiden Teilchenspuren aus dem Zerfall eines gemeinsamen Mutterteilchens entstanden sind bzw. wie genau der Vertex rekonstruiert werden konnte.

¹CDA: closest distance of approach

Abbildung 4.1 Konstruktion des CDA-Vertex am Punkt \vec{r}_{cda} .



4.1.5 Neutraler CDA-Vertex

Als *neutraler CDA-Vertex* soll in dieser Analyse ein Zerfallspunkt bezeichnet werden, der sich aus Hilfsgrößen rekonstruieren lässt, wenn keine direkt gemessenen Spuren zur Berechnung eines CDA-Vertex zur Verfügung stehen, weil Ausgangs- und Endprodukte des Zerfalls neutral sind. Im vorliegenden Fall wird die Spur des Λ aus der Summe der aus Magnetspektrometerdaten ermittelten Viererimpulse von Proton und π^- rekonstruiert und die Spur des Ξ^0 durch die Verbindungsgerade zwischen Targetposition und dem Energieschwerpunkt im elektromagnetischen Kalorimeter angenähert. Mit Hilfe dieser beiden Geraden wird der neutrale CDA-Vertex auf die gleiche Weise wie der CDA-Vertex berechnet. Verwendet wird er, um eine grobe Abschätzung für den Zerfallspunkt des Ξ^0 zu liefern. Von diesem Punkt aus werden die Raumrichtungen der Vierervektoren der beiden Photonen konstruiert, von denen nur die Positionen im elektromagnetischen Kalorimeter und die Energien bekannt sind.

4.1.6 Neutraler Vertex

Im Gegensatz zu den CDA-Vertizes, bei denen alle drei Raumkoordinaten rekonstruiert werden können, lässt sich beim sog. *neutralen Vertex* lediglich der Abstand des Vertex vom elektromagnetischen Kalorimeter, also die z -Komponente des Vertex bestimmen. Außerdem muss man zu seiner Bestimmung die Masse des Ausgangsteilchens als Annahme hineinstecken. Die Formel ergibt sich durch Umstellen der Gleichung zur Berechnung der Masse aus Vertex und gemessenen Energien in Kleinwinkelnäherung. Für den im Zuge dieser Arbeit am häufigsten gebrauchten einfachen Fall des Zerfalls eines neutralen Pions in zwei masselose

4.1 Definition der physikalischen Größen

Photonen kann man ansetzen:

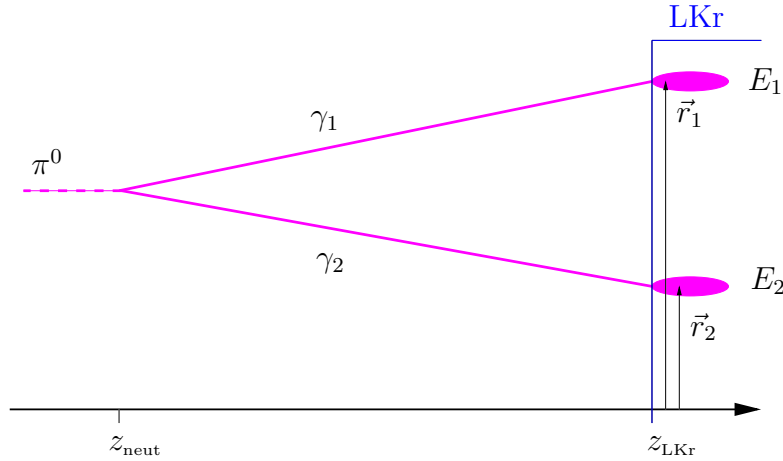
$$\begin{aligned}
 m_{\pi^0}^2 &= (P_1 + P_2)^2 \\
 &= P_1^2 + P_2^2 + 2P_1P_2 \\
 &= 2 \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot (1 - \cos \theta) \\
 &= 2 \cdot E_1 \cdot E_2 \left(1 - \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}{z_{\text{LKr}} - z_{\text{neut}}} \right)^2 \right) \right) \\
 &= E_1 \cdot E_2 \cdot \left(\frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}{z_{\text{LKr}} - z_{\text{neut}}} \right)^2.
 \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich für die z -Komponente des neutralen Zerfallspunkts:

$$z_{\text{neut}} = z_{\text{LKr}} - \frac{1}{m_{\pi^0}} \sqrt{E_1 \cdot E_2 \cdot |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^2}. \quad (4.7)$$

Die zur Berechnung erforderlichen Größen sind in Abb. 4.2 dargestellt.

Abbildung 4.2 Konstruktion des neutralen Vertex.



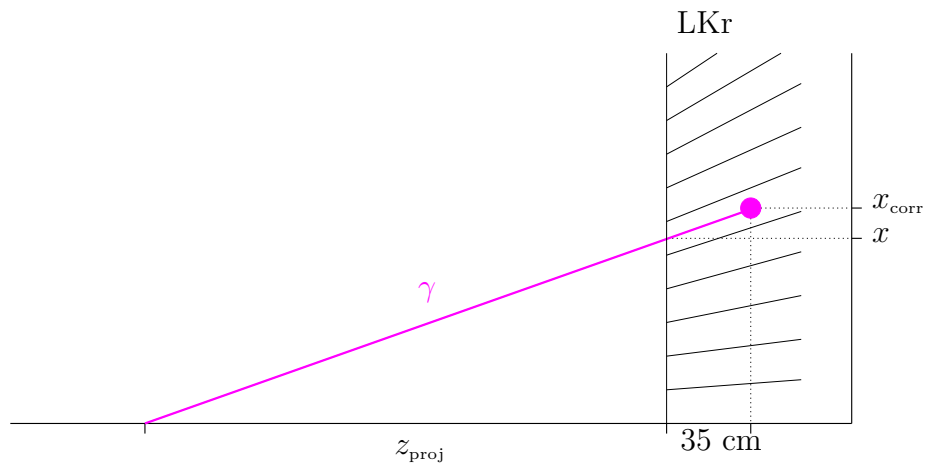
Das elektromagnetische Kalorimeter des NA48-Experiments ist dergestalt aufgebaut, dass die einzelnen Zellen nicht parallel zur zentralen Achse ausgerichtet sind, sondern leicht geneigt einen bestimmten Punkt im Zerfallsvolumen anvisieren, der sich auf der Symmetrieachse des Experiments $z_{\text{proj}} = 10996$ cm vor dem Beginn des elektromagnetischen Kalorimeters befindet. Gemessen werden die x - und y -Positionen der Schauer dadurch, dass ein gewichtetes Mittel über die Kalorimeterzellen gebildet wird, in denen die Energie eines Schauers deponiert wurde. Da das Maximum der Energiedeposition nicht an der nominellen z -Position des Kalorimeters sondern bei ca. zehn Strahlungslängen des verwendeten Materials innerhalb des Kalorimeters liegt, muss in einer ersten Stufe die Position entsprechend korrigiert werden. Die relevanten Größen sind in der Schemazeichnung in

4 Die Ereignisrekonstruktion und -auswahl

Abb. 4.3 eingetragen. Als Tiefe des Schauersmaximums im verwendeten flüssigen Krypton wird ein Wert von 35 cm angenommen. Es gilt

$$x_{\text{corr}} = x \cdot \left(1 + \frac{35 \text{ cm}}{z_{\text{proj}}} \right).$$

Abbildung 4.3 Projektiver Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters und erste Stufe der Korrektur der Schauerposition.



In einer zweiten Korrekturstufe werden die Tatsachen berücksichtigt, dass die Tiefe des Schauersmaximums von der Energie abhängt und dass die Hyperonen bzw. neutralen Pionen nicht ausschließlich an dem vom Kalorimeter anvisierten Punkt zerfallen. Der Zerfallspunkt wird durch Berechnung des neutralen Vertices aus den bereits in der ersten Stufe korrigierten Positionen ermittelt. Die Tiefe des Schauersmaximums folgt einem logarithmischen Zusammenhang. Es gilt

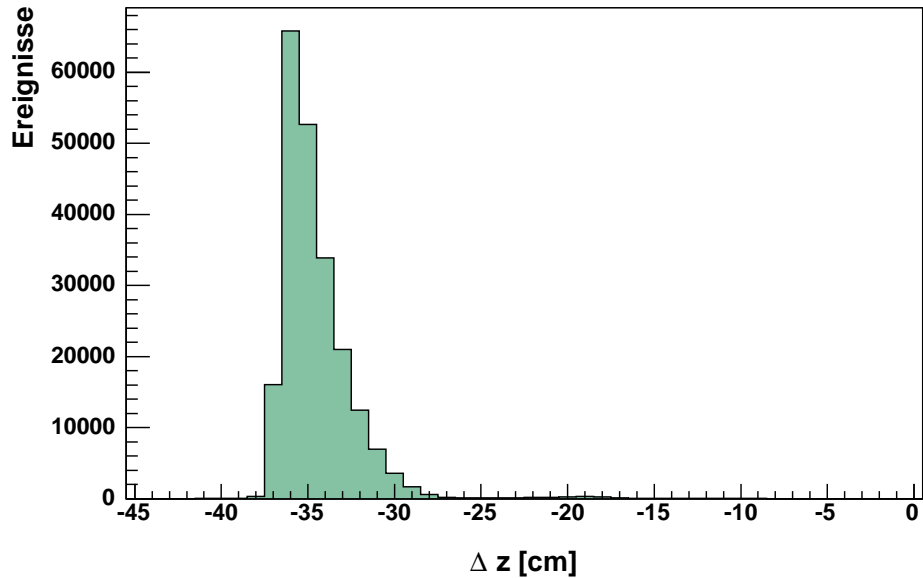
$$z_{\text{max}} = 20,8 \text{ cm} + 4,0 \text{ cm} \cdot \log \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right).$$

Die Korrekturen der zweiten Stufe sind allerdings sehr gering und ändern den neutralen Vertex nur im Millimeterbereich.

Diese Korrektur, die in der Fortran-Routine *fuser_zvert0_SC* im Analyserahmenprogramm des Experiments zur Verfügung steht, wird jeweils auf die gemessenen und die simulierten Daten angewandt, da auch in der Simulation ein elektromagnetischer Schauer mit einem Maximum bei zehn Strahlungslängen und ein projektives Kalorimeter simuliert wird.

Die Schauerpositionskorrektur kann erst durchgeführt werden, wenn im Laufe der Ereignisauswahl feststeht, welche beiden Schauer den Photonen zuzuordnen sind, die durch einen π^0 -Zerfall entstanden sind. Deswegen wurde die Korrektur der Schauerpositionen für die vorliegende Analyse speziell implementiert und

Abbildung 4.4 Verschiebung des neutralen Vertex nach Anwendung der Korrektur der Schauerpositionen. Die Vertizes werden um etwas mehr als 35 cm vom elektromagnetischen Kalorimeter weggeschoben.



in den Auswahlprozess der Ereignisse integriert. In Abb. 4.4 ist die Differenz zwischen den z-Positionen der neutralen Vertizes bei unkorrigierten und korrigierten Daten aufgetragen. Wie zu erwarten war, verschieben sich die neutralen Vertizes zu höheren Abständen vom Kalorimeter, da die Schauerpositionen nach außen korrigiert werden und somit der Abstand zwischen den beiden Schauern anwächst.

In der hier durchgeführten Analyse wird der neutrale Vertex verwendet, um den Zerfallspunkt zu bestimmen, aus dem die Lebensdauer errechnet wird, da der neutrale Vertex eine bessere Auflösung besitzt als der neutrale CDA-Vertex.

4.2 Der Ereignistrigger

Die erste Stufe der Ereignisauswahl wird bereits bei der Aufnahme der Daten durchgeführt. Da wegen der großen Menge nicht alle Ereignisse aufgezeichnet werden können, existiert ein mehrstufiges System, das interessante Ereignisse nach entsprechenden Kriterien zur Aufnahme auswählt. Die einzelnen Komponenten dieses sog. *Trigger-Systems* wurden bereits in Abschnitt 2.3 beschrieben. Im Folgenden wird auf die im Trigger-System benutzten Kriterien eingegangen, nach denen der in der vorliegenden Arbeit verwendete Datensatz ausgewählt wurde.

Die erste Stufe („Level 1“) stellt bestimmte einfache Bedingungen und logische

4 Die Ereignisrekonstruktion und -auswahl

Verknüpfungen dieser Bedingungen fest, z.B. wieviele Spuren für ein bestimmtes Ereignis im Detektor nachgewiesen werden konnten, welche Energie und wieviele Schauer in den Kalorimetern aufgetreten sind und welche Detektoren überhaupt angesprochen haben.

In der zweiten Stufe („Level 2“) werden diese einfachen Bedingungen zu komplexeren verknüpft und zusätzliche Kriterien, z.B. invariante Massen, überprüft. Auf dieser Stufe wird entschieden, ob ein Ereignis dauerhaft aufgezeichnet oder verworfen wird. Insgesamt gibt es sechzehn dieser komplexen Bedingungen, von denen jede auch zusätzlich um einen bestimmten Faktor n_i herunterskaliert werden kann, d.h. es wird nur jedes n_i -te Ereignis, das die Bedingung erfüllt, aufgezeichnet. Jedes aufgezeichnete Ereignis erfüllt mindestens eine dieser sechzehn Bedingungen. Viele Ereignisse erfüllen aber mehr als nur eine dieser „Level-2-Trigger“ genannten Bedingungen.

Von den aufgezeichneten Ereignissen werden für die vorliegende Arbeit die verwendet, welche die Bedingung „Changed Minimum Bias“ erfüllen. Hierbei handelt es sich um eine von der ersten Triggerstufe durchgereichte und deswegen sehr einfache und um den Faktor 35 herunterskalierte Bedingung, die folgende gleichzeitig zu erfüllende Forderungen an ein Ereignis stellt:

- $\overline{\text{AKL}}$
Es darf keinen Treffer in den Modulen 6 und 7 des Anti- K_L -Detektors geben.
- Q_1
Es muss mindestens ein Treffer in einem Quadranten des Hodoskops für geladene Zerfallsprodukte vorhanden sein.
- $\overline{gt1trk}$
Mindestens drei der acht Ebenen in der ersten Driftkammer müssen mehr als zwei Treffer aufweisen, d.h es muss mehr als eine Spur vorhanden sein.
- $E_{\text{LKr}} + E_{\text{tot}}$
Die Gesamtenergie muss einen Minimalbetrag von 30 GeV oder die Energie im elektromagnetischen Kalorimeter einen Minimalbetrag von 15 GeV übersteigen.

Zusätzlich spricht der Auslöser aber auch an, wenn lediglich ein Treffer in einem Quadranten des Hodoskops für geladene Zerfallsprodukte vorliegt. Dieser zusätzlich herunterskalierte Mechanismus wurde eingeführt, um Ereignisse aufzuzeichnen, welche unabhängig von Energiemessung und Anti- K_L -Detektor die Q_1 -Bedingung erfüllen.

Wie in Abschnitt 2.3 bereits beschrieben wurde, werden die aufgezeichneten Ereignisse nach der Rekonstruktion noch durch den sog. „Level-3-Filter“ bearbeitet. Es handelt sich um einen reinen Software-Filter, der auf den bereits vollständig rekonstruierten physikalischen Größen operiert und die Ereignisse erneut durch

bestimmte Kombinationen von Bedingungen klassifiziert. Bei der Datennahme im Jahr 2002 wurde der Level-3-Filter erstmals zum Verwerfen nicht klassifizierter Ereignisse eingesetzt, die dann aus Platzgründen gelöscht wurden.

Die hier verwendeten Ereignisse wurden durch einen Filter für die Zerfälle des Typs $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ aufgezeichnet. Dieser Filter stellt an ein Ereignis folgende Forderungen:

- Es existiert mindestens ein Vertex und mindestens ein Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter.
- Für den Quotienten der beiden Impulse wird ein Minimum $\frac{p_{\max}}{p_{\min}} \geq 3,5$ gefordert, wobei p_{\max} den hohen und p_{\min} den niedrigen Impuls bezeichnet.
- Der Abstand der invarianten $p\pi^-$ -Masse vom Literaturwert der Λ -Masse darf maximal $0,01 \text{ GeV}/c^2$ betragen.
- Die einzelnen Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter müssen mindestens eine Energie von 2 GeV aufweisen.
- Existiert nur ein einziger Schauer, dann muss seine Energie mindestens 10 GeV betragen.

Als Photonschauer werden die Schauer betrachtet, bei denen der Abstand zur nächstgelegenen Spur größer als 5 cm ist, sofern sich die Spur in einem Zeitfenster von 3 ns verglichen mit der Vertexzeit befindet. Befindet sich die Spur außerhalb dieses Zeitfensters, darf sie auch näher am Schauer liegen, ohne dass dieser seinen Status als Photonkandidat verliert.

2% aller aufgenommenen Ereignisse werden zufällig ausgewählt und unabhängig von der Erfüllung der Triggerbedingungen auf der Level-3-Filter-Stufe als sog. *Autopass*-Ereignisse aufgezeichnet. Diese stellen einen Querschnitt aller aufgezeichneten Ereignisse dar und dienen Effizienzmessungen der Level-3-Filter. Auf die Bestimmung der Effizienzen von Level-2-Trigger und Level-3-Filter wird in Abschnitt 4.5 genauer eingegangen. Da es sich um einen Querschnitt aller aufgezeichneten Ereignisse handelt, finden sich in den Autopass-Ereignissen auch häufig Zerfallsereignisse, die eigentlich von den Filtern verworfen werden, wie z.B. Zerfälle primärer, d.h. am Target erzeugter Λ -Hyperonen in Proton und π^- .

Da die Einschränkungen des Triggersystems bei der Simulation von Daten nicht berücksichtigt werden, müssen sich diese Einschränkungen in der Ereigniselektion der eigentlichen Analyse – meist sogar in etwas verschärfter Form – wiederfinden, damit gemessene und simulierte Daten den gleichen Einschränkungen unterworfen sind.

4.3 Rekonstruktion der Ereignisse

Bei der Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ betrachtet man, da es sich um einen Kaskadenzerfall handelt, zunächst einzeln die Folgezerfälle des Λ und des π^0 .

4.3.1 Rekonstruktion des Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$

Zur Betrachtung des Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ werden hauptsächlich die Spurinformatio-nen des elektromagnetischen Kalorimeters verwendet. Es wird gefordert, dass lediglich zwei Spuren vorhanden sein dürfen. Aus den Spurinformatio-nen lassen sich die drei räumlichen Impulsrichtungen \vec{p} dieser beiden Spuren bestimmen. Die zum Viererimpuls fehlende energetische Komponente E kann nur unter einer Teilchenhypothese ermittelt werden, d.h. es wird angenommen, dass die Spur zu einer bestimmten Art Teilchen gehört, dessen Ruhemasse m zur Berechnung der Energiekomponente der Literatur entnommen wird. Die Energiekomponente des Viererimpulses ergibt sich dann aus

$$E = \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4} .$$

In dem hier vorliegenden Fall wird deshalb angenommen, dass die Spur, die einem positiv geladenen Teilchen zugeordnet werden kann, einem Proton mit der Masse $938,27 \text{ MeV}/c^2$ zuzuschreiben ist. Für die Spur eines negativ geladenen Teilchens wird ein negatives Pion mit der Masse $139,57 \text{ MeV}/c^2$ angenommen. Der Viererimpuls des Λ ergibt sich aus der Addition der Viererimpulse von Proton und negativem Pion.

Als Ansatzpunkt für die Extrapolation einer rekonstruierten Λ -Spur dient der CDA-Vertex, also der Zerfallspunkt des Λ , der sich aus den Spuren von Proton und π^- bestimmen lässt. Die Richtung der rekonstruierten Spur ist durch die räumlichen Komponenten des Viererimpulses gegeben.

Analog lässt sich der Zerfall $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ rekonstruieren. Es muss lediglich die Zuordnung von Massen zu Spuren vertauscht werden werden.

4.3.2 Rekonstruktion des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Der Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ lässt sich nur bei Kenntnis des Zerfallsvertex vollständig rekonstruieren. Da über die Photonen keine Spurinformatio-nen sondern nur Posi-tionen im Kalorimeter und Energien bekannt sind, kann kein Zerfallsvertex direkt rekonstruiert werden. Lediglich unter der Annahme, dass die beiden Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter von zwei Photonen stammen, welche aus dem-selben π^0 -Zerfall entstanden sind, lässt sich der Abstand des Zerfallspunktes vom elektromagnetischen Kalorimeter errechnen. In dem vorliegenden Fall kann die Tatsache ausgenutzt werden, dass das π^0 selbst aus dem Zerfall eines Ξ^0 ent-standen ist. Der Zerfallspunkt des Ξ^0 kann aus zusätzlichen Größen als neutraler

4.4 Die Selektion der Ereignisse des Typs $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$

CDA-Vertex rekonstruiert (Abschnitt 4.3.3) und als Zerfallspunkt des π^0 angesehen werden, da das π^0 über die elektromagnetische Wechselwirkung zerfällt und seine Lebensdauer, die um mehrere Größenordnungen unter der des Ξ^0 liegt, nicht von der experimentellen Apparatur aufgelöst werden kann.

Die Richtung der Vierervektoren der beiden Photonen wird durch die Verbindungsstrecke zwischen rekonstruiertem Zerfallspunkt und den Positionen der beiden Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter festgelegt. Da Photonen keine Ruhemasse aufweisen, ist die im Kalorimeter gemessene Energie gleichzeitig sowohl Gesamtenergie als auch Gesamtimpuls und legt somit die vierte Komponente des Vierervektors als auch die Länge der Impulskomponenten fest.

4.3.3 Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$

Zur Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ wird zunächst der Sekundärzerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ rekonstruiert. Anschließend wird aus der daraus gewonnenen Flugbahn des Λ und einer Verbindungsgeraden zwischen Targetposition und dem Energieschwerpunkt im elektromagnetischen Kalorimeter der Punkt der größten Annäherung, der sog. neutrale CDA-Vertex, bestimmt. Die Verbindungsstrecke zwischen Targetposition und Energieschwerpunkt gibt die Richtung an, in die sich das Ξ^0 vom Target aus bewegt hat. Der neutrale CDA-Vertex ist der Ausgangspunkt der in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen π^0 -Rekonstruktion. Abb. 4.5 gibt einen Überblick über die Zerfallstopologie. Durch dieses Vorgehen lassen sich sukzessive die Vierervektoren aller beteiligter Teilchen rekonstruieren.

Ein Standardvorgehen ist auch, die Energiekomponenten der rekonstruierten Vierervektoren von Λ und π^0 auf die Literaturwerte der Massen zu korrigieren. Da die rekonstruierten Massen auch bei der Selektion Verwendung finden, geschieht die Korrektur erst, wenn die entsprechenden Selektionskriterien auf die Massen von Λ und π^0 angewandt worden sind.

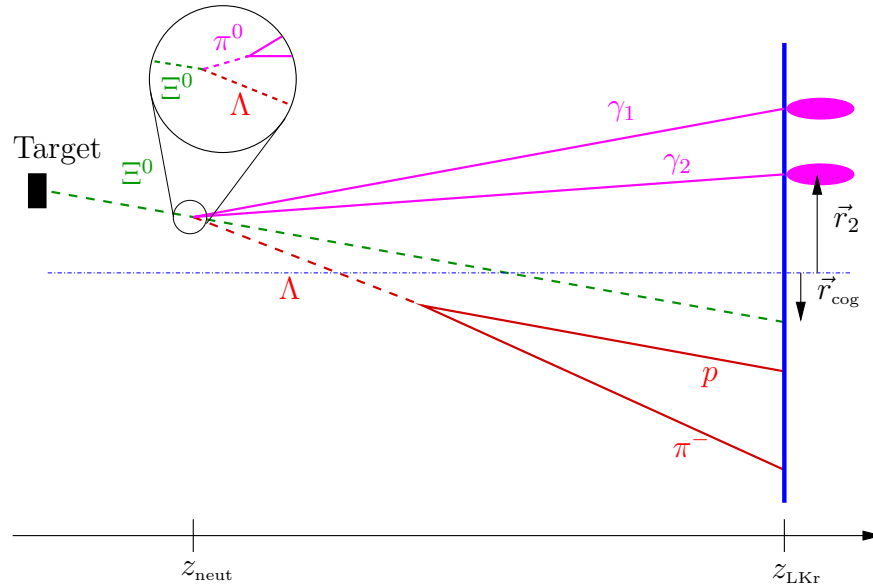
4.4 Die Selektion der Ereignisse des Typs $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$

In diesem Abschnitt wird dargestellt, wie aus allen aufgenommenen Daten die Daten der Ereignisse des Typs $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ selektiert werden. Hierzu werden obere oder untere Schranken für bestimmte gemessene oder rekonstruierte Parameter gesetzt. Es wird zunächst getrennt auf die beiden Folgezerfälle $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ eingegangen, bevor im letzten Abschnitt zusätzliche Kriterien zur Selektion des Primärzerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ erläutert werden.

4.4.1 Basiskriterien zur Selektion des Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$

Zunächst wird gefordert, dass zu jedem Ereignis genau zwei Spuren im Magnet-spektrometer nachgewiesen worden sein müssen, die auf unterschiedlich geladene

Abbildung 4.5 Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$.



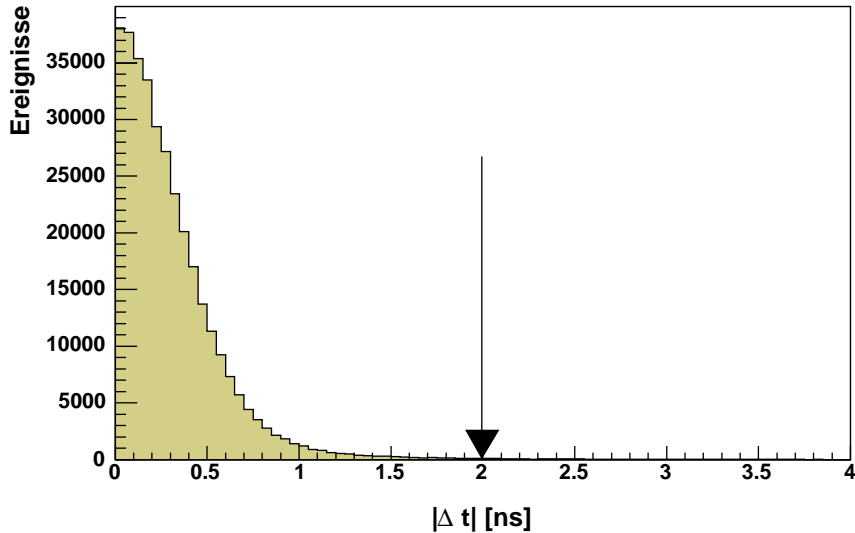
Teilchen zurückzuführen sind; das positiv geladene Proton und das negativ geladene Pion. Die Ladung des zu einer Spur gehörenden Teilchens lässt sich durch die Krümmung der Spur bei bekannter Magnetfeldrichtung bestimmen.

Raum- und Zeitkriterien

Die Schnitte auf räumliche Positionen und Zeitdifferenzen dienen der Sicherstellung der Datenqualität. Die beiden Spuren müssen innerhalb eines Zeitfensters von 4 ns liegen, damit davon ausgegangen werden kann, dass die beiden Spuren auch von demselben Ereignis stammen. Die Zeitverteilung ist in Abb. 4.6 dargestellt.

An den vier Driftkammern des Magnetspektrometers werden Mindestabstände zum Strahlrohr bzw. zum Rand der Driftkammer gefordert. Der Auftreffpunkt muss mindestens 13 cm und höchstens 120 cm Abstand zum Zentrum der Driftkammer besitzen. An der vierten Driftkammer führt ein Mindestabstand der Spuren von 1 mm dazu, dass Ereignisse verworfen werden, bei denen falsche Spurpunkte zur Rekonstruktion der Spuren verwendet wurden. Solche falschen Spurpunkte entstehen durch die Konversion eines Photons aus dem π^0 -Zerfall zu einem Elektron-Positron-Paar in der dritten Driftkammer.

Um sicher zu sein, dass die Spuren von dem Zerfall eines gemeinsamen Mutterteilchens stammen, wird ein Schnitt auf die Entfernung der beiden Spuren im Punkt der größten Annäherung (CDA-Vertex) durchgeführt. Die Spuren dürfen

Abbildung 4.6 Zeitlicher Abstand der Spuren.

hier einen Abstand von maximal 2,2 cm haben. Um Ereignisse mit Spuren aus Konversionen von Photonen am Kevlar-Fenster auszuschließen, wird die z -Komponente des CDA-Vertex auf einen Bereich zwischen 400 cm und 4000 cm eingeschränkt, was einer minimalen Entfernung zum Kevlar-Fenster von 56 m entspricht.

Energie- und Impulskriterien

Für die beteiligten Teilchen, Λ , p und π^- werden Minimalimpulse gefordert, da die Rekonstruktion der Spuren bei zu kleinen Impulsen durch Vielfachstreuung beeinträchtigt wird. In Abb. 4.7 ist das Spektrum der Protonen aufgetragen. Die Ereignishäufung im niederenergetischen Bereich ist auf positiv geladene Pionen aus dem Zerfall $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ zurückzuführen. Durch die Forderung nach einer Minimalenergie von 30 GeV werden diese Ereignisse verworfen.

Der Zerfall $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ zeigt sich auch im Spektrum der negativ geladenen Pionen, in dem die Antiprotonen als höherenergetischer Ausläufer des Spektrums in Abb. 4.8 sichtbar sind. Die Ereignisse verschwinden jedoch automatisch durch den Schnitt auf die Protonenenergie, so dass für die π^- ebenfalls nur eine untere Grenze von 4 GeV zur Sicherstellung der Rekonstruktionsqualität der Spur vorgegeben wird.

Betrachtet man die Energiedeposition der einzelnen Teilchensorten im elektromagnetischen Kalorimeter, so deponieren Elektronen und Photonen ihre gesamte Energie, da sie rein elektromagnetische Schauer auslösen. Protonen und Pionen deponieren nur einen Teil ihrer Energie, da sie hadronische Schauer auslösen.

Abbildung 4.7 Energie des Protons.

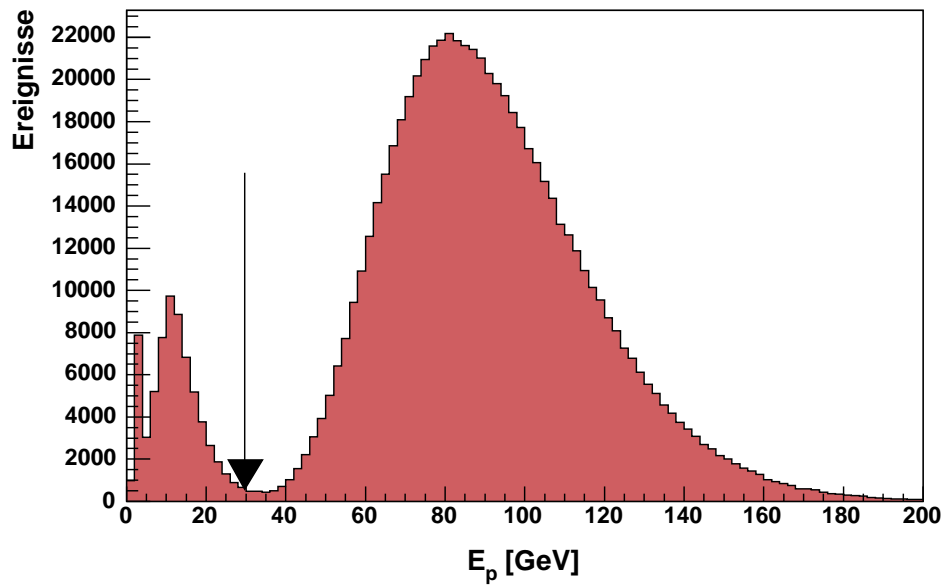
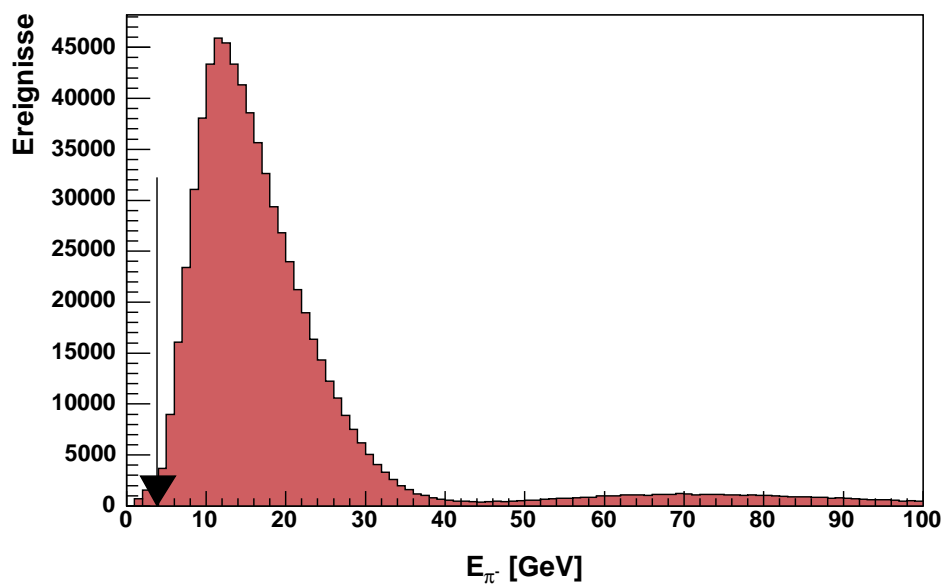


Abbildung 4.8 Energie des π^- .



4.4 Die Selektion der Ereignisse des Typs $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern, in denen nur Elektronen und Photonen auftreten, kommen in hadronischen Schauern auch schwach oder nicht ionisierende Teilchen wie Myonen und Neutrinos aus Pionzerfällen oder Neutronen vor, die das Kalorimeter verlassen und Energie mitnehmen können. Auch sind die Ausmaße des elektromagnetischen Kalorimeters nur auf die räumlich eng begrenzten elektromagnetischen Schauer zugeschnitten. Dies kann man sich bei der Identifikation von Teilchen zunutze machen, indem man Selektionsschnitte auf das Verhältnis von im elektromagnetischen Kalorimeter gemessener Energie zu dem im Magnetspektrometer gemessenen Impuls anwendet. Bei Werten von 1 findet man Elektronen, Teilchen die fast keine Energie deponieren sind hauptsächlich Myonen, dazwischen liegen Protonen und Pionen. Um auszuschließen, dass die Spuren auf Elektronen – etwa aus dem Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$ oder aus Konversionen von Photonen – zurückzuführen sind, wird gefordert, dass das Verhältnis E/p kleiner als 0,8 sein soll.

Das Verhältnis der Massen von Proton und Pion liegt ungefähr bei 6,5, so dass das Proton durch die Lorentztransformation verglichen mit dem Pion einen wesentlich höheren Impuls bekommt. Um Ereignisse des Typs $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ so weit als möglich zu unterdrücken, wird ein Schnitt auf das Verhältnis der Impulse bei 4 durchgeführt, wie in Abb. 4.9 gezeigt.

Übersicht der Selektionskriterien

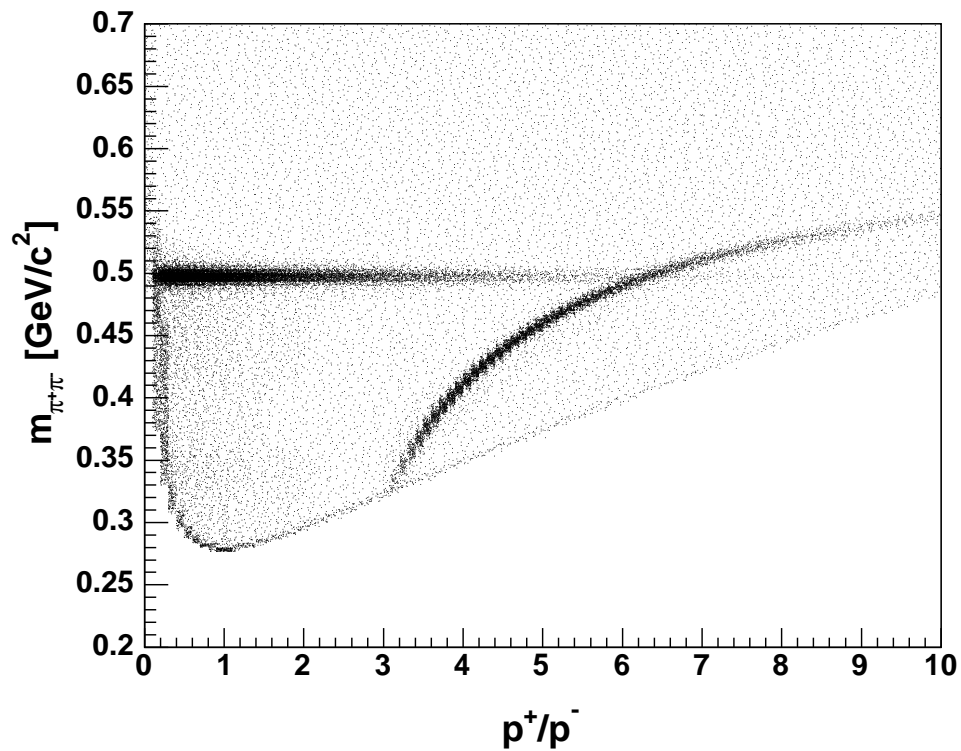
In Tabelle 4.1 wird eine Übersicht über alle Schnitte gegeben, die zur Selektion des Sekundärzerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ verwendet werden.

4.4.2 Kriterien zur Selektion des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Bei der Selektion des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ist neben den Zeitschnitten, die gewährleisten, dass beide Photonen von demselben π^0 kommen, vor allem der räumliche Abstand zu den Auftreffpunkten der Spuren von Proton und π^- im elektromagnetischen Kalorimeter von Bedeutung. Proton und π^- erzeugen in Materie sog. *hadronische Schauer*. Diese Schauer sind wesentlich ausgedehnter als elektromagnetische und können bei zu großer Nähe zu den elektromagnetischen Schauern der Photonen deren Energiemessung zu höheren Werten hin verzerren. Um dies zu vermeiden, wird gefordert, dass jeder Schauer mindestens 40 cm von dem nächstgelegenen rekonstruierten Auftreffpunkt einer Spur im elektromagnetischen Kalorimeter entfernt sein muss.

Um sicherzustellen, dass die gesamte von den Photonen deponierte Energie nachgewiesen werden kann, werden Forderungen bzgl. der Abstände von Schauern gestellt. So müssen diese einen Mindestabstand zum Zentrum des Kalorimeters aufweisen, damit nicht ein Teil des Schauers in dem im Zentrum gelegenen Strahlrohr verschwindet. Aus dem gleichen Grund wird auch ein Mindestabstand zum Rand des Kalorimeters gefordert. In der hier vorliegenden Analyse werden ein

Abbildung 4.9 Eine rekonstruierte Masse unter $\pi^+\pi^-$ -Hypothese gegen das Impulsverhältnis von positiver zu negativer Spur. Die gekrümmte Ereignishäufung auf der rechten Seite besteht aus Ereignissen des Typs $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ („ Λ -Banane“). Das vertikale Band auf der linken Seite enthält die Ereignisse des Zerfalls $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$. Das horizontale Band bei der K^0 -Masse ist auf Ereignisse des Typs $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ zurückzuführen.



4.4 Die Selektion der Ereignisse des Typs $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$

Tabelle 4.1 Kriterien zur Selektion des Sekundärzerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$.

Anzahl Spuren	$n_{\text{Spur}} = 2$
Anzahl Vertizes	$n_{\text{Vertex}} = 1$
Ladungssumme	$Q_1 + Q_2 = 0$
Proton-Impuls	$p_p > 30 \text{ GeV}$
π^- -Impuls	$p_{\pi^-} > 4 \text{ GeV}$
E_π/p_π	$E_\pi/p_\pi < 0,8$
E_p/p_p	$E_p/p_p < 0,8$
p_+/p_-	$p_+/p_- > 4,0$
Abstand der Spuren zum Mittelpunkt an den vier Driftkammern DCH1-4	$13 \text{ cm} < r_{\text{DCH}} < 120 \text{ cm}$
Abstand der Spuren $d(p, \pi^-)$ an der ersten Driftkammer	$d(p, \pi^-) > 5 \text{ cm}$
Abstand der Spuren $d(p, \pi^-)$ an der vierten Driftkammer	$d(p, \pi^-) > 0,1 \text{ cm}$
Zeitdifferenz der Spuren	$\Delta t_{\text{tracks}} < 2 \text{ ns}$
Vertexqualität	$d_{\text{cda}} < 2,2 \text{ cm}$

Mindestabstand von 15 cm und ein Maximalabstand von 110 cm zum Zentrum des Kalorimeters gefordert.

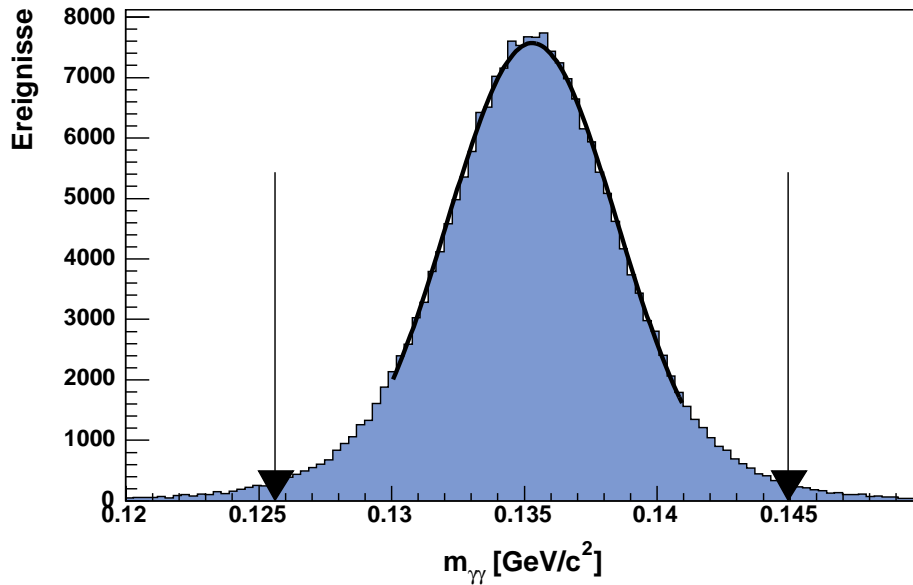
Das elektromagnetische Kalorimeter besteht insgesamt aus 13500 Zellen. Bei einer solchen Anzahl ist es praktisch unvermeidbar, dass ein gewisser Anteil der Zellen nicht richtig oder gar nicht ausgelesen werden kann. Diese Zellen bezeichnet man als *tote Zellen*. Sie können die Energien der Schauer verfälschen. Dem wird in der Analyse dadurch Rechnung getragen, dass man bei der Selektion einen Mindestabstand der Schauer zu allen bekannten toten Zellen fordert. Die Breite eines elektromagnetischen Schauers ist durch den *Molière-Radius* gegeben. Dieser beträgt für flüssiges Krypton 4,7 cm. Aus diesem Grund wird als Mindestabstand der Schauer zu toten Zellen ein Wert von 5 cm festgesetzt.

Schließlich werden Minimalenergien der Photonen von 3 GeV und Maximalenergien von 120 GeV gefordert, da das elektromagnetische Kalorimeter nur in diesem Bereich linear arbeitet, d.h. die Proportionalität zwischen deponierter Energie und gemessener Ladung nur in diesem Bereich gewährleistet ist.

4.4.3 Kriterien zur Selektion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$

In die Selektion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ sind die Selektionen der Folgezerfälle $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ eingebettet, d.h. die Schnitte der Selektion der Folgezerfälle sind ausnahmslos Teil der Schnitte der Selektion des Primärzerfalls. Zusätzlich werden noch Schnitte vorgenommen, die sicherstellen, dass elektromagnetische

Abbildung 4.10 Invariante $\gamma\gamma$ -Masse mit einer um den Zentralwert angepassten Gaußverteilung. Die eingezeichneten Schnittgrenzen entsprechen einem Intervall von $\pm 3\sigma$ um den Zentralwert der Gaußverteilung.



Schauer und Spuren von dem selben Zerfall stammen. Am Ende werden noch Schranken auf die Massen von π^0 und Λ gesetzt.

Raum- und Zeitkriterien

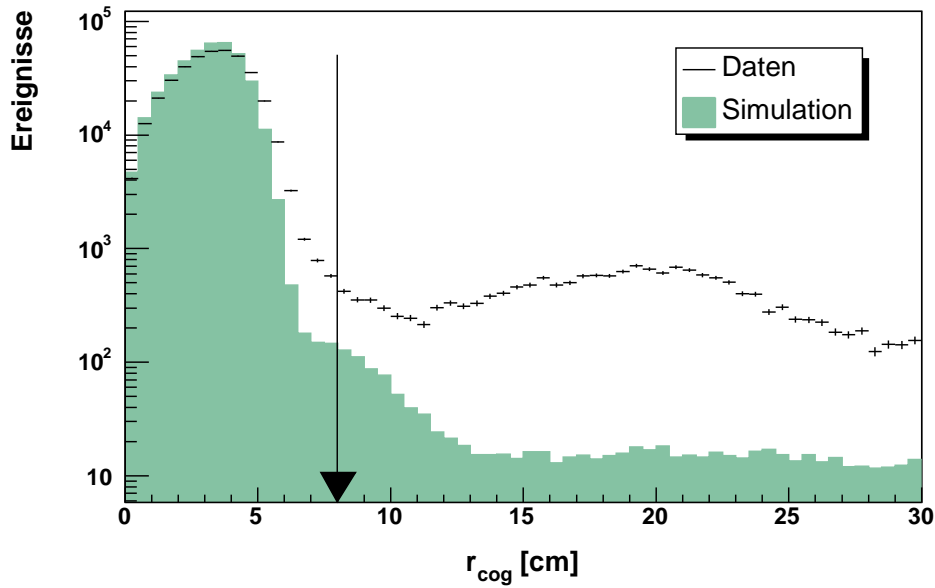
Ein Zeitschnitt auf die maximale Differenz von Spurzeit im Magnetspektrometer und Schauerzeit im elektromagnetischen Kalorimeter stellt sicher, dass Spuren und Schauer zu demselben Ereignis gehören. Durch die Festsetzung eines Mindestabstands von 40 cm zwischen den Positionen der elektromagnetischen Schauern im Kalorimeter und den Auftreffpunkten der Spuren auf das Kalorimeter wird eine Verfälschung der Energiemessung der Photonen durch auftretende hadronische Schauer so weit als möglich ausgeschlossen.

Da alle Endprodukte des Kaskadenzerfalls im Detektor nachweisbar sind, und der Hyperonstrahl auf das Zentrum des elektromagnetischen Kalorimeters gerichtet war, muss der Energieschwerpunkt aller Endprodukte am elektromagnetischen Kalorimeter nahe der Zentralachse des Experiments rekonstruiert werden. Die Verteilung der Abstände des Gesamtenergieschwerpunkts von der Mitte des elektromagnetischen Kalorimeters \vec{r}_{cog} ist für gemessene und simulierte Daten in Abb. 4.11 dargestellt. Deutlich zeigt sich, dass die simulierte Daten eine bessere Auflösung besitzen. Betrachtet man die Verteilung der gemessenen Daten, so fällt diese zwar – ähnlich der der simulierten Daten – zunächst ab, steigt aber

4.4 Die Selektion der Ereignisse des Typs $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$

ab ca. 10 cm wieder an. In dem Bereich jenseits von 10 cm befinden sich entweder falsch oder unvollständig rekonstruierte Ereignisse oder Ereignisse eines anderen Typs. Beides muss auf jeden Fall verworfen werden. Aus diesem Grund wird bei der Auswahl ein Abstand des Energieschwerpunkts von der Zentralachse des Experiments von maximal 8 cm gefordert.

Abbildung 4.11 Abstände der Energieschwerpunkte aller Zerfallsprodukte von der Zentralachse des Experiments.

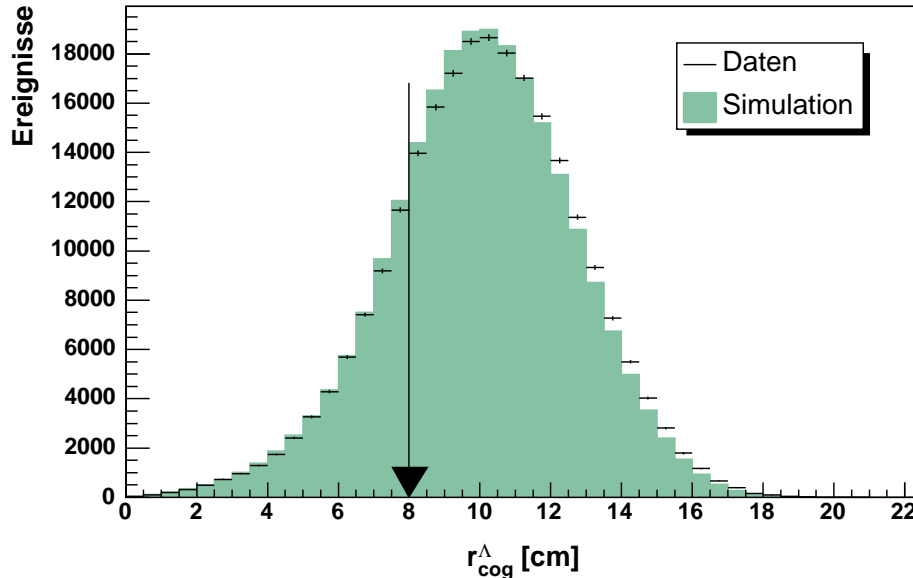


Um Ereignisse zu verwerfen, bei denen zufällig ein Λ , das direkt am Target erzeugt wurde, also nicht aus dem Zerfall eines Ξ^0 stammt, aufgezeichnet wurde, wird eine Einschränkung auf die Position des Energieschwerpunkts $\vec{r}_{\text{cog}}^\Lambda$ gemacht, die sich allein aus den beiden Spuren ergibt. Von den am Target erzeugten Teilchen werden vom Kollimator nur die durchgelassen, die sich auf das Zentrum des Kalorimeters zubewegen, d.h. deren Energieschwerpunkt am Kalorimeter nahe der Symmetrieachse des Experiments liegt. Wird ein Λ jedoch als sekundäres Teilchen in einem Ξ^0 -Zerfall erzeugt, so besitzt der Energieschwerpunkt einen größeren Abstand zur Zentralachse. Bei der hier vorgestellten Selektion muss $\vec{r}_{\text{cog}}^\Lambda$ einen Mindestabstand von 8 cm zum Mittelpunkt haben. In Abb. 4.12 sind die Verteilungen von r_{cog}^Λ für gemessene und simulierte Daten dargestellt.

Energie- und Impulskriterien

Direkte Schnitte auf Energie oder Impuls des Ξ^0 werden nicht durchgeführt. Lediglich zwei Massenschnitte auf die invariante $p\pi^-$ -Masse und die invariante $\gamma\gamma$ -Masse werden gemacht. Die invariante $p\pi^-$ -Masse muss ungefähr die Λ -Masse

Abbildung 4.12 Verteilung des Abstands des Λ -Energieschwerpunkts zur Zentralachse des Experiments.



ergeben, die invariante $\gamma\gamma$ -Masse der π^0 -Masse entsprechen. Hierzu werden die Parameter von Gaußverteilungen an die beiden Verteilungen der invarianten Massen angepasst. Die Schnittgrenzen für die Massenschnitte werden so gewählt, dass sie Intervallen von jeweils $\pm 3\sigma$ um den Zentralwert entsprechen. Nach diesen beiden Schnitten werden die Energiekomponenten der Vierervektoren von Λ und π^0 auf die Literaturwerte der Massen der beiden Teilchen korrigiert. Als letzter Schnitt wird ein Schnitt auf die rekonstruierte Masse des Ξ^0 -Hyperons gemacht, um möglichen verbliebenen Untergrund zu verwerfen. Aus den Seitenbändern lässt sich jedoch schon abschätzen, dass das Verhältnis von Signal zu Untergrund im Bereich oberhalb 1000 liegt, d.h. es existiert nur ein minimaler Untergrund von unter 0,1%. Eine Verfälschung der Messung durch Untergrund ist nicht zu erwarten.

Übersicht der Selektionskriterien

In Tabelle 4.2 sind die Selektionskriterien für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ zusammengefasst. Sie enthält auch die Kriterien zur Selektion des π^0 -Zerfalls. Der Stichpunkt „ Λ -Selektion“ steht für die in Tabelle 4.1 zusammengefassten Einschränkungen.

Wie in Abb. 4.14 zu sehen ist, liefert die Selektion eine nahezu untergrundfreie Menge von Ereignissen des betrachteten Typs.

4.4 Die Selektion der Ereignisse des Typs $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$

Abbildung 4.13 Schnitt auf die invariante $p\pi^-$ -Masse entsprechend einem Intervall von $\pm 3\sigma$ um den Zentralwert der angepassten Gaußverteilung.

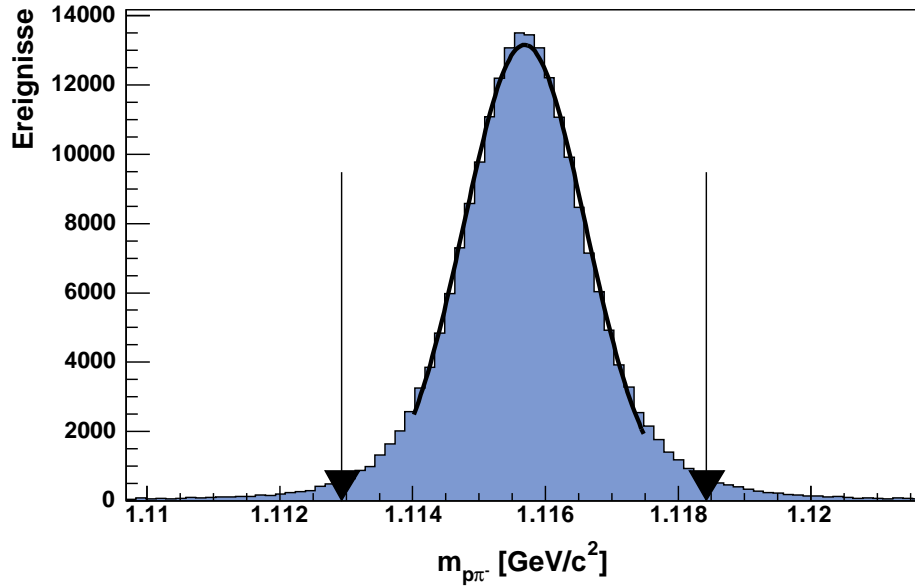
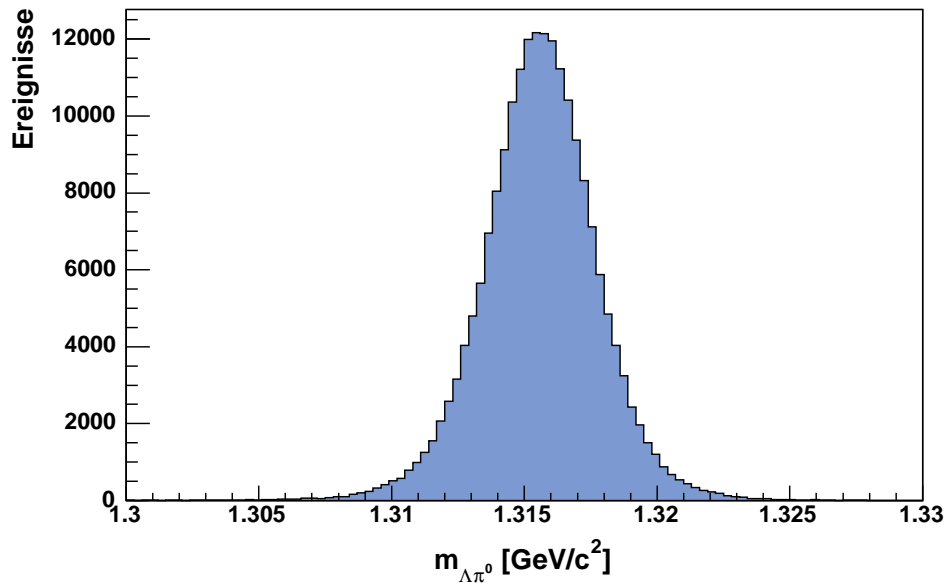


Abbildung 4.14 Die invariante $\Lambda\pi^0$ -Masse.



4 Die Ereignisrekonstruktion und -auswahl

Tabelle 4.2 Kriterien zur Selektion des Primärzerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$.

Anzahl „freier“ Schauer	$n_{\text{Schauer}} \geq 2$
Verwendeter Level-2-Trigger	0x2 (charged minimum bias)
Verwendeter Level-3-Filter	radiative hyperon
räumlicher Abstand zw. Spuren und Schauern am LKr	$d_{\text{Spur-Schauer}}^{\text{min}} \geq 40 \text{ cm}$
Zeitdifferenz zw. Spuren und Schauern	$\Delta t_{\text{Spur-Schauer}} < 3 \text{ ns}$
Zeitdifferenzen zw. Schauern	$\Delta t_{\text{Schauer}} < 4 \text{ ns}$
Schauerabstand zum Mittelpunkt	$15 \text{ cm} < r_{\text{Schauer}} < 110 \text{ cm}$
Schauerenergie	$3 \text{ GeV} < E_{\gamma} < 120 \text{ GeV}$
Abstand zu toten Zellen	$d_{\text{deadcell}} > 2 \text{ cm}$
Λ -Auswahlkriterien	(siehe Tabelle 4.1)
z-Position des Λ -Vertex	$400 \text{ cm} < z_{\text{vertex}} < 4000 \text{ cm}$
Energieschwerpunkt	$r_{\text{cog}} < 8 \text{ cm}$
Energieschwerpunkt der Spuren	$r_{\text{cog}}^{\Lambda} > 8 \text{ cm}$
Güte des neutralen CDA-Vertex	$d_{\text{NCDA}} < 2, 2 \text{ cm}$
Korrektur der Schauerpositionen	(siehe Abschnitt 6.2.2)
Masse des Λ	$1, 1129 \text{ GeV}/c^2 < m_{p\pi^-} < 1, 1184 \text{ GeV}/c^2$
Masse des π^0	$126, 1 \text{ MeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 145, 1 \text{ MeV}/c^2$
Korrektur der Massen	
Masse des Ξ^0	$1, 31 \text{ GeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 1, 32 \text{ GeV}/c^2$

4.4.4 Bestimmung der Akzeptanz

Als Akzeptanz bezeichnet man das Verhältnis der im Detektor gesehenen und durch die Analyse selektierten Ereignisse zu den insgesamt vorhandenen Ereignissen. Da die Bestimmung der vorhandenen Ereignisse bei gemessenen Daten schwierig ist, verwendet man meist simulierte Daten, um die Akzeptanz für einen bestimmten Zerfall zu bestimmen. Die statistische Unsicherheit der Akzeptanz ε ergibt sich durch

$$\sigma = \sqrt{\frac{\varepsilon(1 - \varepsilon)}{N}},$$

wobei m die Anzahl der gesehenen und selektierten Ereignisse und N die Anzahl der insgesamt vorhandenen Ereignisse angibt.

In Tabelle 4.3 ist eine Übersicht zu finden, wie sich die Akzeptanz der Selektion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ mit den verschiedenen Schnitten ändert. Insgesamt hat der Zerfall nur eine sehr geringe Akzeptanz von 0,51%; bei der hier verwendeten Menge an simulierten Ereignissen ist die statistische Unsicherheit vernachlässigbar klein. Wie sich aus der Tabelle erschließt, sind dafür hauptsächlich geometrische Schnitte verantwortlich, die Mindestabstände der Endprodukte zueinander und Mindestabstände zu den Rändern der Detektoren fordern.

4.5 Bestimmung der Effizienz der Trigger

Wie in Kapitel 2.3 beschrieben, müssen die interessanten Ereignisse bereits während der Datennahme durch eine schnelle Auslöselogik (Trigger) vorselektiert werden, damit die Menge der zu verarbeitenden Daten beherrschbar bleibt. Die Effizienz dieser Auslöselogik gibt für einen bestimmten Zerfall an, welcher Anteil der tatsächlich vorhandenen Ereignisse aufgrund der Elektronik- oder Software-Entscheidung auch aufgezeichnet worden ist. Sie kann in verschiedenen Bereichen von Messgrößen, wie z.B. der Vertexposition, unterschiedlich sein, was genauere Untersuchungen nötig macht, um Einflüsse auf die eigentliche Messgröße der Analyse zu studieren.

Das prinzipielle Vorgehen zur Bestimmung einer Triggereffizienz ist das folgende: Es wird eine unabhängig vom zu untersuchenden Trigger genommene Menge an Ereignissen benutzt, die durch einen einfachen Kontrolltrigger aufgezeichnet wurden. Da der Kontrolltrigger einfach gehalten ist, sind Ereignisse verschiedener Zerfallskanäle in den Daten enthalten. Die Ereignisse des zu untersuchenden Zerfalls werden durch die Anwendung der Auswahlsschnitte der Analyse ausgewählt und bilden die Menge der vorhandenen Ereignisse N . Bei diesen wird nun untersucht, wieviele der Trigger, dessen Effizienz zu bestimmen ist, zur Aufzeichnung ausgewählt hätte.

4 Die Ereignisrekonstruktion und -auswahl

Tabelle 4.3 Die Akzeptanz für die Selektion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$. Da in den simulierten Daten keine Triggerentscheidungen mit den richtigen Ineffizienzen simuliert wurden, wird in dieser Zeile nur die Anzahl der gemessenen Ereignisse angegeben.

Schnitt	Simulation	Akzeptanz	Daten
ohne Schnitte	1000000000		126379048
n_{Schauer}	51828920	5,18%	18105966
Trigger			11795584
$d_{\text{Spur-Schauer}}^{\text{min}}$	30365244	3,04%	3058952
$\Delta t_{\text{Spur-Schauer}}$ und $\Delta t_{\text{Schauer}}$	30364420	3,04%	1123892
r_{Schauer}	23101548	2,31%	874800
E_{γ}	22344464	2,23%	789883
d_{deadcell}	22344464	2,23%	789883
2 Spuren, 1 Vertex	19023754	1,90%	731365
Ladungssumme	18976252	1,90%	731365
Proton-Impuls	18965992	1,90%	663516
π^- -Impuls	18915462	1,89%	660697
E/p -Schnitte	18597060	1,86%	645668
p_+/p_-	15143195	1,51%	559387
Spurabstandsschnitte	8204460	0,82%	337156
Δt_{tracks}	8196457	0,82%	332869
d_{cda}	7529049	0,75%	315996
z_{vertex}	7308351	0,73%	304833
r_{cog}	7239416	0,72%	278797
r_{cog}^{Λ}	5659413	0,57%	218380
d_{NCDA}	5656022	0,57%	218254
Massenschnitte	5099065	0,51%	192989

4.5.1 Bestimmung der Effizienz des Level-2-Triggers

Die zur Bestimmung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons verwendeten Daten wurden mit dem sog. *Charged Minimum Bias*-Trigger aufgenommen, dessen Logik bereits in Abschnitt 4.2 beschrieben worden ist. Hierbei handelt es sich um einen Level-1-Trigger, der auf Level-2-Ebene um einen Faktor 35 herunterskaliert als Vergleichstrigger zu Effizienzmessungen anderer Level-2-Trigger benutzt wird. Aus diesem Grund muss zur Auswahl der Ereignisse der zweite zu Effizienzmessungen eingesetzte Trigger, der sog. *Neutral Minimum Bias*-Trigger, herangezogen werden. Von diesem bestimmt man mit Hilfe der im vorangegangenen Abschnitt erläuterten Selektion die Ereignisse, die durch die zu untersuchende Auslöselogik hätten entdeckt werden müssen.

Eine der Schwierigkeiten der Bestimmung von Level-2-Triggereffizienzen besteht darin, dass die meisten Trigger um entsprechende Faktoren herunterskaliert waren, um die Anzahl der aufzuzeichnenden Ereignisse auf ein handhabbares Maß zu begrenzen. Es kommt also durchaus vor, dass ein Ereignis die Triggerbedingungen erfüllt, aber nicht genommen wird, weil der Trigger wegen des Skalierungsfaktors das Ereignis nicht aufzeichnen würde. Deswegen muss die zu untersuchende Logik für die Ereignisse nachvollzogen werden. Hierzu wurden in einer Datenstruktur (*Pattern Units*) alle relevanten Entscheidungen der Triggerlogik gespeichert.

Beim Nachvollziehen der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Triggerlogik muss beachtet werden, dass die Zeit, die der Elektronik zur Entscheidung bleibt, in Intervalle eingeteilt ist. Die einzelnen Bestandteile der Entscheidung können jedoch bis zu zwei Zeitintervalle gegeneinander verschoben sein (*time jitter*), so dass nicht nur das eigentliche Zeitintervall, in dem die Entscheidung getroffen wurde, betrachtet werden muss, sondern auch bis zu zwei Intervalle in beide Richtungen von diesem entfernt.

Insgesamt werden durch die Kontrollauslöselogik und die Selektion 35891 Ereignisse selektiert. Davon wurden nach Rekonstruktion der zu untersuchenden Auslöselogik 35808 Ereignisse erkannt. Das entspricht einer Effizienz von

$$\varepsilon_{L2} = (99,77 \pm 0,03)\%.$$

Da die Level-2-Triggerlogik zu fast 100% effizient gearbeitet hat, erübrigen sich Untersuchungen, Ineffizienzen auf bestimmte Bereiche in physikalischen Größen einzugrenzen und deren Auswirkungen auf die eigentliche Messgröße zu untersuchen.

4.5.2 Bestimmung der Effizienz des Level-3-Filters

Die Effizienz eines Level-3-Filters ist einfacher zu bestimmen, als die von Level-1- oder Level-2-Triggern, da es sich bei dem Level-3-Filter um einen reinen Softwarefilter handelt, der keine zeitlichen Verschiebungen zwischen einzelnen Entschei-

4 Die Ereignisrekonstruktion und -auswahl

dungskomponenten aufweist. Als Kontrolldatensatz wurden ca. 2% aller aufgezeichneten Ereignisse als sog. *Autopass*-Ereignisse zur Speicherung weitergereicht, unabhängig davon, was die Prüfung durch den eigentlichen Filter ergab. Wird ein Ereignis auf diese Weise aufgezeichnet, so wird das entsprechende Bit im zweiten Halbwort des ersten Level-3-Triggerworts gesetzt.

Selektiert man alle Ereignisse, bei denen im ersten Level-3-Triggerwort Bit 24 markiert ist und unterwirft diese den Auswahlchnitten, so erhält man 5098 Ereignisse. Von diesen haben 5092 Ereignisse im zweiten Level-3-Triggerwort Bit 16 markiert; sie wären also vom Filter akzeptiert worden. Daraus ergibt sich eine Effizienz von

$$\varepsilon_{L3} = (99,88 \pm 0,05)\%.$$

Auch dieser Filter hat zu nahezu 100% effizient gearbeitet, weswegen sich weitere Untersuchungen zu Auswirkungen von Ineffizienzen auf die eigentlichen Messgrößen erübrigen.

5 Die Monte-Carlo-Simulation

In diesem Kapitel wird eine kurze Übersicht über die Simulation von Ereignissen der betrachteten Zerfälle gegeben. Nach einer kurzen Einleitung in Abschnitt 5.1 wird in Abschnitt 5.2 auf die Simulation der Hyperon-Strahlen eingegangen. Die Randparameter der Simulation werden in Abschnitt 5.3 erläutert. Danach folgt ein Abschnitt über die Qualität der verwendeten Vertizes. Im letzten Abschnitt des Kapitels werden Vergleiche zwischen gemessenen und simulierten Daten angestellt, um die Qualität der Simulation zu prüfen.

5.1 Übersicht

Die Simulation von Zerfällen und deren Wirkung auf verwendete Detektorkomponenten ist ein Standardwerkzeug in der Hochenergiephysik. Ausgehend von einer bestimmten Teilchensorte und einem bestimmten Zerfall werden Wege und Energien der Zerfallsprodukte in einem Detektor simuliert. Physikalische Größen, die nicht durch die Kinematik des Zerfalls eindeutig festgelegt sind, werden durch Zufallszahlengeneratoren¹ erzeugt. Diese Generatoren erzeugen Zufallszahlen in einer bestimmten, für die entsprechende Größe typischen Verteilung. Diese Verteilungen erhält man entweder aus theoretischen Modellen oder aus experimentellen Messungen. Alle erzeugten Größen werden am Ende mit einer für die entsprechende Detektorkomponente typischen Auflösungsfunktion – meist einer Gaußverteilung – „verschmiert“, um die simulierten Daten mit den echten, gemessenen Daten vergleichen zu können. Jedoch lassen sich bei simulierten Daten immer auch die ohne Auflösungseffekte generierten Werte zu Untersuchungen heranziehen.

Während der Entwicklung von Detektoren wird mit Hilfe von Simulationen überprüft, ob die verwendeten Komponenten in ihren Abmessungen und ihrer Funktionsweise den Anforderungen der zu entwickelnden Experimente genügen. Bei fertiggestellten Experimenten können Vergleiche zwischen aufgenommenen und simulierten Daten zeigen, ob der Detektor wie vorgesehen funktioniert, oder ob unvorhergesehene Effekte auftreten. Auch lassen sich wichtige Detektorparameter ermitteln, z.B. die sog. *Akzeptanz*, d.h. der Anteil von nachgewiesenen an aufgetretenen Ereignissen eines bestimmten Typs, ein Parameter, der zur Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen notwendig ist.

In dieser Analyse wird zur Simulation des NA48-Detektors das von der NA48-Kollaboration entwickelte Programmpaket NASIM in der Version 33 verwendet.

¹daher der Name *Monte-Carlo-Simulation*

NASIM benutzt verschiedene am CERN entwickelte Bibliotheken, z.B. GEANT, um die Wechselwirkung von Teilchen mit der Materie des Detektormaterials zu simulieren. Die Generatoren für Impuls- und Winkelverteilungen wurden für jeden Zerfall speziell implementiert. Da die Simulation elektromagnetischer Schauer wegen der hohen Teilchenanzahl viel Rechenzeit benötigt, kann das Programm zur Rechenzeiterparnis während der Simulation auf eine Bibliothek von elektromagnetischen Schauern im Flüssig-Krypton-Kalorimeter zurückgreifen. Diese wurde vorher mit Hilfe von GEANT erstellt. Es werden nur die Zerfallsprodukte bis zum Kalorimeter-Anfang verfolgt, danach wird zufällig ein zu Energie und Auftreffwinkel passender elektromagnetischer Schauer ausgewählt.

Am Ende werden die simulierten Daten in dem gleichen Datenformat wie gemessene Daten gespeichert, um die Anwendung der gleichen Analysesoftware zu ermöglichen. Das Datenformat enthält lediglich einige zusätzliche Strukturen, welche die generierten Werte ohne Auflösungseffekte und Informationen über die Art der generierten Teilchen enthalten.

5.2 Die Simulation des Ξ^0 - und $\overline{\Xi^0}$ -Strahls

Bei der Simulation der Hyperon-Strahlen am NA48-Experiment werden die folgenden Parameter verwendet:

$$\begin{aligned} M_{\Xi^0} &= 1314,9 \text{ MeV}/c^2, \\ \tau_{\Xi^0} &= 2,90 \cdot 10^{-10} \text{ s}, \\ c\tau_{\Xi^0} &= 8,71 \text{ cm}. \end{aligned}$$

Im Gegensatz zu den üblicherweise beim NA48/1-Experiment untersuchten neutralen Kaonen, die zu den pseudoskalaren Mesonen zählen, besitzen die hier untersuchten Hyperonen den Spin $\frac{1}{2}$. Da die Hyperonen somit eine ausgezeichnete Raumrichtung haben, können Effekte wie Polarisationen und Asymmetrien bei der Emission der Zerfallsprodukte eine Rolle spielen.

Bei der Produktion von Hyperonen durch Beschuss eines Targets mit Protonen weisen die erzeugten Hyperonen eine Polarisation auf, die senkrecht auf der Emissionsrichtung der Hyperonen und der Richtung der einfallenden Protonen steht. Diese Polarisation konnte beim NA48/1-Experiment allerdings noch nicht genau bestimmt werden. Bei der Produktion der hier verwendeten Simulationsereignisse wurde davon ausgegangen, dass der Anteil polarisierter Ξ^0 -Hyperonen wegen ähnlicher Produktionsbedingungen in der Größenordnung des KTeV-Experiments am Fermilab liegt [Erw99]. Die Simulationsereignisse wurden deswegen mit einem Anteil von 10% negativ polarisierter Ξ^0 -Hyperonen erzeugt. Die Polarisation von Λ -Hyperonen wurde im NA48-Experiment bei einem mittleren Transversalimpuls $p_t = 0.45 \text{ GeV}/c$ zu $P_x = -0.109 \pm 0.012_{\text{stat}} \pm 0.010_{\text{syst}}$ aus im Jahr 1995

5.2 Die Simulation des Ξ^0 - und $\bar{\Xi}^0$ -Strahls

genommenen Daten bestimmt [Wil97]².

Der Zerfall des Ξ^0 in Λ und π^0 erfolgt nicht isotrop, sondern mit einer bestimmten Zerfallsasymmetrie, da er über die paritätsverletzende schwache Wechselwirkung abläuft. Die Asymmetrie ist über den Winkel Θ zwischen der Spinrichtung bzw. Polarisationsachse \vec{P} des Mutterteilchens und der Emissionsrichtung des auslaufenden Baryons \vec{n} definiert. Es gilt:

$$\frac{dN}{d\cos\Theta} = N_0 \left(1 + \alpha \vec{P} \cdot \vec{n} \right)$$

Der Parameter der Zerfallsasymmetrie α ist für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ gut bekannt und liegt bei $\alpha_{\Xi^0} = -0,411 \pm 0,022$ und $\alpha_{\Lambda} = -0,642 \pm 0,013$ [PDG04].

Die Form des Ξ^0 -Spektrums wurde durch die empirische Gleichung

$$\frac{dN^2}{dp d\Omega} = (a \cdot p - b \cdot p^2 + d \cdot p^3) \cdot e^{-(f \cdot p + g \cdot p^2)} \quad (5.1)$$

beschrieben, wobei die Parameter

$$\begin{aligned} a &= 0,688663 \text{ (c/GeV)}^2, \\ b &= 1,47934 \cdot 10^{-2} \text{ (c/GeV)}^3, \\ d &= 1,55771 \cdot 10^{-4} \text{ (c/GeV)}^4, \\ f &= 3,71282 \cdot 10^{-2} \text{ c/GeV}, \\ g &= 7,01498 \cdot 10^{-6} \text{ (c/GeV)}^2 \end{aligned}$$

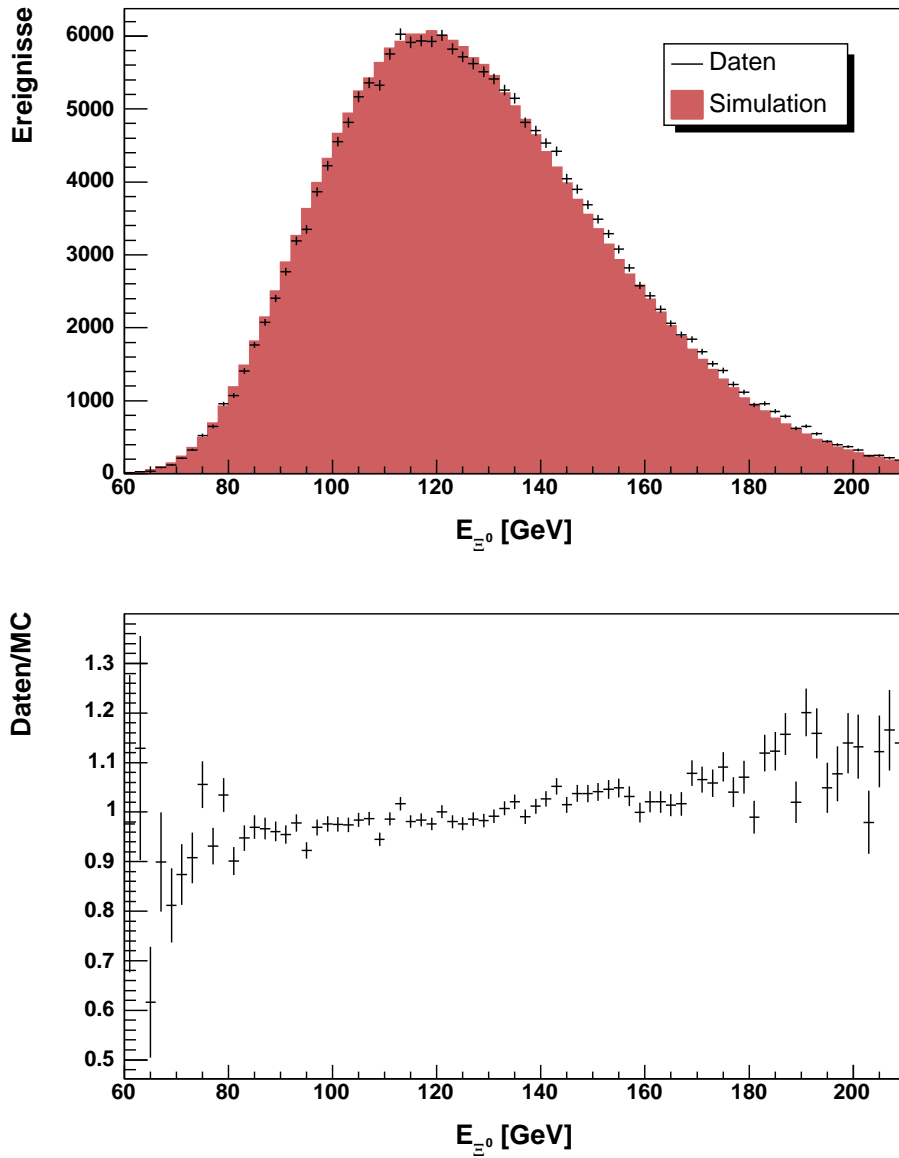
aus Daten bestimmt wurden [Moo04]. In Abb. 5.1 sind die Spektren der Ξ^0 aus gemessenen und simulierten Daten aufgetragen. Die gemäß Gleichung 5.1 in der Simulation erzeugte Verteilung weist eine leichte Verschiebung zu niedrigeren Energien auf, was jedoch keine Rolle spielt, da die Bestimmung der mittleren Lebensdauer in Energieintervallen durchgeführt wird.

Das Spektrum der $\bar{\Xi}^0$ ist weicher (niederenergetischer) als das Spektrum der Ξ^0 , da der gesamte Valenzquarkinhalt im Target erzeugt werden muss. Die Form wird ebenfalls durch Gleichung 5.1 beschrieben. Die Beschreibung unterscheidet sich lediglich in den Werten für die Parameter der Gleichung. Für das Spektrum des $\bar{\Xi}^0$ sind dies

$$\begin{aligned} a &= 0,815225 \text{ (c/GeV)}^2, \\ b &= 3,35974 \cdot 10^{-3} \text{ (c/GeV)}^3, \\ d &= -1,92186 \cdot 10^{-7} \text{ (c/GeV)}^4, \\ f &= 2,39482 \cdot 10^{-2} \text{ c/GeV}, \\ g &= 3,24649 \cdot 10^{-5} \text{ (c/GeV)}^2. \end{aligned}$$

²In [Wil97] wird ein eigenes Koordinatensystem definiert, bei dem die y -Achse mit der x -Achse des Experiments zusammenfällt, weswegen die Polarisation dort als P_y angegeben wird.

Abbildung 5.1 Vergleich der Energieverteilung des Ξ^0 . Die leichte Verschiebung ist darauf zurückzuführen, dass zur Bestimmung der Parameter durch die NA48-Kollaboration eine leicht veränderte Ereignisauswahl durchgeführt wurde, verglichen mit den in Kapitel 4 dargestellten Selektionskriterien.



Die Position des Targets wurde auf die folgenden Koordinaten im NA48-

Koordinatensystem eingestellt:

$$\begin{aligned}x &= -0,088 \text{ cm,} \\y &= 7,4 \text{ cm,} \\z &= -23,4 \text{ cm.}\end{aligned}$$

5.3 Die Randparameter der Simulation

Bei NASIM können Zerfallsparameter auf bestimmte Bereiche eingeschränkt werden. Diese Bereiche unterscheiden sich je nach Zerfall. Für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ wurden folgende Einschränkungen gemacht:

- Der Impuls der Ξ^0 und $\bar{\Xi}^0$ wurde auf den Bereich zwischen 30 GeV und 300 GeV beschränkt.
- Der Zerfallsvertex musste im Bereich zwischen 12550 cm und 19000 cm liegen, wobei die Abstände in NASIM vom K_L -Target ausgehend gemessen werden, das sich 12000 cm vor dem K_S -Target befindet.

Um Rechenzeit zu sparen, werden die Richtungen der Zerfallsprodukte daraufhin untersucht, ob sie das Nachweisvolumen des Detektors treffen. Ereignisse, die dieser Anforderung nicht entsprechen, werden zwar auch abgespeichert, es wird jedoch darauf verzichtet die Wechselwirkungen der Teilchen mit der Detektormaterie voll zu simulieren. Die Abspeicherung ist wichtig, um die Bestimmung der Akzeptanz nicht zu verfälschen. Teilchen wurden dann als im Detektorvolumen befindlich gesehen, wenn sie am elektromagnetischen Kalorimeter mindestens einen Abstand von 10 cm und in der ersten Driftkammer mindestens einen Abstand von 11,5 cm zur Zentralachse des Experiments aufwiesen. Auch ein maximaler Abstand von jeweils 120 cm war gefordert.

Die zur Datennahme verwendete Triggerlogik wurde nicht simuliert. Aus diesem Grund wurde bei der Selektion zwischen gemessenen und simulierten Daten unterschieden und das gesetzte entsprechende Triggerbit bei der Selektion simulierter Daten nicht verlangt.

Es wurde während der Datennahme festgestellt, dass die zum Zeitpunkt der Messungen neu installierte Auslese-Elektronik der Driftkammern starke Schwankungen in der Effizienz aufwies. Dies betraf vor allem die Außenbereiche der vierten Driftkammer. Deshalb wurde von der NA48/1-Kollaboration die Simulation dergestalt modifiziert, dass sie für jeden Run die aus Daten gemessene Effizienz der Driftkammern berücksichtigte. Die Simulation wurde dann einzeln für jeden Run durchgeführt und jeweils eine Anzahl von Ereignissen entsprechend der in diesem Run genommenen Datenmenge erzeugt. Diese Methode hat

auch den Vorteil, dass automatisch das Verhältnis der Daten mit den beiden Magnetfeldrichtungen in gemessenen und simulierten Daten übereinstimmt, da die Magnetfeldrichtung des Spektrometermagneten für jeden Run eindeutig ist. Wie bereits in Kapitel 3 erwähnt, wurde eine Menge von 10^9 simulierten Ereignissen erzeugt. Nach der Selektion blieben von diesen noch $2,7 \cdot 10^6$ Ereignisse übrig, was etwa der 15-fachen Statistik der gemessenen Daten (182000 Ereignisse) entspricht.

5.4 Die Qualität der Vertizes

Eine der Hauptmessgrößen der vorliegenden Arbeit sind die Zerfallsvertizes. Wie in Kapitel 4 beschrieben, lässt sich der Zerfallsvertex des Ξ^0 auf zwei unterschiedliche Arten bestimmen. Die Qualität der Ergebnisse beider Methoden soll im Folgenden untersucht werden.

Die Auflösung der zur Rekonstruktion der Zerfallsvertizes verwendeten Subdetektoren muss in der Simulation genau an die reale Detektorauflösung angepasst werden. Die Vertexauflösung kann durch eine Kurvenanpassung an die aufsteigende Flanke der Vertexverteilung bestimmt werden. Die Auflösung in der Simulation bezieht sich jedoch auf einzelne Spurpunkte im Detektor. Um die Auswirkung der Veränderung der Spurpunktauflösung auf die Vertexauflösung zu ermitteln, wurden Datensätze mit verschiedenen Spurpunktauflösungen simuliert, die Vertexauflösungen durch Kurvenanpassung einer analog zur Lebensdauerverteilung 3.2 aufgestellten, um einen Normierungsparameter d erweiterten Verteilungsfunktion

$$f(z) = \frac{d}{2\zeta} \cdot \exp\left(\frac{\sigma^2}{2\zeta^2}\right) \cdot e^{-z/\zeta} \cdot \left[1 - \operatorname{Erf}\left(\frac{z_0 - z + \frac{\sigma^2}{\zeta}}{\sqrt{2}\sigma}\right)\right] \quad (5.2)$$

mit den freien Parametern ζ , z_0 , σ und d bestimmt und mit den aus gemessenen Daten bestimmten Auflösungen verglichen. Die Kurvenanpassungen wurden in genau den zehn Energieintervallen durchgeführt, die auch zur Bestimmung der Lebensdauer herangezogen wurden. Abb. 5.2 zeigt die entsprechenden Ausschnitte aus den Vertexverteilungen mit den angepassten Kurven. Die Kurvenanpassung wurde in dem Bereich zwischen 0 cm und 1000 cm nach dem K_S -Target durchgeführt.

Die Abbildungen 5.3 und 5.4 zeigen die Ergebnisse der Bestimmung der Auflösungen für gemessene und simulierte Daten. Es zeigt sich, dass der neutrale Vertex eine um den Faktor 2 bessere Auflösung besitzt. Außerdem ist der gewichtete Mittelwert der Verhältnisse der Auflösungen von gemessenen und simulierten Daten beim neutralen CDA-Vertex mit $\sigma_{\text{Daten}}/\sigma_{\text{MC}} = 1,166 \pm 0,011$ deutlich von 1 verschieden. Beim neutralen Vertex ist das Verhältnis der Auflösungen mit $\sigma_{\text{Daten}}/\sigma_{\text{MC}} = 1,012 \pm 0,013$ mit 1 verträglich. Aus diesen Gründen wird zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer der neutrale Vertex verwendet.

Abbildung 5.2 Kurvenanpassungen zur Bestimmung der Vertexauflösung in den zehn verwendeten Energieintervallen.

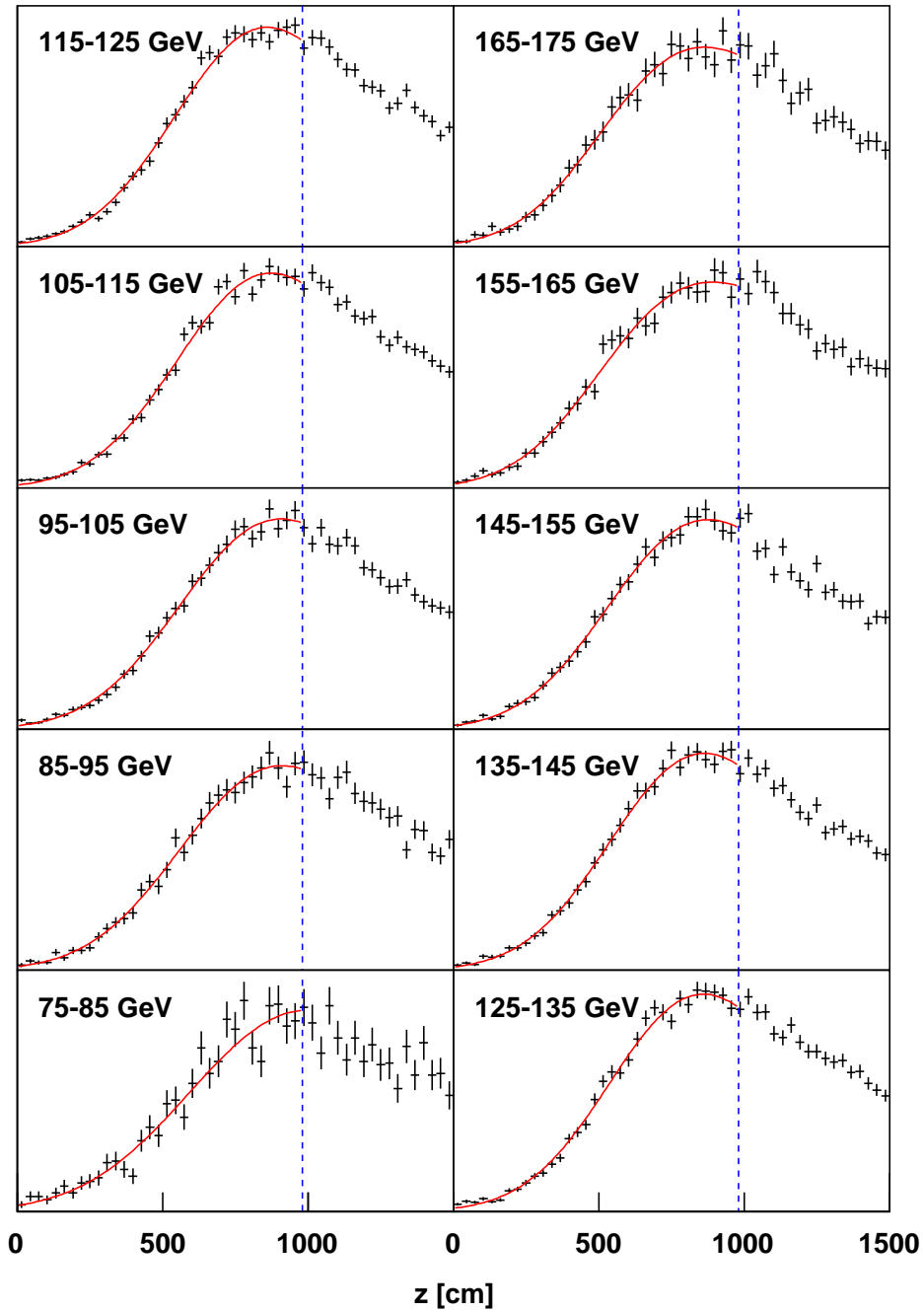
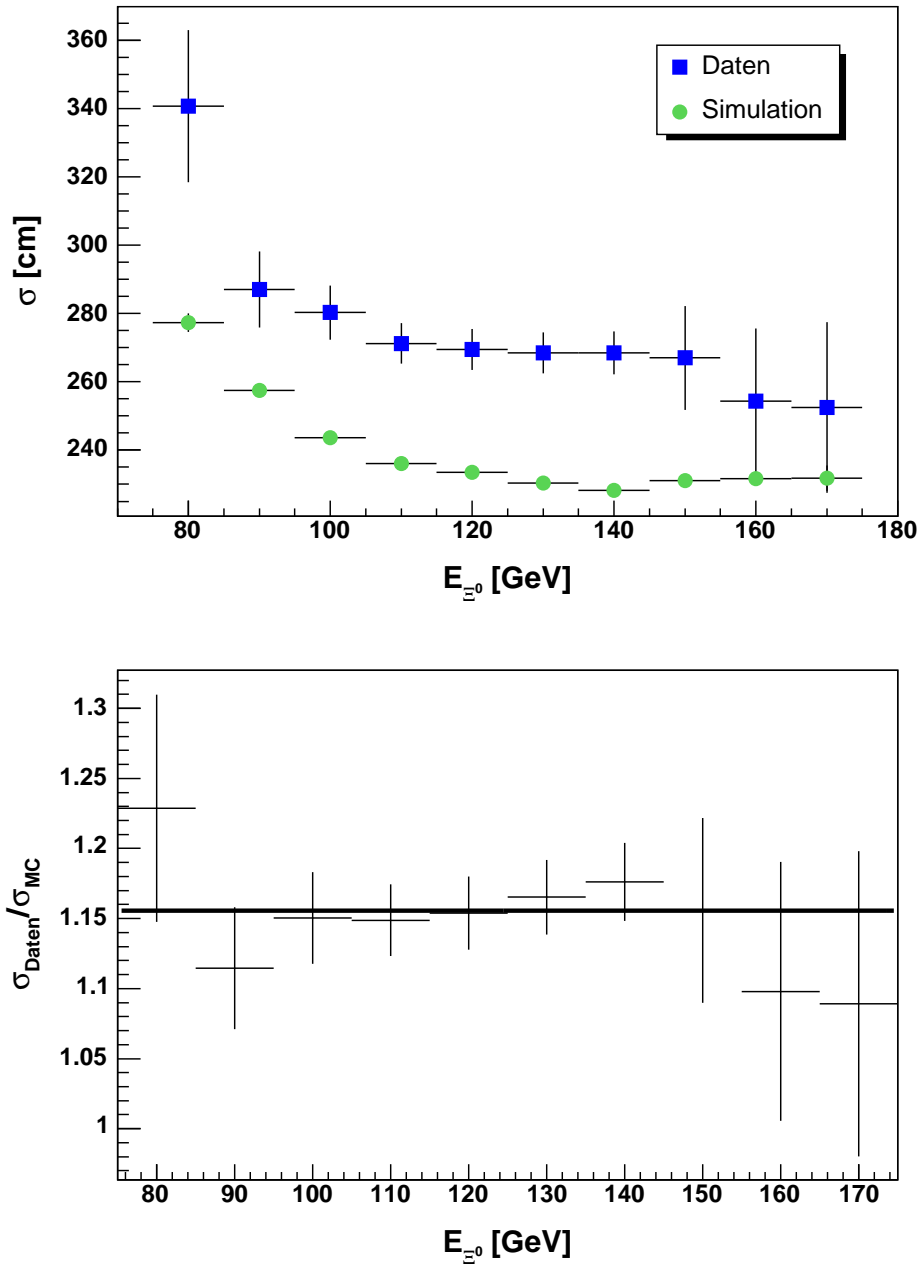
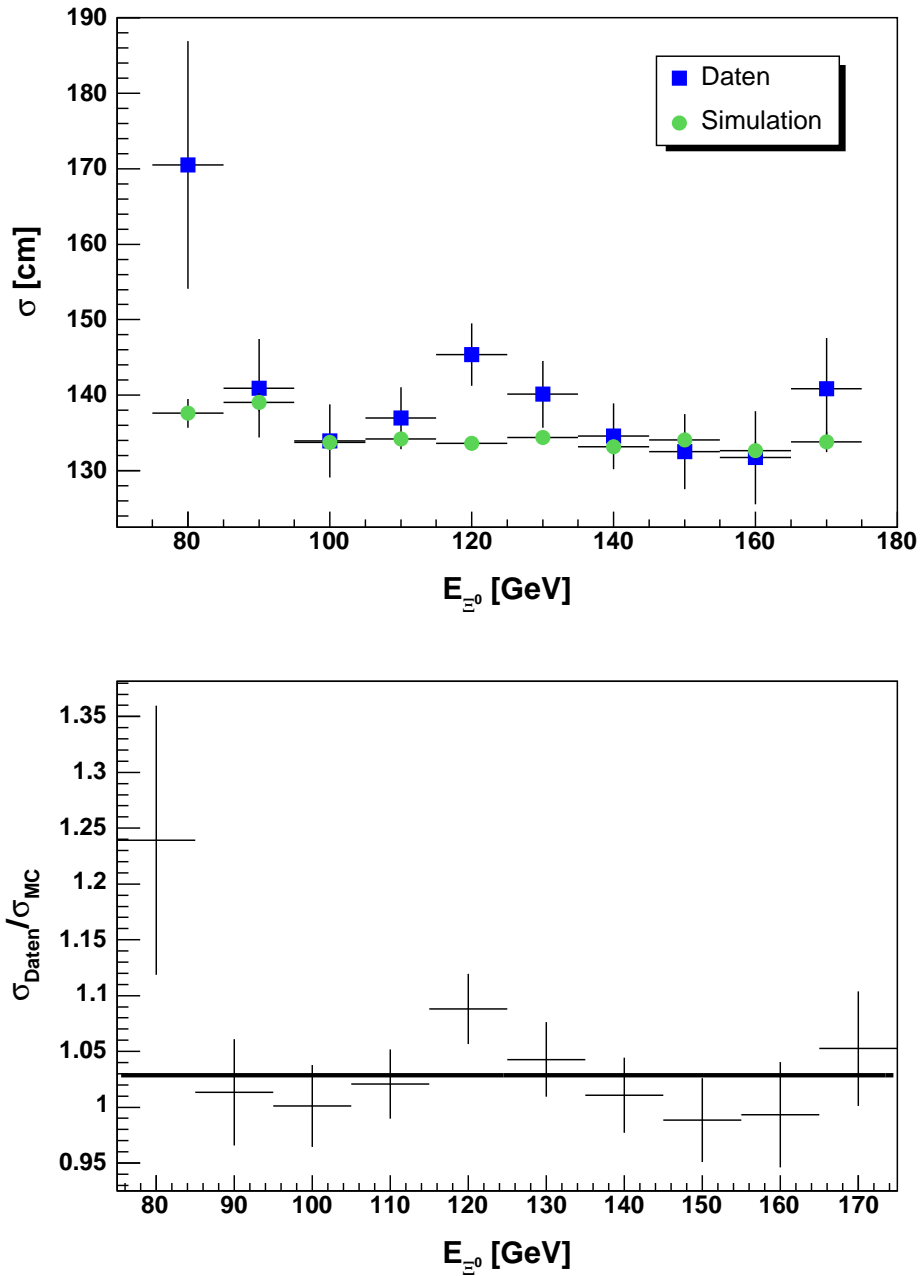


Abbildung 5.3 Auflösung des neutralen CDA-Vertex für gemessene und simulierte Daten.



Insgesamt wurden acht verschiedene Datensätze simuliert, wobei die Spurpunktauflösung in Schritten von 10% der ursprünglichen Simulationsauflösung erhöht wurde. Für jeden dieser Datensätze wurde die Vertexpunktauflösung

Abbildung 5.4 Auflösung des neutralen Vertex für gemessene und simulierte Daten.

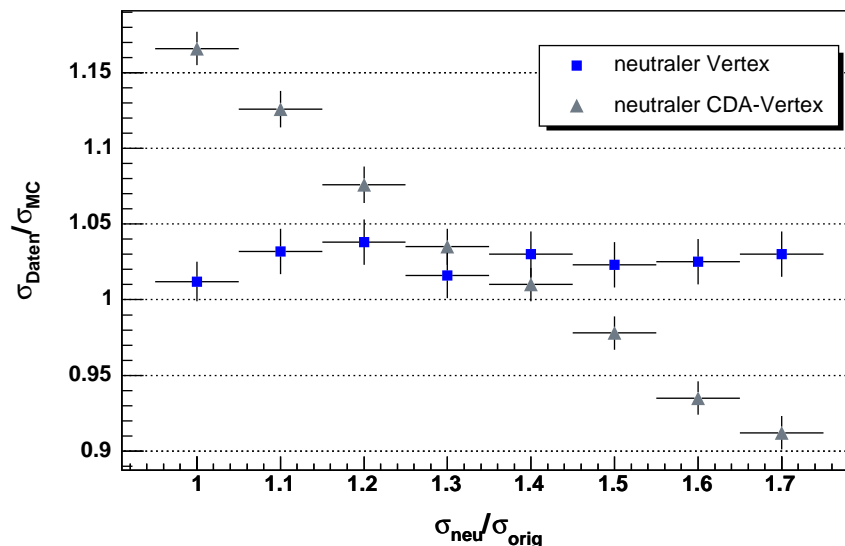


in den zehn Energieintervallen bestimmt und in jedem Intervall das Verhältnis der Auflösungen von gemessenen und simulierten Daten und ein entsprechender Mittelwert dieser Verhältnisse gebildet. Diese Mittelwerte sind in Abb. 5.5 gegen die

5 Die Monte-Carlo-Simulation

bei den simulierten Daten eingestellte Auflösung aufgetragen. Die Kurvenanpas-

Abbildung 5.5 Verhältnisse der Auflösungen gemessener und simulierter Daten über der bei den simulierten Daten eingestellten Spurpunktauflösung.

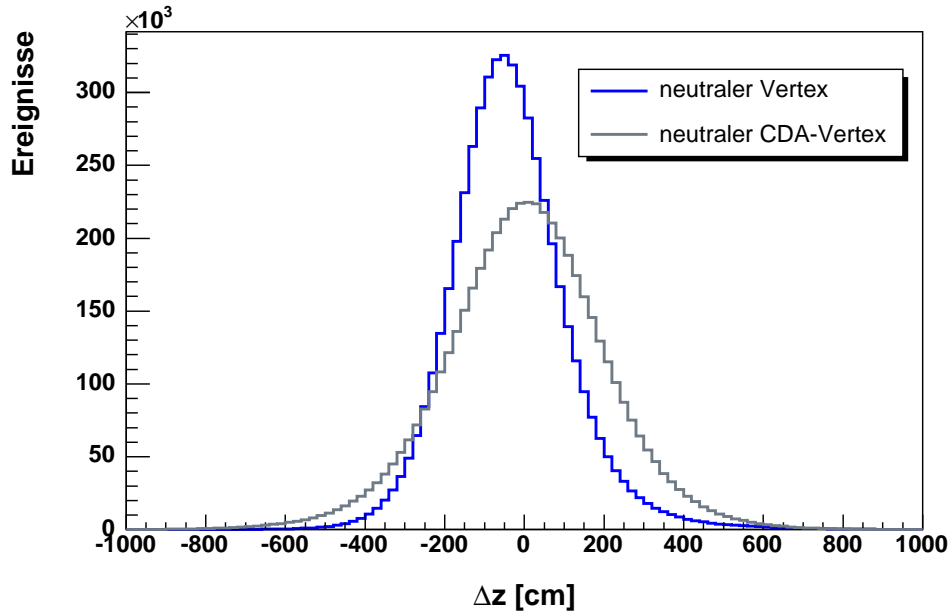


sung einer Geraden an diese Messpunkte ergab eine Steigung von $-0,378 \pm 0,035$ und einen konstanten Term von $1,559 \pm 0,047$. Diese Funktion ergibt einen Funktionswert von 1 für eine Spurpunktauflösung die einen Faktor von $1,478 \pm 0,135$ über der ursprünglichen Spurpunktauflösung liegt. Der Messpunkt, welcher der 1 am nächsten liegt, ist der von einer um 40% erhöhten Spurpunktauflösung.

Untersucht man nur simulierten Daten, so hat man außer der Kurvenanpassung an die aufsteigende Flanke der Vertexverteilung durch den Vergleich von rekonstruierten und wahren Vertizes eine direkte Möglichkeit, die Vertexauflösung zu bestimmen. Die Differenzen der wahren und rekonstruierten z -Komponenten für den neutralen Vertex und den neutralen CDA-Vertex sind in Abb. 5.6 aufgetragen. Bei positiven Werten wird der Vertex, verglichen mit dem wahren Vertex, näher am Detektor rekonstruiert, bei negativen weiter entfernt.

Es zeigt sich, dass die Auflösung des neutralen Vertex besser ist, dass der Mittelwert aber zu negativen Werten hin verschoben ist. Als Mittelwert kann durch Kurvenanpassung einer Gaußkurve für den neutralen CDA-Vertex ein Wert von $\Delta z_{\text{nCDA}} = (2,7 \pm 0,1)$ cm und für den neutralen Vertex ein Wert von $\Delta z_{\text{neut}} = (-43,3 \pm 0,1)$ cm ermittelt werden. Bei den hierbei gemessenen Auflösungen $\sigma_{\text{nCDA}} = (194,7 \pm 0,1)$ cm und $\sigma_{\text{neut}} = (132,9 \pm 0,1)$ cm stimmt jedoch die Auflösung für den neutralen Vertex besser mit den an der aufsteigenden Flanke der Verteilungsfunktion gemessenen Werten überein (Abb. 5.3 und 5.4). Um diese Diskrepanzen genauer zu untersuchen, wurden die Differenzen Δz für

Abbildung 5.6 Die Differenz zwischen den rekonstruierten z -Komponenten von neutralem Vertex bzw. neutralem CDA-Vertex und dem wahren Wert.



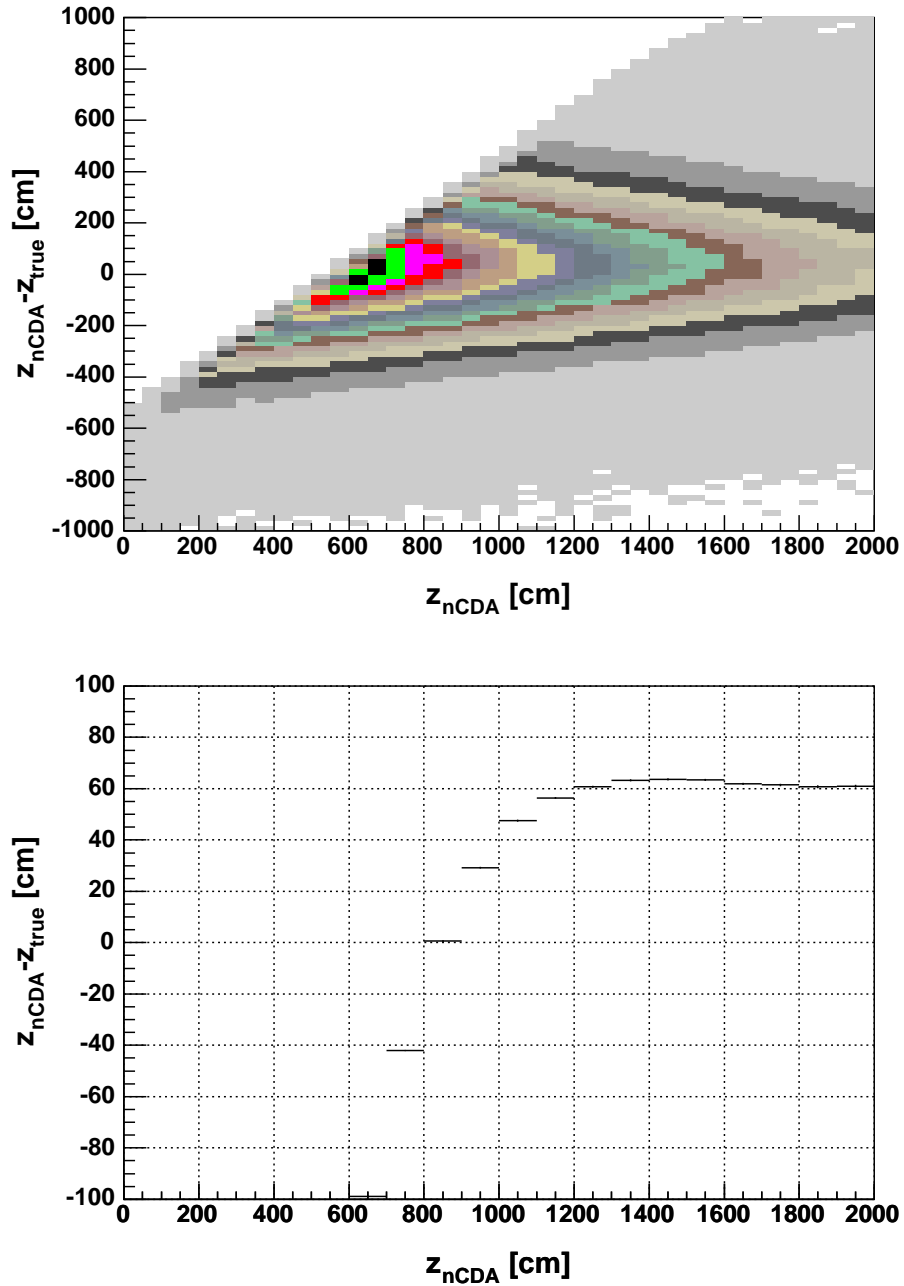
beide Vertices gegen die rekonstruierte Koordinate z aufgetragen (Abb. 5.7 und Abb. 5.8). Auffällig ist, dass sich die Differenz für den neutralen CDA-Vertex mit zunehmendem z im Bereich zwischen 1200 cm und 2000 cm nicht bei 0, sondern bei $\Delta z = (61, 1 \pm 0, 2)$ cm stabilisiert. Im Gegensatz dazu pendelt sich der neutrale Vertex ab $z = 1400$ cm auf einen Wert von $\Delta z = (0, 1 \pm 0, 2)$ cm ein. Die Verschiebung in Abb. 5.5 ist auf die Bereiche unterhalb von $z = 1200$ cm zurückzuführen. Da die Generierung der Ereignisse bei $z_{\text{true}} = 550$ cm beginnt, gibt es in diesem unteren Bereich mehr Ereignisse, bei denen der Vertex weiter vom Detektor entfernt rekonstruiert wird als umgekehrt.

Warum der neutrale CDA-Vertex im Mittel näher zum Detektor rekonstruiert wird, ist bisher unverständlich. Neben der besseren Auflösung ergibt sich für den neutralen Vertex ein konsistenteres Bild, weswegen dieser Vertex zur Bestimmung der Lebensdauer verwendet wird.

5.5 Vergleiche zwischen simulierten und gemessenen Ereignissen

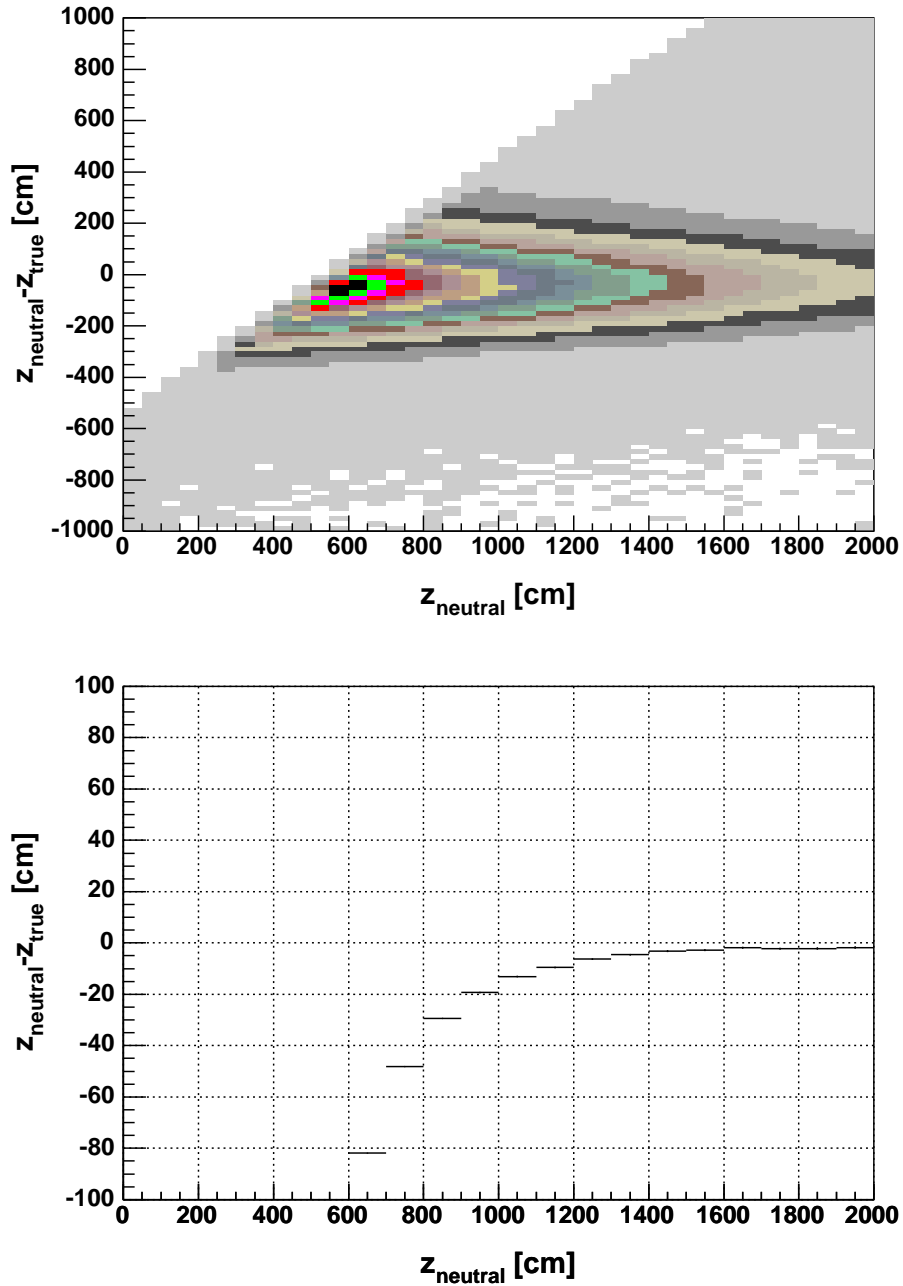
In diesem Unterkapitel werden einige Vergleiche zwischen gemessenen und simulierten Daten angestellt, um die Qualität der Simulation zu überprüfen. Die Verteilungen der simulierten Daten wurden dabei auf die Anzahl der gemessenen

Abbildung 5.7 Die Differenz zwischen rekonstruierten und wahren z -Komponenten des neutralen CDA-Vertex über der rekonstruierten z -Komponente bei simulierten Daten. In der unteren Abbildung ist das Profil der 3D-Darstellung dargestellt. Es zeigt sich, dass sich die Differenz über der rekonstruierten z -Komponente im Mittel bei 60 cm stabilisiert.



5.5 Vergleiche zwischen simulierten und gemessenen Ereignissen

Abbildung 5.8 Die Differenz zwischen rekonstruierten und wahren z -Komponenten des neutralen Vertex über der rekonstruierten z -Komponente bei simulierten Daten. In der unteren Abbildung ist das Profil der 3D-Darstellung dargestellt. Im Vergleich mit dem neutralen CDA-Vertex in Abb. 5.7 zeigt sich im Mittel eine Stabilisierung der Rekonstruktion der z -Komponente des Vertex bei den wahren Werten.



5 Die Monte-Carlo-Simulation

Ereignisse herunterskaliert.

In Abb. 5.9 sind die aus den Vierervektoren von Proton und π^- bzw. der beiden Photonen rekonstruierten invarianten Massen aufgetragen. Die Mittelwerte der Verteilungen stimmen recht gut überein. Die Masse des π^0 liegt in den gemessenen Daten etwa $0,1 \text{ MeV}/c^2$ höher als die Masse in der Simulation. Es besteht jedoch eine Differenz zum Literaturwert von $0,5 \text{ MeV}/c^2$ für die simulierten und $0,6 \text{ MeV}/c^2$ für die gemessenen Daten. Dies ist eine Folge der Verschiebung des zur Rekonstruktion verwendeten neutralen CDA-Vertex [Koc98]. Die zusätzliche Verschiebung von $0,1 \text{ MeV}/c^2$ bei gemessenen Daten geht auf die durch Proton und π^- ausgelösten hadronischen Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter zurück. Um den Effekt klein zu halten, wird gefordert, dass der Abstand von Spuren zu elektromagnetischen Schauern mindestens 40 cm betragen muss. Ganz unterdrücken lässt sich der Effekt wegen der großen Ausdehnung hadronischer Schauer allerdings nicht.

Die aus den Vierervektoren von Λ und π^0 gebildete invariante Masse (Abb. 5.10), die der Ξ^0 -Masse entsprechen muss, lässt sich im Rahmen des statistischen Fehlers zu dem in der Simulation verwendeten Literaturwert rekonstruieren. Die aus den Daten rekonstruierten Massen sind analog zur π^0 -Masse leicht zu höheren Werten hin verschoben. Die Anpassung einer Gaußfunktion ergibt die Werte von $M_{\Xi^0} = (1315,21 \pm 0,001) \text{ MeV}/c^2$ für die simulierten und $M_{\Xi^0} = (1315,62 \pm 0,005) \text{ MeV}/c^2$ für die gemessenen Daten.

Unterschiedliche Auflösungen von gemessenen und simulierten Daten zeigen sich auch in der Lage des Energieschwerpunkts (Abb. 5.11). Die asymmetrische Form der y -Koordinate ist eine Folge der leichten Strahlneigung des Experiments.

Gute Übereinstimmungen zwischen gemessenen und simulierten Daten zeigen sich beim Vergleich der Auftreffpositionen der geladenen Zerfallsprodukte auf die einzelnen Driftkammern. Exemplarisch für alle Kammern sind in Abb. 5.12, 5.13, 5.14 und 5.15 die Auftreffpositionen auf die erste und die letzte Driftkammer dargestellt.

Wie beim Energieschwerpunkt zeigt sich auch in diesen Verteilungen die Asymmetrie der Strahlführung. Die Protonen, die den größten Anteil des Λ -Impulses – also auch des Ξ^0 -Impulses – tragen, treffen bei positiven y -Positionen, also oberhalb der Symmetrieachse des Experiments und nah am Strahlrohr auf. Entsprechend findet man die π^- bevorzugt bei negativen y -Positionen und wegen der geringeren Masse breiter verteilt. Die geometrischen Parameter des Experiments werden in der Simulation sehr gut abgebildet.

5.5 Vergleiche zwischen simulierten und gemessenen Ereignissen

Abbildung 5.9 Die invarianten $p\pi^-$ - und $\gamma\gamma$ -Massen.

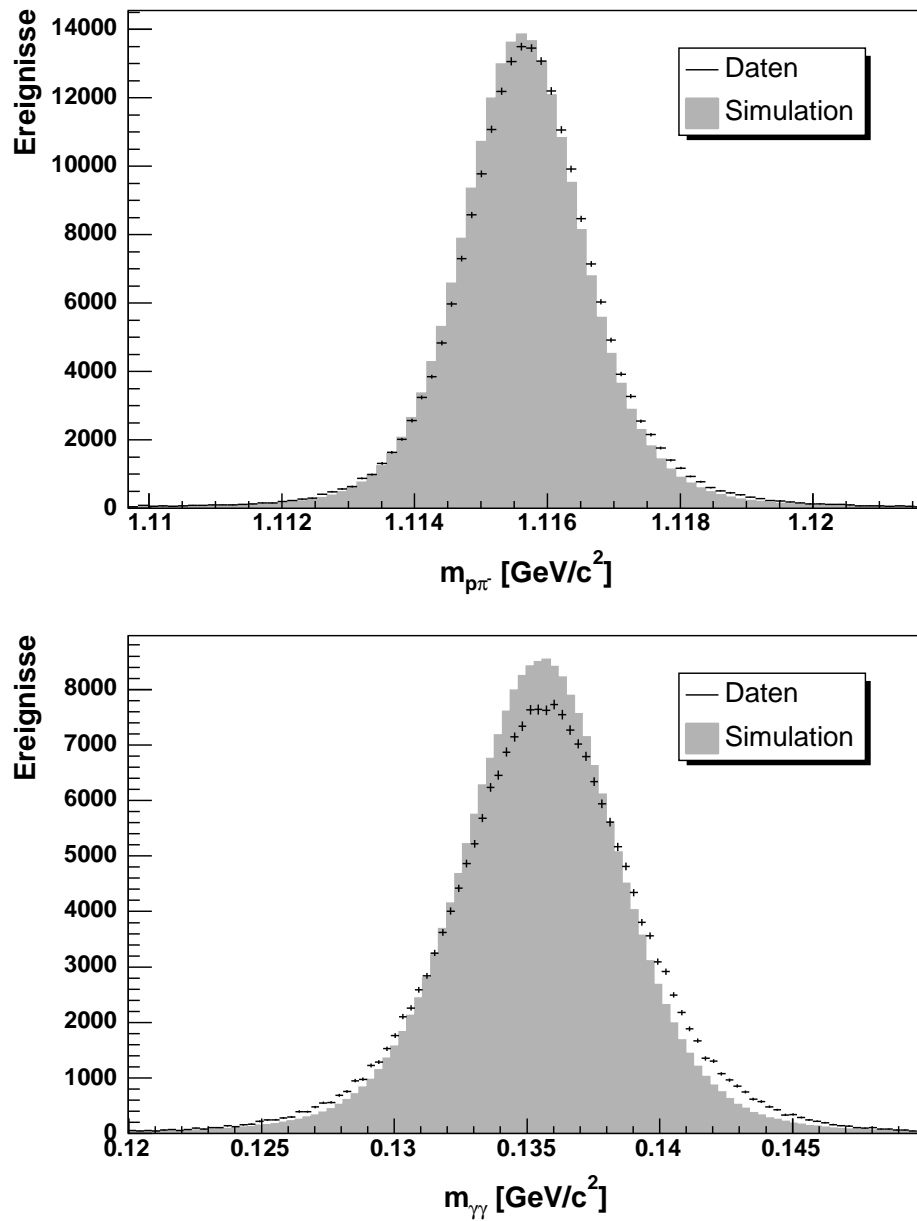
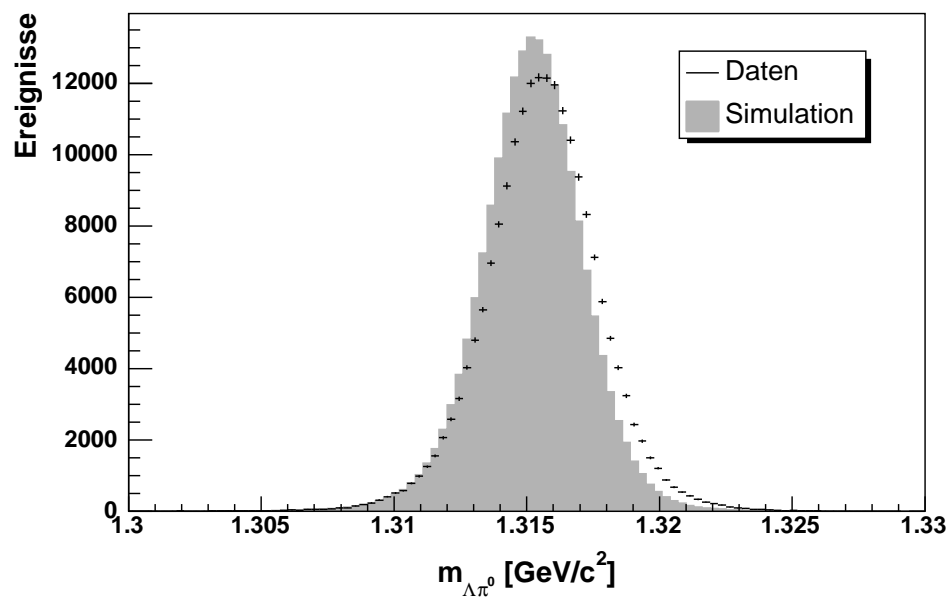


Abbildung 5.10 Vergleich der invarianten $\Lambda\pi^0$ -Masse.



5.5 Vergleiche zwischen simulierten und gemessenen Ereignissen

Abbildung 5.11 Die horizontale (x) und vertikale (y) Energieschwerpunktverteilung am elektromagnetischen Kalorimeter.

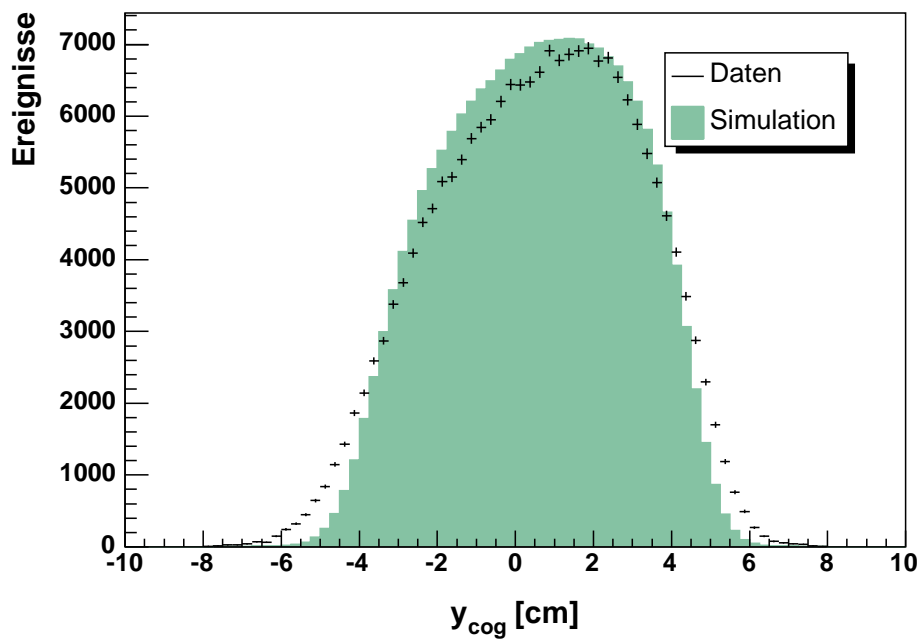
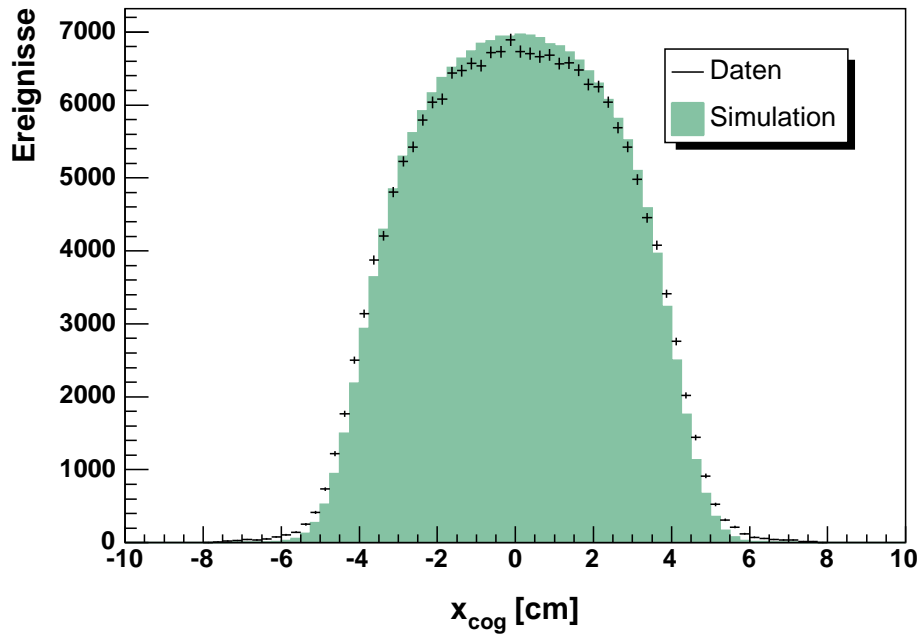
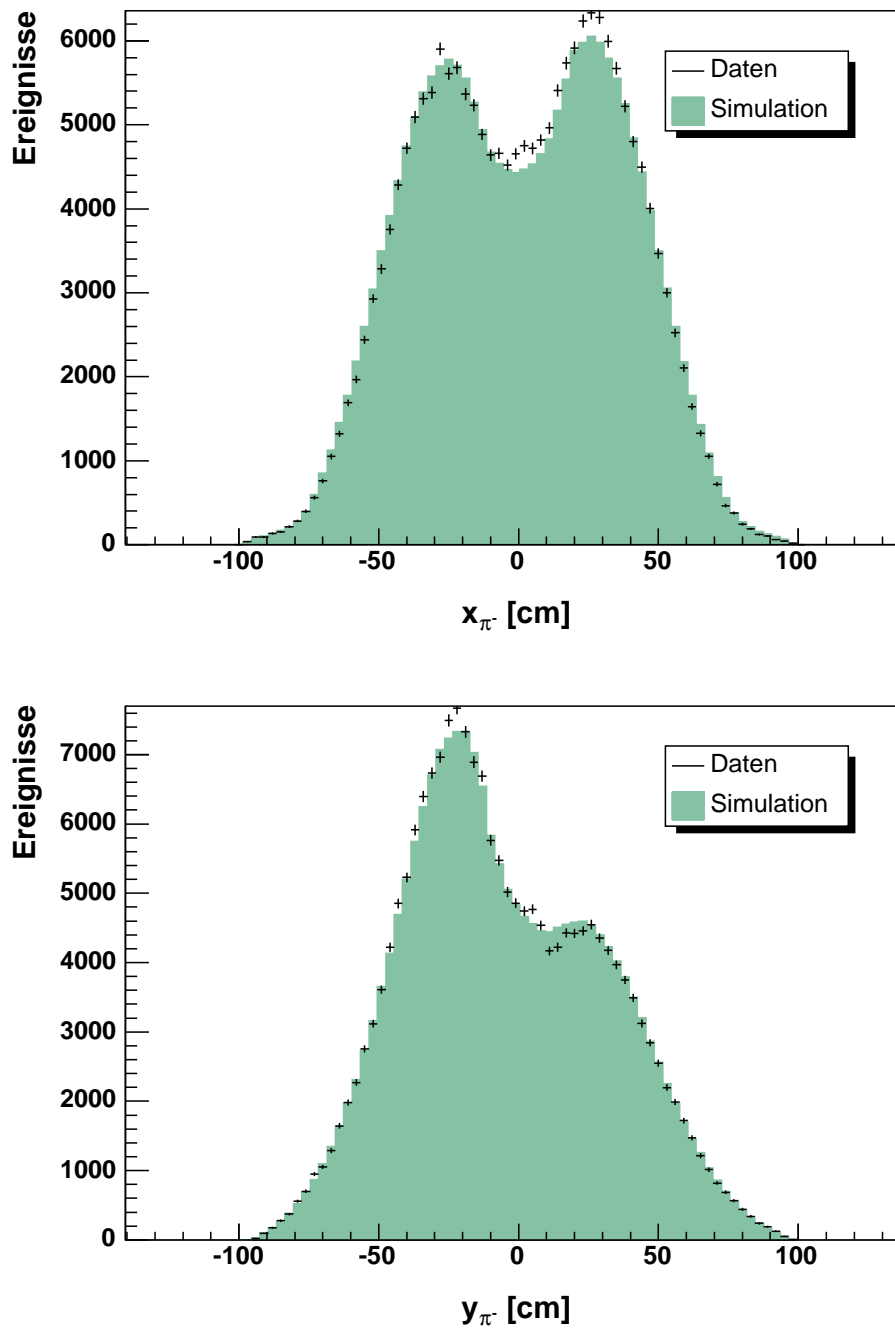


Abbildung 5.12 Die Auftreffpositionen der π^- auf die erste Driftkammer.



5.5 Vergleiche zwischen simulierten und gemessenen Ereignissen

Abbildung 5.13 Die Auftreffpositionen der Protonen auf die erste Driftkammer.

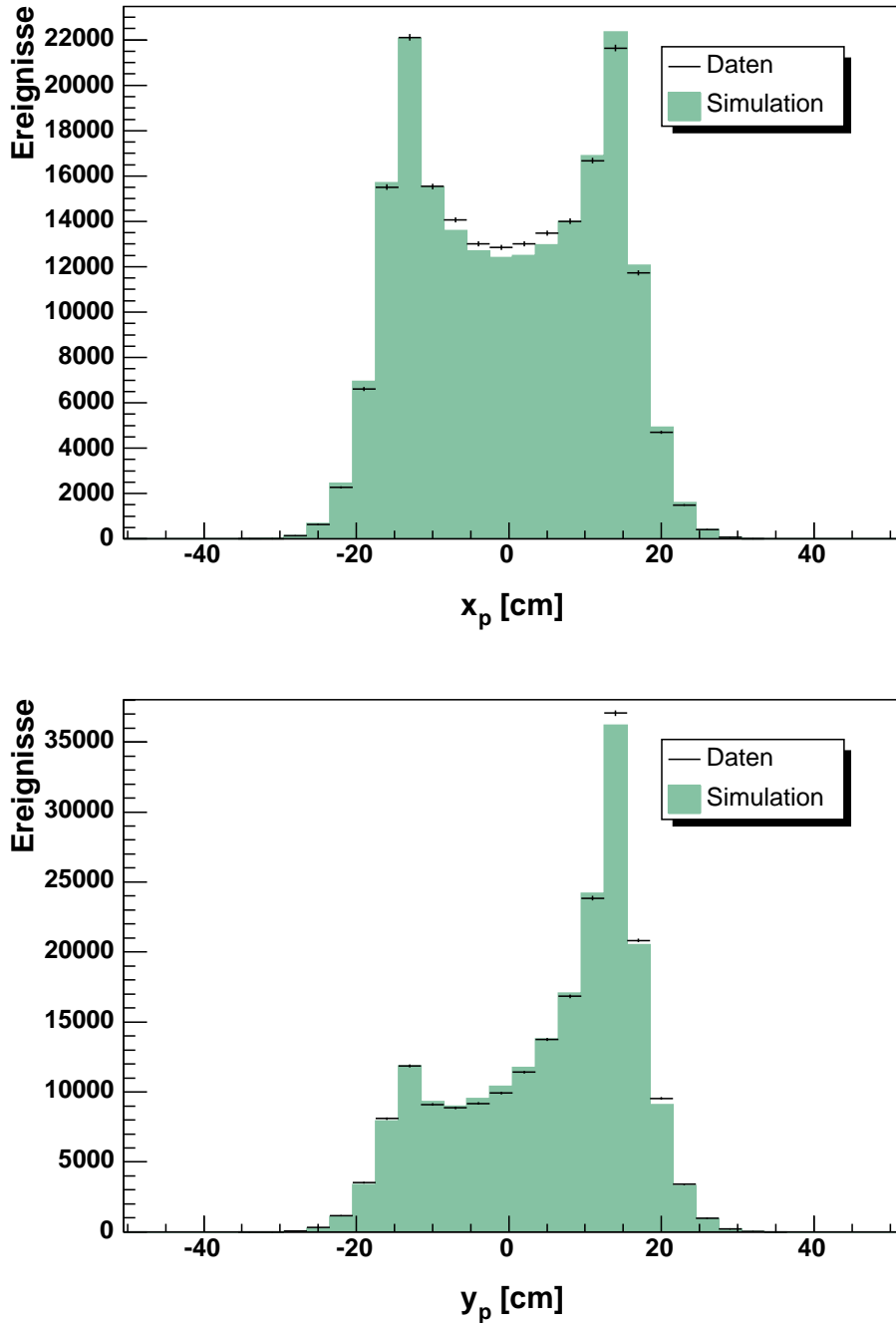
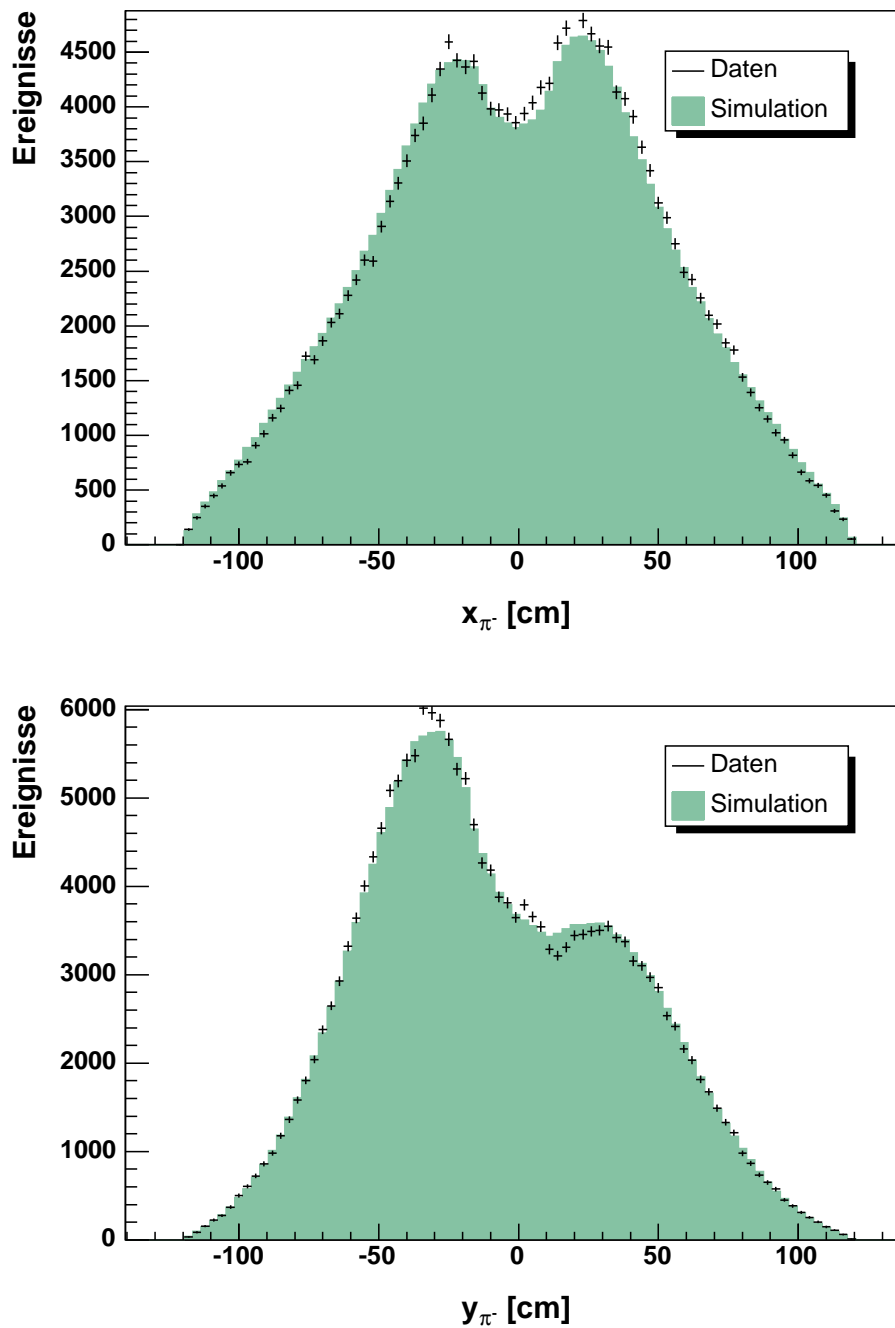
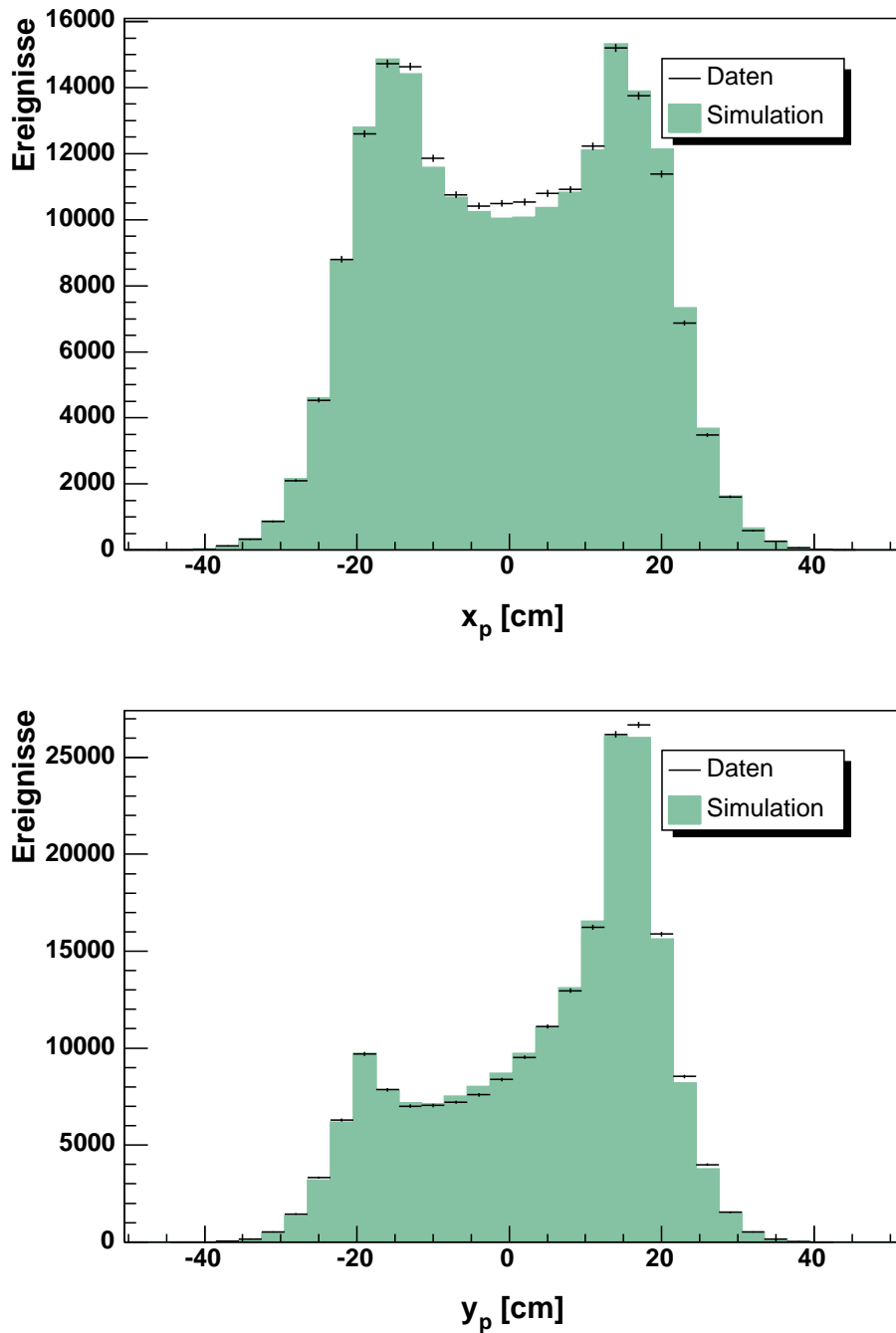


Abbildung 5.14 Die Auftreffpositionen der π^- auf die letzte Driftkammer.



5.5 Vergleiche zwischen simulierten und gemessenen Ereignissen

Abbildung 5.15 Die Auftreffpositionen der Protonen auf die letzte Driftkammer.



5 *Die Monte-Carlo-Simulation*

6 Die Ergebnisse der Messungen

Im ersten Abschnitt wird das Ergebnis der Messung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons vorgestellt. Der zweite Abschnitt erläutert, auf welche Weise die systematische Ungenauigkeit für diese Messung bestimmt wurde. Der darauf folgende Abschnitt 6.3 stellt das Ergebnis und die Schwierigkeiten der Kontrollmessung unter Verwendung des neutralen CDA-Vertex dar. Daran anschließend wird das Ergebnis einer Messung der Lebensdauer des $\bar{\Xi}^0$ -Hyperons gegeben. Das Kapitel schließt mit einer Kontrollmessung der Lebensdauer der sekundären, d.h. aus dem Zerfall der Ξ^0 entstandenen Λ -Hyperonen.

6.1 Messung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons

Nachdem die relevanten Ereignisse aus den gemessenen Daten selektiert werden konnten und ein Vergleichsdatensatz generiert wurde, lässt sich eine Bestimmung der mittleren Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons – wie in Kapitel 3 diskutiert – durch die Anpassung von Exponentialfunktionen an die Quotienten der gemessenen und simulierten Lebensdauerverteilungen durchführen.

Als untere Grenze für die Anpassung der Exponentialfunktion wurde ein Abstand von $t_{\min} = 500\text{cm}/(c\gamma) + 0,7 \cdot \tau_{\text{MC}}$ festgelegt, um einen sicheren Abstand zum Kollimator zu haben und Effekte von leicht unterschiedlicher Vertexpaauflösung zwischen gemessenen und simulierten Daten auszuschließen. Die obere Grenze wurde dynamisch dergestalt angepasst, dass der Bereich, in dem in der Daten- oder Monte-Carlo-Lebensdauerverteilung weniger als 20 Ereignisse pro Zeitintervall zu finden waren, ausgeschlossen war, damit genügend Ereignisse für die Anwendung von Gaußstatistik zur Verfügung stehen. Dies reduziert die Statistik der gemessenen Daten auf 107065 Ereignisse, die letztendlich für die Messung der Lebensdauer genutzt werden. Abb. 6.1 zeigt die Lebensdauerverteilungen aus gemessenen und simulierten Daten und Abb. 6.2 die Quotienten der Lebensdauerverteilungen mit den Anpassungsgrenzen und den entsprechenden Exponentialfunktionen.

Die Ergebnisse der einzelnen Kurvenanpassungen sind in Abb. 6.3 eingezeichnet. Der Mittelwert für die relative Abweichung der gemessenen Lebensdauer von der bei der Simulation verwendeten ($\tau_{\text{MC}} = 2,90 \cdot 10^{-10}$ s) liegt bei $(+4,99 \pm 0,50_{\text{stat}})\%$, was einer mittleren Lebensdauer von $(3,045 \pm 0,015_{\text{stat}}) \cdot 10^{-10}$ s entspricht.

6 Die Ergebnisse der Messungen

Abbildung 6.1 Die Lebensdauerverteilungen aus gemessenen und simulierten Daten in den verwendeten zehn Energieintervallen zwischen 75 GeV und 175 GeV.

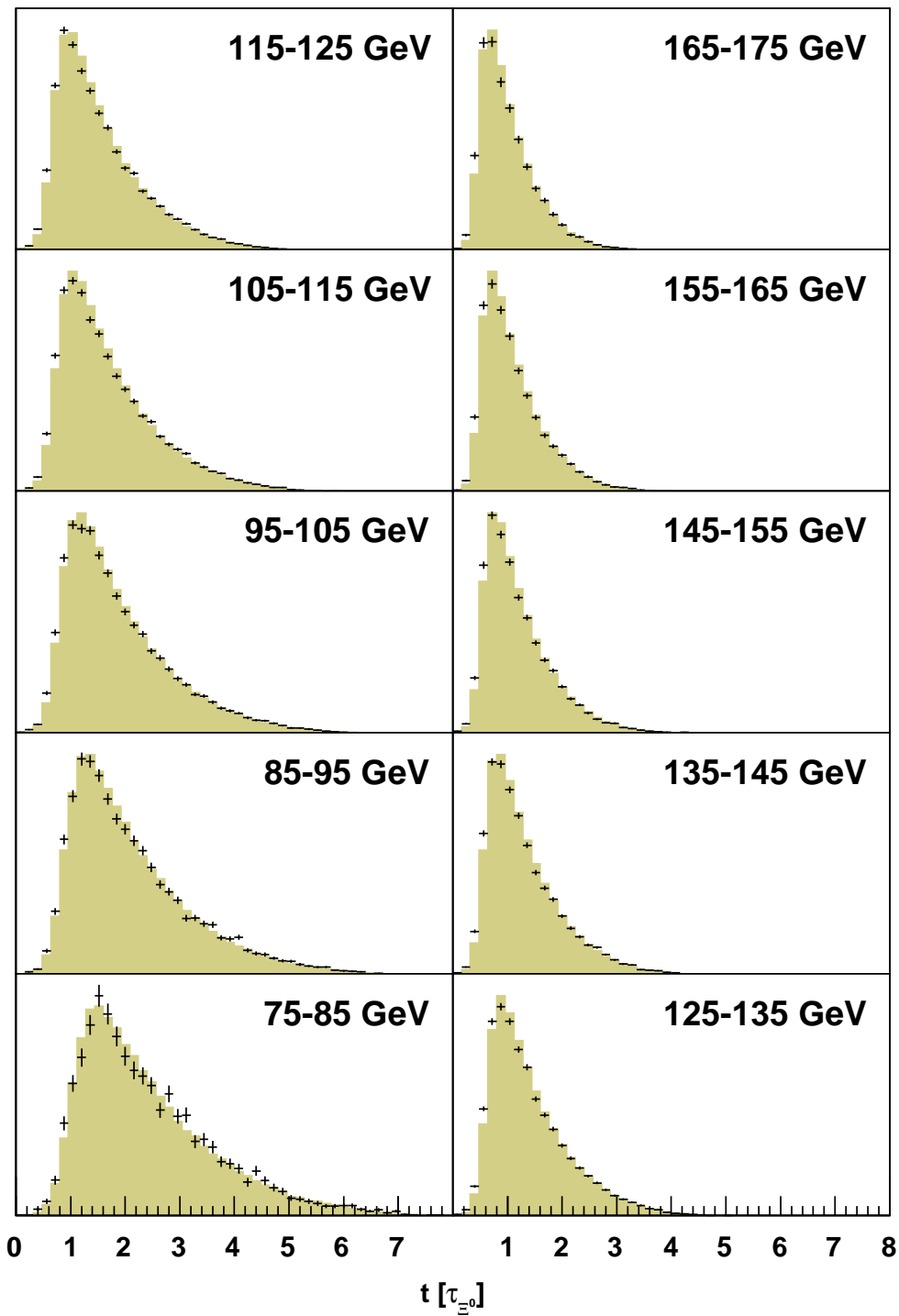


Abbildung 6.2 Quotienten der Lebensdauererwartungen mit angepassten Exponentialfunktionen und deren Anpassungsgrenzen.

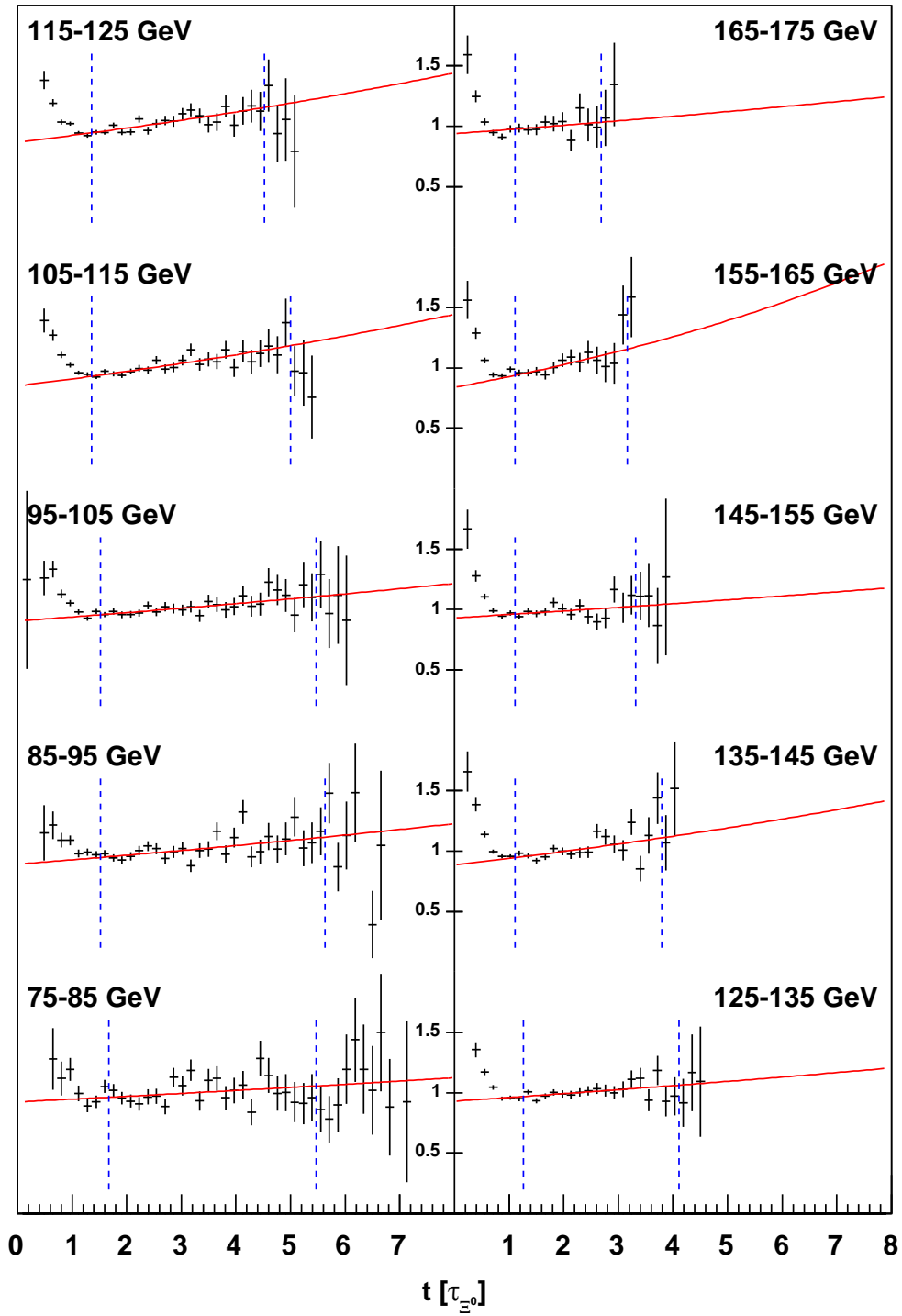
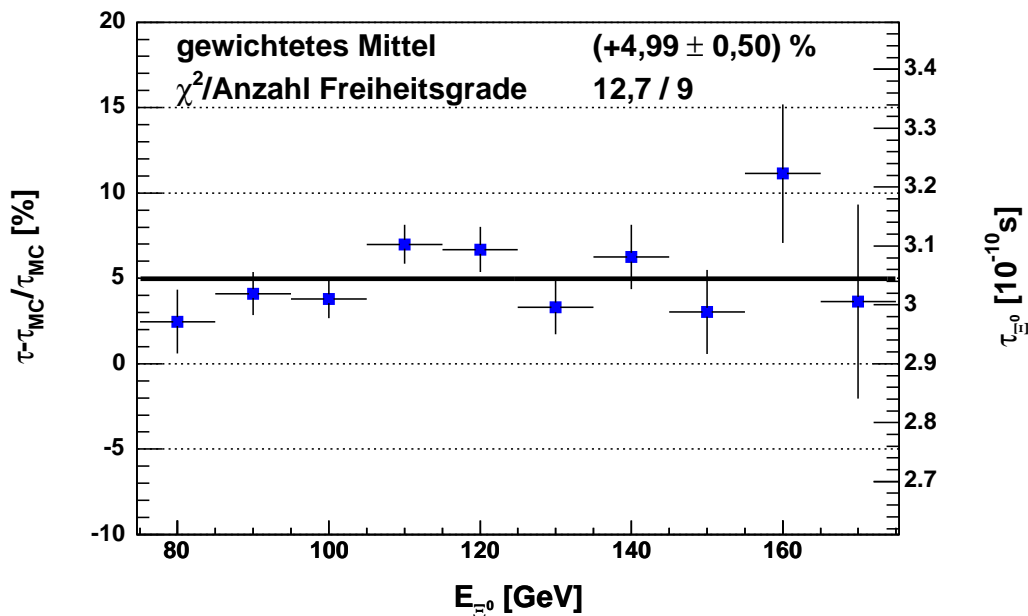


Abbildung 6.3 Die Ergebnisse der Kurvenanpassungen in den einzelnen Energieintervallen und der gemittelte Wert.



6.2 Untersuchungen zur Bestimmung des systematischen Fehlers

Das in Abschnitt 6.1 vorgestellte Ergebnis wurde auf verschiedene systematische Unsicherheiten untersucht, auf die in den folgenden Unterabschnitten eingegangen wird. Geometrische Unsicherheiten, wie das Verhalten bei unterschiedlichen Polaritäten des Spektrometermagnetfeldes oder die Unkenntnis der genauen Polarisation der erzeugten Ξ^0 , können indirekt, nämlich über unterschiedliche geometrische Akzeptanzen, das Ergebnis verfälschen. Die Unsicherheiten bei der Messung der Energie oder der Auftreffpunkte der Photonen auf das elektromagnetische Kalorimeter hingegen wirken direkt auf das Ergebnis ein. Indirekte Auswirkungen können auch die zur Auswahl der Ereignisse angewandten Selektionskriterien haben.

6.2.1 Abhängigkeit des Ergebnisses von räumlichen Symmetrien

Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ ist asymmetrisch, d.h. bezogen auf den Spin des Ξ^0 wird das Λ in eine Vorzugsrichtung emittiert. Der Parameter zur Angabe einer Zerfallsasymmetrie ist $\alpha = (1 - \cos \Theta)$, wobei Θ der eingeschlossene Winkel zwischen dem Spin des Ξ^0 und der Flugrichtung des entstehenden Λ ist. Der Weltmittelwert dieses Parameters für den hier gegebenen Zerfall ist $\alpha = (-0,411 \pm 0,022)$

6.2 Untersuchungen zur Bestimmung des systematischen Fehlers

[PDG04] mit dem Hauptbeitrag $\alpha^{\text{Handler}} = (-0,405 \pm 0,011)$ aus [Han82]. Da die Ξ^0 durch die Art ihrer Erzeugung teilweise eine Polarisation aufweisen, wäre es möglich, dass ein Umpolen des Spektrometermagnetfeldes sich in unterschiedlichen geometrischen Akzeptanzen und somit in unterschiedlichen Werten bei der Messung der mittleren Lebensdauer niederschlägt.

Die Untersuchungen wurden dergestalt durchgeführt, dass die Daten für unterschiedliche Magnetfeldpolaritäten separat behandelt wurden. Es wurde je ein Ergebnis für positive und negative Magnetpolarität ermittelt, wobei unter „positiv“ bzw. „negativ“ das Vorzeichen des zur Magnetfelderzeugung fließenden Stroms verstanden werden soll, wie es in den Messdaten angegeben ist. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.4 angegeben. Die beiden Ergebnisse, die statistisch vollkommen unabhängig sind, weichen im Rahmen der statistischen Ungenauigkeit nicht voneinander ab, so dass kein Indiz für einen systematischen Fehler vorliegt.

Die beiden Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Abbildung 6.4 Die Ergebnisse der Lebensdauermessungen für positive bzw. negative Polung des Spektrometermagneten.

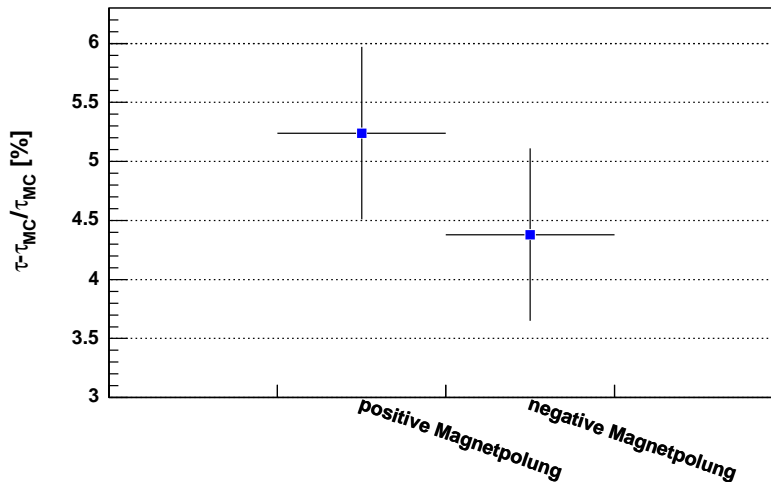


Tabelle 6.1 Lebensdauermessung für die beiden Polaritäten des Spektrometermagneten.

Polarität	$(\tau - \tau_{MC}) / \tau_{MC}$
+	$(5,24 \pm 0,73)\%$
-	$(4,38 \pm 0,73)\%$

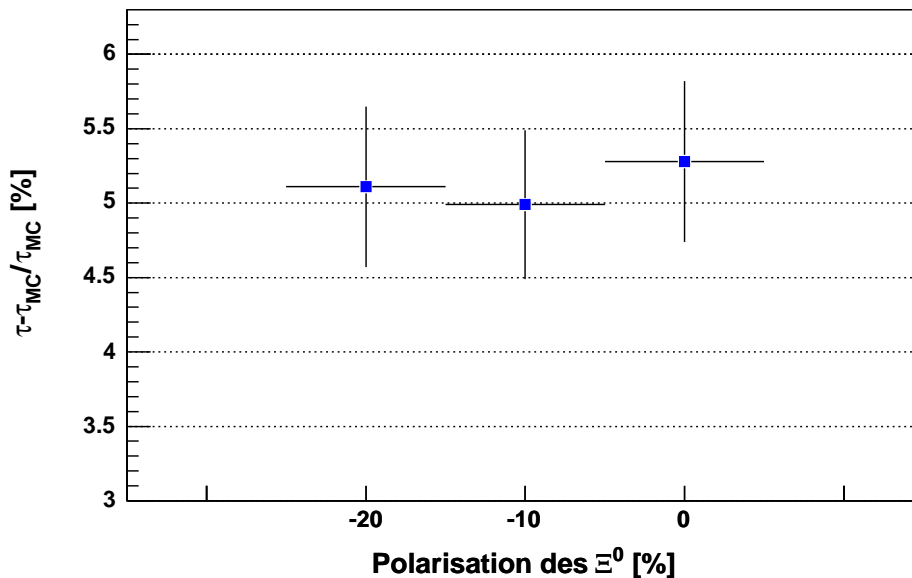
Wie schon im Abschnitt 6.2.1 erwähnt, entstehen bei der Erzeugung von Hyperonen durch einen auf Materie gelenkten Protonstrahl teilweise polarisierte Hyperonen. Diese Polarisation ist abhängig vom Winkel zwischen dem auftreffenden

6 Die Ergebnisse der Messungen

Protonstrahl und dem ausgehenden Hyperonstrahl. Bei der Simulationssoftware des NA48-Experiments wird – motiviert durch theoretische Überlegungen und Erfahrungswerte von anderen Experimenten[Erw99] – davon ausgegangen, dass die erzeugten Ξ^0 zu -10% polarisiert sind, d.h. die Polarisation zeigt in die dem Normalenvektor, der aus dem Kreuzprodukt von Protonen- und Hyperonenrichtung gebildet wird, entgegengesetzte Richtung. Eine experimentelle Bestätigung dieses Wertes für das NA48/1-Experiment steht noch aus.

Die systematische Betrachtung wurde dergestalt durchgeführt, dass zwei simulierte Datensätze erzeugt wurden, von denen einer keine Polarisation und der andere eine Polarisation von -20% aufwies. Der wahre Wert für die Polarisation dürfte sich innerhalb dieses Intervalls befinden. Zudem sollte untersucht werden, ob sich in der Bestimmung der mittleren Lebensdauer ein Trend abzeichnen würde, der eine Abhängigkeit von der Polarisation anzeigen könnte. Bei der Ermittlung der mittleren Lebensdauer wurde der bisherige simulierte Vergleichsdatensatz mit -10% polarisierten Ξ^0 durch die beiden neu erzeugten Datensätze ersetzt und zwei weitere Werte für eine mittlere Lebensdauer nach der beschriebenen Methode ermittelt. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

Abbildung 6.5 Die Ergebnisse der Lebensdauermessungen für verschiedene simulierte Polarisationen des Ξ^0 .



Die Unsicherheiten sind korreliert, da der Datensatz der gemessenen Daten für alle drei Messungen der gleiche ist. Bei den beiden simulierten Datensätzen für Polarisationen von 0% und -20% wurden aus Rechenzeit- und Speicherplatzgründen um den Faktor 5 kleinere Mengen an Ereignissen generiert als bei dem für die eigentliche Messung verwendeten Datensatz, so dass bei diesen Datensätzen

Tabelle 6.2 Lebensdauerermessung für unterschiedliche Ξ^0 -Polarisationen.

Polarisation	$(\tau - \tau_{MC})/\tau_{MC}$
0%	$(5,28 \pm 0,54)\%$
-10%	$(4,99 \pm 0,50)\%$
-20%	$(5,11 \pm 0,54)\%$

mit ca. 570000 Ereignissen für die Kurvenanpassung verglichen mit den gemessenen Daten nur etwa fünfeinhalbmal so viele Ereignisse zur Verfügung stehen. Bei dem eigentlichen Vergleichsdatensatz mit -10% Polarisation ist das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Daten 1 : 27. Als systematische Unsicherheit wird die halbe Differenz der beiden äußersten Werte, also 0,15% angesetzt. Diese konservative Unsicherheit wird angesetzt, da ein Vergleich der Werte wegen der Korrelation schwierig ist.

6.2.2 Systematische Abhängigkeit von der Messung der Photonenergien

Zur Bestimmung der Lebensdauer werden vor allem die Energien der beiden Photonen aus dem Zerfall des π^0 benötigt. Systematische Abweichungen in der Bestimmung der Energien und Positionen der von den beiden Photonen ausgelösten elektromagnetischen Schauer im Flüssig-Krypton-Kalorimeter sind die Hauptursache für systematische Abweichungen der gesamten Messung. Auf diese systematischen Unsicherheiten soll im Folgenden genau eingegangen werden.

Energieskala

Bei der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analyse führen kleine Abweichungen bei der Energiemessung zu vergleichsweise hohen Schwankungen in der Bestimmung der mittleren Lebensdauer. Um dies zu verdeutlichen, wurden die Energien der beiden Photonen, welche aus dem Zerfall des π^0 stammen, jeweils einmal um ein Promille hoch- bzw. herunterskaliert. Die Ergebnisse der anschließenden Bestimmung der mittleren Lebensdauer sind in Tabelle 6.3 angegeben.

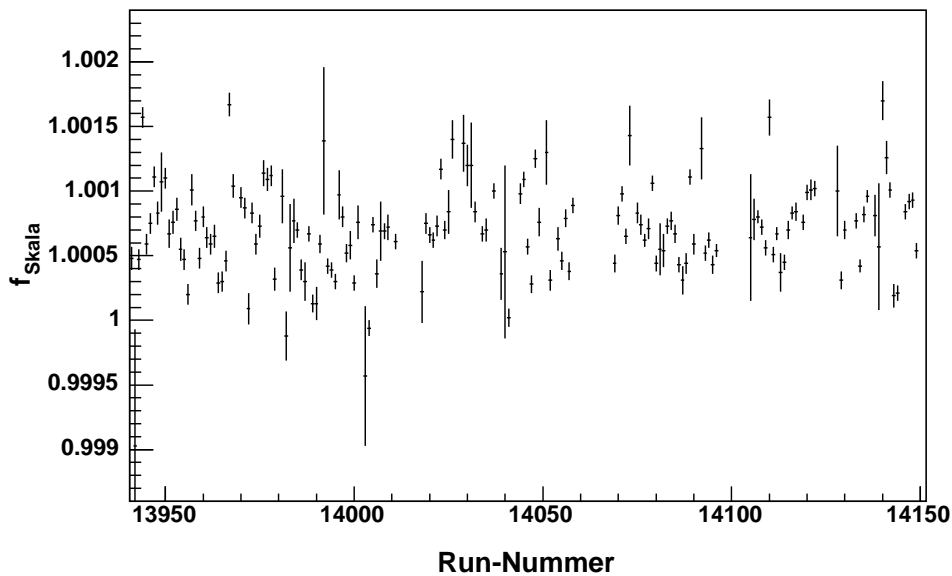
Tabelle 6.3 Lebensdauerermessungen, bei denen die Energien der Photonen jeweils um 0,1% hoch- bzw. 0,1% herunterskaliert wurden.

Skalierung der gemessene Photonenergie	$(\tau - \tau_{MC})/\tau_{MC}$
1,001	$(4,52 \pm 0,50)\%$
0,999	$(5,17 \pm 0,50)\%$

6 Die Ergebnisse der Messungen

Es zeigt sich, dass eine Skalierung der Photonenenergie um 0,1% zu einer Abweichung der ermittelten Lebensdauer von 0,5% führen kann. Für die angepeilte Genauigkeit der Messung von 1% muss die Energieskala von gemessenen und simulierten Daten im Promillebereich übereinstimmen. Es muss gewährleistet sein, dass ein in zwei Photonen zerfallenes π^0 einer bestimmten Energie sowohl in den gemessenen als auch den simulierten Daten an der selben Zerfallsposition rekonstruiert wird. Diese Skalierung wurde durch den Vergleich der Position der ansteigenden Flanke der Vertexverteilungen zwischen simulierten und gemessenen Daten des Zerfalls $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ bestimmt [Wan04]. Das Verfahren und die Anpassungsfunktion entsprechen der Bestimmung der Vertexauflösung in Abschnitt 5.4, wobei nicht die Auflösung σ , sondern der Offset z_0 die entscheidende Größe darstellt. Die Energie eines der beiden Datensätze wird um einen bestimmten Faktor f_{Skala} skaliert, so dass die Offsetposition von gemessenen und simulierten Daten übereinstimmen. Die Skalierungsfaktoren sind in Abb. 6.6 über den relevanten Runs der Datennahme 2002 aufgetragen.

Abbildung 6.6 Unterschied der Energieskala zwischen gemessenen und simulierten Daten für die Runs 13941 bis 14151. Der gewichtete Mittelwert liegt bei 1,00068, d.h. die Energieskalen unterscheiden sich im Mittel nur um 0,068%.

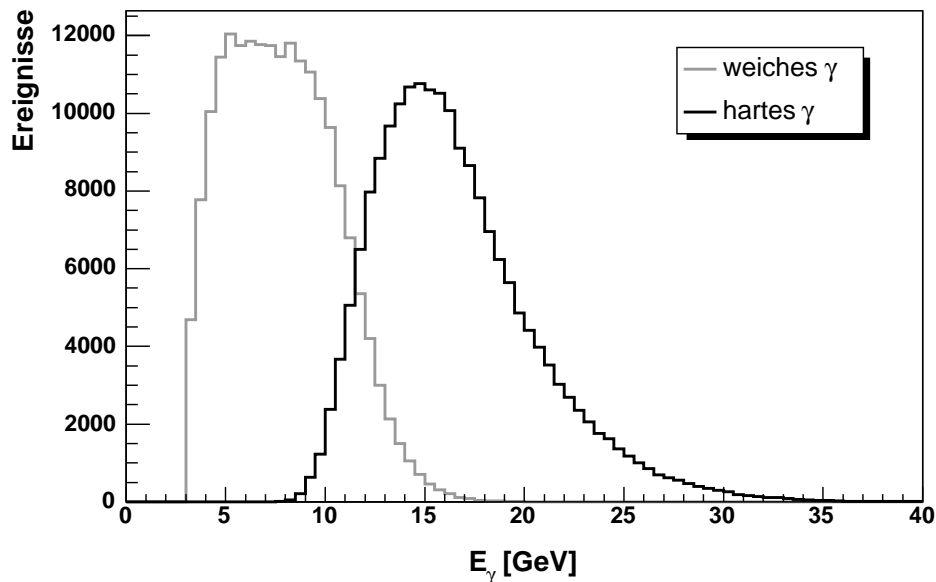


Die Abweichungen liegen im Mittel deutlich unter 0,1%. Aus diesem Grund wird als systematische Unsicherheit für die Energieskala die Hälfte des Abstands der beiden Messungen aus Tabelle 6.3 angesetzt. Die Unsicherheit beträgt damit 0,33%.

Nichtlinearität der Energiemessung

Das elektromagnetische Kalorimeter arbeitet im Bereich unterhalb von 11 GeV nicht mehr linear [Una01]. Da die aus Ξ^0 -Zerfällen entstehenden neutralen Pionen Energien im Bereich zwischen 15 GeV und 40 GeV besitzen, liegen die Energien der aus den Pion-Zerfällen entstehenden Photonen oftmals im kritischen Bereich. In Abb. 6.7 sind die Spektren für das höherenergetische Photon („hartes Photon“) und das niederenergetische Photon („weiches Photon“) aufgetragen. Es zeigt sich, dass 86,5% der weichen Photonen Energien von weniger als 11 GeV besitzen. Bei den harten Photonen sind es immerhin noch 4,2%.

Abbildung 6.7 Spektren der beiden aus dem π^0 -Zerfall emittierten Photonen. Mit den Attributen *hart* bzw. *weich* wird das jeweils höher- bzw. niederenergetischere Photon bezeichnet.



Die Nichtlinearität hatte sich im Zuge von Umstellungen des Auslesevorgangs beim elektromagnetischen Kalorimeter zwischen den Datennahmeperioden von NA48 und NA48/1 verändert, da hierbei die Energieschwelle verändert worden war. 2001 wurden die Nachbarzellen jeder Zelle, deren Energie über 117 MeV lag, ausgelesen. 2002 wurde diese Schwelle auf 233 MeV erhöht.

Die Nichtlinearität der Energiemessung wurde bei der Nachbearbeitung der aufgezeichneten Daten korrigiert, allerdings auf die Weise, die für die 2001 genommenen Daten ermittelt worden war. Die Energien mussten also nachkorrigiert werden. Dabei existieren zwei Korrekturmechanismen, die sich im Analyserahmenprogramm des Experiments in der Routine *user_lkrccalcor_SC* befinden. Der einfache Mechanismus benutzt eine Korrekturfunktion, welche die bereits nach

6 Die Ergebnisse der Messungen

der Methode von 2001 vorkorrigierten Daten nachkorrigiert („Unterschiedskorrektur“). Der zweite Mechanismus enthält eine Korrekturfunktion, die ausgehend von den unkorrigierten Werten eine komplette Korrektur mit Parametern, die speziell für die NA48/1-Datennahme gemessen wurden, durchführt („volle Korrektur“). Die Ergebnisse der Lebensdauerermessung für die beiden Korrekturen sind in Abb. 6.8 aufgetragen und in Tabelle 6.4 angegeben. Zum Vergleich ist in der Grafik der Wert für unkorrigierte Energien eingezeichnet. Zur Bestimmung der Lebens-

Abbildung 6.8 Auswirkungen der Energiekorrekturen auf das Ergebnis der Lebensdauerermessung. Das Ergebnis für vollkommen unkorrigierte Werte wurde nur zum Vergleich eingezeichnet. Zur Messung wurde die volle Korrektur verwendet.

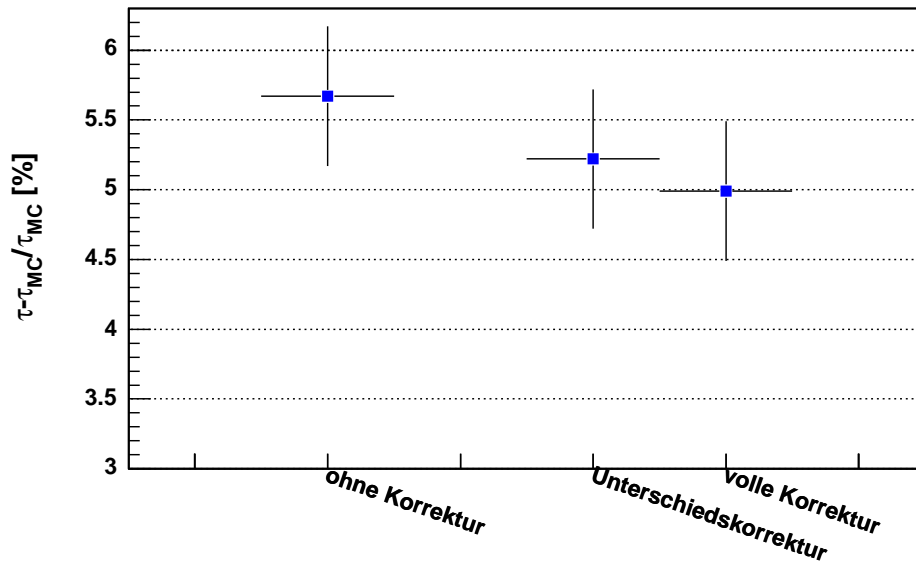


Tabelle 6.4 Lebensdauerermessung für die beiden Energiekorrekturen der Nichtlinearität des Kalorimeters.

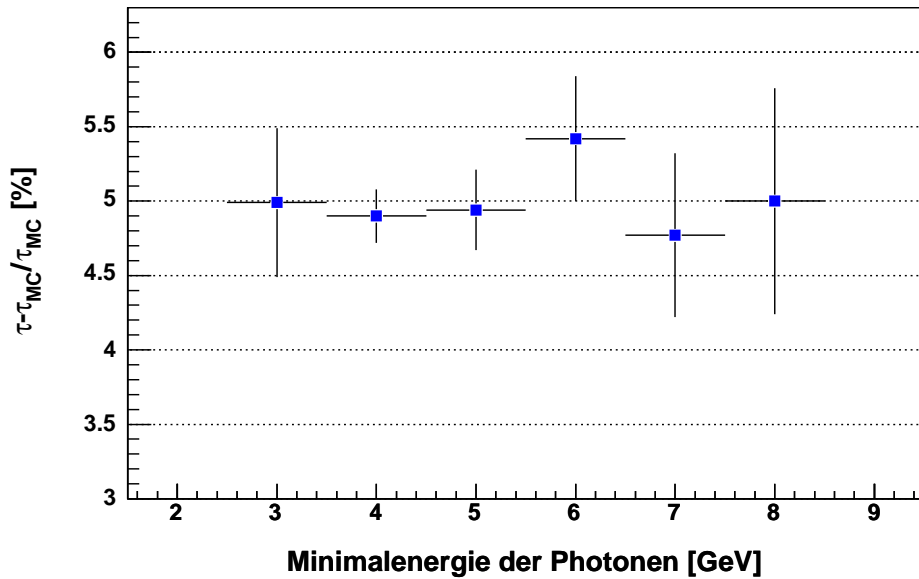
Korrektur	$(\tau - \tau_{MC}) / \tau_{MC}$
Unterschiedskorrektur	$(5,22 \pm 0,50)\%$
volle Korrektur	$(4,99 \pm 0,50)\%$

dauer wird die volle Korrektur verwendet. Als systematische Unsicherheit wird die Differenz der Ergebnisse beider Korrekturen von 0,23% angenommen.

Um zu demonstrieren, dass die korrigierten Nichtlinearitäten keine Auswirkungen mehr auf die Messung haben, wurde die Minimalenergie, welche für die Photonen gefordert wird, systematisch von 3 GeV auf 8 GeV in Schritten von

1 GeV erhöht und die Analyse für die verbleibenden Daten durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Untersuchung finden sich in Abb. 6.9. Die Variation zeigt keinen

Abbildung 6.9 Vergleich der Lebensdauermessungen für verschiedene Minimalenergien der Photonen. Die eigentliche Messung findet sich in dem Wert bei 3 GeV.

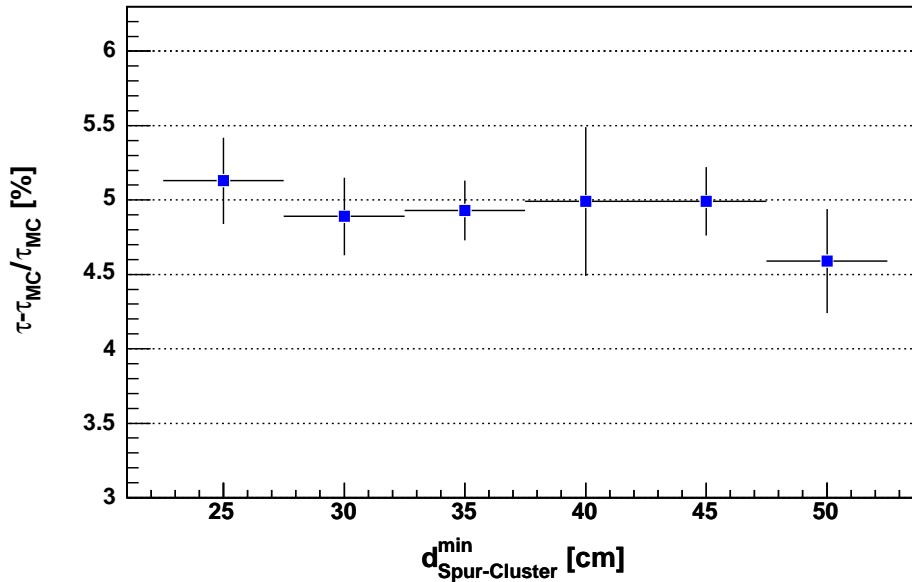


erkennbaren Trend auf. Es ist offensichtlich, dass die Korrektur der Nichtlinearitäten bei der Messung der Photonenenergien erfolgreich war.

Schauerfluktuationen

Eine Verzerrung der Energiemessung der Photonen kann auch dadurch entstehen, dass die als Endprodukte des Kaskadenzerfalls entstehenden Hadronen, das Proton und das π^- , ebenfalls Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter auslösen, welche die Energien der Photonenschauer systematisch erhöhen. Diese hadronischen Schauer zeichnen sich nämlich, verglichen mit elektromagnetischen Schauern, dadurch aus, dass zwar nicht die gesamte Energie im Kalorimeter deponiert wird, die transversale Ausdehnung der Schauer jedoch wesentlich größer ist. Aus diesem Grund wurde ein Mindestabstand zwischen den Auftreffpunkten der beiden Spuren im Kalorimeter und den Positionen der beiden elektromagnetischen Schauer gefordert. Dieser Mindestabstand wurde zur Untersuchung einer systematischen Abhängigkeit zwischen 25 cm und 50 cm variiert. Die Ergebnisse der entsprechenden Messungen sind in Abb. 6.10 aufgeführt. Die Grafik zeigt nur statistische Fluktuationen aber keine systematischen Abweichungen.

Abbildung 6.10 Variation des Mindestabstands zwischen Spuren und Photonen-schauern am elektromagnetischen Kalorimeter. Die eigentliche Messung findet bei einem Mindestabstand von 40 cm statt.



Korrektur der Schauerpositionen

Wie die Korrektur der Photonenergien, so sollte auch die Korrektur der Schauerpositionen einen Einfluss auf die Messung der Lebensdauer haben. Die Messung der Lebensdauer wird durch die Korrektur jedoch nur wenig beeinflusst. Die Werte für die korrigierte und unkorrigierte Messung sind in Tabelle 6.5 und Abb. 6.11 angegeben. Ähnlich wie bei der Energiekorrektur wird als konservative Abschätzung der Abstand der beiden Werte als systematische Unsicherheit betrachtet. Die Korrektur der Schauerposition trägt mit einer systematischen Unsicherheit von 0,26% zur gesamten systematischen Unsicherheit bei.

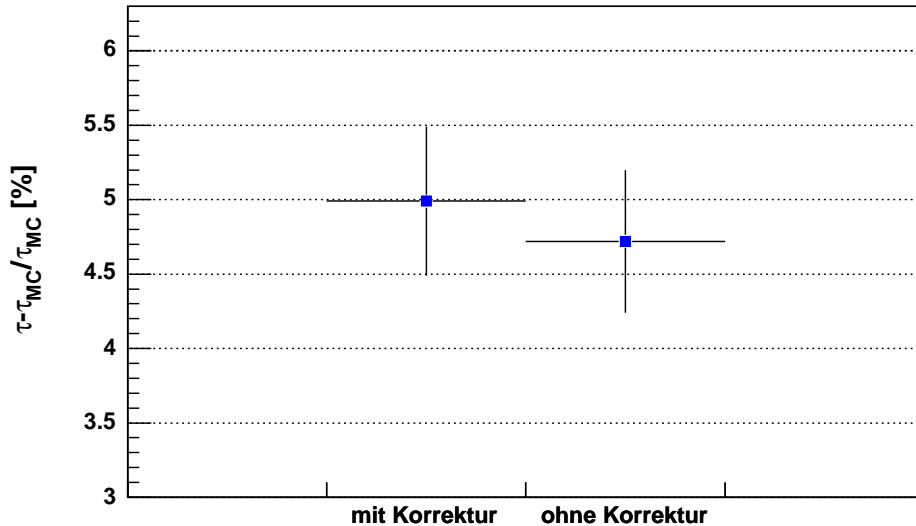
Tabelle 6.5 Lebensdauermessung mit und ohne Korrektur der Positionen der Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter.

	$(\tau - \tau_{\text{MC}})/\tau_{\text{MC}}$
mit Korrektur	$(4,99 \pm 0,50)\%$
ohne Korrektur	$(4,73 \pm 0,48)\%$

Vertextauflösung

Wie bereits in Abschnitt 5.4 festgestellt, stimmen die Vertextauflösungen von simulierten und gemessenen Daten nicht genau überein. Das Verhältnis der

Abbildung 6.11 Die Ergebnisse der Lebensdauermessungen mit und ohne Korrektur der Positionen der Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter.



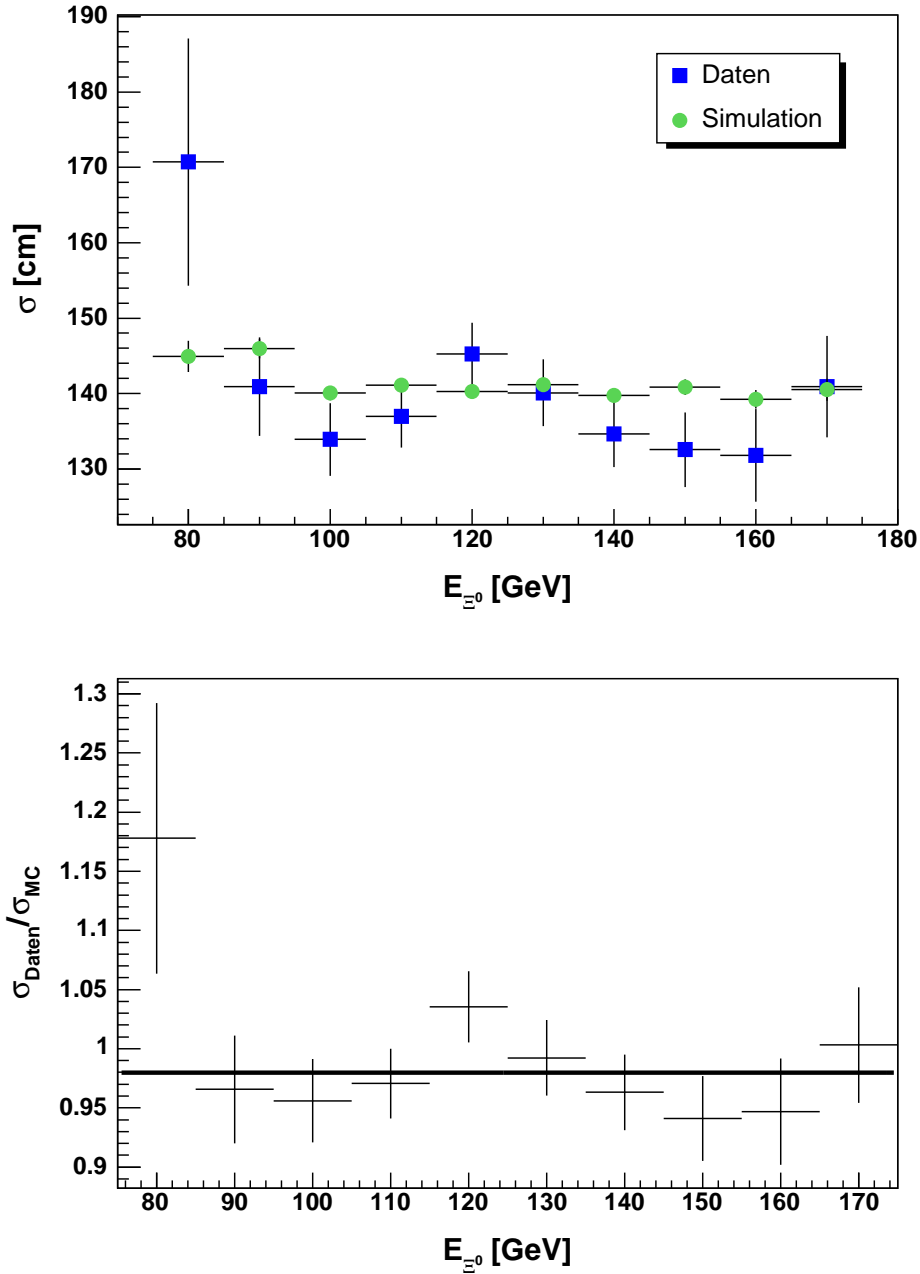
Auflösungen beim neutralen Vertex ist zwar innerhalb der statistischen Ungenauigkeit mit Eins verträglich, trotzdem weichen einzelne Energieintervalle deutlicher ab, was zu einer systematischen Abweichung der Gesamtmessung führen könnte. Durch eine zusätzliche Verschmierung der Vertexauflösung in den simulierten Daten um den Faktor 1,05, was der maximalen Abweichung der Auflösungen in einzelnen Energieintervallen in Abb. 5.4 entspricht, wurde der Abweichungsmittelwert, der oberhalb der 1 lag nach unten verschoben. Abb. 6.12 zeigt die gemessenen Auflösungen und deren Verhältnis nach der Verschlechterung der Auflösung bei den simulierten Daten.

Die Auswirkungen auf die Messung der mittleren Lebensdauer sind klein. Verwendet man die Daten mit der verschlechterten Auflösung als Kontrolldatensatz, so erhält man eine relative Abweichung der gemessenen Lebensdauer von der simulierten um $(4,91 \pm 0,50)\%$. Die systematische Verschiebung beträgt demnach im schlechtesten Fall 0,08%, was als Unsicherheit in den systematischen Gesamtfehler eingeht.

6.2.3 Systematische Abhängigkeiten von den Selektionskriterien

Die systematischen Abhängigkeiten von Selektionskriterien betreffen vor allem solche, die Einfluss auf die geometrische Akzeptanz nehmen, d.h. Geometrieschnitte auf Abstand und Positionen von Spuren und elektromagnetischen Schauern, Einschränkungen der Energieschwerpunkte von Ξ^0 und Λ , sowie der zur Er-

Abbildung 6.12 Auflösung des neutralen Vertex für gemessene und simulierte Daten nach einer zusätzlichen Verbreiterung der Simulationsauflösung.



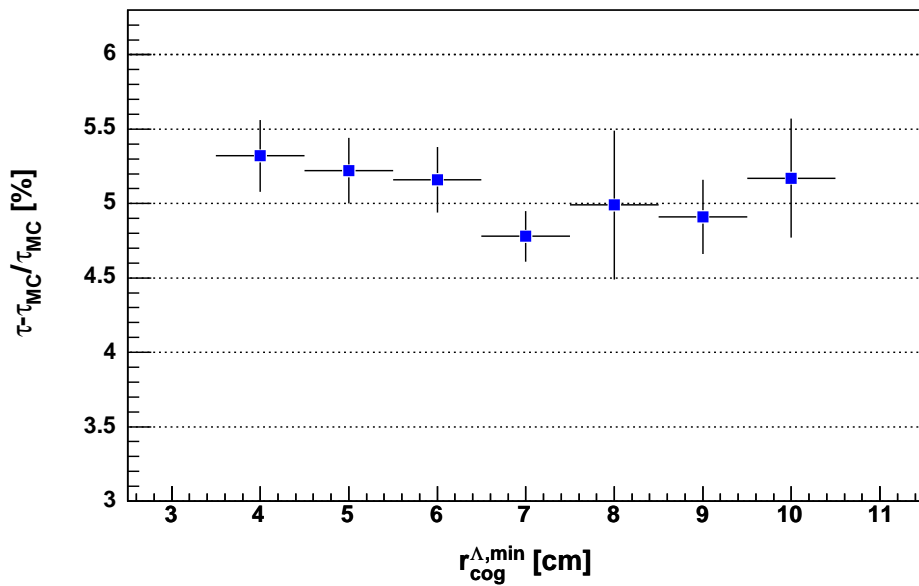
eignisauswahl wichtigen Forderung nach einem Minimum für das Verhältnis der beiden Spurimpulse.

Zur Auswahl von Ereignissen mit sekundären Λ -Hyperonen wurde ein Abstand

6.2 Untersuchungen zur Bestimmung des systematischen Fehlers

des Energieschwerpunkts der beiden Spuren r_{cog}^Λ vom Zentrum des elektromagnetischen Kalorimeters von mindestens 8 cm gefordert. Dieser Mindestabstand wurde zwischen 4 cm und 10 cm variiert. Die Auswirkungen auf die Messung der Lebensdauer sind in Abb. 6.13 festgehalten. Es zeigen sich keine systematischen Abweichungen.

Abbildung 6.13 Die Ergebnisse der Lebensdauermessungen für verschiedene Mindestabstände des Energieschwerpunkts aus beiden Spuren vom Zentrum des elektromagnetischen Kalorimeters. Für die Messung wurde ein Mindestabstand von 8 cm gefordert.

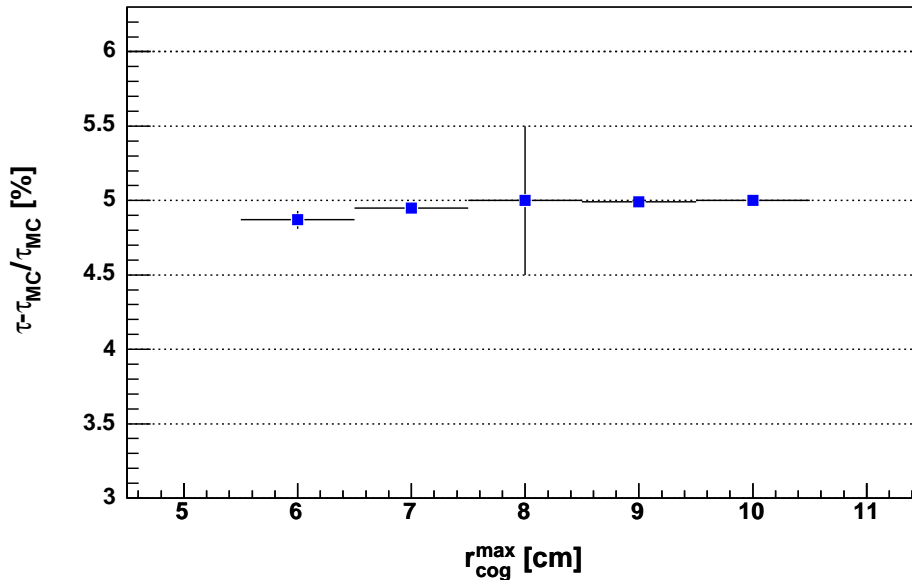


Der Gesamtenergieschwerpunkt am Kalorimeter muss für korrekt rekonstruierte Ereignisse im Zentrum des Kalorimeters liegen. Bei der Ereignisauswahl wurde hier eine Abweichung r_{cog} von höchstens 8 cm zur Symmetrieachse des Experiments zugelassen. Diese Forderung wurde zur Untersuchung systematischer Effekte um jeweils ± 2 cm variiert. Die Ergebnisse der Lebensdauermessungen für die verschiedenen Maximalabstände sind in Abb. 6.14 zusammengefasst.

Es scheint ein leichter Trend zu höheren Werten in der Ermittlung der mittleren Lebensdauer bei weiteren Schnitten auf den Energieschwerpunkt vorzuliegen, so dass eine kleine systematische Unsicherheit von 0,12% angesetzt wird.

Auf Abstände von Spuren wurde im Verlauf der Ereignisauswahl zwei Mal geschnitten: Auf den Abstand jeder Spur zur Strahlachse an allen vier Driftkammern und auf den Abstand der beiden Spuren untereinander an der ersten und der letzten Driftkammer. Bei der Messung der Zerfallsasymmetrie im Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ bestand wegen des geringen Transversalimpulses des Λ eine deutliche Abhängigkeit vom Mindestabstand der Spuren zum Mittelpunkt an der ersten Driftkammer [Sch01]. Aus diesem Grund wurde für die vorliegende Analyse der

Abbildung 6.14 Die Ergebnisse der Lebensdauermessungen für verschiedene transversale Maximalabstände des Energieschwerpunkts vom Zentrum des elektromagnetischen Kalorimeters. Für die Messung wird ein Abstand von höchstens 8 cm gefordert.



Schnitt auf den Mindestabstand zwischen 11 cm und 15 cm in Schritten 0,5 cm variiert (Abb. 6.15).

Bei kleinen Mindestabständen scheint eine systematische Abhängigkeit vorhanden zu sein. Dieser wird durch eine systematische Unsicherheit von 0,27%, die dem Abstand zwischen dem zur Messung verwendeten Wert bei 13 cm und dem Wert bei der größten Abweichung entspricht, Rechnung getragen.

Als letzte systematische Studie bezüglich der Auswahlkriterien wurde der Schnitt auf das minimale Impulsverhältnis p_+/p_- in Schritten von 0,2 von 3,6 auf 4,6 erhöht. Der Trigger schneidet bereits auf ein Verhältnis von mindestens 3,5. Die Analyse zeigt keine signifikante Abhängigkeit vom minimalen Impulsverhältnis.

6.2.4 Systematische Abhängigkeiten von den verwendeten Konstanten

Die zur Bestimmung der Lebensdauer verwendeten Konstanten, z.B. die Masse des π^0 , werden den Tabellen der Particle Data Group [PDG04] entnommen. Da die Werte eine Messungenauigkeit aufweisen, muss untersucht werden, welchen Einfluss diese auf den Messwert der Lebensdauer des Ξ^0 hat. Die Werte werden bei der Generierung der simulierten Daten und bei der Rekonstruktion der Ereignisse verwendet. Am schlechtesten ist die Masse des Ξ^0 bekannt, nämlich mit einer

Abbildung 6.15 Die Ergebnisse der Lebensdauermessungen für verschiedene Mindestabstände der Spuren zum Mittelpunkt der ersten Driftkammer.

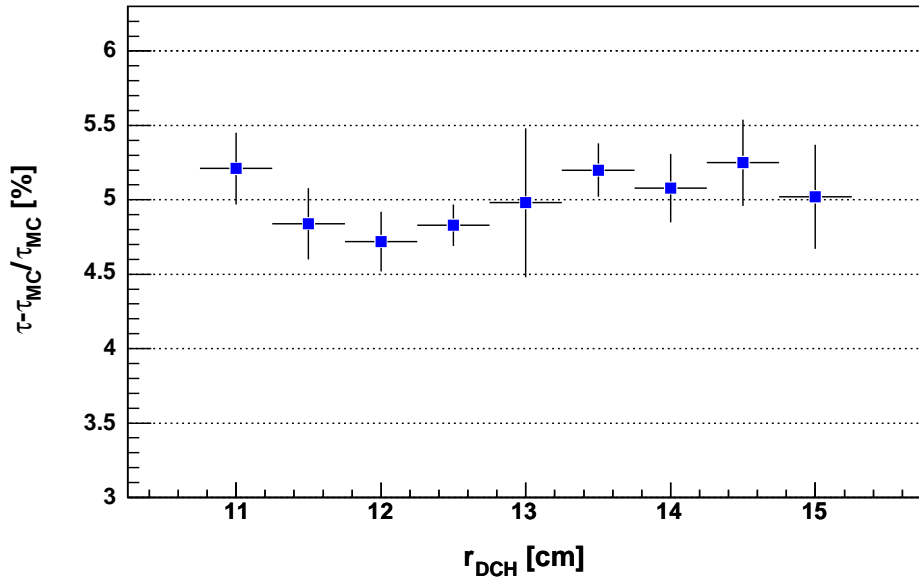
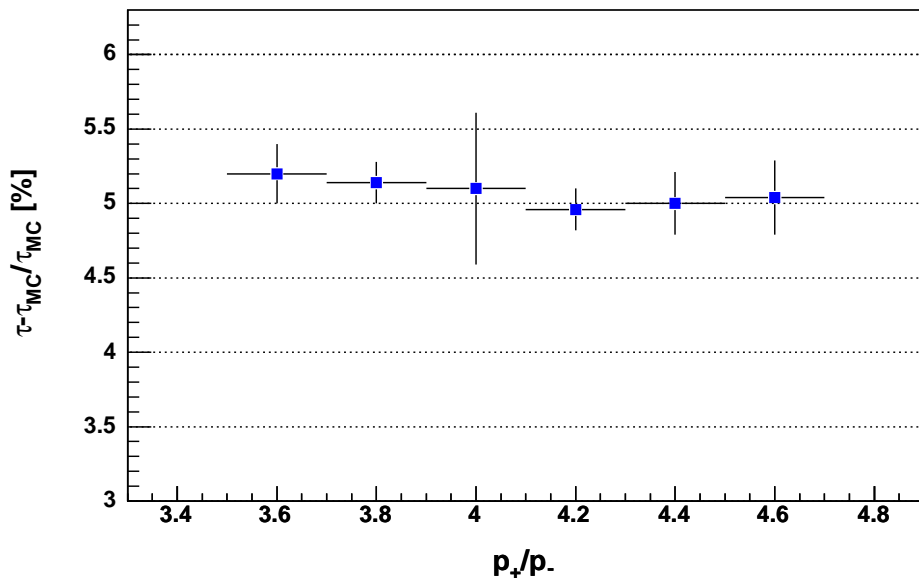


Abbildung 6.16 Die Ergebnisse der Lebensdauermessungen für verschiedene minimale Verhältnisse der beiden Spurimpulse. Zur Messung verwendet wird der Wert bei 4.



6 Die Ergebnisse der Messungen

Ungenauigkeit von 1,5% des Messwerts[Fan00].

Um die Auswirkungen der Unsicherheit der Ξ^0 -Masse auf die Messung der mittleren Lebensdauer zu überprüfen, wurden zwei Methoden gewählt. Zum einen wurden zwei Datensätze mit unterschiedlichen Ξ^0 -Massen generiert und als Vergleichsdatensatz der Messung benutzt. Insgesamt wurden für die beiden Massen $M_{\Xi^0}^{\text{Hi}} = 1,31503 \text{ GeV}/c^2$, was einer um eine Standardabweichung erhöhten Ξ^0 -Masse entspricht, und $M_{\Xi^0}^{\text{Lo}} = 1,31463 \text{ GeV}/c^2$, bei der die Xi^0 -Masse um eine Standardabweichung nach unten verschoben war, je $2 \cdot 10^8$ Ereignisse generiert, von denen nach der Selektion und innerhalb der Anpassungsgrenzen je ca. 570000 Ereignisse übrig blieben.

Die Ergebnisse der Messungen mit beiden Vergleichsdatensätzen sind in Tabelle 6.6 zusammengefasst. Innerhalb der statistischen Unsicherheiten gibt es keine Abweichung dieser Messungen.

Tabelle 6.6 Lebensdauermessung für unterschiedliche Literaturwerte der Ξ^0 -Masse.

Ξ^0 -Masse [GeV/c^2]	$(\tau - \tau_{\text{MC}})/\tau_{\text{MC}}$
1,31463	$(5,12 \pm 0,54)\%$
1,31490	$(4,99 \pm 0,50)\%$
1,31503	$(5,29 \pm 0,54)\%$

Zum anderen wurde die Rekonstruktion der gemessenen und simulierten Daten je einmal mit der hohen und mit der niedrigen Masse durchgeführt. Bei diesen Untersuchungen zeigten sich keine Abweichungen der Ergebnisse von dem Ergebnis der Analyse mit unveränderter Ξ^0 -Masse.

Sowohl bei der Generierung simulierter Ereignisse, als auch bei der Analyse kann der Einfluss der systematischen Unsicherheit der Ξ^0 -Masse als vernachlässigbar eingestuft werden.

6.2.5 Ergebnis der Messung und der Untersuchungen systematischer Unsicherheiten

Die in den vorangegangenen Abschnitten diskutierten systematischen Unsicherheiten sind in Tabelle 6.7 zusammengefasst. Das Ergebnis der Messung ergibt eine relative Abweichung von

$$\frac{\tau - \tau_{\text{MC}}}{\tau_{\text{MC}}} = (+4,99 \pm 0,50_{\text{stat}} \pm 0,58_{\text{syst}})\% \quad (6.1)$$

vom bisherigen Mittelwert ($\tau_{\Xi^0}^{\text{PDG}} = (2,90 \pm 0,09) \cdot 10^{-10} \text{ s}$), was einer Abweichung von 1,7 Standardabweichungen entspricht. Die mittlere Lebensdauer ergibt sich

Tabelle 6.7 Zusammenstellung der systematischen Ungenauigkeiten.

Ursache	Messungenauigkeit in % Abweichung
Polarisation	0,15%
Energieskala	0,33%
Energiekorrektur	0,23%
Schauerpositionskorrektur	0,26%
Vertextauflösung	0,08%
r_{cog}	0,12%
r_{DCH}	0,27%
Gesamt	0,58%

daraus zu

$$\tau_{\Xi^0} = (3,045 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,017_{\text{syst}}) \cdot 10^{-10} \text{ s} \quad (6.2)$$

Das Ziel, die Lebensdauer mit einer relativen Ungenauigkeit von höchstens 1% zu messen, konnte damit erreicht werden. Die Verbesserung in der Genauigkeit entspricht einem Faktor von 4, verglichen mit der Genauigkeit des bisherigen Mittelwerts, und sogar einem Faktor 7, wenn man die Genauigkeit der letzten Messung ($\tau_{\Xi^0}^{\text{Zech}} = (2,83 \pm 0,16) \cdot 10^{-10} \text{ s}$) als Vergleich heranzieht. In Abb. 6.17 sind die bisherigen Messungen im Vergleich mit der vorliegenden aufgetragen.

6.3 Messung der Lebensdauer unter Verwendung des neutralen CDA-Vertex

Anstelle des neutralen Vertex kann zur Bestimmung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons auch der neutrale CDA-Vertex verwendet werden. Die Vorgehensweise ist ganz analog: Es werden die gleichen zehn Energieintervalle verwendet und die Lebensdauer in jedem einzelnen Intervall bestimmt. Das Ergebnis der Messungen in den zehn Energieintervallen ist in Abb. 6.18 aufgetragen.

Das Ergebnis liegt mit einem Wert für die relative Abweichung vom Literaturwert von $(+5,80 \pm 0,48_{\text{stat}})\%$ höher als das Ergebnis bei Verwendung des neutralen Vertex. Als Ursache hierfür kommt die unterschiedliche Auflösung des neutralen CDA-Vertex bei gemessenen und simulierten Daten in Frage. Wie bereits in Abschnitt 5.4 gezeigt, weisen simulierte und gemessene Daten in der Tat deutlich unterschiedliche Vertextauflösungen beim neutralen CDA-Vertex auf. Die dort gezeigten simulierten Datensätze, bei denen durch Variation der Spurpunktauflösung in den Driftkammern die Auflösung der Vertizes verändert wurde, können hier verwendet werden, um den Einfluss der Vertextauflösung auf die Lebensdauerermessung zu untersuchen. Hierzu wurde die Analyse mit den verschie-

6 Die Ergebnisse der Messungen

Abbildung 6.17 Grafische Darstellung der vorliegenden Messung der mittleren Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons in Beziehung zu allen Messungen, die zur Bildung des Mittelwerts von der Particle Data Group verwendet werden.

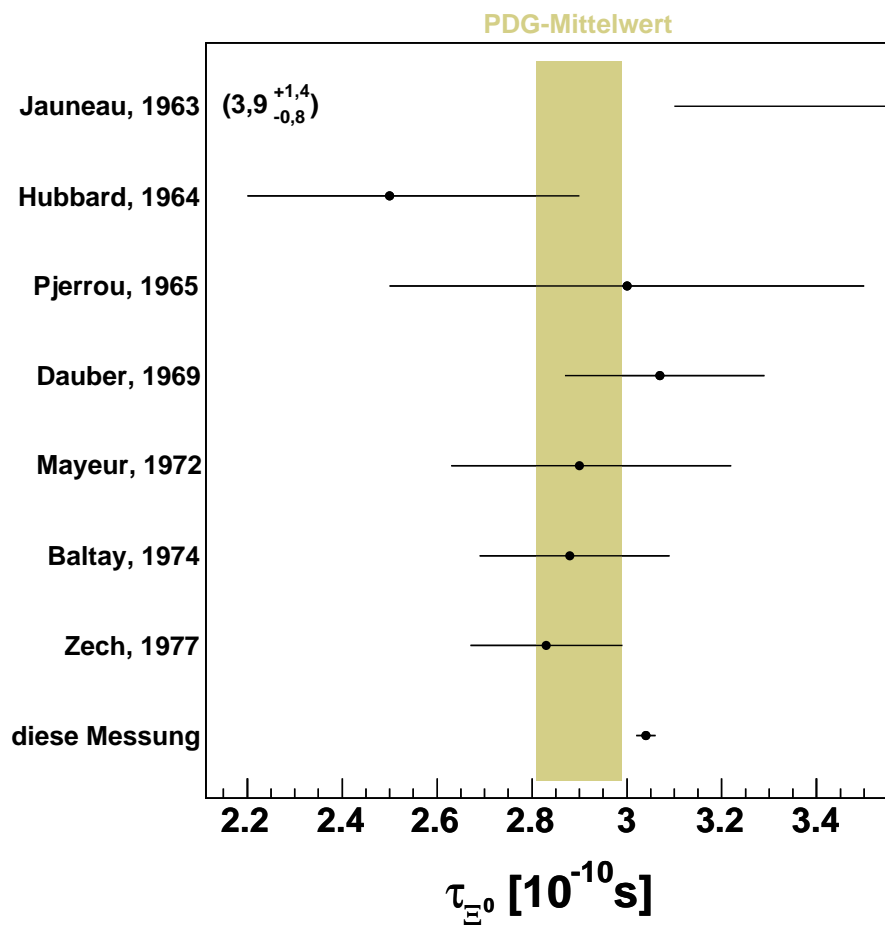
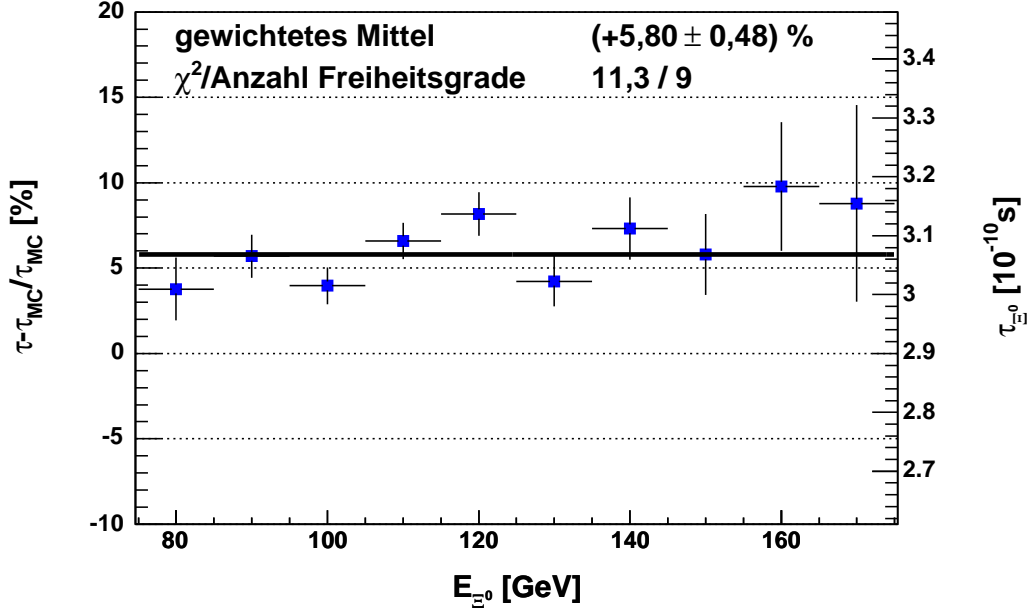


Abbildung 6.18 Die Ergebnisse der Kurvenanpassungen in den einzelnen Energieintervallen und der gemittelte Wert der Lebensdauerermessung unter Verwendung des neutralen CDA-Vertex.



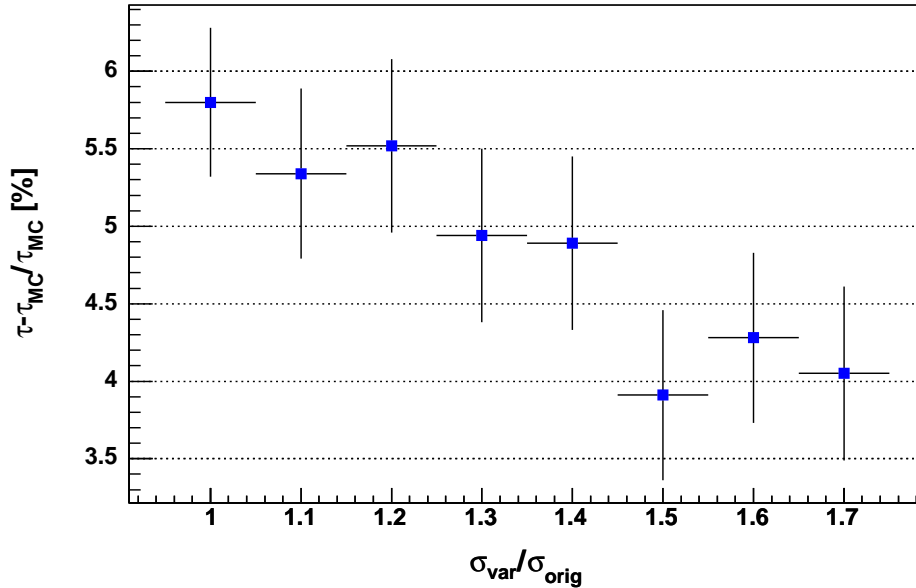
denen simulierten Datensätzen mit jeweils veränderter Vertexauflösung als Vergleichsdatensätze durchgeführt. Die Einzelergebnisse sind in Abb. 6.19 gegen den Faktor aufgetragen, mit dem die Originalbreite der Spurpunktauflösung in den Driftkammern jeweils multipliziert worden war.

Bei den Ergebnissen der Messungen mit dem neutralen CDA-Vertex zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit von der Vertexauflösung: Je größer die Breite der Auflösung des Vergleichsdatensatzes, desto kleiner die gemessene mittlere Lebensdauer. Die Anpassung einer Geraden an den Ergebnisgraphen ergibt eine Steigung von $-2,7$, wobei zu berücksichtigen ist, dass die statistischen Unsicherheiten der einzelnen Messungen wegen der Verwendung des gleichen Datensatzes stark korreliert sind. Wie in Abschnitt 5.4 gezeigt, stimmen die Auflösungen von gemessenen und simulierten Daten am besten für den Vergleichsdatensatz überein, dessen Vertexauflösung durch eine Spurpunktauflösung um den Faktor 1,4 verbreitert worden war. Betrachtet man nun das Ergebnis der Messung der mittleren Lebensdauer mit diesem Vergleichsdatensatz, so stimmt das Ergebnis für die relative Abweichung von

$$\frac{\tau - \tau_{MC}}{\tau_{MC}} = (+4,89 \pm 0,56_{\text{stat}})\% \quad (6.3)$$

sehr gut mit dem Ergebnis unter Verwendung des neutralen Vertex überein, wobei aber auch hier bei den statistischen Unsicherheiten zu berücksichtigen ist, dass

Abbildung 6.19 Die Ergebnisse der Lebensdauermessung für den neutralen CDA-Vertex unter Verwendung verschiedener simulierter Datensätze mit jeweils veränderter Auflösung des neutralen CDA-Vertex als Vergleichsdatsätze.



es sich um korrelierte Messungen handelt.

6.4 Messung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons

Neben den Ereignissen des Typs $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ finden sich in den aufgezeichneten Daten auch Ereignisse des Typs $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$. Mit diesen Ereignissen, die um einen Faktor von ungefähr 10 seltener sind, wird zum ersten Mal eine Bestimmung der Lebensdauer des Ξ^0 durchgeführt. Das Ergebnis macht eine Überprüfung des *CPT*-Theorems möglich, nach dem die Lebensdauern von Teilchen und Antiteilchen gleich sein müssen.

Die Bestimmung der Lebensdauer des Ξ^0 erfolgt auf die gleiche Weise wie die Bestimmung der Lebensdauer des Ξ^0 , wobei wegen der geringeren Statistik breitere Zeitintervalle in den Lebensdauerverteilungen verwendet werden. Die Anti-Hyperonen unterscheiden sich aufgrund ihrer Erzeugung in zwei Punkten von den entsprechenden Hyperonen: Da zur Erzeugung von Anti-Hyperonen der gesamte Quarkinhalt neu erzeugt werden muss, wird mehr Energie zur Erzeugung benötigt, so dass die Spektren der Anti-Hyperonen weicher sind als die Spektren der entsprechenden Hyperonen. Außerdem sind die Ξ^0 unpolarisiert [Erw99].

Das weichere Spektrum führt dazu, dass von den bei der Messung der Ξ^0 -Lebensdauer verwendeten zehn Energieintervallen nur acht zwischen 75 GeV und 155 GeV benutzt werden können, da die Statistik in der Region ab 155 GeV zu

6.5 Messung der Lebensdauer des Λ -Hyperons

gering ist. Legt man die gleichen Maßstäbe zur Festsetzung der Grenzen der Kurvenanpassung an, so blieben zur Anpassung der Kurven in den beiden Energieintervallen zwischen 155 GeV und 175 GeV lediglich je zwei Messpunkte für eine Kurvenanpassung übrig, was zu völlig unrealistischen Werten führt. Die Quotienten der Lebensdauerverteilungen sind mit den Anpassungskurven und den Grenzen, innerhalb derer die Anpassung an die Datenpunkte vorgenommen wird, in Abb. 6.20 dargestellt.

In Abb. 6.21 sind als Ergebnis der Kurvenanpassungen die relativen Abweichungen der gemessenen von der simulierten Lebensdauer für alle Energieintervalle aufgetragen. Da zur mittlere Lebensdauer des Ξ^0 bisher noch kein veröffentlichter Wert vorliegt, wurde zur Simulation der Literaturwert der Lebensdauer des Ξ^0 verwendet.

Der Mittelwert der Einzelmessungen der relativen Abweichungen ist

$$\frac{\tau - \tau_{MC}}{\tau_{MC}} = (+4,91 \pm 1,54_{\text{stat}} \pm 0,57_{\text{syst}})\% , \quad (6.4)$$

was zu einer mittleren Lebensdauer von

$$\tau_{\Xi^0} = (3,042 \pm 0,045_{\text{stat}} \pm 0,017_{\text{syst}}) \cdot 10^{-10} \text{ s} \quad (6.5)$$

führt.

Die systematischen Unsicherheiten sind die gleichen wie bei der Messung der Lebensdauer von Ξ^0 , da die Zerfalls-Topologie bis auf die vertauschten Ladungen der beiden Spuren identisch ist. Da die Ξ^0 unpolarisiert sind, entfällt sogar die durch die Unkenntnis der genauen Polarisation bedingte Unsicherheit. Die Unsicherheit der Messung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons wird vom statistischen Fehler dominiert.

Das Ergebnis der Messung ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Messung der mittleren Lebensdauer des Ξ^0 . Deutlich zeigt sich, dass auch hier eine – im Vergleich zur in der Simulation verwendeten Lebensdauer – eindeutig höhere Lebensdauer gemessen wird. Die vom *CPT*-Theorem vorhergesagte Gleichheit der Lebensdauern von Teilchen und Antiteilchen, kann für Ξ^0 und $\bar{\Xi}^0$ mit einem relativen Fehler von 1,5% der bisherigen Lebensdauer bestätigt werden.

6.5 Messung der Lebensdauer des Λ -Hyperons

Ein weiterer unabhängiger Test zur Überprüfung der Methode der Messung der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons ist die Messung der Lebensdauer sekundärer, aus dem Zerfall von Ξ^0 erzeugter Λ -Hyperonen. Hierbei wird als Flugstrecke der Abstand zwischen neutralem Vertex und dem Zerfallsvertex des Λ (CDA-Vertex)

Abbildung 6.20 Quotienten der Lebensdauererwartungen des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ aus gemessenen und simulierten Daten.

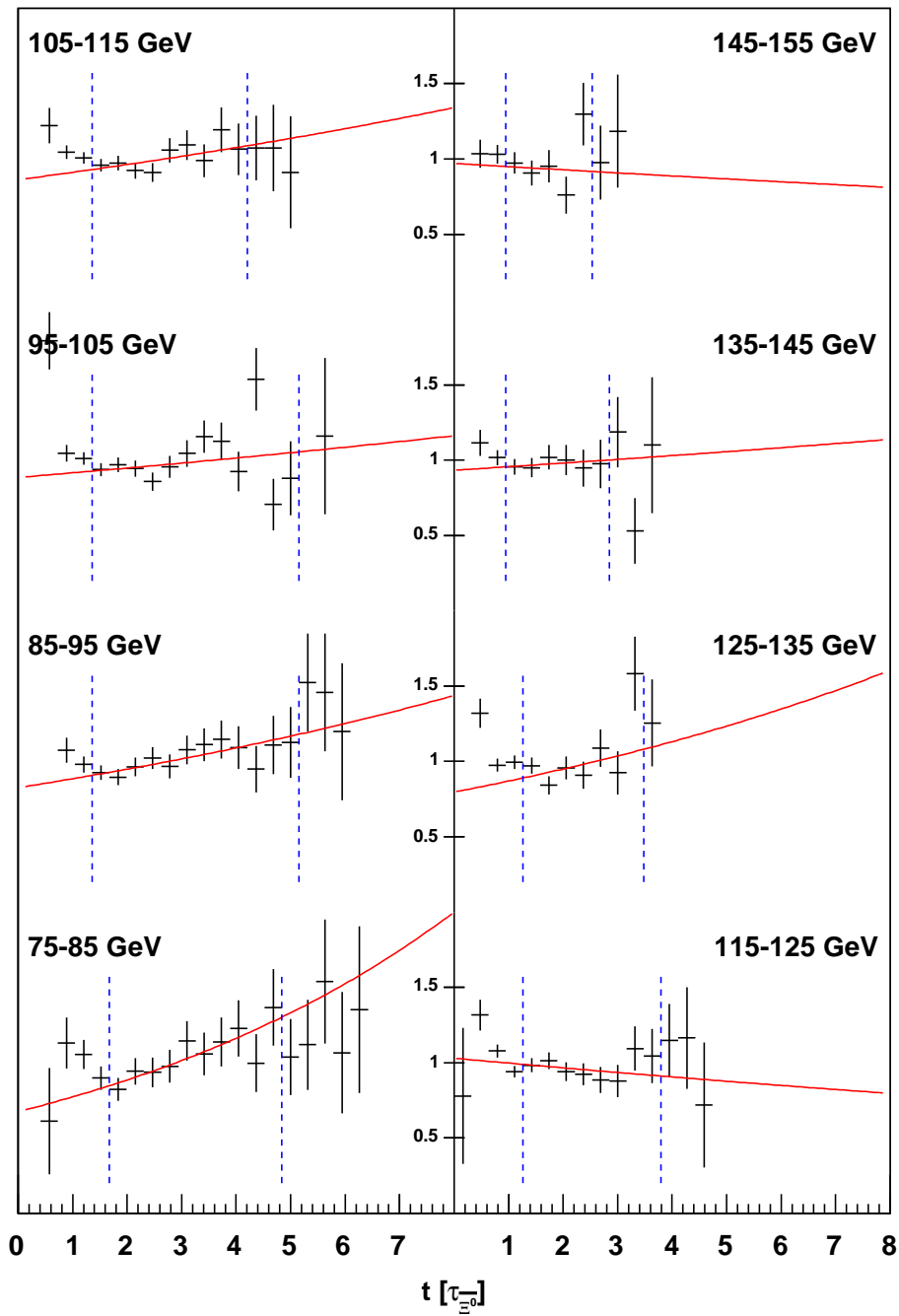
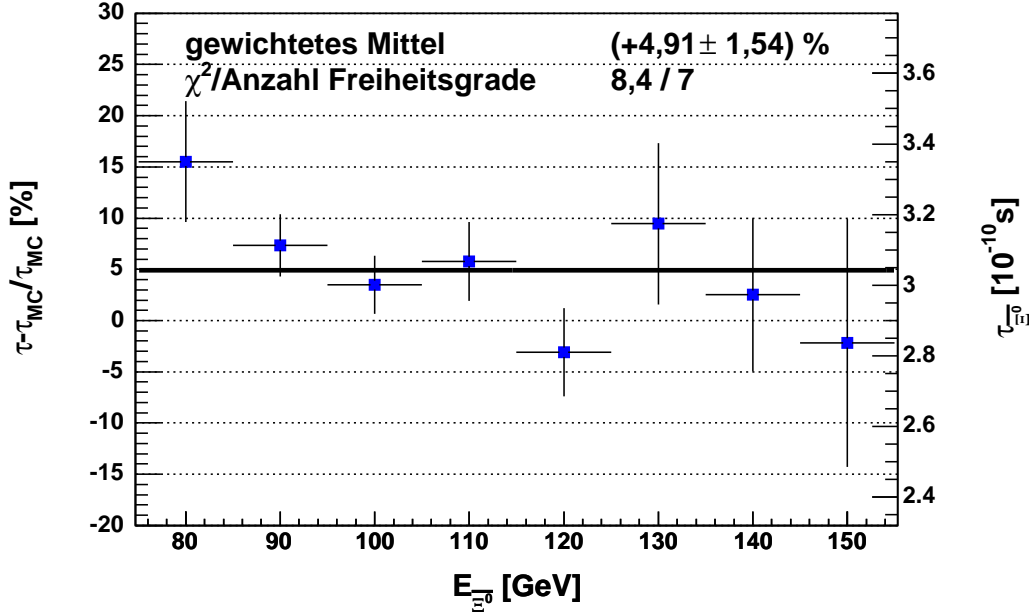


Abbildung 6.21 Die Ergebnisse der Kurvenanpassungen in den einzelnen Energieintervallen und der gemittelte Wert für die Messung der Lebensdauer des Ξ^0 .



benutzt. Die Transformation erfolgt entsprechend ins Ruhesystem des Λ mit der im Spektrometer durch die beiden Spuren gemessenen Energie des Λ . Analog zur Messung der Lebensdauer des Ξ^0 wird die Bestimmung der Λ -Lebensdauer in Energieintervallen durchgeführt, und zwar zwischen 60 GeV und 160 GeV.

In Abb. 6.22 sind die Lebensdauerverteilungen von simulierten und gemessenen sekundären Λ -Hyperonen aufgetragen. Die Verteilungen zeigen auch Werte unterhalb von Null. Diese sind darauf zurückzuführen, dass, bedingt durch die Auflösungen des Ξ^0 - und Λ -Zerfallsvertex, der Λ -Zerfallsvertex vor dem Ξ^0 -Zerfallsvertex rekonstruiert werden kann.

Die Quotienten der Lebensdauerverteilungen und die angepassten Kurven sind in Abb. 6.23 dargestellt. Auch die Grenzen der Kurvenanpassung sind eingezeichnet. Die untere Grenze wurde hierbei auf $0,5 \cdot \tau_{\Lambda}$ festgesetzt, die obere analog zur Messung der Lebensdauer der Ξ^0 auf die Stelle, bei der ein Minimum von 20 Ereignissen pro Zeitintervall in der Verteilung von gemessenen oder simulierten Daten unterschritten wird. Zusätzlich zu den in Kapitel 4 diskutierten Auswahlkriterien wurde gefordert, dass der Ξ^0 -Zerfallsvertex mindestens bei 800 cm liegen muss, um Streueffekte am Kollimator auszuschließen.

Die Ergebnisse der Messungen in den verwendeten Energieintervallen zeigt Abb. 6.24. Die relative Abweichung ergibt sich als gewichtetes Mittel der Ein-

Abbildung 6.22 Die Lebensdauerverteilungen sekundärer Λ -Hyperonen aus gemessenen und simulierten Daten in den verwendeten zehn Energieintervallen zwischen 60 GeV und 160 GeV.

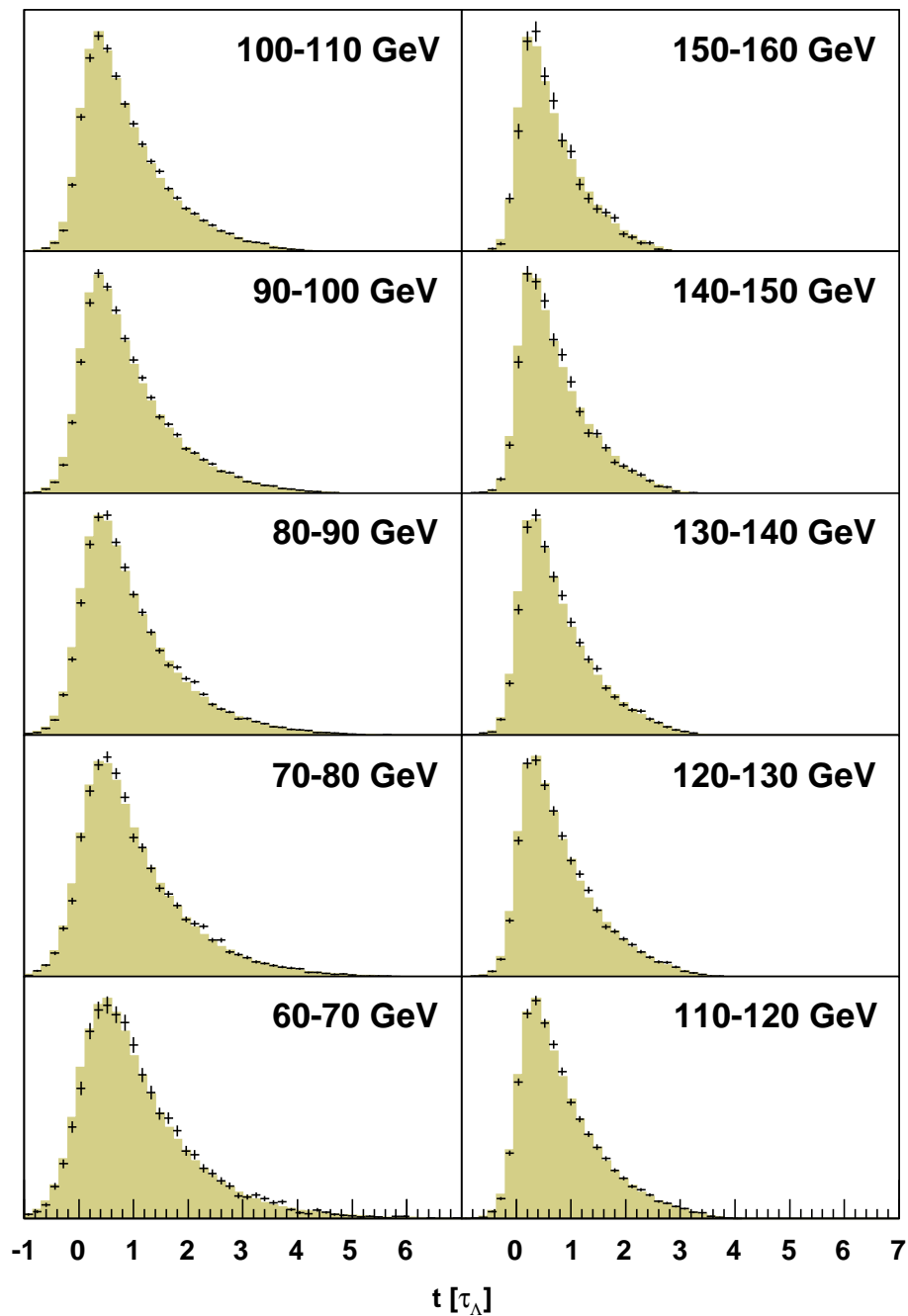
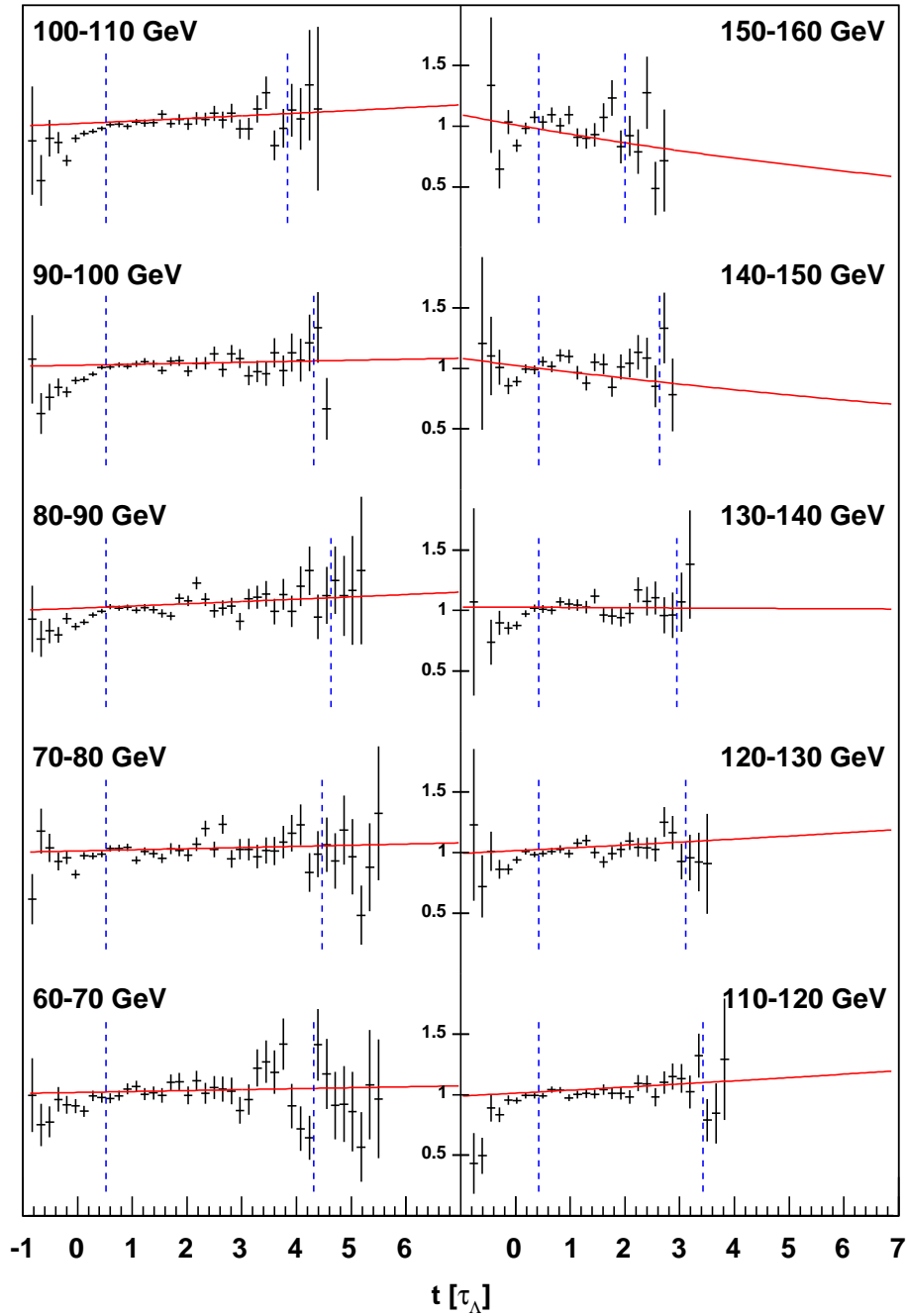


Abbildung 6.23 Quotienten der Λ -Lebensdauererwartungen aus gemessenen und simulierten Daten in den verwendeten zehn Energieintervallen. Eingezeichnet sind die an die Verteilungen angepassten Exponentialfunktionen sowie die Grenzen der zur Parameteranpassung verwendeten Bereiche.



6 Die Ergebnisse der Messungen

zelmessungen und beträgt

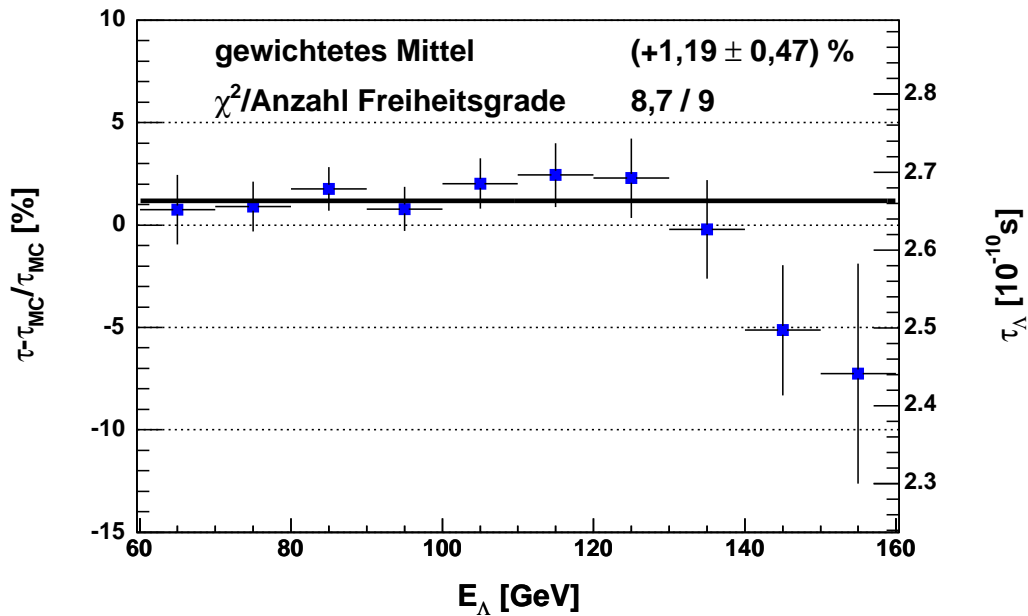
$$\frac{\tau - \tau_{\text{MC}}}{\tau_{\text{MC}}} = (+1,19 \pm 0,47_{\text{stat}})\% , \quad (6.6)$$

d.h. die mittlere Lebensdauer ist

$$\tau_{\Lambda} = (2,663 \pm 0,012_{\text{stat}}) \cdot 10^{-10} \text{ s} . \quad (6.7)$$

Da es sich lediglich um eine Kontrollmessung handelt, wurde im Rahmen dieser Arbeit auf eine Bestimmung systematischer Unsicherheiten verzichtet.

Abbildung 6.24 Die Ergebnisse der Kurvenanpassungen bei der Lebensdauer-messung des Λ in den einzelnen Energieintervallen und der gemittelte Wert.



Innerhalb der statistischen Ungenauigkeiten ist das Ergebnis verträglich mit dem zur Simulation verwendeten Literaturwert $\tau = (2,632 \pm 0,020) \cdot 10^{-10} \text{ s}$ und dem Ergebnis der bisher neuesten Messung $\tau_{\text{Zech}} = (2,69 \pm 0,03) \cdot 10^{-10} \text{ s}$ [Zec77]. In den Literaturwert gehen jedoch noch zwei weitere Messungen ein ($\tau_{\text{Clayton}} = (2,611 \pm 0,020) \cdot 10^{-10} \text{ s}$ [Cla75] und $\tau_{\text{Poulard}} = (2,626 \pm 0,020) \cdot 10^{-10} \text{ s}$ [Pou73]), deren Ergebnisse um mehr als 2σ von dem hier ermittelten Wert und dem Ergebnis der bisher neuesten Messung abweichen. Prinzipiell ist in den 2002 aufgenommenen Ereignissen trotz starker Unterdrückung durch die verwendeten Trigger eine große Anzahl von Ereignissen des Typs $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ vorhanden, die zu einer neuen Bestimmung der mittleren Lebensdauer des Λ verwendet werden können. Die Untersuchung dieser primären Λ -Zerfälle erfolgt jedoch nicht im Rahmen dieser Arbeit.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Bestimmung der mittleren Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons τ_{Ξ^0} vorgenommen. Die dabei verwendeten Daten wurden im Jahr 2002 vom NA48/1-Experiment aufgenommen. Insgesamt wurden aus diesen Daten 192000 Ereignisse des Typs $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ selektiert. Zur Messung wurden davon 107065 Ereignisse verwendet, die im Energiebereich zwischen 75 GeV und 175 GeV liegen und einen sicheren Abstand zum strahldefinierenden Kollimator aufweisen.

Die mittlere Lebensdauer wurde durch einen Vergleich der Lebensdauerverteilungen zwischen den aufgezeichneten und den zu diesem Zweck mit bekannter Lebensdauer simulierten Daten gemessen. Das Ergebnis liegt dabei zunächst als relative Abweichung der gemessenen von der simulierten Lebensdauer vor. Es ergibt sich eine relative Abweichung von $(+4,99 \pm 0,50_{\text{stat}} \pm 0,58_{\text{syst}})\%$. Da zur Simulation der Literaturwert von $\tau_{\Xi^0}^{\text{PDG}} = (2,90 \pm 0,09) \cdot 10^{-10}$ s verwendet wurde, ergibt sich die gemessene mittlere Lebensdauer zu

$$\tau_{\Xi^0} = (3,045 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,017_{\text{syst}}) \cdot 10^{-10} \text{ s} = (3,045 \pm 0,023) \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

Verglichen mit dem bisherigen Weltmittelwert konnte die Ungenauigkeit um den Faktor 4 gesenkt werden. Im Vergleich mit der bisher besten Einzelmessung $\tau_{\Xi^0}^{\text{Zech}} = (2,83 \pm 0,16) \cdot 10^{-10}$ s handelt es sich sogar um eine Verbesserung um den Faktor 7.

Erstmals war es mit dem vorhandenen Datensatz möglich, eine direkte Bestimmung der mittleren Lebensdauer des Ξ^0 im Zerfallskanal $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ vorzunehmen. Es konnten 16987 Ereignisse selektiert werden, von denen durch Einschränkungen auf Energie- und Vertexbereich 10993 zur Messung verblieben. Zum Vergleich diente der Literaturwert der Ξ^0 -Lebensdauer. Das Ergebnis zeigt eine relative Abweichung von diesem Wert um $(+4,91 \pm 1,54_{\text{stat}} \pm 0,57_{\text{syst}})\%$, was eine mittlere Lebensdauer von

$$\tau_{\Xi^0} = (3,042 \pm 0,045_{\text{stat}} \pm 0,017_{\text{syst}}) \cdot 10^{-10} \text{ s} = (3,045 \pm 0,048) \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

ergibt.

Der Wert befindet sich in sehr guter Übereinstimmung mit der Lebensdauer des Ξ^0 , was eine Verletzung des CPT -Theorems bezogen auf die Gleichheit der Lebensdauern von Ξ^0 und $\bar{\Xi}^0$ mit einer Genauigkeit von 1,5% der bisherigen Lebensdauer ausschließt. Aus der Messung der mittleren Lebensdauer des Ξ^0 stammt wegen der gleichen Zerfallstopologie die systematische Unsicherheit für beide Messungen.

Zur Überprüfung wurde zusätzlich nach der gleichen Methode die mittlere Lebensdauer des im Kaskadenzerfall des Ξ^0 auftretenden Λ -Hyperons bestimmt. Das Ergebnis dieser Kontrollmessung, zu dem nur ein statistischer Fehler ermittelt wurde, liegt relativ zum Literaturwert von $\tau_{\Lambda}^{\text{PDG}} = (2,632 \pm 0,020) \cdot 10^{-10}$ s um $(1,19 \pm 0,47_{\text{stat}})\%$ höher und beträgt somit $\tau_{\Lambda} = (2,663 \pm 0,012_{\text{stat}}) \cdot 10^{-10}$ s.

Das Ziel der Arbeit, die relative Unsicherheit der Messung der Lebensdauer des Ξ^0 auf weniger als 1% des Wertes zu reduzieren, konnte erreicht werden. Da das NA48/1-Experiment über den bislang größten Datensatz von Zerfällen neutraler Hyperonen verfügt, und auf absehbare Zeit keine weiteren Experimente, die sich derartigen Fragen widmen, geplant sind, wird der in dieser Arbeit gemessene Wert für längere Zeit der genaueste sein. Eine Verbesserung der Genauigkeit durch höhere Statistik in den Daten des NA48/1-Experiments wäre nur durch Verwendung von Ereignissen, die durch den komplexeren Level-2-Trigger für radiative Hyperonzerfälle genommen wurden, möglich. Die gewonnene statistische Genauigkeit dürfte hierbei jedoch durch zusätzliche systematische Ungenauigkeit kompensiert werden. Eine Verbesserung dürfte durch ein solches Vorgehen höchstens bei der Messung der mittleren Lebensdauer des $\bar{\Xi}^0$ -Hyperons zu erwarten sein.

Neben den Zerfällen des Ξ^0 enthalten die Daten eine große Anzahl von Ereignissen des Typs $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ und – trotz Unterdrückung durch die Trigger – $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Mit diesen Daten könnte eine weitere Messung der mittleren Lebensdauer des Λ bzw. $\bar{\Lambda}$ durchgeführt werden. Auch der direkte Vergleich dieser Lebensdauern ohne Verwendung simulierter Daten ist möglich und dürfte eine weitere Verbesserung des in diesen Kanälen bereits durchgeführten Tests der CPT -Invarianz bringen.

Literaturverzeichnis

- [Bal74] C. Baltay, et al., „Properties of Ξ^- and Ξ^0 hyperons“, Phys. Rev. D 9 (1974) 49
- [Bil03] Allgemeiner Fundus der Arbeitsgruppe ETAP an Bildern zum NA48-Detektor. Die Bilder sind im Computernetzwerk der Arbeitsgruppe unter [/afs/physik.uni-mainz.de/home/na48sw/pictures](http://afs/physik.uni-mainz.de/home/na48sw/pictures) zu finden.
- [Cla75] E. F. Clayton et al., „A high-statistics determination of the Λ mean lifetime“, Nucl. Phys. B 95 (1975), 130-134
- [Com83] E. D. Commins, Ph. H. Bucksbaum, „Weak interactions of leptons and quarks“, Cambridge University Press, 1983.
- [Dau69] P. M. Dauber, et al., „Production and Decay of Cascade Hyperons“, Phys. Rev. 179 (1969) 1262
- [Erw99] R. Erwin, „ $\Xi^0, \overline{\Xi^0}$ Polarization at KTeV“, Hyperon99 (1999).
- [Fan99] V. Fanti et al., „A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon“, Physics Letters B465 (1999) 335-348.
- [Fan00] V. Fanti et al., „Precision measurement of the Ξ^0 mass and the branching ratios $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ and $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ “, Eur. Phys. J. C 12 (2000) 69-76
- [Han82] R. Handler et al., „Precise measurement of the asymmetry parameter in the decay $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ “, Phys. Rev. D 25 (1982) 639
- [Hem78] R. J. Hemingway, et al., „ Ω^- produced in K^-p reactions at 4.2 GeV/c“, Nucl. Phys. B 142 (1978) 205
- [Hub64] J. R. Hubbard, et. al., „Lifetimes of the Ξ^- and Ξ^0 Hyperons“, Phys. Rev. 135 (1964) B183-B187
- [Jau63] L. Jauneau, et al., „Direct measurements of Ξ^- and Ξ^0 mean lives“, Physics letters 4 (1963) 49
- [Koc98] U. Koch, „Messung der radiativen Hyperon-Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ und Präzisionsmessung der Ξ^0 -Masse mit dem NA48-Detektor“, Dissertation, Universität Mainz, 1998.

Literaturverzeichnis

- [Kör70] J. G. Körner, „Octet behaviour of single-particle matrix elements $\langle B'|H_w|B\rangle$ and $\langle M'|H_w|M\rangle$ using a weak current-current quark hamiltonian“, Nucl. Phys. B 25 (1970) 282-290
- [Lai01] A. Lai, et al., „A precise measurement of the direct CP violation parameter $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ “, Eur. Phys. J. C 22 (2001) 231
- [Mar00] P. Marouelli, „Expertensysteme zur Überwachung der Datennahme des NA48-Experiments“, Diplomarbeit, Universität Mainz, 2000.
- [May72] C. Mayeur, et al., „A measurement of the Ξ hyperon lifetimes and α parameters“, Nucl. Phys. B 47 (1972) 333-347
- [Mik03] I. Mikulec, „E, p-scales 2002 and comments on Dalitz flux“, NA48-Kollaborationstreffen, Genf, 3. April 2003
- [Moo04] U. Moosbrugger, private Mitteilung
- [PDG04] S. Eidelman, et al., Physics letters B 592, 1 (2004)
- [Pat71] J. C. Pati, C. H. Woo, „ $\Delta I = \frac{1}{2}$ Rule with Fermion Quarks“, Phys. Rev. D 3 (1971) 2920
- [Pet98] A. Peters, „Aufbau einer PC-Farm zur Datennahme im NA48-Experiment“, Diplomarbeit, Universität Mainz, 1998.
- [Pet00] A. Peters, „The NA48 online and offline PC farms“, CHEP2000, Padua, Spring 2000
- [Pje65] G. M. Pjerrou, et al., Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 275
- [Pou73] G. Poulard, A. Givernaud, A. C. Borg, „New measurement of the Λ lifetime“, Physics letters 46 B (1973) 135
- [Sch98] S. Schmidt, „Entwicklung einer dritten Triggerstufe für das NA48-Experiment“, Diplomarbeit, Universität Mainz, 1998.
- [Sch01] S. Schmidt, „Die Zerfallsasymmetrie des radiativen Hyperonzerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ “, Dissertation, Universität Mainz, 2001.
- [Una01] G. Unal, NA48 Collaboration, in b. Aubert, et al. (Eds.), Proc. IX Int. Conf. on Calorimetry in HEP, in: Frascati Physics Serie, Vol. 21, 2001, p. 361
- [Wan04] R. Wanke, private Mitteilung
- [Wil97] R. Wilhelm, „Messung der transversalen Polarisation von Λ -Hyperonen aus inelastischen pN-Reaktionen bei 450 GeV Protonenergie“, Dissertation, Universität Mainz, 1997.

- [Zec77] G. Zech, et al. „A measurement of the lifetimes of Ξ^0 and Λ hyperons“,
Nucl. Phys. B 124 (1977) 413-425

Literaturverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Baryon-Oktett ($J^P = \frac{1}{2}^+$).	5
1.2	Mögliche Graphen für den Ξ^0 -Zerfall.	7
1.3	Bisherigen Messungen der mittleren Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons	10
2.1	Gesamtansicht des NA48-Detektors	14
2.2	Target und Kollimatorsystem des NA48/1-Experiments	15
2.3	Das Magnetspektrometer	16
2.4	Aufbau des Flüssig-Krypton-Kalorimeters	18
2.5	Zellenstruktur des Flüssig-Krypton-Kalorimeters	19
2.6	Das Hadronische Kalorimeter	20
2.7	Das Hodoskop für geladene Zerfallsprodukte	21
2.8	Das Hodoskop für neutrale Zerfallsprodukte	22
2.9	Der Anti- K_L -Detektor	23
2.10	Der Myon-Veto-Detektor	24
2.11	Das Triggersystem des NA48/1-Experiments	26
2.12	Gesamtansicht des Datenerfassungssystems	30
3.1	Die Verteilung der Lebensdauern.	36
3.2	Die geometrische Akzeptanz an einem Fixed-Target-Detektor	38
3.3	Die geometrische Akzeptanz als Funktion der Lebensdauer t und der Energie E_{Ξ^0}	39
3.4	Die Lebensdauerverteilungen	40
3.5	Form von Lebensdauerverteilungsquotienten	42
3.6	Spektrum der Ξ^0 -Hyperonen	43
3.7	Quotienten zweier simulierter Lebensdauerverteilungen	45
3.8	Ergebnis der Kurvenanpassungen	46
4.1	Konstruktion des CDA-Vertex	50
4.2	Konstruktion des neutralen Vertex	51
4.3	Projektiver Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters	52
4.4	Verschiebung des neutralen Vertex nach Anwendung der Korrektur der Schauerpositionen	53
4.5	Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	58
4.6	Zeitlicher Abstand der Spuren	59

Abbildungsverzeichnis

4.7	Energie des Protons	60
4.8	Energie des π^-	60
4.9	Rekonstruierte Masse unter $\pi^+\pi^-$ -Hypothese gegen das Impuls- verhältnis	62
4.10	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse	64
4.11	Abstände der Energieschwerpunkte von der Zentralachse	65
4.12	Abstand des Λ -Energieschwerpunkts zur Zentralachse	66
4.13	Die invariante $p\pi^-$ -Masse	67
4.14	Die invariante $\Lambda\pi^0$ -Masse	67
5.1	Vergleich der Energieverteilungen des Ξ^0	76
5.2	Kurvenanpassungen zur Bestimmung der Vertexpaßlösung	79
5.3	Auflösung des neutralen CDA-Vertex	80
5.4	Auflösung des neutralen Vertex	81
5.5	Verhältnisse der Auflösungen bei variiertem Simulationsauflösung .	82
5.6	Differenz zwischen rekonstruierten und wahren Vertizes	83
5.7	Abweichung des neutralen CDA-Vertex	84
5.8	Abweichung des neutralen Vertex	85
5.9	Die invarianten $p\pi^-$ - und $\gamma\gamma$ -Massen	87
5.10	Vergleich der invarianten $\Lambda\pi^0$ -Masse	88
5.11	Verteilung des Energieschwerpunkts	89
5.12	Die Auftreffpositionen der π^- auf die erste Driftkammer.	90
5.13	Die Auftreffpositionen der Protonen auf die erste Driftkammer. . .	91
5.14	Die Auftreffpositionen der π^- auf die letzte Driftkammer.	92
5.15	Die Auftreffpositionen der Protonen auf die letzte Driftkammer. .	93
6.1	Die Lebensdauerverteilungen	96
6.2	Quotienten der Ξ^0 -Lebensdauerverteilungen	97
6.3	Ergebnisse der Kurvenanpassungen	98
6.4	Vergleich der Magnetfeldpolaritäten	99
6.5	Ergebnisse für verschiedene Polarisierungen	100
6.6	Die Energieskala	102
6.7	Spektren der Photonen	103
6.8	Auswirkungen der Energiekorrekturen	104
6.9	Vergleich der Lebensdauermessungen für verschiedene Minimal- energien der Photonen	105
6.10	Variation des Mindestabstands	106
6.11	Einfluss der Positionskorrektur der Schauer	107
6.12	Variation der Auflösung des neutralen Vertex	108
6.13	Variation des Energieschwerpunkts des Λ	109
6.14	Variation des Energieschwerpunkts	110
6.15	Variation der Mindestabstände der Spuren zum Zentrum der ersten Driftkammer	111

6.16	Variation des Verhältnis der Spurimpulse	111
6.17	Grafische Darstellung der vorliegenden Messung der mittleren Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons in Beziehung zu allen Messungen, die zur Bildung des Mittelwerts von der Particle Data Group verwendet werden.	114
6.18	Ergebnis unter Verwendung des neutralen CDA-Vertex	115
6.19	Einfluss der Variation der Auflösung des neutralen CDA-Vertex	116
6.20	Quotienten der Ξ^0 -Lebensdauervertelungen	118
6.21	Ergebnis der Messung für Ξ^0	119
6.22	Lebensdauervertelungen sekundärer Λ -Hyperonen	120
6.23	Quotienten der Λ -Lebensdauervertelungen	121
6.24	Ergebnis der Messung für sekundäre Λ	122

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1.1	Quarks und Leptonen des Standardmodells.	4
1.2	Zerfallskanäle des Ξ^0 -Hyperons.	4
1.3	Quantenzahlen Ladung, Strangeness, Baryonenzahl und Isospin für π -Mesonen und Ξ - und Λ -Hyperonen.	8
1.4	Bisherige Messungen der Lebensdauer des Ξ^0 -Hyperons, Mittelwert der Messungen der Lebensdauer des Ξ^- -Hyperons.	11
4.1	Kriterien zur Selektion des Sekundärzerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$	63
4.2	Kriterien zur Selektion des Primärzerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	68
4.3	Die Akzeptanz für die Selektion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	70
6.1	Lebensdauerermessung für die beiden Polaritäten des Spektrometernagneteten.	99
6.2	Lebensdauerermessung für unterschiedliche Ξ^0 -Polarisationen.	101
6.3	Lebensdauerermessungen, bei denen die Energien der Photonen jeweils um 0,1% hoch- bzw. 0,1% herunterskaliert wurden.	101
6.4	Auswirkungen der Energiekorrekturen	104
6.5	Lebensdauerermessung mit und ohne Korrektur der Positionen der Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter.	106
6.6	Lebensdauerermessung für unterschiedliche Literaturwerte der Ξ^0 -Masse.	112
6.7	Zusammenstellung der systematischen Ungenauigkeiten.	113